

$0\nu\beta\beta$ 崩壊探索に向けた CaF_2 蛍光熱量検出器の センサー開発

大阪大学 大学院理学研究科 物理学専攻
博士前期課程

野田 健太

令和 8 年 2 月

概要

現代物理学の素粒子標準理論では、宇宙初期から現在のように物質が優勢となったメカニズムを説明することができない。この「物質優勢宇宙」を説明する仮説の一つとして、レプトジェネシスが提唱されている。レプトジェネシスとは、宇宙初期におけるレプトン数の破れが、高温環境下でバリオン数の非保存過程へと転化し、結果として現在の物質優勢宇宙が形成されたとする理論である。そのため、この仮説を成立させるにはレプトン数非保存過程の存在が不可欠である。

現在、実験的アプローチとしてこのレプトン数非保存過程の直接的検証が重要視されており、その最有力候補がニュートリノレス二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) の探索である。 $0\nu\beta\beta$ は通常二重ベータ崩壊 ($2\nu\beta\beta$) の一崩壊モードであり、ニュートリノがマヨラナ粒子 (粒子と反粒子が同一の中性フェルミ粒子) である場合にのみ起こるレプトン数非保存過程である。ニュートリノがマヨラナ粒子であることが確認されれば、ニュートリノ質量の起源の解明や、他の素粒子に比べ極端に軽い理由 (シーソー機構) の理解など、標準模型を超える新物理の発見につながることを期待されている。

本研究では、 ^{48}Ca を用いた $0\nu\beta\beta$ 崩壊の探索に向けて、 CaF_2 蛍光熱量検出器の開発を行っている。 $0\nu\beta\beta$ 事象は極めて稀であるため、バックグラウンド (BG) の低減が重要課題である。特に、同じ核種による $2\nu\beta\beta$ 崩壊が主要な内部 BG 源となる。エネルギー分解能が不十分な場合、 $2\nu\beta\beta$ スペクトルの終端が $0\nu\beta\beta$ のシグナルピークと重なり、事象識別が困難となる。そのため、高いエネルギー分解能を持つ検出器の開発が不可欠である。

先行研究では液体シンチレータを用いて ^{48}Ca の $2\nu\beta\beta$ の半減期が測定されたが、そのエネルギー分解能は 5.64 % に留まった。そこで本研究では、蛍光熱量検出器 (Scintillating Bolometer) を導入し、さらなる高分解能化を目指している。この検出器は他の $0\nu\beta\beta$ 実験でも採用されており、一般に 0.1 % 程度の優れた分解能を示す。次世代の CANDLES 検出器では 0.5 % の達成を目標としている。

現在、韓国 Institute for Basic Science (IBS) と共同で検出器の開発を進めており、IBS における先行試験では、目標とするエネルギー分解能を実現可能な性能を確認した。本論文では、大阪で同様の検出環境を構築し、同一センサーを用いた実験を実施した。そのデータ取得・解析結果を報告するとともに、IBS 実験との比較検証した結果について述べる。

目次

第1章 序論

- 1.1 ニュートリノの概念的成立と発見
- 1.2 ニュートリノ振動と質量の発見
- 1.3 ニュートリノ質量の階層性
- 1.4 ニュートリノ質量の直接測定
- 1.5 宇宙論によるニュートリノ質量制限

第2章 ニュートリノレス二重 β 崩壊

- 2.1 二重 β 崩壊
- 2.2 ニュートリノレス二重 β 崩壊
- 2.3 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索の世界情勢

第3章 CANDLES 実験

- 3.1 ^{48}Ca 同位体
- 3.2 実験概要
- 3.3 測定データ・結果
- 3.4 本研究の位置付け

第4章 蛍光熱量検出器

- 4.1 熱量計の原理
- 4.2 蛍光熱量検出器の原理
- 4.3 希釈冷凍機
- 4.4 超伝導カロリメーター
- 4.5 Metallic Magnetic Calorimeter
- 4.6 SQUID

第5章 超伝導センサーの性能評価試験

5.1 SQUID テスト

5.2 MMC Johnson-Nyquist noise テスト

第 6 章 超伝導センサーを用いての物理信号測定

6.1 大阪で行った α 粒子検出のテスト実験概要

6.2 大阪で行った α 粒子検出のセンサー動作

6.3 測定結果

6.4 実験結果の考察

第 7 章 まとめと展望

参考文献

参考文献

第 1 章

序論

素粒子物理学の標準理論は、電磁相互作用・弱相互作用・強相互作用を統一的に記述する量子場理論であり、現在までに極めて高い精度でその妥当性が検証されてきた。

特に電磁相互作用を記述する量子電磁力学 (QED) は、電子の異常磁気能率などの精密測定と理論計算が 10 桁以上の精度で一致することが知られており、また、強相互作用を記述する量子色力学 (QCD) においても、漸近的自由性やカラーの存在が実験的に確立されている。さらに、電弱理論において予言された W^\pm ボソンおよび Z ボソンの存在は実験的に確認されており、その質量や崩壊幅は理論予測とよく一致している。2012 年にはヒッグス粒子が発見され、標準理論における質量生成機構も実験的裏付けを得た。このように、標準理論は既知の素粒子現象を高精度で記述する枠組みとして確立されている。

一方で、標準理論には理論的・実験的観点からいくつかの根本的な未解決問題が存在する。その中でも特に重要なのが、ニュートリノの質量に関する問題である。標準理論では、ニュートリノは右巻き成分を持たないためディラック質量項を構成できず、質量を持たない粒子として扱われている。しかし、後に述べるニュートリノ振動の観測は、この仮定が自然界では成り立たないことを示している。

また、標準理論はフェルミオンの世代構造を説明しない。クォークおよびレプトンは 3 世代存在するが、(図 1.3) その世代数や質量の階層性、混合角の値は理論的に導かれておらず、実験値を入力パラメータとして与える必要がある。加えて、宇宙論的観測から強く示唆されているダークマターの正体や、物質と反物質の非対称性 (バリオン非対称) の起源も、標準理論の枠組みでは説明できない問題である。これらの事実は、標準理論が有効理論としては極めて成功している一方で、より高エネルギーの物理や新たな自由度の存在を示唆している。

このような未解決問題の中でも、ニュートリノ質量の存在は実験的に確立された事実であり、標準理論を超える物理の直接的証拠として位置付けられる。そのため、ニュートリノの性質を精密に調べることは、標準理論の拡張を探る上で極めて重要である。

1.1 ニュートリノの概念的成立と発見

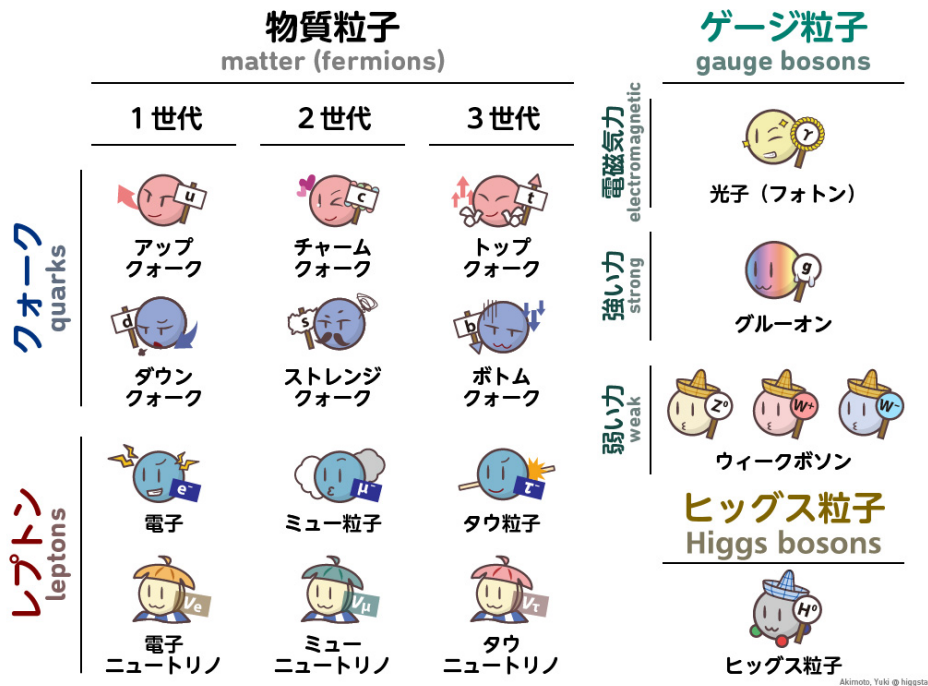


図 1.1: 素粒子標準理論における素粒子の分類を示す。ニュートリノはスピン 1/2 をもつフェルミオンであり、物質粒子に属する電荷を持たないレプトンである。電子型・ミュー型・タウ型に対応する第 1~第 3 世代の 3 種類が存在し、いずれも弱い相互作用を介してのみ相互作用することが実験的に確認されている。[1]

1.1 ニュートリノの概念的成立と発見

1.1.1 ニュートリノ仮説

原子核の β 崩壊において、放出される電子のエネルギースペクトルが連続的であることは、1920 年代から知られていた。この現象は、二体崩壊を仮定した場合に期待される単一のエネルギー値と矛盾しており、エネルギー保存則や運動量保存則が破れているかのように見えた。

1930 年、ヴォルフガング・パウリは、この問題を解決するために、 β 崩壊の過程において電荷を持たず、非常に軽く、検出が困難な未知の粒子が同時に放出されている可能性を提案した。[2] この粒子は電子とともにエネルギーおよび運動量を分担することで、保存則を成立させる役割として考えられた。当初、この仮説は理論的要請に基づくものであり、実験的検証は困難であると認識されていた。

その後、フェルミによって β 崩壊の理論が定式化され、この未知の粒子は「ニュートリ

ノ」と命名された。ニュートリノは電磁相互作用を持たず、弱相互作用のみを通じて物質と相互作用する粒子として位置付けられ、標準理論におけるレプトンの一員として組み込まれていくことになる。

1.1.2 ニュートリノの実験的発見

ニュートリノの存在が実験的に確認されたのは、パウリの提案から約25年後のことである。1950年代に入り、ReinesとCowanは、原子炉から放出される大量の反電子ニュートリノを利用した実験を行った。^[3]

彼らは、原子炉近傍に設置した検出器を用いて、反電子ニュートリノが陽子と反応し、陽電子と中性子を生成する逆 β 崩壊反応を観測した。この実験は、アメリカ・サウスカロライナ州のSavannah River原子炉施設において実施され、電子用電子対消滅による遅延同時計測を用いることで、バックグラウンド事象から反電子ニュートリノ反応を識別することに成功した。

この成果により、ニュートリノは理論的仮説にとどまらず、実在する粒子として初めて実験的に確認された。これ以降、ニュートリノは素粒子物理学における基本粒子の一つとして確立されることとなった。

1.1.3 ニュートリノの基本的性質（当時の理解）

ニュートリノの発見当時、その基本的性質は弱相互作用の理論的枠組みに基づいて理解されていた。ニュートリノは電氣的に中性であり、スピンは $1/2$ を持つフェルミ粒子である。また、電磁相互作用や強相互作用には関与せず、弱相互作用のみを通じて他の粒子と相互作用する点が特徴である。

当時の理論では、ニュートリノは質量を持たない粒子として扱われていた。これは、標準理論においてニュートリノが左巻き成分のみを持つと仮定されており、ディラック質量項を構成できないことに由来する。この仮定のもとでは、ニュートリノは光子と同様に厳密に質量ゼロの粒子として位置付けられていた。

このような理解は長らく受け入れられてきたが、後に述べるニュートリノ振動の発見によって修正を迫られることとなる。すなわち、ニュートリノの質量は標準理論の仮定を超える物理の存在を示唆する重要な手がかりとなる。

1.2 ニュートリノ振動と質量の発見

1.2.1 ニュートリノ振動の理論的枠組み

前章で述べたように、標準理論においてニュートリノは長らく質量を持たない粒子として扱われてきた。しかし、もしニュートリノが有限の質量を持ち、かつ弱相互作用で生成・検出される状態（フレーバー状態）が質量固有状態と一致しない場合、時間発展に伴ってニュートリノのフレーバーが変化する現象が起こり得る。この現象はニュートリノ振動と呼ばれる。

ニュートリノ振動は、フレーバー状態 $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ が、質量固有状態 (ν_1, ν_2, ν_3) の線形結合として表されることに起因する。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

$U_{\alpha i}$ は、Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) 行列と呼ばれ、以下のようなユニタリ行列で表される。

$$U_{\alpha i} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

c_{ij} , s_{ij} は、 $\cos \theta_{ij}$, $\sin \theta_{ij}$ を表す。 θ_{ij} は混合角と呼ばれ、質量固有状態の混合の程度に対応する。また、 δ_{CP} は CP 位相角と呼ばれ、レプトンの CP 対称性を決定するパラメーターである。

以降は簡単のため 2 世代間のニュートリノ振動について考える。式 (1.1)、(1.2) は 2 世代のニュートリノ $|\nu_\alpha\rangle$, $|\nu_\beta\rangle$ と質量固有状態 $|\nu_1\rangle$, $|\nu_2\rangle$ を用いて表すと、式 (1.3) のように表される。

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

ここで、質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ は、

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t)} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.4)$$

の時間発展でかける。 E_i は、ニュートリノのエネルギーで、このとき、 m_i をニュートリノの質量、 L をニュートリノの飛行距離とし、ニュートリノが超相対論的な粒子 ($p \approx E$) であるとする、

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \approx p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \approx E + \frac{m_i^2}{2E} \quad (1.5)$$

と近似できる。よって、式 (1.3) は式 (1.4), (1.5) を用いて

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha(t)\rangle \\ |\nu_\beta(t)\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i(m_1^2 L/2E_1)} |\nu_1(0)\rangle \\ e^{-i(m_2^2 L/2E_2)} |\nu_2(0)\rangle \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

となる。これより、ニュートリノが距離 L だけ飛行した後世代が $\alpha \rightarrow \beta$ に変化して観測される確率は $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)(t)$ (出現確率) は、混合角 θ と質量差 $\Delta m^2 = m_\alpha^2 - m_\beta^2$ を用いて

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle|^2 = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (1.7)$$

と表せる。

このように異なる質量を持つ質量固有状態は伝播中に異なる位相で時間発展するため、ある距離を進んだ後に検出されるニュートリノのフレーバー確率が変化する。このため、ニュートリノ振動の存在は、少なくとも二つ以上のニュートリノが非ゼロの質量を持つことを意味する。

重要な点として、ニュートリノ振動で観測される物理量は質量の絶対値ではなく、質量二乗差である。このため、振動現象の観測のみからニュートリノの絶対質量スケールを決定することはできない。

1.2.2 ニュートリノ振動の実験的発見

ニュートリノ振動の最初の決定的証拠は、太陽ニュートリノおよび大気ニュートリノの観測から得られた。太陽ニュートリノ観測では、理論的に予測される電子ニュートリノのフラックスに対して、地上で観測される数が有意に少ないという「太陽ニュートリノ問題」が長年にわたり報告されていた。

この問題は、重水を用いた Sudbury Neutrino Observatory (SNO) 実験によって解決された。SNO は電子ニュートリノに特有の反応と、全フレーバーに感度を持つ反応を同時に測定することで、太陽から到来するニュートリノの総数は理論と一致している一方で、地球到達時にはフレーバーが変化していることを示した。

一方、大気ニュートリノに関しては、日本の Super-Kamiokande 実験により、ニュートリノの到来方向に依存したミュニュートリノの欠損が観測された。この結果は、地球内部を長距離伝播したニュートリノほど振動の影響を強く受けることを示しており、ニュートリノ振動の存在を強く支持するものであった。

これらの実験結果により、ニュートリノが質量を持つことは疑いのない実験的事実として確立された。この発見は、標準理論が修正あるいは拡張を必要とすることを示す、初めての直接的証拠の一つである。

1.2.3 ニュートリノ振動から得られる情報と限界

ニュートリノ振動実験によって、ニュートリノの性質に関する多くの重要な情報が得られている。具体的には、三つのニュートリノ間の混合角および二つの独立な質量二乗差が測定されており、これらの値は現在高い精度で決定されている (図 1.3)。

一方で、ニュートリノ振動には本質的な限界も存在する。振動現象は質量二乗差にのみ感度を持つため、最も軽いニュートリノの質量や、質量の絶対値を直接決定することはできない。また、質量固有状態の並び順、すなわち質量階層が順階層であるか逆階層であるかについても、完全には確定していない。

さらに、ニュートリノがディラック粒子であるかマヨラナ粒子であるかという本質的な性質も、振動実験からは判別できない。これらの未解決問題を解明するためには、振動実験とは異なる手法による補完的な測定が必要となる。

このように、ニュートリノ振動の発見はニュートリノ質量の存在を明らかにした一方で、新たな問いを生み出した。次章では、ニュートリノ質量の階層構造に焦点を当て、その物理的意義について述べる。

1.3 ニュートリノ質量の階層性

前章で述べたように、ニュートリノ振動実験によって二つの独立な質量二乗差が測定されている。しかし、振動実験から得られる情報は質量二乗差の絶対値に限られており、質量固有状態の並び順、すなわちニュートリノ質量の階層性は完全には決定されていない。

現在許されている質量階層性には、順階層 (normal ordering) と逆階層 (inverted ordering) の二つがある。順階層では、質量固有状態の大小関係は次のように表される。

$$m_1 < m_2 < m_3 \quad (1.8)$$

この場合、最も軽い質量固有状態は ν_1 であり、 ν_3 が最も重い。一方、逆階層では第三の質量固有状態が最も軽く、第一および第二の質量固有状態がほぼ縮退している。

$$m_3 < m_1 < m_2 \quad (1.9)$$

これら二つの階層性の違いは、主として大気ニュートリノ振動に対応する質量二乗差の符号に現れる。しかし、ニュートリノ振動確率は多くの場合、質量二乗差の符号そのものには直接感度を持たず、特に真空中での振動では符号の情報が失われる。このため、振動実験のみから質量階層性を一意に決定することは困難である。

		NuFIT 6.0 (2024)			
		Normal Ordering ($\Delta\chi^2 = 0.6$)		Inverted Ordering (best fit)	
		bfp $\pm 1\sigma$	3σ range	bfp $\pm 1\sigma$	3σ range
		IC19 without SK atmospheric data	$\sin^2 \theta_{12}$	$0.307^{+0.012}_{-0.011}$	0.275 \rightarrow 0.345
$\theta_{12}/^\circ$	$33.68^{+0.73}_{-0.70}$		31.63 \rightarrow 35.95	$33.68^{+0.73}_{-0.70}$	31.63 \rightarrow 35.95
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.561^{+0.012}_{-0.015}$		0.430 \rightarrow 0.596	$0.562^{+0.012}_{-0.015}$	0.437 \rightarrow 0.597
$\theta_{23}/^\circ$	$48.5^{+0.7}_{-0.9}$		41.0 \rightarrow 50.5	$48.6^{+0.7}_{-0.9}$	41.4 \rightarrow 50.6
$\sin^2 \theta_{13}$	$0.02195^{+0.00054}_{-0.00058}$		0.02023 \rightarrow 0.02376	$0.02224^{+0.00056}_{-0.00057}$	0.02053 \rightarrow 0.02397
$\theta_{13}/^\circ$	$8.52^{+0.11}_{-0.11}$		8.18 \rightarrow 8.87	$8.58^{+0.11}_{-0.11}$	8.24 \rightarrow 8.91
$\delta_{CP}/^\circ$	177^{+19}_{-20}		96 \rightarrow 422	285^{+25}_{-28}	201 \rightarrow 348
$\frac{\Delta m_{21}^2}{10^{-5} \text{ eV}^2}$	$7.49^{+0.19}_{-0.19}$		6.92 \rightarrow 8.05	$7.49^{+0.19}_{-0.19}$	6.92 \rightarrow 8.05
$\frac{\Delta m_{3\ell}^2}{10^{-3} \text{ eV}^2}$	$+2.534^{+0.025}_{-0.023}$		$+2.463 \rightarrow +2.606$	$-2.510^{+0.024}_{-0.025}$	$-2.584 \rightarrow -2.438$
IC24 with SK atmospheric data	$\sin^2 \theta_{12}$		$0.308^{+0.012}_{-0.011}$	0.275 \rightarrow 0.345	$0.308^{+0.012}_{-0.011}$
	$\theta_{12}/^\circ$	$33.68^{+0.73}_{-0.70}$	31.63 \rightarrow 35.95	$33.68^{+0.73}_{-0.70}$	31.63 \rightarrow 35.95
	$\sin^2 \theta_{23}$	$0.470^{+0.017}_{-0.013}$	0.435 \rightarrow 0.585	$0.550^{+0.012}_{-0.015}$	0.440 \rightarrow 0.584
	$\theta_{23}/^\circ$	$43.3^{+1.0}_{-0.8}$	41.3 \rightarrow 49.9	$47.9^{+0.7}_{-0.9}$	41.5 \rightarrow 49.8
	$\sin^2 \theta_{13}$	$0.02215^{+0.00056}_{-0.00058}$	0.02030 \rightarrow 0.02388	$0.02231^{+0.00056}_{-0.00056}$	0.02060 \rightarrow 0.02409
	$\theta_{13}/^\circ$	$8.56^{+0.11}_{-0.11}$	8.19 \rightarrow 8.89	$8.59^{+0.11}_{-0.11}$	8.25 \rightarrow 8.93
	$\delta_{CP}/^\circ$	212^{+26}_{-41}	124 \rightarrow 364	274^{+22}_{-25}	201 \rightarrow 335
	$\frac{\Delta m_{21}^2}{10^{-5} \text{ eV}^2}$	$7.49^{+0.19}_{-0.19}$	6.92 \rightarrow 8.05	$7.49^{+0.19}_{-0.19}$	6.92 \rightarrow 8.05
	$\frac{\Delta m_{3\ell}^2}{10^{-3} \text{ eV}^2}$	$+2.513^{+0.021}_{-0.019}$	$+2.451 \rightarrow +2.578$	$-2.484^{+0.020}_{-0.020}$	$-2.547 \rightarrow -2.421$

図 1.2: NuFit でグローバルな解析を行った際のニュートリノ振動のパラメータ。[4] 上段はモデル依存の強い大気ニュートリノデータなしのグローバルフィットで、下段は含めた場合。左の列は順階層を仮定、右は逆階層を仮定した場合のそれぞれのパラメータ。

現時点では決定的な結論には至っておらず、その結果として順階層および逆階層のいずれもが実験的に許容されている状況にある。

1.4 ニュートリノ質量の直接測定

1.4.1 直接質量測定の実験原理

ニュートリノ振動実験は、ニュートリノが非ゼロ質量を持つことを示した一方で、質量の絶対値を決定することはできない。ニュートリノ質量の絶対スケールに直接感度を持つ手法として、 β 崩壊における電子のエネルギースペクトルの端点測定が挙げられる。この

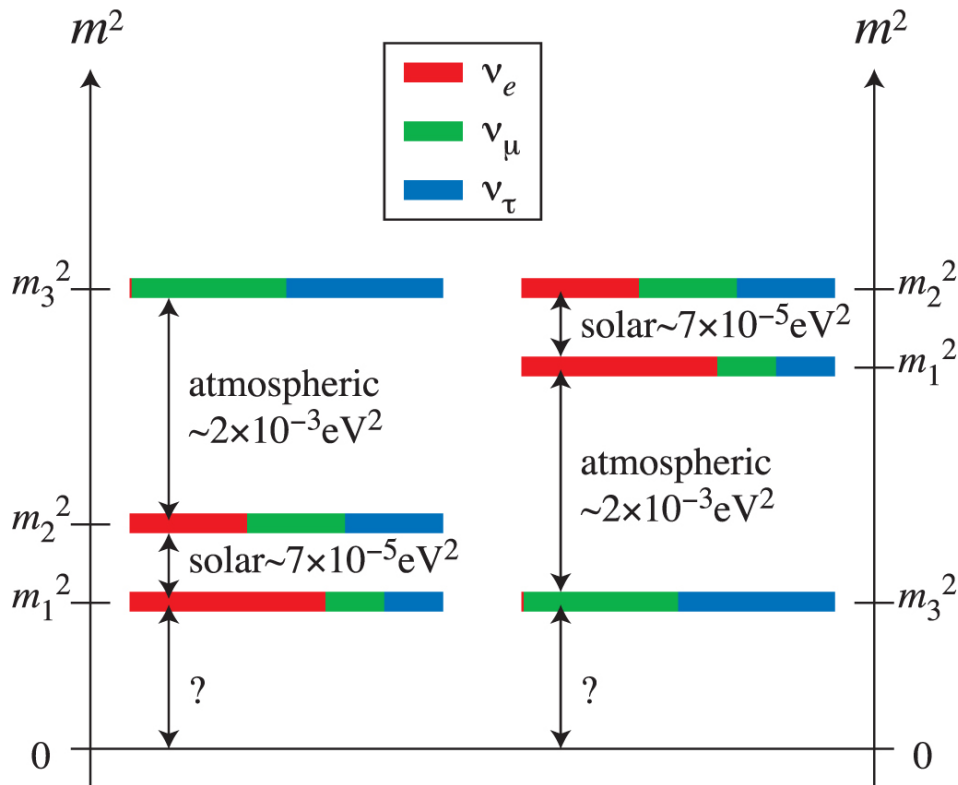


図 1.3: ニュートリノの質量階層性 [5]。左が順階層で、右が逆階層

手法は運動学的測定に基づいており、理論モデルへの依存が比較的小さいという特徴を持つ。

β 崩壊では、原子核から電子と反電子ニュートリノが放出される。崩壊エネルギーの一部はニュートリノによって運び去られるため、電子のエネルギースペクトルは上限値（端点）を持つ。この端点近傍のスペクトル形状は、ニュートリノ質量に依存するため、精密測定によって質量情報を得ることが可能となる。

1.4.2 有効電子ニュートリノ質量

β 崩壊実験で測定されるのは、単一の質量固有状態ではなく、電子フレーバーと結合する質量固有状態の重ね合わせである。このため、測定される量は「有効電子ニュートリノ質量」と呼ばれる。

有効電子ニュートリノ質量は、次式で定義される。

$$m_\beta = \sqrt{\sum_i |U_{ei}|^2 m_i^2} \quad (1.10)$$

ここで m_i は質量固有状態 ν_i の質量、 U_{ei} はレプトン混合行列の成分である。この量は、マヨラナ性や CP 位相に依存せず、純粋に運動学的な量として定義される。

重要な点として、 m_β はニュートリノ質量の上限または値を直接与えるが、個々の質量固有値 m_i を分離して測定することはできない。また、質量階層性によって m_β の最小値は異なるものの、振動実験で測定された混合角と質量二乗差を用いることで、ある程度の範囲は制限される。

1.4.3 β 崩壊端点測定実験

β 崩壊端点測定によるニュートリノ質量の直接測定の代表例として、トリチウムの β 崩壊を用いた実験が挙げられる。トリチウムは崩壊エネルギーが約 18.6 keV と低く、電子エネルギースペクトルの端点近傍において、ニュートリノ質量に起因する運動学的効果が相対的に大きく現れる。この性質を利用することで、電子スペクトルの端点形状を精密に測定し、電子ニュートリノの有効質量 (1.10 式) に直接的な制限を与えることが可能となる。この手法を用いた最先端の実験が KATRIN 実験である。KATRIN では、トリチウムを用いて、端点近傍の電子のみを高いエネルギー分解能で測定する。検出器のエネルギー分解能は約 0.93 eV (18.6 keV において) に達しており、従来の β 崩壊端点測定実験と比較して大幅な性能向上が実現されている。また、長期間にわたる安定運転と大統計データの取得により、統計誤差の低減が図られている。これまでの測定結果から、KATRIN 実験は有効電子ニュートリノ質量に対して

$$m_\beta < 0.8 \text{ eV} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (1.11)$$

という上限を与えており、[6] サブ eV 領域への感度を実証した。この成果は、ニュートリノ振動実験では決定できない絶対質量スケールに対し、モデル依存性の小さい制限を与える点で重要である。

一方で、 β 崩壊端点測定には本質的な制約も存在する。端点近傍の事象数は全崩壊事象のごく一部に限られるため、統計的制約が極めて厳しい。また、トリチウムが分子状態 (T_2) で存在することに起因する最終状態効果や分子励起は、電子スペクトルの形状に影響を与え、系統誤差の主要因となる。

1.4.4 直接測定の位置付けと限界

直接質量測定は、ニュートリノ質量に対して最もモデル依存性の低い情報を与える手法である。一方で、現時点での感度は振動実験で示唆される最小質量スケールに十分到達しているとは言い難く、質量階層性を単独で決定することはできない。

それでもなお、直接測定によって得られる上限値は、宇宙論的制限やニュートリノレス

1.5 宇宙論によるニュートリノ質量制限

二重 β 崩壊実験の結果を解釈する上で重要な基準となる。次章では、宇宙論的観測から得られるニュートリノ質量制限について述べ、これらの手法の関係性を整理する。

1.5 宇宙論によるニュートリノ質量制限

1.5.1 宇宙論におけるニュートリノの役割

ニュートリノは宇宙初期において熱平衡状態にあり、その後、宇宙の膨張に伴って脱結合したと考えられている。そのため、現在の宇宙には宇宙背景ニュートリノが存在し、有限の質量を持つ場合には、宇宙のエネルギー密度および構造形成に影響を与える。

質量を持つニュートリノは、初期宇宙では相対論的粒子として振る舞い、温度の低下とともに非相対論的粒子へと遷移する。この過程により、ニュートリノは大規模構造の成長を抑制する効果を持つことが知られている。したがって、宇宙背景放射や銀河分布の精密観測から、ニュートリノ質量に対する制限を与えることが可能となる。

1.5.2 ニュートリノ質量和による制限

宇宙論的観測で制限される主要な量は、ニュートリノ質量の総和である。これは次式で定義される。

$$\sum_i m_i \quad (1.12)$$

この質量和は、宇宙の物質密度に直接寄与し、特に小スケールの構造形成に影響を与える。観測される銀河分布や宇宙背景放射の異方性と理論モデルを比較することで、ニュートリノ質量和に上限が与えられる。

現在の宇宙論的解析では、質量和に対してサブ eV オーダーの上限が得られている。ただし、この制限は用いる宇宙モデルや観測データの組み合わせに依存しており、単一の実験結果として解釈することはできない。

1.5.3 質量階層性との関係

ニュートリノ質量和の最小値は、質量階層性によって異なる。振動実験で測定された質量二乗差を用いると、順階層および逆階層に対して、それぞれ異なる最小値が存在する。

順階層では、最軽質量をほぼゼロとした場合でも、質量和は有限の下限を持つ。一方、逆階層では二つの質量固有状態がほぼ縮退しているため、質量和の最小値は順階層よりも大きくなる。

このため、将来的に宇宙論的観測の精度が向上し、質量和の上限が十分に小さな値まで

制限された場合、質量階層性に対して間接的な示唆を与える可能性がある。ただし、この結論は宇宙論モデルに依存するものであり、確定的な決定手段とはなり得ない。

1.5.4 実験室測定との補完性と限界

宇宙論によるニュートリノ質量制限は、直接測定や振動実験とは異なるアプローチに基づいており、互いに補完的な関係にある。特に、直接測定が運動学的にニュートリノ質量を評価するのに対し、宇宙論は集団としてのニュートリノの影響を通じて制限を与える。

一方で、宇宙論的制限は、ダークマターの性質や暗黒エネルギーの振る舞い、初期揺らぎの仮定などに強く依存する。このため、宇宙論から得られる制限を、実験室での測定結果と同等の確実性で扱うことはできない。

したがって、ニュートリノ質量の理解には、振動実験、直接質量測定、宇宙論的観測を総合的に考慮することが重要である。次章では、これらとは異なる観点からニュートリノの性質に迫る手法として、ニュートリノレス二重 β 崩壊について述べる。

第 2 章

ニュートリノレス二重 β 崩壊

2.1 二重 β 崩壊

二重 β 崩壊 ($\beta\beta$) は、原子核が二つの電子と二つの反電子ニュートリノを同時に放出して崩壊する過程であり、標準理論において許容される過程である。この反応は、主に原子核の偶偶核が奇奇核よりもエネルギー的に安定であることが原因で、通常の β 崩壊が禁止、または強く抑制されている際に起こる反応である。そのため、限られた原子核でしか起こらず、実際に観測されているのは 9 種類である (表 2.1)。

表 2.1: 二重 β 崩壊探索実験に使用されている主な核種とその崩壊 Q 値と天然存在比 (二重 EC 崩壊や、地球化学的測定によるものは除く)

候補核	Q 値 (MeV)	天然存在比 (%)
^{48}Ca	4.271	0.19
^{76}Ge	2.039	7.8
^{82}Se	2.995	9.2
^{96}Zr	3.351	2.8
^{100}Mo	3.034	9.6
^{116}Cd	2.805	7.5
^{130}Te	2.529	34.5
^{136}Xe	2.476	8.9
^{150}Nd	3.367	5.6

$2\nu\beta\beta$ 弱い相互作用の 2 次の過程によって起こるため、半減期も非常に長い ($> 10^{18}$ 年)。この $2\nu\beta\beta$ 崩壊が起こった原子核では、質量数 A 、原子番号 Z とすると (2.1) 式で表わされる。

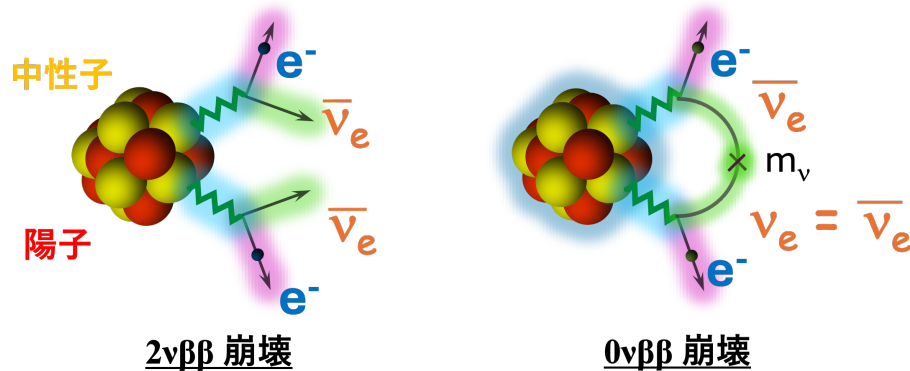


図 2.1: 二重 β 崩壊の二つのモード

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (2.1)$$

*1 標準理論においては、このレプトン数は保存される量であり、すべての反応において反応前後で総和が変化しない。式 2.1 の過程では、電子が二つ生成される一方で、それに対応して反電子ニュートリノも二つ放出されるため、反応の前後で全レプトン数は保存されている。

2.2 ニュートリノレス二重 β 崩壊

2.2.1 マヨラナ粒子と物質優勢宇宙

ニュートリノがどのような性質を持つ粒子であるかは、標準理論を超える物理を理解する上で重要な問題である。特に、ニュートリノがディラック粒子であるか、それともマヨラナ粒子であるかという点は、レプトン数保存則の成り立ちや質量生成機構と深く関係している。

ディラック粒子とは、粒子と反粒子が区別されるフェルミ粒子であり、電子やクォークがその代表例である。ディラック粒子の質量項は、左巻き成分と右巻き成分を結合する形で与えられ、レプトン数は保存される。ディラック型ニュートリノ質量項は次のように書かれる。

$$\mathcal{L}_{\text{Dirac}} = -m_D \bar{\nu}_L \nu_R + \text{h.c.} \quad (2.2)$$

ここで ν_L と ν_R はそれぞれ左巻きおよび右巻きニュートリノを表す。この場合、ニュートリノと反ニュートリノは異なる粒子であり、レプトン数は厳密に保存される。

*1 レプトン数とは、レプトン粒子に割り当てられる量子数であり、電子やニュートリノには +1、それらの反粒子には -1 が与えられる。

2.2 ニュートリノレス二重 β 崩壊

一方、マヨラナ粒子とは、粒子と反粒子が同一であるフェルミ粒子である。電荷を持たないニュートリノは、マヨラナ粒子である可能性を持つ数少ない基本粒子である。左巻きニュートリノのみを用いたマヨラナ質量項は、次の形で記述される。

$$\mathcal{L}_{\text{Majorana}} = -\frac{1}{2}m_L \overline{\nu_L^c} \nu_L + \text{h.c.} \quad (2.3)$$

ここで ν_L^c は電荷共役場であり、左巻き成分のみからローレンツ不変な質量項を構成するために導入される。この構成により、マヨラナ質量項はレプトン数を 2 単位破る。

このようなレプトン数の破れは、現在の宇宙が物質に支配されているという観測事実を説明する仮説であるレプトジェネシスにおいて、重要な役割を果たすと考えられている。レプトジェネシスでは、初期宇宙においてレプトン数非保存過程を通じてレプトン数の非対称性が生成され、それが最終的に物質と反物質の非対称性として残るとされる。この観点から、マヨラナ質量項に伴うレプトン数の破れは、ニュートリノの性質に関する問題にとどまらず、宇宙の物質組成の起源に関わる重要な意味を持つ。

2.2.2 シーソー機構

また、式 2.3 より、マヨラナ質量項はディラック質量項とは異なり、左巻きと右巻きそれぞれ独立に質量を持たせることができる。 m_D はディラック質量項、 M_R は右巻きニュートリノのマヨラナ質量であり、 $M_R \gg m_D$ を仮定すると、有効な軽いニュートリノ質量は近似的に次式で与えられる。

$$m_\nu \simeq \frac{m_D^2}{M_R} \quad (2.4)$$

これはシーソー機構と呼ばれ、ニュートリノが非常に軽い質量を持つ理由を自然に説明する機構として、広く議論されている。この関係は、右巻きニュートリノの質量が非常に大きい場合に、観測される左巻きニュートリノの質量が自然に小さくなることを示している。シーソー機構は、ニュートリノがマヨラナ粒子である可能性と、その微小な質量の起源を同時に説明する枠組みとして重要である。

2.2.3 $0\nu\beta\beta$ とマヨラナ粒子

以上のように、ニュートリノがマヨラナ粒子である場合には、レプトン数非保存過程が許される。このような性質を実験的に検証し、直接的証拠を探る上で非常に有効な方法が、ニュートリノレス二重 β 崩壊 ($0\nu\beta\beta$) の観測である。 $0\nu\beta\beta$ ではニュートリノが放出されないため、レプトン数が 2 単位破れている (式 2.5)。

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^- \quad (2.5)$$

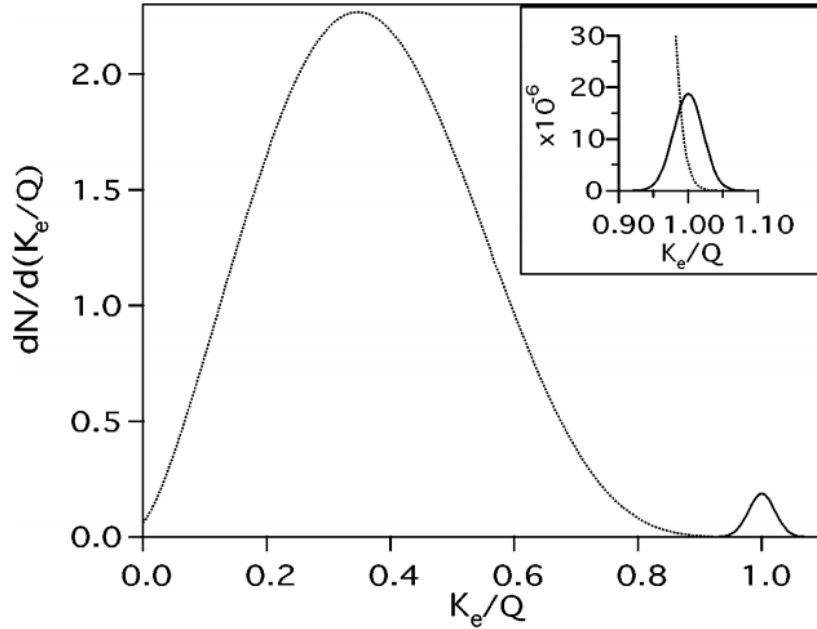


図 2.2: 予想される $0\nu\beta\beta$ と $2\nu\beta\beta$ が放出する電子のエネルギー (和の) スペクトル。横軸はエネルギーを Q 値で割った値、縦軸は崩壊数である。エネルギー分解能は 5% とし、 $0\nu\beta\beta$ の $2\nu\beta\beta$ に対するレート比は 10^{-2} (左図) と 10^{-6} (右図)。

測定原理としては、エネルギー保存則から、放出される電子のエネルギーを測定できれば、(崩壊エネルギーのほとんどを電子が持ち去る) $2\nu\beta\beta$ の連続的なピークに対して、 $0\nu\beta\beta$ は単一ピークとなる (図 2.2)。そのため、 $0\nu\beta\beta$ の測定では、このような単一エネルギーのピーク構造を捉えることが基本的な測定目標となる。

また、 $0\nu\beta\beta$ の半減期は、ニュートリノの性質と原子核構造の両方に依存する (式 2.6)。

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G_{0\nu} |M_{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (2.6)$$

ここで $G^{0\nu}$ は位相空間因子、 $M^{0\nu}$ は核行列要素、 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ は有効マヨラナ質量である。位相空間因子は比較的小さな不定性で正確に計算可能である。しかし、核行列要素は原子核の反応中の状態について正確に知る必要があり、計算結果には比較的大きな不定性があるため、実験結果の解釈には注意が必要である。有効マヨラナ質量 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ は次式で定義される。

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \right| = \left| m_1 |U_{e1}|^2 + m_2 |U_{e2}|^2 e^{i\alpha_{21}} + m_3 |U_{e3}|^2 e^{i\alpha_{31}} \right| \quad (2.7)$$

2.2 ニュートリノレス二重 β 崩壊

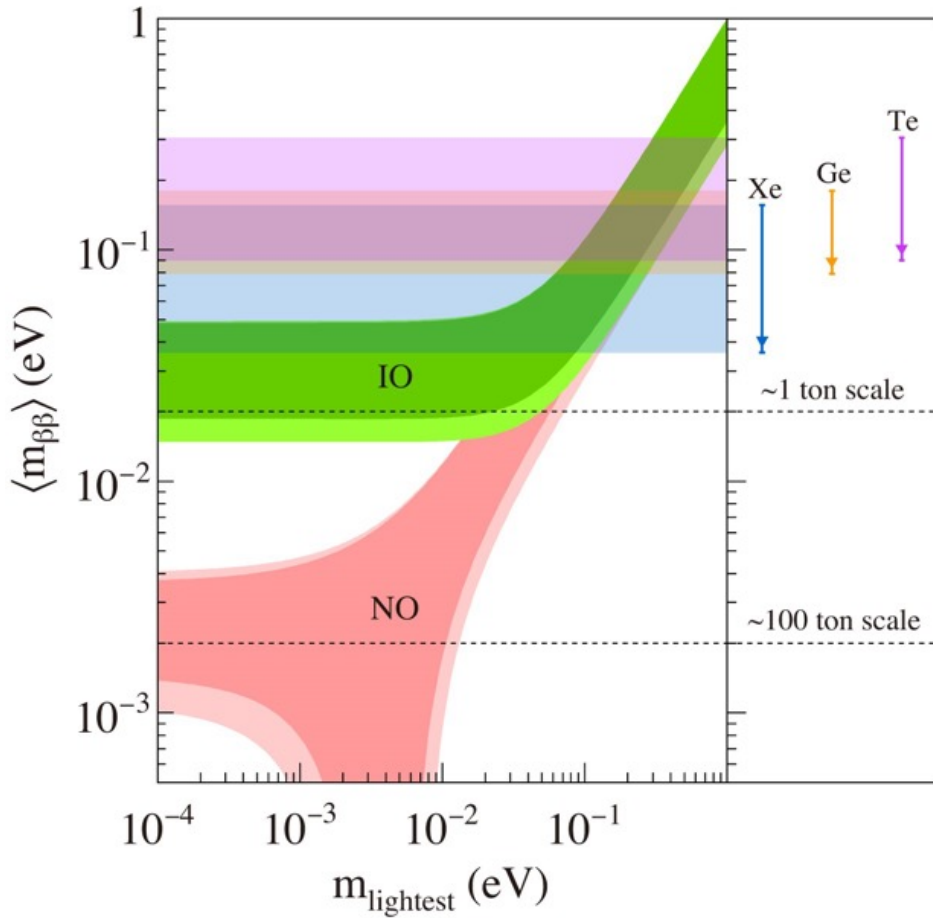


図 2.3: 最も軽いニュートリノ質量と有効マヨラナ質量。濃陰影部分は、順階層 (NO) 逆階層 (IO) におけるニュートリノ振動パラメータの最良適合値に基づく。薄陰影部分は振動パラメータから算出した 3σ 範囲を示す。水平帯は、KamLAND-Zen、 ^{76}Ge 、 ^{130}Te による ^{136}Xe 実験における有効マヨラナ質量の 90% 信頼度上限を示す。水平破線は、それぞれ達成するために必要な標的核の質量スケールを示す。[7]

ここで m_i はニュートリノ質量固有状態の質量、 U_{ei} は PMNS 行列の成分 (式 1.2) であり、 α_{21}, α_{31} はマヨラナ位相である。このように $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ は、 β 崩壊端点測定で定義される有効電子ニュートリノ質量 (式 1.10) とは異なり、マヨラナ位相を含む複素和として定義される。そのため、質量固有値が有限であってもマヨラナ位相の取り方によって有効マヨラナ質量 $m_{\beta\beta}$ は著しく小さくなり得るため、図 2.3 に示した順階層の場合には、そのような位相による打ち消しの可能性を考慮した結果として $m_{\beta\beta}$ が小さくなっている。

2.2.4 質量階層性との関係

有効マヨラナ質量の取り得る範囲は、ニュートリノ質量の階層性に強く依存する (図 2.3)。逆階層の場合、二つの質量固有状態がほぼ縮退しているため、 $m_{\beta\beta}$ には比較的大きな下限が存在する。一方、正常階層では最も軽い質量固有状態が非常に小さい、あるいはゼロである可能性があり、位相の干渉により $m_{\beta\beta}$ が大きく抑制され得る。

このため、 $0\nu\beta\beta$ 実験の感度がどの質量階層に到達しているかは、実験の物理的到達点を評価する上で重要な指標となる。

2.2.5 他の質量測定手法との補完性

$0\nu\beta\beta$ は、ニュートリノのマヨラナ性と有効質量に感度を持つ点で、これまでに述べた他の測定手法とは異なる情報を提供する。

- ニュートリノ振動実験は、質量二乗差と混合角を測定するが、絶対質量や粒子の性質には感度を持たない。
- 直接質量測定は、運動学的に定義される有効質量を与えるが、マヨラナ性を判別することはできない。
- 宇宙論的観測は、ニュートリノ質量和に制限を与えるが、仮定への依存が大きい。

$0\nu\beta\beta$ は、これらとは独立に、ニュートリノがマヨラナ粒子であるかどうかを直接検証できる唯一の実験手法である。ニュートリノの質量に関する情報は、実験手法ごとにアクセスできる物理量が異なるため (表 2.2)、振動実験、直接質量測定、ニュートリノレス二重ベータ崩壊探索などの結果を相補的に組み合わせて理解する必要がある。

表 2.2: ニュートリノに関する未解決問題と各実験手法の感度

	振動実験	$0\nu\beta\beta$ 探索	直接質量測定	宇宙マイクロ波背景
CP 対称性の破れ	○	-	-	-
混合角の決定	○	-	-	-
世代数	○	-	-	○
質量順序 (NO/IO)	○	○	-	○
質量の絶対値	-	○	○	○
ディラック/マヨラナ	-	○	-	-

2.3 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索の世界情勢

■KamLAND-Zen (核種： ^{136}Xe) 大型液体シンチレータ検出器 KamLAND に同位体濃縮 Xe を溶解させる手法を用いた、世界最大規模の $0\nu\beta\beta$ 探索実験である。液体シンチレータの大質量化による統計量の優位性を活かしつつ、バルーン材や周辺物質に由来するバックグラウンドの抑制、事象位置再構成による外部 γ 線の除去などを段階的に改良してきた。最新の KamLAND-Zen 800 解析では、 ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 崩壊は観測されず、

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{136}\text{Xe}) > 2.3 \times 10^{26} \text{ yr} \quad (90\% \text{ C.L.})$$

という下限を得ている。本結果は、逆階層領域に物理的制約を与える水準に到達しており、液体検出器による $0\nu\beta\beta$ 探索の代表例となっている。[8]

■LEGEND (核種： ^{76}Ge) 高純度 Ge 半導体検出器を用いた ^{76}Ge の $0\nu\beta\beta$ 探索を行う国際共同実験であり、GERDA および MAJORANA DEMONSTRATOR の技術を統合・発展させた計画である。Ge 検出器は優れたエネルギー分解能を有し、 $Q_{\beta\beta}$ 近傍に鋭いピーク探索が可能である点が最大の強みである。LEGEND-200 の初期運転では、液体アルゴン中での運用とパルス形状弁別により極低バックグラウンド環境を実現し、単独解析として

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{76}\text{Ge}) > 5.0 \times 10^{25} \text{ yr}$$

を得た。さらに過去実験との統合解析により、

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.9 \times 10^{26} \text{ yr}$$

という下限を得ている。[9]

■CUPID (CUPID-0：核種 ^{82}Se) CUORE 実験の後継として計画されている極低温ボロメータ型 $0\nu\beta\beta$ 探索であり、粒子識別能力を持つ次世代検出器の確立を目指している。実証実験である CUPID-0 では、 ^{82}Se を含む蛍光熱量検出器を用い、超伝導センサー (SQUID+NTD Ge) により熱信号と発光信号の同時測定により α 事象を強力に除去できることを示した。その結果、 $0\nu\beta\beta$ 信号は観測されず、

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{82}\text{Se}) > 4.6 \times 10^{24} \text{ yr}$$

という下限が得られており、この結果を受け、将来の CUPID 本体における大質量化とさらなるバックグラウンド低減の実現に向けて開発を進めている。[10]

■EXO-200 (核種： ^{136}Xe) 液体 Xe タイムプロジェクションチェンバー (TPC) を用いた ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 探索実験である。電離電荷とシンチレーション光を同時に測定することで三次元位置再構成が可能となり、自己遮蔽効果を利用したバックグラウンド抑制が特徴である。全データを用いた最終解析では機械学習手法も導入され、感度向上が図られたが、 $0\nu\beta\beta$ 事象は確認されなかった。その結果、

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{136}\text{Xe}) > 1.7 \times 10^{25} \text{ yr}$$

が得られている。EXO-200 で確立された技術は、トン規模実験 nEXO へと直接的に引き継がれている。[11]

■NEMO-3 (核種： ^{100}Mo) 他の多くの $0\nu\beta\beta$ 実験と異なり、線源と検出器を分離したトラッキング型手法を採用している。2本の電子の飛跡、角度、エネルギーを個別に測定できるため、事象トポロジーに基づく詳細なバックグラウンド識別が可能である。 ^{100}Mo を主核種とした探索では $0\nu\beta\beta$ の兆候は見られず、

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{100}\text{Mo}) > 1.1 \times 10^{24} \text{ yr}$$

が得られた。本実験は、後継計画である SuperNEMO において、構造的に異なるアプローチから $0\nu\beta\beta$ 探索を補完する役割を担っている。[12]

■AMoRE (核種： ^{100}Mo) ^{100}Mo を含む CaMoO_4 結晶を用いた極低温シンチレーションボロメータ型の $0\nu\beta\beta$ 探索実験である。熱信号を高感度センサー (MMC+SQUID) で読み出すと同時に、発光信号を利用して粒子識別を行う点が特徴であり、表面 α バックグラウンドの抑制に優れる。AMoRE-I の初期運転では $0\nu\beta\beta$ は観測されず、

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{100}\text{Mo}) > 2.9 \times 10^{24} \text{ yr}$$

という下限が得られた。現在は検出器規模の拡張と放射性不純物の低減を進め、感度向上を目指している。[13]

以降の章では、CANDLES 実験のこれまでの経緯と現在抱えている課題について詳述する。

第3章

CANDLES 実験

3.1 ^{48}Ca 同位体

CANDLES 実験 (CALcium fluoride for the study of Neutrinos and Dark matters by Low Energy Spectrometer) は、 ^{48}Ca を用いた $0\nu\beta\beta$ 探索実験である。CANDLES 検出器は ^{48}Ca を含む総量 305 kg の CaF_2 結晶を用いる。 ^{48}Ca の天然存在比は 0.187% であり、全結晶に含まれる総量は 365 g である。 ^{48}Ca から ^{48}Sc へのベータ崩壊はエネルギー的に許されているが、スピンの大きく異なるため、強く抑制される (図 3.1)。

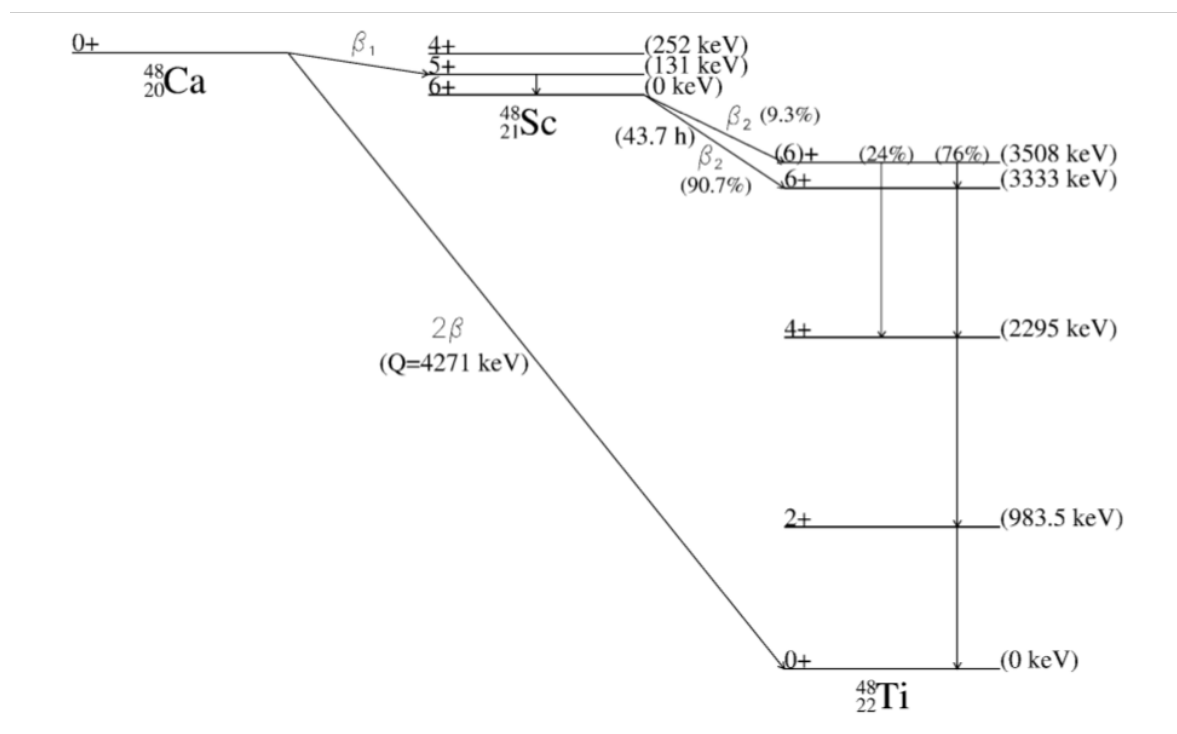


図 3.1: ^{48}Ca の崩壊図

^{48}Ca の $Q_{\beta\beta}$ は 4.27 MeV と $0\nu\beta\beta$ 候補核種中で最も大きく、環境放射線からのバックグラウンドを無視できるエネルギー領域で観測できるという利点を持っている。

3.2 実験概要

CANDLES III 検出器 (CANDLES 検出器) は、岐阜県飛騨市の神岡鉱山内の地下 1000m に配置され、宇宙線の低減された低バックグラウンド環境下で測定が行われている。これにより、宇宙線は地上の約 10 万分の 1 にまで減衰されている。

CANDLES 検出器は、中央の CaF_2 結晶モジュール、これを取り囲む液体シンチレータ (LS)、および外周の純水からなる多重シールド構造を持つ検出器である (図 3.2)。中央には、1 辺 10 cm の立方体 CaF_2 結晶と波長変換層 (WLS) から構成される CaF_2 モジュールが 96 個配置されており、 ^{48}Ca の二重ベータ崩壊で発生するシンチレーション光を検出する役割を担っている。

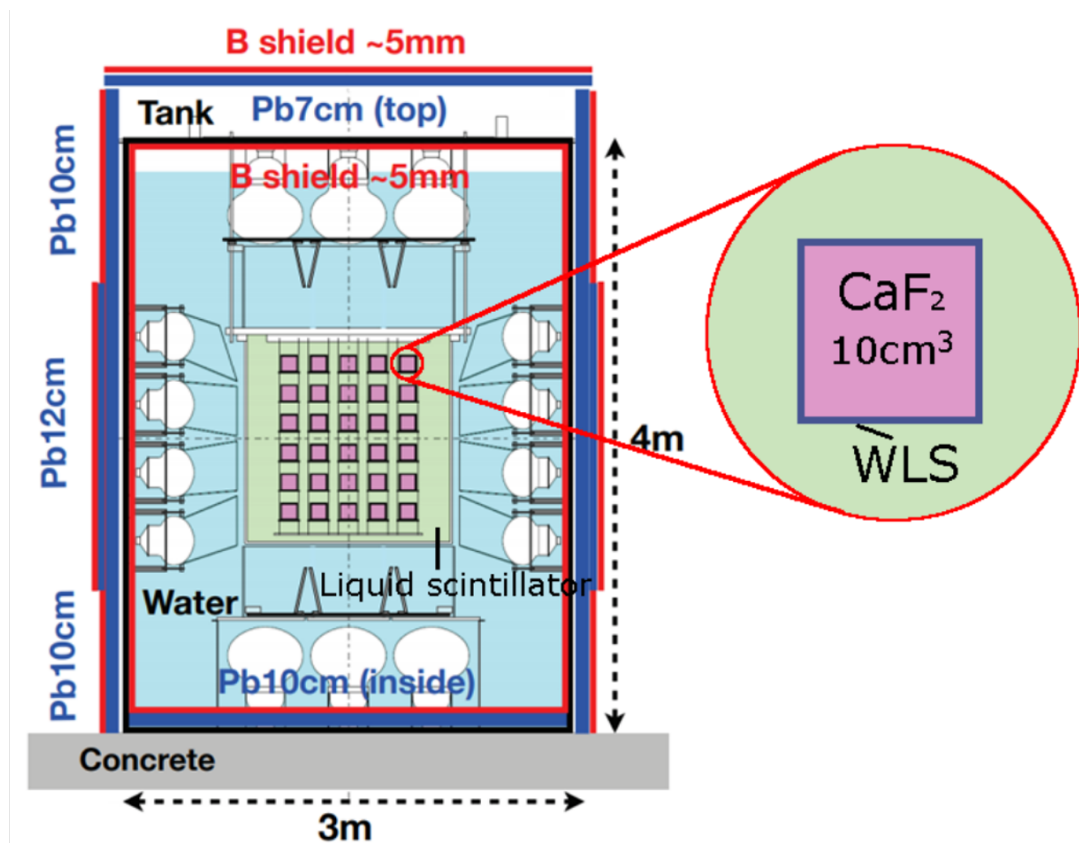


図 3.2: CANDLES 検出器の概要

CaF_2 モジュールの周囲は液体シンチレータで覆われており、 CaF_2 に比べて発光減衰時間が十分に短いという特性を利用して、検出器外部から入射する γ 線を識別・除去する

3.3 測定データ・結果

ための 4π アクティブシールドとして機能している。さらにその外側は純水で満たされており、外部環境からの γ 線および中性子を減衰させるパッシブシールドとして用いられている。

CaF₂ 結晶で発生したシンチレーション光は、WLS および周囲媒体を通して伝播し、検出器内壁に配置された光電子増倍管によって同時に読み出される。このように CANDLES 検出器は、中央の信号発生部分と複数のアクティブ・パッシブシールドを組み合わせることで、低バックグラウンド環境を実現している [15]。

3.3 測定データ・結果

CANDLES-III 実験で得られた結果は以下である (図 3.3)。

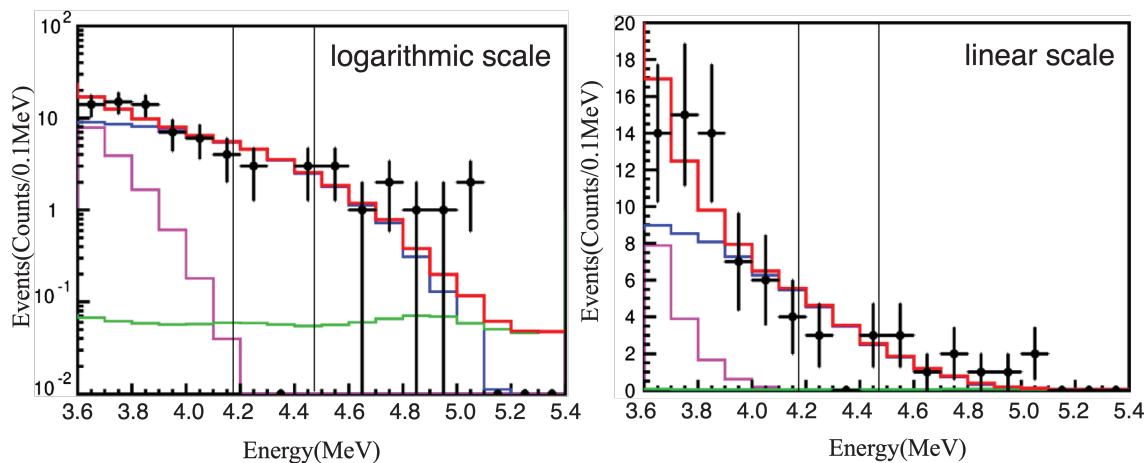


図 3.3: 取得されたエネルギースペクトル (黒プロット) と、93 個の CaF₂ 結晶を用いたシミュレーションによるバックグラウンドスペクトル (赤線)。左図が対数スケール、右図は線形スケール。青：²⁰⁸Tl, ²¹²BiPo のバックグラウンドスペクトル、マゼンタ： $2\nu\beta\beta$ 崩壊、緑： (n,γ) 事象 [16]。

結果として、 $0\nu\beta\beta$ 事象は観測できず、 5.8×10^{22} 年という半減期の下限值が得られた。Q 値付近のエネルギー分解能は、5.64%(FWHM)であった。以上の実験結果から、CaF₂ 結晶を用いた $0\nu\beta\beta$ 探索においては、今後改善すべき点が二つ明らかとなった。

■バックグラウンド除去 図 3.3 に示すバックグラウンドシミュレーションから、²⁰⁸Tl および ²¹²Bi - Po 事象が、Q 値 ($E = 4.27\text{MeV}$) 付近において主要なバックグラウンドとなっていることが明らかとなった。これらの事象は、結晶内部に存在する ²³²Th 系列由来の不純物に起因するものであり、検出器の幾何学的設計や外部遮蔽によって除去す

ることは困難である。これらの中でも、特に深刻なバックグラウンド源となっているのが ^{212}Bi である。 ^{212}Bi には二つの崩壊モードが存在し（図 3.4 参照）、その崩壊過程が Q 値近傍にエネルギーを与える可能性を持つ。

^{208}Tl の β 崩壊 ^{232}Th 系列に由来するバックグラウンドの一つとして、 ^{212}Bi の α 崩壊 (Q 値 6.21 MeV) に続いて生じる ^{208}Tl の β 崩壊が挙げられる。CANDLES 検出器においては、 α 線はシンチレーション光のクエンチングを受け、実際の放出エネルギーと検知エネルギーが大きく異なるため、 ^{212}Bi の α 崩壊は約 1.6 MeV として検知される。このため、 α 線そのものは $Q_{\beta\beta}$ 近傍に寄与せず、直接的なバックグラウンドとはならない。一方で、その後生じる ^{208}Tl の β 崩壊は半減期 3.1 min で $Q_{\beta\beta}$ を超える 5.0 MeV のエネルギーを持つため、 $0\nu\beta\beta$ 探索において重大なバックグラウンド源となる。この事象については、先行する ^{212}Bi の α 崩壊をトリガーとしてタグ付けし、遅延コインシデンスを用いることで識別・除去が可能である。

β - α 連続信号 ^{212}Bi は、 α 崩壊とは別に、 $Q_{\beta} = 2.25$ MeV の β 崩壊モードも持つ。この場合、娘核として生成される ^{212}Po は半減期 299 ns と極めて短く、直ちに $Q_{\alpha} = 8.95$ MeV の α 崩壊を起こす。CANDLES 検出器では、約 2.85 MeV として検知される。この二つの崩壊の時間差が十分に短い場合、 β 線と α 線の信号は一つのイベントとして観測され、エンドポイントが約 5.1 MeV の連続スペクトルが形成される。この種のバックグラウンドはスペクトル形状に基づくフィッティングによって除去されてきた。

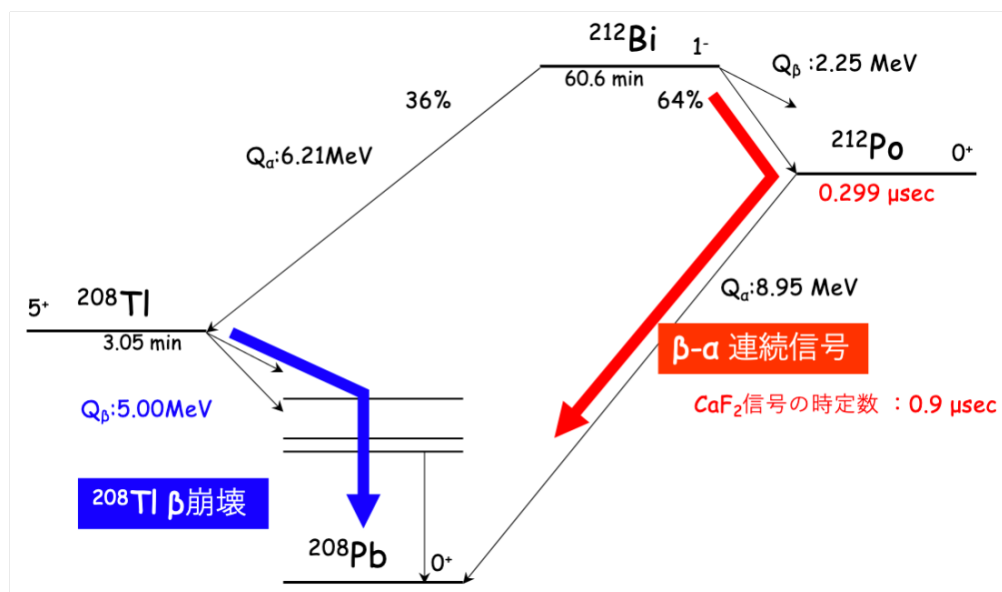


図 3.4: ^{212}Bi の崩壊図

3.4 本研究の位置付け

これらバックグラウンド事象はどちらも α 線のタグ付けを行うことで除去することができる。

■**エネルギー分解能** ニュートリノの有効マヨラナ質量を 5 meV と仮定した時の ($0\nu\beta\beta$ の半減期 10^{28} 年に相当)Q 値付近の予想されるエネルギースペクトルを図 3.5 に示す。検出器のエネルギー分解能 (FWHM) が 4.0%(図中黒線)では $0\nu\beta\beta$ のシングルピークが $2\nu\beta\beta$ の連続ピークに埋まってしまっている。その一方で 0.5%(図中赤線)ではピークが分離できている。このように $0\nu\beta\beta$ 観測のためには、 $2\nu\beta\beta$ の連続スペクトルから分離することが必要不可欠である。Q 値付近でエネルギー分解能 0.5%(FWHM) を達成することを本研究の目標とする。

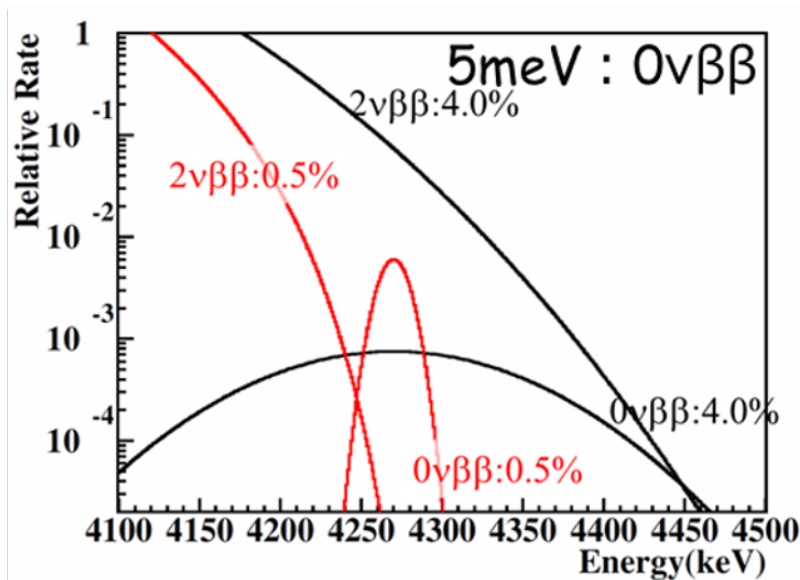


図 3.5: 検出器のエネルギー分解能ごとの ^{48}Ca のエネルギースペクトル。ニュートリノの有効マヨラナ質量を 5 meV と仮定している

3.4 本研究の位置付け

CANDLES 実験は現在 Phase-III を終了し、次段階の実験に向けた改良と検討が進められている段階にある。一般に、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験において高い感度を達成するためには、主に以下の三点が重要となる。

- 探索対象となる二重ベータ崩壊核を大量 (トンオーダー) に確保
- 探索感度を制限する要因となるバックグラウンド事象を極限まで低減
- シグナルとバックグラウンドを明確に分離するための高いエネルギー分解能を有す

る検出器

CANDLES グループでは、これまでシンチレーション光のみを測定する方式を採用してきたが、この手法ではエネルギー分解能のさらなる向上に限界があると判断した。そのため、高いエネルギー分解能に加え、優れたバックグラウンド識別能力を併せ持つ新たな検出器技術の開発が不可欠であるとの結論に至った。

本研究では、これらの要請を満たす検出器として蛍光熱量検出器に着目し、その開発を進めている。蛍光熱量検出器は、エネルギー沈着を熱信号として高精度に測定すると同時に、シンチレーション光を用いた粒子識別を可能とする検出器であり、 $0\nu\beta\beta$ 探索において極めて有望な方式である。センサーの読み出し部については、同様の技術を用いて AMoRE 実験を推進している韓国 Institute for Basic Science (IBS) から技術的な供与を受け、共同研究の形で CaF_2 蛍光熱量検出器の開発を行っている。

本研究の目的は、この CaF_2 蛍光熱量検出器について、実験的な性能評価および動作実証試験を行い、次世代 CANDLES 検出器への適用可能性を検証することである。

一方で、将来的にトンオーダーの検出器質量を実現するためには、自然存在比が極めて小さい ^{48}Ca の同位体濃縮が不可欠である。この課題に対しては、レーザー偏向法による ^{48}Ca 濃縮技術の開発が並行して進められており、検出器開発と併せて重要な研究課題となっている。

次章では、本研究で用いる蛍光熱量検出器の原理および構成について詳しく述べる。

第4章

蛍光熱量検出器

4.1 熱量計の原理

熱量検出器 (calorimetric detector) とは、粒子が吸収体に与えたエネルギーを、吸収体の温度上昇として測定する検出器である。吸収体の熱容量を C とすると、エネルギー E が吸収された際に生じる温度上昇 ΔT は

$$\Delta T = \frac{E}{C} \quad (4.1)$$

で与えられる。この関係から、吸収体の熱容量を小さくすることで、微小なエネルギー損失に対しても十分大きな温度変化を得ることが可能となる。実際の熱量検出器では、極低温環境において吸収体を熱浴と弱く結合させることで、熱容量の低減と高感度化が図られている。

一般に、熱量検出器は吸収体と熱浴が熱コンダクタンス G を介して結合された系として記述され、その熱応答は次の一次の熱方程式で表される。

$$C \frac{d(\Delta T)}{dt} = P_{\text{in}}(t) - G \Delta T(t) \quad (4.2)$$

ここで $P_{\text{in}}(t)$ は検出器に入射するエネルギー流入をパワーとして表したものである。この系において、検出器の応答時間を特徴づける熱時定数 τ は

$$\tau = \frac{C}{G} \quad (4.3)$$

で定義される。入射事象の平均時間間隔 Δt と熱時定数 τ の関係により、熱量検出器の動作原理は大きく二つに分類される。入射事象の時間間隔が熱時定数より十分長い場合 ($\Delta t \gg \tau$)、各事象に伴う温度変化は互いに重ならず、独立したパルスとして観測される。この条件では各パルスの振幅がエネルギー損失に比例するため、検出器はイベント毎のエネルギー測定を行うカロリメータとして動作する。X線マイクロカロリメータや、ニュー

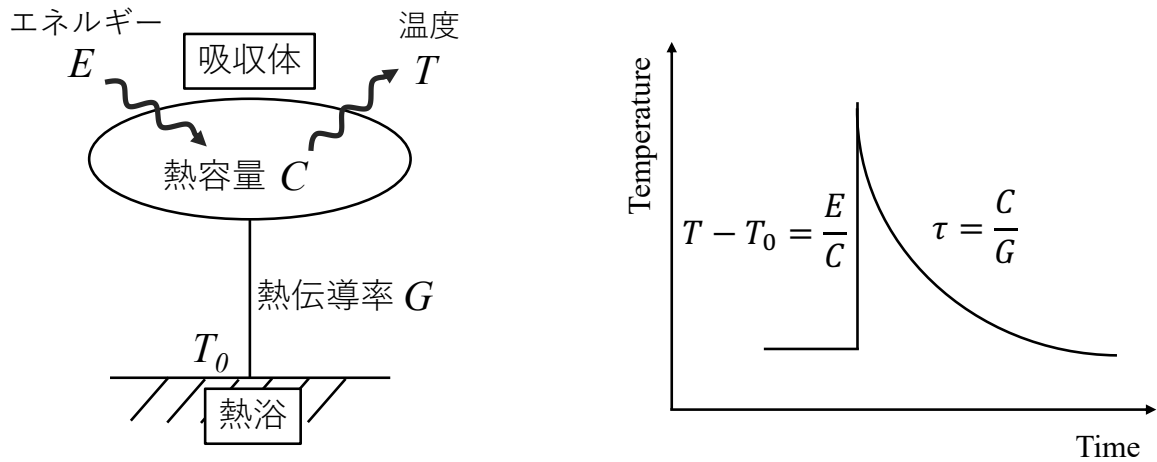


図 4.1: 熱量計の基本概略図 (左) と、得られる典型的な熱信号 (右)。熱容量 C をもつ吸収体が、温度 T_0 の熱浴と熱伝導率 G の熱接触をしており、エネルギー E を吸収した際の温度を T とする。

トリノレス二重ベータ崩壊探索、暗黒物質探索に用いられる熱量検出器はこのタイプに分類される。

一方、入射事象の時間間隔が熱時定数より十分短い場合 ($\Delta t \ll \tau$)、多数の入射が検出器の応答時間内に重なり、個々の事象を識別することはできない。この場合、検出器の温度は入射エネルギーの時間平均、すなわち平均パワーに応じた定常値へと変化する。この動作原理の場合ボロメータと呼ばれ、赤外・サブミリ波天文学や宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) の観測に広く用いられている。このように、熱量検出器は、同一の原理に基づきながら、測定対象や実験条件に応じてエネルギー検出器およびパワー検出器として運用されているが、蛍光熱量検出器は、エネルギー検出器として運用される。

測定精度にかかわる重要なパラメータとして、熱容量 C がある。4.1 式から明らかなように、熱容量を小さくすることで、同じエネルギー付与に対して、より大きな温度変化を得ることができ、微小エネルギーの検出が可能となる。熱容量を低減する手法としては、吸収体そのものを小型化する方法や、極低温環境下で測定を行う方法が挙げられる。ただ、吸収体の小型化は検出効率の低下をまねき、観測できるイベント数が制限されるため実用上の限界が存在する。一方で、極低温化には技術的制約があるものの、冷凍機性能の向上に伴い高感度測定が可能となるため、熱量計は一般に低温環境で用いられる。

4.2 蛍光熱量検出器の原理

蛍光熱量計は、粒子が結晶中でエネルギーを失った際に生じる熱信号に加え、同時に発生するシンチレーション光も測定する検出器である。今後の測定で使用予定の CaF_2 結晶を用いた蛍光熱量検出器の概念図を図 4.2 に示す。

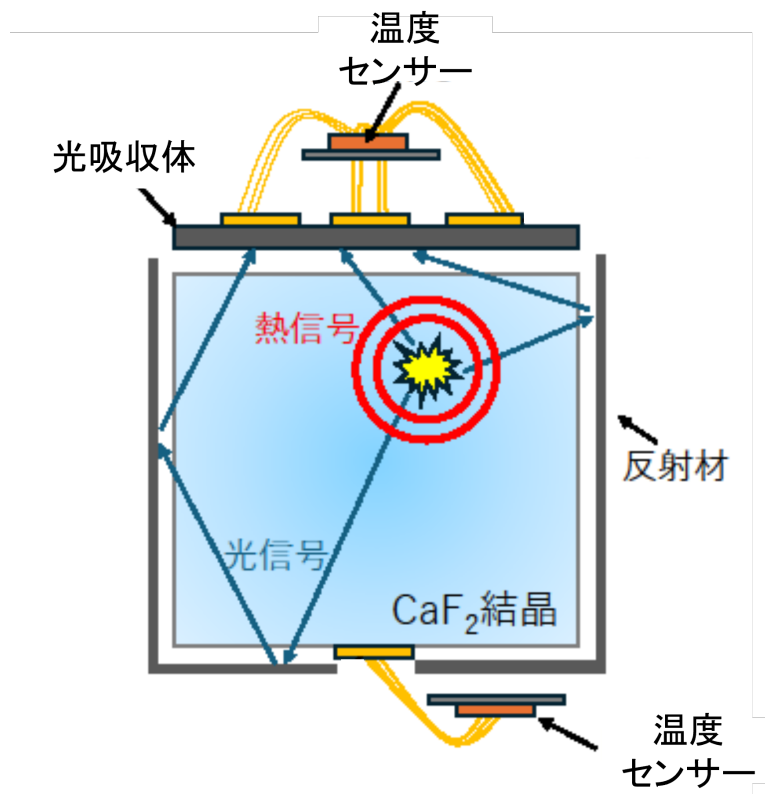


図 4.2: CaF_2 蛍光熱量計の検出器較正概念図。放射線によるエネルギー損失が、フォノン（赤色同心円）とシンチレーション光に変換され結晶内を伝搬する。

結晶内で放射線が吸収されると、エネルギーの大部分は電子-格子相互作用を通じてフォノンとして格子系に伝達される。発生したフォノンは、フォノンコレクターとして機能する金蒸着薄膜（Au 薄膜）によって吸収され、MMC を介して磁束変化に変換され、SQUID で電圧信号として読み出される。（センサーの詳細については後述する）

ここで見たように、蛍光熱量検出器はエネルギー損失によって生成されたフォノンを介してエネルギーを読み出す。この点はエネルギー分解能において重要な利点となる。半導体検出器では電子-正孔対、シンチレーターでは光子が信号量子として生成されるが、いずれも 1 量子あたり数 eV 程度の生成エネルギーを必要とする。一方、蛍光熱量検出器では吸収エネルギーは最終的に多数のフォノンへと変換され、電子系の温度上昇として読み

出される。エネルギーは個々の量子として数えられるのではなく、熱として連続的に測定されるため、量子分割に起因する統計揺らぎの影響を受けにくい。このことが、他方式と比較して原理的に高いエネルギー分解能を達成できる理由である。

またエネルギー損失の大部分が熱となる一方で、一部のエネルギーは、電子励起や再結合、励起子形成などの複雑な緩和過程を経てシンチレーション光として放出される。シンチレーション光は、検出器結晶とは熱的に孤立した光吸収体で吸収され、その温度変化が蒸着 Au 薄膜を通じて MMC-SQUID 系で検出される。このようにして得られる熱信号と光信号の比率を同時に測定することで、CaF₂ 結晶測定において主要なバックグラウンドと予想される U 系列由来の α 線事象を識別・除去できると期待されている。 α 粒子は格子イオンとの相互作用が強く、エネルギーの多くをフォノンとして失うため、 β 線や γ 線と比較してシンチレーション光の発生量が少ないことが知られている（消光効果）。

図 4.3 は、蛍光熱量計における α 粒子事象および β/γ 線事象について、熱信号と光信号の相関を示したものである。この相関を利用することで、結晶中の自然放射能に由来する ²³⁸U の α 線（Q 値：4.27 MeV）を有効に識別できることが期待される。

また、3.3 節で述べたように、²¹²Bi の α 崩壊事象をタグ付けすることで、その後に崩壊する ²⁰⁸Tl によるバックグラウンドを時間相関により抑制することが可能である。しかし、従来の CANDLES 検出器では CaF₂ シンチレータのエネルギー分解能が数 % 程度にとどまり、²¹²Bi の α を他の系列 α から明確に分離することが困難であった。さらに、多数の結晶を並べたアレイ構造により、²⁰⁸Tl 崩壊時に放出される高エネルギー γ 線が隣接結晶へエネルギーを分散させるマルチヒット事象が生じ、複数結晶を同時に veto せざるを得ないことから、抑制効率およびライブタイムの両面で制約を受けていた。

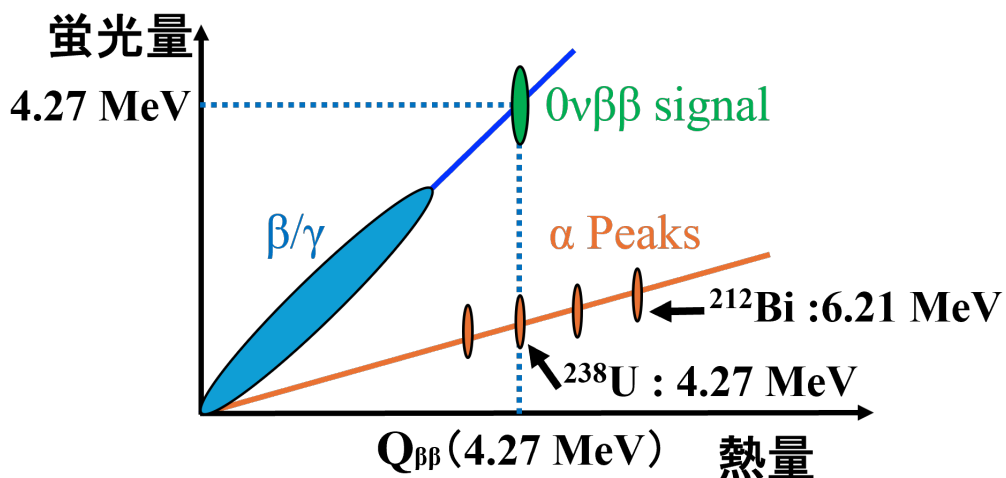


図 4.3: 結晶で熱信号と光信号を測定した際の散布図（イメージ）

4.3 希釈冷凍機

これに対し、CaF₂ 蛍光熱量検出器は、熱量計としての高いエネルギー分解能に加え、熱信号とシンチレーション光の同時測定による粒子識別能力を有する。これにより α 事象を高精度で同定でき、²¹²Bi のタグ付け効率を向上させるとともに、²⁰⁸Tl バックグラウンドをより効果的に低減することが期待される。このような優れたバックグラウンド抑制能力を活かし、前フェーズの CANDLES 検出器から検出原理を一新した蛍光熱量検出器の開発を進めている。

4.3 希釈冷凍機

希釈冷凍機 (Dilution Refrigerator) は、連続的に極低温 (数十 mK 程度) を実現できる冷凍機である (図 4.4)。液体 ³He と液体 ⁴He からなるヘリウム混合系を用い、両同位体の量子力学的性質の違いを利用して冷却を行う点に特徴がある。

³He はフェルミ粒子、⁴He はボース粒子であり、この違いにより、低温領域では両者の混合状態に特異な相分離が生じる。温度を約 0.87 K 以下まで下げると、³He - ⁴He 混合液は、³He に富んだ相 (濃厚相) と、³He が希薄に溶け込んだ相 (希薄相) (³He : ⁴He = 6.6% : 93.4%) に自発的に分離する。この相分離は希釈冷凍機の冷却機構の基盤となっている。

希釈冷凍機の最も低温となる混合室 (mixing chamber) では、³He 原子が濃厚相から希薄相へ移動する。この過程において、³He 原子は周囲からエネルギーを吸収する。これは、希薄相中で ³He 原子がより大きなエンタロピーを持つためであり、濃厚相から希薄相への移行が吸熱過程として働くことによる。この吸熱が混合室の冷却をもたらす、数十 mK という極低温を実現する。

混合室から希薄相へ移動した ³He は、分留器 (still) と呼ばれる約 0.7 K の温度段で蒸発により選択的に回収される。³He は ⁴He よりも蒸気圧が高いため、still では主に ³He のみが気化する。この ³He を外部ポンプで循環させ、熱交換器を通じて再び混合室へ戻すことで、冷却過程が連続的に維持される。

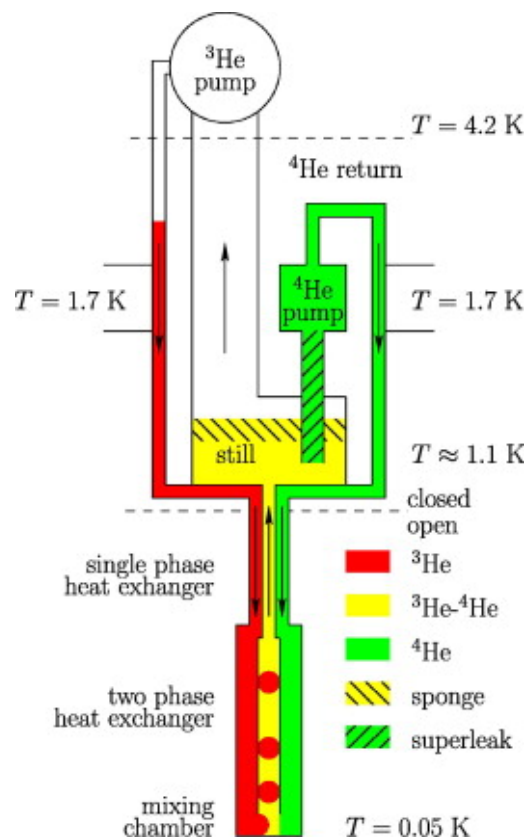


図 4.4: 希釈冷凍機の概要 [17]

このように、希釈冷凍機は相分離による吸熱過程と ^3He の循環を組み合わせることで、液体ヘリウムの蒸発冷却に依存せず、安定かつ連続的な極低温環境を実現する冷凍機である。この特性により、低温物性研究や低温検出器を用いた希少事象探索実験において不可欠な冷却手段となっている。

4.4 超伝導カロリメーター

超伝導・低温領域で用いられる温度センサーには、抵抗値変化を読み取るものと、磁化変化やインダクタンス変化を読み取るものなどがある。本研究で関係する代表的な方式として、NTD, TES, MMC, MKID が挙げられる。

- **NTD-Ge (Neutron Transmutation Doped Ge Thermistor)**

NTD は中性子照射によってドーピングした Ge を用いた半導体抵抗温度計であり、mK 領域では不純物準位間のホッピング伝導により抵抗値が温度に強く依存する。この抵抗変化を読み出すことで、エネルギー吸収に伴う温度上昇を測定する。構造が比較的単純で取り扱いが容易であり、大型ボロメータ実験などで広く用いられてきた。一方で、感度や応答速度の面では超伝導転移を利用するセンサーに比べて制約がある。

- **TES (Transition Edge Sensor)**

TES は超伝導体が転移温度 T_c 付近で示す急峻な抵抗変化を利用して温度変化を検出するセンサーである。転移端では抵抗の温度依存性が非常に大きく、極めて高い感度を実現できる。特に低エネルギー領域において優れた分解能を示す。一方で、動作は T_c 近傍の狭い転移帯域に依存するため、大きなエネルギー入力に対しては飽和や非線形性が顕著になりやすい。Mo/Au や Ti/Au などの二層構造により T_c を調整し、測定条件に適した設計が行われる。

- **MMC (Metallic Magnetic Calorimeter)**

MMC は常磁性体の磁化の温度依存性を利用して温度変化を検出する熱量計である。エネルギー吸収による温度変化 ΔT は磁化変化 ΔM として読み出され、SQUID によって高精度に測定される。超伝導転移に依存しないため動作範囲が広く、特に高エネルギー領域において優れた線形性を示すことが特徴である。センサー特性は常磁性材料（例：Au:Er）の濃度や磁場条件によって調整可能であり、用途に応じた設計が可能である。本研究のような数 MeV 領域の測定では、広いダイナミックレンジと良好な線形応答を持つ MMC が有利である。

- **MKID (Microwave Kinetic Inductance Detector)**

MKID は超伝導体中のクーパー対の運動インダクタンスの変化を利用した検出器

4.5 Metallic Magnetic Calorimeter

である。光子や粒子の入射によってクーパー対が破壊されると運動インダクタンスが増加し、共振回路の共振周波数が変化する。この周波数シフトを測定することで入射エネルギーを検出する。多チャンネル読み出しが容易であり、天文学分野などで応用が進んでいる。

以上のように、各センサーは動作原理および得意とするエネルギー領域が異なる。低エネルギー領域では TES が極めて高い感度を示す一方で、本研究で扱う ^{241}Am の 5.49 MeV の α 線や ^{48}Ca の Q 値 4.27 MeV 付近のような高エネルギー領域では、広いダイナミックレンジと優れた線形性を持つ MMC が適している。このため本研究では MMC を温度センサーとして採用した。

4.5 Metallic Magnetic Calorimeter

金属磁気熱量計 (Metallic Magnetic Calorimeter: MMC) [18] は、極低温環境において粒子が物質に付与したエネルギーを、温度変化として検出する磁気熱量計である。MMC では、吸収体と熱的に結合した常磁性合金を温度計として用い、その磁化の温度依存性を利用してエネルギーを読み出す。

4.5.1 MMC の測定原理

図 4.5 に示すメアンダー型 MMC の模式図に示されるように、MMC は主に二つの要素から構成される。一つは吸収体 (Absorber) として機能する常磁性合金であり、もう一つはその磁化変化を検出するための超伝導ピックアップコイルである。

吸収体は、金や銀といった金属母体中にエルビウム (Er) などの磁性イオンを数百 ppm 程度の低濃度で添加した希薄常磁性合金 (Au:Er, Ag:Er) が一般に用いられる。

磁化変化を読み出すためのピックアップコイルは超伝導ニオブで形成され、SQUID に接続されている。超伝導コイルは、薄い絶縁層を介して吸収体の直近に配置されており、センサーの磁化変化に伴う磁束変化を捉えられる構造となっている。測定時には、それぞれの孤立スピン系に弱い磁場を印加した状態で極低温まで冷却し、磁化の向きを揃った状態にしておく。

エルビウムイオンは結晶場中において多くのエネルギー準位を有するが、十分に低温かつ弱磁場条件では、基底状態近傍の二つの準位のみが熱的に占有される。この二つの準位は、外部磁場中におけるスピンの配向に対応しており、低温領域ではエルビウムイオンは有効な二準位スピン系として振る舞う。また、磁性イオンの濃度が数百 ppm 程度と十分に希薄である場合、スピン間の相互作用は無視でき、それぞれのスピンは互いに独立した孤立系として取り扱うことができる。

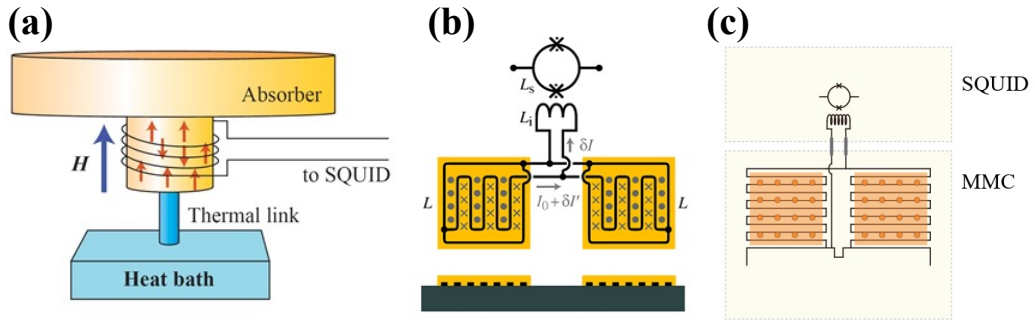


図 4.5: MMC センサーの概略図 (a) 温度上昇の測定原理 (b) 実際に用いられている MMC (メアンダー型) と内部回路 (c) SQUID と MMC センサー

このような孤立した二準位スピンを仮定すると、外部磁場中における磁性イオン集団の磁化は、スピンの熱平衡分布に基づいて記述することができる。吸収体にエネルギーが入射すると、エネルギーはフォノンを介して常磁性イオンに伝達され、常磁性イオンの温度は初期温度 T_i から最終温度 T_f へと上昇する。この温度上昇に伴い、系のエントロピーは増加する。吸収体に keV オーダーのエネルギーが入射すると、 10^9 のスピン反転が生じる。熱力学的には、この過程におけるエントロピー変化は

$$\Delta S = nC_m \ln \left(\frac{T_f}{T_i} \right) \quad (4.4)$$

と表される。ここで n は磁性イオンのモル数、 C_m はモル比熱である。このエントロピー増大は、温度上昇によってスピンの向きがより無秩序になることに対応している。

孤立した二準位系として振る舞う磁性イオン集団の磁化 M は、温度と磁場の関数として次式で良く記述される。

$$M = M_0 \tanh \left(\frac{\alpha B}{T} \right) \quad (4.5)$$

ここで M_0 は全ての磁気モーメントが磁場方向に完全に整列した場合の最大磁化、 α はスピン磁化の量子系数、 B は印加磁場、 T は温度である。この式は、孤立した二準位系が熱平衡状態にあるときの確率分布に基づく結果であり、低温領域における磁化の温度依存性を適切に表している。図 4.6 に MMC の温度と磁化の関係を示す。TES などと比べ動作不能領域がなく、100 mK 以下の領域で非常に広いダイナミックレンジを持っており、(エネルギーに換算すると eV-MeV スケール) 線形性を持っていることがわかる。

式 4.5 から分かるように、磁化は温度に対して非線形に変化し、特に低温かつ有限磁場条件では磁化の温度微分が大きくなる。この性質により、微小な温度変化が比較的大きな磁化変化として現れ、MMC における高い温度感度が実現される。

測定の際は図 4.5(b) 中のどちらかの吸収体のみ熱接触をとっておく。今のべた磁化

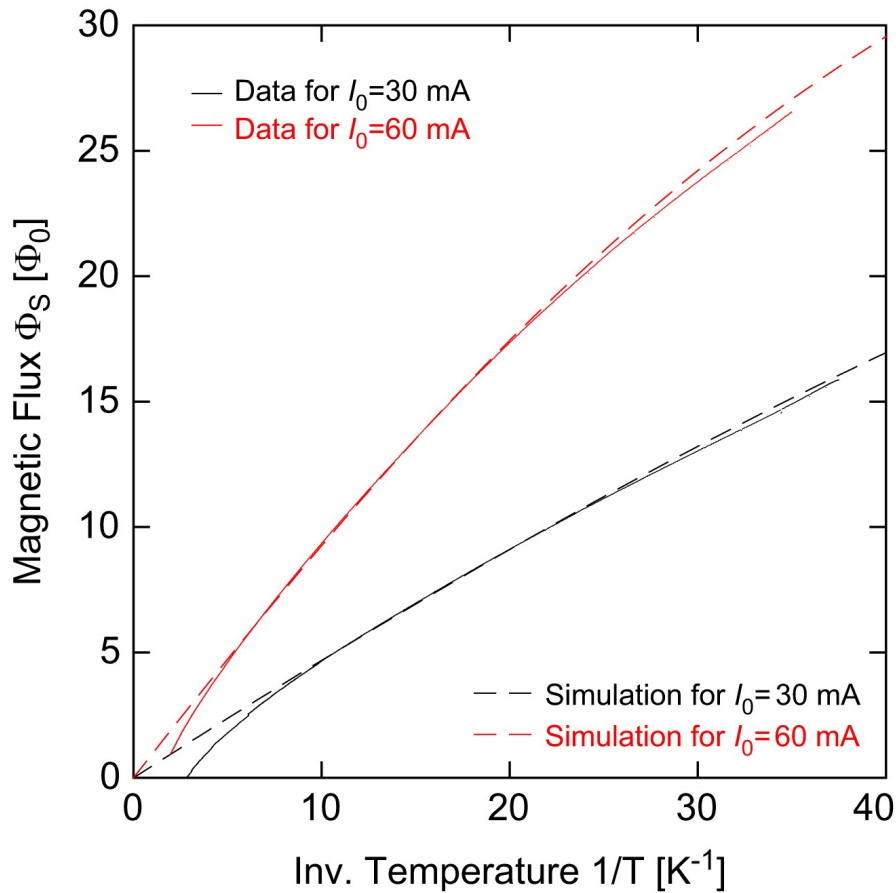


図 4.6: MMC の磁束と逆温度の関係。実線はそれぞれの測定データで、点線はシミュレーション。赤と黒はそれぞれ、コイルに流す超伝導電流の大きさ。[20]

変化は、近接して配置された超伝導ピックアップコイルに磁束変化として捉えられ、それに起因する誘導電流 δI が流れることとなる。この δI が SQUID の input coil に流れそこで磁束変化として高感度に読み出される。したがって、MMC における信号変換過程は

$$\delta T \rightarrow \delta M \rightarrow \delta \Phi \quad (2.18)$$

と要約できる。ここで Φ はピックアップコイルを貫く磁束であり、その微小変化が SQUID の出力信号として観測される。

4.5.2 MMC の利点

MMC は TES や NTD センサーなどと比べて抵抗変化を利用した温度計ではないため、回路中に抵抗成分を含まず、動作中における自己加熱がほぼ存在しない。このため、熱雑音を低減することができ、MMC が極めて高いエネルギー分解能を達成できる重要な要因となっている。

また、近年では、メアンダー形状の超伝導コイルを用いることで、磁場生成と信号取得を同一構造で行う方式が主流となっている。このため、電力散逸を伴わずに安定した磁場を印加できるとともに、外部磁場雑音を抑制することが可能となる。図 4.5(b) に見られるように吸収体が対称的になるように設計されているが、これは外部からの一様磁場がノイズとして入ってきても、流れる正味電流としては 0 になるように設計されている。さらに、コイル内は超伝導電流が流れているため、外部電源から切り離された状態でも磁場を安定に維持でき、長時間測定に適した環境が実現される。

これまでの研究により、MMC は低温検出器の中でも極めて優れたエネルギー分解能を達成していることが示されている。例えば、約 90 mK において測定された ^{241}Am 由来の 5.486 MeV の α 線に対して、FWHM で 0.86 keV のエネルギー分解能が報告されている [19]。

以上の理由から、MMC は広い動作温度範囲、高いエネルギー分解能、良好な線形性を兼ね備えた検出器として、稀事象探索を目的とする粒子物理実験において有力な選択肢となっている。一方で、フォノン系から電子系へのエネルギー変換効率を高める熱設計や、センサーを結晶に直接形成する技術的困難さといった課題も存在する。しかしながら、これらの課題を考慮してもなお、MMC の持つ高性能は極めて魅力的であり、本研究では温度センサーとして MMC を採用する。

4.6 SQUID

超伝導量子干渉計 (superconducting quantum interference device, SQUID) は、極めて高感度な磁束センサーであり、超伝導ループを貫く磁束の変化を電圧信号として読み出すことができる。SQUID は既存の磁気センサーの中でも最高水準の感度を有しており、その感度は磁束量子を基準として評価される。

磁束量子は次式で与えられる。

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} \simeq 2.07 \times 10^{-15} \text{ Wb}$$

高性能な SQUID では、超伝導ループを貫く磁束の変化が磁束量子の百万分の一程度であっても検出可能である。

SQUID は主に液体ヘリウム温度以下で動作する。Nb 系超伝導体を用いた場合の典型的な動作温度は約 4.2 K であり、Al 系超伝導体や高感度用途では mK 領域での動作も一般的である。

SQUID はその高い磁束感度を活かし、地磁気計測や生体磁場計測 (脳磁図・心磁図)、量子情報分野における超伝導量子ビットの読み出し、さらには極低温検出器 (TES、MMC、ボロメータなど) の微小信号読み出し回路として広く利用されている。特に希少事象探索

4.6 SQUID

実験では、極めて小さなエネルギー付与に対応する信号を低雑音で増幅できる点が重要である。

4.6.1 SQUID の動作原理

超伝導状態においては、電子は個々に独立した粒子として振る舞うのではなく、クーパー対を形成し、電子系全体が一つの巨視的な量子状態として振る舞う。この状態は一つの巨視的な波動関数によって表され、

$$\Psi = |\Psi|e^{i\phi}$$

その物理的性質は振幅と位相によって特徴づけられる。この条件から、超伝導リングに沿って位相を一周積分すると 2π の整数倍になるという制約が課され、超伝導リングを貫く全磁束 Φ は次式を満たす値に制限される。

$$\Phi = n\Phi_0$$

この現象は磁束の量子化と呼ばれ、超伝導リング内部では磁束は磁束量子 $\Phi_0 = h/2e$ を単位とする離散的な値しか許されない。磁束の量子化は、超伝導状態が巨視的な量子位相によって支配されていることを直接的に示す基本的な性質であり、SQUID の動作原理の根幹をなす。

これに加えて、SQUID の動作においても一つ本質的に重要なのが、ジョセフソン接合である。ジョセフソン接合とは、二つの超伝導体を非常に薄い絶縁体で挟んだ構造であり、絶縁層の厚みが数 nm 程度と極めて薄いため、超伝導体中のクーパー対の波動関数が絶縁体内部にまで浸み出す。その結果、電圧を印加しなくても接合を横切って超伝導電流が流れる現象（ジョセフソン効果）が生じる。ジョセフソン電流は、この位相差 θ に依存して流れ、その電流 - 位相関係は次式で与えられる。

$$I = I_c \sin \theta$$

ここで I_c はジョセフソン接合に流れうる超伝導電流の最大値（臨界電流）である。位相差には最大値が存在し、 I_c を超える直流電流を流すと、接合には電圧が発生し、超伝導電流と常伝導電流が混在した状態となる。

位相差 θ が時間的に一定の割合で変化する場合、上式により交流成分を持つ超伝導電流が流れる。このときの位相の時間変化と電圧の関係は次式で与えられる。

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{2e}{\hbar} V$$

この関係に基づき、ゼロ電圧のもとで直流超伝導電流が流れる現象を直流ジョセフソン効果、電圧印加によって位相が時間的に変化し交流超伝導電流が流れる現象を交流ジョ

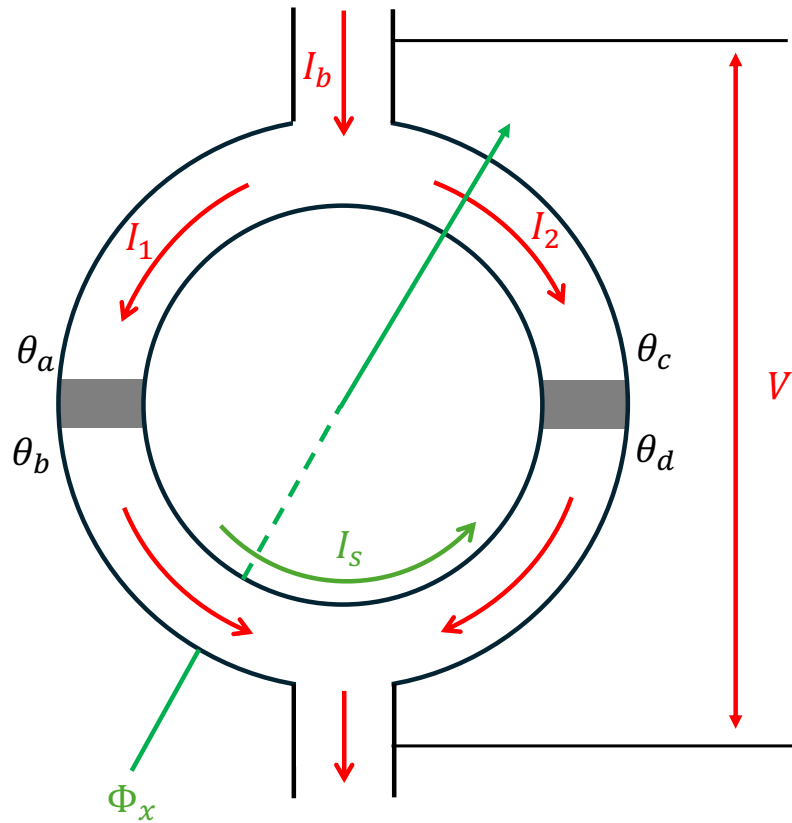


図 4.7: dc-SQUID の概略図。 Φ_x は超伝導ループを貫く磁束、図中の灰色部分はジョセフソン接合である

セフソン効果と呼ぶ。SQUID にはこれらに対応した DC-SQUID と RF-SQUID の 2 種類ある。ジョセフソン接合が一つの RF-SQUID は交流のバイアス電流で動作し、感度は DC-SQUID に劣る。本研究では、ジョセフソン接合を二つ用いたタイプの DC-SQUID を読み出しセンサーとして使用している。

4.6.2 DC-SQUID

DC-SQUID は、二つのジョセフソン接合を持つ超伝導リングがあり、電圧が 0 の状態でそれぞれの接合面で $I = I_0 \sin \theta$ のように位相差に依存した電流が流れることになる。ここで、 a, b, c, d のそれぞれの点での位相を考慮すると、

$$I_1 = I_0 \sin(\theta_b - \theta_a), \quad I_2 = I_0 \sin(\theta_d - \theta_c)$$

位相差を書き換えると

$$I_1 = I_0 \sin \theta_1, \quad I_2 = I_0 \sin \theta_2$$

4.6 SQUID

と書ける。磁束の量子化から

$$\Phi - \frac{\Phi_0}{2\pi}(\theta_1 - \theta_2) = n\Phi_0 \quad (4.6)$$

であり、図 4.7 の超伝導リングに、外部から電圧ゼロのまま流し得る電流は

$$I = I_1 + I_2 = I_c(\sin \theta_1 + \sin \theta_2) \quad (4.7)$$

であり、式 4.7 の最大値は式 4.6 のもとで、

$$I_{\max} = 2I_0 \left| \cos \left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \right|$$

とかける。

図 4.7 のように超伝導リングに電流 I_b を流すとする。外部磁場がない場合、バイアス電流 I_b は 2 つの並列接合に等しく分配され、

$$I_b = I_1 + I_2$$

となる。ここに外部磁場をかけた場合、リングに誘導電流 I_s が流れることになる。このとき、外部磁束を Φ_x 、リングの自己インダクタンスを L としたとき、リング内の磁束 Φ は

$$\Phi = \Phi_x - LI_s$$

と表される。測定したいのは外部磁束 Φ_x であるので、SQUID の超伝導電流 I_{\max} は Φ_x に対しても Φ_0 を周期に変化するので、この変化を介した電圧値 V_{Φ_x} を測定することで外部磁束 Φ_x を測定できる。

図 4.8 に SQUID の電流電圧特性と、磁束をかけた際の電圧応答を示す。SQUID 動作時には、バイアス電流 (図 (a) 中 I_b) を図 (b) に示す電圧変化 ΔV が最大となる値に設定する。その結果、磁束依存性を電圧として読み出した $V(\Phi_x)$ を測定することで、外部磁束 Φ_x を間接的に測定することが可能となる。しかし、SQUID が示す周期的な $V - \Phi$ 特性は磁束に対する電圧応答が非線形であり、磁束量子 Φ_0 を超える大きな磁束変化をそのまま測定することはできない。磁束応答を線形化し、より高精度な測定を行うために、SQUID の運用では Flux-Locked Loop (FLL) 回路を用いることが一般的である。

4.6.3 FLL 回路

4.6.2 節で説明したように、SQUID の電圧出力を磁束応答に対して線形化するために、本研究では、SQUID の動作点を一定に保ちながら磁束変化を検出する手法として、FLL 回路を用いる。

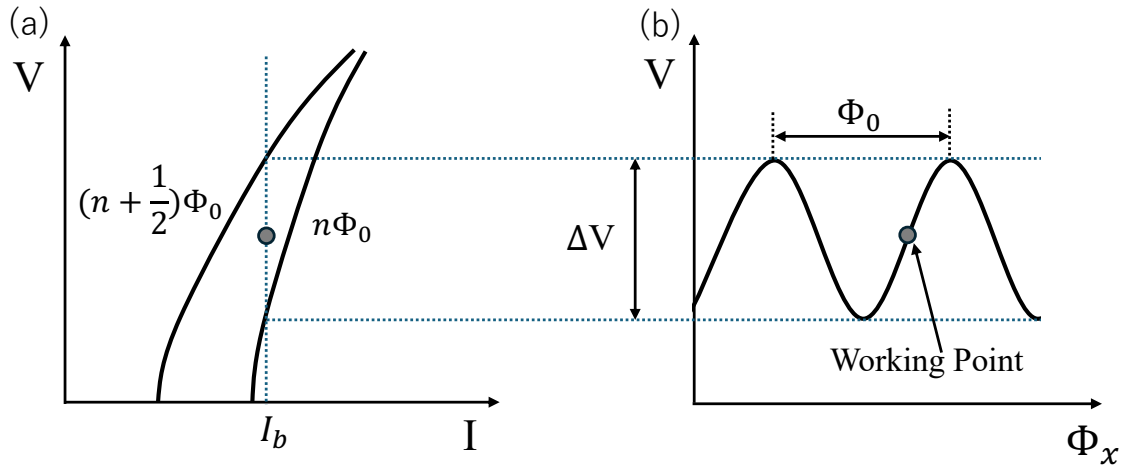


図 4.8: SQUID の周期的な $V - \Phi$ 特性

図 4.9 は、FLL 回路を含めた SQUID の概略構成を示している。SQUID ループに磁束変化 $\Delta\Phi$ が生じると、図 4.8(b) に示す $V-\phi$ 特性に従って SQUID の出力電圧が変化する。FLL 回路では、この出力電圧を室温の電子回路で増幅・積分し、その結果に応じたフィードバック電流 I_f を生成する。

フィードバック電流 I_f は、相互インダクタンス M_f をもつフィードバックコイルに磁束を誘起し、SQUID ループ内に生じた磁束変化 $\Delta\Phi$ を打ち消す方向に制御される。理想的な FLL 動作が成立している場合、フィードバックコイルによって生成される磁束 $M_f I_f$ は外部から加わった磁束変化 $\Delta\Phi$ 打ち消すため、

$$\Delta\Phi + M_f I_f = 0 \quad (4.8)$$

が成り立つ。このとき、フィードバック電流は

$$I_f = -\frac{\Delta\Phi}{M_f} \quad (4.9)$$

と表され、外部磁束変化に比例する量として定まる。

SQUID を実際に運用する際には、図 4.8(b) に示す動作点 (working point) にロックするように調整を行う。FLL 回路では、フィードバック電流 I_f はフィードバック抵抗 R_f によって電圧信号として読み出され、その出力電圧 V_{out} は

$$V_{\text{out}} = R_f I_f \quad (4.10)$$

で与えられる。

以上より、FLL 回路を用いることで出力電圧は

$$V_{\text{out}} = -\frac{R_f}{M_f} \Delta\Phi \quad (4.11)$$

4.6 SQUID

と表され、外部磁束変化 $\Delta\Phi$ に対して線形な応答が得られる。このように、SQUID を常に $V-\phi$ 特性の線形領域で動作させることにより、SQUID 本来の非線形特性を実質的に線形化した、高精度な磁束読み出しが実現される。

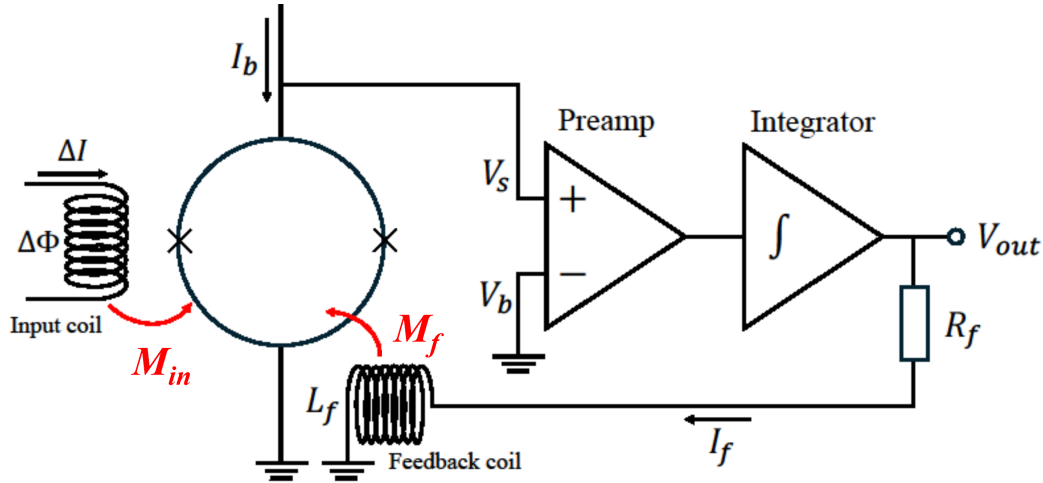


図 4.9: FLL 回路を実装した dc-SQUID セットアップ

4.6.4 SQUID Amp

SQUID の出力電圧を室温の電子回路で直接増幅する代わりに、信号対雑音比 (signal-to-noise ratio: SNR) を向上させる手法として、SQUID を低ノイズ前置増幅器として配置する構成が用いられることがある。このような構成は two-stage SQUID と呼ばれる。図 4.10 にその概略を示す。磁束変化を検出する Sensor SQUID の後段に、電流センサーとして機能する Amp SQUID が接続されており、Amp SQUID は Sensor SQUID からの信号を低雑音で増幅し、室温増幅器に対する前置増幅器として動作する。SQUID の調整方法自体は、前節で説明した方法と同じで amp と sensorSQUID で変わらない。

それぞれの SQUID にはバイアス電流 I_{b1} , I_{b2} が印加されている。Amp SQUID の入力コイルおよびゲイン抵抗 R_g は Sensor SQUID に並列に接続されており、Sensor SQUID のバイアス電流 I_{b1} の一部が Amp SQUID の入力コイルを流れる。その結果 Sensor SQUID 内の磁束変化は、Amp SQUID の入力コイルを流れる電流変化 ΔI を引き起こす。この電流変化 ΔI は、Amp SQUID と入力コイル間の相互インダクタンス M_{fx} を介して、Amp SQUID 内の磁束変化

$$\Delta\Phi_2 = M_{fx}\Delta I \quad (4.12)$$

を生じさせる。

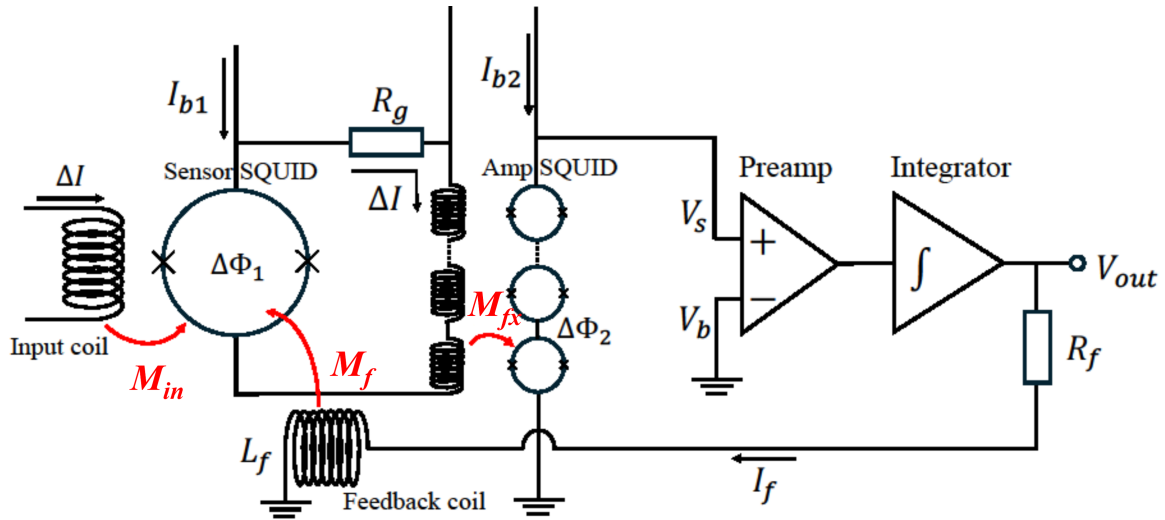


図 4.10: FLL 回路を実装した 2 ステージ SQUID セットアップ

この二段構成により、Sensor SQUID における磁束変化 Φ_1 に対する Amp SQUID の応答 Φ_2 が増幅される。増幅度を G とすると、

$$G = \frac{\partial \Phi_2}{\partial \Phi_1} = M_{fx} \frac{\partial I}{\partial \Phi_1} \quad (4.13)$$

と表される。

この構成は FLL を用いた回路にも適用可能であり、SQUID ループ内の外部磁束を打ち消すためにフィードバック回路で必要とされる磁束量自体は変化しない。そのため、信号の大きさそのものは変化しないが、Amp SQUID による増幅によって室温増幅器の雑音寄与が低減され、結果として信号対雑音比 (SNR) が向上する。FLL 動作時には、フィードバック電流 $I_f = V_{out}/R_f$ が Sensor SQUID の磁束変化を打ち消すためにフィードバックコイルへ供給される。

一般に、増幅度 G の増加に伴い SNR は向上するが、振幅利得を過度に大きく設定すると、 $V-\phi$ 特性上に複数の動作点が生じ、システムの安定性を損なうおそれがある。そのため、実際の運用においては、安定動作を維持できる範囲で適切な利得を選択する必要がある。

第5章

超伝導センサーの性能評価試験

CaF₂ 蛍光熱量計開発の前段階として、蛍光熱量計で使用する予定の超伝導センサー (MMC, SQUID) の動作テストを Institute for Basic Science(IFS) にて行った。その際は結晶を取り除き、金薄膜のみが温度応答を示す構成とした上で、そこへ α 粒子を照射してエネルギー分解能を評価した。その解析によれば、70 mK において 5.5 MeV で FWHM=0.25% を達成しており、結晶を導入した場合の熱容量との比較を行うことで、10 mK における CaF₂ 蛍光熱量検出器の測定では目標とする 0.5% の分解能が達成可能 (図 5.1) であることが示された。[21]

本章では IFS での実験を大阪大学で再現するために、自前で準備した超伝導センサーの性能テストの実施方法とその結果について述べる。

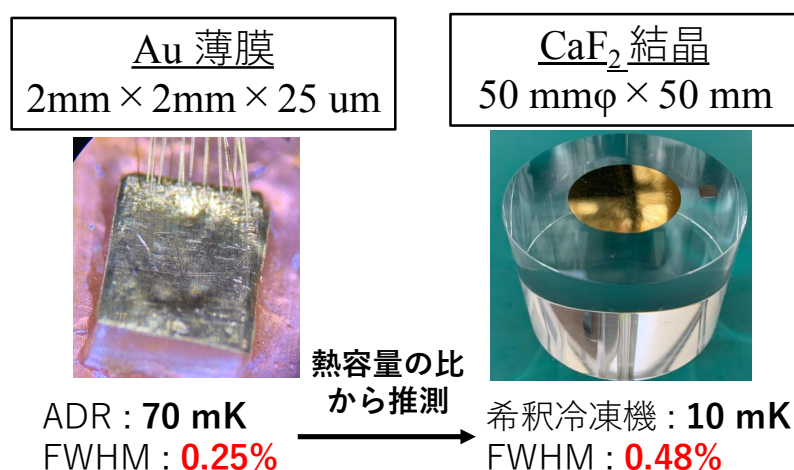


図 5.1: IFS で行った実験の解析結果

左は断熱消磁冷凍機 (ADR) を用いて 70 mK で α 粒子のエネルギーを測定した結果
右は熱容量の比から本来のセットアップで期待される性能を推定した結果

5.1 SQUID テスト

SQUID テストは、液体ヘリウムを充填した Dewar を用いてセンサー類を 4.2 K まで冷却し超伝導状態とした上で、SQUID が正常な応答を示すかを確認した後、チューニングを行い、得られた特性を記録する。まず、4.6.1 節で述べたように、信号利得が最大となるようバイアス電流およびバイアス電圧を調整し、FLL でロックさせる作動点 (working point) を決定する。この過程で、調整電流の応答から amp SQUID・sensor, SQUID, input coil の相互インダクタンスを評価する。本テストは、センサーの性能を事前に評価できるだけでなく、冷却から昇温までに要する時間が他の冷凍機と比べて大幅に短い (約 2 時間) という利点を持つ。また、パルスチューブ冷凍機などを用いる場合と比べて、振動ノイズを抑えられる。

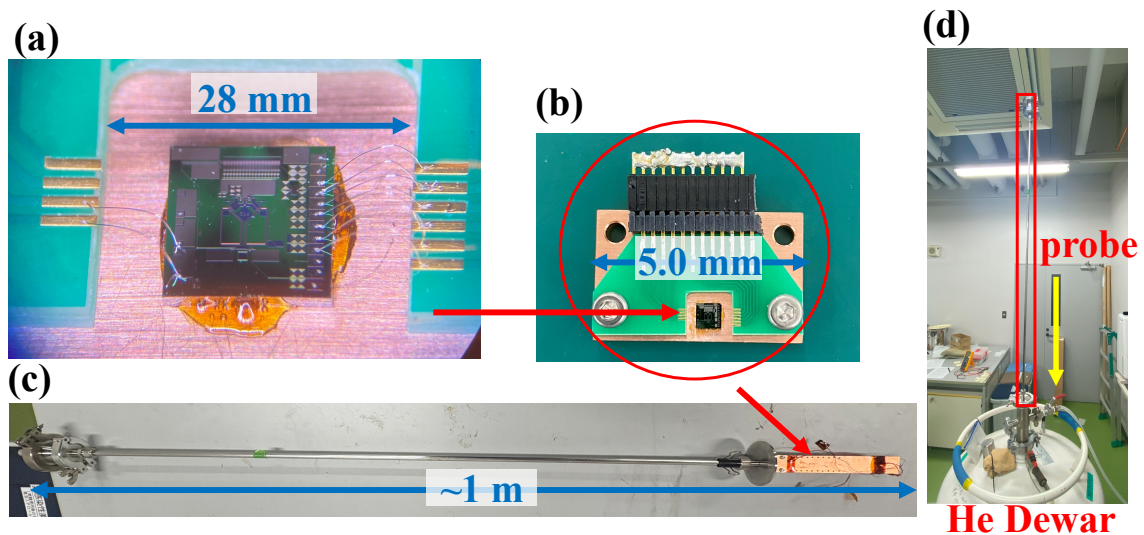


図 5.2: 4K テストで使用した SQUID テストセットアップと He Dewar 挿入用のプローブ (a) SQUID センサーの Al ワイヤーボンディング (b) センサー設置基板 (c) He Dewar 挿入用プローブ全体 (d) テストの様子

5.1.1 実験環境

2 ステージ式の dc-SQUID を Magnicon から 6 台購入し、図 5.2 に示すとおり、SQUID センサーのテストのセットアップを組み上げてテストを行った。センサーは厚さ 3.0 mm の銅板、SQUID 本体、およびピンコネクタを実装した PCB 基板から構成され、基板は銅板にネジで固定されている。使用する各部品は、超音波洗浄機 (100 kHz) を用いてアセ

5.1 SQUID テスト

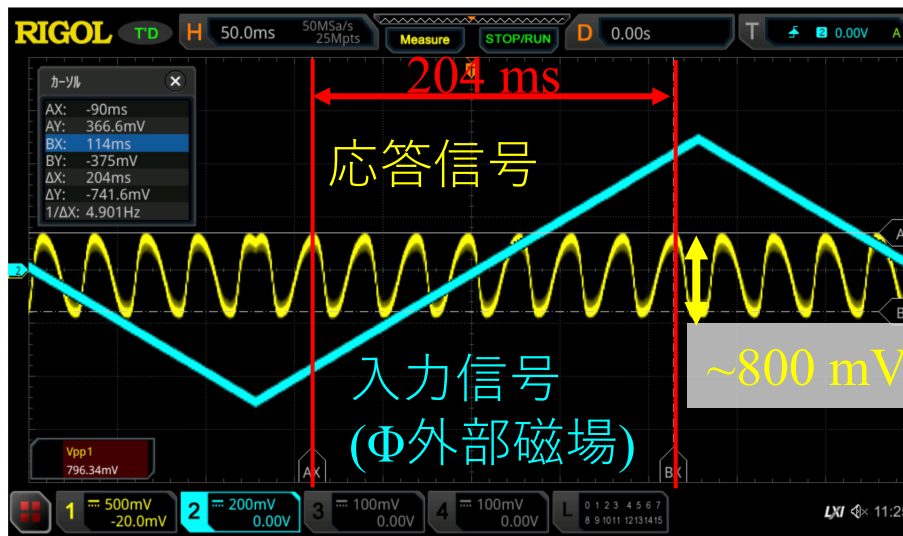


図 5.3: SQUID 応答信号をオシロスコープで表示

トン、IPA、超純水で順に 1 分ずつ洗浄した後に組み立てた。

SQUID と銅板の固定には、低温で機械的に安定なフェノール系ワニス (GE 7031) を用いた。ワニスは低温でクラックが生じにくく、試料や温度計の固定、銅線の熱アンカーなどに広く用いられている。また、トルエンとエタノール (1:1) を主成分とするシンナーやアセトンに可溶であり、取り外しが容易である。

固定後、SQUID と PCB 基板を接続するために、25 μm 径の Al ワイヤを用いたワイヤボンディングを実施した (図 5.2(a))。左側の 2 本のワイヤが、測定したい信号を入力するチャンネルであり、右側の 7 本が信号の読み出し、制御を行うチャンネルである。完成したセンサー類は、CuNi 導線で内部配線を行い、右側の読み出し口を備えたプローブ先端部にネジで固定した (図 5.2(c))。最後に、図 5.2(d) のようにプローブを He dewar 内部へ少しずつ挿入し、蒸発した He ガス流が強くなる位置で約 10 分間保持する操作を繰り返すことで段階的に冷却した。これを合計約 30 分行うことで、プローブは十分に冷却された。

5.1.2 SQUID センサー $\phi - V$ 特性測定

図 5.3 は He Dewar で冷却した後に、SQUID の応答をオシロスコープ上で観測したものである。前節で説明したように図 5.3 の中央黄色が SQUID の応答信号であり、1 周期が 1 磁束量子単位に対応している。また、この図は振幅が最大になるようにバイアス電流 I_b を調整した後の段階である。amp SQUID および sensor SQUID の調整は完了しており、図 4.10 に示す input coil へ 2 Hz、振幅 20 μA の信号を印加している。黄色の

波形 1 周期は磁束量子 ϕ_0 に対応しており、204 ms の間に $7\phi_0$ の変化が確認できる。したがって、その間に注入された電流 $20\ \mu\text{A} \times \frac{204\ \text{ms}}{250\ \text{ms}}$ を用いることで、input coil の相互インダクタンスの逆数 $1/M_{\text{in}}$ を $2.33\ \mu\text{A}/\phi_0$ と求めることができる。同様の手法を Amp-SQUID と Sensor-SQUID に対しても行い、図 4.10 中の $M_f, M_{\text{in}}, M_{\text{fx}}$ を SQUID の特性として記録し、購入したセンサーの参照値と比較した。それらが一致した SQUID センサーは購入した 6 台のうち、以下の 4 台であった。

表 5.1: テストに合格した SQUID センサーの相互インダクタンスの測定値。() 内は出荷前に Magnicon 社で測定された参照値

測定パラメータ	E	G	M	O
$1/M_f\ (\mu\text{A}/\phi_0)$	43.9 (43.4)	42.4 (43.0)	42.8 (42.7)	45.1 (43.9)
$1/M_{\text{in}}\ (\mu\text{A}/\phi_0)$	2.34 (2.31)	2.24 (2.30)	2.25 (2.23)	2.33 (2.30)
$1/M_{\text{fx}}\ (\mu\text{A}/\phi_0)$	46.4 (47.5)	45.2 (45.4)	45.5 (45.3)	48.3 (48.0)

この SQUID テストを実施した結果、以上の 4 台について、Amp-SQUID および Sensor-SQUID が極低温下においても正常に動作することを確認した。さらに、センサー内の相互インダクタンスを測定することで、出力電圧の変化量とフィードバック抵抗の値から、SQUID リング内で生じた磁束変化量を推定できるようになった。

これらのテストの過程で、不適格と判断される SQUID が 2 台確認された。一つは Sensor-SQUID に入力信号を与えても周期的応答が得られないものであった。Amp-SQUID 側は正常に動作し、室温、冷却時の抵抗測定に異常も見られなかったことから、ジョセフソン接合に何らかの不具合が生じている可能性が考えられる。しかし、詳細な原因については不明である。もう一つはチューニングについては異常はなかったが、測定モードにした際に、10 sec オーダーでベースライン電圧が変化するという不具合が見られた。基本的にセンサーを構成するセットアップ以外は他の正常なセンサーをテストする際と変わらないので、センサーに固有の不具合とみられ、現在購入元に確認し調査中である。一つ目のセンサーと同様に抵抗値などに特段の問題は見られなかった。

5.2 MMC Johnson-Nyquist noise テスト

MMC Johnson-Nyquist noise テスト (以後 JN テスト) では、SQUID テストと同様に液体ヘリウムを用いて SQUID と MMC センサーを冷却して行う。SQUID でチューニングを行い、MMC を SQUID に接続した状態で振幅スペクトル密度 (ASD) を測定する。

5.2 MMC Johnson-Nyquist noise テスト

5.2.1 Johnson-Nyquist noise

Johnson-Nyquist noise は、熱平衡にある抵抗体が必ず示す電圧揺らぎであり、導体中の電荷の熱運動に起因する基本雑音である。古典的条件 $T \gg hf$ が成立する通常の測定帯域では、電圧雑音のパワースペクトル密度は周波数に依らず一定となり、

$$V_{\text{RMS}}^2 = 4k_{\text{B}}TR \quad (5.1)$$

で与えられる。したがって測定帯域 Δf における rms 雑音電圧は

$$v_{\text{n,RMS}} = \sqrt{4k_{\text{B}}TR\Delta f}$$

となる。この既知で再現性の高い白色雑音源は、増幅器や低温検出器の雑音限界の評価に広く利用されている。

5.2.2 ノイズスペクトル取得

センサーアセンブリは図 5.4 のように PCB 基盤を変えて、MMC を追加で接着する。冷却方法やセンサーの読み出し、チューニングまで SQUID テストと手順は変わらない。

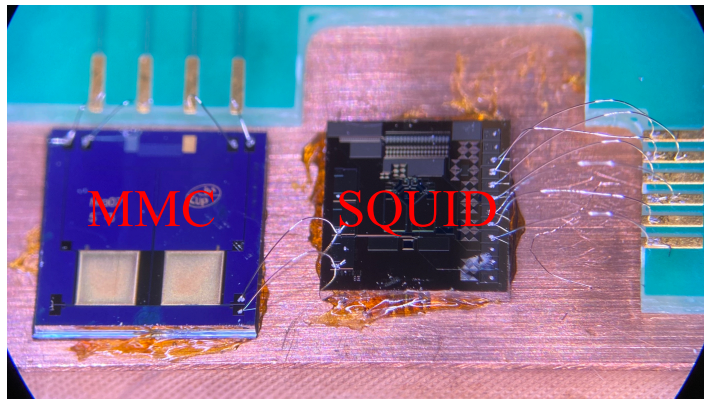


図 5.4: JN テスト用のセンサーセットアップ; 左:MMC; 右:SQUID

図 5.5 は MMC と SQUID のインプットコイルの簡略化した回路である。 L_m は MMC 内のメアンダーコイルのインダクタンス (並列に接続しているため半分の値になっている)、 L_i は SQUID 側の input coil のインダクタンス、 R_{AI} は図 5.4 にも写っている MMC と SQUID 間の AI ワイヤの抵抗になっている。抵抗 R をもつ回路では、5.1 式により

$$V_{\text{RMS}} = \sqrt{4k_{\text{B}}TR} \quad (5.2)$$

で与えられる。この電圧ノイズは回路に電流ノイズを生じさせ、インピーダンス $Z = \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}$ を用いると

$$I_{\text{RMS}} = \frac{\sqrt{4k_B T R}}{Z} \quad (5.3)$$

となる。さらに、この電流ノイズが入力コイルに流れることで、SQUID には input coil を介して磁束ノイズが誘起される。その RMS 値は

$$\Phi_{\text{RMS}} = M_i \cdot \sqrt{\frac{4k_B T}{R + \omega^2 L^2 / R}} \quad (5.4)$$

で表される。 M_i は input coil の相互インダクタンスで、事前に SQUID テストで測定されている。この式 5.4 で、SQUID の振幅スペクトル密度をフィッティングすることで、Al 配線の抵抗および回路全体のインダクタンスを推定できる。得られた値を既知のコイルインダクタンスと比較することで、センサーの状態を確認する。

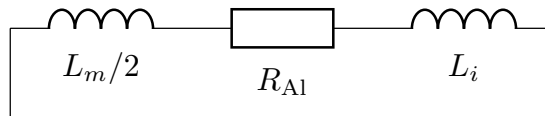


図 5.5: MMC の回路モデル

5.2.3 温度・抵抗との整合性評価

実際に測定したスペクトル振幅を図 5.6 に示す。電圧波形は SQUID を amp モードで動作させて取得し、100 波形分のデータを記録した。各波形に対して FFT 変換を行い平均パワースペクトル密度 (PSD) を求めた後、振幅スペクトル密度 (ASD, $V/\sqrt{\text{Hz}}$) へと変換した。一方、実際の測定は FLL モードで行うため、両モード間で電位を揃える必要がある。そのため、FLL モードにおいても同様の解析を行い、スペクトルの平坦領域における電圧レベルを基準として補正を行った。さらに、相互インダクタンス M_{in} ($\phi_0/\mu\text{A}$) を用いることで、電圧情報を単位磁束量子あたりの振幅スペクトル密度へ変換した。

図 5.6 には、得られた ASD スペクトルに対して式 5.4 を用いてフィッティングを行った結果 (図中赤線) と、その際に得られたパラメータを示している。ここで、 L は MMC コイルのインダクタンスを表し、およそ 30 nH 程度である。また、 R は SQUID と MMC を接続する Al ワイヤの抵抗に由来し、正常な場合には 10-20 m Ω 程度の値を示す。センサー使用前にこれらの特性評価を行うことで、異常を示すセンサーを事前に選別することが可能となっている。

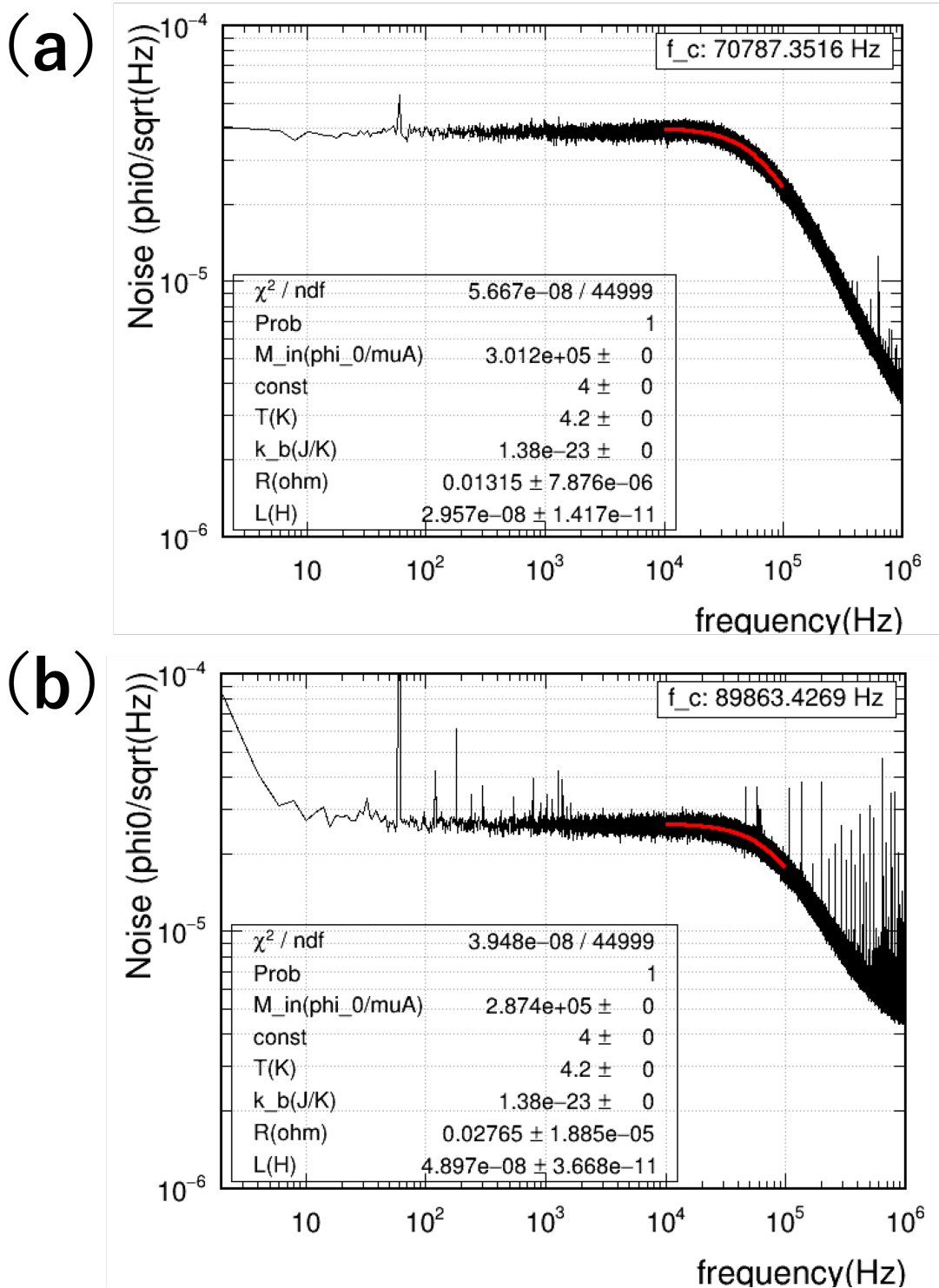


図 5.6: Johnson-Nyquist noise ASD スペクトル測定

(a) : 正常な SQUID-MMC センサー (b): 異常がある MMC センサー
 フィッティングパラメータの L に注目すると (b) の方が大きいことがわかる (約 50 nH)。
 このような MMC は内部のコイルが切れていることが考えられ、除外される。正常な
 MMC センサーであれば約 30 nH 程度である。

第 6 章

超伝導センサーを用いての物理信号測定

6.1 大阪で行った α 粒子検出のテスト実験概要

次世代の CANDLES 実験に向けて、図 4.2 のような状態で測定を行い、信号を観測することが本研究の目標である。その前段階として、性能や動作確認の意味も込めて、結晶を除いたセンサーのみのセットアップで実験を行う必要があった。そのため、3.4 節で説明した共同開発を行なっている IBS にて、MMC や SQUID のみで α 線を測定するセットアップ (以降 α セットアップと呼称) を作成し、そこで実験を行った [21]。そこから α セットアップを大阪に持ち帰り、同様にデータが測定できるか試みた。

6.1.1 α セットアップのワイヤリング

図 6.1 に α セットアップの実際の写真を示す。図 6.1 (左) の赤枠で囲ってある部分は、図 5.4 のセンサーアセンブリを熱浴として用いている無酸素銅の固定用治具にネジで取り付けた状態である。

拡大図中の吸収体は、純度 99.9 % で、面積 $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ 、厚さ $25\mu\text{m}$ の金薄膜を使用した。銅と金薄膜の間には PCB 基盤を挟んでおり、熱接触を小さくしてある。また、これらの接着も、MMC、SQUID センサーと同様に全てワニスで行なっている。MMC、SQUID、吸収体 (Au 薄膜) はそれぞれワイヤーで接続されている (図 6.1 右部)。ワイヤーには Al ワイヤ ($25\mu\text{m}$ 径) と Au ワイヤ ($25\mu\text{m}$ 径) を用いている。Au ワイヤは極低温においても超伝導にならないため、基本的に熱伝達に用いられる。仮に超伝導体を用いてしまうと、超伝導状態を壊すためにエネルギーを使ってしまい、エネルギー損失になってしまう。Al は超伝導転移温度が約 1.2 K であるため、100 mK 以下の極低温環境では超伝

6.1 大阪で行った α 粒子検出のテスト実験概要

導状態となり、電子による熱伝導が抑制される。そのため、熱流入を最小限に抑えつつ信号を伝達できることから、信号伝達部に用いられている。以下に図 6.1 中のワイヤ番号の詳細を述べる

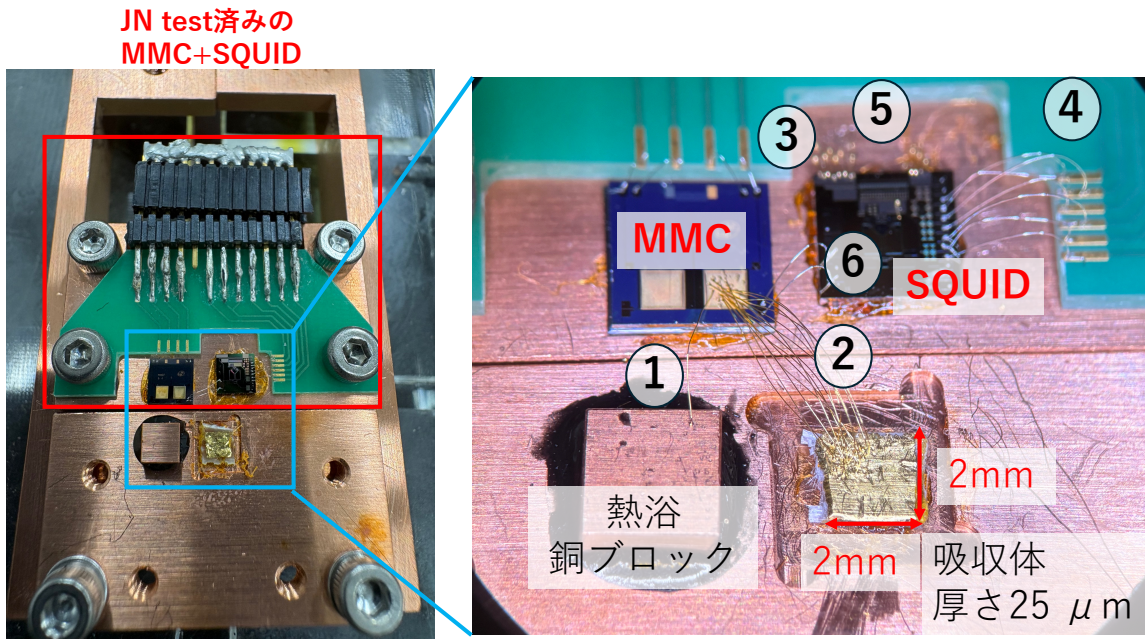


図 6.1: α セットアップの実際の写真。

1. MMC と熱浴の間を結んでいる。MMC の温度上昇が起きた際に、再び熱平衡状態に戻す役割がある。この本数が多いと、波形の時定数が小さくなるが、測定感度が下がる可能性がある。今回の実験では 1 Hz 程度になるように調整しているので、Au ワイヤは一本のみにしている。
2. MMC と金薄膜を結んでおり、放射線を吸収した際の温度上昇を MMC に伝える役割を持つ。IBS では焼きなまし加工を行い、より熱伝達に優れたものを用いていたが、本実験では手に入らなかったため、普通の Au ワイヤを用いている。15 本前後で接続を行なっている。
3. MMC と PCB 基盤を結んでいる。ここを通して超伝導電流や、後述する永久電流を作るためのスイッチング電流を流すことになる。それぞれ、入力と出力で 2 本ずつ計 4 本の Al ワイヤが接続されている。
4. SQUID と PCB 基盤の間を結んでおり、SQUID を制御するバイアス電流や MMC の磁束変化を捉えた信号として、出力するために必要である。計 7 本用いられている。
5. SQUID と熱浴を繋いでいる。SQUID は液体ヘリウム以下の温度で動作するよう

に設計されているが、センサーが熱的に不安定であると、ノイズの原因となるため、しっかりと熱浴と接触している必要がある。このセットアップでは15本ほど Au ワイヤで熱アンカーをとっている。

- MMC と SQUID(input coil) を接続するための Al ワイヤ。MMC での磁束変化に対応した電流が流れて、SQUID の input coil に伝えるために必要である。JN テストではこのワイヤの抵抗値を推定していることになる。

6.1.2 α セットアップ概略

図 6.2 は α セットアップの概略図である。線源としては ^{241}Am を用いており、強度は ~ 30 Bq で、コリメータ径は厚さ 2.0 mm で 3.0 mm ϕ である。金薄膜から線源までの距離は 6 mm になるように設計されており、単純な表面積の比較から 0.5 Hz 程度になるように調整されている。

線源から放出された α 線は金薄膜でエネルギー損失したあと、その温度を上昇させる ($\Delta E \rightarrow \Delta T$)。その温度上昇が Au ワイヤを伝って MMC の吸収体の温度をあげ、磁化変化へと変換される ($\Delta T \rightarrow \Delta M$)。その磁化変化が SQUID の input coil と SQUID リング間の磁束変化として伝わり、最終的に電圧変化として読み出される ($\Delta M \rightarrow \Delta V$)。

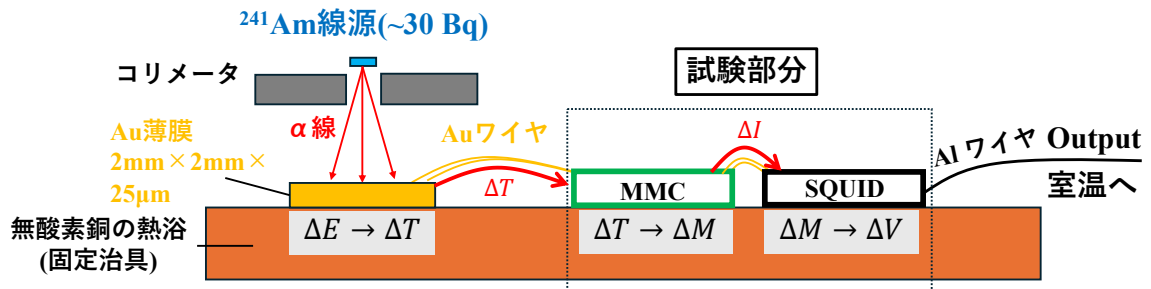


図 6.2: α セットアップの概要。

冷凍機にインストールする際には、 α セットアップ全体を Al 製のボックスで覆う。SQUID は極めて高い磁束感度を有するため、微小な外部磁場の影響を受けやすく、安定動作のためには十分な磁場遮蔽が不可欠である。Al は極低温環境下では超伝導状態となり、マイスナー効果によって外部磁場を排除することができる。そのため、超伝導状態の Al ボックスでセットアップを囲むことで、外部磁場の侵入を抑制し、SQUID の安定した動作環境を実現している。完成した α セットアップを冷凍機にインストールした様子を図 6.3 に示す。

6.1 大阪で行った α 粒子検出のテスト実験概要

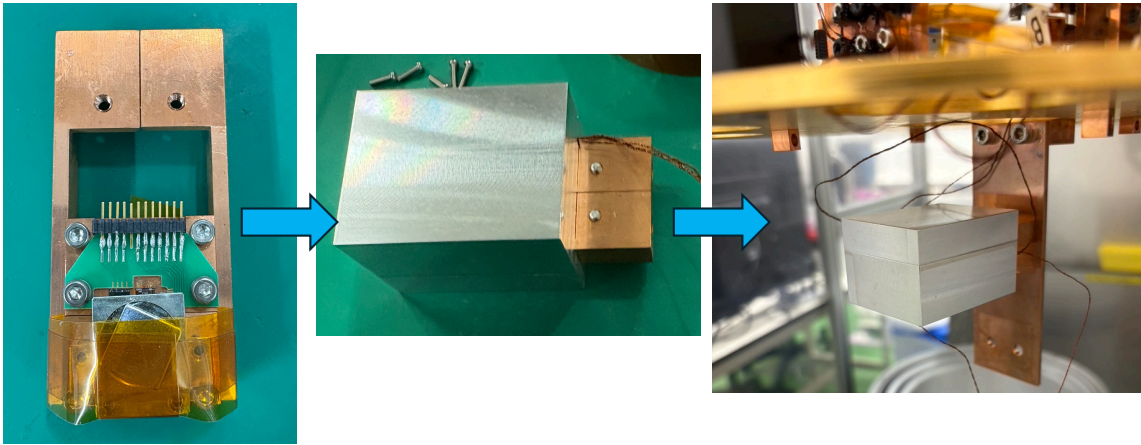


図 6.3: インストールの様子。一番初めの RUN では二台をインストールした。上部のプレートが希釈冷凍機の最も冷える mixing chamber プレートである (~ 15 mK)。

6.1.3 使用した希釈冷凍機

図 6.4 は本研究で使用した希釈冷凍機の実際の様子である。5つのプレートで構成され、それぞれのプレートにヘリウムガスが循環するためのチューブが熱接触されており、冷却の際に使われる。図中に示される温度は最低温度に到達した際のそれぞれの温度である。内側には銅の can と 3 層のアルミの can そして、外側が Stainless Use Steel (SUS) can で、運転時は内部は真空が引いてある。He ガスの制御はフォアポンプ、コンプレッサー、ターボポンプの 3 つで行われており、予冷にはパルスチューブ冷凍機 (PTR) を使用している。これらは測定時の主な振動ノイズになると思われる。

冷凍機にインストールしたセットアップ (検出器) から室温まで測定信号を取り出すため、信号読み出し用ケーブルとして CuNi ケーブルを使用した。CuNi ケーブルは純銅ケーブルと比較して熱伝導率が低く、極低温環境においても機械的・電氣的に安定していることから、低温実験で広く用いられている。本測定では、電気抵抗率 $2.50 \Omega/\text{m}$ 、ケーブル径 0.16 mm の CuNi ケーブルを使用した。MMC に接続する 4 本および SQUID に接続する 7 本のケーブルをそれぞれツイストペアとして束ねることで、信号電流に伴って発生する磁場を相互に打ち消し、外来ノイズの低減を図っている。

一方で、室温から冷凍機内部へケーブルを導入する際には、ケーブルを通じた熱流入を最小限に抑えることが重要である。本測定では、図 6.5 に示す銅製の L 字プレートにケーブルを巻き付けて固定し、さらに熱伝導性の高い接着剤 (Stycast 2850) を用いて密着させることで、ケーブルの熱を効率よく各温度ステージへ逃がす熱アンカーを作成し

た。この処理は全ての温度ステージにおいて実施している。外部に通じているワイヤによって熱流入し、プレートが冷えなくなるという問題は実際に測定している限りでは起きていない。

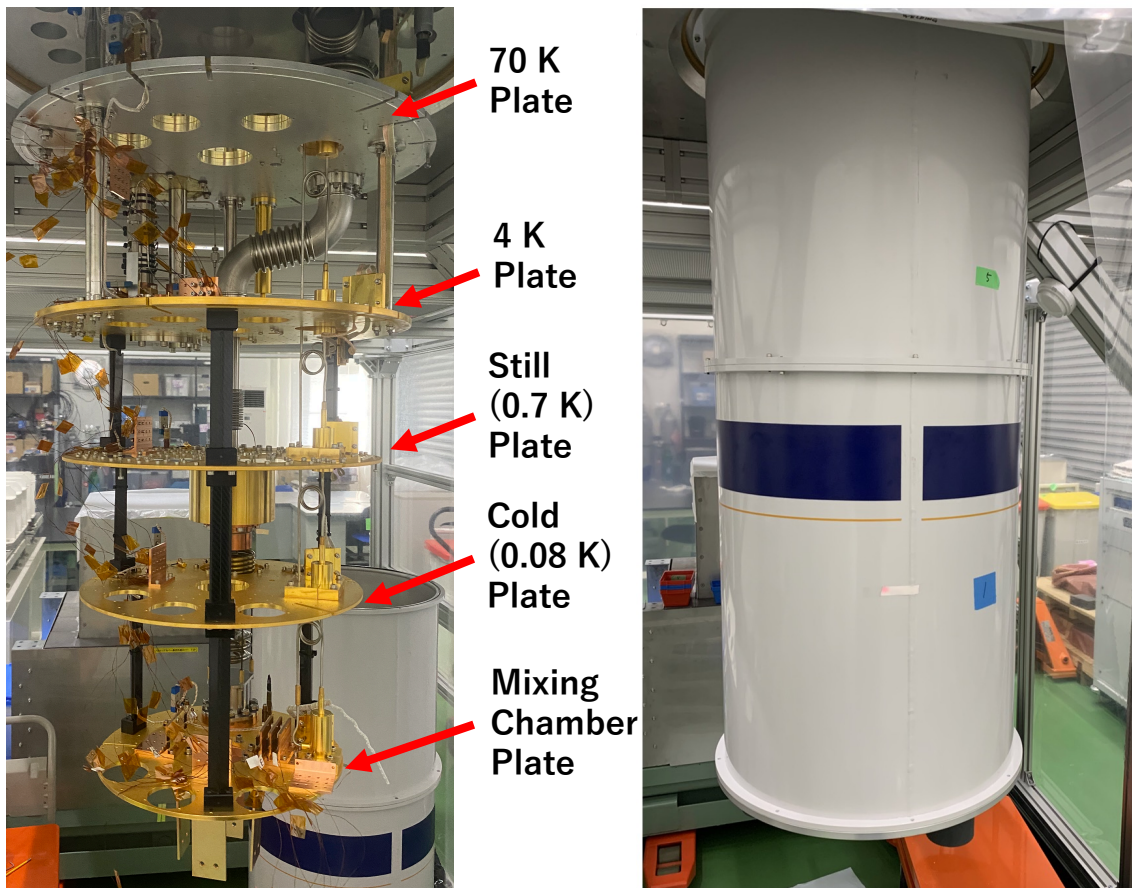


図 6.4: 実際に用いた希釈冷凍機とインストール後の様子

6.1.4 冷凍機の運転

冷凍機の運転は以下の4つのステップを踏んで行われる。

- 真空引き；クライオスタット内部を真空ポンプによって排気する。運転開始前に、 10^{-3} mbar まで真空引きを行う。冷却時の湿度などによるが、12 時間程度で真空引きは完了する。これは対流や残留ガスによる熱流入を抑え、以降の冷却効率を確保するためである。十分な真空度を得ることで、放射と支持構造以外の熱伝達経路をなくすることができる。
- 予冷；真空引き完了後、PTR を用いて予冷を行う。PTR では 4 K Plate を冷却

6.2 大阪で行った α 粒子検出のセンサー動作

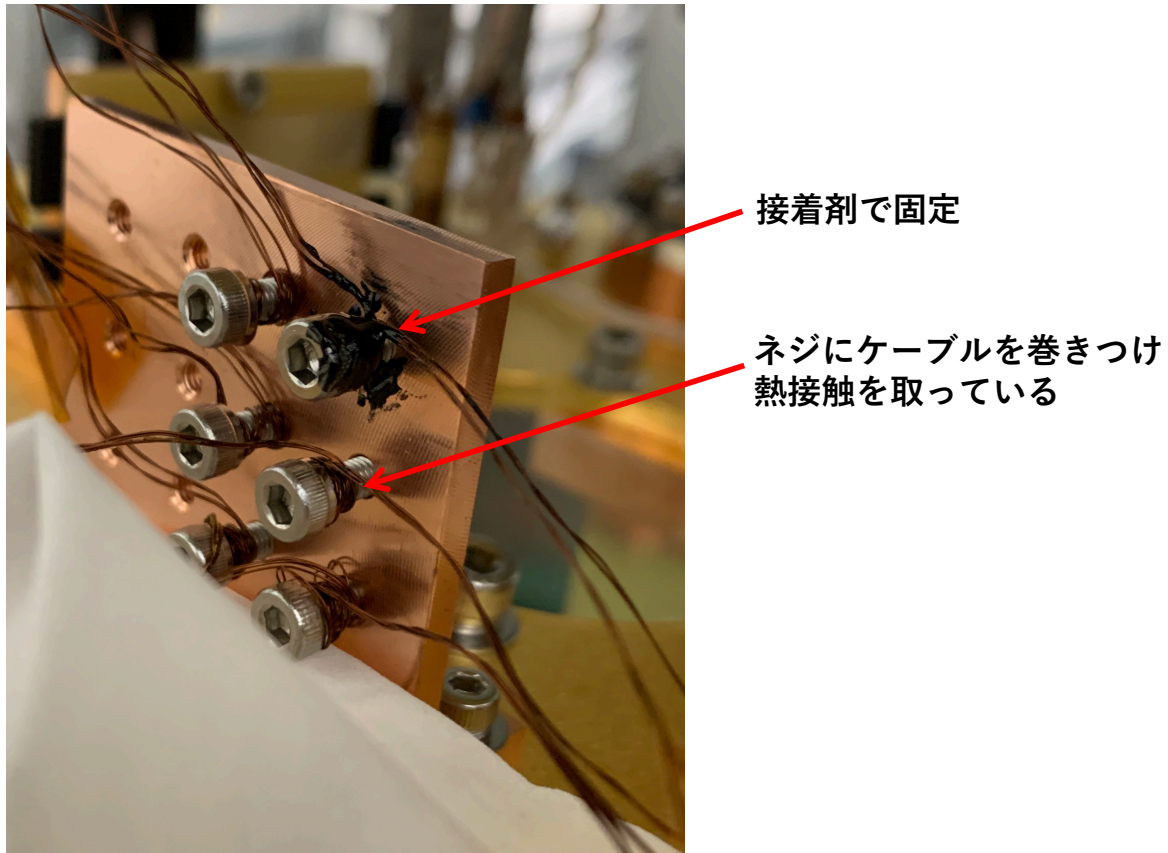


図 6.5: 熱アンカーの様子

し、冷凍機の冷却ステージを通じてだけでなく、配管内を混合ガスで循環させることで、そのほかのプレートへの冷却効果も高めている。冷凍機に何も入れていない理想的な場合、30 時間ほどで完了する。

- ガス回収；予冷で使ったガス配管と次のコンデンシングで使うガス配管が異なるため、回収が必要。
- コンデンシング；4.3 節で説明したような冷却を行う。冷却には液体ヘリウム (大気圧で 4.2 K) が存在しなければならないため、上記のような予冷とポンプによる圧力操作が必要である。こちらは理想的には 3 時間程度で完了する。

6.2 大阪で行った α 粒子検出のセンサー動作

6.2.1 MMC Field Injection

subsection:FieldInjection4.5 節で説明したとおり、MMC で測定するには半永久的に流れつづける超伝導電流 (ループ電流) を作る必要がある。そこで必要になる工程

を *FieldInjection* と呼ぶ。図 6.7 に MMC のコイルを簡略化して、*FieldInjection* の手順を示す。普段は図 6.7 (a) のようにメアンダーコイルの方が抵抗値が高いため手前のラインにしか電流は流れない。しかし、*fieldline* と *heaterline* に同時に電流を流し、*heaterline* の加熱によって普段流れるラインの超伝導状態が壊れ、常伝導状態になり、抵抗値が急激に上昇する。そうすると *field* に流れている電流はコイル側を通ることになる (図 6.7 (a))。そして、時間経過で加熱部分の温度 T が下がると今度は電流は抵抗値が大きい外には出てこず、回り続けることになる (図 6.7 (c))。

本研究で Field Injection を行った結果、複数回成功した。図 6.7 にはオシロスコープで観測された負と正の信号を示す。表 6.1 に injection が成功した際のパラメータを載せた。

Heater line は IBS での測定の経験則として、3.0 mA 以上では焼き切れる危険性があるため、(実際に Heater line が焼き切れるという現象も確認済み) 電流値の設定は慎重に行った。field line については適切な電流値が決まっているため、ほとんど変更することはない。このインジェクションは必ず一度で成功するとは限らないため、一度成功するまでに基本的に 4-5 回程度は行う。

表 6.1: Field Injection に成功したパラメータ

Field line		Heater line		典型的なパルス波高 (V)
電流値 (mA)	パルス幅 (μs)	電流値 (mA)	パルス幅 (μs)	
93	500	2.50	200	+0.5
125	500	2.77	200	+0.6
100	500	2.96	200	-1.5
101	500	2.72	200	-0.5

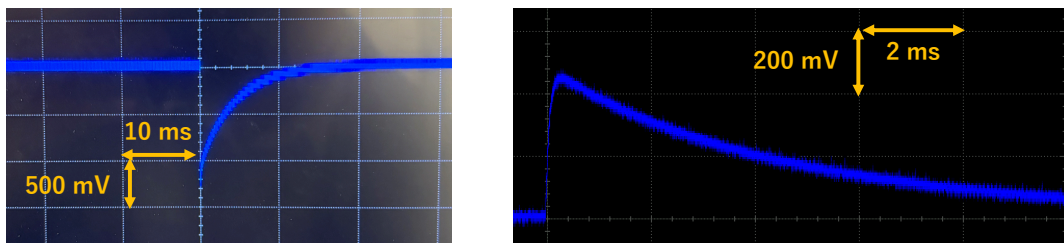


図 6.7: 実際にオシロスコープで観測された波形。左は負の ~ 1.5 V 信号で、右は正の ~ 0.5 V 信号。

本論文ではパルス波高が負で波高が 1.5 V とそれまでで最大だった場合について述べる。そのほかの正の信号が得られた際のデータも解析したが、-1.5 V の場合と比べて

6.2 大阪で行った α 粒子検出のセンサー動作

特筆するような差異がないため、割愛する。波形取得は HIOKI 製 Memory HiCorder 8860-50 を用いた。

本測定において正負が反転した信号が観測された。これは、MMC センサー内部の超伝導ループを流れる循環電流の向きが反転しているためであると考えられる。

インジェクション電流は毎回同一方向から注入しているが、永久電流の向きは注入方向のみによって決まるわけではないと考えられる。ヒーターによりループの一部を常伝導状態にし、その後冷却によって超伝導状態へ復帰させる過程において、ループ内では磁束の量子化条件

$$\Phi_{\text{ext}} + LI = n\Phi_0 \quad (6.1)$$

が成立する。ここで Φ_{ext} は外部磁束、 L はループの自己インダクタンス、 I は循環電流、 $\Phi_0 = h/2e$ は磁束量子である。

超伝導復帰の瞬間、ループ内に存在する外部磁束は整数倍の磁束量子に最も近い値へと調整される。その際、外部磁場や残留磁場の影響により

$$\Phi_{\text{ext}} \approx \left(n + \frac{1}{2} \right) \Phi_0 \quad (6.2)$$

の近傍にある場合、隣接する二つの整数 n および $n + 1$ に対応する状態がほぼ等しいエネルギーを持つことになる。このとき循環電流は

$$I = \frac{n\Phi_0 - \Phi_{\text{ext}}}{L} \quad (6.3)$$

で与えられるため、結果として符号が反転した二つの解が存在する。

したがって、超伝導復帰の瞬間における微小な外部磁場揺らぎや転移過程の不均一性により、どちらの整数状態が選択されるかが決まり、循環電流の向きがランダムに決定されたのではないかと考えられる。

6.2.2 ループ電流

表 6.1 に示すように、本冷却サイクルにおいてはループ電流の形成に成功した事例が 4 回確認されている。一方で、実際には本冷却中に合計 55 回の Field Injection 操作を行っており、成功時の Field Injection 電流値には再現性が見られず、その値は事象ごとにはばらついていった。また、55 回すべてで Field Injection を実施したわけではなく、そのうち 19 回については heater line のみに電流を印加した。

この操作は、ループ電流が形成されている場合、heater による局所的な加熱によって超伝導状態が破れ、ループ電流が消失するはずであるという仮定に基づき、その有無を確認する目的で実施したものである。しかしながら、これらの試行において、ループ電流の消失は一度も観測されなかった。

以上の結果から、本測定で得られたループ電流の性質については、なお不明確な点が残る。ただし、冷凍機を約 10 K まで昇温した際には、成功したすべてのループ電流（正確には対応する波形信号）が消失することを確認している。これは Nb の超伝導転移温度が $T_c \approx 9.2 \text{ K}$ であるため、完全に常伝導状態となり、超伝導ループは一時的に開放されたためであると考えられる。

6.2.3 IBS 実験と比較し改善した点

IBS での実験にて、超伝導電流が一旦経過すると消えているという現象が頻繁に確認されていた。その際に原因として考えられていたのが、熱接触用の Au ワイヤを通してコイル内から熱浴へ永久電流が流れ出しているのではないかと、という点であった。本来 Au ワイヤとコイル間は絶縁されているはずだが、Au ワイヤを接続する際にコイルと Au:Er パッド間の絶縁シートが破られ、熱浴に電流が流れてしまっているのではないかと考察されていた。

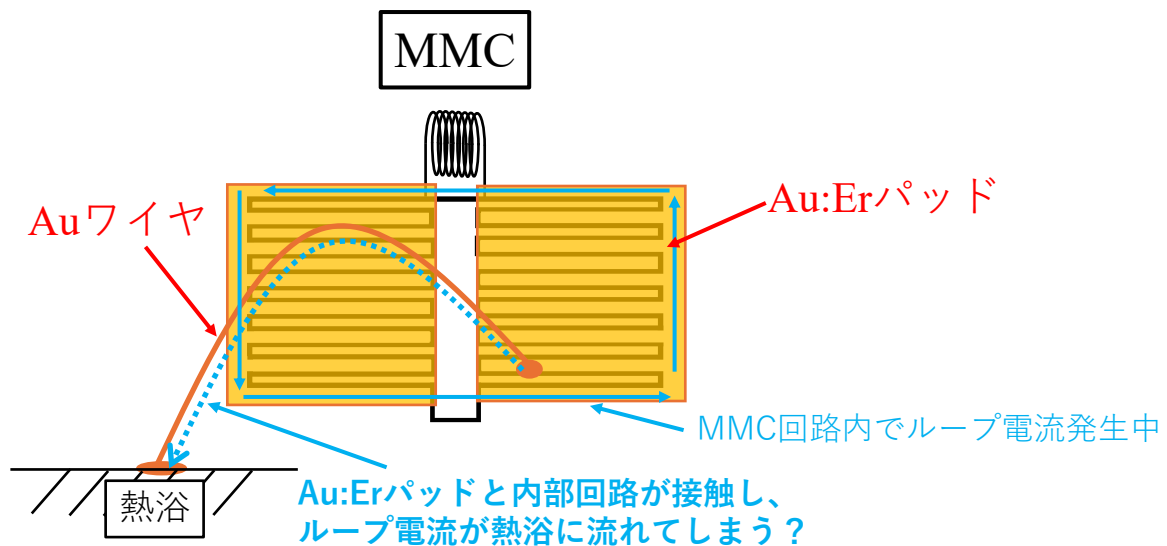


図 6.8: MMC で発生している問題の概要図

そこで、セットアップの図 6.1 にあるように、熱浴用の銅ブロック (floating heat sink (以下、FHS)) を今回は新たに導入していた。銅ブロックの下部はカプトンテープが貼ってあり、電氣的に絶縁しつつ、熱浴との接触のためにスタイクキャストで接着されている。そして今回の実験では Field Injection から最長二日、そのほか、複数回行った Field Injection の最中でも、電流の消失が確認されることはなかった。また、field line と無酸素銅の治具間では導通していなかったが、field line と FHS 間では $2 \text{ k}\Omega$ (本来ならば数百 $\text{M}\Omega$ 程度で絶縁していることが望ましい) の導通がみられたため、FHS は今後も必要であ

6.3 測定結果

ると考えている。

6.3 測定結果

6.3.1 信号

本測定において最も高いゲインが得られていると考えられる低温側である 15 mK のデータについて議論する。図 6.9 に、15 mK で取得した典型的な波形を示す。電圧データは $2 \mu\text{sec}$ ごとにサンプリングされており、総点数は 40000 点、-8 msec からデータを取り始め、72 ms まで取得し、タイムウィンドウは 80 msec である。

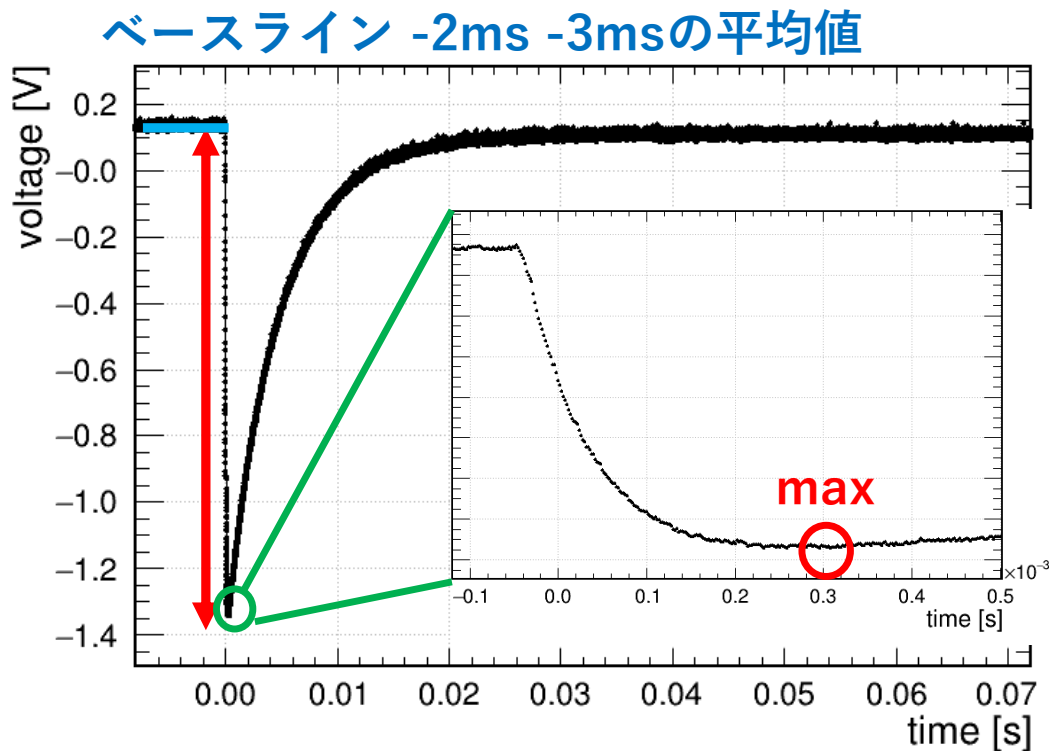


図 6.9: 15 mK 測定で得られた負の ~ 1.5 V 信号

6.3.2 エネルギースペクトル

各イベントにおけるパルス波高は、電圧波形の最大値とベースラインとの差として定義した。ベースラインは-3 ms から-2 ms までの平均値とした。

本熱量計測系において、ベースラインは熱入力が存在しない状態、すなわち検出器へのエネルギー付与がゼロである点に対応する。したがってエネルギー較正は、このゼロ点と

最も強度の大きいピーク (5486 keV, 85.2%) を基準とし、他のピークを相対的に割り当てる方法を採用した。この定義に基づいて作成したエネルギースペクトルを図 6.10 に示す。

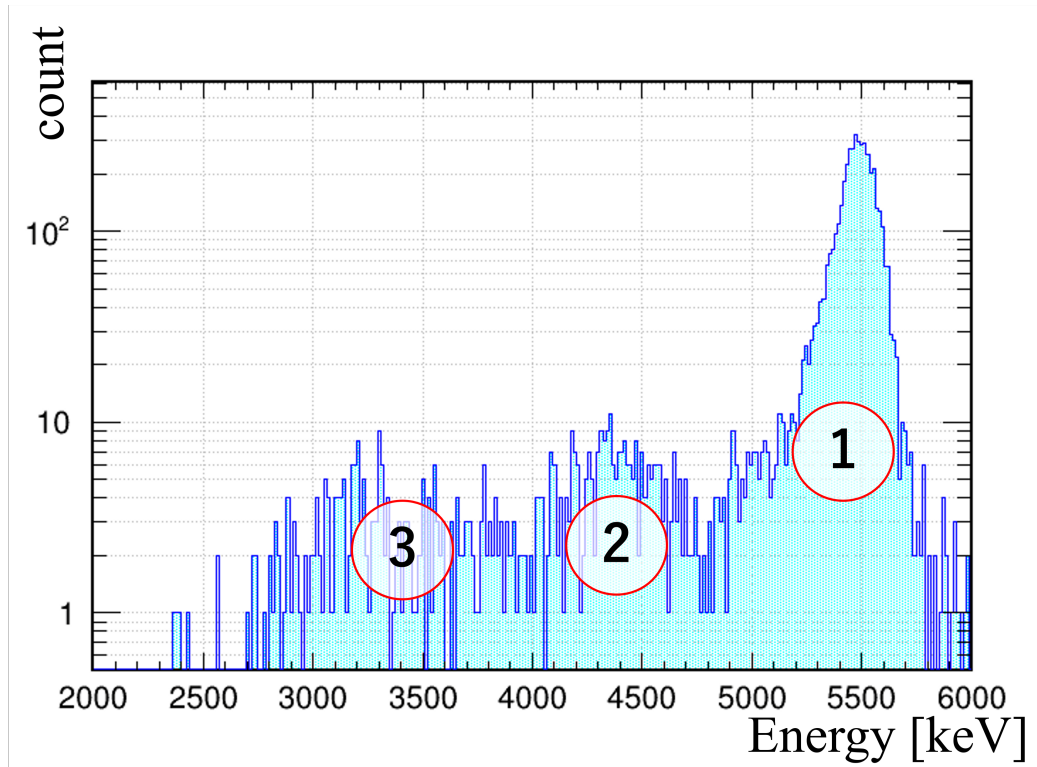


図 6.10: 15 mK でのエネルギースペクトル。①番は α 線が金膜の平坦な部分へ落ちたイベントであり、②,③番は金膜のキズへこみ部分へ α 線が落ちたイベントであると考えられる。

^{241}Am の崩壊模式図 (図 6.11) より、本来は強度の高い順に 5486 keV (85.2%)、5443 keV (12.8%)、5388 keV (1.4%) の主要な α 線ピークを用いてエネルギー較正を行うことを想定していた。しかしながら、得られたスペクトルにおいて低エネルギー側に観測された二つのピークは、エネルギー位置のみならず強度比の点においても ^{241}Am に由来する α 線とは一致しなかった。このことから、単純な α 線起源では説明できない成分が含まれている可能性が示唆された。そこで、波高と立ち上がり時間の相関を調べるため、図 6.12 に立ち上がり時間と波高の相関図を示す。図中に丸で囲った領域は、IBS における α 線源実験では観測されなかった成分である。特に、強度の高いイベントに対して、立ち上がり特性の異なる複数の新たな成分が確認された。これらの成分は、線源のコリメート条件の違いに起因すると考えられる。簡略化したセットアップ図を図 6.13 に示す。本測定では線源レートを調整するため、IBS での配置よりも線源高さを約 4 mm 上げ、さらにコリメータ径もおおよそ 6 倍に拡大している。この結果、入射 α 粒子が十分に絞

6.3 測定結果

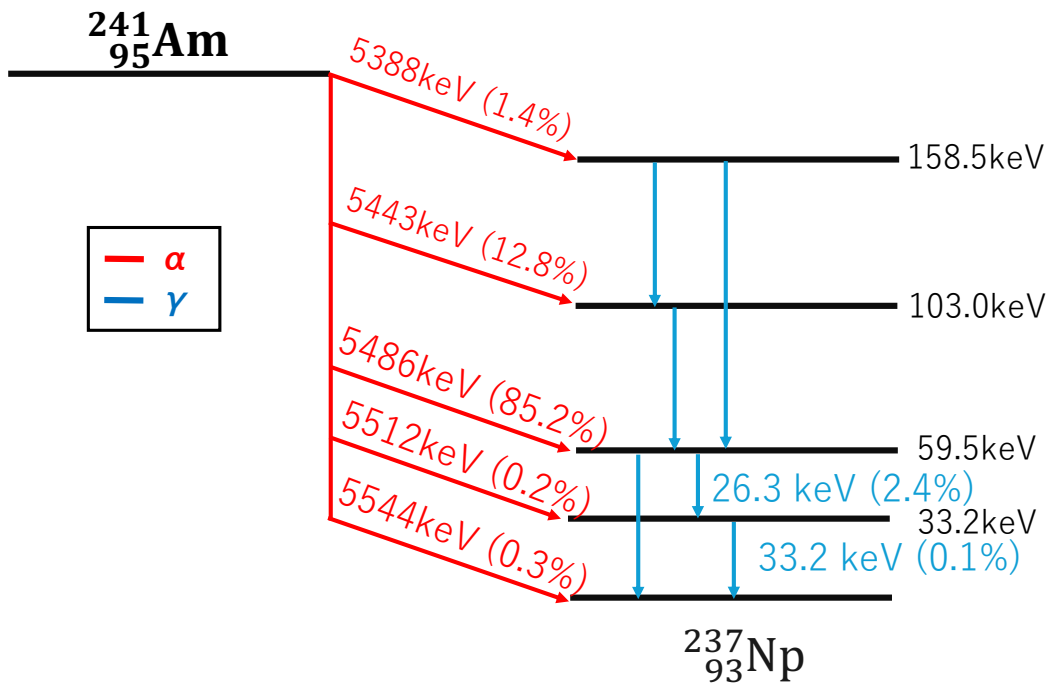


図 6.11: ^{241}Am の崩壊模式図

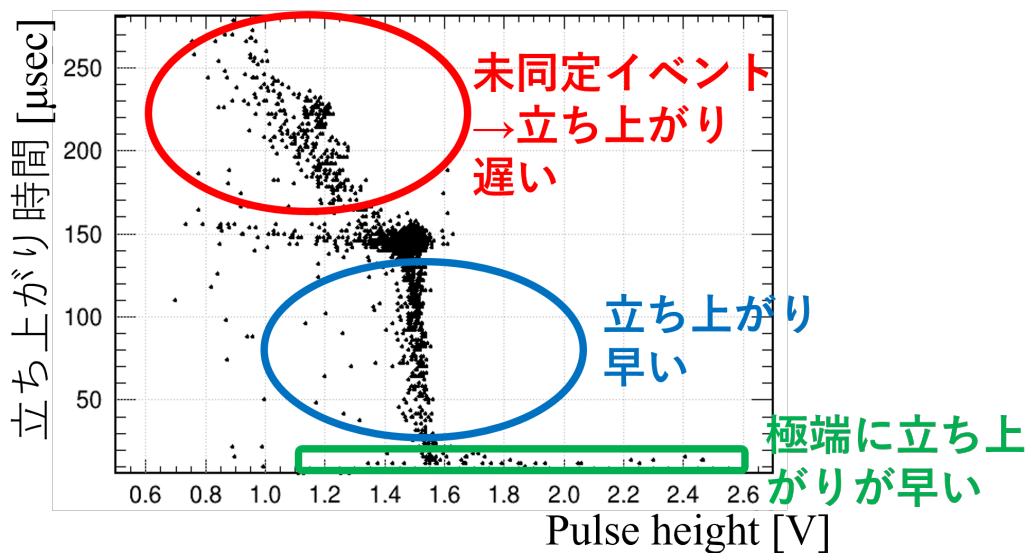


図 6.12: 波高と立ち上がり時間の相関。図中赤、青、緑の枠と、図 6.13 の矢印の色は対応している。

り込まれず、検出器上のさまざまな位置に到達した可能性が高い。

観測された各成分の解釈を以下にまとめる。

- **赤色の成分**立ち上がりが遅いイベントである。金膜には変形により薄くなった部分や凹みが存在しており、これらの領域に α 粒子が入射した結果、熱伝導経路が通常と異なり、センサーへのエネルギー伝達が遅延した可能性がある。図 6.13 中の Au 吸収体の拡大写真の赤丸部分には接着時に抑えるための工具として使用したピンセットによるキズ、へこみが見られる。Au 吸収体の $\sim 5\%$ の面積であると推定され、カウント数の比率も一致する。問題であった図 6.10 中の②,③番のイベントはこの成分であり、ここを立ち上がり時間でカットすれば、1 番のみの単一のピークのみとなる。
- **青色の成分**立ち上がり時間に対して連続的に分布している成分である。金膜のうち MMC センサーに比較的近い側など、位置依存的に異なる熱応答を示す領域に入射した事象である可能性がある。この成分は全体の $\sim 8\%$ を占めており、面積比から、おそらく金ワイヤに直接伝わったものであると考えられる。
- **緑色の成分**より立ち上がりの短い事象であり、MMC の合金パッドあるいはその近傍に直接エネルギーが付与された可能性が高い。この場合、局所的な熱容量や熱結合条件の違いにより、より迅速な応答が生じたと考えられる。この成分は全体の 1.3% を占めている。MMC に直接入射するためには比較的大きな入射角が必要であることから、その発生頻度は幾何学的条件を考慮しても妥当であると考えられる。

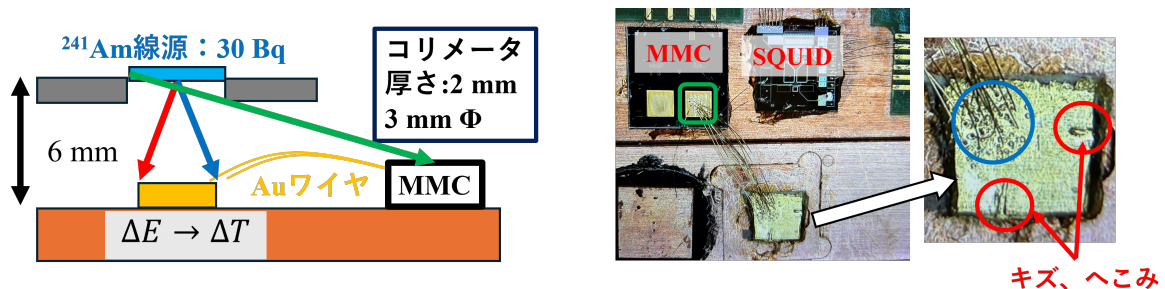


図 6.13: 簡略化した α 線源セットアップとその実際の画像

以上より、本測定で観測された異常成分は、主としてコリメート条件の緩和により入射位置が広がったことに起因すると結論づけられる。一番強度の高いピークが α 粒子によるものであり、強度の高い順に 3 本のピークが見られないのは分解能の悪化によるものであると考えられる。この考察の妥当性を確かめるために今後は、より厳密にコリメートを行ったセットアップを構築し、入射位置のばらつきを抑制した条件下で再測定を行う必要

6.3 測定結果

がある。

6.3.3 エネルギー分解能の評価

図 6.10 の①番は低エネルギー側に尾を引いたような形になっているため、ガウス関数とテールを持った関数を組み合わせたクリスタルボール関数をフィッティングで使用した。これは α 線を検出する以前に、線源の表面や Au 薄膜の汚れなどを通過した場合、エネルギーを失い本来のエネルギーよりも低いエネルギーで検出され、低エネルギー側に尾が見られると考える。クリスタルボール関数は以下で与えられる。

$$f(x; \alpha, n, \mu, \sigma) = \begin{cases} A \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right), & \text{for } \frac{x-\mu}{\sigma} > -\alpha \\ A(B - \frac{x-\mu}{\sigma})^{-n}, & \text{for } \frac{x-\mu}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases}$$

α はガウス関数とテール関数に切り替わる点である。 μ は平均値、 σ は標準偏差、 n はテール関数の指数で関数の形を制御する。 A, B は規格化定数で、

$$A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right)$$
$$B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$$

と表される。図 6.14 に、あるパラメーターでのクリスタルボール関数を図示した。

①番のエネルギー分解能を ^{241}Am は、主として 5486 keV, 5443 keV, 5388 keV のエネルギーの α 線 (図 6.11) によるものの和であるとし、標準偏差 σ は共通、それぞれの振幅は α 崩壊の強度の比、平均値 μ は放出される α 線のエネルギーの比であるとし、フィッティングを行った。その結果 FWHM で 2.89% @5486 keV であった (図 6.15)。比較として、IBS における α 線測定セットアップで取得されたエネルギースペクトルを図 6.16 に示す。図 6.10、図 6.15 と比較すると、この場合には、三つのピークが明瞭に分離して観測されており、エネルギー分解能は 5486 keV で 0.25% である。図 6.10 も低エネルギー側にテールを引いていることから 3 本の α 線 (5486, 5443, 5386 keV) が分解能が不十分で分離せず、重なって観測されたと考えることができる。

以上を踏まえ、以下では本測定において、分解能が不十分である原因について考察を行うとともに、測定されたピーク事象が ^{241}Am 線源に起因した α 線であるという根拠を追証してゆく。

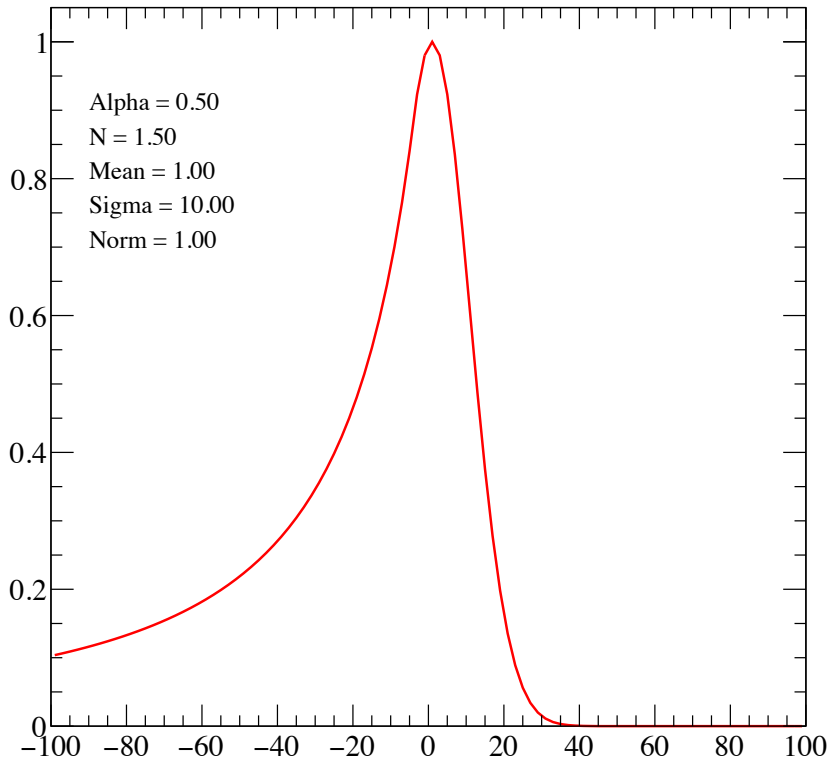


図 6.14: クリスタルボール関数。テールを引くガウス関数

6.4 実験結果の考察

6.4.1 取得された信号のレート

6.1.2 項で述べたように、本測定では ^{241}Am 線源からの α 線のイベントレートが約 0.5 Hz となるよう線源位置を調整している。MMC を用いた熱量検出器では、信号の立ち上がりおよび減衰に数~10 ms 程度の時定数を持つため、パルスの重なり (pile-up) を避けるよう、イベントレートを十分低く設定する必要がある。一方で、イベントレートが低すぎる場合には、統計量の不足により測定効率が低下する。これらを考慮し、本測定では十分な統計量を確保しつつ、パイルアップの影響を無視できるイベントレートとして約 0.5 Hz を選択した。表 6.2 に、測定時の各温度におけるイベントレートを示す。金薄膜の厚みが $25\ \mu\text{m}$ と薄いため、 γ 線はほとんどエネルギー損失を起こさず、また電子線は電磁シールドによって遮蔽されている。そのため、図 6.10 の②番、③番は α 線由来のものであるとして、表 6.2 中のイベントには含めている。ただし、70 mK では信号ゲインが著

6.4 実験結果の考察

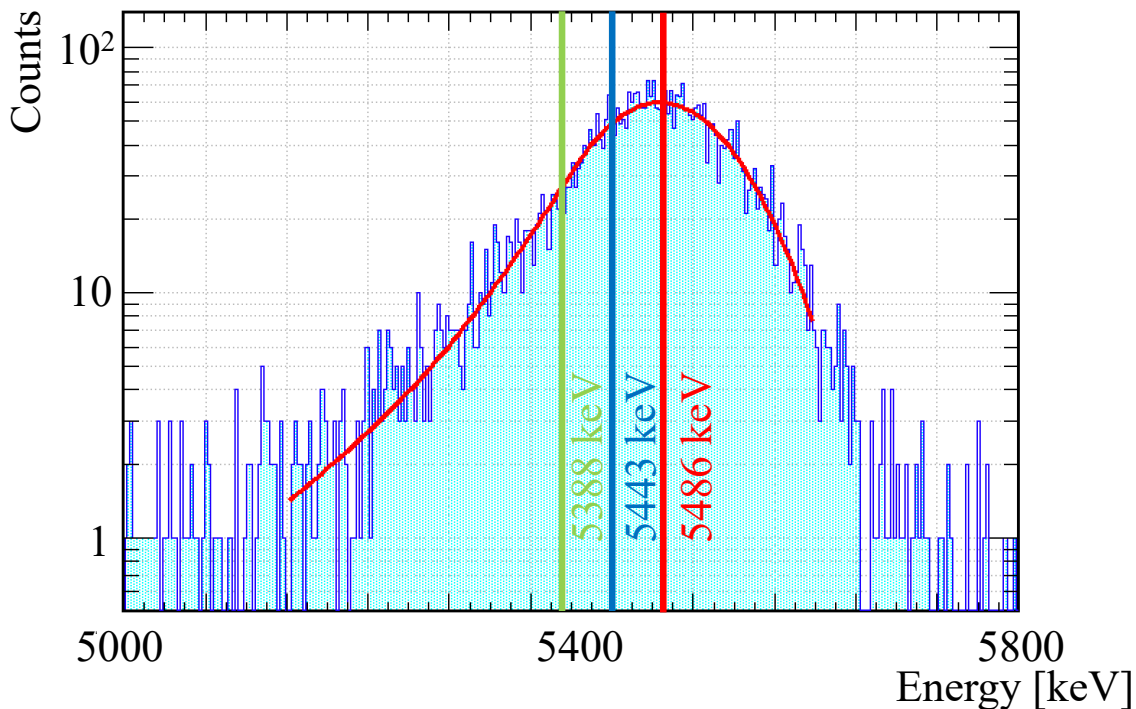


図 6.15: 大阪大学で測定したエネルギースペクトルにクリスタルボール関数でフィットした結果

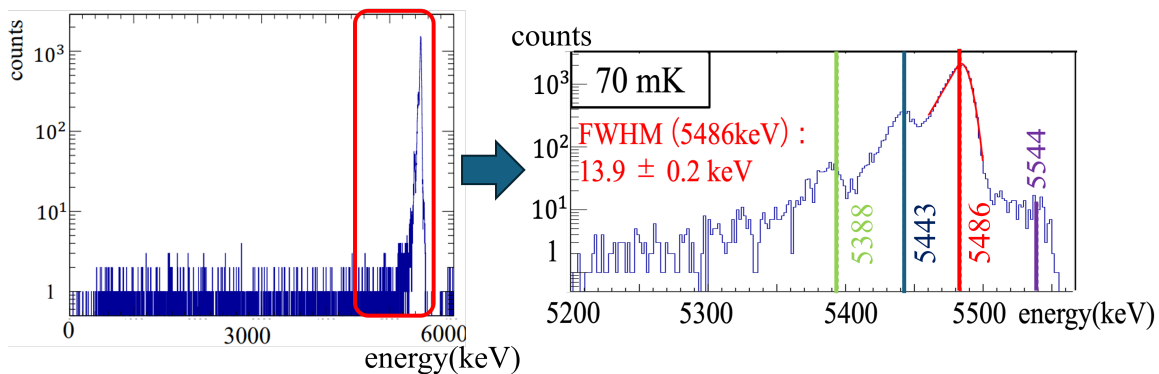


図 6.16: IBS で測定した際のエネルギースペクトル

しく低下したため、threshold を適切に設定できず、ノイズの影響を強く受けたデータとなった。表 6.10 中の 70 mK の結果はそのノイズカット後のイベント数である。そのため、算出されたイベントレートは実際の値を正しく反映していない可能性がある。70 mK を除いた各温度におけるイベントレートが最大でも誤差 1~2% 以内で一致していることを考慮すると、表 6.2 に示したイベントは、 α 粒子による事象である可能性が高いと考えられる。

表 6.2: 測定温度ごとの測定時間, イベント数およびイベントレート

測定温度 (mK)	測定イベント数	イベントレート (Hz)
15	5048	0.478
30	5120	0.488
50	7733	0.473
70	2126	0.314

6.4.2 測定中のゲイン変動

15 mK における測定データを用いて、ゲイン変動の時間依存性を評価した。図 6.17 は、横軸にイベント番号を取り、実質的な時間経過を表している。縦軸は各イベントにおける信号振幅の電圧であり、検出器のゲインに対応する量である。この図から、測定中にゲインが時間とともに大きく変動しており、非常に不安定であることが分かる。

このような蛇行するゲイン変動（ドリフト成分）を定量的に評価し、補正するために、データから中心線を構成する手法を用いた。まず、横軸（イベント番号）を小区間に分割し、それぞれの区間を bin として定義する。各 bin 内に含まれる振幅データに対して、外れ値の影響を受けにくい代表値として中央値（median）を採用し、

$$\tilde{y}_i = \text{median}\{y \in \text{bin } i\} \quad (6.4)$$

を求めた。これにより得られた点 (x_i, \tilde{y}_i) を平滑化することで、時間に対するゲインの中心的な挙動を表す中心線 $m(x)$ を構成した。図 6.17 はその中心線を引いた様子である。

次に、この中心線の時間変動成分が、全体のエネルギー分解能にどの程度寄与しているかを定量的に評価した。まず、測定期間全体にわたる振幅データ $\{y_j\}$ に対して標準偏差

$$\sigma_{\text{all}} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_j (y_j - \bar{y})^2} \quad (6.5)$$

を計算し、これを観測される全体の分解能とした。

一方、中心線の時間変動、すなわちゲインドリフト成分の大きさを評価するため、各 bin で得られた中央値 \tilde{y}_i のばらつきに注目した。bin i に含まれるイベント数を N_i とすると、中央値の重み付き平均

$$\bar{m} = \frac{\sum_i N_i \tilde{y}_i}{\sum_i N_i} \quad (6.6)$$

を定義し、これを基準として中央値の重み付き標準偏差

$$\sigma_{\text{wig}} = \sqrt{\frac{\sum_i N_i (\tilde{y}_i - \bar{m})^2}{\sum_i N_i}} \quad (6.7)$$

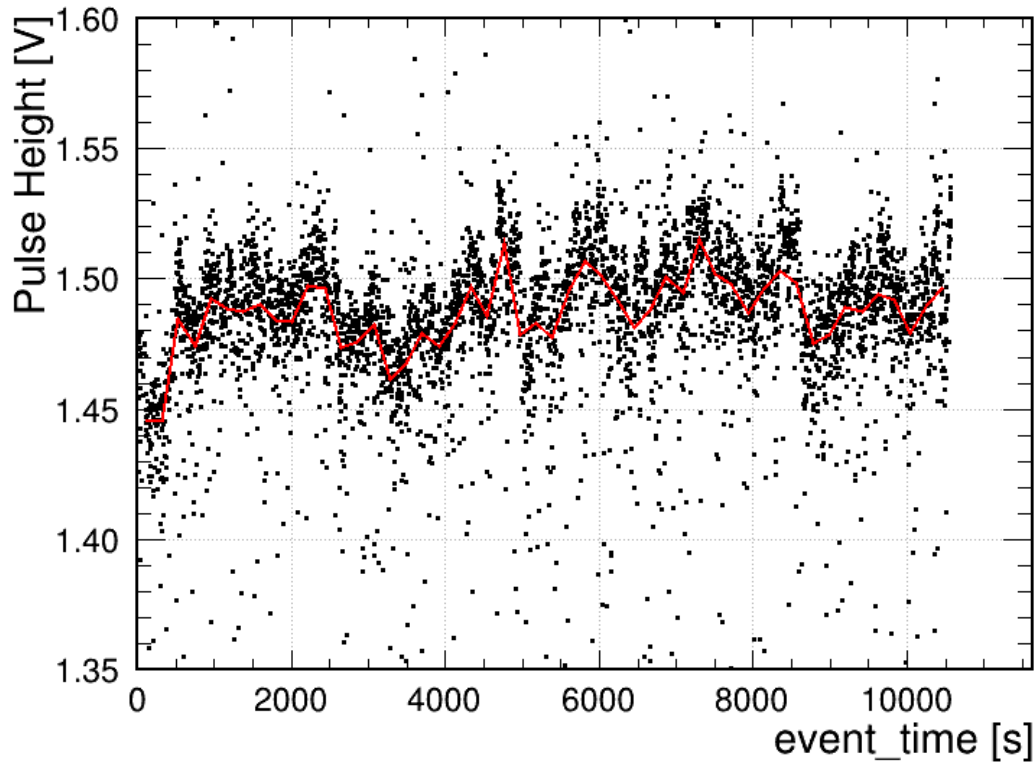


図 6.17: 測定中のゲイン変動、横軸は測定開始からの経過時間で縦軸は波高

を計算した。この量は、測定期間全体におけるゲインのゆっくりとした変動（うねり成分）の大きさを表している。

最後に、全体の分解能に対するゲインドリフト成分の寄与を評価するため、

$$f = \frac{\sigma_{\text{wig}}}{\sigma_{\text{all}}} \quad (6.8)$$

を定義した。 f が大きいほど、観測される分解能の中でゲインドリフト成分が無視できない割合を占めていることを意味する。

bin 割りは 50 とし、本手法によって計算した結果、 f は 17% であった。

すなわち、時間依存するゲイン変動を適切に補正することにより、検出器の性能を大きく改善できる可能性が示された。十分な補正が達成されれば、 ^{241}Am に由来する三つの信号ピークを分離して識別できると考えられる。

6.4.3 温度変化とゲイン変動の関係

ゲインが時間的に変動している原因として、冷凍機温度の不安定性が一つの可能性として考えられる。そこで、温度とゲイン変動との関係を定量的に調べることを目的として、新たに Field Injection を行った。

その結果、これまでの測定とは異なるゲインを持つ波形が得られ、波高はおよそ -0.5V であった。この条件のもと、冷凍機温度とゲインの関係を調査するため、最低到達温度での測定ではなく、温度を制御した約 30 mK の温度サイクル中に測定を行った。この測定では 10495 秒測定が行われ、 5120 イベントが得られた。

図 6.18 に、冷凍機の mixing chamber に設置された温度センサーの値と、対応するパルスハイトの関係を示す。もし、温度の変動に釣られゲインが変動しているならば、理想的には式 6.10 より、負の相関が見えるはずである。しかし、図 6.18 からは、ゲインと温度の間に明瞭な相関関係は確認できなかつた。希釈冷凍機に搭載されている Mixing

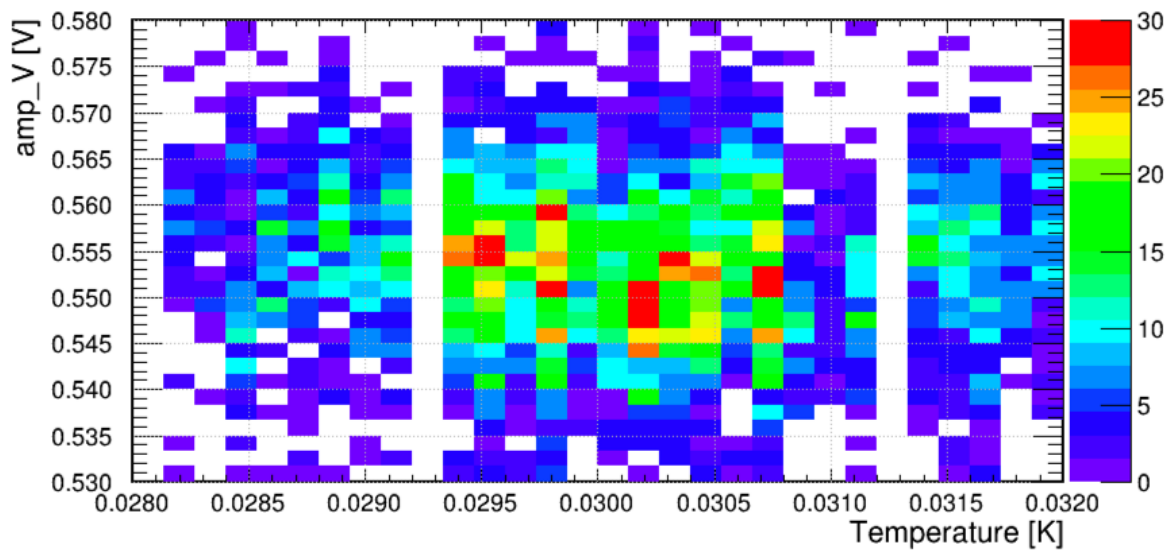


図 6.18: 測定中のゲイン (パルス波高) と温度の二次元プロット

Chamber の温度センサーは酸化ルテニウム抵抗体を用いた、抵抗値を通して温度を測定する方式であり、一定の時間間隔で抵抗測定が行われている。本測定系では、その読み出し間隔が約 30 秒であった。この読み出し間隔は、ゲイン変動が生じている時間スケールに比べて十分に短いとは言えず、短時間の温度揺らぎを追跡するには分解能が不十分である。また、温度計からセンサーへは、銅プレートで数十センチの距離があり、センサー付近の温度を表しているわけではないこともまた相関関係が確認できなかつた要因の一つであると考えられる。測定時間の前後数分と温度変化も、調査を行ったが、明確な相関は見られなかつた。

以上より、本測定条件では温度変動とゲイン変動との相関を定量的に評価することは困難であった。本実験の α 線源セットアップには取り付けことはかなわなかつたが、結晶を含めたセットアップではヒーターを導入することを検討している。そのため、本研究では温度-ゲイン相関の詳細な追究についてはこれ以上立ち入らず、結晶測定へと方針を移すこととした。

6.4.4 温度ごとのゲインの比較

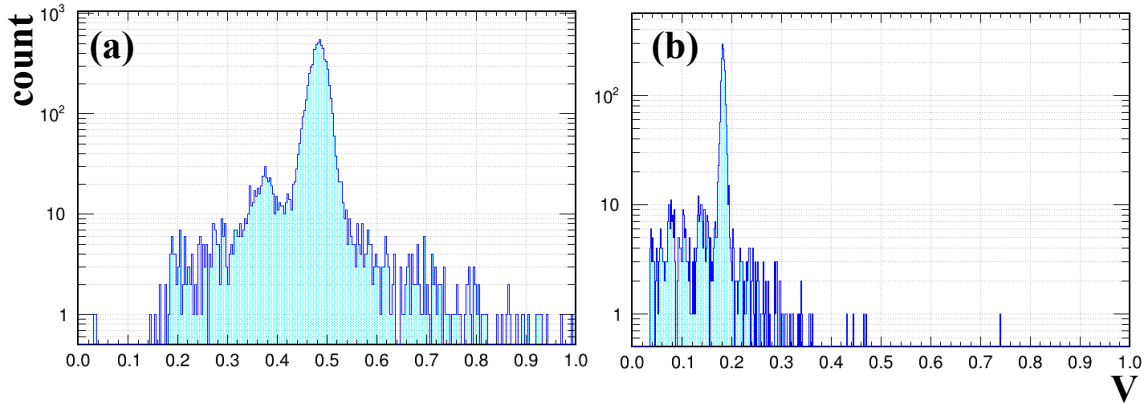


図 6.19: 温度ごとに得られた波高 (V) スペクトル (a) は 50 mK(b) は 70 mK

15 mK(図 6.10)、50 mK(図 6.19(a))、70 mK(図 6.19(b)) において取得した測定データを示す。30 mK は超電導電流が上述の 3 つの温度とはことなるため、以下の考察には含まれない。30 mK の際の超電導電流は、6.4.3 節で温度変化とゲイン変動の関係を調べるためだけに改めて Field Injection されている。それぞれの温度を比較しても、図 6.10 に示す、1 番高いピークと、それより低波高側にイベントがある構造は一致しており、相似形になっている。そのため、温度が変わったことによるゲイン変動が起きたと考えられる。それぞれのエネルギースペクトル中の最も大きなピークの波高を抽出し、温度の関数としてプロットした結果を図 6.20 に示す。

熱量計において、粒子のエネルギー損失 ΔE によって生じる温度変化 ΔT は式 4.1 で触れたように

$$\Delta T = \frac{\Delta E}{C} \quad (6.9)$$

と表される。ここで、 ^{241}Am の α 線によるエネルギー損失 ΔE は一定であるとみなせるため、検出器の出力波高、すなわちゲインは熱容量 C の逆数に比例すると考えられる。

一般に、極低温領域における絶縁体結晶の格子熱容量はデバイ模型に従い

$$C \propto T^3 \quad (6.10)$$

と振る舞うことが知られている。そのため、理想的にはゲインは

$$\text{Gain} \propto T^{-3} \quad (6.11)$$

という温度依存性を示すことが予想される。

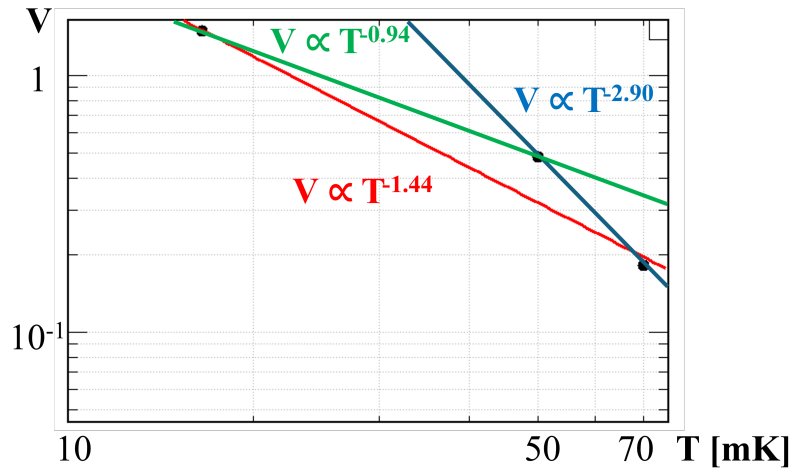


図 6.20: 図 6.10 中 1 番のピークに対して、15,50,70 mK でフィットした結果 (赤線)。青線は高温 (50 mK と 70 mK のみ) でフィットした結果で、緑線は低温 (15 mK と 50 mK のみ) でフィットした結果。

しかしながら、図 6.20 に示す、一番強度の大きなピークをフィットした結果、ピーク波高の温度依存性は

$$\text{Gain} \propto T^{-1.44} \quad (6.12)$$

となり、低温の方がゲインが大きくなるという性質には沿っているものの、単純な T^{-3} 則よりも緩やかな依存性が得られた。高温 50 mK と 70 mK のみでは $T^{-2.90}$ であり、15mK と 50mK のみだと $T^{-0.90}$ であった。この結果は、センサーや支持構造、接着層などが寄与する付加的な熱容量の存在や、温度に依存する熱結合の影響により、熱容量の温度依存性が理想的な T^3 から逸脱している可能性を示している。また、15 mK から 50 mK で傾きが緩やかになったのは、低温であればあるほど、エネルギーを吸収した際の読み出し系やセンサーの温度上昇による感度低下が、観測されるゲインに影響を与えている可能性も考えられる。

第7章

まとめと展望

本研究の目標は、 $0\nu\beta\beta$ 事象の観測を目的として、CANDLES III 実験では達成できなかった高エネルギー分解能を有する検出器、すなわち蛍光熱量検出器の開発を行うことである。特に、従来のシンチレーション検出器では制限されていたエネルギー分解能を改善し、背景事象の低減および信号識別能力の向上を実現することを目指している。

この目的のため、本研究では IBS 研究所と協力し、SQUID センサーと MMC センサーを組み合わせた試験的な検出器セットアップを用いて、大阪大学において測定を行った。本セットアップはすでに IBS において一度測定が行われており、約 70 mK の動作温度においてエネルギー分解能 0.25%(FWHM) を達成している。そのため、本実験は将来的な測定に向けて大阪大学において安定した測定環境を構築し、センサーの性能を検証することを目的として実施された。

液体ヘリウムを用いた SQUID テスト、JN テストにおいては、低温環境下でのセンサーの動作確認を手軽に行える環境を整えることができた。また、使用するセンサーの各種パラメータを測定するとともに、センサー類の組み立てから冷凍機へのマウントに至るまでの一連の作業手順について、作業環境を含めてマニュアル化することができた。

^{241}Am 線源を用いた α セットアップでの測定により、Field Injection を含む冷凍機一室温間の回路系が正常に動作していること、ならびに顕著な熱流入がなく安定に冷却できることを確認した。さらに、大阪大学において初めて MMC センサーからの物理信号の取得に成功した。一方で、コリメーションが十分ではない部分があったため、より厳密にビームを絞った構成で再測定を行い、得られた考察の妥当性を検証する必要がある。

また、得られたエネルギー分解能は 2.89% FWHM @ 5486 keV であった。分解能劣化の一因として温度変動に伴うゲイン変動が確認されており、今後は結晶測定時にヒーターを導入することで温度安定化を図り、改善を目指す。加えて、 CaF_2 結晶を用いた測定には、エネルギー測定に加えて蛍光量の測定も必要となるため、熱信号と光信号を同時に読み出す蛍光熱量検出器としての動作を確認することが、今後の重要な課題である。

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々から多大なるご指導とご支援を賜りました。ここに深く感謝の意を表します。まず、本研究を通じて終始懇切丁寧なご指導、ご助言を賜りました指導教員である吉田斉准教授には、研究の進め方のみならず、発表練習や申請書の添削などについても、度重なる相談に遅い時間まで親身に対応していただきました。至らぬ点も多かったかと思いますが、最後までご指導いただいたことに深く感謝申し上げます。

また、本研究の遂行にあたり、梅原さおり教授には日頃のミーティングなどで有益な議論や貴重なご助言をいただきました。IBS での実験では Yong-Hamb Kim 教授、Hanbeom Kim さん、Jeong Jongsuk さんに大変お世話になりました。センサーの取り扱いや測定方法について親切にご指導いただき、慣れない海外生活であることを考慮して、気を遣っていただきました。また、帰国後もミーティングや、メールで研究に多大な助言をいただいております。深く感謝申し上げます。また、昨年度卒業された西川さんには、IBS における実験データ解析について詳しくご指導いただきました。さらに、現在使用している測定器や実験器具の多くは西川さんによって設計・準備されたものであり、それらを引き継いで使用できたことで、本研究に必要な実験環境を整えることができました。ここに深く感謝申し上げます。同じく検出器開発に取り組んでいる松本くんには、実験および作業の多くの場面で多大な助力をいただきました。作業スケジュールの都合により深夜まで作業に付き合ってもらったほか、冷凍機の管理が必要な際には、24 時間体制で交代しながら運転・監視を行ってくれました。また、私の都合で大学への到着が遅れることが多い中、朝の時間帯に対応すべき作業を代わりに進めてくれることもありました。これらの支えがなければ、本研究を継続することは困難であったと思います。心より感謝いたします。研究室の諸先生方には発表練習やゼミなどで大変お世話になりました。皆様に深く御礼申し上げます。さらに、研究室生活を共にし、日々の議論や実験作業を通じて多くの刺激を与えてくださった研究室の先輩方、同期、後輩の皆様にも感謝いたします。皆様との交流が、研究を最後までやり遂げる原動力となりました。

最後に、これまで私を支えてくれた家族に心から感謝します。研究活動に専念できる環境を整えてくれたことに、深く感謝しています。

本当にたくさんの方々の支えがあっこそ、本研究を完成させることができました。ここに改めて深く感謝の意を表し、謝辞といたします。

参考文献

- [1] ひっぐすたん, 標準模型の基本粒子 <https://higgstan.com/standerd-model/>
- [2] W. Pauli (1978) “Dear radioactive ladies and gentlemen,” Phys. Today, Vol. 31N9
- [3] F. Reines, C. L. Cowan et al. (1960) “Detection of the Free Antineutrino,” Phys. Rev., Vol.117, pp. 159 – 173, January, DOI: 10.1103/PhysRev.117.159.
- [4] NuFit <https://www.nu-fit.org/>
- [5] Report on Progress Neutrino mass and mixing with modular symmetry <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6633/ad52a3#ropad52a3f1>
- [6] M. Aker et al. (KATRIN Collaboration), “Direct neutrino-mass measurement with sub-electronvolt sensitivity” , Nature Physics 18, 160 – 166 (2022). <https://www.nature.com/articles/s41567-021-01463-1>
- [7] Progress of Theoretical and Experimental Physics, Volume 2024, Issue 8, August 2024, 08C102, <https://doi.org/10.1093/ptep/ptad038>
- [8] S. Abe *et al.* (KamLAND-Zen Collaboration), Phys. Rev. Lett. **130**, 051801 (2023).
- [9] H. Acharya *et al.* (LEGEND Collaboration), arXiv:2505.10440 [hep-ex] (2025).
- [10] O. Azzolini *et al.* (CUPID-0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **129**, 111801 (2022).
- [11] G. Anton *et al.* (EXO-200 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **123**, 161802 (2019).
- [12] R. Arnold *et al.* (NEMO-3 Collaboration), Phys. Rev. D **89**, 111101(R) (2014).
- [13] A. Agrawal *et al.* (AMoRE Collaboration), Phys. Rev. Lett. **134**, 082501 (2025).
- [14] S. Umehara *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 058501 (2008).
- [15] S.Ajimura, et al., ”CANDLES-III detector: Low-background spectrometer for studying neutrino-less double β decay of ^{48}Ca ”, Nuclear Instruments and Methods A1069 (2024) 169982.
- [16] Ajimura, et al.(CANDLES Collaboration), ”Low background measurement in CANDLES-III for studying the neutrinoless double beta decay of ^{48}Ca ”, Phys.

Rev. D103 (2021) 092008.

- [17] A closed cycle $^3\text{He} - ^4\text{He}$ dilution refrigerator insensitive to gravity Florian Martin, Gerard Vermeulen, Philippe Camus, Alain Benoit
- [18] Fleischmann, A., Enss, C., Seidel, G. Metallic Magnetic Calorimeters. In: Enss, C. (eds) Cryogenic Particle Detection. Topics in Applied Physics, vol 99. Springer, Berlin, Heidelberg. https://doi.org/10.1007/10933596_4
- [19] I. Kim et al., High-resolution alpha spectroscopy using metallic magnetic calorimeters, Supercond. Sci. Technol. 30 (2017) 094005.
- [20] L. Gastaldo, P.C.-O. Ranitzsch, F. von Seggern, J.-P. Porst, S. Schäfer, C. Pies, S. Kempf, T. Wolf, A. Fleischmann, C. Enss, A. Herlert, K. Johnston, Characterization of low temperature metallic magnetic calorimeters having gold absorbers with implanted ^{163}Ho ions, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 711, 2013, Pages 150-159, ISSN 0168-9002, <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.01.027>.
- [21] 西川隆博 CaF_2 蛍光熱量計による $0 \nu \beta\beta$ 探索に向けた MMC センサーの性能評価