

修 士 学 位 論 文

到来方向に感度を持つ暗黒物質の直接探索実験
NEWAGE における反跳原子核飛跡の前後判定の研究

平成 27 年 2 月 6 日

専攻名	物理学専攻
学籍番号	132S125S
氏名	山口祐史郎

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

銀河の運動や、CMB 観測から存在が予言されている暗黒物質は、未だに直接検出された例はなく、宇宙の謎のひとつである。これまでに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動は数%と小さいため、より確実な証拠を得られる別手法による検出が期待されている。NEWAGE(NEw generation WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) は読み出しに μ -PIC(micro PIXel Chamber)[64] を使用した 3次元ガス検出器 μ -TPC(micro Time Projection Chamber) を用いた、方向に感度を持った暗黒物質探索実験である。

本研究では暗黒物質の到来方向を決定する際に重要となる、反跳原子核の飛跡の前後判定を行うことを目的とする。10×10cm² の μ -PIC を読み出しに用いた NEWAGE-0.1a 検出器に、WIMP の代わりとして中性子線源から中性子を照射することで、得られた反跳原子核の飛跡の前後判定を行う。NEWAGE においては先行研究により μ -PIC に対して水平方向の前後判定の原理実証が成されており、今回は飛跡の 3次元的な前後判定を目標に、FADC の波形情報から残りの 1次元である μ -PIC に対して垂直方向の前後判定を行った。

飛跡の前後判定には、飛跡の沿ったエネルギー損失の違いを利用する。 μ -TPC においては、Z 座標は時刻 t に対応し、「 t が小さい (大きい)」 = 「Z が小さい (大きい)」の関係が成り立つことから、 $-Z \rightarrow +Z$ の飛跡においては「 t が小さい (Z が小さい)」が始点であり「 t が大きい (Z が大きい)」点が終点となる。この時、時刻とエネルギー損失の関係に現れる傾向を、FADC 波形の解析によりパラメータを用いて表し、反跳原子核飛跡に対しての Z 方向の前後判定を行った。

目次

第 1 章	暗黒物質	5
1.1	暗黒物質の存在	6
1.1.1	銀河の回転曲線	6
1.1.2	重力レンズ効果	8
1.1.3	宇宙論パラメータ	8
1.2	暗黒物質の候補粒子	13
1.2.1	WIMP	13
1.2.2	アクシオン	16
1.3	WIMP 探索	17
1.3.1	直接探索実験	17
1.3.2	間接探索実験	18
1.3.3	加速器実験	20
第 2 章	暗黒物質の直接探索手法	21
2.1	エネルギースペクトル	21
2.2	散乱断面積	25
2.2.1	Spin Independent(SI)	25
2.2.2	Spin Dependent(SD)	25
2.2.3	形状因子 (Form factor)	27
2.3	暗黒物質の信号	28
2.3.1	標的原子核の核種依存性	28
2.3.2	季節変動	29
2.3.3	到来方向の異方性	29
第 3 章	暗黒物質探索実験	31
3.1	従来型の探索実験	32
3.1.1	固体シンチレータ	34
3.1.2	液体シンチレータ	34
3.1.3	半導体検出器 (ボロメータ、CCD)	35
3.1.4	泡箱	35
3.2	方向に感度を持つ探索実験	36
3.2.1	ガス検出器	36
3.2.2	原子核乾板	39

第 4 章	電離によるエネルギー損失	40
4.1	Bohr の式	40
4.2	Bethe-Bloch の式	42
4.3	Lindhard の式	43
4.4	Bragg 曲線	44
4.5	SRIM	45
4.6	前後判定への応用	47
第 5 章	NEWAGE の現状	48
5.1	NEWAGE の検出器	49
5.2	暗黒物質に対する感度	51
5.3	バックグラウンドの理解	53
5.4	飛跡の前後判定	54
第 6 章	検出器	55
6.1	検出器の仕様	55
6.1.1	検出器の構造	55
6.1.2	データ取得システム	57
6.2	検出器の特性	59
6.2.1	エネルギー校正	59
6.2.2	事象選別	60
6.2.3	ドリフト速度	60
6.2.4	角度分解能	63
第 7 章	反跳原子核の飛跡の前後判定	64
7.1	前後判定の概念	64
7.2	先行研究	66
7.2.1	DM-TPC	66
7.2.2	DRIFT	68
7.2.3	NEWAGE	70
7.2.4	飛跡の前後判定の現状	72
7.3	反跳原子核の飛跡の前後判定	73
7.3.1	期待される信号	73
7.3.2	中性子照射実験	74
7.3.3	FADC データ解析	75
7.3.4	APZ による前後判定	79
7.3.5	skewness(Z) による前後判定	81
7.4	まとめと展望	84
7.4.1	前後判定のまとめ	84
7.4.2	前後判定の今後の展望	84
第 8 章	結論	87

第1章 暗黒物質

これまでの様々な宇宙観測からその存在が予言されていながら、いまだ未発見である「暗黒物質 (Dark Matter)」は宇宙の謎の一つである。そのため「正体不明のものが存在すると分かっている」という奇妙な言い方で表される。光やX線、赤外線などの電磁波で観測ができないという特徴から”暗黒”と呼ばれている。さらに近年ではPlanck衛星をはじめとした宇宙マイクロ波背景放射の観測結果から宇宙のエネルギー組成が明らかになってきており、我々が知っている通常の物質は宇宙のわずか4.9%に過ぎず、残りの約26.8%は暗黒物質、68.3%は暗黒エネルギーが占めると考えられている(図1.1)。暗黒物質は素粒子の標準理論の枠組みを越えた粒子であると考えられているが、その正体は明らかにはなっておらず、世界各地で暗黒物質の発見を目指した様々な研究が進められている。

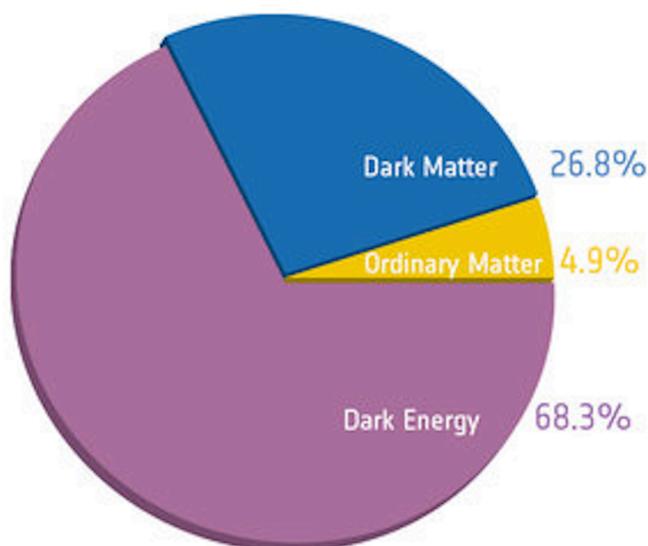


図 1.1: 宇宙のエネルギー組成図: 最新の観測から全宇宙の68.3%はダークエネルギー、26.8%がダークマター、4.9%がバリオン(我々の知っている物質)とされている [2]。

1.1 暗黒物質の存在

暗黒物質の存在は1930年代にスイスの天文学者であるフリッツ・ツビッキーによって初めて提唱された [1]。彼は銀河の運動速度から、いくつかの銀河の集まりである銀河団の質量の計測を試みた。しかしそれは光って見える銀河の数から予想される質量の10～100倍にもものぼるものであった。この観測結果により、銀河内にはそれに相当する重力を生み出す物質があるはずであるという結論に至り、見えない質量として暗黒物質を提案した。その後、銀河や銀河団についての観測により、暗黒物質の存在を示す様々な証拠が見つかっている。

1.1.1 銀河の回転曲線

暗黒物質の存在を示す代表的なものに、1970年代から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められる質量に対し、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る。この問題を解決するためには銀河スケールに渡り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に従い、式 (1.1) で表される。

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

ここで $v_c(r)$ は銀河の中心からの距離 r での回転速度、 $M(r)$ は r より内側の質量、 G は重力定数である。銀河の回転速度はHIガスの21cm輝線やCOガスの3.6mm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。

また銀河は円盤部分に対して中心部分が非常に明るいことから、星は銀河の中心に集まっていると考えられる。もし銀河が光る物質だけで構成されているとすると、星の集まっている中心部分の外側では $M(r)$ が一定となり、式 (1.1) より、円盤部分での回転速度 $v_c(r)$ は $r^{\frac{1}{2}}$ で減少するはずである。しかし観測では円盤部分の外側でも回転速度は減少しないことから、銀河ハローには光学的に観測できない質量を持った暗黒物質が存在することを示す。図1.2にNGC6503銀河の回転曲線を示す [3]。質量が中心部分に集中しているなら、回転曲線は図の破線のように中心から離れるにつれて減少していくはずである。一方で観測結果は図中の点のように20kpc付近まである一定の速度で分布している。

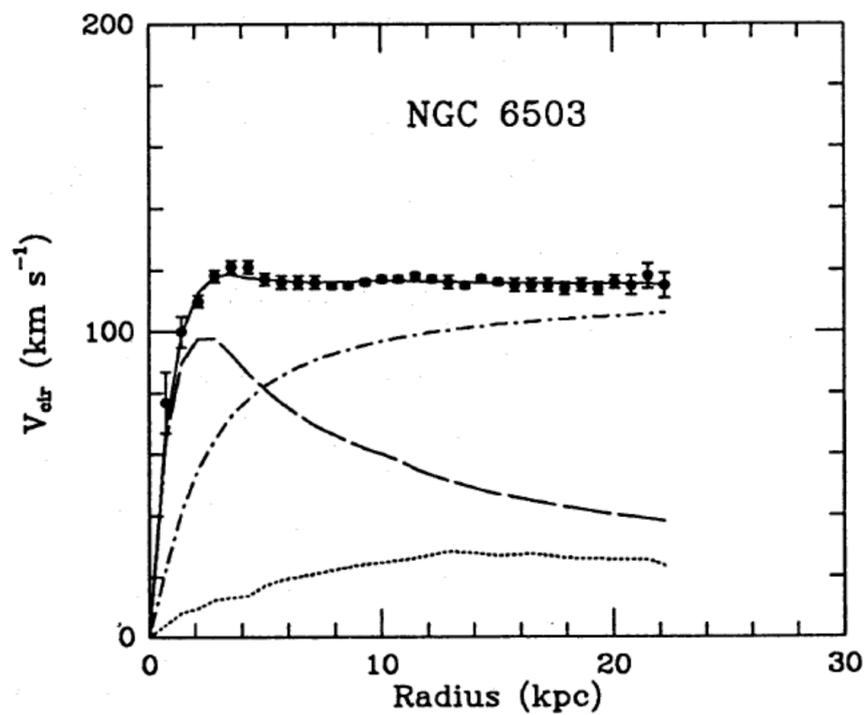


図 1.2: 渦巻銀河 NGC6503 の回転曲線 [3]。縦軸が銀河の回転速度、横軸は銀河中心からの距離を示す。また誤差棒つきの点が観測点、破線と点線はそれぞれ観測される円盤部分とガスからの回転速度への寄与、一点鎖線は銀河ハローの見える質量による寄与であり、実線はそれらの和を示す。

1.1.2 重力レンズ効果

暗黒物質の存在の証拠として、重力レンズ効果がある。一般相対性理論では、銀河のような質量を持つ天体があるとその影響で時空が歪む。その歪んだ時空を通過することで背景の天体からの電磁波は進路が変わる。これを観測者から見ると、電磁波が様々な方向から視線に入るため、まるで重力源（銀河）がレンズのような役割をしているように観測される。これを重力レンズ効果といい、強い重力レンズ効果と、弱い重力レンズ効果に分類される。特に弱い重力レンズ効果の観測は視野に入るたくさんの銀河の形状を統計的に調べることで、どの方向にどの程度の質量があるかが分かる。

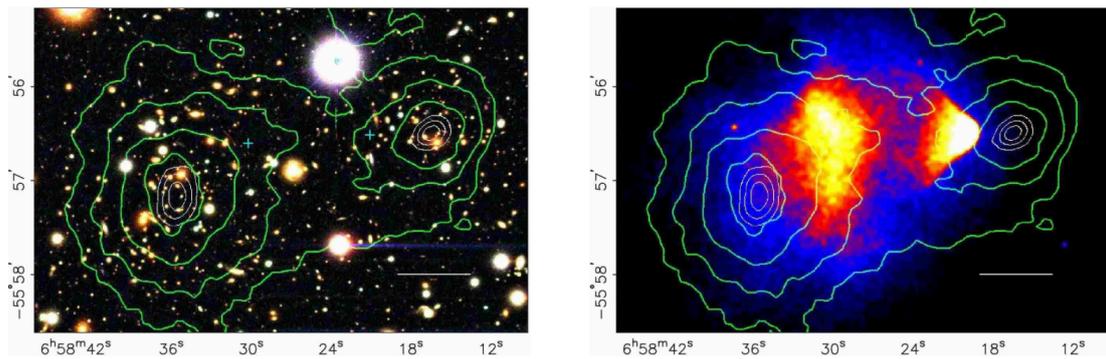


図 1.3: 銀河団の衝突している領域の観測 [4]。左図は可視光で右図は X 線での観測結果を示す。両図の緑線は、弱い重力レンズにより見積もられた暗黒物質の質量分布である。

「1E 0657-56」は小さな銀河団と大きな銀河団が衝突したことで強い X 線を放つ銀河団であり、弾丸銀河団と呼ばれる。弾丸銀河団の X 線ガスを弱い重力レンズ効果を用いて観測することで、暗黒物質の空間分布が得られた。その結果、粘性をもつ高压ガスに対して反応率の低い暗黒物質が先行して分布する描像が得られ、これは暗黒物質の存在を示している [4]。

1.1.3 宇宙論パラメータ

宇宙論とは宇宙全体の生成や構造を取り扱うことのできる理論であり、現在の宇宙論の標準的モデルとしては Λ -CDM モデルが挙げられる。 Λ -CDM モデルとは CDM (Cold Dark Matter) モデルに宇宙項 Λ を加えた宇宙モデルである。この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、物質、放射から成り、エネルギー密度を臨海密度 ρ_c で割ることで無次元化されたものを宇宙論パラメータと呼び、それぞれ Ω_Λ 、 Ω_m 、 Ω_r と表す。放射については宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background: CMB) の観測などから、エネルギー密度は $\Omega_r h^2 = 2.47 \times 10^{-5}$ と求められている [5]。ここで h は $100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ で規格化したハッブル定数である。宇宙初期の放射優勢の時代 ($z \sim 10^4$) から物質優勢になった後では Ω_r は、 Ω_m と比べると無視できるほど小さい。

宇宙の発展の仕方を決めるうえで非常に重要なのがフリードマン方程式である。スケールファクター a はパラメータを用いて式 (1.2) のように書くことができる。

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

ここで H_0 はハッブル定数、 Ω_k は宇宙の曲率を表すパラメータである。式 (1.2) は規格化されたフリードマン方程式であり、この式を解くことで宇宙の収縮や膨張、宇宙の平坦性、ビッグバンの存在の有無といった宇宙の発展の様子を求めることができる。式 (1.2) から分かるように宇宙の発展は宇宙論パラメータに依存している。図 1.4 では、 Ω_Λ 、 Ω_m の値に対して宇宙の発展の様子が記されている。また宇宙論パラメータは、Ia型超新星爆発、宇宙マイクロ波背景放射、バリオン音響振動 (BAO) の観測などから図 1.4 のような制限がつけられている。

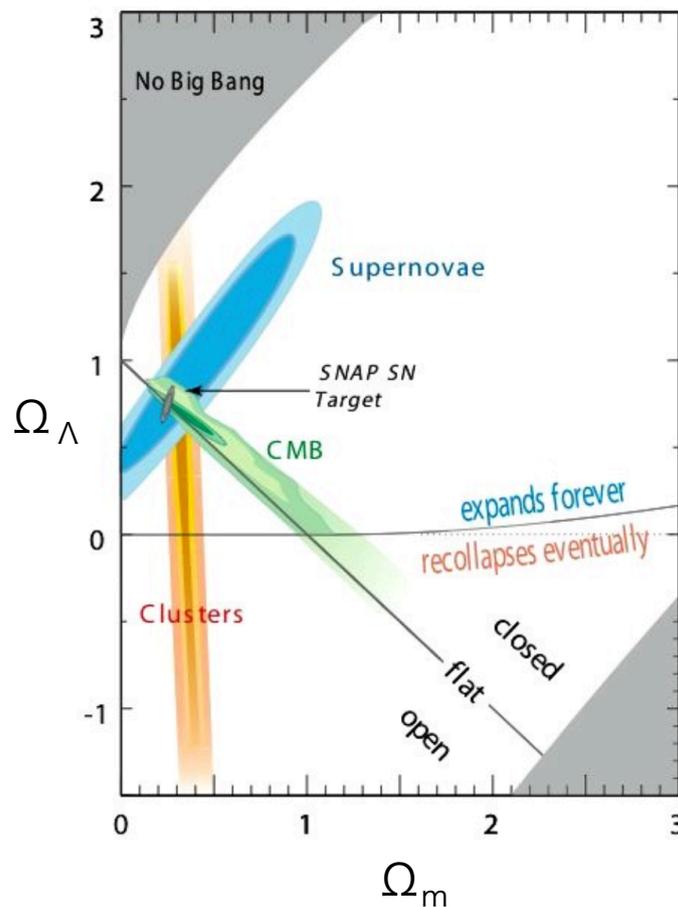


図 1.4: 超新星爆発 [6]、CMB[2]、BAO[7] の観測からの宇宙論パラメータ Ω_Λ 、 Ω_m に対する制限。3つの観測から $(\Omega_\Lambda, \Omega_m) \simeq (0.7, 0.3)$ である flat な宇宙が有力視されている。

Ia 型超新星爆発

Ia 型超新星爆発は、連星系を成している白色矮星に相手の星 (伴星) からのガスが降着して重くなり、重力を支えきれなくなった時に起こる爆発現象である。この時の白色矮星の質量の上限値はチャンドラセカール限界で理論的に定められている。そのためこの種類の超新星爆発は最大光度がすべて一定となると考えられており、銀河系外天文学において標準光源として用いることができる。また超新星爆発は非常に明るいため、遠方の宇宙を見ることが可能となる。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る。図 1.5 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 に直し、赤方偏移 z との関係を表したものである [6]。

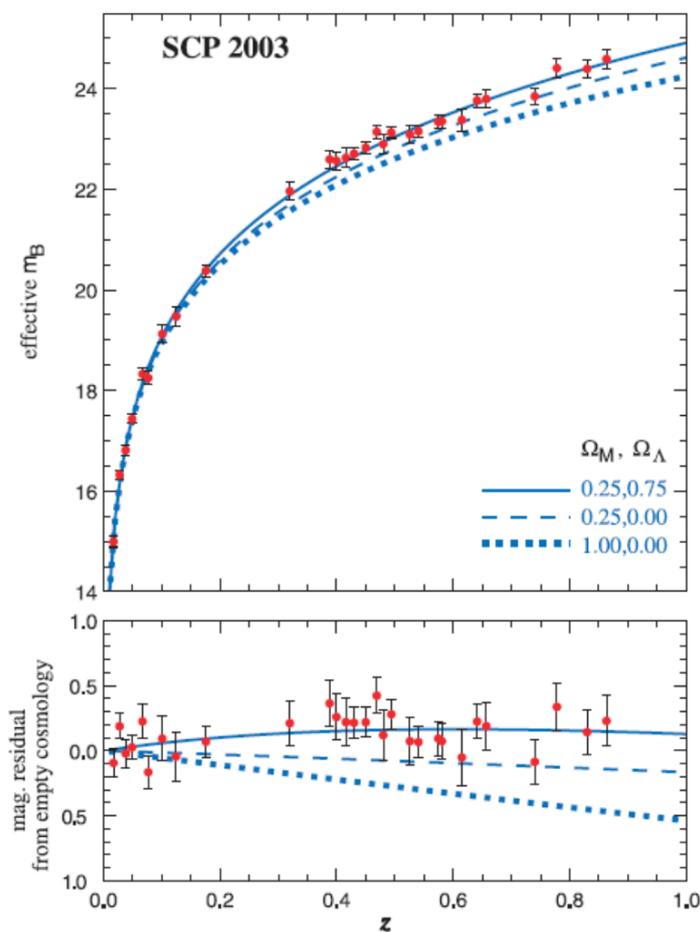


図 1.5: 上図は Ia 型超新星爆発の赤方偏移 z と見かけの等級 m の関係を示す。下図は何もない宇宙との差を示す。ここで赤点は測定値、青の実線、破線、点線はそれぞれ異なる Ω_Λ 、 Ω_M の値の組み合わせを表す [6]。

宇宙マイクロ波背景輻射 (CMB)

宇宙マイクロ波背景輻射 (CMB) とは全天球上で等方的に観測される電磁波である。CMB はビッグバン直後に発生したと考えられており、その 38 万年後の「宇宙の晴れ上がり」から宇宙空間に溢れ出した。宇宙が高温のときは電子、陽子、光子は個々に存在しており、光子は電子とのコンプトン散乱を繰り返すため直進することができず、その後宇宙が膨張して温度が下がっていくと、電子が陽子に捕獲され原子を作り、光子は直進することができるようになった。これを「宇宙の晴れ上がり」や「再結合」と呼び、このときの宇宙の温度は約 3000K であった。宇宙の膨張により電磁波の波長が伸び、現在では約 2.7K の黒体輻射に酷似したスペクトルが等方的に観測される。1964 年にアーノ・ベンジアスとロバート・W・ウィルソンがその存在を発見し、1978 年にノーベル章を受賞した。その後 1992 年に COBE 衛星が初めて全天の CMB マップを観測し、さらに WMAP によりわずかに揺らぎがあることが明らかになった。最近では Planck 衛星が全天に渡り揺らぎを観測しており、揺らぎの大きさは約 $100\mu\text{K}$ 程度と観測された (図 1.6)。図 1.7 は Planck 衛星によって得られた角度パワースペクトルである。Planck 衛星のデータといくつかのモデルから宇宙論パラメータを求めることができ、 $\Omega_m \simeq 0.3$ 、 $\Omega_\Lambda \simeq 0.7$ という制限がつけられている。

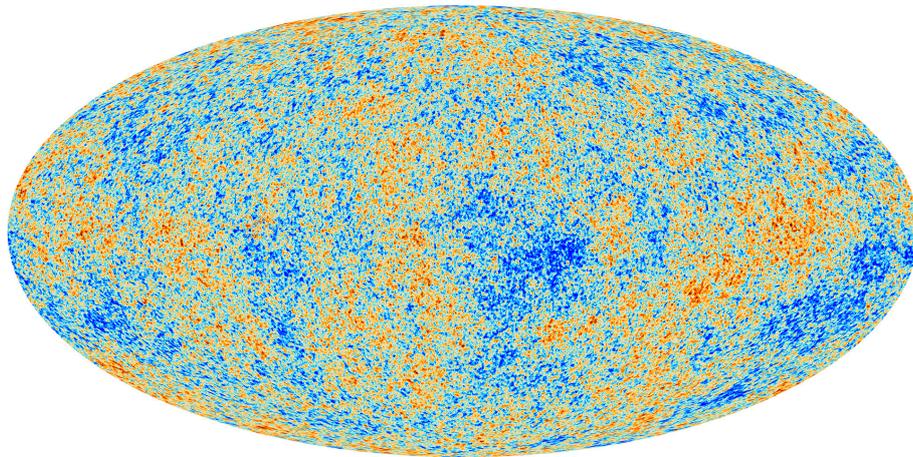


図 1.6: Planck 衛星により観測された CMB の揺らぎ [2]

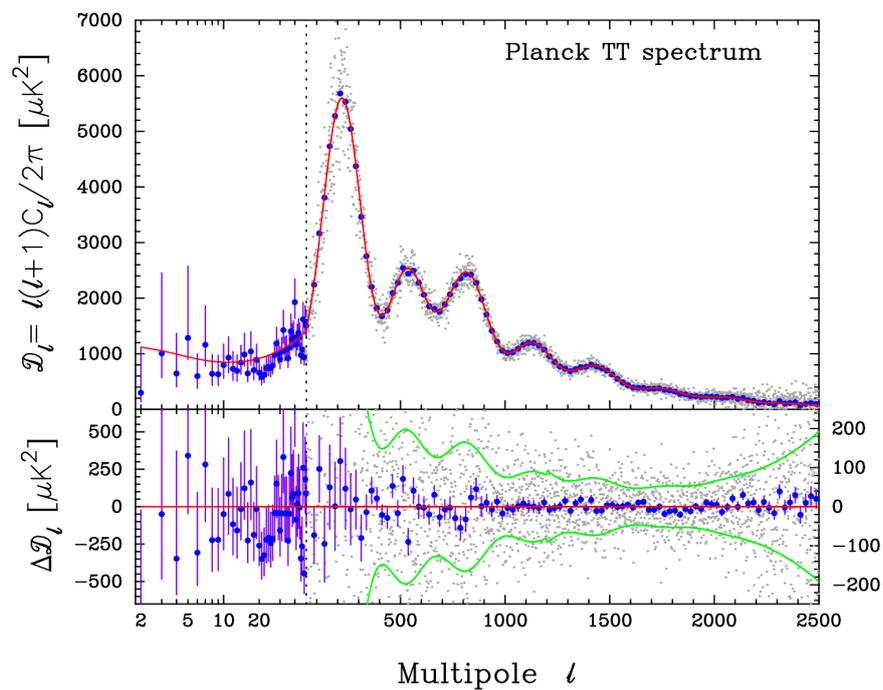


図 1.7: 上図は Planck 衛星により観測された CMB の揺らぎのパワースペクトルを示し、青点は測定値、赤線は最もフィットするモデルの線を表す。下図はフィットとの差を示し、緑の線は $\pm 1\sigma$ のエラーを示す [2]。

1.2 暗黒物質の候補粒子

暗黒物質の候補としてはこれまでに様々な理論から様々なものが提案されてきた。多くの候補が観測によって棄却され、現在最も有力視されているのは未知の素粒子である。ここでは先に棄却された候補について簡単に紹介し、後で現在暗黒物質の候補として挙げられている未知の粒子について述べる。

小さくて暗い天体 (MACHO)

MACHO(Massive Compact Halo Object) は非常に暗くて観測が難しい天体の総称である。具体的には中性子星、白色矮星、褐色矮星、ブラックホールなどがある。天体は質量の小さいものほど数が多くなることから、こういった天体が銀河の未知の質量を担っているのではないかと考えられた。MACHO は直接観測することはできないが、重力レンズ効果によって観測することができる。実際に観測されたが、本章の冒頭で述べたように、宇宙における通常物質の密度は非常に小さいので、MACHO が暗黒物質の主成分にはなり得ないと考えられている。

ニュートリノ

ニュートリノは宇宙全体に広く存在するため暗黒物質の候補になるとされていた。しかしニュートリノが暗黒物質の主成分であるとする、銀河団以下のスケールの構造が生まれなくなり、宇宙の大規模構造を説明できない。そのため現在ではニュートリノが暗黒物質の主成分にはなり得ないと考えられている。

1.2.1 WIMP

WIMP とは「相互作用が小さく質量の大きい粒子 (Weakly Interacting Massive Particle)」の頭文字から名付けられた粒子の総称であり、標準理論を越えた理論から作られる粒子である。その性質から暗黒物質の有力な候補と考えられている。また WIMP を作る事が可能な理論の中でも超対称性理論 (SUSY) は標準理論を超える理論として有力視されており、SUSY から予言される「ニュートラリーノ」は暗黒物質の候補として現在最も期待されている粒子である。

ニュートラリーノ

超対称性理論 (SUSY)[8] は標準理論に超対称性を導入した理論であり、標準理論では説明ができない現象を解決することができる。標準理論はほとんどの現象を説明することができる優れた理論であるが、近年ではフリーパラメータの多さ、重力について、強い CP 対称性の問題、ニュートリノの質量など、標準理論では説明できない部分が明らかになってきた。また標準理論において3つの相互作用に共通するのはゲージ原理のみであり、それぞれの相互作用に対して異なる結合定数が必要である。しかし標準理論に超対称性を導入することで、3つの結合定数は $\sim 10^{16}$ TeV のエネルギーにおいて一致し、3つの相互作用の統一が達成される (図 1.8)。

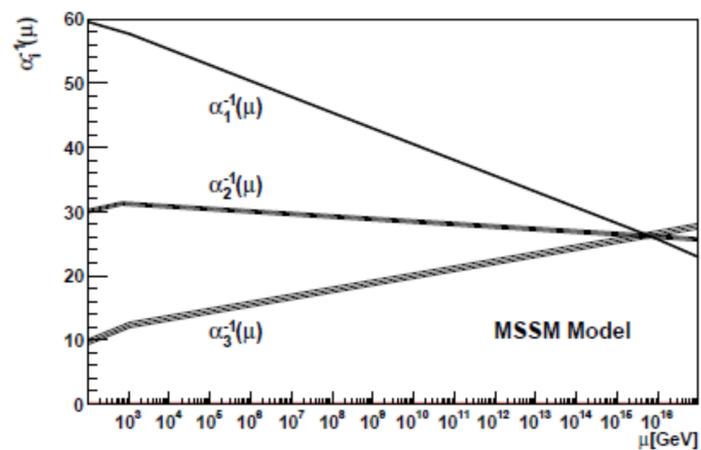
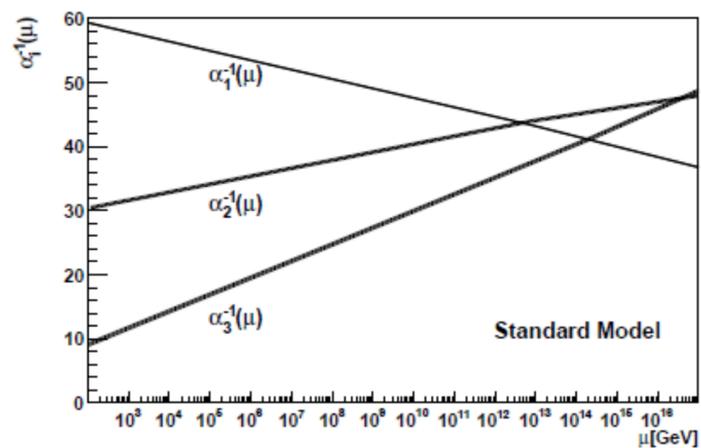


図 1.8: 標準理論 (SM)(上図) と MSSM(下図) における結合定数とエネルギーの関係。 α_1 、 α_2 、 α_3 はそれぞれ U(1)、SU(2)、SU(3) 結合である [9]。

標準理論に対して最小限の拡張を行った SUSY は MSSM (Minimal Super-symmetric extension of Standard Model) と呼ばれる。これは標準理論における階層性問題を解決し、表 1.1 に示すような SUSY 粒子を導入する。MSSM では SUSY 粒子と標準理論の粒子の反応は R パリティによって決められる。

$$R = (-1)^{3B+L+2S} \quad (1.3)$$

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。 R パリティは標準理論の粒子で 1、SUSY 粒子で -1 となる。また R パリティの保存から、最も軽い SUSY 粒子 (Lightest SUSY Particle: LSP) はそれ以上崩壊できず安定である。LSP になり得る粒子は、スピンが 1/2 のグレイノ、チャージノ、ニュートラリーノの中で最も軽い粒子である。この中でも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 ($\tilde{\gamma}$)、ズイーノ (\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も小さいものである。フォティーノはビーノ (\tilde{B})、ウイーノ (\tilde{W}_3) から以下のように表される。

$$\tilde{\gamma} = \cos \theta_W \tilde{B} + \sin \theta_W \tilde{W}_3 \tilde{Z} = -\sin \theta_W \tilde{B} + \cos \theta_W \tilde{W}_3 \quad (1.4)$$

よって最も軽いニュートラリーノ χ は以下のように表すことができる。

$$\chi = a_1 \tilde{B} + a_2 \tilde{W}_3 + a_3 \tilde{H}_1 + a_4 \tilde{H}_2 \quad (1.5)$$

標準理論の粒子			SUSY 粒子		
記号	名称	スピン	記号	名称	スピン
$q = u, c, t$	up quarks	1/2	$\tilde{q}_u^1, \dots, \tilde{q}_u^6$	up squarks	0
$q = d, s, b$	down quarks	1/2	$\tilde{q}_d^1, \dots, \tilde{q}_d^6$	down squarks	0
$l = e, \mu, \tau$	lepton	1/2	$\tilde{l}_1, \dots, \tilde{l}_6$	sleptons	0
ν_e, ν_μ, ν_τ	neutrinos	1/2	$\tilde{\nu}_1, \tilde{\nu}_2, \tilde{\nu}_3$	sneutrinos	0
g	gluon	1	\tilde{g}	gluino	1/2
W^\pm	W bosons	1	$\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$	charginos	1/2
H^\pm	charged Higgs	0			
γ	photon	1	$\tilde{\chi}_1^0, \dots, \tilde{\chi}_4^0$	neutralinos	1/2
Z^0	Z boson	1			
h^0	light scalar Higgs	0			
H^0	heavy scalar Higgs	0			
A^0	pseudoscalar scalar Higgs	0			

表 1.1: MSSM で導入される超対称性 (SUSY) 粒子

1.2.2 アクシオン

アクシオンは強い相互作用を記述する量子色力学での CP 対称性の問題を説明するために存在が予想されたスカラーボソン粒子である [10]。そ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や、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、 $1\mu\text{eV}\sim 1\text{meV}$ の範囲にあると考えられている。暗黒物質が占めるエネルギー密度を全てアクシオンが担うと考えると、質量はおおよそ $10\mu\text{eV}$ 程度になると予想される。またアクシオンは強い電磁場と相互作用すると光子を発生すると考えられており、アクシオンの探索ではこの相互作用により生成された光子を検出する。図 1.9 はアクシオンの探索結果である。未発見であるが、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つけられている [11]。

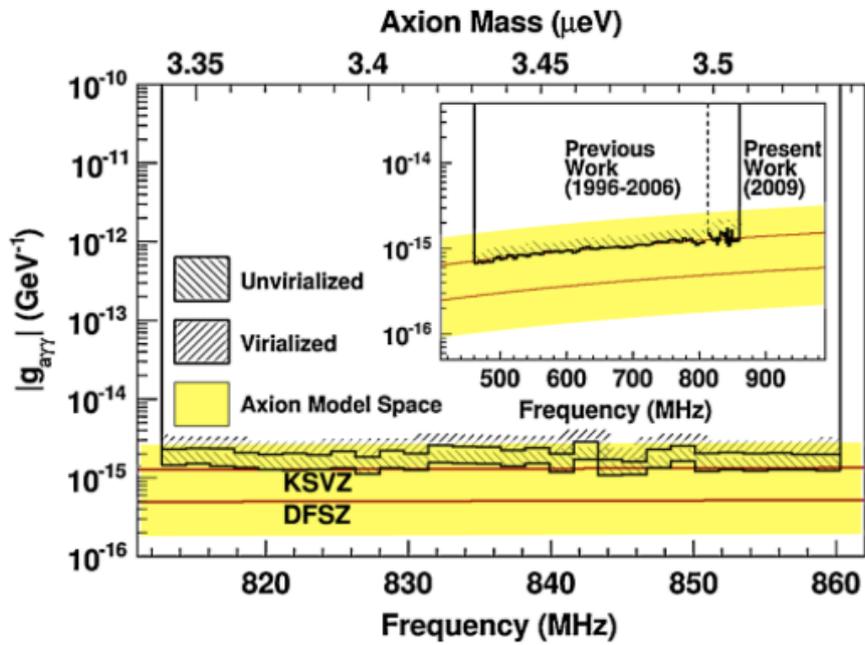


図 1.9: アクシオンの質量ごとのアクシオン-光子カップリングに対する 90% C.L. の制限 [11]

1.3 WIMP 探索

WIMP 探索には直接探索、間接探索、加速器実験の3種類がある。図にあるように、3つのWIMP 探索は原理的に同じファイマンダイアグラムで表される。直接探索ではWIMPと原子核との弾性散乱を検出することで、暗黒物質の存在を示す。間接探索ではWIMPの対消滅または崩壊を、 γ 線やニュートリノ、反粒子を用いて間接的に観測する。加速器実験では加速された粒子を衝突させることでWIMPを創り出すことでWIMP探索を行う。

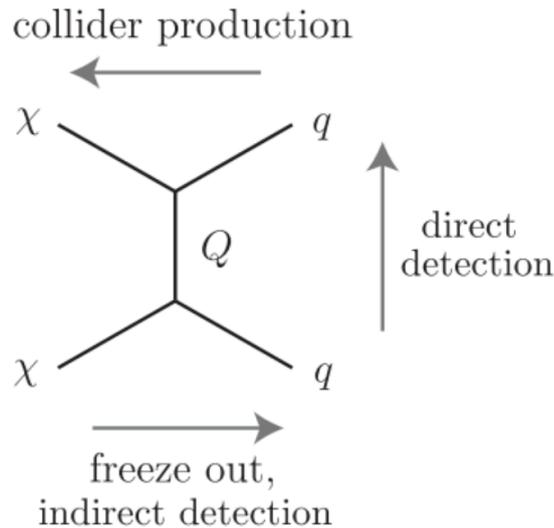


図 1.10: 直接探索 (direct detection)、間接探索 (indirect detection)、加速器実験 (collider production) による WIMP 探索のファイマン・ダイアグラム。ここで χ 、 q 、 Q はそれぞれニュートラリーノ、SM 粒子、相互作用を媒介するボソンを示す [12]。

1.3.1 直接探索実験

WIMP の直接探索では我々の銀河ハローに付随する WIMP と原子核との弾性散乱事象を地球上の検出器で検出することを目的とする。直接検出は暗黒物質の存在の決定的な証拠となり得るが、WIMP と物質との相互作用の散乱断面積は非常に小さいため、予想される計数率は非常に低い。そのため直接探索実験は地下実験施設といった低バックグラウンドな環境で行う必要がある。直接探索の手法について詳しくは第2章で述べる。現在世界各地で暗黒物質の直接探索実験が行われており、それら具体的な直接探索実験については第3章で述べる。

1.3.2 間接探索実験

ニュートラリーノは粒子と反粒子が同一のマヨラナ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こす [13]。間接探索においては銀河中心や矮小楕円銀河、銀河団周辺など、暗黒物質の密度の高いとされる領域での対消滅を観測対象とする。このような重力場の強い領域では定常的にニュートラリーノの対消滅が起こると考えられている。このときの対消滅のレートは以下の式で表される。

$$\Gamma_{ann} \propto n_{\chi}^2 \langle \sigma_{ann}(v)v \rangle. \quad (1.6)$$

ここで n は数密度、 v は相対速度、 σ_{ann} は対消滅の散乱断面積であり、消滅レートは n^2 と v に比例する。上記の領域において対消滅による γ 線やニュートリノ、反粒子を検出することは間接的にニュートラリーノの存在を示すことになる。現在、ニュートラリーノの対消滅からの γ 線、ニュートリノ、反粒子を探索する実験が行われている。

γ 線

対消滅による γ 線は $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$ 、 $\chi\chi \rightarrow Z^0\gamma$ といった過程により生成する。観測される γ 線のスペクトルはニュートラリーノの質量に対応するピークと、ハドロンやレプトンを生成した際の連続成分から成ると考えられている。EGRET(Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) は 30MeV~30GeV の γ 線天文衛星であり、1991年に打ち上げられた。銀河面の観測から、1GeV以上の γ 線が予想よりもおよそ 60%程度多い結果が得られた。しかし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 [14]。Fermi衛星は 30MeV~300GeV の γ 線天文衛星であり、2008年に打ち上げられた。その感度は EGRET の 30倍である。Fermi衛星により銀河中心において 130GeV 付近での γ 線超過が観測された。これは銀河中心に質量 130GeV の暗黒物質が存在するという可能性を示唆する。現在は Fermi-LAT(Large Area Telescope) による観測が続いている [15]。CTA(Cherenkov Telescope Array) は Fermi衛星よりも高いエネルギー領域 (20GeV~100TeV) の γ 線を観測するための大気チェレンコフ望遠鏡であり、2017年の観測開始に向けて計画が進行中である。現在世界では主に3つの大気チェレンコフ望遠鏡を用いた実験が稼働しているが、CTAではそれらの10倍近い感度を達成するとされており、対消滅による γ 線の検出が期待される。またニュートラリーノが TeV 領域に及ぶ大きな質量を持つ場合、衛星では観測できないエネルギー領域の γ 線を CTA で観測する必要がある [16]。

ニュートリノ

ニュートラリーノの対消滅の終状態のほとんどは二体崩壊であるため、生成される粒子のエネルギーはニュートラリーノの質量程度である。さらにこれらの生成物が二対または三体崩壊を起こすことで結果として高いエネルギーを持ったニュートリノが生成される。よって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 1/3~1/2 程度 (1~1000GeV) となる。またニュートリノは他の物質とほとんど相互作用しないため、 γ 線では観測できない地球や太陽に捕らわれたニュートラリーノからの対消滅を捉えることが可能である。太陽は主に水素から成るため、ニュートラリーノは SD 反応 (2.2節参照) によって捕らわれていると考えられる。そのため太陽からのニュートリノを観測することで SD 反応の散乱断面積に対して制限をつけるこ

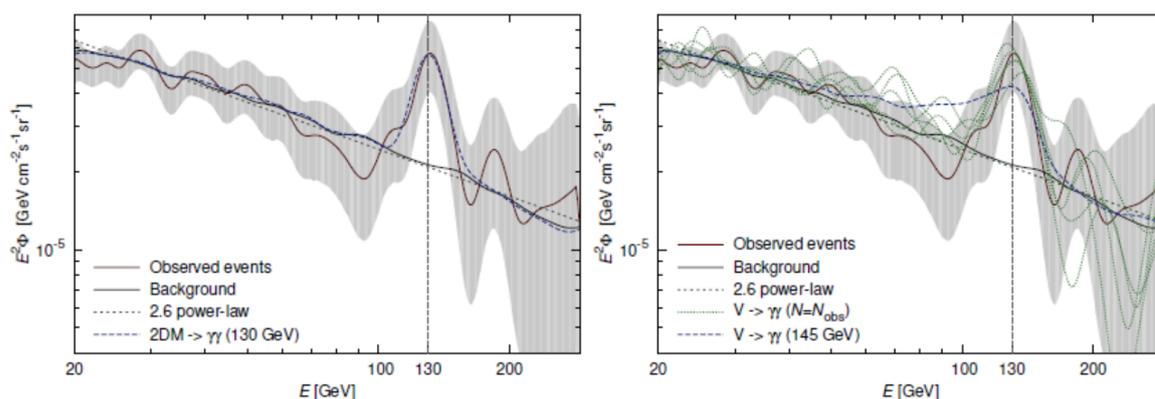


図 1.11: Fermi 衛星が観測した銀河中心からの γ 線のエネルギースペクトル。赤線が測定値、灰色の領域が 95% C.L. エラー領域、黒点線は暗黒物質の対消滅から予想されるスペクトルを示す。左図は $2\text{DM} \rightarrow 2\gamma$ チャンネル右図は $2\text{DM} \rightarrow 2V \rightarrow 4\gamma$ チャンネルでのフィットを表す。ここで V は仮想的な終状態である。二つの図におけるベストフィット質量はそれぞれ 130GeV と 145GeV である [15]。

とができる。一方地球は質量の大きな物質から成るため、地球からの対消滅ニュートリノの観測は SI 反応 (2.2 節参照) に対して感度が高い。

スーパーカミオカンデは岐阜県神岡の地下に建設された水チェレンコフ検出器である。約 50000 トンの純水を約 10000 個の光電子増倍管で覆った構造をしている。太陽ニュートリノの観測から SD 反応の制限をつけている [17]。IceCube は南極の氷を用いたチェレンコフ検出器である。約 5000 個の光電子増倍管が約 2.4km の深さの穴に埋められている。現在、太陽や銀河中心からのニュートリノの観測が行われている [18]。

反粒子

ニュートラリーノの対消滅では、粒子-反粒子対が生成される。そのため宇宙線中の反粒子の超過は、暗黒物質の存在の間接的な証拠となり得る。反粒子は電荷を持つために到来方向が特定できないことから、反粒子の観測による間接探索で暗黒物質のモデルを決定するのは困難である。PAMELA (a Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics) [19] や AMS (Alpha Magnetic Spectrometer) [20] は磁場を用いて反粒子を識別して検出する。PAMELA は 2006 年～2009 年の間稼働し、陽子-反陽子比を観測により、10GeV から検出器の上限である 100GeV において反陽子が超過するという結果を得た。AMS-02 は 2011 年に ISS (国際宇宙ステーション) に設置され、より高い精度で PAMELA と一致する結果を観測している。図 1.12 はこれらの観測結果を示す。反陽子の超過は暗黒物質やパルサーの対消滅により説明されるが、超過の起源の理解のためにはさらなる観測が必要である。

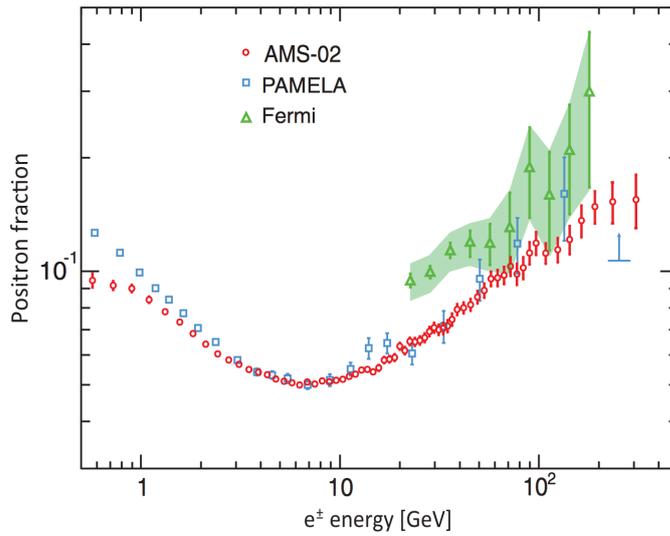


図 1.12: AMS-02、PAMELA、Fermi によって観測された、陽電子の比率 $N_{e^+}/(N_{e^-} + N_{e^+})$ を示す。ここで N_{e^-} 、 N_{e^+} はそれぞれ電子、陽電子の数を表す [?].

1.3.3 加速器実験

十分に高エネルギーの加速器を用いれば、粒子の衝突から SUSY 粒子が生成される。衝突により生成された SUSY 粒子は直ぐに崩壊し、最も軽い SUSY 粒子 (LSP) となる。LSP がニュートラリーノである場合、物質とほとんど相互作用しないので、運動量欠損およびエネルギー欠損として検出される。さらにこういった事象の発生率や欠損した運動量、エネルギーを測定することで、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。加速器実験ではニュートラリーノが暗黒物質であるか否かという点には言及できないが、ニュートラリーノの発見やその性質は他の探索実験の重要な手掛かりとなり得る。

LEP (Large Electron-Positron Collider) 及び LEP2 は電子-陽電子衝突型の加速器である。重心系での衝突エネルギーの最大値はそれぞれ 90 GeV、200 GeV で実験を行い、どちらも現在はすでに運用は終了している。LEP2 でもニュートラリーノの事象を発見することはできなかったが、ニュートラリーノの質量に対して $M_D > 40 \text{ GeV}$ という制限をつけた [21]。LHC (Large Hadron Collider) は陽子-陽子衝突型の円形加速器である。2008 年から稼働し始めており、重心系での衝突エネルギーの最大値は 14 TeV に達する設計である。2013 年までは最大エネルギーは 8 TeV で運用され、ニュートラリーノの事象は発見されていない。2015 年からはアップグレードされ最大エネルギー 13~14 TeV で稼働する予定である [22]。ILC (International linear collider) は電子-陽電子衝突型の線形加速器であり、現在は計画段階である。ハドロン衝突と比べレプトンの衝突はより単純であるので、電子-陽電子衝突型の加速器はバックグラウンドが少なく、より詳細なパラメータを求めるのに適している。また円形加速器の場合シンクロトロン放射の影響で到達できるエネルギーに限界があるが、直線上の ILC はそういった課題を克服することができる。今後 ILC によるニュートラリーノの質量や散乱断面積の詳細なパラメータの測定が期待される [23]。

第2章 暗黒物質の直接探索手法

暗黒物質の直接探索においては、暗黒物質の候補粒子である WIMP と原子核との弾性散乱を検出する。本章では WIMP の直接探索の手法について述べる [24]。

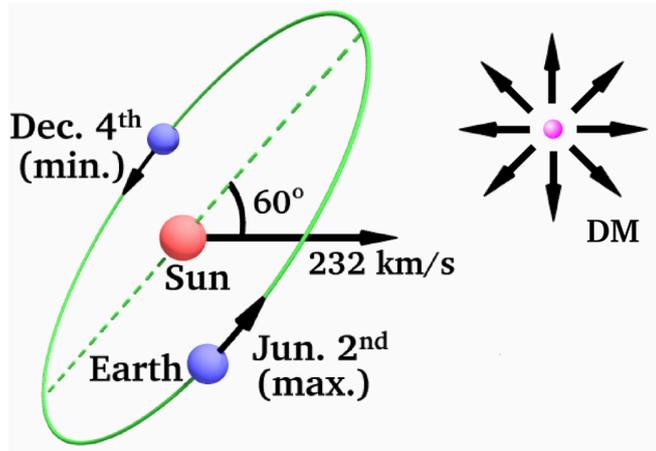


図 2.1: WIMP(図中 DM) に対する太陽系と地球の運動の模式図。

2.1 エネルギースペクトル

地球上で WIMP を検出することを考えると、銀河ハローと地球との相対速度が重要となる。地球は太陽の周りを公転し、また太陽系は銀河中心から約 8kpc 離れたところを回転している。そのため、銀河ハローに対する地球の相対速度は以下の式で表される。

$$\begin{aligned} v_E(=|\mathbf{v}_E|) &= v_{\text{sun}} + v_{\text{obs}} \cos \theta_{\text{obs}} \sin 2\pi y \\ &\simeq 244 + 15 \sin(2\pi y) \text{ [km/sec]} \end{aligned} \quad (2.1)$$

ここで v_{sun} は銀河ハローに対する太陽の相対速度、 v_{obs} は太陽の周りを回る地球の公転速度、 $\cos \theta_{\text{obs}}$ は銀河面に対する地球の公転面、 y は 3月2日からの経過時間を表したものである。図 2.1 は WIMP に対する太陽系と地球の運動を表した模式図である。地球が太陽の周りを公転することにより、6月は地球の公転と太陽系の進行方向が同じになり、銀河ハローに対する地球の相対速度は最大になる。一方12月は進行方向は逆向きになり、相対速度は最小になる。

WIMP の微分数密度 dn は次式で与えられる。

$$dn = \frac{n_0}{k} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) d^3v \quad (2.2)$$

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

ここで k は規格化定数であり、 n_0 が WIMP の全数密度となるようにとる。 v_{esc} は銀河脱出速度である。また WIMP は銀河の重力によって束縛され、銀河系内では熱平衡状態になっていると考えられる。そのため WIMP の速度分布 $f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E)$ はボルツマン分布に従うと考えられており、以下のように書くことができる。

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) = e^{-(\mathbf{v}+\mathbf{v}_E)^2/v_0^2} \quad (2.3)$$

ここで 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 に等しい。地球の公転を無視することができ ($v_E=0$)、 $v_{\text{esc}}=\infty$ とした時の規格化定数 k_0 は式 (2.4) で表される。

$$k_0 = 4\pi \int_0^\infty e^{-(\mathbf{v}+\mathbf{v}_E)^2/v_0^2} dv = (\pi v_0^2)^{3/2} \quad (2.4)$$

一方、 v_{esc} が有限であるとすると k は k_0 を用いて、

$$k = k_1 = k_0 \left\{ \text{erf} \left(\frac{v_{\text{esc}}}{v_0} \right) - \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{v_{\text{esc}}}{v_0} e^{-v_{\text{esc}}^2/v_0^2} \right\} \quad (2.5)$$

と書くことができる。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 の計数率について計算する。標的の質量 1kg 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 tru (total rate unit) と呼び、さらに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 dru (differential rate unit) と呼ぶ。標的原子核の質量数 A 、運動量移行ゼロとした時の WIMP と原子核の散乱断面積を σ_0 とすると、微分計数率は

$$dR = \frac{N_A}{A} \sigma_0 v dn \quad (2.6)$$

と表される。ここで $N_A = 6.02 \times 10^{26} \text{mol}^{-1}$ はアボガドロ数である。運動量移行を考慮した議論については 2.3 節で行う。全計数率は上式を積分することで得られる。

$$R = \frac{N_A}{A} \sigma_0 \int v dn \quad (2.7)$$

$v_E = 0$ 、 $v_{\text{esc}} = \infty$ のときの全計数率を R_0 とすると

$$R_0 = \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{N_A}{A} \frac{\rho_D}{M_D} \sigma_0 v_0 \quad (2.8)$$

と書くことができる。また R_0 は $\sigma = 1\text{pb}$ 、 $v_0 = 220\text{km/sec}$ 、WIMP の質量密度 $\rho_D = 0.3\text{GeV}/c^2/\text{cm}^3$ で規格化すると以下のように書くことができる。

$$R_0 = \frac{361}{M_D M_N} \left(\frac{\rho_D}{0.3\text{GeV}/c^2/\text{cm}^3} \right) \left(\frac{\sigma_0}{1\text{pb}} \right) \left(\frac{v_0}{220\text{km/sec}} \right) \text{tru} \quad (2.9)$$

M_D は WIMP の質量、 $M_N (= 0.932A)$ は標的原子核の質量である。

最後に、WIMP との弾性散乱から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。WIMP の運動エネルギーを $E (= \frac{1}{2}M_D v^2)$ とすると、質量 M_N の反跳原子核の受けるエネルギー E_R は式 (2.11) で表される。

$$\begin{aligned} E_R &= Er(1 - \cos\theta)/2 \\ r &= \frac{4M_D M_N}{(M_D + M_N)^2} \end{aligned} \quad (2.10)$$

ここで θ は重心系での散乱角で、 r は換算質量である。重心系において等方散乱を仮定すると、 $\cos\theta$ 分布は一様になり、 E_R 分布は $0 \leq E_R \leq Er$ の範囲で一様になる。したがってエネルギースペクトルは以下のように書ける。

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dE_R} &= \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{1}{Er} dR(E) \\ &= \frac{1}{E_0 r} \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} \frac{v_0^2}{v^2} dR(v) \end{aligned} \quad (2.11)$$

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ができる最小の WIMP の運動エネルギーであり、 E_{\max} は v_{esc} と地球の運動から決まる WIMP の運動エネルギーの最大値である。また v_{\min} 、 $v_{\max} (= v_{\text{esc}})$ はそれらに相当する WIMP の速度であり、 $E_0 = \frac{1}{2}M_D v_0^2 = \frac{v_0^2}{2}E$ である。式 (2.6) において (2.2)、(2.3) を用いてエネルギースペクトルは以下の式で与えられる。

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} \frac{k_0}{k} \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} \frac{1}{v} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) d^3v \quad (2.12)$$

ここまでの結果から以下の式が導かれる。

$$\frac{dR(0, \infty)}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} e^{-E_R/E_0 r} \quad (2.13)$$

$$\frac{dR(0, v_{\text{esc}})}{dE_R} = \frac{k_0}{k_1} \left[\frac{dR(0, \infty)}{dE_R} - \frac{R_0}{E_0 r} e^{-v_{\text{esc}}^2/v_0^2} \right] \quad (2.14)$$

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

$$\frac{dR(v_E, v_{\text{esc}})}{dE_R} = \frac{k_0}{k_1} \left[\frac{dR(v_E, \infty)}{dE_R} - \frac{R_0}{E_0 r} e^{-v_{\text{esc}}^2/v_0^2} \right] \quad (2.16)$$

図 2.2 は規格化したエネルギースペクトルである。

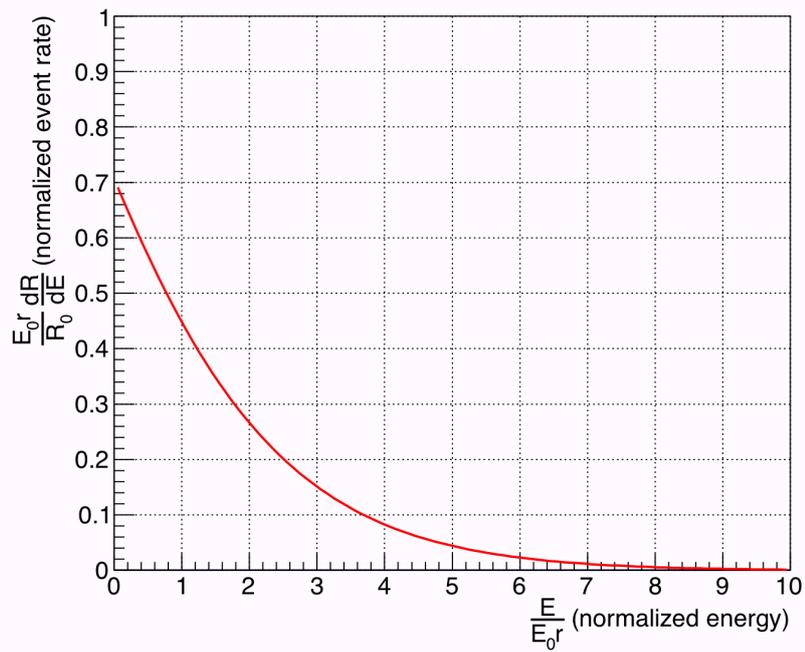


図 2.2: WIMP と標的原子核における、反跳エネルギーの規格化されたエネルギースペクトル。標的原子核は F 原子核を仮定している [74]。

2.2 散乱断面積

WIMP の候補粒子であるニュートラリーノと原子核中のクォークとの散乱は Spin Independent(SI)、Spin Dependent(SD) のいずれかの反応により弾性散乱する。散乱断面積は以下のよう表される。

$$\sigma_{\chi-N} = \sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} + \sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} \quad (2.17)$$

$\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}}$ 、 $\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}}$ はそれぞれ SI、SD の反応による散乱断面積である。暗黒物質探索においては SI、SD の両方が重要である。また標的となる原子核によってどちらの反応に優位になるかが異なる。

2.2.1 Spin Independent(SI)

ニュートラリーノと原子核との SI 反応の散乱断面積は次のように表される。

$$\begin{aligned} \sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} &= \frac{4\mu_{\chi-N}^2}{\pi} [Zf_p + (A-Z)f_n]^2 \\ \mu_{\chi-N} &= \frac{M_D M_N}{M_D + M_N} \end{aligned} \quad (2.18)$$

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 と標的となる原子核の質量 M_N の換算質量である。さらに f_p 、 f_n はそれぞれニュートラリーノと陽子、ニュートラリーノと中性子の SI カップリングであり、 $f_p \simeq f_n$ である。また式 (2.19) から $\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} \propto \mu_{\chi-N}^2 A^2$ という関係がある。したがって原子核に対する SI 反応の散乱断面積は、陽子に対する SI 反応の散乱断面積 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SI}}$ を用いて次のように表すことができる。

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} = \sigma_{\chi-p}^{\text{SI}} \frac{\mu_{\chi-N}^2}{\mu_{\chi-p}^2} A^2 \quad (2.19)$$

SI 反応においては、散乱断面積が質量数の 2 乗に比例する。そのため直接探索においては質量数の大きい標的原子核を用いることが有利になる。

2.2.2 Spin Dependent(SD)

ニュートラリーノと原子核との SI 反応の散乱断面積はフェルミカップリング定数 G_F ($= 1.166 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2} (\hbar c)^3$) を用いて次のように表される。

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} = \frac{32}{\pi} G_F^2 \mu_{\chi-N}^2 (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2 \frac{J+1}{J} \quad (2.20)$$

ここで $\langle S_p \rangle$ 、 $\langle S_n \rangle$ は原子核中の陽子のスピンと中性子のスピンであり、 J は全スピンである。係数 a_p 、 a_n はニュートラリーノと陽子、ニュートラリーノと中性子のカップリングである。また Lambda 因子 (λ) をもちいると以下に示す関係がある。

$$(a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2 \frac{J+1}{J} \propto \lambda^2 J(J+1) \quad (2.21)$$

したがって原子核に対する SD 反応の散乱断面積は、陽子に対する SI 反応の散乱断面積 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}}$ を用いて次のように表すことができる。

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} = \sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} \frac{\mu_{\chi-N}^2}{\mu_{\chi-p}^2} \frac{\lambda^2 J(J+1)}{0.75} \quad (2.22)$$

表 2.1 にいくつかの標的核種に対する $\lambda^2 J(J+1)$ の値をまとめる。

原子核中の陽子の寄与			
元素	J	自然存在比 (%)	$\lambda^2 J(J+1)$
^1H	1/2	100	0.750
^7Li	3/2	92.5	0.244
^{19}F	1/2	100	0.647
^{23}Na	3/2	100	0.0041
^{127}I	5/2	100	0.007
^{133}Cs	7/2	100	0.052

原子核中の中性子の寄与			
元素	J	自然存在比 (%)	$\lambda^2 J(J+1)$
^3He	1/2	1.3×10^{-4}	0.928
^{29}Si	1/2	4.7	0.063
^{73}Ge	9/2	7.8	0.065
^{129}Xe	1/2	26.4	0.124
^{131}Xe	3/2	21.2	0.055
^{183}W	1/2	14.3	0.003

表 2.1: 標的核種に対する $\lambda^2 J(J+1)$ の値 [?].

2.2.3 形状因子 (Form factor)

WIMP と原子核の散乱断面積は運動量移行 ($q = \sqrt{2M_N E_R}$) が大きくなるにしたがって小さくなる。これはドブロイ波長が原子核の大きさと比べて十分に大きいとは言えないという理由からであり、散乱断面積は以下のように補正を受ける。

$$\sigma(qr_n) = \sigma_{\chi-N} F^2(qr_n) \quad (2.23)$$

ここで $\sigma_{\chi-N}$ は運動量移行がゼロのときの散乱断面積、 r_n は原子核半径、 F は形状因子である。Born 近似を用いると、形状因子は原子核の密度のフーリエ変換で与えられる。

$$\begin{aligned} F(qr_n) &= \int \rho(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r} \\ &= \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty r \sin(qr) \rho(r) dr \end{aligned} \quad (2.24)$$

SI 反応においては原子核中の核子ごとに反応するため、ベッセル関数 $j_i(x) = (\sin x - x \cos x)/x^2$ を用いて次のように表すことができる。

$$F(qr_n) = 3 \frac{j_1(qr_n)}{qr_n} \exp\left(-\frac{(qs)^2}{2}\right) \quad (2.25)$$

典型的な原子核の大きさは $r_n \simeq 1.14A^{1/3}\text{fm}$ 、原子核の厚みは $s \simeq 0.9\text{fm}$ である。

一方、SD 反応においては原子核中の余剰核子と反応するため、ベッセル関数 $j_0 = \sin x/x$ を用いて次のように表すことができる。

$$F(qr_n) = j_0(qr_n) \quad (2.26)$$

原子核の大きさは $r_n \simeq 1.0A^{1/3}\text{fm}$ である。

2.3 暗黒物質の信号

図 2.2 に示すように、原子核反跳によるエネルギースペクトルは指数関数的な形状をしており、予想されるバックグラウンドのエネルギースペクトルと非常によく似ている。そのため直接探索において暗黒物質の検出を主張するためには、バックグラウンドを分離して暗黒物質特有の信号を観測する必要がある。暗黒物質特有の信号には次のようなものがある。

- エネルギースペクトルの核種依存性
- エネルギースペクトルの季節変動
- 到来方向の異方性

この節ではそれぞれの信号について述べる。特に NEWAGE においては「到来方向の異方性」を観測する。

2.3.1 標的原子核の核種依存性

ニュートラリーノと原子核との散乱断面積は原子核の核種によって異なる。そのため反跳原子核のエネルギースペクトルは原子核の核種によってその形状が変化する。しかしバックグラウンドも核種に依存するため、核種依存性のみを用いて暗黒物質の検出を主張するのは困難である。

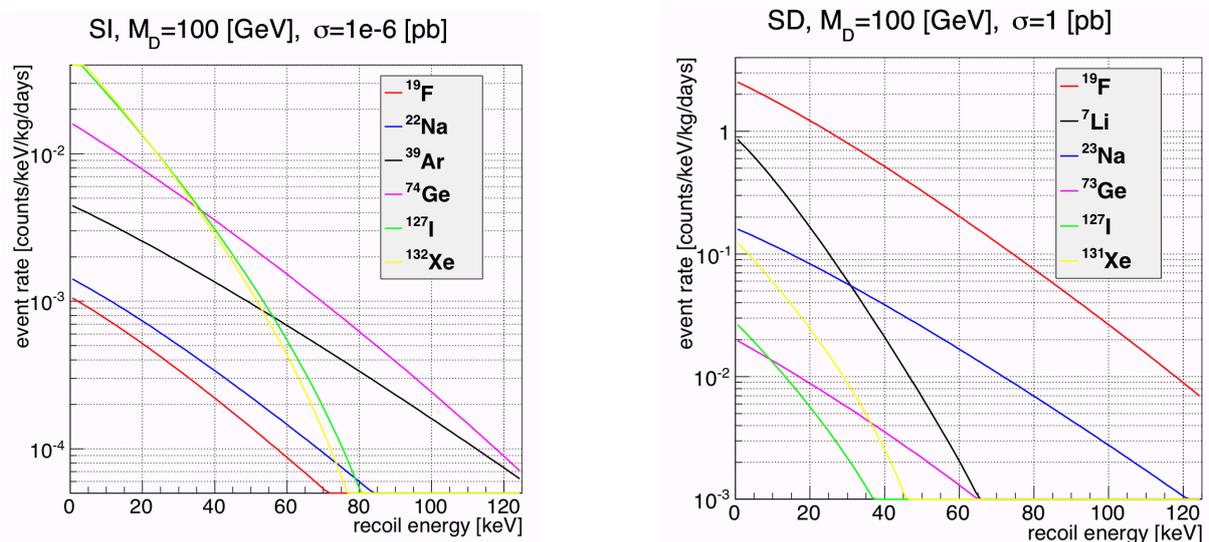


図 2.3: SI、SD 反応において予想されるエネルギースペクトルの各種依存性。SI 反応では $M_D = 100\text{GeV}/c^2$ 、 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SI}} = 1 \times 10^{-6}\text{pb}$ 、SD 反応では $M_D = 100\text{GeV}/c^2$ 、 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1\text{pb}$ を仮定 [74]。

2.3.2 季節変動

計数率の季節変動は地球の公転によって生じる。我々の銀河に対する地球の相対速度 v_E は6月2日に最大となり、12月4日に最小となる。また変動率は約5%程度と小さい。図2.4は6月と12月での予想されるエネルギースペクトルである。ここでは、 $M_D = 100\text{GeV}/c^2$ 、 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1\text{pb}$ とした時のF原子核とのSD反応を仮定している。

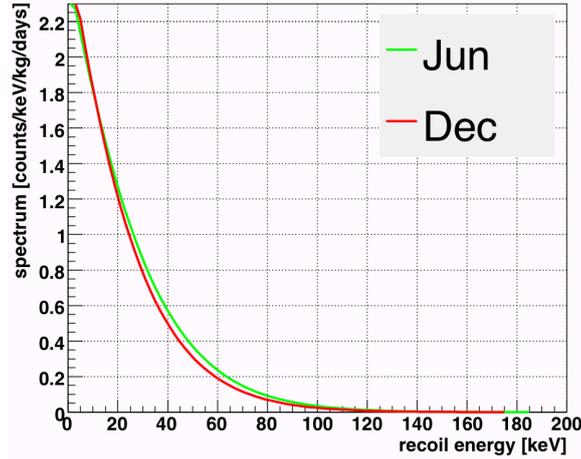


図 2.4: 6月と12月での予想されるエネルギースペクトル。標的原子核は ^{19}F 、ニュートリノーとのSD反応、 $M_D = 100\text{GeV}/c^2$ 、 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1\text{pb}$ を仮定 [74]。

2.3.3 到来方向の異方性

地球の公転によるエネルギースペクトルの変化が約5%程度であるのに対し、暗黒物質特有の信号としてより確実性の高いものとして到来方向の異方性がある。これは太陽系が銀河中を運動していることによって受ける「暗黒物質の風」の方向を測定することで、暗黒物質の存在を証明するという手法である。銀河中において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ことが考えられる。さらに白鳥座の方向は1日を通して変化し、また1年を通しても変化するため、時刻や季節に依存した環境変化を打ち消すことが可能である。暗黒物質の弾性散乱による角度スペクトルは以下のように表すことができる。

$$\frac{d^2R}{dE_R d\cos\theta} \simeq \frac{1}{2} \frac{R_0}{E_0 R} \exp\left[-\frac{(v_E \cos\theta - v_{\min})^2}{v_0^2}\right] \quad (2.27)$$

ここで θ は白鳥座方向と反跳原子核飛跡とのなす角である。バックグラウンド事象においては平坦な $\cos\theta$ 分布が予想されるため、図2.5、図2.6に示されるような $\cos\theta = 1$ にピークを持つ $\cos\theta$ 分布は暗黒物質存在の強い証拠となる。

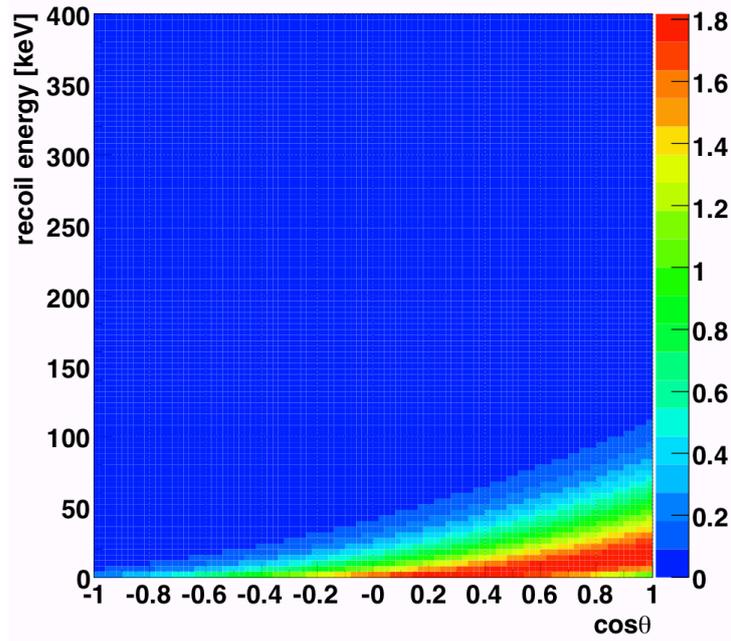


図 2.5: WIMP との弾性散乱事象の予想される角度-エネルギー分布。ここでは標的原子核 ^{19}F 、SD 反応、 $M_D = 100\text{GeV}/c^2$ 、 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1\text{pb}$ を仮定。 θ は白鳥座方向に対する反跳原子核の散乱角であり、色の分布は $[\text{count}/\text{keV}/\text{kg}/\text{days}/\cos\theta]$ 単位での計数率 [74]。

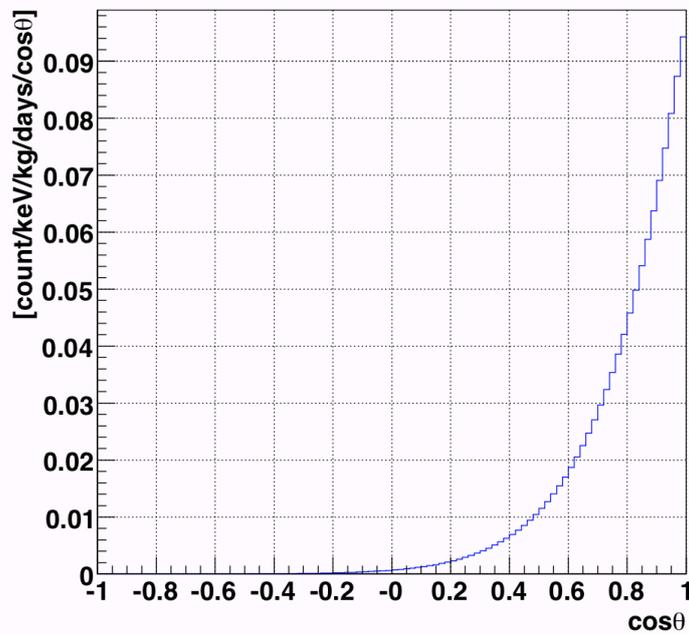


図 2.6: WIMP との弾性散乱における $\cos\theta$ 分布 (100-120keV)。 θ は白鳥座方向に対する反跳原子核の散乱角である。その他の条件は図 2.5 と同様 [74]。

第3章 暗黒物質探索実験

現在、世界では WIMP と原子核の反応の検出による様々な暗黒物質探索実験が行われている。直接探索実験においては、WIMP に散乱された反跳原子核を光・熱・電離によって検出する。検出されるエネルギーは典型的には 100keV 以下であるため検出器としては以下に示す特徴を持つことが重要である。

- 低エネルギー閾値
第2章で示したように、反跳原子核のエネルギースペクトルの形は指数関数的である。そのためエネルギー閾値が低い方がより多くの事象を検出できることが期待される。直接探索実験においては 100keV 以下のエネルギー領域が重要と考えられている。
- 大質量
暗黒物質の直接探索は非常に稀な事象の探索であるため、標的となる物質の質量を大きくすることで効率よく統計を稼ぐことが重要である。エネルギースペクトルの季節変動を観測するために必要とされる標的物質の典型的な質量は kg~ton 程度である。
- 低バックグラウンド
暗黒物質による稀な事象を検出するためには、材料の選定や遮蔽により放射性同位体のバックグラウンドを減らすことが重要となる。また宇宙線バックグラウンドを減らすため、直接探索実験は地下の実験施設で行われることが多い。さらにエネルギー損失などの情報からの粒子同定による解析的なバックグラウンド事象の分離も可能である。

暗黒物質の直接探索実験はその手法の違いから「従来型の探索実験」と「方向に感度を持つ探索実験」の二つに分類される。従来型の探索実験では反跳原子核のエネルギーのみを測定する一方で、方向に感度を持つ探索実験は反跳原子核のエネルギーに加えて飛跡の方向を測定する。飛跡の方向に関する情報はより確かな暗黒物質の存在の証拠となり得る。本章では現在行われている暗黒物質の直接探索実験について紹介する。

実験グループ	検出器 (標的物質)	信号	ref
従来型の探索実験			
DAMA/LIBRA	固体シンチレータ (NaI(Tl))	光	[25, 26, 27, 28]
NAIAD	固体シンチレータ (NaI(Tl))	光	[29]
KIMS	固体シンチレータ (CsI(Tl))	光	[30]
DAMA/LXe	液体シンチレータ (Xe)	光	[31]
XMASS	液体シンチレータ (Xe)	光	[32]
XENON100	液体シンチレータ (Xe)	光, 電荷	[33, 34]
LUX	液体シンチレータ (Xe)	光, 電荷	[35]
WARP	液体シンチレータ (Ar)	光, 電荷	[36]
CDMS	半導体ボロメータ (Si, Ge)	光, 電荷	[37]
CoGeBT	半導体ボロメータ (Ge)	光, 電荷	[38]
CRESST	結晶ボロメータ (CaWO ₄)	光, 電荷	[39]
DAMIC	CCD(Si)	電荷	[40]
COUPP	泡箱 (CF ₃ I)	電荷	[41]
SIMPLE	泡箱 (C ₂ ClF ₅)	電荷	[42]
PICASSO	泡箱 (C ₄ F ₁₀)	電荷	[43]
方向に感度を持つ探索実験			
DRIFT	ガス TPC(CS ₂)	電荷	[44]
DM-TPC	ガス TPC(CF ₄)	電荷	[45]
NEWAGE	ガス TPC(CF ₄)	電荷	[46]
MIMAC	ガス TPC(CF ₄)	電荷	[47]
NIT-group	原子核甲板 (AgBr, C, N, O)	電荷	[48]

表 3.1: 暗黒物質直接探索実験

3.1 従来型の探索実験

多くの暗黒物質探索実験では大質量を得るために標的として固体や液体が用いられている。原子核の反跳エネルギーは光・熱・電荷のいずれかに変換されて検出され、その信号の違いから検出器は表 3.1 のように分類される。この節では従来型の検出器の特徴とそれらを用いた実験について述べる。

図 3.1 はこれまでに行われてきた従来型の暗黒物質探索実験の結果をまとめたものである。線で囲まれた領域は DAMA が暗黒物質の存在を主張する領域である。一方、曲線は各実験による制限曲線を表し、曲線よりも上の領域はその実験によって暗黒物質の存在が棄却されたことを示す。現在の探索状況は DAMA が暗黒物質の発見を主張するも、その他の多くの実験により棄却されているという混沌とした状況である。

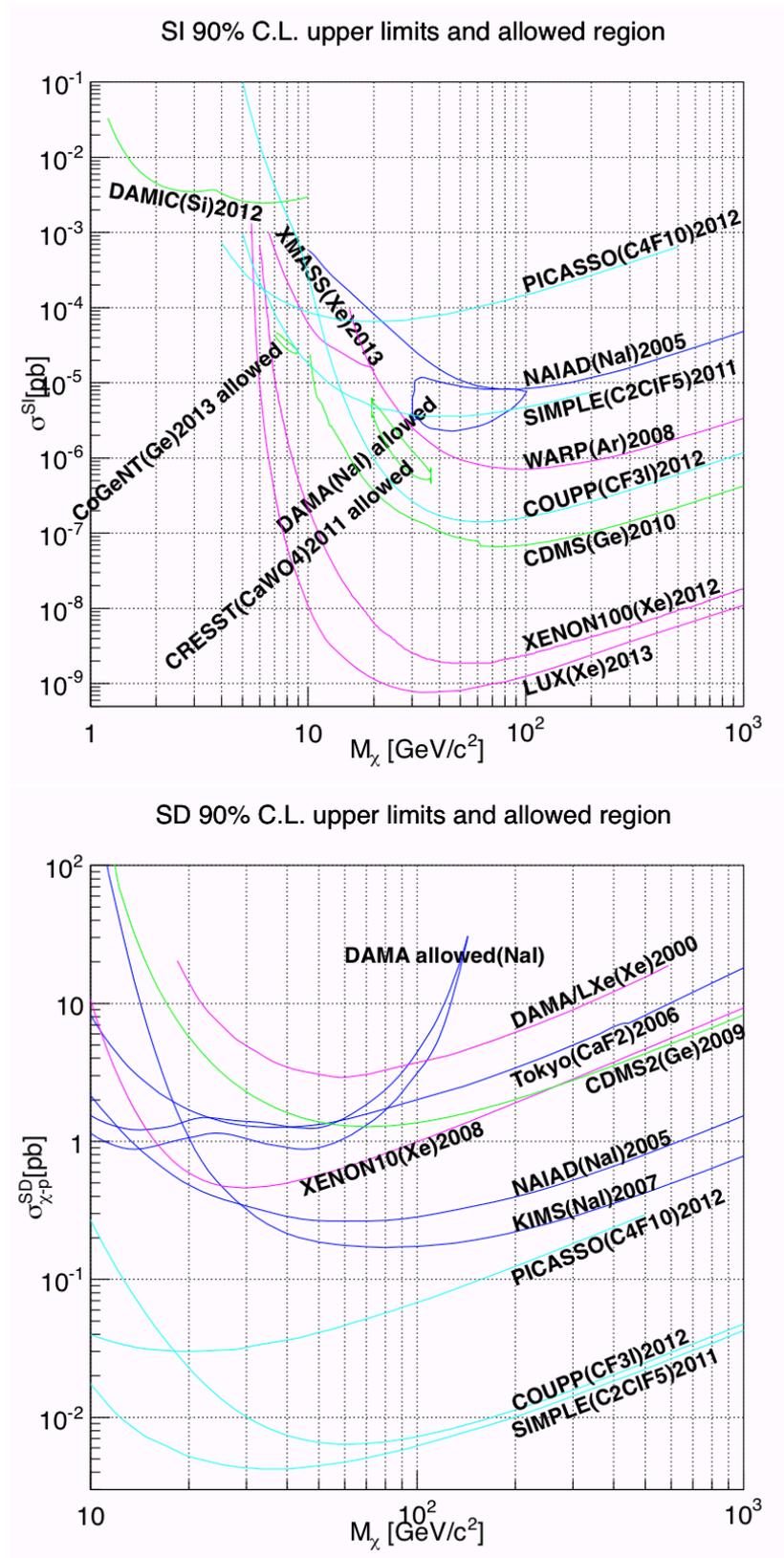


図 3.1: 暗黒物質探索結果 [74]。上図と下図はそれぞれ WIMP との SI、SD 反応での制限曲線を表す。線の色は検出器の種類を示す (青:固体シンチレータ、紫:液体希ガスシンチレータ、緑:半導体検出器、水色:泡箱)。

3.1.1 固体シンチレータ

固体シンチレータの利点は大量検出器を作りやすい点、またその特性について詳しく研究されている点である。一方で反跳原子核の飛跡を得ることができないため、暗黒物質の発見を主張するためには計数率の季節変動を観測する必要がある。これまでの直接探索実験においてはNaI(Tl)やCsI(Tl)といったシンチレータが用いられてきた。DAMA(イタリア)はNaI(Tl)シンチレータ100kgを用いたイタリアの実験グループである。7年間の観測により季節変動を観測したことから、暗黒物質を発見したと主張している。またDAMA/LIBRAとしてより純度の高いNaI(Tl)シンチレータ250kgを用いて追実験を行った。追実験での7年間の観測においても季節変動を観測している[25]。さらにDAMAとDAMA/LIBRAの観測量は13.3ton·yearと、他実験と比べて圧倒的に大きい。しかし他の実験ではこの季節変動を棄却する結果を得ていることから、観測した季節変動は系統誤差によるものではないかという主張もある。この主張を確かめるためには、他の実験施設においてNaIシンチレータを用いて実験を行う必要がある。さらに方向に感度を持つ実験によって、季節変動の系統誤差が小さいより明確な暗黒物質の信号が検出可能であると考えられている。

その他の固体シンチレータを用いた実験としては、34.8kgのCsI(Tl)を用いた韓国のKIMS[30]や、現在は終了した55kgのNaI(Tl)シンチレータを用いたNAIAD[29]などがある。NAIADにおいては44.9kg·yearの観測でDAMAに匹敵する感度を示したが、季節変動の検出には至っていない。

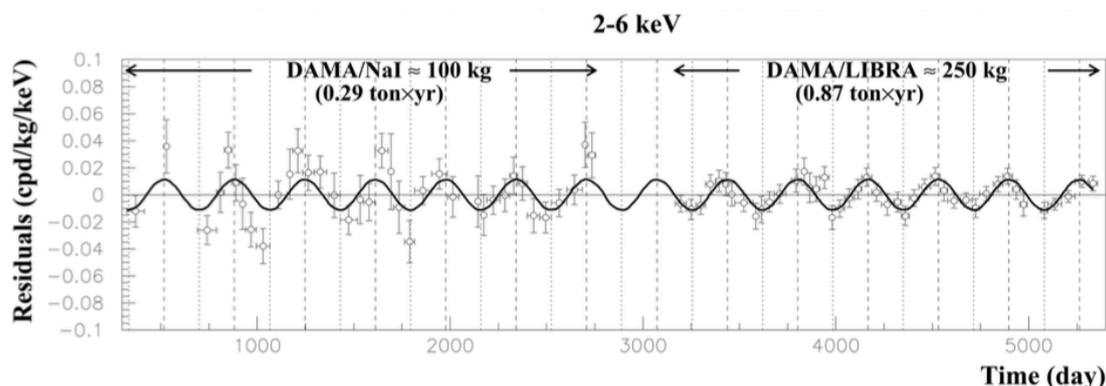


図 3.2: DAMA,DAMA/LIBRA での 2-6keV 領域における季節変動の観測結果 [25]。

3.1.2 液体シンチレータ

液体希ガスシンチレータとしては液体キセノン (LXe) や液体アルゴン (LAr) が挙げられる。液体キセノンは質量数が大きく、またシンチレーション光の光量も多いため、暗黒物質探索実験に非常に適した物質である。一方、液体アルゴンは液体キセノンに比べて質量数は小さいが、バックグラウンドの分離という点や、安価に利用できるという点で液体キセノンよりも優れている。液体希ガスシンチレータは単相式と二相式の検出器に分類できる。単相式はシンチレーショ

ン光の信号のみを光検出器で検出する。また検出器自身からのバックグラウンドを減らすため、シンプルな構造をしている。一方、二相式は液相に加えて気相があり、液相で発生する1次シンチレーション光(S1)の信号だけでなく電離による信号も検出する。電離による信号は、液相で電離した電子がドリフトされ気相で増幅される際に発生する2次シンチレーション光(S2)として検出される。原子核反跳の事象においてS2はS1に比べてクエンチングの効果が大きいですが、電子反跳の事象についてはクエンチングがあまり大きくない。そのためS1とS2の比から電子反跳のバックグラウンドを分離することができる。

DAMA/LXe[31](イタリア)やXMASS[32](日本)は单相式の検出器を用いた実験である。XMASSは約800kgのLXeを用いた单相式の検出器であり、岐阜県神岡の地下1000mで実験が行われている。二相式検出器を用いた実験としては、LUX[35]やXENON[33]がある。LUXは118kgのLXeを用いて10-1000GeVの質量領域におけるWIMPとのSI反応について最も良い制限を与えている。WARP[36]は3.2kgのLArを用いた実験である。

3.1.3 半導体検出器 (ボロメータ、CCD)

ボロメータを用いた暗黒物質探索実験では、WIMPにより反跳された原子核のエネルギーを温度上昇として検出する。絶縁体の熱容量は低温で温度の3乗に比例するため、極低温で動作させることで低エネルギー閾値が可能となる。また半導体を用いたボロメータにおいては、熱と同時に電子-ホール対が生成するため、熱と電離の情報から粒子識別が可能となり、電子反跳によるバックグラウンドを分離することができる。さらに特別な結晶を用いたボロメータでは、結晶が熱と同時にシンチレーション光を放出するため、熱と光の情報から電子反跳のバックグラウンドを分離することができる。

CDMS-IIはGeとSiの結晶を用いた実験である[37]。質量はそれぞれ250g、100gである。熱と電離の信号の読み出し時間の違いから、事象の発生点の深さを測定できるため、検出器表面からの電子のバックグラウンドを分離することができる。Ge(Si)でそれぞれ612(140.2)kg·daysの観測量があり、事象選別後にそれぞれ2(3)事象が残ったと発表している。しかしバックグラウンドで説明ができるため、今後さらなる調査が必要となっている。CoGeNTは443gのGe検出器を用いた実験であり、0.4keVという低いエネルギー閾値を達成している。低エネルギー領域において1年以上の期間季節変動を観測している($\sim 2.8\sigma$)[38]。CRESST-IIは10kgのCaWO₄の結晶を用いた実験であり、熱とシンチレーション光を同時に測定することで電子反跳のバックグラウンドでを分離することができる。730kg·daysの観測からバックグラウンドで説明できる計数率を得ている[39]。

3.1.4 泡箱

泡箱は沸点以上に加熱された過熱状態の液体を用いる。その中に粒子が入射すると、液体から気体への相転移が起り、粒子が通過した部分に泡が発生する。生成された泡の写真を撮ることで、原子核反跳を検出する。泡箱の利点としては、電子識別、大質量、SD反応に対する標的選択などがある。一方でエネルギーを測定できないという欠点がある。また相転移の閾値を調整することで、電子や μ 粒子の事象を排除することができる。COUPP[41]、SIMPLE[42]、PICASSO[43]がこの手法を用いた探索実験を行っている。

3.2 方向に感度を持つ探索実験

地球の公転による暗黒物質のエネルギースペクトルの変動率は約5%と小さく、それに比べて自転の日変化による暗黒物質の風の非対称性は大きい。これはWIMPの同定に非常に有力な信号となる。方向に感度を持つ実験では反跳原子核の飛跡を検出することで、検出器に対するWIMPの到来方向を測定する。方向に感度を持つ探索実験ではガス検出器が用いられることが多く、検出される飛跡の長さは、1気圧、100keVのエネルギーで1mm以下となる。そのため多くの実験ではより長い飛跡を得るために低圧ガスが使用されている。

3.2.1 ガス検出器

暗黒物質探索実験においては、低圧ガスを用いたTPC(Time Projection Chanver)が用いられる。一般的にはMPGD(Micro-Patterned Gaseous Detector)と組み合わせて用いられ、 μ -TPCと呼ばれる。低圧ガスを用いるため、検出器の大きさとしては 1m^3 以上の体積が必要とされる。3.1節で述べた従来型の検出器と比べると、同じ体積では質量はおよそ1/1000となるが、到来方向の異方性が観測できれば暗黒物質の強い証拠となる。

TPC(Time Projection Chanver)

TPCの概念図を図3.3に示す。ここでは $-Z \rightarrow +Z$ の飛跡が得られた状況を仮定している。WIMPとの弾性散乱により反跳された原子核がガス中を運動すると、飛跡に沿ってガスが電離する。電離した電子は、TPC内部に印加されたドリフト電場によってドリフトされ、図のXY平面に位置する μ -PIC等により読み出される。XY平面で得られた飛跡の位置情報は、 μ -PICの場合アノード、カソードのストリップ情報に対応する。またこの時、電子のドリフト速度は一定であると考えるので、ドリフトに要する時間がZ座標に対応するため、「tが小さい」=「Zが小さい」、「tが大きい」=「Zが大きい」という関係が成立する。そのため図3.3においては、 $t_0 < t_1$ 、 $Z_0 < Z_1$ となる。

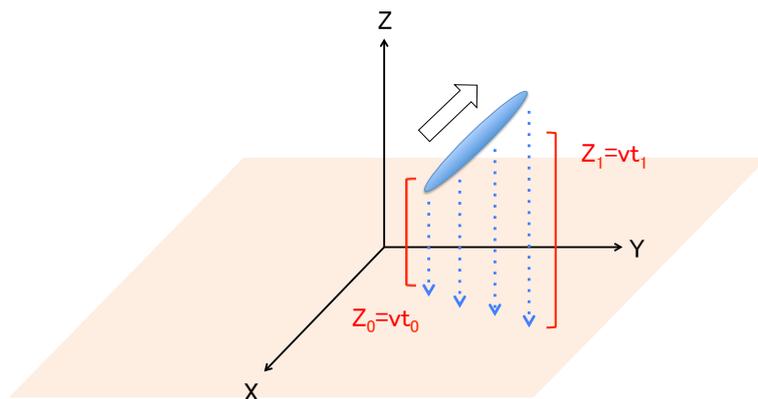


図 3.3: TPC の概念図。青い帯が飛跡に沿って電離された電子を表し、それらがドリフトされる様子を青い点線で表している。また矢印は飛跡の向きを示す。

検出器に用いられるガス

ガス検出器では Xe や Ar といった希ガスが用いられることが多い。特に Xe は質量数が大きいことから SI に対する感度が高いが、ドリフト中の電子拡散が大きいため、大型のガス検出器では反跳原子核の微細な飛跡を捉えることが困難であるとされている。図 3.4 にガス中の電子の運動を計算するソフト MAGBOLTZ[50] での計算結果を示す。ガスの種類により拡散係数が異なることが分かる。CS₂ を用いると陰イオン TPC を作ることができる。陰イオン TPC では電子の代わりに陰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可能である。CF₄ は他のガスと比べてドリフト速度が速く電子拡散が少ない (図 3.5)。また引火性が強く有毒である CS₂ とは異なり、不燃で無毒であるので取り扱いが容易である。CF₄ の性質は表 3.2 に示す。ガス検出器を用いた方向に感度を持つ実験としてはイギリスの DRIFT[44]、アメリカの DM-TPC[45]、フランスの MIMAC[47] などがある。詳しくは 7 章で述べる。

化学式	CF ₄
名称	四フッ化炭素
形状	無色気体
分子量	88.01g/mol
密度	3.76g/l (15°C,1atm)
融点	89.55°K
沸点	145.35°K
W 値	54eV

表 3.2: CF₄ の性質

ガスを考える際、低エネルギーの原子核反跳に対するクエンチングの効果も重要となってくる。クエンチングファクターは全エネルギーに対する電離に用いられるエネルギーの割合であり、次のように定義される。

$$F_q = \frac{E_{ionized}}{E_{total}}$$

様々なガスによるクエンチングファクターは [51] にまとめられている。また図 3.6 は CF₄ ガス中での ⁴He、¹²C、¹⁹F に対するクエンチングファクターを示す。クエンチングファクターは核種だけでなく、エネルギーやガスの圧力にも依存することが分かる。暗黒物質探索実験においては測定したエネルギー ($E_{ionized}$) を全エネルギー (E_{total}) に変換して用いている。

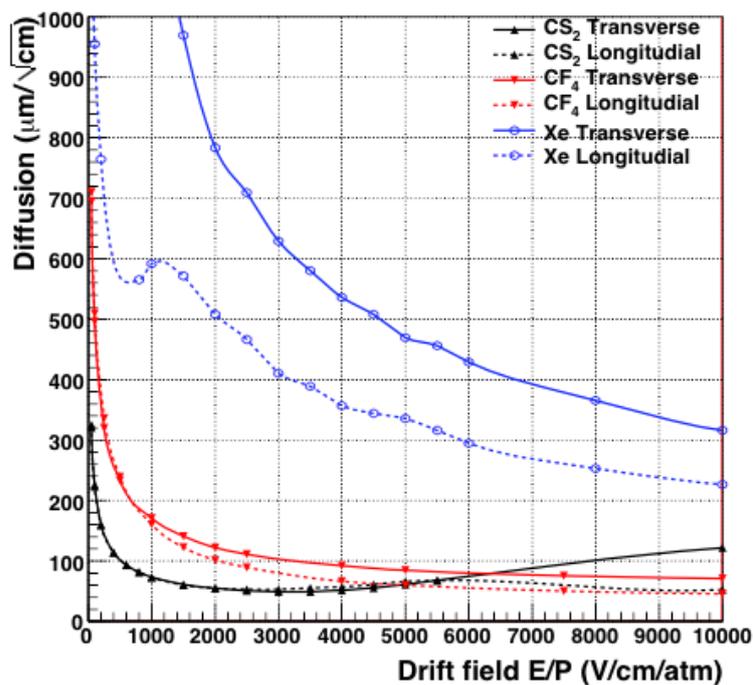


図 3.4: MAGBOLTZ による、電子と陰イオンの拡散を電場の関数として表した図。温度は 300K を仮定 [74]。

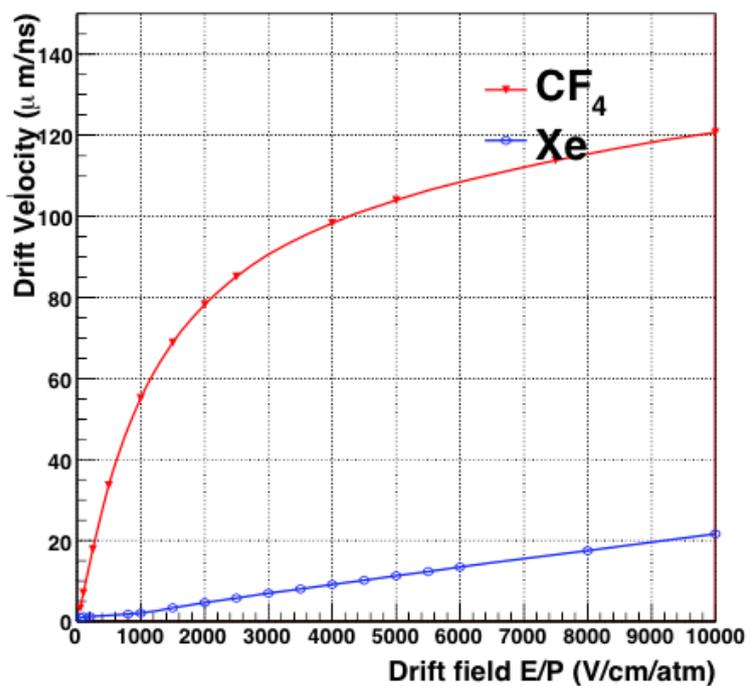


図 3.5: MAGBOLTZ による、CF₄(赤) と Xe(青) のドリフト速度 [74]。

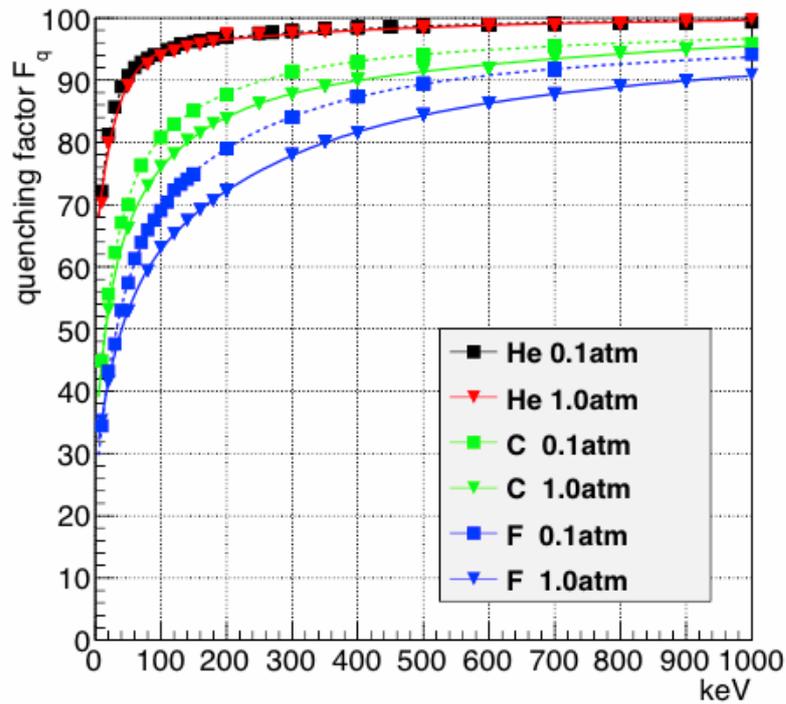


図 3.6: SRIM[56] による、 CF_4 ガス中での原子核のクエンチングファクター [74]。

3.2.2 原子核乾板

原子核乾板は AgBr 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 AgBr がイオン化され Ag が生成される。これを現像により成長させることで電子顕微鏡で荷電粒子の飛跡を観察することができる。特徴としては、非常に短い飛跡も検出できるという利点がある一方、現像後でないとデータの確認ができないため即時性がないという欠点もある。原子核乾板を用いた NIT(Nano Imaging Tracker) については名古屋大学で基礎研究が行われている [48]。

第4章 電離によるエネルギー損失

物質中を通過する荷電粒子はクーロン力により物質中の電子と相互作用することでエネルギーを失う。このエネルギー損失は Bethe-Bloch の式によって記述される。またそのエネルギー損失と粒子の飛程との関係 (Bragg 曲線) は飛跡の前後判定において非常に重要である。

4.1 Bohr の式

荷電粒子の物質中でのエネルギー損失は Bohr の式によって記述される [58]。Bohr の式では、電荷 ze を持つ荷電粒子が物質中の電子に与えるエネルギーを考える。電子は静止していると仮定し、荷電粒子が x 軸上を $x = -\infty$ から $x = +\infty$ まで速度 v で運動する場合を考える。ここで電子が x 軸上から距離 b (インパクトパラメーター) 離れているとする。電子の座標が $(0, b, 0)$ となるように座標系をとると、荷電粒子がクーロン力によって電子に与える全力積は y 方向の成分のみ (x 成分は $x < 0$ と $x > 0$ からの寄与が打ち消しあう) であり以下のように表すことができる。

$$I_y = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{v} \frac{-ze^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{b}{(x^2 + b^2)^{3/2}} \quad (4.1)$$

ここで $\frac{dx}{v}$ は荷電粒子が dx 進むのにかかる時間を表し、 ϵ_0 は真空の誘電率である。 $x = bs$ と置くと

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{b}{(x^2 + b^2)^{3/2}} dx = \frac{1}{b} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(s^2 + 1)^{3/2}} ds = \frac{2}{b}$$

となるため、 I_y は以下で与えられる。

$$I_y = \frac{-ze^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{vb}$$

静止していた電子の運動量は、荷電粒子との衝突により y 方向に

$$p = I_y = \frac{-ze^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{vb}$$

となり、電子が得る運動エネルギーをは

$$\frac{p^2}{2m_e} = z^2 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{2}{m_e v^2 b^2} \quad (4.2)$$

となり、これが電子が荷電粒子の通過に伴って受けるエネルギー、すなわち荷電粒子が失うエネルギーとなる。

次に荷電粒子が速度 v で x 軸方向に距離 Δx 進む間に失うエネルギーを求める。 x 軸からの距離 $b \sim b + \Delta b$ 間にある長さ Δx の円筒状の領域にある電子を考える。電子の数密度を n_e とすると、この領域内の電子数は $n_e 2\pi b \Delta b \cdot \Delta x$ である。ここで $\Delta x \gg b$ であるとする、 $\Delta x \sim \infty$ とすることができ、電子の得るエネルギーは式 (4.2) となる。したがって、荷電粒子が単位長さあたりにイオン化で失うエネルギーは以下で与えられる。

$$\begin{aligned} -\frac{dE}{dx} &= 4\pi z^2 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{n_e}{m_e v^2} \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b} \\ &= 4\pi z^2 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{n_e}{m_e v^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \end{aligned} \quad (4.3)$$

ここで b の積分範囲 b_{\max} 、 b_{\min} は以下のように決まる。

上限値： b_{\max}

上記の計算においては電子は静止していると仮定したが、実際は原子核の周りを束縛運動している。電子の平均束縛エネルギーを I とすると、運動の周期は $T = \frac{\hbar}{I}$ である。そのため相互作用の時間スケールを T' とすると $T' < T$ となる必要がある。ここで T' は相対論的な効果を考慮し、以下のように与えられる。

$$T' = \frac{b}{v} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

したがって、 b について以下のように上限値が決まる。

$$b < \frac{v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \frac{\hbar}{I} \equiv b_{\max}$$

下限値： b_{\min}

b_{\min} については量子力学による制限から決定する。荷電粒子の静止系を考えると、電子は速度 v で運動している。その運動量は

$$p_e = m_e \frac{v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

であり、この時のド・ブローイ波長は以下のように表すことができる。

$$\Delta x_e \approx \frac{\hbar}{p_e} = \frac{\hbar \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{m_e v}$$

不確定性原理により電子の位置は Δx_e 程度の精度で決まるので $b_{\min} = \Delta x_e$ となる。

以上より Bohr の式 (4.4) を得る。ここで $\beta = \frac{v}{c}$ 、 $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ を用いた。

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi z^2 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{n_e}{m_e c^2} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma}{I} \right] \quad (4.4)$$

Bohr の式は古典的であるが荷電粒子による電離損失の効果をよく捉えており、 α 線や原子核などの重い粒子のエネルギー損失はこの式により記述できる。しかし軽い荷電粒子に対しては量子力学的な効果が効いてくるため、適用することができない。

4.2 Bethe-Bloch の式

Bethe-Bloch の式は、Bohr が古典的に計算したエネルギー損失の式 (4.4) を、Bethe、Bloch が相対論的な量子力学を用いて修正したものである [59, 60]。Bethe-Bloch の式を (4.5) に示す。

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi z^2 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{n_e}{m_e c^2} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (4.5)$$

大括弧内の第 2 項は Bohr の式に加わった量子力学的な効果による項であり、第 3 項の δ は物質の分極による遮蔽効果を表し、この項は密度効果による補正項と呼ばれる。また I は原子に束縛されている電子の束縛エネルギー (イオン化エネルギー) であり、原子番号 $Z > 20$ に対して $I \approx 10Z$ [eV] と近似できる。式 (4.5) より、エネルギー損失は z^2 に比例する。また低エネルギー ($\beta\gamma < 1$) では $1/\beta^2$ に比例し、高エネルギー ($\beta\gamma \gg 1$) では $\ln \gamma$ で増加する。これを利用して粒子識別が可能となる。Bethe-Bloch の式は $\beta > 0.05$ のエネルギー領域において実験結果とよく一致する。一般的な高エネルギー物理学の実験においては Bethe-Bloch の式で十分であるが、暗黒物質探索実験で重要となる 100keV 以下のエネルギー領域でのエネルギー損失を記述するには Bethe-Bloch の式では不十分である。

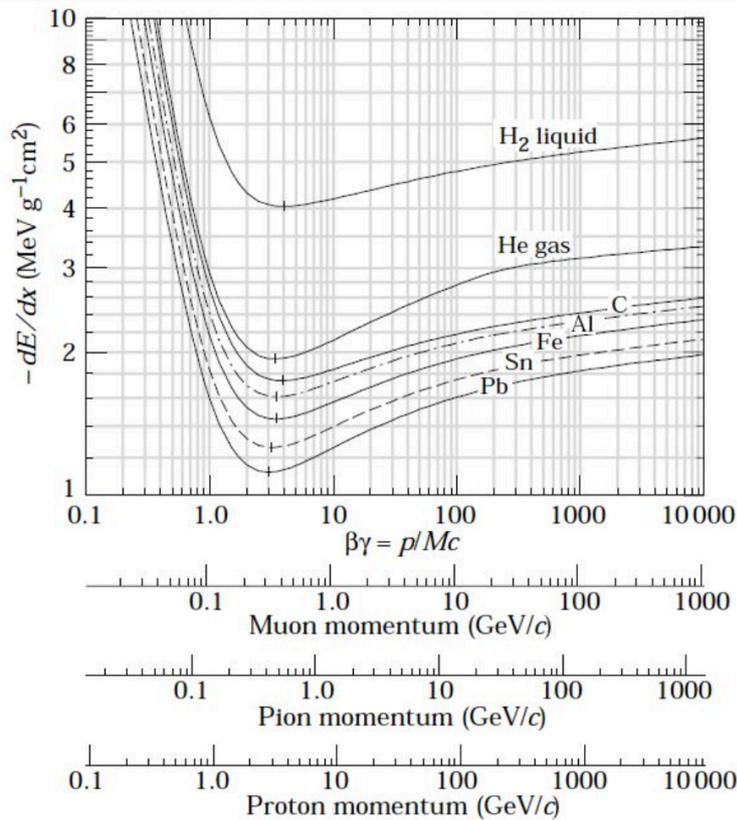


図 4.1: 様々な物質中における、 μ 粒子、 π 中間子、陽子に対する電離によるエネルギー損失 [52]。

4.3 Lindhard の式

粒子が遅い場合 ($\beta < 0.01$) は、軌道電子の速度が入射粒子よりも早くなり、量子力学的な取り扱いが非常に複雑になる。Lindhard は電子と気体中を進む荷電粒子の非弾性散乱を計算し、低エネルギー領域 ($\beta < 0.01$) において適用可能な次の式を得た [53]。

$$-\frac{dE}{dx} = nz^{1/6} \frac{zZ}{(z^{2/3} + Z^{2/3})^{3/2}} 8\pi\hbar a_0 v \quad (4.6)$$

ここで、 Z 、 n 、 a_0 はそれぞれ標的原子の原子番号、数密度、ボーア半径を表す。この式で特徴的なのはエネルギー損失が v に比例することである。図 4.2 に示す様に、低いエネルギー領域 ($\beta < 0.01$) においては Lindhard の式が実験結果をよく説明している。Bethe-Bloch の式が $\beta > 0.05$ 、Lindhard の式が $\beta < 0.01$ を説明し、 $0.01 < \beta < 0.05$ においては実験結果に合う理論は現時点では存在しないというのが現状である (図 4.2)。

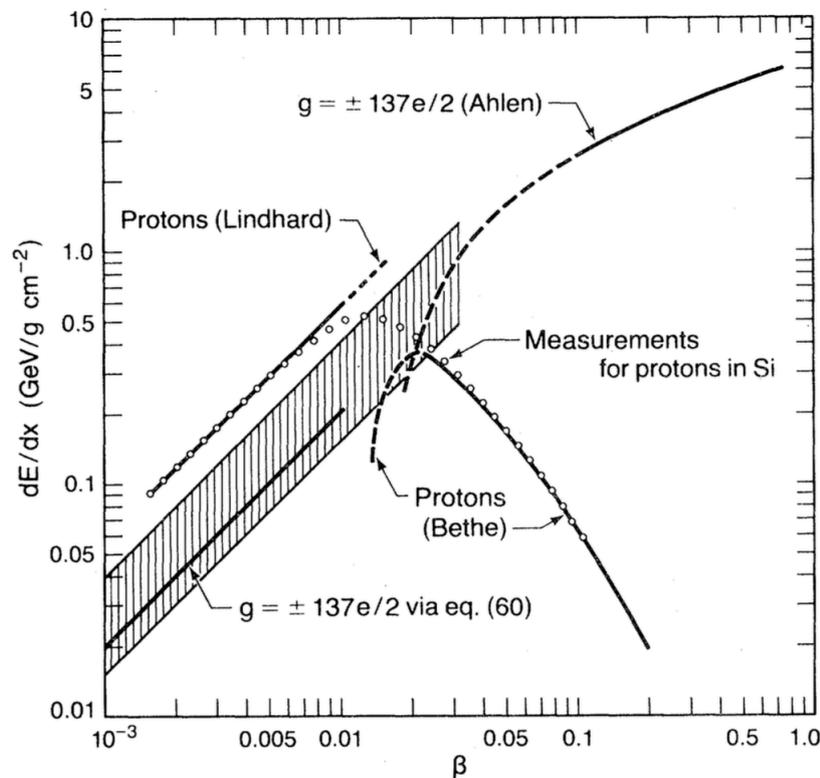


図 4.2: 様々な物質中での陽子の電離によるエネルギー損失 [54]。白丸は Si 中での陽子の測定値、実線はそれぞれ Bethe-Bloch の式、Lindhard の式からの計算値を示す。 $\beta > 0.05$ では Bethe-Bloch の式、 $\beta < 0.01$ では Lindhard の式からの計算値に測定値が一致していることが分かる。

4.4 Bragg 曲線

ここまで、電離による粒子のエネルギー損失について述べ、図 4.1、図 4.2 ではエネルギー損失を β に依存した形で表していた。一方、実用的には図 4.3 に示すような Bragg 曲線と呼ばれる曲線が用いられる。Bragg 曲線は荷電粒子が物質中を通過する際の、単位長さあたりのエネルギー損失をその飛跡に沿って表したものである。荷電粒子が物質中を通過すると、物質原子を電離して電子-イオン対を生成する。そして入射粒子は物質中を進むにつれてエネルギー損失が大きくなり、停止する。特に陽子線や炭素イオンなどの重粒子線の Bragg 曲線は終点付近で鋭いピークを持ち、近年では放射線医療の分野で応用されている。本研究においては、低エネルギー領域における Bragg 曲線から予測される、飛跡に沿ったエネルギー損失の違いを用いて、飛跡の前後判定を行う。

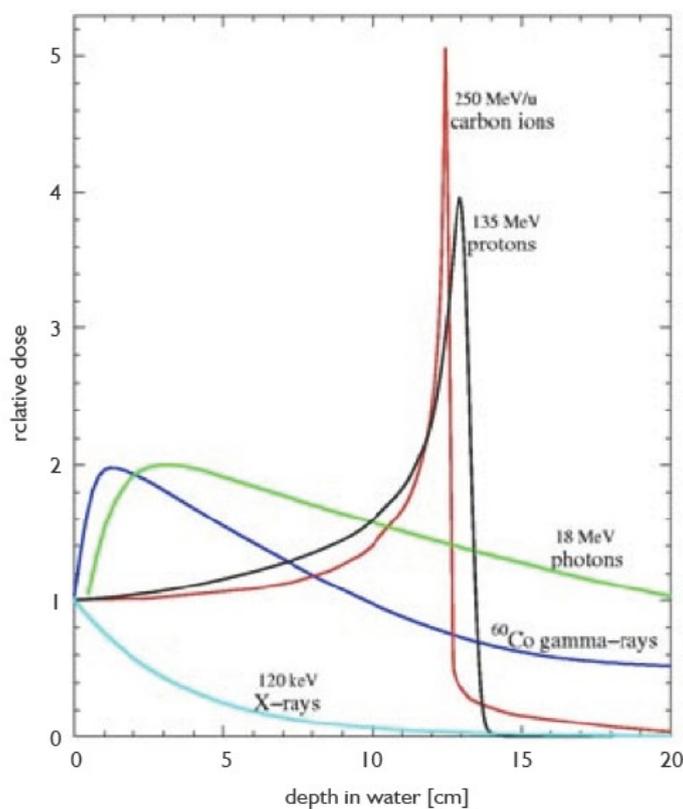


図 4.3: X線、炭素線、陽子線、 ^{60}Co の γ 線の Bragg 曲線 [55]。横軸に粒子の進んだ距離、縦軸はエネルギー損失を相対的に表したものである。エネルギーの高い炭素線、陽子線は飛跡の終点付近で鋭いピークを持つことが分かる。

4.5 SRIM

ここまで、物質中の荷電粒子の運動の理論的背景を述べてきた。本研究で興味のある低エネルギー (100keV 以下) の荷電粒子の Bragg 曲線を知るためのソフトとして、SRIM(Stopping and Range of Ions in Matter)[56] というものがある。SRIM はイオンが物質中を通過する際の、イオンの飛程、ダメージ等を、実験値を基にした半経験式で算出するシミュレーションソフトウェアである。ここでは SRIM で行われる計算について述べる [57]。

SRIM において、物質中を通過する原子に働く相互作用は大きく分けて二つあり、ひとつは「原子核同士の衝突」、もうひとつは「入射粒子(イオン)と電子間の相互作用」である。原子核同士の衝突については、2 体衝突モデルを入射イオンと標的となる物質に逐次的に適用することで、入射イオンと衝突によって弾き出された標的物質原子の軌道を追跡する。計算に必要な情報としては以下のようなものがある。

- 入射原子、標的原子の質量
- 入射原子のエネルギー
- 入射原子、標的原子の位置関係 (衝突計数:Impact parameter)
- 入射原子、標的原子間の相互作用

最後の項目については、入射原子と衝突原子を完全な点電荷とみなすならば両者に働く相互作用はクーロン力となるが、実際は原子核の周りに電子が存在している。そのため SRIM では原則として Ziegler、Litmark、Bierak による遮蔽モデルが用いられる。

物質中を通過する原子は、これに加えて電子との相互作用によってもエネルギーを失う。その度合いは、物質中の電子密度、入射原子核の電荷、入射原子のエネルギーに依存する。SRIM のフローチャートを以下に示す。

Step1 入射原子を一つ選び、物質中の平均自由行程の分だけ移動させ、その時の電子阻止能によるエネルギー散逸を計算する。

Step2 体衝突のシミュレーションを行い、標的原子との衝突計数を乱数により決定し、衝突後の入射原子と標的原子の移動方向、エネルギーを決定する。

Step3 標的原子のはじき出しと入射原子の停止を判定する。それぞれの原子が Displacement Energy¹ 以上の場合 Lattice Binding Energy² を差し引き、1. の入射原子の一覧に登録する。

Step4 すべての原子が停止するまで Step1~3 を繰り返す。

¹標的原子がこのエネルギー以下の場合、標的原子は元の位置から動かないとする。(およそ 10 20keV)

²標的原子の持つエネルギーが Displacement Energy 以上の場合、標的原子は周囲の原子との結合を振り切り、元の位置から飛び出す。その際、標的原子はこのエネルギーを元の位置に残して移動する。

入射イオン	原子番号 質量 エネルギー
標的物質	密度 厚さ 構成原子の原子番号 構成原子の質量 構成原子の構成比 Displacement Energy Lattice Binding Energy Surface Binding Energy ³

表 4.1: SRIM におけるパラメータ

またシミュレーションを行う際に重要となるパラメータを表 4.1 に示す。これらの中で、Displacement Energy、Lattice Binding Energy、Surface Binding Energy は一意に決定することが難しく、一般的にはデフォルト値が用いられる。

図 4.4 に SRIM を実際に用いて計算した Bragg 曲線の例を示す。本研究で用いている 0.2 気圧の CF_4 ガス中の 5MeV の α 線 Bragg 曲線である。横軸は粒子の運動開始位置からの距離、縦軸はエネルギー損失を表す。 α 線は飛跡に沿ってエネルギー損失が増加し、終点付近をピークに、その後エネルギー損失は減少する。

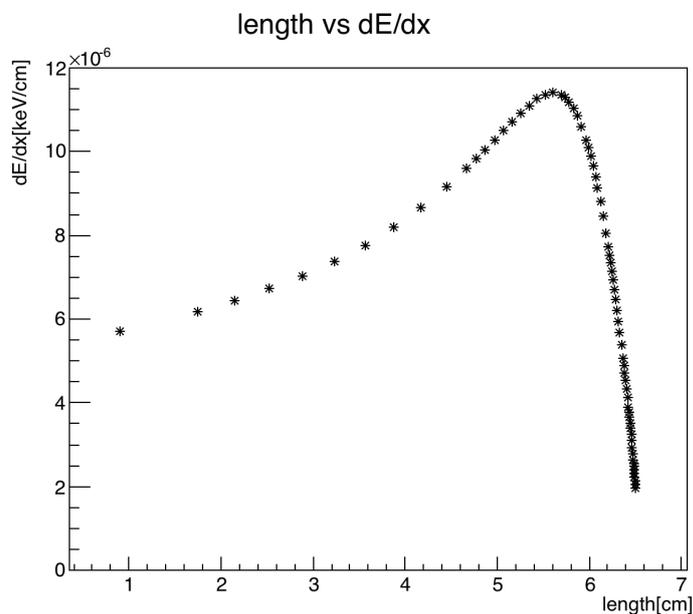


図 4.4: CF_4 ガス 0.2 気圧における α 線 (5MeV) の Bragg 曲線

³表面付近の標的原子がこのエネルギー以上の場合、標的原子は標的物質から離脱 (スパッタ) する

4.6 前後判定への応用

ここまで、電離によるエネルギー損失について述べた。図 4.5 に、SRIM から得られる、0.2 気圧の CF_4 ガス中での 100keV の F 原子核の Bragg 曲線を示す。縦軸、横軸は図 4.4 と同様である。100keV の原子核の場合、エネルギー損失のピークは過ぎており、飛跡に沿ってエネルギー損失が減少する様子が分かる。本研究では、飛跡に沿ったエネルギー損失の変化の傾向を前後判定に応用する。そのため、飛跡の前後判定には飛跡に沿ったエネルギー損失の詳細な情報が必要となる。

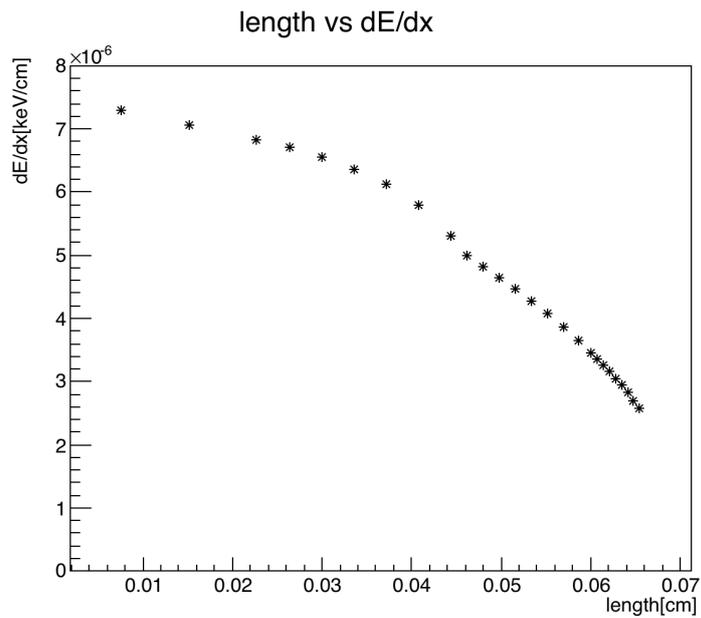


図 4.5: CF_4 ガス 0.2 気圧における F 原子核 (100keV) の Bragg 曲線

第5章 NEWAGEの現状

NEWAGE(NEw general WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) は方向に感度を持った暗黒物質探索実験である。2.3.3節で述べたように飛跡の方向に関する情報は暗黒物質発見の非常に強い証拠となる。NEWAGE 実験は、将来的に大型・低バックグラウンド検出器を製作、図 5.1 に示すように超対称性理論の予言するパラメータ領域 (MSSM) の探索を行うことを目指している。この章では NEWAGE 実験の概要、神岡地下実験施設での観測結果と課題について述べる。

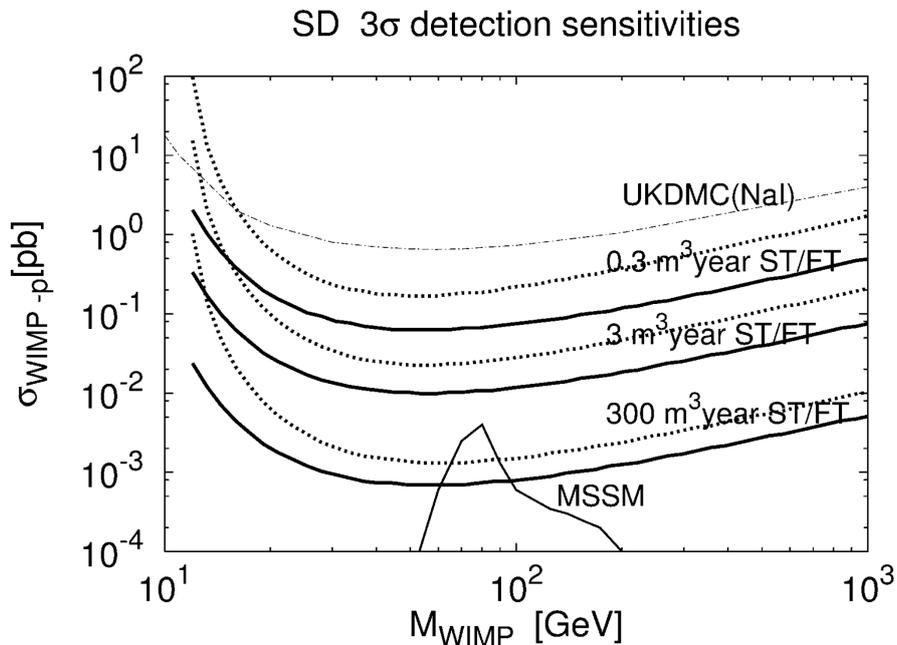


図 5.1: NEWAGE での目標到達感度 [61]。ST、FT はそれぞれ前後判定の無しと有りを表し、点線と実線で示されている。また曲線はそれぞれの観測量での制限を示し、NAIAD の結果 (細い点線で UKDMC(NaI) とラベル付けられている)[62] と MSSM 領域 [63] と比較している。

5.1 NEWAGEの検出器

NEWAGEの検出器は読み出しに μ -PIC(micro Pixel Chamber)[64]を使用した3次元ガス検出器 μ -TPC(micro Time Projection Chamber)を用いており、反跳原子核の3次元的な飛跡を得ることができる。NEWAGEの検出器には、先行研究で用いられたNEWAGE-0.3a、現在神岡で稼働中のNEWAGE-0.3b'、本研究で用いたNEWAGE-0.1aがある。この章では特に記述しない限りNEWAGE-0.3b'について述べる。

μ -TPCでは、荷電粒子がガス中を運動するとガスを電離し、粒子が通過した飛跡に沿って電子が発生する。この電子をDrift Planeと μ -PICの間に印加しているドリフト電場によりドリフトさせ、 μ -PICで読み出す。図5.2(左図)に μ -PICを読み出しに用いた μ -TPCの模式図を示す。

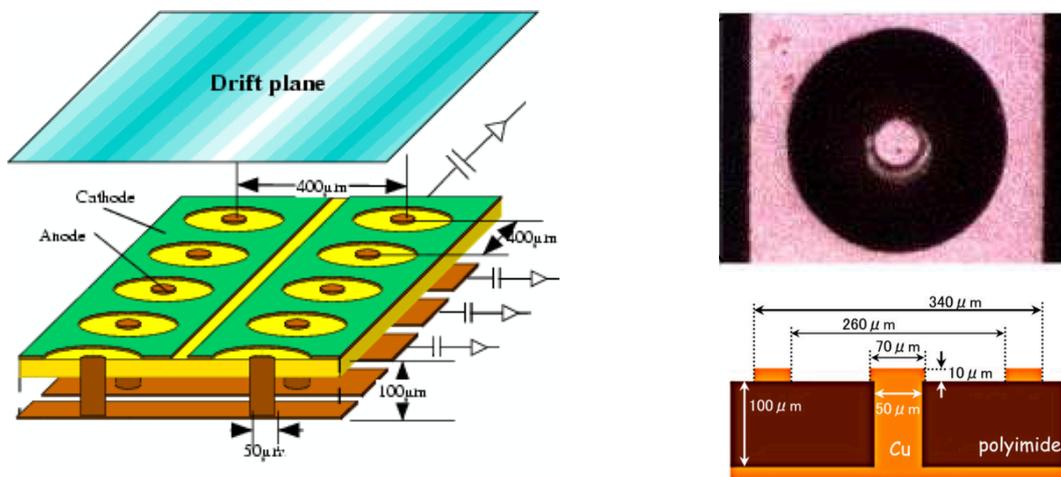


図 5.2: μ -PIC を読み出しとした、 μ -TPC の模式図 (左図) と、 μ -PIC の構造の模式図 (右図)。

μ -PIC

μ -PIC はプリント基板加工技術を用いて作られる検出器であり、ガス増幅と電荷の読み出しに用いられる。プリント基板加工技術は安価で大型の検出器を作ることが可能であり、大質量を必要とする暗黒物質探索実験に用いる検出器を製作するうえで利点となる。 μ -PICの構造の模式図を図5.2(右図)に示す。 μ -PICは輪切りにした比例計数管をピクセル状に配置した電極構造をしており、各ピクセルのピッチは400 μm である。そのためWIMPとの弾性散乱によって生じる数mm程度の短い飛跡を捉えることができる。またアノード、カソードがそれぞれ縦横につながっておりストリップ読み出しでデータを収集する。 μ -PICの印加電圧を上げると高いゲインを得ることができる一方、上げ過ぎると放電により壊れる恐れがある。これまでに、 $10\times 10\text{cm}^2$ と $30\times 30\text{cm}^2$ の μ -PICが製作され、それぞれNEWAGE-0.1aとNEWAGE-0.3b'に用いられている。

GEM

低圧力のガスで μ -PIC のみでは十分なガスゲインを得られない場合や、 μ -PIC のゲインを低めに設定することで安全に動作させるために、補助増幅器として GEM[65] を用いる。GEM は厚さ $100\mu\text{m}$ の液晶ポリマー (LPC) の両面に厚さ $5\mu\text{m}$ の銅電極が付いたシートに、直径 $70\mu\text{m}$ の穴が $140\mu\text{m}$ 間隔で空いている構造をしており、 μ -PIC の上方 5mm に設置してある。図 5.3 に GEM の拡大図を示す。GEM の上面と下面の電極に電圧を印加するとドリフトしてきた電子が GEM の穴を通過する際に増幅される。GEM の印加電圧を上げることで高いゲインを得ることができる一方、上げ過ぎると放電により壊れる恐れがある。

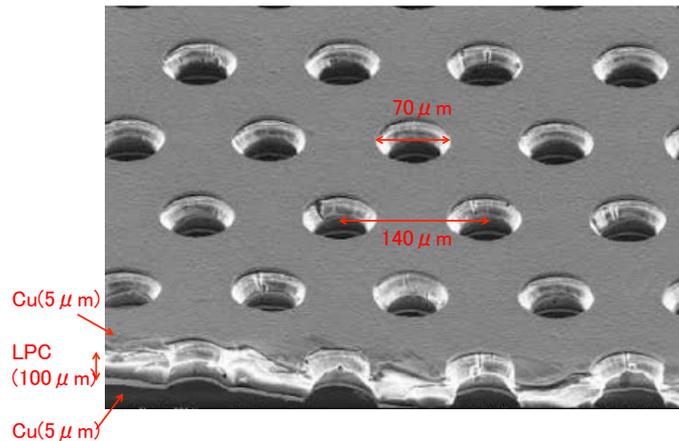


図 5.3: GEM の拡大図 [67]。

ガス

3.2.1 節と 2.4.1 節で述べたように、ドリフト速度が速く電子拡散が少ない点と、フッ素の SD 反応に対する散乱断面積が比較的大きい点から、検出器内のガスは CF_4 を用いる。NEWAGE-0.3b' では冷却活性炭を用いたラドン除去システムによるバックグラウンドの低減、また 0.1 気圧の低圧ガスを用いることで 50keV のエネルギー閾値を実現している [74]。

5.2 暗黒物質に対する感度

NEWAGE実験では、 $30 \times 30 \text{ cm}^2$ の μ -PICと41cmのドリフト領域を組み合わせた「NEWAGE-0.3b'(図5.4)」を製作、2013年に地下観測を開始した[74]。暗黒物質探索においては低バックグラウンド環境での測定が必要であり、検出器を地下に設置することで宇宙線 μ 粒子等のバックグラウンドの少ない環境での測定を行う。神岡地下実験施設は約1000mの山の下に位置し、実効的に地下1000mと同等の低バックグラウンド環境を実現している。図5.5は世界の地下実験施設の深さと宇宙線 μ 粒子の強度の関係を示す[66]。神岡地下実験施設の宇宙線 μ 粒子の強度は $6 \times 10^{-8} \text{ counts/cm}^2/\text{s}/\text{sr}$ と地表の約1/100000である。

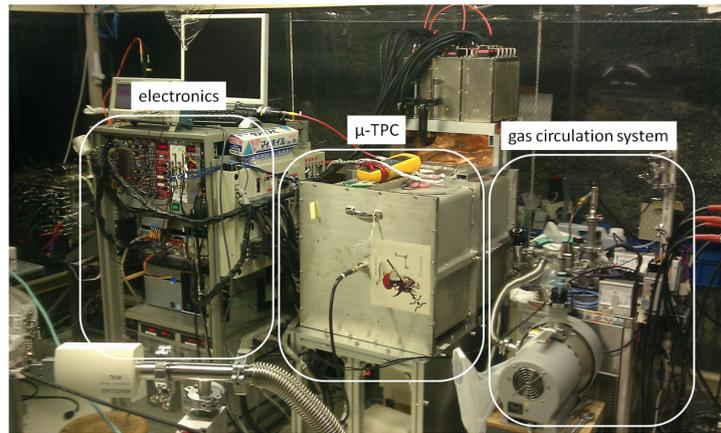


図 5.4: NEWAGE-0.3b' の外観 [74]。

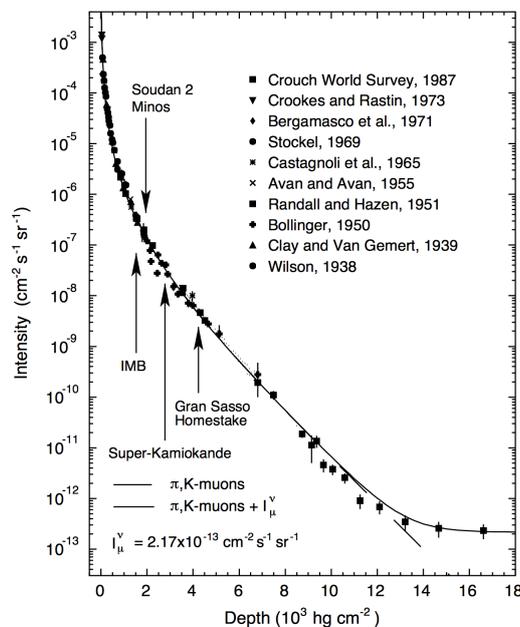


図 5.5: 世界の地下実験施設の深さと宇宙線 μ 粒子の強度の関係 [66]

「NEWAGE-0.3b」で2013年7月から11月にかけて観測を行い0.327kg·daysのデータを取得した。NEWAGEでのこれまでの探索結果を図5.6に示す。図5.6はWIMPの質量 M_χ の関数としてSD反応の散乱断面積 $\sigma_{\chi-p}^{SD}$ の制限曲線を表している。曲線より上の領域は棄却された領域である。また太い赤線が方向に感度を持つ手法を用いた結果、青色の点線は従来型のエネルギースペクトルを用いた結果を表す。さらに細い赤線は先行機NEWAGE-0.3aを用いて行った地上での測定結果と、神岡での結果である。本測定によってこれまでの制限を更新したが、方向に感度を持たない他の手法の検出器と比較するとまだ感度の向上が必要である。

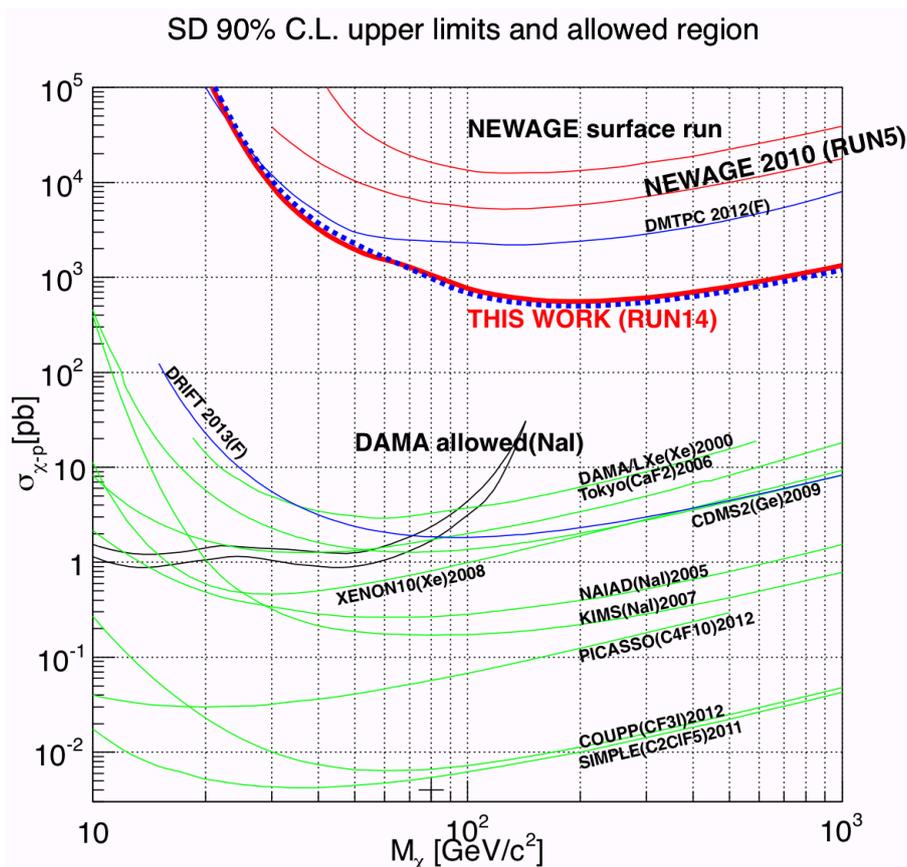


図 5.6: NEWAGE 実験でのこれまでの暗黒物質探索結果 [74]。横軸に暗黒物質の質量、縦軸に用紙との散乱断面積を示す。THIS WORK(RUN14)が2013年の観測で得た制限を示す。

5.3 バックグラウンドの理解

NEWAGE-0.3b' を用いた神岡地下実験室での 2013 年の観測により、WIMP-陽子の SD 反応における制限曲線を更新した。しかし他の大質量検出器の制限や、MSSM 領域に達するにはさらなるバックグラウンドの低減が必要となっている。暗黒物質探索といった稀な事象を測定する実験においては、検出器を構成する物質に含まれるウラン (U) やトリウム (Th) などの放射性不純物がバックグラウンド源となることが知られている。NEWAGE においては検出器内の μ -PIC が低エネルギーの α 線バックグラウンド源であることが示唆されている [74]。これは μ -PIC 内部のガラス繊維に含まれるウラン (U) やトリウム (Th) などの放射性不純物の崩壊で放出される α 線が、 μ -PIC の表面の銅やポリイミドを通過する過程でエネルギーを落とし、暗黒物質探索で興味のある低エネルギーの α 線となり μ -TPC により検出されるためである (図 5.7 参照)。今後はガラス繊維を用いない μ -PIC の開発や、GEM による信号を用いた μ -PIC 由来の α 線の除去を行うことで、暗黒物質に対する感度を向上させることを計画している。

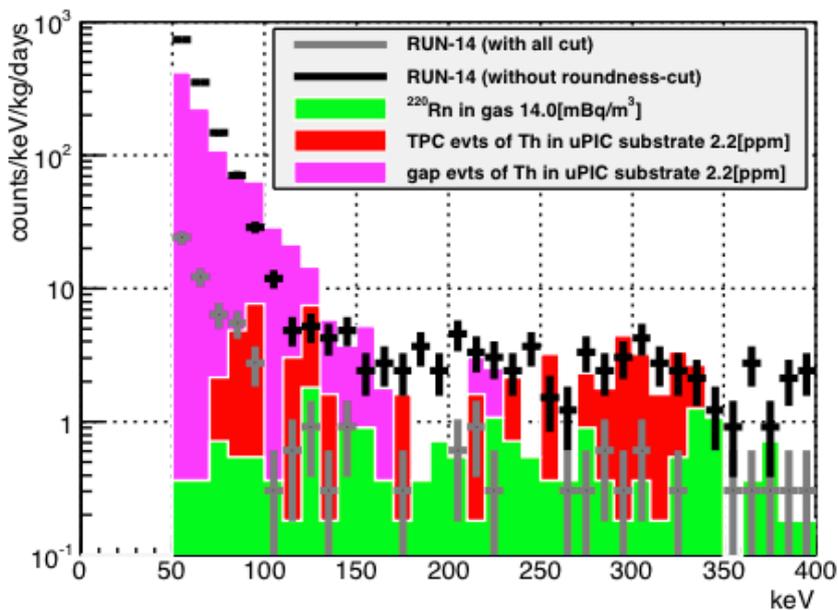


図 5.7: 低エネルギー領域でのエネルギースペクトル。誤差棒付きの点が実データを示し、黒が roundness-cut 以外のカット、灰色がすべてのカットを行ったものである。また緑、赤、ピンクのヒストグラムはそれぞれ、ガス中のラドン (Rn)、 μ -PIC に含まれるトリウム (Th) 系列の放射性不純物による TPC 領域での事象、GAP 領域での事象のエネルギースペクトルを示す。ここで、TPC 領域はドリフト板から GEM までの間の領域を指し、GAP 領域は GEM から μ -PIC の間の領域を指す [74]。

5.4 飛跡の前後判定

NEWAGE は方向に感度を持った暗黒物質探索実験である。現在は反跳原子核の飛跡の前後判定は導入されていない。飛跡の前後判定を行うことで 2.3.3 節で述べた $\cos\theta$ 分布が得られ、暗黒物質のより確かな証拠を得ることができる。また図 5.1 が示すように、前後判定の有無により WIMP との散乱断面積に対する感度が向上する。飛跡の前後判定について詳しくは第 7 章で述べるが、5.3 節で述べたバックグラウンドの低減と同等に現在の NEWAGE にとって重要な開発要素である。

第6章 検出器

6.1 検出器の仕様

本研究には、地上実験室での基礎開発用に製作された小型検出器 NEWAGE-0.1a を用いた。NEWAGE-0.1a は NEWAGE-0.3b' より小さな検出器であり、 $10 \times 10\text{cm}^2$ の μ -PIC を用いた 3次元ガス検出器 μ -TPC である。また必要なガスゲインを得るために NEWAGE-0.3b' と同様に μ -PIC の上方 5mm に GEM が設置されている。

6.1.1 検出器の構造

NEWAGE-0.1a の外観を図 6.1 に示す。中央に位置するのが μ -TPC、左右に接続されているのがそれぞれアノード側、カソード側の ASD (Amplifier-Shaper-Discriminator) である。またアノード側とカソード側の ASD が設置してある方向がそれぞれ +Y、-X 方向である。測定の際の放射線源の位置指定などは、図 6.2 に示した μ -PIC の中心を原点とする座標で行う。この座標系では、有感領域の中心は (0cm, 0cm, +5.25cm) となる。

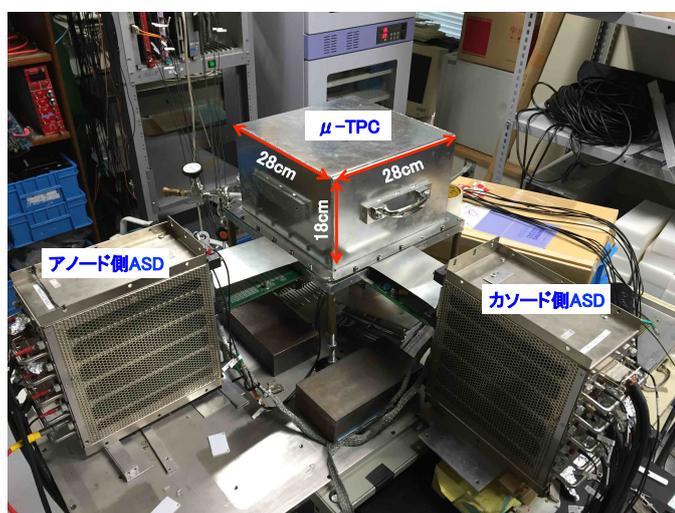


図 6.1: NEWAGE-0.1a の外観。 μ -TPC が内部に設置された真空容器と、それに接続される ASD ボックスから成る。

図 6.2 は検出器内部の様子を示す。白い箱型の部分は PTFE(テフロン) で作られた TPC ケージである。TPC ケージの側面は厚さ 10mm の PTFE($130 \times 130\text{mm}^2$) で囲まれており、上面には厚さ $100\mu\text{m}$ のアルミニウム製のドリフト面が設置されており、さらにその上に厚さ 5mm の PTFE が設置された構造になっている。

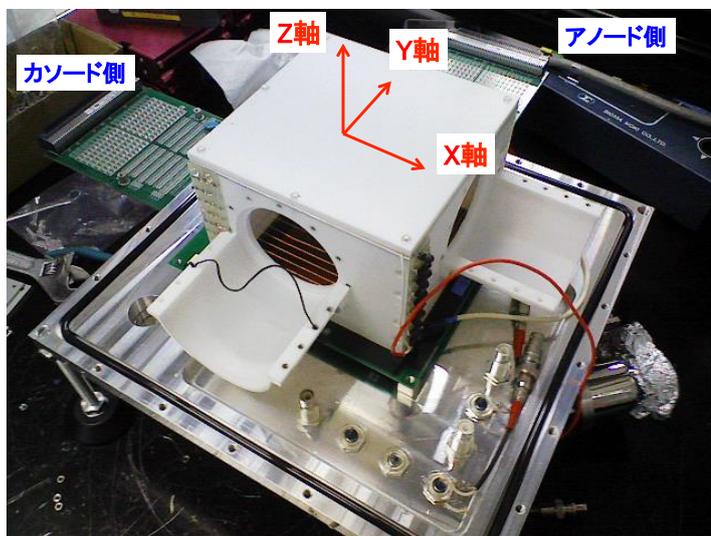


図 6.2: NEWAGE-0.1a 検出器内部の様子と、設定した座標系。

上面の PTFE 板とドリフト面を外した状態の検出領域の様子と、 $10 \times 10\text{cm}^2$ の $\mu\text{-PIC}$ (DNP 製、S/N 080728-2) の写真を図 6.3 に示す。左図の検出領域に突き出たポリエチレンの板には、エネルギー校正のために ^{10}B をガラス板に蒸着させたものが固定されている。エネルギー校正については 6.2.1 節で述べる。側面には上部から 1cm ごとに銅線が張られており、それぞれの銅線は抵抗で接続され、TPC 内部のドリフト電場を作る。また底に見えているのが補助増幅器の GEM(サイエナジー社製、 $100\mu\text{m}$ 厚) である。さらに GEM の下方 5mm に右図の $\mu\text{-PIC}$ が設置されており、ドリフトされた電子の増幅・読み出しを行う。検出器内のガスには 0.2 気圧の CF_4 を用いた。

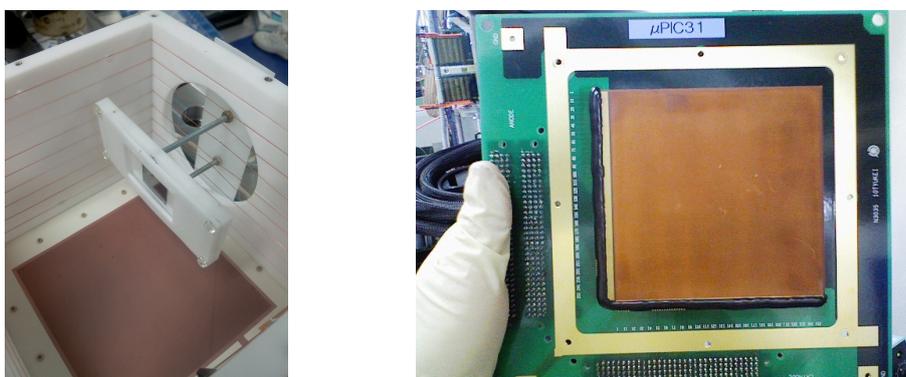


図 6.3: 検出領域内部の様子(左図)と $10 \times 10\text{cm}^2$ の $\mu\text{-PIC}$ (右図)。

表 6.1 に、ドリフト面、GEM の上下、 μ -PIC にそれぞれ印加した電圧を示す。

DRIFT	-3500V
GEM(上)	-1065V
GEM(下)	-600V
μ -PIC	450V

表 6.1: 印加電圧パラメータ

6.1.2 データ取得システム

μ -TPC からの信号は図 6.4 に示すデータ収集システムで処理される。 μ -PIC のアノードとカソードそれぞれ 256 本のストリップからの信号は ASD (Amplifier-Shaper-Discriminator) で処理された後、情報を二値化して残す「飛跡情報」(図中の LVDS) と、複数のストリップの信号を足し合わせた波形を残す「電荷情報」(図中の analogsum) に分けて記録される。飛跡情報は ASD で二値化された信号を FPGA で処理を行い、ストリップごとに立ち上がり立ち下がりが 100MHz クロックのタイムスタンプと共に記録される。ここであるストリップの立ち上がりから立ち下がりまでの信号を hit と定義する。 μ -TPC 内で生じた飛跡は複数の hit から成り、一連の hit の集合を事象と呼ぶ。また電荷情報については、カソード側 ASD のアナログ出力が 64 本足し合わされた波形を計 4 本出力しており、この波形をそれぞれ 100MHz の Flash ADC (以下"FADC") を用いて記録する。FADC 波形は、縦軸は ADC 値、横軸は clock[10ns] で表されるので、波形の面積が電荷量となる。

トリガーには自己トリガー (図中の self trig に対応) と外部トリガー (図中の ext trig に対応) の二種類がある。自己トリガーモードは μ -PIC のアノード信号によってトリガーを生成する。自己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る。自己トリガーモードでは μ -TPC 内での反応時刻に対応したトリガー情報が得られないので、Z 方向の情報は相対的な Z 成分の長さとなる。自己トリガーモードでは Z 方向の絶対的な位置情報を得ることはできないが、暗黒物質探索実験など多くの測定に用いる。本研究で行った前後判定の測定も全て自己トリガーモードで行った。

一方外部トリガーモードでは、トリガーにプラスチックシンチレータからの信号を光電子増倍管で読み出し、ディスクリミネータを通過した信号を用いる。外部トリガーモードでは ^{252}Cf が崩壊する際に中性子と同時に放出される γ 線をトリガーに用いることにより、原子核反跳の起きた clock、つまり μ -TPC 内での事象の起きた絶対的な位置を決定することができる。外部トリガーモードは ^{252}Cf のような即発放射線が必要であるため、線源等を用いた検出器の基礎特性の理解に用いる。本研究では、6.2.3 節のドリフト速度及び 6.2.4 節の角度分解能の測定のみで用いられている。

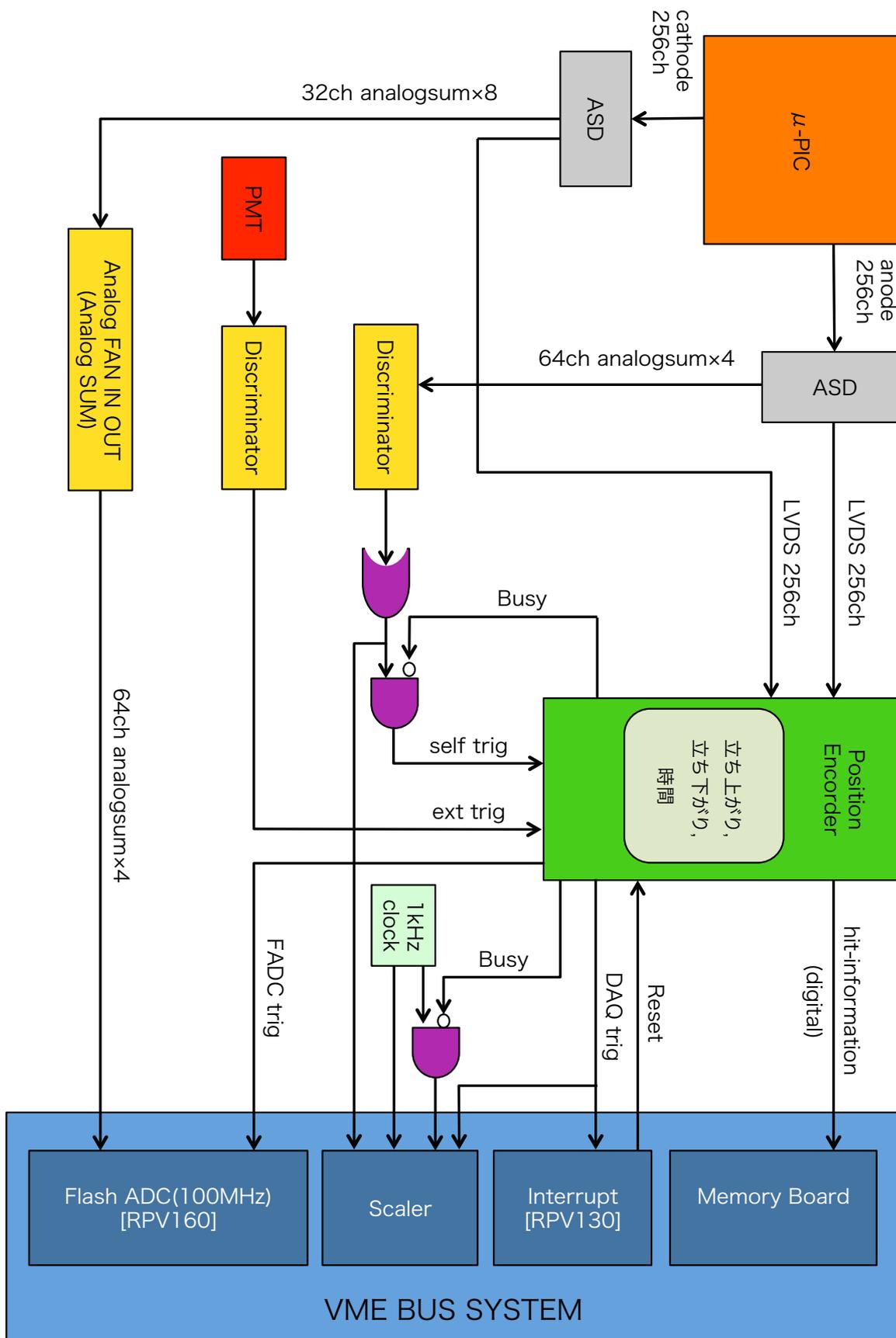
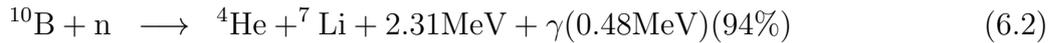
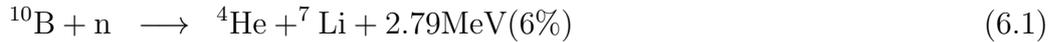


図 6.4: データ収集のフローチャート

6.2 検出器の特性

6.2.1 エネルギー校正

検出器のエネルギー校正は、 ^{10}B と熱中性子の吸収反応により生じる α 線によって行った。検出器内に ^{10}B を蒸着したプレートが設置されており、ポリエチレンにより熱化させた中性子を照射することで式 (6.1) と (6.2) の吸収反応を起こす。



式 (6.2) の反応の散乱断面積は式 (6.1) の反応のおよそ 15 倍であり、ほとんどの場合 ^7Li と α 線で 2.31MeV を分け合うことになる。そのため生じる α 線は最大 1.5MeV のエネルギーを持つ。図 6.5 は ^{10}B と熱中性子との吸収反応による α 線を用いたエネルギー校正の結果である。赤線が測定で得たエネルギースペクトル、青線が Geant4 によるシミュレーション結果である。シミュレーションによるスペクトルは、高速中性子のスペクトルと熱中性子のスペクトルとを組み合わせたスペクトルを示す。これらと比較することでエネルギー校正を行った。

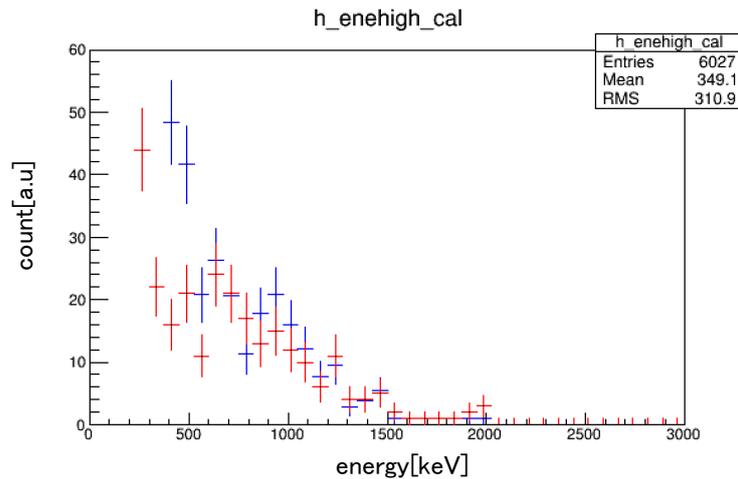


図 6.5: ^{10}B と熱中性子の吸収反応による α 線を用いたエネルギー校正の結果。赤線と青線はそれぞれ測定結果とシミュレーションを表す。

μ -TPC のガスゲイン (G) は、 μ -PIC と GEM の増幅率の積であり、式 (6.3) で求めることができる。

$$G = \frac{Q}{Aq_eN_e} \quad (A = 700) \quad (6.3)$$

ここで Q は検出される電荷量、 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、荷電粒子のエネルギーが全て検出されたと仮定すると式 (6.4) で与えられる。

$$N_e = \frac{E_{ionized}}{W} \quad (6.4)$$

ここで $E_{ionized}$ は検出されたエネルギー、 W は CF_4 のイオン化エネルギー (W 値) である。式 (6.3) による計算により、表 6.1 のパラメータで動作させた μ -TPC のガスゲインは 3000 と求まった。

6.2.2 事象選別

μ -TPC で取得したデータに対して、興味のある事象を選別するために以下のようなカットをかける。 ^{252}Cf 線源から中性子を照射してデータを取得するので、特に中性子による原子核反跳の事象を選び出す必要がある。

- fiducial カット：有効面積 ($-4\text{cm} < x < 4\text{cm}$ 、 $-4\text{cm} < y < 4\text{cm}$) の外の事象を除去する。読み出しに $10 \times 10\text{cm}^2$ の μ -PIC を用いるため、検出可能な面積は ($-5\text{cm} < x < 5\text{cm}$ 、 $-5\text{cm} < y < 5\text{cm}$) であるが、中性子が検出器内壁の原子核を反跳した飛跡など、壁からのバックグラウンドを排除するためである。
- length カット： $|l| > 1\text{cm}$ の事象は捨てる。
 $|l|$ は検出された飛跡長である。これは γ 線による電子反跳事象を除去するためである。原子核事象は飛跡の長さあたりのエネルギー損失が大きく、検出される飛跡は数 mm であるため、得られる飛跡の飛跡長は $|l| < 1\text{cm}$ の範囲に収まる。一方、電子反跳事象は飛跡の長さあたりのエネルギー損失が小さく、 $|l|$ は原子核事象よりも長く検出される。そのため、 $|l| > 1\text{cm}$ の事象は捨てることで電子事象が除去される。

6.2.3 ドリフト速度

μ -TPC 内で発生した電子がドリフト電場によって移動する速度をドリフト速度と呼ぶ。3次元的な飛跡を検出する際にはドリフト速度 (v_d) は飛跡の Z 座標を決めるパラメータであり、ガス中の電子の運動に関連したパラメータと次の様な関係を持つ。

$$v_d = -\frac{eE}{m_e}\tau = -\mu E \quad (6.5)$$

ここで e は電荷、 τ は衝突間隔、 m_e は電子の質量、 E は電場を表し、比例定数部分を $\mu = \frac{e\tau}{m_e}$ とし、 μ は移動度と呼ばれる。衝突間隔はガスの圧力 P や混合比に依存するため複雑であるが、実効的にはドリフト速度はおおよそ E/P に比例する。 CF_4 ガス中でのドリフト速度と E/P との関係を図 6.6 に示す。今回の測定での印加電圧から、 $E/P=0.12[\text{kV}/\text{cm}/\text{atm}]$ と求まるので、図 6.6 よりドリフト速度はおおよそ $10\text{cm}/\mu\text{m}$ となる。

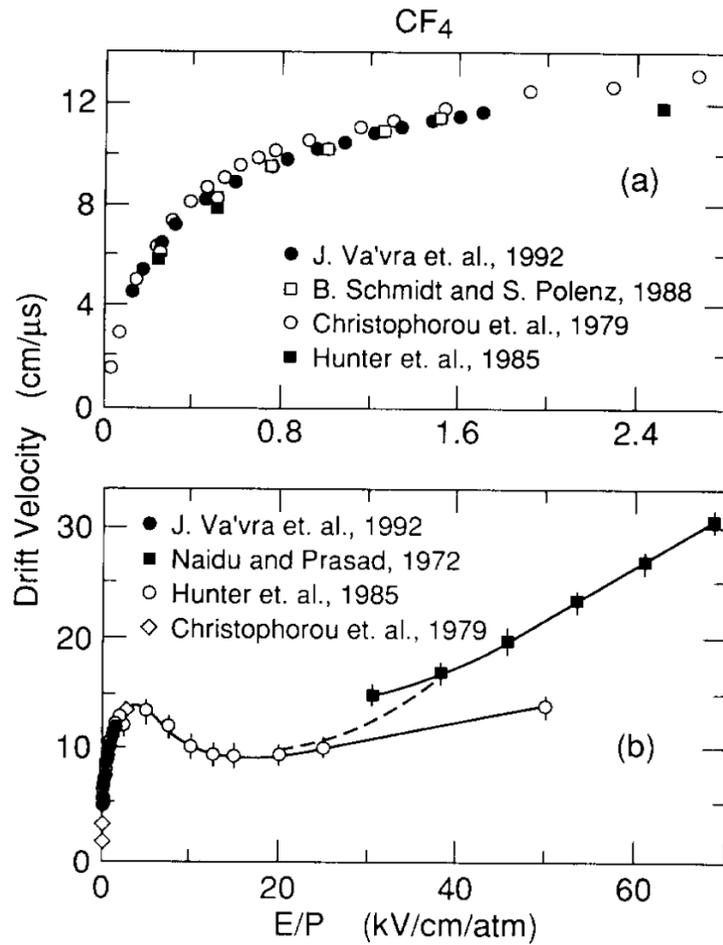


図 6.6: CF₄ におけるドリフト速度と E/P との関係 [68]

CF₄ ガス 0.2 気圧におけるドリフト速度は、NEWAGE-0.3a を用いた先行研究において測定されている [73]。NEWAGE-0.3a は 30×30cm² の μ -PIC を用いた検出器である。先行研究では ²⁵²Cf を (0cm,0cm,33cm) の位置に設置して中性子を照射し、外部トリガーモードで測定が行われた。図 6.7 は外部トリガーモードでの測定により得られた、反跳原子核のドリフト時間分布である。 μ -TPC の検出領域はドリフト面により制限されているので、ドリフト時間分布からドリフト面によるエッジを確認できる。エッジの位置は 4.75 μ s であり、NEWAGE-0.3a のドリフト長が 31cm であることから、ドリフト速度は 6.5cm/ μ s と求まった。ここでのドリフト長はドリフト面から GEM までの距離である。ドリフト速度が上で求めた速度よりも遅いのはガス中の不純物による影響であると考えられる。本研究の解析では、検出器に用いたガスの状況が NEWAGE-0.1a の状況に近い、この測定結果 6.5cm/ μ s を用いる。

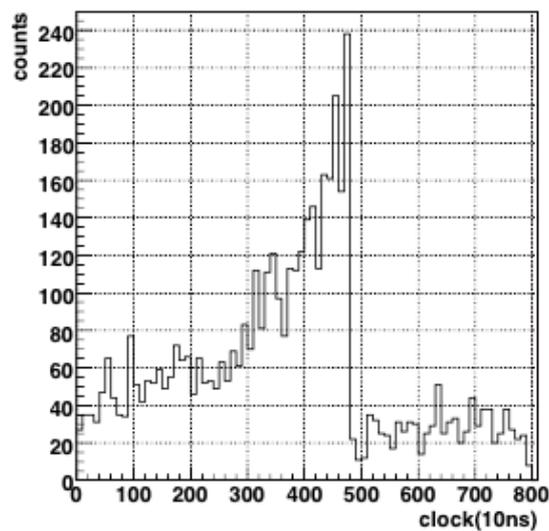


図 6.7: ドリフト速度の測定における、反跳原子核のドリフト時間分布 [73]。

6.2.4 角度分解能

方向に感度を持つ暗黒物質探索実験において、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。ここでは先行研究はにより求められた 0.2 気圧の CF_4 ガス中での角度分解能について述べる [73]。角度分解能を求めるため ^{252}Cf を (25cm,0cm,15cm)、(0cm,-25cm,15cm)、(0cm,0cm,40.5cm) に設置して中性子を照射し、外部トリガーモードで測定が行われた。外部トリガーモードで測定を行うのは、反跳原子核の絶対的な位置を得ることで中性子の入射方向を正確に測定するためである。図 6.8 は測定した角度分解能をエネルギーごとに示したものである。測定の結果、100-400keV のエネルギー領域において、角度分解能は $46 \pm 3^\circ$ と求められた。

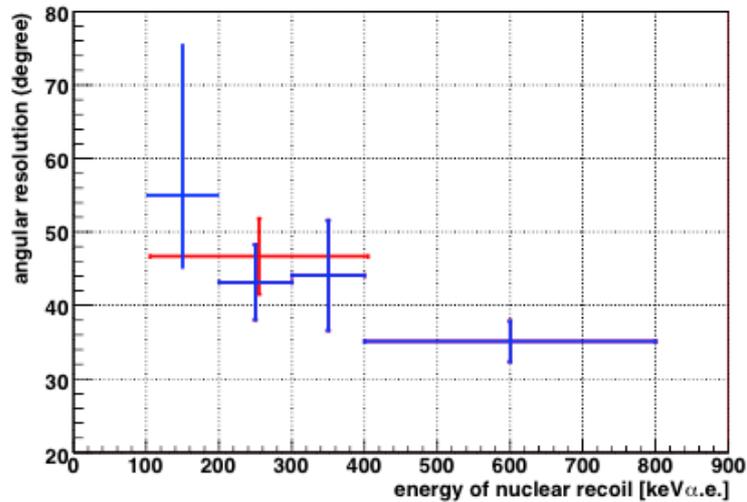


図 6.8: エネルギーごとの角度分解能 (青)。100-400keV、400-800keV 領域にまとめた角度分解能 (赤)[73]。

第7章 反跳原子核の飛跡の前後判定

NEWAGE は方向に感度を持った暗黒物質探索実験である。暗黒物質の到来方向に対する反跳原子核の散乱角を θ とした時の $\cos \theta$ 分布に現れる前方散乱が暗黒物質の強い証拠となる。そこで重要となるのが飛跡の前後判定である。図 7.1 は飛跡の前後判定の概念図である。飛跡の前後判定では、反跳原子核の飛跡の向き (赤矢印) を観測する。前後判定には飛跡に沿ったエネルギー損失の詳細な情報が必要であるため、これまで NEWAGE の暗黒物質探索実験においては前後判定は行われておらず、絶対値付きの $|\cos \theta|$ 分布しか得られていない。そのため飛跡の前後判定の研究は、バックグラウンドの低減と並び NEWAGE において非常に重要な課題である。この章では前後判定の概念や先行研究、また本研究の結果と今後の展望について述べる。

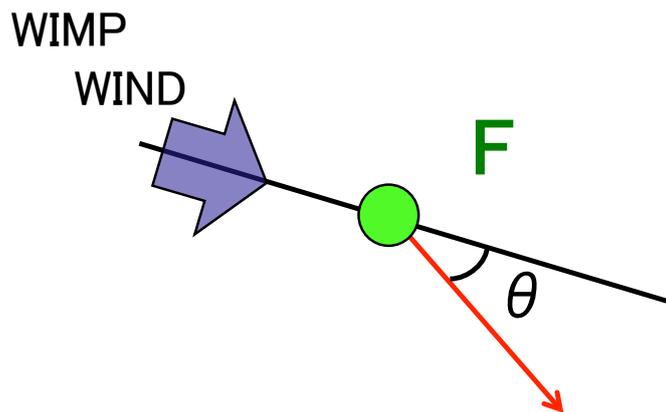


図 7.1: 前後判定の概念図。紫の矢印が WIMP の到来方向、緑の丸が標的原子核 (ここでは F 原子核を仮定)、赤矢印が反跳された原子核の飛跡の向きを表す。

7.1 前後判定の概念

NEWAGE では μ -TPC により反跳原子核の 3 次元的な飛跡を得る。現行の解析で得られる飛跡には向きの情報は無く、暗黒物質の到来方向に対する散乱角を θ とした時の $|\cos \theta|$ 分布が得られる。飛跡の前後判定を行うと、飛跡に向きの情報が加わり、絶対値なしの $\cos \theta$ 分布が得られる。図 7.2 にシミュレーションで得た前後判定の有無による $\cos \theta$ 分布の違いを示す。上図が前後判定なし、下図が前後判定ありでの $\cos \theta$ 分布である。前後判定なしでは前方散乱事象はそれ以外の事象数のおよそ 2.5 倍であるのに対して、前後判定ありでは 10 倍以上あり、少ない事象数でも前方散乱を確認できることが予想される。暗黒物質の事象は非常に稀な事象であると

考えられるので、少ない事象数で図 7.2 のような前方散乱が確認できることは非常に重要である。さらに図 5.1 に示される通り、飛跡の前後判定により暗黒物質に対する制限曲線は 3 倍近く更新される。以上の点から、方向に感度を持つ NEWAGE において、飛跡前後判定の研究は非常に重要であることが分かる。本研究では飛跡の前後を判定することを目的とする。

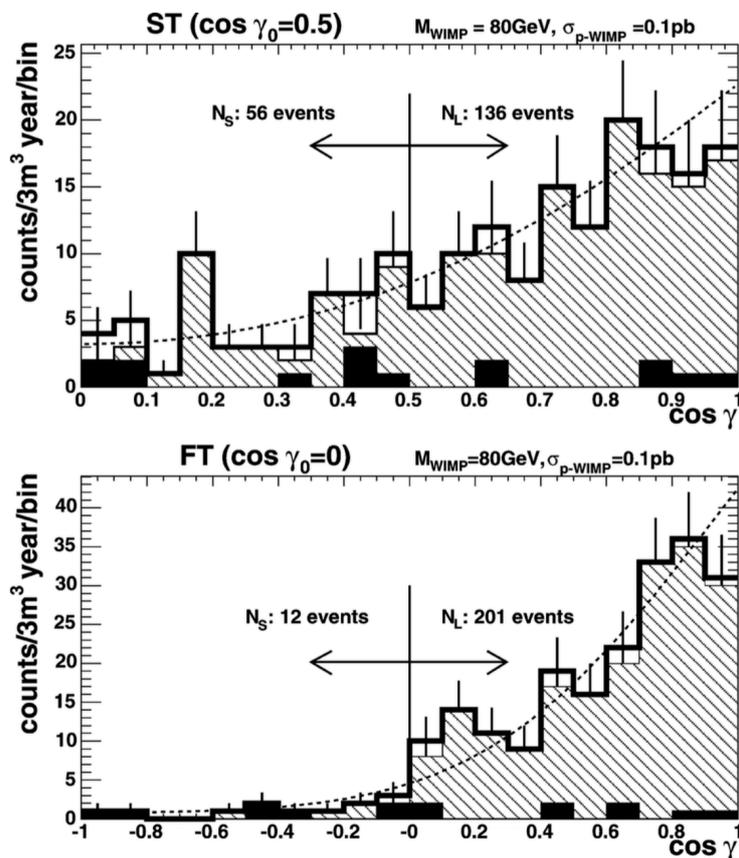


図 7.2: シミュレーションによる $\cos \theta$ 分布。斜線部が暗黒物質による事象、黒塗り部が中性子バックグラウンドを表す。上図:前後判定なし ($\text{CF}_4 30\text{torr}$)、下図:前後判定あり ($\text{CF}_4 20\text{torr}$)。ここでは暗黒物質の到来方向に対する散乱角を γ としている [61]。

7.2 先行研究

方向に感度を持った暗黒物質探索実験はがイギリスの DRIFT グループが世界に先駆けて基礎研究を開始、低バックグラウンド検出器の開発に主眼を置き、世界をリードしてきた。2000年代中ごろからその他のグループも特色を持った基礎開発を開始、DM-TPC が初めて飛跡の前後判定を観測している。ここでは前後判定の研究の進展を簡単に述べる。

7.2.1 DM-TPC

DM-TPC は CCD 読み出しの TPC を用いた暗黒物質探索実験を行うグループである [45]。ドリフトした電子が読み出し面で発するシンチレーション光を CCD カメラで読み出すことにより飛跡を得る。そのため得られる飛跡は 2 次元的であるが、飛跡に沿った原子核のエネルギー損失を光量の情報として簡単に得ることが可能である。

図 7.3 に、DM-TPC グループによって 2008 年に報告された反跳原子核の飛跡の例を示す [69]。縦軸にシンチレーション光の強度、横軸はそれぞれ飛跡の位置を表している。すべての事象について向かって右側から中性子が照射されており、反跳原子核が進むにつれてエネルギー損失が小さくなる様子が観測されている。

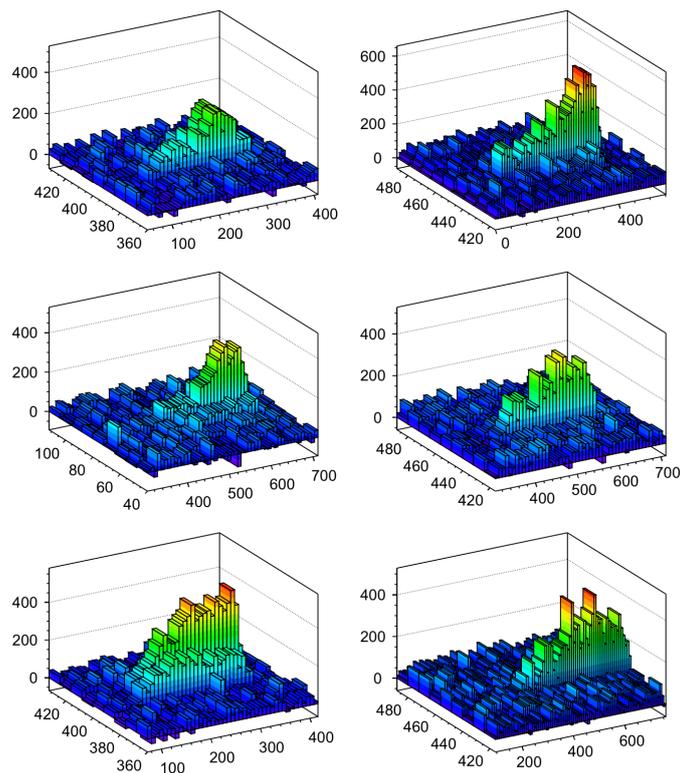


図 7.3: DM-TPC グループによって報告された反跳原子核の飛跡。すべての事象において右側から中性子が照射され、運動とともにエネルギー損失が小さくなってゆく様子が観測された [69]。

観測されたシンチレーション光の強度の非対称性を表すパラメータとして skewness を式 (7.1) のように定義している。分母分子がそれぞれ2次と3次のモーメントであり、分母を3/2乗することで全体として無次元化している。

$$\text{skewness} = \frac{\mu_3}{\mu_2^{3/2}} = \frac{\langle (x - \langle x \rangle)^3 \rangle}{\langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle^{3/2}} \quad (7.1)$$

ここで x 、 $\langle x \rangle$ はそれぞれ飛跡の位置座標と光量を考慮した重心の位置座標である。高速中性子を+X方向から照射、事象ごとに skewness を計算し、反跳エネルギーと skewness の関係を表したのが図7.4である。黒点が実データ、四角がシミュレーションを表す [70]。反跳エネルギーが高いほど非対称性が大きくなる傾向が確認できる。DM-TPC グループによって、150keV以上の原子核反跳事象に対して前後判定が観測可能であることが初めて示された。

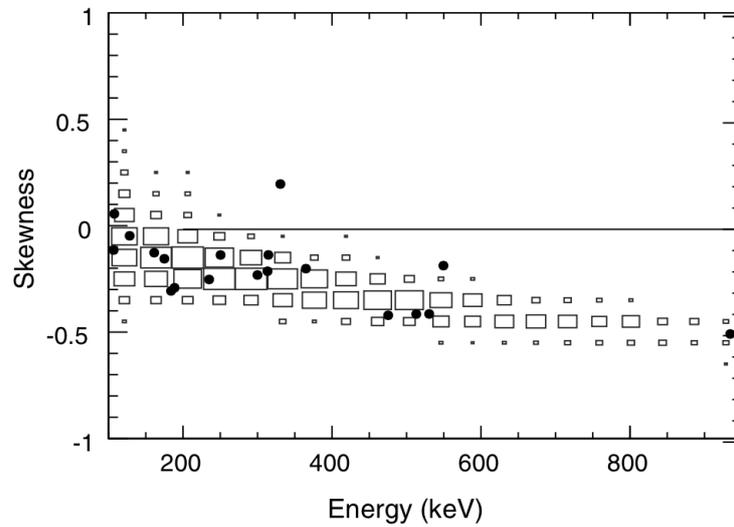


図 7.4: DM-TPC グループのエネルギーに対する skewness 分布 [70]。

7.2.2 DRIFT

DRIFT グループは方向に感度を持つ暗黒物質探索実験のパイオニアであり、特にバックグラウンド低減技術についての研究が進んでいる [44]。検出器は 1m^3 のガス検出器で、読み出しには MWPC(Multi Wire Proportional Counter) を用いている。現在は 30torr の CS_2 と 20torr の CF_4 の混合ガスを用いた DRIFT-II d が稼働中で、方向の情報を用いた解析は行っていないものの、大型の従来型検出器と競い合える制限をつけている [72]。またドリフト軸に沿ったエネルギー損失がワイヤーから読み出され、FADC で電荷情報の時間発展として得られる。この波形情報を用いた前後判定が行われている [71]。DRIFT グループの前後判定解析の概念図を図 7.5 に示す。Z=±50cm の位置にそれぞれ MWPC が設置されており、-Z 領域での事象は左の MWPC にドリフトし、+Z 領域での事象は右の MWPC にドリフトし読み出される。

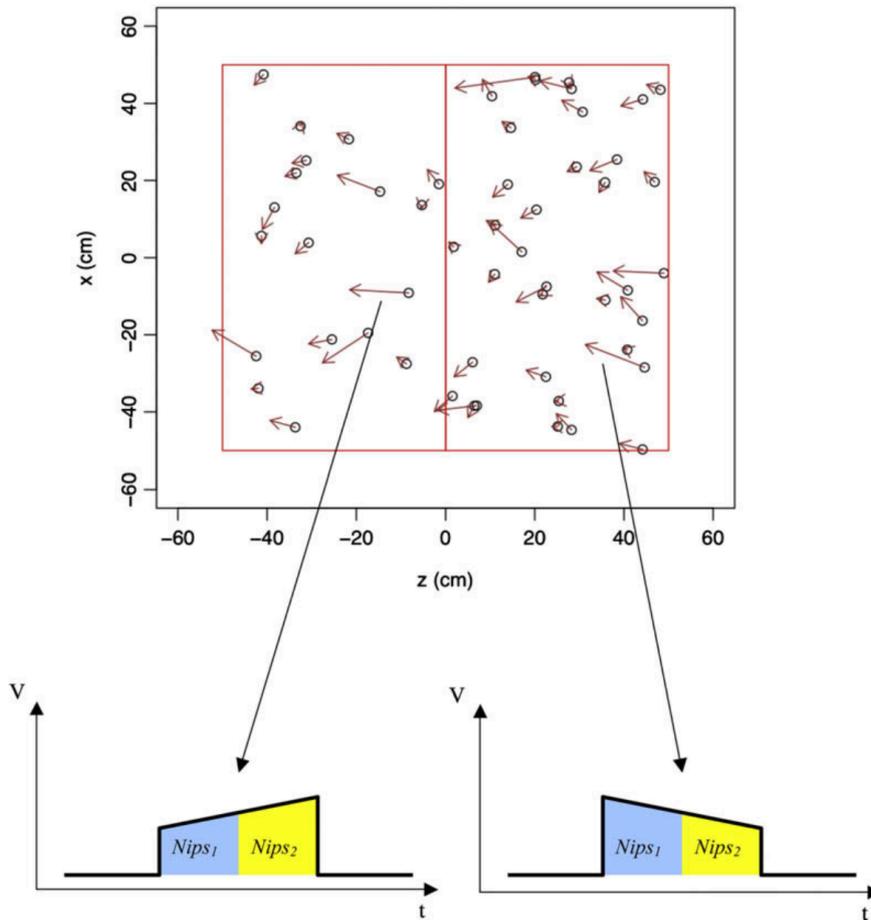


図 7.5: DRIFT グループの前後判定解析の概念図。+Z 方向より中性子が照射された様子が示されている。また下図に記録される波形と前後判定の概念が示されている [71]。

図 7.5 にある $Nips$ はイオン対の数 (Number of Ion Pairs) を表し、エネルギーに対応する。また FADC (Flash Analog to Digital Converter) の波形を中心時刻で二つの領域に分割し、それぞれの領域を $Nips_1$ 、 $Nips_2$ と定義する。さらにそれらの割合 $NipsRatio$ を FADC 波形の非対称性を表すパラメータとしている。

$$NipsRatio = \frac{Nips_1}{Nips_2}$$

+X、-Y、±Z 方向から中性子を照射した際の結果が図 7.6 である。縦軸は水平照射 (+X、-Y)、垂直照射 (±Z) それぞれにおける $NIPsRatio$ の相対的な差を、横軸は S 原子核の反跳エネルギーを表している。DRIFT グループにおいては、FADC の波形情報を用いた 1 次元 (垂直方向) のみであるが、50keV という低エネルギー事象に対しても前後判定が達成されている。

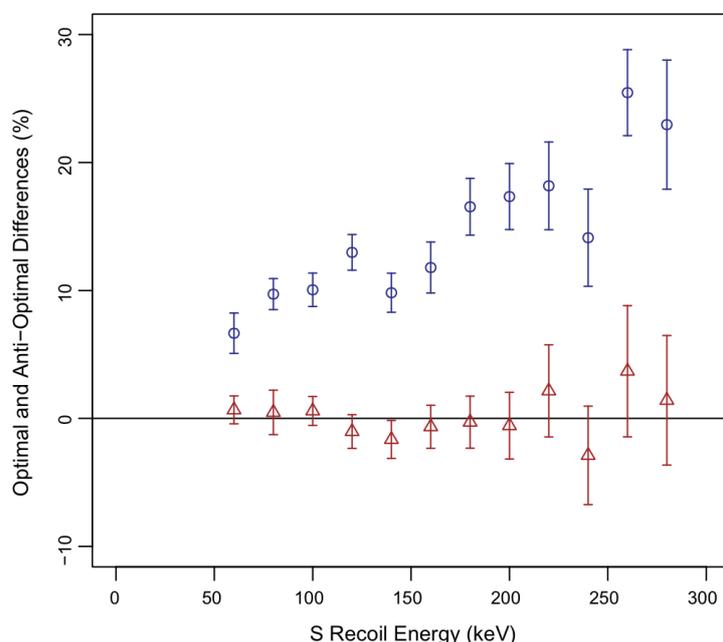


図 7.6: 前後判定の結果。青が ±Z 方向からの照射、赤が +X、-Y 照射相対的な差 [71]。

7.2.3 NEWAGE

NEWAGE での先行研究として、2次元的な飛跡の前後判定の研究がある [75]。前後判定にはアノード、カソードのストリップから得られる電荷情報を用いる。NEWAGE-0.1a に得られた典型的な原子核反跳の事象を図 7.7 に示す。

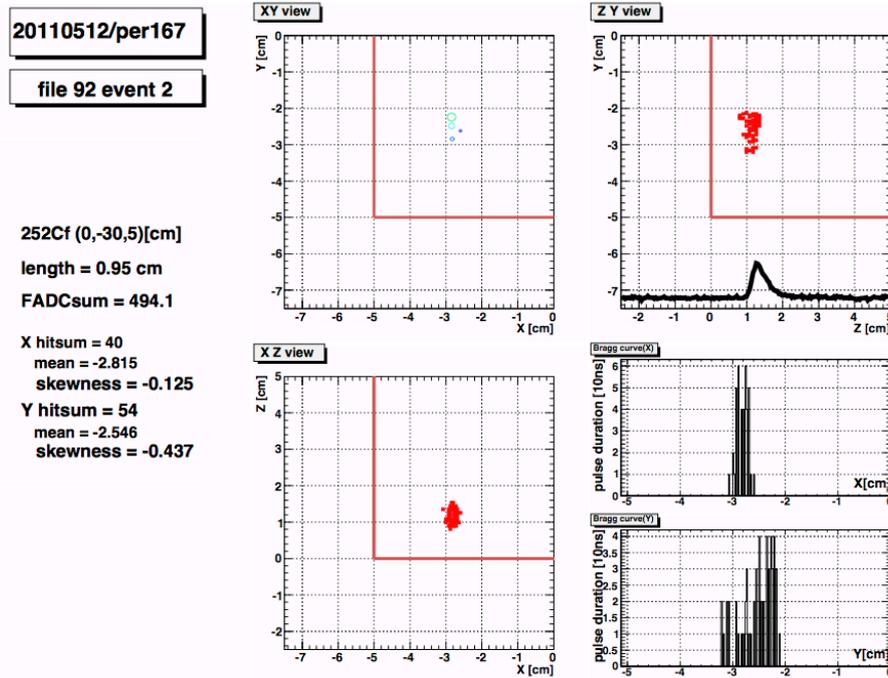


図 7.7: 典型的なイベント例 [75]。

図 7.7 右下の二つのパネルに示すものが、ヒット情報の生データであり、ヒットのあったストリップと対応する TOT(Time-Over-Threshold) が記録され、それぞれ横軸、縦軸で示される。TOT 情報は、各ストリップで検出される電荷を反映しており、飛跡の前後判定に使用可能である。この生データと相対的な立ち上がり時刻を合わせた XZ、YZ 平面での飛跡を右上と左下のパネルに示す。これらのパネルにおいて赤線で囲まれた領域が μ -TPC の有効領域を示す。さらに右上のパネルの波形は FADC の sum された波形を表しており、この波形情報から得られる反跳原子核のエネルギーは 130keV である。左上のパネルはアノードとカソードのコインシデンスをとった XY 平面での飛跡であり、マークの大きさはコインシデンスヒットのパルス持続時間を示す。この事象は中性子を +Y 方向から照射したものであり、右下のパネルにおいて Y 側の分布には粒子が +側から -側へ進むにつれてエネルギー損失が小さくなる Bragg 曲線が見えている。一方で X 側は対称的な分布をしている。この TOT 分布の非対称性を表すパラメータを以下で定義する。

$$\text{skewness}(X) = \frac{\langle \text{tot}(x) \cdot (x - \langle x \rangle)^3 \rangle}{\langle (\text{tot}(x) \cdot (x - \langle x \rangle)^2)^{3/2} \rangle} \quad (7.2)$$

$$\text{skewness}(Y) = \frac{\langle \text{tot}(y) \cdot (y - \langle y \rangle)^3 \rangle}{\langle (\text{tot}(y) \cdot (y - \langle y \rangle)^2)^{3/2} \rangle} \quad (7.3)$$

ここで x, y は座標を表し、 $tot(x), tot(y)$ は x, y に対応するストリップの TOT を表す。分子は 3 次のモーメントを表し、分母は 2 次のモーメントを $3/2$ 乗し全体として無次元化している。また TOT 分布が対称であれば skewness は 0 となる。こうして事象ごとに計算した skewness 分布を、図 7.8 のようなヒストグラムとして統計的に扱う。skewness(X) については +X 方向からの照射と -X 方向からの照射で分布にずれが現れる一方、skewness(Y) については分布の違いは誤差の範囲内に収まっている。図中の数値は各方向からのヒストグラムをガウシアンでフィットした際の中心値と統計誤差である。

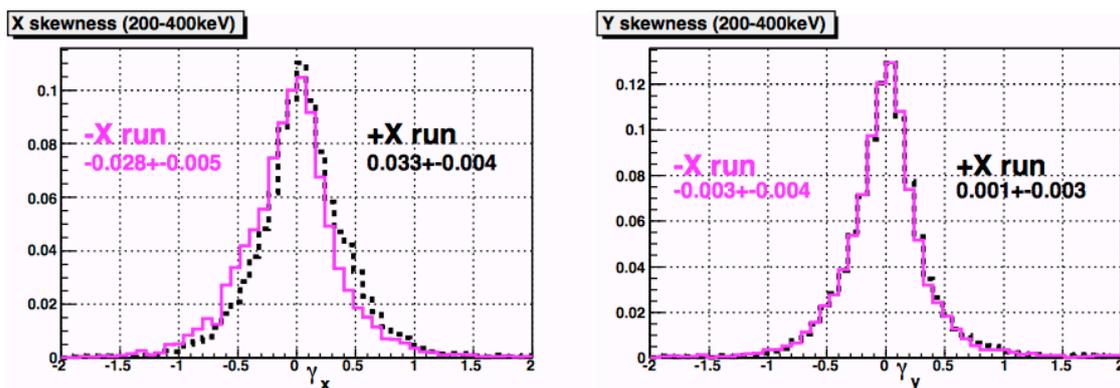


図 7.8: NEWAGE の先行研究で得られた、X 方向からの照射における skewness(X) と skewness(Y) の分布 [75]。

計算した skewness の分布の分離をエネルギー領域ごと (70-100keV, 100-200keV, 200-400keV) にまとめた結果を以下に示す。para、ortho は、それぞれ照射方向に対して平行と垂直な skewness を示す。NEWAGE の先行研究では、70keV 以上の原子核反跳事象に対して、2 次元的な飛跡情報についての前後判定が統計的に可能であることを示した。

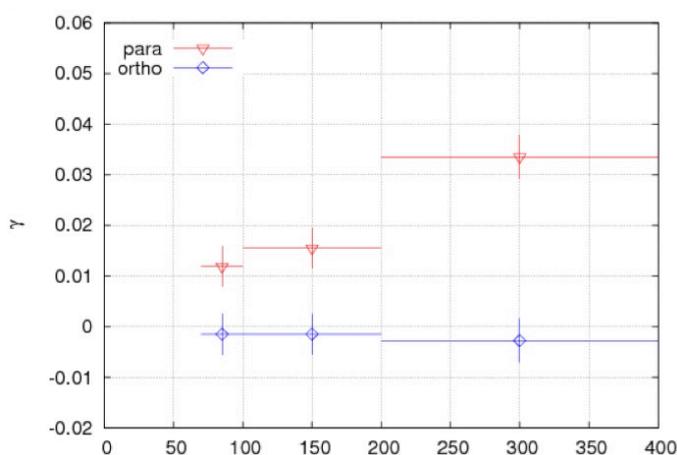


図 7.9: NEWAGE の先行研究で得られた、エネルギー領域ごとの skewness。para は照射方向と平行方向の skewness、ortho は照射方向と垂直方向の skewness を示す [75]。

7.2.4 飛跡の前後判定の現状

飛跡の前後判定についての研究は、方向に感度を持つ暗黒物質探索実験において非常に重要な意味を持つ。これまで各実験グループが行った、飛跡の前後判定についての先行研究について表 7.3 にまとめる。

DM-TPC は 2次元の飛跡の前後判定に世界で初めて成功した。CCD を用いた読み出しはピッチが $256\mu\text{m}$ と細かく、光量から飛跡に沿ったエネルギー損失の詳細な観測を可能とした (図 7.3)。しかし観測した反跳原子核のエネルギー領域は 500keV 以上と、暗黒物質探索で重要となる 100keV 以下のエネルギーより高いという課題があった。それに対し DRIFT は、 50keV 以上の低エネルギー領域において FADC 情報から 1次元の前後判定に成功した。DM-TPC が観測したエネルギー領域の $1/10$ 程度の低エネルギーでの観測は暗黒物質探索にとって重要な実証となった。しかし MWPC を用いた読み出しの構造上、飛跡の 1次元情報についてしか前後判定を行うことができないという課題が残る結果となった。NEWAGE では 70keV 以上のエネルギー領域において、2次元の飛跡の前後判定に成功し、先行実験に対する課題を共にクリアした。

どのグループにおいても前後判定の観測には成功しているが、方向に感度を持った暗黒物質探索実験として、より低いエネルギー領域で、より 3次元に近い次元で、そしてより精度の高い判定を行うことが今後の課題となっている。そのため本研究では 3次元での飛跡の前後判定を目標に、NEWAGE における残り 1次元である $\mu\text{-PIC}$ に対して垂直方向 (Z 方向) の前後判定を行った。

実験グループ	ガス	気圧	体積 (cm^3)	読み出し	読み出しピッチ	飛跡	前後判定	ref
DM-TPC	CF_4	50torr	$14.6 \times 14.6 \times 19.7$	CCD	$256\mu\text{m}$	2D	2D	[71]
DRIFT	CS_2	40torr	$100 \times 100 \times 100$	MWPC	2mm	3D	1D	[69, 70]
NEWAGE	CF_4	0.2 気圧 (152torr)	$10 \times 10 \times 10$	$\mu\text{-PIC}$	$400\mu\text{m}$	3D	2D	[74]

表 7.1: 飛跡の前後判定に関する先行研究

7.3 反跳原子核の飛跡の前後判定

7.2.3節で述べたように NEWAGE においては水平方向の前後判定の原理実証は既に成されている。しかし残りの1次元である μ -PIC に対して垂直方向 (Z 方向) の前後判定は未だ達成されていない。Z 方向での前後判定にはアノード、カソードの各ストリップからの TOT 情報ではなく、FADC の波形情報を用いる。これは μ -TPC において、飛跡の Z 座標は時間に対応するからである。基本的な方針は DRIFT 実験による研究を参考とできるが、ガスの種類が違うためドリフト速度や拡散係数が異なるので、詳細については独自の研究が必要となる。

7.3.1 期待される信号

本研究は FADC の波形情報から $\pm Z$ 照射に期待される特徴を取り出し、それぞれの照射を区別することを目標とする。本節では FADC の波形情報に期待される特徴について述べる。

3.2.1 節で述べたように、 μ -TPC において Z 座標は時刻に対応する。すなわち「 t が小さい」=「Zが小さい」、「 t が大きい」=「Zが大きい」という関係が成り立つ。そのため $-Z \rightarrow +Z$ の飛跡については、「 t が小さい (Zが小さい)」点が始点であり「 t が大きい (Zが大きい)」点が終点となる。したがって、終点である「 t が大きい (Zが大きい)」点に向かって反跳原子核が運動するに伴いエネルギー損失が減少するため、図 7.10(左図)のように FADC 波形においては clock が大きい方にエネルギー損失が小さくなることが期待される。一方で、 $+Z \rightarrow -Z$ の飛跡については、図 7.10(右図)のように逆の時間発展を持った信号が期待される。

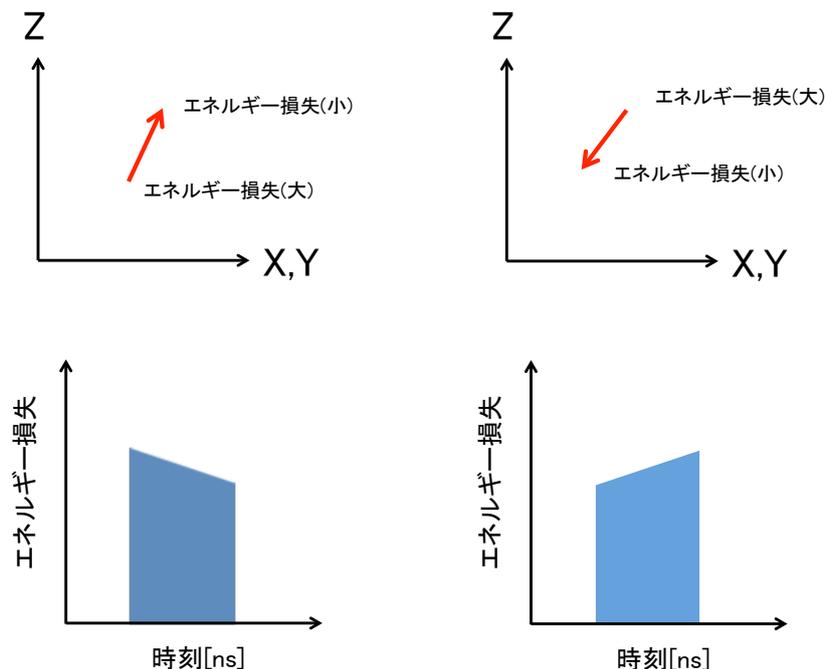


図 7.10: $-Z \rightarrow +Z$ の飛跡 (左) と、 $+Z \rightarrow -Z$ の飛跡 (右) に期待される時刻とエネルギー損失の関係の概念図。

7.3.2 中性子照射実験

本研究では、NEWAGE-0.1a 検出器を用いて $(\pm 25, 0, 5)$ 、 $(0, \pm 25, 0)$ 、 $(0, 0, 30)$ 、 $(0, 0, -19)$ の 6 方向から ^{252}Cf 線源からの中性子照射実験を行い、各方向からの照射において 3~4 日分の測定データを得た。測定データに対して、原子核反跳の事象を選別するために 6.2.2 節で述べたカットをかけた。その結果それぞれのエネルギー領域における各方向からの照射によって得られた事象数を表 7.3 に示す。

	+X	-X	+Y	-Y	+Z	-Z
カット前	786275	797231	788889	810619	563523	717337
カット後 (70-100keV)	13141	10877	9620	7924	7318	13566
カット後 (100-200keV)	12853	11190	10619	9847	8522	11989
カット後 (200-400keV)	1991	1868	2715	2563	1740	1359

表 7.2: 測定データにおけるカット前後の事象数。

図 7.11 に +Z 方向からの照射により得られたある事象の FADC の波形を示す。FADC 波形はカソード側 ASD の全 256 ストリップのアナログ出力の足し合わせたものであり、縦軸はそのデジタル値を表す。また横軸は FADC の clock 数 [10ns] を表し、1200clock が FADC の stop 信号のタイミングに対応する (図 6.4 参照)。FADC 波形はベースライン (信号の立ち上がり前と立ち下がり後の) 部分と信号部分に分けて考えることができ、期待される特徴は信号部分から得られる。図 7.10 に示した理想的な波形に対して、実際に測定から得られる FADC 波形には、ドリフトによる電子拡散と、アンプの時定数が反映されている。

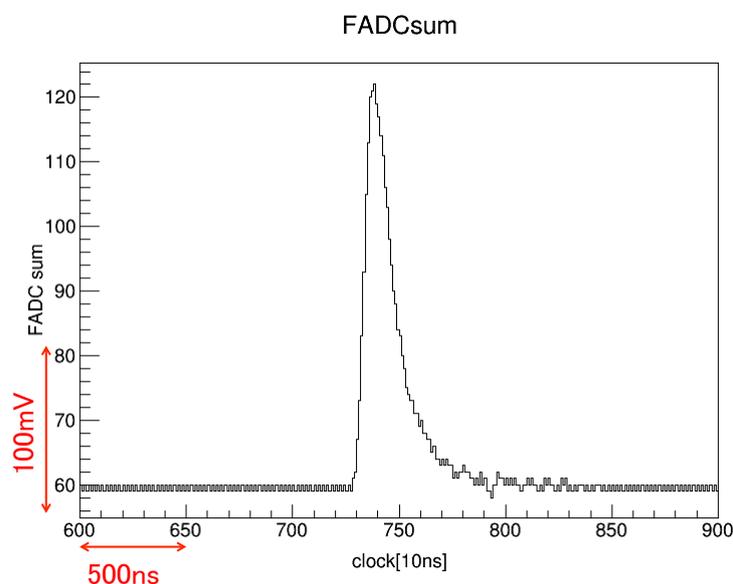


図 7.11: +Z 方向からの照射により得られたある事象の FADC 波形。横軸は FADC の clock[10ns]、縦軸は足し合わせた FADC 値を表す。

7.3.3 FADC データ解析

典型的な波形の作成

FADC のデータ解析では、波形の信号部分に対して期待される特徴をパラメータを用いて表すことで、飛跡の向きを判定する。このとき $\pm Z$ 方向からの照射と水平方向からの照射から得られる典型的な FADC 波形を比較することで、期待される特徴が現れるパラメータ決定する。このために、各照射について事象ごとに FADC 波形を足し合わせ、事象数で規格化することで「典型的な波形」を作成した。ここで水平照射の典型的な波形については、 $\pm X$ 、 $\pm Y$ の 4 方向から照射したデータを足し合わせて作成した。

典型的な波形において、各方向から照射されたデータの FADC 波形のベースラインの高さは理想的には全て一致する。しかし実際は僅かにベースラインの高さがずれており、FADC 波形の信号部分を比較する際に問題となるため、補正が必要である。具体的には、波形の 0-700clock 部分のベースラインの平均を取ることで各照射の offset を求める。このとき水平照射のベースラインの高さに対する $\pm Z$ 照射の offset はそれぞれ、-0.11、-0.52 であった。この offset を $\pm Z$ 方向からの照射の波形からそれぞれ差し引くことで、それぞれの方向からの照射による波形のベースラインを一致させた。図 7.12、図 7.13 に offset による補正前後のベースラインの様子を示す。赤、青、緑のグラフはそれぞれ、 $+Z$ 、 $-Z$ 、水平照射による典型的な FADC 波形を表しており、offset の補正によりベースラインが一致していることが分かる。

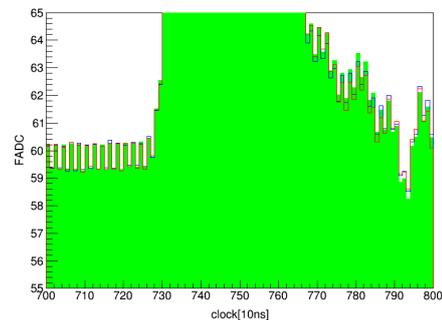
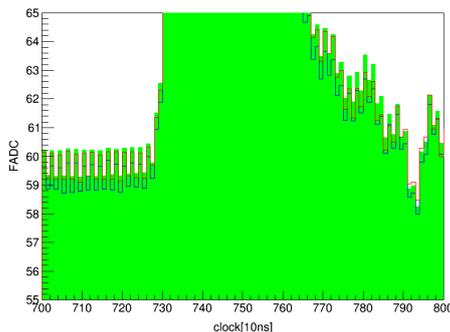


図 7.12: offset 考慮前のベースラインの様子。 図 7.13: offset 考慮後のベースラインの様子。

典型的な FADC 波形の比較

図 7.14 に $+Z$ 方向からの照射、 $-Z$ 方向からの照射、水平方向からの照射においての、ベースラインの offset を考慮した典型的な FADC 波形を示す。それぞれ、赤、青、緑のヒストグラムで表されている。信号部分は 730clock から立ち上がり、どの方向からの照射の FADC 波形もピーク位置は 739clock で一致し、アンプの時定数を反映した立ち下がりを示す。 $\pm Z$ 照射の波形について比較すると、ピーク前は ($-Z$ 照射) $>$ ($+Z$ 照射)、ピーク後は ($+Z$ 照射) $>$ ($-Z$ 照射) の傾向が見られる。水平方向からの照射と $\pm Z$ 方向から照射の典型的な FADC 波形を比較するために、 $ratio_+(t)$ と $ratio_-(t)$ を以下のように定義した。

$$ratio_{\pm}(t) = \frac{FADC_{\pm}(t)}{FADC_{horizontal}(t)}$$

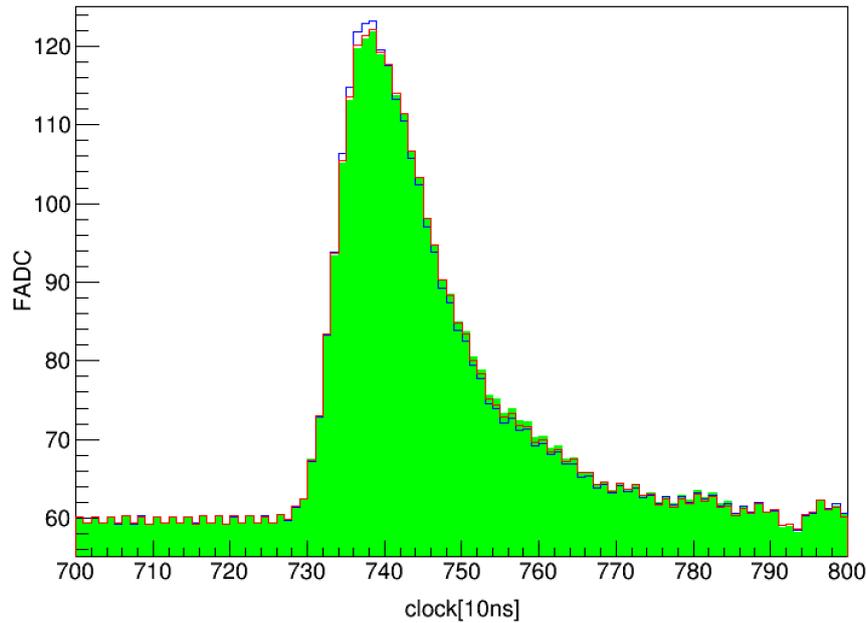


図 7.14: +Z 方向からの照射 (赤)、-Z 方向からの照射 (青)、水平方向からの照射 (緑) の典型的な FADC 波形 (700-800clock)。

ここで $FADC_{\pm}(t)$ はそれぞれ時刻 t における +Z 方向からの照射と -Z 方向からの照射での FADC 値、 $FADC_{\text{horizontal}}(t)$ は時刻 t における水平方向からの照射での FADC 値を表す。こうして得られた $ratio_{\pm}(t)$ の時間依存を図 7.15 に示す。ここで赤線、青線は、それぞれ $ratio_{+}(t)$ と $ratio_{-}(t)$ を示す。700-720clock のベースライン部分は各照射の FADC 値は一致するため、 $ratio_{\pm}(t) \sim 1$ となる。また FADC 波形のピーク位置である 739clock (緑線) を境に、 $ratio_{\pm}(t)$ の大小関係が逆転しており、これは $\pm Z$ 方向からの照射に期待される時刻とエネルギー損失 (図 7.10) の傾向がピーク付近に表れていることを示す。また 770clock 以降は、信号の立ち下がり部分のなまりとベースラインの間の領域であり、解析においては無視すべき範囲である。そのため、FADC 波形解析においては波形のピーク付近に対して解析を行う。

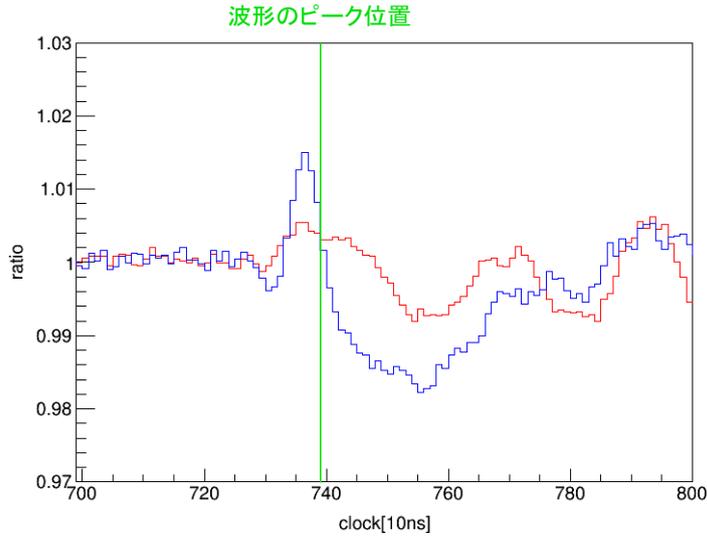


図 7.15: FADC 波形の (図 7.14) についての $ratio_{\pm}$ の時間依存。赤線、青線は、それぞれ $ratio_{+}$ と $ratio_{-}$ を表し、緑線は波形のピーク位置を表す。

rTH(relative-THreshold) の定義

図 7.15 より、FADC 波形のピーク付近に期待される傾向が現れることが明らかになった。FADC 波形の信号部分に対して解析を行うために、rTH(relative-THreshold) を定義する。

$$rTH(\text{relative} - \text{THreshold}) = \frac{TH(\text{Threshold})}{PH(\text{Pulse Height})}$$

ここで PH(Pulse-Height) は波形のベースラインからのピークまでの高さ、TH(Threshold) は波形のベースラインからの閾値の高さを表す。ここで閾値を絶対的なものとせず、相対的なものとして議論を進めるために、rTH を定義した。これは低エネルギーの事象に予想される、ベースラインに対してピークの低い FADC の波形にも対応させるためである。図 7.16 に閾値の例を示す。このとき $rTH=0.3$ である。rTH の設定により、rTH を大きくすることでよりピーク付近に絞った解析が可能となる。

また事象によってはピークを 2 つ持つ事象が存在した。こういった事象に対してはピーク付近に絞った解析を行うことができないため、波形の立ち上がり部分で閾値を複数回超える事象は除去するカットを導入した (図 7.17 での赤丸の数が 2 個以上の事象はカット)。

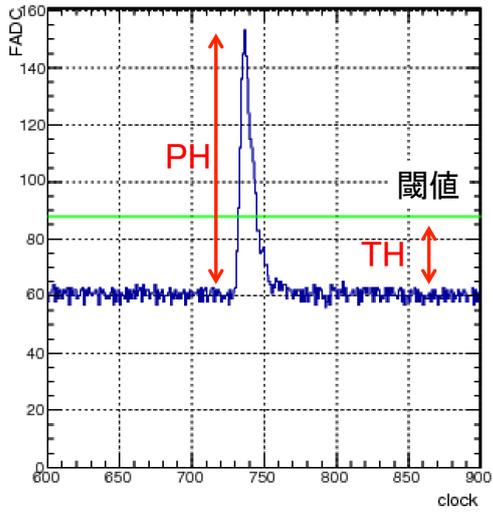


図 7.16: 閾値の概念図。

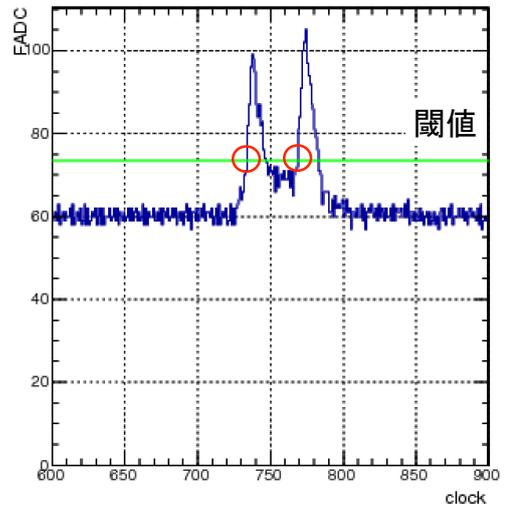


図 7.17: ピークを二つ持つ事象。

7.3.4 APZによる前後判定

FADC波形の特徴を表す第一のパラメータとして、APZ(Asymmetry Parameter Z)というパラメータを式(7.4)のように定義した。

$$APZ = \frac{Q_1}{Q_1 + Q_2} \quad (7.4)$$

ここで Q_1, Q_2 は、閾値を超えた信号部分を2つの領域に分割した際のそれぞれの領域の面積である。図7.18に示す様に、(a)及び(b)の2通りの分割を考えた。(a)は7.2.2節で述べた、DRIFTグループの解析方法を参考に、信号部分の中心時刻を分割時刻とした。また(b)は7.3.3節に述べたように、FADC波形に期待される特徴がピーク付近に出ることから、ピークの位置を分割時刻とした。

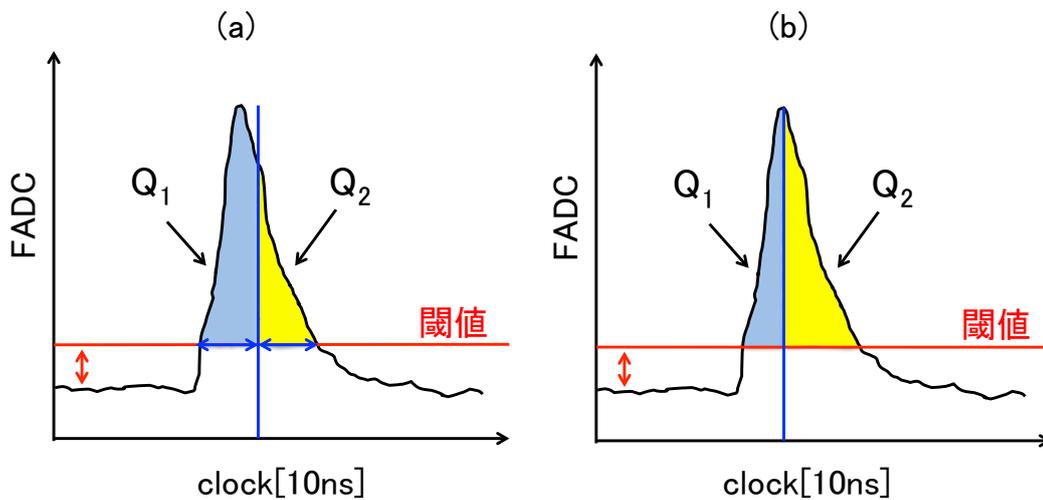


図 7.18: FADC 波形分割の概念図。(a) は信号部分の中心時刻で分割、(b) はピーク位置で分割。

FADCの波形について飛跡の始点と終点でのエネルギー損失の違いから、+Z照射においては領域 Q_2 が大きくなり、-Z照射においては領域 Q_1 が大きくなることが予想される。したがってパラメータAPZとしては(a)、(b)どちらの分割においても、(+Z照射)<(水平照射)<(-Z照射)の傾向が現れることが期待される。波形の分割パターン(a)、(b)でのAPZをそれぞれ APZ_t 、 APZ_p とし、反跳原子核のエネルギーが200-400keVの事象において $rTH=0.3$ とした時の $APZ_{t,p}$ の分布を図7.19に示す。赤、青、緑のヒストグラムはそれぞれ、+Z照射、-Z照射、水平照射の $APZ_{t,p}$ の分布である。表示されている数値はそれぞれの分布をガウシアンでフィットした際の中心値と統計誤差である。APZ_tの分布においては、±Z照射での分布が期待される傾向とは逆の傾向となった。APZ_pの分布においては、±Z照射での分布の中心値が誤差の範囲内で一致し、どちらのパラメータにおいても期待される傾向は確認できなかった。

図7.20に200-400keVの事象について、 $rTH=0.2\sim 0.8$ まで0.1ごとに設定した際の、各方向からの照射のAPZ_p分布の結果を示す。図7.20において、赤丸、青三角、黒四角のプロットはそれぞれ、+Z照射、-Z照射、水平照射の結果を表し、プロットの数値と誤差棒は、図7.19のようなAPZ_pの分布から得られる、 rTH ごとのヒストグラムの中心値と統計誤差である。7.3.3節

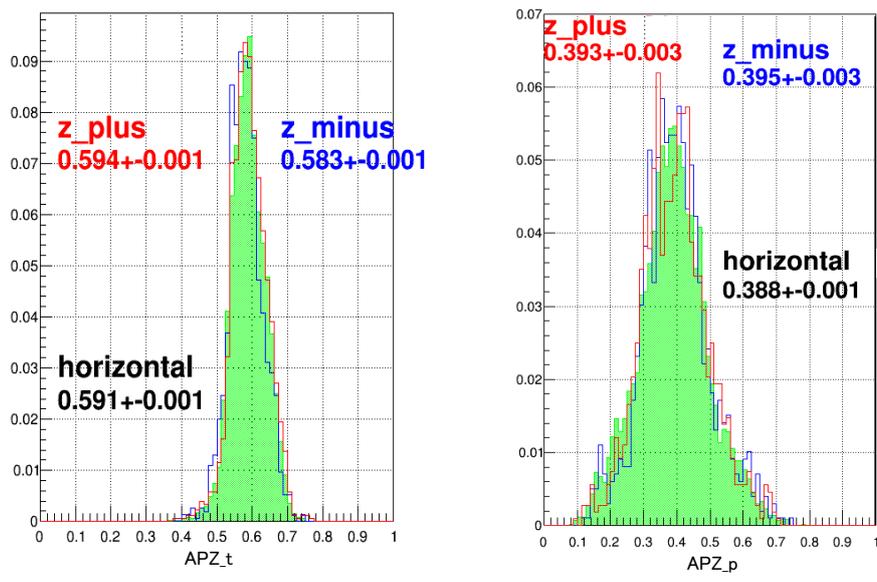


図 7.19: rTH=0.3 とした際の APZ_t 、 APZ_p の分布。縦軸はカウント数で規格化したもの、横軸にそれぞれ $APZ_{p,t}$ を示す。

で述べたように、rTH を大きくすることで信号部分のピーク付近に絞った解析が可能となるが、rTH を変化させても、各方向からの照射の APZ_p の分布は誤差の範囲で区別できるとは言えない結果が得られた。これはピークを軸に波形を分割するためピーク位置への依存が非常に大きく、波形の信号部分全体の非対称性を打ち消してしまったものと考えられる。

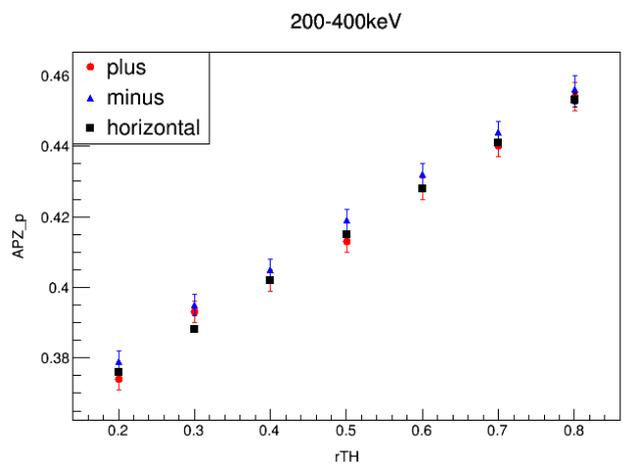


図 7.20: rTH=0.2~0.8 に対する APZ_p 。rTH を変化させても誤差以上の違いは確認されなかった。

7.3.5 skewness(Z) による前後判定

FADC の波形情報の特徴を表す第二のパラメータとして、skewness(Z) を式 (7.5) のように定義した。

$$\text{skewness}(Z) = \frac{\langle \text{FADC}(t) \cdot (t - \langle t \rangle)^3 \rangle}{\langle (\text{FADC}(t) \cdot (t - \langle t \rangle)^2)^{3/2} \rangle} \quad (7.5)$$

ここで t は FADC の clock で、 $\text{FADC}(t)$ は clock t における FADC 値を表す。skewness(Z) は波形の非対称性を表すパラメータであり、波形が左右対称であれば skewness(Z)=0 となる。また期待される波形の特徴が反映されると、skewness(Z) には (-Z 照射) < (水平照射) < (+Z 照射) の傾向が現れる。図 7.21 は 200-400keV の事象に対して、rTH=0.3 とした際の skewness(Z) の分布を示す。各方向からの照射のデータに対して、ガウシアンでフィットした中心値と統計誤差を表示している。これより ±Z 照射、水平照射での skewness(Z) 分布の中心値が分かれており、期待される傾向が現れていることが確認できた。

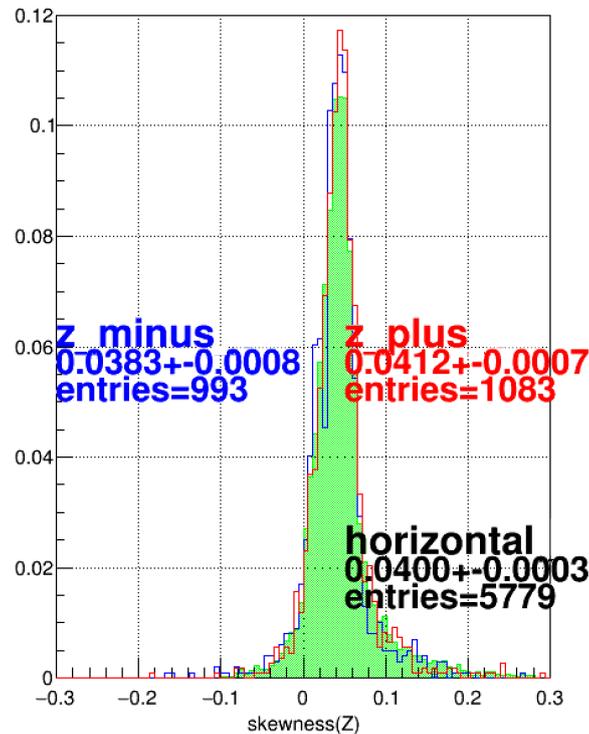


図 7.21: エネルギーが 200-400keV の事象について、rTH=0.3 とした際の skewness(Z) の分布。赤、青、緑のヒストグラムはそれぞれ、+Z 照射、-Z 照射、水平照射の skewness(Z) の分布を示す。

図 7.22 は 200-400keV の事象について、 $r_{TH}=0.2\sim 0.8$ まで 0.1 ごとに設定した際の、各方向からの照射の skewness(Z) 分布の結果を示す。これより、 $r_{TH}=0.2\sim 0.8$ のすべての r_{TH} において、期待された傾向が確認できた。また $r_{TH}=0.7$ としたときに各照射による skewness(Z) 分布のずれが最も大きく、 $\pm Z$ 照射については 4.2σ で統計的に有意に区別できるという結果を得た。

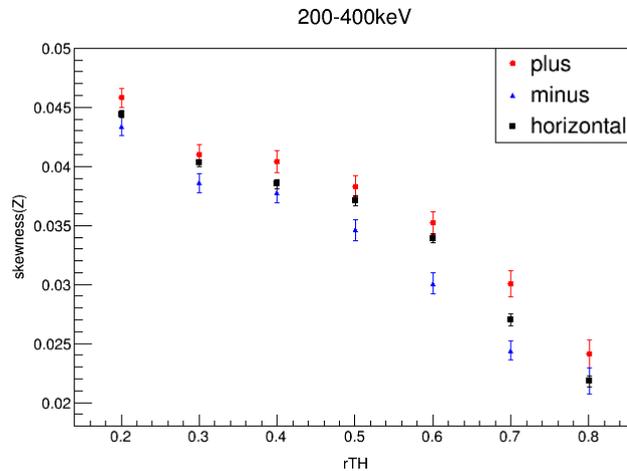


図 7.22: 200-400keV の事象について、 $r_{TH}=0.2\sim 0.8$ に設定した際の skewness(Z)。

図 7.23 に 70-100keV、100-200keV の事象について、 $r_{TH}=0.2\sim 0.8$ まで 0.1 ごとに設定した際の、各照射の skewness(Z) 分布の結果を示す。どちらのエネルギー領域においても、 $r_{TH}=0.3\sim 0.5$ においては誤差の範囲内でそれぞれの照射の区別はできないが、 $r_{TH}=0.6, 0.7$ とした際には $\pm Z$ 照射の分布に違いが現れる。 $r_{TH}=0.7$ とした際、70-100keV と 100-200keV の事象について、それぞれ $\pm Z$ 照射において 4.5σ 、 4.7σ で有意な結果を得た。

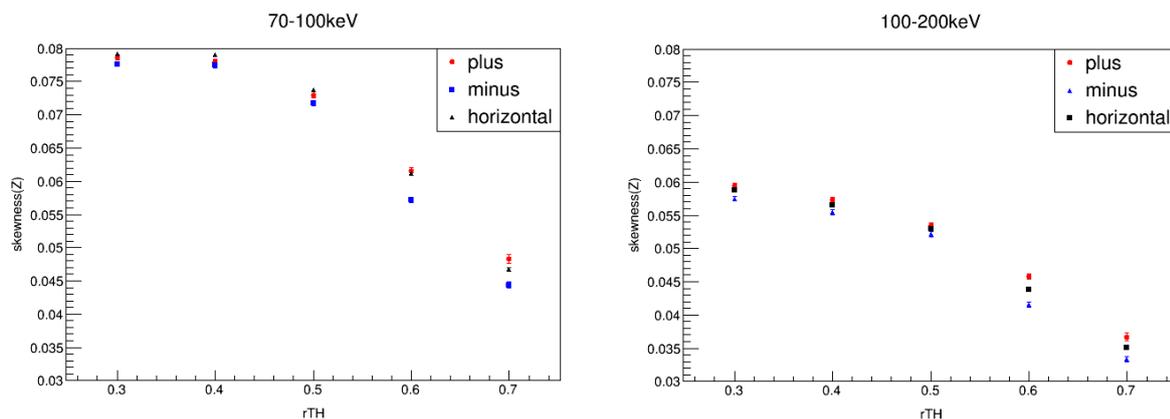


図 7.23: 70-100keV(左) と、100-200keV(右) の事象についての、 r_{TH} に対する skewness(Z) 分布の結果。

水平方向からの照射と、 $\pm Z$ 方向からの照射を区別するため、 $\text{skewness}'(Z)$ を式 (7.6) のように定義する。 $\text{skewness}'(Z)$ は $+Z$ 照射に対してはプラス、 $-Z$ 照射に対してはマイナスの値になることが期待され、その絶対値の大きさが水平照射との区別の度合いを表す。

$$\text{skewness}'(Z) = \text{各照射の skewness}(Z) - \text{skH} \quad (7.6)$$

ここで skH は水平方向からの照射による $\text{skewness}(Z)$ 分布の中心値を用いる。図 7.24 は $r\text{TH}=0.7$ とした際の $\text{skewness}'(Z)$ のエネルギー依存を示す。赤、青、黒のプロットはそれぞれ $+Z$ 照射、 $-Z$ 照射、水平照射に対する $\text{skewness}'(Z)$ を表す。これより水平照射に対してすべてのエネルギー領域において $\pm Z$ 照射が統計的に有意に区別できていることが確認できる。最も区別できる 200-400keV のエネルギー領域においては、水平照射に対して、 $\pm Z$ 照射でそれぞれ 2.6σ と 2.8σ で統計的に優位な結果を得た。

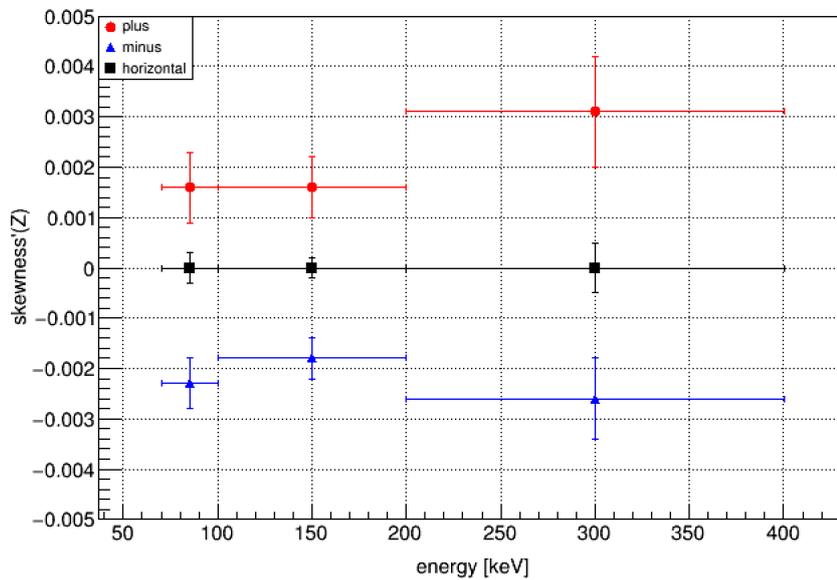


図 7.24: $r\text{TH}=0.7$ とした、それぞれの照射の $\text{skewness}'(Z)$ のエネルギー依存。

7.4 まとめと展望

7.4.1 前後判定のまとめ

FADCの波形情報から反跳原子核の前後判定を行った。 $\pm Z$ 照射の特徴が波形のピーク付近に現れることから、それらを表すパラメータとしてAPZとskewness(Z)を定義した。第一のパラメータAPZにおいては、期待される結果を得ることができなかった。DRIFTグループの解析を参考にした APZ_t は時刻の中心値で波形を分割するため、ピーク付近に現れる特徴を表すことができず、またピーク位置で波形を分割した際のパラメータ APZ_p においては、ピーク位置への依存が非常に大きく、波形の信号部分全体の非対称性を打ち消してしまったものと考えられる。一方、第二のパラメータskewness(Z)では70keV以上のエネルギー領域において期待される傾向が確認できた。また $r_{TH}=0.7$ にすることで、より明確な傾向を確認できた。これは r_{TH} を大きくすることによって、よりピーク付近に絞った非対称性を見ることができたためであると考えられる。また200-400keVの事象については、水平照射に対して $\pm Z$ 照射を、それぞれ 2.6σ と 2.8σ で統計的に優位に区別することができた。

7.4.2 前後判定の今後の展望

飛跡の前後判定については7.2節で述べたような先行研究が行われてきた。しかしそれは飛跡の1次元的または2次元的な前後判定であり、飛跡の3次元な前後判定はいまだどの実験グループでも観測されていない。この節では本研究から示唆される、飛跡に対する3次元的な前後判定の可能性と、パラメータの冗長性についての考察を述べる。

本研究により、70keV以上の事象に対してskewness(Z)というパラメータを用いることで、 $\pm Z$ 方向からの照射を統計的に有意に区別することができた。また先行研究により、パラメータskewness(X)、skewness(Y)を用いて $\pm X$ 方向、 $\pm Y$ 方向からの照射を統計的に有意に区別できることが示されている。これら3つのパラメータを用いることで、全方向の飛跡に対して3次元的な前後判定を観測できる可能性が開かれた。

NEWAGE検出器で得られる3次元飛跡に対する観測量には、飛跡長 $|l|$ 、方向を表す dz/dx 及び dz/dy 、前後判定のパラメータであるskewness(X)、skewness(Y)、skewness(Z)の6つのパラメータがある。skewness無しでは飛跡の向き情報は得ることができないが、原理的には観測量 $|l|$ 、 dz/dx 、 dz/dy に加えて、skewnessのうちどれか1つで3次元的な飛跡の方向を決めることが可能である。しかし実際には、3つのskewnessのどれが有効であるかは飛跡の方向に依存するため、全方向の飛跡に対応するにはこれら3つはいずれも必要なパラメータである。

例えば、前後判定のパラメータとしてskewness(X)のみ用いる場合、X方向に沿った飛跡は判定が容易になり、Y方向、Z方向に跨った飛跡は判定が困難になる。

またskewness(X)に加え、今回用いたskewness(Z)の二つのパラメータを用いた場合、XZ平面に沿った飛跡は判定が容易になり、XZ平面と垂直なY方向に沿った飛跡は判定が困難になる。XZ平面に近い飛跡に関して、skewness(X)とskewness(Z)は以下に述べるように、お互いに冗長的なパラメータとなり、前後判定の優位度などを定義可能となる。図7.25は $+X \rightarrow -X$ の飛跡から得られるXZ平面のデータの概念図を示す。このときskewness(X)、skewness(Z)と dz/dx には表7.3に示す関係がある。飛跡が $-Z \rightarrow +Z$ (左図)の場合は、 $dz/dx < 0$ 、 $skewness(X) > 0$ 、

skewness(Z)<0となり、dz/dxとskewness(X)・skewness(Z)の符号はともにマイナスとなる。一方で飛跡が+Z→-Z(右図)の場合は、dz/dx>0、skewness(X)>0、skewness(Z)>0となり、dz/dxとskewness(X)・skewness(Z)の符号はともにプラスとなる。このように、傾きとskewness(X)・skewness(Z)は符号が一致するという関係があり、この関係はその他の向きの飛跡においても成り立つ。すなわち飛跡の再構成により得られる傾き(dz/dxまたはdz/dy)と、水平方向のskewness(skewness(X)またはskewness(Y))、skewness(Z)におけるこの関係の評価することで、前後判定の優位度を定義することが可能であり、優位度の高い事象を選択することでより精度の高い前後判定を行うことができる期待される。

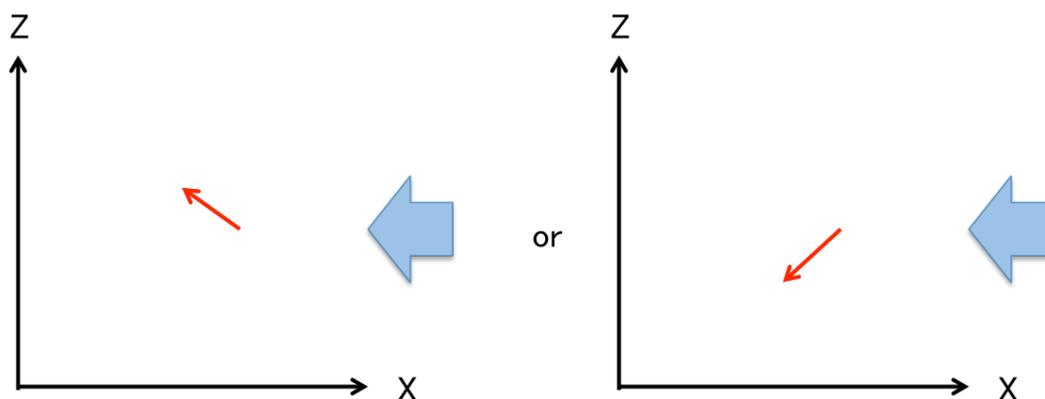


図 7.25: dz/dx の概念図。+X 方向からの照射による 3 次元的な飛跡を、XZ 平面へ射影したものを示す。

	dz/dx	skewness(X)	skewness(Z)
+X 照射	+	+	+
	-	+	-
-X 照射	+	-	-
	-	-	+
	dz/dy	skewness(Y)	skewness(Z)
+Y 照射	+	+	+
	-	+	-
-Y 照射	+	-	-
	-	-	+

表 7.3: 飛跡の傾き (dz/dx、dz/dy) と skewness の関係。

こうしたパラメータ間の相互関係を確認するために、+X 方向から中性子を照射した実データを解析した。図 7.26 に dz/dx と $\text{skewness}(X) \cdot \text{skewness}(Z)$ の二次元ヒストグラムを示す。上で述べた関係は図 7.26 のプロットでは第 1 象限と第 3 象限に現れることが期待されたが、全体的に広がった分布となった。また dz/dx について 0 付近でのイベントが少ないのは、飛跡構成のアルゴリズムによるものである。 dz/dx の導出方法の再確認や skewness 間の重みづけなど、今後の課題が明らかになる結果となった。

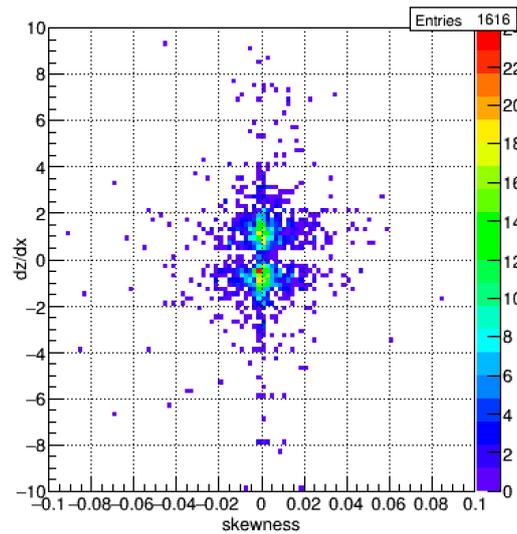


図 7.26: +X 照射における dz/dx と $\text{skewness}(X) \cdot \text{skewness}(Z)$ の相関

ここまで前後判定の 3 つのパラメータのうち 2 つを用いた場合について述べたが、最後に 3 つすべてのパラメータを用いた場合を考える。3 つのパラメータ $\text{skewness}(X)$ 、 $\text{skewness}(Y)$ 、 $\text{skewness}(Z)$ を用いると、全方向の飛跡に対して 3 次元的な前後判定が可能である。しかし、実際はそれぞれのパラメータに対する重みづけが課題となる。 $\text{skewness}(X)$ 、 $\text{skewness}(Y)$ はそれぞれアノード、カソードのストリップから得られる情報を用いたパラメータであるため、対等に評価することができるが、 $\text{skewness}(Z)$ は FADC の波形情報を用いたパラメータであるため、他の 2 つのパラメータと単純に比較することができない。今後は 3 つのパラメータを対等に評価するための重みづけについての研究が必要である。また 6 つのパラメータをすべて用いた尤度関数によるライクリフッド法での前後判定も、将来的に有望な選択肢であると考えられる。

第8章 結論

NEWAGE 実験において、反跳原子核飛跡の3次元的な前後判定を目指し、 μ -PIC に対して垂直方向(Z方向)の前後判定の研究を行った。 $\pm X, \pm Y, \pm Z$ の全6方向から ^{252}Cf 線源を用いて中性子を照射した測定を行い、得られたデータのFADCの波形情報を解析することで、飛跡のZ方向の前後判定を行った。FADCの波形解析では、各方向からの照射での典型的なFADC波形を比較することで、ピーク付近に期待される特徴が現れることを確認した。また期待される特徴を幾つかのパラメータを用いて評価し、skewness(Z)において期待される傾向が見られる結果を得た。これにより、 $\pm Z$ 方向での違いが最も現れる $r_{\text{TH}}=0.7$ において、70-100keV、100-200keV、200-400keVのエネルギー領域でそれぞれ 4.5σ 、 4.7σ 、 4.2σ で統計的に有意に区別できるという結果を得た。

さらに本研究によりZ方向における前後判定のパラメータが得られたことで、skewness(X)、skewness(Y)、skewness(Z)の3つのパラメータを組み合わせた飛跡の3次元的な前後判定の可能性を検討した。また飛跡の傾き(dz/dx 又は dz/dy)と(skewness(X)又はskewness(Y)) \cdot skewness(Z)の関係から、前後判定の優位度を定義可能であることが示唆された。今後は、3つすべてのパラメータ対等に扱うための研究や、ライクリフッドを用いた評価による飛跡の3次元的な前後判定の研究を行う。さらに検出器内のガスをNEWAGE-0.3b'と同様の0.1気圧にして測定することで、より長い飛跡を得ることができ、飛跡の前後判定が行いやすくなると考えられる。またこれらに加えて、より優位度の高いパラメータの考案や、より正確な飛跡再構成のアルゴリズムの開発も今後の重要な課題となる。

参考文献

- [1] F. Z. et al. *Astrophys. J.* (1937) 217.
- [2] P. A. R. A. et al. arXiv:1303.5076 (submitted to *Astronomy and Astrophysics*) 1 (2013) 1.
- [3] K. G. Begeman, A. H. Broeils, and R. H. Sanders *MNRAS* (1991) 523.
- [4] D. Crowe et al., *Astrophys. J.* 648 (2006) L109 .
- [5] D. J. Fixsen *AstroPhys. J.* 707 (2009) 916.
- [6] R. A. Knop et al. *Astrophys. J.* 598 (2003) 102.
- [7] D. J. Eisenstein et al. *Astrophys. J.* 633 (2005) 560.
- [8] F. Cooper, A. Khare and U. Sakhatme, *Phys. Rept.* 251, 267-385 (1995).
- [9] U. Amaldi et al., *Phys. Lett. B* 260 (1991) 447
- [10] R. D. Peccei and Helen R. Quinn et al. *Phys. Rev. Lett.* 38 (1977) 1440.
- [11] S. J. Asztalos et al. *Phys. Rev. Lett.* 104 (2010) 041301.
- [12] Spencer Chang, Ralph Edezhath, Jeffrey Hutchinson and Markus Luty hep-ph 1307.8120v1 (2013).
- [13] G. Servant et al. *New J. Phys.* 4 (2002) 99.
- [14] S. D. Hunter *Astrophys. J.* 481 (1997) 205.
- [15] A. H. E. Tempel and M. Raidal *J. Cosmology Astropart. Phys.* 09 (2012) 032.
- [16] CTA Japan: <http://www.cta-observatory.jp/index.html>
- [17] S. Desai et. al *Phys. Rev. D* 70 (2004) 083523.
- [18] M.G.Aartsen et. al 33nd International Cosmic Ray Conference (2013).
- [19] O. Adriani et. al *Phys. Rev. Lett.* 111 (2013) 081102.
- [20] M. Aguilar et. al *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013) 141102.
- [21] ALEPH Collaboration *Phys. Lett. B* 583 (2004) 247.

- [22] A. Arbey et al. *Phys. Lett. B* 720 (2013) 153.
- [23] H. Baer et al. arXiv:1307.5248 (hep-ph) (2013).
- [24] J. D. Lewin and P. F. Smith *Astropart. Phys.* 6 (1996) 87.
- [25] R. Bernabei et al. *J. Phys. Conf. Ser.* 375 (2012) 012002.
- [26] R. Bernabei et al. *Eur. Phys. J. C* 67 (2010) 39.
- [27] C. Savage et al. *Phys. Rev. D* 70 (2004) 123513.
- [28] R. Bernabei et al. *Phys. Lett. B* 480 (2000) 23.
- [29] G. J. Alner et al. *Phys. Lett. B* 616 (2005) 17.
- [30] H. S. Lee, et al. (KIMS Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* 99 (2007) 091301.
- [31] R. B. et al. *New J. Phys.* 2 (2000) 15.1.
- [32] A. Minamino Doctorr Thesis University of Tokyo (2008).
- [33] E. Aprile et al. (XENON Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012) 181301.
- [34] E. Aprile et al. (XENON Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* 111 (2013) 021301.
- [35] D. S. Akerib et al. (LUX Collaboration) arXiv:1310.8214 (2013).
- [36] P. B. et al. *Astropart. Phys.* 28 (2000) 495.
- [37] Z. Ahmed et al. (CDMS Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* 102 (2009) 011301.
- [38] C. E. Aalseth et al. *Phys. Rev. D* 88 (2013) 012002.
- [39] G. Angloher et al. *Eur. Phys. J. C* (2012) 27.
- [40] J. Barreto et al. *Phys. Lett. B* 711 (2012) 264.
- [41] E. Behnke et al. *Phys. Rev. D* 86 (2012) 052001.
- [42] M. Felizardo et al. 1106.3014v3 (2011).
- [43] S. Archambault et al. *Phys. Lett. B* 711 (2012) 153.
- [44] E. Daw et al. *Astropart. Phys.* 35 (2012) 397.
- [45] S. Ahlen et al. *Phys. Lett. B* 695 (2011) 124.
- [46] K. Miuchi et. al. *Phys. Lett. B* 686 (2010) 11.
- [47] D. Santos et. al. *J. Phys. Conf. Ser.* 309 (2011) 012014.

- [48] T. Naka et al. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A 581 (2007) 761.
- [49] A. Drukier et al. 1206.6809v1 (2012).
- [50] S. F. Biagi Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 283 (1989) 716.
- [51] A. H. et al. Rad. Phys. and Chem. 77 (2008) 1311.
- [52] W.-M. Yao et al., Journal of Physics, G33, 1 (2006).
- [53] J.Lindhard Dan.Mat.Fys.Medd.28 No.8 (1954).
- [54] S. P. Ahlen and K. Kinoshita Phys. Rev. D 26, 2347 (1982).
- [55] Huan Giap, Bosco Giap Transl Cancer Res 2012;1(3):127-136
- [56] J.F. Ziegler, J.P. Biersack SRIM The Stopping and Range of Ions in Matter, Code (1985).
- [57] <http://sakura.nucleng.kyoto-u.ac.jp/aoki/SRIM/physics.html#physics-knockon>.
- [58] N.Bohr, Phil. Meg. 25,10 (1913).
- [59] H.Bethe, Ann. Phys. (Leipzig) 5, 325 (1930).
- [60] F. Bloch, Ann. phys.16, 285 (1933).
- [61] T. Tanimori et al., Phys. Rev. Lett. 578 (2004) 241246
- [62] G. J. Alner et al. Phys. Lett. B 616 (2005) 17.
- [63] J. Ellis et al. Phys. Rev. D 63 (2001) 065016.
- [64] A. Takada et. al. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A 573 (2007) 195.
- [65] F. Sauli and A. Sharma Annu. Rev. Nucl. Part. Sci 49 (1999) 341.
- [66] S. Fukuda et al., Nucl. Instrum. and Meth. A 501 (2003) 418
- [67] RD51 Collaboration
- [68] J. Va ' vra et al Nucl. Instr. and Meth. A324 113 (1993)
- [69] D.Dujmic et al Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 584 (2008) 327.
- [70] D.Dujmic et al Astropart. Phys. 30 (2008) 58.
- [71] S. Burgos et al. Astropart. Phys. 31 (2009) 261.
- [72] E. Daw et al. Astropart. Phys. 35 (2012) 397.
- [73] H. Nishimura Doctor Thesis Kyoto University (January 2009).

[74] K. Nakamura Doctor Thesis Kyoto University (January 2014).

[75] K. Miuchi arXiv:1109.3099v2.

謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方々からご指導、ご協力を頂きました。

指導教官である身内先生には、B4実験からこれまでお世話になりました。研究で行きづまった時には的確な助言で道標を示して頂き、また本論文の執筆にあたり非常に丁寧な指導を頂きました。またその気さくな人柄や、様々なことに挑戦する姿勢は、学ぶものがたくさんありました。京都大学の中村さんには同じグループの先輩として、1年間という短い間でしたが大変お世話になりました。神岡での作業や実験についてはもちろんのこと、様々なことを教わりました。またロードバイクの楽しさを教えて頂き、六甲山、淡路島、琵琶湖を一緒に走ったことは非常に思い出深いです。何度も訪れるのぼり坂に、精神力が鍛えられました。おふたりはこれまで私が出会った方々の中でも、非常に個性的で魅力的な方であり、大きな影響を受けました。またNEWAGE実験に携わる機会を与えて下さった事を深く感謝します。本当にありがとうございました。

当研究室の蔵重先生、竹内先生、山崎先生、原先生、鈴木先生、越智先生、矢野先生には研究室ミーティングでの論文講究や研究経過報告の際に、様々な助言や意見を頂きました。また前田先生、清水先生には学会前の発表練習にお付き合い頂き、スライドの構成や内容についての改善点など、鋭い意見を頂きました。研究室秘書の横山さんには学会や出張の事務手続きだけでなく、雑談等を楽しませて頂きました。粒子物理研究室のスタッフの方々は皆さん気さくで、研究に限らず様々なお話を聞かせて頂き、研究室配属からこれまでお世話になりました、深く感謝致します。

研究室の先輩である岸本さんは地元が近いということで勝手に親近感を覚えていました。日本に帰って来られてからは、研究者の就職事情など興味深いお話を聞かせて頂きました。細川さんには研究室だけでなく神岡でもお世話になりました。学会や神岡でまだ知らない人が多い私に声をかけて下さり、安心感を与えて下さいました。岡さんは神戸に来られる以前から、神岡でお世話になりました。猪谷駅からのバスが無くなり、大西さんと一緒に迎えに来てくださったときは本当に助かりました。去年卒業された先輩である稲丸さんには、研究室だけでなくプライベートでも仲良くして頂きました。先輩であり卒業をともにする同期である大西さんには、後輩であるにも関わらず失礼な言動が多く申し訳ありません。いつの間にか僕にとっては兄のような存在でした。研究室の同期である竹本くんとは学部の頃から仲が良く、よい遊び相手でした。矢ヶ部くんはとても個性的で、そのキャラクターで研究室を明るくしてくれました。陳叶くんは中国に対する素朴な疑問にも真面目に答えてくれ、また修論提出前の彼の頑張りを見て自分も頑張ることができました。長谷川さんは一緒にハーフマラソンに参加したり、少し年齢が離れているにも関わらずとても仲良くして頂きました。山根くんは研究室だけでなくサークルの同期でもあり、これまで長い付き合いとなりました。また研究室の後輩である橋本くんは、同じ実験グループの後輩でもあり、サークルの後輩でもあり、非常に長い付き合いとなりました。藤田くんは、山内くんは、木戸くん、他後輩達には、普段から研究室で仲良くして頂

き、おかげで楽しい学生生活を送ることができました。研究室で皆様と共に過ごせたことで、充実した学生生活となりました。ありがとうございました。また神岡地下実験施設のスタッフの皆様には、神岡での実験や線源の使用の際にお世話になりました。

最後に、ここまで私を育て支えてくれた両親に心から感謝致します。

平成 27 年 2 月 6 日 山口祐史郎