

修 士 学 位 論 文

暗黒物質探索実験に向けた
液体 CF_4 スペクトロメーター開発

令和 8 年 2 月 6 日

専攻名 物理学専攻
学籍番号 247s113s
氏名 谷口 紘大

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

暗黒物質はさまざまな天文学的観測によってその存在が予言されている重力源であるが、未だその正体解明には至っていない。暗黒物質の直接的な観測のため、多くの研究グループにより実験が行われている。直接探索実験は、暗黒物質の有力候補とされている WIMP と標的原子核の散乱事象を探索する。その中でもフッ素化合物 C_3F_8 を用いた PICO-60 実験は、WIMP と標的原子核のスピンに依存する散乱での直接探索実験において、良い感度での探索を進めている。しかし、PICO-60 実験では原子核散乱事象の事象数のみを測定しているため、散乱原子核のエネルギーを測定できないという欠点がある。そのため、暗黒物質の存在を主張できる有意な結果が得られたとしても、エネルギースペクトルの情報がいないために暗黒物質の詳細な性質を知ることは困難である。

こうした中、本研究では WIMP と原子核のスピンに依存する散乱での暗黒物質探索実験を目的として、エネルギースペクトルを得ることができるフッ素化合物のシンチレータの開発を行う。具体的には、将来の大型検出器を用いた探索を念頭に置き、液体 CF_4 を新たなシンチレータとして提案する。液体 CF_4 の発光に関しては、過去に観測された例はなく、自己吸収といった物理的特性も知られていない。そこで液体 CF_4 のシンチレータとしての基礎特性の理解を目指すことを目的として、液体 CF_4 のスペクトロメータ (検出器) 開発を行なった。その結果、 CF_4 を液化して検出器内を満たす手法を確立し、宇宙線 μ 粒子や ^{60}Co 線源を用いた測定で、液体 CF_4 由来の発光を確認することに成功した。ただし、この発光にはチェレンコフ光の寄与も確認され、シンチレーション光単体での発光を観測には至らなかった。今後、チェレンコフ光の影響を低減した観測を行い、シンチレーション光量の正確な光量評価を行なっていくことが重要である。液体 CF_4 の自己吸収測定に関しては、 CF_4 を光が透過するという結果を得ることができたが、散乱の寄与が確認されたため、今後自己吸収自体の測定を行うことが重要である。シンチレーション光の測定に加えて自己吸収測定を行うことで、液体 CF_4 のシンチレータとしての基礎特性の理解が進み、検出器の大型化への具体的な指針が得られることが期待される。

目次

| | | |
|-------|---------------------------------|----|
| 第 1 章 | イントロダクション | 1 |
| 1.1 | 暗黒物質の観測的証拠 | 1 |
| 1.1.1 | 銀河の回転曲線 | 1 |
| 1.1.2 | 重力レンズ効果 | 2 |
| 1.1.3 | 宇宙マイクロ背景放射 | 3 |
| 1.2 | 暗黒物質の基本的性質 | 4 |
| 1.3 | 暗黒物質の候補 | 5 |
| 1.3.1 | 原始ブラックホール | 5 |
| 1.3.2 | アクシオン | 5 |
| 1.3.3 | LSP | 6 |
| 1.3.4 | WIMP | 6 |
| 1.4 | 暗黒物質直接探索の原理 | 7 |
| 1.4.1 | エネルギースペクトル | 8 |
| 1.4.2 | 散乱断面積 | 9 |
| 1.4.3 | 原子核の形状因子 | 10 |
| 1.4.4 | エネルギースペクトルの核種依存性 | 11 |
| 1.5 | 暗黒物質直接探索実験の現状 | 11 |
| 1.6 | フッ素化合物を用いた直接探索実験 | 14 |
| 1.7 | ニュートリノ背景事象 | 15 |
| 1.8 | 本研究の目的 | 16 |
| 第 2 章 | CF ₄ の諸性質 | 18 |
| 2.1 | CF ₄ の物理的特性 | 18 |
| 2.2 | CF ₄ の発光 | 19 |
| 2.2.1 | CF ₄ のシンチレーション光 | 19 |
| 2.2.2 | CF ₄ のチェレンコフ光 | 20 |
| 2.3 | CF ₄ と放射線との相互作用 | 21 |
| 2.3.1 | γ線との相互作用 | 21 |
| 2.3.2 | 宇宙線 μ 粒子との相互作用 | 22 |
| 2.3.3 | 中性子との相互作用 | 22 |
| 第 3 章 | 液体 CF ₄ スペクトロメーターの開発 | 24 |
| 3.1 | 検出器の設計と構成要素 | 24 |

| | | |
|-------|---------------------------------------|----|
| 3.1.1 | 概要 | 24 |
| 3.1.2 | 光電子増倍管 (PMT) | 25 |
| 3.1.3 | 光学窓 | 27 |
| 3.1.4 | 光ファイバーと LED | 29 |
| 3.1.5 | 反射材 | 30 |
| 3.1.6 | CF ₄ ガス導入経路 | 30 |
| 3.1.7 | データ収集システム | 31 |
| 第 4 章 | 液体 CF ₄ スペクトロメーターの性能評価 | 33 |
| 4.1 | PMT ゲイン | 33 |
| 4.2 | 検出器の冷却システム | 35 |
| 4.3 | 光の伝播 | 37 |
| 4.4 | 宇宙線 μ 粒子を用いた発光測定 | 40 |
| 4.4.1 | 宇宙線 μ 粒子のエネルギー損失 | 40 |
| 4.4.2 | 測定 | 42 |
| 4.4.3 | 発光波形の減衰時定数 | 44 |
| 4.5 | ⁶⁰ Co 線源を用いた発光測定 | 46 |
| 4.5.1 | 動機 | 46 |
| 4.5.2 | 測定 | 46 |
| 第 5 章 | 議論と展望 | 49 |
| 5.1 | 液体 CF ₄ 中の光の伝播 | 49 |
| 5.2 | 宇宙線 μ 粒子による発光の理解 | 50 |
| 5.2.1 | シミュレーション諸元 | 50 |
| 5.2.2 | 真空状態でのシミュレーション | 51 |
| 5.2.3 | 液体 CF ₄ が満たされた状態でのシミュレーション | 53 |
| 5.3 | ⁶⁰ Co の γ 線による発光の理解 | 53 |
| 5.4 | 液体 CF ₄ のシンチレーション光量 | 55 |
| 5.5 | 展望 | 57 |
| 第 6 章 | 結論 | 59 |
| | 付録 | 60 |
| | 謝辞 | 70 |
| | 参考文献 | 72 |

第 1 章

イントロダクション

宇宙のエネルギー組成において、既知のバリオンは 5 % 程度、残りの 95 % は未知の構成要素である。未知の構成要素のうち、暗黒物質が 27 %、暗黒エネルギーが 68 % を占めることが知られている [1]。暗黒エネルギーは宇宙の加速膨張を引き起こすエネルギー源と考えられている。一方、暗黒物質はさまざまな天文学的観測によってその存在が予言されている重力源であるが、その正体は不明である。本章では、暗黒物質の存在の証拠となるさまざまな宇宙観測と、それらの結果から要請される暗黒物質の性質について述べ、暗黒物質の有力な候補のひとつである WIMP の直接探索実験について説明する。最後に本研究の目的について述べる。

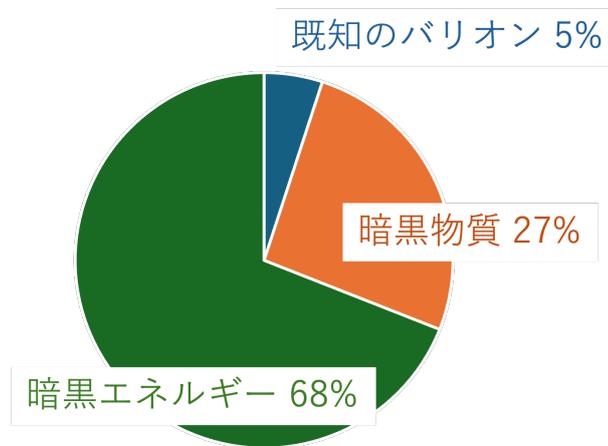


図 1.1: 宇宙のエネルギー組成 [1]

1.1 暗黒物質の観測的証拠

1.1.1 銀河の回転曲線

1930 年代、フリッツ・ツウィッキーは、かみのけ座銀河団の 800 の銀河の運動を観測し、光学的に観測可能な銀河の星の 100 倍以上もの質量が銀河団に含まれることを発見した [2]。

1970 年代には、渦巻銀河の回転速度を測定することが可能になり、銀河を回っている星や水素原子が銀河中心からの距離が大きくなっても回転速度が変わらないことが観測された [3]。ニュートン力学を考えると、一般に銀河中

心からの距離 r における地点での銀河の回転速度 $v(r)$ は

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (1.1)$$

と表される。ここで G は重力定数、 $M(r)$ は r より内側の総質量である。1.1 式から回転速度は \sqrt{r} に反比例して減少することが期待されるが、図 1.2 に示すように、観測では回転銀河の外周部まで一定の速度で分布している。これは、銀河の外周部まで広がった、光学的に観測することのできない暗黒物質の存在を示唆しており、一般にその質量は既知のバリオンの 5 倍程度あると言われている。

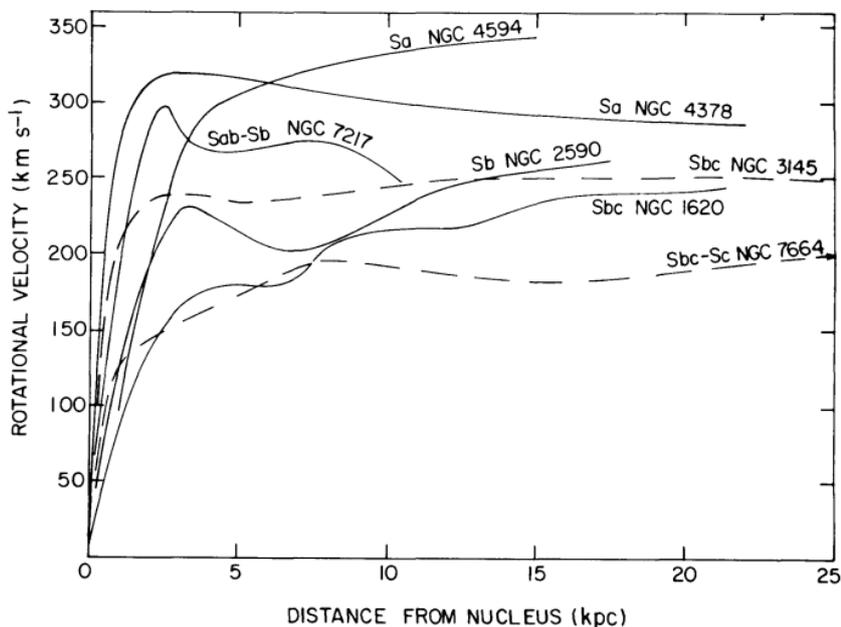


図 1.2: 7つの渦巻き銀河の回転速度の銀河中心からの距離依存性。銀河外周部まで回転速度の低下が見られない [3]。

1.1.2 重力レンズ効果

重力レンズ効果とは、天体などの強い重力源によって作られる重力場が電磁波の進路を曲げる効果である。重力レンズ効果によって銀河団の質量分布を測定することが可能で、銀河団には高温ガスなどのバリオンの 5 倍以上の暗黒物質が含まれていることがわかっている。重力レンズ効果の観測結果で暗黒物質の存在を視覚的に現した結果として、弾丸銀河団 IE0657-56 衝突の観測結果がある (図 1.3) [4, 5, 6]。図 1.3 に示す通り、重力レンズ効果の観測で得られた質量分布 (緑色の等高線) と、光学的に観測される個々の銀河団の分布 (左図の光学写真) はほぼ一致している。一方で、チャンドラ衛星が示す熱 X 線の強度分布 (右図のカラーコントラスト) は衝突領域に集中している。熱 X 線源となっているのは高温のプラズマガスであり、これは電磁相互作用によって衝突の際に抵抗が生まれるため、熱 X 線が衝突領域に集中する分布となっている。この観測結果から、銀河団には電磁相互作用をしない質量成分が含まれていることがわかる。

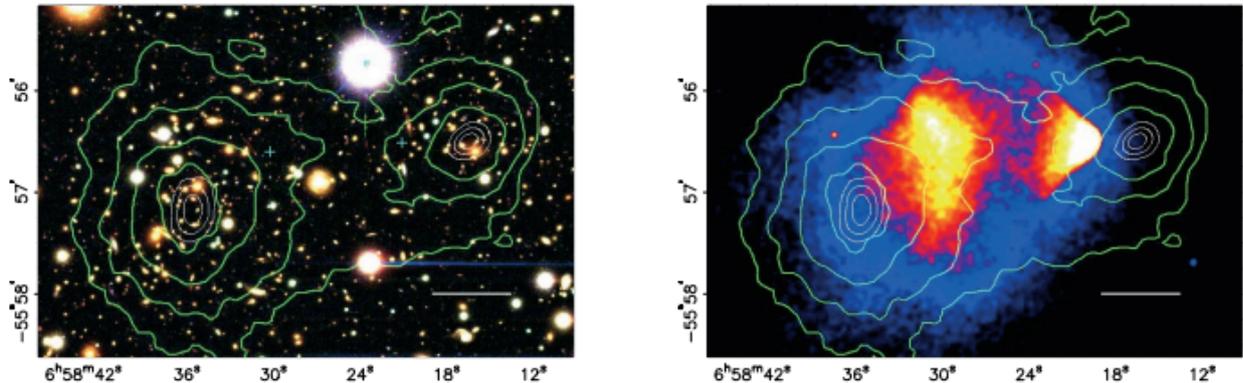


図 1.3: 左図：IE0657-56 銀河団の衝突の様子。右図：チャンドラ衛星による同銀河団の熱 X 線の強度分布 [6]。それぞれの図中の白線は 200 kpc の距離を表す。緑色の等高線は重力レンズによって測定された質量分布を表している。

1.1.3 宇宙マイクロ背景放射

宇宙論的なスケールの密度揺らぎは暗黒物質の存在によって説明することができる。初期の宇宙では、熱平衡状態にある光子と物質の数密度が十分に大きいため光子と物質は相互作用によってエネルギーを交換し、光子は直進することができない。時間の経過により宇宙が膨張し、宇宙の温度が 3000 K まで低下すると、陽子やヘリウム原子核が自由電子を捕獲し物質が中性になることで光子が直進できるようになる。この現象は「宇宙の晴れ上がり」と呼ばれている。やがて光子と物質の相互作用が無くなると、宇宙の熱平衡状態は破れ、光子のスペクトルは黒体放射のままとなる。この温度 (~ 2.7 K) での黒体放射は 2 mm 程度の波長にピークを持つマイクロ波として観測される。このマイクロ波を、宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background, CMB) と呼んでいる。1989 年に打ち上げられた COBE 衛星は CMB を観測し、方向によって温度の揺らぎがあることを発見した [7]。これは、初期宇宙に物質の揺らぎがあったことを示している。また、2009 年に打ち上げられた PLANCK 衛星によって CMB の観測が進められた [8]。CMB の温度揺らぎ δT は天空上のある方向 (θ, ϕ) からくる CMB の温度の天空上で平均した $\langle T \rangle$ からの残差により、

$$\delta T = T(\theta, \phi) - \langle T \rangle \quad (1.2)$$

と定義される。 δT は (θ, ϕ) の関数なので、球面調和関数 $Y_{l,m}$ で展開できる。

$$\frac{\delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{l,m} Y_{l,m}(\theta, \phi) \quad (1.3)$$

さらに展開の係数 $a_{l,m}$ を用いて、角度パワースペクトル C_l を式 1.4 のように定義する。

$$C_l = \langle |a_{l,m}|^2 \rangle = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |a_{l,m}|^2 \quad (1.4)$$

この C_l は角度パワースペクトルと呼ばれており、温度揺らぎの振幅を表している。図 1.4 に PLANCK 衛星が観測した角度パワースペクトルを示す [9]。このスペクトルは 6 つの自由なパラメータのみを持つ宇宙論的モデルの理論曲線によって説明できる。したがって、測定されたパワースペクトルからパラメータを正確に決定することができる。物質の全質量密度が第一ピークの高さを決定し、バリオンの質量密度 (Ω_b) が奇数と偶数のピークの高さの比に寄与する。第一ピークの高さはバリオンの質量密度 (Ω_b) だけでは説明できない。このことから、暗黒物質の質量密度は $\Omega_{dm} h^2 = 0.120 \pm 0.001$ 、バリオンの質量密度は $\Omega_b h^2 = 0.0224 \pm 0.0001$ であると計算された [9]。こ

ここで h は、無次元ハッブル定数である。この結果から、宇宙全体で暗黒物質がバリオンの約 5 倍存在することが知られた。

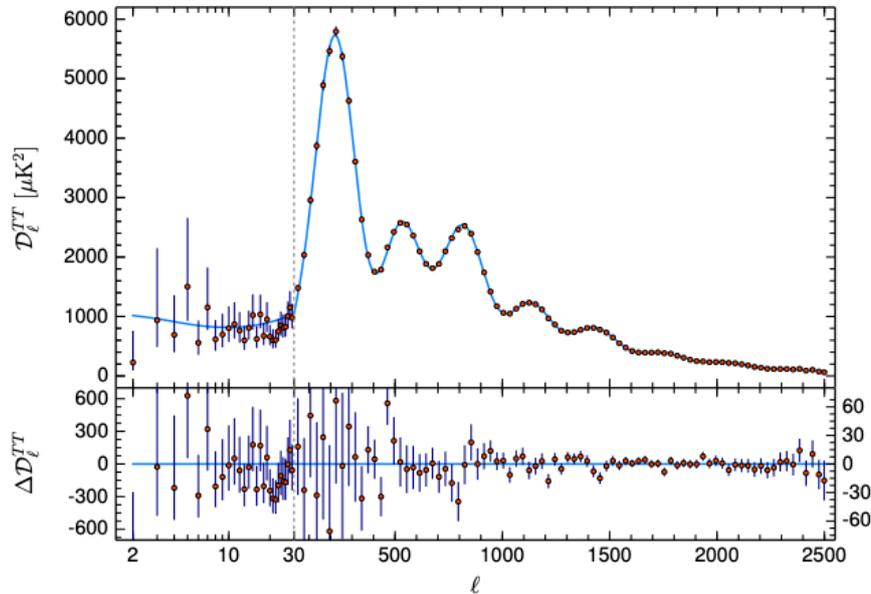


図 1.4: PLANCK 衛星によって観測された温度ゆらぎの角度パワースペクトル。赤点がデータ点、青線が Λ CDM モデルを用いたフィット曲線を示す。下図はデータとモデルの残差を示している [9]。

1.2 暗黒物質の基本的性質

これまで述べてきたように、宇宙の様々なスケールで暗黒物質が存在することが観測から明らかになっている。さらに、観測から暗黒物質の性質について重要な情報が得られている。大前提として、暗黒物質は質量を持つていなければならない。その上でまず第一に挙げられる性質は、宇宙が誕生して 138 億年経った現在の宇宙で暗黒物質が天文学的に観測されているという事実から、宇宙年齢よりも長寿命という性質を持っている必要がある。また、暗黒物質は光学的に観測できないため、電磁相互作用を行わず電氣的に中性である。ビッグバン元素合成、CMB の結果から、バリオンは暗黒物質になり得ない。すなわち、暗黒物質は強い相互作用のカラーを持っていない。弱い相互作用をする可能性はあるが、 W^\pm や Z ボソンとの結合は観測されておらず、相互作用の大きさは標準模型の粒子よりも小さい必要がある。IE0675-56 のような弾丸銀河団衝突の観測から、自己相互作用はかなり弱いと考えられている。暗黒物質は、宇宙初期の熱平衡状態の間に生成されたと考えられている。再結合時の速度を保持している相対論的な暗黒物質は熱い暗黒物質 (Hot Dark Matter, HDM) と呼ばれる。HDM だと、大スケールの揺らぎは消えてしまい、銀河や銀河団のような宇宙の大規模構造は形成されないと考えられている。一方、速度の遅い非相対論的な暗黒物質は冷たい暗黒物質 (Cold Dark Matter, CDM) と呼ばれ、小さな密度揺らぎを保持して成長させることができるため、宇宙の大規模構造の形成が可能であることから暗黒物質の候補として考えられている。以上まとめると、暗黒物質は

- 安定で、宇宙年齢よりも長寿命である
- 電荷もカラーも持たない
- バリオンや物質と弱い相互作用しかしない
- 冷たい (非相対論的な速度を持つ)

という性質を持つことがわかる。標準模型にはこれらの性質を満たす粒子は存在しない。そこで、標準模型の拡張として、図 1.5 に示す様に様々な暗黒物質の候補が提案された。次節でいくつかの候補を紹介する。

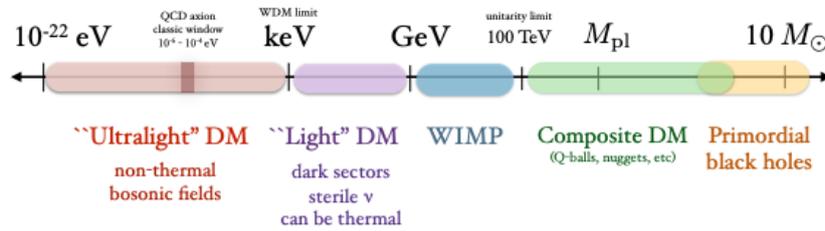


図 1.5: 質量順に並べた、許容される暗黒物質候補 [12]

1.3 暗黒物質の候補

1.3.1 原始ブラックホール

原始ブラックホール (Primordial Black Hole, PBH) は、宇宙が誕生して 1 秒にも満たないごく初期に密度揺らぎが存在した場合に、それが重力崩壊を起こすことで形成される。PBH は、1971 年にホーキングによりブラックホールの一種として提唱された [13]。PBH は、ほとんど速度を持たない非相対論的な非常に重い天体である。重力相互作用のみを行うため、暗黒物質としての条件を満たしている。もし PBH が暗黒物質であれば、多数のブラックホールが存在するはずであり、ブラックホールは素粒子的な暗黒物質と異なり大きな質量を持っているため、それが持つ重力的な効果でその存在を確認、あるいは制限することができる。その一つとして、重力マイクロレンズ効果の観測による制限がある [14, 15]。重力マイクロレンズ効果は、重力レンズの一種で星の視線方向をブラックホールが横切の際に光が重力によって曲げられることによって、その明るさが一時的に大きくなる効果である。また、重力波の観測によっても制限がかけられている。2015 年に LIGO によって観測された重力波 [16] は、二つのブラックホールが連星を作り合体した際に放出されたもので、この合体したブラックホールが多くの 30 太陽質量程度で星の進化の最終段階で作られるブラックホールとして予想される質量より大きく、重力波イベントを起こしたブラックホールの有力な候補として原始ブラックホールが考えられている。このようなブラックホールが宇宙に十分に存在していれば暗黒物質を説明することができる可能性がある。

1.3.2 アクシオン

アクシオンは量子色力学 (QCD) におけるストロング CP 問題と呼ばれる CP 対称性の破れに関する問題を解決する、ペッチャイ - クイン (Peccei - Quinn, PQ) 機構に現れる擬似スカラーボソンである [17]。QCD は強い相互作用を記述する理論で、この理論ではラグランジアンに次のような CP を破るような項を加えることが許される。

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\theta=0} + \theta \frac{g^2}{32\pi^2} F_{\mu\nu}^a \tilde{F}^{a\mu\nu} \quad (1.5)$$

ここで g はゲージ結合定数、 $F_{\mu\nu}^a$ はグルーオン場の強さ ($\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$, a は SU(3) の指数) を表す。CP の破れの大きさは任意のパラメータ θ で決まる。 θ は中性子の電気双極子の測定実験から $|\theta| < 0.7 \times 10^{-11}$ と制限されており、 θ はほとんどゼロに近いということがわかっている。つまり、実験的には QCD が CP を保存する理論であることが強く示唆されている。しかし、QCD 自体には式 1.5 のラグランジアンに現れる CP を破るような項は禁止されないため、理論と実験結果に矛盾が生じていた。これが先に述べたストロング CP 問題である。そこで、ペッチャイとクインが PQ 機構と呼ばれるこの問題の解決方法を提案した。これによって現れる南部 - ゴールドストーン粒

子がアクシオンである。これまでの観測、実験の結果、アクシオンの質量 m_a は $1 \mu\text{eV} \sim 1 \text{meV}$ 、 $2 \text{eV} \sim 5 \text{eV}$ の2つの範囲にあると考えられている。質量の軽い領域は CDM になりうる。強磁場でアクシオンがフォトンに変換されるプリマコフ効果を用いて暗黒物質アクシオンの検出が試みられている [21]。

1.3.3 LSP

LSP (Lightest Supersymmetric Particle) は、最も軽い超対称性 (Supersymmetry, SUSY) 粒子のことである。SUSY はボソンとフェルミオンの対称性でボソン (フェルミオン) をフェルミオン (ボソン) に変換する。つまり、スピンを $1/2$ 変化させる [22]。SUSY 理論では、ヒッグス粒子に新たな対称性を導入することでヒッグス質量の2乗の放射補正の2次の発散が起きないため、電弱相互作用のスケールに質量を持つことが自然に説明される。これによって標準模型における「階層性」の問題を解決することができる。SUSY 理論のモデルでは、一般に R パリティと呼ばれる対称性が成り立っている。 R は、

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (1.6)$$

と定義され、 B, L, S はそれぞれバリオン数、レプトン数、スピンを表す。これによると、標準模型に存在する粒子は R パリティ $+1$ 、その SUSY パートナーは R パリティ -1 となる。 R パリティは保存するので R パリティ -1 の粒子が崩壊する場合、奇数個のより軽い R パリティ -1 の SUSY 粒子に崩壊しなければならない。このことから、LSP は安定になる。一般に、質量の大きな粒子は不安定で、最も軽い粒子に崩壊すると考えられているが、 R パリティのために LSP は質量が重くても安定に存在できる。この LSP がダークマターの有力候補であると考えられている。実際、LSP の質量は大きく、数百 GeV 程度だと考えられるので、宇宙初期に熱平衡にあっても大きな速度をもって動き回ることにはできず、CDM になる。具体的な LSP として、中性のゲージフェルミオン (中性のゲージボソンの SUSY パートナー) とヒッグシーノからなるニュートラリーノとグラビティーノが可能性が高いと考えられている。

1.3.4 WIMP

CDM の代表的な候補として WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) がある。WIMP は、弱く相互作用する質量を持った粒子の総称で、前述の LSP も WIMP の良い候補である。WIMP は SUSY 理論、余次元模型 (UED) などの理論で予言される。一般的な WIMP モデルでは、標準模型粒子の対消滅により、1.7 式の反応で新たに粒子が対生成される。

$$\chi\bar{\chi} \leftrightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, q\bar{q}, W^+W^-, ZZ, HH, \dots \quad (1.7)$$

宇宙の温度が WIMP の質量よりも十分に大きいとき、プラズマ中での粒子反粒子の対消滅は WIMP ペアを生成するのに十分なエネルギーを持つ。また、この逆の過程も起こり、その消滅率は、以下のような式で与えられる。

$$\Gamma = \langle\sigma v\rangle n_{eq} \quad (1.8)$$

ここで、 σ は WIMP の消滅断面積、 v は WIMP の速度、 n_{eq} は熱平衡状態における WIMP の数密度である。やがて宇宙が膨張してプラズマの温度が下がると、ボルツマン分布の上端の粒子のみが寄与することで WIMP の生成率は減少する。この生成率が宇宙の膨張率以下 (WIMP を生成するための平均自由行程がハッブル半径よりも長くなる) になると、WIMP の生成・消滅は停止する。この過程をフリーズアウトと呼ぶ。これ以降の WIMP の数密度はほぼ一定で、おおよそ以下の式で表される。

$$\Omega_\chi h^2 \simeq 0.1 \times \left(\frac{10^{-9} \text{GeV}^{-2}}{\langle\sigma v\rangle} \right) \quad (1.9)$$

また、典型的な消滅断面積は以下の式で表される。

$$\langle\sigma v\rangle \sim \frac{\pi\alpha^2}{m_\chi^2} \quad (1.10)$$

ここで α は結合定数、 m_χ は暗黒物質の質量である。観測された暗黒物質の密度を説明するためには、WIMP の質量は電弱相互作用の質量スケールで $100 \text{ GeV} \sim 1000 \text{ GeV}$ である必要がある。これらの性質を満たす標準模型粒子は存在しないため、SUSY のような標準模型を超えた理論による新粒子の導入が必要になる。WIMP は直接探索、間接探索、加速器による 3 つの手法で探索することができる。図 1.6 に WIMP の探索手法の模式図を示す。直接探索 (図中では Direct detection) は、WIMP-原子核の弾性散乱を利用して検出する方法、間接探索 (図中では Indirect detection) は、WIMP の対消滅によって生成されるガンマ、ニュートリノ、反粒子等を検出する手法、加速器による探索 (図中では Production at colliders) は、標準模型粒子同士の衝突から WIMP を対生成させて、そのシグナルを検出する手法である。本論文では、暗黒物質候補である WIMP の直接探索について議論する。

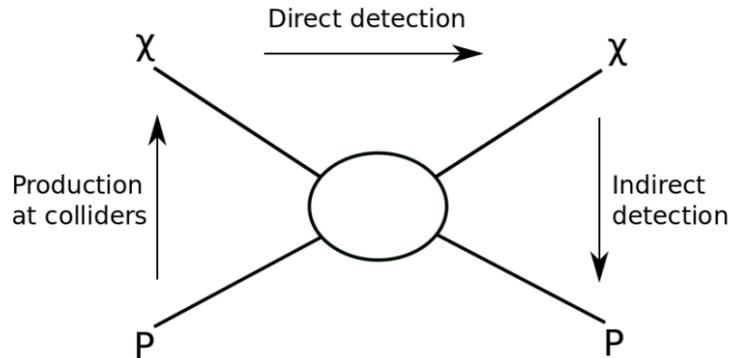


図 1.6: WIMP の探索手法の模式図 [26]

1.4 暗黒物質直接探索の原理

暗黒物質 (WIMP) は太陽系近傍では、

$$\rho_{dm} \simeq 0.3 \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-3} \quad (1.11)$$

の質量密度をもち、その平均的な速度は約 300 km/s である。WIMP の質量を $\sim 100 \text{ GeV}$ とすると典型的な運動エネルギー K は、

$$K = \frac{1}{2} m_\chi v^2 \sim 50 \text{ keV} \quad (1.12)$$

である。これは原子核の典型的な結合エネルギー $\mathcal{O}(100 \text{ MeV})$ に比べて十分に小さく、原子核全体との弾性散乱と考えることができる。この WIMP の運動量は $m_\chi v \sim 90 \text{ MeV}$ で、そのド・ブロイ波長は $\lambda = 2\pi/p \sim 1.3 \times 10^{-12} \text{ cm}$ で、これは原子核の大きさ $L \sim 10^{-13} A^{1/3} \text{ cm}$ (A : 質量数) と比較して大きいので、弾性散乱は原子核の個々の陽子、中性子と起きるのではなく原子核全体として起こると考えるのが適当である。

暗黒物質直接探索実験では、天の川銀河ハロー内の WIMP による原子核の弾性散乱を地球上の検出器で観測する。WIMP と原子核との弾性散乱の様子を図 1.7 に示す。この時の WIMP の速度の大きさは、光速に比べて十分小さいので、非相対論的な力学で考えることができる。

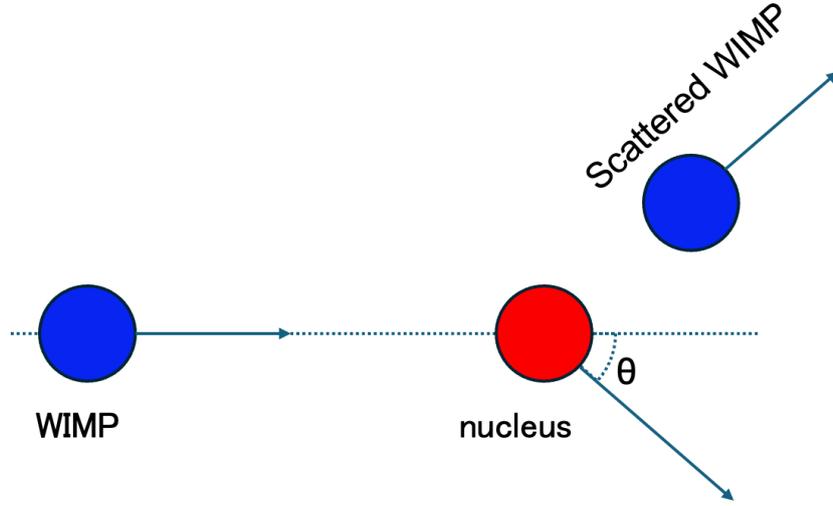


図 1.7: WIMP と原子核の弾性散乱の様子

1.4.1 エネルギースペクトル

WIMP によって標的原子核が反跳される時、原子核の反跳エネルギーは

$$E_R = rE(1 - \cos \theta)/2 \quad (1.13)$$

と表される。ここで、 r は WIMP の質量を m_χ 、原子核の質量を m_N とした時の、 $r = 4m_\chi m_N / (m_\chi + m_N)^2$ と表される無次元量、 E は WIMP の運動エネルギー、 θ は重心系での散乱角である。重心系において等方散乱を仮定すると、 $\cos \theta$ 分布は一様となり、 E_R 分布は $0 \leq E_R \leq rE$ の範囲で一様となる。反跳エネルギースペクトル dR/dE_R は、

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dE_R} &= \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{1}{rE} dR(E) \\ &= \frac{1}{rE_0} \int_{v_{min}}^{v_{max}} \frac{v_0^2}{v^2} dR(v) \end{aligned} \quad (1.14)$$

と表される。ただし、 $E_0 = \frac{1}{2}m_\chi v_0^2 = \frac{v_0^2}{2}E$ を用いて変形した。また、 $E_{min} = E_R/r$ より、

$$v_{min} = \sqrt{\frac{2E_{min}}{m_\chi}} = \sqrt{\frac{E_R}{rE_0}} v_0 \quad (1.15)$$

である。 v_0 は銀河中の WIMP の典型的な速度である。 $R(v)$ は速度 v の WIMP に対する反応率であり、

$$dR(v) = R_0 \frac{k_0}{k} \frac{1}{2\pi v_0^4} v f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) d^3\mathbf{v} \quad (1.16)$$

で表される。ここで、 $f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E)$ は WIMP の速度分布、 \mathbf{v} は地球に対する WIMP の相対速度、 \mathbf{v}_E は銀河に対する地球の相対速度である。また、 k は規格化定数で、

$$k = 4\pi \int_0^{v_{esc}} v^2 f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) dv \quad (1.17)$$

と表される。 v_{esc} は銀河脱出速度である。**WIMP** の速度分布はマクスウェル・ボルツマン分布を仮定すると、

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) = e^{-(\mathbf{v}+\mathbf{v}_E)^2/v_0^2} \quad (1.18)$$

と表される。この時、 k は v_{esc} が有限であるか無限であるかで場合わけすることができ、

$$k = \begin{cases} k_0 = (\pi v_0^2)^{3/2}, & (v_{esc} = \infty) \\ k_1 = k_0 \left[\text{erf}(v_{esc}/v_0) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{v_{esc}}{v_0} e^{-v_{esc}^2/v_0^2} \right], & (v_{esc} \neq \infty) \end{cases} \quad (1.19)$$

となる。ただし、 $\text{erf}(x)$ は誤差関数であり、

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (1.20)$$

である。また、 R_0 は標的原子核の質量あたりのイベントレートで

$$R_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{N_0}{A} \frac{\rho_\chi}{m_\chi} \sigma_0 v_0 \quad (1.21)$$

と表される。ここで、 σ_0 は **WIMP**-標的原子核のゼロ運動量移行での散乱断面積、 N_0 はアボガドロ数、 A は標的原子核の質量数、 ρ_χ は **WIMP** 質量密度、 m_χ は **WIMP** の質量である。式 1.14 に 1.16 を代入することで dR/dE_R は、

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{rE_0} \frac{k_0}{k} \frac{1}{2\pi v_0^2} \int_{v_{min}}^{v_{max}} \frac{1}{v} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) d^3\mathbf{v} \quad (1.22)$$

と求められる。 $v_E = 0$ 、 $v_{esc} = \infty$ とした場合の簡略化した原子核反跳エネルギースペクトルは

$$\frac{dR(0, \infty)}{dE_R} = \frac{R_0}{rE_0} e^{-E_R/rE_0} \quad (1.23)$$

となり、**WIMP** のレートは反跳エネルギーに対して指数関数的に減少する。このため暗黒物質直接探索において、エネルギー閾値は低い方が有利となる。この式の右辺は、実際には地球が銀河中を移動していることや検出器のエネルギー分解能と閾値、暗黒物質と標的原子核との反応でのスピン依存の有無 (次節で説明) などの影響によりもっと複雑になる。

1.4.2 散乱断面積

WIMP と原子核の散乱過程は未解明であるため、散乱断面積は物理モデルに依存する。散乱断面積は原子核のスピンに依存しないもの (Spin Independent, SI) と、依存するもの (Spin Dependent, SD) を考えることができ、それぞれ

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} = \frac{4\mu^2}{\pi} [Zf_p + (A-Z)f_n] \quad (1.24)$$

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} = \frac{32\mu^2 G_F}{\pi} \frac{J+1}{J} [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle]^2 \quad (1.25)$$

と表される。 A は質量数、 Z は原子番号、 $f_{p(n)}$ は陽子 (中性子) との SI 結合定数、 J は原子核の全スピン量、 $\langle S_{p(n)} \rangle$ は陽子 (中性子) のスピンの期待値、 $a_{p(n)}$ は陽子 (中性子) の SD 結合定数、 G_F は弱い相互作用のフェルミ結合定数である。SI について、特に f_p と f_n が等しい時、**WIMP** - 陽子の散乱断面積 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SI}}$ を用いて、

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} = \sigma_{\chi-p}^{\text{SI}} \frac{\mu^2}{\mu_{\chi-p}^2} A^2 \quad (1.26)$$

のように表すことができる。式 1.26 より質量数が高い原子核ほど SI 散乱確率が高いことがわかる。SD については、 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}}$ を用いて、

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} = \sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} \frac{\mu^2}{\mu_{\chi-p}^2} \frac{\lambda^2 J(J+1)}{0.75} \quad (1.27)$$

のように書き換えることができる。 $\lambda^2 J(J+1)$ の値は原子核に依存する。式 1.27 より陽子、中性子の原子核のスピンへの寄与が大きいほど SD 散乱確率が高いことが分かる。各原子核に対する計算値は [23] などで計算されている。この中から主に暗黒物質直接探索に使用される原子核の値を表 1.1 に示す。

表 1.1: 各標的原子核における自然存在比、 $\lambda^2 J(J+1)$ の値、スピンに寄与する核子の一覧 [23]

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

1.4.3 原子核の形状因子

WIMP - 原子核の散乱断面積は、散乱時の運動量移動 $q (= \sqrt{2m_N E_q})$ のド・ブロイ波長 h/q が原子核の半径と比較して大きくなると、実効的に小さくなる。この効果は、原子番号の大きい原子核や重い WIMP に対して強く現れ、形状因子として表される。Born (平面波) 近似では、散乱中心の密度分布 $\rho(r)$ のフーリエ変換によって形状因子が与えられる。

$$\begin{aligned} F(qr_N) &= \int \rho(r) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r} \\ &= \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty r \sin(qr) \rho(r) dr \end{aligned} \quad (1.28)$$

SI 散乱において、WIMP は全ての核子とコヒーレントな散乱を起こすため、原子核は固体球として近似される。この場合の形状因子はベッセル関数 $j_1(x) = (\sin x - x \cos x)/x^2$ を用いて、

$$F(qr_N) = 3 \frac{j_1(qr_N)}{qr_N} \exp\left(-\frac{(qs)^2}{2}\right) \quad (1.29)$$

と表される。ここで、 $r_N \simeq 1.14A^{1/3} \text{ fm}$ は有効核半径、 $s \simeq 0.9 \text{ fm}$ は核皮の厚さである。

SD 散乱において、WIMP は主にスピンのペアを組んでいない核子と相互作用を行う。このため、原子核は薄い殻

として近似される。この場合は、ベッセル関数 $j_0 = \sin x/x$ を用いて、

$$F(qr_N) = j_0(qr_N) \quad (1.30)$$

と表される。ここで有効核半径は $r_N \simeq 1.0A^{1/3}$ fm である。計算された形状因子を図 1.8 に示す。

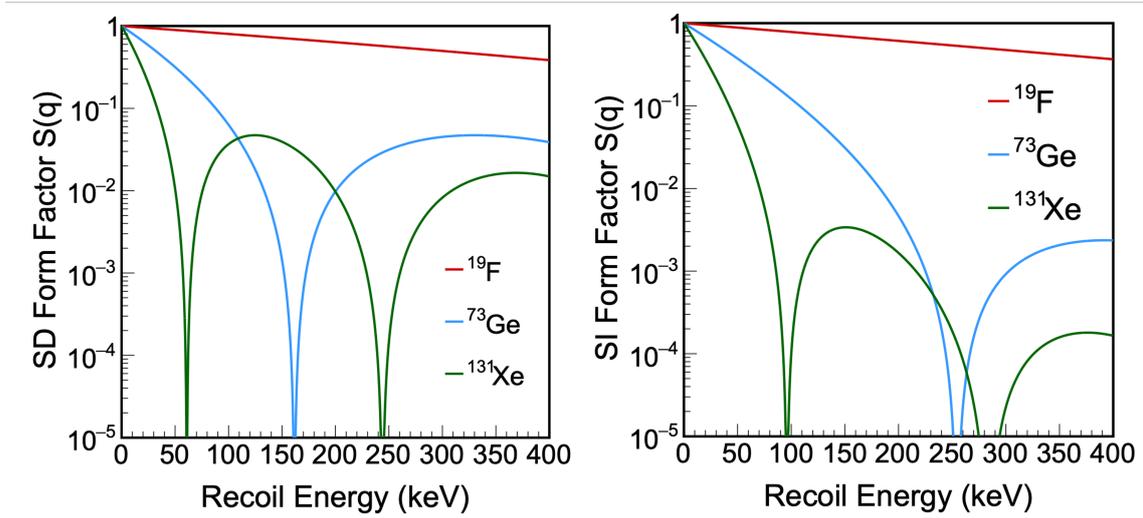


図 1.8: 左図:SD 散乱における形状因子、右図:SI 散乱における形状因子 [24]

1.4.4 エネルギースペクトルの核種依存性

WIMP - 原子核散乱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。図 1.9、図 1.10 はそれぞれ SI、SD 反応において、異なる標的原子核を用いたときの予想されるエネルギースペクトルである。ここで WIMP の質量は、 $m_\chi = 100$ GeV/ c^2 、散乱断面積は、 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SI}} = 1 \times 10^{-6}$ pb、 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1$ pb とした。

1.5 暗黒物質直接探索実験の現状

WIMP - 原子核の弾性散乱事象は非常に稀な減少であるため、大型かつエネルギー閾値の低い検出器を用い、またバックグラウンドとなる事象を低減し、検出感度を高くすることが非常に重要である。反跳エネルギーは熱になる場合もあれば、検出器の媒質原子を励起してシンチレーション光になる場合や標的原子をイオン化する場合もある。これらの熱、光、電荷といったチャンネルを用いて暗黒物質の直接探索は行われる。図 1.11 に暗黒物質直接探索で利用可能な信号とその測定方法 [26] を示す。暗黒物質直接探索を目的とした代表的な実験を表 1.2 にまとめた。

NaI シンチレータを用いた DAMA/LIBRA[27] 実験は、2 ~ 6 keV の反跳エネルギー領域において背景事象と比較して 13.7σ の有意な年次変化の信号を検出し、WIMP の存在を主張している。しかし、他の直接探索実験では十分な感度にも関わらず、DAMA/LIBRA が主張する信号に対応する信号は確認されおらず、SI 散乱での WIMP-原子核の散乱断面積の上限値が更新されている。DAMA/LIBRA およびその他の実験で得られた SI 散乱断面積についての実験結果を図 1.12 に示す。XENONnT[32]、PandaX-4T[33]、LZ[34] といった二相式キセノン検出器を用いた実験が最も厳しい制限を与えている。液体キセノンは発光量が大きいことと質量が大きく高密度であるため、暗黒物質との SI 散乱の検出に適した媒体である。検出器はキセノンの液相と気相に別れており、液体キセノン中で原子核散乱された際に放出されるシンチレーション光に加え、電離電子が気相に向かってドリフトし、検出器内の強電場によってエレクトロルミネセンス (EL) 光が得られる。シンチレーション光と EL 光を比較することで強力

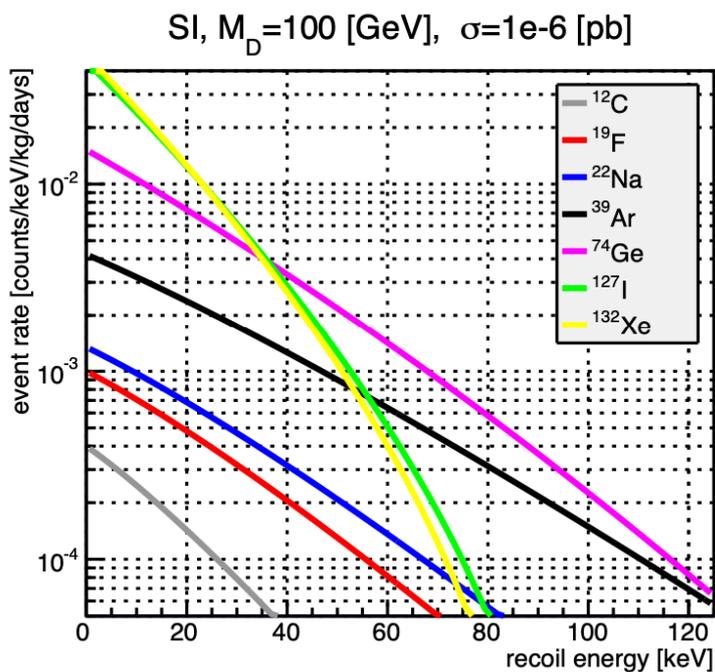


図 1.9: 異なる標的原子核に対する、SI 散乱で予想されるエネルギースペクトル。WIMP の質量は $m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2$ 、散乱断面積は、 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SI}} = 1 \times 10^{-6} \text{ pb}$ とした [25]。

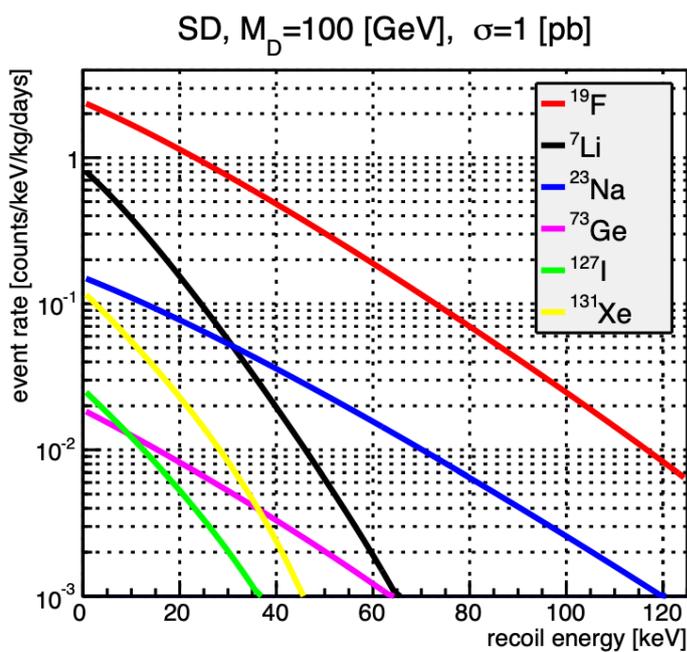


図 1.10: 異なる標的原子核に対する、SD 散乱で予想されるエネルギースペクトル。WIMP の質量は $m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2$ 、散乱断面積は、 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$ とした [25]。

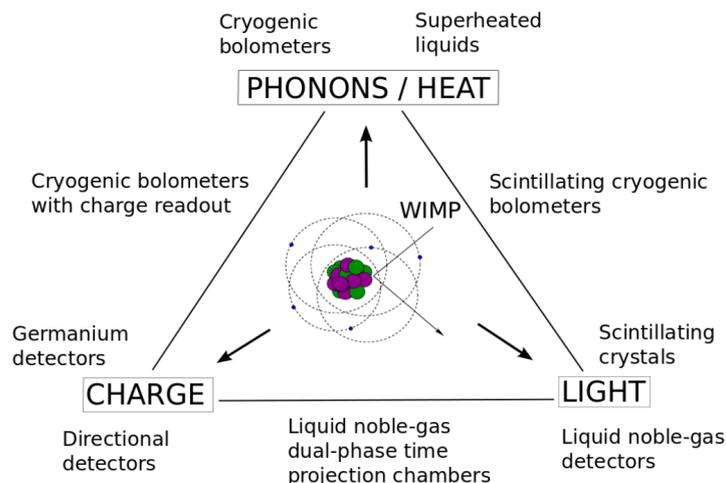


図 1.11: 暗黒物質直接探索で利用可能な信号とその測定方法 [26]

表 1.2: さまざまな暗黒物質探索実験

| 実験 | 検出器 | 標的 | 信号の種類 |
|-----------------|-------------|-------------------------------|-------|
| DAMA/LIBRA[27] | 固体シンチレータ | NaI | 光 |
| COSINE-100[28] | 固体シンチレータ | NaI | 光 |
| ANAIS-112[28] | 固体シンチレータ | NaI | 光 |
| PICOLON[29] | 固体シンチレータ | NaI | 光 |
| DEAP-3600[30] | 液体シンチレータ | Ar | 光 |
| DarkSide-50[31] | 二相式液体シンチレータ | Ar | 光, 電荷 |
| XENONnT[32] | 二相式液体シンチレータ | Xe | 光, 電荷 |
| PANDAX-4T[33] | 二相式液体シンチレータ | Xe | 光, 電荷 |
| LZ[34] | 二相式液体シンチレータ | Xe | 光, 電荷 |
| SuperCDMS[35] | ボロメータ | Si, Ge | 熱, 電荷 |
| EDELWEISS[36] | ボロメータ | Ge | 熱, 電荷 |
| CRESST-III[37] | ボロメータ | CaWO ₄ | 熱, 電荷 |
| SENSEI[38] | skipperCCD | Si | 電荷 |
| PICO-60[43] | 過熱式泡箱 | C ₃ F ₈ | 泡 |

な電子反跳事象の識別が可能となる。DEAP-3600[30] や DarkSide-50[31] といった二相式アルゴン検出器を用いた実験では、キセノンと同様に液体アルゴンが液体希ガスシンチレータとして使用されており、検出原理は二相式キセノン検出器と同様である。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識別という点や、安価に利用できるという液体キセノンにない特徴を持つ。

低質量領域における WIMP 探索は、SuperCDMS[35] や CRESST-III[37] などのボロメータを用いた探索が感度が良い。SuperCDMS では、半導体結晶が検出器として、CRESST-III では CaWO₄ が検出器として用いられており、超伝導移端センサー (TES) などの温度計によって、mK 程度の動作温度における温度変化を信号として検出する。これにより、低質量領域の暗黒物質探索が可能となっている。半導体結晶を用いた実験では、熱と同時に電子 - ホール対が生成するため熱と電離の情報から粒子識別が可能となり、電子反跳によるバックグラウンドが分離

されている。また結晶が熱と同時にシンチレーション光を放出する結晶を用いた実験では、熱と光の情報から電子反跳のバックグラウンドが識別されている。

SD 散乱断面積についての実験結果を図 1.13 に示す。 ^{19}F は $\lambda^2 J(J+1)$ が大きく SD 散乱において感度が良い。 ^{19}F が多く含まれている C_3F_8 を用いた PICO-60[43] 実験が、良い感度で SD 散乱での探索を行っている。一方、10 GeV/c^2 以上においては、二相式キセノン検出器の LZ[34] が最も厳しい制限を与えている。次節では、 ^{19}F を用いた SD 散乱における探索実験について詳説する。

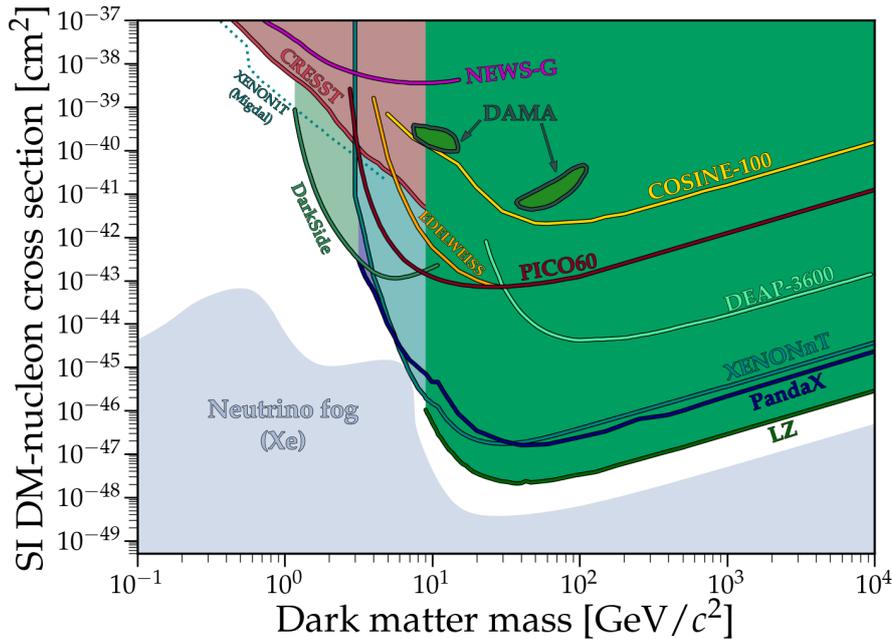


図 1.12: WIMP-原子核 SI 散乱断面積の上限值 (90 % 信頼度) の一覧 [39]。DAMA/LIBRA 実験では図中に示されている領域内に暗黒物質の存在を主張している。

1.6 フッ素化合物を用いた直接探索実験

前節でも述べた通り、 ^{19}F は $\lambda^2 J(J+1)$ が大きく SD 散乱において感度が良い。そのため、SD 散乱の探索を行う場合には標的物質として ^{19}F を多く含んだフッ素化合物が用いられることが多い。前節で紹介した PICO-60[43] 実験は、沸点以上に過熱された液体状態の C_3F_8 が媒体のバブルチェンバーである。バブルチェンバーを用いた実験としては、これまでに SIMPLE[41]、PICASSO[42]、COUPP[40] という実験が行われており、PICASSO と COUPP が協力して PICO 実験が開始された。現在、PICO-60 実験の検出器を大型化した PICO-500 実験が計画されている。このバブルチェンバーは、媒体中で原子核が散乱されると液体から気体への相転移が起こり、粒子が通過した部分に気泡が発生する。気泡の数が核種によって異なることや気泡ができる時の音の大きさの違いを用いることで粒子識別を可能としている。音の大きさでは、 ^{19}F 原子核反跳とアルファ線の背景事象を識別できる。また、チェンバーの圧力、温度を調整することで背景事象となるガンマ線やベータ線による事象に対して検出器を不感にすることや、気泡が作られやすい状態にして低閾値化をすることができ、低エネルギー領域においても良い感度を得ることができる。しかし、バブルチェンバーは反跳原子核のエネルギーを測定できないという欠点がある。また、バブルチェンバー以外に CF_4 などの低圧ガスを用いたガス検出器による方向に感度をもった暗黒物質探索実験が行われている。一般的には MPGD(Micro-Patterned Gaseous Detector) と組み合わせた Time Projection Chamber (TPC) として用いられ、それらは $\mu\text{-TPC}$ と呼ばれる。 CF_4 も ^{19}F を多く含むため、SD 散乱の探索に

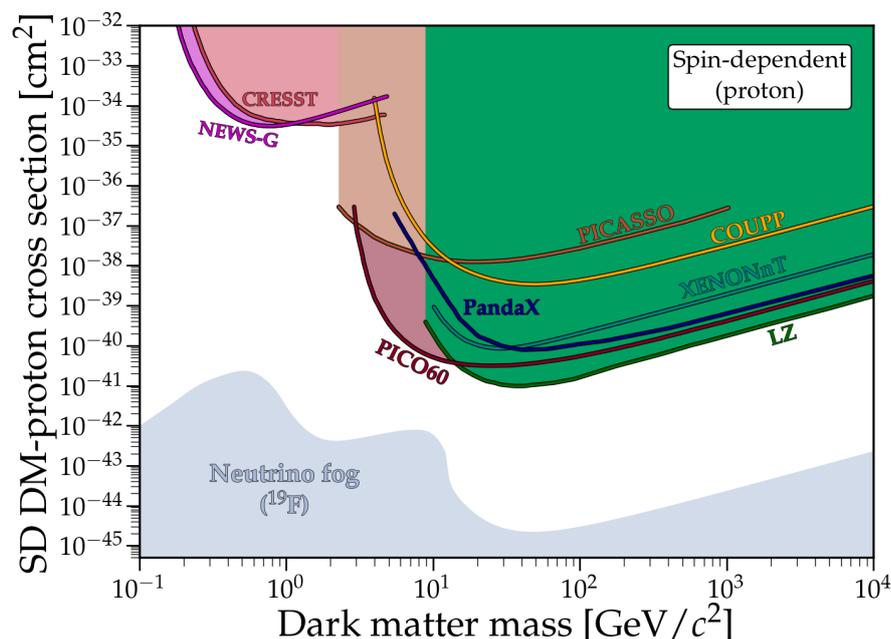


図 1.13: WIMP-原子核 SD 散乱断面積の上限値 (90 % 信頼度) の一覧 [39]。灰色の領域はニュートリノ-原子核のコヒーレント散乱による背景事象領域を示している。

有利である。ガス検出器は液体の検出器と比べると標的物質の質量密度は 3 桁ほど小さいが、飛跡の検出によって暗黒物質の到来方向の異方性が観測できれば暗黒物質存在の強い証拠となる。WIMP との弾性散乱によって反跳した原子核がガス中を運動すると、その飛跡に沿ってガスが電離する。電離により生じた電子は、TPC 内部に印加されたドリフト電場によって電場方向と逆向きにドリフトされ、電荷読み出し面で飛跡の 2 次元情報を得ることができる。またこの時、電子のドリフト速度とドリフトに要する時間を考えることで 3 次元の飛跡情報を得ることができる。一般に、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 は質量数が大きいため、SI 反応に対する感度が高いが、ドリフト中の電子拡散が大きいため、大型のガス検出器では反跳原子核の微細な飛跡を捉えることが困難である。一方で CF_4 はドリフト速度が速く電子の拡散が小さい。 CF_4 は不燃で無毒であるため取扱いが容易であり、比較的安価に入手することができる。ガス検出器を用いた方向に感度を持つ実験としては NEWAGE[44] などがある。

1.7 ニュートリノ背景事象

WIMP 探索における背景事象は一般に、検出器に含まれる ^{238}U や ^{232}Th といった放射性不純物からのガンマ線やベータ線やアルファ線や、環境中性子や宇宙線 μ 粒子などがある。地下で実験を行うことや、純度の高い検出器や遮蔽物を用いることでこれらの背景事象を区別することができる。さらに検出器の高感度化が進むとニュートリノによるコヒーレントな原子核弾性散乱 (Coherent Elastic neutrino Nucleus Scattering, $\text{CE}\nu\text{NS}$) は背景事象となりうる。この事象由来の信号は、方向感度を持たない検出器を使用している場合、暗黒物質由来の信号と区別することができない。 $\text{CE}\nu\text{NS}$ 事象が観測される感度の領域は「ニュートリノフォグ」と呼ばれている。2024 年夏に、XENONnT 実験により $\text{CE}\nu\text{NS}$ 観測の兆候が、 2.73σ の有意度で報告された [45]。またその他の暗黒物質探索実験も $\text{CE}\nu\text{NS}$ 観測の兆候を報告している [46, 47]。地上で観測されるニュートリノは、太陽の核融合反応に由来するものや大気中での宇宙線の反応に由来するもの、地球由来のもの、原子炉由来のもの、宇宙での超新星爆発由来のものなど複数の異なる起源を持つ。このニュートリノ事象が背景事象となる高感度な SD 探索においては、Xe より

も F の方が有利となることが知られている [48]。以下にその理由を CE ν NS の反応から説明する。ある反跳エネルギーにおける微分散乱弾面積はニュートリノのエネルギーを E_ν 、標的原子核のエネルギーを E_r として、

$$\frac{d\sigma(E_\nu, E_r)}{dE_r} = \frac{G_F^2}{4\pi} Q_W^2 m_N \left(1 - \frac{m_N E_r}{2E_\nu^2}\right) F^2(E_r) \quad (1.31)$$

と表される。ここで、 m_N は標的原子核の質量、 G_F はフェルミ定数、 Q_W は標的原子核のハイパーチャージ、 $F(E_r)$ は形状因子である。ハイパーチャージは、

$$Q_W = N - (1 - 4\sin^2\theta_W)Z \quad (1.32)$$

で与えられる。ここで、 N は標的原子核の核子数、 Z は標的原子核の陽子数、 θ_W は弱混合角である。式 1.31 より、反跳原子核のエネルギースペクトルは標的原子核の数 \mathcal{N} を用いて、単位体積、単位時間あたり、

$$\frac{dR}{dE_r} = \mathcal{N} \times \int_{E_r^{min}} \frac{dN}{dE_r} \times \frac{d\sigma(E_\nu, E_r)}{dE_r} dE_\nu \quad (1.33)$$

と表される。ここで、 dN/dE_r はニュートリノのフラックスである。このスペクトルに従った事象数が 90% 信頼度で 0 事象である検出感度の下限値がニュートリノフォグの境界として定義される。式 1.31、1.32 より SD 散乱においてイベントレートは標的原子核の陽子数が多くなるほど高くなる。そのため Xe と F を比較したとき、F の方がニュートリノとの散乱弾面積がより小さくなる。つまり、F は Xe に比べ、より高感度での SD 探索でニュートリノ事象を無視することができるという利点があるため、F の方が SD 探索において有利になる。図 1.14 に Xe または F を標的原子核とした場合の SD 散乱におけるニュートリノフォグ領域を示す [39]。

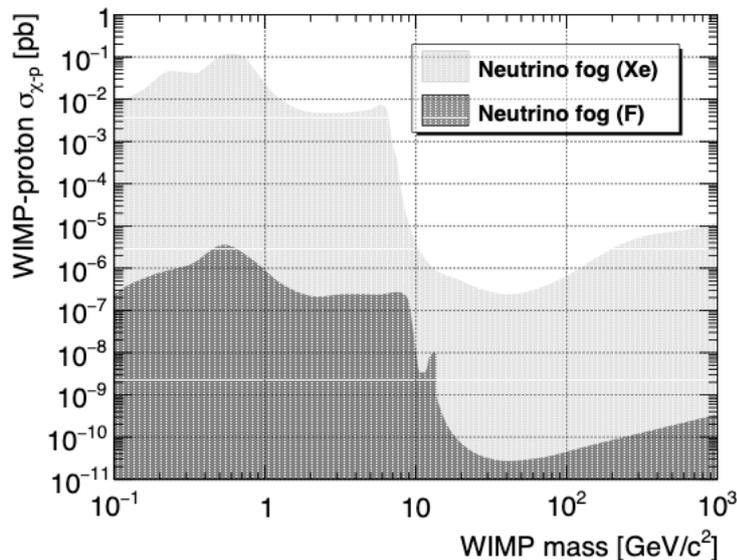


図 1.14: Xe、F を標的原子核とした場合の SD 散乱におけるニュートリノフォグ領域 [39]

1.8 本研究の目的

1.6 節でも述べたとおり、SD 探索においてフッ素化合物を用いた PICO-60 実験が良い感度での探索を進めている。しかし、このバブルチェンバーは反跳原子核のエネルギー情報を得ることができない。従って、もしバブルチェンバーで暗黒物質の存在を主張できる有意な結果が得られたとしても、エネルギースペクトルの情報がないた

めに散乱断面積など、暗黒物質の性質の詳細を知ることは困難である。そこで、本研究ではエネルギースペクトルを得ることができ、 C_3F_8 のような SD 探索において感度が良いフッ素化合物のシンチレータを用いて SD 探索を行う実験を計画する。本研究では、液体 CF_4 のシンチレータとしての性能を確認する。 CF_4 はガス検出器として電荷信号を読み取ることで方向に感度をもった暗黒物質探索で使用されていることを前節で述べた。一方で、 CF_4 ガスはシンチレーション発光もすることが知られており（詳細は次章で記載）、Xe ほどではないが発光量が比較的大きい。本研究で開発する検出器は、将来的に大型化して暗黒物質直接探索に使用することを念頭においている。また、高感度の探索を行うためには大質量化をする必要があるので高密度の液体 CF_4 を用いることが望ましい。しかしながら、 CF_4 の発光に関して発光過程や時定数、粒子識別などのことについてまだ多くのことが知られているわけではなく、なおかつ液体 CF_4 の発光が観測された例はまだない。また、大型化にとって重要な性質である液体 CF_4 での光の自己吸収といった物理的特性も知られていない。そこで、本研究では WIMP の SD 探索を目的として、液体 CF_4 のシンチレータとしての基礎特性の理解を目指すことを目的として、液体 CF_4 のスペクトロメーター（検出器）開発、発光、光の伝播の測定を行った。

第 2 章

CF₄ の諸性質

この章では、CF₄ の諸性質について、物理的特性や発光特性の観点から述べる。

2.1 CF₄ の物理的特性

CF₄(四フッ化メタン)は常温常圧で無色の気体である。CF₄ ガスの性質について表 2.1 にまとめる。CF₄ ガスは ¹⁹F (天然存在比 100 %) を含んでいるため、前章の議論により SD 反応による暗黒物質探索を有利に行うことができる。また、電子のドリフト速度が大きく拡散が小さいので、ガス検出器の媒体として用いられている実績がある(1.6 節参照)。CF₄ は -128 °C (145.15K) から -184 °C (89.15 K) の間で液体状態となり、気体時に比べて 400 倍程度の密度となる。そのため、液体 CF₄ を暗黒物質探索に用いることができれば、大質量検出器での SD 反応による暗黒物質直接探索が可能となる。

表 2.1: CF₄ ガスの性質

| | |
|---------|-------------------------|
| 分子量 | 88.01 g/mol |
| 密度 (気体) | 3.76 g/L (15 °C, 1 atm) |
| 密度 (液体) | 1.602 kg/L (-128 °C) |
| 沸点 | -128 °C (145.15 K) |
| 融点 | -184 °C (89.15 K) |
| W 値 | 34 eV [49] |

本研究では、CF₄ の発光、特にシンチレーション光に着目した検出器の開発を行う。一般に、荷電粒子が媒質中の光速を超える速度で運動する場合に、チェレンコフ光を発光することが知られている。暗黒物質で反跳される原子核は十分に低速であるために、チェレンコフ光を発することはない。一方で本研究で用いる宇宙線 μ 粒子などは高速であるために、シンチレーション光に加えてチェレンコフ光を発光することが予想され、本研究の発光量の測定に影響することが予想される。このため、チェレンコフ光の光量をあらかじめ予想しておくことが必要である。シンチレーション光の見積もりのためには物質の屈折率が必要である。一般に、物質の屈折率 (n) は以下の式で与えられる。

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} N \alpha(\lambda) = \frac{4\pi}{3} \frac{\rho N_A}{M} \alpha(\lambda) \quad (2.1)$$

ここで、 N は単位質量あたりの粒子数、 ρ は密度 (g/cm³)、 N_A はアボガドロ定数 (/mol)、 M は分子量 (g/mol)、 $\alpha(\lambda)$ は分極率 (cm³)、 λ は波長である。CF₄ の分極率は 3.838×10^{-24} cm³ である [56]。表 2.1 の密度の値を用

いて計算すると、気体時の CF₄ の屈折率 $n_{gas} = 1.0024$ 、液体時の CF₄ の屈折率 $n_{liq} = 1.2814$ が得られる。また [57] では、気体時 (0°C、1 気圧) で $n_{gas} = 1.0005$ (280.28 nm) と報告されている。液体時の屈折率に関する報告はない。

2.2 CF₄ の発光

本節では、CF₄ におけるシンチレーション光およびチェレンコフ光の発生機構とその特性について述べる。

2.2.1 CF₄ のシンチレーション光

放射線が物質に当たり、そのエネルギーを与えると物質の原子や分子は励起、または電離される。その後物質が再び基底状態に戻る時、与えられたエネルギーを電磁波として放出することがある。この現象をシンチレーションと呼び、放出される電磁波をシンチレーション光、シンチレーション光を放出する物質をシンチレータと呼ぶ。このような性質から、シンチレータは光を利用した放射線検出器の媒質として広く用いられている。理想的なシンチレータとは、以下のような性質を持つ材料だと考えられている。

- 付与されたエネルギーを高効率で検出可能な光エネルギーに変換する
- 付与されたエネルギーと発光量との間に正の線形関係がある
- 発光の立ち上がり時間と減衰時間が短く、応答が速い
- シンチレータ自身がシンチレーション光を自己吸収しない

CF₄ ガス (1.2 bar) の発光量は 1200 photon/MeV · sr (150 nm ~ 500 nm) と報告されている [50]。放射線検出器として用いられることも多い Xe の 1.2 bar での発光量は 7200 photon/MeV · sr (150 nm ~ 500 nm) で [50]、CF₄ はその 20% 程度である。CF₄ ガスのシンチレーション発光は広い波長域にわたって分布している。また、発光に対して CF₄ 自身の透過度は十分に高い。図 2.1 に CF₄ ガスでの発光波長のスペクトルを示す。図 2.1 からわかるように、CF₄ には 200 nm ~ 800 nm の紫外領域から可視光領域にかけて発光波長ピークがある [52]。

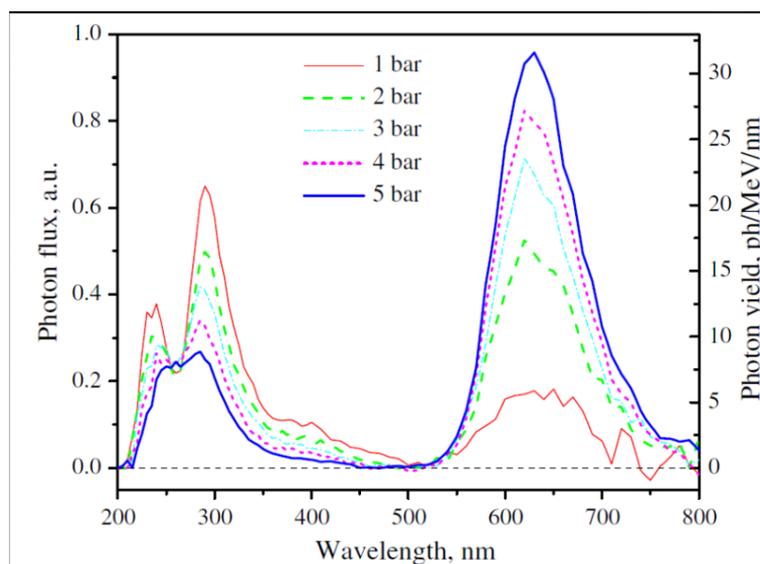


図 2.1: CF₄ ガスでの発光波長スペクトル [52]

発光過程に関して、紫外領域と可視領域で異なっていることが報告されている [53]。200 nm から 450 nm の間の紫外領域での発光は、CF₄⁺ イオンの励起状態に起因し、240 nm および 290 nm 付近にピークを持つ発光はそれぞれ、CF₄⁺(\tilde{C}) → CF₄⁺(\tilde{X})、CF₄⁺(\tilde{C}) → CF₄⁺(\tilde{A}) の遷移に対応するもので、400 nm 付近のなだらかな成分は、CF₄⁺(\tilde{D}) → CF₄⁺(\tilde{C}) の遷移に対応するものであると考えられている。ここで、図 2.2 の CF₄⁺ に示すエネルギー準位遷移の通り、 \tilde{X} は CF₄⁺ イオンの基底状態、 \tilde{A} は最も低いエネルギーの励起状態、 \tilde{C} は \tilde{A} よりもエネルギーの高い励起状態、 \tilde{D} は \tilde{C} よりもさらに高い励起状態を表す。一方、可視領域の 630 nm 付近にピークを持つ発光は CF₃ の励起状態 (CF₃^{*}) から基底状態への遷移に起因するものであると考えられている [54]。また、再結合によって CF₄⁺ イオンや CF₃⁺ イオンが中性化され CF₃^{*} から追加的に可視光発光をする可能性もある。

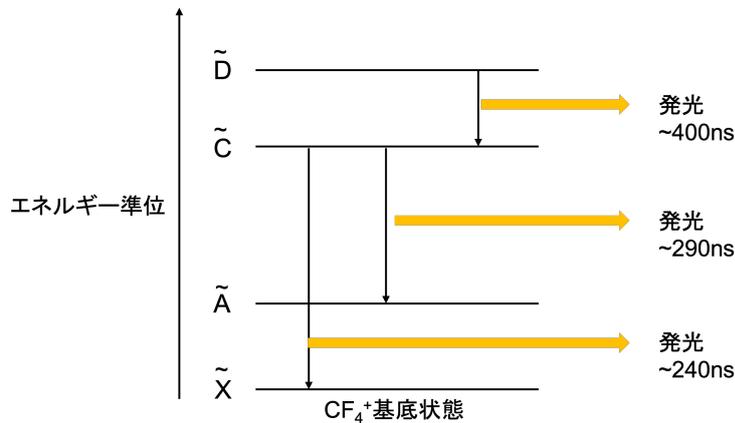


図 2.2: CF₄⁺ エネルギー遷移の概略図

2.2.2 CF₄ のチェレンコフ光

気体の CF₄ は前節でみたように屈折率がほぼ 1 であるのに対して、液体の CF₄ の屈折率は計算上 1 よりも有意に大きくなることからチェレンコフ光を発する可能性がある。液体 CF₄ 中を速度 v を持った荷電粒子が通過するとき、液体 CF₄ 中での光速度 c/n (c は真空中の光速、 n は屈折率) を超えると、粒子の飛跡に沿ってチェレンコフ光を発する。チェレンコフ光は可視領域から紫外領域の光で、粒子の進行方向に対して角度 θ_c をなして円錐状に放射される。ここで θ_c 、 $\beta (= v/c)$ 、 n には式 2.2 の関係がある。

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (2.2)$$

また、チェレンコフ光の荷電粒子が走る距離あたりの放出光子数 N は式 2.3 で表される。

$$\frac{dN}{dx d\lambda} = 2\pi\alpha \sin^2 \theta_c \frac{1}{\lambda^2} \quad (2.3)$$

ここで、 x は荷電粒子が走った距離、 λ は波長、 α は微細構造定数である。例えば、ほぼ光速の宇宙線ミューオンが液体 CF₄ を走る時、光検出器の有効感度領域の 180 ~ 600 nm に対応する、距離 (cm) あたりのチェレンコフの放出光子数は、 $\cos \theta_c \sim 1/n$ として、

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dx} &= 2\pi\alpha \sin^2 \theta_c \int_{200\text{nm}}^{600\text{nm}} \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \\ &= 2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \left(\frac{1}{180} - \frac{1}{600}\right) \times 10^7 \text{ [photon/cm]} \\ &\sim 7 \times 10^2 \text{ [photon/cm]} \end{aligned} \quad (2.4)$$

と求まる。

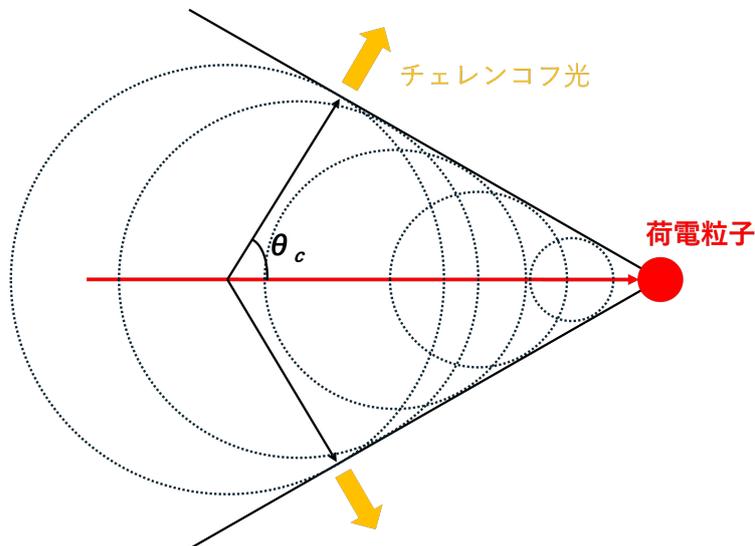


図 2.3: チェレンコフ光の概略図

2.3 CF₄ と放射線との相互作用

2.3.1 γ 線との相互作用

CF₄ 中で、 γ 線は分子を構成している炭素原子やフッ素原子の電子と電磁相互作用する。CF₄ は炭素 (原子番号 6) とフッ素 (原子番号 9) からなる低原子番号の気体であるため、 γ 線のエネルギーが数十 keV から数 MeV の範囲における支配的な相互作用は電子とのコンプトン散乱である。 γ 線が電子とコンプトン散乱を起こした時、電子に与えるエネルギーは式 2.5 で与えられる。

$$E_e = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \right) \quad (2.5)$$

ここで、 E_e は電子に与えられる運動エネルギー、 E_γ は入射 γ 線のエネルギー、 m_e は電子の静止質量、 θ は γ 線の散乱角である。 γ 線に対する相互作用の確率は全体として小さく、ガンマ線は比較的容易に透過する。図 2.4 に CF₄ の γ 線のエネルギーごとの質量吸収係数を示す [55]。例えば、1 MeV の γ 線が 1 気圧の気体の CF₄ 中を 3 cm 通った時の透過率は 99.9 % 以上である。この時の 1 MeV の γ 線の吸収長 (γ 線の強度が $1/e$ 倍に減衰するまでに物質中を進む距離) は 4 m 以上ある。1 MeV の γ 線が液体 CF₄ 中を 3 cm 走った時は密度が大きくなるので反応確率が上がり、透過率は 75% 程度と気体に比べて下がる。そして、液体 CF₄ 中での 1 MeV の γ 線の吸収長は約 10 cm と気体に比べ短いため、液体にするとガンマ線の遮蔽能力が高くなる。暗黒物質直接探索において、 γ 線の電子との相互作用の事象は原子核反跳事象の背景事象になるため、遮蔽能力が高いことは暗黒物質検出器の有効感度領域を大きくすることに有利に働く。

2.3.2 宇宙線 μ 粒子との相互作用

宇宙線 μ 粒子などの高エネルギー荷電粒子は、物質中を透過する際に、主に電離損失によってエネルギーを失う。 μ 粒子は最小電離粒子に近い振る舞いを示し、飛跡に沿って連続的に CF₄ を電離させる。宇宙線 μ 粒子が物質を通過する際に移動距離 x に伴って失うエネルギー $\frac{dE}{dx}$ は以下に示すベレーテブロッホの式で表される。

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi}{m_e c^2} \cdot \frac{nz^2}{\beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right) \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.6)$$

ここで、 m_e は電子の質量、 c は光速、 e は素電荷、 ϵ_0 は真空中での誘電率、 I は気体中に電子 - イオン対一組を生成するのに消費される平均エネルギー、 z は素電荷を単位とする電荷で、今回は $z = 1$ である。物質の電子密度と n と β は以下の式で表される。

$$\beta = \frac{v}{c}, \quad n = \frac{N_A \cdot Z \cdot \rho}{A \cdot M_u} \quad (2.7)$$

ここで、 v は粒子の速度、 N_A はアボガドロ定数、 Z は物質の原子番号、 ρ は物質の密度、 A は物質の相対原子質量、 M_u はモル質量である。

2.3.3 中性子との相互作用

中性子は電荷を持たないため主に CF₄ 中で原子核と反応を起こす。中性子が標的原子核と原子核反跳を起こした時の標的原子核の反跳エネルギー E_R は、

$$E_R = \frac{2m_n m_N}{(m_n + m_N)^2} E_n (1 - \cos \theta) \quad (2.8)$$

で与えられる。ここで、 m_n は中性子の質量、 m_N は標的原子核の質量、 E_n は入射中性子の質量、 θ は反跳角である。中性子が 1 MeV のエネルギーを持っているとき、CF₄ のフッ素 (¹⁹F) の最大反跳エネルギーは約 200 keV である。WIMP による信号も原子核反跳であり、中性子は深刻なバックグラウンドの一つとされる。従って、これらの識別は非常に重要となる。

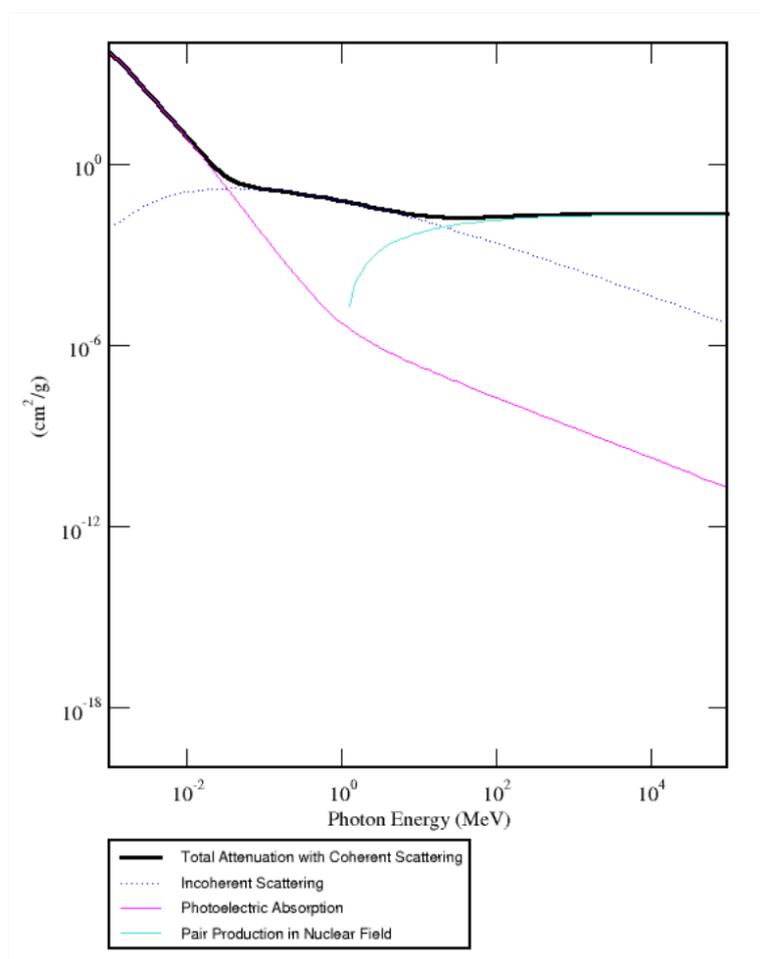


図 2.4: CF₄ に対するのガンマ線の質量吸収係数のエネルギー依存 [55]。ピンクの実線は光電吸収、青の点線はコンプトン散乱、水色の実線は電子対生成、黒の実線は全ての相互作用を足し合わせた質量吸収係数の値を表している。

第 3 章

液体 CF_4 スペクトロメーターの開発

本章では、本研究で開発した液体 CF_4 スペクトロメーター検出器の構造や各部分について説明する。

3.1 検出器の設計と構成要素

3.1.1 概要

CF_4 を液体にして発光を見るために、検出器自体を -128°C まで冷却可能な機構を開発した。図 3.1 に開発した検出器の概略図を示す。冷凍機はパルスチューブ冷凍機 (ULVAC 社製、CPDC08+SA112 型) を使用した。空気中で冷却を行うと、周りの空気も冷却されて結露してしまうことや、十分な冷却性能を得ることができないため検出器の周りは真空にする必要がある。そのため、真空チェンバー中に各種機構を設置した。図 3.2 に真空チェンバーの外観図を示す。

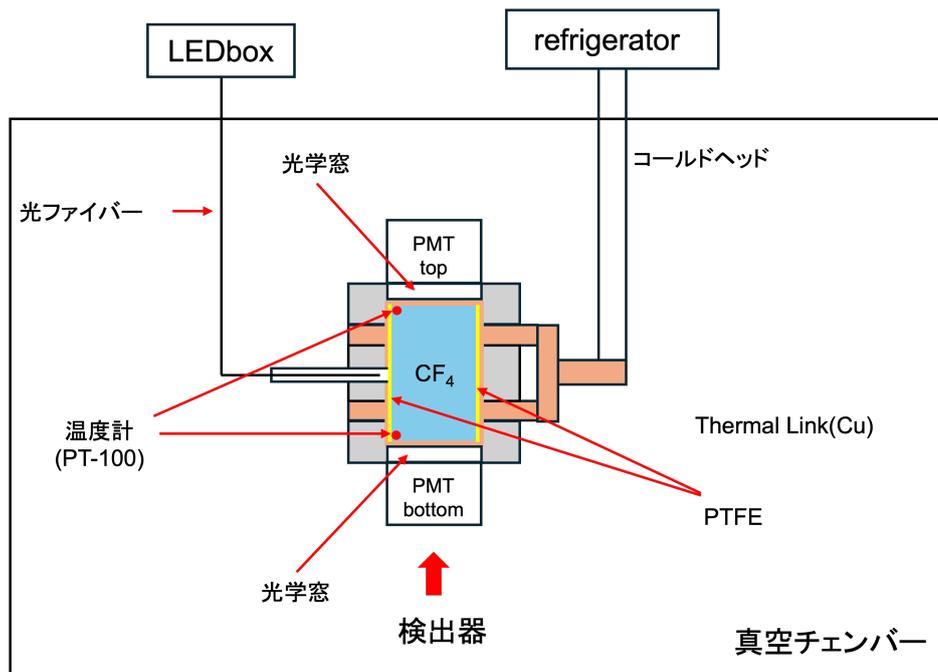


図 3.1: 検出器の概略図

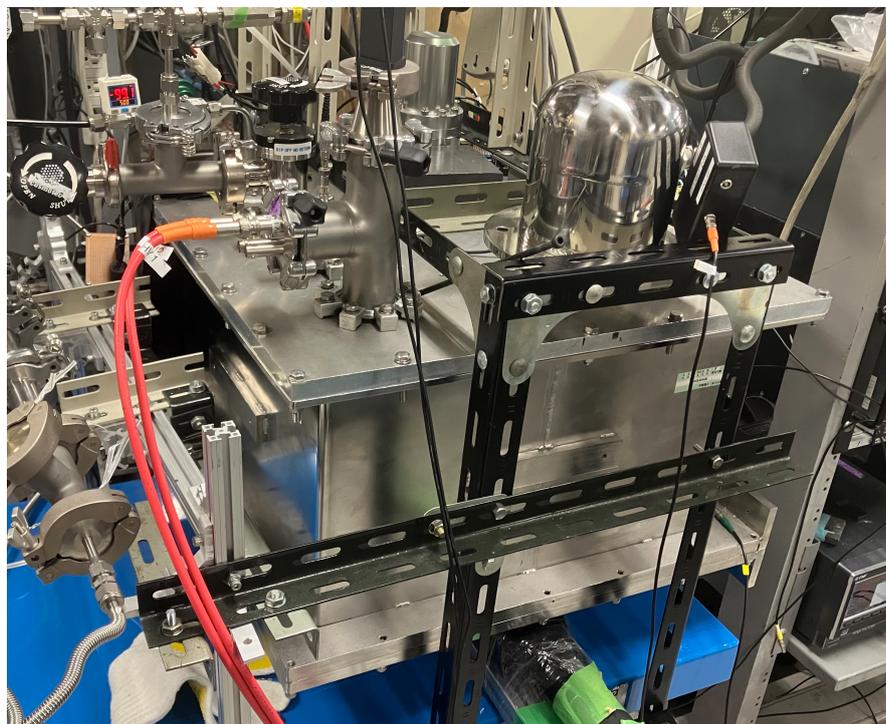


図 3.2: 真空チェンバー (420 × 420 × 244(高さ) mm³) の外観

図 3.3 に検出器の外観写真を示す。検出器の内部を熱伝導率の良い物質である無酸素銅で製作し、無酸素銅素材のプレート (図中の Thermal link) を伸ばして冷凍機のコールドヘッドと熱的接触を取ることで検出器内部を冷却した。光検出器として光電子増倍管 (PMT) を 2 つ使用した (図中の PMT top と PMT bottom)。本来、収集光量を最大化するためには、PMT は液体 CF₄ 内に設置することが望ましい。先行研究 [58] では、PMT を CF₄ ガス内に設置し、CF₄ ガスを冷却した状態での発光測定が行われた。しかし、先行研究で十分な冷却が実現できなかったため、CF₄ を液化するには至らなかった。そのため、本研究では液体 CF₄ を導入する検出器の外部に PMT を設置し、光学窓を通して光子を検出するという保守的な構造とした。光学窓は広波長領域において透過率が高く、低温環境下で使用できるアルミナ (Al₂O₃) が素材となっているサファイアガラス製の物を使用した。PMT と光学窓は直接接触させてある。検出器の光学窓で挟まれた検出領域内の体積は、20×20×42 mm³ (液体 CF₄ を約 27 g 導入可能) である。また、検出器の中央には 3 つのポートがあり、CF₄ 導入用ポート、温度計用ポート、光ファイバー用ポートとして使用している。温度計用ポートからは検出器の上下の温度をモニターするために 2 つの白金抵抗 (PT-100) を読み出している。

3.1.2 光電子増倍管 (PMT)

光電子増倍管 (PMT) とは、微弱な光を電気信号に変換し増幅させる高感度の光検出器である。一般的な PMT の構造及び動作原理を図 3.4 に示す。PMT は内部が真空のガラス管で、入射窓、光電面 (陰極)、集束電極、電子増倍部 (ダイノード)、陽極等から構成されている。PMT での光から電気信号への変換は、以下の過程を経て行われる。

- 光が PMT のガラス窓を透過し、光電面に到達
- 光電面内の電子が光電効果によって励起され、真空中に光電子 (photoelectron, p.e.) が放出

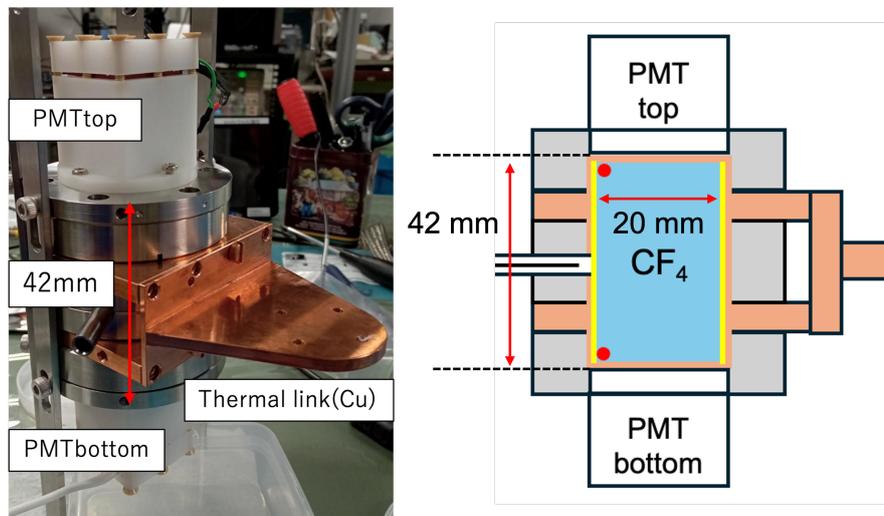


図 3.3: 左図：検出器 (光学窓間の検出領域の内容積： $22 \times 22 \times 42 \text{ mm}^3$) の外観、右図：図 3.1 の検出器部分を抜粋したもの

- 放出された光電子は集束電極で加速・収束され、第 1 ダイノードに衝突して二次電子を放出する
- 二次電子が次々に電子増倍部に衝突し、二次電子放出を繰り返す
- 最終ダイノードから放出された二次電子群が陽極から出力される

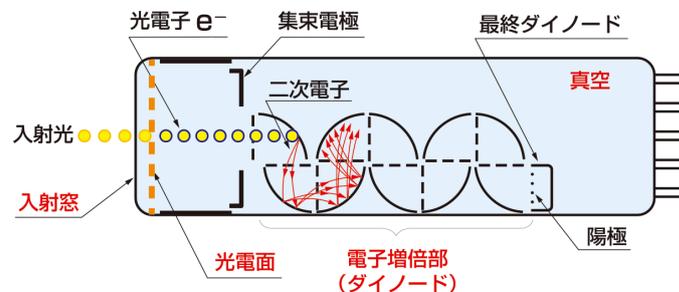


図 3.4: PMT で光が検出され、電気信号に変換される様子 [59]

本研究では、浜松ホトニクス社製 R8520-406 の PMT[60] を用いた。この PMT は $10^6 \sim 10^7$ 程度のゲインを得ることができる。R8520-406 の量子効率の波長依存を図 3.6 に示す。CF₄ は紫外領域に発光波長ピークがあるので、紫外領域において量子効率が高いものを選んでいる。受光面の大きさは $20.5 \times 20.5 \text{ mm}^2$ である。使用した PMT の光電面はバイアルカリ、入射窓は 1.2 mm の厚さの石英ガラス製で、石英ガラスの屈折率は 230 nm に対して 1.52 である [61]。先述の通り、光速の荷電粒子の通過によって石英ガラス内でもチェレンコフ光が発せられる。例えば、ほぼ光速の宇宙線 μ 粒子が光学窓を通過した際、単位長さ (cm) あたりのチェレンコフの放出光子数 N は、式 2.3 を用いて計算すると、 $dN/dx \sim 1012 \text{ [photon/cm]}$ となる。ここで、図 3.6 より PMT の有効感度波長領域を量子効率が 2 % 以上である 180 ~ 600 nm の範囲とした。本研究で用いたサファイアガラスの光学窓の厚みは 1.2 mm あるので、宇宙線 μ 粒子によって約 120 photon の光量が発せられる。仮にこれらの光が全て PMT に入った場合、量子効率を 25 % として検出できる光子数を見積もると約 30 光電子 (p.e.) となる。



図 3.5: 本研究で用いた PMT (浜松ホトニクス社製 R8520-406)[60]

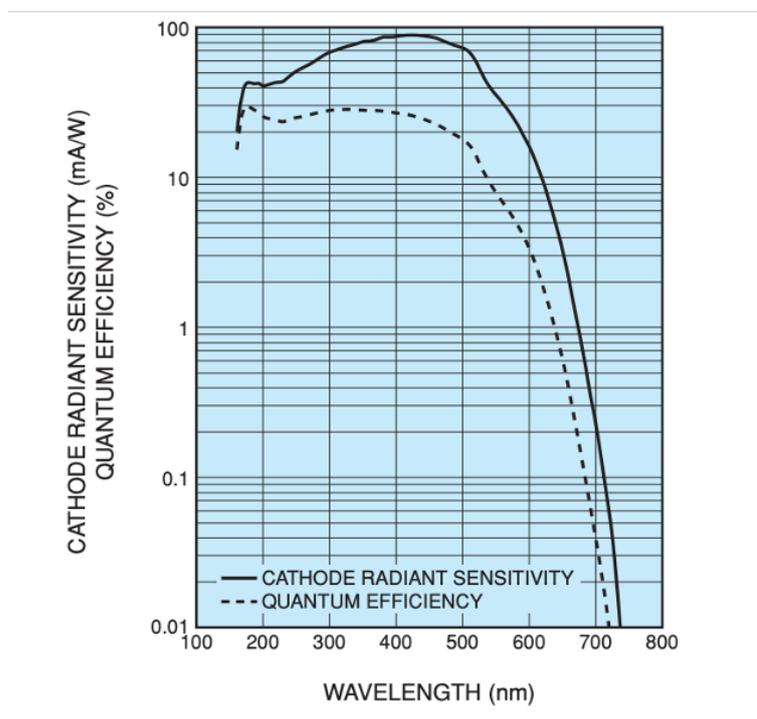


図 3.6: PMT (R8520-406) の量子効率の波長依存性 [60]

3.1.3 光学窓

先述の通り光学窓には、サファイアガラス製のものを使用した。図 3.7 に使用したサファイアガラスの光学窓を示す。サファイアガラスの直径は 33 mm、ガラス厚は 2.5 mm である。また図 3.8 にサファイアガラスの透過率の波長依存性を示す。サファイアガラスは 250 nm 付近から透過率が急激に悪くなる。一方で、 CF_4 の発光は 250 nm 以下まで伸びているので、本来はこの波長まで透過する合成石英を使用するのが望ましい (図 3.9 参照) が、合成石英を用いた光学窓のフランジの使用できる温度が -100°C までと高く、 CF_4 を液化する環境には適していなかった。一方サファイアガラスの光学窓は -196°C まで使用可能であった。実際に合成石英の光学窓の冷却試験を行ったところ、リークが確かめられたのでサファイア製の窓を用いた開発を行った。

また、サファイアガラスの屈折率は 458 nm に対して 1.770 であることが知られている [64]。3.1.2 節と同様に、光速の荷電粒子の通過によってサファイアガラス光学窓内でもチェレンコフ光が発せられる。前節と同様の計算により、宇宙線 μ 粒子が光学窓を通過した際の単位長さ (cm) あたりのチェレンコフの放出光子数 N は、



図 3.7: サファイアガラスの光学窓、ガラスの直径 33 mm、ガラス厚 2.5 mm

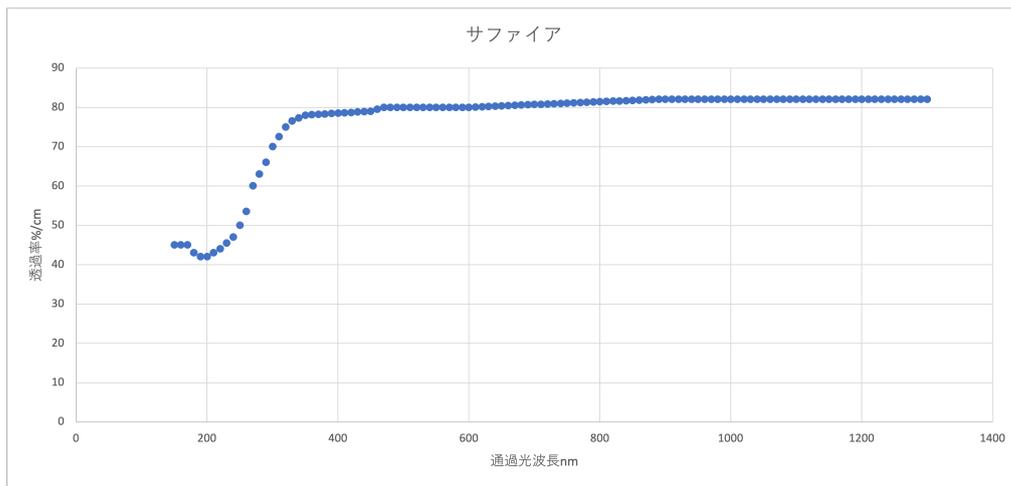


図 3.8: サファイアガラスの厚み 1 cm あたりの透過率 [62]

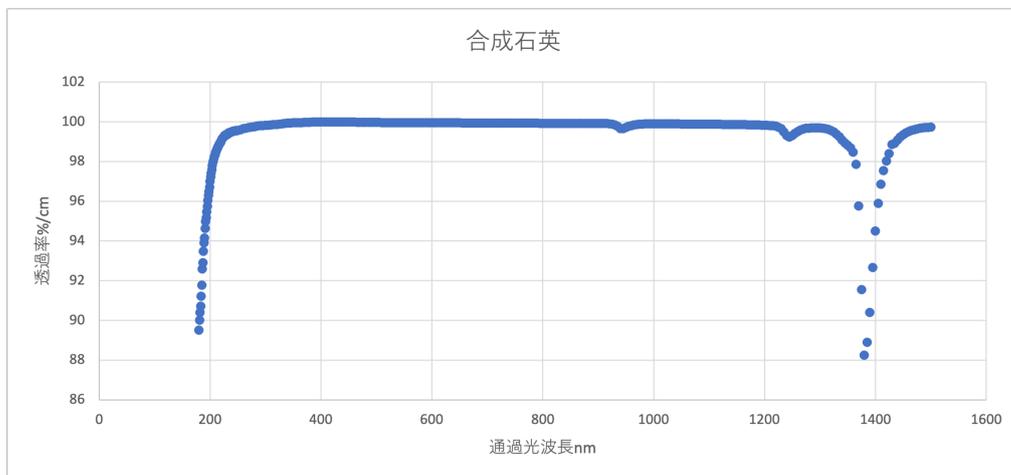


図 3.9: 合成石英の厚み 1 cm あたりの透過率 [63]

$dN/dx \sim 1214$ [photon/cm] となる。本研究で用いたサファイアガラスの光学窓の厚みは 2.5 mm あるので、この距離を荷電粒子がガラス内での光速を超えて走ったとすると、約 300 photon の光量が発せられる。仮にこれらの光が全て PMT に入った場合、量子効率を 25 % とすると約 100 p.e. となる。

3.1.4 光ファイバーと LED

本研究では、PMT のゲイン測定と光の伝播の測定のために検出器内に光ファイバー (THORLABS UM22-200[65]) を取り付けている。図 3.10 に示す通り、光ファイバーは被覆のない状態で検出器内に取り付けた。真空チャンバーの外側から LED の光を出し、光ファイバーを使って検出器内に LED の光が届くようにしている。また、光の伝播の測定にあたって緑 (570 nm)、青 (470 nm)、UV(255 nm) の 3 波長の LED を使用した。図 3.11 に示す通り、一つの箱に 3 つの LED を取り付け、ファイバーの接続によって外部で入射波長を変更できるようにした。箱に接続する光ファイバーを通じて検出器内に光を照射する仕組みである。図 3.12 に 3 つの LED の発光波長を示す。

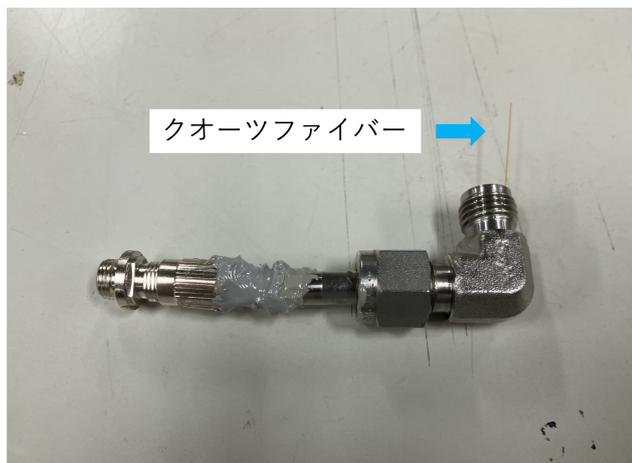


図 3.10: ファイバーポートに取り付けるファイバー付きの部品



図 3.11: 緑、青、UV の LED を取り付けた箱

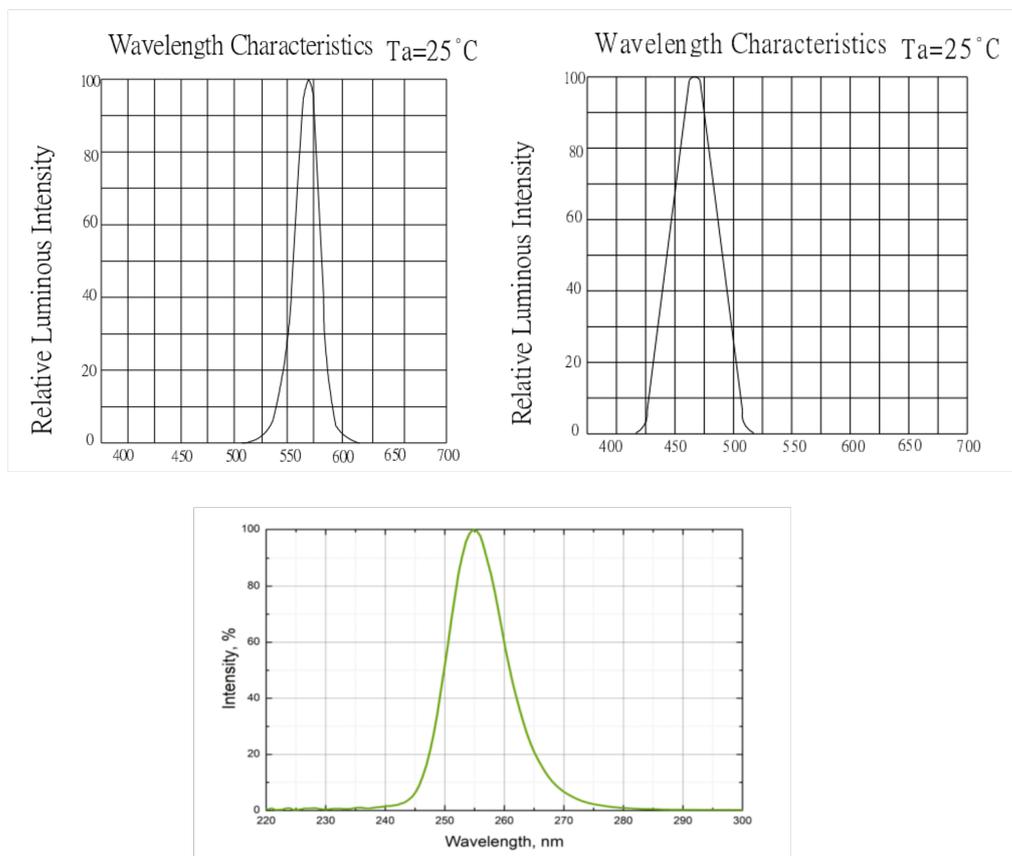


図 3.12: 緑(ピーク値 570 nm)(左上)、青(ピーク値 470 nm)(右上)、UV(ピーク値 255 nm)(下)LED の発光波長 [66, 67, 68]

3.1.5 反射材

本研究では、光の収集効率を上げるために反射材として厚さ 1 mm の PTFE シートを、図 3.13 に示す通り、銅で囲まれた検出領域の側面に設置した。PTFE は 250 nm から 800 nm の間のいずれの波長においても 90% 以上の反射率があるとされている [69]。接着剤などは使用せずに PTFE シートが自立できるように設置した。

3.1.6 CF_4 ガス導入経路

CF_4 ガスの保管・移送のために、各種フィルターやフローメータを含む配管を構築した。配管の概略図を図 3.14 に示す。 CF_4 ガスは再利用ができるように回収容器を用い、検出器との間を配管で接続した。再利用するガスの純度が発光量に影響を与える可能性があるため、純化のために 3 つのフィルターを導入経路内に設置した。1 つは、モレキュラー・シーブス 3A(MS3A) と呼ばれるもので、主に水分を吸着させる。MS3A は内直径 35 cm 長さ 43 cm のパイプ内に封入したものを、2 ケ直列に設置した。2 つ目は、モレキュラー・シーブス 4A(MS4A) で、 N_2 、 O_2 、 CO_2 などの分子を吸着させる役割を持つ。MS4A は内直径 23 cm 長さ 27 cm のパイプ内に封入しており、経路内に 1 ケ設置した。3 つ目は、パーティクル除去用フィルタ (Swagelok, SS-4F-05, 図 3.14 ではパーティクルフィルタと表記) で、 $0.5 \mu\text{m}$ 以上の粉塵、ほこり、さびを 95% 以上除去する役割を持つ。パーティクルフィルタは経路内 2 箇所を設置した。また、回収容器とは別にポンベから新たに CF_4 ガスを追加する場合は、MS4A の手前から導入できるようにした。検出器の直前にはフローメータを設置し、これを常時監視しておくことで、検出器に導入された CF_4 の質量を算出した。

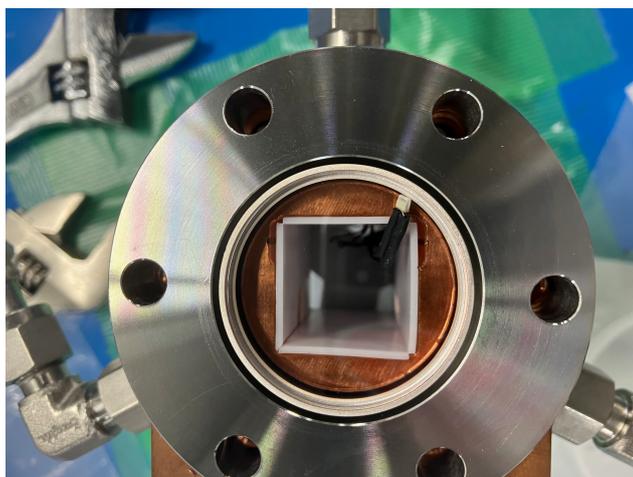


図 3.13: 反射材として設置した PTFE シート

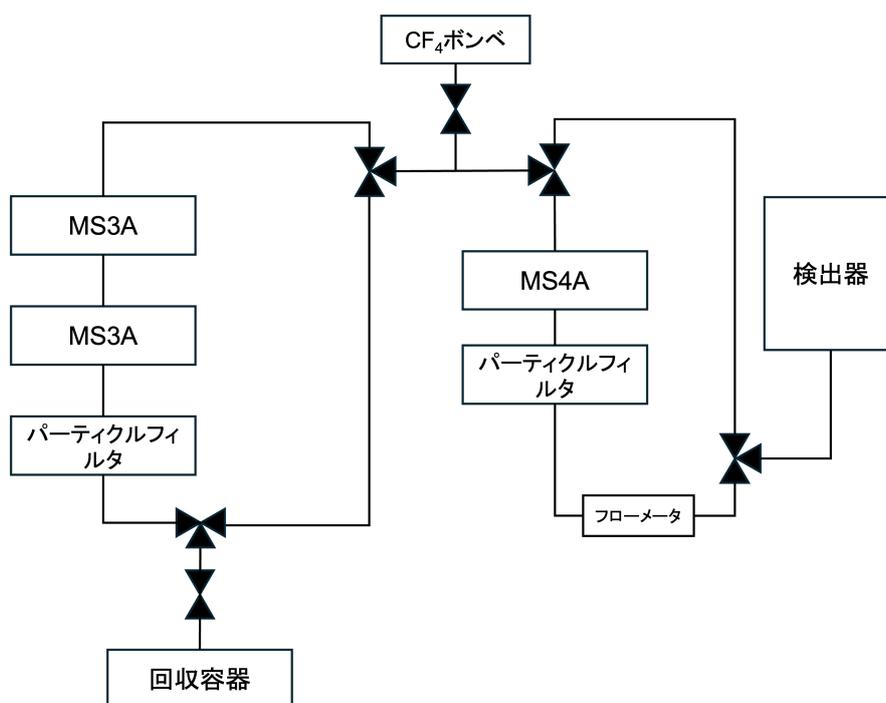


図 3.14: CF_4 の導入経路の概略図

3.1.7 データ収集システム

本研究では、PMT からの電荷信号を波形データとして取得するために、DRS4 評価ボードと呼ばれる波形取得装置 (Flash Analog to Digital Converter, FADC) を用いた [70]。DRS4 評価ボードには、入力インピーダンスが $50\ \Omega$ の 4 つの入力チャンネルが備え付けられている。ダイナミックレンジは 1 V、分解能は 14 bit である。USB2.0 コネクタから給電およびデータ転送を行う。USB2.0 バスの高速モードでは 20 MB/sec を超えるデータ転送が可能である。また DRS4 のトリガーモードには、指定した 1 つのチャンネルが閾値を超えた時にトリガーがかかるモード

(シングルセルフトリガーモードと定義)、指定した複数チャンネルのいずれかが閾値を超えた時にトリガーがかかるモード (マルチセルフトリガーモードと定義)、5 V の TTL 信号が入力された時にトリガーがかかる外部トリガーモードがある。図 3.15 に DRS4 でのデータ収集システムを示す。検出器に設置された 2 つの PMT の信号は直接 DRS4 に入力した。本研究では、2 GHz のサンプリングレートでデータ取得を行い、マルチセルフトリガーモードと外部トリガーモードを使用した

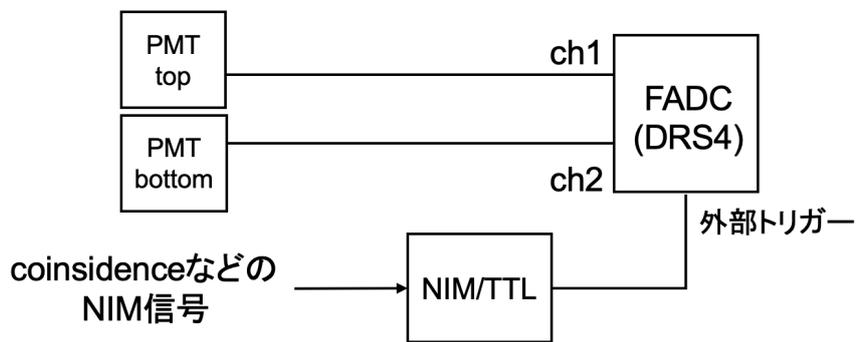


図 3.15: DRS4 を用いた、本研究のデータ収集システム

第 4 章

液体 CF₄ スペクトロメーターの性能評価

この章では、開発した液体 CF₄ スペクトロメーターについて、PMT ゲインの測定、冷却システムの性能評価、液体 CF₄ 中の光の伝播、発光の測定を行った結果について報告する。

4.1 PMT ゲイン

CF₄ の発光測定に先立って、PMT の光電面で放出された光電子の増幅率 (ゲイン) を測定した。光検出器としての基礎的な性能である PMT のゲインは、個体ごとに絶対値および印加電圧依存性が変わるため、事前に測定しておく必要がある。また、温度依存性も示すため、使用する温度での測定も重要である。本研究では、3.1.4 節で述べた青色 LED とファイバーを用いて 1 光電子 (1 p.e.) 相当のパルス光を PMT に照射し、取得した波形を電荷に換算し素電荷との比をとることで PMT のゲインを測定した。ここで、読み出したパルス波形を積分することで電荷量を算出した。図 4.1 にゲイン測定のためのデータ取得の概略を示す。パルスジェネレータ (エヌエフ回路設計ブロック社製 WF1967[71]) から 100 Hz、Duty1 % の矩形波のパルス信号を LED に印加した。また、パルス信号と同期した信号をトリガー用として DRS4 の外部トリガーに入力することで、LED 光照射のタイミングでデータを取得した。このゲイン測定は検出器を真空にして、-160 °C に冷却した状態で行った。

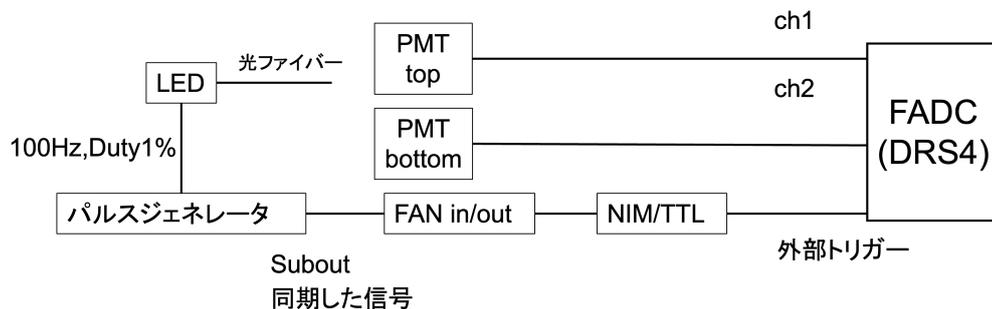


図 4.1: ゲイン測定のためのデータ取得の概略図

図 4.2 に 1 p.e. 相当の信号の 1 事象の波形と 10000 事象の重ね書きをしたものを示す。LED の光起源の信号がトリガーのタイミング (約 220 ns) 以降に確認された。これが 1 p.e. の信号であると考え、300~350 ns、360~410 ns、420~470 ns の区間で波形を積分した。以下に電荷 Q の絶対値の計算方法を示す。

$$Q = \left| - \int_{t_{min}}^{t_{max}} I dt \right| = \left| \frac{1}{R} \int_{t_{min}}^{t_{max}} V dt \right| \quad (4.1)$$

ここで、 I は電流、 V は電圧、 R は DRS4 の入力インピーダンス (50Ω) である。図 4.3 に 1 p.e. の電荷分布の例を示す。左側の 0 pC 付近にあるピークがベースペダスタルピークで、そのすぐ右側にあるピークが 1 p.e. のピークであると考えられる。ペダスタルピークと 1 p.e. ピークをガウシアンで Fitting し、1 p.e. に対応する電荷量 Q を得た。PMT のゲインは以下の式によって算出した。

$$\text{PMT}_{\text{gain}} = \frac{Q}{e} \quad (4.2)$$

ここで $e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ である。

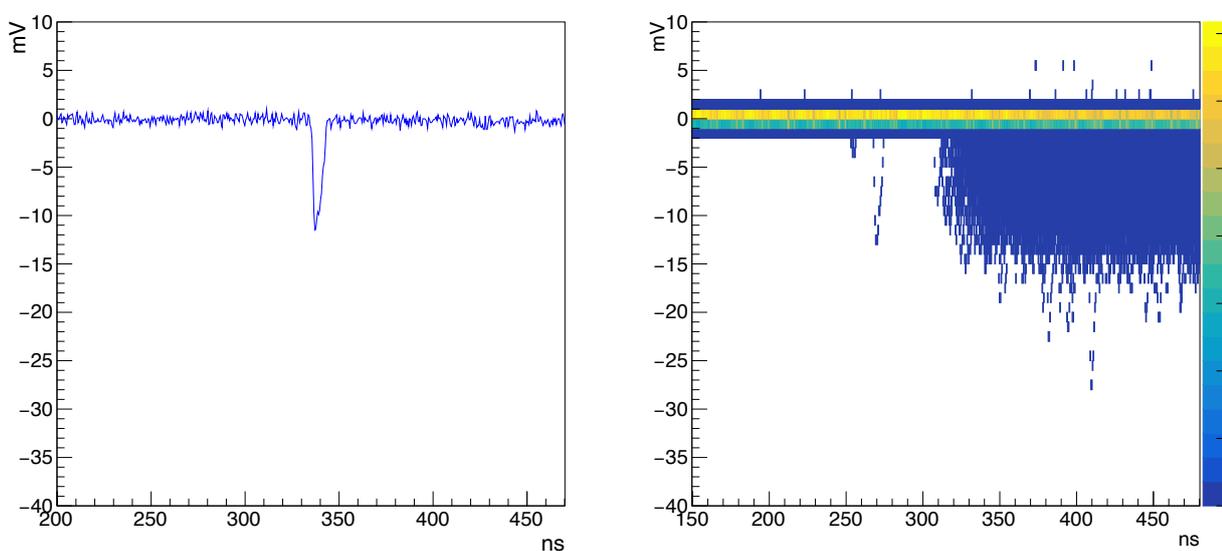


図 4.2: PMT ゲインの測定で取得された波形の例。左図は 1 p.e. 相当の波形例、右図は 10000 事象の波形を重ね書きしたものの。

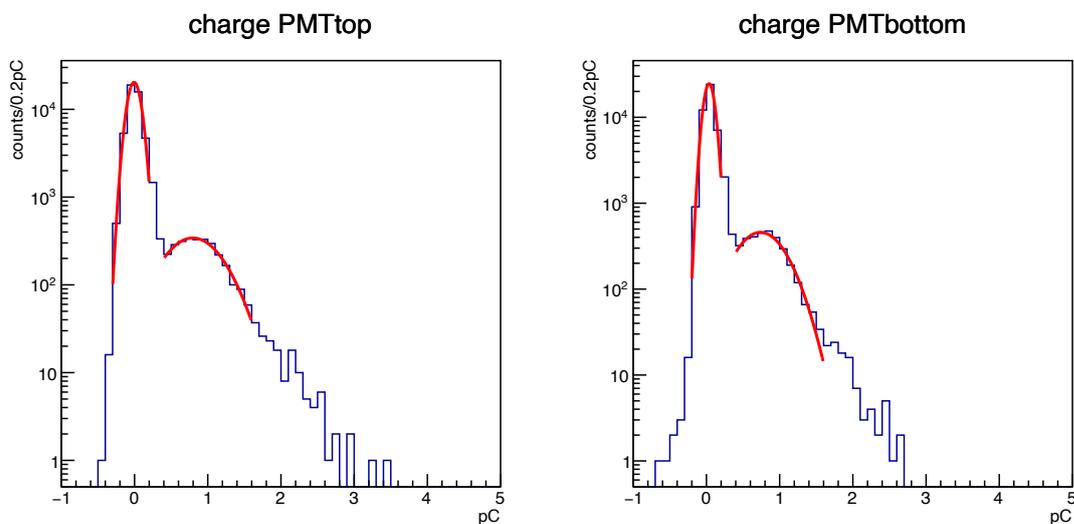


図 4.3: 1 p.e. の電荷分布の例

以上の測定によって得られた PMT ゲインの印加電圧依存性を図 4.4 に示す。

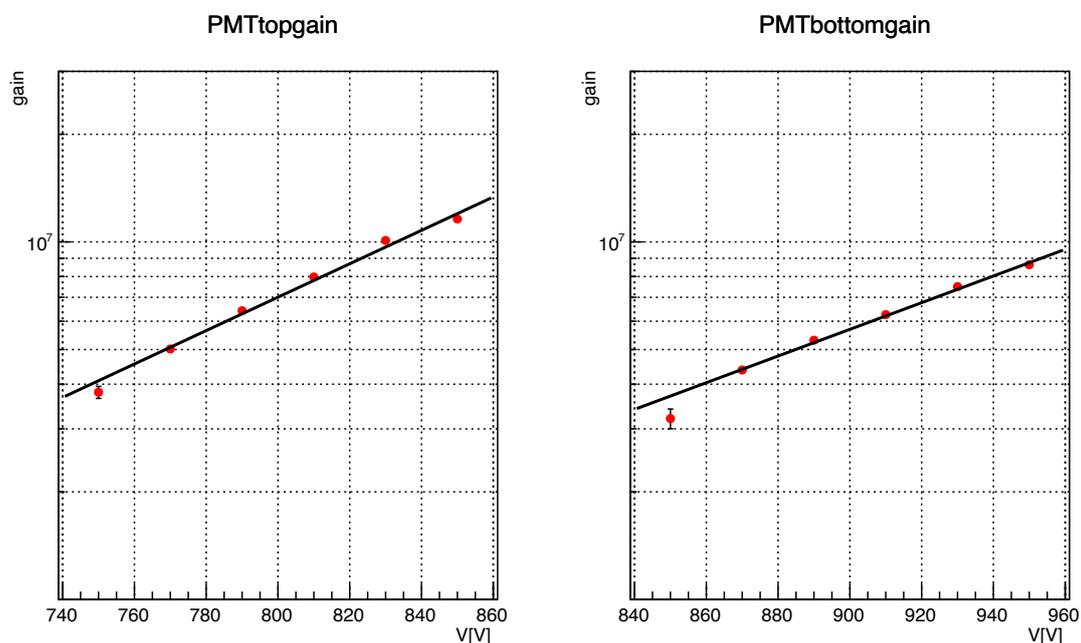


図 4.4: 2 つの PMT のゲインの電圧依存性 (左 : PMT top、右 : PMT bottom)

2 つの PMT ともに指数関数的にゲインが変化することが確認された。また、印加電圧とゲインの関係を指数関数 ($e^{A \times V + B}$ と定義) でフィッティングした*1結果から、上下の PMT での A と B の値を算出した。

表 4.1: Fitting 結果

| | A | B |
|------------|--------------------------------|---------------|
| PMT top | $(1.1 \pm 0.3) \times 10^{-3}$ | 6.8 ± 0.2 |
| PMT bottom | $(9.0 \pm 0.3) \times 10^{-4}$ | 7.3 ± 0.2 |

4.4 節での解析では、大光量事象が予測されるので低ゲインでの測定を行うため、この関係式によって得られたゲインによって光量の算出を行った。また、4.5 節での解析も、同様にこの関係式によって得られたゲインから光量較正を行った。

4.2 検出器の冷却システム

2 章でも述べたように、 CF_4 は常温常圧で気体であるため、液体にするためには沸点 (-128°C) 以下まで冷却する必要がある。本節では、 CF_4 を液化し、検出器内を液体の CF_4 で満たす手順に関して述べる。図 4.5 の左図にコールドヘッドと検出器を熱的接触させている様子を示す。また、断熱容器からの熱輻射を防ぐ目的で図 4.5 の右図のように冷凍機のコールドヘッド、サーマルリンク、検出器にアルミマイラを巻いた。

図 4.6 に検出器のセットアップを示す。検出器の温度は検出器内の上方と下方に設置された温度計 (PT-100) を用いて監視した。冷却は、検出器内に 1 気圧の常温の CF_4 を充填させた状態で開始した。 CF_4 を安全に供給する

*1 増幅率と印加電圧には $\text{PMT}_{\text{gain}} \propto (V)^n$ という関係があるが、近似的に $e^{A \times V + B}$ の指数関数でフィッティングを行った。

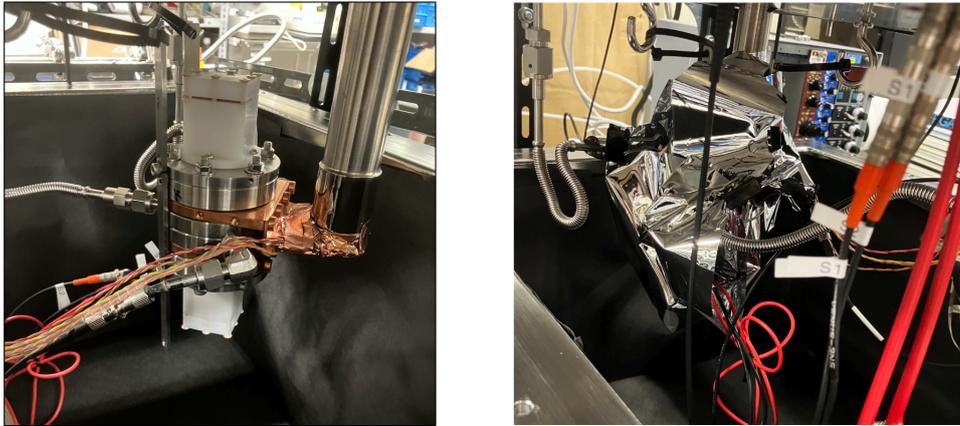


図 4.5: 左図: コールドヘッドと検出器が熱的接触されている様子。右図: 検出器をアルミマイラでまいた様子。

ために、あらかじめ1気圧の CF_4 を導入した47 Lの容器から検出器へ CF_4 を導入した。図 4.7 に冷却時の温度変化の様子(上図)と検出器の直前に取り付けられたフローメータの CF_4 の流量 (ml/min) 変化の様子(下図)を示す。図 4.7 の上図の通り、冷却機の運転を開始した時刻(13:50)から検出器が徐々に冷却された。冷却開始から3時間程度(17:15)で検出器の温度が沸点付近に到達し、図 4.7 の下図に示す通りフローメータの流量が200 mL/min程度まで上昇した。流量値の上昇は、 CF_4 液化が開始されたことを示す。図 4.8 の左図に17:15付近の検出器下方の温度モニタの拡大図を示す。検出器の温度が沸点付近に達した際に、温度変化の挙動が変化することが確認された。この挙動の変化は液化によって媒質と温度計間の熱的接触が変化したことが要因として考えられる。この挙動により液化が始まったと判断した。液化開始から約2時間後(19:10)に、流量値の急激な低下が確認された。図 4.8 の右図には19:00付近の検出器上方の温度モニタの拡大図を示す。検出器上方にも温度変化の挙動変化が確認され、検出領域が液体 CF_4 で満たされたと考えられる。流量が急激に上昇した時間から急激に低下した時間までの流量の時間積分によって見積もられた CF_4 の質量は、約30 gであった。検出領域内には約27 g導入可能であり、検出領域以外の体積を考慮すると矛盾はないと考えられる。上記の通り、検出器内を液体の CF_4 で満たす手法を確立した。以降の冷却試験でも同様の手順で CF_4 を液化した。

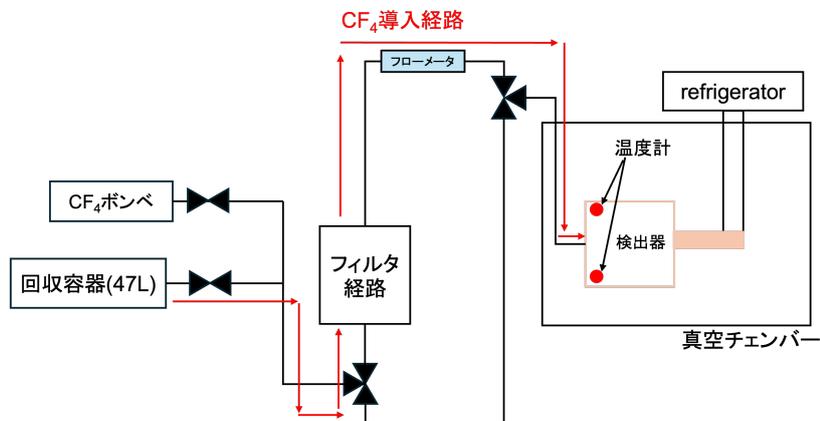


図 4.6: 検出器のセットアップ。赤の線が CF_4 の導入経路である。温度計 (PT-100) は検出器内の上方と下方に設置されている。フローメータは導入経路内の検出器直前に取り付けられている。



図 4.7: 上図: 検出器内の温度 (°C) の時間変化。緑色の線が検出器上方、黄色の線が検出器下方に設置されている温度計の値。赤の線は-128°C を示している。下図: フローメータの流量 (ml/min)。



図 4.8: 図 4.7 の上図の 17:15 と 19:00 付近の温度の拡大図。左図が 17:15 付近の検出器下方の温度、右図が 19:00 付近の検出器上方の温度である。赤の線は沸点を表す。液化のタイミングでの熱的接触の変化により温度変化の速度が変化している。

4.3 光の伝播

液体 CF_4 シンチレータを暗黒物質探索に用いる場合、液体 CF_4 中の光の透過率の測定は重要である。しかし、液体 CF_4 中の光の透過率に関して、過去に測定された事例がない。そこで本節では、3色のLEDを用いて、4.1節と同様の測定手法で光の伝播の測定を行った。ファイバーは図 4.9 に示す通り、検出器内に取り付けられているが、先端が検出領域内に伸びておらず、数 mm 程度ポートの内側にある。そのため直接ファイバーの光を見ておらず、反射や散乱した光を PMT で検出することになる。なお、この測定では観測された事象数の評価を行うため、波形

の積分を使った方法ではなく波高値の分布を用いた解析を行った。

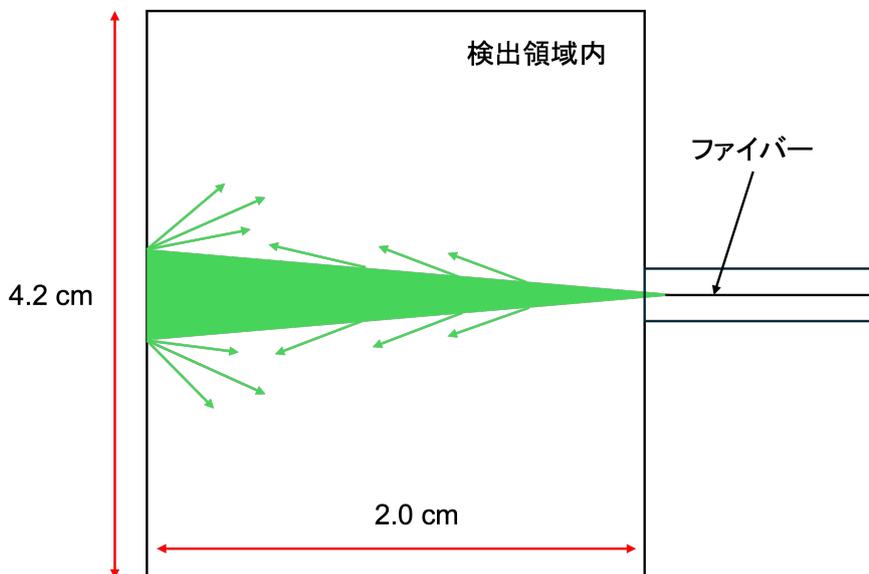


図 4.9: ファイバーの設置位置と LED 光の経路の概略図

液体 CF₄ の光の伝播を調べるため、真空状態と液体 CF₄ が満たされた状態で 1 p.e. の測定を行った。緑色 LED に +3.5 V、青色 LED に +2.47 V、UVLED に +5.35 V の電圧値で 100 Hz、Duty1 % の矩形波のパルスを入力した。なお、3 色の LED の照射光量は合わせていないため、各 LED 光の 2 種類の測定での 1 p.e. ピークの計数率を比較することで、液体 CF₄ 中での光の伝播を見積もることとした。図 4.10、図 4.11、図 4.12 に真空状態と液体 CF₄ が満たされた状態での緑色、青色、UVLED の光 100 秒間の測定で得られた波高値の分布を示す。

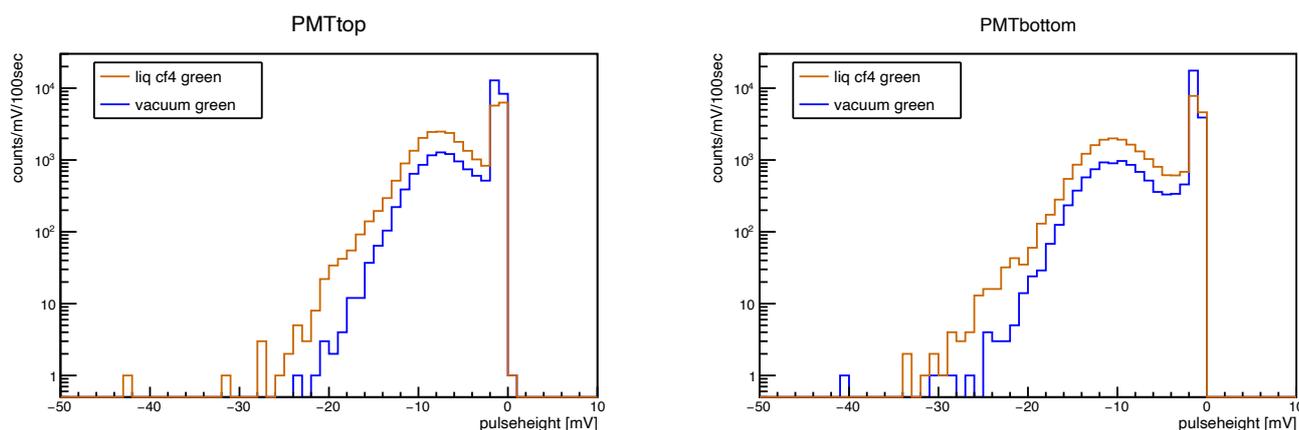


図 4.10: 緑色 LED での 1 p.e. の波高値分布。

いずれの測定においても、CF₄ を導入した際に計数率が上がるということが確認された。定量的な評価のためにそれぞれの測定の上の PMT と下の PMT での 0.8 p.e. 以上の事象数を積分した結果を、以下の表 4.2 と表 4.3 に示す。表の誤差は統計誤差を表す。

図 4.13 に真空状態での計数率に対する液体 CF₄ が満たされた状態での計数率の比を示す。

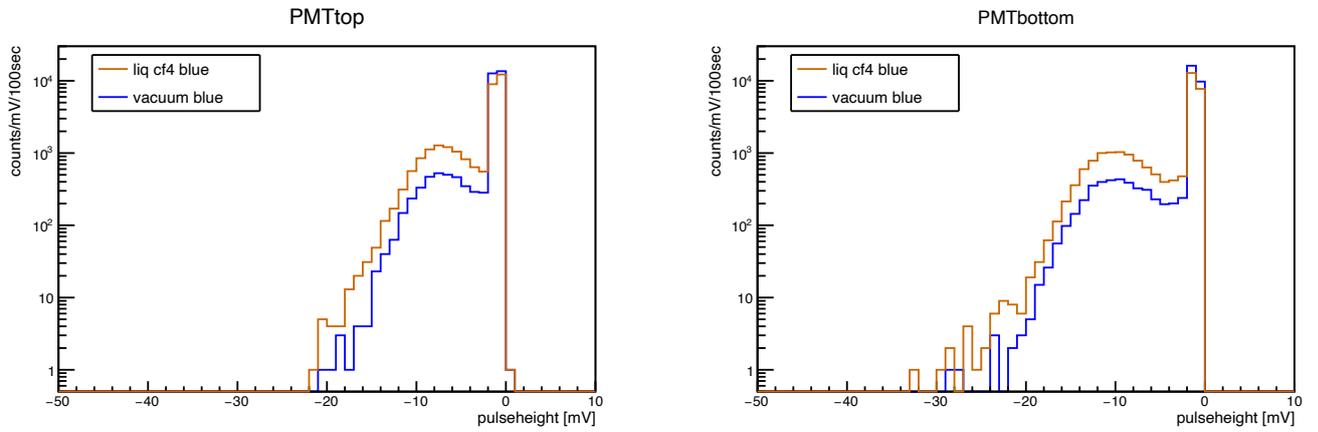


図 4.11: 青色 LED での 1 p.e. の波高値分布。

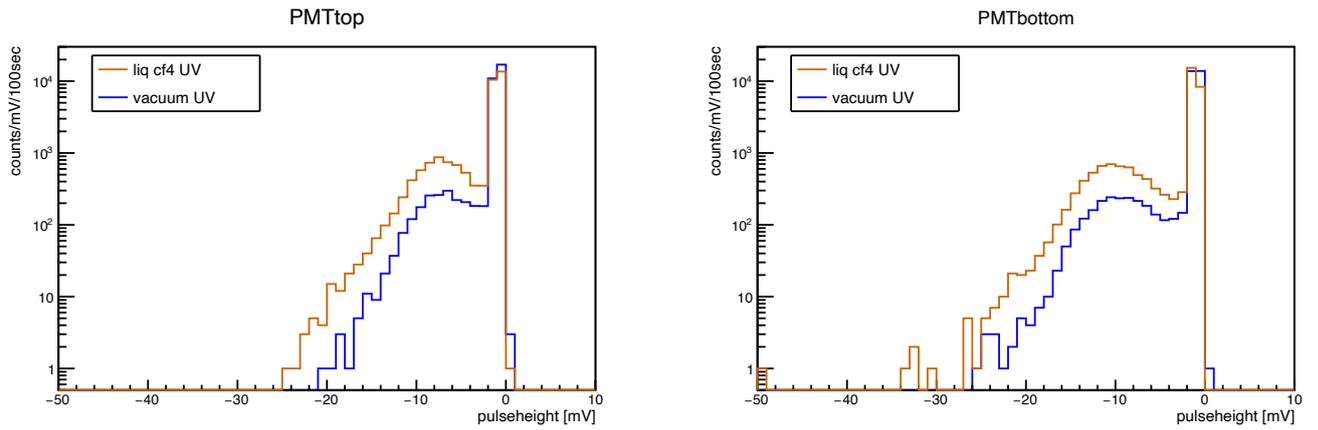


図 4.12: UVLED での 1 p.e. の波高値分布。

表 4.2: 上の PMT での LED 照射時の 0.8 p.e. 以上の計数率 (100 秒あたり)

| | UV | blue | green |
|--------------------|-----------|-----------|-------------|
| 真空 | 1497 ± 39 | 2815 ± 53 | 6955 ± 83 |
| 液体 CF ₄ | 4696 ± 69 | 6791 ± 82 | 13002 ± 114 |

表 4.3: 下の PMT での LED 照射時の 0.8 p.e. 以上の計数率 (100 秒あたり)

| | UV | blue | green |
|--------------------|-----------|-----------|-------------|
| 真空 | 1620 ± 40 | 2896 ± 54 | 5855 ± 77 |
| 液体 CF ₄ | 4313 ± 66 | 7010 ± 84 | 12523 ± 112 |

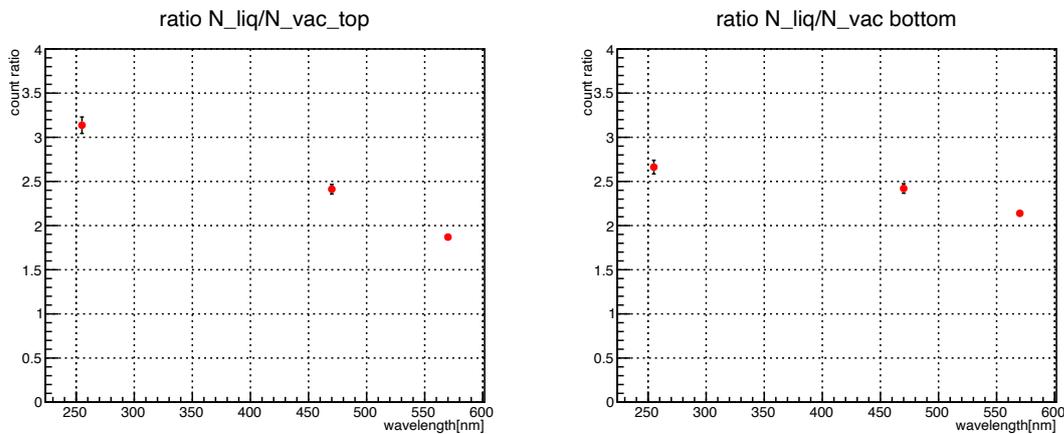


図 4.13: LED 光の波長ごとの計数率の比。左図が上の PMT、右図が下の PMT での計数率の比である。

以上の結果から液体 CF₄ の存在によって、1 p.e. 以上の光子の計数率が増加するという結果を得た。さらに、その増加の割合は短波長ほど大きいという結果になった。増加の割合の波長依存性には若干の差異が見られたものの、上下の PMT で同様の傾向が見られた。解釈の詳細は第 5 章で行うこととし、ここでは、液体 CF₄ の存在によって 255 nm、470 nm、570 nm の光が吸収されて PMT に届く光量が減ってしまうことはない、という実験事実を確認し、次節の宇宙線 μ 粒子を用いた発光測定の前準備が整ったとする。

4.4 宇宙線 μ 粒子を用いた発光測定

4.4.1 宇宙線 μ 粒子のエネルギー損失

液体 CF₄ の発光に関する測定は 1.8 節でも述べたように、過去に行われていない。期待される検出光量をあらかじめ見積もることができないため、最初の試みとして、実験室で行うことのできる測定の中で、検出されるエネルギーが最も大きい宇宙線 μ 粒子を用いた測定を行った。宇宙線 μ 粒子を取得するためのセットアップを図 4.14 に示す。宇宙線 μ 粒子はほぼ光速で運動しているため、真空チェンバーの上下に検出器と縦方向の中心軸を揃えて設置したプラスチックシンチレータの同時計測により検出器を通過する宇宙線 μ を捉えることができる。上下のプラスチックシンチレータの距離は約 50 cm で、検出領域の上下方向の中心から 42 cm 上方に、17 cm 下方に設置している。2つのプラスチックシンチレータはどちらも $10 \times 10 \text{ cm}^2$ の面積を持っている。

図 4.15 に宇宙線 μ 粒子が検出器内を通過した際の発光の模式図を示す。2 章や 3 章で述べたように、宇宙線 μ が検出器内を通った際に、液体 CF₄ のシンチレーション光に加え、液体 CF₄ のチェレンコフ光、検出器の上下に設置された PMT の石英ガラス窓とサファイアガラス製の光学窓のチェレンコフ光の発光が予想される。そのため、液体 CF₄ のシンチレーション光の発光を捉えるためにはチェレンコフ光との区別が重要となる。このため、検出器内が真空の場合と液体 CF₄ で満たした場合の比較を行った。条件を揃えるために、真空での測定に関しても冷却した状態で行った。真空状態では PMT の石英ガラス窓とサファイアガラスの光学窓でのチェレンコフ光のみが検出されることが期待される。また宇宙線 μ 粒子は大気上方から降り注いでくるため、チェレンコフ光は下向きの異方向性があると予想される。特に液体 CF₄ の発光を上下の PMT で同時に観測する場合、下方に設置された PMT での検出される光量が多くなる可能性がある。

宇宙線 μ 粒子が物質を通過する際に移動距離 x に伴って失うエネルギー $\frac{dE}{dx}$ は 2.3.2 節の式 2.6 で表される。これより、液体 CF₄ に対応した値を 2.6 に代入した結果、 $\frac{dE}{dx} \sim 2.7 \text{ MeV/cm}$ が得られる。検出領域は上下方向に高

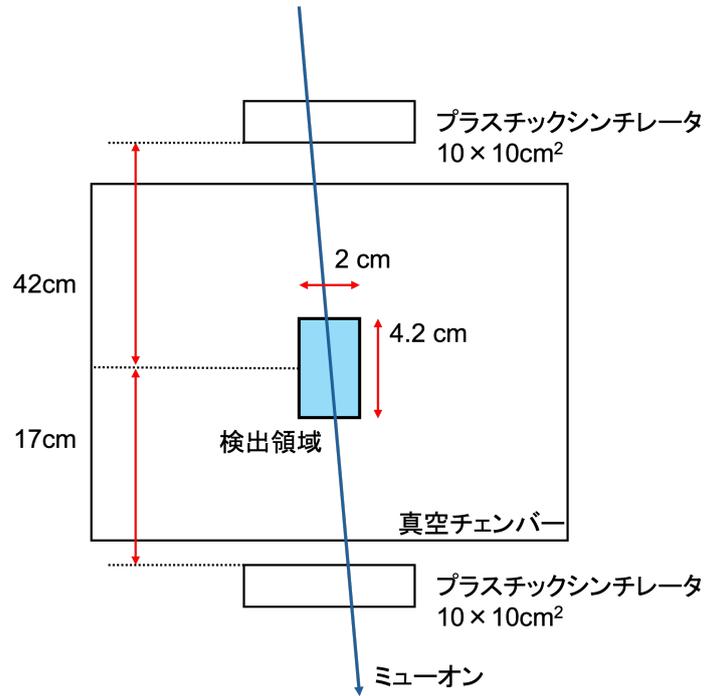


図 4.14: 宇宙線 μ 粒子を用いた発光測定のセットアップ図

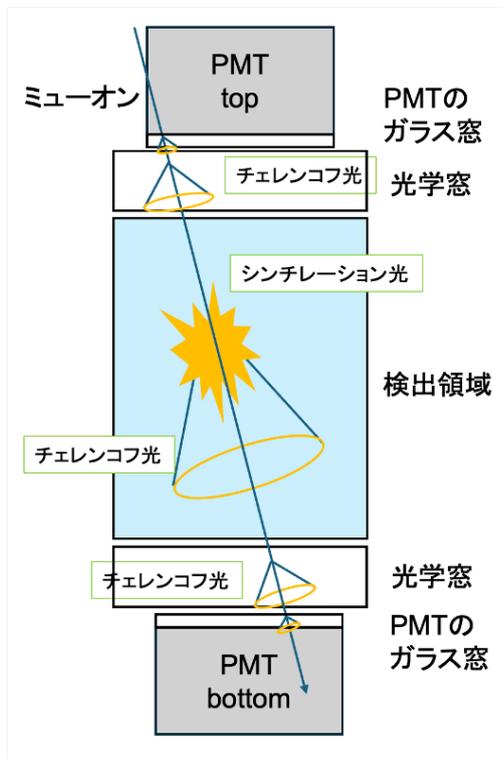


図 4.15: 宇宙線 μ 粒子飛来時の検出器内での発光の様子

さ 4.2 cm あり、この距離をミューオンが通過した際に検出器に落とすエネルギーは理論的に約 11 MeV となる。これより、11 MeV 程度のエネルギー損失に相当するシンチレーション発光が期待される。

4.4.2 測定

図 4.16 に宇宙線 μ 粒子測定に用いたデータ取得システムの概略図を示す。本測定は、3.1.7 節で述べた外部トリガーを用いて、2つのプラスチックシンチレータのコインシデンス信号をトリガーとした。表 4.4 に真空状態と液体 CF₄ が満たされた状態での測定時間と総トリガー数を示す。本測定中は、検出器の温度は -160°C から -165°C の $\pm 5^{\circ}\text{C}$ の範囲に保たれていた。上下の PMT のゲインはそれぞれ 6.5×10^5 (600 V)、 8.1×10^5 (700 V) として測定を行った。

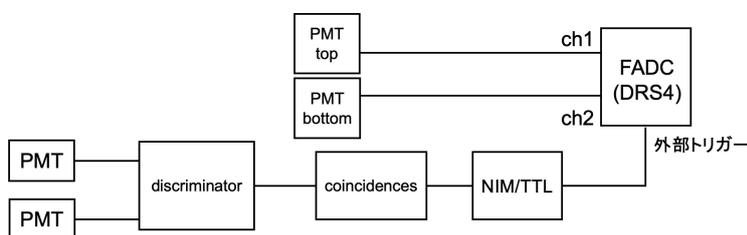


図 4.16: 宇宙線 μ 粒子を用いた発光測定に用いたデータ取得システムの概略図

表 4.4: 真空と液体 CF₄ での測定時間と総トリガー数

| | 測定時間 | 総トリガー数 |
|--------------------|-----------|--------|
| 真空 | 約 15.3 時間 | 4788 |
| 液体 CF ₄ | 約 18.6 時間 | 5471 |

図 4.17 の左図に真空状態、右図に液体 CF₄ が満たされた状態での宇宙線 μ 粒子が検出器内を通過した際の上下の PMT の波形例を示す。図 4.17 のような上下で同時に信号が確認された。真空状態では、上下の PMT の石英ガラス窓とサファイアガラス製の光学窓を宇宙線 μ 粒子が通過したことで生じたチェレンコフ光が上下の PMT で観測されたと考えられる。液体 CF₄ が満たされた状態では、上下の PMT の石英ガラス窓、サファイアガラス製の光学窓での発光に加え、液体 CF₄ のチェレンコフ光やシンチレーション光が上下の PMT で観測されたと考えられる。

検出電荷は、波高値のピーク (約 290 ns) を基準に前 20 ns、後ろ 70 ns の合計 90 ns の区間を積分して得た信号の電荷量から、信号が来ていない 100 ns から 190 ns の 90 ns の区間を積分して得たベースラインの電荷量を差し引くことで得た。この量を 1 p.e. の電荷量で割ることで検出した光電子数を算出した。図 4.18 に真空状態と液体 CF₄ が満たされた状態での上方の PMT と下方の PMT で検出された光電子数の二次元ヒストグラムを示す。図 4.18 のどちらの二次元ヒストグラムにも 0 p.e. 付近のイベントが見られる。これは CF₄ 検出器の検出領域 ($2 \times 2 \text{ cm}^2$) がプラスチックシンチレータの検出領域 ($10 \times 10 \text{ cm}^2$) よりも狭く、二つのプラスチックシンチレータを宇宙線 μ が通過しても検出領域内を通過していない場合があるためである。二次元分布の 0 p.e. 以上のイベントは、宇宙線 μ 粒子が検出領域内の上端と下端を通過したイベントに加えて、検出領域内の上端のみを通過するイベント、下端のみを通過するイベントが含まれるため、上下で大きく光量差がある事象が観測されていると考えられる。

この二つの二次元分布から、上下共に 50 p.e. 以上の光電子数を得た事象を μ 粒子が検出領域を通過した事象と

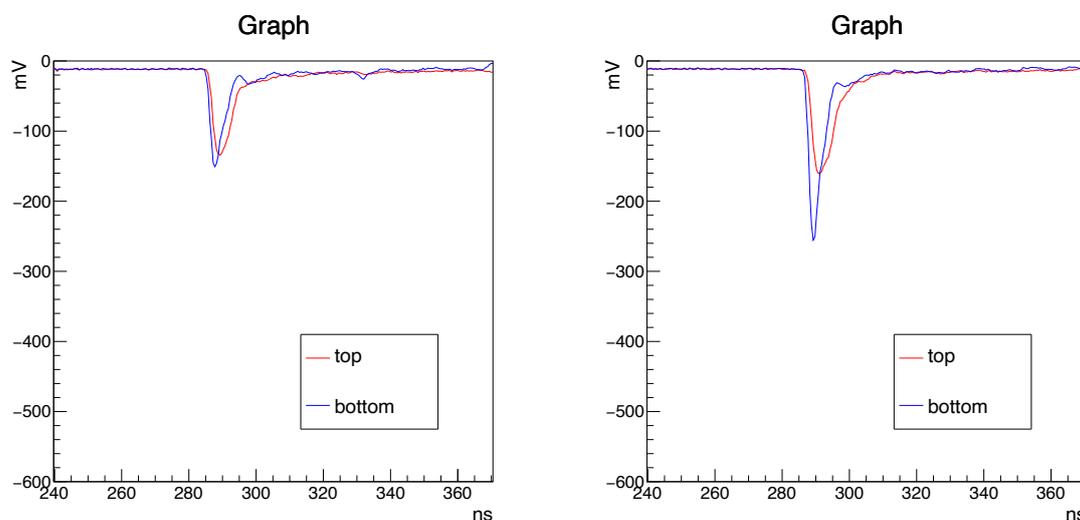


図 4.17: 宇宙線 μ 粒子が検出器内を通過した際に記録された上下で同時に信号が確認された波形の例。左図：真空状態での測定における波形、右図：液体 CF_4 が満たされた状態での測定における波形。

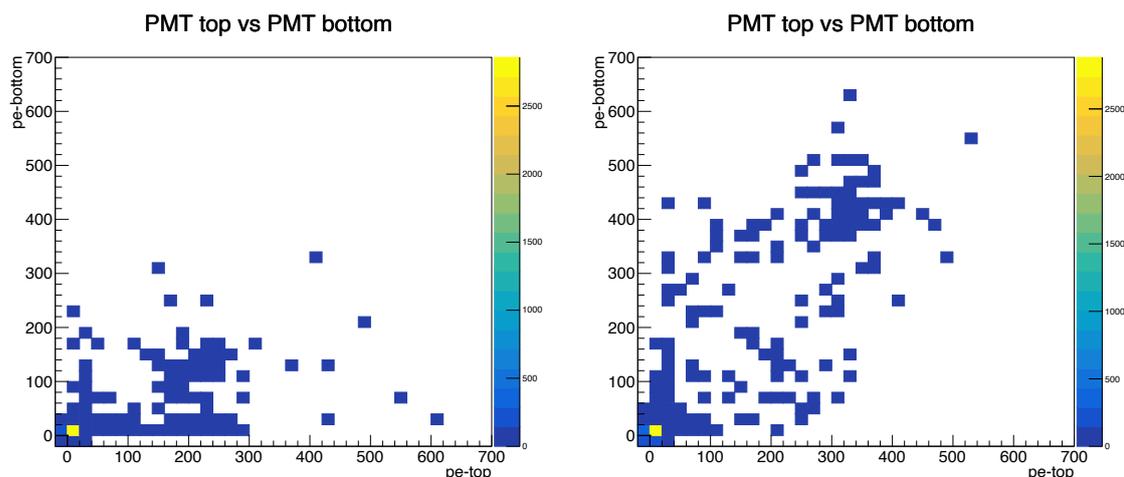


図 4.18: 上方の PMT と下方の PMT で検出された光電子数の二次元ヒストグラム。左図が真空状態、右図が液体 CF_4 が満たされた状態での測定結果。横軸が上方の PMT の光電子数、縦軸が下方の PMT の光電子数である。

して選択し、図 4.19 に真空状態での検出光電子数の一次元ヒストグラム、図 4.20 に液体 CF_4 が満たされた状態での検出光電子数の一次元ヒストグラムを示す。真空状態での発光ピークを正規分布でフィッティングした結果、上の PMT では 205 ± 7 p.e.、下の PMT では 128 ± 7 p.e. が発光のピークであった。液体状態での発光のピークは宇宙線 μ 粒子のエネルギー損失をよく再現するランダム分布でのフィッティングを行った。その結果、ランダム分布の最確値が、上の PMT では 312 ± 4 p.e.、下の PMT では 385 ± 5 p.e. となった。これらの結果から、真空状態での検出光電子数を差し引くことで、窓でのチェレンコフ光の成分を除いた液体 CF_4 での発光を求めた。液体 CF_4 での発光の検出光電子数は、上の PMT で 107 ± 8 p.e.、下の PMT で 257 ± 9 p.e. となった。この値は、シンチレーション光と液体 CF_4 中でのチェレンコフ光の和であると考えられる。 CF_4 を導入することで、 μ 粒子通過による事象に関して有意な光量の増加が実験的に観測された、ということの本節の結論として、詳細は 5.2 節で議論することとする。

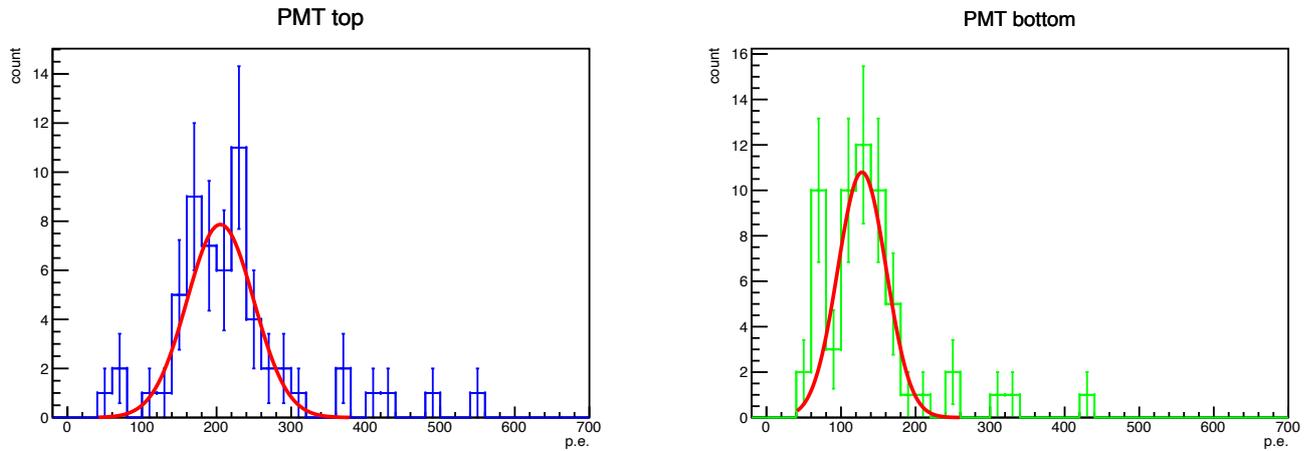


図 4.19: 真空状態での検出光電子数の一次元ヒストグラム。左図が上方の PMT の光電子数、右図が下方の PMT の光電子数を表す。

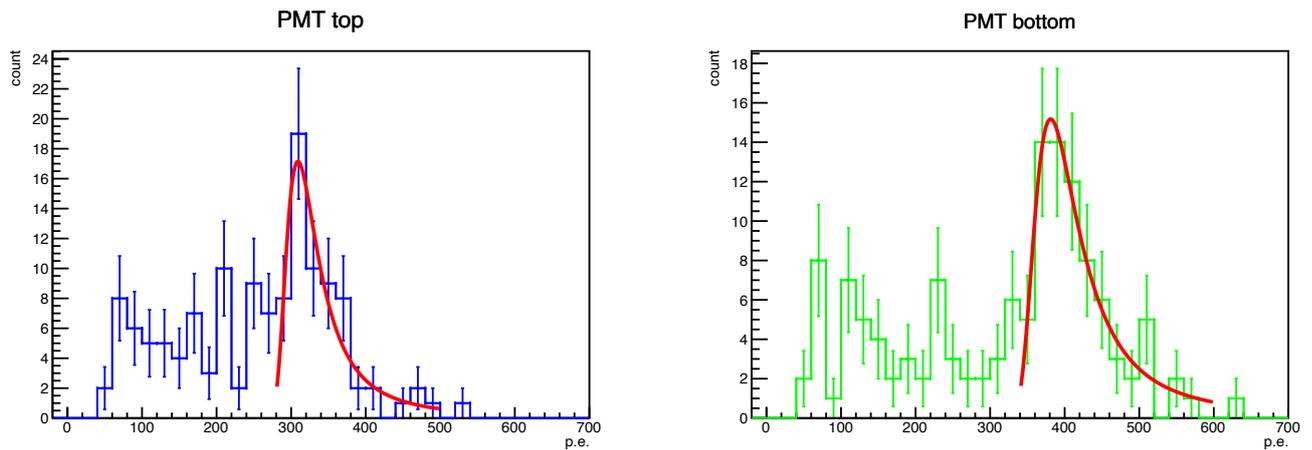


図 4.20: 液体 CF₄ での検出光電子数の一次元ヒストグラム。左図が上方の PMT の光電子数、右図が下方の PMT の光電子数を表す。

4.4.3 発光波形の減衰時定数

発光の減衰時間は発光機構によるため、チェレンコフ光とシンチレーション光の違い、シンチレーション光でも粒子依存が観測されることもある重要なパラメータである。光強度は時間とともに指数関数的に減少する。式 4.3 に光強度の時間経過を表す式を示す。

$$I(t) = I_0 \times e^{-t/\tau} \quad (4.3)$$

ここで $I(t)$ は、時間 t での光強度、 I_0 は $t = 0$ での光強度、 τ は減衰時定数である。 τ の値は発光機構によって値が異なる。以下では、宇宙線 μ 粒子の測定での発光波形の減衰時定数の評価を行った。上下の PMT 共に 50 p.e. 以上の光電子数を得た事象に対して、図 4.21 に示すように、電圧値のピークから e^{-1} 倍の電圧値になるまでの時間差 Δt を時定数として解析を行った。

真空状態と液体 CF₄ が満たされた状態での時定数の分布を図 4.22 に示す。3 ns 以上の時定数の平均を求める

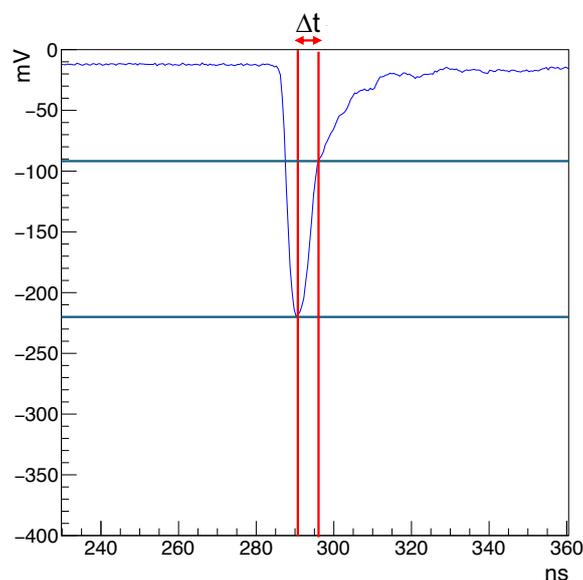
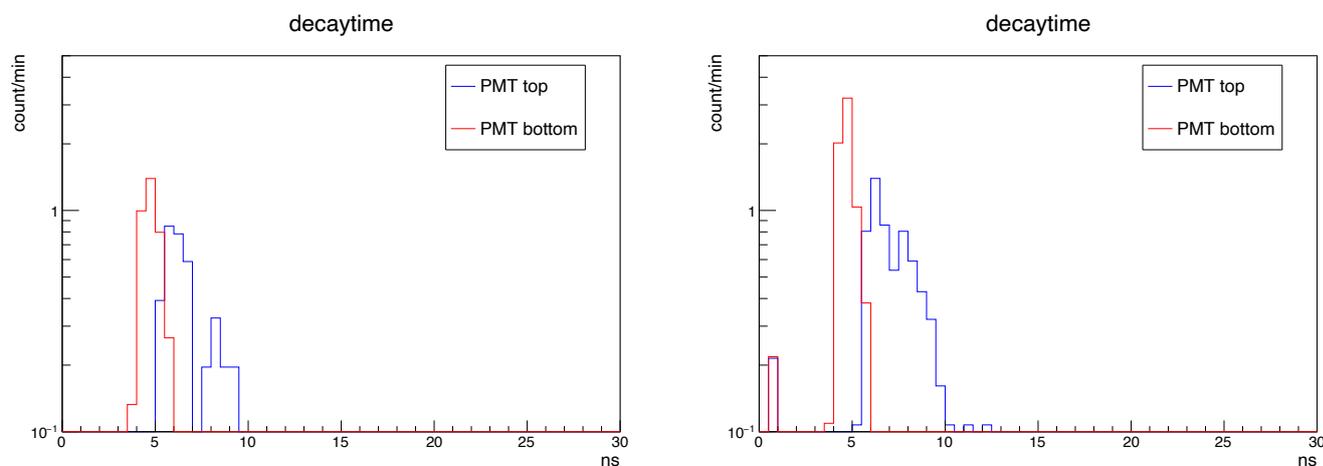


図 4.21: 発光波形と時定数の決定例

図 4.22: 真空状態 (左図) と液体 CF_4 が満たされた状態 (右図) の測定での時定数の分布。

と、真空状態では上の PMT で 7.1 ± 0.4 ns、下の PMT で 4.7 ± 0.4 ns であった。また液体 CF_4 での測定時は上の PMT で 8.0 ± 0.4 ns、下の PMT で 4.5 ± 0.4 ns であった。ここでの誤差は平均値の見積もりに対してつけられた誤差である。上下の PMT 間では時定数に違いが見られるが、真空と液体 CF_4 での違いは見られないため、時定数の違いは PMT の個体差および回路の特性によるものであると考えられる。真空状態で見えている時定数は PMT の石英ガラス窓とサファイアガラス製の光学窓によるチェレンコフ発光由来のものであると考えられる。一方で液体 CF_4 での測定時の時定数は、PMT の石英ガラス窓とサファイアガラス製の光学窓によるチェレンコフ発光と液体 CF_4 による発光由来のものが含まれている。液体 CF_4 による発光の時定数は、チェレンコフ光の時定数に比べ有意な差はなく、いずれも 10 ns 以内の速い時定数を持っていることが確かめられた。ただし、液体 CF_4 発光のチェレンコフ成分とシンチレーション成分の比率が不明なため、シンチレーション成分の時定数について言及することはできない。

4.5 ⁶⁰Co 線源を用いた発光測定

4.5.1 動機

4.4 節では、約 10 MeV のエネルギーに対して、CF₄ から 100 p.e. 程度の発光が得られることが分かった。液体 CF₄ での発光が確認されたという点では、大きな成果であるが、暗黒物質検出器として使用することを考えると 3桁ほど大きいエネルギーである。次の段階として、1 MeV 程度のエネルギーの検出を確認するために、⁶⁰Co からガンマ線を照射する測定を行った。⁶⁰Co からは、1.332 MeV と 1.173 MeV の γ 線が放出される。CF₄ との相互作用は、2.3 節で述べたように、コンプトン散乱が支配的である。2.3.1 節の式 2.5 より、1.333 MeV の γ 線は、最大で 1.12 MeV ($\theta = 180^\circ$ のコンプトンエッジ) のエネルギーを電子に与えることがわかる。1.12 MeV のエネルギーを持った電子の液体 CF₄ (1.602 g/cm³) 内での飛程は約 4.5 mm であるため [74]、電子は検出領域内でエネルギーを全て落とす。これは宇宙線 μ 粒子が検出器に落とすエネルギーの 1/10 程度で、⁶⁰Co が電子に最大エネルギーを与える時、宇宙線 μ 粒子による発光の 1/10 程度の光が検出されることが予想される。

4.5.2 測定

図 4.23 に ⁶⁰Co 線源測定に用いたデータ取得システムの概略図を示す。本測定は、3.1.7 節で述べたマルチセルフトリガーを用い、トリガー閾値は -35 mV (約 3 p.e. に相当) に設定した。液体 CF₄ を満たした状態で真空チェンバーの上に ⁶⁰Co 線源を置いた時 (ON) と置いていない時 (OFF) の比較を行った。上下の PMT のゲインはそれぞれ、 3.1×10^6 (750 V)、 3.3×10^6 (850 V) で測定を行い、測定中の検出器温度は宇宙線 μ 粒子の発光測定と同様の範囲に保たれた。

表 4.5 に ⁶⁰Co 線源の ON と OFF での測定時間と総トリガー数を示す。

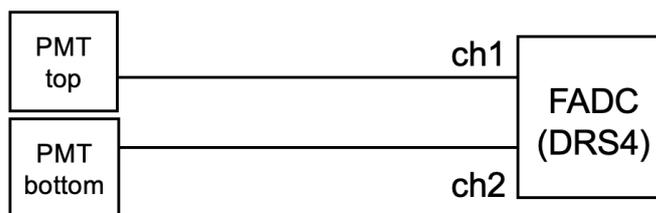


図 4.23: ⁶⁰Co での発光測定でのデータ取得システムの概略図

表 4.5: ⁶⁰Co 線源の ON と OFF での測定時間と総トリガー数

| | 測定時間 | 総トリガー数 |
|----------------------|--------|--------|
| ⁶⁰ Co ON | 1316 秒 | 40000 |
| ⁶⁰ Co OFF | 2320 秒 | 19845 |

表 4.5 より、OFF に対して ON の測定で約 22.0 ± 0.2 Hz の ⁶⁰Co 線源由来のカウントレートの上昇が確認された。光電子数分布の比較のために、宇宙線 μ 粒子の発光測定と同様の手法で光電子数の算出を行った。図 4.24 に、

測定時間で規格化した ON と OFF の上下の PMT の検出光電子数の二次元ヒストグラムを示す。また、図 4.25 に ON から OFF を引いて得られた上下の PMT の光電子数の二次元ヒストグラムを示す。

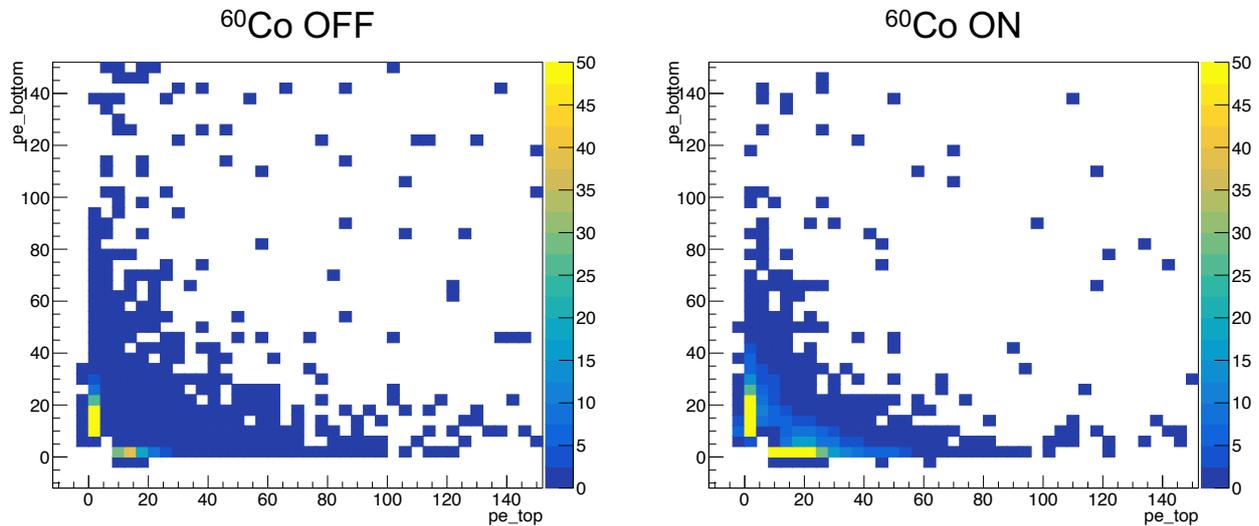


図 4.24: 上下の PMT で検出された光電子数の二次元ヒストグラム。横軸は上の PMT での光電子数、縦軸は下の PMT での光電子数である。左図が OFF、右図が ON での測定である。測定時間で規格化してある。

図 4.24、4.25 より、40 p.e. 以下で上下同時に観測される事象の計数率の上昇が確認された。これにより ^{60}Co の γ 線由来の発光を観測できていると言える。また、上下の検出光量の比 ($N_{\text{bottom}}/N_{\text{top}}$) が $0.4 \leq N_{\text{bottom}}/N_{\text{top}} \leq 2.5$ の範囲内にある同時計測事象に関して、上下の PMT の検出光電子数の一次元ヒストグラムを図 4.26 に示す。ここで、測定時間で規格化した ON のデータから OFF のデータを差し引いている。図 4.26 の右には、上下の PMT の合計光量を一次元ヒストグラムとして示す。

図 4.26 の左図より上下の PMT それぞれについて 10 p.e. から 40 p.e. 付近で大きなレート上昇が見られ、これ以上のところでは急激にレート上昇が小さくなり連続成分が見られないことから、10 p.e. から 40 p.e. はコンプトンエッジ付近の 1 MeV 程度のエネルギー由来の事象であることが考えられる。合計光量に関しては、50 p.e. 程度のところにエッジが確認される。よって、宇宙線 μ 粒子による発光にの 1/10 程度の光が観測されたことが確認された。この結果に対する考察は 5.3 節で行う。

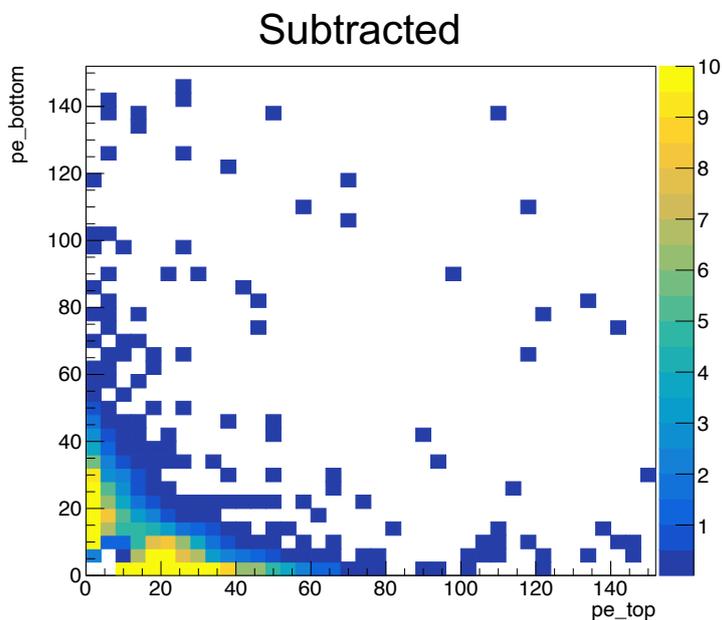


図 4.25: 測定時間で規格化して、ON から OFF を引いた上下の PMT での検出光電子数の二次元ヒストグラム。横軸は上の PMT での光電子数、縦軸は下の PMT での光電子数である。2次元分布の白の領域はレートが統計誤差の範囲内で一致、もしくはレートが減少している部分である。

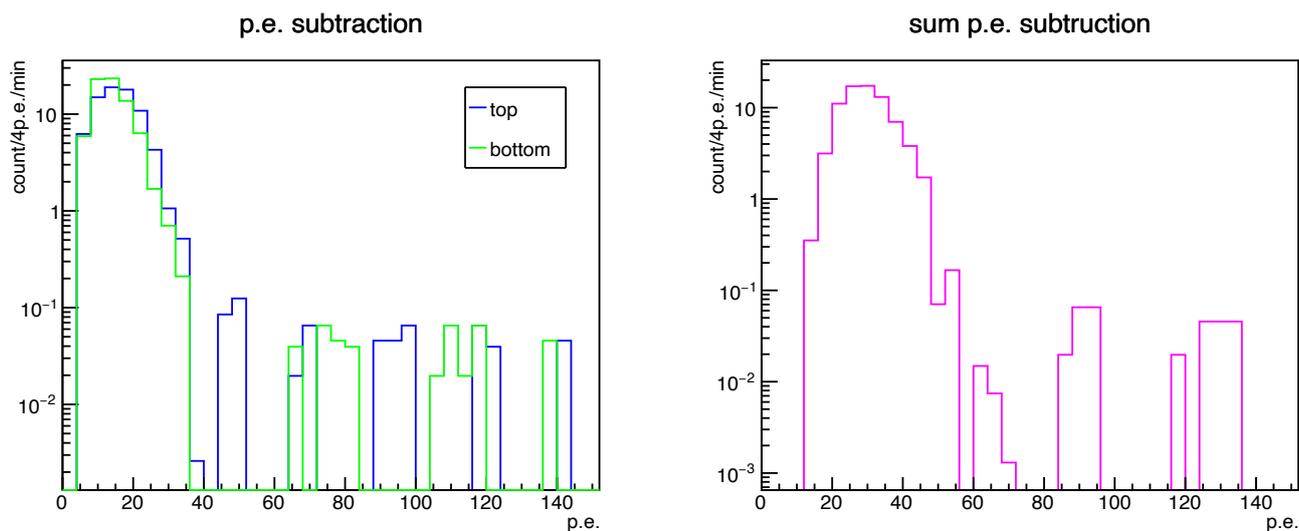


図 4.26: 測定時間で規格化して、ON から OFF を差し引いた検出光電子数の一次元ヒストグラム。左図が上下の PMT での検出光電子数 (青: 上の PMT、緑: 下の PMT)、右図が上下 PMT での検出光電子数の和を表す。 $0.4 \leq N_{\text{bottom}}/N_{\text{top}} \leq 2.5$ のイベントを取得している。

第5章

議論と展望

5.1 液体 CF₄ 中の光の伝播

4.3 節に述べた LED 光の入射実験より、液体 CF₄ の存在によって 1 p.e. 以上の光子の計数率が増加するという結果が得られた。この結果から、真空状態に比べ液体 CF₄ が満たされた状態では、PMT の受光面に到達している光子数が増加していることが考えられる。到達光子数の増加が起こるのは、検出領域内で光の吸収が少なく、光の屈折や反射、散乱の状態が変化したことが一つの理由として考えられる。計数率が増加の原因について、光学的な考察を行った。

本測定では、ファイバーの先端を剥き出しにして LED 光を検出領域内に照射していた。そのため、ファイバーの先端が真空に触れている時と液体 CF₄ に触れている時でファイバーからの光の照射光量が増加する可能性がある。一般に屈折率の違う媒質同士が接触する境界面に入射したとき、光の一部が反射するフレネル反射が起きることが知られている。光が境界面に対して垂直に入射する場合のフレネル反射の反射率 R は、

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (5.1)$$

で表される。ここで、 n_1 、 n_2 は媒質の屈折率である。本研究で用いた光ファイバーは、石英素材が使われている。石英の屈折率は 458 nm に対して 1.47 である。また、真空の屈折率は 1 であり、液体 CF₄ の屈折率は 2 章より 1.28 として、ファイバーと真空、液体 CF₄ の境界面での反射率を計算すると、真空時 3.6 %、液体 CF₄ の時 0.5 % と算出される。また角度を持って入射する場合のフレネル反射による反射率は

$$R_s = \left| \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \right|^2 \quad (5.2)$$

$$R_p = \left| \frac{n_1 \cos \theta_t - n_2 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_t + n_2 \cos \theta_i} \right|^2$$

で表される。ここで R_s は s 偏光による反射率、 R_p は p 偏光による反射率、 θ_i は入射角、 θ_t は屈折角である。非偏光光が境界面で 20 度の入射角を持っている時、反射率は真空時 3.8 %、液体 CF₄ の時 0.5 % と算出される。これらより、光ファイバーと媒質の境界面が変わることにより反射率が変化し、真空に比べ液体 CF₄ では反射率が下がることが確認された。しかし、2 倍の計数率の差を引き起こすほどの原因となることは考えられない。

その他の原因としては、PTFE での反射率が真空と液体 CF₄ の境界面で変化する可能性や、液体 CF₄ の散乱長が短く、散乱の影響が強く見られている可能性が考えられる。計数率の増加の割合に波長依存が見られることは、結果の理解の手掛かりになると考えている。一方で、散乱せずに PMT に直接入射するような検出器構成で試験を行うことも重要である。光の伝播は液体 CF₄ の光の透過率や自己吸収に大きく関わるので、原因究明は今後の重要な課題である。

5.2 宇宙線 μ 粒子による発光の理解

宇宙線 μ 粒子による発光に関する理解を進めるために、GEANT4 のモンテカルロシミュレーション [72] を用いたシミュレーションを行った。本節で論じるシミュレーションに関しては、エネルギー損失に関しては定量的な議論が可能だが、光学シミュレーションについてはパラメータの数値などの検討が不完全であるため、結果は傾向を確認するにとどめ、光量の絶対値の実データとの比較は行わないこととする。

5.2.1 シミュレーション諸元

μ 粒子が上方のプラスチックシンチレータを通過し、さらに検出領域内 ($20 \times 20 \times 42 \text{ mm}^2$) を通過した際に、PMT の石英ガラス窓やサファイアガラス製の光学窓で発生するチェレンコフ光、液体 CF_4 で発生するチェレンコフ光について計算を行った。図 5.1 は検出器の幾何学的構造をシミュレーションで再現したものである。宇宙線 μ 粒子の飛来方向を赤矢印で表している。

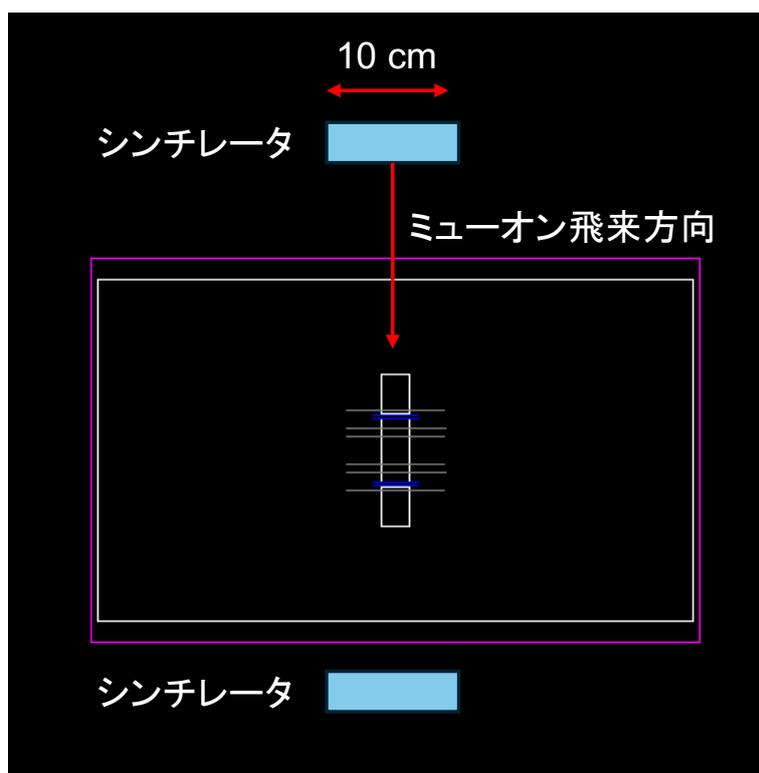


図 5.1: GEANT4 によるシミュレーションの様子。外側に真空チェンバー、その中に検出器を配置している。赤の矢印はミューオンの飛来方向を表している。

宇宙線 μ 粒子のエネルギーを 1 GeV と仮定し、上方のプラスチックシンチレータの高さ (42 cm) から $10 \times 10 \text{ cm}^2$ のランダムな位置で検出器の方向に $\cos^2 \theta$ の天頂角分布を持って宇宙線 μ 粒子を発生させた。プラスチックシンチレータと検出器の位置関係から、宇宙線 μ 粒子が検出領域内を通過するとき、必ず下方のプラスチックシンチレータを通過するため、検出器内を通過した全イベントを有意な事象とした。

光学シミュレーションのために、光の屈折・反射の物理を記述する UNIFIELD モデルを使用した。UNIFIELD モデルでは、完全鏡面反射の Specular Spike 反射、鏡面方向へある角度分布を持つ Specular Lobe 反射、完全後方に

反射する Back Scattering、境界面の法線方向に対して $\cos \theta$ 分布の乱反射である Lambertian 反射が考慮される。また、チェレンコフ光の発光波長領域を 180 から 600 nm (2.36 eV から 7.89 eV) とした。その他、波長ごとに設定したパラメータを表 5.1、5.2、5.3 に示す。

表 5.1: 境界面の反射率

| | 2.36 eV | 4.61 eV | 7.89 eV |
|------------|---------|---------|---------|
| SUS304[73] | 0.6 | 0.55 | 0.5 |
| PTFE[69] | 0.9 | 0.9 | 0.9 |

表 5.2: 屈折率

| | 2.36eV | 4.61eV | 7.89eV |
|--|--------|--------|--------|
| 石英ガラス [61] | 1.46 | 1.49 | 1.58 |
| サファイアガラス [64] | 1.77 | 1.80 | 1.93 |
| 真空 | 1.0 | 1.0 | 1.0 |
| CF ₄ (1.602 g/cm ³) | 1.2 | 1.28 | 1.3 |

表 5.3: 吸収長

| | 2.36 eV | 4.61 eV | 7.89 eV |
|--|---------|---------|---------|
| 石英ガラス | 100 m | 100 m | 10 cm |
| サファイアガラス | 100 m | 100 m | 10 cm |
| 真空 | 2000 m | 2000 m | 2000 m |
| CF ₄ (1.602 g/cm ³) | 10 m | 50 cm | 10 cm |

真空と石英ガラスとサファイアガラスの吸収長、液体 CF₄(1.602 g/cm³ の密度の CF₄ として設定) のパラメータは表の値と仮定して設定した。また、PTFE の反射特性より境界面での拡散を考慮した。光子数の検出面は受光面のある、PMT の石英ガラス窓と PMT の境界面とした。

5.2.2 真空状態でのシミュレーション

4.4 節に述べた真空状態での宇宙線 μ 粒子の測定では下の PMT に対する上の PMT の検出光電子数が $60 \pm 8\%$ 大きいという結果が得られた。これについてシミュレーションを用いて議論を行う。シミュレーションにより、宇宙線 μ 粒子が上下の PMT の石英ガラス窓とサファイアガラス製の光学窓を通過した際に発生したチェレンコフ光による光子が、設定した検出面に届く数を見積もり、上下の光量を評価した。この時、検出領域 ($20 \times 20 \times 42 \text{ mm}^3$) は真空に設定した。

図 5.2 に 5×10^5 事象の宇宙線 μ 粒子を照射した時の上下の PMT の検出光子数の 1 次元ヒストグラムを示す。また図 5.3 に上下の検出光子数の二次元ヒストグラムを示す。上下のどちらの PMT にも二つのピークが確認され

た。またこれらの二つのピークは図 5.3 より同時に観測された事象であることが確認された。また、上の窓のみ、または下の窓のみでシミュレーションを行っても同様に二つのピークが見られたため、宇宙線ミュオンが上下のガラス窓を通過した際の事象であることがわかる。この 2 つのピークの起源は、PMT の石英ガラス窓とサファイアガラス製の光学窓によるものであると考えられるが、特定には至らなかった。これらのピークを二つの正規分布を足し合わせた関数でフィッティングを行い、光量の大きいピークで上下の光量の差を求めると、下に対して上の光電子数は、 $7 \pm 1\%$ 小さいという結果であった。これは、真空状態での測定で得られた下に対する上の光電子数が $60 \pm 8\%$ 大きいという結果を再現しなかった。直感的には、サファイアガラスと石英ガラスの屈折率の違いから説明が見つく可能性があると考えたが、シミュレーションによる解決には至らなかった。原因究明は今後の課題である。

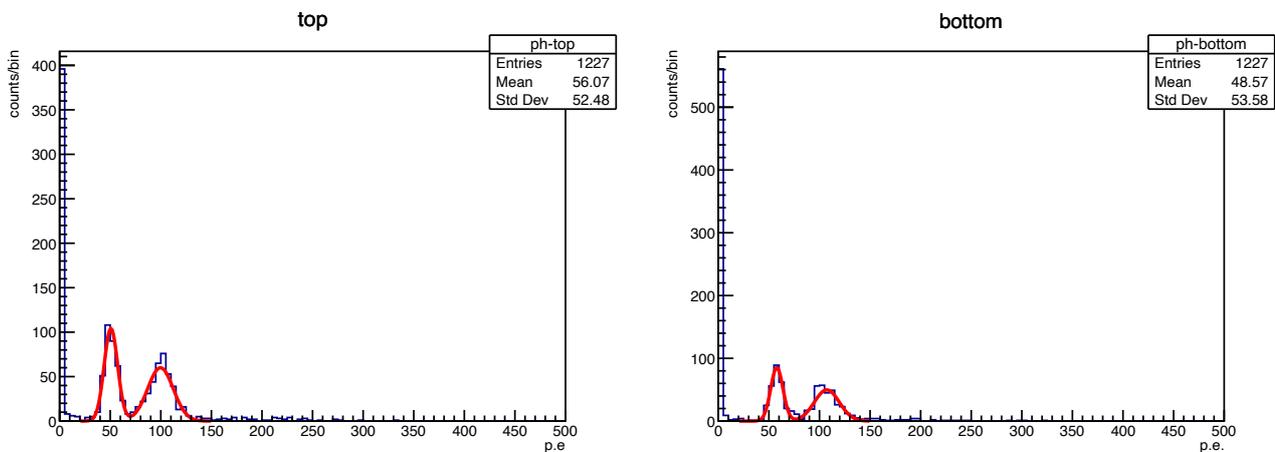


図 5.2: シミュレーションで得られた、真空状態の上下の PMT の受光面での検出光電子数の一次元ヒストグラム。左図が上の PMT、右図が下の PMT での光電子数である。量子効率 25% を考慮している。

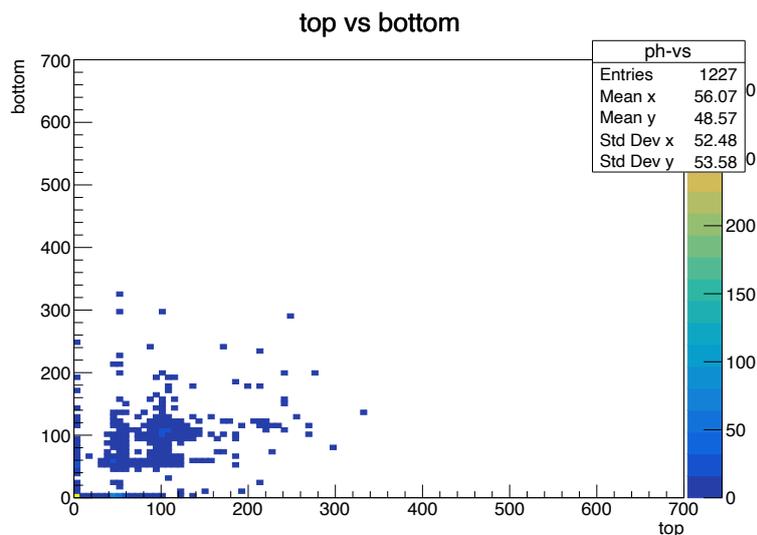


図 5.3: シミュレーションで得られた、真空状態の上下の PMT の受光面での検出光電子数の二次元ヒストグラム。横軸が上の PMT、縦軸が下の PMT での光電子数である。量子効率 25% を考慮している。

5.2.3 液体 CF_4 が満たされた状態でのシミュレーション

液体 CF_4 が満たされた状態での宇宙線 μ 粒子の測定では、液体 CF_4 由来の発光として、上の PMT で 107 ± 8 p.e.、下の PMT で 257 ± 9 p.e. が得られた。上に対して下の光量が $140 \pm 20\%$ 大きい。この結果について、シミュレーションを用いて議論を行う。シンチレーション光は考慮せず、PMT の石英ガラス窓とサファイアガラス製の光学窓のチェレンコフ光と、液体 CF_4 のチェレンコフ発光のみを考慮した。検出領域は液体 CF_4 に設定した。図 5.4 に 5×10^5 事象の宇宙線 μ 粒子を照射した時の上下の PMT での検出光電子数の一次元ヒストグラムを示す。また、図 5.5 に上下の PMT での検出光電子数の 2 次元ヒストグラムを示す。上下の PMT でピークが確認された。これらのピークを、正規分布でフィッティングを行って最確値を求め、その値から前節の真空状態でのシミュレーションでのフィッティングをして得られたピーク値を引いた結果、上の PMT で約 200 p.e.、下の PMT で約 500 p.e. の光量上昇があり、上の PMT に対して下 PMT の検出光量が約 150% 大きいという結果が得られた。この光量差はチェレンコフ光の異方性によるものであると考えられる。この結果から、光量の絶対値を無視すると、上下ともに光量増加があり、上に対して下の光量が多いという実データの傾向との一致が見られる。4.4.2 節で得られた液体 CF_4 由来の発光を観測したという結果と矛盾しない。また、シミュレーションによってチェレンコフ光のみでも上下の PMT で光量上昇があることが確認されたため、液体 CF_4 のシンチレーション光は上の光量上昇の値 (107 ± 8 p.e.) よりも小さな光量で検出されていることが考えられる。シンチレーション光の寄与の割合の評価に関しては、パラメーターの数値に不定性があり、光量の絶対値を用いてシミュレーションと実データとの比較を行っていないため未検討項目である。シンチレーション光の正確な光量評価は今後の課題である。

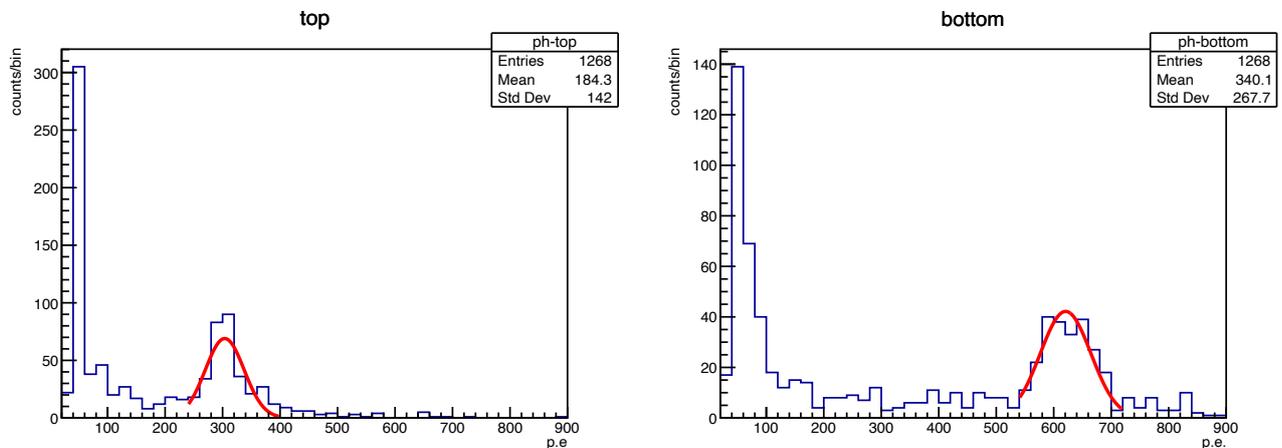


図 5.4: シミュレーションによって得られた、液体 CF_4 が満たされた状態の上下の PMT での検出光電子数の一次元ヒストグラム。左図が上の PMT、右図が下の PMT での検出光電子数である。量子効率 25% を考慮している。

5.3 ^{60}Co の γ 線による発光の理解

液体 CF_4 が満たされた状態で ^{60}Co 由来の同時計測事象の計数率上昇が確認され、さらに宇宙線 μ 粒子による発光に比べて $1/10$ 程度の光量が検出されていることが確認された。この同時計測事象へのチェレンコフ光の寄与の可能性を、シミュレーションを用いて議論を行う。2.3 節より、屈折率が 1 より大きい媒質中でチェレンコフ光が放射される条件は $\beta > 1/n$ である。ここで、 $\beta = v/c$ (v は荷電粒子の速度、 c は光速)、 n は媒質の屈折率である。条件から荷電粒子がチェレンコフ光を放射するためのエネルギー閾値を求めることができる。 ^{60}Co からの γ 線が媒

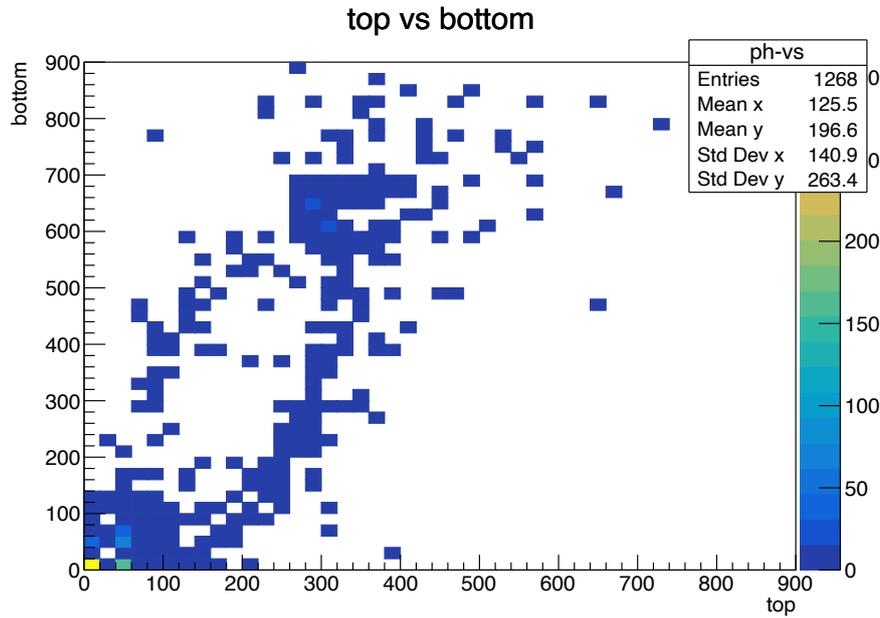


図 5.5: シミュレーションによって得られた、液体 CF_4 が満たされた状態の上下の PMT での検出光電子数の二次元ヒストグラム。横軸が上の PMT、縦軸が下の PMT での検出光電子数である。量子効率 25 % を考慮している。

質中で電子とコンプトン散乱を起こし、散乱された電子がチェレンコフ光を放射するためのエネルギー閾値を求める。媒質の屈折率が 1.28 であるとする、 $\beta_{th} = 1/n$ として、この時のローレンツ因子 γ は

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{th}^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - 1/1.28^2}} \sim 1.60 \quad (5.3)$$

となる。電子の静止質量は $m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV}$ であるので、 $\beta_{th} = 1/n$ の時の電子の運動エネルギー K は

$$K = (\gamma - 1)m_e c^2 \sim 0.31 \text{ MeV} \quad (5.4)$$

となる。よって、屈折率が 1.28 の媒質中での電子がチェレンコフ光を放射するためのエネルギー閾値は、約 0.31 MeV であることがわかる。ここで、検出領域内に ^{60}Co からの γ 線 (1.173 MeV, 1.333 MeV) が入射した時、液体 CF_4 でのエネルギー損失をシミュレーションにより見積もった。図 5.6 に 2×10^6 事象の γ 線 (1.173 MeV, 1.333 MeV) を真空チェンバーの上 (検出器中心から高さ 15 cm の位置) から照射した時の検出領域内でのエネルギー損失の 1 次元ヒストグラムを示す。図 5.6 より 1 MeV 程度に上端を持つ、コンプトン散乱の連続スペクトルが期待されることが確認された。よって、検出領域内で、液体 CF_4 でチェレンコフ発光を放射する可能性が十分にある。また、PMT の石英ガラス窓やサファイアガラス製の光学窓の屈折率は 1.28 より大きく、エネルギー閾値は 0.31 MeV より低いため PMT の石英ガラス窓やサファイアガラス製の光学窓内でもチェレンコフ光を放射する。

前節と同様にシンチレーション光は考慮せず、PMT の石英ガラス窓とサファイアガラス製の光学窓のチェレンコフ光と、屈折率を前節の表 2.1 の数値で仮定した時の液体 CF_4 のチェレンコフ発光の評価を行った。検出領域は液体 CF_4 に設定した。 2×10^6 事象の γ 線 (1.173 MeV, 1.333 MeV) を真空チェンバーの上 (検出器中心から高さ 15 cm の位置) から照射した。図 5.7 に上下の PMT での検出光子数の 2 次元ヒストグラムを示す。図 5.7 より、チェレンコフ光のみでも上下のコインシデンス事象が確認された。宇宙線 μ によるチェレンコフ光より小さい光量で検出されているのは、宇宙線 μ は検出領域内を通過している間でチェレンコフ光を出し続けることができる一方で、4.5 節で述べたように、例えば 1 MeV のエネルギーを持った電子は液体 CF_4 (1.602 g/cm³) 内で約 4 mm の飛

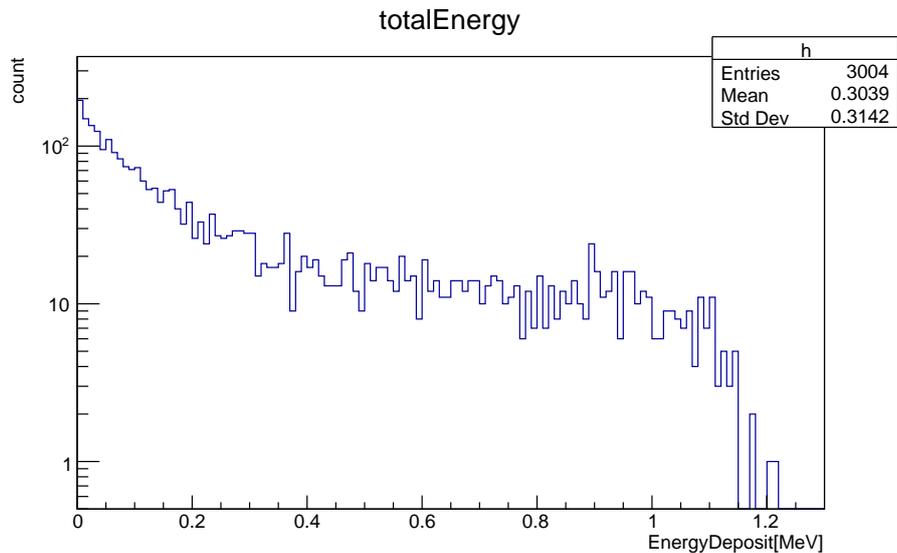


図 5.6: シミュレーションによって得られた。⁶⁰Co の γ 線による液体 CF₄ が満たされた検出領域内でのエネルギー損失の一次元ヒストグラム。

程と短く [74]、さらにチェレンコフ光を放射するためのエネルギー閾値を超えているのは、約 1.2 mm の距離だけであるためと考えられる。図 5.8 に上下の PMT での検出光量の比 ($N_{\text{bottom}}/N_{\text{top}}$) が $0.4 \leq N_{\text{bottom}}/N_{\text{top}} \leq 2.5$ の範囲内にあるコインシデンス事象を選別して得られた上下の PMT での検出光量の一次元ヒストグラムを示す。図 5.8 より、チェレンコフ光のみで連続成分が確認された。また、宇宙線 μ 粒子のシミュレーションで見積もられた液体 CF₄ 由来の検出光量に比べ、1/20 から 1/10 程度の光量が見えていることが確認された。従って、4.5 節の測定で得られた図 4.26 の同時計測事象の連続成分には、チェレンコフ光の寄与の可能性があることが確認された。シンチレーション光とチェレンコフ光の比率に関しては現状では言及することはできない。

5.4 液体 CF₄ のシンチレーション光量

5.2.3 節の議論より、約 10 MeV の宇宙線 μ 事象での液体 CF₄ のシンチレーション発光は、 107 ± 8 p.e. 以下であると考えられる。この値の 50% 程度がシンチレーション発光であると仮定した時の、液体 CF₄ のシンチレーション生成光量を見積もった。観測された光量からシンチレーション生成光量を算出する方法は以下の式で表すことができる。

$$N_{\text{ori}} = N_{\text{obs}} / \epsilon_{\text{QE}} / \Omega_r / T \quad (5.5)$$

ここで、 N_{ori} は生成光量、 N_{obs} は観測光量、 ϵ_{QE} は PMT の量子効率、 Ω_r は検出器中心からの PMT の受光面の立体角比、 T はガラス窓での透過率である。量子効率を $\epsilon_{\text{QE}} = 0.25$ と仮定する。また、PMT の受光面と検出器の中心の距離は 25 mm 程度離れており、受光面は $20.5 \times 20.5 \text{ mm}^2$ あるので立体角比を $\Omega_r = 0.205^2 / (4 \times \pi \times 0.25^2) = 0.05$ とした。ガラス窓は検出器に取り付けられたサファイアガラスの光学窓と PMT の合成石英のガラスの 2 つある。検出器に取り付けられたサファイアガラスの光学窓は厚みが 2.5 mm あり、2.5 mm の厚さに対して 180 ~ 700 nm の波長領域で平均 93% の透過率を持っている。また、PMT の合成石英のガラス窓は厚みが 1.2 mm あり、1.2 mm の厚さに対して 180 ~ 700 nm の波長領域で平均でほぼ 100% の透過率をもつため減衰は考慮しない。また、宇宙線 μ 粒子による検出領域内の液体 CF₄ でのエネルギー損失をシミュレーションにより見積もりを行った。宇宙線 μ 粒子の発生位置や方向は 5.2 節と同様である。図 5.9 に 5×10^5 事象の 1 GeV の宇宙線 μ 粒子を照射した時の、

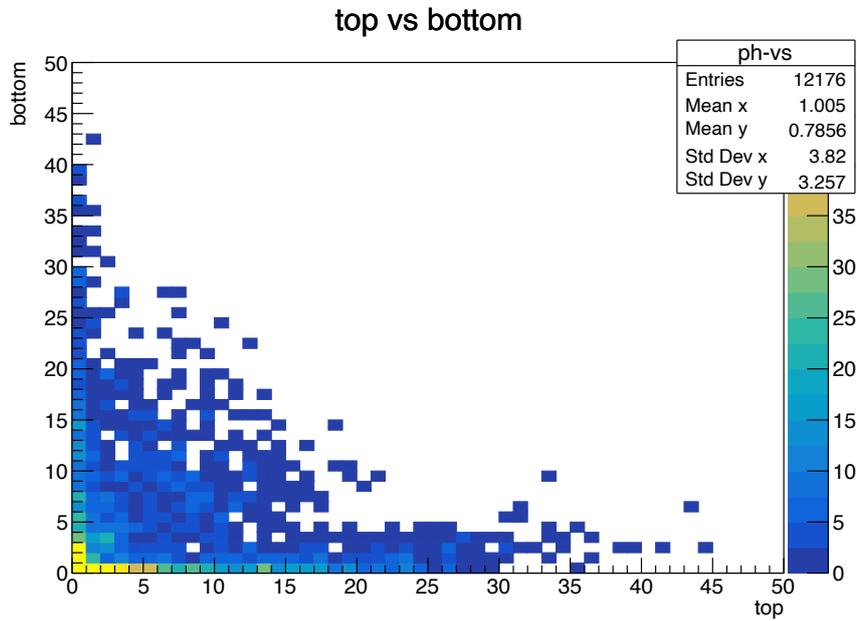


図 5.7: シミュレーションによって得られた、液体 CF_4 が満たされた状態の上下の PMT での検出光電子数の二次元ヒストグラム。横軸が上の PMT、縦軸が下の PMT での検出光電子数である。量子効率 25 % を考慮している。

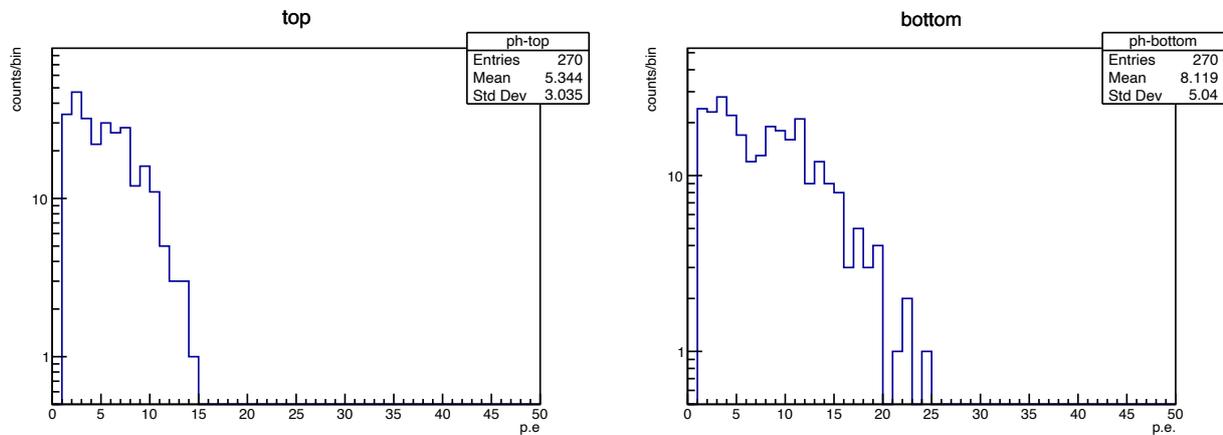


図 5.8: 液体 CF_4 が満たされた状態の上下の PMT での検出光電子数の一次元ヒストグラム。左図が上の PMT、右図が下の PMT での光電子数である。量子効率 25 % を考慮している。

検出領域内の液体 CF_4 でのエネルギー損失の 1 次元ヒストグラムを示す。図 5.9 のエネルギー分布を、宇宙線 μ 粒子のエネルギー損失をよく再現するランダム分布でフィットを行った結果、最確値は 10 MeV であった。よって、仮定のもとで検出されたシンチレーション光量は、6 p.e./MeV 程度となる。シンチレーション光量が 6 p.e./MeV とした時の生成光量を見積もった結果、液体 CF_4 のシンチレーション生成光量は 520 photon/MeV 程度と見積られ、1 立体角あたりでは 40 photon/MeV · sr 程度と見積もられた。暗黒物質探索でよく用いられる液体キセノンの発光量は、46000 photon/MeV である [75]。これと比較すると、液体キセノンの 1 % 程度の発光量と計算される。

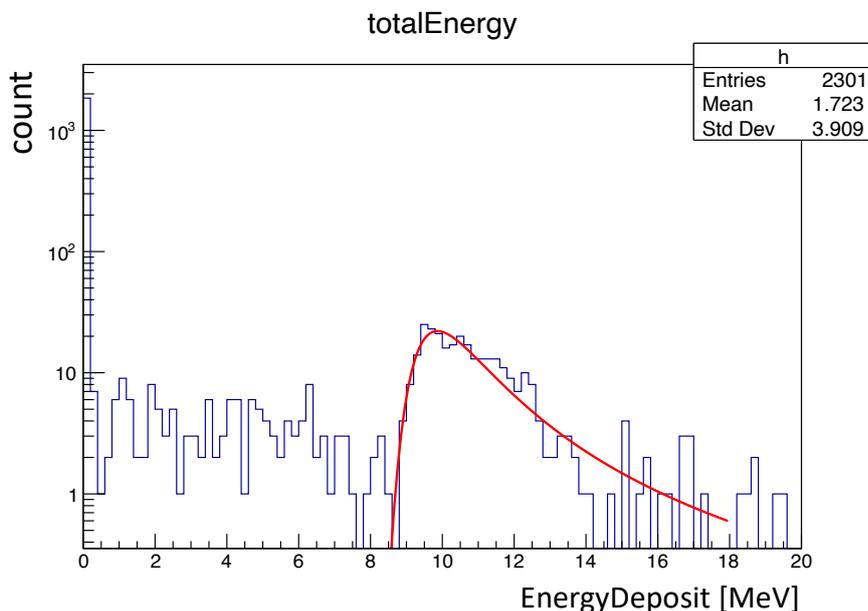


図 5.9: 1 GeV の宇宙線 μ 粒子による検出領域内の液体 CF_4 でのエネルギー損失の一次元ヒストグラム

5.5 展望

本研究で行った宇宙線 μ 粒子や γ 線照射の測定では、いずれともチェレンコフ光が発生する条件での測定であったため、本来の目的であるシンチレーション光の定量評価には至らなかった。そのため、チェレンコフ光の影響を受けない条件下での発光測定を行うことが重要となる。現在のセットアップからさらなる改良が必要であると考えられる。例として、光学窓を取り付けず PMT を直接液体 CF_4 内に設置することや、チェレンコフ光の異方性の影響を受けないように検出器を横に向け PMT を水平方向に取り付けること、もしくは、チェレンコフ光を出さない線源であるアルファ線や ^{252}Cf 線源から放出される中性子、低エネルギーの γ 線を用いた発光測定を行うことが考えられる。なお、本研究で使用を目指すアルファ線源の製作について、付録に記載する。PMT を液体 CF_4 に取り付ける場合、PMT から発生する熱によって検出器が十分に冷却されず液体 CF_4 状態を安定して作り出せない可能性がある。この対策として、PMT の代替の光検出器として MPPC[76] を用いるといったことが考えられる。また、現在のセットアップでは低光量のシンチレーションが観測されていると考えられる。液体 CF_4 を暗黒物質探索に用いるためには keV オーダーのエネルギー損失に対応する光量を検出できる性能が必要なため (1.4.3 節参照)、液体 CF_4 のシンチレーション光をより効率よく検出ができる検出器の改良も必要であると考えられる。現在使用している PMT は UV に感度があるものであり、可視光領域の感度が低い。一方で、 CF_4 ガスは可視光領域でも発光することが知られているため (2.2 節参照)、液体 CF_4 のシンチレーション発光波長領域が主に可視光領域にある可能性がある。そのため、可視光領域に主に感度のある光検出器を使用することが対策として考えられる。

発光測定に伴って、液体 CF_4 の光の自己吸収の測定を行うことは重要である。大型検出器として液体 CF_4 を使用する場合、発光を効率よく検出するには、検出器内で光の自己吸収が少ないことが理想である。1.8 節でも述べた通り、現在まで液体 CF_4 の自己吸収測定は行われていない。そこで、この測定を行うことを目的として、現在新たな検出器の開発を行っている。図 5.11 に開発中の検出器の外観図と断面図を示す。現在使用している検出器の検出領域より約 14 cm 長い設計となっている。LED 光を検出器の 3 つの高さから入射できるようにしており、この検

出器で最大約 10 cm の長さでの自己吸収測定を行うことができると期待される。この際、反射せずに PMT に入射できるようにファイバーを設置することは重要である。将来的に、約 40 cm の長さでの自己吸収測定を行うことを計画している。真空チェンバーは約 75 cm の高さを持ったものを開発した。準備ができ次第、測定を行っていく計画である。

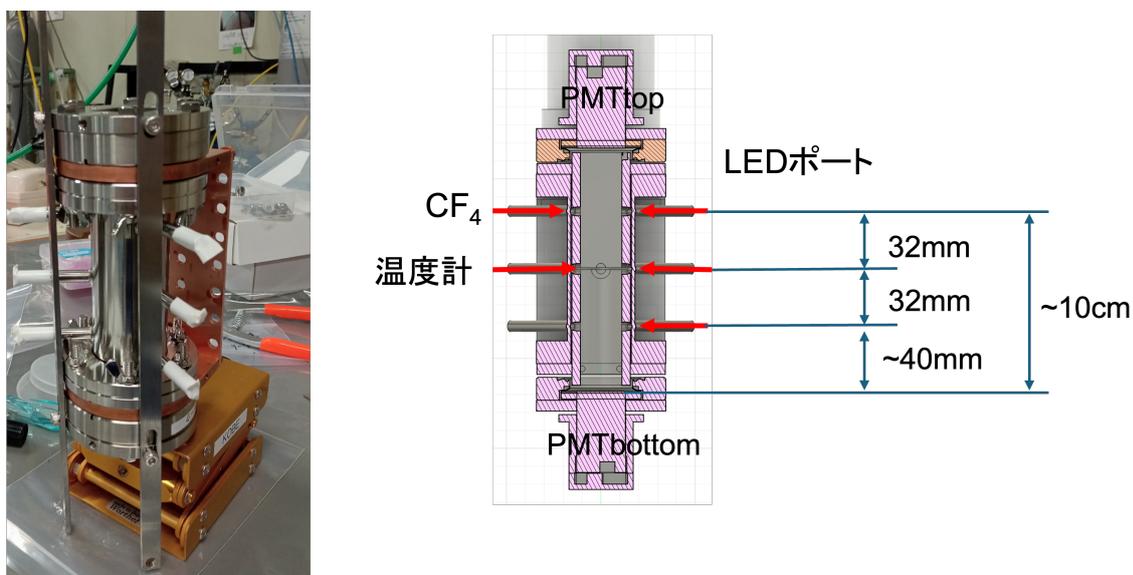


図 5.10: 左図：現在開発中の検出器の外観図、右図：検出器の断面図

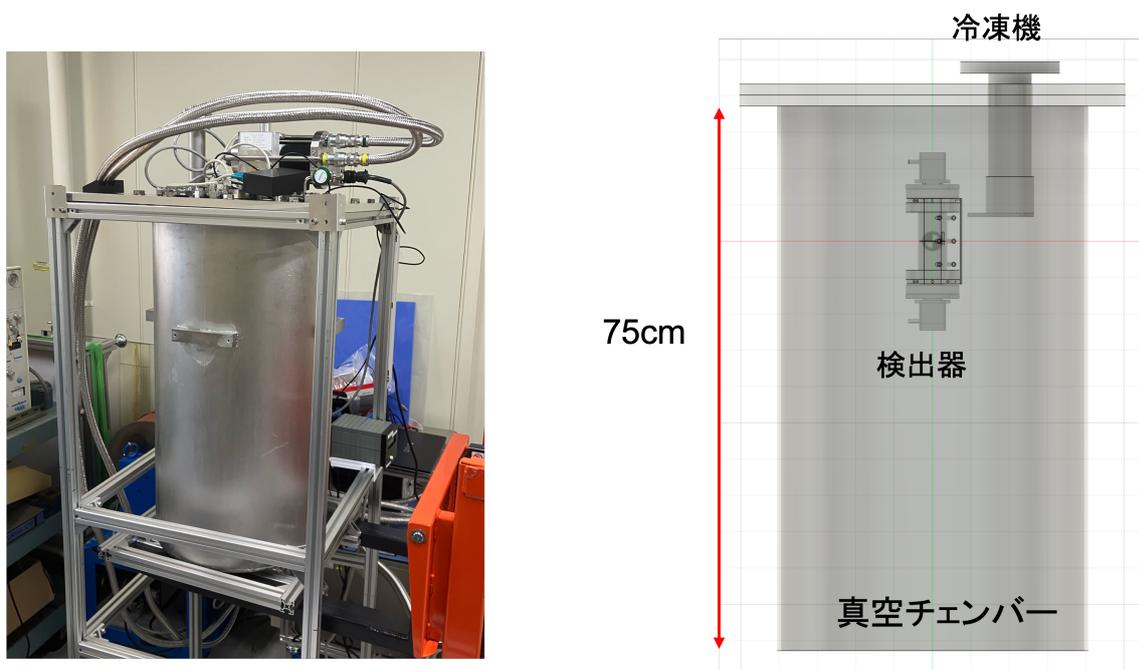


図 5.11: 開発した真空チェンバー (左図) と中の検出器との配置 (右図)

第 6 章

結論

本研究では、WIMP と原子核のスピンに依存する散乱での暗黒物質探索実験を目的として、フッ素化合物である液体 CF_4 スペクトロメーターの開発を行った。液体 CF_4 は、発光や自己吸収などの基礎特性に関してあまり知られていないため、液体 CF_4 のシンチレータとしての基礎特性の理解を目指し、検出器の冷却システムを構築、液体 CF_4 の光の伝播、発光の測定を行った。

CF_4 スペクトロメーター開発にあたり、検出器内を液体の CF_4 で満たす手法を確立した。宇宙線 μ 粒子の観測では、液体 CF_4 を満たした状態での測定結果と真空状態での測定結果の比較により、上の PMT で 107 ± 8 p.e.、下の PMT で 257 ± 9 p.e. が液体 CF_4 由来の発光として観測された。 ^{60}Co 線源を用いた発光測定においても、 $10 \sim 40$ p.e. 程度の液体 CF_4 由来の発光が観測された。これらの測定結果から、宇宙線 μ 粒子および 1MeV 程度のガンマ線起源の液体 CF_4 の発光を確認することに成功したと言える。ただし、これらの発光にはチェレンコフ光の寄与も確認されたため、シンチレーション光単体での発光の観測には至らなかった。今後、チェレンコフ光の影響を低減した観測を行い、シンチレーション光量の正確な光量評価を行なっていくことが重要である。液体 CF_4 中の光の伝播に関しては、液体 CF_4 中を光が透過するという結果を得ることができたが、散乱の寄与が確認されたため、今後自己吸収自体の測定を行うことが重要である。シンチレーション光の測定に加えて自己吸収測定を行うことで、液体 CF_4 のシンチレータとしての基礎特性の理解が進み、検出器の大型化への具体的な指針が得られることが期待される。

付録

^{210}Po 板の開発

銅やアルミといった金属板をアルファ線源として使用することを目的として、2024年の6月22日から9月25日にかけて神岡坑内のラドンが豊富に含まれた空気中に金属板を晒した。その後金属板を大学に持ち帰り、金属板表面から放出されるアルファ線レートの測定を行い、金属板がアルファ線源としての評価を行った。

原理

金属板の表面にアルファ線を放出する放射線同位体が蓄積される原理について説明する。このメカニズムは、金属を放射線源として使用する目的だけでなく、暗黒物質実験にとっても深刻な背景事象減のひとつとなっている。まず、図 6.1 にウラン 238(^{238}U) の壊変系列を示す。神岡坑内の岩盤内に多くに含まれている ^{238}U から放射壊変によって希ガスの ^{222}Rn が放出される。この ^{222}Rn は、空気中で正に帯電した ^{218}Po に壊変する。ここで空気中に晒している金属板に負の電圧を印加しておくことで ^{218}Po を金属表面に収集することが可能である。表面に埋め込まれた後も壊変が進み、いくつかの過程を経て ^{210}Pb に壊変する。この ^{210}Pb は半減期が約 22 年と長く、その娘核である ^{210}Po の 5.3 MeV のアルファ線が図 6.2 に示す通り、金属板の表面から常に放射されるようになる。この原理を用いることで、金属板をアルファ線源として用いることが可能となる。金属板に ^{210}Pb が堆積した時、予想されるアルファ線レートを計算する。 ^{210}Pb 、 ^{210}Bi 、 ^{210}Po の崩壊レートは、

$$\frac{dN_{\text{Pb}}}{dt} = -\lambda_{\text{Pb}}N_{\text{Pb}}(t) \quad (6.1)$$

$$\frac{dN_{\text{Bi}}}{dt} = \lambda_{\text{Pb}}N_{\text{Pb}}(t) - \lambda_{\text{Bi}}N_{\text{Bi}}(t) \quad (6.2)$$

$$\frac{dN_{\text{Po}}}{dt} = \lambda_{\text{Bi}}N_{\text{Bi}}(t) - \lambda_{\text{Po}}N_{\text{Po}}(t) \quad (6.3)$$

と表される。ここで、 λ_{Pb} は ^{210}Pb の、 λ_{Bi} は ^{210}Bi の、 λ_{Po} は ^{210}Po の崩壊時定数であり、 $N_{\text{Pb}}(t)$ は ^{210}Pb の、 $N_{\text{Bi}}(t)$ は ^{210}Bi の $N_{\text{Po}}(t)$ は ^{210}Po の時刻 t における数である。これより微分方程式を解くと、

$$N_{\text{Po}}(t) = Ae^{-\lambda_{\text{Pb}}t} + Be^{-\lambda_{\text{Bi}}t} + Ce^{-\lambda_{\text{Po}}t} \quad (6.4)$$

となる。ここで、

$$A = \frac{\lambda_{Pb} \lambda_{Bi} N_{Pb}(0)}{(\lambda_{Bi} - \lambda_{Pb})(\lambda_{Po} - \lambda_{Pb})} \tag{6.5}$$

$$B = \frac{\lambda_{Pb} \lambda_{Bi} N_{Pb}(0)}{(\lambda_{Pb} - \lambda_{Bi})(\lambda_{Po} - \lambda_{Bi})} \tag{6.6}$$

$$C = N_{Po}(0) - (A + B) \tag{6.7}$$

とした。これより ^{210}Pb のアルファ線のレート $R(t)$ は、

$$R(t) = \lambda_{Po} N_{Pb}(t) \tag{6.8}$$

であるため、図 6.1 より、それぞれの崩壊時定数を代入すると図 6.3 を得る。ここで $N_{Pb}(0) = 1 \times 10^5$ 、 $N_{Bi}(0) = N_{Po}(0) = 0$ とした。 ^{210}Pb と ^{210}Po は 1 年から 2 年で放射平衡に達する。

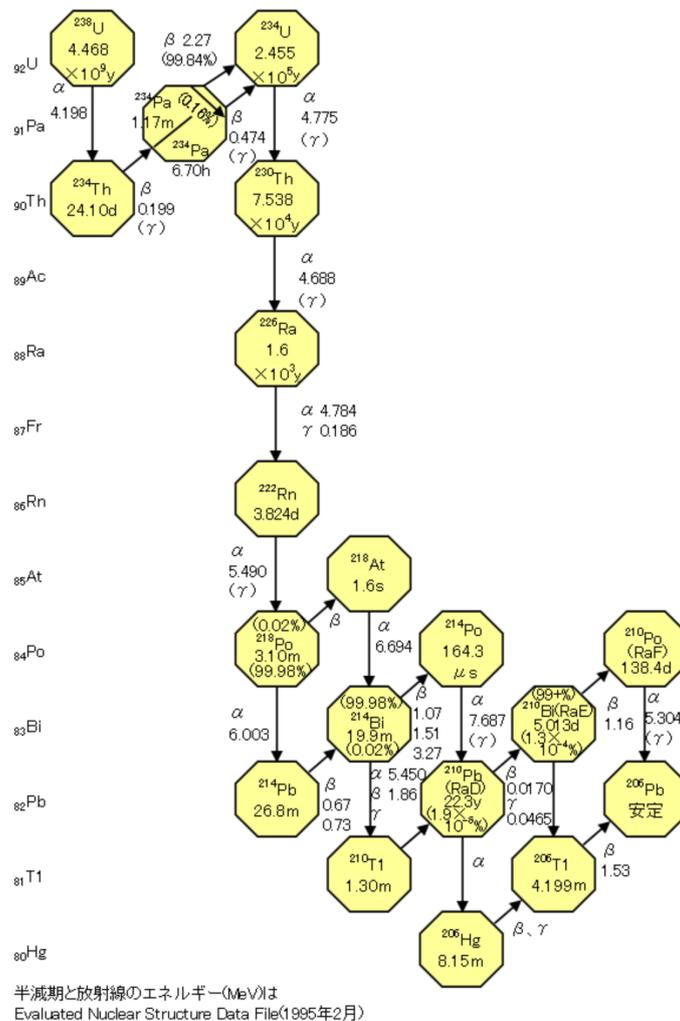


図 6.1: ウラン 238(^{238}U) の壊変系列

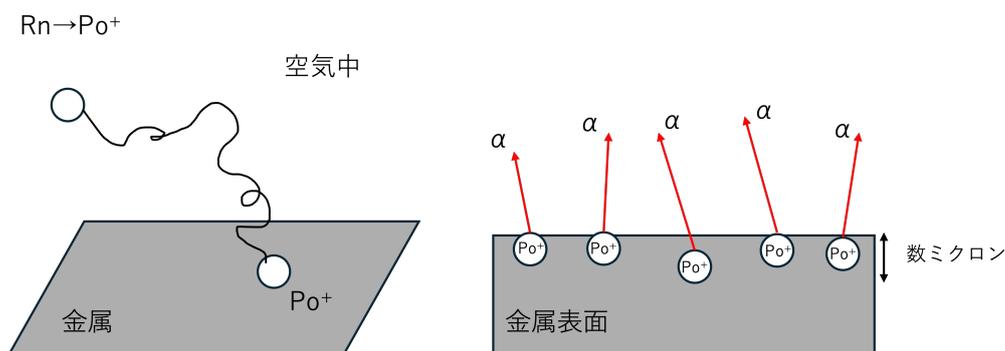


図 6.2: 左図：空気中の Rn から壊変して生成された ^{218}Po が金属面に埋め込まれる様子。右図：壊変を経て生成された ^{210}Po からアルファ線が放出される様子。

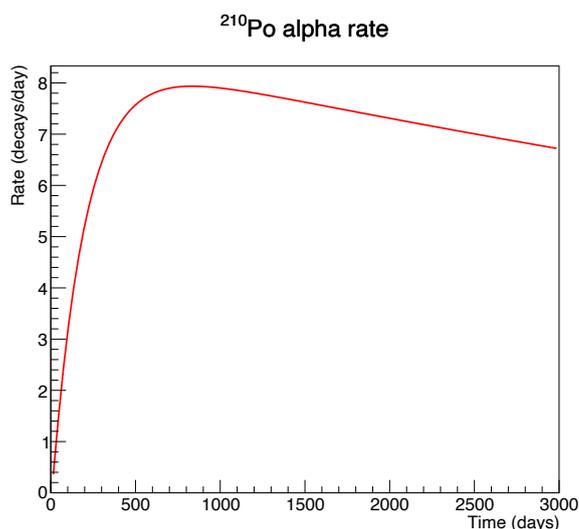


図 6.3: ^{210}Po のアルファ線レートの時間変化。

サンプル作成

本実験では、厚み 0.5 mm、 $10 \times 10 \text{ mm}^2$ の Cu 板のやすりで表面をザラザラにしたものとそうでないもの、厚み 1 mm、 $10 \times 10 \text{ mm}^2$ の Al 板のやすりで表面をザラザラにしたものとそうでないものの計 4 枚に約 3 ヶ月間負電圧 (-360 V) を印加し続けた。比較用として電圧を印加していない Cu 板 (表面は削っていない) も設置した。以上の計 5 つのサンプルを神岡坑内の空気に晒した。神岡坑内での実験のセットアップを図 6.4、6.5 に示す。また、Cu 板と Al 板の表面の様子をそれぞれ図 6.6、6.7 に示す。

測定

サンプルを大学に持ち帰った後に、サンプルの表面のアルファ線のレートを PIN フォトダイオード (PINPD) を用いて測定した。測定の設定アップを図 6.8 に、測定に用いたプリアンプの回路図を図 6.10 に示す。また、図

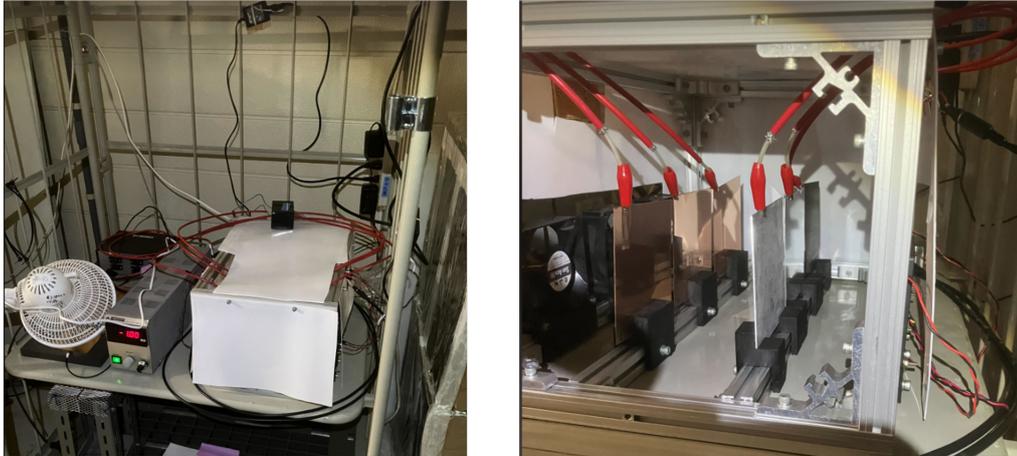


図 6.4: 神岡坑内の空気中に金属板を晒して電圧をかけている様子。

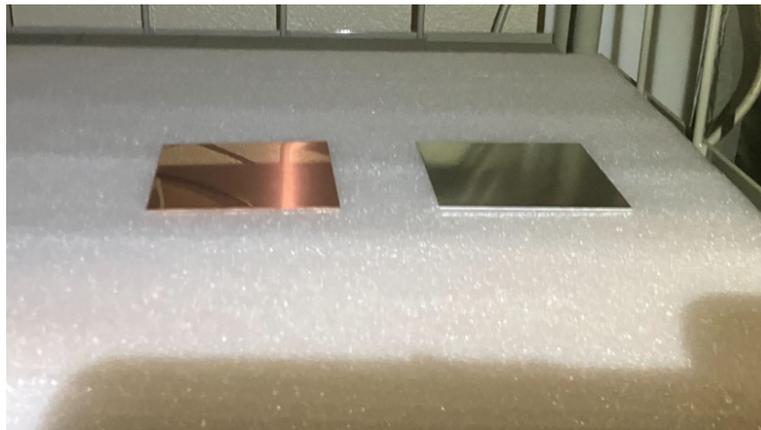


図 6.5: 電圧をかけてない金属板を設置した様子。

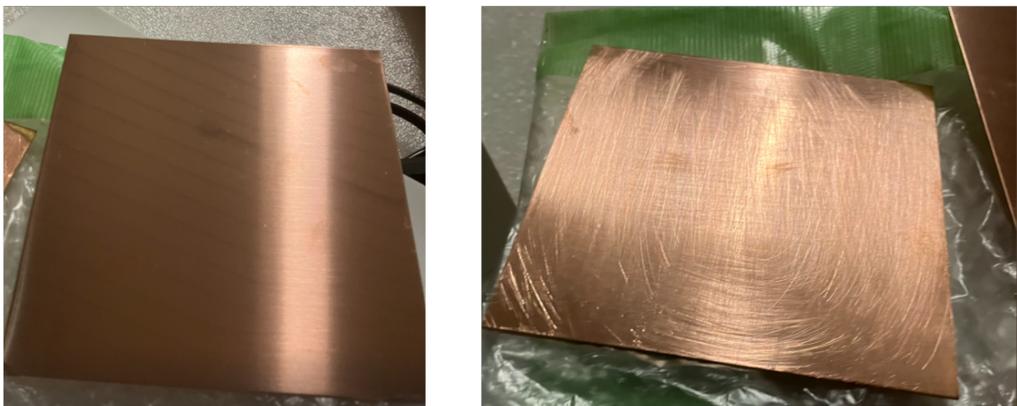


図 6.6: サンプルとして用いた銅のノーマル表面とヤスリで削った表面の様子。

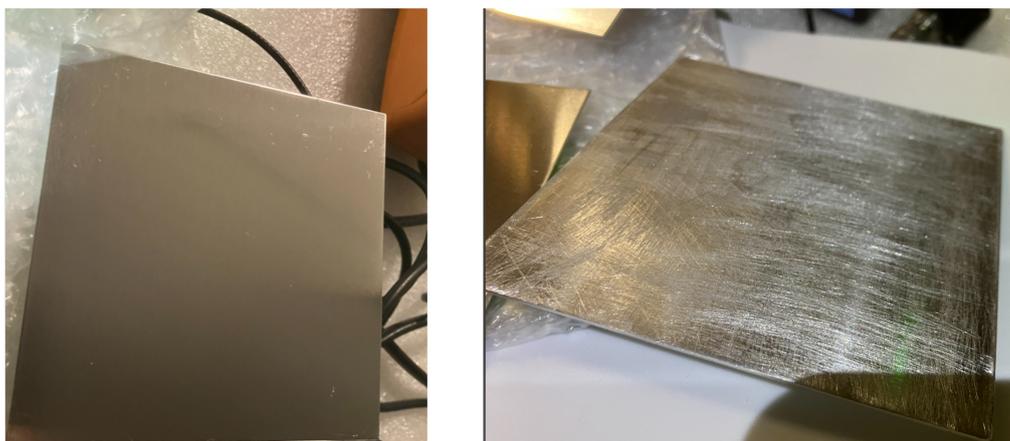


図 6.7: サンプルとして用いたアルミのノーマル表面とヤスリで削った表面の様子。

6.10 にサンプル表面の測定の様子を示す。サンプルは $15 \times 18 \text{ mm}^2$ の面積の測定を行った。PINPD とサンプル表面とは 5 mm 程度離れている。サンプルと PINPD は、外から光が漏れないように黒シートで覆ったチェンバーの中に入れて空気中での測定を行った。5 つのサンプルの測定は 2025 年 8 月 21 日から 10 月 1 日にかけて行った。2024 年の 9 月 25 日から約 11 ヶ月が経過しているため、おおよそ ^{210}Pb と ^{210}Po が放射平衡に達した状態での測定である。表 6.1 にそれぞれのサンプルの測定日数と測定日を示す。まず 5.4 MeV のアルファ線源である ^{241}Am を用いて、キャリブレーションを行って得られた ADC の一次元ヒストグラムを図 6.11 に示す。次にそれぞれのサンプル測定で得られた ADC count の一次元ヒストグラムを図 6.12、図 6.13、図 6.14、図 6.15、図 6.16、図 6.17 に示す。これらの図より電圧を印加したサンプルには全て 700 付近にピークが見られるが、これは ^{241}Am で測定されたピーク (580 付近) よりも右側に位置している。サンプルで見られるピークが ^{210}Po 由来のアルファ線である場合、 ^{241}Am のアルファ線のエネルギーよりも小さいため、本来は ^{241}Am のキャリブレーションで得られるピーク値よりも左側に位置していることが期待されるが、本実験では、 ^{241}Am のアルファ線によるピークよりも右側に位置するという結果が得られた。これは、アルファ線源本体が数 mm 程度内側に設置している設計になっていたため、その部分でエネルギー損失が起き本来のエネルギーよりも小さいところでピークが観測されたと考えられる。従って、サンプルで見られているピークを ^{210}Po のアルファ線由来であると考え、ROI を 400 から 800 の区間と設定し、この区間での事象数を数えることで ^{210}Po のアルファ線レートを見積もった。表 6.2 に 1 日あたり単位面積あたりのイベントレートを算出した結果を示す。これらの結果から、金属板に電圧を印加していないサンプルに加え、電圧を印加した全てのサンプルでイベントレートに有意な上昇が見られた。このことから、金属板に電圧を印加することで、空気中の ^{218}Po を収集することができることが確認された。また、Cu、Al 板のどちらにおいても表面をざらざらにしているサンプルの方がノーマル表面に比べて有意なイベントレートの上昇が見られた。このことから、表面積を大きくすることでより、空気中の ^{218}Po を付着させることが確認された。しかし、本実験で開発した ^{210}Po 板は、最大でも $60 \times \text{event/day/cm}^2$ 程度のアルファ線放出量で、線源として使用するにはイベントレートが低かったため、本研究では線源として用いなかった。線源として使用できるようにするためには、 ^{218}Po が付着されやすい金属を選ぶことや、より高い電圧を印加して、 ^{218}Po の収集効率を上げるといった対策が必要であるとされる。今後の検討課題とする。

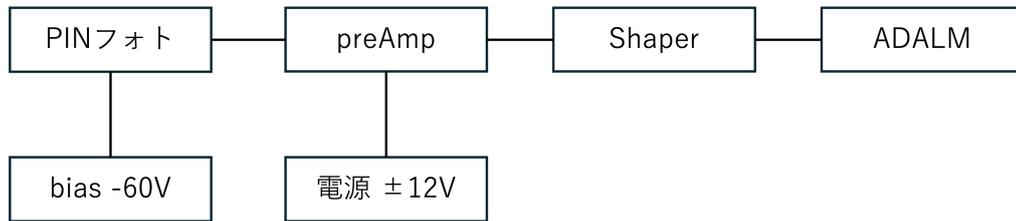


図 6.8: アルファ線測定の設定アップ概略図。preAmp の Gain は約 1 V/pC、Shaper[77] は減衰時定数を 0.5 usec、Gain を 20 に設定した。データ取得は ADALM2000[78] を用いた。

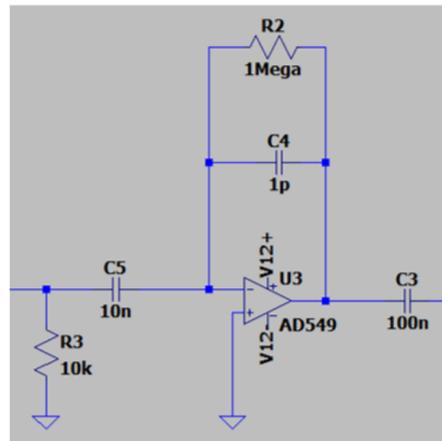


図 6.9: 測定に用いたプリアンプの回路図。ClearPulse 社製 CS-515 を用いた。

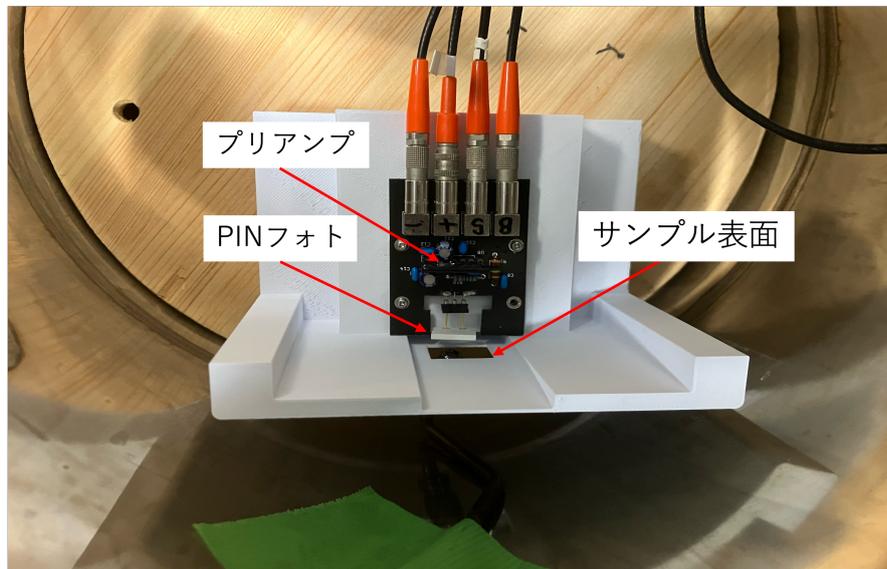


図 6.10: サンプル表面の測定の様子。

表 6.1: アルファ線測定期間 [event/day/cm²]

| | Cu | Cu(ザラザラ表面) | Al | Al(ザラザラ表面) | Cu (電圧印加なし表面) | Cu (電圧印加なし裏面) |
|------|-----------|------------|-----------|------------|---------------|---------------|
| 測定日数 | 約 4.1 日 | 約 7.1 日 | 約 3.7 日 | 約 13.0 日 | 約 4.0 日 | 約 5.2 日 |
| 測定日 | 8/21 - 26 | 9/2 - 9 | 8/26 - 30 | 9/9 - 22 | 9/22 - 26 | 9/26 - 10/1 |

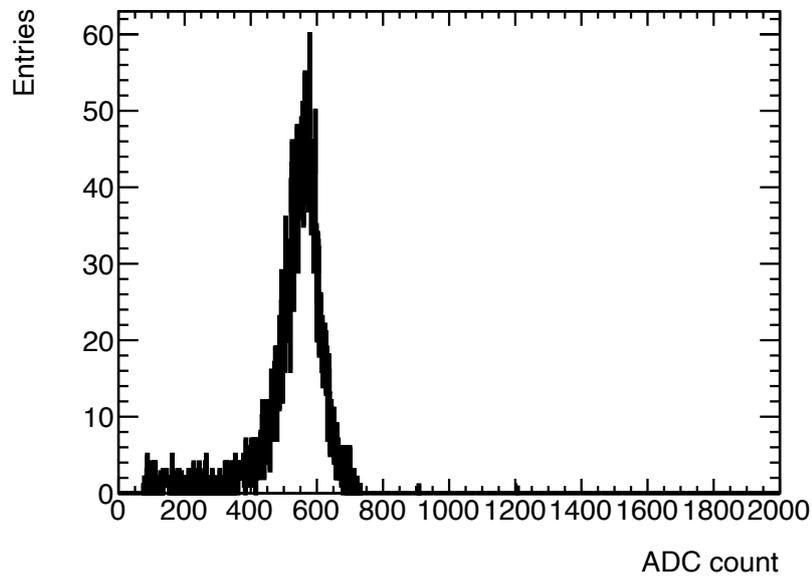


図 6.11: ^{241}Am を用いたキャリブレーション

表 6.2: ^{210}Po 由来のアルファ線レート測定結果 [event/day/cm²]

| Cu | Cu(ザラザラ表面) | Al | Al(ザラザラ表面) | Cu (電圧印加なし表面) | Cu (電圧印加なし裏面) |
|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|------------------|------------------|
| 26.8 ± 2.55 | 58.5 ± 2.88 | 29.3 ± 2.81 | 38.8 ± 1.72 | 2.62 ± 0.708 | 1.72 ± 0.649 |

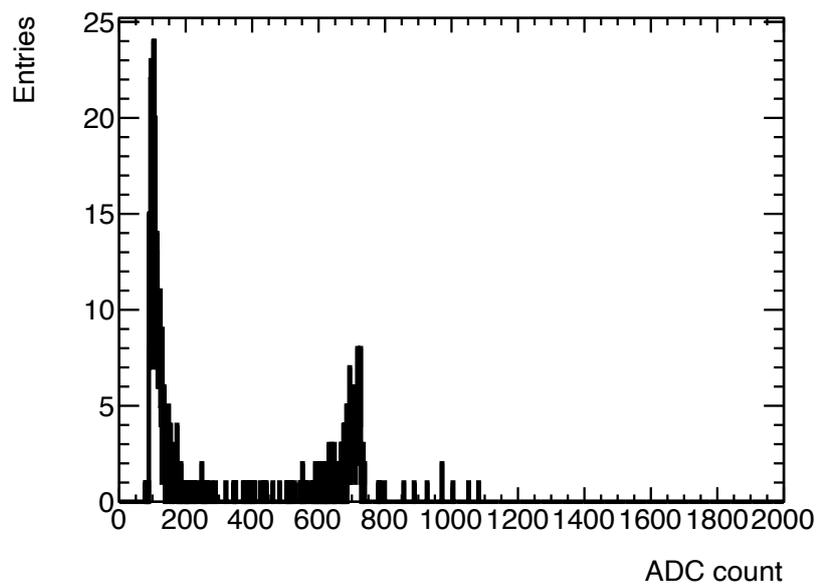


図 6.12: Cu のノーマル表面の約 4.1 日の測定結果。

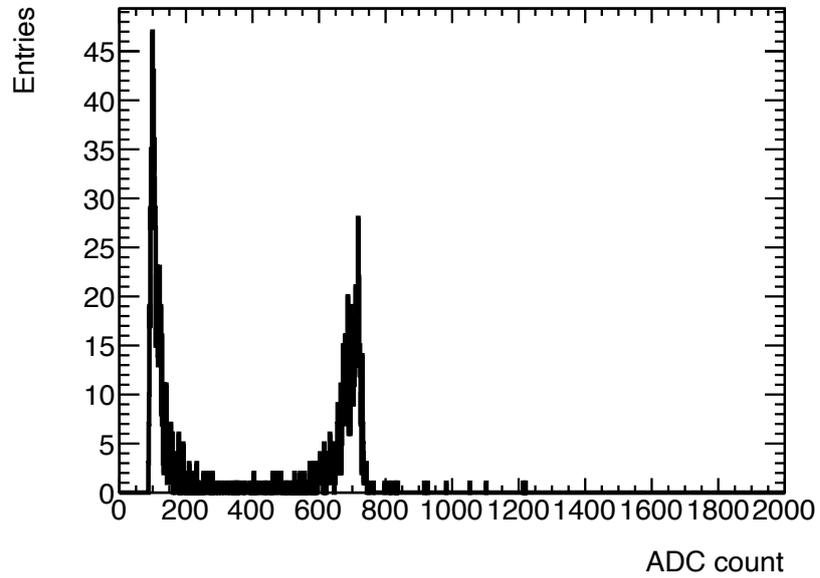


図 6.13: Cu のざらざら表面の約 7.1 日の測定結果。

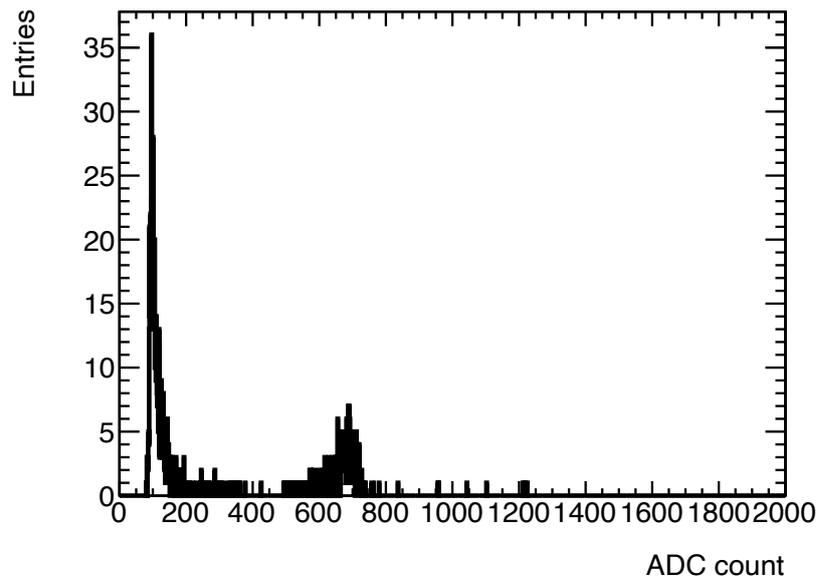


図 6.14: Al のノーマル表面の約 3.7 日の測定結果。

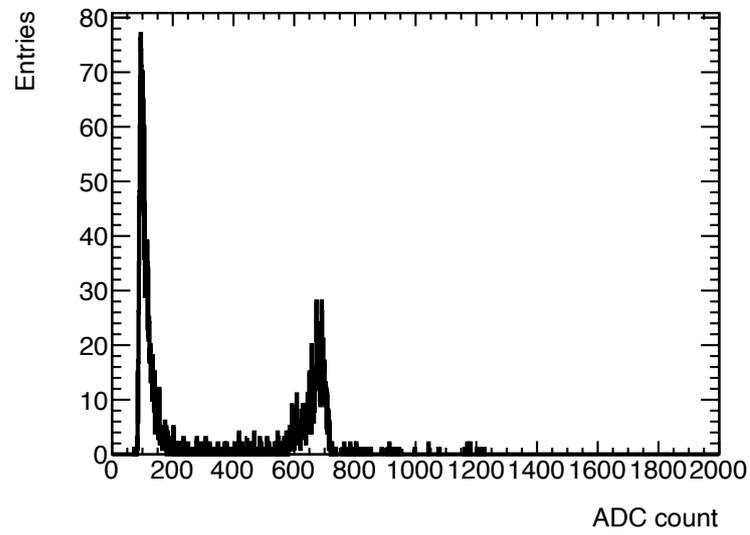


図 6.15: Al のザラザラ表面の約 13.0 日の測定結果。

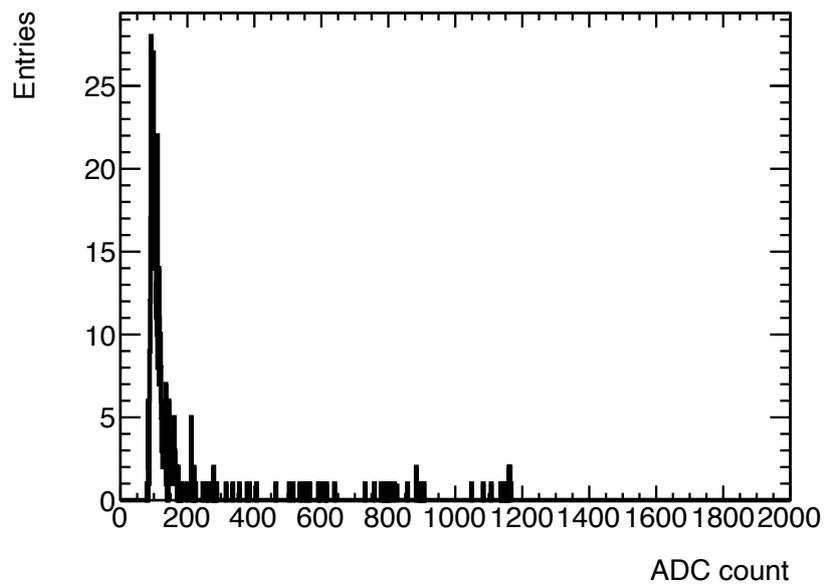


図 6.16: Cu の電圧を印加していない表表面の約 4.0 日の測定結果。

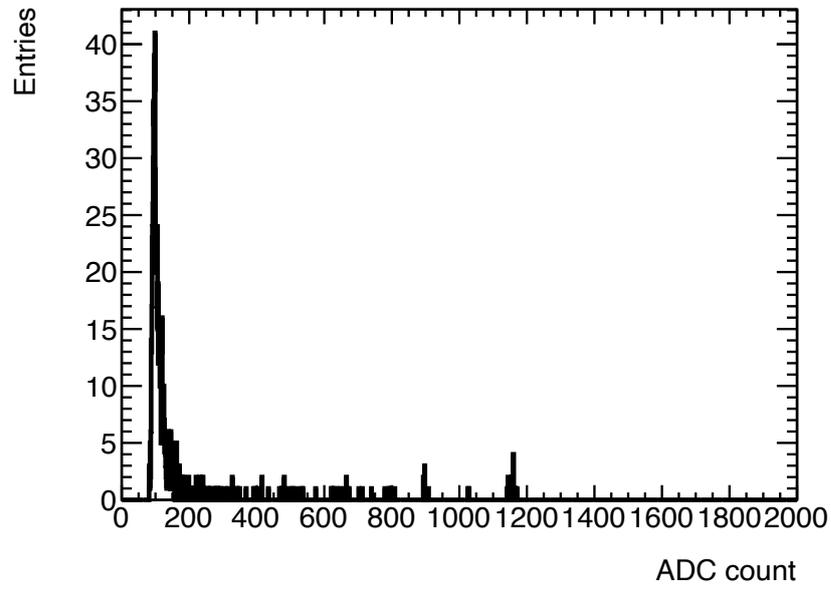


図 6.17: Cu の電圧を印加していない裏表面の約 5.2 日の測定結果。

謝辞

本研究の遂行にあたり多くの方々からお力添えをいただきましたこと、ここに深く感謝の意を表します。

まずは本論文を査読して下さった皆様に感謝を申し上げます。主査の身内賢太郎様、副査の伊藤博士様、松岡英一様、拙稿を査読して頂き、誠にありがとうございました。特に指導教員である身内賢太郎教授には、修士課程の2年間研究活動を進めていく上で非常にお世話になりました。学部4年までは身内さんに関わる機会がほとんどありませんでしたが、修士課程に入り身内さんの研究グループに入った時に、こんなにも個性的な人柄をお持ちの方がいらっしゃったことにとっても驚きました。この2年間で、身内さんから、自ら考え主体的に取り組む姿勢や計画性の重要さなど、これからの人生の指針にもなるようなことを多く学ぶことができました(この2年間でそれらができるようになったとはとても言い難いですが)。不真面目で非常に出来の悪い私を最後までご指導してくださりありがとうございました。また、ミーティングで毎回不甲斐ない報告をしていたこと、初回ミーティングに遅刻したこと、ピザを6等分できなかったこと、AISTの線量計(つくばの大切なもの)を持ち帰ってしまったこと、²⁵²Cfの線源庫の鍵を無くしてしまったこと、納品書の処理に手間取ったことなど、一つ一つ数え上げていくとキリがないくらい多くのご迷惑をおかけしましたことを深くお詫び申し上げます。修士論文の執筆にあたり、提出日の前日の夜遅い時間まで多くのご助言を賜り、心より深く感謝を申し上げます。誠にありがとうございました。

東野聡特命助教も、身内教授と同じく、修士課程の2年間で非常にお世話になりました。東野さんには、わからないことを何から何まで質問してしまいましたが、いつも丁寧に教えてください、本当に感謝しております。東野さんは複数の研究を同時に進めながら、学生にとって非常に頼りがいのある心強い存在でもあってくれた最強のお方です。僕がどれだけ努力をしても東野さんの足元にも及ばないでしょう。東野さんとの普段の研究生活や飲み会でのくだらない会話が私にとっては、とても楽しかったです。東野さんの誇張してであろうモノマネはいつ聞いてもおもしろかったです。全てが一生涯忘れられない熊くさい思い出です。これからの人生は不都合も楽しんで生きていきます。誠にありがとうございました。

生井凌太様、研究にのめり込んでいる姿に、いつも尊敬の眼差しを向けておりました。広島学会で発表賞を受賞された時は、私もこんな格好いい先輩になれたらと憧れの気持ちを抱いておりました。それにも関わらず、先輩の生井さんをくん付けで呼んでしまったこと(無意識です)は本当に深く反省しております。二度とそのようなことは致しません。研究テーマは全く違いましたが、2年間生井さんと共に研究生活を送ることができて嬉しく思います。本当にありがとうございました。

鈴木啓司様、同じ研究グループの同期として共に切磋琢磨できたことを本当に嬉しく思います。ケイシは、とても優秀で、いつも背中を追いながら私も頑張っておりました(その差は2年間で縮まるどころ広がったような気がします)。GEANT4を使い方がわからない時には、いちから細かく教えてくれて、本当に助かりました。ケイシがいたおかげで辛いことも乗り越えることができました。2年間本当にありがとう。タンデムのビームタイム終わりの飲み会の後に記憶を飛ばした時のエピソードはとても面白かったです。何かと飲み会後に記憶が飛びがちなケイシですが、もう記憶は飛ばさない方が良いですね。

遠山和佳子様、ケイシに劣らずとても優秀で、M1で大きな研究成果を出していて、羨ましいと同時にとても誇らしい後輩です。朝早くに来て夜遅くまで頑張っている遠山の姿を見て、いつも刺激をもらっていました。無理は

しすぎないようにしてくださいね。

西田汐里様、遠山やケイシに劣らずとても優秀で、M1でDAQ開発をしていて驚きました。とても誇らしい後輩です。大阪っ子な西田と関西あるあるを話している時はとても楽しかったです。

野村脩貴様、誰よりも陽気で、澆刺としている姿を見ていつも元気をもらっておりました。野村の海外出張を難なくこなせるところは本当にすごいところです。とても優秀で誇らしい後輩です。誰とでもフレンドリーに接することができる野村の性格は唯一無二なので、これからもそのままいてくれることを願います。生井会を定期的に関催してくれてありがとう。とても楽しい時間を同じ研究グループの仲間と過ごすことができました。同じ研究グループの先輩として、3人とも教えてあげられることがほとんどなくてごめんなさい。3人が後輩でいてくれて本当に嬉しく思います。本当にありがとう。

粒子物理学研究室の皆様にも感謝を述べたいと思います。蔵重久弥教授、竹内康雄教授、山崎祐司教授、前田順平准教授、鈴木州講師、伊藤博士講師、授業やコロキウム、各種発表会において、丁寧な指導をしていただきありがとうございました。蔵重さんや前田さんに質問した際には、細かいところまで丁寧に教えていただき、本当に助かりました。皆様がいたおかげで楽しい2年間を過ごすことができました。誠にありがとうございました。

北川順子様、出張手続きや物品発注などで大変お世話になりました。手続きがうまくできず、ご迷惑をおかけすることもありましたが、北川さまのおかげで滞りなく研究活動を進めていくことができました、誠にありがとうございました。

浅見優輝様、佐倉慶汰様、笹田真宏様、佐野友麻様、曾根貴将様、田中亮祐様、張力様、和田伸一郎様2年間同期として一緒に頑張ってくられてとても嬉しいです。時に大変なこともあった修士の2年間を乗り越えることができたのは紛れもなく同期がいてくれたおかげです。本当にありがとう。またフットサルでもして会いましょう。

高橋真斗様、修士に入りたての頃にガスゲインの測定の指導していただいた際には、丁寧にいちから教えていただきました。また、研究グループが違うにも関わらず、研究経過発表のスライドを夜遅くまで見ていただいて本当にありがとうございました。お昼ご飯や夕ご飯の時のくだらない会話がとても楽しかったです。高橋さんの髭はとても似合っているので、これからは生やし続けてください。高橋さんが先輩としていてくれたことがとてもありがたかったです。

富山大学の中野佑樹助教、CF₄の共同研究者として、何度か一緒に実験をしていただきました。飲みの席になると人が変わる中野さんが面白かったです。実験名を決めた時の飲み会での中野さんの意味がわからない発言は今でもよく覚えています。中野さんと過ごした時間は短かったですが、楽しい時間でした。誠にありがとうございました。

最後に、6年間の大学生活を支えてくれた家族の皆様にも深く感謝の意を表して、謝辞とさせていただきます。

参考文献

- [1] Planck Collaboration: N.Aghanim,Y.Akrami,M.Ashdown,J.Aumont et al. (2021) “Planck 2018 results VI. Cosmological parameters”, A6,67 , DOI : [10.1051/0004-6361/201833910](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910)
- [2] F.Zwicky (1937) “On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae” , Astrophys.J. 86,217-246 , DOI : [10.1086/143864](https://doi.org/10.1086/143864)
- [3] V.C.Rubin,W.K.Ford,Jr. and N.Thonnard (1978), “Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies” IV.Systematic dynamical properties, S -> Sc, Astrophysical Journal,,DOI : [10.1086/182804](https://doi.org/10.1086/182804)
- [4] A.Refregier (2003) “Weak gravitational lensing by large scale structure” , Ann.Rev.Astron. Astrophys., 41,645-668 , DOI : [10.1146/annurev.astro.41.111302.102207](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.41.111302.102207)
- [5] R.Massey,J.Rhodes,R.Ellis et al. (2007) “Dark matter maps reveal cosmic scaffolding,” Nature, 445, No.445,286–290 , DOI : [10.1038/nature05497](https://doi.org/10.1038/nature05497)
- [6] Douglas Clowe,Maruša Bradač,Anthony H. Gonzalez,Maxim Markevitch, Scott W. Randall Christine Jones and Dennis Zaritsky (2006) “A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter”, 648,L109 , DOI : [10.1086/508162](https://doi.org/10.1086/508162)
- [7] C.L.Bennett,A.J.Banday,K.M.Górski.et al. (1996) “Four-Year COBE DMR Cosmic Microwave Background Observations: Maps and Basic Results,” The Astrophysical Journal, 464,No.1,L1–L4, DOI : [10.1086/310075](https://doi.org/10.1086/310075)
- [8] D.J.Fixsen (2009) “THE TEMPERATURE OF THE COSMIC MICROWAVE BACKGROUND,” The Astrophysical Journal, 707,No.2,916–920 , DOI : [10.1088/0004-637X/707/2/916](https://doi.org/10.1088/0004-637X/707/2/916)
- [9] N.Aghanim,Y.Akrami,M.Ashdown et al. (2020) “Planck2018 results: VI. Cosmological parameters” Astronomy & Astrophysics, 641,A6 , DOI : [10.1051/0004-6361/201833910](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910)
- [10] S.W.Randall,M.Markevitch,D.Clowe,A.H.Gonzalez and M.Bradač (2008) “Constraints on the Self-Interaction Cross Section of Dark Matter from Numerical Simulations of the Merging Galaxy Cluster 1E 0657-56” The Astrophysical Journal, 679,No.2,1173–1180, DOI : [10.1086/587859](https://doi.org/10.1086/587859)
- [11] M.Bradač,S.W.Allen,T.Treu,H.Ebeling,R.Massey,R.G.Morris,A.von der Linden and D.Applegate (2008) “Revealing the Properties of Dark Matter in the Merging Cluster MACS J0025.4-1222” The Astrophysical Journal, 687,No.2,959–967 , DOI : [10.1086/591246](https://doi.org/10.1086/591246)
- [12] Tongyan Lin (2019) “TASI lectures on dark matter models and direct detection” , 90 , DOI : arxiv.org/abs/1904.07915
- [13] S.Hawking (1971) “Gravitationally collapsed objects of very low mass” Mon. Not. Roy. Astron. Soc. , 152,75 , DOI:[10.1093/mnras/152.1.75](https://doi.org/10.1093/mnras/152.1.75)
- [14] H.Niikura,M.Takada, S.Yokoyama,T.Sumu and S.Masaki (2019) “Constraints on Earth-mass primordial black holes from OGLE 5-year microlensing events” Phys. Rev. D,99,No.8,083503, DOI : [10.1103/PhysRevD.99.083503](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.083503)
- [15] T.Blaineau et al. (2022) “New limits from microlensing on Galactic black holes in the mass range $10M_{\odot} <$

- $M < 1000M_{\odot}$ ” *Astron. Astrophys.* , 664,A106 , DOI : [10.1051/0004-6361/202243430](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202243430)
- [16] S.Clesse and J.García-Bellido (2017) “The clustering of massive Primordial Black Holes as Dark Matter: measuring their mass distribution with Advanced LIGO” *Phys. Dark Univ.* , DOI : [10.1016/j.dark.2016.10.002](https://doi.org/10.1016/j.dark.2016.10.002)
- [17] R.D.Peccei and H.R.Quinn (1977)“CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles” , *Phys. Rev. Lett.* ,38,1440–1443 , DOI : [10.1103/PhysRevLett.38.1440](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.38.1440)
- [18] Adam Burrows,M.Ted Ressel and Michael S. Turner. (1990) “Axions and sn 1987a: Axion trapping.” *Phys. Rev. D*, 42:3297–3309 , DOI : [10.1103/PhysRevD.42.3297](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.42.3297)
- [19] Duane A. Dicus,Edward W. Kolb,Vigdor L. Teplitz and Robert V. Wagoner. (1980) “Astrophysical bounds on very-low-mass axions.” *Phys. Rev. D*,22,839–845 , DOI : [10.1103/PhysRevD.22.839](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.22.839)
- [20] Duane A. Dicus, Edward W. Kolb, Vigdor L. Teplitz and Robert V. Wagoner. (1978) “Astrophysical bounds on the masses of axions and higgs particles.” *Phys. Rev. D*,18:1829–1834 , DOI : [10.1103/PhysRevD.18.1829](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.18.1829)
- [21] C.Goodman,M.Guzzetti,C.Hanretty,L.J.Rosenberg,G.Rybka,J.Sinnis andD.Zhang John Clarke and I.Siddiqi (2025) “ADMX Axion Dark Matter Bounds around $3.3 \mu\text{eV}$ with Dine-Fischler-Srednicki-Zhitnitsky Discovery Ability”, *Phys. Rev. Lett.* 134,111002 , DOI : [10.1103/PhysRevLett.134.111002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.134.111002)
- [22] Gerard Jungman,Marc Kamionkowski and Kim Griest. (1996) “Supersymmetric dark matter.” , *Physics Reports* , 267(5),195–373 , DOI : [10.1016/0370-1573\(95\)00058-5](https://doi.org/10.1016/0370-1573(95)00058-5)
- [23] J.Lewin and P.Smith (1996) “Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil” *Astroparticle Physics*, 6,No.1,87–112 , DOI : [10.1016/S0927-6505\(96\)00047-3](https://doi.org/10.1016/S0927-6505(96)00047-3)
- [24] 島田拓弥 (2020) 「NEWAGE の到来方向に感度を持った暗黒物質探索と新しい試み」, 神戸大学, 「修士学位論文」
- [25] 橋本隆 (2016) 「到来方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験 NEWAGE における感度向上のためのバックグラウンドの理解及び低減の研究」, 神戸大学, 「修士学位論文」
- [26] Teresa Marrodán Undagoitia and Ludwig Rauch (2017) “Dark matter direct-detection experiments” , DOI:[10.1088/0954-3899/43/1/013001](https://doi.org/10.1088/0954-3899/43/1/013001)
- [27] R Bernabei, P Belli, F Cappella, V Caracciolo, R Cerulli, C J Dai, A d’Angelo, A Incicchitti, A Leoncini, X H Ma et al. (2023) “Dark Matter with DAMA/LIBRA and its perspectives” , 2586 , DOI : [10.1088/1742-6596/2586/1/012096](https://doi.org/10.1088/1742-6596/2586/1/012096)
- [28] N.Carlin1,J.Y.Cho,J.J.Choi,S.Choi,A.C.Ezeribe,L.E.França1,C.Ha,I.S.Hahn,S.J.Hollick et al. (2025) “Combined Annual Modulation Dark Matter Search with COSINE-100 and ANAIS-112” , *Physical Review Letters*,135,121002 , DOI : [10.1103/9j7w-qp1c](https://doi.org/10.1103/9j7w-qp1c)
- [29] K.Fushimi,D.Chernyak,H. Ejiri,K.Hata,R.Hazama,T.Iida,H.Ikeda,K.Imagawa,K.Inoue,H.Ishiura (2021) “PICOLON dark matter search project” , 2156,012045 , DOI : [10.1088/1742-6596/2156/1/012045](https://doi.org/10.1088/1742-6596/2156/1/012045)
- [30] M.Lai and on behalf of DEAP-3600 collaboration (2023) “Recent results from DEAP-3600”, 18,C02046 , DOI : [10.1088/1748-0221/18/02/C02046](https://doi.org/10.1088/1748-0221/18/02/C02046)
- [31] P.Agnese1,I.F.M.Albuquerque,T.Alexander,A.K.Alton,M.Ave,H.O.Back,G.Batignani,K.Biery,V.Bocci et al. (2023) “Search for low-mass dark matter WIMPs with 12 ton-day exposure of DarkSide-50” , *Phys. Rev. D* 107,063001 , DOI : [10.1103/PhysRevD.107.063001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.107.063001)
- [32] E.Aprile,J.Aalbers,K.Abe,S.Ahmed Maouloud,L.Althueser,B.Andrieu,E.Angelino,D.Antón Martín,S.R.Armbruster et al. (2025) “WIMP Dark Matter Search Using a 3.1 Tonne-Year Exposure of the XENONnT Experiment”, *Phys. Rev. Lett.* 135,221003 , DOI : [10.1103/msw4-t342](https://doi.org/10.1103/msw4-t342)
- [33] Zihao Bo,Wei Chen,Xun Chen,Yunhua Chen,Zhaokan Cheng,Xiangyi Cui1,Yingjie Fan,Deqing Fang,Zhixing

- Gao et al. (2025) “Dark Matter Search Results from 1.54 Tonne-Year Exposure of PandaX-4T”, Phys. Rev. Lett. 134,011805 , DOI : [10.1103/PhysRevLett.134.011805](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.134.011805)
- [34] J.Aalbers,D.S.Akerib,A.K.Al Musalhi,F.Alder,C.S.Amarasinghe,A.Ames,T.J.Anderson,N.Angelides,H.M.Araújo et al. (2025) “Dark Matter Search Results from 4.2 Tonne-Years of Exposure of the LUX-ZEPLIN (LZ) Experiment”, Phys. Rev. Lett. 135,011802 , DOI : [10.1103/4dyc-z8zf](https://doi.org/10.1103/4dyc-z8zf)
- [35] M.F.Albakry,I.Alkhatib,D.Alonso-González,D.W.P.Amaral,J.Anczarski,T.Aralis, T.Aramaki,I.J.Arnquist,I.Ataee Langroudy et al. (2025) “Light dark matter constraints from SuperCDMS HVeV detectors operated underground with an anticoincidence event selection”, Phys. Rev. D 111,012006 , DOI : [10.1103/PhysRevD.111.012006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.111.012006)
- [36] E.Armengaud,Q.Arnaud,C.Augier,A.Benoît, L.Bergé,J.Billard,A.Broniatowski,P.Camus,A.Cazes et al. (2022) “Search for sub-GeV dark matter via the Migdal effect with an EDELWEISS germanium detector with NbSi transition-edge sensors”, Phys. Rev. D 106, 062004, DOI : [10.1103/PhysRevD.106.062004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.062004)
- [37] G.Angloher,S.Banik,G.Benato,A.Bento,A.Bertolini, R.Breier,C.Bucci,J.Burkhart,L.Canonical et al. (2023) “Results on sub-GeV dark matter from a 10 eV threshold CRESST-III silicon detector”, Phys. Rev. D 107, 122003 , DOI : [10.1103/PhysRevD.107.122003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.107.122003)
- [38] Prakruth Adari,Itay M.Bloch,Ana M. Botti,Mariano Cababie,Gustavo Cancelo, Brenda A. Cervantes-Vergara,Michael Crisler,Miguel Daal,Ansh Desai et al. (2025)“First Direct-Detection Results on Sub-GeV Dark Matter Using the SENSEI Detector at SNOLAB ”, Phys. Rev. Lett. 134,011804 , DOI : [10.1103/PhysRevLett.134.011804](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.134.011804)
- [39] C.O’Hare, “DirectDetectionPlots”, URL : <https://github.com/cajohare/DirectDetectionPlots/tree/main?tab=readme-ov-file>
- [40] E.Behnke,J.Behnke,S.J.Brice,D.Broemmelsiek,J.I.Collar,A.Conner,P.S.Cooper,M.Crisler,C.E.Dahl et al. (2012) “First dark matter search results from a 4-kg CF₃I bubble chamber operated in a deep underground site”, Phys. Rev. D 86, 052001 , DOI : [10.1103/PhysRevD.86.052001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.052001)
- [41] M.Felizardo,T.A.Girard,T.Morlat,A.C.Fernandes,A.R.Ramos and J.G.Marques (2012) “Recent results from the SIMPLE dark matter search”, J. Phys. 375,012011 , DOI : [10.1088/1742-6596/375/1/012011](https://doi.org/10.1088/1742-6596/375/1/012011)
- [42] E.Behnke,M.Besnier,P.Bhattacharjee,X.Dai,M.Das,A.Davour,F.Debris,N.Dhungana,J.Farine,M.Fines-Neuschild,S.Gagnebin,G.Giroux,E.Grace et al. (2017) “Final results of the PICASSO dark matter search experiment” , 90,85-92 , DOI : [10.1016/j.astropartphys.2017.02.005](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2017.02.005)
- [43] E.Adams,B.Ali,R.Anderson-Dornan,I.J.Arnquist,M.Bai,D.Baxter,E.Behnke,B.Broerman,C.J.Chen et al. (2025) “Absorption of Fermionic Dark Matter in the PICO-60 C₃F₈ Bubble Chamber”, Phys. Rev. Lett. 135,011001 , DOI : [10.1103/1cwz-m1c3](https://doi.org/10.1103/1cwz-m1c3)
- [44] Takuya Shimada,Satoshi Higashino,Tomonori Ikeda,Kiseki Nakamura,Ryota Yakabe,Takashi Hashimoto,Hirohisa Ishiura,Kentaro Miuchi et al. (2023) “Direction-sensitive dark matter search with 3D-vector-type tracking in NEWAGE”, 10,103F01 , DOI : [10.1093/ptep/ptad120](https://doi.org/10.1093/ptep/ptad120)
- [45] E.Aprile et al. (2024) “First Indication of Solar ⁸B Neutrinos via Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering with XENONnT” , Phys. Rev. Lett. 133,191002, DOI : [10.1103/PhysRevLett.133.191002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.133.191002)
- [46] Z.Bo et al. (2024b) “First Indication of Solar ⁸B Neutrinos through Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering in PandaX-4T” , Phys. Rev. Lett. 133,191001, DOI : [10.1103/PhysRevLett.133.191001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.133.191001)
- [47] D.S.Akerib,A.K.Al Musalhi,F.Alder,B.J.Almquist,C.S.Amarasinghe,A.Ames,T.J.Anderson,N.Angelides,H.M.Araújo,J.E.Ar et al. (2025)“Searches for Light Dark Matter and Evidence of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering of Solar Neutrinos with the LUX-ZEPLIN (LZ) Experiment”, , DOI : [10.48550/arXiv.2512.08065](https://doi.org/10.48550/arXiv.2512.08065)

- [48] J. Billard and E.Figueroa Feliciano L.Strigari (2014) “Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments”, Phys. Rev. D 89,023524 , DOI : [10.1103/PhysRevD.89.023524](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.023524)
- [49] G.F.Reinking,L.G.Christophorou,S.R.Hunter (1986) “Studies of total ionization in gases/mixtures of interest to pulsed power applications” , J. Appl. Phys. 60,499–508 , DOI : [10.1063/1.337792](https://doi.org/10.1063/1.337792)
- [50] A.Pansky,A.Breskin,A.Buzulutskov,R.Chechik,V.Elkind,J.Va’vra (1995) “The scintillation of CF₄ and its relevance to detection science”, 354,2-3,262-269 , DOI : [10.1016/0168-9002\(94\)01064-1](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)01064-1)
- [51] C.Broggini (1995) “Detection of the scintillation light induced by α particles in pure CF₄ Author links open overlay panel”, 361,3,543-547 , DOI : [10.1016/0168-9002\(95\)00195-6](https://doi.org/10.1016/0168-9002(95)00195-6)
- [52] A.Morozov,M.M.F.R.Fraga,L.Pereira,L.M.S.Margato,S.T.G.Fetal,B.Guerard,G.Manzin,F.A.F.Fraga (2010) “Photon yield for ultraviolet and visible emission from CF₄ excited with α -particles”, 268,9,1456-1459 , DOI : [10.1016/j.nimb.2010.01.012](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2010.01.012)
- [53] F.M.Brunbauer,P.Amedo,K.J.Flöthner,D.Gonzalez Diaz,D.Janssens,S.Leardini,M.Lisowska,H.Müller,E.Oliveri,G.Orland et al. (2025) “Primary and secondary scintillation of CF₄-based mixtures in low-pressure gaseous detectors” , Front. Detect. Sci. Technol. 3 , DOI : [10.3389/fdest.2025.1561739](https://doi.org/10.3389/fdest.2025.1561739)
- [54] M.M.F.R.Fraga,F.A.F.Fraga,S.T.G.Fetal,L.M.S.Margato,R.Ferreira Marques,A.J.P.L.Policarpo (2003) “The GEM scintillation in He–CF₄, Ar–CF₄, Ar–TEA and Xe–TEA mixtures”, 504,1-3,88-92 , DOI : [10.1016/S0168-9002\(03\)00758-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)00758-7)
- [55] photon cross section data , URL : <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>
- [56] CRC Handbook of Chemistry and Physics (2005), Section : Molecular Polarizabilities
- [57] R.Abjean,A.Bideau-Mehu,Y.Guern (1990) “Refractive index of carbon tetrafluoride (CF₄) in the 300-140 nm wavelength range”, 292,3,593-594 , DOI : [10.1016/0168-9002\(90\)90178-9](https://doi.org/10.1016/0168-9002(90)90178-9)
- [58] K.Mizukoshi,T.Maeda,Y.Nakano,S.Higashino and K.Miuchi (2021) “Scintillation light increase of carbontetrafluoride gas at low temperature”, Journal of Instrumentation,16 , DOI : [10.1088/1748-0221/16/12/P12033](https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/12/P12033)
- [59] <https://www.hamamatsu.com/pmt/about-pmts.html>
- [60] <https://www.hamamatsu.com/pmt/R8520-406-001.html>
- [61] https://jp.optosigma.com/ja_jp/category__opt_d__opt_d01
- [62] ICF70 サファイアガラスビューポート, url: https://www.cosmotec-co.jp/products/detail/204/product_id/1669
- [63] ICF70 合成石英ビューポート UV グレード, url: https://www.cosmotec-co.jp/products/detail/205/product_id/1674
- [64] <https://www.astron-japan.co.jp/products/material/Sapphire.html>
- [65] <https://www.thorlabs.com/item/UM22-200>
- [66] <https://akizukidenshi.com/catalog/g/g111637/>
- [67] <https://akizukidenshi.com/catalog/g/g111578/>
- [68] <https://www.digikey.jp/ja/products/detail/epigap-osa-photonics/EOLD-255-012/21357576>
- [69] <https://www.thorlabs.com/high-reflectance-ptfe-sheets?tabName=Overview>
- [70] <https://www.psi.ch/en/ltp-muon-physics/evaluation-board>
- [71] url: https://www.nfcorp.co.jp/pro/mi/sig/wf1967_68/
- [72] url: <https://geant4.web.cern.ch/>
- [73] url: <https://www2.panasonic.biz/jp/lighting/plam/manual/calc/reflectance/>

- [74] url: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>
- [75] Tadayoshi Doke, Akira Hitachi, Jun Kikuchi, Kimiaki Masuda, Hiroyuki Okada and Eido Shibamura (2002) “Absolute Scintillation Yields in Liquid Argon and Xenon for Various Particles”, J. Appl. Phys. 41,1538 , DOI : 10.1143/JJAP.41.1538
- [76] url: https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/optical-sensors/mppc/what_is_mppc.html
- [77] url: <https://www.kagaku.com/hoshin/n012.html>
- [78] url: <https://www.analog.com/jp/resources/evaluation-hardware-and-software/evaluation-boards-kits/adalm2000.html>