

到来方向に感度を持つ暗黒物質の直接探索実験  
NEWAGEにおける感度上昇のための  
バックグラウンド低減及びエネルギー閾値低下の研究

中村 輝石

2011.01.27

## 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、いまだに直接検出された例はなく、宇宙の謎の一つである。これまでに、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たが、暗黒物質検出の根拠となる計数率の季節変化が数 % と小さいため、確度の高い別手法による実験が期待されている。NEWAGE (NEw generation WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) [1, 2] は、本研究室が独自に開発した画像検出器  $\mu$ -PIC を応用した飛跡検出器を用いた、方向に感度を持つ暗黒物質探索実験である。現在の NEWAGE の感度からイタリア DAMA グループが暗黒物質の存在を示唆している領域までは 1000 倍の感度向上が必要であり、バックグラウンドの低減、エネルギー閾値の低下、検出器の大型化によってこの感度を達成する予定である。大型化に関しては検出器を複数台並べることと達成されるため、まずは一つの完成度の高い検出器を作り出すことが重要になる。そこで、我々は京都の「NEWAGE-0.3b」検出器を用いてバックグラウンドの低減、及びエネルギー閾値の低下の研究を行った。

我々は、バックグラウンド低減の研究として、ラドン除去システムを製作した。検出器構成物の放射性不純物から放出される希ガスのラドンはガス検出器内で崩壊するためバックグラウンドとなる。これを除去する為に、検出器内のガスをポンプで循環し冷却した活性炭を通過させてラドンを吸着させるシステムを製作した。このラドン除去システムを用いることで、ラドンの量は約 1/4 になった。

また、エネルギー閾値の低下の研究として、従来は 152 torr のガス圧力を半分の 76 torr で運用する実験を行った。低圧力化によりトラックの飛跡長が伸び、低エネルギー領域にも感度を有することで、暗黒物質に対する感度が約 10 倍向上する。到来方向に感度を持つ実験において、低エネルギー領域において角度分解能を保つことが重要となる。76 torr における低エネルギー領域での角度分解能について測定及び解析を行った。その結果エネルギースペクトルからのエネルギー閾値の目安となる値は 100 keV から 70 keV に低下し、角度分解能については 100 – 200 keV の領域において 50°、200 – 400 keV の領域において 42° と、152 torr のときからの角度分解能の向上を確認した。

# 目次

<b>1</b>	<b>暗黒物質</b>	<b>4</b>
1.1	暗黒物質存在の理由	4
1.1.1	銀河の回転曲線	5
1.1.2	銀河団プラズマの X 線観測	6
1.1.3	衝突銀河団の重力レンズ観測	7
1.1.4	宇宙論パラメータの測定	8
1.2	暗黒物質の候補粒子	15
1.2.1	WIMP	15
1.2.2	アクシオン	18
1.2.3	Q-ボール	18
1.2.4	ステラエルニュートリノ	20
<b>2</b>	<b>暗黒物質の直接探索手法</b>	<b>21</b>
2.1	エネルギースペクトル	21
2.2	散乱断面積	24
2.3	フォームファクター	29
2.4	暗黒物質の信号	32
2.4.1	原子核の核種依存性	32
2.4.2	季節変化	32
2.4.3	到来方向の異方性	34
<b>3</b>	<b>暗黒物質の探索実験</b>	<b>36</b>
3.1	直接探索実験	36
3.1.1	固体・液体検出器	38
3.1.2	原子核乾板	40
3.1.3	ガス検出器	41
3.2	間接探索実験	43
3.2.1	線	43
3.2.2	ニュートリノ	44

3.2.3	反粒子	44
3.3	加速器実験	45
<b>4</b>	<b>NEWAGE</b>	<b>46</b>
4.1	NEWAGEの検出器	46
4.2	これまでの探索結果	51
4.3	DAMA領域探索のために	53
4.3.1	バックグラウンドの低減	54
4.3.2	ガスの低圧化によるエネルギー閾値の低下	55
<b>5</b>	<b>NEWAGE-0.3b 検出器</b>	<b>56</b>
5.1	検出器の仕様	56
5.1.1	検出器のジオメトリ	56
5.1.2	検出器のデータ収集系	57
5.2	検出器の特性	60
5.2.1	エネルギー校正	60
5.2.2	ドリフト速度	62
5.2.3	ゲインの場所依存性	63
<b>6</b>	<b>ラドンバックグラウンド除去システム</b>	<b>65</b>
6.1	ラドンのバックグラウンド	65
6.1.1	ラドンの線の時間変化	66
6.1.2	ラドンの線のエネルギー	67
6.2	ラドン除去システム	68
6.2.1	活性炭	68
6.2.2	冷却	69
6.3	ラドン除去システムの結果	72
<b>7</b>	<b>低圧ガスを用いた低エネルギー閾値化</b>	<b>75</b>
7.1	検出効率	75
7.2	飛跡方向決定のアルゴリズム	77

7.3	検出効率の方向依存マップ . . . . .	78
7.4	角度分解能 . . . . .	80
7.5	エネルギー閾値と今後の展望 . . . . .	83
8	結論	84
	付録	85
A	銀河系内の地球の運動	85
B	暗黒物質の計数率およびエネルギースペクトルの計算	85
	謝辞	87
	参考文献	88

# 1 暗黒物質

発見すればノーベル賞確実と言われていながら、いまだに未発見である「暗黒物質」は、人類が解決できていない宇宙の謎の一つである。最新のさまざまな観測結果によると、宇宙には既知の物質の約5倍の質量の暗黒物質が存在すると考えられている（図 1.1）。暗黒物質は標準理論の枠組みで作られる”普通の”物質ではなく、それを越えた新理論の粒子であると考えられているが、その正体はいまだ不明であり、現在世界中で暗黒物質の発見を目指した研究が進められている。

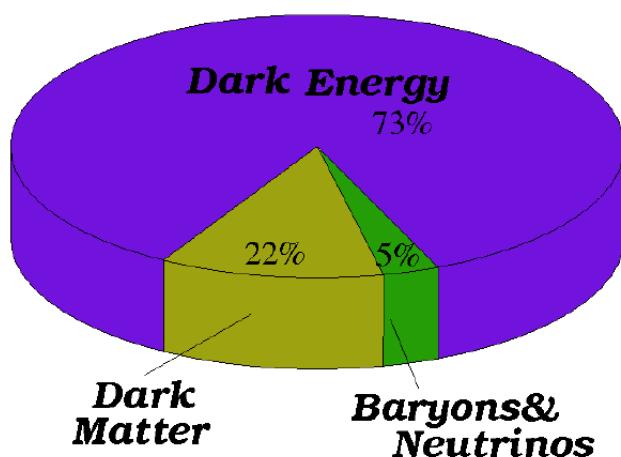


図 1.1: 宇宙のエネルギー組成図。最新の CMB 観測等からの宇宙論パラメータの測定により、73% がダークエネルギー、22% が暗黒物質、5% がバリオン（標準理論の物質）とされている。

## 1.1 暗黒物質存在の理由

暗黒物質は 1930 年代にツビッキーによって考案されたとされている。彼は髪の毛座銀河団や乙女座銀河団の中の銀河の運動を調べ、銀河の速度が異様に速いことに気付いた。銀河が重力で集まり銀河団としてまとまるためには、見えている銀河だけでは重力ポテンシャルが足りず、その 10 ~ 100 倍の質量が存在しなければならないという結果に至り、見えない質量として暗黒物質を提案した [3]。その後、銀河や銀河団の観測が進むにつれ、光で観測できない重力ポテンシャルの存在から、目に見ることのできない質量として暗黒物質の存在を示す様々な証拠が得られている。また、宇宙全体を取り扱う宇宙論のパラメータを測定する観測から、宇宙全体に渡って非バリオンの質量が必要とされ、またその密度が見積もられている。

### 1.1.1 銀河の回転曲線

暗黒物質の存在の理由の一つに、1970年代に報告され始めた、銀河の回転曲線問題がある。これは、星の分布から求まる質量分布に対して、銀河の回転速度から予想される質量分布が大きいという問題であり、この問題を解決するためには銀河スケールに渡って暗黒物質が存在している必要がある。

銀河の回転速度はケプラーの法則

$$\frac{v_c^2(r)}{r} = G \frac{M(r)}{r^2} \quad (1)$$

に従う。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。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。また、銀河の円盤部に比べて中心部が非常に明るいことから、星は銀河の中心に集中していることが知られている。もし、星の分布に従って質量が分布しているのなら、ケプラーの法則から円盤部での回転速度  $v(r)$  は  $r^{-1/2}$  に比例して落ちていくはずである。しかし、回転速度は円盤部でも落ちないことが、ドップラーシフトから観測された。

図 1.2 は NGC6503 銀河の回転曲線である [4]。この銀河は半径 2 kpc のコアを持つ渦巻銀河である。もし質量がコアに集中しているならば、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、21 cm 線のドップラーシフトの観測から得られた回転曲線は図中の点のように一定の速度で分布している。これは、銀河ハローには暗黒物質が存在することを示している。

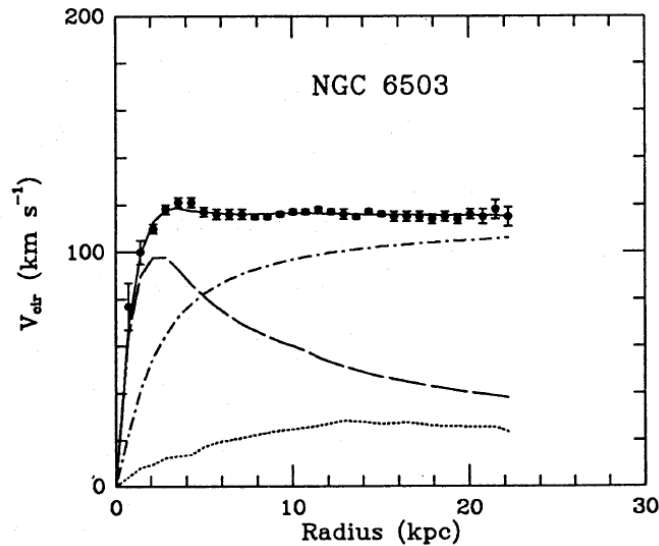


図 1.2: 渦巻銀河 NGC6503 の回転曲線 [4]。点は 21 cm のドップラーシフトから求めた回転速度である。破線はコアの回転曲線、鎖線は暗黒物質の回転曲線、点線はガスの回転曲線、実線はこれらの和である。

### 1.1.2 銀河団プラズマの X 線観測

銀河団は銀河が集まった領域であり、この領域を X 線で観測した結果から銀河団のスケールにも暗黒物質が存在することが確認された。

人工衛星の技術の発展により、X 線による観測が可能となると、可視光による観測のときよりも高い温度について調べることができるようになった。その結果、銀河団には数千万～数億程度度の高温のプラズマが付随しており、バリオンのほとんどは星ではなくプラズマとして存在していることが分かった。このような高温のプラズマは高い圧力を持つため、局所的に銀河団としてまとまるためにはそれに見合う重力ポテンシャルが必要になる。この計算から必要とされる質量は、銀河団に含まれる銀河及びプラズマの質量を合計したものの 10 倍から 100 倍程度となり、銀河団スケールにおいて暗黒物質の存在が強く示唆されている。

X 線天文衛星 ASCA による銀河団 Abel1060 及び AWM7 の観測で求めた温度から、バリオンと暗黒物質のモデルと合わせると、図 1.3 のような質量バリオン比が得られた [5]。この図から、これらの銀河団に暗黒物質が存在することが示唆される。

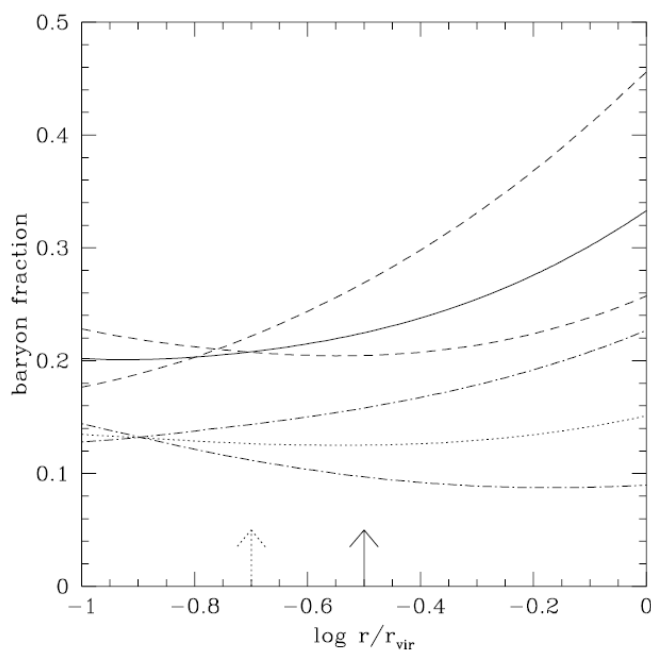


図 1.3: X 線天文衛星 ASCA による銀河団 Abel1060 及び AWM7 の観測から求めた質量バリオン比 [5]。横軸は銀河団の中心からの距離であり、 $r_{\text{vir}}$  で規格化してある。 $r_{\text{vir}}$  は Abel1060 に対しては  $2 \pm 0.5$  Mpc、AWM7 に対しては  $2 \pm 0.4$  Mpc である。実線及び点線はそれぞれ銀河団 Abel1060、AWM7 の観測とモデルのベストフィット、破線及び鎖線は最もまとまった場合と最も広がった場合のモデルである。



### 1.1.3 衝突銀河団の重力レンズ観測

弾丸銀河団と呼ばれる「1E 0657-558」は、銀河団が衝突している領域であり、X線で高温ガスを、弱い重力レンズを用いて暗黒物質の空間分布が観測された。その結果、粘性のある高温ガスの分布に対して反応率の低い暗黒物質が先行している描像が得られ、銀河団に付随する暗黒物質の存在を示す結果を得た。

図 1.4 は左図カラーが可視光 (Magellan)、右図カラーが X 線 (Chandra) で観測した 1E 0657-558 である [6]。X 線では銀河団に付随する高温のガスプラズマを観測しており、0.72Mpc 程度の領域に広がっている。2つの銀河団の温度は西と東でそれぞれ  $\sim 6\text{keV}$  と  $\sim 14\text{keV}$  である。また、X 線の観測から西側のプラズマの西部には強い衝撃波が存在し、東側のプラズマに対して西側のプラズマは  $4700\text{ km/h}$  で遠ざかっていることが分かる。また、視線方向の運動は約  $600\text{ km/h}$  程度であるので、衝突はほぼ紙面上で起きており、中心核が衝突してから約 1 億年経過していると見積もられた。

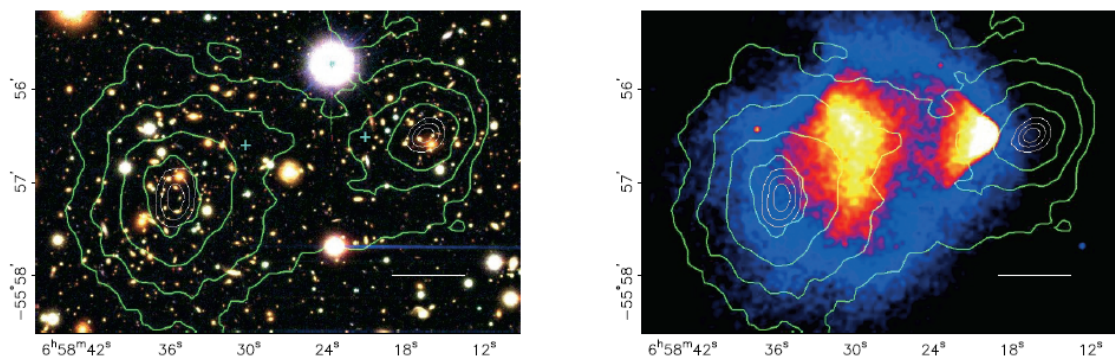


図 1.4: 銀河団の衝突している領域 1E 0657-558 の観測結果 [6]。左図は可視光 (Magellan) で、右図は X 線 (Chandra) での観測結果。両方の図にある緑線のコントアは、弱い重力レンズで見積もられた暗黒物質の質量分布である。

重力レンズとは、宇宙に存在する重力ポテンシャルの影響で光の経路が曲げられ、背景の天体が複数の像が見えたり、歪んだり、増光を起したりする現象である。特に、重力ポテンシャルがあまり強くない背景の銀河が歪む程度のときの重力レンズのことを弱い重力レンズと呼ぶ。この弱い重力レンズを用いると、背景銀河の歪みを統計的に調べることで、間にある重力ポテンシャルの形状を求めることができる。

弱い重力レンズから暗黒物質の分布を調べるために、1E 0657-558 領域をハッブル宇宙望遠鏡 (HST) で観測し、銀河の形状を統計的に調べられた。その結果、暗黒物質の分布は図 1.4 中の緑線のコントアのようなになった。この銀河団の衝突において、粘性を持つために遅れているガスの分布に対して、反応率の極めて低い暗黒物質が先行する分布を持つことが明らかになった。この結果は、これらの銀河団に付随する暗黒物質の存在を示す証拠である。

#### 1.1.4 宇宙論パラメータの測定

最近になって、宇宙論パラメータを精密に測定する観測が行われてきた。その結果、宇宙にはバリオンの約 5 倍の暗黒物質が存在することが明らかになった。

宇宙論とは宇宙全体を取り扱うことのできる理論のことで、現在標準的な宇宙モデルとされている CDM モデルは一般相対性理論をもとに作られている。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  $\rho_c \left( = \frac{3c^2 H_0^2}{8\pi G} \right)$  で割り無次元化された量は宇宙論パラメータと呼ばれ、それぞれ  $\Omega_\Lambda, \Omega_m, \Omega_r$  と書く。現在の宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background : CMB) の観測等から放射のエネルギー密度は  $\Omega_r \sim \Omega_m^{-4}$  と求まっており、宇宙の初期 ( $z \sim 10^4$  程度) に放射優勢からマター優勢になった後では、マターに比べて放射は無視できる。

宇宙のサイズを表すスケールファクター  $a$  の発展は、宇宙論パラメータを用いて

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

と書け、宇宙論パラメータの値に応じて変化する。ここで、 $H_0$  はハッブル定数、 $\Omega_k$  は宇宙の曲率を表す指標である。式 (2) は規格化されたフリードマン方程式であり、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、ビッグバンが存在したのか否かといった宇宙の発展の仕方を求めることができる。宇宙の発展は宇宙論パラメータに依存しており、図 1.5 に  $\Omega_\Lambda, \Omega_m$  の値ごとの宇宙の発展の仕方が記されている。

宇宙論パラメータを決定する観測には、Ia 型超新星爆発 (Type Ia Super Nova : IaSN) のサーベイ観測 [7]、宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background : CMB) 観測 [8]、バリオン音響振動 (Baryon Acoustic Oscillation : BAO) 観測 [9] などがあり、宇宙論パラメータ  $\Omega_\Lambda, \Omega_m$  に対して図 1.5 のような制限がつけられている。

#### IaSN

Ia 型超新星爆発は、連星系をなしている白色矮星にもう片方の星のガスが降り積もり重力を圧力で支えられなくなったとき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ある理論的な上限値になるため、この超新星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爆発現象であるため、 $z \sim 1$  以上の遠方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。光度距離  $d_L$  は、地球で観測したフラックスを  $F$  天体の光度を  $L$  とするとき  $F = \frac{L}{4\pi d_L^2}$  と定義されている。 $d_L$  は宇宙論パラメータを用いても表すことができ、

$$d_L(z) = \frac{1+z}{H_0} \int_0^z [\Omega_{\Lambda,0} + (1+z')^3 \Omega_{m,0} - (1+z')^2 \Omega_k]^{-\frac{1}{2}} dz' \quad (3)$$

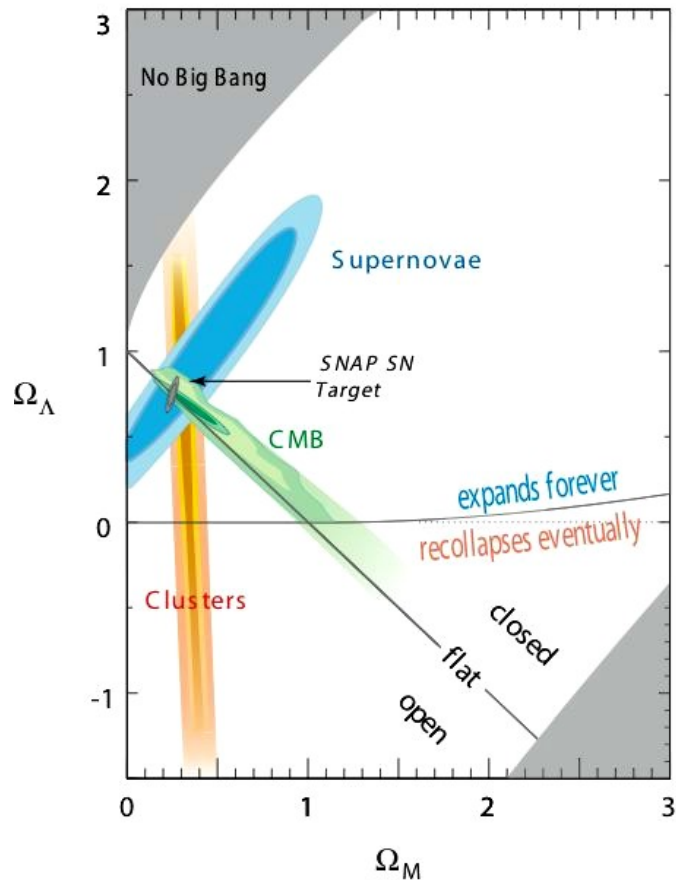


図 1.5: 宇宙論パラメータ  $\Omega_\Lambda, \Omega_m$  への、IaSN(Supernovae),CMB(CMB),BAO(Cluster) 観測からの制限 [2]。

と書ける。図 1.6 は Ia 型超新星爆発を地球で観測したフラックスを等級  $m$  に焼き直し、赤方偏移  $z$  との関係を表したものである [7]。この図から、 $\Omega_m = 0.25, \Omega_\Lambda = 0.75$  のときのモデルがよく一致していることが分かる。

また、最近になって 線バースト (Gamma Ray Burst : GRB) を用いて宇宙論パラメータを測定する試みがなされている [10]。GRB は超新星爆発よりも 1 桁以上明るい宇宙の突発的現象であり、超新星爆発よりも遠方の宇宙を観測することができる。GRB の機構については解明できていない部分が多く、本当に GRB の光度が一定なのか否かについては今後の観測や議論が必要であるが、今後 CTA 等が稼働し、GRB についてより詳細なことが判明していけば、GRB 観測は宇宙論パラメータの測定手法になり得る。

## CMB

宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) は、火の玉から始まった宇宙が膨張して温度が下がっていく過程で、宇宙が光に対して透明になったときの光が宇宙膨張の赤方偏移により波長が伸び、電

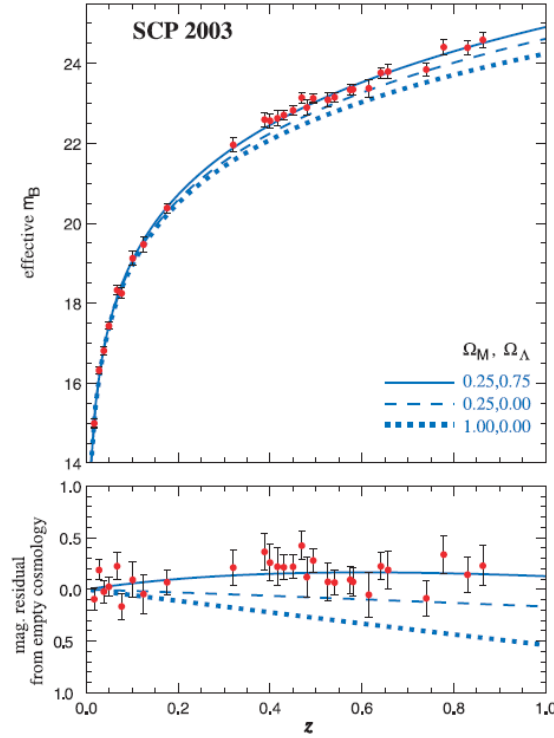


図 1.6: Ia 型超新星爆発の赤方偏移  $z$  と見かけの等級  $m$  の関係 [7]。  $\Omega_m = 0.25, \Omega_\Lambda = 0.75$  のモデルがよく一致している。

波領域で観測されているものである。宇宙が高温のときは電子と陽子と光子はそれぞれ個別に存在し、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る。このことを再結合と呼び、このときの温度は水素原子のイオン化エネルギーに対応し  $\sim 3000^\circ\text{K}$  である。宇宙膨張により電磁波の波長が伸び、現在は  $2.725^\circ\text{K}$  の黒体放射に非常に酷似したスペクトルが電波領域でかなり等方的に観測されている。また、これらの温度から再結合は  $z \sim 1100$  で起きたことが分かる。

CMB は非常に等方的であるが、方向ごとにわずかな温度ゆらぎが存在する。ゆらぎは、温度分布  $T(\theta, \phi)$  を球面調和  $Y_{lm}$  で展開した係数  $a_{lm}$  を用いて

$$T(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (4)$$

$$C_l = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |a_{lm}|^2 \quad (5)$$

と書く。この  $C_l$  は角度パワースペクトルと呼ばれ、ゆらぎのスケールが  $l$  (角度に直すと  $\sim \frac{180^\circ}{l}$ ) のゆらぎの大きさを表す。一番大きなゆらぎはスケールが  $l = 2$  ( $180^\circ$ ) のものであり、これは地球が運動していることによる。もっと細かいスケールのゆらぎは CMB がザックス・ヴォルフェ

効果を受けたものであり、再結合期 ( $z \sim 1100$ ) の情報を持つ。ザックス・ヴォルフ効果とは、再結合期には量子ゆらぎがインフレーションで引き伸ばされた密度ゆらぎが存在するために、密度が濃い領域では重力ポテンシャルが深いために CMB の光子は赤方偏移を受け、密度が薄い領域では重力ポテンシャルが浅いために CMB の光子は青方偏移を受けるといった効果である。このザックス・ヴォルフ効果によって生成された温度ゆらぎを、ある宇宙論パラメータ仮定した上でボルツマン方程式に従って発展させることで、予想される角度パワースペクトルを求めることができる。

WMAP[8] は全天にわたって CMB のゆらぎを詳細に観測した人工衛星である。ゆらぎは等方的になっており、ゆらぎの大きさは  $\sim 100\mu\text{K}$  程度と観測された。図 1.7 は WMAP によって得られた角度パワースペクトルである [8]。この WMAP のデータとモデルを突き合わせることで宇宙論パラメータを求めることができ、モデルによって若干の違いはあるが、およそ  $\Omega_m \simeq 0.25, \Omega_\Lambda \simeq 0.75$  という図 1.5 の CMB に示す制限を付けている。

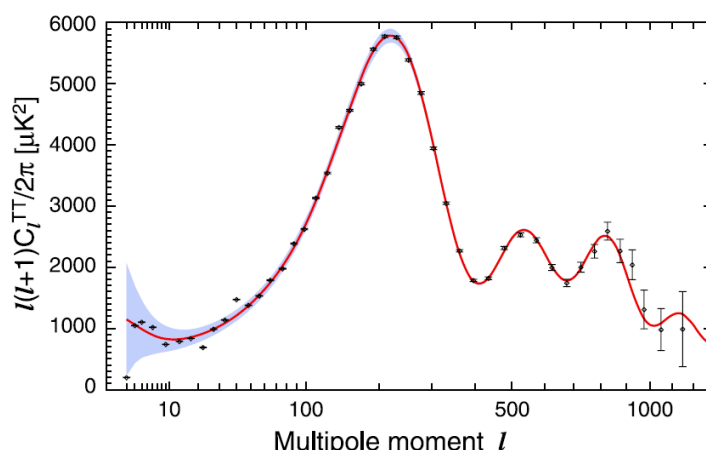


図 1.7: WMAP の観測した CMB ゆらぎの角度パワースペクトル [8]。黒点は WMAP のデータ、赤線はモデル、水色の領域は統計的な誤差である。

## BAO

バリオン音響振動 (Baryon Acoustic Oscillation : BAO) とは、初期宇宙の音波モードの密度ゆらぎがバリオンのゆらぎとなり、最終的には銀河の分布として残っているゆらぎである。構造形成理論から初期のゆらぎがどのような銀河の分布に発展していくかを調べ、銀河の分布をサーベイ観測したデータと比較することで、宇宙論パラメータに制限を付けることができる。

四つの相互作用の中で重力は遠距離力であり引力のみであるため、密度ゆらぎは重力不安定性により成長する。このとき、密度ゆらぎを作るものとして、質量が軽く速度の速い熱い暗黒物質 (HDM) と、質量が重く速度の遅い冷たい暗黒物質 (CDM) の、二種類の暗黒物質が考えられる。暗黒物質が HDM の場合、暗黒物質の自由運動により細かい構造がなまされるため、超銀河団よりも大きな構造が先に形成され、それが分裂して銀河団や銀河を形成するというトップダウン

ンのシナリオが考えられる。しかし、 $z \sim 6$ あたりの初期においても銀河が見つまっていることから、このトップダウンのシナリオは起こらなかったと考えられる。暗黒物質が CDM の場合、自由運動が小さいため、細かいスケールから構造が形成されるボトムアップのシナリオが考えられ、現在はこのシナリオが支持されている。

我々は光を用いて銀河（バリオン）を観測するので、観測と比較するためにはバリオンのゆらぎが重要になる。バリオンは暗黒物質とは異なり圧力を持つため暗黒物質のゆらぎほど大きなゆらぎは作ることができない。また、バリオンは光子と相互作用するため、放射優勢の宇宙では光子-バリオン流体となって運動し、バリオンゆらぎは放射ゆらぎ以上には成長できない。このように、バリオンだけでは十分なゆらぎを生成することができず、冷たい暗黒物質が必要になる。バリオンのゆらぎは、暗黒物質のゆらぎの作る重力ポテンシャルを介して作られ、ゆらぎの大きさは  $\Omega_m$  に強く依存する。

SDSS[9] は銀河をサーベイ観測することで宇宙の銀河分布を調べる実験である。観測結果を構造形成理論と比較するために、二点相関関数という統計量を用いる。二点相関関数とは、ランダムな分布からのずれであり、以下のように定義される。まず、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を  $\bar{n}$  として  $\bar{n}^2(dx_1)^3(dx_2)^3$  で与えられる。しかし、実際の銀河分布は完全なランダムではないため、完全にランダムなときの確率からのずれが存在し、

$$P(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)d^3x_1d^3x_2 = \bar{n}^2 [1 + \xi(r)] (dx_1)^3(dx_2)^3 \quad (6)$$

と書いたときの  $\xi(r)$  が二点相関関数である。図 1.8 は SDSS によって求められた銀河の分布の二点相関関数である。 $\sim 100h^{-1}\text{Mpc}$  に存在するピークは音響ピークと呼ばれ、BAO の表れである。このスケールは電子-陽子が再結合した時期の光子-バリオン流体の音速とそのときの宇宙年齢の積に対応し、おおまかには再結合時の宇宙のスケールである。ゆらぎの強度は重力に強く寄与する宇宙論パラメータ  $\Omega_m$  によって変化するため、このゆらぎの観測から  $\Omega_m$  への制限が得られる（図 1.5）。

## BBN

ビッグバン元素合成（Big Bang Nucleosynthesis : BBN）とは、宇宙に存在する元素は高温の宇宙が膨張して冷えて行く過程で合成されたとするモデルである。BBN は宇宙の元素組成比を説明するために、ジョージガモフによって 1940 年代に提唱され、その後の観測から BBN を裏付ける証拠が確認されている。BBN の計算からバリオン密度  $\Omega_b$  を求めることができ、マター密度  $\Omega_m$  に対する寄与を調べることができる。

核子を結合させて、より質量数大きい原子核を合成するためには、高温かつ高密度の状態が必要であり、宇宙においては、ビッグバン、恒星内部、超新星爆発においてそのような状態が実現される。また、宇宙の元素比は水素 75%、ヘリウム 25%、その他の元素微量、となっており、宇

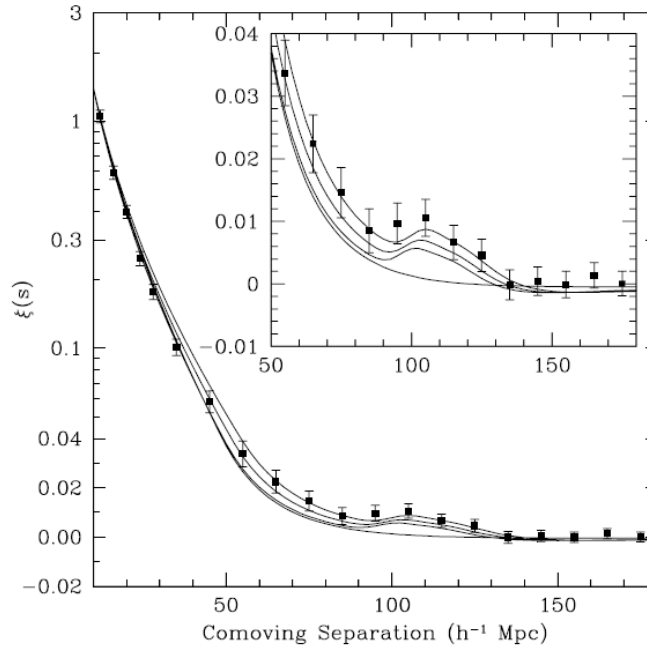


図 1.8: SDSS の銀河サーベイによって求められた銀河分布の二点相関関数 [9]。モデルの線は、 $\Omega_m h^2 = 0.12$  (上),  $0.13$  (2 番目),  $0.14$  (3 番目) に対応し、 $\Omega_b h^2 = 0.024, n = 0.98$  を仮定している。一番下の線は  $\Omega_b h^2 = 0, \Omega_m h^2 = 0.105$  のモデルである。ここで、 $h$  はハッブルパラメータを 100 で割った値、 $n$  は銀河の数密度である。

宙のどこでもおよそこの比になることが確認されている。この普遍的な元素比は恒星内部や超新星爆発では説明できず、これを解決するために BBN が提唱された。

ビッグバンにおいて、十分高温で高密度な状態では、陽子と中性子は弱い相互作用の熱平衡にあるため互いに移り変わることができ、その数の比は 1:1 になる。宇宙膨張により温度が下がり密度が薄くなっていくと、弱い相互作用の反応速度が宇宙膨張の速度よりも遅くなり、温度が  $\sim 1$  MeV で熱平衡からずれ始める。熱平衡から切り話されると、中性子は一方的に崩壊して陽子になるため、温度が  $\sim 100$  keV では陽子対中性子は 4:1 程度になる。この程度の温度になると光分解反応によって  ${}^2\text{D}$  を分解できるエネルギー ( ${}^2\text{D}$  の結合エネルギー 2.22 MeV) を持つ光子の数が  ${}^2\text{D}$  よりも少なくなる。そうすると、光分解反応で抑えられていた核融合反応が優勢になり、陽子と中性子はより安定な原子核へと結合する。 ${}^4\text{He}$  の結合エネルギーは 28.3 MeV と、 ${}^2\text{D}$  の結合エネルギーと比べると非常に高く、陽子と中性子から生成された  ${}^2\text{D}$  はほとんどが  ${}^4\text{He}$  となり、中性子のほとんどはこの  ${}^4\text{He}$  に固定される。また、微量ながら  ${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}$  も生成される。さらに宇宙膨張が進むと宇宙は冷え、また密度も下がるので核融合反応は起きなくなり、その時点での元素比が固定される。この元素比はボルツマン方程式を解くことで求めることができ、宇宙の光子バリオン比に依存して決まる。

光子数とバリオン数は宇宙膨張で同様に減少するため光子バリオン比は保存され、光子の密度は WMAP [8] による CMB 観測から求まっているため、光子バリオン密度からバリオン密度を計算することができる。図 1.9 は、宇宙の元素の組成比を BBN の光子バリオン比を変化させて表し

たものである。いくつかの元素の数密度の観測から求められる光子バリオン数はおよそ一致し、バリオン密度は  $\Omega_b h^2 = 0.0214$  と求められた。規格化されたハッブル定数  $h = 0.71_{-0.03}^{+0.04}$  を考慮すると、宇宙論パラメータとしてのバリオン密度は  $\Omega_b = 0.044 \pm 0.004$  となる。この値はこれまでに求められたマター密度  $\Omega_m \simeq 0.25$  には足りず、 $\Omega_{DM} \simeq 0.20$  の非バリオンな質量（暗黒物質）が存在することが裏付けられる。

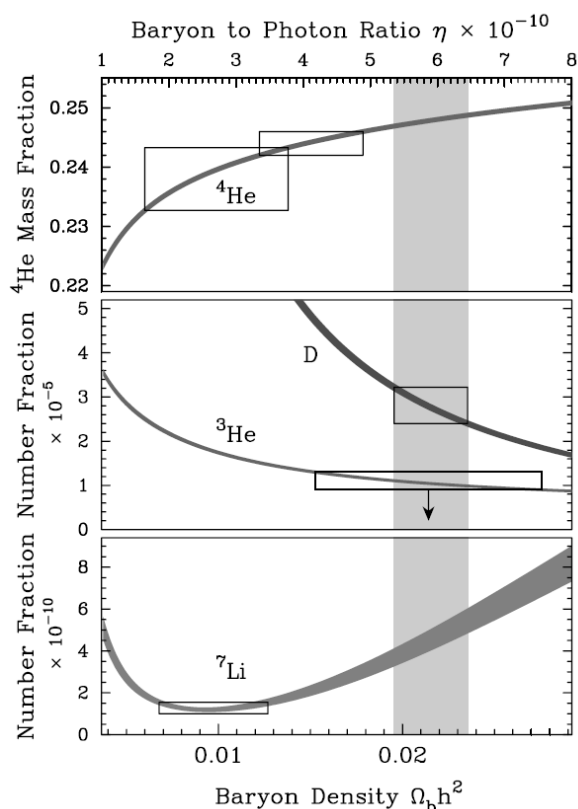


図 1.9: 光子バリオン比ごとの宇宙の元素組成 [11]。横軸は光子バリオン比でありバリオン密度としても表せる。縦軸は原始宇宙における各元素の水素に対する比である。4本の曲線は最も簡単な BBN (SBBN) の計算で求められた線であり、四角の枠で囲まれた領域は観測から求められた数密度にたいする制限と、それがどの光子バリオン比に対応するかを示したものである。この図から実験の数密度から求めた光子バリオン比はおよそ一致し、そのときのバリオン密度は  $\Omega_b h^2 = 0.0214 \pm 0.0020$  と求められた。



## 1.2 暗黒物質の候補粒子

銀河の回転曲線や宇宙論パラメータの精密測定から、宇宙には非バリオンの暗黒物質が存在し、その密度パラメータは  $\Omega_{\text{DM}} \sim 0.2 - 0.3$  と予想されている。また、宇宙の構造形成理論 (1.1.4) からは、暗黒物質がニュートリノといった軽い粒子の HDM であると構造がかき消されてしまうことから、暗黒物質は CDM であると示唆されている。本章では、これらの性質を持つ暗黒物質の候補粒子について説明する。

### 1.2.1 WIMP

Weakly Interacting Massive Particle (WIMP) とは、暗黒物質の条件として必要な「相互作用が小さく質量の大きい」粒子のことであり、標準理論をのエネルギースケールを越えた理論から作られる粒子である。WIMP はその性質から暗黒物質の有力な候補である。WIMP を作ることができる理論はいくつか存在し、超対称性理論 (SUSY)、余剰次元模型 (UED)、リトルヒッグス模型 (LHT) といったものが挙げられる。特に SUSY は標準理論を越えるエネルギースケールの理論として有力視されており、SUSY の予言する「ニュートラリーノ」は、暗黒物質の候補としてその存在が高く期待されている粒子である。

#### ニュートラリーノ (LSP)

超対称性理論 (supersymmetry theory : SUSY) は、標準理論では説明のできない現象を解決するために考案された。これは、標準理論の粒子のスピンを  $1/2$  だけ変化させた粒子が存在するという理論である。SUSY の予言する粒子の中で最も軽い粒子は、安定に存在することができ、最も軽い粒子が中性であった場合その粒子は暗黒物質としての性質を満たす [12]。

標準理論は非常に完成された理論であり、我々の日常のエネルギースケール ( $\lesssim 1 \text{ TeV}$ ) での物理現象を記述することができる。しかし、標準理論にはいくつかの問題があるため、標準理論は究極の統一理論の低エネルギー極限であると考えられている。究極の統一理論では、プランクエネルギー ( $\sim 10^{16} \text{ GeV}$ ) のスケールになると 4 つの相互作用は 1 つに統一されていると考えられており、標準理論の扱うエネルギースケールとプランクエネルギースケールの間を記述する理論が存在すると考えられている。そのような理論として、SUSY が挙げられる。これは標準理論のエネルギースケールを越えた理論であり、標準理論に存在する階層性問題 (ヒッグス質量の二次発散) を解決することができる。また、標準理論では 3 種類の相互作用の結合定数のエネルギー依存性を延長すると一点で交わらないが、SUSY の破れが生じるエネルギースケールが  $100 \text{ GeV} \sim 10 \text{ TeV}$  の場合 3 種類の結合定数は  $\sim 10^{16} \text{ TeV}$  のエネルギーにおいて一点に交わり、3 つの相互作用の統一が達成される (図 1.10)。

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。標準理論に対して最小の拡張を行った SUSY は Minimum Supersymmetric

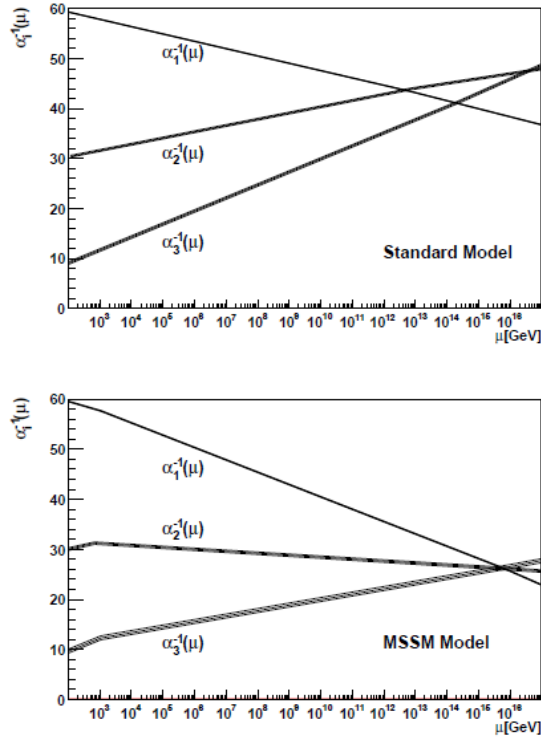


図 1.10: エネルギースケールを延長したときの結合定数の変化。標準理論の枠組みでは一点に交わらないが (上図)、超対称性理論 (SUSY) を導入することで  $\sim 10^{16}$  TeV のエネルギーにおいて一点に交わる (下図)。

extension of the Standard Model (MSSM) と呼ばれ、表 1.1 に示すような SUSY 粒子が導入される。SUSY 粒子と標準理論の粒子の反応は R パリティ

$$R = (-1)^{3B+L+2S} \quad (7)$$

によって規定されている。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 パリティは偶数に、SUSY 粒子の R パリティは奇数になる。反応の前後で R パリティが保存することから、最も軽い SUSY 粒子 (Lightest SUSY particle : LSP) はそれ以上崩壊できず、安定に存在することができる。LPS になり得るのはスピンの  $1/2$  であるグリーノ、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

$$\tilde{\gamma} = \cos \theta_W \tilde{B} + \sin \theta_W \tilde{W}_3 \tilde{Z} = -\sin \theta_W \tilde{B} + \cos \theta_W \tilde{W}_3 \quad (8)$$

と表せるので、最も軽いニュートラリーノ  $\chi$  は

$$\chi = a_1 \tilde{B} + a_2 \tilde{W}_3 + a_3 \tilde{H}_1 + a_4 \tilde{H}_2 \quad (9)$$

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	$\tilde{q}_u^1, \dots, \tilde{q}_u^6$	アップスクォーク	0
$q = d, s, b$	ダウンクォーク	1/2	$\tilde{q}_d^1, \dots, \tilde{q}_d^6$	ダウンスクォーク	0
$l = e, \mu, \tau$	レプトン	1/2	$\tilde{l}_e, \dots, \tilde{l}_\tau$	スレプトン	0
$\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	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	$\tilde{g}$	グレイノ	1/2
$W^\pm$	W ボソン	1	$\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$	チャージノ	1/2
$H^\pm$	荷電ヒッグス	0			
$\gamma$	光子	1	$\tilde{\chi}_1^0, \dots, \tilde{\chi}_4^0$	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。

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、2 章、3 章においてそれぞれ紹介する。

### カルツァクライン粒子 (LKP)

重力と電磁気力を統合することができる標準理論を越えるエネルギースケールの理論として、余剰次元模型 (Universal Extra Dimension : UED) がある。これは、宇宙は 5 次元かそれ以上の次元から成り立ち、我々の日常スケールである低エネルギー極限では 4 次元のように観測されているとする理論である。UED はカルツァクライン粒子の存在を要求する。カルツァクライン粒子は k-k パリティを保存し、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、暗黒物質の候補となる [13]。

### T パートナー (LTP)

電弱相互作用における対称性の破れを自然に説明する理論として、リトルヒッグス機構がある [14]。これは、 $\sim 10\text{TeV}$  スケールにグローバル対称性が存在し、ヒッグスの質量補正の二次発散が 1 次ロープで相殺するように  $\sim \text{TeV}$  スケールで破れているという機構である。グローバル対称性への拡張から T パートナーと呼ばれる新粒子が現れ、電弱相互作用の精密測定から T パリティが課される。標準理論の粒子の T-パリティはプラスであり、T パートナーの T パリティはマイナスである。リトルヒッグス機構と T パリティを両方満たし標準理論からの拡張が最小である模型はリトルヒッグス模型 (Littlest Higgs with T-Parity : LHT) と呼ばれる。LHT で要請

される粒子のうち最も軽い T パートナー (Lightest T-odd Particle : LTP) は T パリティの保存から安定に存在し、暗黒物質の候補となる [15]。

### 1.2.2 アクシオン

アクシオンは強い相互作用において CP 対称性問題を説明するために存在が予想された、擬スカラーボソン粒子である [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、 $1 \mu\text{eV} - 1 \text{meV}$ ,  $2 \text{eV} - 5 \text{eV}$  の 2 つの範囲にあると考えられている。前者の軽い領域は CDM になり得ると考えられており、後者の重い領域は太陽で生成されと考えられている [17]。WIMP 等と比べると非常に軽いアクシオンが CDM たり得るのは、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。

アクシオンには、強磁場中においてアクシオンが光子に変換されるプリマコフ効果が存在する [18]。アクシオンの探索では、このプリマコフ効果で生成された光子を検出する。図 1.11 は軽い領域のアクシオンの探索結果である。アクシオンの質量ごとのアクシオン-光子カップリングに対する制限が付けられており、アクシオンは未発見である [19]。

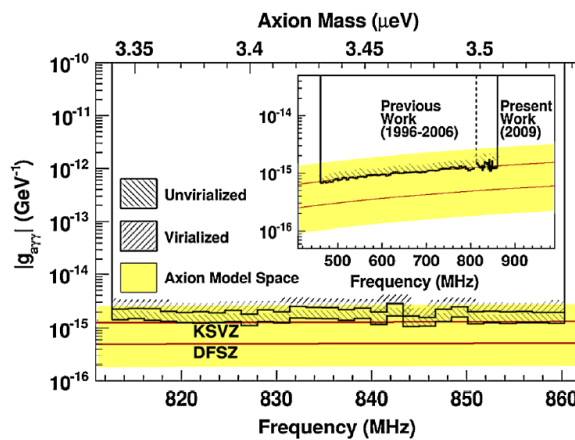


図 1.11: アクシオンの質量ごとのアクシオン-光子カップリングに対する 90% C.L. の制限 [19]。

### 1.2.3 Q-ボール

宇宙には、粒子に比べて反粒子が少ないというバリオン数非対称性が存在する。この非対称性を生成するモデルに、アフレックダイン機構というものがある。標準理論の枠組みでのアフレックダイン機構はうまく行かないが、超対称性理論 (SUSY) を組み合わせることでバリオン数非対称性を説明することができる [20]。SUSY を組み合わせたアフレックダイン機構は Q-ボールと呼ばれるノントポロジカルソリトン解を自然に含み、Q-ボールは暗黒物質である可能性がある。

Q-ボールはスクォークやスレプトンが大量に詰まった一つの粒子であり、バリオン数あたりの質量は陽子より軽いいため安定に存在することができる。Q-ボールには $\sim 10^{24}$ ものバリオン数があり、一つの粒子でありながら $\sim 1$  mgの質量を持つ。Q-ボールは原子核と強い相互作用をして $\sim 100$  GeVの $\pi$ を2 $\sim$ 3個放出する。散乱断面積は100 mbと暗黒物質の候補としては非常に大きい、粒子1個当たりの質量が非常に大きく個数密度が低いいため暗黒物質の候補足り得ている。また、Q-ボールの質量が非常に大きいことから、Q-ボールの運動エネルギーはエネルギー損失に比べて十分大きく、Q-ボールは物質と反応しながら直進する。

Q-ボールを検出するためには $\sim 100$  GeVの $\pi$ が直線状に発生した事象を捉えればよく、水チェレンコフ検出器(BAKSAN, Kamiokande)や、高エネルギー宇宙線検出器(TA)を利用して探索を行うことができる。図1.12はQ-ボールの探索結果である。厳しい制限がつけられているが、バリオン密度と暗黒物質密度を両方説明できる最良のシナリオは棄却されていない。

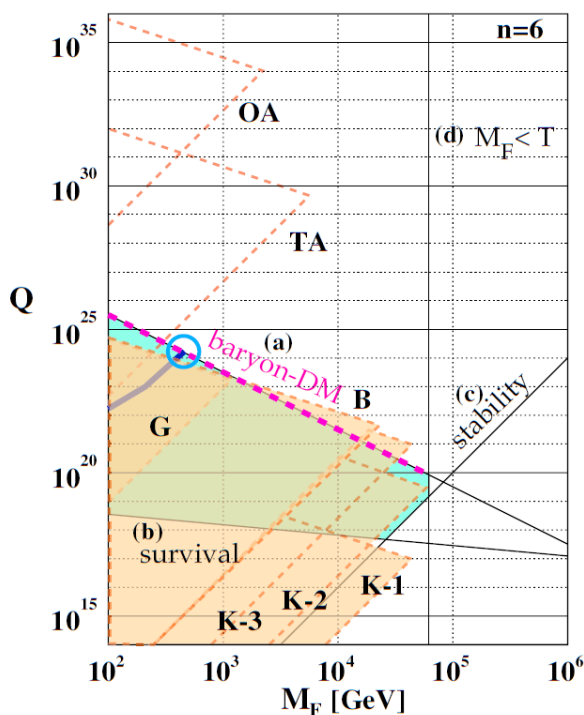


図 1.12: Q-ボールの SUSY の破れのスケール  $M_F$  に対するバリオン数  $Q$  の制限 [20]。(a-d)の直線で囲まれた水色の領域は Q-ボールが暗黒物質として存在できる領域であり、特に (a) に沿ったピンク点線は全ての暗黒物質が Q-ボールで説明できる領域である。また、青線はバリオン密度が観測に達する理想的な条件での領域であり、水色で囲んである点は最良のシナリオの点である。B は BAKSAN、G は Gyrlyand、K-1, K-2, K-3 は Kamiokande による制限である。TA は Telescope Array Project、OA は OWL-AIRWATCH の予想される制限である。

### 1.2.4 ステラエルニュートリノ

現在の標準理論ではニュートリノには  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  の三種類が存在することが分かっており、ニュートリノ振動という現象でこれら三種類は移り変わることが知られている。しかし、ここにステラエルニュートリノという第四のニュートリノが加わる可能性が示唆されている [21]。ステラエルニュートリノは他のニュートリノと異なり  $1 \sim 30 \text{ keV}$  程度の質量を持ち、暗黒物質の候補になると考えられている。

ステラエルニュートリノは LSND ニュートリノ振動実験の結果を説明するために提案された、三種類の既知のニュートリノが振動した結果行きつくニュートリノである。このステラエルニュートリノを仮定するとパルサーキックと呼ばれる現象を説明できる。また、ステラエルニュートリノは他のニュートリノと異なり弱い相互作用をしないため、普通の物質との反応率が極めて低く、また  $1 \sim 30 \text{ keV}$  程度の質量を持つとされるため、暗黒物質の可能性はある。

ステラエルニュートリノは宇宙年齢以上の寿命を持つが、崩壊して X 線を出す。この X 線を捉えるステラエルニュートリノの探索が、X 線観測衛星を用いて行われている (図 1.13)。現在のところステラエルニュートリノ起源の X 線は観測されておらず、その質量と混合角に制限が付いている。

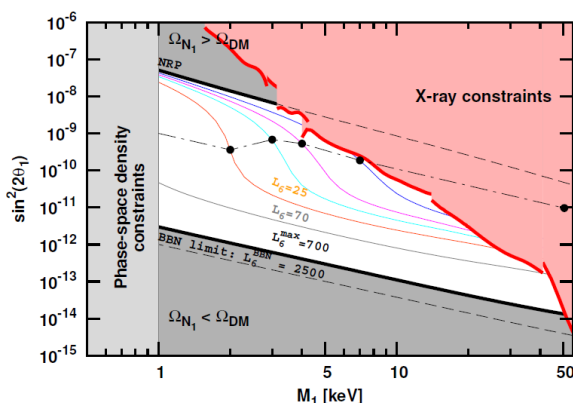


図 1.13: X 線の観測によるステラエルニュートリノの質量  $M_1$  と混合角  $\theta_1$  への制限 [21]。赤色の領域は X 線の観測による制限。灰色の領域はステラエルニュートリノが暗黒物質であるための条件からの制限。

## 2 暗黒物質の直接探索手法

暗黒物質の候補である WIMP を直接検出するためには、WIMP と原子核の弾性散乱を検出する必要がある。NEWAGE 実験はこの弾性散乱を検出する実験であり、探索手法の理解は必須である。本章では、WIMP の直接探索手法について説明する [22]。

### 2.1 エネルギースペクトル

太陽系は局部銀河の中に存在しているが、銀河の回転曲線を調べることで我々の住む銀河の銀河ハローには WIMP が存在することが分かる。地球上で WIMP の弾性散乱を捉えることを考えると銀河ハローと地球の相対速度が重要になる。太陽系は銀河中心から約 8kpc の距離を回転しており、地球は太陽の周りを公転しているため、地球の銀河ハローに対する速度はほぼ銀河の回転方向に沿って

$$v_E \simeq 244 + 15 \sin(2\pi y) \quad (10)$$

の速さで運動している。ここで、 $y$  は 3 月 2 日からの経過時間を年で表したものである。詳細な  $v_E$  については付録 A に載せた。図 2.1 は銀河中における太陽系と地球の運動を模式的に表したものであり、6 月は地球の公転と太陽系の進行方向の向きが揃い、12 月には逆向きになる。

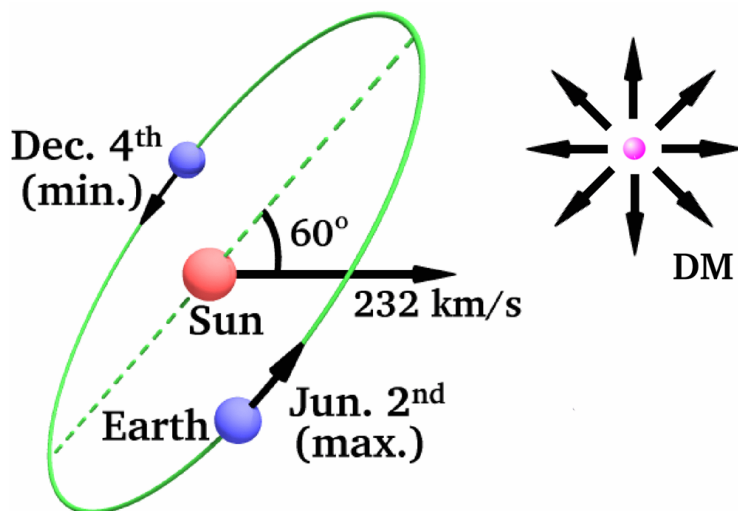


図 2.1: 太陽系と地球の WIMP に対する運動の模式図。

速度が  $v \sim v + dv$  にある WIMP の微分数密度  $dn$  は、 $v_E$  を用いて

$$dn = \frac{n_0}{k} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) d^3v \quad (11)$$

と表すことができる。ここで、 $k$  は規格化定数であり、 $n_0$  が WIMP の全数密度になるようにとる

$$n_0 \equiv \int_0^{v_{\text{esc}}} dn, \quad k = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^{+1} d(\cos\theta) \int_0^{v_{\text{esc}}} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) v^2 dv.$$

$v_{\text{esc}}$  は銀河の脱出速度である。WIMP の速度分布  $f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E)$  はボルツマン分布を仮定すると

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) = e^{-(\mathbf{v}+\mathbf{v}_E)^2/v_0^2} \quad (12)$$

と書ける。 $v_0$  は分散速度であり、回転曲線がフラットな銀河の場合は銀河の回転速度  $v_r$  に一致する。 $v_{\text{esc}}$  が有限のときの  $k$  は、 $v_{\text{esc}} = \infty$  のときの  $k = k_0 = (\pi v_0^2)^{3/2}$  を用いて

$$k = k_1 = k_0 \left\{ \text{erf} \left( \frac{v_{\text{esc}}}{v_0} \right) - \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{v_{\text{esc}}}{v_0} e^{-v_{\text{esc}}^2/v_0^2} \right\}$$

と書ける。ここで、 $\text{erf}(x) \equiv \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^x e^{-t^2} dt$  である。

次に、WIMP の計数率を計算する。標的の質量  $1\text{kg}$  あたり、観測時間  $1$  日あたりに得られる事象数  $R$  の単位を  $\text{tru}$ (total rate unit) と呼び、これを反跳エネルギー  $E_R$  で微分して得られるエネルギースペクトル  $\frac{dR}{dE_R}$  の単位を  $\text{dru}$ (differential rate unit) と呼ぶ。標的原子核の質量数を  $A$ 、WIMP と原子核の散乱断面積を  $\sigma$  とするときの、微分計数率は

$$dR = \frac{N_0}{A} \sigma v dn \quad (13)$$

と書ける。 $N_0 = 6.02 \times 10^{26} \text{kg}^{-1}$  はアボガドロ数である。厳密には  $\sigma$  は WIMP と標的原子核の弾性散乱で受け渡される運動量によって変化する。この章では運動量付与が  $0$  のときの断面積  $\sigma = \sigma_0(\text{Const})$  を用いて議論する。実際に運動量付与の効果を取り入れた計算は 2.3 章で詳しく議論する。全計数率 ( $\text{tru}$ ) は式 (13) を積分することで得られ、

$$R = \frac{N_0}{A} \sigma_0 \int v dn \quad (14)$$

となる。 $v_E = 0$ 、 $v_{\text{esc}} = \infty$  のときの全計数率を  $R_0$  と置くと

$$R_0 = \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{N_0}{A} \frac{\rho_D}{M_D} \sigma_0 v_0 \quad (15)$$

と書ける。 $R_0$  は  $\sigma = 1 \text{pb}$ 、 $v_0 = 220 \text{km/s}$ 、WIMP の質量密度  $\rho_D = 0.3 \text{GeV}/c^2/\text{cm}^3$ 、で規格化すると

$$R_0 = \frac{361}{M_D M_N} \left( \frac{\sigma_0}{1 \text{pb}} \right) \left( \frac{\rho_D}{0.3 \text{GeV}/c^2/\text{cm}^3} \right) \left( \frac{v_0}{220 \text{km/s}} \right) \text{tru} \quad (16)$$

と書ける。 $M_D$  は WIMP の質量、 $M_N (= 0.932A)$  は標的原子核の質量である。 $v_E \neq 0$ 、 $v_{\text{esc}} \neq \infty$  のときの全計数率については付録 B に載せた。



最後に、WIMP の弾性散乱で得られる原子核のエネルギースペクトル  $\frac{dR}{dE_R}$  を求める。実験室系で標的原子核が運動エネルギー  $E (= \frac{1}{2}M_D v^2)$  の WIMP に角度  $\theta$  (重心系) で散乱されたときの反跳エネルギーは

$$E_R = Er(1 - \cos \theta) / 2 \quad (17)$$

と書ける。ここで、

$$r = \frac{4M_D M_N}{(M_D + M_N)^2}$$

である。重心系において等方に散乱されると仮定すると、 $\cos \theta$  分布は一様になり  $E_R$  分布は  $0 \leq E_R \leq Er$  の範囲で一様になるので、エネルギースペクトルは

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dE_R} &= \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{1}{Er} dR(E) \\ &= \frac{1}{E_0 r} \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} \frac{v_0^2}{v^2} dR(v) \end{aligned}$$

と書ける。ここで、 $E_{\min} = E_R/r$  は標的原子核に  $E_R$  のエネルギー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  $v_{\text{esc}}$  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り、 $E_0 = \frac{1}{2}m_D v_0^2 = \frac{v_0^2}{v^2} E$  である。式 (13) を用いることで

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} \frac{k_0}{k} \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} \frac{1}{v} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) d^3v \quad (18)$$

のエネルギースペクトルを得る。式 (18) の積分後の具体的な表式については付録 B に記載した。エネルギースペクトルは地球の速度が式 (10) のように変化するため、一年を通して見ると僅かに季節変動する。図 2.2 は式 (18) を縦軸と横軸を無次元量になるように規格化したエネルギースペクトルである。

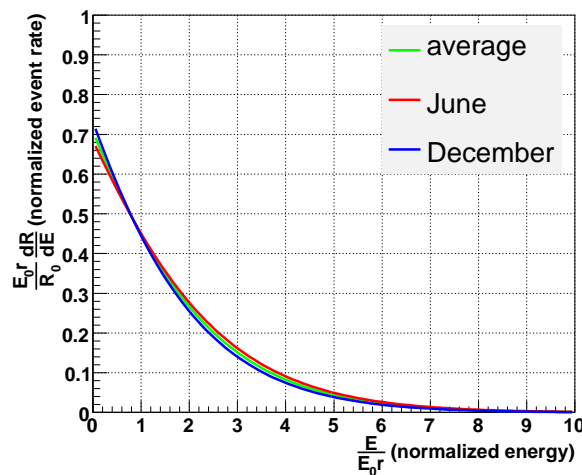


図 2.2: WIMP と標的原子核における、標的原子核の反跳エネルギーの規格化されたエネルギースペクトル。青線は 6 月、赤線は 12 月、緑線は一年で平均したときのエネルギースペクトル

## 2.2 散乱断面積

WIMP の候補であるニュートラリーノは、原子核中のクォークと Spin Independent (SI) と Spin Dependent (SD) のいずれかの反応を起こし、原子核と弾性散乱をする。本章では SI、SD それぞれの散乱断面積について MSSM の理論に基づいて説明する。また、散乱断面積は運動量移行の大きさによって変化するが、本章では運動量移行が 0 のときの散乱断面積について議論し、次章において運動量移行が存在するときの散乱断面積に加わる変化について議論する。

### ラグランジアン

ニュートラリーノ  $\chi$  とクォーク  $q_i$  の弾性散乱を記述する MSSM の低エネルギーでの有効ラグランジアンは、

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\chi}\gamma^\mu\gamma^5\chi\bar{q}_i\gamma_\mu(\alpha_{1i} + \alpha_{2i}\gamma^5)q_i \\ & + \alpha_{3i}\bar{\chi}\chi\bar{q}_iq_i \\ & + \alpha_{4i}\bar{\chi}\gamma^5\chi\bar{q}_i\gamma^5q_i \\ & + \alpha_{5i}\bar{\chi}\chi\bar{q}_i\gamma^5q_i \\ & + \alpha_{6i}\bar{\chi}\gamma^5\chi\bar{q}_iq_i \end{aligned} \quad (19)$$

と書ける [23]。  $q_1$  はアップクォーク、  $q_2$  はダウルクォークを表す。係数  $\alpha_{1i}, \alpha_{4i}, \alpha_{5i}, \alpha_{6i}$  のつく項は速度に関連した項であり、暗黒物質探索においてはニュートラリーノは非相対論的な速度を持つので、この項は無視できる。係数  $\alpha_{2i}, \alpha_{3i}$  の項はそれぞれ SI と SD の反応に対応し、ファインマンダイアグラムは図 2.3 の通りである。

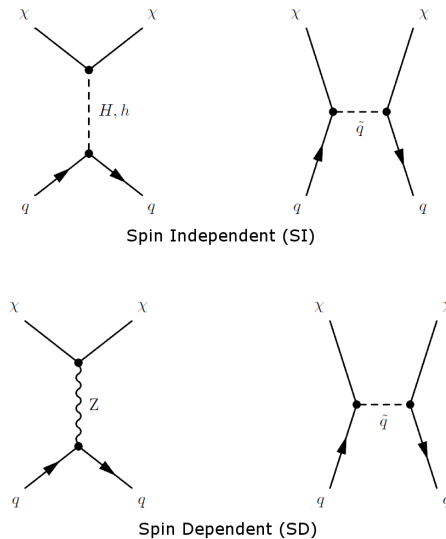


図 2.3: ニュートラリーノとクォークの弾性散乱のファインマン図。上段が SI で下段が SD の反応。

## 散乱断面積

ニュートラリーノと原子核の弾性散乱の散乱断面積は

$$\sigma_{\chi-N} = \sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} + \sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} \quad (20)$$

と書ける [23]。  $\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}}$ 、  $\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}}$  はそれぞれ Spin Independent (SI)、 Spin Dependent (SD) の反応による散乱断面積である。 SI と SD のどちらの散乱断面積が大きいかということについては SUSY 理論のパラメータ依存となっており、 暗黒物質の直接探索実験において SI、 SD は両方とも重要である。

### Spin Independent (SI)

ニュートラリーノと原子核の散乱において SI の散乱断面積は

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} = \frac{4\mu_{\chi-N}^2}{\pi} [Zf_p + (A-Z)f_n]^2 \quad (21)$$

と書ける。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  $M_D$  と標的の原子核  $M_N$  の換算質量であり

$$\mu_{\chi-N} = \frac{M_D M_N}{M_D + M_N} \quad (22)$$

と表される。  $f_p$ 、  $f_n$  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 カップリングであり、 含まれるクォークとのカップリングの和で書けて

$$\frac{f_p}{M_p} = \sum_{q=u,d,s} f_{T_q}^{(p)} \frac{\alpha_{3q}}{M_q} + \frac{2}{27} f_{\text{TG}}^{(p)} \sum_{q=c,t,b} \frac{\alpha_{3q}}{M_q} \quad (23)$$

$$\frac{f_n}{M_n} = \sum_{q=u,d,s} f_{T_q}^{(n)} \frac{\alpha_{3q}}{M_q} + \frac{2}{27} f_{\text{TG}}^{(n)} \sum_{q=c,t,b} \frac{\alpha_{3q}}{M_q} \quad (24)$$

と表せる。ここで、  $M_p$ 、  $M_n$ 、  $M_q$  はそれぞれ陽子、 中性子、 クォークの質量である。  $f_{T_q}^{(p)}$  と  $f_{T_q}^{(n)}$  の値は

$$\begin{aligned} f_{T_u}^{(p)} &= 0.020 \pm 0.004, & f_{T_d}^{(p)} &= 0.026 \pm 0.005, & f_{T_s}^{(p)} &= 0.118 \pm 0.062, \\ f_{T_u}^{(n)} &= 0.014 \pm 0.003, & f_{T_d}^{(n)} &= 0.036 \pm 0.008, & f_{T_s}^{(n)} &= 0.118 \pm 0.062 \end{aligned}$$

と計算されており、  $f_{\text{TG}}^{(p)}$  と  $f_{\text{TG}}^{(n)}$  は

$$\begin{aligned} f_{\text{TG}}^{(p)} &= 1 - \sum_{q=u,d,s} f_q^{(p)}, \\ f_{\text{TG}}^{(n)} &= 1 - \sum_{q=u,d,s} f_q^{(n)} \end{aligned}$$

と書ける。  $f_{T_q}^{(p)} \simeq f_{T_q}^{(n)}$  であるため、式 (21) から  $\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} \propto \mu_{\chi-N}^2 A^2$  という関係がある。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  $\sigma_{\chi-p}^{\text{SI}}$  を用いて

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} = \sigma_{\chi-p}^{\text{SI}} \frac{\mu_{\chi-N}^2}{\mu_{\chi-p}^2} A^2 \quad (25)$$

と表せる。この式から、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。図 2.4 に標的原子核ごとの  $\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}}/\sigma_{\chi-p}^{\text{SI}}$  を示す。

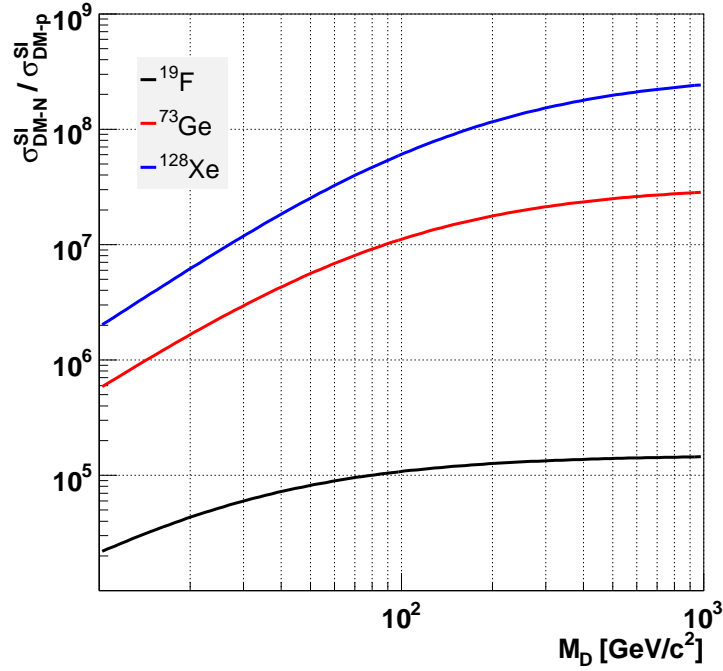


図 2.4: 標的原子核ごとの  $\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}}/\sigma_{\chi-p}^{\text{SI}}$ 。横軸はニュートラリーノの質量。

### Spin Dependent (SD)

ニュートラリーノと原子核の散乱において SD の散乱断面積はフェルミカップリング定数  $G_F (= 1.166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} (\hbar c)^3)$  を用いて

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} = \frac{32}{\pi} G_F^2 \mu_{\chi-N}^2 \left( a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle \right)^2 \frac{J+1}{J} \quad (26)$$

と書ける。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、

$$a_p = \sum_{q=u,d,s} \frac{\alpha_{2q}}{\sqrt{2} G_F} \Delta_q^{(p)}, \quad (27)$$

$$a_n = \sum_{q=u,d,s} \frac{\alpha_{2q}}{\sqrt{2} G_F} \Delta_q^{(n)} \quad (28)$$

と表される。ここで、 $\Delta_q^{(p)}$  と  $\Delta_q^{(n)}$  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。また、Lande 因子  $\lambda$  を用いると

$$\left( a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle \right)^2 \frac{J+1}{J} \propto \lambda^2 J(J+1) \quad (29)$$

という関係があるため、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

$$\sigma_{\chi-N}^{SD} = \sigma_{\chi-p}^{SD} \frac{\mu_{\chi-N}^2}{\mu_{\chi-p}^2} \frac{\lambda^2 J(J+1)}{0.75} \quad (30)$$

と表せる。表 2.1 は標的原子核の核種ごとの  $\lambda^2 J(J+1)$  の計算値であり [24]、SD の散乱断面積は原子核の種類ごと大小が決まる。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。

原子核中の陽子の寄与			
元素	$J$	自然存在比 (%)	$\lambda^2 J(J+1)$
$^1\text{H}$	1/2	100	0.750
$^7\text{Li}$	3/2	92.5	0.244
$^{19}\text{F}$	1/2	100	0.647
$^{23}\text{Na}$	3/2	100	0.041
$^{127}\text{I}$	5/2	100	0.007
原子核中の中性子の寄与			
元素	$J$	自然存在比 (%)	$\lambda^2 J(J+1)$
$^3\text{He}$	1/2	$1.0 \times 10^{-4}$	0.928
$^{29}\text{Si}$	1/2	4.7	0.063
$^{73}\text{Ge}$	9/2	7.8	0.065
$^{129}\text{Xe}$	1/2	26.4	0.124
$^{131}\text{Xe}$	3/2	21.2	0.055

表 2.1: 原子核の核種ごとの  $\lambda^2 J(J+1)$  の計算値。

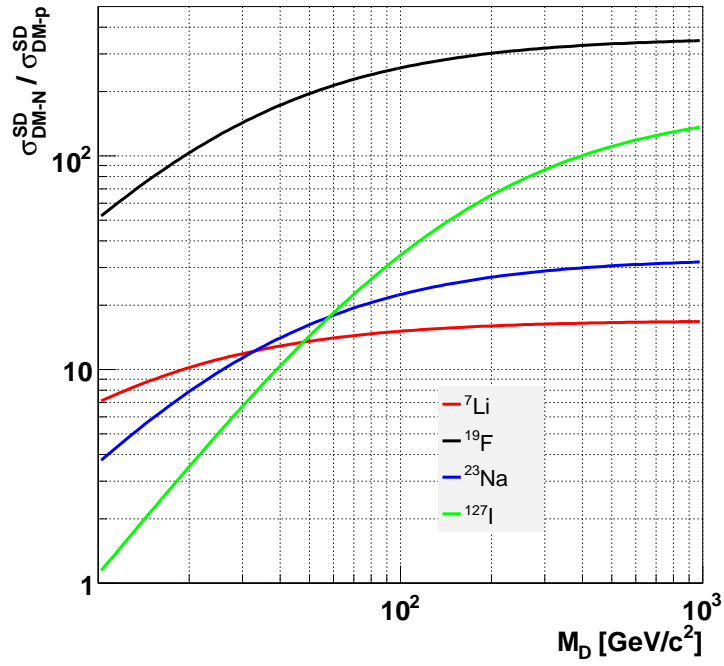


図 2.5: 標的原子核ごとの  $\sigma_{\chi\text{-N}}^{\text{SD}} / \sigma_{\chi\text{-p}}^{\text{SD}}$ 。横軸はニュートラリーノの質量。

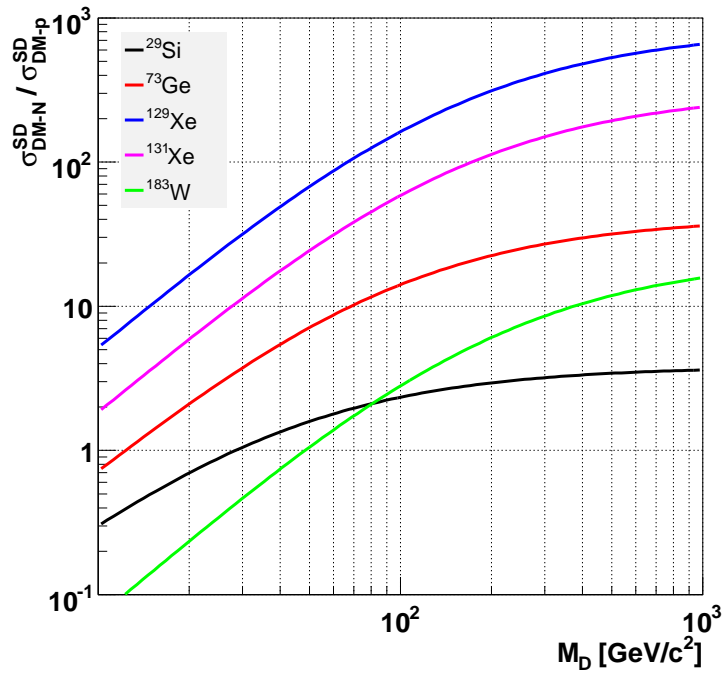


図 2.6: 標的原子核ごとの  $\sigma_{\chi\text{-N}}^{\text{SD}} / \sigma_{\chi\text{-n}}^{\text{SD}}$ 。横軸はニュートラリーノの質量。

### 2.3 フォームファクター

反跳エネルギーが  $E_R$  である原子核は、 $q = \sqrt{2M_N E_R}$  の運動量を受け取っている。このときのドブロイ波長  $h/q$  は原子核の大きさに比べて十分大きいとは言えず、運動量移行  $q$  が大きくなるにつれて実効的な散乱断面積は小さくなり、

$$\sigma(qr_n) = \sigma_{\chi-N} F^2(qr_n) \quad (31)$$

という補正を受ける。ここで、 $\sigma_{\chi-N}$  は運動量移行が 0 のときの散乱断面積、 $r_n$  fm は実効的な原子核のサイズ、 $F$  はフォームファクターである。第一ボルン近似ではフォームファクターは原子核の密度のフーリエ変換で与えられ、

$$F(qr_n) = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty r \sin(qr) \rho(r) dr \quad (32)$$

と書ける。

SI の反応では原子核中の核子ごとに反応するため剛体球近似が用いられ、ベッセル関数  $j_i(x) = (\sin x - x \cos x)/x^2$  を用いて

$$F(qr_n) = 3 \frac{j_1(qr_n)}{qr_n} \exp\left(-\frac{(qs)^2}{2}\right) \quad (33)$$

と表せる。ここで、原子核のサイズは  $r_n \simeq 1.14A^{1/3}$  fm、原子核の厚みは  $s \simeq 0.9$  fm である。図 2.7 は、このときのフォームファクターを、反跳エネルギー  $E_R$  を横軸に取って描いたグラフである。また、図 2.8 にフォームファクターを考慮した、標的がフッ素原子核であるときの SI 反応で予想されるエネルギースペクトルを示す。

SD の反応では原子核中の余剰核子と反応するため球殻近似が用いられ、ベッセル関数  $j_0 = \sin x/x$  を用いて

$$F(qr_n) = j_0(qr_n) \quad (34)$$

と表せる。ここで、原子核のサイズは  $r_n \simeq 1.0A^{1/3}$  fm である。図 2.9 は、このときのフォームファクターを、反跳エネルギー  $E_R$  を横軸に取って描いたグラフである。また、図 2.10 にフォームファクターを考慮した、標的フッ素原子核であるときの SD 反応で予想されるエネルギースペクトルを示す。

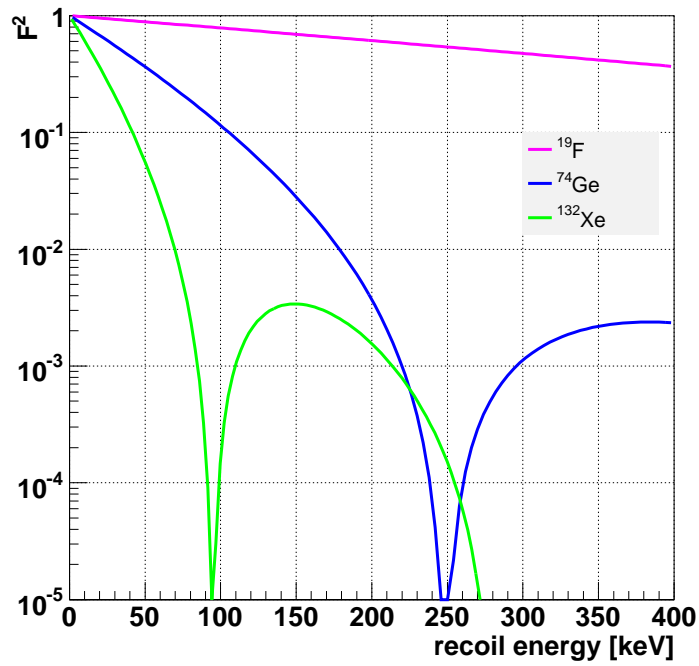


図 2.7: 標的原子核の核種ごとの SI 反応のフォームファクター。

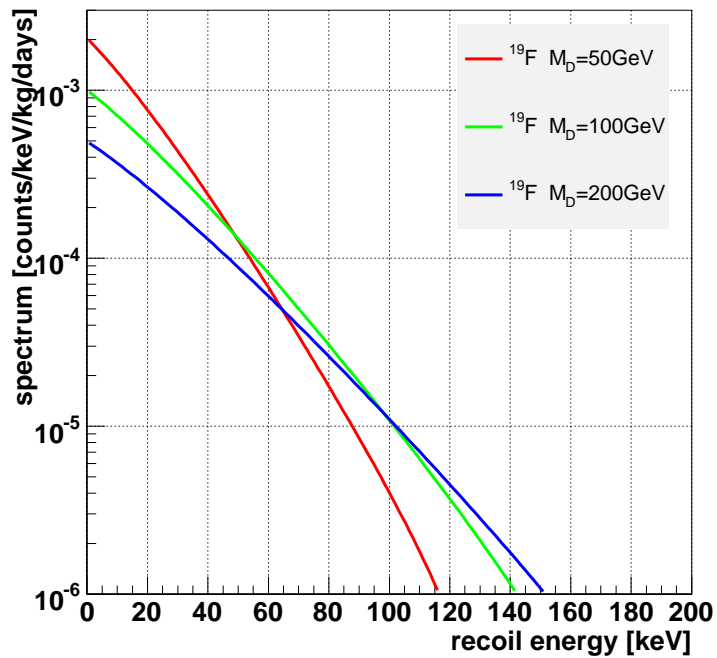


図 2.8: フッ素原子核に対する SI 反応で予想されるエネルギースペクトル。  $M_D = 50, 100, 200 \text{ GeV}/c^2$  の 3 種類のニュートラリーノの質量について記す。また、  $\sigma_{\chi-p}^{\text{SI}} = 1^{-6} \text{ pb}$  とした。



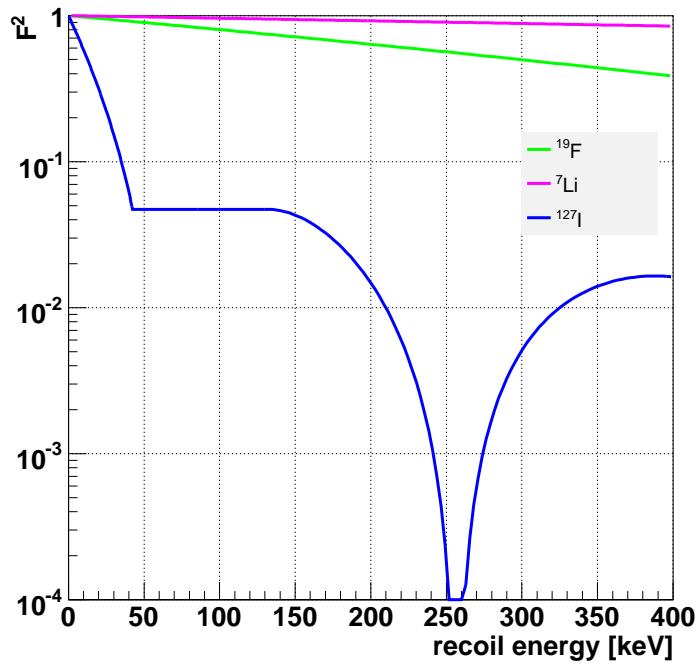


図 2.9: 標的原子核の核種ごとの SD 反応のフォームファクター。

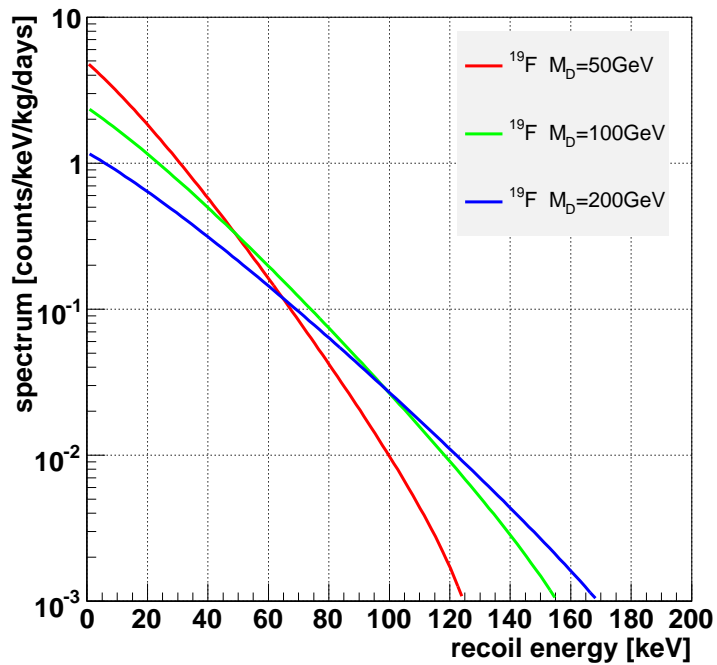


図 2.10: フッ素原子核に対する SD 反応で予想されるエネルギースペクトル。  $M_D = 50, 100, 200 \text{ GeV}/c^2$  の 3 種類のニュートラリーノの質量について記す。また、 $\sigma_{\chi-p}^{SD} = 1 \text{ pb}$  とした。

## 2.4 暗黒物質の信号

原子核反跳で得られるエネルギースペクトルは図 2.8 や図 2.10 のように特徴のない指数関数の形状をしているため、バックグラウンドとの区別をつけ暗黒物質特有の信号であることを裏付ける情報が必要である。

### 2.4.1 原子核の核種依存性

ニュートラリーノと原子核の弾性散乱における散乱断面積は、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  $dR/dE_R$  も原子核の核種に依存する。図 2.11 及び図 2.12 は SI と SD の反応において、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。ニュートラリーノの質量は  $M_D = 100 \text{ GeV}/c^2$ 、散乱断面積は  $\sigma_{\chi-p}^{\text{SI}} = 1 \times 10^{-6} \text{ pb}$ 、 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$  を用いた。図のように、標的の核種依存性を検出すれば暗黒物質の情報となり得る。しかし、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。

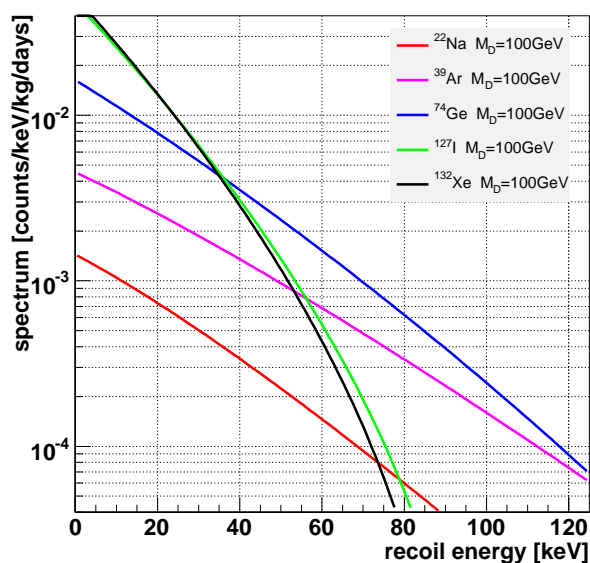


図 2.11: 異なる標的原子核に対する、SI 反応で予想されるエネルギースペクトル。ニュートラリーノの質量は  $M_D = 100 \text{ GeV}/c^2$ 、散乱断面積は  $\sigma_{\chi-p}^{\text{SI}} = 1 \times 10^{-6} \text{ pb}$  とした。

### 2.4.2 季節変化

地球が太陽の周りを公転していることにより、式 (18) のエネルギースペクトルは一年を通して変動する。この季節変化は、公転が太陽系の運動方向と揃う 6 月と逆の方向の 12 月の間で最大になり、数 % 程度になる。図 2.13 は 6 月と 12 月のそれぞれの時期に予想されるエネルギースペ

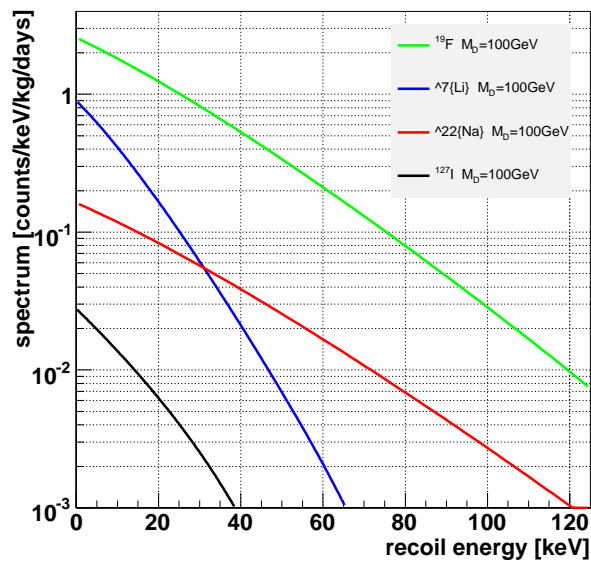


図 2.12: 異なる標的原子核に対する、SD 反応で予想されるエネルギースペクトル。ニュートラリーノの質量は  $M_D = 100 \text{ GeV}/c^2$ 、散乱断面積は  $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$  とした。

クトルである。ここで、標的原子核は  $^{19}\text{F}$ 、ニュートラリーノとの反応は SD、 $M_D = 100 \text{ GeV}$ 、 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$  を用いた。この僅かな季節変化を測定するためには、大質量検出器を用いた長時間観測を行って統計を貯め、非常に安定した環境で実験を行い、系統誤差を低くする必要がある。季節変化の観測の結果については 3.1.1 に述べる。

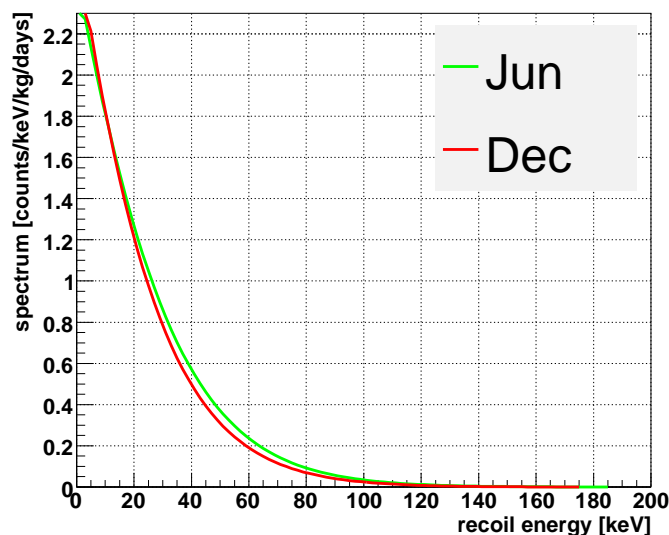


図 2.13: 予想されるエネルギースペクトルの季節変化。標的原子核は  $^{19}\text{F}$ 、ニュートラリーノとの反応は SD、 $M_D = 100 \text{ GeV}/c^2$ 、 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$  を用いた。

### 2.4.3 到来方向の異方性

暗黒物質の証拠として最も確度の高いものに、到来方向の異方性が挙げられる。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、暗黒物質の存在を主張するものである。太陽系は白鳥座の方向に向かって運動しているため、暗黒物質は白鳥座の方向から多く飛来していると考えられる。図 2.14 は東京大学宇宙線研究所神岡宇宙素粒子研究施設の地下実験室（以下神岡地下実験施設と記す）における白鳥座の方向を示したものである。白鳥座の方向は一日を通して変化し、また一年を通して変化するため、時刻や季節に依存した環境変化を打ち消す効果がある。

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、白鳥座の方向と原子核飛跡のなす角度を  $\theta$  として

$$\frac{d^2R}{dE_R d\cos\theta} \simeq \frac{1}{2} \frac{R_0}{E_0 r} \exp \left[ -\frac{(v_E \cos\theta - v_{\min})^2}{v_0^2} \right] \quad (35)$$

と計算されている [25]。この角度とエネルギーの関係を図 2.15 に示す。ここで、標的原子核は  $^{19}\text{F}$ 、ニュートラリーノとの反応は SD、 $M_D = 100 \text{ GeV}/c^2$ 、 $\sigma_{\chi\text{-p}}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$  を用いた。図 2.15 の中から反跳エネルギーが  $100 - 120 \text{ keV}$  の事象を抽出すると、図 2.16 が得られる。バックグラウンドは平坦な  $\cos\theta$  分布が得られるため、 $\cos\theta = 1$  にピークを持つ  $\cos\theta$  分布は暗黒物質の強い証拠となる。検出器が方向に感度を持つとこの  $\cos\theta$  分布を測定することができる [26]。

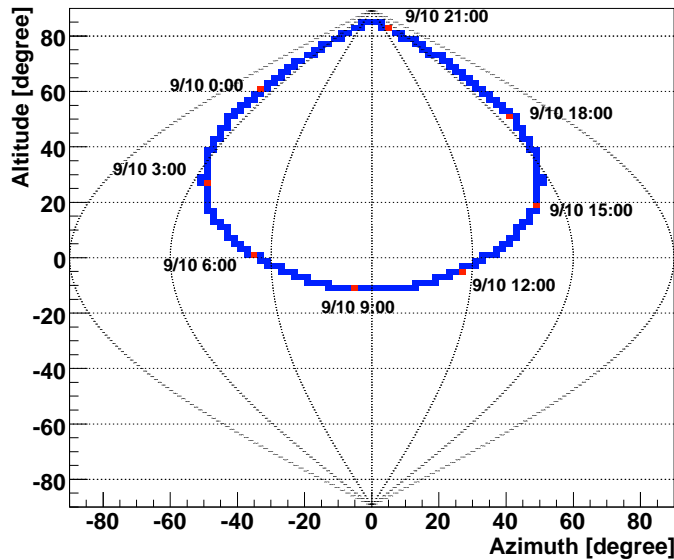


図 2.14: 神岡の実験施設 ( $36^{\circ}25'N$ ,  $137^{\circ}18'E$ ) における、白鳥座の方向。

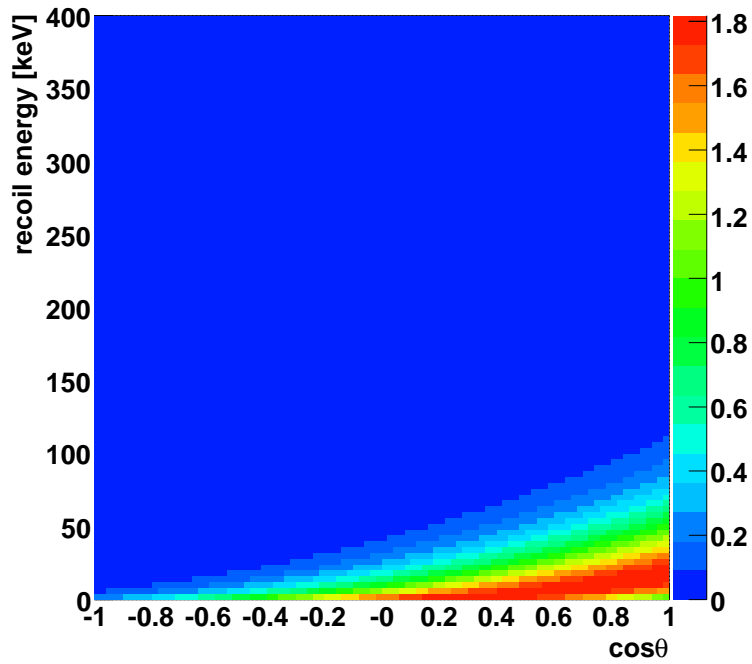


図 2.15: 暗黒物質の弾性散乱によるイベントの予想される角度-エネルギー分布。標的原子核は  $^{19}\text{F}$ 、ニュートラリーノとの反応は SD、 $M_{\text{D}} = 100 \text{ GeV}/c^2$ 、 $\sigma_{\chi\text{-p}}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$  を用いた。 $\theta$  は白鳥座の方向と原子核飛跡のなす角であり、色分布は  $[\text{count}/\text{keV}/\text{kg}/\text{days}/\text{cos}\theta]$  単位での計数率である。

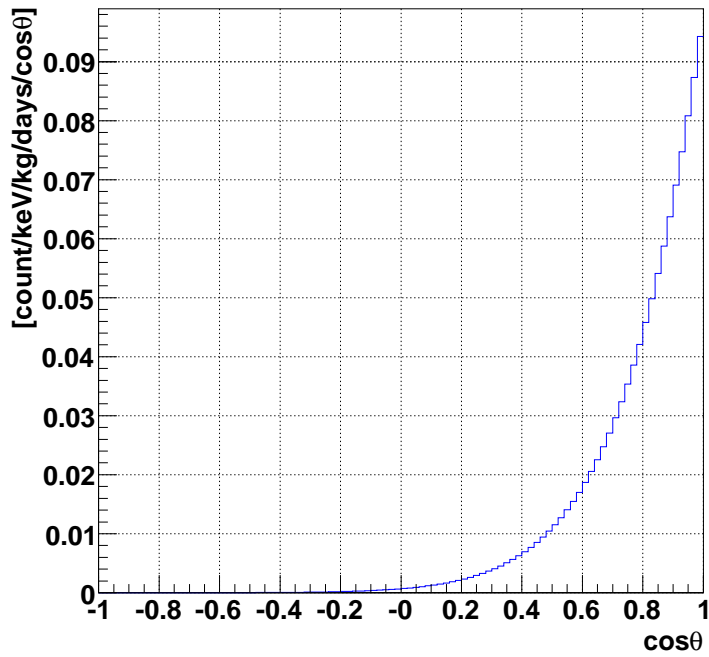


図 2.16: 暗黒物質の弾性散乱における  $\text{cos}\theta$  分布 (100 – 120 keV)。 $\theta$  は白鳥座の方向と原子核飛跡のなす角である。その他の条件は図 2.15 と同様である。

### 3 暗黒物質の探索実験

暗黒物質の探索実験には、直接探索、間接探索、加速器実験の三種類がある。直接探索は暗黒物質と原子核の弾性散乱事象の検出が目的であり、暗黒物質の存在に対して決定的な証拠になる。間接探索はニュートラリーノが対消滅または崩壊する現象を、線やニュートリノを用いて間接的に観測することが目的である。加速器実験は高エネルギーな状態から SUSY 粒子を作り出し、運動量欠損とエネルギー欠損からニュートラリーノの存在を捉えることが目的である。加速器実験ではニュートラリーノが暗黒物質として存在しているか否かについては言及できないが、ニュートラリーノが発見された場合はその質量や散乱断面積を求めることができ、他の探索実験の重要な手掛かりとなる。

#### 3.1 直接探索実験

直接探索は銀河ハローに付随する暗黒物質と原子核の弾性散乱事象の検出が目的であり、暗黒物質の存在に対して決定的な証拠になる。現在世界中で直接探索実験が行われており、散乱断面積には図 3.1、図 3.2 に示すように制限がつけられている。

直接探索において、検出器の特性として以下に示すようなものが重要である。

- 低エネルギー閾値  
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。直接探索では  $\lesssim 100$  keV のエネルギー領域が重要になる。
- 大質量  
非常に稀な事象を探索するため、効率よく統計をためる必要がある。典型的な質量はキログラム～トン程度である。
- 低バックグラウンド  
暗黒物質による稀な事象がバックグラウンド事象に埋もれず検出できるようにするために、非常にバックグラウンドを抑えた環境での探索が必要である。宇宙線のバックグラウンドを避けるため、直接探索実験は地下の実験施設で行われる。また、エネルギー損失等の情報からバックグラウンド事象の分離もなされる。

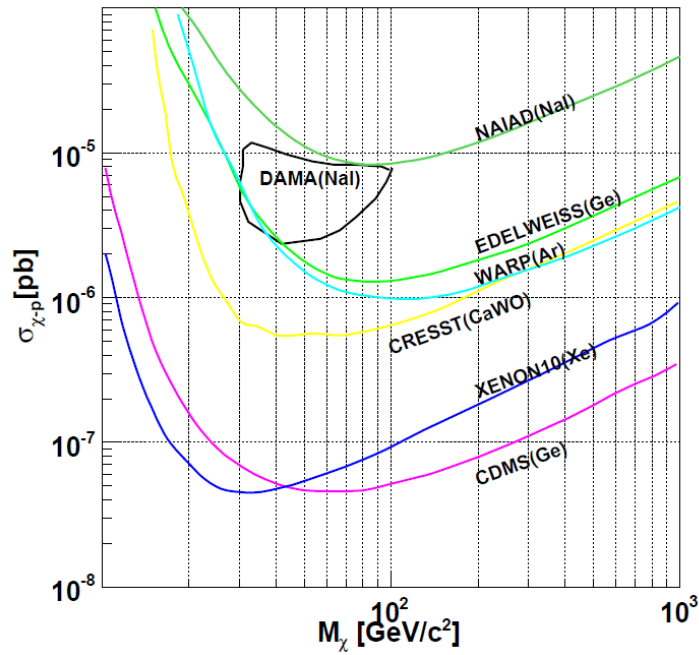


図 3.1: ニュートラリーノと原子核の SI 反応の散乱断面積に対する各実験からの制限曲線 [2]。DAMA[27] (黒線) は許容範囲を示す。NAIAD[30] (黄緑線)、EDELWEISS[41] (緑線)、WARP[36] (水色線)、CRESST[42] (黄線)、XENON10[34] (青線)、CDMS[40] (紫線) は上限を示す。

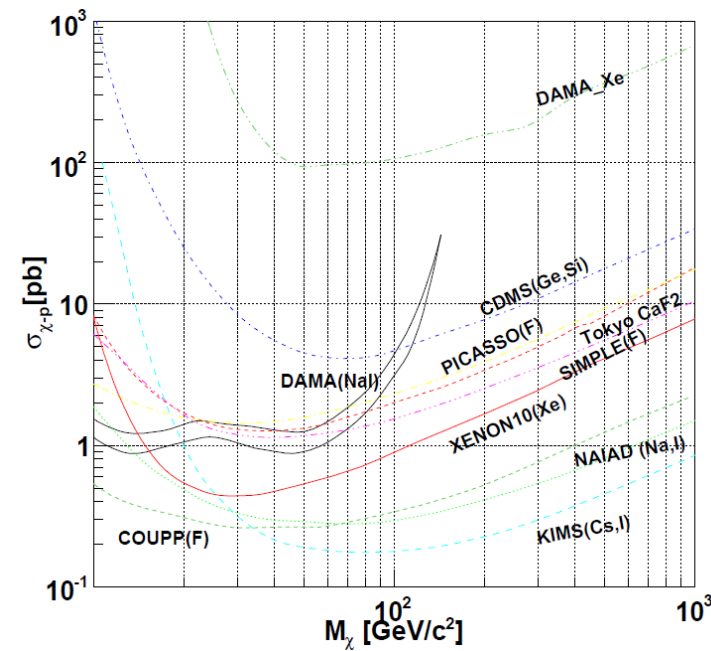


図 3.2: ニュートラリーノと原子核の SD 反応の散乱断面積に対する各実験からの制限曲線 [2]。DAMA[27] (黒線) は許容範囲を示す。DAMA/LXe[32] (緑二点鎖線)、CDMS[40] (青鎖線)、PICASSO[46] (黄鎖線)、TokyoCaF2[31] (赤破線)、SIMPLE[45] (紫三点鎖線)、ZENON10[34] (赤線)、COUPP[44] (緑破線)、NAIAD[30] (緑点鎖線)、KIMS[29] (青破線) は上限を示す。

### 3.1.1 固体・液体検出器

固体や液体の検出器は標的の質量を稼ぐことができるため、多くのグループはこのタイプの検出器を用いた実験を行っている。しかし、基本的に原子核反跳事象の飛跡を捉えることができないため、暗黒物質の発見に至るためには計数率の季節変化を検出する必要がある。

原子核反跳によるエネルギーは光・熱・電離のいずれかに変換されて検出される。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泡箱といったものがある（表 3.1）。

信号	検出器	実験
光	固体シンチレータ	DAMA/LIBRA[28]・KIMS[29]・NAIAD[30](現在は終了)
	液体希ガスシンチレータ	DAMA/LXe[32]・XMASS[33]
+ 電離	液体希ガスシンチレータ	XENON[34]・ZEPLIN[35]・WARP[36]・ArDM[37]・CLEAN[38]・DEAP[39]
熱	半導体ボロメータ	CDMS[40]・EDELWEISS[41]
	結晶ボロメータ	CRESST[42]・ROSEBUD[43]
電離	泡箱	COUPP[44]・SIMPLE[45]・PICASSO[46]

表 3.1: 固体・液体検出器を用いた直接探索実験における、信号と検出器。

#### 固体シンチレータ

シンチレータは大質量検出器を作りやすく、またその特性についても詳しく調べられているという利点がある。NaI(Tl) や CsI(Tl) など様々な種類のシンチレータが暗黒物質探索に用いられている。

DAMA[27] 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、季節変化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。DAMA の示唆する暗黒物質が存在するとされる領域は、図 3.1 と図 3.2 の黒い線で囲まれた部分である。また、DAMA は新たに DAMA/LIBRA[28] として 250 kg の NaI(Tl) シンチレータを用いて追観測を行い、再度季節変化を観測した（図 3.3）。他の実験はこの季節変化を棄却する結果を得ているが、標的原子核の種類が異なることなどから、モデル依存のない解釈には至っていない。また、DAMA/LIBRA の観測量は  $0.82 \text{ ton} \cdot \text{year}$  と、他の実験と比較して圧倒的に大きいことも注目すべきである。

固体シンチレータを用いた実験には他に、34.8 kg の CsI(Tl) を用いた韓国の KIMS[29] や、現在は終了したが 55 kg の NaI(Tl) を用いたイギリスの NAIAD[30] がある（図 3.1、図 3.2）。



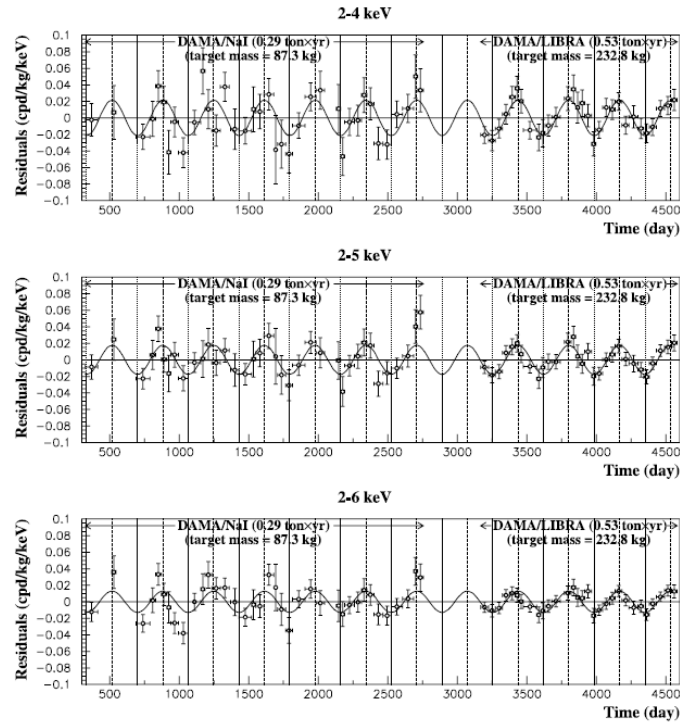


図 3.3: DAMA/LIBRA[28] 実験による、計数率の季節変化。上から 2 – 4 keV, 2 – 5 keV, 2 – 6 keV のエネルギー領域に対応し、横軸は DAMA/NaI を開始してからの時間 (days)、実線は正弦曲線によるベストフィットである。観測時間は 0.82 ton · year である。

### 液体希ガスシンチレータ

液体希ガスは良いシンチレータであり、特に液体ゼノン (LXe) は質量数が大きく、シンチレーション光の光量も多いため、暗黒物質探索に適した物質であると言える。LXe を用いた検出器には二種類ある。一つは液体のゼノンのみを使用してシンチレーション光を検出する単相式検出器であり、もう一つは液体と気体の両方の相のゼノンを用いてシンチレーション光とイオン化の両方の情報を得る二相式検出器である。また、液体アルゴン (LAr) を用いた実験も存在する。LAr は LXe よりも質量数が小さいが、バックグラウンドの分離という点で LXe より優れており、また安価であるという利みがある。

単相式検出器を用いた実験には、イタリアの DAMA/LXe[32] や日本の XMASS[33] 等がある。XMASS は 800 kg の LXe を用いて 線の自己遮蔽を行う。二相式検出器を用いた実験には、アメリカの XENON[34] やイギリスの ZEPLIN[35] 等がある。イオン化による信号は、原子核事象の方が電子事象よりもイオン化効率が低くなるため、シンチレーション光から求めたエネルギーとイオン化から求めたエネルギーの違いを用いてバックグラウンド事象である電子事象を分離することができる。

LAr を用いた実験には 3.2 kg の LAr を用いたイタリアの WARP[36] があり、96.5 kg · days の観測から図 3.1 に示す制限をつけている。また、現在建設中の LAr を用いた実験に ArDM[37]、CLEAN[38]、DEAP[39] 等がある。

## ボロメータ

ボロメータは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。絶縁体や半導体を用いたボロメータは、低温において温度の三乗に比例した熱容量を持つため mK 以下の温度変化を感知でき、低エネルギー閾値を実現できる。また、半導体にエネルギーが付与されると熱と同時に電子正孔対も生成するため、熱と電離の情報を両方得ることによって粒子識別が可能となり、電子のバックグラウンドを分離することができる。半導体の他に、結晶を用いたボロメータを用いた探索実験もある。結晶を用いた実験では、結晶が熱と同時に放出するシンチレーション光を同時に測定することにより、電子のバックグラウンドを分離することができる。

CDMS[40] は半導体ボロメータを用いたアメリカの暗黒物質探索実験であり、約 40 mK に冷却した 250 g の Ge 結晶 19 個及び 100 g の Si 結晶 11 個を使用している。熱と電離の読み出し時刻の違いから事象の起きた深さ方向を判定でき、検出器表面からの電子によるバックグラウンドを区別することができる。397.8 kg · days の観測から、図 3.1、図 3.2 に示す制限を付けている。

他のボロメータを用いた実験には、320 kg の Ge を用いたフランスの EDELWEISS[41] や、灰重石結晶 (CaWO<sub>4</sub>) を用いたドイツの CRESST[42]、灰重石結晶と Ge を用いたスペインの ROSEBUD[43] 等がある。

## 泡箱

過熱状態の液体にエネルギーを持つ粒子が入射すると、液体から気体へと相転移が起こり、泡が発生する。このような検出器は泡箱と呼ばれており、CCD カメラ等で泡を捉えることにより原子核反跳を検出する。この実験ではエネルギーを測定することができないが、ミュオンや電子に対しては相転移の閾値を調整することで排除することができる。アメリカの COUPP[44] やフランスの SIMPLE[45]、PICASSO[46] がこの手法を用いた実験を行っている。

### 3.1.2 原子核乾板

原子核乾板を用いた検出器は、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。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る。荷電粒子が通過すると臭化銀がイオン化されて銀が生じ、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。原子核乾板は荷電粒子の微細な飛跡 ( $< \sim \mu\text{m}$ ) を検出することができるため、固体検出器を用いた方向に感度を持つ測定を行うことができると期待される。ただし、現像の後でないデータを確認できず、即時性がないという欠点もある。この手法は、名古屋大学のグループが NIT[47] を用いた基礎研究を行っている。

### 3.1.3 ガス検出器

低圧のガス検出を用いることで暗黒物質の到来方向に感度を持つ探索を行うことができる。従来の他の検出器と比べると同体積では質量が約 1/1000 となるが、得られる到来方向は暗黒物質の強い証拠となる。

Xe, Ar といった希ガスはガス検出器によく用いられており、特に Xe は質量数が大きいため SI に対する感度が高いが、電子のドリフト時の拡散が大きく、大型の検出器では原子核反跳による微細な飛跡を捉えることは困難であるとされている。CS<sub>2</sub> を用いると、陰イオン TPC (Negative Ion Time Projection Chamber : NITPC) を作るができる。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も少ない。また、有毒である CS<sub>2</sub> とは異なり CF<sub>4</sub> は無毒であるため取扱い易い。ガス検出器において、CS<sub>2</sub> は S の質量数が 32 と比較的大きいため SI に感度を持ち、CF<sub>4</sub> は F を多く含むため SD に感度を持つ。

DRIFT[49] は、最も古くからガス検出器を用いた暗黒物質探索実験を行っているイギリスのグループである。40 torr の CS<sub>2</sub> を封入した 1 m<sup>3</sup> の検出器を用いて開発を進めており、特にバックグラウンドの研究が進んでいる。しかし、読み出しに用いている MWPC (Multi Wire Proportional Counter) の読み出し間隔が 2 mm ピッチと荒く、原理的な限界がある。

DM-TPC[50] は、CCD を読み出しに用いた検出器開発を行っているアメリカのグループである。ガスには 50 torr の CF<sub>4</sub> を用いており、ドリフト電子が読み出し面にドリフトし、そこで発生するシンチレーション光を CCD カメラで読み出すことで飛跡を得る。読み出しの機構上、二次元面に投影された飛跡しか得ることができないが、読み出し間隔は 256 μm ピッチと細かいものとなっている。2011 年に報告された地上実験によって、方向に感度を持つ手法での制限曲線を更新した (図 3.4) [50]。

MIMAC[51] は、マイクロメガスを読み出しに用いたフランスのグループである。ガスには <sup>3</sup>He と CF<sub>4</sub> の混合ガスを用いている。現在は小型の検出器を用いて開発を行っており、<sup>3</sup>He ガスを用いてエネルギー閾値を 0.5 keV まで下げることに成功している。

NEWAGE[1] は、μ-PIC を読み出しに用いた日本のグループである。2007 年に世界初の方向に感度を持つ手法での制限を付けたが、2011 年に DM-TPC によって更新されている (図 3.4)。詳細は 4 章にて説明する。方向に感度を持つ暗黒物質探索実験の検出器の特性の比較を表 3.2 に載せる。

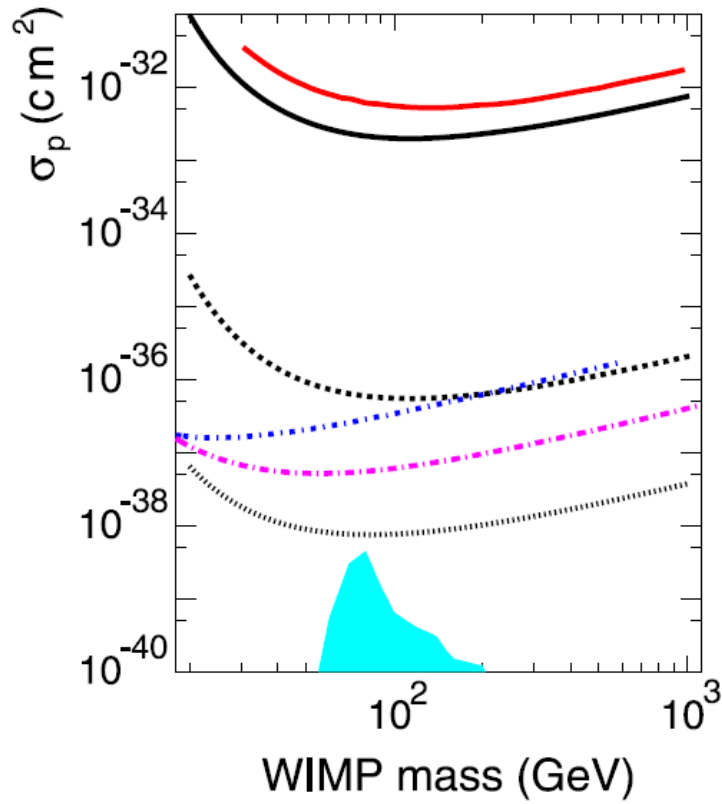


図 3.4: WIMP と原子核の SD 反応の散乱断面積に対する、90% C.L. での制限曲線 [50]。実線はガス検出器を用いた到来方向に感度のある手法からの制限であり、黒実線は DM-TPC [50]、赤実線は NEWAGE [1] によるものである。鎖線は固体・液体検出器を用いた従来の手法による制限であり、紫鎖線は COUPP [44]、青鎖線は PICASSO [46] によるものである。水色の部分は MSSM により予想されている領域である。2本の黒点線は DM-TPC の将来計画で達成する制限であり、上は観測時間を 1 年にした場合、下はサイズが  $1 \text{ m}^3$  でエネルギー閾値が  $50 \text{ keV}$  の検出器を用いた場合である。

	NEWAGE-0.3a	NEWAGE-0.3b	DRIFT-I	DRIFT-II	DM-TPC	DM-TPC 2	MIMAC
ガス	CF <sub>4</sub>		CS <sub>2</sub>		CF <sub>4</sub>		<sup>3</sup> He, CF <sub>4</sub>
圧力 [torr]	152 torr	76 torr	40 torr		50 torr		350 ~ 1300 mbar
体積 [cm <sup>3</sup> ]	23 × 28 × 31	23 × 28 × 51	100 × 100 × 100		16 × 16 × 16	φ25 × 25	3 × 3 × 16.5
読み出し	μ-PIC(電荷)		MWPC(電荷)		CCD(光)		マイクロメガス(電荷)
次元	3次元		2次元	3次元	2次元		3次元
ピッチ	400 μm		2 mm		256 μm		2 mm
前後判定	未		有		有		未
参考文献	[1]		[49]		[50]		[51]

表 3.2: 方向に感度を持つ暗黒物質探索実験の各グループごとの検出器の特性。

## 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であるマヨラナ粒子であると考えられており、ニュートラリーノ同士で対消滅を起す [12]。重力場の強い銀河中心や太陽、地球といった場所では、SI や SD による弾性散乱で角運動量を失って重力場に捕らわれたニュートラリーノが多く存在し、そういった領域では定常的に対消滅が起こると考えられている。ニュートラリーノは対消滅を起こすと高エネルギーの  $\gamma$  線やニュートリノ等を放出するため、これを観測することで暗黒物質の間接的な探索を行うことができる。現在、ニュートラリーノの対消滅からの  $\gamma$  線、ニュートリノ、反電子を探索する実験が行われている。

### 3.2.1 $\gamma$ 線

対消滅からの  $\gamma$  線は  $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$  や  $\chi\chi \rightarrow Z^0\gamma$  という反応で生じ、その発生率は SUSY のパラメータや銀河ハローの密度に依存するため、はっきりとした  $\gamma$  線のフラックスやエネルギーは不明である。対消滅からの  $\gamma$  線は、ニュートラリーノの質量の半分のエネルギーに対応するライン  $\gamma$  線と、ハドロンを生成した際の広がった形のスペクトル、レプトンを生成した際の逆コンプトン散乱による低エネルギー側のフラットなスペクトルの足し合わせになると考えられている。ニュートラリーノはほとんど散乱しないため角運動量をなかなか落とせず、銀河中心に存在する場合は点源ではなくある程度広がった領域から観測されると考えられている。また、重力場の強い所にて定常的に対消滅を行っていると予想されるため  $\gamma$  線バーストのような時間変化はないとされている。

EGRET ( Energetic Gamma Ray Experiment Telescope ) は 1991 年に打ち上げられた 30 MeV – 30 GeV の  $\gamma$  線天文衛星である。この衛星により得られた観測結果からは、銀河面に予想より約 60% 程多い 1 GeV 以上の  $\gamma$  線が発見されたが、測定による系統誤差が大きく、暗黒物質の発見には至っていない [52]。

Fermi は 2009 年に打ち上げられた 30 MeV – 300 GeV の  $\gamma$  線天文衛星であり、EGRET の約 30 倍の感度を持つ。この衛星により、銀河面や銀河中心から  $\gamma$  線超過が観測され、ニュートラリーノの検出との解釈もなされたが、既知の天体等からの  $\gamma$  線のみでの説明を棄却できておらず、暗黒物質の発見には至っていない [53]。

CTA ( Cherenkov Telescope Array ) は Fermi よりもエネルギーの高い 20 ~ 30 GeV – 100 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、2016 年の観測開始に向けて計画が進行中である。CTA は従来の大気チェレンコフ望遠鏡に比べて 2 桁程度高い感度を持ち、ニュートラリーノの対消滅による  $\gamma$  線の検出が期待される。ニュートラリーノの質量が TeV ~ 10 TeV と重い場合、対消滅の特徴的な情報は Fermi で検出可能なエネルギーよりも高エネルギー側に来るため、このような領域の  $\gamma$  線は CTA で観測する必要がある [54]。

### 3.2.2 ニュートリノ

ニュートラリーノの対消滅から生じるニュートリノは、ニュートラリーノの質量の  $1/2 \sim 1/3$  程度 ( $\sim 1 - 1000$  GeV) の高いエネルギーを持つ。また、ニュートリノは他の物質との相互作用をほとんどしないため、線では観測できない地球や太陽といった重力場に捕らわれたニュートラリーノからの対消滅を捉えることができる。太陽は水素を多く含むため SD 反応により捕らわれたニュートラリーノが多く存在すると考えられており、太陽からの対消滅ニュートリノを観測することで SD の散乱断面積に制限を付けることができる。一方、地球は質量数の大きな物質で構成されているため、地球からの対消滅ニュートリノの観測は SI の感度が高い。

スーパーカミオカンデは神岡地下に建設された、5万トンの純水を光電子増倍管で覆った水チェレンコフ検出器である。主な目的はニュートリノの観測であるが、陽子崩壊事象探索や Q-ボール探索といった観測も可能である。スーパーカミオカンデによる太陽からの対消滅ニュートリノの観測からは、有意なニュートリノ超過は見られず、SD の散乱断面積に制限を付けている [55]。

IceCube は南極の氷を用いたチェレンコフ検出器であり、約 5000 個の光電子増倍管を深さ 2.4 km の穴に埋めている。銀河中心からの対消滅ニュートリノ探索が行われ、対消滅断面積に制限が付けられている [56]。

### 3.2.3 反粒子

ニュートラリーノの対消滅からは、多くの場合は粒子・反粒子対の生成が起こ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、宇宙線の反粒子の超過は、暗黒物質の間接的な証拠になり得る。しかし、超高エネルギーでない宇宙線の観測では到来方向の決定ができず、様々な方向からの宇宙線の総和を用いた議論になるため、はっきりとモデルを決定することは困難であるという面を持つ。

PAMELA (a payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics) は、宇宙線として宇宙から飛来する陽子やヘリウム及びその反粒子を検出する人工衛星である。PAMELA による陽子に対する反陽子の比 ( $N_{\bar{p}}/N_p + N_{\bar{p}}$ ) の観測から、この比は 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。PAMELA グループは、この反粒子の超過は暗黒物質の間接的な証拠であるという見解を示しているが [57]、宇宙線の観測では到来方向の決定ができないことや、モデルが Fermi の結果と矛盾することから、決着はついていない。

GAPS (General Antiparticle Spectrometer) は、低エネルギーの反粒子検出に特化した宇宙線観測実験であり、2020 年頃に人工衛星を打ち上げる予定である。GAPS は、反粒子が標的と反応して作る特殊な原子が放出する X 線を検出するという全く新しい方法で反粒子検出を行い、低エネルギー反粒子の検出に関しては PAMELA の約 1000 倍の感度を持つ。現在は気球による基礎的な実験及び観測が進められている。

### 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 が中性粒子であるニュートラリーノの場合、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として存在する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調査は、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  $M_D > 40$  GeV という下限値が付けられている [58]。

LHC (Large Hadron Collider) はハドロン衝突型の円形の加速器である。衝突エネルギーの最大値は重心系で 14 TeV であり、ニュートラリーノが存在すれば発見は間違いないと思われる [59]。2010 年末には 7 TeV までの運用がなされており、今後徐々にエネルギーを上げた運用が行われていく予定である。

ILC (International Linear Collider) は電子陽電子衝突型の線形の加速器であり、現在は計画段階にある。ハドロンの衝突では強い相互作用の複雑な反応が存在するが、電子の衝突はより単純なものである。そのため、電子陽電子衝突型の加速器はバックグラウンド事象が低く、より詳細なパラメータを求めることができる。しかし、電子は回転するとシンクロトロン放射でエネルギーを失うため、円形加速器では到達できるエネルギーに限界がある。直線状の ILC はこれらの課題を克服でき、ニュートラリーノの質量や散乱断面積の詳細な値の測定が期待される [60]。

## 4 NEWAGE

NEWAGE ( NEw general WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment ) は、方向性に感度を持つ暗黒物質探索実験である。2.4 章で論じたように、方向性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 は検出方向性に感度を暗黒物質探索実験を行う。ガス検出器「 $\mu$ -TPC」を用いて反跳原子核の飛跡の三次元情報を得ている。

これまでに、低バックグラウンド環境である神岡地下実験施設に検出器「NEWAGE-0.3a」を設置し 46 日間の測定によって、方向性に感度を持つ手法で制限曲線を更新した。しかしながら、他の固体検出器を用いた実験、特にポジティブな結果を報告している DAMA 実験の感度には達しておらず、更なるバックグラウンド低減とエネルギー閾値低下による感度上昇が必要である。我々は京都で、神岡で稼働中の NEWAGE-0.3a よりも一回り大きい検出器「NEWAGE-0.3b」を用いて、バックグラウンド低減とエネルギー閾値低下の研究を行っている。

本章では NEWAGE の特徴とこれまでの神岡地下での探索結果、及び DAMA 領域を探索するために必要な開発事項について説明する。

### 4.1 NEWAGE の検出器

NEWAGE の検出器は、二次元画像検出器「micro Pixel Chamber :  $\mu$ -PIC[61]」を使った三次元飛跡検出器「micro Time Projection Chamber :  $\mu$ -TPC[62]」を用いており、原子核飛跡の三次元的な情報を得ることができる。図 4.1 は  $\mu$ -TPC の構造を示したものである。荷電粒子がガス中を運動するとガスを電離し、通過した飛跡に沿って電子が生じる。この電子をドリフトプレーンと  $\mu$ -PIC の間に印加してあるドリフト電場に沿って移動させ、 $\mu$ -PIC で読み出しを行う。 $\mu$ -PIC から二次元の情報を、またドリフトに要した時間からもう一次元の情報を得ることで、三次元的な荷電粒子の飛跡を捉えることができる。

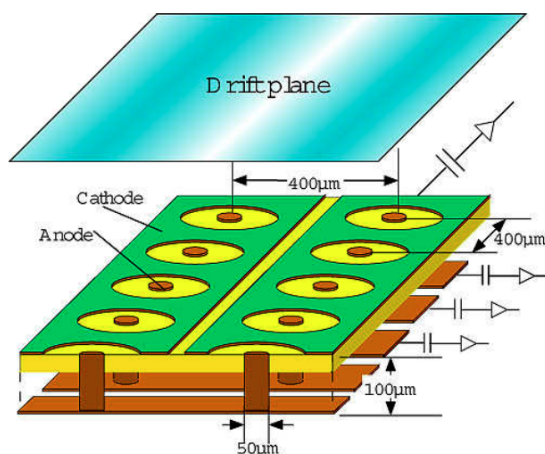


図 4.1: 読み出しに  $\mu$ -PIC を持つ、 $\mu$ -TPC の模式図。



$\mu$ -PIC はプリント基板加工技術を用いて作られた二次元検出器であり、輪切りにした比例係数管をピクセル状に敷き詰めた電極構造をしている（図 4.2）。 $\mu$ -PIC はガス増幅と電荷の読み出しに用いられる。アノードとカソードは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。各ピクセルの間隔は  $400\ \mu\text{m}$  ピッチであり、暗黒物質との弾性散乱で生じる数 mm 程度の短い原子核の飛跡を捉えることができる。NEWAGE-0.3a および NEWAGE-0.3b で用いられている  $\mu$ -PIC の大きさは  $30 \times 30\ \text{cm}^2$  であり、ストリップ本数はアノードとカソードそれぞれ 768 本ずつ計 1536 本で、ピクセル数は 589824 である。先行研究から、152 torr の  $\text{CF}_4$  を用いたときの  $\mu$ -PIC のゲインは印加電圧に応じて図 4.3 のように変化することが知られている [2]。 $\mu$ -PIC の印加電圧を上げると高いゲインが得ることができるが、電圧を上げすぎると放電をおこして壊れる危険性がある。

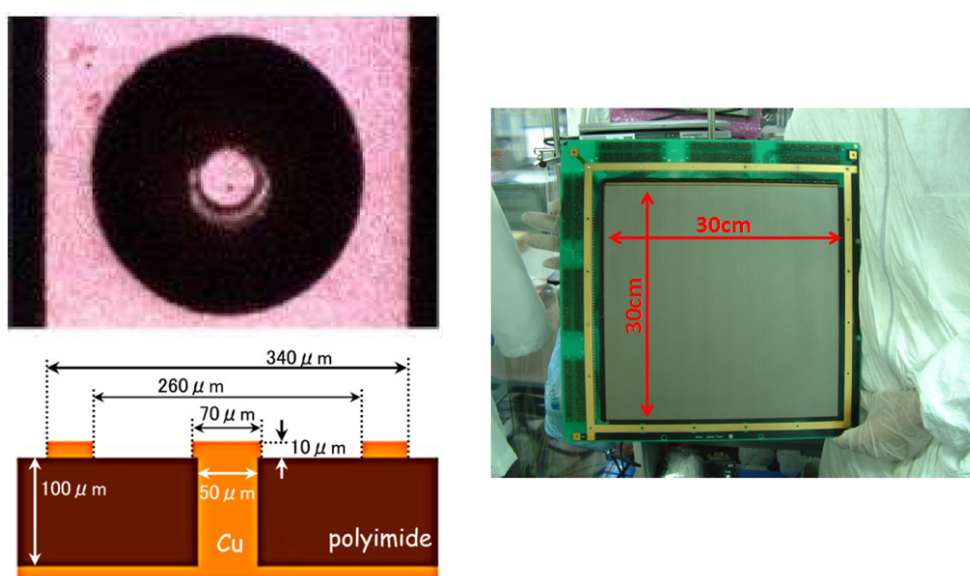


図 4.2:  $\mu$ -PIC の模式図と写真。

また、必要なガスゲインを得るために、補助増幅器として GEM [63] を  $\mu$ -PIC の 5 mm 上に設置してある。GEM は厚さ  $50\ \mu\text{m}$  の液晶ポリマーの両面に厚さ  $5\ \mu\text{m}$  の銅電極が形成されたシートに、直径  $70\ \mu\text{m}$  の穴が  $140\ \mu\text{m}$  間隔に空いている構造をしている。GEM の上面と下面に電圧を印加すると、ドリフトしてきた電子は GEM を通過するときに増幅される。先行研究から、152 torr の  $\text{CF}_4$  を用い、 $\mu$ -PIC と GEM を組み合わせて使用したときのゲインは、GEM の上下間の電圧に対して図 4.4 のように変化することが知られている。GEM 間の印加電圧を上げると高いゲインが得られるが、電圧を上げすぎると放電をおこして壊れる危険性がある。

また、NEWAGE の特徴の一つに  $\text{CF}_4$  ガスを用いていることが挙げられる。 $\text{CF}_4$  ガスは 2.2 章で挙げたように、他の原子核と比べて SD 反応に対する感度が高い。また、 $\text{CF}_4$  ガスを用いた  $\mu$ -TPC 内の電子のドリフト速度は他のガスに比べて速く（図 4.5）、ドリフトする際の拡散が小さいため（図 4.6）、細かい飛跡を捉えるという目的に適している。しかし、ガス増幅率が低く、また電離に要するエネルギー（W 値）が大きいため発生する電子数が少ないという欠点がある。

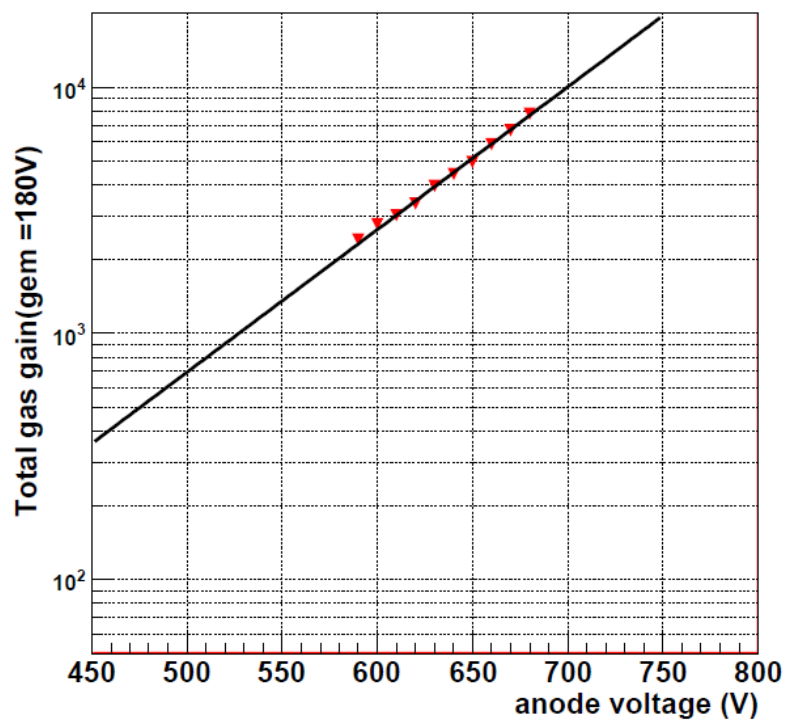


図 4.3:  $\mu$ -PIC のゲインの電圧依存性 [2]。

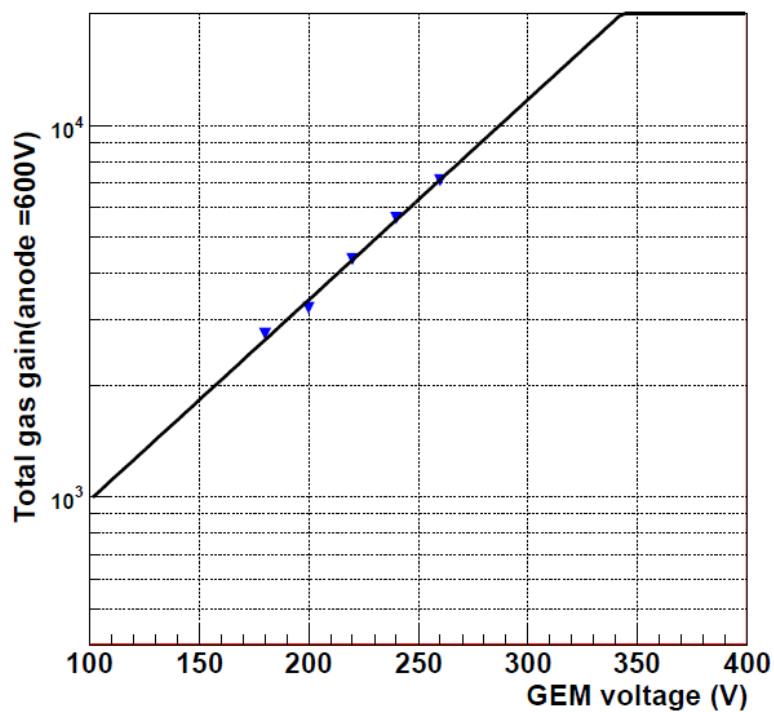


図 4.4: GEM のゲインの電圧依存性 [2]。  $\mu$ -PIC のアノードには 600V の電圧を印加している。

これに関しては、原子核反跳による事象では単位長さ当たりには落とすエネルギーが電子や高速荷電粒子と比較して 10 倍以上大きいため、暗黒物質探索においては問題ないとした。CF<sub>4</sub> ガスの性質は表 4.1 の通りである。

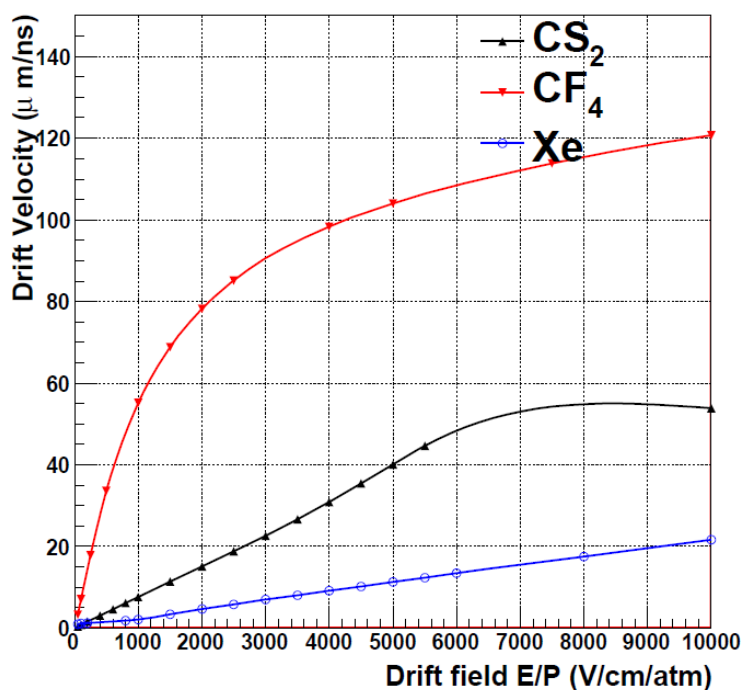


図 4.5: MAGBOLTZ[64] のシミュレーションによる、電子及び陰イオンの 300K でのドリフト速度。赤線が CF<sub>4</sub>、黒線が CS<sub>2</sub>、青線が Xe のときのものである [2]。

化学式	CF <sub>4</sub>
和名	四フッ化炭素
見掛け	無色無臭
分子量	88.01 g/mol
密度	3.76 g/l (15°C, 1 atm)
融点	89.55°K
沸点	145.35°K
W 値	54eV

表 4.1: CF<sub>4</sub> の性質。

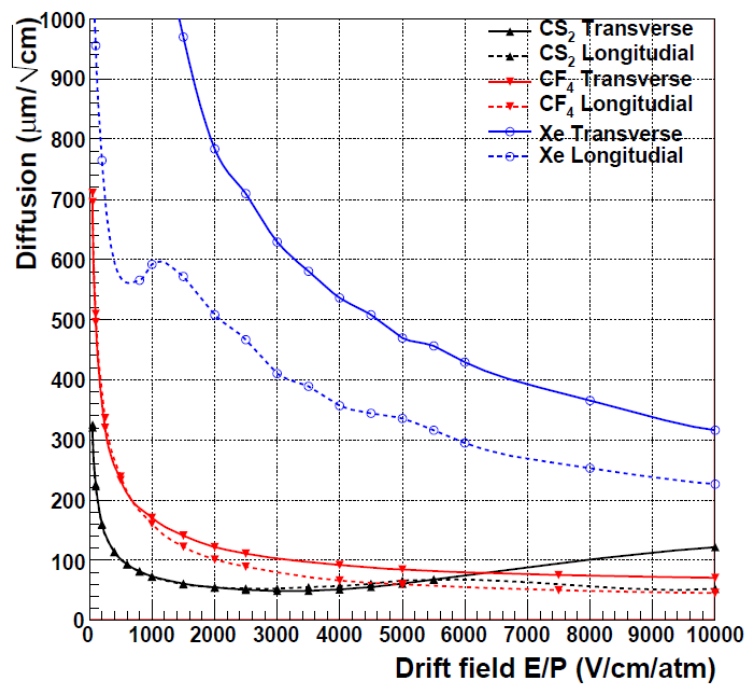


図 4.6: MAGBOLTZ のシミュレーションによる、電子及び陰イオンの 300K での拡散。赤線が CF<sub>4</sub>、黒線が CS<sub>2</sub>、青線が Xe のときのものである。実線はドリフトに垂直方向の拡散、点線はドリフト方向の拡散である [2]。

## 4.2 これまでの探索結果

これまでに、神岡地下実験施設にて先行研究が行われてきた。暗黒物質探索では低バックグラウンド環境での観測が必要であり、検出器を地下に設置することで宇宙線ミュオン等のバックグラウンドを減らすことができる。神岡地下実験施設はそのような低バックグラウンド環境を日本で実現できる場所であり、NEWAGE-0.3a 検出器を用いた暗黒物質探索が行われてきた。

神岡地下実験施設は標高約 1000 m の山の下に位置し、実効的に地下 1000 m に潜ることと同等の低バックグラウンド環境を実現している。図 4.7 は、世界の地下実験施設の深さと宇宙線ミュオン強度の関係である [65]。神岡実験施設のミュオン強度は  $6 \times 10^{-8}$  counts/cm<sup>2</sup>/sec/str と、地表の約 1/1000 である。

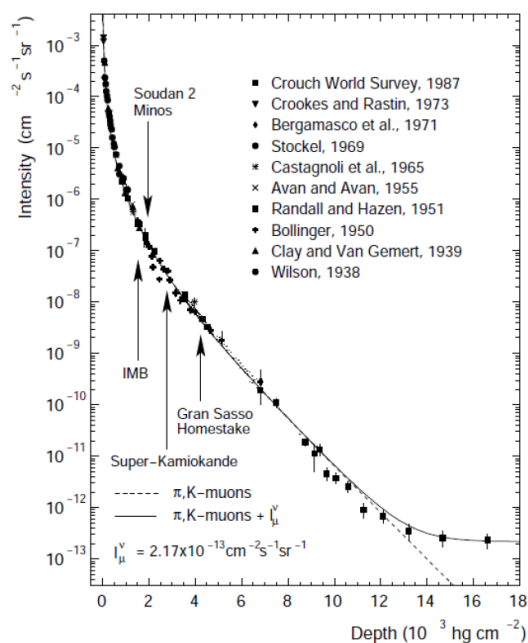


図 4.7: 世界の地下実験施設の深さと宇宙線ミュオン強度の関係 [65]。横軸は地上までの物質を水換算にしたときの厚み、縦軸は宇宙線ミュオン強度である。神岡地下実験施設 ( Super Kamiokande ) は  $2700 \text{ hg/cm}^2$  (= m.w.e.) の深さにあり、ミュオン強度は地表の約 1/1000 である。

2007年にNEWAGEの検出器「NEWAGE-0.3a」は神岡地下実験施設に設置された。NEWAGE-0.3aの体積は  $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}$  であり、152 torr の  $\text{CF}_4$  を用いている。神岡地下実験施設において、基本的な動作確認の後、暗黒物質の探索や、検出器改良の研究が行われている。2008年9月11日から12月4日の間の暗黒物質探索実験の結果、図 4.8 に示すような暗黒物質の散乱断面積に対する制限を付けた [2]。このときの測定時間は 45.71 days、有効な標的原子核の質量は 11.48 g である。

### SD 90% C.L. upper limits and allowed region

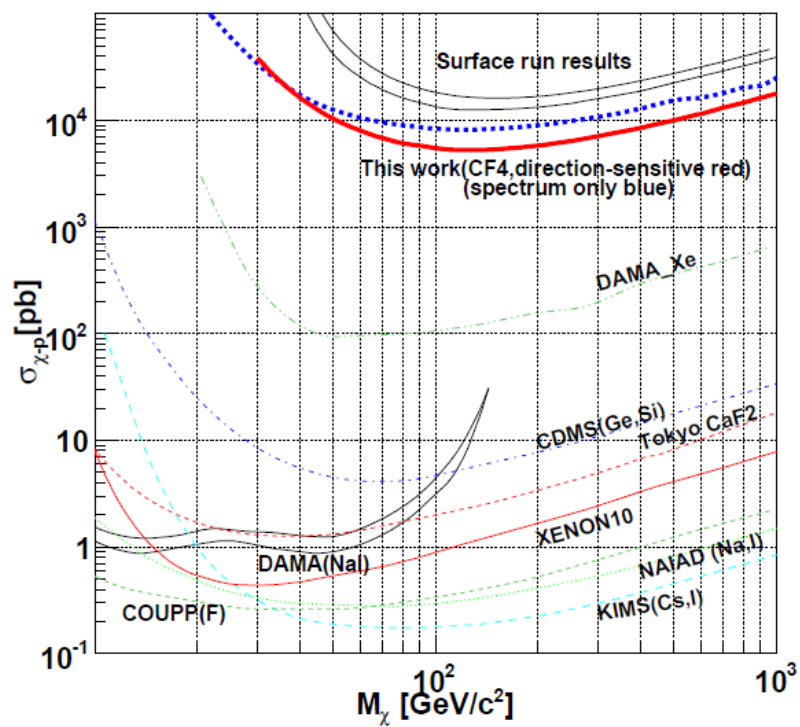


図 4.8: SD 反応における 90% C.L. の制限曲線 [2]。赤実線は NEWAGE で方向に感度を持つ手法を用いてつけた制限、青点線は NEWAGE で従来の手法を用いてつけた制限である。また、上の 2 本の黒細実線はそれぞれ、地表での観測による方向に感度を持つ手法を用いてつけた制限（下）と、従来の手法を用いてつけた制限（上）である。他の色の点線は固体・液体検出器による制限であり、黒実線に囲まれた領域は DAMA の示唆する領域である。

### 4.3 DAMA 領域探索のために

NEWAGE は世界で初めて方向性に感度を持つ手法で制限曲線を与え、更新してきた。次の目標は DAMA により暗黒物質の存在が示唆されている領域の探索である。3.1 章に述べたとおり、他の実験によって否定されているものの、DAMA は季節変動から暗黒物質の存在を示している唯一のグループである。暗黒物質の到来方向異方性という新しい情報を用いた探索により、DAMA 領域に暗黒物質は存在するの否かという問題に対して決定打を下すことができると考えられる。図 4.8 にあるように、DAMA 領域の探索を行うためには約 1000 倍以上の感度向上が必要になる。

我々は、この 1000 倍の感度向上を、バックグラウンドの低減、エネルギー閾値の低下、検出器の大型化という改良を加えることで達成する予定である。大型化に関しては検出器を複数台並べることで達成されるため、まずは一つの完成度の高い検出器を作り出すことが重要である。そこで、我々は京都の「NEWAGE-0.3b」検出器を用いてバックグラウンドの低減、及びエネルギー閾値の低下の研究を行った。

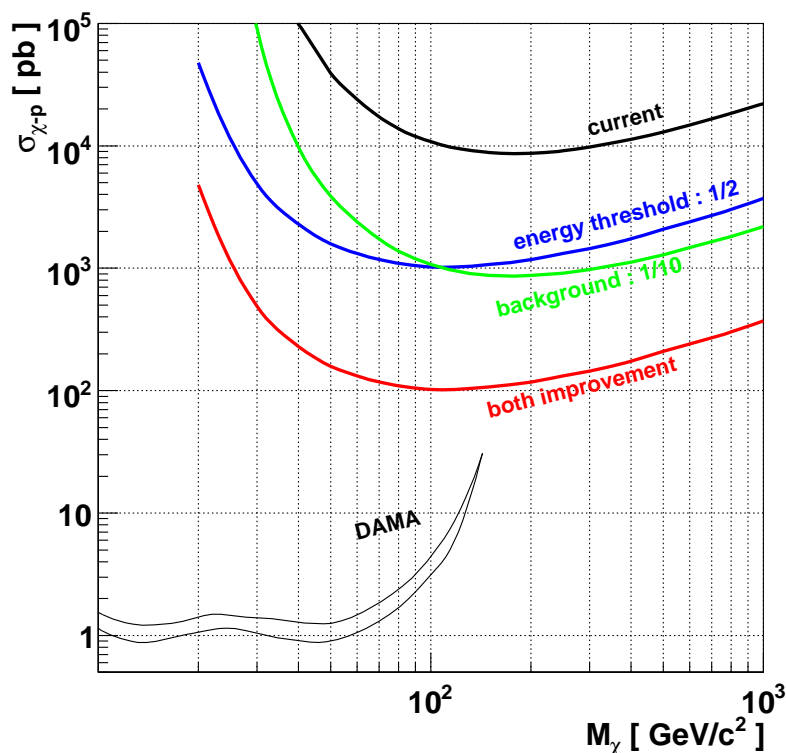


図 4.9: 予想される SD 反応の制限曲線 (90% C.L.)。黒線は先行研究による制限曲線、緑線はバックグラウンドを 1/10 に低減した際に予想される制限曲線、青線はエネルギー閾値を 100 keV から 50 keV に低下させた際に予想される制限曲線、赤線は上記の両方の改良を行った際に予想される制限曲線である。また、黒細線は DAMA が暗黒物質の存在を示唆している領域である。大型化による感度の向上によって DAMA 領域への到達が見積もられているが、本研究の範疇外ということで本図には示していない。

### 4.3.1 バックグラウンドの低減

現在、暗黒物質の到来方向異方性が観測されていないことから、我々が観測しているのはほとんどがバックグラウンドであると考えられる。現状の測定では、感度がバックグラウンドに制限されているため、バックグラウンドが1/10になると、暗黒物質に対する感度が10倍向上する(図4.9)。

バックグラウンドの一つとして重要なものに、ラドンが挙げられる。ラドンは検出器を構成する物質に微量含まれるウラン・トリウム系列の放射性不純物が崩壊して発生する。 $\mu$ -TPCの場合、検出器内壁の不純物からの放射線に関しては位置情報を用いることで排除することができる。しかし、ラドンは気体であるため検出器内部に染み出し、 $\mu$ -TPCの内部で崩壊を起すためバックグラウンドとなる。暗黒物質探索にとって興味があるエネルギー領域は $\lesssim 400$  keVであるため、ラドンが放出する約6 MeVの $\gamma$ 線は全エネルギーが $\mu$ -TPCに付与された場合はバックグラウンドとはならない。しかし $\gamma$ 線のエネルギーが検出器の一部のみ付与された場合は低エネルギー事象として計測され、暗黒物質探索のバックグラウンドとなる。図4.10は先行研究によって観測された、ラドンの $\gamma$ 線に起因する6 MeVのピークと低エネルギー領域の計数率の相関図である。この図から、ラドンの存在が低エネルギーにおいてバックグラウンドとなっていることが分かる[2]。我々の行った京都のNEWAGE-0.3bを用いたラドン除去システムの開発については6章にて詳しく議論する。

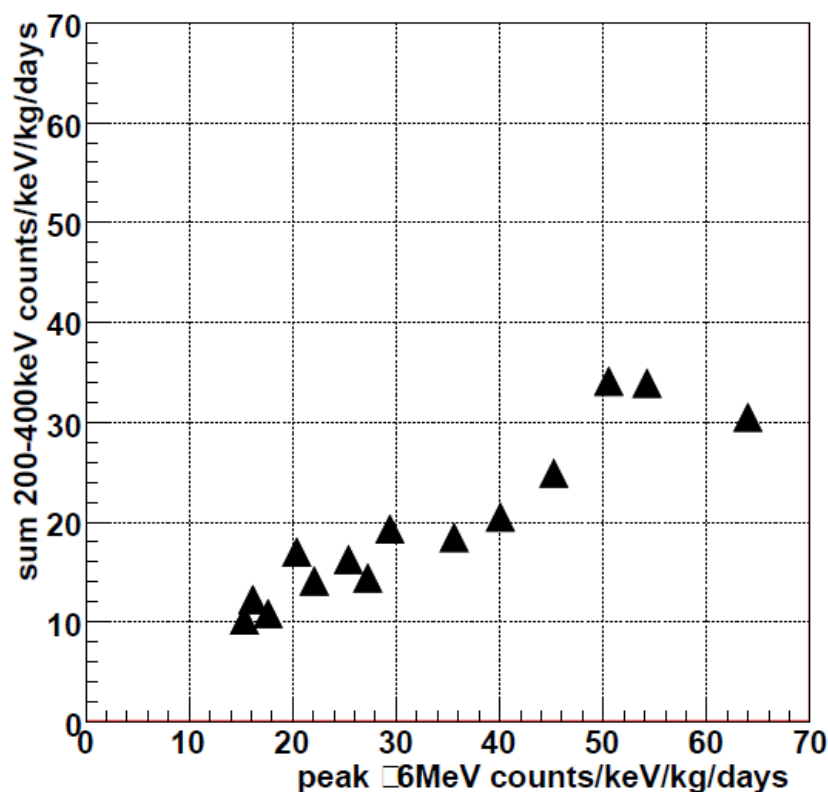


図 4.10: ラドンの崩壊による6 MeV ピークと低エネルギー領域の計数率の相関図。



### 4.3.2 ガスの低圧化によるエネルギー閾値の低下

暗黒物質の弾性散乱で予想されるエネルギースペクトルは、図 2.10 のように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予想される計数率が増えるため、暗黒物質に対する感度が向上する（図 4.9）。また、質量の小さい暗黒物質ほどスペクトルが低エネルギーで立ち上がる形状をしているため、低質量の暗黒物質への感度が向上する。

NEWAGE の検出器においてエネルギー閾値は飛跡長の短かさによって制限される。μ-PIC のピッチが  $400\ \mu\text{m}$  であることを考えると、方向決定のためには  $1\ \text{mm}$  程度以上の飛跡長が必要である。図 4.11 は SRIM[48] で計算した原子核のエネルギーごとの飛跡の長さであり、圧力が低いほど飛跡は伸びることが分かる。先行研究で用いていた NEWAGE-0.3a のガス圧力は  $152\ \text{torr}$  であったが、これを半分の  $76\ \text{torr}$  にすることで飛跡長は 2 倍になり、エネルギー閾値は半分になると考えられる。

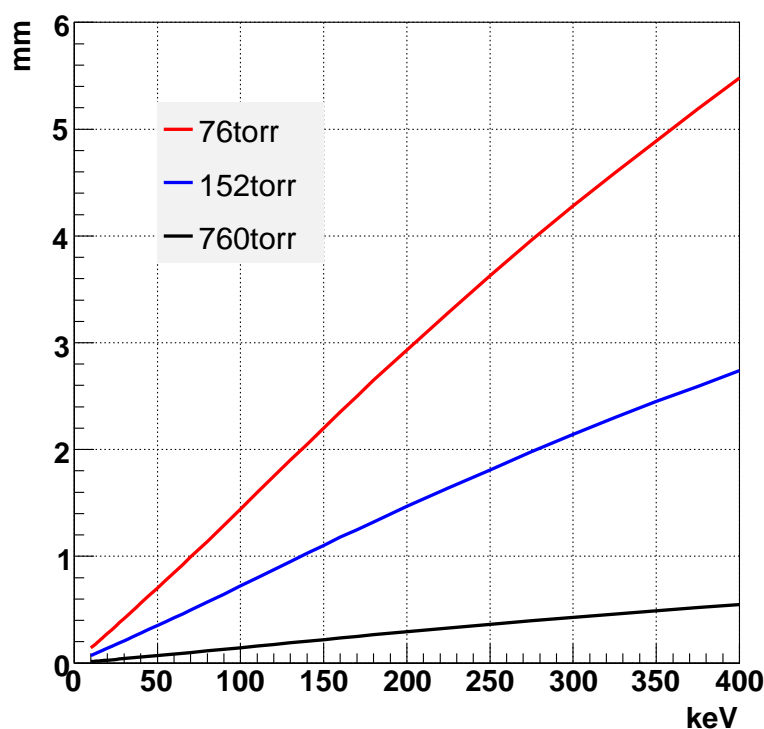


図 4.11: SRIM の計算による、 $\text{CF}_4$  中での F の飛跡長。赤線は  $76\ \text{torr}$ 、青線は  $152\ \text{torr}$ 、黒線は  $760\ \text{torr}$  のときである。

## 5 NEWAGE-0.3b 検出器

4.3 章で論じた性能を達成するために、我々は京都の検出器「NEWAGE-0.3b」にふたつの改良を加える研究を行った。ひとつは冷却活性炭を用いたラドン除去システムの導入であり、もうひとつは 76 torr の低圧ガスを用いての運用である。本章ではこれらの改良を加えた検出器 NEWAGE-0.3b の仕様、及び基本的な動作について説明する。ラドン除去システムの効果については 6 章、低圧ガス運用の効果については 7 章で議論する。

### 5.1 検出器の仕様

NEWAGE-0.3b は 30cm 角の  $\mu$ -PIC[61](S/N070309-3) を用いた  $\mu$ -TPC[62] である。必要なガスゲインを得るために  $\mu$ -PIC の 0.5 cm 上に GEM[63] を搭載している。

#### 5.1.1 検出器のジオメトリ

NEWAGE-0.3b の写真、及び概念図を図 5.1、図 5.2 に示す。放射線源の位置の指定等は、イメージ図 5.2 に示すように  $\mu$ -TPC の中心を原点とする座標で行い、今後長さの単位には cm を用いる。また、ドリフトプレーン、 $\mu$ -PIC、GEM の上下には表 5.1 に示す電圧を印加した。 $\mu$ -TPC のガスには 76 torr の  $\text{CF}_4$  を用いた。 $\text{CF}_4$  の性質は表 4.1 の通りである。

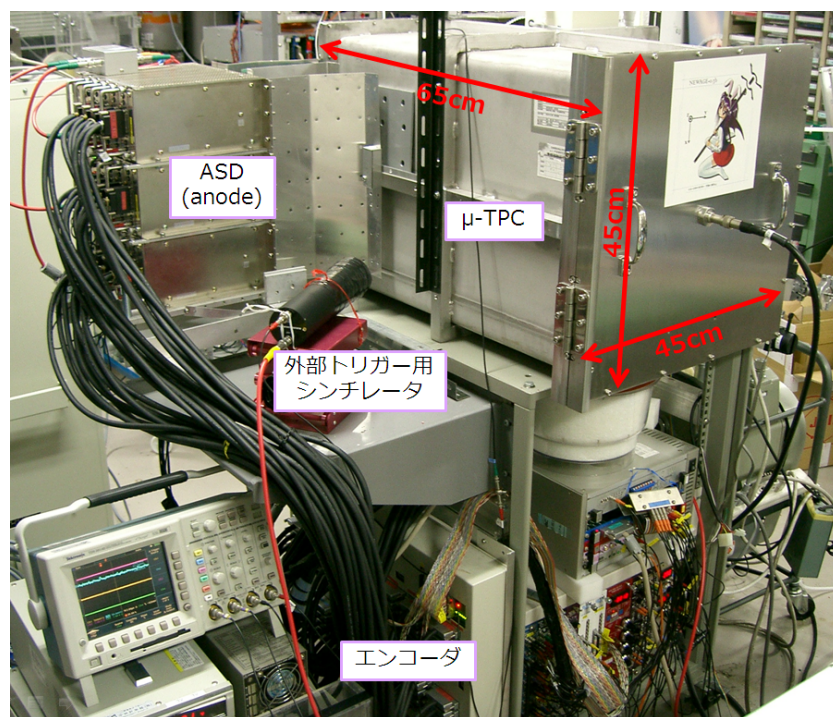


図 5.1: NEWAGE-0.3b 検出器の外観写真。

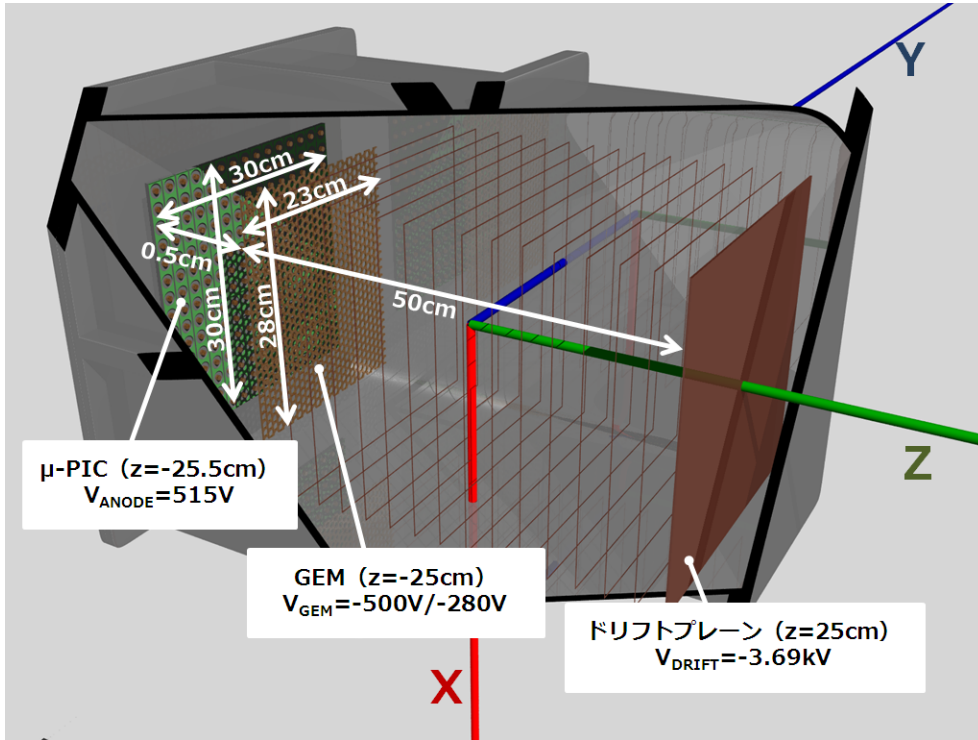


図 5.2: NEWAGE-0.3b 検出器の概念図。赤、青、緑の線はそれぞれ x、y、z 軸であり、TPC の中心が原点 (0, 0, 0) である。

	76 torr	152 torr (従来)
DRIFT	-3.69 kV	-8.2 kV
μ-PIC	515 V	515 V
GEM 上	-500 V	-915 V
GEM 下	-280 V	-650 V

表 5.1: 印加電圧パラメータ

### 5.1.2 検出器のデータ収集系

μ-PIC の信号読み出しの概念図を 5.3 に示す。アノードとカソードそれぞれ 768 本のストリップはアンプリファードシェーパーディスクリミネータ (ASD) で増幅と整形を行い、100 MHz クロックでアノードとカソードの同時計測が行われ、位置情報として出力される。位置情報には  $(X_{\min}, X_{\max}, Y_{\min}, Y_{\max}, T)$  が含まれる。 $X_{\min}, X_{\max}$  及び  $Y_{\min}, Y_{\max}$  は、トリガーが発生してからのクロック数  $T$  の時刻に反応したアノードストリップ番号の最小値と最大値、及び、カソードストリップ番号の最小値と最大値である。各クロックの  $(X_{\min}, X_{\max}, Y_{\min}, Y_{\max}, T)$  の点を一つの「ヒット」と呼ぶ。μ-TPC 内で起きた飛跡は複数のヒットから成り、一連のヒットの集合を事象と呼ぶ。電荷情報は、カソード側 ASD アナログ出力が 192 本足し合わせた波形を計 4 本出力しており、これを 100 MHz のフラッシュ ADC を用いて電荷情報を得る。

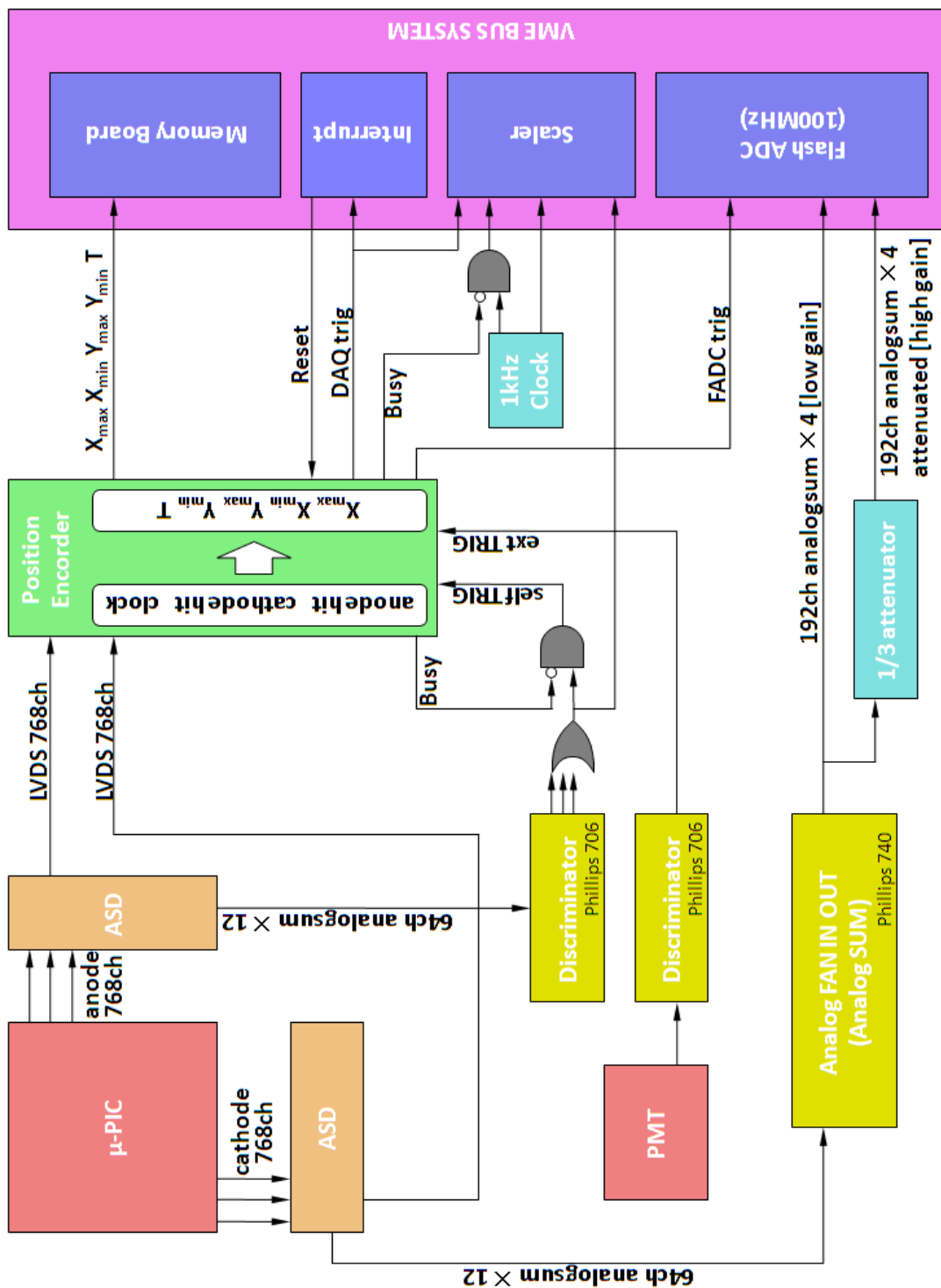


図 5.3:  $\mu$ -PIC の信号読み出しの概念図。

トリガーには内部トリガーと外部トリガーの二種類がある。外部トリガーモードは中性子線源  $^{252}\text{Cf}$  を用いた検出器の試験に使用し、トリガーにはプラスチックシンチレータを用いる。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した信号をトリガーとし、図 5.3 において「ext TRIG」と示すように座標演算装置 (Position Encoder) に与える。このモードでは  $^{252}\text{Cf}$  が崩壊したときに中性子と同時に放出される  $\gamma$  線や中性子をトリガーに用いることにより、原子核反跳の起きたクロック、即ち  $\mu$ -TPC 内での事象の起きた絶対的な位置を決めることができる。外部トリガーモードの使用は、 $^{252}\text{Cf}$  線源のように即発放射線が必須であるため、線源等を用いた検出器の基礎特性の理解に限定される。

内部トリガーモードは  $\mu$ -PIC のアノード信号によってトリガーを生成するモードである。内部トリガー信号は、アノード側 ASD からのアナログ出力をディスクリミネータでデジタル化し OR 回路に通したものであり、図 5.3 において「self TRIG」と示した信号である。内部トリガーモードでは  $\mu$ -TPC ガス中での反応時刻に対応したトリガー情報を得られないため、 $z$  方向の情報は相対的な  $z$  成分の長さ限定される。内部トリガーモードは絶対的な位置を知ることができないが、暗黒物質探索実験など多くの測定に用いられる。

$\mu$ -TPC で取得した事象に対し、興味のある事象を選別するために次のような 2 つのカットを全ての測定データに対してかける。

- nhit カット：ヒット数が 3 未満の事象は捨てる。これは、事象を飛跡として捉える必要があるためである。
- fidutial カット：有効体積 ( $-10 < x < 10, -10 < y < 10$ ) の外の事象は捨てる。これは、検出器内壁から放出されるバックグラウンドを落とすためである。

また、測定対象に応じて、エネルギーや飛跡長による事象選別を行うことがあるが、これは随時説明する。

## 5.2 検出器の特性

NEWAGE-0.3b の基本的な特性として、エネルギー校正、ドリフト速度、ゲインの場所依存性、を測定した。

### 5.2.1 エネルギー校正

本研究では、熱中性子の  $^{10}\text{B}$  による吸収反応によって生じる  $\alpha$  線によってエネルギー校正を行った。 $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  ( $Q = 2.7 \text{ MeV}$ ) によって生じる  $\alpha$  線は、最大  $1.5 \text{ MeV}$  のエネルギーを持つ<sup>1</sup>。 $\mu\text{-TPC}$  の内部  $(3.5, -12.5, 0)$  には  $76 \times 26 \text{ mm}^2$  のガラス板の  $20 \times 20 \text{ mm}^2$  の範囲に  $^{10}\text{B}$  を蒸着した板が設置されており、 $^{252}\text{Cf}$  から放出される平均  $1.4 \text{ MeV}$  の中性子をポリエチレンで減速し、検出器に照射することで上記反応を起した。データは内部トリガーモードで取得し、図 5.4 の赤線に示すようなエネルギースペクトルを得た。図 5.4 青線によって示される、Geant4 によるシミュレーション結果と比較することで、エネルギー校正を行った。ピーク付近のシミュレーションと実測のずれは、蒸着された  $^{10}\text{B}$  の厚みの誤差によるものと考えられる。

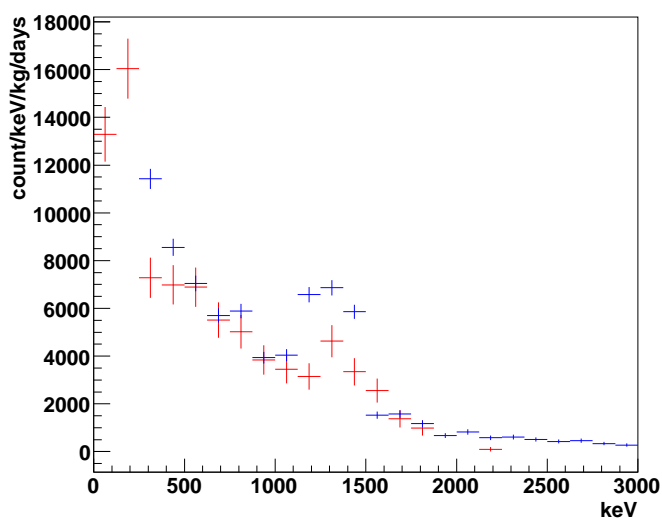


図 5.4:  $^{10}\text{B}$  からの  $\alpha$  線のエネルギースペクトル (赤線) とシミュレーション (青線)。

$\mu\text{-TPC}$  のゲイン  $G$  は、 $\mu\text{-PIC}$  と GEM の増幅率の積であり、

$$G = \frac{Q}{Aq_e N_e} \quad (A = 700) \quad (36)$$

と定義される。ここで、 $Q$  は検出器が検出した電荷量、 $A$  は ASD の増幅率、 $q_e$  は素電荷、 $N_e$  は電子イオン対の個数である。電子イオン対の個数は、荷電粒子が全エネルギーを検出器に付与し

<sup>1</sup> $^{17}\text{Li}$  が 96% の確率で励起状態となり、 $0.48 \text{ MeV}$  の  $\alpha$  線が検出されないためである。

たと仮定すると、

$$N_e = \frac{E_{\text{ionized}}}{W} \quad (37)$$

で与えられる。ここで、 $E_{\text{ionized}}$  は検出器に付与されたエネルギー、 $W$  を  $\text{CF}_4$  のイオン化エネルギー ( $W$  値) である。式 (36) に従ってゲインを計算すると、 $\mu$ -TPC のガスゲインは  $G = 1260$  と求まった。

実際にはクエンチングと呼ばれる効果があるため、検出器内を走った荷電粒子のエネルギー  $E_{\text{tot}}$  は全てがイオン化に用いられる訳ではない。このイオン化に使われたエネルギーと荷電粒子エネルギーの比はクエンチング因子  $F_q$  と呼ばれ、

$$F_q = \frac{E_{\text{ionized}}}{E_{\text{tot}}} \quad (38)$$

と定義される。クエンチングの効果は荷電粒子の核種やエネルギーによって変わり、高エネルギー側では  $E_{\text{ionized}}$  は  $E_{\text{tot}}$  に近づく。SRIM を用いて計算した、 $\text{CF}_4$  ガス中における He, C, F のクエンチングを図 5.5 に示す。エネルギー校正で用いた 1.5 MeV の He のクエンチング因子はほぼ 1 であるため、クエンチング効果はほとんど効かないことが分かる。以降の議論では、こうして校正されたエネルギーを用い、keV, MeV 単位で示す<sup>2</sup>。注意しなければならないこととして、原子核反跳により F が走ったときのエネルギーは、特に低エネルギーにおいては顕著にクエンチングを受けて検出されるため補正を行う必要がある。こうした補正を加えて実際に原子核が受けた反跳エネルギー換算とした場合特別に  $\text{keV}_{\text{recoil}}$  と示す。

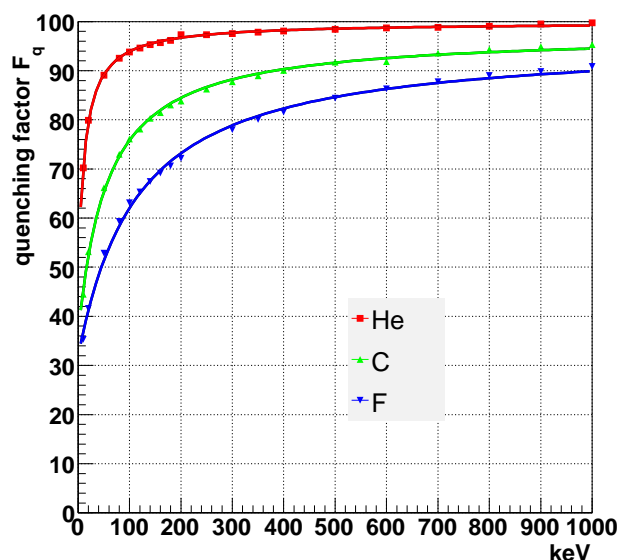


図 5.5: SRIM の計算による、 $\text{CF}_4$  ガス中において He, C, F が走ったときのクエンチング因子のエネルギー依存性。

<sup>2</sup>正確には電子構成相当エネルギー (electron equivalent) の意味で  $\text{keV}_{e.e.}$  と記述する機会が多いが、本論文では省略し、単に keV と示す。

## 5.2.2 ドリフト速度

$\mu$ -TPC の中で発生した電子がドリフト電場によって移動する速度のことをドリフト速度と呼ぶ。三次元飛跡を取得する際、ドリフト速度は  $z$  方向の長さを決めるために必要なパラメータである。ドリフト速度を測定するために、中性子線源  $^{252}\text{Cf}$  を  $(0, -100, 0)$  に設置して中性子を照射し、外部トリガーモードで測定を行った。低エネルギーの原子核反跳事象 ( $50 - 400 \text{ keV}$ ) に関して、図 5.6 に示す様なドリフト長依存のない結果が得られた。このことから、ドリフト距離  $50 \text{ cm}$  の事象が検出されていることが分かる。

エッジの時刻  $6.4 \mu\text{s}$  は電子が  $50 \text{ cm}$  をドリフトするのに要した時間であり、速度に直すことでドリフト速度を得る。ドリフト速度は、MAGBOLTS によるシミュレーションから図 5.7 の黒線に示すようにドリフト電場をガス圧力で割ったパラメータ ( $E/p$ ) に依存して変化することが知られている。今回は NEWAGE-0.3a と比べてガス圧力が半分に、またドリフト電場は  $0.235 \text{ kV/cm}$  から  $0.0635 \text{ kV/cm}$  に変化しており、 $76 \text{ torr}$  のときのドリフト速度は  $8.2 \text{ cm}/\mu\text{s}$  と、 $152 \text{ torr}$  のときの  $10 \text{ cm}/\mu\text{s}$  と比べると遅くなった。MAGBOLTS のシミュレーション値と比較すると  $76 \text{ torr}$  と  $152 \text{ torr}$  の両方において遅い値となっているが、これはガス中の不純物の影響であると考えられる。

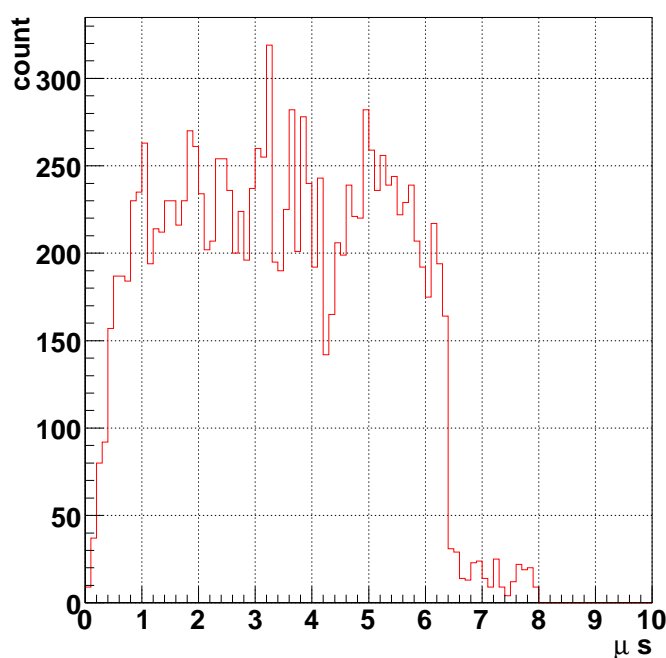


図 5.6: 中性子を  $Y$  方向から一様照射したときの計数率の  $z$  依存性。



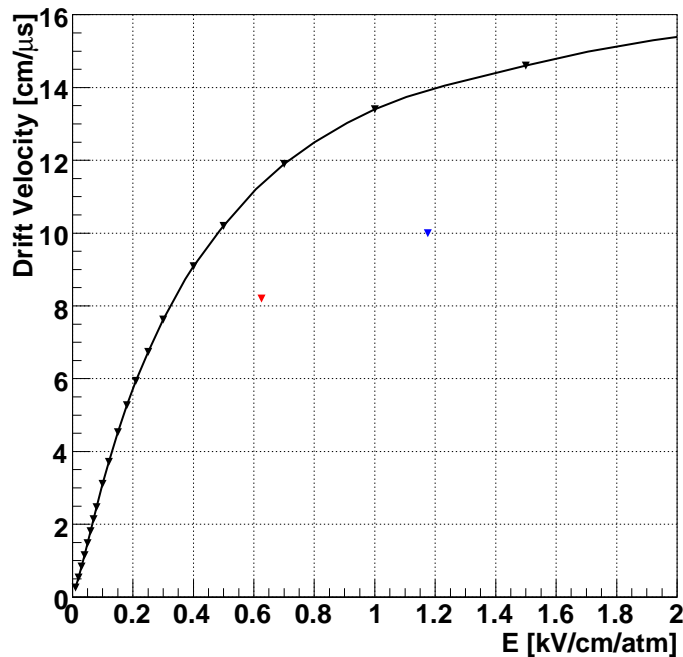


図 5.7: 赤点は今回 76 torr の CF<sub>4</sub> を用いて測定した、電子のドリフト速度。青点は NEWAGE-0.3a において 152 torr の CF<sub>4</sub> を用いて測定したときのドリフト速度。黒線は SRIM の計算によるドリフト速度の  $E/p$  依存性。

### 5.2.3 ゲインの場所依存性

$\mu$ -PIC と GEM を組み合わせたガス増幅システムには  $23 \times 28 \text{ cm}^2$  の検出面内にゲインのむらがあり一様ではない。そこで、エネルギー較正を検出器全体に適用するために、ゲインの場所依存性を測定した。バックグラウンドとして存在する Rn とその娘核が放出する 5.490, 6.003, 7687 MeV の線に対する応答の場所依存性を測定した。 $\mu$ -PIC の  $-10.5 \text{ cm} < x < 10.5 \text{ cm}$ ,  $-10.5 \text{ cm} < y < 10.5 \text{ cm}$  の領域を  $3 \times 3$  に分割した、計 9 か所の領域についてのゲインのばらつきを調べた。荒い分割となっているが、76 torr の CF<sub>4</sub> における 6 MeV の線の飛跡は  $\sim 12 \text{ cm}$  と長いので、分割した各領域において十分な統計を得るためである。図 5.8 は  $\mu$ -PIC を 9 分割したときのゲインの場所依存性である。ゲインのばらつきは平均を 1 とすると最大 1.2 倍、最小 0.8 倍のばらつきがあった。このゲインの場所依存性の補正を行って Rn の線のエネルギースペクトルを描画すると、図 5.9 のように、ピークの幅は FWHM で 2300 keV から 2100 keV に狭まった。分割数を上げることで更にピークの幅は集束すると考えられ、ゲインの場所依存性をさらに細かく調べるためには、今後高統計の測定を行う必要がある。

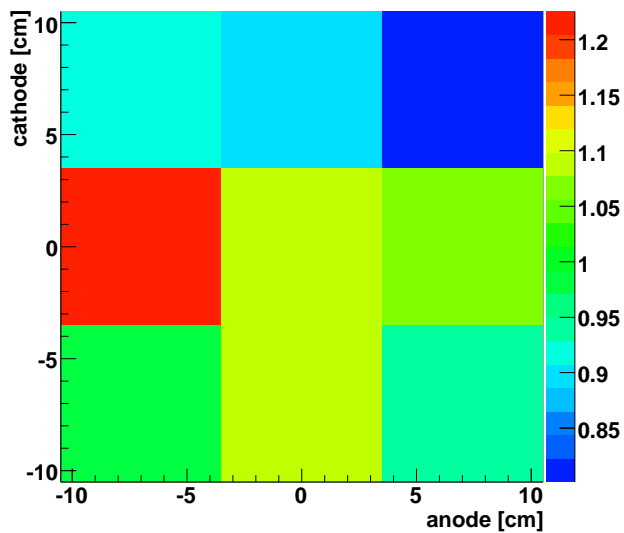


図 5.8:  $\mu$ -PIC のゲインの場所依存性。

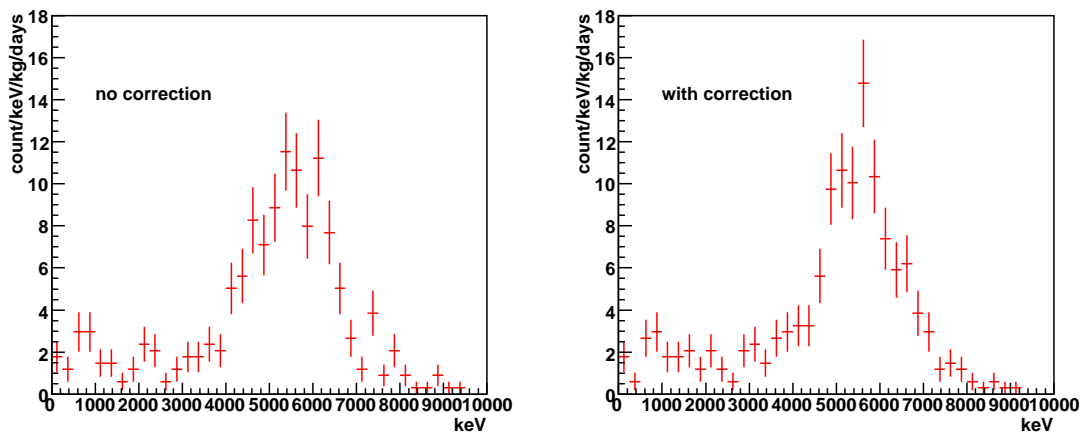


図 5.9: Rn の 6 MeV ピークのエネルギースペクトル。左はゲインの場所依存性による補正前、右は補正後のものである。

## 6 ラドンバックグラウンド除去システム

暗黒物質探索実験では極めて頻度の低い事象を探索するため、バックグラウンドを下げる研究は重要である。現段階におけるバックグラウンドとして検出器を構成する放射線不純物から染み出すラドンの寄与が顕著に存在する。我々はガス中のラドンを除去するために、ガス循環を行い冷却活性炭を通過させラドンを吸着するというラドン除去システムを製作、運用、評価した。

### 6.1 ラドンのバックグラウンド

4.3.1章に述べたように、ラドンは暗黒物質探索においてバックグラウンドとなる。天然に存在するラドンには、ウラン系列の $^{238}\text{U}$ の崩壊で発生する $^{222}\text{Rn}$ と、トリウム系列の $^{232}\text{Th}$ の崩壊で発生する $^{220}\text{Rn}$ の二種類がある。 $^{222}\text{Rn}$ は崩壊すると図6.1に従って安定な $^{210}\text{Pb}$ まで崩壊し、 $^{220}\text{Rn}$ は $^{208}\text{Pb}$ まで崩壊する。

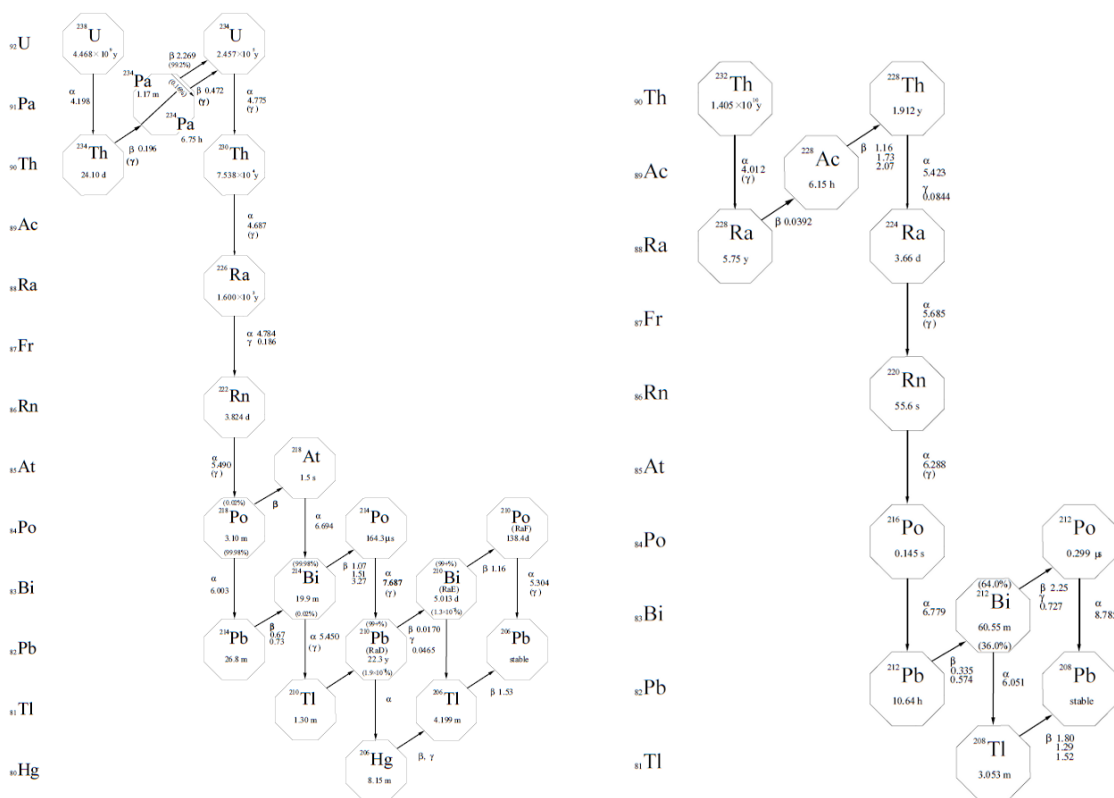


図 6.1: 放射性改変系列図。左はウラン系列、右はトリウム系列を示す。[66]

### 6.1.1 ラドンの 線の時間変化

図 6.1 から分かるように、それぞれの系列でラドンの上流の放射性同位体の半減期は数年～数千年と非常に長いものとなっている。この時間がラドンの半減期  $T_{Rn}$  に比べてが十分長いことから永年平衡になっていると考えることができ、放射性不純物のラドンへの崩壊率は一定、言い換えるとラドンの発生率  $R_{in}$  は一定となる。したがって、検出器内部のラドンの個数  $N_{Rn}$  は

$$\frac{dN_{Rn}}{dt} = R_{in} - \lambda_{Rn}N_{Rn} \quad (39)$$

と書き表すことができる。 $t$  は時間 [days] を表し、 $\lambda_{Rn}(= \log 2/T_{Rn})$  はラドンの崩壊定数である。この微分方程式を解くと

$$N_{Rn} = \frac{R_{in}}{\lambda_{Rn}} + Ce^{-\lambda_{Rn}t} \quad (40)$$

を得る。ここで、 $C$  は積分定数である。 $\mu$ -TPC を真空に引き、新しい  $CF_4$  ガスを導入した時刻を 0 日目とすると、そのときのラドンの個数は 0 であることから積分定数を決定でき、式 (40) は

$$N_{Rn} = \frac{R_{in}}{\lambda_{Rn}} \left(1 - e^{-\lambda_{Rn}t}\right) \quad (41)$$

と書ける。式 (41) から、ガス交換後のラドンの個数はラドンの崩壊の時定数で増加し、ある一定数に漸近することが分かる。

トリウム系列の  $^{220}Rn$  の半減期は 55.6 秒と短いことから、 $^{220}Rn$  の個数は数分もすれば平衡状態に到達する。したがって、 $^{220}Rn$  をガス循環のシステムで除去するためには  $\mu$ -TPC 内のガスを数分以内のオーダーで循環させる必要がある。しかし、 $\mu$ -TPC 内での対流やポンプの問題などから、 $^{220}Rn$  を循環システムで除去することはあまり現実的ではなく、 $^{220}Rn$  を除くためには低放射能な素材選択が必要になる。これに対し、ウラン系列の  $^{222}Rn$  は半減期が 3.824 日と比較的長く、図 6.2 の赤実線のように数日の時定数で増加するため、ガス循環によるラドン除去システムが有効であると期待される。

ガス循環を行ってラドンを吸着させる場合、 $\mu$ -TPC 内に存在するラドンの個数の時間変化の式 (39) は

$$\frac{dN_{Rn}}{dt} = R_{in} - \lambda_{Rn}N_{Rn} - \frac{N_{Rn}}{V_{TPC}}FP \quad (42)$$

のように吸着による減少の項を追加する必要がある。ここで、 $V_{TPC} [\ell]$  は  $\mu$ -TPC の体積、 $F [\ell/day](= 10^3/24/60 \times f [\text{ml}/\text{min}])$  はガス循環の流量、 $P$  はラドンが活性炭を通過した際の吸着率である。この式 (42) を解くと、

$$N_{Rn} = \frac{R_{in}}{\lambda_{Rn} + \frac{FP}{V_{TPC}}} \left[1 - e^{-(\lambda_{Rn} + FP/V_{TPC})t}\right] \quad (43)$$

を得る。この式から、流量が多いほど、また  $\mu$ -TPC の体積が小さいほどラドンの個数は減少し、増加の時定数は速くなることが分かる。ラドンの崩壊の時定数  $\lambda_{Rn}(= \log 2/T_{1/2}) = 0.181 \text{ days}^{-1}$ 、 $\mu$ -TPC の体積  $V_{TPC} \simeq 125 \ell$ 、ラドンの吸着率  $P = 1$  とし、いくつかの流量  $f$  についてのラドンの時間変化を図 6.2 の点線に示す。このことから、 $fP = 150 \text{ ml}/\text{min}$  以上の能力を持つ装置を製作すれば、ラドンの崩壊率を 1/10 以下に低減することが可能であると考えられる。

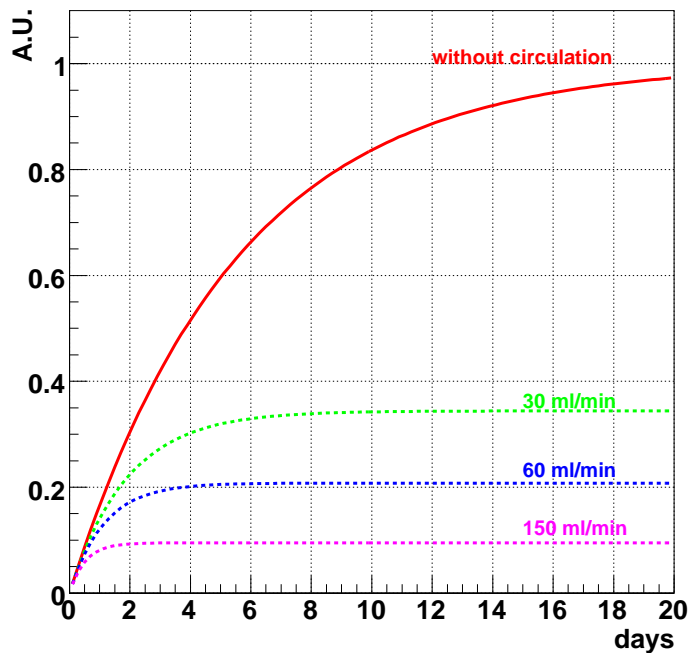


図 6.2:  $^{222}\text{Rn}$  の崩壊率の計算値。横軸は時間 (日)、縦軸はラドンの量 (A.U.) である。赤実線は循環システムがない場合の時間発展である。点線は循環システムによるラドン除去を行った場合に予想される時間発展であり、三種類の流量 30 ml/min, 60 ml/min, 150 ml/min について、 $\mu$ -TPC の体積  $V_{\text{TPC}} \simeq 125 \ell$  (実際の値) を用い、ラドンの吸着率  $P = 1$  (仮定) を用いた。

### 6.1.2 ラドンの 線のエネルギー

$^{222}\text{Rn}$  と  $^{210}\text{Pb}$  の間にある核種の半減期が数マイクロ秒から数十分と、 $^{222}\text{Rn}$  の半減期に比べて速いことから、 $^{222}\text{Rn}$  が崩壊すると  $^{210}\text{Pb}$  までは一連の流れとして短期間に崩壊する。そのため、 $\mu$ -TPC 内で  $^{222}\text{Rn}$  が崩壊すると、その娘核  $^{218}\text{Po}$ 、 $^{214}\text{Po}$  から放出される 線も検出される。

$^{222}\text{Rn}$  の崩壊で生じる娘核  $^{218}\text{Po}$  は 90% 以上が正に帯電していることが知られており [67]、 $\mu$ -TPC 内のドリフト電場により負の電圧がかかっているドリフトプレーンに移動すると考えられる。 $^{218}\text{Po}$  の半減期が数分と、ドリフトに要する典型的な数十  $\mu$  秒に比べて十分大きいので、 $^{218}\text{Po}$  はドリフトプレーンに貼りつき、その状態で崩壊すると考えられるため、 $^{218}\text{Po}$  からの 線が  $\mu$ -TPC 内に放出される確率は半分になる。 $^{218}\text{Po}$  の娘核も同様に、ドリフトプレーンに貼りつた状態で崩壊していくと考えられるため、 $^{214}\text{Po}$  の崩壊から放出される 線についても、 $\mu$ -TPC で検出される確率は半分になる。

以上の考察から、ウラン系列のラドンからは、 $^{222}\text{Rn}$  から放出される 5.490 MeV の 線と  $^{218}\text{Po}$  から放出される 6.003 MeV の 線と  $^{214}\text{Po}$  から放出される 7.687 MeV の 線が 2 : 1 : 1 の比で検出されると考えられる。そこで、実験で得られたラドンの 線によるピークは、中心値がそれぞれ 5.490 MeV、6.003 MeV、7.687 MeV である 3 つのガウシアンを 2 : 1 : 1 の比で足し合わせた関数を用いて行う。

## 6.2 ラドン除去システム

検出器のガス中のラドンを除去するために、冷却活性炭を用いたガス循環システムの製作と運用を行った。図 6.3 にシステムの概念図を載せる。ラドンを除去するために、循環ポンプで  $\mu$ -TPC 内のガスを循環させ、冷却した活性炭を通過させてラドンを活性炭に吸着させる。

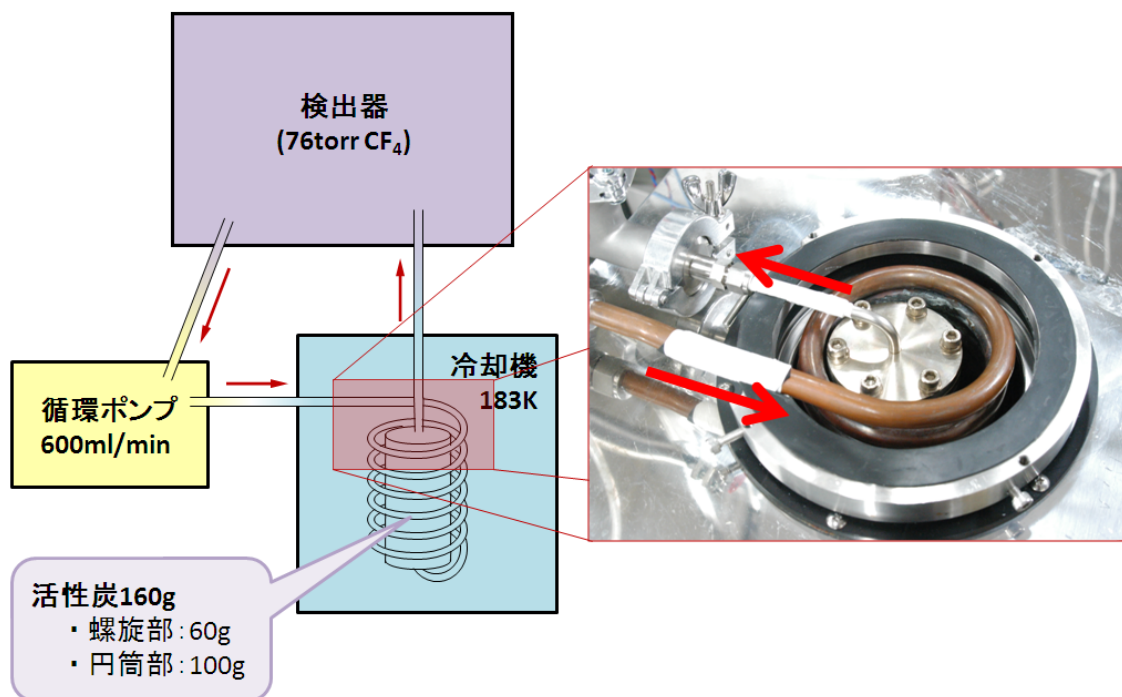


図 6.3: ラドン除去システムの概念図 (左)。 $\mu$ -TPC 内のガスをポンプで循環し、冷却した活性炭に通過させ、活性炭にラドンを吸着させる。右は活性炭容器を冷却器に入れた状態の写真。矢印の向きにガスを通過させる。

### 6.2.1 活性炭

活性炭には「ツルミコール 2GS」を用いた (図 6.4)。活性炭は多孔質構造を持ち、分子を吸着する性質があるため、ラドンを吸着させることができる。活性炭を封入する容器はガスの通過距離を稼ぐために外径 12.7 mm、内径 8 mm の螺旋状の銅パイプと、活性炭の量を稼ぐための円筒状のステンレス容器から成る (図 6.5)。螺旋部分に 60 g、円筒部分に 100 g の合計 160 g の活性炭を用いた。

活性炭の吸着量が限界に達した場合はベーキングを行うことで活性炭は再びラドンを吸着できるようになる。これは、活性炭を過熱しながら真空ポンプで引き、活性炭が吸着しているガスを取り除くという操作である。活性炭は温度によって脱離率が異なり、常温 (20°C) で 58%、100°C で 92%、250°C で 99% の脱離率となるため、ベーキング時の温度は出来るだけ高く、少なくとも 100°C 以上は必要である。本研究では、装置組上げ後にそれまでに吸着したラドンを脱離するた

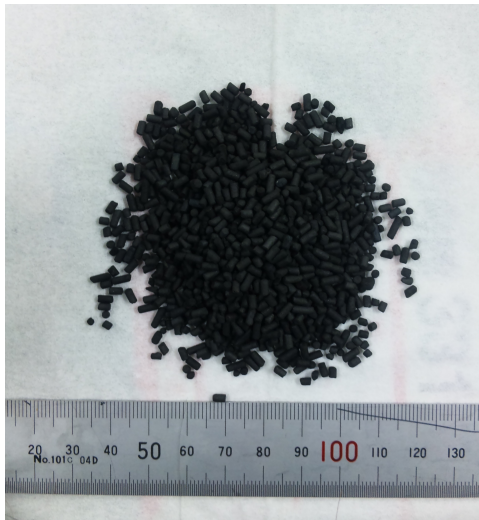


図 6.4: 活性炭「ツルミコール 2GS」の写真。約数 mm の粒状であり、活性炭容器や銅パイプに封入することができる。



図 6.5: 活性炭を封入し、ガスを通わせる容器。外側の直径 12.7 mm の螺旋状の銅パイプと、内側の円筒状のステンレス容器から成る。銅パイプの曲げ加工は、パイプベンダーを用いて行った。

めにベーキングを行った。過熱にはリボンヒーターを用い、熱電対で温度を測定した(図 6.6)。熱を逃さないために、活性炭の周囲にアルミホイルを巻いた(図 6.7)。その結果、設定温度の 250°C に到達し、24 時間のベーキングを行った。

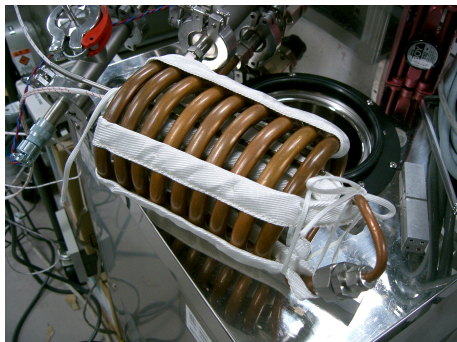


図 6.6: 活性炭のベーキングを行うためのリボンヒーターの写真。リボンヒーターはガラス繊維で出来ており、高温に耐えることができる。

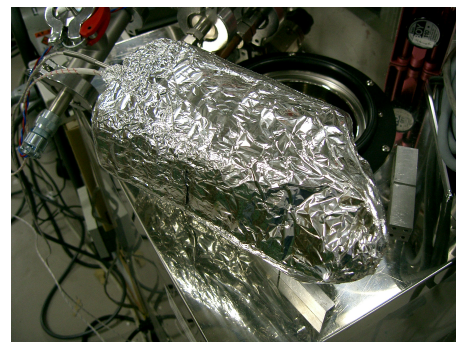


図 6.7: 活性炭のベーキングのために、アルミホイルで覆った写真。アルミホイルで覆うことで熱流出が抑えられ、目的の温度 250°C に到達した。

## 6.2.2 冷却

冷却器には冷却温度が 183 K である「柴田科学 クールマントラップ CT-910」を用いた。この冷却温度はラドンの沸点 211 K より低く  $\text{CF}_4$  の沸点 145 K よりも高い温度であり、ラドンの選択

的な除去が期待される。冷媒には 183 K においても液体状態を保つ「3M フロリナート FC-72」を用いた。フロリナートは揮発性が高いため、冷媒の蒸発による温度上昇を抑えるために蓋を取付けた（図 6.8）。フロリナートの液面の時間変化を調べると、蓋の設置前是一日で 1 cm 以上蒸発していたのに対し、蓋を取り付けることで 42 日で 3 cm の減少まで抑えられた。暗黒物質探索実験に使用するためには、数か月の安定動作が要求されるため、揮発性のない冷媒の使用や、更に密閉性の高い蓋の製作が必要である。白金抵抗により測定した冷媒の温度は 205 K であった。冷却器の仕様の冷却温度 183 K に達していない理由として、循環を行っているガスからの熱流入や、外部からの熱流入が考えられる。

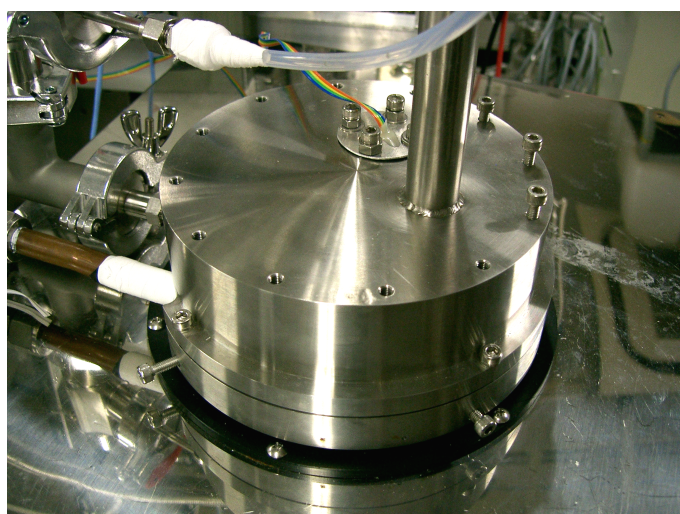


図 6.8: 冷却部の蓋。冷媒であるフロリナートの蒸発を抑える。

活性炭は  $\text{CF}_4$  ガスも吸着し、また、活性炭のガス吸着率は冷却温度によって変化するため、冷却温度の安定性がガス圧力の安定性に直結する。μ-TPC において、ガス圧力はガスゲインに影響する。現状の検出器では、5.2.3 章で議論した μ-PIC のゲインのばらつきよりも、ガス圧力の変動によるゲインの変動が小さければ問題ないと考えられる<sup>3</sup>。図 5.8 から μ-PIC のゲインのばらつきは ±20% 程度であり、ゲインと圧力は、μ-PIC の印加電圧の関係（図 4.3）の横軸  $V$  を  $E/p$  と読み替えることが可能であるため、圧力の変動は ±4% 程度に抑える必要がある。ここで、 $E$  はドリフト電場、 $p$  はガスの圧力である。現在のシステムにおける冷媒温度、及びガス圧力の安定性は図 6.9 のようになっている。図から分かるように、冷媒温度に対して圧力が敏感に反応しており、最大で ±15%、20 日目以降で ±9% の圧力変動が存在し、20 日目以降の比較的安定した状態でも変動を半分以下に抑える必要がある。この温度変化の要因は完全には解明できていないが、恐らく外部からの熱流入が原因となっていると推察される。システムの安定性を十分確保するために、今後は冷却器周囲の断熱機構や冷媒の熱設計を改良していく必要がある。

<sup>3</sup>将来的に長期測定を行う際には、ゲイン変動を 1% 以下に抑えた上でガス圧力からの補正を加える必要がある。



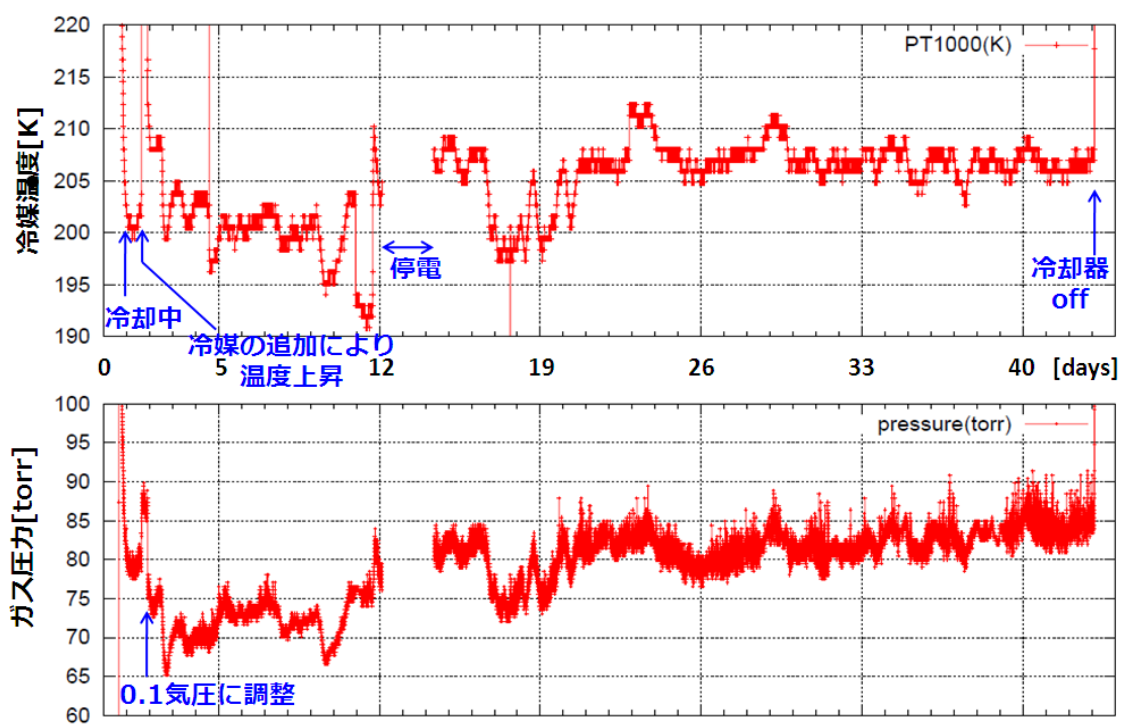


図 6.9: 冷媒温度とガス圧力のモニタ。

### 6.3 ラドン除去システムの結果

ラドン除去システムの除去能力について、除去システム無しの状態でのラドンの計数率の変化と比較して説明する。図 6.10 はバックグラウンド測定時に得られたデータのエネルギーと飛跡長の関係である。黒線は SRIM の計算による 粒子が 76 torr の  $\text{CF}_4$  中を走るときのエネルギーごとの飛程である。データ点の分布と SRIM の計算による線は一致し、 $\sim 6 \text{ MeV}$  の 線が 15 cm 以上のところに分布していることが分かる。ラドン事象に対する感度を十分に保つために、9 cm 以上の事象を選択して、描いたバックグラウンドのエネルギースペクトルを図 6.11 に示す。ガスを交換してから 1 日目、5 日目、9 日目、19 日目のスペクトルについて、ラドン除去システムを適用しなかったとき（左列）と、適用したとき（右列）を示してあり、ラドン除去システムが機能していることが分かる。図 6.12、は飛跡長が 9 cm 以上であり、エネルギーが 4000 keV から 8000 keV の範囲にある事象数の時間変化を示したものである。20 日目のラドン計数率を約 1/4 に低減することができた。

ラドン除去システムを用いなかった場合の時間変化の様子を見ると（青線）、ウラン系列のラドンの浸み出しの式 41 とよく合っており、検出器にはトリウム系列の放射性不純物はほとんど含まれず、ウラン系列の放射性不純物が多くを占めると推察される。ラドン除去システム適用後は、ほぼ一定の値で推移しており（赤線）、循環系のあるときのラドンの浸み出しの式 43 において  $fP$  が 60 ml/min のときの時間変化とよく合う。ただし、トリウム系列の  $^{220}\text{Rn}$  も同様にほぼ一定の時間依存性となるため、残留しているラドンはトリウム系列の  $^{220}\text{Rn}$  である可能性もある。もし残留しているラドンがウラン系列の  $^{222}\text{Rn}$  であるならば、実効的に 150 ml/min 以上の  $fP$  を与えられる循環ポンプを用いることで、ラドンの量が 1/10 に低減することが期待される。

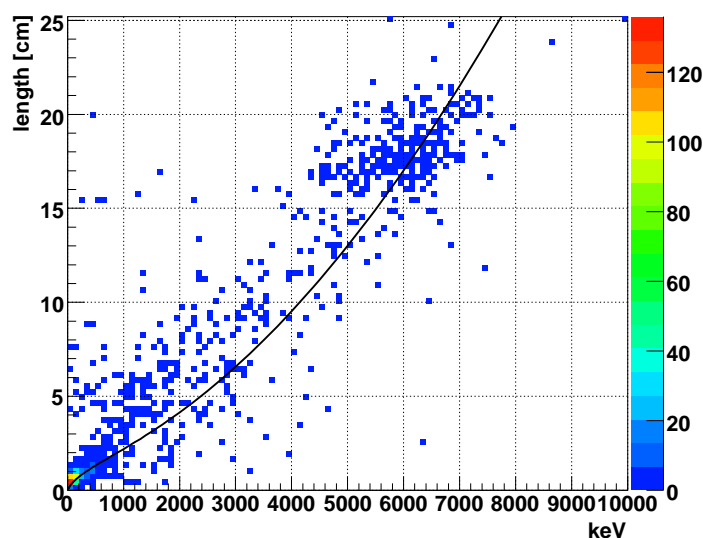


図 6.10: バックグラウンド測定時のエネルギーと飛跡長の関係。黒線は SRIM の計算による 粒子の 76 torr の  $\text{CF}_4$  中でのエネルギーごとの飛程である。

### without cooled charcoal

### with cooled charcoal

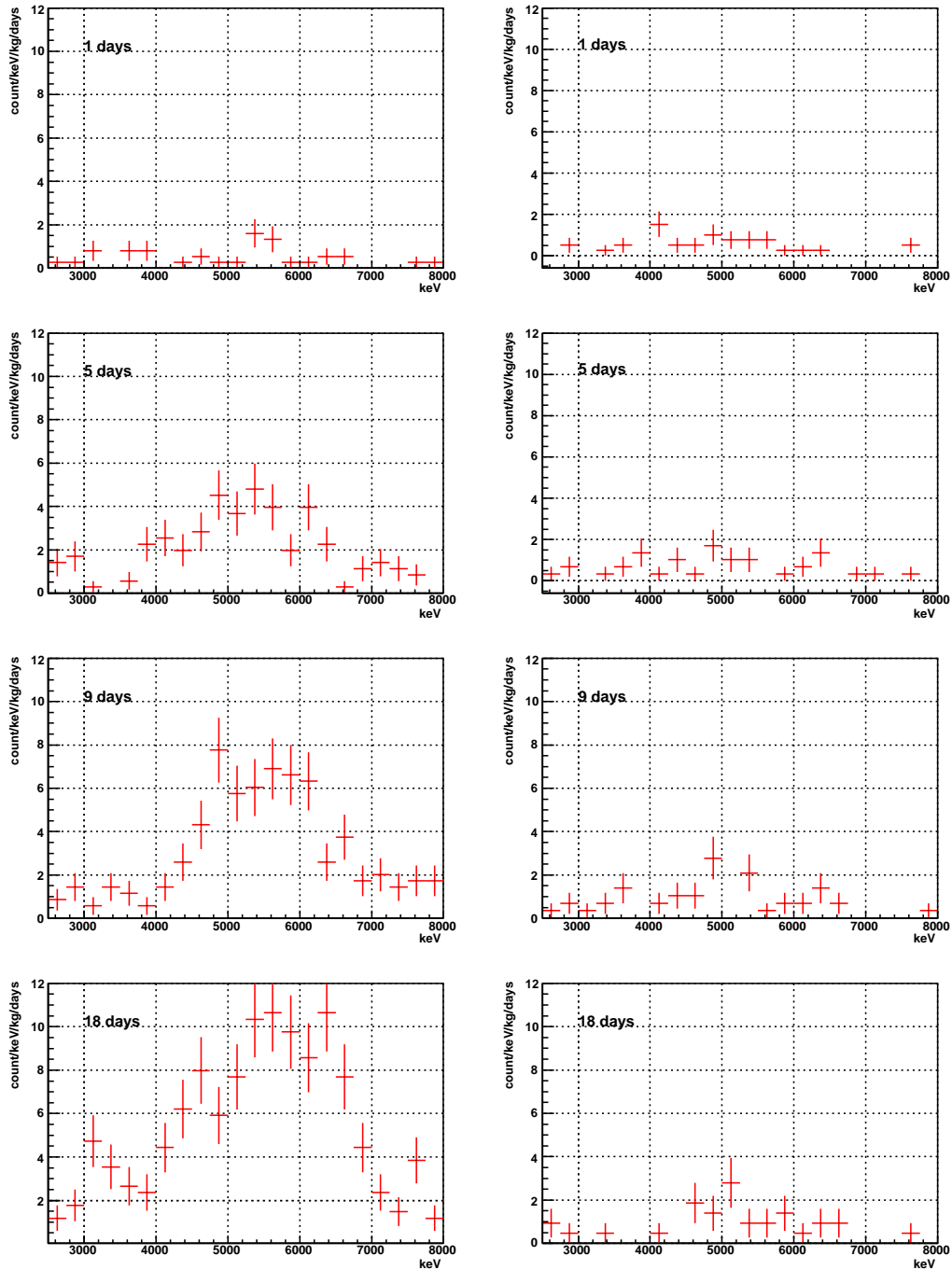


図 6.11: 飛跡長が 9 cm 以上の事象を抽出したバックグラウンドのエネルギースペクトル。左の列はラドン除去システムを用いなかったとき、右は用いたときのものである。上からガスを交換してから 1 日目、5 日目、9 日目、19 日目のものである。

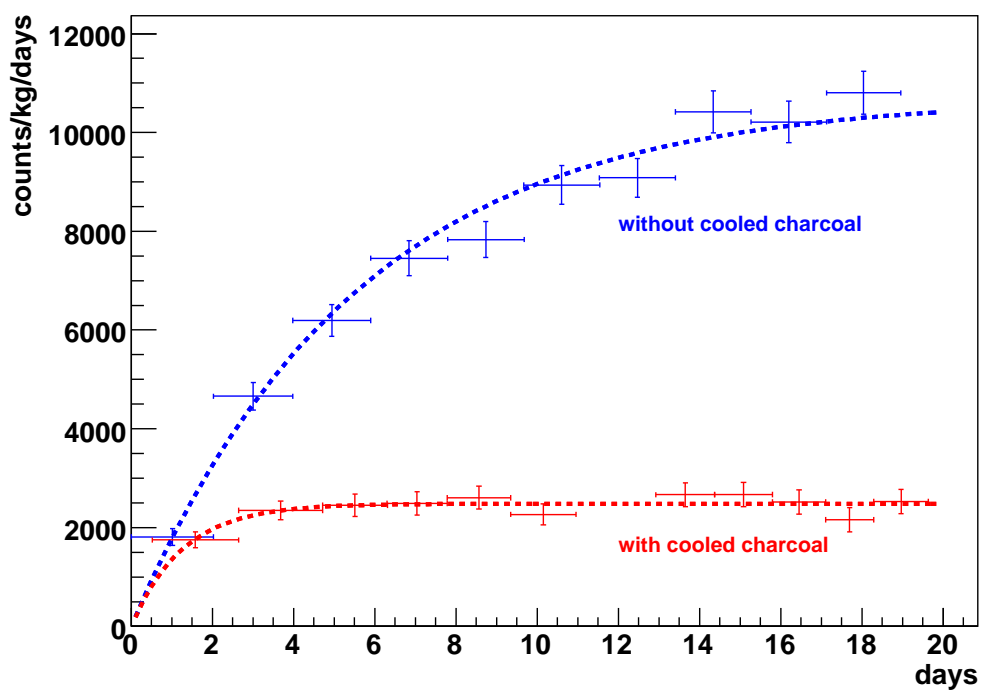


図 6.12: ラドンピークの時間変化のグラフ。赤はラドン除去システムを使用したとき、青は不使用のとき。青点線はそれぞれデータ点をラドンの浸み出しの式 41 において、 $^{222}\text{Rn}$  の半減期を代入した式を用いてフィッティングを行った結果である。また赤点線はラドン除去システム使用時のデータ点に対し、循環系が存在するときのラドン染み出しの式 43 でフィッティングを行った結果である。

## 7 低圧ガスを用いた低エネルギー閾値化

4.3 章で論じたように、 $\mu$ -TPC に使用するガス圧力を下げると原子核反跳の飛跡が伸び、これまで短すぎて捉えることの出来なかった低エネルギー側の事象を検出可能になる。この結果、図 4.9 に示すように暗黒物質に対する感度が上昇すると期待される。先行研究による 152 torr の  $\text{CF}_4$  を用いた場合の  $\mu$ -TPC の角度分解能は 100 – 200 keV の原子核反跳に対して  $55^\circ$  であり、それ以下のエネルギーの事象に対しては飛跡が短すぎるために角度分解能を求めることができず、100 keV がエネルギー閾値であった。ガス圧力を半分にする事で飛跡の長さがこれまでの 2 倍程度に伸び、エネルギー閾値は半分の 50 keV 程度まで下げることができると考えられる。そこで、ガス圧力を 76 torr にすることによってエネルギー閾値を低下させる研究を行った。

### 7.1 検出効率

76 torr の  $\text{CF}_4$  を封入した  $\mu$ -TPC における、原子核反跳事象の検出効率を、中性子を照射した測定データとシミュレーションデータを比較することで求めた。本測定では低圧ガスを用いているため飛跡長が伸び、これまでは nhit カットで取得できなかった低エネルギー領域において検出効率が上がることが予想される。

検出効率を測定するために、中性子線源  $^{252}\text{Cf}$  を  $(-26, 0, 0)$ 、 $(0, -26, 0)$ 、 $(0, 0, -57)$  の 3 種類の場所に設置し、内部トリガーモードでそれぞれデータを取得した。ここで、3 箇所に置いたのは、入射方向依存性をキャンセルするためである。また、シミュレーションデータは Geant4 を使って作成し、不感時間を差し引いた測定時間と  $^{252}\text{Cf}$  の 2002 年 7 月 12 日における放射線強度 2.2 MBq 及び半減期  $T_{1/2} = 2.645 \text{ year}$  を考慮して規格化した。図 7.1 は 3 箇所に  $^{252}\text{Cf}$  線源を設置したときの原子核反跳のエネルギースペクトルの平均（赤線）と、同じ座標に線源を置いたシミュレーションによって得られたエネルギースペクトル（青線）である。実験で得られたエネルギースペクトルをシミュレーションで得られたエネルギースペクトルで割ることで図 7.2 の赤線に示す検出効率を得る。比較のため、図 7.2 には 152 torr のときの検出効率を青線で示す。低エネルギーでの検出効率の落ちは、nhit によるカットによるものである。検出効率の落ちてゆくエネルギー範囲について、異なる条件の下で同程度の検出効率を得られれば、飛跡検出力（角度分解能）に関しても同程度の性能が得られると考える。高エネルギー側において、データがシミュレーションを上回っているが、シミュレーションの構成物と実際の検出器の違いによるものと考えられる。ガス圧力が 76 torr と 152 torr における検出効率の相対的な比較を行うことで、シミュレーションの不完全さを補う。152 torr の 100 keV（エネルギー閾値）における検出効率 1.0 を得られるエネルギーは 76 torr では 70 keV となった。このことから、圧力を半分にしたことでより低エネルギー事象を検出できるようになったと言える。ここで、エネルギー閾値の目安となる値<sup>4</sup>が 50 keV まで達さなかったのは、飛跡が伸びることで単位長さ当たりの電荷が半分になるこ

<sup>4</sup>実際にエネルギー閾値と定義するためには、角度分解能の測定が必要である。

と必要なガスゲインが2倍に上昇し、現行のガスゲインでは取得しることができなかったためであると考えられる。

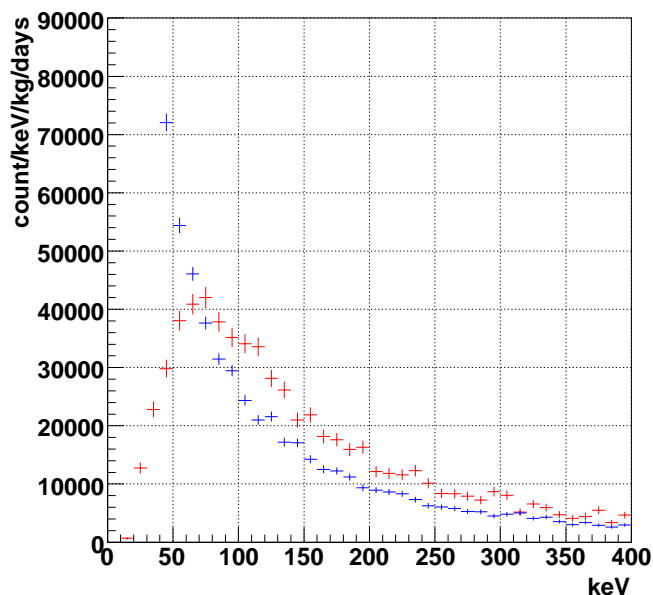


図 7.1: 中性子による弾性散乱の測定したエネルギースペクトル（赤線）とシミュレーション（青線）。

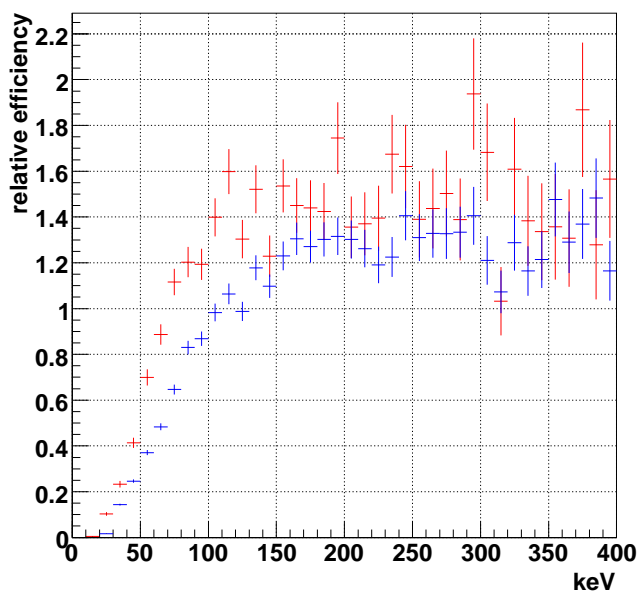


図 7.2:  $\mu$ -TPC の原子核反跳事象の検出効率。赤線はガス圧力が 76 torr、青線はガス圧力が 152 torr のときである。

## 7.2 飛跡方向決定のアルゴリズム

本研究では、先行研究の半分のガス圧力、76 torr で検出器を動作させた。また、本研究で用いた検出器 NEWAGE-0.3b はドリフト長が 50 cm と、NEWAGE-0.3a の 30 cm よりも長い。以上の二点はともにドリフト時の電子の拡散を大きくさせるため、飛跡方向決定の、本研究に特化したアルゴリズムを開発した。

まず、電子の拡散を測定した。中性子線源  $^{252}\text{Cf}$  を  $(-32.5, 0, 0)$  に設置し、外部トリガーモードでデータを取得した。図 7.3 は原子核反跳事象の一例である。この図において、四角形の頂点や線分の端点は同一クロックでのヒット点を表す。XY 面におけるヒット点分布の X と Y の幅をそれぞれ  $X_{\text{wid}}$ 、 $Y_{\text{wid}}$  とし、 $R_{\text{wid}} = \sqrt{X_{\text{wid}}^2 + Y_{\text{wid}}^2}$  と定義する。図 7.4 及び図 7.5 はエネルギーが 200 – 400 keV の範囲にある原子核反跳事象の、 $R_{\text{wid}}$  及び  $Z_{\text{wid}}$  のドリフト距離  $L_z$  依存性である。この図から、ドリフト距離  $L_z$  が短いほど  $R_{\text{wid}}$  も短く、またドリフト距離  $L_z$  が長くなるにつれて  $R_{\text{wid}}$  も長くなるのが分かる。これは、電子の拡散のドリフト方向に垂直な成分の表れである。一般に、電子の拡散はドリフト距離  $L_z$  の平方根に比例する。 $R_{\text{wid}}$  はももとの飛跡長を xy 面に投影した距離と、 $\sqrt{L_z}$  に比例した電子の拡散距離の和とみなすことができる。一方、 $Z_{\text{wid}}$  に関してははっきりとしたドリフト距離  $L_z$  依存が見られない<sup>5</sup>。これは、位置演算装置の現行ファームウェアが信号の立ち上がりをもってヒット点を出力しているため、飛跡の電子雲の検出面に近い部分のみを検出しており、電子拡散のドリフトに並行な成分が検出されないためである。

次に、実際の方向決定アルゴリズムについて解説する。低エネルギー 50 – 400 keV の原子核反跳事象はヒット点が少なく、また電子のドリフト時の拡散の影響があるため、単純にクロックの代表点  $((X_{\text{max}} + X_{\text{min}})/2, (Y_{\text{max}} + Y_{\text{min}})/2, T/V_{\text{drift}})$  を結び、原子核反跳の方向を決定するという手法では不十分である。位置演算エンコーダから出力されるクロックごとの位置情報  $X_{\text{max}}$ 、 $X_{\text{min}}$ 、 $Y_{\text{max}}$ 、 $Y_{\text{min}}$  の 4 点を持つ情報を活用することを考え、クロックごとの  $(X_{\text{max}}, Y_{\text{max}})$ 、 $(X_{\text{max}}, Y_{\text{min}})$ 、 $(X_{\text{min}}, Y_{\text{max}})$ 、 $(X_{\text{min}}, Y_{\text{min}})$  の 4 点について、直線フィットを行う。距離が長いものがその飛跡の方向を良く反映していると考えられるため、長さを重みにして 4 本の直線の加重平均を取ることで 1 本の直線を得る。

また、xy と z では検出方法が異なっているため、飛跡の形状に対する応答が xy と z で異なる。これを補正するため、直線の傾きに対して係数  $\alpha$  をかける補正を行う。図 7.4 から分かるように、xy に関しては  $\sqrt{L_z}$  に比例した電子の拡散があるため、 $\alpha$  は  $\sqrt{L_z}$  依存性があると考えられるので、 $\alpha = a + b\sqrt{L_z}$  と仮定する。この  $a$  と  $b$  を実験的に求めるために、 $(-32.5, 0, 0)$  及び  $(0, 0, 57)$  に中性子線源  $^{252}\text{Cf}$  を設置して中性子を照射したときのデータを取得した。それぞれ X 軸及び Z 軸に平行な事象が多く期待されるため、「X 照射」「Z 照射」と呼ぶ。得られたデータの中でドリフト距離の短い事象 (0 – 10 cm) を選別し、線源からの反跳角  $\theta$  の余弦分布を X 照射、Z 照射の測定それぞれについて確認する。この事象選別では  $L_z$  が小さいので、 $\alpha \sim a$  と仮定することができる。 $a$  を大きくすると、Z 照射の余弦分布が前方散乱を示す一方で X 照射の余弦分布の前方

<sup>5</sup>  $L_z < 10$  cm 以下でゆるやかな立ち上がりが観測されているが、これに関しては原因は不明である。

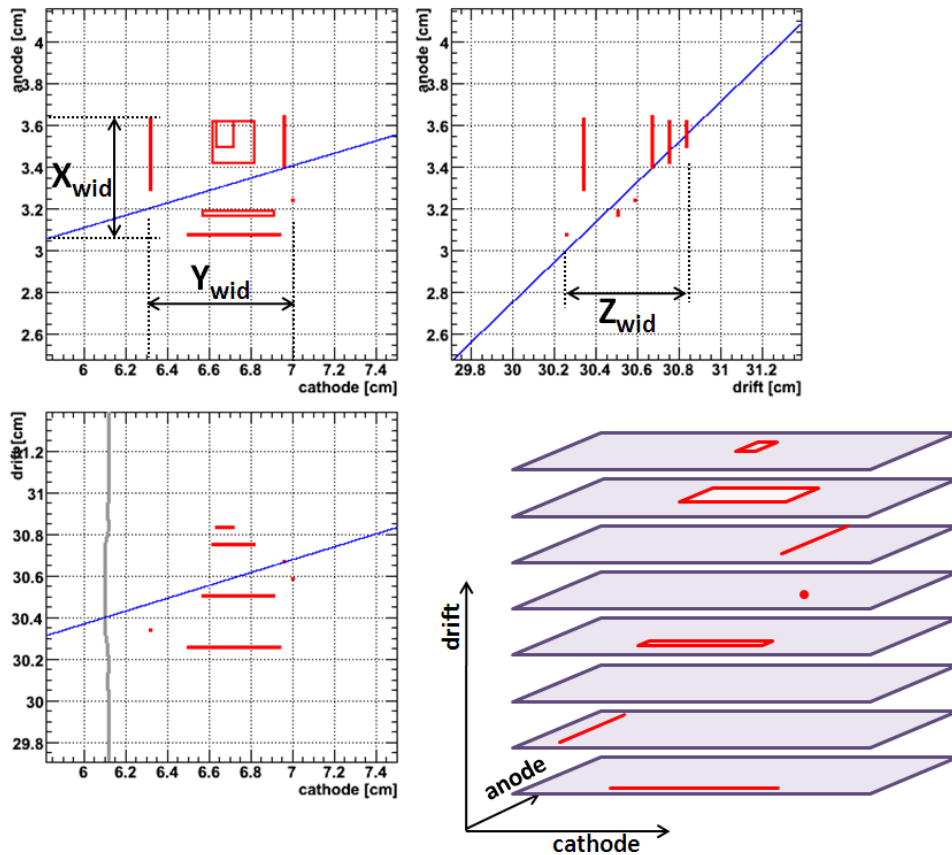


図 7.3: 原子核反跳事象の飛跡の一例。右下の概念図はクロックごとのヒット点の分布を三次元的に表したものである。

散乱は見えなくなる。 $a$  が小さいと逆となり、 $X$  照射及び  $Z$  照射が共に前方散乱を正しく示すパラメータ  $a = 0.45$  を決定できる。また、遠い事象 (40 – 50 cm) に関しては  $a$  を既知として同様の試行を行い、 $b$  を決定した。結果、係数は  $\alpha = 0.45 + \sqrt{L_z/20}$  とした。以降では各事象に対してこのようなアルゴリズムで求めた方向を用いて解析を行った。ここで、先行研究 [68] では内部トリガーモードで取得したデータを用いているため、今回の測定のように  $z$  依存性を考慮した解析にはなっていない。

### 7.3 検出効率の方向依存マップ

$\mu$ -TPC に用いている画像検出器  $\mu$ -PIC が直行するストリップ読み出しを行っていることから、 $\mu$ -PIC 面で捉えられる二次元的な方向に関して、感度は一様でない。 $z$  方向 (ドリフト方向) に関する情報も、 $xy$  面とは原理的に異なる手法による検出であるため、感度は一様とならない。このように、 $\mu$ -TPC には三次元方向に対して検出器として感度の違いがある。前節で論じたアルゴリズムによる感度補正に加えて、統計的に補うため、検出器の方向ごとの検出効率 (以後、検出効率の方向依存マップと呼ぶ) を求める必要がある。



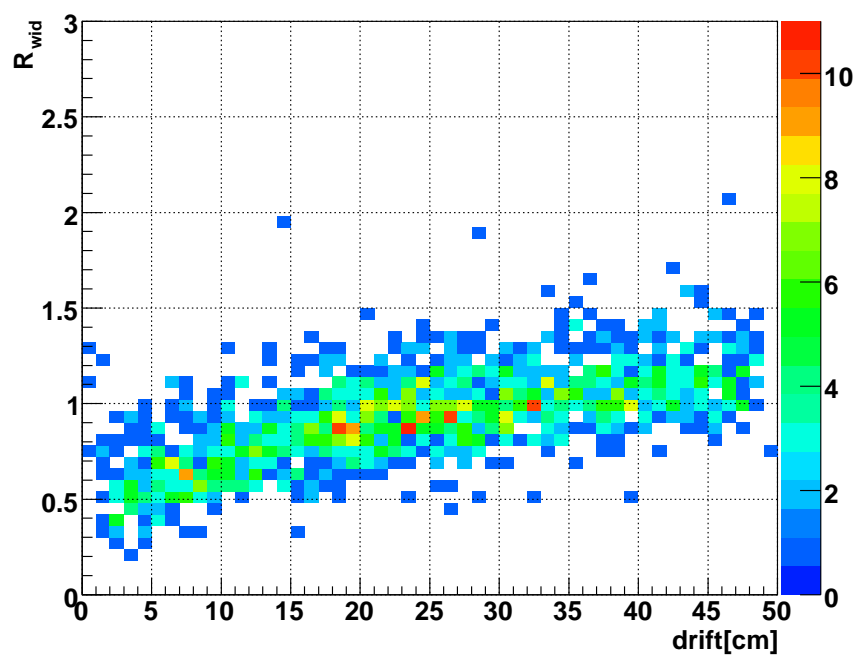


図 7.4: 原子核反跳事象における、 $R_{wid}$  のドリフト距離依存性。

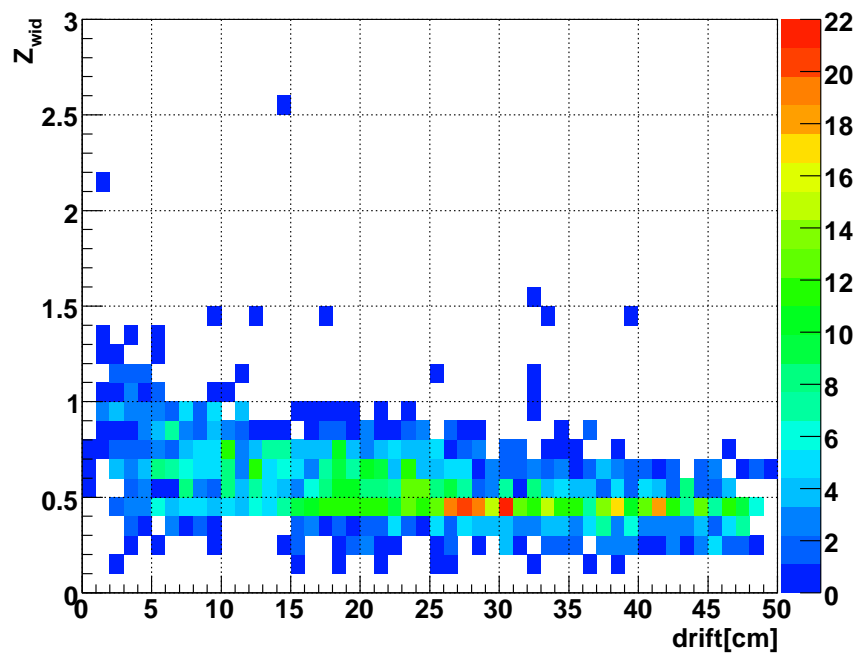
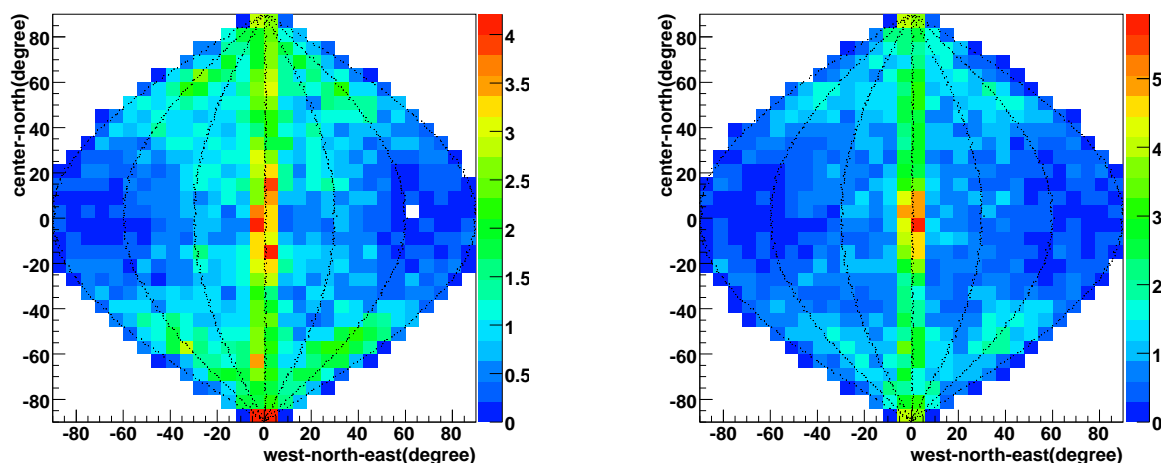


図 7.5: 原子核反跳事象における、 $Z_{wid}$  のドリフト距離依存性。

Geant4のシミュレーションによると、中性子線源 $^{252}\text{Cf}$ を $(32.5, 0, 0)$ 、 $(-32.5, 0, 0)$ 、 $(0, 32.5, 0)$ 、 $(0, -32.5, 0)$ 、 $(0, 0, 57)$ 、 $(0, 0, -57)$ の6種類の場所に設置して得られたデータを1:1:1:1:1.3:1.3の比率で足し合わせると原子核反跳飛跡の三次元方向に関して $\sigma \leq 0.17$ の等方な分布が得られる。そこで、これら6種類の場所に $^{252}\text{Cf}$ を順次設置し、外部トリガーモードでデータを取得し、「一様照射」を実験的に模した。図7.6は得られた6種類のデータを上記の比で足し合わせた結果である。この結果が、感度の方向依存マップである。赤や黄色の領域は、実際に得られた以上にその方向の原子核反跳事象であると解析されている、ということを表している。実測データに対しては、得られた天球図に対してこのマップで割るという操作によって感度の補正を行う。この際、全計数率は保たれるように規格化を行う。また、この図には方位角が $-90^\circ \sim +90^\circ$ 、仰角が $-90^\circ \sim +90^\circ$ と、天球の半分の領域のみが描画されている。これは、現在のデータ取得方法では飛跡の前後を判定することができないためである。



(a) 100 – 200 keV

(b) 200 – 400 keV

図 7.6: 2 種類のエネルギー領域ごとに求めた、検出器の方向の検出効率。

## 7.4 角度分解能

到来方向に感度を持つ暗黒物質探索において、検出器の角度分解能は暗黒物質に対する感度に影響する。図7.7は角度分解能ごとに求めた中性子と原子核散乱における散乱角 $\theta$ の余弦分布である。この図から、前方散乱のピークの立ち方は角度分解能を反映することが分かる。これを用いて、76 torrの $\text{CF}_4$ を用いた $\mu$ -TPCの角度分解能を測定した。

$\mu$ -TPCの角度分解能を以下のようにして求める。まず、中性子線源 $^{252}\text{Cf}$ を $(32.5, 0, 0)$ 、 $(-32.5, 0, 0)$ 、 $(0, 32.5, 0)$ 、 $(0, -32.5, 0)$ 、 $(0, 0, 57)$ 、 $(0, 0, -57)$ の6か所に順次設置し、外部トリガーモードでデータを取得し、検出効率の方向依存マップによる補正を加え、原子核飛跡と中性子の到来方

向のなす角  $\theta$  の余弦分布を 6 か所それぞれ求めた。得られた 6 つの余弦分布は前章と同様に 1:1:1:1:1.3:1.3 の加重平均をとり、方向依存のない余弦分布とする。次に、Geant4 シミュレーションを用いて同様のデータを生成、同じ加重平均をとり、方向依存のない余弦分布を作成する。最後に、シミュレーションの余弦分布を角度分解能  $\sigma$  で球面ガウス分布を持たせ、測定した余弦分布と比較する。 $\sigma$  に対して  $\chi^2$  を求め、 $\chi^2$  値が最も小さくなるときの  $\sigma$  を  $\mu$ -TPC の角度分解能とする。

図 7.7 は、シミュレーションで求めた余弦分布を角度分解能  $\sigma = 0^\circ, 22.5^\circ, 45^\circ, 67.5^\circ, 90^\circ$  で球面ガウス分布を持たせたヒストグラムである。余弦分布はエネルギーごとに異なるため、50 – 100 keV, 100 – 200 keV, 200 – 400 keV の三種類のエネルギー領域ごとに計算した。

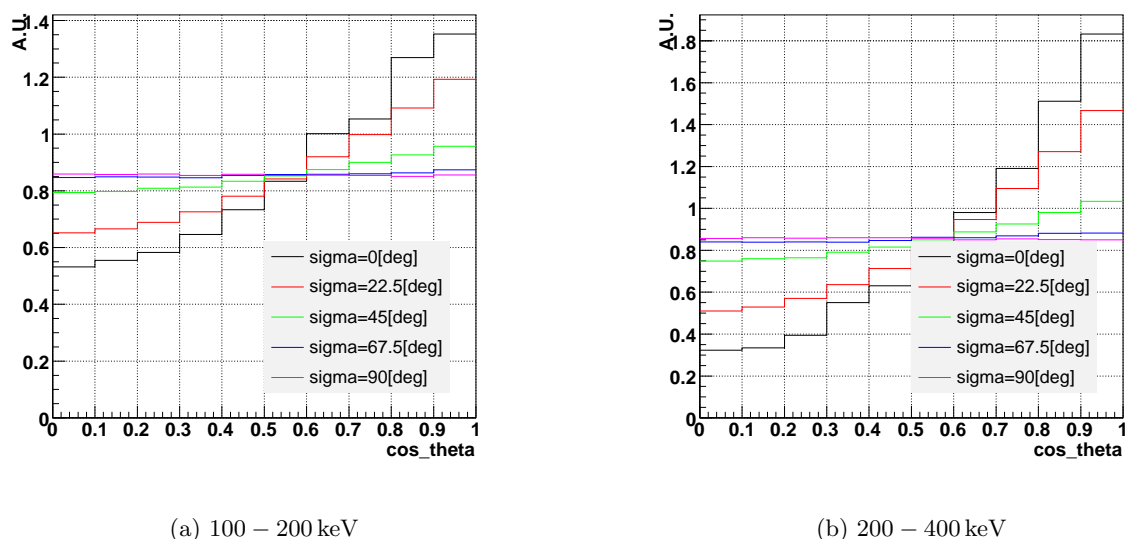
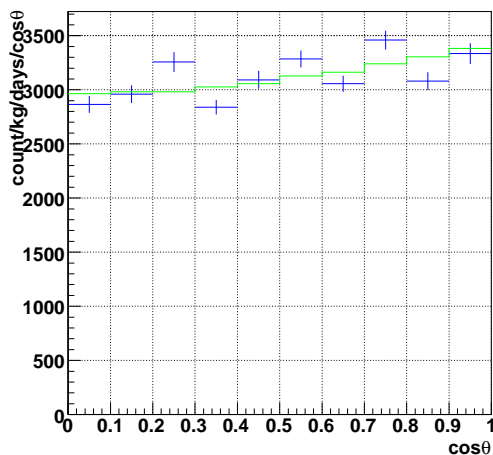


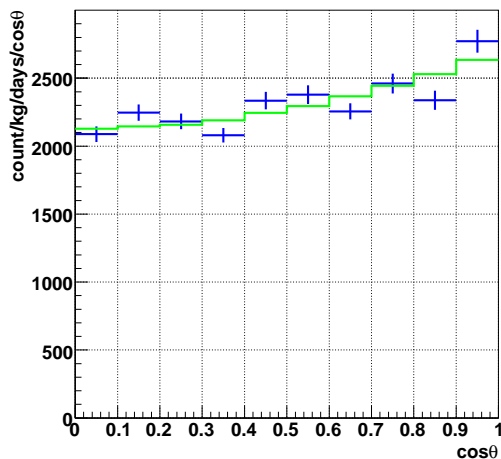
図 7.7: シミュレーションにより求めた、2 種類のエネルギー領域ごとの中性子による原子核散乱の余弦分布。5 本の線（黒、赤、緑、青、紫）はそれぞれ角度分解能が  $\sigma = 0^\circ, 22.5^\circ, 45^\circ, 67.5^\circ, 90^\circ$  のときの分布である。

中性子線源  $^{252}\text{Cf}$  を  $(32.5, 0, 0)$ 、 $(-32.5, 0, 0)$ 、 $(0, 32.5, 0)$ 、 $(0, -32.5, 0)$ 、 $(0, 0, 57)$ 、 $(0, 0, -57)$  に順次設置して測定を行い得られた余弦分布の加重平均を、図 7.8 の青線に示す。このとき、反跳エネルギーは 100 – 200 keV 及び 200 – 400 keV の範囲の事象を用いた。この領域よりも低いエネルギーにおいては、現状の方向決定アルゴリズムでは前方散乱を確認することができない。これは、飛跡が短く、電子のドリフト時の拡散により電子分布の形状が乱れ、もともとの飛跡の方向を抽出するのが困難であるためである。今後、方向決定アルゴリズムの改良により、より低エネルギー側の角度分解能についても評価を行う予定である。図中の緑線はシミュレーションの余弦分布であり、測定データとの  $\chi^2$  値が最小のときの角度分解能で球面ガウス分布を持たせてある。また、 $\chi^2$  値を角度分解能ごとに表したグラフを図 7.9 に示す。 $\chi^2$  値が最小のときの  $\sigma$  は、等方照射に対する角度分解能とみなすことができ、図 7.10 に今回測定した角度分解能についてエネルギーごとに示す。図 7.11 は NEWAGE-0.3a (152 torr) の角度分解能である。データ取得時

のトリガーモードが異なるため、条件を揃えての比較ではないが、 $\mu$ -TPC に 76 torr の  $\text{CF}_4$  を用いて 152 torr のときと同等の角度分解能を得ている。今後、十分なガスゲインを獲得できるようにすることで 152 torr のときよりも良い角度分解能を得ることができると期待される。

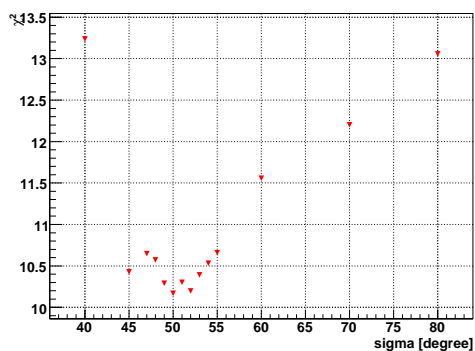


(a) 100 – 200 keV

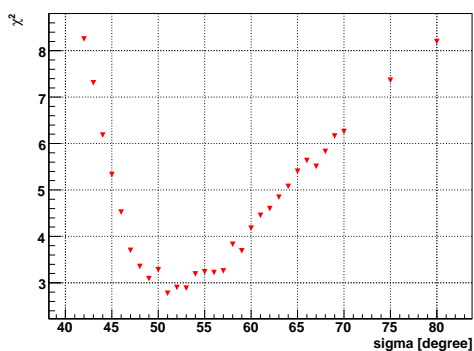


(b) 200 – 400 keV

図 7.8: エネルギーごとに測定した余弦分布 (青線)。中性子線源  $^{252}\text{Cf}$  を  $(32.5, 0, 0)$ 、 $(-32.5, 0, 0)$ 、 $(0, 32.5, 0)$ 、 $(0, -32.5, 0)$ 、 $(0, 0, 57)$ 、 $(0, 0, -57)$  に設置したときに得られた余弦分布の 1 : 1 : 1 : 1 : 1.3 : 1.3 の加重平均である。緑線は 100 – 200 keV と 200 – 400 keV においてそれぞれ角度分解能  $\sigma = 42^\circ$  及び  $\sigma = 50^\circ$  で球面ガウス分布を持たせたシミュレーションの余弦分布である。



(a) 100 – 200 keV



(b) 200 – 400 keV

図 7.9: 測定した余弦分布と角度分解能  $\sigma$  で球面ガウス分布を持たせたシミュレーションの余弦分布を比較したときの  $\chi^2$  値。

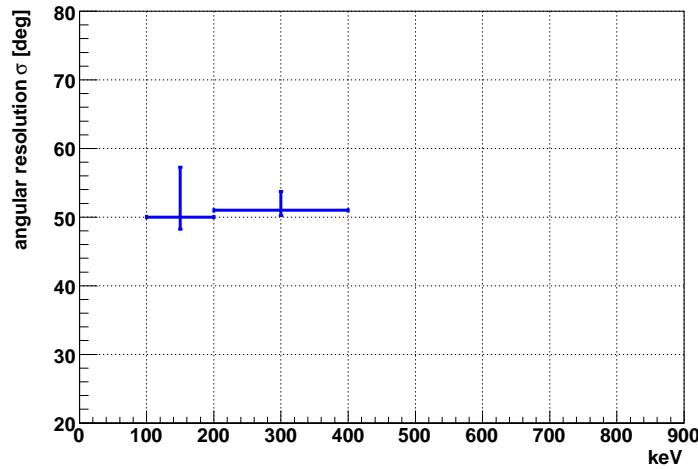


図 7.10: 今回の測定による、エネルギーごとの  $\mu$ -TPC の角度分解能。

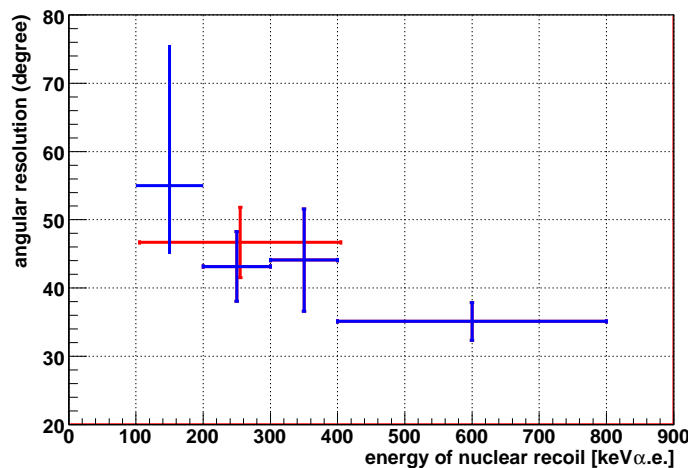


図 7.11: 先行研究の NEWAGE-0.3a (152 torr) による、エネルギーごとの  $\mu$ -TPC の角度分解能 [2]。

## 7.5 エネルギー閾値と今後の展望

$\mu$ -TPC のガス圧力を 152 torr から 76 torr にしたことで、図 7.2 に示すようにエネルギー閾値の目安となる値が 100 keV から 70 keV に下がった。今後、十分なガスゲインを得ることができるようになることで、50 keV まで下がると期待される。

また、方向性に感度を持つために必要な、角度分解能の解析を行い、100 – 200 keV のエネルギー領域において 50°、また 200 – 400 keV において 51° の角度分解能を得た。今後、さらに低エネルギー側における角度分解能を計算できるように方向決定アルゴリズムの改良を行い、方向に感度を持つ検出器としてのエネルギー閾値を下げしていく。

## 8 結論

NEWAGE 実験において、暗黒物質の到来方向に感度を持つ手法を用いて DAMA の示唆する領域の探索に必要な感度を目指して、バックグラウンド低減及びエネルギー閾値低下の研究を行った。

バックグラウンド低減の研究として冷却活性炭を用いたラドン除去システムの製作、運用、評価を行った。ラドン除去システムを導入したことにより、ラドンの量は除去システム導入前の 1/4 に減少し、このシステムでラドン除去が効果的になされていることが確認された。残留しているラドンがウラン系列であるならば、流量が 150 ml/min 以上の循環ポンプを用いることで当初の目標である 1/10 以下に低減することが期待される。また、運用中は冷却温度及びガス圧力の変動が要請値  $\pm 4\%$  に対して最大  $\pm 9\%$  と大きく、この点に関しては更なる改善が必要である。

エネルギー閾値低下の研究としてガス低圧化の研究を行った。 $\mu$ -TPC のガス圧力を 152 torr から 76 torr にすることで、エネルギー閾値の目安となる値は 100 keV から 70 keV へ低下した。今後、十分なガスゲインを得ることができるようになることで、50 keV まで下がると期待される。また、角度分解能の解析を行い、100 – 200 keV のエネルギー領域において  $50^\circ$ 、また 200 – 400 keV において  $51^\circ$  の角度分解能と、152 torr のときの角度分解能と同程度の値を得た。今後、さらに低エネルギー側における角度分解能を計算できるように方向決定アルゴリズムの改良を行い、方向に感度を持つ検出器としてのエネルギー閾値を下げていく。

## A 銀河系内の地球の運動

太陽系は銀河中心から約 8kpc の距離を回転しており、地球は太陽の周りを公転している。検出器の銀河ハローとの相対速度  $\mathbf{v}_E$  は以下のように書き表すことができる。

$$\mathbf{v}_E = \mathbf{u}_r + \mathbf{u}_S + \mathbf{u}_E \quad (44)$$

ここで、 $\mathbf{u}_r$  は銀河の回転速度、 $\mathbf{u}_S$  は局所基準系に対する太陽系の速度、 $\mathbf{u}_E$  は太陽に対する地球の速度（公転速度）である。これらの速度は銀河中心の方向を  $x$ 、銀河の回転方向を  $y$ 、北銀極の方向を  $z$  とする銀河座標を用いると、

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_r &= (0, 230, 0) \text{ km/s} \\ \mathbf{u}_S &= (9, 12, 7) \text{ km/s} \\ u_{E,i=x,y,z} &= u_{\text{orb}} (1 - e \sin(\lambda - \lambda_0)) \cos \beta_i \sin(\lambda - \lambda_i) \text{ km/s} \end{aligned}$$

である。ここで、 $u_{\text{orb}} = 29.79 \text{ km/s}$  は地球の公転速度の平均値、 $e = 0.016722$  は地球の公転軌道の離心率、 $\lambda_0 = 13^\circ \pm 1^\circ$  は公転軌道の短軸の黄経、 $\beta_i, \lambda_i$  は公転軌道の銀河座標との角度を表し、

$$\begin{aligned} (\beta_x, \beta_y, \beta_z) &= (-5.5303^\circ, 59.577^\circ, 29.812^\circ), \\ (\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z) &= (266.141^\circ, -13.3485^\circ, 179.3212^\circ) \end{aligned}$$

である。 $\lambda$  は地球の黄経であり、

$$\begin{aligned} \lambda(t) &= L(t) + 1.915^\circ \sin g(t) + 0.0020^\circ \sin 2g(t), \\ L(t) &= 280.460^\circ + 0.9856474^\circ t, \\ g(t) &= 357.528^\circ + 0.9856003^\circ t \end{aligned}$$

と書け、時間  $t$  は 1999 年 12 月 31 日の正午（UT）からの日である。以上から、地球はほぼ銀河の回転方向に沿って

$$v_E \simeq 244 + 15 \sin(2\pi y) \quad (45)$$

の速さで運動していることが分かる。 $y$  は 3 月 2 日からの経過時間を年で表したものである。図 2.1 は太陽系と地球の運動を模式的に表したものであり、6 月は地球の公転と太陽系の進行方向の向きが揃い、12 月には逆向きになる。

## B 暗黒物質の計数率およびエネルギースペクトルの計算

$R_0$  を用いると式 (14) は

$$R = R_0 \frac{k_0}{k} \frac{1}{2\pi v_0^4} \int v f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) d^3 v \quad (46)$$

と表すことができる。式 (11) の微分数密度を用いて積分を実行することで

$$\frac{R(0, v_{\text{esc}})}{R_0} = \frac{k_0}{k_1} \left[ 1 - \left( 1 + \frac{v_{\text{esc}}^2}{v_0^2} \right) e^{-v_{\text{esc}}^2/v_0^2} \right], \quad (47)$$

$$\frac{R(v_E, \infty)}{R_0} = \frac{1}{2} \left[ \pi^{1/2} \left( \frac{v_E}{v_0} + \frac{1}{2} \frac{v_0}{v_E} \right) \text{erf} \left( \frac{v_E}{v_0} \right) + e^{-v_E^2/v_0^2} \right], \quad (48)$$

$$\frac{R(v_E, v_{\text{esc}})}{R_0} = \frac{k_0}{k_1} \left[ \frac{R(v_E, \infty)}{R_0} - \left( \frac{v_{\text{esc}}^2}{v_0^2} + \frac{1}{3} \frac{v_E^2}{v_0^2} + 1 \right) e^{-v_E^2/v_0^2} \right] \quad (49)$$

を得る。

また、式 (13) は式 (15) の  $R_0$  を用いることで

$$dR = R_0 \frac{k_0}{k} \frac{1}{2\pi v_0^4} v f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) d^3v \quad (50)$$

と表すことができる。式 (11) の微分数密度を用いて積分を実行することで

$$\frac{dR(0, \infty)}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} e^{-E_R/E_0 r}, \quad (51)$$

$$\frac{dR(0, v_{\text{esc}})}{dE_R} = \frac{k_0}{k_1} \left[ \frac{dR(0, \infty)}{dE_R} e^{-E_R/E_0 r} - \frac{R_0}{E_0 r} e^{-v_{\text{esc}}^2/v_0^2} \right], \quad (52)$$

$$\frac{dR(v_E, \infty)}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} \frac{\pi^{1/2}}{4} \frac{v_0}{v_E} \left[ \text{erf} \left( \frac{v_{\text{min}} + v_E}{v_0} \right) - \text{erf} \left( \frac{v_{\text{min}} - v_E}{v_0} \right) \right], \quad (53)$$

$$\frac{dR(v_E, v_{\text{esc}})}{dE_R} = \frac{k_0}{k_1} \left[ \frac{dR(v_E, \infty)}{dE_R} - \frac{R_0}{E_0 r} e^{-v_{\text{esc}}^2/v_0^2} \right] \quad (54)$$

を得る。



## 謝辞

修士論文を書きあげるにあたり、多くの人から助力や協力、精神的な支えを頂きました。この助けがあってこそ、私は修士論文を完成させることができました。本当にありがとうございました。この場を借りてお礼を述べさせていただきます。

当研究室の谷森教授は新しい分野を開拓していく姿勢や豊富な知識に驚かされました。ゼミで聞ける若干脱線気味の話は個人的には楽しく、宇宙や物理への興味が増しました。また、飲み会ではよく自転車の話で盛り上がり、楽しかったです。身内助教とは同じ部屋で同じプロジェクトの実験の指導をして頂きました。実験に関しては束縛することなく、のびのびと研究させてもらいました。また、私が行き詰っているときにはいつもの確な助言を下さいました。遊びと仕事を激しく両立させる姿や、機転、手際の良さなど色々と参考にしていきたいです。鶴准教授には、序論の銀河団プラズマやステラエルニュートリノに関してX線観測という観点からの示唆を頂きました。暗黒物質のさまざまな面について勉強する良いきっかけになりました。窪助教の複数のプロジェクトを切り盛りする姿は、自分もがんばらなくては、という気分にさせてくれました。株木さんは毎朝走るという習慣を確立しており、意志の強さを感じました。見習っていきたいです。パーカーさんとの会話は日本語と英語のハイブリットなもので、最初驚きましたが、英語の勉強になりました。岸本さんは非常に優しい人柄で、仲良くさせてもらいました。途中から実験室も同室になり、色々相談にも乗っていただきました。高田さんは研究室のオタクの先輩として非常に尊敬しています。発表に関して激しく突っ込みをして頂きつつ、親身になって教えてくれました。黒澤さんは電車の話をするときの生き生きとした様子が印象的です。ローレンツ祭のときの女装は気に入ってもらえたようで嬉しいです。信川さんには部屋が遠いにも関わらず結構かまってもらいました。特にプライベートに関して、行き過ぎてしまったときに注意していただきました。岩城さんとは早朝に一緒に自転車に乗り、規則正しく生活することができました。澤田さんは話の幅が広く、特に研究に対する考察が鋭く、色々考えさせられました。劉さんは実験からプライベートまで色々な事に対して突っ走っており、とても憧れます。後輩の青野君は生粋のオタクです。同じ居室に色々喋れる仲間がいて非常に楽しかったです。松岡君のどんどん突き進んで研究をする前向きな姿には、元気をもらいました。そして、大西君、澤野君、谷上君、中島君、東君の5人の同期の人たちは、研究を進めて行く上で身近に話ができ、色々と影響し合って進んできました。今年のM2の代は同期が多く、とても頼もしかったです。また、神岡地下実験室スタッフの皆さまには、神岡での実験や、線源の使用の際にお世話になりました。平出さん、内田君、篠原君、西家君には神岡地下実験施設にてお世話になりました。

そして、私を大学院に進学させてくれた両親に感謝いたします。ひとつこれと決めたらなかなか他の選択肢を考えない頑固な息子ですが、ここまで育ててくれて本当にありがとうございます。また、ダークマターを擬人化したNEWAGEのイメージキャラクターであるだあくまたんは、発表のたびに僕の緊張を解いてくれました。最後に、自転車に乗っているときや布団に入ったときなど、いつも僕のそばで心の支えとなってくれた新藤千尋さんに感謝いたします。本当にありがとうございました。

## 参考文献

- [1] K. Miuchi *et al.*, Phys. Lett. B, 686 (2010) 11
- [2] H. Nishimura, Doctor thesis, Kyoto University, 2009
- [3] F. Zwicky *et al.*, Astrophys. J. 86 (1937) 217
- [4] K. G. Begeman, A. H. Broeils and R. H. Sanders *et al.*, MNRAS 249 (1991) 523
- [5] M. Loewenstein and R. F. Mushotzky *et al.*, Astrophys. J. 471 (1996) 83
- [6] D. Crowe *et al.*, Astrophys. J. 648 (2006) L109
- [7] R. A. Knop *et al.*, Astrophys. J. 598 (2003) 102
- [8] D. Larson *et al.*, astro-ph.CO arXiv:1001.4635v2
- [9] D. J. Eisenstein *et al.*, Astrophys. J. 633 (2005) 560
- [10] N. Liang *et al.*, Physical Review D 81 (2010) 083518
- [11] D. Kirkman, D. Tytler, N. Suzuki, J. M. O'Meara and D. Lubin *et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser. 149 (2003) 1
- [12] G. Jungman *et al.*, Phys. Rep. 267 (1996) 195
- [13] G. Servant *et al.*, New J. Phys. 4 (2002) 99
- [14] N. Arkani-Hamed *et al.*, J. High Energy Phys. 07 (2002) 034
- [15] A. Birkedal *et al.*, Phys. Rev. D 74 (2006) 035002
- [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] S. J. Asztalos *et al.*, Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 041301
- [20] M. Kawasaki *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. 77 (2008) Suppl. B 19
- [21] A. Boyarsky *et al.*, Ann. Rev. Nuc. Part. Sci. 59 (2009) 191
- [22] J. D. Lewin and P. F. Smith *et al.*, Astroparticle Physics 6 (1996) 87
- [23] J. Ellis *et al.*, Phys. Lett. B 481 (2000) 304

- [24] J. Ellis *et al.*, Phys. Lett. B 263 (1991) 2
- [25] D. N. Spergel, *et al.*, Phys. Rev. D 37 (1988) 1353
- [26] C. J. Copi and L. M. Krauss, *et al.*, Phys. Rev. D 63 (2001) 043507
- [27] R. Bernabei *et al.*, Phys. Lett. B 480 (2000) 23
- [28] R. Bernabei *et al.*, Eur. Phys. J. C 56 (2008) 333
- [29] H. S. Lee *et al.*, Phys. Rev. Lett. 99 (2007) 091301
- [30] G. J. Alner *et al.*, Phys. Lett. B 616 (2005) 17
- [31] Y. Shimizu *et al.*, Phys. Lett. B 633 (2006) 195
- [32] R. Bernabei *et al.*, Nucl. Phys. B 110 (2002) 88
- [33] A. Minamoto, Doctor thesis of Tokyo University (2008)
- [34] E. Aprile *et al.*, Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 131302
- [35] A. Yu. Akimov *et al.*, Phys. Lett. B 692 (2010) 180
- [36] P. Benetti *et al.*, Astropart. Phys. 28 (2008) 495
- [37] S. Navas *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. 173 (2008) 062019
- [38] D. N. McKinsey *et al.*, Nucl. Phys. B 173 (2007) 152
- [39] M. G. Boulay *et al.*, astro-ph 0411358v1 (2004)
- [40] Z. Ahmed *et al.*, Phys. Rev. Lett. 102 (2009) 011301
- [41] V. Sanglard *et al.*, Phys. Rev. D 71 (2005) 122002
- [42] G. Angloher *et al.*, Astropart. Phys. 31 (2009) 270
- [43] S. Cebrian *et al.*, Phys. Lett. B 563 (2003) 48
- [44] E. Behnke *et al.*, Sci. 319 (2008) 933
- [45] T. A. Girard *et al.*, Phys. Lett. B 621 (2005) 233
- [46] S. Archambault *et al.*, Phys. Lett. B 682 (2009) 185
- [47] T. Naka *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A 581 (2007) 761
- [48] <http://www.srim.org/>

- [49] G. J. Alner *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A 555 (2005) 173
- [50] S. Ahlen *et al.*, Phys. Lett. B 695 (2011) 124
- [51] F. Mayet *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. 179 (2009) 012011
- [52] S. D. Hunter *et al.*, Astrophys. J. 481 (1997) 205
- [53] A. A. Abdo *et al.*, Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 101101
- [54] T. Bringmann *et al.*, J. Cosmology Astropart. Phys. 01 (2009) 016
- [55] S. Desai *et al.*, Phys. Rev. D 70 (2004) 083523
- [56] C. Rott *et al.*, astro-ph 0912.5183v1 (2009)
- [57] M. Boezio *et al.*, New J.Phys. 11 (2009) 105023
- [58] A. Gabutti *et al.*, Astropart. Phys. 6 (1996) 1
- [59] H. Baer *et al.*, hep-ph 1012.0248v1 (2010)
- [60] G. Moortgat-Pick *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. 110 (2008) 072027
- [61] A. Takada *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A 573 (2007) 195
- [62] K. Miuchi *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A 576 (2007) 43
- [63] F. Sauli and A. Sharma *et al.*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 49 (1999) 341
- [64] <http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/>
- [65] S. Fukuda *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A 501 (2003) 418
- [66] 日本アイソトープ協会 アイソトープ手帳 10 版
- [67] P. Kotrappa, S. K. Dua, P. C. Gupta and Y. S. Mayya, Health Phys. 41 (1981) 35
- [68] H. Nishimura *et al.*, Astropart. Phys. 31 (2009) 185