# 修士学位論文

方向に感度のある暗黒物質探索実験におけるバックグラウンド の研究

2017年2月3日

# 専攻名物理学専攻学籍番号158s113s氏名帝釋

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

# 概要

銀河の運動や、CMB 観測から存在が予言されている暗黒物質は、未だに直接検出さ れた例はなく、宇宙の謎のひとつである。これまでに従来型の直接探索実験として大質 量検出器を用いた観測が多く行われてきが、暗黒物質検出の根拠となる計数率の季節変 動は数 % と小さいため、より確度の高い証拠を得られる別手法による検出が期待され ている。NEWAGE(NEw generation WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) は読み出しに  $\mu$ -PIC(micro PIxel Chamber) を使用した 3 次元ガス検出器  $\mu$ -TPC(micro Time Projection Chamber) を用いた、方向に感度を持つ暗黒物質探索実験 である。NEWAGE は方向に感度を持つ手法では世界最高感度を有している。しかし従来 型の直接探索実験に及ばずさらなる感度向上が求められている。現在 NEWAGE の検出感 度を制限しているのは暗黒物質以外の事象 (バックグラウンド) であり、バックグラウンド の理解・低減は必須である。

本研究は、バックグラウンドとなり得る放射線(中性子および α 線)を測定・理解するこ とを目的として行った。中性子測定に関しては、先行研究として 1994 年に大谷氏、2004 年 に南野氏が神岡地下において中性子フラックスを測定している。しかし、これらの結果では 中性子のスペクトルに関する情報はなく、また系統誤差に関しての議論も十分になされてい なかった。本研究では、中性子スペクトルを仮定し、先行研究とは別手法であるシミュレー ションソフトを用いた校正係数の見積もりを行い、神岡地下における環境中性子フラックス を得た。さらに中性子スペクトルの仮定による系統誤差を見積もり、初めて統計誤差および 系統誤差両方を考慮した結果を得た。

 $\alpha$ 線検出器に関しては、NEWAGE が暗黒物質探索に用いている  $\mu$ -PIC(micro PIxel Chamber)を使用した 3 次元ガス検出器  $\mu$ -TPC(micro Time Projection Chamber)を利用 し、サンプル物質表面からの  $\alpha$ 線を測定する装置を開発した。装置が TPC として動作する ことを確認しバックグラウンドの測定を行った。今後はバックグラウンドの低減およびサン プルの測定を予定している。

# 目次

1		暗黒物質	1
	1.1	暗黒物質の存在・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	1
	1.1.	1 銀河の回転曲線	1
	1.1.	2 重力レンズ効果	3
	1.1.	3 宇宙論パラメータ測定	4
	1.2	暗黒物質の候補粒子・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	9
	1.2.	1 WIMP	9
	1.2.	2 アクシオン	11
	1.3	WIMP 探索	12
	1.3.	1 直接探索実験	13
	1.3.	2   間接探索実験 ................................	13
	1.3.	3 加速器実験	17
2		暗黒物質直接探索手法	19
_	2.1		19
	2.2	クエンチング効果	22
	2.3	散乱断面積	23
	2.3.	1 Spin Independent(SI) $\ldots$	23
	2.3.	$2  \text{Spin Dependent(SD)} \dots \dots$	24
	2.4		27
	2.4.	1 エネルギースペクトルの核種依存性	27
	2.4.	2 季節変動	28
	2.4.	3 到来方向の異方性	29
	2.5	暗黒物質探索実験におけるバックグラウンド	31
3		暗黒物質直接探索実験の紹介	34
Ū	3.1		35
	3.1.	1 固体シンチレータ $\dots$	37
	3.1.	- 「「」 2 液体希ガスシンチレータ	38
	3.1.	- 3 半導体検出器 (ボロメータ、CCD)	39
	3.1.	4	39
	3.2	方向に感度を持った暗黒物質直接探索実験	40
	3.2.	1 ガス検出器	40

	3.2.2	原子核乾板	43
	3.2.3	カーボンナノチューブ (CNT) $\ldots$	43
4	NE	EWAGE	44
	4.1 NE	WAGE-0.3b'	44
	4.1.1	データ取得 (DAQ)	47
	4.1.2	事象選別....................................	50
	4.1.3	検出効率..................................	54
	4.2 暗黑	【物質探索実験	55
	4.3 NE	WAGE におけるバックグラウンド	56
	4.3.1	$\gamma$ 線および $eta$ 線バックグラウンド .........................	57
	4.3.2	lpha 線バックグラウンド	59
	4.3.3	中性子バックグラウンド	61
5	環境	竟中性子フラックスの測定	66
	5.1 $^{3}\mathrm{He}$		66
	5.1.1	<sup>3</sup> He 比例計数管の原理	66
	5.1.2	<sup>3</sup> He 比例計数管での壁際効果	66
	5.1.3	<sup>3</sup> He 比例計数管を用いた熱以外の中性子の測定	67
	5.2 検出	出器とデータ収集系	67
	5.2.1		67
	5.2.2	データ収集系	68
	5.2.3	事象選択効率の見積もり、・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	69
	5.3 シミ		70
	5.3.1	シミュレーションを用いた校正係数の見積もり	70
	5.3.2	ジオメトリ	71
	5.3.3	エネルギースペクトルの仮定	73
	5.3.4		79
	5.3.5	シミュレーション条件	79
	5.3.6	中性子エネルギースペクトルの算出	80
	5.4 測定		81
	5.4.1	神戸大での地上測定	81
	5.4.2	神岡での地下測定	84
	543	先行研究との比較	88
	5.5 NE	WAGE-0.3b' 検出器で期待される中性子バックグラウンド	89
	5.6 講話		93
	H3% HI		

6	÷	表面を検出器の開発	94		
6.	1	既存の $lpha$ 線検出器	94		
	6.1.1	UltraLo-1800	94		
	6.1.2	2 UltraLo-1800 の原理	95		
6.2	2	$\mu ext{-PIC}$ を使った $lpha$ 線検出器の原理 $\dots \dots \dots$	96		
6.3	3 7	検出器とデータ収集系	96		
	6.3.1	しん 検出器	96		
	6.3.2	2 データ収集系	98		
6.4	4	バックグラウンドレベルの要請	98		
	6.4.1	レー $\mu ext{-PIC}$ からの表面 $lpha$ の見積もり $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$	98		
	6.4.2	2 バックグラウンドの測定	100		
6.	5	ドリフトプレーンの製作.............................	101		
6.0	6 i	改善	103		
7	;	結論	105		
付録		106			
付録A		シミュレーションへのインプット中性子スペクトル数値データ [86]	106		
参考文献					
謝辞			112		

# 1 暗黒物質

暗黒物質 (Dark Matter) とは、様々な宇宙観測から存在が予言されている未知の物質であ る。光やX線、赤外線などの電磁波で観測できないことから"暗黒"と形容される。最新の 宇宙観測から、既知の物質は宇宙の構成要素のうちわずか5%でしかなく、残りの27%が 暗黒物質、68%が暗黒エネルギーであると考えられている[1](図1.1[2])。暗黒物質は素粒 子標準理論の枠組みを越えた新理論における粒子であることが予想されるが、その正体は不 明であり、現在世界各国で暗黒物質発見を目指した研究が進められている。



図 1.1: 宇宙のエネルギー組成図 [2]

# 1.1 暗黒物質の存在

暗黒物質は1937年にスイスの天文学者フリッツ・ツビッキーによって提唱された[3]。彼 は銀河の運動速度を調べることにより、銀河の集まりである銀河団の総質量を見積もった。 その結果は光って見えている銀河の数から予想される質量の10~100倍大きいものであっ た。この結果を受けて、彼はその質量差を埋めるために光で観測できない物質として暗黒物 質を提案した。その後銀河や銀河団の観測が進むにつれ、暗黒物質の存在を示唆する様々な 証拠が得られている。以下でそれらについていくつか紹介する。

#### 1.1.1 銀河の回転曲線

暗黒物質の存在を示す代表的なものに、1970年代に報告された銀河の回転曲線問題がある。この問題は、星の分布から求められる質量より、銀河の回転曲線から予想される質量分 布の方が大きいというものである。この問題を解決するために、暗黒物質が銀河スケールに 渡って存在する必要がある。

銀河の回転速度はケプラーの法則に従い

$$\frac{v_{\rm c}^2(r)}{r} = G \frac{M(r)}{r^2}$$
(1.1)

と表される。ここで、 $v_{c}(r)$ は銀河の中心からの距離 rにおける回転速度、M(r)は rより 内側の質量である。銀河の回転速度は、21 cm 線で HI ガス、3.6 mm 線で CO ガスの輝線 のドップラーシフトを観測することで求めることができる。銀河は円盤部分に対して中心部 分が非常に明るいため、星は銀河中心に集中していると考えられる。もし、銀河が光る物質 だけで構成されるとするならば、星の集まっている銀河中心部分の外側では M(r) はほぼ一 定となり、(1.1) 式から円盤部分での速度分布  $v_{c}(r)$ は  $r^{-1/2}$ で減少していくはずである。

図 1.2 に NGC6503 銀河の回転曲線を示す [4]。縦軸が銀河の回転速度、横軸は銀河中心 からの距離。誤差棒つきの点が観測点、破線と点線はそれぞれ観測される円盤部分とガスか ら考えられる回転速度、一点鎖線は銀河ハローの見えない質量が存在した場合の回転速度で あり、実線はそれらの和を示す。NGC6503 銀河は中心から半径 2 kpc 内に星が多く集まっ ている。もし質量が銀河中心に集中しているなら、回転曲線は図中の破線のように半径の大 きい所で遅くなるはずである。しかし、観測から得られた回転曲線は減少することなく図中 の点のように一定の速度で分布している。このことから銀河ハローに光学的に観測すること できない質量のある物質の存在が不可欠であり、暗黒物質存在の証拠となり得る。



#### 1.1.2 重力レンズ効果

重力レンズ効果とは、宇宙に存在する重力源の影響で光の経路が曲がることで、観測者か らみると背景の銀河が複数見えたり歪んで見えたりする現象のことをいう。重力源がレンズ のような役割をしているように考えられることからこのように呼ばれる。重力源が強くなく 背景の銀河が歪む程度の場合を弱い重力レンズ効果と呼ぶ。弱い重力レンズ効果を用いて背 景の銀河の歪みを統計的に調べることで、背景銀河と観測者の間にある重力源の分布を知る ことができる。図 1.3 に重力レンズの原理を示す。



図 1.3: 重力レンズの原理 [5]

弱い重力レンズ効果を用いて暗黒物質の質量空間分布を調べるために、ハッブル宇宙望遠 鏡により銀河団「1E 0657-56」が観測された [6]。銀河団「1E 0657-56」は小さな銀河団と 大きな銀河団が衝突したことで強い X 線を放つ銀河団であり、弾丸銀河団と呼ばれる。図 1.4 に観測された銀河団「1E 0657-56」を示す。図 1.4 中左図が銀河団「1E 0657-56」をマ ゼラン望遠鏡を用いた可視光での観測した結果、図 1.4 中右図 X 線天文衛星チャンドラを用 いた X 線での観測結果である。その結果、X 線で観測された高温プラズマは相互作用しや すいため銀河団同士の衝突点付近に質量が分布している。一方、暗黒物質は相互作用しにく いため高温プラズマよりも前方に進行している。これは銀河団スケールでの暗黒物質が存在 する証拠の一つである。



図 1.4: 1E 0657-56 領域の観測結果 [6]

#### 1.1.3 宇宙論パラメータ測定

宇宙論とは宇宙全体を取り扱う理論のことである。現在の宇宙論における標準的なモ デルとして -CDM モデルがある。 -CDM モデルとは CDM(Cold Dark Matter)の存 在を仮定し、宇宙項 を含んだビッグバン宇宙モデルである。 -CDM モデルでは、宇 宙を占めるエネルギーはダークエネルギー、マター、放射から成り、エネルギー密度を 臨界密度  $\rho_c \left(=\frac{3c^2H_0^2}{8\pi G}\right)$ で割ることで無次元化された量によって議論を行う。これらは宇 宙論パラメータと呼ばれ、それぞれ  $\Omega_A, \Omega_m, \Omega_r$  とかく。放射におけるエネルギー密度  $\Omega_r$ のみは宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background : CMB) 測定等から、  $\Omega_r h^2 = 2.37 \times 10^{-5}$ と求められている [7]。ここで h は 100 [km s<sup>-1</sup> Mpc<sup>-1</sup>] で規格・無次 元化したハッブル定数である。また、宇宙初期 (赤方偏移  $z \sim 10^4$ ) での放射優勢から物質優 勢に移り変わった後では  $\Omega_r$  は  $\Omega_m$  と比較して無視できるほど小さい。以後バリオンと暗黒 物質を別々に考えるとき、マター  $\Omega_m$  はバリオン  $\Omega_b$ と暗黒物質  $\Omega_{DM}$  とに分けて表す。

ここで、宇宙論パラメータについて簡単に説明する。宇宙のサイズを表すスケールファク タ *a* を用いることにより

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2 \left\{ \frac{\Omega_{\rm m}}{a^3} + \frac{\Omega_{\rm r}}{a^4} + \Omega_{\Lambda} - \frac{\Omega_{\rm k}}{a^2} \right\}$$
(1.2)

とかける。ここで、 $H_0$  はハッブル定数、 $\Omega_k$  は宇宙の曲率を表すパラメータであり、(1.2) 式 は規格化されたフリードマン方程式である。この微分方程式を解くことで、宇宙の収縮や膨 張、宇宙は平坦であるのか否か、ビッグバン存在の有無といった宇宙発展の様子を求めるこ とができ、宇宙発展の様子は宇宙論パラメータに依存していることがわかる。図 1.5 に宇宙 論パラメータの観測結果を示し、 $\Omega_{\Lambda}, \Omega_m$  それぞれの値に対する宇宙発展の様子を記してい る。また  $\Omega_{\Lambda}, \Omega_m$  に対する制限は Ia 型超新星 (Type Ia Supernova : IaSN) 爆発のサーベイ 観測 [8]、CMB 観測 [1]、バリオン音響振動 (Baryon Acoustic Oscillation : BAO) 観測 [9] などからつけられている。それぞれについて以下で説明する。IaSN 爆発の観測 [8]、CMB 観測 [1],BAO 観測 [9] などからつけられている。3 つの観測から  $(\Omega_{\Lambda}, \Omega_{m}) \simeq (0.7, 0.3)$  であ る平坦な宇宙であることが有力視されている。



図 1.5: 宇宙論パラメータ  $(\Omega_{\Lambda}, \Omega_{m})$  に対する制限 [10]

Ia 型超新星 (Type Ia Supernova: IaSN) 爆発の観測

IaSN 爆発は、連星系を成している白色矮星に相手の星(伴星)からのガスが降着して重く なり、重力を支えきれなくなった時に起こる爆発現象である。このときの白色矮星の質量は チャンドラセカール質量という理論的な上限値になるため、IaSN 爆発の最大光度は個体に よらず一定になると考えられている。また超新星爆発は非常に明るいため、*z*~1以上の遠 方の宇宙を見ることができる。

超新星爆発のスペクトルから赤方偏移を求めることで宇宙の膨張速度を知ることができ、 見かけの光度から光度距離が分かる。図 1.6 は、地球で観測した IaSN フラックスを等級 m に直し、赤方偏移 z との関係を表したものである [11]。赤点は測定値、青の実線、破線、点 線はそれぞれ異なる ( $\Omega_{\rm m}, \Omega_{\Lambda}$ )の値の組み合わせを表す。図 1.6 中の下図は何もない宇宙と の差を示す。( $\Omega_{\rm m}, \Omega_{\Lambda}$ ) = (0.25,0.75)のモデルが観測と良く一致している。

5



図 1.6: IaSN 爆発の赤方偏移 z と見かけの等級 m の関係 [11]

宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background: CMB) 観測

宇宙マイクロ波背景輻射 (CMB) とは全天球上で等方的に観測される電磁波である。 CMB はビックバン直後に発生したと考えられている。宇宙初期で高温のときは電子と陽子 と光子はそれぞれ別々に存在し、光子は電子とコンプトン散乱を繰り返していたため光子は 直進することができなかった。その後、宇宙膨張により宇宙の温度が下がっていくと、電子 が陽子と結合して原子を作り、光子は直進できるようになった。これはビッグバンの約 40 万年後で、この時期を「宇宙の晴れ上がり」あるいは「再結合期」などと呼び、この頃の宇 宙の温度は~3000 K であった。宇宙膨張により電磁波の波長が伸び、現在は 2.725 K の黒 体放射に非常に酷似したスペクトルが電波領域で等方的に観測されている。

1992 年に COBE 衛星が初めて全天の CMB マップを観測し、WMAP によりさらに角度 分解能の高い観測が行われた。最近ではプランク衛星が全天に渡り揺らぎを観測しており、 揺らぎの大きさは ~  $100 \,\mu\text{K}$  程度と観測された。図 1.7 はプランク衛星によって得られた角 度パワースペクトルである。測定値とモデルを比較することで宇宙論パラメータを求めるこ とができ、 $\Omega_{\rm m} \simeq 0.3, \Omega_{\Lambda} \simeq 0.7$  と評価することができる。図 1.7 の上図はプランク衛星に よる CMB の角度パワースペクトルの観測結果を表し、下図は測定値とベストフィットモデ ルとの差分を表す。青点は測定値、赤線はベストフィットモデルを表す。



図 1.7: プランク衛星による CMB の角度パワースペクトルの観測結果 [12]

バリオン音響振動 (Baryon Acoustic Oscillation: BAO) 観測

BAO とは初期宇宙に存在する音響振動が原因となって起こるバリオンの物質密度のゆら ぎのことである。理論的な銀河団の構造形成モデルからどのように音響波から密度ゆらぎに 発展したかを予想することができ、観測された銀河の分布と比較することで宇宙論パラメー タを推定する。

四つの相互作用の中で重力は遠距離力であり引力であるため、密度ゆらぎは重力不安定性 により成長する。密度ゆらぎを作り出すために、相対論的な速度で運動する軽い暗黒物質 (Hot Dark Matter : HDM) と非相対論的な運動をする重い暗黒物質 (Cold Dark Matter : CDM)の二種類が考えられる。暗黒物質が HDM の場合、暗黒物質の運動により微細構 造をかき乱すため、大規模構造が形成された後に銀河や銀河団が形成されるというシナリオ (トップダウンシナリオ)が有力となる。しかし、 $z \sim 6$ 程度の初期宇宙にも銀河の存在が確 認されなかったため、トップダウンシナリオは支持されていない。一方で暗黒物質が CDM の場合、銀河や銀河団が形成された後に大規模構造が形成されるシナリオ (ボトムアップシ ナリオ)が有力となり、現在広く支持されている。

SDSS(Sloan Digital Sky Survey) は銀河分布を調査するために銀河をサーベイ観測す る実験である [9]。測定結果と構造形成モデルを比較するために、"二点相関関数"を用 いる。二点相関関数とは、ランダムな分布からのずれであり、以下のように定義する。 距離 r 離れた 2 点  $\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2$  の周りの微小体積  $(dx_1)^3 (dx_2)^3$  の両方に銀河が含まれる確率  $P(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)(dx_1)^3 (dx_2)^3$  を考える。銀河が完全にランダムな分布をしているとすると、この 確率は銀河の数密度  $\bar{n}$  を用いて  $\bar{n}^2 (dx_1)^3 (dx_2)^3$  で与えられる。しかし、実際の分布はラン ダムではないため完全にランダムの場合からズレが生じ、

$$P(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)d^3x_1d^3x_2 = \bar{n}^2 \left[1 + \xi(r)\right] (dx_1)^3 (dx_2)^3 \tag{1.3}$$

と与えられる。ここで $\xi(r)$ が二点相関関数である。

図 1.8 は SDSS による二点相関関数の測定結果である。~  $100h^{-1}$ Mpc に存在するピークは音響ピークと呼ばれ、BAO のしるしである。上から 1,2,3 番目のモデル線はそれぞれ  $\Omega_{\rm m}h^2 = 0.12, 0.13, 0.14$  に対応し、 $\Omega_{\rm b}h^2 = 0.024, n = 0.98$  を仮定している。一番下のモデル線は  $\Omega_{\rm b}h^2 = 0, \Omega_{\rm m}h^2 = 0.105$  を仮定している。ここで、h は 100 [km s<sup>-1</sup> Mpc<sup>-1</sup>] で規格・無次元化したハッブル定数、n は銀河の数密度である。



図 1.8: SDSS による二点相関関数の測定結果 [9]

# 1.2 暗黒物質の候補粒子

前節で述べたとおり、銀河の回転曲線や宇宙論パラメータの精密測定より物質の密度パラ メータは  $\Omega_{\rm m} \sim 0.3$  であることが知られている。しかしビッグバン元素合成を考えることに より得たバリオン密度は  $\Omega_{\rm b} = 0.044 \pm 0.004$  であった [13]。以上のことから、バリオンの みで宇宙の物質を説明することできず、非バリオンな質量 (暗黒物質)の存在が期待される。 本節では、非バリオンな暗黒物質の候補粒子について述べる。

1.2.1 WIMP

WIMP(Weakly Interacting Massive Particle) とは、「相互作用が小さく質量を持つ粒 子」の総称である。WIMP は標準理論 (standard model : SM) のエネルギースケール ( $\lesssim 1 \text{ TeV}$ )を越えた理論から作られる粒子であり、その性質から暗黒物質の有力な候補と なる。WIMP を作ることができる理論はいくつか存在し、代表的なものに超対称性理論 (Supersymmetry theory : SUSY)、余剰次元模型 (Universal extra dimension : UED) が ある。特に SUSY から存在が予言される「ニュートラリーノ」は暗黒物質の候補として現在 最も期待されている粒子である。以下で、WIMP になり得る粒子について紹介する。 ニュートラリーノ

SUSY は標準理論の粒子のスピンを 1/2 だけ変化させた超対称性粒子 (SUSY 粒子) が 存在するという理論である。SUSY 粒子の中で最も軽い粒子 (Lightest Supersymmetric Particle: LSP) が電気的に中性であった場合、暗黒物質の候補になり得る [14]。

SM に対して最小限の SUSY に基づいた拡張を行った理論を MSSM(Minimum Supersymmetric extension of the Standard Model) と呼び、表 1.1 に示すような SUSY 粒子を 導入する。

	標準理論の粒子		SUSY 粒子			
記号	名称	スピン	記号	名称	スピン	
q = u, c, t	アップクォーク	1/2	$\tilde{q}_u^1, \cdots \tilde{q}_u^6$	アップスクォーク	0	
q=d,s,b	ダウンクォーク	1/2	$ ilde{q}_d^1, \cdots  ilde{q}_d^6$	ダウンスクォーク	0	
$l=e,\mu,\tau$	レプトン	1/2	$\tilde{l}_6, \cdots \tilde{l}_6$	スレプトン	0	
$ u_e,  u_\mu,  u_ au$	ニュートリノ	1/2	$\tilde{\nu}_1, \tilde{\nu}_2, \tilde{\nu}_3$	スニュートリノ	0	
g	グルーオン	1	${\widetilde g}$	グルイーノ	1/2	
$W^{\pm}$	W ボソン	1	$\tilde{\chi}_1^{\pm}, \tilde{\chi}_2^{\pm}$	チャージーノ	1/2	
$H^{\pm}$	荷電ヒッグス	0				
$\gamma$	光子	1	$ ilde{\chi}^0_1,\cdots  ilde{\chi}^0_4$	ニュートラリーノ	1/2	
$Z^0$	Z ボソン	1				
$h^0$	軽ヒッグス	0				
$H^0$	重ヒッグス	0				
$A^0$	擬ヒッグス	0				

表 1.1: MSSM で導入される超対称性粒子。

また、SUSY 粒子と標準理論の粒子の反応は R パリティー

$$R = (-1)^{3B+L+2S} \tag{1.4}$$

によって決められる。ここで、B はバリオン数、L はレプトン数、S はスピンである。標準理論の粒子は R パリティーは 1 に、SUSY 粒子の R パリティーは -1 になる。反応の前後で R パリティーが保存することから、LSP はそれ以上崩壊できず、安定に存在することができる。LSP になり得るのはスピンが 1/2 であるグルイーノ、チャージーノ、ニュートラリーノの中で最も軽い粒子であり、ニュートラリーノが LSP であった場合は暗黒物質の

有力な候補となる。最も軽いニュートラリーノ( $\tilde{\chi}_1^0 \equiv \chi$ )は、フォティーノ( $\tilde{\gamma}$ )、ズィーノ( $\tilde{Z}$ )、ヒグシーノ( $\tilde{H}_1, \tilde{H}_2$ )の混合状態の中で質量固有値が最小になるものである。フォティーノはビーノ( $\tilde{B}$ )とウィーノ( $\tilde{W}_3$ )を用いて

$$\tilde{\gamma} = \cos\theta_{\rm W}\tilde{B} + \sin\theta_{\rm W}\tilde{W}_3\tilde{Z} = -\sin\theta_{\rm W}\tilde{B} + \cos\theta_{\rm W}\tilde{W}_3 \tag{1.5}$$

と表せるので、最も軽いニュートラリーノ $\chi$ は

$$\chi = a_1 \tilde{B} + a_2 \tilde{W}_3 + a_3 \tilde{H}_1 + a_4 \tilde{H}_2 \tag{1.6}$$

と表すことができる。ニュートラリーノの探索手法及び実験については、第2章、第3章で 紹介する。

カルツァクライン粒子

UED は重力相互作用と電磁相互作用を統合するために SM のエネルギースケールを越 えた理論である。UED において、宇宙は 5 次元以上の次元を持っており、低エネルギー極 限 (SM のエネルギースケール) では 4 次元として観測される。また、UED はカルツァクラ イン粒子が存在し、K-K パリティ  $(-1)^n$  が反応の前後で保存することが要求される。ここ で n は K-K number と呼ばれそれぞれの状態でのカルツァクライン粒子の数を表す。反応 の前後で K-K パリティーが保存することから、最も軽いカルツァクライン粒子(Lightest Kaluza-Klein Particle : LKP) は安定であるため、LKP が電気的に中性であった場合、暗 黒物質の候補になり得る [15]。

#### 1.2.2 アクシオン

アクシオンとは強い相互作用を記述する量子色力学での CP 対称性の問題を説明するため に存在が予想された中性で軽い擬スカラーボゾン粒子である [16]。アクシオンの質量は、ア クシオンが星の進化に与える影響、超新星爆発によるニュートリノ・バーストの観測結果、 宇宙の質量密度に関する理論、などから制限がついており、1 µeV – 1 meV, 2 eV – 5 eV の 2 つの範囲が現在許される質量領域である。前者の軽い領域は CDM になり得ると考えられ ている [17]。非常に軽いアクシオンが CDM の候補となり得るのは、アクシオンはインフ レーション前後の真空の相転移から発生したと考えられており、他の粒子と熱平衡にはな かったためである。

アクシオンの探索では、プリマコフ効果で生成された光子を検出する。プリマコフ効果と は強磁場中においてアクシオンが光子に変換されることを言う [18]。図 1.9 はアクシオン-光子カップリングに対する現在の制限である。



図 1.9: アクシオン-光子カップリングに対する制限 [19]

## 1.3 WIMP 探索

WIMP 探索には直接探索実験 (地下実験)、間接探索実験 (宇宙観測)、加速器実験 (対生成) の三種類がある。 図 1.10 に WIMP 探索のファイマンダイアグラムを示す。 $\chi, q, Q$  は それぞれニュートラリーノ、SM 粒子、相互作用を媒介するボソンを表している。図 1.10 か ら、三種類の WIMP 探索は時間発展は異なるが、原理的には同じであることがわかる。直 接探索では WIMP と原子核の弾性散乱を探索する。間接探索では、WIMP の対消滅や崩壊 から生じた  $\gamma$  線、ニュートリノ、反粒子を探索する。加速器実験では SM 粒子を加速し衝突 させることで WIMP を創り出すことにより探索を行う。以下の節でそれぞれについて説明 する。



図 1.10: WIMP 探索のファイマンダイアグラム [20]

#### 1.3.1 直接探索実験

直接探索実験とは、銀河ハローに付随する WIMP と原子核の弾性散乱事象を地球上に置 いた検出器で捉えることを目的とした実験である。直接探索は暗黒物質存在に対して決定的 な証拠となるが、WIMP と原子核との相互作用の散乱断面積は非常に小さいため、予想さ れる計数率は非常に小さい。そのため直接探索実験は、宇宙線バックグラウンドを避けるた めに地下の実験施設で行われる。また、直接探索手法の詳細は第2章で、具体的な直接探索 手法については第3章で述べる。

1.3.2 間接探索実験

ニュートラリーノは粒子と反粒子が同一のマヨラナフェルミオンであると考えられてお り、ニュートラリーノ同士の対消滅が可能である [21]。対消滅のレート Γ<sub>ann</sub> は

$$\Gamma_{\rm ann} \propto n_{\chi}^2 < \sigma_{\rm ann}(v)v > . \tag{1.7}$$

と表される。ここで、 $n_{\chi}$  は数密度、 $\Gamma_{\rm ann}$  は対消滅の散乱断面積、v は暗黒物質同士の相対速度である。銀河、太陽または地球の中心といった暗黒物質の密度が大きいとされる高重力場領域では、ニュートラリーノの対消滅が定常的に起こるとされている。間接探索実験では、上記の領域から対消滅により生じた  $\gamma$  線、ニュートリノ、反粒子を検出することでニュートラリーノ存在の間接的な証拠を得ることを目的としている。以下でニュートラリーノ対消滅由来の  $\gamma$  線、ニュートリノ、反粒子それぞれの探索について紹介する。

 $\gamma$ 線

ニュートラリーノ対消滅由来の  $\gamma$  線は  $\chi\chi \longrightarrow \gamma\gamma, \chi\chi \longrightarrow Z^0\gamma$  の過程を経て生成される。観測される  $\gamma$  線のスペクトルはニュートラリーノの質量に対応するピークと、ハドロンやレプトンを生成した際の連続成分から成ると考えられている。崩壊レートは SUSY パラメータ ( $\sigma_{ann}(v)$  や崩壊比) や銀河ハローの密度プロファイル ( $n_\chi$  や v) に依存しているため、フラックスやエネルギースペクトルの推定が困難である。

Fermi 衛星は 30 MeV – 300 GeV の  $\gamma$  線を観測できる 線天文衛星であり、2008 年に 打ち上げられた。Fermi 衛星の検出感度は EGRET の 30 倍である。Fermi 衛星の銀河面と 銀河中心の観測から、130 GeV 付近での  $\gamma$  線超過が  $4.5\sigma$  で観測された (図 1.11[23][24])。 暗黒物質の信号である可能性、装置の系統誤差等の詳細が引き続き検討され、観測が継続さ れている。



図 1.11: Fermi 衛星が観測した銀河中心からの 線のエネルギースペクトル [24]。赤線が 測定値、灰色の領域が 95 % の信頼度におけるエラー領域、黒線はバックグラウンド、黒点 線は暗黒物質の対消滅から予想されるスペクトルを示す。左図は 2DM  $\rightarrow 2\gamma$  チャンネル、 右図は 2DM  $\rightarrow 2V \rightarrow 4\gamma$  チャンネルでのフィットを表す。ここで V は仮想的な終状態で ある。二つの図におけるベストフィット質量はそれぞれ 130 GeV と 145 GeV である。

CTA(Cherenkov Telescope Array) は Fermi 衛星よりも高いエネルギー領域 (20 GeV – 200 TeV) の  $\gamma$  線を観測するための大気チェレンコフ望遠鏡であり地上に設置する。2017 年 に部分観測が開始予定であり、計画が進行中である。現在 MAGIC や H.E.S.S. といった大 気チェレンコフ望遠鏡を用いた実験が稼働しているが、CTA はそれらの 10 倍近い感度を 達成するとされており、対消滅による  $\gamma$  線の検出が期待される。また CTA は、ニュートラ リーノが TeV 領域に及ぶ大きな質量を持つ場合、衛星では観測できないエネルギー領域の  $\gamma$  線を観測することができるという利点をもつ [25]。

ニュートリノ

ニュートリノはニュートラリーノ対消滅の終状態として生成され、そのエネルギーは ニュートラリーノの質量の  $1/3 \sim 1/2$  程度となる。また、ニュートリノは  $\gamma$  線と違い他の 物質とほとんど相互作用しないので、 $\gamma$  線では観測できない地球や太陽に捕らわれたニュー トラリーノの対消滅を捉えることが可能である。

太陽の構成元素は主に水素であるので、ニュートラリーノは Spin dependent(SD) 反応 (2.3 節参照)によって捕らわれていると考えられる。そのため太陽からのニュートリノを観 測することで SD 反応の散乱断面積に対して制限をつけることができる。一方地球は質量数 の大きい原子で構成されるので、地球からきたニュートリノの観測は Spin independent(SI) 反応 (2.3 節参照)の散乱断面積に感度がある。

スーパーカミオカンデは太陽方向から到来するニュートリノの観測から SD 反応の制限を つけた [26]。スーパーカミオカンデとは岐阜県神岡の地下に建設された水チェレンコフ検出 器で、約 50000 トンの純水を約 10000 個の光電子増倍管で覆った構造をした検出器である。

南極の氷の中にある IceCube のチェレンコフ検出器は約 5000 個の光電子増倍管を持ち、 約 2.4 km の深さの穴に埋められている [27]。図 1.12 は IceCube による SI,SD に対する制 限曲線である [28]。緑線は  $\chi\chi \rightarrow W^+W^-$  崩壊チャンネル、青線は  $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$  崩壊チャンネ ル、赤線は  $\chi\chi \rightarrow - + -$  崩壊チャンネルによる探索結果を表す。



(a) SD 反応における反応断面積の制限曲線 [28]

(b) SI 反応における反応断面積の制限曲線 [28]

図 1.12: IceCube における暗黒物質反応断面積の制限

#### 反粒子

ニュートラリーノ対消滅により、粒子-反粒子対が生成されると考えられている。宇宙に 存在する反粒子は基本的に宇宙線の核破砕で作られたと考えられており、宇宙線中の反粒子 の超過は暗黒物質の間接的な証拠になり得る。ただし反粒子は電荷を持つために到来方向が 特定できないため、反粒子の観測による間接探索で暗黒物質のモデルを決定するのは困難で

## ある。

PAMELA(a Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics)[29] や AMS(Alpha MagneticSpectrometer)[30] は磁場を用いて反粒 子を識別して検出する。PAMELA は 2006 年から 2009 年の間稼働し、電子に対する陽電子 の比 ( $N_{e^+}/N_{e^+} + N_{e^-}$ )の観測を行った。この観測から 10 GeV あたりから上昇し、検出器 の上限である 100 GeV まで上がり続けるという結果を得た。AMS-02 は 2011 年に ISS(国 際宇宙ステーション) に設置され、より高い精度で PAMELA と一致する結果を観測した。 図 1.13 にこれまでに得られた電子に対する陽電子の比の観測結果を示す。 $N_{e^-}$ 、 $N_{e^+}$  はそ れぞれ電子、陽電子の数を表す。これは 2013 年に発表され、エネルギーの増加とともに陽 電子の比率が増加している。陽電子の超過は暗黒物質の対消滅・崩壊によるものと考えるこ とができるが、パルサーの対消滅によっても説明されるため、超過の起源の理解のためには さらなる観測が必要である。



図 1.13: AMS-02、PAMERA、Fermi によって観測された陽電子の比率 (N<sub>e+</sub>/N<sub>e+</sub>+N<sub>e-</sub>)[30]

AMS-02 は 2016 年に最新の結果を発表し、600 GeV 付近まで観測結果を更新した。図 1.14 に示す。彼らは 2024 年には暗黒物質由来なのか、パルサー由来なのかはっきりさせる ことが出来ると主張している。



図 1.14: AMS-02 の最新結果 [31]

#### 1.3.3 加速器実験

加速器において、衝突が十分高エネルギーであるなら、粒子の衝突から SUSY 粒子が生成 される。生成された SUSY 粒子は直ちに崩壊し、最も軽い SUSY 粒子 (LSP) になる。LSP がニュートラリーノの場合、中性粒子であり物質とほとんど相互作用をしないため周囲の検 出器では検出されず、エネルギー欠損及び運動量欠損として検出される。さらに、このよう な事象の発生率や欠損の運動量・エネルギーを測定することにより、ニュートラリーノの質 量や散乱断面積を求めることができる。加速器実験からはニュートラリーノが暗黒物質かど うかについては言及できないが、ニュートラリーノの発見やその性質の研究を行うことは、 他の暗黒物質探索実験にとって非常に重要である。

LEP(Large Electron-Positron Collider) 及び LEP2 は電子陽電子衝突型の円形の加速 器であり、現在は運用は終了している。衝突エネルギーの最大値は重心系でそれぞれ 90 GeV, 200 GeV である。LEP ではニュートラリーノの事象は発見できず、ニュートラ リーノの質量について  $M_{\rm D} > 40 \text{ GeV}$  という下限値をつけた [32]。

LHC(Large Hadron Collider) はスイス・ジュネーブにある CERN(欧州原子核研究機構)の陽子陽子衝突型の円形加速器である。円周 27km のトンネル内で反対方向に加速された陽子同士を正面衝突させる。2013年まで最大エネルギーは8GeV で運用されていた(RUN1)。2015年からはアップグレードされ最大エネルギー13~14TeV で稼働している(RUN2)。LHC を用いた実験のひとつにアトラス実験がある。アトラス実験は、38 カ国及び領域、176の研究機関からの約 3000人の素粒子実験物理学者が共同で行う実験である。ATLAS 検出器は、LHC によって加速された2本の陽子ビームを検出器の中心で衝突させ、

その衝突によって発生する粒子を精密測定するトロイド型の観測装置である。アトラス実験 では様々な崩壊チャンネルでの SUSY 探索が行われている。RUN1 における観測データを 用いた解析では SUSY 粒子の発見には至っておらず、SUSY 粒子に質量制限がつけられて いる [33]。

ILC(International lineare collider) は電子-陽電子衝突型の線形加速器であり、現在は計 画段階である。ハドロンの衝突と比ベレプトンの衝突はより単純であるので、電子-陽電子 衝突型の加速器はバックグラウンドが少なく、より詳細なパラメータを求めるのに適してい る。また円形加速器の場合シンクロトロン放射の影響で到達できるエネルギーに限界がある が、直線上の ILC はそういった課題を克服することができる。LHC で SUSY 粒子が発見さ れた場合に、ILC での質量や散乱断面積の詳細なパラメータの測定が期待される [34]。

# 2 暗黒物質直接探索手法

直接探索実験では、WIMP と弾性散乱した反跳原子核を検出することを目的としている。 直接探索は銀河ハロー内の暗黒物質存在の直接的な証拠となる。本章では、WIMP の直接 探索の予想されるエネルギースペクトルについて議論する [35]。

2.1 エネルギースペクトル

直接探索では、WIMP と弾性散乱した反跳原子核が検出器に落とすエネルギーを検出 するので、期待されるエネルギースペクトルを予め予想しておく必要がある。エネルギー スペクトルは、銀河中に対する地球の運動と銀河に対する WIMP の運動をそれぞれ考え、 WIMP と地球の相対速度を考えることで計算できる。

太陽系は銀河中心から 8 kpc の距離で回転しており、地球は太陽のまわりを公転している。このことから地球と銀河ハローの相対速度は

$$v_{\rm E}(=|\mathbf{v}_{\rm E}|) = v_{\rm sun} + v_{\rm orb} \cos \theta_{\rm orb} \sin(2\pi y)$$

$$\simeq 244 + 15 \sin(2\pi y) \,[\rm km/sec],$$
(2.1)

と表せる [35]。ここで  $v_{sun}$  は銀河ハローに対する太陽の速度、 $v_{orb}$  は太陽のまわりを回る 地球の公転速度、 $\cos \theta_{orb}$  は銀河面に対する地球の公転面、y は 3 月 2 日からの経過時間を 表している。図 2.1 は銀河内での太陽と地球の運動を表した模式図である。地球は太陽の回 りを公転しており、6 月は地球の公転方向と太陽系の進行方向が同じになるので相対速度は 最大となる。一方で 12 月は地球の公転方向と太陽系の進行方向が逆になるので相対速度は 最小となる。



図 2.1: 銀河内での太陽と地球の運動を表した模式図 [36]

WIMP の微分数密度 dn は、 $v_{\rm E}$  を用いて

$$dn = \frac{n_0}{k} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_{\rm E}) d^3 v, \qquad (2.2)$$
$$n_0 \equiv \int_0^{v_{\rm esc}} dn \,, \qquad k = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^{+1} d(\cos\theta) \int_0^{v_{\rm esc}} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_{\rm E}) v^2 dv \,,$$

と表せる [35]。ここで k は規格化定数、 $n_0$  は WIMP の全数密度、 $v_{esc}$  は銀河脱出速度、 $\theta$  は  $\mathbf{v}_E$  と WIMP 速度とが成す角、 $\phi$  は天頂と WIMP 速度とが成す方位角である。ここで、暗黒物質の速度分布  $f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E)$  はボルツマン分布に従うと仮定すると

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_{\rm E}) = e^{-(\mathbf{v} + \mathbf{v}_{\rm E})^2 / v_0^2},$$
 (2.3)

と表せる [35]。ここで  $v_0^2$  は銀河の分散速度であり、銀河の回転曲線が一定の場合、銀河の回転速度と等しくなる。また k は  $v_{\rm esc}$  が無限か有限かで場合分けできて

$$k = k_0 = (\pi v_0^2)^{3/2}$$
  $(v_{\rm esc} = \infty)$  (2.4)

$$k = k_1 = k_0 \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{v_{\rm esc}}{v_0}\right) - \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{v_{\rm esc}}{v_0} e^{-v_{\rm esc}^2/v_0^2} \right\} (v_{\rm esc} \neq \infty),$$
(2.5)

と表せる [35]。ここで  $\operatorname{erf}(x)\equiv rac{2}{\pi^{1/2}}\int_0^x e^{-t^2}dt$  は誤差関数である。

次に標的質量 1 kg、観測時間 1 日あたりの WIMP の事象数 R(total rate unit : tru) に ついて考える。R の微小変化 dR(differential rate unit : dru) は

$$dR = \frac{N_{\rm A}}{A} \sigma v dn, \qquad (2.6)$$

と表せる [35]。ここで  $N_A$  はアボガドロ数  $(6.02 \times 10^{23})$ 、A は標的原子核の原子数、  $v = |\mathbf{v} - \mathbf{v}_E|$  は暗黒物質と標的原子核の相対速度、 $\sigma$  は WIMP と標的原子核の散乱断面積 である。また  $\sigma$  は運動量移行に依存する。運動量移行を考慮に入れた散乱断面積について は 2.3 節で議論し、ここでは  $\sigma = \sigma_0$ (定数) として議論する。R は (2.6) 式を積分すること で求めることができ

$$R = \frac{N_0}{A} \sigma_0 \int v dn \tag{2.7}$$

となる [35]。 $v_{\mathrm{E}}=0, v_{\mathrm{esc}}=\infty$ のとき、事象数  $R_0$  は

$$R_{0} = \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{N_{\rm A}}{A} \frac{\rho_{\rm D}}{M_{\rm D}} \sigma_{0} v_{0}$$
(2.8)

$$= \frac{361}{M_{\rm D}M_{\rm N}} \left(\frac{\sigma_0}{1\,{\rm pb}}\right) \left(\frac{\rho_{\rm D}}{0.3\,{\rm GeV}\,{\rm c}^{-2}\,{\rm cm}^{-3}}\right) \left(\frac{v_0}{220\,{\rm km}\,{\rm s}^{-1}}\right),\tag{2.9}$$

となる [35]。ここで  $\rho_{\rm D}$  は暗黒物質の質量密度、 $M_{\rm D}$  は暗黒物質の質量、 $M_{\rm N}(=0.932A)$ 標的 原子核の質量である。また (2.9) 式は  $\sigma_0 = 1 \,\mathrm{pb}, v_0 = 220 \,\mathrm{km \, s^{-2}}, \rho_{\rm D} = 0.3 \,\mathrm{GeV \, c^{-2} \, cm^{-3}}$ で規格化している。 次に WIMP との弾性散乱した反跳原子核のエネルギースペクトル  $\frac{dR}{dE_{\rm R}}$  について考える。 実験室系での WIMP の運動エネルギーを  $E\left(=\frac{1}{2}M_{\rm D}v^2\right)$  とすると、質量  $M_{\rm N}$  の原子核が受ける反跳エネルギー  $E_{\rm R}$  は

$$E_{\rm R} = Er \frac{(1 - \cos\theta)}{2}, \qquad (2.10)$$

$$r = \frac{4M_{\rm D}M_{\rm N}}{\left(M_{\rm D} + M_{\rm N}\right)^2},\tag{2.11}$$

である [35]。ここで、 $\theta$  は重心系での散乱角、r は換算質量である。重心系において等方散 乱を仮定すると  $\cos \theta$  分布は一様となり  $E_{\rm R}$  分布は  $0 \le E_{\rm R} \le Er$  の範囲で一様となる。し たがってエネルギースペクトル  $\frac{dR}{dE_{\rm R}}$  は

$$\frac{dR}{dE_{\rm R}} = \int_{E_{\rm min}}^{E_{\rm max}} \frac{1}{Er} dR(E)$$
$$= \frac{1}{E_0 r} \int_{v_{\rm min}}^{v_{\rm max}} \frac{v_0^2}{v^2} dR(v),$$

とかける [35]。ここで  $E_{\min} = E_{\rm R}/r$  は反跳原子核に反跳エネルギー  $E_{\rm R}$  を渡すことのでき る最小の WIMP の運動エネルギーであり、 $E_{\max}$  は  $v_{\rm esc}$  と地球の運動から決まる実験室系 での WIMP の運動エネルギーの最大値である。 $v_{\min}, v_{\max}(=v_{\rm esc})$  はそれぞれに対応する WIMP の速度であり、 $E_0 = \frac{1}{2}m_{\rm D}v_0^2 = \frac{v_0^2}{v^2}E$  と定義される。(2.2)、(2.3)、(2.6)、式から、  $\rho_0 = \frac{\rho_D}{M_{\rm D}}$  であるので

$$\frac{dR}{dE_{\rm R}} = \frac{R_0}{E_0 r} \frac{k_0}{k} \frac{1}{2\pi v_0^2} \int_{v_{\rm min}}^{v_{\rm max}} \frac{1}{v} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_{\rm E}) d^3 v.$$
(2.12)

となる。(2.12) 式の積分を実行すると以下のような結果を得ることができる [35]。

$$\frac{dR(0,\infty)}{dE_{\rm R}} = \frac{R_0}{E_0 r} e^{-E_{\rm R}/E_0 r}, \qquad (2.13)$$

$$\frac{dR(0, v_{\rm esc})}{dE_{\rm R}} = \frac{k_0}{k_1} \left[ \frac{dR(0, \infty)}{dE_{\rm R}} e^{-E_{\rm R}/E_0 r} - \frac{R_0}{E_0 r} e^{-v_{\rm esc}^2/v_0^2} \right], \qquad (2.14)$$

$$\frac{dR(v_{\rm E},\infty)}{dE_{\rm R}} = \frac{R_0}{E_0 r} \frac{\pi^{1/2}}{4} \frac{v_0}{v_{\rm E}} \left[ \operatorname{erf}\left(\frac{v_{\rm min} + v_{\rm E}}{v_0}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{v_{\rm min} - v_{\rm E}}{v_0}\right) \right], \quad (2.15)$$

$$\frac{dR(v_{\rm E}, v_{\rm esc})}{dE_{\rm R}} = \frac{k_0}{k_1} \left[ \frac{dR(v_{\rm E}, \infty)}{dE_{\rm R}} - \frac{R_0}{E_0 r} e^{-v_{\rm esc}^2/v_0^2} \right].$$
(2.16)

#### 図 2.2 は縦軸と横軸が規格化されたエネルギースペクトルである [36]。



図 2.2: WIMP と弾性散乱した原子核の規格化されたエネルギースペクトル [36]

# 2.2 クエンチング効果

暗黒物質探索実験では、WIMP に反跳された原子核が検出器内を走りイオン化を起こす 時に落とすエネルギーを測定する。しかし、実際は反跳原子核が受け取ったエネルギー全て が検出されるわけではなく、イオン化の際に電離された電子が再結合や電子捕獲というプロ セスを経て検出されない場合がある。これをクエンチング効果と呼ぶ。この時、反跳原子核 が受け取ったエネルギーを  $E_{\text{total}}$ 、実際に検出されたエネルギーを  $E_{\text{detection}}$  とすると、式 (2.17) のようにクエンチングファクター  $F_q$  を定義出来る。この効果は核種やエネルギーに 依存しており、この効果を無視することは出来ない。図 2.3 に SRIM(Stopping and Range of Ions in Matter)を用いて計算された  $CF_4$  ガス中での様々な核種のクエンチングファク ターを示す [37]。クエンチング効果はエネルギーが小さい時に特に顕著に現れるので、この 効果を補正し原子核が受け取ったエネルギーに換算して議論する必要がある。

$$F_{\rm q} = \frac{E_{\rm detection}}{E_{\rm total}} \tag{2.17}$$



図 2.3: CF<sub>4</sub> ガス中でのさまざまな核種の F<sub>a</sub>[37]

# 2.3 散乱断面積

WIMP の候補粒子であるニュートラリーノと原子核中のクォークと Spin Independent(SI)、Spin Dependent(SD) いずれかの反応を起こし原子核と弾性散乱する。このことからニュートラリーノと原子核との弾性散乱の散乱断面積は以下のように表される。

$$\sigma_{\chi-N} = \sigma_{\chi-N}^{SI} + \sigma_{\chi-N}^{SD}$$
(2.18)

ここで、 $\sigma_{\chi-N}^{SI}$ 、 $\sigma_{\chi-N}^{SD}$ はそれぞれ SI、SD の反応による散乱断面積である。標的となる原子核によって SI、SD のどちらの反応が優位になるか異なり、暗黒物質直接探索実験においては SI、SD ともに重要である [35]。

#### 2.3.1 Spin Independent(SI)

ニュートラリーノと原子核の SI 反応による散乱断面積は以下のように表される [35]。

$$\sigma_{\chi-N}^{\rm SI} = \frac{4\mu_{\chi-N}^2}{\pi} \left[ Zf_{\rm p} + (A-Z)f_{\rm n} \right]^2 \tag{2.19}$$

ここで、Z は原子番号、A は質量数、 $\mu_{\chi-N}$  はニュートラリーノの質量  $M_{\rm D}$  と標的の原子核  $M_{\rm N}$  の換算質量であり

$$\mu_{\chi-N} = \frac{M_{\rm D} M_{\rm N}}{M_{\rm D} + M_{\rm N}} \tag{2.20}$$

と表される [35]。 $f_p$ 、 $f_n$  はそれぞれニュートラリーノ-陽子、ニュートラリーノ-中性子の SI カップリングである。 $f_{T_q}^{(p)} \simeq f_{T_q}^{(n)}$  であるので、(2.19) 式から  $\sigma_{\chi-N}^{SI} \propto \mu_{\chi-N}^2 A^2$  という関係 がある。したがって、原子核に対する SI の散乱断面積は、陽子に対する SI の散乱断面積  $\sigma_{\chi-p}^{SI}$  を用いて

$$\sigma_{\chi-N}^{\rm SI} = \sigma_{\chi-p}^{\rm SI} \frac{\mu_{\chi-N}^2}{\mu_{\chi-p}^2} A^2 \tag{2.21}$$

と表される [35]。(2.21) 式から SI においては標的原子核の A が大きいほど散乱断面積が大 きくなることが分かる。そのため SI 反応においては A の大きい標的原子核を用いるほうが 有利となる。図 2.4 にニュートラリーノ-陽子で規格化した標的原子核ごとの SI 反応の散乱 断面積を示した [36]。



図 2.4: ニュートラリーノ-陽子で規格化した標的原子核ごとの SI 反応の散乱断面積 [36]

#### 2.3.2 Spin Dependent(SD)

ニュートラリーノと原子核の SD 反応による散乱断面積はフェルミカップリング定数  $G_{\rm F}(= 1.166 \times 10^{-5} \, {\rm GeV}^{-2}(\hbar c)^3)$ を用いて以下のように表される [35]。

$$\sigma_{\chi-N}^{SD} = \frac{32}{\pi} G_F^2 \mu_{\chi-N}^2 \left( a_P \left\langle S_P \right\rangle + a_n \left\langle S_n \right\rangle \right)^2 \frac{J+1}{J}$$
(2.22)

ここで  $\langle S_{p} \rangle$  と  $\langle S_{n} \rangle$  は原子核中の陽子のスピンと中性子のスピンであり、J は原子核の全スピンである。係数  $a_{p}$  と  $a_{n}$  はニュートラリーノ-原子核の SD カップリングであり、

$$a_{\rm p} = \sum_{q=\rm u,d,s} \frac{\alpha_{2q}}{\sqrt{2}G_{\rm F}} \Delta_q^{\rm (p)}, \qquad (2.23)$$

$$a_{\rm n} = \sum_{q=\rm u,d,s} \frac{\alpha_{2q}}{\sqrt{2}G_{\rm F}} \Delta_q^{\rm (n)}$$
(2.24)

と表される [35]。ここで、 $\Delta_q^{(p)} \ge \Delta_q^{(n)}$ は原子核中のクォークのスピンであり、計算値は  $\Delta_u^{(p)} = \Delta_d^{(n)} = 0.78 \pm 0.02, \ \Delta_d^{(p)} = \Delta_u^{(n)} = -0.48 \pm 0.02, \ \Delta_s^{(p)} = \Delta_s^{(n)} = -0.15 \pm 0.02$ である [38]。ここで、Lande 因子  $\lambda = \frac{a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle}{J}$ を用いると原子核に対する SD の散乱 断面積は、陽子に対する断面積  $\sigma_{\chi-p}^{SD}$ を用いて

$$\sigma_{\chi-N}^{\rm SD} = \sigma_{\chi-p}^{\rm SD} \frac{\mu_{\chi-N}^2}{\mu_{\chi-p}^2} \frac{\lambda^2 J(J+1)}{0.75}$$
(2.25)

と表せる [35]。SD 反応はスピンを持つ原子核に対してのみ起こり、 $\lambda^2 J(J+1)$ の大きい標的原子核のほうが SD 反応に対する散乱断面積が大きくなるため有利となる。表 2.1 に幾つ かの核種に対する  $\lambda^2 J(J+1)$  の値をまとめる [37]。また図 2.5、図 2.6 に標的原子核ごとの  $\sigma_{\chi-N}^{SD}/\sigma_{\chi-p}^{SD}$ 、 $\sigma_{\chi-N}^{SD}/\sigma_{\chi-n}^{SD}$ を示す [36]。横軸はニュートラリーノの質量を表している。

元素	J	自然存在比(%)	$\lambda^2 J(J+1)$	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	$1.0  imes 10^{-4}$	0.928	neutron
$^{17}\mathrm{O}$	5/2	0.0	0.342	neutron
$^{29}$ 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

表 2.1: 標的原子核ごとの J、天然存在比、 $\lambda^2 J(J+1)$ の計算値 [37]





図 2.6: 標的原子核ごとの  $\sigma_{\chi-\mathrm{N}}^{\mathrm{SD}}/\sigma_{\chi-\mathrm{n}}^{\mathrm{SD}}[36]$ 

## 2.4 暗黒物質の信号

# 2.4.1 エネルギースペクトルの核種依存性

ニュートラリーノと原子核との散乱断面積は原子核の核種によって異なる。よって、予想 されるエネルギースペクトル  $dR/dE_{\rm R}$  も原子核の核種に依存し形状が変化する。図 2.7、図 2.8 はそれぞれ SI、SD 反応において、異なる標的原子核を用いたときの予想されるエネル ギースペクトルである。ここでニュートラリーノの質量は  $M_{\rm D} = 100 \,{\rm GeV/c^2}$ 、散乱断面積 は  $\sigma_{\chi-\rm p}^{\rm SI} = 1 \times 10^{-6} \,{\rm pb}, \sigma_{\chi-\rm p}^{\rm SD} = 1 \,{\rm pb}$  とした。図 2.7、図 2.8 のように、エネルギースペク トルの核種依存性を検出すれば暗黒物質の証拠となり得る。しかし、暗黒物質以外のイベン ト (バックグラウンド) も核種ごとに反応が異なるため、この手法で高い有意性を得るのは 困難である。



図 2.7: 異なる標的原子核に対する、SI 反応で予想されるエネルギースペクトル [36]



図 2.8: 異なる標的原子核に対する、SD 反応で予想されるエネルギースペクトル [36]

2.4.2 季節変動

エネルギースペクトルの季節変動は地球の公転による銀河に対する地球の相対速度  $v_{\rm E}$  の 変化 (2.1) 式によって生じる。 $v_{\rm E}$  は 6 月 2 日に最大となり、12 月 4 日に最小となる。また

その変動率は5%程度である。この僅かな季節変化を測定するためには、固体大質量検出 器を用いた長時間観測を行って統計を貯め統計誤差を小さくし、非常に安定した環境で実 験を行うことで系統誤差を低くする必要がある。季節変動の観測結果については3.1.1 で述 べる。

図 2.9 は 6 月と 12 月で予想されるエネルギースペクトルである。ここで、標的原子核は <sup>19</sup>F、ニュートラリーノとの反応は SD、 $M_{\rm D} = 100 \,\text{GeV}, \, \sigma_{\chi-p}^{\rm SD} = 1 \,\text{pb}$  を用いた。



図 2.9: 予想されるエネルギースペクトルの季節変化 [36]

#### 2.4.3 到来方向の異方性

地球の公転によるエネルギースペクトルの変化が約5%程度であるのに対し、暗黒物質 特有の信号としてより確実性の高いものとして到来方向の異方性がある。これは、太陽系が 銀河中を運動していることにより生じる「暗黒物質の風」の方向を測定することで、暗黒物 質の検出の証拠とするものである。銀河系の中で太陽系ははくちょう座の方向に向かって運 動しているため、暗黒物質ははくちょう座の方向から多く飛来していると考えられる。はく ちょう座の方向は一日を通して変化し、また一年を通しても変化するため、時刻や季節に依 存した環境変化を打ち消すことができる。

実験室系において、暗黒物質の弾性散乱による角度スペクトルは以下のように計算される [39]。

$$\frac{d^2 R}{dE_{\rm R} d\cos\theta} \simeq \frac{1}{2} \frac{R_0}{E_0 r} \exp\left[-\frac{(v_{\rm E}\cos\theta - v_{\rm min})^2}{v_0^2}\right]$$
(2.26)

ここで  $\theta$  はくちょう座の方向と原子核飛跡のなす角である。この角度とエネルギーの関係を図 2.10 に示す [36]。ここで、標的原子核は <sup>19</sup>F、ニュートラリーノとの反応は SD、  $M_{\rm D} = 100 \,{\rm GeV/c^2}, \sigma_{\chi-p}^{\rm SD} = 1 \,{\rm pb}$  とした。図 2.10 の中から反跳エネルギーが  $100-120 \,{\rm keV}$ の事象を抽出すると、図 2.11 が得られる [36]。バックグラウンド事象による  $\cos \theta$  分布は平坦になることが予想されるため、図 2.11 に示したような  $\cos \theta = 1$  のピークは暗黒物質存在の強い証拠となる。 $\theta$  は、はくちょう座の方向と原子核飛跡のなす角、標的原子核は <sup>19</sup>F、ニュートラリーノとの反応は SD、 $M_{\rm D} = 100 \,{\rm GeV/c^2}, \sigma_{\chi-p}^{\rm SD} = 1 \,{\rm pb}$  とした。



SD, F,  $M_{D}$ =100 [GeV],  $\sigma$ =1 [pb]

図 2.10: ニュートラリーノとの弾性散乱による予想される角度スペクトル [36]



図 2.11: ニュートラリーノとの弾性散乱による予想される  $\cos\theta$  分布 (100 - 120 keV)[36]

### 2.5 暗黒物質探索実験におけるバックグラウンド

暗黒物質による弾性散乱事象は非常に稀な事象である。そのため暗黒物質以外の事象 (バックグラウンド)の理解は非常に重要である。ここでは、まずバックグラウンドの元にな る宇宙線ミューオンと放射性不純物について説明する。

宇宙線ミューオン

宇宙線ミューオン及びミューオンの原子核破砕によって生じる放射線は暗黒物質直接探索 実験の代表的なバックグラウンドである。宇宙線ミューオンに由来するバックグラウンドを 減らすために暗黒物質直接探索実験は一般的に地下の研究施設で行われる。NEWAGE 実 験も、日本にある代表的な地下研究施設、東京大学宇宙線研究所神岡宇宙素粒子研究施設 (以降、神岡地下実験施設)で行われている。神岡地下実験施設は約 1000 m の山の下に位置 し、水換算で 2700 m の低バックグラウンド環境を実現している。図 2.12 に世界の地下実験 施設の深さと宇宙線ミューオンの強度の関係を示す [40]。神岡地下実験施設の宇宙線ミュー オンの強度は ~ 6 × 10<sup>-8</sup> / cm<sup>2</sup>/s/sr であり、地表の約 1/100000 である。[35]。


図 2.12: 世界の地下実験施設の深さと宇宙線ミューオンの強度の関係 [40]

U/Th 系列の放射性不純物

暗黒物質直接探索実験の代表的なバックグラウンドに <sup>40</sup>K や <sup>238</sup>U から安定な <sup>206</sup>Pb ま で系列崩壊する U 系列、<sup>232</sup>Th から始まり安定な <sup>208</sup>Pb まで系列崩壊する Th 系列がある。 U/Th 系列を壊変系列図 2.13 に示す。<sup>238</sup>U や <sup>232</sup>Th は自然界に多く存在し様々な物質の 中に存在しており、<sup>238</sup>U、<sup>232</sup>Th が <sup>206</sup>Pb、<sup>208</sup>Pb に崩壊していく過程で様々なエネルギー の  $\alpha$  線、 $\beta$  線、 $\gamma$  線を放出する。また <sup>238</sup>U、<sup>232</sup>Th の半減期はそれぞれ 4.468 × 10<sup>9</sup> 年、 1.405 × 10<sup>10</sup> 年 と非常に長い。そのため検出器に使われる物質に入っていた場合、様々なエ ネルギーの  $\alpha$  線、 $\beta$  線、 $\gamma$  線を放出し続けるので、深刻なバックグラウンド源になり得る。 暗黒物質直接探索実験では検出器製作に純度の高い物質を用いることにより U/Th 系列の 混入を防ぐなど工夫がなされることが多い。



図 2.13: U系列 (左図) と Th 系列 (右図)[41]

# 3 暗黒物質直接探索実験の紹介

現在、世界中で様々な検出器を用いた暗黒物質直接探索実験が行われている。直接探索実 験では、WIMP と散乱した反跳原子核のエネルギーを光、熱、電離といった形で検出する。 検出されるエネルギーは典型的に 100 keV 以下であるため、暗黒物質直接探索に用いる検出 器は以下の特徴を持つことが重要となる。

### ● 低エネルギー閾値

第2章に述べたように、予想されるエネルギースペクトルは指数関数的な形状をして いる。そのため、エネルギー閾値が低い方がより多くの事象が期待される。2.4節か ら、重要なエネルギー領域は100 keV 以下であることがわかる。

大質量

暗黒物質と原子核とが散乱する事象は非常に稀な事象であるので、標的となる物質の 質量を大きくして効率よく統計を稼ぐことが重要となる。エネルギースペクトルの季 節変動を観測するために必要とされる標的物質の典型的な質量は kg ~ ton 程度であ る。

● 低バックグラウンド

暗黒物質による稀な事象をバックグラウンドに埋もれることなく検出するために低 バックグラウンドな環境で観測を行う必要がある。一般的に直接探索実験は、宇宙線 バックグラウンドを減らすため地下の研究施設で行われる。また検出器の素材に含ま れる放射性不純物がバックグラウンド源になりえるので、直接探索実験に用いる検出 器は放射性不純物の少ない素材でつくる必要がある。また、検出器によってはエネル ギー損失などの情報から粒子同定による解析的なバックグラウンド事象の分離が可能 なものもある。

暗黒物質の直接探索実験はその手法の違いから「従来型の探索実験」と「方向に感度を持つ探索実験」の二つに分類される。従来型の探索実験とは反跳原子核のエネルギーのみを測定する実験のことである。一方で方向に感度を持つ探索実験とは反跳原子核のエネルギーに加えて反跳原子核の飛跡を測定する。2.4.3 節で述べたように、飛跡の方向に関する情報はより確かな暗黒物質の存在の証拠となり得る。表 3.1 に現在の代表的な暗黒物質直接探索実験をまとめた。本章では現在行われている暗黒物質直接探索実験について検出器ごとに紹介する。

実験グループ	検出器 (material)	信号	参考文献	
DAMA/LIBRA	Solid scintillator (NaI(Tl))	photon	[42, 43, 44, 45]	
NAIAD	Solid scintillator (NaI(Tl))	photon	[46]	
KIMS	Solid scintillator (CsI(Tl))	photon	[47]	
DAMA/LXe	Liquid scintillator (Xe)	photon	[48]	
XMASS	Liquid scintillator (Xe)	photon	[49]	
XENON100	Liquid scintillator (Xe)	photon, charge	[50,  51]	
LUX	Liquid scintillator (Xe)	photon, charge	[52]	
WARP	Liquid scintillator (Ar)	photon, charge	[53]	
CDMS	Bolometer (Si,Ge)	phonon, charge	[54]	
$\operatorname{CoGeNT}$	Bolometer (Ge)	charge	[55]	
CRESST	Bolometer $(CaWO_4)$	phonon, photon	[56]	
DAMIC	CCD (Si)	charge	[57]	
COUPP	Bubble chamber $(CF_3I)$	charge	[58]	
SIMPLE	Bubble chamber $(C_2 ClF_5)$	charge	[59]	
PICASSO	Bubble chamber $(C_4F_{10})$	charge	[60]	
DRIFT	Gasous TPC $(CS_2, CF_4)$	charge	[61]	
DM-TPC	Gasous TPC $(CF_4)$	charge	[62]	
NEWAGE	Gasous TPC $(CF_4)$	charge	[63]	
MIMAC	Gasous TPC $(CF_4)$	charge	[64]	
NEWSdm	Emulsion (AgBr, C,N,O)	charge	[65]	

## 表 3.1: 暗黑物質直接探索実験

# 3.1 従来型の探索実験

従来型の探索実験では、大質量を得るために標的は固体や液体が用いられ、反跳原子核の エネルギーのみを測定する。原子核の反跳エネルギーは熱・光・電荷のいずれかに変換され て検出される。検出する信号の違いから、光のみを検出するタイプに固体シンチレータ・液 体希ガスシンチレータ、光と電離を検出するタイプに液体希ガスシンチレータ、熱と電離を 検出するタイプに半導体ボロメータ、熱と光を検出するタイプに結晶ボロメータ、電離を検 出するタイプに半導体検出器・泡箱のように分類される。この節ではそれぞれの特徴を述べ ていく。図 3.1、図 3.2 はこれまでに行われてきた代表的な従来型暗黒物質直接探索実験の 結果をまとめたものである。反跳原子核のエネルギーのみを測定する手法により DAMA は 暗黒物質の存在を主張しているが、他の実験グループが同手法により DAMA の結果を否定 しており従来型の暗黒物質直接探索では決着がついていない。



SI 90% C.L. upper limits

図 3.1: WIMP との SI 反応での制限曲線



図 3.2: WIMP との SD 反応での制限曲線

## 3.1.1 固体シンチレータ

固体シンチレータの利点は大質量化が容易で、特性についての研究が進んでいる点である。これまでの直接探索実験では NaI(Tl) や CsI(Tl) など様々な種類のシンチレータが用いられている。

DAMA は 100 kg の NaI(Tl) シンチレータを用いて 7 年間の観測を行い、季節変動を 観測したことから暗黒物質の発見を報告したイタリアのグループである [45]。結果の信頼 度を増すために、DAMA は新たに DAMA/LIBRA としてより純度の高い NaI(Tl) シン チレータ 250 kg を用いて追実験を行い、再度精度よく季節変動を観測した (図 3.3 [42])。 DAMA/NaI と DAMA/LIBRA の観測量は 1.17 ton · year となり、暗黒物質の発見を力強 く主張した。しかし他実験でこの季節変動を棄却する結果を得ていることから、DAMA の 観測した季節変動は周期的なバックグラウンドによる系統誤差から生じたものではないかと いう主張もある。DAMA の主張を確かめるために、他の実験施設で NaI(Tl) シンチレータ を用いた現在稼働中の実験があり結果に期待される [66, 67]。

その他の固体シンチレータを用いた実験として、現在は終了した 55kg の NaI(Tl) シ

ンチレータを用いた NAIAD[46]、34.8 kg の CsI(Tl) を用いた韓国の KIMS[47] がある。 NAIAD は 44.9 kg · year の観測で DAMA に匹敵する感度を示したが、季節変動の検出に は至っていない。KIMS は 3490 kg · days の観測を行い、SD 反応において制限をつけた。



図 3.3: DAMA, DAMA/LIBRA での 2-6 keV 領域における季節変動の観測結果 [42]。

# 3.1.2 液体希ガスシンチレータ

液体希ガスシンチレータとしては液体キセノン (LXe) や液体アルゴン (LAr) が挙げられる。 LXe は質量数が大きく、またシンチレーション光の光量も多いため、暗黒物質探索実験に非常に適した物質である。一方、LAr は LXe に比べて質量数は小さいが、 バックグランドの分離という点や、安価に利用できるという LXe にない特徴を持つ。

液体希ガスシンチレータは単相式と二相式の検出器に分類される。単相式はシンチレー ション光の信号のみを光検出器で検出する。また検出器自身からのバックグラウンドを減ら すためシンプルな構造をしており、環境ガンマ線を自己遮蔽により除去する。一方、二相式 は液相に加えて気相がある。二相式では液相で発生する1次シンチレーション光(S1)の信 号だけでなく電離による信号も検出する。電離による信号は、液相で電離した電子がドリフ トされ気相で増幅される際に発生する2次シンチレーション光(S2)として検出される。原 子核反跳事象ではエネルギー損失が大きいのでイオンの密度が大きくなる。よって再結合が 起こりやすくS1に対するS2の比が小さくなる。電子反跳事象ではエネルギー損失が原子 核反跳事象に比べて小さいのでイオンの密度が小さい。そのため原子核反跳事象に比べて再 結合が起こりにくくS1に対するS2の比が大きい。このことから、原子核反跳事象と電子 反跳事象を強力に分離することができ、これが二相式の大きな長所となる。

単相式の検出器を用いた暗黒物質直接直接実験として、DAMA/LXe<sup>[48]</sup> や XMASS<sup>[49]</sup> がある。DAMA/LXe は 6.5 kg の液体 <sup>129</sup>Xe を用いて 2500 kg · days の観測を行った。 XMASS は約 800 kg の LXe を用いた単相式の検出器であり、岐阜県神岡の地下 1000 m で実験が行われている。359.2 live days × 832 kg の観測を行い季節変動の解析によって DAMA 実験の許容するパラメータ領域の多くを排除した。二相式検出器を用いた実験と しては LUX[52] や XENON[50] がある。LUX は 118 kg の LXe を用いて 10 – 1000 GeV の質量領域における WIMP との SI 反応について最も良い制限を与えている。WARP は 3.2 kg の LAr を用いており 96.5 kg・days の観測を行った [53]。

#### 3.1.3 半導体検出器 (ボロメータ、CCD)

ボロメータを用いた直接探索では、原子核反跳によるエネルギーを温度上昇として検出す る。絶縁体の熱容量は低温で温度の3乗に比例するためmK以下の温度変化を感知するこ とができ、極低温で動作させることで低エネルギー閾値が可能となる。半導体を用いたボロ メータでは、熱と同時に電子-ホール対が生成するため、熱と電離の情報から粒子識別が可能 となり、電子反跳によるバックグラウンドを分離することができる。また特別な結晶を用い たボロメータを用いた実験もある。結晶が熱と同時にシンチレーション光を放出するため、 熱と光の情報から電子反跳のバックグラウンドを分離することができる。

CDMS-II は厚さ 1 cm の Ge 結晶 (250 g)19 個と Si 結晶 (100 g)11 個を用いて 40 mK に 冷却、観測を行った実験である [54] 。熱と電離の信号の読み出し時間の違いから、事象の 発生点の深さを測定できるため、検出器表面からの電子のバックグラウンドを分離すること ができる。Ge(Si) でそれぞれ 612(140.2) kg・days の観測を行い、事象選別後それぞれ 2(3) 事象が残った。WIMP の信号であることが期待されたが、CDM-II はバックグラウンドで 説明できるとし暗黒物質の発見とはしなかった。CoGeNT は 443 g の p 型 Ge 検出器を用 いた実験であり、0.4 keV という低いエネルギー閾値を達成している。約 ~ 200 kg・days の観測を行い、低エネルギー領域で 1 年以上の期間の季節変動を ~  $2.8\sigma$  で観測した [55]。 CRESST-II は 10 kg の CaWO<sub>4</sub> の結晶を用いた実験であり、熱とシンチレーション光の比 から電子反跳のバックグラウンドを分離することができる [56]。730 kg・days の観測から バックグラウンドで説明できる計数率を得た。暗黒物質の低質量領域の探索はエネルギー閾 値により測定感度が足りず探索は困難であったが CCD を用いた DAMIC はエネルギー閾 値 40 eV を達成した [57]。DAMIC は 1 g の CCD を用いて 1.5 kg・days の観測を行い低質 量領域に制限をつけた。

## 3.1.4 泡箱

泡箱は沸点以上に加熱された過熱状態の液体を用いた検出器である。荷電粒子が入射する と、液体から気体への相転移が起こり、粒子が通過した部分に泡が発生する。その泡を撮影 することにより反跳原子核を検出する。泡箱の利点としては、電子識別、大質量、SD反応 に対する標的選択などがあげられる。欠点として反跳原子核のエネルギーを測定することが できないことがあげられるが、温度や圧力などの調整によって感度を調整し、実効的に閾値

# を調整することが可能である。

泡箱を用いた実験に COUPP[58], SIMPLE[59], PICASSO[60] がある。COUPP は CF<sub>3</sub>I を 4.0 kg 用いて 553 kg・days の観測を行った。SIMPLE は C<sub>2</sub>ClF<sub>5</sub> を 0.215 kg 用いて 13.67 kg・days の観測を行った。PICASSO は C<sub>4</sub>F<sub>10</sub> 中の <sup>19</sup>F を 0.72 kg 用いて 114 kg・days の観測を行った。また PICASSO と COUPP が合わさった PICO 実験がある [68]。PICO は 2L の C<sub>3</sub>F<sub>8</sub> を用いて 211.6 kg・days の観測を行い、SD 反応での暗黒物質 直接探索実験における世界最高の結果を得た。上記の実験の標的原子核に <sup>19</sup>F が含まれて いる。<sup>19</sup>F は  $\lambda^2 J(J+1)$  が大きく SD 反応に対する感度が高い。

# 3.2 方向に感度を持った暗黒物質直接探索実験

地球の公転による暗黒物質のエネルギースペクトルの変動率は約5%と小さい。それに 比べて太陽系の運動自体に起因する暗黒物質の風の非対称性は大きく、暗黒物質存在の強力 な証拠になる得る。方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験では反跳原子核の飛跡を検出す ることで、検出器に対するWIMPの到来方向を測定する。反跳原子核のもつエネルギーが 100 keV であるときの典型的な飛跡の長さは、1気圧のガス中において1mm以下となる。 そのため多くの方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験は、低圧ガスを用いたガス検出器で 実験が行われている。現在では大質量にすることが容易な、固体検出器を用いた方向に感度 を持つ暗黒物質直接探索実験についての研究も進んでいる。

#### 3.2.1 ガス検出器

方向に感度を持った暗黒物質直接探索実験では、低圧ガスを用いた TPC(Time Projection Chamber) が用いられる。一般的には MPGD(Micro-Patterned Gaseous Detector) と組 み合わせて用いられており、それらは  $\mu$ -TPC と呼ばれる。低圧ガスを用いるため検出器の 大きさとしては  $1 \text{ m}^3$  以上の体積が必要とされる。3.1 節で述べた従来型の検出器と比べる と標的の質量密度は  $\sim 1/1000$  であるが、暗黒物質の到来方向の異方性が観測できれば暗黒 物質存在の強い証拠となる。

図 3.4 に TPC の概念図を示す。µ-TPC は荷電粒子の飛跡を得ることができる。WIMP との弾性散乱により反跳した荷電粒子がガス中を運動すると、飛跡に沿ってガスが電離す る。電離により生じた電子は、TPC 内部に印加されたドリフト電場によって-Z 方向にドリ フトされ、読み出し面 (XY 平面) で飛跡の 2 次元情報を得ることができる。またこのとき、 電子のドリフト速度とドリフトに要する時間を考えることで Z 座標を得ることができ 3 次 元の飛跡情報を得ることができる。



図 3.4: TPC の概念図。

ガス検出器では Xe や Ar といった希ガスが用いられることが多い。特に Xe は質量数が 大きいことから SI 反応に対する感度が高いが、ドリフト中の電子拡散が大きいため、大型 のガス検出器では反跳原子核の微細な飛跡を捉えることが困難である。図 3.5 にガス中の 電子の運動を計算するソフト MAGBOLTZ[69] での計算結果を示す。ガスの種類により拡 散係数が異なることが図 3.5 から分かる。CS<sub>2</sub> を用いると、陰イオン TPC(Negative Ion Time Projection Chamber : NITPC)を作ることができる。この場合はイオンがドリフト するため拡散が少なくなり、微細な飛跡を捉えることができる。CF<sub>4</sub> は NITPC を作るこ とはできないが、ドリフト速度が速いため電子の拡散が小さい (図 3.5)。点線と実線はそれ ぞれ電場方向に対して縦拡散と横拡散を表す。色はガスの種類を表し赤、青、黒はそれぞれ CF<sub>4</sub>、Xe、CS<sub>2</sub> を表す。また CS<sub>2</sub> は引火性が強く有毒であるが CF<sub>4</sub> は不燃で無毒であるた め取扱いが容易である。CS<sub>2</sub> は S の質量数が 32 と比較的大きいため SI 反応に感度を持ち、 CF<sub>4</sub> は F の  $\lambda^2 J(J+1)$ が大きいため SD 反応に感度を持つ (表 2.1)。本研究では CF<sub>4</sub> を 用いている。表 3.2 に CF<sub>4</sub> の性質を示す。

41



図 3.5: 温度 300 K を仮定した場合の電子と陰イオンの拡散の電場依存 [37]

化学式	$CF_4$		
名称	四フッ化炭素		
形状	無色気体		
分子量	$88.01\mathrm{g/mol}$		
密度	$3.76{ m g/l}(15^{\circ}{ m C},1{ m atm})$		
融点	$89.55\mathrm{K}$		
沸点	$145.35\mathrm{K}$		
W 値	$34\mathrm{eV}[70]$		

表 3.2: CF<sub>4</sub> ガスの性質

=

ガス検出器を用いた方向に感度を持つ実験としてはイギリスの DRIFT[71]、 アメリカ の DM-TPC[72] などがある。DRIFT グループは方向に感度を持つ暗黒物質探索実験のパ イオニアであり、特にバックグラウンド低減技術についての研究が進んでいる。検出器は  $1 \text{ m}^3$ のガス検出器で、読み出しに MWPC(Multi Wire Proportional Counter)を用いてい る。現在は 30 torr の CS<sub>2</sub>、10 torr の CF<sub>4</sub>、1 torr の O<sub>2</sub> の混合ガスを用いた DRIFT-IId が稼働中で、方向の情報を用いた解析は行っていないものの、大型の従来型検出器と競い合 える制限 (100 GeV の暗黒物質質量に対して 1.1 pb : 図 4.15)をつけている。DM-TPC は CCD 読み出しの TPC を用いた暗黒物質探索実験を行っているグループである。ドリフト した電子が読み出し面で発するシンチレーション光を CCD カメラで読み出すことにより飛跡を得ることができる。そのため得られる飛跡は 2 次元的であるが、飛跡に沿った原子核のエネルギー損失を光量の情報として簡単に得ることができる。ガスは CF<sub>4</sub> を用いている。 DM-TPC は地上での観測で 115 GeV の暗黒物質質量に対して  $2.0 \times 10^3$  pb の制限をつけている (図 4.15)。

#### 3.2.2 原子核乾板

原子核乾板は臭化銀をゼラチンで固めた放射線検出器であり、固体検出器でありながら 暗黒物質の到来方向に感度を持つ [65]。荷電粒子が通過すると臭化銀をイオン化し、銀が生 じる。これを現像して成長させることにより電子顕微鏡で荷電粒子の飛跡を観察すること ができる。また、原子核乾板は荷電粒子の微細な飛跡 (<~ µm)を検出することができる。 WIMP による弾性散乱の飛跡検出するための原理実証として低速 Kr の飛跡観測が行われ た。原子核乾板は大型化の実績があるため、大型の固体検出器を用いた方向に感度を持つ暗 黒物質直接探索ができると期待される。

3.2.3 カーボンナノチューブ (CNT)

カーボンナノチューブ (Carbon NanoTubes : CNT) は炭素原子を円筒状の構造体とした ものである [73]。CNT の開口部を太陽系の進行方向にむけて設置し、WIMP との反跳原子 核を CNT でチャネリングすることにより、WIMP の到来方向を測定する。太陽系の進行方 向からの原子核反跳事象と進行方向と反対方向の原子核反跳事象を比較することで WIMP の到来方向の非対称性を示すことができる。C は WIMP との SI 反応に感度がある。CNT の特性に関する研究は進んでおり大質量化は CNT を並べるだけと容易であるため、WIMP との SI 反応における方向に感度をもつ探索での結果に期待される。

# 4 NEWAGE

NEWAGE(NEw general WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) は方向に感度を持つ暗黒物質探索実験である。2.4.3 節で論じたように、方向に感度 を持つ手法は暗黒物質の強力な証拠になり得る。NEWAGE の検出器は読み出しに MPGD の一つである二次元画像飛跡検出器  $\mu$ -PIC(micro PIxel Chamber)[74] を使用した 3 次元 ガス飛跡検出器  $\mu$ -TPC である。 $\mu$ -TPC では、荷電粒子がガス中を運動するとガスを電離 し、粒子が通過した飛跡に沿って電子が発生する。この電子を Drift Plane と  $\mu$ -PIC の間 に印加しているドリフト電場によりドリフトさせ、補助増幅器 GEM で電子をガス増幅し、  $\mu$ -PIC で電子をガス増幅し二次元の位置情報と時間情報を読み出す。

# 4.1 NEWAGE-0.3b'

NEWAGE では、 $30.72 \times 30.72 \text{ cm}^2$ の二次元画像飛跡検出器  $\mu$ -PIC、 $32 \times 31 \text{ cm}^2$ の中間増幅器 GEM、41 cmのドリフト領域を組み合わせた  $\mu$ -TPC「NEWAGE-0.3b'」を製作し、2013年に神岡地下実験施設で観測を開始した [63]。

装置の外観を図 4.1 に示す。図中"electronics"は NEWAGE 検出器で用いているエレク トロニクスを入れたラック、図中"µ-TPC"は検出器本体、図中"gas circulation system"は ガスを循環、冷却するガス循環器系を表す。



図 4.1: NEWAGE-0.3'の外観 [37]

装置の概念図を図 4.2 に示す。赤、青、緑の線はそれぞれ x、y、z 軸であり、TPC の中 心が原点 (0,0,0) である。 (-5,-12,0) cm にエネルギー較正に用いる <sup>10</sup>B が蒸着されたガ ラスプレートが設置されている。



図 4.2: NEWAGE-0.3b'の概念図 [63]

装置の中の様子を図 4.3 に示す [37]。上図は NEWAGE-0.3b' に設置されている  $30.72 \times 30.72 \text{ cm}^2$ の二次元画像飛跡検出器  $\mu$ -PIC と  $32 \times 31 \text{ cm}^2$ の中間増幅器 GEM。下図は NEWAGE-0.3b' の電場形成ゲージと内部に設置されている <sup>10</sup>B が蒸着されたガラスプレートを示す。



図 4.3: 装置の中の様子 [37]

μ-PIC 写真と構造の模式図を図 4.4 に示す。μ-PIC はプリント基板加工技術を用いて作 られる検出器であり、ガス増幅と電荷の読み出しに用いられる。プリント基板加工技術は安 価で大型の検出器を作ることが可能であり、大質量を必要とする暗黒物質探索実験に用いる 検出器を製作するうえで利点となる。μ-PIC は輪切りにした比例計数管をピクセル状に配 置した電極構造をしている。ピクセル間隔は 400 μm であるので、WIMP との弾性散乱に よって生じる数 mm 程度の短い飛跡を捉えることができる。またアノード、カソードがそ れぞれ縦横につながっておりストリップ読み出しでデータを収集する。μ-PIC は印加電圧 を上げると高いゲインを得ることができるが、上げ過ぎると放電により壊れる恐れがある。



図 4.4: 左上図は μ-PIC の写真、左下図は μ-PIC の模式図、右上図は μ-PIC の 1 ピクセル の写真、右図は μ-PIC の構造の模式図を表す [37]。

低圧力のガス中において  $\mu$ -PIC のみでは十分なガスゲインを得られない場合や、 $\mu$ -PIC のガスゲインを低めに設定し安全に動作させるために、補助増幅器として GEM[75] を用い る。GEM は厚さ 100 µm の液晶ポリマー (LCP) の両面に厚さ 5 µm の銅電極が融着されて おり、このシートに直径 70 µm の穴が 140 µm 間隔で空いた構造をしている。両面についた 銅電極に電位差を与え高電場を作ることで、電子を雪崩増幅させる。現在神岡で稼働中の NEWAGE-0.3b<sup>7</sup> では  $\mu$ -PIC と 5 mm の間隔をおいて GEM を設置している。

3.2.1 節、2.4.1 節で述べたように、電子拡散が小さい点とフッ素の SD 反応に対する散乱 断面積が比較的大きい点から、NEWAGE では  $CF_4$  ガスを用いる。

4.1.1 データ取得 (DAQ)

 $\mu$ -PIC で読み出された信号はデータ取得 (Data AcQuisition : DAQ) システムで処理さ れる。DAQ のフローチャートを図 4.5 に示す。 $\mu$ -PIC のアノードとカソードそれぞれ 768 本のストリップからの信号は ASD(Amplifier-Shaper-Discriminator) で処理された後、複 数のストリップの信号を足し合わせた波形を残す「電荷情報」(図 4.5 中 analogSUM) と、



Busy

Busy

DAQ trig

Reset

LVDS 768ch

LVDS 768ch

anode hit, cathode hit

hit-information

(digital)

clock

情報を二値化して残す「飛跡情報」(図 4.5 中 LVDS) に分けて記録される。

•

self TRIG

ext TRIG

Cloc

/3 attenuator

192ch analogsum × 4 attenuated [high gain] 192ch analogsum × 4 [low gain]

FADC trig

 Flash ADC (100MHz)
 Scaler
 Interrupt
 Memory Board

 [RPV160]
 VME BUS SYSTEM

図 4.5: NEWAGE-0.3b' におけるデータ取得 (DAQ) フローチャート。

DAQ のトリガーモードには自己トリガーモード (図 4.5 中 self TRIG) と外部トリガー

モード (図 4.5 中 ext TRIG) がある。自己トリガーモードでは、 $\mu$ -PIC の 768 本のアノー ドストリップを 16 チャンネルにグループ化し、そのうちのどれかに hit がきた時にトリ ガーが生成される。自己トリガーモードでは  $\mu$ -TPC 内での反応時刻に対応したトリ ガー 情報が得られないので、Z 方向の情報は相対的な Z 成分の長さとなる。自己トリガーモード では Z 方向の絶対的な位置情報を得ることはできないが、暗黒物質探索実験など多くの測定 に用いる。

一方外部トリガーモードでは、トリガーにプラスチックシンチレータからの信号を光電子 増倍管で読み出し、ディスクリミネータを通過した信号を用いる。外部トリガーモードは  $^{252}Cf$ 線源を用いた測定のときに用いられる。 $^{252}Cf$ が崩壊する際に中性子と同時に放出さ れる  $\gamma$ 線をトリガーに用いることにより、TPC 内の原子核反跳の起きた Z 方向の絶対的な 位置を決定することができる。

「電荷情報」については、カソード側 ASD のアナログ出力 768 本の波形を足し合わせて 4 本とした波形をそれぞれ 100 MHz の Flash ADC(FADC) を用いて記録する。FADC 波形 は縦軸 ADC 値、横軸 clock[10 ns] で表されるので、波形の面積が電荷量となる。

「飛跡情報」の取得するパラメータは位置と全ヒットストリップの ToT(Time Over Threshold)を取得する。ここで ToT の概念図を図 4.6 に示す。ToT は波形がスレッショルドを越えている継続時間のことであり、スレッショルドを越えた部分の信号の立ち上がりの タイミングと立ち下がりのタイミングの clock を記録する。ドリフト速度は 8 cm/µs であ るので 1 clock は 0.8 mm に対応する。赤線は一つのストリップにおける信号を表す。ToT はエネルギー損失と相関を持っており、エネルギー損失が大きいと ToT も大きくなる。



図 4.6: ToT(Time Over Threshold)の概念図 [37]

図 4.7 に得られる飛跡の例を示す。左図は (z-x) 平面におけるデジタルヒット点、右図は (z-y) 平面におけるデジタルヒット点を示す。図中の直線がそれぞれのストリップの ToT を 表す。



図 4.7: α 線による飛跡の例 [63]

#### 4.1.2 事象選別

暗黒物質事象に対する様々なバックグラウンド事象を取り除くために検出器で取得したデータに対して事象選別は重要である。NEWAGE-0.3b'の検出領域は  $30.72 \times 30.72 \times 41 \text{ cm}^3$  であるが、Fiducial カットにより有効体積は  $28 \times 24 \times 41 \text{ cm}^3$  である。これは  $^{10}$ B プレート部分と壁からのバックグラウンドを取り除くためである。

さらに NEWAGE では  $\gamma$  線バックグラウンドを取り除くために 3 種類のカットを導入し ている。用いるカットパラメータは"track-length"、"ToT-sum"、"roundness"である。 $\gamma$ 線は光電効果やコンプトン散乱により電子反跳イベントを生み出す。この電子がバックグラ ウンドになり得る。これら 3 種類のカットは、このような  $\gamma$  線バックグラウンド除去を目的 としたカットである。この 3 種類のカットについて説明する。カットパラメータの決定のた めに、 $\gamma$  線源として電子反跳事象の生成には <sup>137</sup>Cs 線源、原子核反跳事象の生成には <sup>252</sup>Cf 線源が用いられた。

tack-length-cut

track-length とは検出された飛跡長のことである。原子核反跳事象は飛跡の長さあたりに 対するエネルギー損失が大きく、電子反跳事象は原子核反跳事象に比べて飛跡の長さあたり に対するエネルギー損失が小さい。このことから  $\gamma$  線による電子反跳事象は原子核反跳事 象より飛跡長が長く検出されるため、これを利用することで電子反跳事象を除去することが できる。track-length-cut はこのことに着目したカットである。図 4.8 に track-length-cut により除去される電子反跳の事象例を示す。



図 4.8: <sup>137</sup>Cs 線源における length-cut により除去される事象例 [37]。

ToT-sum-cut

ToT-sum とは μ-PIC 全ストリップの ToT の和である。ToT は反跳粒子の飛跡の長さ当 たりのエネルギー損失と相関を持っており、エネルギー損失が大きいと ToT も大きくなる。 この特徴から電子反跳事象は原子核反跳事象に比べ ToT が小さくなる。これを利用するこ とで電子反跳事象を除去することができる。図 4.9 に ToT-sum-cut により除去される電子 反跳の事象例を示す。



図 4.9: <sup>137</sup>Cs 線源における TOT-sum-cut により除去される事象例 [37]。

roundness-cut

roundness は式 (4.1) のように定義される。

$$\operatorname{roundness}_{\mathbf{x}} = \frac{\sum_{\mathbf{x}}^{N_{\mathbf{x}}} (z_{\operatorname{risex}} - a_{\mathbf{x}}x - b_{\mathbf{x}})^2}{N_{\mathbf{x}}}, \quad \operatorname{roundness}_{\mathbf{y}} = \frac{\sum_{\mathbf{x}}^{N_{\mathbf{y}}} (z_{\operatorname{risey}} - a_{\mathbf{y}}y - b_{\mathbf{y}})^2}{N_{\mathbf{y}}}, \\ \operatorname{roundness} = \min(\operatorname{roundness}_{\mathbf{x}}, \operatorname{roundness}_{\mathbf{y}}), \quad (4.1)$$

ここで $N_x, N_y$ はx, yストリップでのヒット数、 $z_{risex}$ 、 $z_{risey}$ は図 4.8、図 4.9、図 4.10 図 4.11

(図 4.11 については後述)において青点で示した立ち上がりにおける z の最小値、 $(a_x,b_x)$ 、  $(a_y,b_y)$ はそれぞれ  $(x, z_{risex})$ 、 $(y, z_{risey})$ に対する直線フィットにおけるベストフィット値 である。原子核反跳事象は roundness が大きくなり、電子反跳事象は roundness が小さくな る。これを利用することで電子反跳事象を除去することができる。図 4.10 に roundness-cut により除去される事象例を示す。この事象例は diffusion の小さい  $\alpha$  線だと考えられる。



図 4.10: <sup>137</sup>Cs 線源における roundness-cut により除去される事象例 [37]。

カットから残る原子核反跳事象

<sup>137</sup>Cs 線源による電子反跳事象から<sup>252</sup>Cf 線源による原子核反跳事象を選び出すカットパ ラメータを以下にまとめる [37]。

- length-cut : track-length[cm] > 0.6 + 0.004 × E[keV]
   飛跡が長い事象を取り除く (例:図 4.8[37])
- TOT-sum-cut: TOT-sum< 100</li>
   ToT-sum が小さい事象を取り除く (例:図 4.9[37])
- roundness-cut: roundness < 0.05</li>
   z の立ち上がりが直線になる事象を取り除く (例:図 4.10[37])

図 4.11 に 3 つのカットから生き残った  ${}^{252}Cf$  線源による原子核反跳事象の例を示す。 左図は x - z 平面、右図は y - z 平面を表す。青点、黒点はそれぞれ立ち上がり点と立ち下が り点を表す。



図 4.11: <sup>252</sup>Cf 線源における 3 種類のカットを生き残った事象例 [37]

現在、NEWAGE で導入しているカットパラメータは以上の3つである。現在は暗黒物 質探索においては自己トリガーモードで行っているため z 方向の絶対座標を測定すること は困難であり、z 方向の絶対位置からのカットは出来ていない。しかしカットパラメータの 一つである roundness は z の絶対座標と相関がありそうだということがわかっている。図 4.12 に外部トリガーを用いて roundness とドリフト距離を測定したものを示す。現在はま だカットに導入されていないが、さらなる解析および研究によって roundness からの z 方向 の絶対位置が取得出来れば Fiducial カットととして用いることができ、NEWAGE におい てさらなる感度の向上がはかれる可能性がある。



図 4.12: 測定された roundness とドリフト距離の関係 [63]。

#### 4.1.3 検出効率

原子核反跳事象の検出効率と電子反跳事象の検出効率についてまとめる。図 4.13 に 4.1.2 節で述べた 3 種類のカットを行った後の原子核反跳事象の検出効率を示す。検出効率の分母 はシミュレーションから得た<sup>252</sup>Cf 線源による原子核反跳事象のエネルギースペクトルであ る。誤差を統計誤差でつけているので図 4.13 中の事象数の少ない高エネルギー側では検出 効率が 1 を超えているものもある。エネルギースレッショルドにあたる 50 keV での原子核 反跳事象の検出効率は約 40 % である。誤差は統計誤差を示している。



図 4.13: 原子核反跳事象の検出効率 [63]

図 4.14 に 4.1.2 節で述べた 3 種類のカットを行うことによる電子反跳事象の除去能力を 示す。検出効率の分母はシミュレーションから得た<sup>137</sup>Cs 線源による電子反跳事象のエネル ギースペクトルである。50 – 100 keV での電子反跳事象検出効率は 2.5 × 10<sup>-5</sup> である。



図 4.14: 電子反跳事象検出効率 [63]。

# 4.2 暗黒物質探索実験

NEWAGE-0.3b'で2013年7月から11月にかけて神岡地下実験施設において観測を行 い、0.327kg・daysのデータを取得した。NEWAGEにおけるこれまでの探索結果を図4.15 に示す。赤線が方向に感度を持つ手法を用いた結果、青色の点線は従来型のエネルギース ペクトルを用いた測定結果を表す。細い赤線は先行機 NEWAGE-0.3a を用いて行った地上 での測定結果と、神岡での結果である。2013年の観測により、WIMP-陽子のSD反応に おける制限曲線を更新し方向に感度を持った探索手法では世界最高感度を得た[37](図4.15 中 THIS WORK(RUN14))。しかし現在の検出感度は暗黒物質の存在が示唆されている領 域 (DAMA 領域:図4.15中 DAMA allowed)には届いておらず更なる感度向上が求めら れる。現在の感度を制限しているのはバックグラウンド事象であり、バックグラウンドの理 解・低減は必須である。



図 4.15: NEWAGE におけるこれまでの暗黒物質探索結果 [63](図中 NEWAGE surface run, NEWAGE 2010, This work)。横軸に WIMP の質量、縦軸に陽子と WIMP の SD 反応における散乱断面積を示す。THIS WORK(RUN14) が 2013 年の観測で得た制限である。

# 4.3 NEWAGE におけるバックグラウンド

現在、NEWAGE 実験の検出感度を制限しているのはバックグラウンド事象である。 そのバックグラウンド事象について理解するため、NEWAGE の RUN14 で得られた 50 keV~400 keV におけるエネルギースペクトルを図 4.16 に示す [37]。赤のヒストグラム は3種類のカットを全て行って得たエネルギースペクトル、青は roundness カットのみ外し たエネルギースペクトルである。



図 4.16: RUN14 で得られたエネルギースペクトル [37]

以下、4.3.1 節~4.3.3 節で現在の NEWAGE のバックグラウンドについて議論する。

4.3.1  $\gamma$  線および  $\beta$  線バックグラウンド

バックグラウンドとなる  $\gamma$ 線は主に、<sup>40</sup>K や U/Th 系列崩壊核種の放射性崩壊から生じ る  $\gamma$ 線である。 $\gamma$ 線発生の実験外部の要因 (環境  $\gamma$ 線)としては神岡地下実験施設の岩盤由 来の <sup>40</sup>K や U/Th 系列崩壊核種が多く、実験内部の要因としては、実験装置材料に含まれ ている U/Th 系列崩壊核種が主な原因である。 $\gamma$ 線は検出器内部でコンプトン散乱や光電 効果を起こし電子に運動エネルギーを与える。その電子がガス中を走る時にバックグラウン ドとなり得る。また、電子は  $\gamma$ 線のコンプトン散乱や光電効果の他に U/Th 系列崩壊核種 の放射性崩壊から直接生じるものもある。図 4.17 に CsI(Tl) シンチレータによる測定から の神岡坑内で予想される環境  $\gamma$ 線フラックスを示す。これは岩盤中の <sup>40</sup>K、U/Th 系列の崩 壊により生じる  $\gamma$ 線を考慮に入れている。



図 4.17:予想される神岡坑内での環境 γ 線フラックス [37]

この環境  $\gamma$  線フラックスを想定した場合に NEWAGE 検出器で観測される  $\gamma$  線によるエネルギースペクトルを図 4.18 に示す。これは 4.1.3 節で議論した  $\gamma$  線の検出効率を考慮して見積もられたエネルギースペクトルである。



図 4.18: 予想される神岡坑内での環境 γ 線フラックス [37]

この見積もりから現在の NEWAGE の主なバックグラウンド源は  $\gamma$  線ではないことが言える。

### 4.3.2 $\alpha$ 線バックグラウンド

バックグラウンドとなる  $\alpha$  線は 2 つある。一つはガス中のラドンの崩壊から生じる  $\alpha$  線 事象、もう一つは  $\mu$ -PIC に含まれる U/Th 系列の原子核の崩壊から生じる  $\alpha$  線事象であ る。 $\alpha$  線は反跳原子核と同じようにガス中を走りながらエネルギーを落とす。そのためバッ クグラウンドとなり得る。NEWAGE の  $\alpha$  線バックグラウンドに関する研究は、先行研究 でなされている [36][37]。現在わかっている  $\alpha$  線バックグラウンドに関する研究結果をガス 中のラドンの崩壊から生じる  $\alpha$  線事象と  $\mu$ -PIC に含まれる U/Th 系列の原子核の崩壊から 生じる  $\alpha$  線事象に分けて述べる。

ガス中のラドンの崩壊から生じる α 線事象

ここで言うラドンは U 系列中の <sup>222</sup>Rn、Th 系列中の <sup>220</sup>Rn のことである。ラドンは希ガ スであるため、検出器の構成物質に含まれる U/Th の崩壊に伴い、ガス中にしみ出してきて 崩壊する。このラドンの崩壊から生じる  $\alpha$  線事象は図 2.13 から特定のエネルギーを持つこ とがわかっており、U 系列の <sup>222</sup>Rn は 5.49 MeV、Th 系列の <sup>220</sup>Rn は 6.288 MeV である。 このラドンに関しては、NEWAGE 検出器で検出された 6 MeV 付近のピークのイベント数 から <sup>222</sup>Rn は < 9.3 mBq/m<sup>3</sup>、<sup>220</sup>Rn は < 14 mBq/m<sup>3</sup> であることがわかっている [37]。

 $\mu$ -PIC に含まれる U/Th 系列の原子核の崩壊から生じる  $\alpha$  線事象

比較的低エネルギー側のバックグラウンドに関しては、先行研究 [37] で 4 MeV 以下の事 象に対して方向分布解析が行われた。その結果 +Z 方向に走るイベントが多いことがわかっ た。これは、 $\mu$ -PIC から放出される  $\alpha$  線を仮定することで説明された。

 $\mu$ -PIC からのバックグラウンドを理解するにあたり、 $\mu$ -PIC の構造が重要となる。図 4.19 に検出器の構造を示す。 $\mu$ -PIC は 800  $\mu$ m のポリイミドを 100  $\mu$ m のポリイミドでプレ スした構造になっている。図の緑の拡大部分がそれに対応する。ポリイミド 100  $\mu$ m の外側 にあるオレンジの部分は電極を示す。図中の gap event は  $\mu$ -PIC からの  $\alpha$  線が GEM より 下までしか走らず GEM の増幅を受けないイベント、TPC event は  $\mu$ -PIC からの  $\alpha$  線が GEM より上まで走り GEM の増幅を受けるイベントを示す。U/Th 系列原子核の崩壊から 生成される  $\alpha$  線は、SRIM(Stopping and Range of Ions in Matter)を用いてポリイミド中 でのエネルギー損失を計算したところ、ポリイミド 100  $\mu$ m を通過出来ないことが確認され ている [36]。そのため、ポリイミド 100  $\mu$ m 部分に含まれる U/Th 放射性不純物が重要な バックグラウンド源となる。

59



図 4.19: 検出器の構造 [36]

この不純物を定量的に評価するために  $\mu$ -PIC に含まれる放射性不純物の量が測定された。 測定から、 $\mu$ -PIC のポリイミド部分に含まれるガラス繊維が主な U/Th 放射性物質源であ るとわかった。さらにこの結果を用いて  $\mu$ -PIC からのバックグラウンドとなる  $\alpha$  線がどの ようなエネルギースペクトルで検出されるかシミュレーションが行われた。シミュレーショ ンにおいて発生させる  $\alpha$  線は図 4.19 中拡大図オレンジの網掛け部分 t から発生させた。こ のシミュレーション結果を図 4.20 に示す。図の黒は roundness cut を外した RUN14 の結 果、紫がシミュレーションにより見積もられたイベントを示す。



図 4.20: シミュレーションにより予想されるエネルギースペクトル [36]

この結果から、μ-PIC の主なバックグラウンド源は、ポリイミド中に含まれるガラス繊維 であることがわかった。しかし、形状の不定性に起因する見積もりのエラーも大きいため、 まだ未知のバックグラウンド源がある可能性が残っている現状である。

低 *α*µ-PIC の開発

放射性不純物含有量の測定およびシミュレーションから、現在 NEWAGE の主要なバッ クグラウンドはポリイミド 100  $\mu$ m 部分中のガラス繊維に含まれる U/Th 系列の崩壊によ り生じる  $\alpha$  線であることがわかった。バックグラウンド低減のため、ポリイミド 100  $\mu$ m 部 分の U/Th 含有量 1/100 以下の材料を用いた  $\mu$ -PIC が新たに製作された。これを以下では 低  $\alpha\mu$ -PIC と呼ぶ。

現在、低  $\alpha\mu$ -PIC の性能評価が続けられている。先行研究では、 $\mu$ -PIC からの U/Th 系 列放射性不純物を特定し、削減した一方で、まだ未知なるバックグラウンド源の可能性も示 唆された。そこで、本研究では物質表面からの  $\alpha$  線を測定する検出器の開発も行った。この 研究は新学術領域「宇宙の歴史をひもとく地下素粒子原子核研究」の D01 極低放射能技術 による宇宙素粒子研究の高感度化分野の一つとして行った。研究目標は現行の  $\mu$ -PIC と低  $\alpha\mu$ -PIC のバックグラウンドを測定し評価すること、および様々なサンプルを測定すること によって未知なるバックグラウンド源を発見することなどを目的としている。この研究の詳 細は第6章で詳しく述べる。

4.3.3 中性子バックグラウンド

中性子は物質の原子核と弾性散乱するので、原子核反跳イベントのバックグラウンドとな り得る。このバックグラウンドは、中性子と原子核との弾性散乱により生じ、WIMP によ る原子核の弾性散乱と原理的に区別出来ない。ここでは中性子の分類および発生原理について説明し、その後神岡地下実験施設における中性子フラックスの先行研究について述べる。

#### 中性子の分類

中性子は運動エネルギーにより熱中性子と熱以外の中性子に分類できる。

熱中性子

0.5 eV 以下の運動エネルギーを持つ中性子は熱中性子と呼ばれる。熱中性子は、物質と熱 平衡状態に達しており、そのエネルギー分布はマクスウェル・ボルツマン分布となる。常温 でのエネルギー分布のピークは 0.025 eV であり、その速度は 2189 m/s である。

#### 熱以外の中性子

0.5 eV 以上の運動エネルギーを持つ中性子は熱以外の中性子と呼ばれる。また、その中で も特に 500 keV 以上の運動エネルギーを持つ中性子は高速中性子と呼ばれる。核分裂、核 反応によって生成される中性子はすべて高速中性子であり、通常、数 MeV の運動エネル ギーを持つ。熱以外の中性子は媒質中の原子核による散乱のため減速され、熱中性子とな る。H<sub>2</sub>O、D<sub>2</sub>O、グラファイトなどが、熱化のための減速材としてよく利用される。

#### 中性子発生原理

中性子は生成される場所により、環境中性子と環境以外の中性子に分類出来る。

#### 環境中性子

実験装置以外から発生する中性子を環境中性子と呼ぶ。神岡地下実験施設での環境中性子の発生源としては次の3つが考えられる。

- 岩盤に含まれる U/Th 系列の放射性物質が核分裂するときに放出される高速中性子
- ・ 岩盤に含まれる U/Th 系列の放射性物質が崩壊するときに放出される α 粒子を、岩盤物質が (α、n) 反応で吸収することによって放出される高速中性子
- 宇宙線ミューオンによる岩盤物質の原子核破砕によって放出される高速中性子

環境以外の中性子

実験装置内部から発生する中性子を環境以外の中性子と呼ぶ。神岡地下実験施設での環境 以外の中性子の発生源としては次の3つが考えられる

- 検出器材料に含まれる U/Th 系列の放射性物質が核分裂をするときに放出される高速中性子
- 検出器材料に含まれる U/Th 系列の放射性物質が崩壊するときに放出される α 粒子
   を、検出器材料が (α、n) 反応で吸収することによって放出される高速中性子
- 宇宙線ミューオンによる検出器材料の原子核破砕によって放出される高速中性子

中性子フラックス測定の先行研究

神岡地下実験施設における中性子フラックスの測定は過去に 2 回行われており、1994年 に大谷氏、2004年に南野氏が <sup>3</sup>He 比例計数管を用いて測定している。先行研究の結果を表 4.1に示す [78]。単位は ( $n \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) 誤差は統計誤差のみ考慮している。

場所	熱中性子	熱以外の中性子	
南野氏の測定 [78]			
神岡地下鉱山内(2700 m.w.e)	$8.26(\pm 0.58) \times 10^{-6}$	$1.15(\pm 0.12) \times 10^{-5}$	
神岡鉱山内遮蔽体中	$<4.80 \times 10^{-7} (95\% \text{ C.L.})$	$<3.42 \times 10^{-6} (95.45 \% \text{ C.L.})$	
大谷氏の測定 [79]			
地上(本郷キャンパス)	$1.4 \times 10^{-3}$	$1.2 \times 10^{-2}$	
<b>神岡鉱山内(</b> 2700m.w.e)	$1.4 \times 10^{-5}$	$2.8 \times 10^{-5}$	

表 4.1: 中性子フラックスの先行研究結果

先行研究では、表 4.1 のように、熱中性子、熱以外の中性子に対してそのエネルギー範囲 における環境中性子フラックスが得られている。この測定値を用いて、バックグラウンドを 見積もっている。図 4.21 に神岡地下実験施設で予想される中性子エネルギースペクトルを 示す。



図 4.21: 神岡地下実験施設で予想される中性子エネルギースペクトル [37]

この中性子フラックスの場合、NEWAGE 検出器で観測される中性子のエネルギースペクトルを図 4.22 に示す。



図 4.22: NEWAGE 検出器で予想される中性子エネルギースペクトル [37]

中性子バックグラウンドと  $\gamma$  線バックグラウンドの比較を図 4.23 に示す。図中の黒は全 てのカットを行った RUN14 の結果、灰色は roundness cut のみ外した RUN14 の結果、赤 は  $\gamma$  線バックグラウンド、青は中性子バックグラウンドを示す。



図 4.23: 中性子バックグラウンドおよび  $\gamma$  線バックグラウンド [37]

 $50 \text{ keV} \sim 100 \text{ keV}$ では、環境  $\gamma$ 線によるバックグラウンドが多いことがわかる。 $\gamma$ 線による電子反跳事象と中性子や暗黒物質による原子核反跳事象とは異なり、4.1.2節で述べた事象選別の改良によりガンマ線バックグラウンドは低減の余地がある。このことを考慮すると4.3.2節の  $\alpha$ 線バックグラウンドが削減された後、最終的にバックグラウンドとして残るものは中性子バックグラウンドであると考えることが言える。現在、ある程度の中性子バックグラウンドの見積もりは行われているものの、神岡地下実験室における中性子フラックスはエネルギー依存性が正確に測定されていないため、その見積もりも改善の余地がある。中性子のエネルギー及び量について正確に把握するために、神岡地下実験施設 LAB-B での中性子フラックスの測定及びエネルギースペクトルの取得を目的として研究を行った。この研究の詳細は 5 章で述べる。

# 5 環境中性子フラックスの測定

# 5.1 <sup>3</sup>He 比例計数管

### 5.1.1 <sup>3</sup>He 比例計数管の原理

<sup>3</sup>He 比例係数管は中性子測定に広く用いられている。<sup>3</sup>He は熱中性子を捕獲して、式 (5.1) のように陽子と三重水素原子核(トリトン)に崩壊する。

$$^{3}\mathrm{He} + \mathrm{n} \quad \mathrm{p} + \mathrm{T}$$
 (5.1)

<sup>3</sup>He と中性子との反応はエネルギー依存性がある。その関係を図 5.1 に示す。中でも熱中性 子に対して非常に反応断面積が大きく、代表的な熱中性子(Energy =  $2.5 \times 10^{-8}$  MeV)に 対して 5333 barn となる。



図 5.1:<sup>3</sup>He と中性子との反応断面積 [80]

この反応のQ値は764keVで、陽子とトリトンがそれぞれ573keVと191keVの運動エネルギーを持って生成される。この陽子とトリトンは比例計数管内で<sup>3</sup>Heガスをイオン化させながらエネルギーを失う。その時に生成された電子を陽極線に引き寄せ、周りの強い電場で増幅し電荷として読み出す。

## 5.1.2 <sup>3</sup>He 比例計数管での壁際効果

<sup>3</sup>He の捕獲は Q 値 764 keV なので、得られるエネルギースペクトルは 764 keV にピーク を持ったものになることが予想される。しかし、実際は図 5.2 のような分布になる。これは 生成された陽子とトリトンが検出器内でエネルギーを失う時、反応が検出器の壁際で起きる と全エネルギーを落とさずに検出器壁面と衝突してしまうことがあるためである。これは壁 際効果と呼ばれ、図 5.2 のように低エネルギー側に尾をひいたような分布になる。



図 5.2: <sup>3</sup>He 比例計数管での壁際効果 [81]

5.1.3 <sup>3</sup>He 比例計数管を用いた熱以外の中性子の測定

<sup>3</sup>He 比例計数管は熱中性子測定に非常に適した検出器である。しかし今回は、熱中性子よ りも大きいエネルギーエネルギーを持った中性子も測定したい。そこで、<sup>3</sup>He 比例計数管の 周りにポリエチレンの減速材を被せ、熱以外の中性子を減速させることにより<sup>3</sup>He 比例計 数管で測定出来るようにした。

# 5.2 検出器とデータ収集系

5.2.1 検出器

本研究で用いた<sup>3</sup>He 比例計数管を図 5.3 に示す。この<sup>3</sup>He 比例計数管は Reuter-Stokes 社モデル番号 P4-1618-203 である。10 気圧の<sup>3</sup>He が封入してあり、直径 5.18 cm、全長 38 cm で、検出器の外壁は SUS304、動作電圧 1300 V である。図 5.4 は用いたポリエチレ ンの減速材である。直径 18.18 cm、全長 51 cm、厚さ 6.5 cm で内部に<sup>3</sup>He 比例計数管を挿 入し、ネジで固定出来るようになっている。


図 5.3: <sup>3</sup>He 比例計数管 P4-1618-203





図 5.4: 減速材ポリエチレン

5.2.2 データ収集系

図 5.5 に用いたデータ収集システムの写真、図 5.6 にデータ収集系のダイアグラムを示す。 本研究では、<sup>3</sup>He 比例計数管からの信号のピークの値を PHADC(豊伸電子 v006) で取得す るシステムを構築した。PHADC は 8 ch、ダイナミックレンジ 4 V、14 ビット、入力イン ピーダンス 1 kΩ である。



図 5.5: データ取得システム



図 5.6: データ収集系

5.2.3 事象選択効率の見積もり

神岡地下実験施設 LAB-B において <sup>252</sup>Cf 線源を用いて実際に取得されたエネルギースペクトルを図 5.7 に示す。壁際効果による 573 keV のピークは見えにくいが、右の一番大きいピークが 764 keV、左側でイベント数が急激に落ちている部分が 191 keV のピークになっており、壁際効果は確認出来る。



図 5.7: <sup>252</sup>Cf 線源を用いて取得したエネルギースペクトル

本研究では、189.9 keV から 843.8 keV までを中性子イベントと定義し、この範囲の事象 数を  $C_{\text{total}}$  とした。一方、計数率の少ない計測においては、189.9 keV から 423.9 keV ま での領域に外部放射線や回路由来のノイズイベントが入ってくるため、解析には用いない こととした。解析には残りの 423.9 keV から 843.8 keV の事象数を  $C_{\text{partial}}$  として用いた。  $^{252}$ Cf を用いて =  $C_{\text{partial}}/C_{\text{total}}$  を決定した。環境中性子測定では事象選択効率 およ び測定時間  $T_{\text{live}}$  を用いて、式 (5.2) のように単位時間あたりの中性子数 R [n s<sup>-1</sup>] を算出し た。増幅率の変動による の変動は後に系統誤差で評価する。

$$R[ns^{-1}] = \frac{C_{\text{partial}}}{\times T_{\text{live}}}$$
(5.2)

# 5.3 シミュレーション

5.1.1 節でも述べたように<sup>3</sup>He と中性子との反応断面積は大きなエネルギー依存性を持つ ため、測定された反応数からフラックスを見積もるのは非常に難しい。先行研究では、検出 器付属の熱中性子感度のスペックシートがあったが、本研究で用いた<sup>3</sup>He 比例計数管は熱 中性子感度の入手が叶わなかった。そのため、本研究ではシミュレーションソフトを用い て、反応数からフラックスへの検出器の校正係数を見積もるという方針を立てた。

### 5.3.1 シミュレーションを用いた校正係数の見積もり

二つのシミュレーションソフトを用いた。一つは放射線の粒子反応をシミュレーションするために開発され高エネルギー物理学の分野で幅広く用いられている Geant4[82][83][84]。 もう一つは、多様な放射線の挙動を解析可能な汎用モンテカルロ計算コードであり、加速 器遮蔽設計、医学物理計算などの幅広い分野で利用されている PHITS[85] である。二つの シミュレーションソフトを用い、ジオメトリの定義 5.3.2 節、エネルギースペクトルの仮定 5.3.3 節、中性子の方向分布の定義 5.3.4 節という手順で行った。Geant4 でのシミュレーション条件、PHITS でのシミュレーション条件を以下に記す。

Geant4

- バージョン Geant4.9.2.p04
- モデル Neutron High Precision Models
- 断面積データライブラリ G4NDL-3.13

PHITS

- バージョン PHITS2.85
- 計算方法 Event Generator Mode
- 断面積データライブラリ JENDL-4.0

Geant4 と PHITS で用いている断面積データライブラリの名前が違うが、数値データは ほぼ同様のものである。

5.3.2 ジオメトリ

ジオメトリでは<sup>3</sup>He ガス、検出器外壁 SUS304、減速材ポリエチレンを定義した。図 5.8 に示す。



(a) Geant4 における Helium3 部分



(b) PHITS における Helium3 部分



(c) Geant4 における SUS 部分



(d) PHITS における SUS 部分



(e) Geant4 におけるポリエチレン部分



(f) PHITS におけるポリエチレン部分

**図** 5.8

シミュレーションを行うにあたって、図 5.8a、及び図 5.8b で定義した <sup>3</sup>He ガスに対し、 固定エネルギーの中性子の照射を行い、Geant4 と PHITS の挙動が一致するか確認した。 1 meV から 10 MeV まで  $1 \text{ 桁ずつエネルギーを変化させて円柱型の } ^{3}\text{He}$  ガスボリュームの 底面からもう片方の底面向かって垂直に  $10^{4}$  発入射させた。その結果 Geant4 と PHITS で 反応数が一致することを確認した。その結果を図 5.9 に示す。図 5.9a の横軸は入射中性子のエネルギー [MeV]、縦軸は<sup>3</sup>He ガスボリューム内で反応した中性子の数である。図 5.9b の横軸は入射中性子のエネルギー [MeV]、縦軸は<sup>3</sup>He ガスボリューム内で反応した中性子の数と JENDL-4.0 からの反応断面積を用いて手計算して得られた中性子反応数との比である。



図 5.9: Geant4 と PHITS の挙動確認

5.3.3 エネルギースペクトルの仮定

このシミュレーションでは、発生させる中性子のエネルギースペクトルを仮定する必要が ある。ここで地上と地下における中性子の主な発生機構を整理しておく。地上では、宇宙線 が支配的であり、高エネルギー宇宙線からの二次宇宙線として発生する中性子が多い。しか し、地下では宇宙線が減少するため、岩盤に含まれる U/Th 放射性物質起源の α 線が(α,n) 反応によって放出する中性子が支配的になる。今後、エネルギースペクトルを議論する上で 必要となるパラメータを以下で定義する。

本研究で用いるパラメータの定義

- 総中性子フラックス:Φ
- 微分中性子 :  $\frac{d\phi_{(E)}}{dE}$
- 規格化された中性子 :  $\frac{d\psi_{(E)}}{dE} = \frac{1}{\Phi} \times \frac{d\phi_{(E)}}{dE}$

また、本研究で対象とする中性子のエネルギーは 1 meV から 10 MeV であり、今後はこのエネルギー領域について議論する。

本研究では地上の中性子に対し二種類の方法でスペクトルを仮定した。一つ目は参考文献 [86] を参考にした中性子エネルギースペクトル仮定であり、もう一つは大気中の宇宙線計算 ソフト EXPACS を用いたエネルギースペクトルの仮定である。図 5.10 に参考文献で記述 されている地上での中性子エネルギースペクトルの測定結果  $\frac{d\phi_{(E),G}^{surf}}{dE}$  を示す。図の横軸は中 性子のエネルギー [MeV] を示し、縦軸はエネルギー ×  $\frac{d\phi_{(E),G}^{surf}}{dE}$  [n cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>] を示す。参考 文献にはプロットされた数値データの記述はなかったので、PlotDigitizer というソフトを 用いて画像から数値データを得た。



図 5.10: 地上で測定された中性子のエネルギースペクトル [86]

図 5.11b に EXPACS を用いて計算した中性子のエネルギースペクトルを示す。



図 5.11: EXPACS の条件および中性子エネルギースペクトル

地上のエネルギースペクトル

参考文献 [86] より得たエネルギースペクトルの形状を  $\frac{d\phi_{(E),G}^{\text{surf}}}{dE}$  と表し、図 5.12 に示す。 図 5.12a は横軸エネルギー [MeV]、縦軸はエネルギー ×  $\frac{d\phi_{(E),G}^{\text{surf}}}{dE}$  [n cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>] である。図 5.12b は横軸エネルギー [MeV]、縦軸は  $\frac{d\phi_{(E),G}^{\text{surf}}}{dE}$  [n cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> MeV<sup>-1</sup>] である。以降このス ペクトルを「スペクトル (Gordon)」として議論する。シミュレーションへのインプットと しては、エネルギーと  $\frac{d\phi_{(E),G}^{\text{surf}}}{dE}$  を用いる。付録 A にシミュレーションへのインプットとして 用いた数値データを示す。



図 5.12: 地上のエネルギースペクトル

ここで、得られた  $\frac{d\phi_{(E),G}^{\text{surf}}}{dE}$ を1meV~10MeV で積分すると  $\Phi_G^{\text{surf}} = 9.90 \times 10^{-3} [\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$ となる。すなわち  $\frac{d\psi_{(E),G}^{\text{surf}}}{dE} = \frac{1}{9.90 \times 10^{-3}} \times \frac{d\phi_{(E),G}^{\text{surf}}}{dE}$ と表すことが出来る。一方、EX-PACS を用いたエネルギースペクトルは、計算ソフトから出力されるエネルギー [MeV] および  $\frac{d\phi_{(E),EXPA}^{\text{surf}}}{dE} [\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}]$ をそのままインプット数値として用いた。以降 このスペクトルを「スペクトル (EXPACS)」として議論する。この得られた  $\frac{d\phi_{(E),EXPA}^{\text{surf}}}{dE}$ を 1meV~10 MeV で積分すると  $\Phi_{\text{EXPA}}^{\text{surf}} = 5.02 \times 10^{-3} [\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$ となる。すなわち  $\frac{d\phi_{(E),EXPA}^{\text{surf}}}{dE} = \frac{1}{5.02 \times 10^{-3}} \times \frac{d\phi_{(E),EXPA}^{\text{surf}}}{dE}$ と表すことが出来る。図 5.13 に規格化したそれぞれの スペクトルを示す。



図 5.13: 規格化した地上の中性子エネルギースペクトル

これらのエネルギースペクトルにおいて全体に対する  $1 \text{ meV} \sim 0.5 \text{ eV}$  の領域の中性子が 熱中性子の割合になる。全体を 1とした時の熱中性子の割合を  $f_{\text{th}}$ 、熱以外の中性子の割合 を  $f_{\text{non_th}}$ とすると Gordon、EXPACS として仮定したエネルギースペクトルにおいて  $f_{\text{th}}$ 、  $f_{\text{non_th}}$  は表 5.1 のようになる。

スペクトル形状	$f_{ m th}$	$f_{ m non\_th}$
スペクトル (Gordon)	0.219	0.781
スペクトル ( EXPACS )	0.304	0.696

表 5.1: 地上の熱中性子と熱以外の中性子の比

地下のエネルギースペクトル

地下での中性子エネルギースペクトルの形は地上のものとは異なる。低エネルギー側では ボルツマン分布になり、次のような条件下では、エネルギーがある程度大きくなると *A*/*E* 則(*A* は定数)に従うと知られている。

- 無限の減速材中に中性子源が一様に分布している
- 減速材中での吸収は少ない

山の中にある神岡地下実験施設は、岩盤が無限な減速材として十分な働きをしており、水分 を少ししか含まない岩盤では中性子の吸収も少ない。すなわち、上の条件を満たしていると 言える。よってエネルギーがある程度大きくなると *A/E* の形に従うと仮定する。この特徴 を利用し、今回は二種類の方法で中性子エネルギースペクトルを仮定した。 まず、一つ目の手法は、A/E に従う領域では energy ×  $\frac{d\phi_{(E)}}{dE}$  が一定になることを利用 し、参考文献 [86] の数値データから傾きが最小となるエネルギーを定めた。そのエネルギー は  $4.12 \times 10^{-1}$  eV となり、それより大きいエネルギー範囲の中性子エネルギースペクトルは A/E とした。この手法によって定義したエネルギースペクトルを  $\frac{d\phi_{(E),G}^{UG}}{dE}$  と表し、図 5.14 に示した。図 5.14a の横軸はエネルギー [MeV]、縦軸はエネルギー ×  $\frac{d\phi_{(E),G}^{UG}}{dE}$  [n cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>] である。図 5.14b の横軸はエネルギー [MeV]、縦軸は  $\frac{d\phi_{(E),G}^{UG}}{dE}$  [n cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>] である。 以降このスペクトルを「スペクトル(Gordon +  $\frac{1}{E}$ )」として議論する。



ここで、得られた  $\frac{d\phi_{(E),G}^{\text{UG}}}{dE}$ を 1meV~10MeV で積分すると  $\Phi_G^{\text{UG}} = 5.92 \times 10^{-3} [n \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}]$ となる。すなわち  $\frac{d\psi_{(E),G}^{\text{UG}}}{dE} = \frac{1}{5.92 \times 10^{-3}} \times \frac{d\phi_{(E),G}^{\text{UG}}}{dE}$ と表すことが出来る。

また、もう一つの手法は理想的なボルツマン分布、あるエネルギーの成分を A/E として 接続する。ボルツマン分布と A/E との接続エネルギーは  $0.2 \,\mathrm{eV}$  とした。この手法で用いた  $\frac{d\phi_{(E),B}^{\mathrm{UG}}}{dE}$  を式 (5.3) に示す。 $\mathbf{E} = 0.2 \,\mathrm{eV}$  とした時、定数  $A = 2.06 \times 10^{-4}$  となる。この手法に よって定義したエネルギースペクトルを  $\frac{d\phi_{(E),B}^{\mathrm{UG}}}{dE}$  と表し、図 5.15 に示した。図 5.15a の横軸 はエネルギー [MeV]、縦軸はエネルギー ×  $\frac{d\phi_{(E),B}^{\mathrm{UG}}}{dE}$  [n cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>] である。図 5.15b の横軸は エネルギー [MeV]、縦軸は  $\frac{d\phi_{(E),B}^{\mathrm{UG}}}{dE}$  [n cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>] である。以降このスペクトルを「ス ペクトル (ボルツマン +  $\frac{1}{E}$ )」として議論する。

$$\frac{d\phi_{(E),B}^{\text{UG}}}{dE} = \begin{cases} 4\pi N v^2 (\frac{m}{2\pi kT})^{-\frac{3}{2}} \exp(\frac{-mv^2}{2kT}) & (E \le 0.2 \,\text{eV}) \\ \frac{A}{E} & (E > 0.2 \,\text{eV}) \end{cases}$$
(5.3)



(a) 理想的なボルツマン分布 + $\frac{1}{E}$  に基づいた地下 (b) 理想的なボルツマン分布 + $\frac{1}{E}$  に基づいた地下 の energy× $\frac{d\phi_{(E),B}^{UG}}{dE}$  の  $\frac{d\phi_{(E),B}^{UG}}{dE}$ 

図 5.15: 地下のエネルギースペクトル

ここで、得られた  $\frac{d\phi_{(E),B}^{UG}}{dE}$ を 1meV~10MeV で積分すると  $\Phi_B^{UG} = 1.16 \times 10^{-2} [n \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}]$ となる。すなわち  $\frac{d\psi_{(E),B}^{UG}}{dE} = \frac{1}{1.16 \times 10^{-2}} \times \frac{d\phi_{(E),B}^{UG}}{dE}$ と表すことが出来る。図 5.16 に規格 化したそれぞれのスペクトルを示す。



図 5.16: 規格化した地下の中性子エネルギースペクトル

地下のエネルギースペクトルにおいても熱中性子の割合  $f_{th}$ 、熱以外の中性子の割合  $f_{non\_th}$  が定義でき、 $Gordon + \frac{1}{E}$ 、ボルツマン  $+ \frac{1}{E}$  として仮定したエネルギースペクトルにおいてその比は表 5.2 のようになる。この比はボルツマン分布と  $\frac{1}{E}$  のスペクトルを仮定した場合、接続エネルギーの違いにより大きく変化する。その変化は最終結果の系統誤差として評価した。

スペクトル形状	$f_{ m th}$	$f_{\rm non\_th}$
スペクトル (Gordon $+rac{1}{E}$ )	0.366	0.634
スペクトル(ボルツマン $+rac{1}{E}$ )	0.690	0.310

表 5.2: 地下の熱中性子と熱以外の中性子の比

5.3.4 中性子の方向分布

中性子の方向分布は全方向から等方的に入射するものとした。これを再現出来る機構として、半径 r の球殻表面から球殻内側法線方向に cos =1 となるように を定義し、cos で 重み付けし N[n s<sup>-1</sup>] 入射するという方法を取った。ランダムな方向から入射される中性子 のイメージを図 5.17 に示す。この時、球殻内部で再現されるフラックス  $\Phi$ [n cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>] を 式 (5.4) に示す。



図 5.17: ランダムな方向から打ち込んだ中性子

$$\Phi_{\rm s} \left[ \rm n \, \rm cm^{-2} \, \rm s^{-1} \right] = \frac{N}{\pi \times r^2} \tag{5.4}$$

5.3.5 シミュレーション条件

本シミュレーションは、5.3.2 節でのジオメトリ、5.3.3 節で仮定した四種類のスペクトル、5.3.4 節で定義した方法に従って行った。今回、打ち出し中性子数 N(=10<sup>8</sup>) および球 殻半径 r(=30 cm) は固定してシミュレーションを行った。この時、 $\Phi_s = 3.54 \times 10^4 [n \text{ cm}^{-1}]$ 

 $|s^{-1}|$ となる。シミュレーションを行った条件を表 5.3 にまとめる。

変換係数		PHITS		Geant4	
α		減速材なし	減速材あり	減速材なし	減速材あり
	地	Gordon	Gordon	Gordon	Gordon
	上	EXPACS	EXPACS	EXPACS	EXPACS
	地	$\operatorname{Gordon} + \frac{1}{E}$	$\operatorname{Gordon} + \frac{1}{E}$	$\operatorname{Gordon} + \frac{1}{E}$	$Gordon + \frac{1}{E}$
	下	ボルツマン $+rac{1}{E}$	ボルツマン $+rac{1}{E}$	ボルツマン $+rac{1}{E}$	ボルツマン $+rac{1}{E}$

表 5.3: シミュレーションパラメータ

本シミュレーションでは、 $\Phi_s$ のフラックスを再現した時に、<sup>3</sup>He内部でどれだけ中性子が反応したかが重要となる。この反応数を  $R_s$  [n s<sup>-1</sup>] とする。この時、再現されているフラックス  $\Phi_s$  と反応数  $R_s$  との関係から、反応数を与えるとその時のフラックスに換算する 変換係数  $\alpha$  を式 (5.5)のように定義出来る。

$$\alpha \left[ (n \, \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}) / (n \, \text{s}^{-1}) \right] \equiv \frac{\Phi_{\text{s}}}{R_{\text{s}}}$$
(5.5)

この変換係数 α はスペクトルの形状および減速材の有無に依存する数である。

	変換係数	PH	PHITS Geant4		
	lpha	減速材なし	減速材あり	減速材なし	減速材あり
地	Gordon	$2.53\times 10^{-2}$	$2.39\times 10^{-2}$	$2.50\times 10^{-2}$	$2.40\times 10^{-2}$
上	EXPACS	$2.00 \times 10^{-2}$	$2.51\times 10^{-2}$	$1.93  imes 10^{-2}$	$2.37\times 10^{-2}$
地	$\operatorname{Gordon} + \frac{1}{E}$	$1.55\times 10^{-2}$	$2.99\times 10^{-2}$	$1.52\times 10^{-2}$	$2.72\times 10^{-2}$
下	ボルツマン $+rac{1}{E}$	$9.38  imes 10^{-3}$	$3.88 \times 10^{-2}$	$9.32  imes 10^{-3}$	$3.30 \times 10^{-2}$

表 5.4: α のまとめ

5.3.6 中性子エネルギースペクトルの算出

総中性子フラックスの算出

シミュレーションから <sup>3</sup>He ガスでの反応数とフラックスの関係が求められた。本研究で は実験によって得られるイベントレート  $R[n s^{-1}]$  と、この変換係数  $\alpha$  を用いて式 (5.6) か ら総中性子フラックスの測定値を得ることが出来る。

$$\Phi_{\rm m} \left[ \rm n \, \rm cm^{-2} \rm s^{-1} \right] = \alpha \times \rm R \tag{5.6}$$

熱 or 熱以外の中性子フラックスの算出

本研究においては、減速材を用いない測定で熱中性子、減速材を用いた測定で熱以外の 中性子を測定した。熱中性子の割合  $f_{th}$  と熱以外の中性子の割合  $f_{non_{th}}$  を用いると、上記 (5.6) 式から求められる総フラックス Φ に対して、熱中性子の割合  $f_{th}$  あるいは熱以外の中 性子の割合  $f_{non_{th}}$  をかけたものが測定したい中性子フラックスとなる。これを式 (5.7) お よび式 (5.8) に示す。

$$\Phi_{\rm m,th} = f_{\rm th} \times \Phi_{\rm m} = f_{\rm th} \times \alpha \times R_{\rm th} \tag{5.7}$$

$$\Phi_{\rm m,non\_th} = f_{\rm non\_th} \times \Phi_{\rm m} = f_{\rm non\_th} \times \alpha \times R_{\rm non\_th}$$
(5.8)

中性子エネルギースペクトルの算出

本研究においては、減速材を用いない測定で熱中性子、減速材を用いた測定で熱以外の中 性子を測定した。測定中性子エネルギースペクトルは式 (5.9) で与えられる。

$$\frac{d\phi_{\mathrm{m},(E)}}{dE} = \Phi_{\mathrm{m}} \times \frac{d\psi_{(E)}}{dE} = \begin{cases} \alpha \times R_{\mathrm{th}} \times \frac{1}{\Phi} \times \frac{d\phi_{(E)}}{dE} & (\mathrm{1meV} \le E < 0.5\mathrm{eV}) \\ \alpha \times R_{\mathrm{non\_th}} \times \frac{1}{\Phi} \times \frac{d\phi_{(E)}}{dE} & (0.5\mathrm{eV} \le E) \end{cases}$$
(5.9)

### 5.4 測定結果

神戸大学での測定を 5.4.1 節で、神岡地下実験施設 LAB-B での測定を 5.4.2 節で述べる。

### 5.4.1 神戸大での地上測定

神戸大学で測定した結果をまとめる。

地上(神戸大)の測定パラメータ

図 5.18a に減速材無しの条件下で測定されたエネルギースペクトル、図 5.18b に減速材あ りの条件下で測定されたエネルギースペクトルを示す。



図 5.18: 地上(神戸大)での測定エネルギースペクトル

表 5.5 に測定時間  $T_{\text{live}}$ 、解析に用いる取得中性子数  $C_{\text{partial}}$ 、線源 <sup>252</sup>Cf を用いて定義した 、及びこれらの変数を用いて算出した単位時間当たりの中性子数  $R[\text{n s}^{-1}]$  をまとめる。

	減速材なし	減速材あり
$T_{\rm live}$ [days]	1.54	32.29
$C_{\text{partial}}$ [counts]	14251	110617
	0.87	0.85
$R [{\rm n}\;{\rm s}^{-1}]$	$1.23 \times 10^{-1}$	$4.67 \times 10^{-2}$

表 5.5: 地上(神戸大)での測定結果

地上で測定された単位時間当たりの中性子数  $R[n s^{-1}]$  から式 (5.6) を用いて総フラック ス  $\Phi$  を算出した。その結果を表 5.6 に示す。

総フラックス Φ		PHITS		Gea	ant4
[n c	$m^{-2} s^{-1}$ ]	減速材なし	減速材あり	減速材なし	減速材あり
+#+ 1-	Gordon	$3.10 \times 10^{-3}$	$1.11 \times 10^{-3}$	$3.07 \times 10^{-3}$	$1.12 \times 10^{-3}$
地上	EXPACS	$2.45 \times 10^{-3}$	$1.17 \times 10^{-3}$	$2.37 \times 10^{-3}$	$1.11 \times 10^{-3}$

表 5.6: 地上の総フラックス

地上(神戸大)の中性子フラックス

地上における中性子フラックスは、地上で測定された単位時間当たりの中性子数  $R[n s^{-1}]$ から式 (5.7) および式 (5.8) を用いて算出した。その結果は表 5.7 に示す。単位は  $[n cm^{-2} s^{-1}]$ である。

スペクトル	ソフト	熱中性子	熱以外の中性子
Cordon	PHITS	$6.79 \times 10^{-4}$	$8.69 \times 10^{-4}$
Gordon	Geant4	$6.72 \times 10^{-4}$	$8.75 \times 10^{-4}$
EXDACS	PHITS	$7.44 \times 10^{-4}$	$8.15 \times 10^{-4}$
EXPACS	Geant4	$7.21  imes 10^{-4}$	$7.70 imes10^{-4}$

表 5.7: 地上の中性子フラックス

地上の中性子フラックスに関しては、EXPACS で仮定した中性子スペクトルおよび Geant4のシミュレーションから得られるフラックスを中心値とし、その他の結果から系統 誤差を評価した。本研究で考慮する系統誤差を下に示す。

- 検出器の Gain が 5 % 変化した時のイベント数の変化
- Geant4 と PHITS によるシミュレーション結果の違い
- 仮定した中性子エネルギースペクトルによるシミュレーション結果の違い
- 減速材ありと減速材なしの実験から算出された総フラックスの違い(熱以外の中性子 フラックスに対してのみ)

ここで、4番目の系統誤差は熱以外の中性子に対してのみ考慮した。これは<sup>3</sup>He比例計数管 は熱中性子に対する感度が非常に高いため、減速材を用いていない実験からの総フラックス がより精度の高い実験であると考えたためである。これらの誤差を考慮し、本研究では地上 の熱中性子および熱以外の中性子フラックスを算出した。その結果を表 5.8 に示す。

	熱中性子	熱以外の中性子
$\Phi_{\rm m} \ [{\rm n \ cm^{-2} \ s^{-1}}]$	7.21 (± 0.06 $^{+0.55}_{-0.55}$ ) × 10 <sup>-4</sup>	7.70 (± 0.02 $^{+9.81}_{-4.33}) \times 10^{-4}$

表 5.8: 地上(神戸大)での中性子フラックス研究結果

地上(神戸大)の中性子エネルギースペクトル

式 (5.9) から中性子エネルギースペクトルが算出出来る。図 5.19 に地上の中性子エネル ギースペクトル測定結果を示す。紫のエラーバンド付きのものが本研究結果、黒のエラー バー付きのものは大谷氏による東大本郷キャンパスでの過去の測定結果を表している。図 5.19a は縦軸  $\frac{d\phi_{\rm m}}{dE}$  [n cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> MeV<sup>-1</sup>]、横軸 energy[MeV]、縦軸横軸共に log 表示であ る。図 5.19b は縦軸 energy ×  $\frac{d\phi_{\rm m}}{dE}$  [n cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>]、横軸 energy[MeV]、縦軸横軸共に log 表示である。図 5.19c は熱中性子 (1 meV~0.5 eV)の  $\frac{d\phi_{\rm m}}{dE}$  を表す。縦軸  $\frac{d\phi_{\rm m}}{dE}$  [n cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> MeV<sup>-1</sup>]、横軸 energy[MeV]、縦軸横軸共にリニア表示である。図 5.19d は熱以外の中性子

 $(0.5 \text{ eV} \sim 10 \text{ MeV})$ の  $\frac{d\phi_{\text{m}}}{dE}$ を表す。縦軸  $\frac{d\phi_{\text{m}}}{dE}$  [n cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> MeV<sup>-1</sup>]、横軸 energy[MeV]、縦 軸横軸共にリニア表示である。



(c)  $\frac{d\phi_{\rm m}}{dE}$  (1 meV~0.5 eV)

(d)  $\frac{d\phi_{\rm m}}{dE}$  (0.5 eV~10 MeV)

図 5.19: 地上(神戸大)の中性子エネルギースペクトル研究結果

### 5.4.2 神岡での地下測定

神岡地下実験施設 LAB-B で測定した結果をまとめる。

地下 (LAB-B) の測定パラメータ

図 5.20a に減速材無しの条件下で測定されたエネルギースペクトル、図 5.20b に減速材あ りの条件下で測定されたエネルギースペクトルを示す。



図 5.20: 神岡地下実験施設 LAB-B での測定エネルギースペクトル

表 5.9 に測定時間  $T_{\text{live}}$ 、解析に用いる取得中性子数  $C_{\text{partial}}$ 、線源  $^{252}$ Cf を用いて定義した 、及びこれらの変数を用いて算出した単位時間当たりの中性子数  $R[\text{n s}^{-1}]$  をまとめる。

	減速材なし	減速材あり
$T_{\rm live}$ [days]	15.70	15.88
$C_{\text{partial}}$ [counts]	1748	652
	0.87	0.87
$R [{\rm n}\;{\rm s}^{-1}]$	$1.47 \times 10^{-3}$	$5.34 \times 10^{-4}$

表 5.9: 神岡地下実験施設 LAB-B での測定結果実験データ

地下で測定された単位時間当たりの中性子数  $R[n s^{-1}]$  から式 (5.6) を用いて総フラック ス  $\Phi$  を算出した。その結果を表 5.10 に示す。

総フラックス Φ		PHITS		Geant4	
[1	$n cm^{-2} s^{-1}$ ]	減速材なし	減速材あり	減速材なし	減速材あり
+₩-ᠸ	$Gordon + \frac{1}{E}$	$2.29 \times 10^{-5}$	$1.60 \times 10^{-5}$	$2.24 \times 10^{-5}$	$1.45 \times 10^{-5}$
- በ	ボルツマン $+rac{1}{E}$	$1.38 \times 10^{-5}$	$2.07 \times 10^{-5}$	$1.37 \times 10^{-5}$	$1.76 \times 10^{-5}$

表 5.10: 地下の総フラックス

地下 (LAB-B) の中性子フラックス

地下における中性子フラックスは、地下で測定された単位時間当たりの中性子数  $R[n s^{-1}]$ から式 (5.7) および式 (5.8) を用いて算出した。その結果を表 5.11 に示す。単位は  $[n cm^{-2} s^{-1}]$ である。

スペクトル	ソフト	熱中性子	熱以外の中性子
Condon + 1	PHITS	$8.38 \times 10^{-6}$	$1.01 \times 10^{-5}$
Gordon $+\frac{1}{E}$	Geant4	$8.21 \times 10^{-6}$	$9.21 \times 10^{-6}$
ボルツマン $+rac{1}{E}$	PHITS	$9.54 \times 10^{-6}$	$6.42 \times 10^{-6}$
	Geant4	$9.48 imes10^{-6}$	$5.47 imes10^{-6}$

表 5.11: 地下の中性子フラックス

地下の中性子フラックスに関しては、ボルツマン分布  $+\frac{1}{E}$  で仮定した中性子スペクトル および Geant4 のシミュレーションから得られるフラックスを中心値とし、その他の結果か ら系統誤差を評価した。本研究で考慮する系統誤差を下に示す。

- 検出器の Gain が 5 % 変化した時のイベント数の変化
- Geant4 と PHITS によるシミュレーション結果の違い
- 仮定した中性子エネルギースペクトルによるシミュレーション結果の違い
- 仮定した中性子エネルギースペクトルにおけるボルツマン分布と <sup>1</sup>/<sub>E</sub> の接続エネル ギーの違い
- 減速材ありと減速材なしの実験から算出された総フラックスの違い(熱以外の中性子 フラックスに対してのみ)

ここで、5番目の系統誤差は熱以外の中性子に対してのみ考慮した。これは地上の中性子フ ラックスの議論をした際と同様の理由である。これらの誤差を考慮し、本研究では地下の熱

中性子および熱以外の中性子フラックスを算出した。その結果を表 5.12 に示す。

	熱中性子	熱以外の中性子
$\Phi_{\rm m} \; [{\rm n \; cm^{-2} \; s^{-1}}]$	9.48 ( ± 0.23 $^{+2.03}_{-3.20}) \times 10^{-6}$	5.47 ( ± 0.21 $^{+7.30}_{-5.04}) \times 10^{-6}$

表 5.12: 地下 (LAB-B) での中性子フラックス研究結果

地下(LAB-B)の中性子エネルギースペクトル

式 (5.9) から中性子エネルギースペクトルが算出出来る。図 5.21 に地下の中性子エ ネルギースペクトル測定結果を示す。青のエラーバンド付きのものが本研究結果、黒の エラーバー付きのものは大谷氏による過去の結果、赤のエラーバー付きのものは南野氏 による過去の測定結果を表している。図 5.21a は縦軸  $\frac{d\phi_m}{dE}$  [n cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> MeV<sup>-1</sup>]、横軸 energy[MeV]、縦軸横軸共に log 表示である。図 5.21b は縦軸 energy ×  $\frac{d\phi_m}{dE}$  [n cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>]、 横軸 energy[MeV]、縦軸横軸共に log 表示である。図 5.21c は熱中性子(1 meV~0.5 eV)の  $\frac{d\phi_m}{dE}$ を表す。縦軸  $\frac{d\phi_m}{dE}$  [n cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> MeV<sup>-1</sup>]、横軸 energy[MeV]、縦軸横軸共にリニア表示 である。図 5.21d は熱以外の中性子(0.5 eV~10 MeV)の  $\frac{d\phi_m}{dE}$ を表す。縦軸  $\frac{d\phi_m}{dE}$  [n cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> MeV<sup>-1</sup>]、横軸 energy[MeV]、縦軸横軸共にリニア表示である。



(c) 地下の (LAB-B)  $\frac{d\phi_{\rm m}}{dE}$   $(1\,{
m meV}{\sim}0.5\,{
m eV})$ 

(d) 地下の (LAB-B )  $\frac{d\phi_{\rm m}}{dE}$   $(0.5\,{\rm eV}{\sim}10\,{
m MeV})$ 

図 5.21: 神岡地下実験施設 LAB-B での中性子エネルギースペクトル

# 5.4.3 先行研究との比較

本研究結果と先行研究の結果を比較するために、結果の中性子フラックスを表 5.13 にま とめる [78]。単位は  $[n \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}]$  である。大谷氏の結果は誤差無し、南野氏の結果は統計誤 差のみ考慮している。本研究の結果はボルツマン分布  $+\frac{1}{E}$  のスペクトルを仮定し、Geant4 を用いて算出した値を中心値として他の結果を系統誤差に入れている。

フラックス $\phi$	熱中性子	熱以外の中性子
地上(神戸大)		
$\phi_{\rm m} \; [{\rm n \; cm^{-2} \; s^{-1}}]$	7.21 (± 0.06 $^{+0.55}_{-0.55}$ ) × 10 <sup>-4</sup>	7.70 ( ± 0.02 $^{+9.81}_{-4.33}) \times 10^{-4}$
神岡地下実験施設 LAB-B		
スペクトル(ボルツマン + $rac{1}{E}$ )	9.48 (± 0.23 $^{+2.03}_{-3.20}$ ) × 10 <sup>-6</sup>	5.47 ( ± 0.21 $^{+7.30}_{-5.01})$ $\times$ 10^{-6}
南野氏の測定		
神岡地下鉱山内(2700m.w.e)	$8.26(\pm 0.58) \times 10^{-6}$	$1.15(\pm 0.12) \times 10^{-5}$
神岡鉱山内遮蔽体中	$< 4.80 \times 10^{-7} (95 \% \text{ C.L.})$	$<3.42 \times 10^{-6} (95.45 \% \text{C.L.})$
大谷氏の測定		
地上(本郷キャンパス)	$1.4 \times 10^{-3}$	$1.2 \times 10^{-2}$
<b>神岡鉱山内(</b> 2700 m.w.e)	$1.4 \times 10^{-5}$	$2.8 \times 10^{-5}$

表 5.13: 中性子フラックスの先行研究との比較

# 5.5 NEWAGE-0.3b' 検出器で期待される中性子バックグラウンド

本研究で測定した神岡地下実験施設 LAB-B での中性子フラックスから NEWAGE 実験 におけるバックグラウンドを見積った。このシミュレーションは PHITS を用いて行った。 図 5.22 にこの見積もりのために作成した簡単な NEWAGE 検出器を示す。外部に 5 mm の 厚さの SUS304、ドリフトケージには厚さ 1.25 cm の PEEK、ドリフトプレーンには厚さ 2 mm の銅、ケージの周りは厚さ 1 cm の PEEK のカバー、ドリフトプレーンの上は厚さ 5 mm の PEEK カバー、その他内部は 0.1 気圧の CF<sub>4</sub> を満たした。 $\mu$ -PIC や GEM などの 読み出し部分付近は今回ジオメトリに組み込んでいない。図中のボリューム内に記されてい る数字はボリュームナンバーであり各数字のボリュームに物質が定義されている、101 は真 空部分、102,103,107,110 は CF<sub>4</sub> ガス、104 は銅、105,106,108 は PEEK である。103 は検 出器キャリプレーションのために検出器内に実装されているボロン部分を再現している。



図 5.22: NEWAGE-0.3b' のジオメトリ

用意したジオメトリに 2 種類の中性子エネルギースペクトルを仮定して照射した。一つは ボルツマン分布 + $\frac{1}{E}$ (2×10<sup>-7</sup> MeV で接続)の分布を再現したもの。もう一つは  $\frac{1}{E}$ のみを 再現したものである。この条件のもと NEWAGE 検出領域(領域 102)で検出される中性子 による <sup>12</sup>C や <sup>19</sup>F の原子核反跳事象をシミュレートし、中性子に反跳された <sup>12</sup>C や <sup>19</sup>F の エネルギーを得た。2.2 節で議論したように検出されるエネルギーを算出するためにはクエ ンチング効果を考慮する必要がある。図 5.23 に 0.1 気圧における <sup>12</sup>C や <sup>19</sup>F のクエンチン グファクターを示す [37]。シミュレーションから得られた反跳原子核のエネルギーに対して F<sub>q</sub> をかけ、実際に検出されるエネルギーを得た。





図 5.24: 期待される NEWAGE 検出器での中性子バックグランド

図 5.24 にシミュレーションで見積もられた中性子バックグラウンドを示す。図の赤は <sup>12</sup>Cの反跳によるもの、青は<sup>19</sup>Fの反跳によるもの、黒はその合計である。誤差は表 5.13 で示す本研究結果の中性子フラックスに対しての統計誤差および系統誤差を考慮している。

NEWAGE-0.3b' の中性子バックグラウンドは  $\frac{1}{E}$  のエネルギースペクトル分布および中 性子フラックス南野氏測定結果 (2004 年) を用いて、以前に Geant4 を用いて見積もられて いる。その結果を図 5.25 に示す。



図 5.25: 期待される NEWAGE 検出器での中性子バックグランドの先行研究結果 [37]

本研究から仮定するエネルギースペクトルの違いで1桁中性子バックグラウンドレートが

変わるという結果が得られた。また先行研究は本研究の結果の間となった。先行研究との結 果を含めて、今後より精度良く中性子バックグラウンドを見積もるためには、詳細な中性子 エネルギースペクトルの情報が不可欠である。

### 5.6 議論

神岡地下の中性子フラックスに関しては、南野氏 (2004 年)の測定と誤差の範囲で一致す る結果が得られた。しかし、地上の中性子フラックスに関しては大谷氏 (1993 年)の測定と は一致しなかった。先行研究では、熱外の中性子に関しては、検出器データシートの変換係 数を用いていたが、本測定ではデータシートの入手がかなわなかった。そのため、本研究で はシミュレーションを用いてデータシートに対応する変換係数の見積もりを行った。さらに 中性子エネルギースペクトルの不定性を考慮した系統誤差を初めて評価した。本研究の系統 誤差に関しては、増幅率 5 % の変化、Geant4 と PHITS の違い、仮定するスペクトルの違 い、減速材ありとなしから算出した総フラックスの違い、1/E との接続による違いを評価 した。

地上での測定に関しては、仮定するスペクトルの違い、減速材ありとなしから算出した総 フラックスの違いが系統誤差の主な原因となることがわかった。地下実験室での測定に関 しては、仮定するスペクトルの違い、減速材ありとなしから算出した総フラックスの違い、 1/E との接続による違いが系統誤差の主な原因となることがわかった。このスペクトル形状 の仮定により、熱中性子と熱以外の中性子の割合は大きく変動する。地下実験室について考 えると、ボルツマン分布と  $\frac{1}{E}$  との接続を 0.2 eV にすると  $f_{th}$  :  $f_{non.th} = 0.69$  : 0.31、接続 を 0.1 eV にすると  $f_{th}$  :  $f_{non.th} = 0.2$  : 0.8、接続を 0.3 eV にすると  $f_{th}$  :  $f_{non.th} = 0.98$ : 0.02 となる。このように形状を変えるだけでフラックスも大きく変動することになる。今 回はこの変化を系統誤差に入れ評価したが、この  $f_{th}$  :  $f_{non.th}$  の比に注目すると中性子スペ クトルの形状に制限をかけることが出来ると考えている。また、より正確なスペクトル情報 を取得するためには中性子のエネルギーを直接測定出来る液体シンチレーターなどを用いた 測定を行う必要があることがわかった。

さらに本研究では NEWAGE 検出器における中性子バックグラウンドの見積もりを行った。先行研究の結果との比較を含めて、中性子スペクトルの影響が大きく、バックグラウンドの見積もりのためにはさらなる中性子スペクトルの研究が必要であることが確認された。

93

# 6 表面 検出器の開発

4.3.2 節で述べたように、NEWAGE 実験では現在  $\mu$ -PIC 基板のポリイミド部分に補強材 として含まれるガラス繊維由来の U/Th 系列放射性不純物が主なバックグラウンドになって いる。このバックグラウンドを取り除くために、先行研究により新素材を用いた低  $\alpha\mu$ -PIC が製作された。本研究は、従来型  $\mu$ -PIC と低  $\alpha\mu$ -PIC から出る  $\alpha$  線を直接測定する装置の 開発を目的として行った。また、先行研究により未知のバックグラウンド源の可能性も示唆 されており、本研究で開発する装置は未知のバックグラウンド源の解明も目的としている。

# 6.1 既存の*α*線検出器

#### 6.1.1 UltraLo-1800

暗黒物質探索実験の一つに XMASS 実験がある。XMASS 実験では検出器の製作、輸送、 保管、組立などの各工程で表面に付着する放射性不純物を低減、こうした過程での表面に付 着する不純物を測定するための装置として図 6.1 に示す UltraLo-1800 が用いられている。



図 6.1: 表面 α 線検出器 UltraLo-1800[87]

### 6.1.2 UltraLo-1800の原理

この UltraLo-1800 の原理を図 6.2 に示す。この装置は装置下面にサンプル物質を置き、 その物質表面から出てくる  $\alpha$  線による電離で生じる電子を装置内に形成された電場でドリ フトし読み出すという原理になっている。この装置は非常に低バックグラウンド環境でサン プルの測定を行うことができ、そのバックグラウンドレートのカタログ値は  $10^{-4}$ [ $\alpha$  cm<sup>-2</sup> h<sup>-1</sup>] である。



図 6.2: 表面 α 線検出器 UltraLo-1800 の原理 [87]

# 6.2 *μ*-PIC を使った *α* 線検出器の原理

本研究では NEWAGE 実験で使われている  $\mu$ -TPC の原理を用いて物質表面からの  $\alpha$  線 を測定する装置を開発した。検出原理を図 6.3 に示す。図中の紫部分がサンプル物質を置く 穴の開いたドリフトプレーンである。穴の部分にサンプルを置き、その物質表面から出てく る  $\alpha$  線を TPC の原理で測定する。TPC の中には CF<sub>4</sub> ガスが 0.2 気圧で満たされており、  $\alpha$  線の飛跡に沿ってガスが電離され電子が発生する。この検出器には上下方向に電場がかけ られており、その電離電子は電場に従い図中下方向にドリフトする。その後、図中の GEM および  $\mu$ -PIC で増幅され  $\mu$ -PIC の xy 方向のストリップで 2 次元読み出しされる。



図 6.3: µ-TPC を用いた表面 a 線検出器

# 6.3 検出器とデータ収集系

### 6.3.1 検出器

図 6.4 に本研究で用いた装置 NEWAGE-0.3a を示す。図 6.4a は検出器および DAQ シス テムの外観、図 6.4b は NEWAGE-0.3a 検出器本体、図 6.4c は検出器のアンプ部分である。



(a) 検出器外観

(b) 検出器前面



(c) 検出器のアンプ部分

図 6.4: 検出器

### 6.3.2 データ収集系

NEWAGE-0.3a の DAQ システムは NEWAGE-0.3b' の DAQ システムと同様の物を用 いている。第4章図 4.5 に記されている。 $\mu$ -PIC のアノードとカソードそれぞれ 768 本の ストリップから読み出された信号は ASD で処理された後、複数のストリップの信号を足し 合わせた波形を残す「電荷情報」と、情報を二値化して残す「飛跡情報」に分けて記録され る。電荷情報はカソード信号を足し合わせた波形を 100MHz Flash ADC で記録する。飛 跡情報は位置と全ヒットストリップの ToT を記録する。DAQ のトリガーモードには自己 トリガーモードと外部トリガーモードの2 種類がある。自己トリガーモードでは、アノード 768 本のストリップを 16 チャンネルにグループ化し、そのうちどれかに Hit が来た場合に トリガーが生成される。

# 6.4 バックグラウンドレベルの要請

6.4.1 *μ*-PIC からの表面 *α* の見積もり

従来型の  $\mu$ -PIC および低  $\alpha\mu$ -PIC からの  $\alpha$  線を測定するためには、測定対象以下のバッ クグラウンドレベルで検出器を稼働させる必要がある。そのために従来型の  $\mu$ -PIC および 低  $\alpha\mu$ -PIC それぞれについて表面  $\alpha$  線のレートを見積もる。

従来型  $\mu$ -PIC からの表面  $\alpha$  レート

先行研究から従来型の  $\mu$ -PIC に含まれている U/Th 系列放射性不純物の量が測定されている。その結果を表 6.1 に示す [36]。誤差は統計誤差のみを考慮に入れている。

測定試料	$^{238}$ U 中流 [ $\mu Bq/cm^2$ ]	$^{238}$ U 上流 [ $\mu Bq/cm^2$ ]	$^{232}$ Th [ $\mu$ Bq/cm <sup>2</sup> ]
ポリイミド 100 µm 部分	$68.5 \pm 1.5$	$66.4 \pm 2.5$	$102.1\pm2.3$

表 6.1: μ-PIC 単位面積あたりの U/Th[36]

この測定結果から、<sup>238</sup>U は上流および中流で放射平衡が成立する。この時、図 2.13 から <sup>238</sup>U は 1 チェーンで 8 個の  $\alpha$  線を放出する。この条件下で、<sup>238</sup>U からの  $\alpha$  線レートを計 算すると式 (6.1) のようになる。

$$(^{238}$$
U からの $\alpha$ 線) $[\alpha \,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{h}^{-1}] = (68.5 \pm 1.5) \,\mu\mathrm{Bq}\,\mathrm{cm}^{-2} \times 60 \times 60 \,[\mathrm{sec}\,\mathrm{h}^{-1}] \times 8\,\alpha$   
=  $(1.97 \pm 0.04) \,\alpha \,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{h}^{-1}$ 

(6.1)

また、同様に、<sup>232</sup>Th からの放射平衡も仮定すると図 2.13 から <sup>232</sup>Th は 1 チェーンで 6 個

の  $\alpha$  線を放出する。<sup>232</sup>Th からの  $\alpha$  線レートを計算すると式 (6.2) のようになる。

$$(^{232}$$
Th からの $\alpha$ 線) $[\alpha \text{ cm}^{-2}\text{h}^{-1}] = (102.1 \pm 1.5) \mu \text{Bq cm}^{-2} \times 60 \times 60 [\text{sec h}^{-1}] \times 6 \alpha$   
=  $(2.21 \pm 0.05) \alpha \text{ cm}^{-2}\text{h}^{-1}$ 

(6.2)

さらに先行研究によるシミュレーションから発生した  $\alpha$  線が  $\mu$ -PIC 中を通り抜けて visible  $\alpha$  となる確率は <sup>238</sup>U に関しては 3 %、<sup>232</sup>Th に関しては 4 % である [88]。この確率を考慮すると従来の  $\mu$ -PIC から予想される表面  $\alpha$  レートは式 (6.3) から 1.46 × 10<sup>-1</sup>[ $\alpha$  cm<sup>-2</sup> h<sup>-1</sup>] と見積もることが出来る。

$$( {\bf \bar{\pi}} {\bf \bar{\alpha}} \, {\bf \alpha} \, {\bf m}^{-2} {\bf h}^{-1} ] = \left\{ (1.91 \pm 0.04) \, \times \, 3 \,\% + (2.21 \pm 0.05) \, \times \, 4 \,\% \right\} \left[ \alpha \, {\bf m}^{-2} {\bf h}^{-1} \right] \\ = (1.46 \pm 0.02) \, \times \, 10^{-1} \left[ \alpha \, {\bf m}^{-2} {\bf h}^{-1} \right]$$
(6.3)

低  $\alpha\mu$ -PIC からの表面  $\alpha$  レート

先行研究から低  $\alpha\mu$ -PIC に含まれている U/Th 系列放射性不純物の量が測定されている。 その結果を表 6.2 に示す [36]。誤差は統計誤差のみを考慮に入れている。

測定試料	$^{238}$ U 中流 $[10^{-6} \text{ g/g}]$	<sup>238</sup> U 上流 [10 <sup>-6</sup> g/g]	$^{232}$ Th $[10^{-6} \text{ g/g}]$
ポリイミド 100 µm 部分 (現行の材料)	$0.39 \pm 0.01$	$0.38\pm0.01$	$1.81\pm0.04$
ポリイミド + エポキシ (新材料)	$<2.98\times10^{-3}$	$<2.86\times10^{-2}$	$< 6.77 \times 10^{-3}$

### 表 6.2: U/Th 含有量

低  $\alpha\mu$ -PIC に関しては U/Th の含有量に上限値で測定値がつけられているので、表面  $\alpha$ レートも上限値を算出することが出来る。<sup>238</sup>U 系列に関しては、放射性不純物含有量が従 来型と比較して 0.00298/0.39 = 0.76 % 以下、<sup>232</sup>Th 系列に関しては、放射性不純物含有量 が従来型と比較して 0.00677/1.81 = 0.37 % 以下であるので、式 (6.4) から期待される表面  $\alpha$ レートは (7.62 ± 0.12) × 10<sup>-4</sup>[ $\alpha$  cm<sup>-2</sup> h<sup>-1</sup>] 以下であると考えられる。

$$( {${\bf \bar{\pi}}$} {\bf \alpha} ) [\alpha \, {\rm cm}^{-2} {\rm h}^{-1}] < \left\{ (1.91 \pm 0.04) \times 3\% \times 0.76\% + (2.21 \pm 0.05) \times 4\% \times 0.37\% \right\} [\alpha \, {\rm cm}^{-2} {\rm h}^{-1}]$$

$$= (7.62 \pm 0.12) \times 10^{-4} [\alpha \, {\rm cm}^{-2} {\rm h}^{-1}]$$

$$(6.4)$$

この表面 *α* レートの見積もりから、低 *α*μ-PIC は従来型に比べて 2 桁以上バックグラウ ンドが削減出来ていることが期待される。 6.4.2 バックグラウンドの測定

バックグラウンドレベルに評価のために 21.65 日間バックグラウンド RUN を行った。ラ ドン除去のために常温活性炭を 300 ml/min でガス循環させた状態でデータを取得した。取 得された FADC のデータから  $\alpha$  線バックグラウンドを抽出した。取得されたエネルギース ペクトルを図 6.5 示す。



図 6.5: 取得されたエネルギースペクトル

観測された係数率を、検出器の有効面積で再規格化した上でバックグラウンド事象の時間 推移を算出した。その結果を図 6.6 に示す。



図 6.6: バックグラウンド事象の時間推移

この結果からプラトー領域でのバックグラウンドレートは、 $(1.32 \pm 0.05) \times 10^{-1} [\alpha \text{ cm}^{-2} \text{ h}^{-1}]$ となった。これは従来の  $\mu$ -PIC から予想される係数率事象と同程度である。 方で、低  $\alpha\mu$ -PIC は従来型よりも 2 桁以上バックグラウンドが削減されていることが期待さ れるため、低 αμ-PIC を測定するためには現在の TPC よりも 2 桁以上バックグラウンドの 少ない環境を実現することが必要である。これは UltraLo-1800 と同程度の低バックグラウ ンド環境の要請である。

# 6.5 ドリフトプレーンの製作

本研究では、ドリフトプレーンからの表面  $\alpha$  線事象を削減するためにドリフトプレーン を新たに製作した。図 6.7 および図 6.8 に示す。サンプル物質表面からの  $\alpha$  線を測定するこ とが目的であるので、ドリフトプレーンからのバックグラウンドはより少ないことが要求さ れる。

図 6.7 は穴の開いていないドリフトプレーンである。これは従来使われていたドリフトプレーンと新しく製作したドリフトプレーンのバックグラウンドを比較するために製作した。 従来のドリフトプレーンと違う点は材質と研磨の二点である。材質に関してはより不純物の 少ない三菱マテリアルの無酸素銅 C1020 を選んだ。また、ドリフトプレーンからのバック グラウンドとなる  $\alpha$  線はドリフトプレーンの表面積に比例して多くなる。そのため、本研究 では製作したドリフトプレーンに対して研磨を行い、より表面積が小さくなるようにした。 研磨に関しては日造精密研磨に依頼して研磨を行った。研磨のグレードに関しては 5 段階 あり、MA(0.1  $\mu$ m)、MB(0.2  $\mu$ m)、MC(0.4  $\mu$ m)、MD(0.6  $\mu$ m)、ME(0.8  $\mu$ m) である。今 回は ME 保証のものと MC 保証のものの 2 種類を製作した。図 6.7a は研磨を行う前のも の、図 6.7b に ME 保証の研磨を行ったもの、図 6.7c に MC 保証の研磨を行ったものを示 す。ME 保証のものと MC 保証のものを比べると、MC 保証の研磨を行ったものを示 す。ME 保証のものと MC 保証のものを比べると、MC 保証のものは天井の模様が写るく らいに表面が奇麗に研磨されていることが確認出来る。



(a) 穴無しドリフトプレーン(研磨前)



(b) ME 保証の穴無しドリフトプレーン(研磨後)



(c) MC 保証の穴無しドリフトプレーン(研磨後)

図 6.7: 穴無しドリフトプレーン

図 6.8 はサンプルを置く穴の開いたドリフトプレーンである。この穴の開いたドリフトプレーンに関しても先ほどと同様の無酸素銅を選び、研磨を行った。研磨は MC を保証するものを行った。図 6.8a は研磨を行う前、図 6.8b は研磨を行った後のドリフトプレーンである。図 6.7c のものと同様に天井の模様が写るほどに表面が奇麗に研磨されていることが確認出来る。





(a) 穴ありドリフトプレーン(研磨前) (b) MC 保証の穴ありドリフトプレーン(研磨後)

図 6.8: 穴ありドリフトプレーン

# 6.6 改善

考えられるバックグラウンド削減のためへの取り組みをまとめる。

- 冷却活性炭の導入
- 研摩したドリフトプレーンの導入
- 飛跡情報を活かしたバックグラウンドの除去
- 低 *α*µ-PIC の導入

冷却活性炭

現在この検出器では、常温の活性炭を用いてガスを循環させている。活性炭を通してガス を循環させると、ラドンなどの原子核半径の大きい分子は活性炭によって吸着されラドンの 検出器内での崩壊を低減させることができ、バックグラウンド事象を削減することが出来 る。この活性炭は冷却することで吸着率が上がる。そのため活性炭を冷却するための冷却装 置を導入することでバックグラウンド削減が期待出来る。

研磨したドリフトプレーンの導入

従来のドリフトプレーンを用いて測定を行った。従来のドリフトプレーンは今回製作した 無酸素銅よりもバックグラウンドが高いことが予想され、さらに表面の研磨も行われていな い。そのため、新しく製作したドリフトプレーンを用いることで α 線事象の削減が期待さ
れる。

飛跡情報を活かしたバックグラウンドの除去

TPC の特徴として 3 次元飛跡情報の取得がある。本測定ではデータ収集系の問題により 飛跡情報を取得しなかったが、飛跡情報を取得出来れば NEWAGE-0.3b' で導入している 3 種類のカットパラメータ(Track-length-cut、ToT-sum-cut、roundness-cut)を用いて事象 選別を行うことが出来る。このカットが実現されれば、さらなるバックグラウンド事象の削 減が期待される。

低 *α*µ-PIC の導入

先行研究 [36] から  $\mu$ -PIC 基板に含まれる U/Th 系列放射性不純物を削減した低  $\alpha\mu$ -PIC が開発されている。本測定では、従来の  $\mu$ -PIC を用いて測定を行ったが、今後低  $\alpha\mu$ -PIC を導入することで基板からのバックグラウンド事象を削減することが期待出来る。

## 7 結論

本研究は、暗黒物質探索実験のバックグラウンドとなり得る放射線(中性子および *α* 線) を測定・理解することを目的として行った。

中性子測定では、<sup>3</sup>He 比例計数管を用いた測定を行い、中性子スペクトル形状を仮定 することによる校正係数の見積もりから、神岡地下における環境中性子フラックスの エネルギー依存を得た。さらにさまざまな中性子スペクトルの仮定による系統誤差を 見積もり、初めて統計誤差および系統誤差両方を考慮した結果、熱中性子フラックス  $\Phi_{\text{th}} = 9.48(\pm 0.23 \substack{+2.03\\-3.20}) \times 10^{-6} [n\ \text{cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}]$ 、熱以外の中性子フラックス  $\Phi_{\text{non_th}} = 5.47(\pm 0.21 \substack{+7.30\\-5.04}) \times 10^{-6} [n\ \text{cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}]$ を得た。この結果には系統誤差として増幅率 5%の変 化、Geant4 と PHITS の違い、仮定するスペクトルの違い、減速材ありとなしから算出し た総フラックスの違い、1/E との接続による違いを評価したが、スペクトルの形状の違いに より中性子フラックスが大きく変わる。そのため、詳細なエネルギースペクトルの測定のた めには、中性子が直接反応する事象を検出する液体シンチレーターなどを用いた測定などか ら得られる結果と組み合わせることでより進んだ研究が出来ると考えている。

 $\alpha$ 線検出器に関しては、NEWAGE が暗黒物質探索に用いている  $\mu$ -PIC(micro PIxel Chamber)を使用した 3 次元ガス検出器  $\mu$ -TPC(micro Time Projection Chamber)を利用 し、サンプル物質表面からの  $\alpha$ 線を測定する装置を開発した。装置の基本動作確認を行い、 バックグラウンドレベルは  $1.32(\pm 0.05) \times 10^{-1} [\alpha \text{ cm}^{-2} \text{ h}^{-1}]$  であることを測定した。従 来の  $\mu$ -PIC の  $\alpha$ 線、低  $\alpha\mu$ -PIC の  $\alpha$ 線の測定には 2 桁以上のバックグラウンドの低減が必要である。

## 付録 A シミュレーションへのインプット中性子スペクトル数 値データ [86]

energy[MeV]	$\frac{d\phi}{dE}$ [n cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> MeV <sup>-1</sup> ]	energy[MeV]	$\frac{d\phi}{dE}$ [n cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> MeV <sup>-1</sup> ]
0.000000001000	0.00000000000	0.00000046621	20081.230011561387
0.000000001211	11 025206891425	0.000000051287	18539 326499932733
0.000000001513	19.110136175330	0.000000056427	16998.986293698363
0.000000001719	1237,136907739376	0.00000064109	14831.654689725205
0.000000002082	2031.841197551860	0.000000070560	13268.584564320528
0.000000002441	3448.771255699251	0.00000075225	12223.544175238683
0.00000002863	4404.257474508599	0.00000075246	11998.102222180874
0.00000003466	6053.097804759816	0.00000080218	11072.121767422726
0.000000004064	7220.950890506350	0.00000080240	10860.826791524958
0.000000004616	7716.741656033846	0.00000082859	10341.084635140092
0.000000005413	8898.955617918367	0.00000082873	10213.289700409783
0.000000005955	9492.793656604261	0.00000085578	9719.635887728155
0.00000006551	10543.084223845946	0.00000085601	9521.747358681889
0.000000007208	10743.079198332958	0.00000088401	9007.522539337791
0.00000007930	11346.842830714286	0.00000091295	8493.133279442336
0.00000008450	12132.117561434547	0.00000091336	8192.043198880612
0.000000009004	13242.498520084097	0.00000097368	7555.788120170404
0.00000009594	13952.259452428299	0.000000103810	6905.866486850978
0.000000010224	14524.477918521054	0.000000103891	6437.978265682302
0.000000010893	15550.220786016580	0.000000107282	6098.189817490354
0.000000011978	17455.481996610539	0.000000110787	5754.420645021528
0.000000012361	19112.524168952099	0.000000110817	5602.046617396248
0.00000013598	18449.489266882876	0.000000114438	5278.762299236268
0.000000014032	19814.073145007271	0.000000114469	5131.328132507491
0.00000014484	20061.861364264019	0.000000122042	4658.887923829501
0.00000015432	20183.122412083747	0.000000122071	4537.981994085409
0.00000015929	20340.952608152475	0.000000122108	4382.628492809645
0.00000016436	21747.394423183399	0.000000130178	3998.640323249705
0.000000016965	21808.262942899750	0.000000134440	3716.490627789348
0.000000017511	21844.347488407155	0.000000134472	3606.862395145458
0.000000018070	22671.318919098398	0.00000138866	3372.394970691170
0.000000019257	21708.158072389258	0.000000143403	3149.167032767794
0.000000019868	23038.504127239783	0.000000148098	2908.283704033815
0.00000020506	23136.886764849314	0.000000148168	2709.512175368501
0.000000021166	23007.856977496824	0.00000163088	2346.383547532620
0.000000022540	23922.325445204569	0.00000163215	2050.160830805992
0.000000024796	22335.792033488866	0.00000179644	1769.672240653737
0.00000025578	23695.392097834840	0.00000185520	1612.284389823200
0.000000026398	23671.310922714427	0.00000197786	1427.815922259412
0.000000028128	22809.534813445436	0.000000204249	1300.819098257519
0.000000029954	23233.112326315862	0.000000217747	1153.044588444388
	22327.749074947285	0.000000239656	986.643355476182
	22814.386939582622		771.568164668833
	22822.489813259726	0.00000329769	641.076025945434
	22749.678110995068		502.727773317065
	22432.701574044331	0.000000531994	389.596499208638
0.00000038549			
	22218.1990/1008003	0.000000779824	2/3.8328180/1//0
0.00000042393	$\begin{array}{ } 21240.00090400278 \\ 01110.0000107640 \end{array}$	0.000000885819 0.000001079460	240.010938803020
0.000000043730	Z111Z.ZZ00Z9197049	0.000001072400	200.940110970790

energy[MeV]	$\frac{d\phi}{dE} \text{ [n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1]}$	energy[MeV]	$\frac{d\phi}{dE} \text{ [n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1]}$
0.000001340490	168.691299450201	0.010734800000	0.029297238887
0.000001622990	140.624403107844	0.012994900000	0.025167411831
0.000001965030	117.216531045328	0.015733000000	0.021053835886
0.000002379150	97.697497005233	0.018450900000	0.018066327388
0.000002702620	86.780605486528	0.022337800000	0.015203869674
0.000003069960	77.760622288238	0.025370600000	0.013880830568
0.000003716940	64.790930173745	0.028821000000	0.012219353943
0.000004645870	52.738884213291	0.032731700000	0.011270297601
0.000005277350	47.221616910002	0.036012900000	0.010417655896
0.000006389740	39.002995427044	0.040907800000	0.009273463740
0.000007736330	32.485816918358	0.051124500000	0.007665737562
0.000009670450	25.990207280943	0.054475400000	0.007501092236
0.000011708400	21.645912336442	0.063875500000	0.006593623533
0.000014177400	17.582490442535	0.072560000000	0.005833365491
0.000016627200	14.992602482679	0.085083700000	0.005097627395
0.000019500300	12.784264857464	0.087768200000	0.005513010407
0.000022869800	10.901188466886	0.102920000000	0.004782695297
0.000026820700	9.373655422864	0.116905000000	0.004264240195
0.000029512400	8.518961521259	0.128603000000	0.004006368436
0.000032474100	7.742200707641	0.136953000000	0.004143487182
0.000036890600	6.815557350653	0.145954000000	0.003930930293
0.000043265100	5.811635706378	0.150640000000	0.003919609665
0.000049149200	5.116054788277	0.171046000000	0.003623042924
0.000057640000	4.398854961832	0.194321000000	0.003167634996
0.000065472300	3.968502710306	0.213808000000	0.002898502395
0.000079272900	3.277791023162	0.220674000000	0.002884064276
0.000095985700	2.685441685584	0.227737000000	0.002895537396
0.000119978000	2.165972094884	0.242705000000	0.002742807112
0.000149968000	1.746865998080	0.284595000000	0.002375828809
0.000181573000	1.454379230392	0.303145000000	0.002354510218
0.000226968000	1.163564907828	0.323135000000	0.002189471893
0.000302377000	0.880361270864	0.344490000000	0.002011309472
0.000377960000	0.709879352312	0.379190000000	0.001772174899
0.000457629000	0.586324293259	0.41740000000	0.001554904169
0.000554090000	0.484275117761	0.417528000000	0.001509395777
0.000670838000	0.406244130476	0.431155000000	0.001427778873
0.000812241000	0.335537112753	0.445287000000	0.001330860771
0.000952593000	0.286111697231	0.45982000000	0.001257000565
0.001190620000	0.234189749878	0.490024000000	0.001196584249
0.001488230000	0.188771896817	0.521805000000	0.001231812650
0.001037480000	0.174121821335 0.145022417402	0.535226000000	0.001946448790
0.001982500000	0.145933417402	0.552412000000	0.001916160402
0.002325070000	0.124430083027 0.100542011105		0.001878391413 0.001778709200
0.002813440000	0.100342011193	0.047098000000	0.001748792300 0.001795779990
	0.000000002900	0.007032000000	0.00172070559
0.0039973300000	0.072303197800	0.00910000000	0.00171177900000000000000000000000000000
0.004039020000	0.050813368876	0.710730000000	0.001747950779
0.0000000000000000000000000000000000000	0.030513506670	0.10142100000	0.001034000231
0.008866890000	0.034760665803	0.833999000000	0.001452088072

energy[MeV]	$\frac{d\phi}{dE} [n \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}]$	energy[MeV]	$\frac{d\phi}{dE} [n \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}]$
0.861306000000	0.001381796946	3.197220000000	0.000284063030
0.889537000000	0.001312120800	3.198520000000	0.000276109888
0.889870000000	0.001285805792	3.199500000000	0.000270148773
0.919037000000	0.001219994407	3.200590000000	0.000263529224
0.949225000000	0.001152582370	3.305160000000	0.000250135546
0.949612000000	0.001125712396	3.306500000000	0.000242452442
0.949934000000	0.001103339811	3.307850000000	0.000234774551
0.950386000000	0.001072038098	3.309540000000	0.000225185978
0.950741000000	0.001047468238	3.417660000000	0.000213172463
0.951161000000	0.001018453238	3.762050000000	0.000187551468
0.982304000000	0.000964898850	3.882730000000	0.000186565123
0.982938000000	0.000923893470	4.134970000000	0.000187311153
1.015190000000	0.000869849979	4.262820000000	0.000202277131
1.015530000000	0.000848986244	4.397170000000	0.000207975129
1.016190000000	0.000809374231	4.681560000000	0.000209622220
1.049430000000	0.000765823352	5.152780000000	0.000187210011
1.154230000000	0.000719824472	5.154710000000	0.000182681858
1.225300000000	0.000879270383	5.323850000000	0.000172169389
1.264690000000	0.000863444797	5.325650000000	0.000168188484
1.391280000000	0.000795397044	5.499840000000	0.000159443366
1.483170000000	0.000737669991	5.502080000000	0.000154822176
1.483530000000	0.000727636111	5.681650000000	0.000147355434
1.581570000000	0.000673286671	6.058360000000	0.000133710773
1.633190000000	0.000643054390	6.060630000000	0.000129868842
1.796600000000	0.000593871758	6.258640000000	0.000123090000
1.913120000000	0.000587187422	6.462900000000	0.000116937443
1.973810000000	0.000589241112	6.675190000000	0.000109150152
2.037130000000	0.000580159342	6.894220000000	0.000102046497
2.100690000000	0.000596418320	7.121160000000	0.000094394172
2.235560000000	0.000602493335	7.354580000000	0.000088273973
2.457250000000	0.000575342354	7.593840000000	0.000084392481
2.45800000000	0.000567518308	8.358770000000	0.000074171080
2.459250000000	0.000554490190	9.200750000000	0.000065113605
2.540370000000	0.000522801797	9.202930000000	0.000063509122
2.623730000000	0.000496640279	9.81178000000	0.000057652332
2.625240000000	0.000482824427	10.00000000000	0.00000000000
2.711110000000	0.000460597320		
2.890860000000	0.000422566295		
2.89194000000	0.000414462264		
2.893410000000	0.000403420186		
2.89469000000	0.000393859101		
2.896070000000	0.000383571530		
	0.000374027991		
2.898230000000	0.000307427700		
2.099220000000	0.000242922670		
2.99304000000	0.000343832070		
	0.000317027552		
	0.000317937332		
3 10581000000	0.000300033021		
1 0.10001000000	0.000202000014		

## 参考文献

- [1] Planck Collaboration A&A 571,A16 (2014).
- [2] Pauline Gagnon
- [3] F. Z. et al. Astrophys. J. (1937) 217.
- [4] K. G. Begeman, A. H. Broeils, and R. H. Sanders MNRAS (1991) 523.
- [5] Kavli IPMU, http://www.ipmu.jp/ja/node/1548
- [6] D. Crowe et al., Astrophys. J. 648 (2006) L109.
- [7] D. J. Fixsen AstroPhys. J. 707 (2009) 916.
- [8] R. A. Knop et al. Astrophys. J. 598 (2003) 102.
- [9] D. J. Eisenstein et al. Astrophys. J. 633 (2005) 560.
- [10] M. Betoule, Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples.
- [11] R.A.Knop, The Astrophysical Journal, 598:102-137, 2003 November 20
- [12] Planck Collaboration A&A 594, A13 (2016).
- [13] D. Kirkman, D. Tytler, N. Suzuki, J. M. O'Meara and D. Lubin *et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser. 149 (2003) 1
- [14] G. Jungman et al., Phys. Rep. 267 (1996) 195
- [15] G. Servant et al., New J. Phys. 4 (2002) 99
- [16] R. D. Peccei and Helen R. Quinn et al. Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1440.
- [17] L. D. Luffy and K. Bibber et al. New Journal of Physics 11 (2009) 105008
- [18] P. Sikivie et al. Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1415.
- [19] A. Ringwald, AXIONS AND OTHER SIMILAR PARTICLES
- [20] Spencer Chang, Ralph Edezhath, Jeffrey Hutchinson and Markus Luty hep-ph 1307.8120v1 (2013).
- [21] G. Servant et al. New J. Phys. 4 (2002) 99.
- [22] S. D. Hunter Astrophys. J. 481 (1997) 205.
- [23] A. H. E. Tempel and M. Raidal J. Cosmology Astropart. Phys. 09 (2012) 032.
- [24] Elmo Tempel, Fermi 130 GeV gamma-ray excess and dark matter annihilation in sub-haloes and in the Galactic centre
- [25] CTA Japan: http://www.cta-observatory.jp/index.html
- [26] S. Desai et. al Phys. Rev. D 70 (2004) 083523.
- [27] M.G. Aartsen, et al., PRL 110, 131302 (2013).
- [28] IceCube Collaboration, Search for annihilating dark matter in the Sun with 3 years

of IceCube data

- [29] O. Adriani et. al Phys. Rev. Lett. 111 (2013) 081102.
- [30] M. Aguilar et. al Phys. Rev. Lett. 110 (2013) 141102.
- [31] The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) Collaboration, Unlocking the Secrets of the Cosmos: The First Five years of AMS on the International Space Station
- [32] ALEPH Collaboration Phys. Lett. B 583 (2004) 247.
- [33] Daniel Abercrombie et al. arXiv:1507.00966 (hep-ex)(2015).
- [34] H. Baer et al. arXiv:1307.5248 (hep-ph) (2013).
- [35] J. D. Lewin and P. F. Smith Astropart. Phys. 6 (1996) 87.
- [36] T.Hashimoto, Master thesis Kobe University (2016).
- [37] K. Nakamura Doctor Thesis Kyoto University (January 2014).
- [38] J. Ellis et al. Phys. Lett. B 481 (2000) 304.
- [39] D. Spergel Phys. Rev. D 37 (1988) 1353.
- [40] S. Fukuda et al., Nucl. Instrum. and Meth. A 501 (2003) 418
- [41] アイソトープ手帳 11版日本アイソトープ協会
- [42] R. Bernabei et al. J. Phys. Conf. Ser. 375 (2012) 012002.
- [43] R. Bernabei et al. Eur. Phys. J. C 67 (2010) 39.
- [44] C. Savage et al. Phys. Rev. D 70 (2004) 123513.
- [45] R. Bernabei et al. Phys. Lett. B 480 (2000) 23.
- [46] G. J. Alner et al. Phys. Lett. B 616 (2005) 17.
- [47] H. S. Lee, et al. (KIMS Collaboration) Phys. Rev. Lett. 99 (2007) 091301.
- [48] R. B. et al. New J. Phys. 2 (2000) 15.1.
- [49] XMASS Collaboration arXiv:1511.04807v1.
- [50] E. Aprile et al. (XENON Collaboration) Phys. Rev. Lett. 109 (2012) 181301.
- [51] E. Aprile et al. (XENON Collaboration) Phys. Rev. Lett. 111 (2013) 021301.
- [52] D.S. Akerib et al. (LUX Collaboration) Phys. Rev. Lett. 112 (2014) 091303.
- [53] P. B. et al. Astropart. Phys. 28 (2000) 495.
- [54] Z. Ahmed et al. (CDMS Collaboration) Phys. Rev. lett. 102 (2009) 011301.
- [55] C. E. Aalseth et al. Phys. Rev. D 88 (2013) 012002.
- [56] G. Angloher et al. Eur. Phys. J. C (2012) 27.
- [57] J. Barreto et al. Phys. Lett. B 711 (2012) 264.
- [58] E. Behnke et al. Phys. Rev. D 86 (2012) 052001.
- [59] M. Felizardo et al. 1106.3014v3 (2011).
- [60] S. Archambault et al. Phys. Lett. B 711 (2012) 153.
- [61] E. Daw et al. Astropart. Phys. 35 (2012) 397.

- [62] S. Ahlen et al. Phys. Lett. B 695 (2011) 124.
- [63] K. Nakamura et al. Prog. Theor. Exp. Phys. (2015) 043F01.
- [64] D. Santos et. al. J. Phys. Conf. Ser. 309 (2011) 012014.
- [65] T. Naka et al. Nucl. Instrm. Methods Phys. Res. Sect. A 581 (2007) 761.
- [66] K. Fushimi et al. J. Phys. Conf. Ser. 469 (2013) 012011.
- [67] J. Cherwinka et al. Astropart. Phys. 35 (2012) 749.
- [68] C. Amole et al. (PICO Collaboration) Phys. Rev. Lett. 114, 231302 (2015).
- [69] S. F. Biagi Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 283 (1989) 716.
- [70] James B. R. Battat et al. Journal of Physics: Conference Series 469 (2013) 012001
- [71] J.B.R. Battat et al. Physics of the Dark Universe 9 (2015) 1.
- [72] S. Ahlen et al. Phys. Lett. B 695 (2011) 124.
- [73] L.M. Capparelli et al. Physics of the Dark Universe 9-10 (2015) 24-30.
- [74] A. Takada et. al. Nucl. Instrm. Methods Phys. Res. Sect. A 573 (2007) 195.
- [75] Fabio Sauli Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 805 (2016) 2.
- [76] A. Minamino, Doctor thesis of Tokyo University (2008)
- [77] H. Nishimura Doctor Thesis Kyoto University (January 2009).
- [78] A.Minamino, Master thesis of Tokyo University (2004)
- [79] W. Otani, Master thesis of Tokyo University (1994)
- [80] K. Shibata, O. Iwamoto, T. Nakagawa, N. Iwamoto, A. Ichihara, S. Kunieda, S. Chiba, K. Furutaka, N. Otuka, T. Ohsawa, T. Murata, H. Matsunobu, A. Zukeran, S. Kamada, and J. Katakura: "JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering," J. Nucl. Sci. Technol. 48(1), 1-30 (2011).
- [81] W.R.Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments
- [82] S. Agostinelli et al. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 506 (2003) 250.
- [83] Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 506 (2003) 250-303
- [84] IEEE Transactions on Nuclear Science 53 No.1 (2006) 270-278
- [85] T. Sato, K. Niita, N. Matsuda, S. Hashimoto, Y. Iwamoto, S. Noda, T. Ogawa, H. Iwase, H. Nakashima, T. Fukahori, K. Okumura, T. Kai, S. Chiba, T. Furuta and L. Sihver, Particle and Heavy Ion Transport Code System PHITS, Version 2.52, J. Nucl. Sci. Technol. 50:9, 913-923 (2013)
- [86] IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 51, NO. 6, DECEM-BER 2004
- [87] http://xia.com/UltraLo/
- [88] private communication with 橋本隆

## 謝辞

この修士論文を作成するにあたり数多くの人に助けていただきました。以下に感謝の意を 述べさせていただきます。

まず、指導教官である身内先生、4回生の頃から卒業研究でもお世話になりました。大学 院に進学してからも NEWAGE 実験で色々と面倒見ていただきありがとうございました。 来世で修士論文を書く時は3ヶ月前から書き始めるようにします。そして、長期間に渡り<sup>3</sup> 比例計数管を貸していただいた岸本さまありがとうございました。また、PHITS を使うに あたってたくさんの助言をくださいました岩瀬さま本当にありがとうございました。神って ました。NEWAGE 実験グループの矢ヶ部さん、橋本さん、池田くん、中澤さん、個性豊か な実験グループで楽しく過ごさせていただきました。矢ヶ部さんは尊敬こそはしていないも のの、非常に優しく何を聞いても一緒に考えてくださりとても頼りになる先輩でした。あり がとうございました。橋本さんはいつでもぽっちゃりで何とも言えない安心感のある雰囲気 を与えてくださいました。また、表面 lpha の実験では、僕が諦めて捨てかけた  ${
m NEWAGE0.3a}$ を救ってくださってありがとうございました。池田くんは NEWAGE の中で最も実験出来 る存在で非常に尊敬しておりました。ただ、彼女は観測していないので存在していないと 思っています。中澤さんは REI FUJITA でした。ありがとうございました。粒子物理学研 究室のスタッフのみなさまにも研究室生活の中でとてもお世話になりました。スーパーコン ピュータである藏重先生、いつでもどこでも鋭いマシンガントークでボコボコにされまし た。でも、何か強くなれた気がします。ありがとうございました。ラドンのスペースに進出 してしまってすいません竹内先生。担当の学生とライフスタイルがまったく合わなかった山 崎先生、可哀想でした。お子さんお元気ですか清水さん。ビームテストではとてもお世話に なった越智先生ありがとうございました。 $\mu$ -PIC グループの和気あいあいとした雰囲気良 かったです。チッチッチー前田先生ヒストグラムいっぱい書いてくださってありがとうござ いました。研究室の守護神鈴木先生いつでもいてくれる安心感すばらしかったです。ラズベ リーパイ矢野先生、研究の質問にも丁寧に教えてくださりありがとうございました。ほとん ど絡みなかったですけど、川出さん岡田さんありがとうございました。神岡でも神戸でもお 世話になりましたイケメン。東北の地から応援ありがとうございます細川さん。ICEPP シ ンポジウムではお世話になりました岸本さん。封筒の書き方教えていただきありがとうござ いました横山さん。岡さんハイキングに六甲山チャリ登山ではお世話になりました。山根 さん、陳さん、長谷川さんとりあえずありがとうございました。同期の M2 のみんなには 色々助けていただきました。将棋麻雀チェス斉藤。OL 谷岡。拓哉さんのりぴー。筋トレ長 谷川氏。そして遂に回ってきました。M1。修論で追い込まれている時に小川邪魔ポイント (OJP) で僕のストレス発散をしてくれましたツッコミのライフ小川。蒙古タンメン中本は ラーメン専門家が1位だと認めるラーメンらしいです竹田氏。いつも拗ねてばっかりピカ太郎。沖縄の御曹司又よ。いつも相手してくれてありがとうございました。あっ忘れてたあべちゃん。そして最後の方ですがB4のみんなにはあたり散らかしました。福井県庁でも使ってください kuwano.cc。蕁麻疹には気をつけて礒部っち。もう一年頑張れオカケン。ジャグリングはほどほどにホリホリ。役者久保。最後しゃべれるようになって良かったです田中くん。ハゲ宮辺。水越の隣はどんまいだった植田くん。さかいさかいさかいー。縮退石飛杉本吉田。お酒はほどほどに水越。お金持ちになって女の子で遊びましょう井口。

そしてそしてそして 24 年間好き勝手してたくさん迷惑かけました。お父さんお母さん。 これからはたくさん親孝行出来るようにしっかり働きます。そして 26 で結婚して 28 で孫 の姿を見せますので、楽しみにしててください。ありがとうございました。