

CaF₂ 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

大阪大学 大学院理学研究科 物理学専攻
博士前期課程

西川 隆博

令和 7 年 2 月

概要

宇宙・素粒子物理学上の問題を解明する研究として二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) 探索実験がある。 $0\nu\beta\beta$ の発見は、ニュートリノのマヨラナ性の証明や、質量の決定を可能にする。 $0\nu\beta\beta$ は非常に稀な現象であり、大量にあるバックグラウンドから $0\nu\beta\beta$ 事象を識別できるほど、高エネルギー分解能を持った検出器の開発が必要である。本研究では二重ベータ崩壊核の中で最大の Q 値 (4.23MeV) を持つ ^{48}Ca を含む CaF_2 結晶を検出器として利用している。高エネルギー分解能検出器として CaF_2 結晶を用いた蛍光熱量検出器の開発を行った。熱量計は低温環境下で動作し、極めて小さな熱容量を利用して、微小な温度変化を検出することができる。放射線を吸収した際の温度上昇を検出する熱量計として、金属磁気熱量計 (MMC) を使用した。MMC は高エネルギー分解能であり、信号の応答速度が非常に速く、他の熱量計の候補に比べて広いダイナミックレンジを持つ。MMC は極低温 (100mK 以下) で動作し、温度上昇を磁化変化に変換し、磁化変化によって内部コイルに誘導電流が発生する。その誘導電流を超伝導量子干渉計 (SQUID) という高感度の磁束計を使って読み取る。SQUID 内部のコイルに MMC から読みとった電流変化が伝わり、磁束変化が起こる。SQUID 回路内の電流が変化し、最終的に電圧変化として信号を取り出すことができる。

CaF_2 結晶を用いた蛍光熱量検出器開発の前段階として、これら MMC-SQUID センサーの読み出しテストを行なった。Au 薄膜を放射線の吸収体とし、 ^{241}Am の 5.4MeV の α 線を吸収した際の温度変化を MMC-SQUID で読み出すセットアップを作成した。韓国の IBS にて、セットアップを断熱消磁冷凍機 (ADR) にインストールし、50mK まで冷却して測定した。測定した分解能は予想よりも大きいものであったため、ノイズ分析を行い分解能を最適化した。この測定結果を踏まえて、ADR よりさらに低温を実現できる、希釈冷凍機を使って同様のセットアップの測定を行った。希釈冷凍機で 20mK まで冷却することができれば、ゲインが大きくなることで高分解能を達成できると考えた。希釈冷凍機での測定中に発生した問題や、今後の CaF_2 結晶蛍光熱量計による測定に向けての準備や課題について考察を行なった。

目次

第 1 章	序論	4
1.1	ニュートリノ	4
1.2	ニュートリノ質量の発見	6
1.3	ニュートリノ質量の階層性	8
1.4	ニュートリノ質量測定	9
第 2 章	ニュートリノを放出しない二重 β 崩壊 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊)	11
2.1	二重 β 崩壊	11
2.2	$0\nu\beta\beta$ 崩壊探索の物理的意義	13
2.3	$0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験に要求される検出器性能	15
2.4	$0\nu\beta\beta$ 崩壊探索の世界情勢	17
第 3 章	CANDLES 実験	22
3.1	^{48}Ca 同位体	22
3.2	CANDLES-III 実験	23
第 4 章	蛍光熱量検出器	28
4.1	原理	28
4.2	冷凍機	29
4.3	低温センサー	32
4.4	超伝導量子干渉計 (SQUID)	35
第 5 章	超伝導センサーの動作実験	41
5.1	使用した冷凍機	42
5.2	検出器のセットアップ	42
5.3	測定準備	46
5.4	測定データ	49

5.5	予想	60
第 6 章	希釈冷凍機を用いた超伝導センサー測定	63
6.1	希釈冷凍機	63
6.2	冷凍機ワイヤリング	64
6.3	測定	65
6.4	トラブル	69
6.5	CaF ₂ 結晶を使ったセットアップ	72
6.6	ダンパー	73
第 7 章	まとめと展望	75
参考文献		78

第 1 章

序論

素粒子物理学は「標準模型」と呼ばれる理論体系が大きな成功を納めている。標準模型に含まれる基本粒子はスピン $1/2$ のフェルミオンである 6 種類のクォークと 6 種類のレプトン、 $S=1$ の 4 種類のゲージボソンおよびスピン $S=0$ のヒッグスボソンの 17 種類からなる。クォークとレプトンには電荷が反対で、質量や寿命といった符号を持たない量と同じである反粒子が存在する。しかし、宇宙にはこの反粒子からできた反物質が残っており、なぜ反粒子が消えたか解明されていない。この謎を解明するカギとしてニュートリノが注目されており、ニュートリノの属するレプトンにおける粒子と反粒子間の対称性を調べるのが重要になってきている。本研究では、レプトンにおける粒子と反粒子間の対称性を調べる「ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊探索実験」のための検出器開発を目的とした研究を行った。

1.1 ニュートリノ

1930 年代の物理学では、 β 崩壊で放出される電子のエネルギースペクトルに大きな問題があった。 β 崩壊は、原子核内で過剰な中性子（陽子）が陽子（中性子）へと転換する現象であり、 β 崩壊後の娘核と同時に放出される電子の 2 体崩壊だと考えられていた。そのため、放出される電子のエネルギーは、原子核の始状態（親核）と終状態（娘核）のエネルギー準位差に一致する離散的な値をとると考えられていた。しかし、実験による観測では、連続的なスペクトルが観測されており、大きな矛盾があった。これに対し、Pauli はニュートリノの存在を提案した [2]。 β 崩壊は、中性子（陽子）が陽子（中性子）と電子（陽電子）とニュートリノ（反ニュートリノ）に崩壊する過程と定義し、新たな粒子としてニュートリノを導入することで β 崩壊は 3 体崩壊となるため、放出される電子のエネルギーを連続的にすることができる。また、ニュートリノは電荷を持たないため、 β 崩壊の観測では見つけられないということからも、実験と矛盾しないことを説明した。パウリに

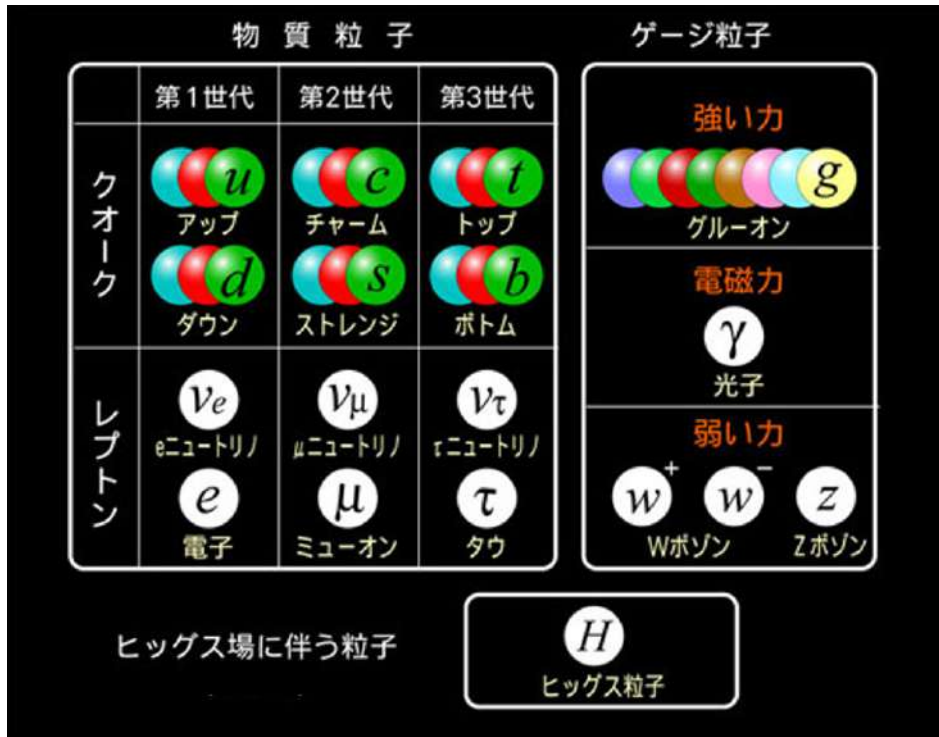


図 1.1: 素粒子標準模型における素粒子の分類。ニュートリノは、スピン $\frac{1}{2}$ (フェルミオン) の物質粒子の中性レプトンに分類され、第 1 世代 (電子型)、第 2 世代 (ミュー型)、第 3 世代 (タウ型) の 3 種類が存在する。

よる提唱から約 20 年後の 1956 年、Reines と Cowan らは、原子炉から来る反電子ニュートリノを逆ベータ崩壊 ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) を使って検出することに成功した [3]。これにより、ニュートリノの存在が実験的にも確認された。1962 年に、Lederman, Schwartz, Stenberger らによるミュー型ニュートリノの発見 [4]、DONUT 実験によるタウ型ニュートリノの発見 [5] により、ニュートリノの 3 世代全ての存在が確認されている。

ニュートリノ性質は以下のようにまとめられる。

- 電荷を持たない粒子である
- スピン $1/2$ のフェルミオンである
- 弱い相互作用のみをする
- ν_e (電子ニュートリノ)、 ν_μ (ミューニュートリノ)、 ν_τ (タウニュートリノ) の 3 種類が存在する

1.2 ニュートリノ質量の発見

ニュートリノは弱い相互作用しかしないため、直接観測することは難しく、その質量は素粒子標準模型ではゼロとされていた。しかし、1998 年にスーパーカミオカンデ実験において、大気上空で生成されたミューオンニュートリノが他のニュートリノに変わる現象、ニュートリノ振動が発見されたことによって、ニュートリノの質量は有限であることが明らかとなった [6]。そのために素粒子標準模型を拡張することが求められている。

1.2.1 太陽ニュートリノ問題

ニュートリノ観測においては、「太陽ニュートリノ問題」という未解決問題があった。これは、Homestakes 実験 [7] の太陽ニュートリノフラックス測定結果が、標準太陽モデルからの予測フラックスと一致しないという問題である。Homestakes 実験では、 $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ という反応によって太陽から飛来する電子ニュートリノを検出し、生成される ${}^{37}\text{Ar}$ の生成量から太陽からのニュートリノ量を見積もった。しかし、実際に測定された電子ニュートリノの量は予想値の 1/3 程度しかなかった。これに対し、ポンテコルボ、牧二郎、中川昌美、坂田昌一によって、ニュートリノ振動の理論が提唱された [8]。この理論では、太陽からくる電子ニュートリノが地球に到達するまでの間に他の世代のニュートリノに変化したため観測される電子ニュートリノの量が減ったとして、太陽ニュートリノ問題を説明した。その後、1988 年にスーパーカミオカンデ実験によってニュートリノ振動の存在が実験で確認され、ニュートリノ振動の実在が明らかになった [6]。この実験では、大気ニュートリノフラックスの天頂角分布を測定し、ニュートリノ振動を仮定しないモデルからの予測値よりも ν_μ が減少していることを確認し、ニュートリノ振動の存在を示している。

1.2.2 ニュートリノ振動の理論

ニュートリノ振動とは、ニュートリノの世代（フレーバー）がニュートリノの時間発展によって変化する現象である。これはニュートリノがゼロでない質量固有状態を持つ場合に、各世代が質量固有状態の重ね合わせで表されることで起こる。ニュートリノの世代 $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) と質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) が以下のような関係を持つと仮定する。

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

この式で $U_{\alpha i}$ 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、それぞれ $\cos \theta_{ij}$, $\sin \theta_{ij}$ を表す。 θ_{ij} は混合角と呼ばれ、質量固有値 m_i および m_j をもつ質量固有状態の混合の程度に対応する。また、 δ_{CP} は複素位相で、レプトンの CP 対称性を決定するパラメーターであり、CP 位相角と呼ばれる。

それぞれ 2 種類の質量固有状態間の関係に分解できるため、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、ニュートリノがエネルギー E_i 、運動量 p_i 、位置 $x = 0$ の初期状態で生成されたとすると、シュレディンガー方程式を解くことで、

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

の時間発展でかける。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すると、ニュートリノが相対論的な粒子であることから、

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

$$t \approx L \quad (1.6)$$

と近似できる。よって、式 (1.3) は式 (1.4), (1.5), (1.6) を用いて

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha(t)\rangle \\ |\nu_\beta(t)\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i(m_1^2 L / 2E_1)} |\nu_1(0)\rangle \\ e^{-i(m_2^2 L / 2E_2)} |\nu_2(0)\rangle \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

となる。これより、ニュートリノが距離 L だけ飛行した後に世代が $\alpha \rightarrow \beta$ 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

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle|^2 = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (1.8)$$

と表せる。

このようにニュートリノの世代が時間発展に従って周期的に変化することから、ニュートリノ「振動」と呼ばれる。また、振動の周期はニュートリノの質量固有値の二乗差に依存しており、ニュートリノに質量が存在しないと振動が起きないことがわかる。

表 1.1: ニュートリノ振動パラメーターの測定値 [9]。いくつかの実験の測定値の Best-fit と、誤差は 1σ で表記している。

パラメーター	順階層	逆階層
$\sin^2 \theta_{12}$	$0.320^{+0.020}_{-0.016}$	
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.547^{+0.020}_{-0.030}$	$0.551^{+0.018}_{-0.030}$
$\sin^2 \theta_{13}$	$0.02160^{+0.00083}_{-0.00069}$	$0.02220^{+0.00074}_{-0.00076}$
Δm_{21}^2 (10^{-5} eV ²)	$7.55^{+0.20}_{-0.16}$	
$ \Delta m_{31}^2 $ (10^{-3} eV ²)	2.50 ± 0.03	$2.42^{+0.03}_{-0.04}$
δ_{CP}/π	$1.32^{+0.21}_{-0.15}$	$1.56^{+0.13}_{-0.15}$

1.2.3 ニュートリノ振動のパラメーター

ニュートリノの振動の発見後、様々なニュートリノ振動実験が行われ、ニュートリノ振動の各パラメーター (混合角、質量二乗差、CP 位相角) が決定されている。測定結果を表 1.1 に示す。NO(順階層)、IO(逆階層) については、次の節で説明する。これらのパラメーターについて簡単に説明する。 $\theta_{12}, \Delta m_{21}^2$ は、太陽ニュートリノや長基線原子炉ニュートリノの振動によって測定された。 $\theta_{23}, \Delta m_{31}^2$ は、大気ニュートリノや加速器からの長基線ニュートリノなど、比較的高エネルギーのニュートリノの振動を観測することで決定された。 θ_{13} は、短基線原子炉ニュートリノの振動によって測定された。 δ_{CP} は、長基線加速器ニュートリノによる電子ニュートリノ出現事象によって測定が行われているが、まだ明確な結論は出ていない。

1.3 ニュートリノ質量の階層性

ニュートリノ振動の観測により質量差があることはわかったが質量の絶対値がわかっていない。ニュートリノ振動の周期はニュートリノの質量固有値の二乗差に依存している。そのため、ニュートリノ振動の精密測定で質量固有値の差を測定できる。しかし、符号までは決定することができず、ニュートリノの質量固有値がどのような順番に並ぶかは未知である。現在の実験結果では図 1.2 のように順階層 ($\nu_1 < \nu_2 < \nu_3$) と逆階層 ($\nu_3 < \nu_1 < \nu_2$) の 2 つの可能性がある。このようにニュートリノの質量固有値の順番が未知であることをニュートリノの質量階層性問題と呼び、ニュートリノの性質において大きな問題になっている。

ニュートリノ質量の階層性を明らかにできる実験として、大きく 2 種類のニュートリノ

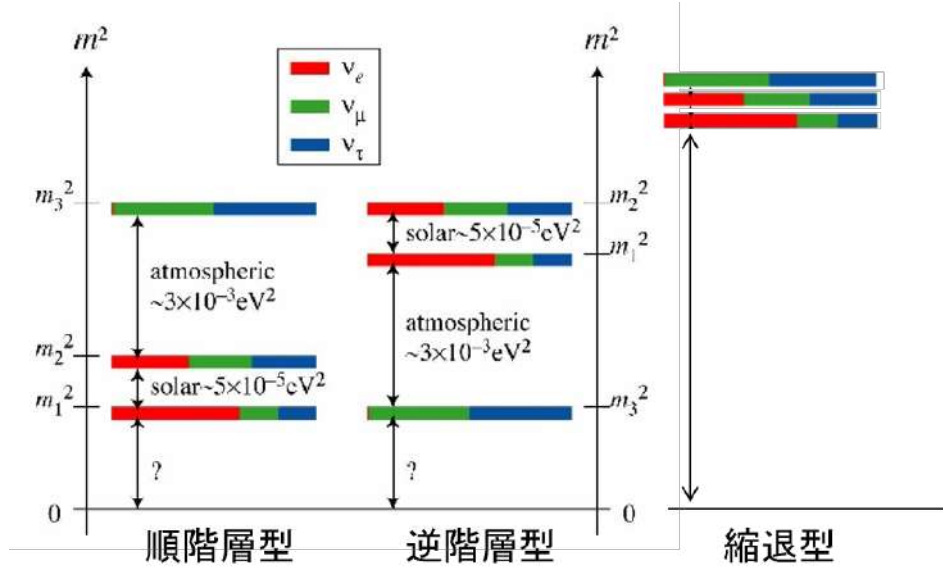


図 1.2: ニュートリノの質量階層性 [10]。左が順階層型 (Normal Ordering : NO)、中央が逆階層 (Inverted Ordering : IO)、右が縮退型 (Degenerated Ordering) を示す。次章で記述するニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊探索実験の結果から、縮退型の可能性は排除されつつある。帯の色は、各世代のニュートリノ（弱い相互作用の固有状態）がどの程度の割合で混合するかを示している。

実験が提案されている。一方は、ニュートリノ混合行列の CP 位相角を測定するための長基線加速器ニュートリノ振動実験により決定する方法であり、もう一方は、ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊の半減期測定による方法である。

1.4 ニュートリノ質量測定

ニュートリノの質量を測定する実験手法はいくつか存在する。ここでは、それらの概要を説明する。

1.4.1 質量絶対値の直接測定

β 崩壊 ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$) では反電子ニュートリノが放出される。放出される電子のエネルギースペクトルを観測することで、ニュートリノの絶対質量が測定できる。まず、 β 崩壊における電子のエネルギースペクトルは、

$$dN_\beta(E) \propto \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_\nu^2} \quad (1.9)$$

と表される。ここで、 E_0 は End point エネルギー、 E は電子のエネルギーであり、 m_ν は有効電子ニュートリノ質量 (effective electron neutrino mass) と呼ばれ、

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

と定義される。式 (1.10) を見ると、電子のエネルギースペクトルはニュートリノの質量に依存しており、質量の値に応じてスペクトルが (特に最もエネルギーが高い部分が) 変形することがわかる。すなわち、実験で β 崩壊の電子のエネルギースペクトルを測定し、電子のエネルギー最大値付近のスペクトル形状を精密に調べることで、ニュートリノの質量を測定できる。現在は、KATRIN 実験がこの原理でニュートリノの絶対質量測定を目指している。この実験では、トリチウムの β 崩壊 ($3\text{H} \rightarrow 3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$) を用いている。検出器は MAC-E フィルター (Magnetic Adiabatic Collimation and Electrostatic Filter) と呼ばれる装置を用いて、あるエネルギー閾値以上の電子のみを検出するようにして、背景事象を大幅に低減するという工夫がこらされている。KATRIN 実験の最新の結果による m_ν への制限は、

$$m_{\nu_e} < 0.8\text{eV} \quad (1.11)$$

と与えられている。今後の測定で、この制限がより厳しくなることが期待されている。

1.4.2 宇宙論的観測による推定

現在の宇宙論では、初期宇宙が $\sim\text{MeV}$ 程度の温度に下がるまで、ニュートリノは他の物質と相互作用しており (熱平衡状態)、温度低下後は相互作用の反応率が下がり宇宙空間を自由に伝搬するようになったと考えられている (脱結合)。また、ニュートリノは宇宙背景放射 (CMB) の形成にも関わっており、ニュートリノの質量に応じて CMB の揺らぎ分布のパワースペクトルが変化すると考えられている。これまでの研究では、CMB の観測によってニュートリノ質量に上限値が与えられており、最新の観測結果では、Planck 衛星とジェームスウェップ宇宙望遠鏡の観測結果が組み合わせられ、

$$\sum m_\nu < 0.114\text{eV} \text{ (95\%C.L.)} \quad (1.12)$$

という制限が与えられている。宇宙論のモデルへの依存性が大きくあることは注意する必要がある。

1.4.3 ニュートリノを放出しない 2 重 β 崩壊の半減期測定

ニュートリノを放出しない 2 重 β 崩壊という現象の測定からもニュートリノ質量を測定できる。これについては本研究が目指す物理であり、次章で詳しく述べる。

第 2 章

ニュートリノを放出しない二重 β 崩壊 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊)

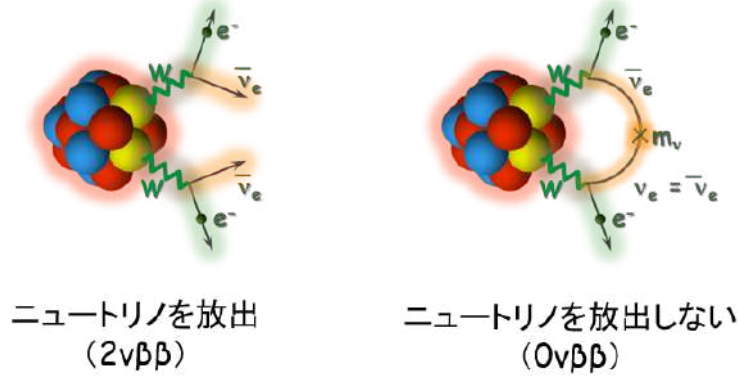
質量の大きく異なる 2 つのマヨラナニュートリノを導入すると、荷電レプトンやクォークの質量と比較して極端に軽い左巻きニュートリノと重い右巻きニュートリノが存在し、ニュートリノの質量が極めて小さいことが自然に説明できる。これを、シーソー機構とよび、ニュートリノがマヨラナニュートリノであることが鍵となっている。本章では、ニュートリノがマヨラナニュートリノかどうかを検証できるニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊について述べる。

β 崩壊は、原子核内の中性子が陽子に変わり、電子と反電子ニュートリノを放出する事象である。この β 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。

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+1) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.1)$$

2.1 二重 β 崩壊

二重ベータ崩壊とは、弱い相互作用による現象のひとつで、原子核が 2 つの電子を放出し原子番号が 2 つ増える崩壊である。 β 崩壊が同じ原子核で 2 つ同時に起こる現象とも捉えられる。この崩壊は、 β 崩壊では娘核のエネルギー準位が崩壊前より高いことやスピン・パリティが崩壊前後で大きく異なることから β 崩壊が制約され、 β 崩壊を 2 回起こした先の娘核の方がエネルギー的に得する原子で起こる。そのため、限られた原子核でしか起こらない。加えて、弱い相互作用の 2 次の過程によって起こるため、寿命も非常に長い ($>10^{18}$ 年)。また、そのときニュートリノが放出されるかどうかで $2\nu\beta\beta$ 、 $0\nu\beta\beta$ の 2 つのモードがある。両者のファインマンダイアグラムを図 2.1 に示す。二重 β 崩壊は、 β 崩

図 2.1: 二重 β 崩壊の素過程の概略図。

壊が原子核内で同時に二つ起こる事象である。この崩壊の前後で原子核の質量数 A は変わらないが原子番号 Z は2つ増える。そして、電子が2個と反電子ニュートリノが2個放出され (2.2) 式で表わされる。

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (2.2)$$

この「二つの反ニュートリノが放出される二重 β 崩壊」は、崩壊確率が非常に小さいが、素粒子の標準理論の法則に従って起こる現象である。

2.1.1 ニュートリノを放出しない二重 β 崩壊 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊)

ニュートリノがマヨラナ粒子であるときニュートリノを外部に放出することのない二重 β 崩壊が起こる可能性があり、(2.3) 式で表わされる。

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^- \quad (2.3)$$

左辺と右辺でレプトン数を考えると、左辺は0であるが、右辺は+2となり、このことからレプトン数が保存しないことがわかりレプトン数非保存の証明となる。

この崩壊はレプトン数を保存しない反応であり、現在の素粒子標準模型では禁止される。しかし、ニュートリノがマヨラナニュートリノであれば、マヨラナニュートリノが2つの β 崩壊で交換される反応として許される (図 2.1 右)。逆にいえば、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊を観測することで、ニュートリノがマヨラナニュートリノであることを証明できる。

2.1.2 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の観測方法

二重 β 崩壊探索実験に使用されている主な核種を表 2.1 に挙げる。 $2\nu\beta\beta$ 崩壊は通常の β 崩壊と同様、ニュートリノが放出される分連続的なスペクトルになる。しかし、 $0\nu\beta\beta$

崩壊はニュートリノが放出されないため、崩壊時のエネルギーはすべて電子に与えられる。すると、エネルギースペクトルには崩壊の Q 値に等しい位置に単一のスペクトルが現れる。そのため、エネルギースペクトルにこのような単一エネルギーのスペクトルを観測できれば、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊が観測できたと言える (図 2.2)。

表 2.1: 二重 β 崩壊探索実験に使用されている主な核種に対する崩壊 Q 値と天然存在比

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

我々の研究グループでは、 $0\nu\beta\beta$ の探索において ^{48}Ca を使用している。表 6.4 に示したように ^{48}Ca は $0\nu\beta\beta$ 崩壊候補核で最も Q 値が高く、4.27 MeV である。

2.2 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索の物理的意義

2.2.1 物質優勢宇宙の謎とレプトジェネシス

我々が現在存在する宇宙「物質優勢宇宙」とその形成におけるシナリオのひとつ「レプトジェネシス」について紹介する。特に、レプトジェネシスはマヨラナニュートリノが深く関わる可能性が指摘されている。

現在の宇宙は物質によって構成されており、反物質は安定的に存在しない。このような我々の宇宙を「物質優勢宇宙」と呼ぶ。宇宙が誕生した直後は物質と反物質 (粒子と反粒子) が同じ量だけ存在していたと考えられている。また、物質と反物質は衝突すると光に変わる (対消滅) ため、物質と反物質が同量ある場合は全て消滅するはずである。しかし、我々は確かに実在しており、宇宙が発展する段階のどこかで物質・反物質の非対称が生まれていたことになる。この原因は明らかになっておらず、物理学の大きな謎の一つとなっている。

物質優勢宇宙を生むための条件として、Sakharov は以下の 3 つの条件 (サハロフの 3

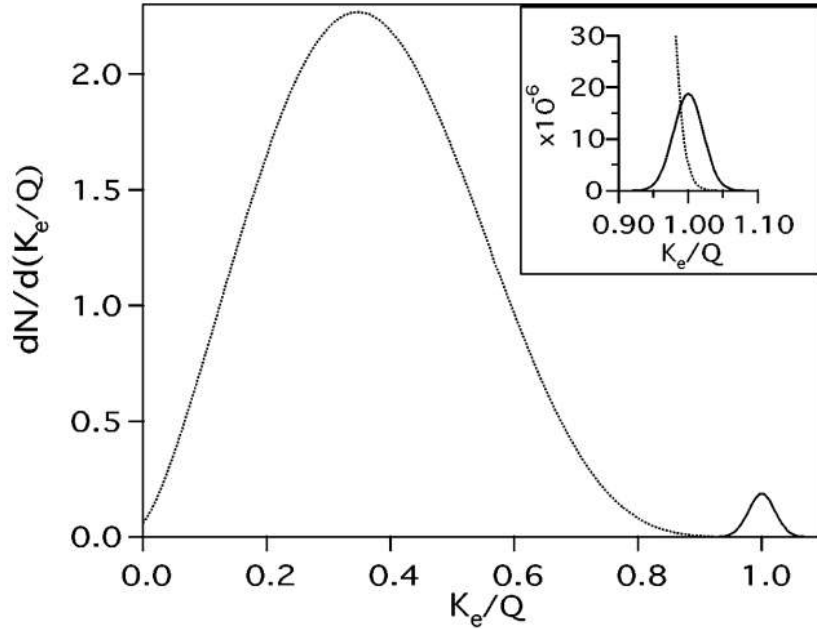


図 2.2: $0\nu\beta\beta$ と $2\nu\beta\beta$ が放出する電子のエネルギー和とイベント数の関係。この図は、 $0\nu\beta\beta$ の $2\nu\beta\beta$ に対するレートが 10^{-2} の場合 (左図) と 10^{-6} の場合 (右図) で書かれてあり、分解能は 5% の時である。横軸は Energy を Q 値で割った値、縦軸は崩壊数である。

条件) が必要であると提唱した。

1. バリオン数保存則の破れ

この条件がない場合、宇宙のバリオン数が常にゼロのまま維持され、物質優勢宇宙にならない。

2. C と CP 対称性の破れ

物質と反物質の反応が異なることに対応する。これによりバリオン数が増加する反応と減少する反応が異なる速度で起こるため、宇宙のバリオン数がゼロでなくなり、物質と反物質の非対称が生じる。

3. 熱的非平衡

素粒子反応が平衡状態だと、宇宙のバリオン数を増加させる反応と減少させる反応が同じ速度で起こるため、バリオン数はゼロのまま維持される。平衡状態が崩れ、宇宙のバリオン数がゼロでない値で反応が止まれば、物質優勢宇宙ができる。

宇宙創世時のシナリオでは、これらの条件を全て満たす必要がある。

レプトジェネシスは、サハロフの 3 条件を満たすシナリオのひとつである。宇宙初期

でのエネルギースケールを説明する大統一理論によれば、バリオン数は保存しないが、 $(B - L)$ は保存される。ここで、 L はレプトン数であり、バリオン数と同様、レプトンを 1、その反粒子を -1 とした量子数である。このことから、レプトンの粒子・反粒子の数に非対称性が生じれば、それがバリオンにも伝播し、物質優勢宇宙ができる。このように、レプトン数の破れを原因として、バリオン数を生成する機構をレプトジェネシスと呼ぶ。

2.2.2 ニュートリノ質量の測定

$0\nu\beta\beta$ 崩壊が軽いニュートリノの交換で起こる場合（質量項）は、ニュートリノの質量も決定できる。質量項での $0\nu\beta\beta$ 崩壊の寿命は、(2.4) 式のように表される。

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G_{0\nu} |M_{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (2.4)$$

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と呼ばれる。位相空間因子は、始状態と終状態の原子核のエネルギー及びスピンなどの状態、放出される電子の波動関数などの運動学的な因子であり、比較的高い精度で理論計算によって与えられている。核行列要素は、始状態と終状態の原子核構造によって決まる、崩壊のしやすさを意味する。核行列要素は原子核の理論モデルに対して大きな依存性があり、理論計算の不定性が大きいと考えられている。有効マヨラナ質量はニュートリノ質量固有値の和である。

2.3 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験に要求される検出器性能

ここまで $0\nu\beta\beta$ 崩壊の観測方法を述べてきたが、実験においては以下の要件を満足する様な検出器システムをデザインする必要がある。

- 大量（トンオーダー）の二重ベータ崩壊核
- 極めて少ない背景事象
- 優れたエネルギー分解能

これらは、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊寿命への感度が (2.5) 式のように書けることから来ている。

$$\begin{aligned} T_{1/2}^{0\nu} &\propto \varepsilon \sqrt{\frac{M \times t}{B \times \Delta E}} \quad (B \neq 0), \\ T_{1/2}^{0\nu} &\propto \varepsilon M \times t \quad (B = 0) \end{aligned} \quad (2.5)$$

ここで、 ε は検出機の検出効率、 M は二重ベータ崩壊核の質量、 t は測定時間、 B は背景事象レート、 ΔE は検出器のエネルギー分解能である。この式のうち、 $\varepsilon, M, t, \Delta E$ が

検出器のデザインによってきまる。本研究では検出器のエネルギー分解能 ΔE に着目して検出器開発を行なっている。

2.3.1 崩壊核種

高感度の $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索を行うためには、崩壊核種を選択する上で以下の条件を考慮する必要がある。

- 同位体の天然存在比

大量の崩壊核種を利用するため、同位体として天然存在比が大きい、もしくは同位体濃縮が容易に可能であることが必要である。元素として稀少でないことも、更なる大型化が必要な場合には重要となる。

- 崩壊の Q 値

崩壊の Q 値（親核と娘核の質量エネルギー差）が高い核種を選択することも重要である。長寿命の原始生成核種の崩壊による背景事象（例えば、 ^{40}K 、 ^{238}U 、 ^{232}Th やその娘核による崩壊事象）が問題になる。Q 値が高ければ、それらの背景事象の寄与を抑えることができる。

- 原子核構造（核行列要素、位相空間因子）

同じ検出器の規模で高い探索感度を得るためには、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の崩壊率予測が大きいことが有利である。また、位相空間因子が大きいことも重要であり、前述の崩壊の Q 値が大きい場合、必然的に位相空間因子も大きくなる。 $2\nu\beta\beta$ 崩壊の寿命が長い場合、検出器へのエネルギー分解能の要求も緩くできる。

2.3.2 背景事象

一般的に、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の探索では、次の様なものが背景事象が問題になる。

- $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象

検出器のエネルギー分解能 (ΔE) が有限な値であることから、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象の単一エネルギースペクトルは ΔE だけ広がる。他方で、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象のエネルギースペクトルは分解能によりエンドポイント付近の tale が $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象のスペクトルに重なる。

- 天然放射性不純物起因の事象

検出器部材に含まれるウランやトリウム、検出器外部からの γ 線などは背景事象となる。これらは、検出器構築時に放射性物質を混入させないようにすることや、検出器全体を遮蔽物で覆うことで抑えられる。

- 宇宙線起因の事象

宇宙線ミューオンによって検出器内部の原子核が破碎され、その崩壊によって生じる放射性原子核は背景事象となる。宇宙線を低減することや、検出器の事象を識別して低減する必要がある。

2.3.3 検出器

$0\nu\beta\beta$ 探索を行う検出器は以下のような要件を満たす必要がある。

- 高いエネルギー分解能
- 拡張性が高く、大型化が容易なこと
実験では、必要な二重ベータ崩壊核は 100~1000 kg になる。現実的には、資金や場所の問題からそのような大型装置を何台も並列に運用するのは難しい。そのため、同一の検出器で感度を上げていくことが望ましく、検出器の拡張性が重要になる。
- 検出器への放射性物質の混入が少ない
- 背景事象と信号事象の識別効率が良い

2.4 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索の世界情勢

$0\nu\beta\beta$ 事象の観測を目指し、世界各地でさまざまな実験が進行中である。

- CUORE(Cryogenic Underground Observatory for Rare Events)

- － 使用する物質

- ^{130}Te を含む TeO_2 結晶を使用

- － 検出技術

- CUORE は、極低温（約 10 mK）の環境下で動作するボロメータを用いて、粒子がエネルギーを吸収体に与える際の微小な温度上昇を検出する。放射線や粒子が TeO_2 結晶にエネルギーを与えると、そのエネルギーが熱として変換され、極低温状態ではごくわずかなエネルギーでも検出可能な温度上昇が発生する。結晶には高感度な温度センサー NTD（Neutron Transmutation Doped）が取り付けられ、微細な温度変化を精密に計測する。

- 実験環境

CUORE はイタリアのグランサッソ国立研究所 (LNGS) に設置されている。地下施設を利用することで、宇宙線などの外部放射線によるバックグラウンドを大幅に抑え、極めて希少な $0\nu\beta\beta$ 崩壊の検出に挑戦している。

- CUPID(CUORE Upgrade with Particle IDentification)

CUORE 実験の技術を継承しながら、粒子識別機能を追加して背景イベントの低減を図る。

- 改善点

粒子識別機能の追加: 従来のボロメータはエネルギー吸収による温度上昇のみを検出するが、CUPID では追加のシンチレーション光検出器を組み合わせることで、発生する光信号も同時に計測する。この技術により、 α 粒子などの背景事象と、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の候補となるベータイベントとの識別が可能になり、実験の信頼性と感度が向上する。

2.4.1 AMoRE

本研究では AMoRE 実験 [14] を参考にし、MMC を熱センサーとして利用した熱と光の同時測定を行う蛍光熱量計の開発を行った。Advanced Molybdenum-based Rare process Experiment(AMoRE) は、 ^{100}Mo の $0\nu\beta\beta$ 崩壊を探索するための実験であり、低温で動作するカロリメトリック検出器を使用する。本実験では、金属磁性カロリメーター (MMC) センサーを用いて、フォノン信号とシンチレーション信号を同時に検出する。これらのセンサーは mK の温度領域で動作し、高いエネルギー分解能と直線性を実現できる。具体的には、2615 keV において約 8 keV の FWHM (全幅半値) を達成し、深地下実験施設での低バックグラウンド環境のもとで、高感度な $0\nu\beta\beta$ 探索が可能となっている。 ^{100}Mo の $0\nu\beta\beta$ 崩壊を調査することで、ニュートリノの最小質量領域 (反転階層シナリオ) を探索することを目的としている。この目的を達成するため、AMoRE プロジェクトは 3 つの段階で進められている。

AMoRE-Pilot では、 CaMoO_4 結晶を吸収体として使用している。これらの結晶は ^{100}Mo が濃縮され、 ^{48}Ca を減少させている。 ^{48}Ca が Q 値 4271 keV の二重ベータ崩壊を起こし、その $2\nu\beta\beta$ 崩壊のエネルギースペクトルが AMoRE の探索対象である 3034 keV のエネルギー領域 (ROI) と重なるため、 ^{48}Ca 量を最小限にする必要がある。 CaMoO_4 結晶 6 個 (総質量約 1.9 kg) を使って、韓国の楊洋 (Yangyang) 地下実験施設 (Y2L)(地下 700 m) で測定された。データ収集量は、 CaMoO_4 結晶による 111 kg·day、または ^{100}Mo 換算で 52.0 kg·day に相当する。検出器は希釈冷凍機を用いて 10~20 mK に冷却され、



図 2.3: AMoRE 地下実験施設の位置。

フォノンおよびシンチレーション検出用のセンサーが搭載されている。

次の段階である AMoRE-I では、新たに Li_2MoO_4 , $\text{Na}_2\text{Mo}_2\text{O}_7$ などの ^{100}Mo 含有結晶、合計 6 kg の結晶が試験的に使用される予定である。

最終段階である AMoRE-II は、本プロジェクトの次世代型 $0\nu\beta\beta$ 探索実験として、約 200 kg の結晶を使用する予定である。ターゲット結晶の選定は、AMoRE-I の結果に基づいて決定される。この AMoRE-II 実験は、新たに建設される地下 1000 メートルの実験施設 (YemiLab) で実施される予定である。

稀な過程を探索する実験において最も重要な条件の一つはバックグラウンド率を最小化することである。稀現象を探索する実験の感度は、バックグラウンドが存在する場合には光量の平方根に比例し、低バックグラウンドの場合には光量に比例する。そのため、極低バックグラウンド環境での測定が必要不可欠である。バックグラウンド率を下げるため、地下で実験を行っている。地下では、ミュー粒子などの宇宙線の影響を大幅に低減できるため、バックグラウンドを低くすることができる。AMoRE プロジェクトでは、韓国に 2 つの地下実験施設を設置し、運用する予定である。図 2.3 に示されているように、AMoRE-Pilot が運用されている楊洋地下実験施設 (Yangyang Underground Laboratory, Y2L) と、韓国の韓徳 (Handuk) 地域の地下 1000 m の実験施設 (YemiLab) の 2 つの施設がある。

Y2L の鉛直方向の深さは約 700 m であり、これにより宇宙線ミューオンのフラックスは $2.7 \times 10^{-7} (\text{muons}/\text{cm}^2/\text{s})$ 、と測定されている。Y2L 内の地下実験スペースで

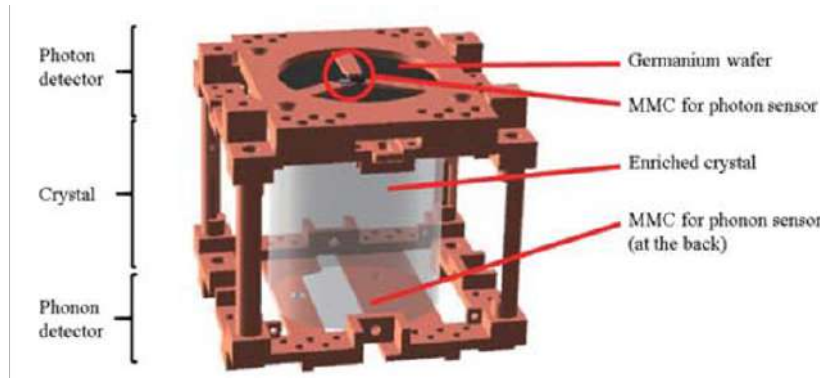


図 2.4: AMoRE-Pilot の検出器モジュール。結晶は CaMoO_4 を使用。

AMoRE-Pilot 実験は行われた。AMoRE-II は、より深い地下実験施設である YemiLab にて実施される予定である。YemiLab は地下 1000 m の深さにあり、そこでの予想されるミューオンフラックスは約 $5 \times 10^{-8} (\text{muons}/\text{cm}^2/\text{s})$ である。これは、Y2L より 1 桁低いバックグラウンドレベルに相当し、さらに、追加のバックグラウンド除去装置を導入することで、AMoRE プロジェクトは $0\nu\beta\beta$ 探索の関心領域 (ROI) において低バックグラウンドを達成することを目指している。

AMoRE プロジェクトは、低温熱量検出技術を採用し、MMC (金属磁性カロリメータ) を温度センサーとして使用している。ターゲット物質を希釈冷凍機を用いて 10~20mK まで冷却し、 $0\nu\beta\beta$ 候補である ^{100}Mo 同位体と低バックグラウンドの他の同位体を含むシンチレーション結晶を吸収体として使用する。結晶表面には、薄い金膜を直接蒸着し、25 本の焼鈍金ワイヤーを介して MMC センサー材料と結合させ、結晶の反対側には光検出器が設置されており、そこには薄いゲルマニウムウェーハが搭載され、シンチレーション光の吸収体として用いている。AMoRE-Pilot で使用された検出器モジュールを図 2.4 に示す。AMoRE-Pilot の段階では、6 つの検出器モジュールが希釈冷凍機の内部に設置され、動作温度である 20 mK が維持されている。各検出器モジュールは、2.4 に示されるように、以下の 3 部位で構成されている、

- シンチレーション結晶 (CaMoO_4)
 ^{100}Mo の二重ベータ崩壊のソースとであると同時に、吸収体としても動作する。
- フォトンセンサー
 結晶が発するシンチレーション光の量を検出する。
- フォノンセンサー
 放射線吸収による結晶の温度上昇を測定する。

各センサーには、それぞれ MMC と SQUID（超伝導量子干渉素子）が温度センサーとして組み込まれている。結晶は、高い放射純度と高い熱伝導率を持つ銅製フレーム内に設置され、このフレームが熱浴の役割を果たしている。6つの検出器モジュールを用いて1000時間以上の測定を実施した。結果として $0\nu\beta\beta$ 崩壊は観測されなかったが、半減期の下限值 $T_{1/2} = 1.1 \times 10^{23}$ 年 (90% C.L.) を達成した。

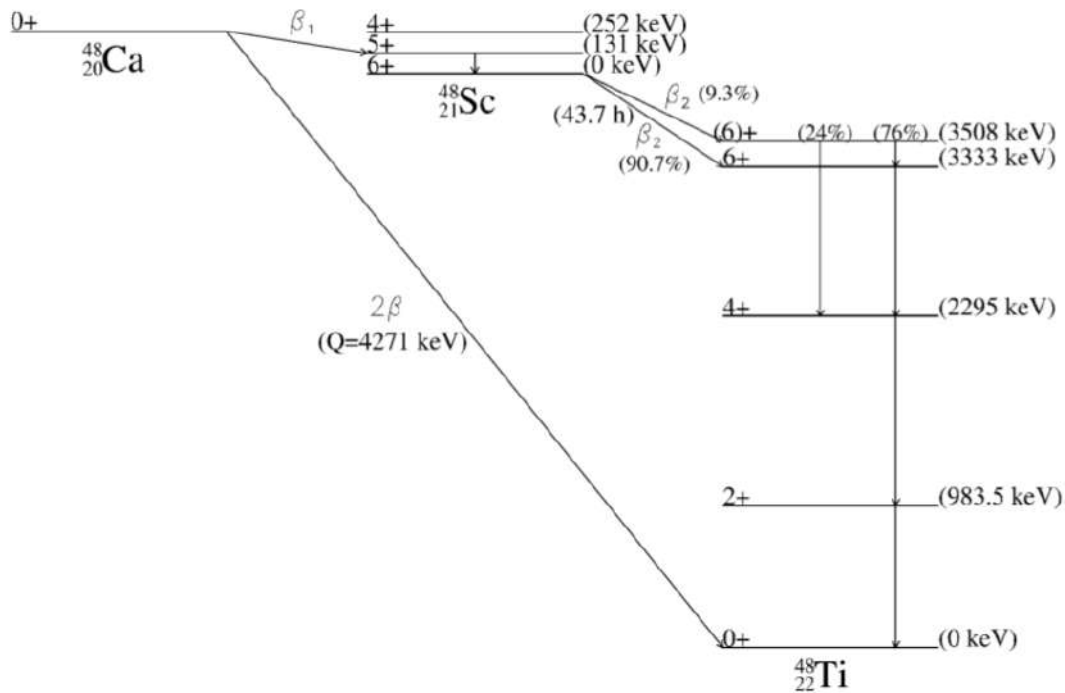
第 3 章

CANDLES 実験

CANDLES(CAlcium Flouride for Studies of Neutrino and Dark MATters by Low Energy Spectrometer) 実験は、 $\beta\beta$ 崩壊候補核の ^{48}Ca を含んだ CaF_2 無機シンチレータを用いた実験である。

3.1 ^{48}Ca 同位体

CANDLES 検出器は ^{48}Ca を含む CaF_2 結晶を用いる。 CaF_2 結晶は 1 辺が 10 cm の立方体のものを 96 個用い、その総量は 305 kg である。 ^{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。図 3.1 の ^{48}Ca の崩壊図に示すとおり、 ^{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、スピンを大きく変えるため、強く抑制される。そのため ^{48}Ca は二重ベータ崩壊する核種である。 ^{48}Ca の二重ベータ崩壊の Q 値は 4.27 MeV と二重ベータ崩壊する核種の中で最も大きく、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。

図 3.1: ^{48}Ca の崩壊図

3.2 CANDLES-III 実験

我々が現在使用している、CANDLESIII 検出器（以降、CANDLES 検出器）は、岐阜県飛騨市神岡町にある池の山山頂より、地下 1000 m の神岡鉱山内に設置されている。検出器から地表までは、平均 2.7 g/cm^3 の岩盤が約 1000 m の厚さで存在する。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。

3.2.1 検出器

本節では、CANDLES 検出器の詳細について述べる。図 3.2 に CANDLES 検出器の概形を示す。直径 3 m、高さ 4 m の円柱形の構造をしており、1 辺が 10 cm の立方体の CaF_2 結晶と結晶で生じたシンチレーション光の波長を光電子増倍管の高感度領域の波長に変換するための波長変換層 (WLS) からなる CaF_2 モジュールが検出器の中央に 96 個設置される。結晶モジュールの周りは液体シンチレータ (LS) で覆われている。液体シンチレータは発光減衰時間が数 10 nsec と CaF_2 シンチレータの数 μsec に比べ短いので、その時定数の差を利用した検出器外部からの γ 線に対する 4π Active シールドとして用いられている。LS の周りは純水で覆われ、外部からの γ 線、中性子に対する Passive シールド

ドとして利用される。 CaF_2 結晶で発生したシンチレーション光は順にその結晶の内部、WLS、LS、周りの結晶、アクリル製の LS タンク、純水の中を伝播し、本体タンクの内壁に取り付けられた 62 本の PMT で同時に読み出される。このように CANDLES 検出器は複雑なシンチレーション光の伝播機構を持った検出器である [16]。

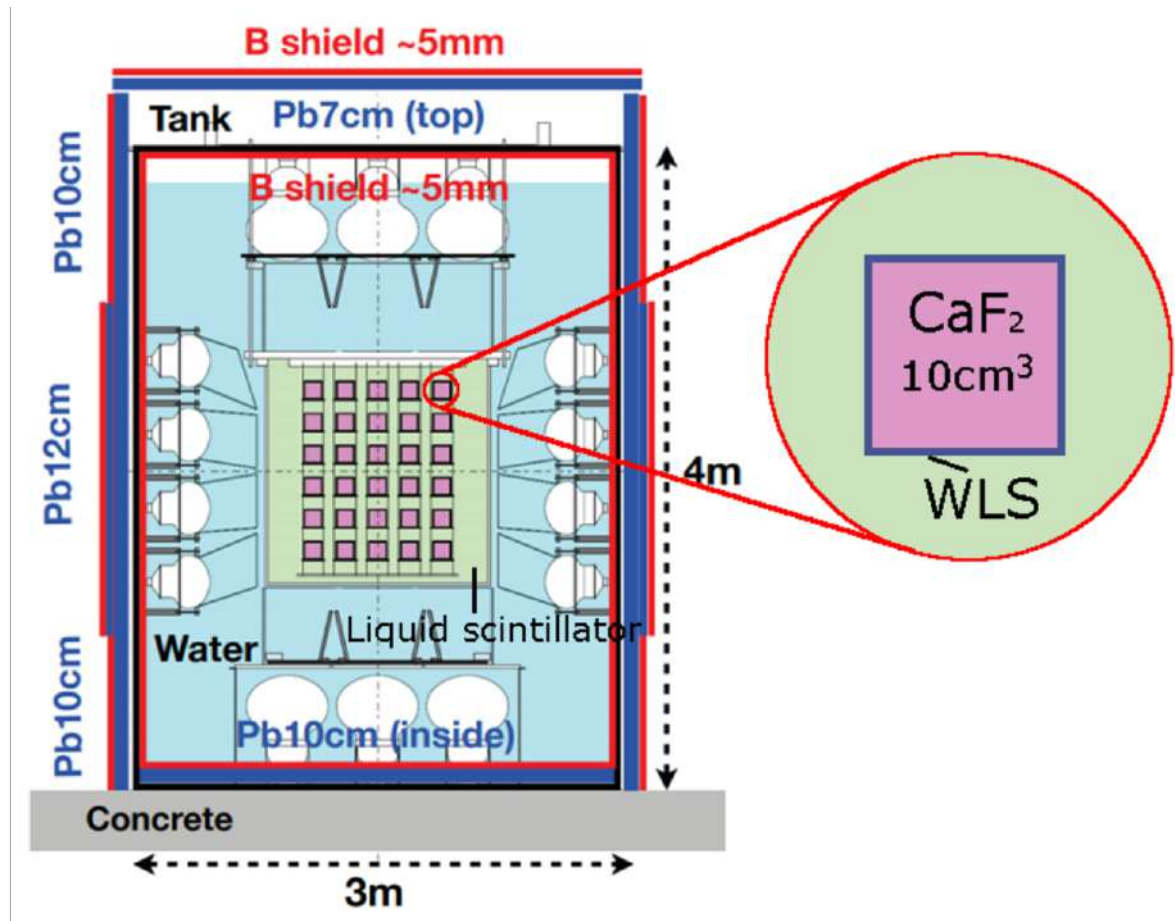


図 3.2: CANDLES 検出器の内部構造

3.2.2 測定データ・結果

CANDLES-III 実験では 3.3 のような結果が得られた。

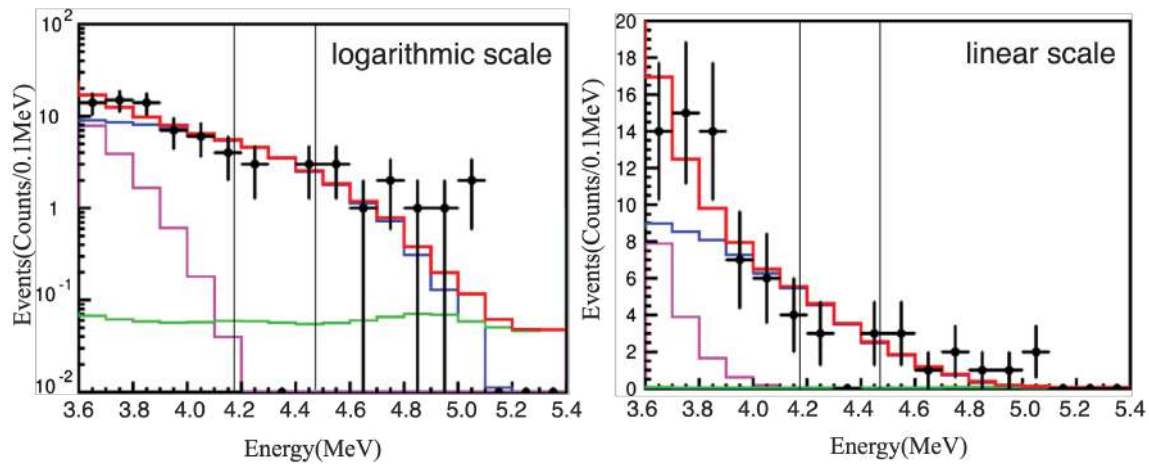
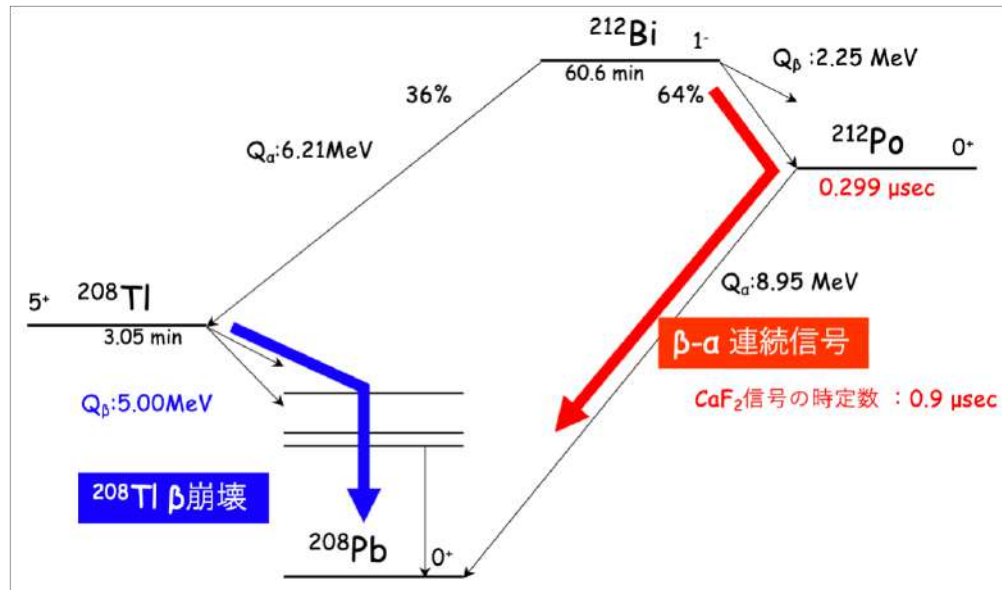


図 3.3: 取得されたエネルギースペクトル (黒プロット) と、93 個の CaF_2 結晶を用いたシミュレーションによるバックグラウンドスペクトル (赤線)。左図が対数スケール、右図は線形スケール。青: ^{208}Tl , $^{212}\text{BiPo}$ のバックグラウンドスペクトル、マゼンタ: $2\nu\beta\beta$ 崩壊、緑: (n, γ) 事象 [15]。

結果として、半減期の下限值 5.6×10^{22} 年、Q 値 ($E=4.27$ MeV) 付近のエネルギー分解能 5.64%(FWHM) を得られた。しかし、 $0\nu\beta\beta$ 事象の観測はなされなかった。CANDLESI II 実験結果から、 CaF_2 結晶を用いた $0\nu\beta\beta$ 事象において、二つの改善すべき点が挙げられる。

3.2.3 バックグラウンド除去

3.3 から、 ^{208}Tl , $^{212}\text{BiPo}$ のバックグラウンド事象が Q 値 ($E=4.27$ MeV) 付近において最も影響が大きいことがわかった。この反応は結晶内部起因の現象である。結晶内部には ^{232}Th 系列の不純物が存在し、中でも特に重大なバックグラウンドとなっているのが ^{212}Bi である。 ^{212}Bi には二つの崩壊モードが存在する (3.4)。

図 3.4: ^{212}Bi の崩壊図

- ^{208}Tl β 崩壊 ^{212}Bi が α 崩壊 (Q 値 6.21 MeV) した場合、その娘核である ^{208}Tl の β 崩壊 (半減期 3.1 min, Q 値 5.00 MeV) がバックグラウンドとなる。CANDLES 検出器において、 α 線はクエンチングを起こすため、実際のエネルギーと検知されるエネルギーは異なり、 ^{212}Bi の α 崩壊は Q 値 6.21 MeV に対し、1.6 MeV として検知される。したがって α 線はバックグラウンドとならない。一方で β 線は $Q_{\beta\beta}$ を超えているため、バックグラウンドとなる。これは ^{212}Bi による α 線にタグ付けし、遅延コインシデンスを取ることで除去することができる。
- $\beta-\alpha$ 連続信号 ^{212}Bi が β 崩壊 ($Q_{\beta}=2.25$ MeV) した場合、その娘核 ^{212}Po は半減期 299 ns ですぐに α 崩壊 ($Q_{\alpha}=8.95$ MeV, 検知エネルギー 2.85 MeV) する。この連続した崩壊の時間差が特に短い時、これらは一つのイベントとして観測されエンドポイント 5.1 MeV の連続スペクトルとなる。従来はフィッティングによる除去を行っていたが、それでは短い時間差の連続崩壊を十分に取り除くことが出来なかったため、現在は機械学習による識別手法を開発している。

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。

3.2.4 高エネルギー分解能

$0\nu\beta\beta$ 事象の観測のためには、 $2\nu\beta\beta$ 事象の連続スペクトルから分離する必要がある。 $0\nu\beta\beta$ の半減期 10^{28} 年と仮定した際の Q 値付近のシミュレーションスペクトルを図

3.5 に示す。黒線がエネルギー分解能 4.0%(FWHM) のとき、赤線がエネルギー分解能 0.5%(FWHM) のときのスペクトルである。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。

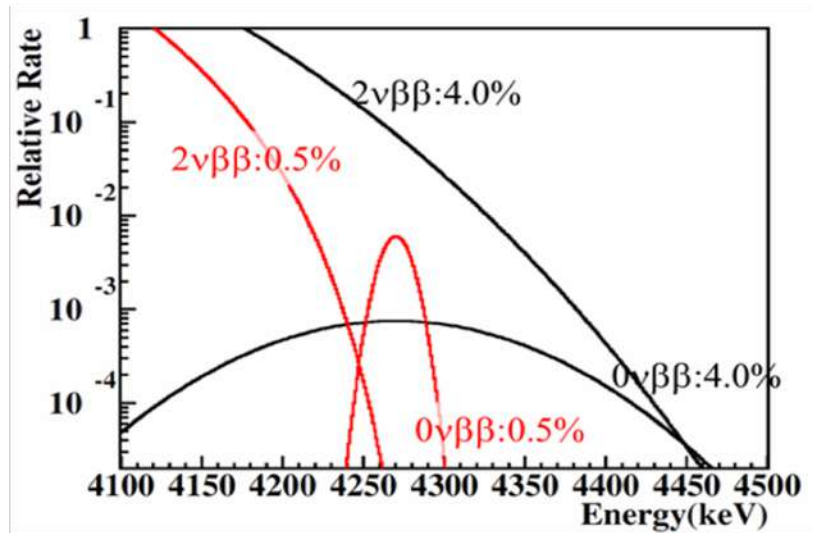


図 3.5: $0\nu\beta\beta$ の半減期 10^{28} 年と仮定した ^{48}Ca のエネルギースペクトル。

上記のバックグラウンド除去 (α 線のタグ付け) と高エネルギー分解能を達成できる検出器として蛍光熱量計を開発することが本研究の目的である。

第 4 章

蛍光熱量検出器

4.1 原理

4.1.1 熱量計の原理

熱量計とは、粒子が物質に与えるエネルギーを温度変化として検出する装置である。エネルギーを吸収する吸収体の熱容量を C とすると、温度変化は $\Delta T = E/C$ となる。つまり、熱容量 C を非常に小さくすれば、微小な温度変化でも検出可能なほど大きくすることができる。図 1 に熱量計の基本概念と、熱量計で得られる吸収体の温度変化を示す。熱容量を小さくする方法として、吸収体を小さくする、極低温環境で測定するなどがある。吸収体を小さくしすぎると、測定したいイベント数が減るため限界がある。極低温化は技術的な制約があるものの、冷凍機の性能が上がるほど高感度での測定ができるため、一般的に熱量計は低温環境下で使用するようになる。

検出器のエネルギー分解能は、エネルギー損失過程で生成される量子の揺らぎによって決定される。電子-正孔対やシンチレーション光子を生成するために必要なエネルギーは通常数 eV から 10 eV 程度であるのに対して、熱量計のフォノン測定の場合、温度 T におけるフォノンの平均エネルギーは $k_B T$ (k_B : ボルツマン定数) となる。この値は、例えば、 $T=10$ mK で、 $k_B T \simeq 10^{-6}$ eV となり、シンチレーターや半導体を用いた放射線検出器と比べて、熱量計がより高エネルギー分解能を達成できる可能性を示している。

4.1.2 蛍光熱量計の原理

蛍光熱量計では結晶でエネルギーを吸収した際の熱信号だけでなく、シンチレーション光 (光信号) も測定する検出器である。今後の測定で使用する予定の CaF_2 結晶の蛍光熱量検出器のイメージ図を図 4.2 に示す。結晶内で放射線吸収が起こったときを考える。エネルギーの大部分はフォノンを介した電子-格子相互作用によって格子系に伝達されるが、

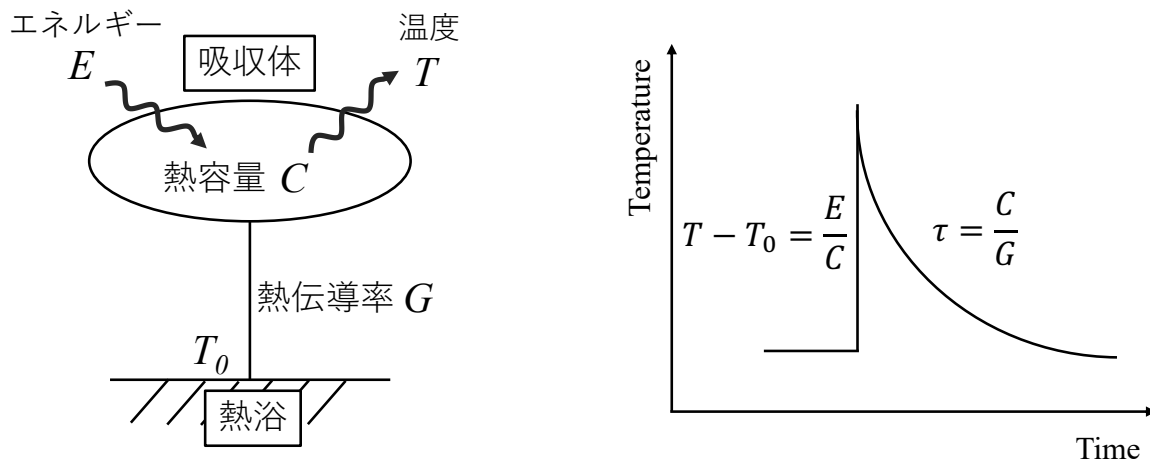


図 4.1: 熱量計の基本概略図 (左)、得られる典型的な熱信号 (右)。ある熱容量 C の吸収体が温度 T_0 の熱浴に熱伝導率 G の熱接触を取っている。エネルギー E の吸収が起こった時の温度を T としている。

一部のエネルギーは電子が基底状態に遷移する際に光として放出される。こうして発生したフォノンをフォノンコレクターである金蒸着薄膜 (Au 薄膜) で収集し (熱信号)、シンチレーション光をフォトンコレクタである Ge ウェーハで測定する (光信号)。熱信号は Au 薄膜 → MMC に伝搬され SQUID で信号を読み出す。光信号は Ge ウェーハから、蒸着した Au 薄膜に温度変化が伝わり、その信号を MMC-SQUID で取得する。熱信号、光信号の二つの比率を測定することによって、 CaF_2 結晶測定で主なバックグラウンドとして予想されている U 系列の α 線事象を取り除くことが期待されている。 α 粒子は格子イオンとの相互作用が強いため、エネルギーの多くをフォノンに伝え、 β 線や γ 線による事象に比べ、少ないシンチレーション光を発することがわかっている (消光効果)。図 4.3 に蛍光熱量計における、 α 粒子と β/γ 線の熱信号と光信号の相関関係図を示す。熱量計による高エネルギー分解能だけでなく、シンチレーション光の同時測定による低バックグラウンド化を達成できる検出器として蛍光熱量検出器の開発を行う。

4.2 冷凍機

熱量計は極低温 (100 mK) で動作する。極低温環境を作り出せる冷凍機は限られており、本研究では実験において、断熱消磁冷凍機 (ADR) と希釈冷凍機を使用した。それぞれの冷凍機の動作原理について記述する。

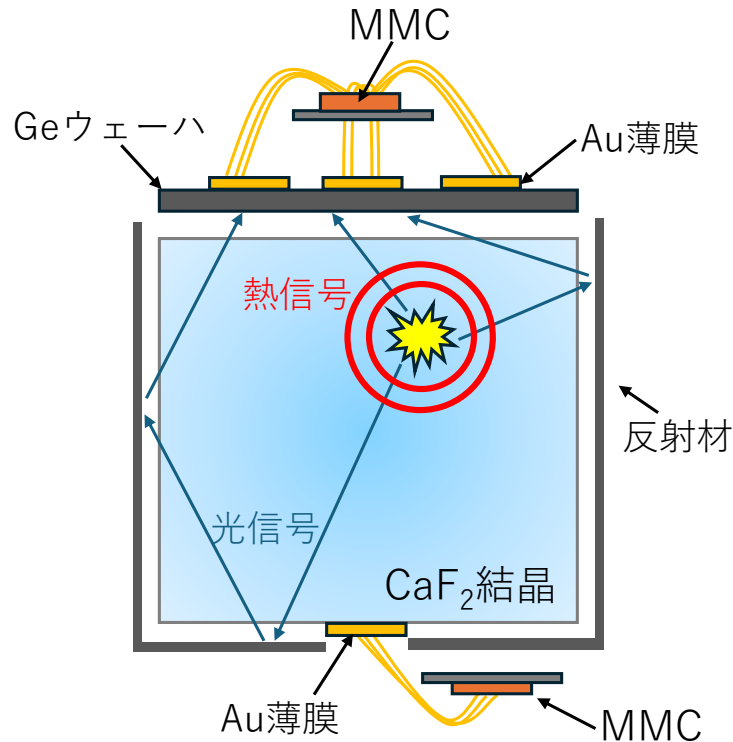


図 4.2: CaF_2 蛍光熱量計の検出器校正概念図。放射線によるエネルギー損失が、フォノン（赤色同心円）とシンチレーション光に変換され結晶内を伝搬する。

4.2.1 断熱消磁冷凍機 (ADR)

断熱消磁冷凍機 (Adiabatic Demagnetization Refrigeration 以下、ADR) とは、極低温領域 (1K 以下) を実現するための、磁気熱量効果を利用した冷却技術である。磁気熱量効果とは、外部磁場を変化させることにより材料のエントロピーと温度が変化する現象である。これを効率的に利用することで極低温を達成することができる。

- ・ 磁場印加磁性材料に磁場を印加すると、材料内部の磁気モーメントが整列し、エントロピーが減少する。この状態では、材料が外部に熱を放出する。
- ・ 断熱消磁磁場を徐々に減少させると、材料のエントロピーが増加するが、断熱条件下ではエネルギーの出入りが無いため、温度が低下する。この過程を利用して極低温を得る。この二つの操作を効率的に利用し、繰り返すことで極低温を達成することができる。ADR は磁場印加と断熱消磁はクライオスタットの同じ部分で発生するため、熱サイクルは最低温度を維持することができない。一度外部磁場が 0 または最小値まで減少すると、冷却能力は消失し、温度が上昇し始める。このような特徴のため、ADR は長時間安定した低温環境を作ることに適していない。また、大きな質量のサンプルを冷却する目的にも不適当

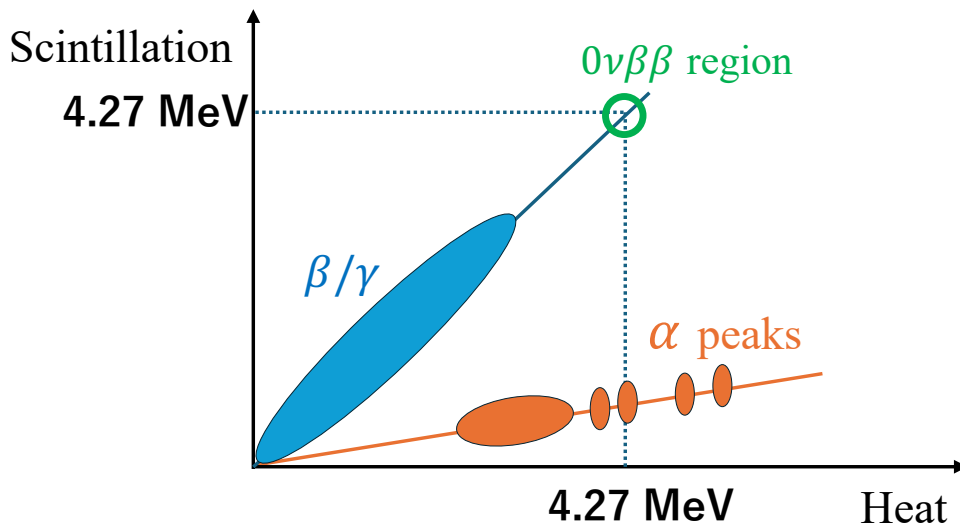


図 4.3: 結晶で熱信号と光信号を測定した際の散布図（イメージ）

である。よって、 CaF_2 結晶の蛍光熱量計ではこれらの弱点を克服した希釈冷凍機で測定を行う予定である。

4.2.2 希釈冷凍機

希釈冷凍機（Dilution Refrigerator）は、液体 ^3He と液体 ^4He を利用する、極低温を実現するための冷却技術である。希釈冷凍機は、他の冷却技術と比較して持続的かつ安定的に極低温を維持できる点が特徴である。動作原理は、 ^3He と ^4He の混合に伴う熱力学的性質を利用している（図 4.4）。

① 液体 ^3He - ^4He の混合液を 100 mK 以下に冷却すると、ほとんどが ^3He から成る濃縮相と ^3He と ^4He が混ざり合った希薄相 ($^3\text{He}:^4\text{He} = 6.6\%:93.4\%$) の二つに相分離が起こる。濃縮相の ^3He は軽いため、希薄相の上に浮く。

② 分溜器 (Still) の温度を $\sim 0.7\text{ K}$ にする。このとき、 ^4He の蒸気圧はほぼ 0 になり、 ^3He の蒸気圧は有限の値を持つ。蒸気圧の違いを用いてを選択的に ^3He 蒸発させることが出来る。 ^3He が Still で蒸発すると濃度差が生じ、浸透圧が働いて ^3He が混合室 (MC) から still へと移動する。

③ ^3He が濃縮相から希薄相に溶け込む際、エントロピーが増加し、冷却が発生する。この

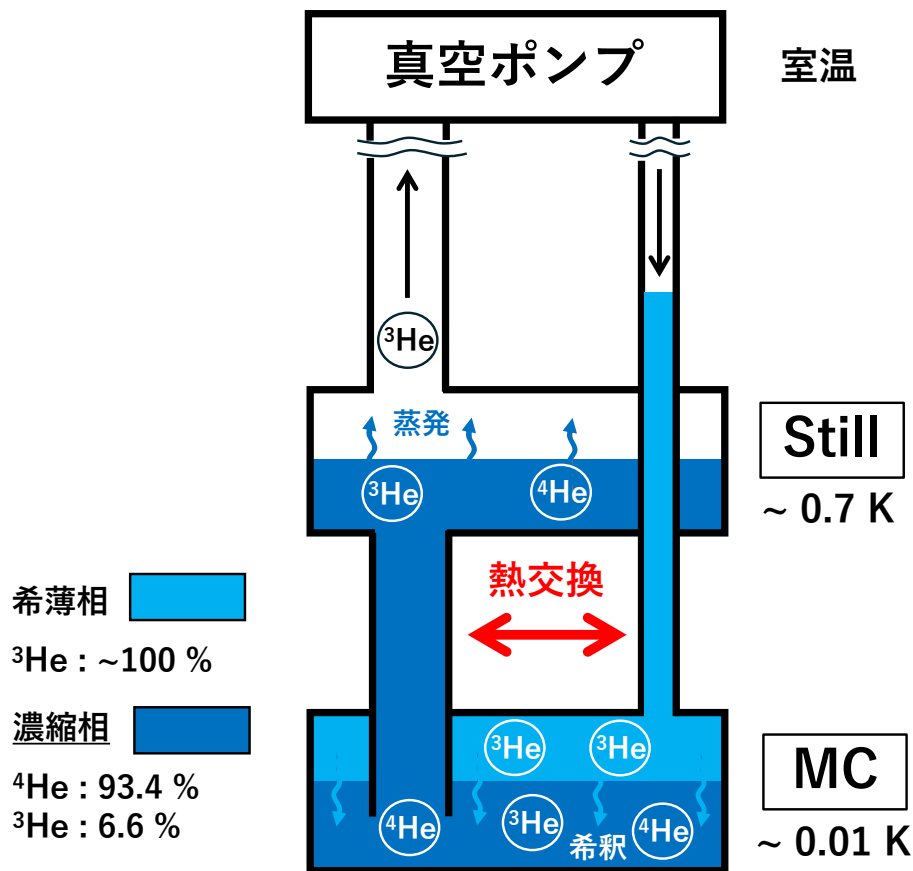


図 4.4: 希釈冷凍機の概要図

プロセスが「希釈」に該当し、希釈冷凍機と呼ばれる所以である。

④ Still で蒸発した ^3He は外部の真空ポンプや圧縮機（コンプレッサー）によって排気・圧縮・液化されて、クライオスタットに戻される。液化された ^3He は、熱交換器を通過する過程でさらに冷却され MC に戻される。

①～④の過程を繰り返し、 ^3He を循環させることで極低温環境を実現させている。希釈冷凍機は、長期間の連続運転が可能であり、磁場の影響を受けることがほとんどなく、ADR と比較して大きめのサンプルでも冷凍可能という利点がある。

4.3 低温センサー

極低温環境で温度変化を測定する際、半導体を用いた温度計や、超伝導体を持つ特殊な性質を利用した温度計が使用されることが多い。候補が複数ある温度計の中で用途・目的に即したものを選択する必要がある。

4.3.1 半導体センサー

半導体センサーは、温度変化により半導体の電気抵抗や電圧電流特性が変化する性質を利用する。代表的な半導体センサーとして、「Si ダイオード」では温度が上がるほどダイオードの順電圧が下がる特徴を利用して、ダイオードの両端電圧を測定することによって温度が測定できる。半導体センサーは動作温度範囲が広く、測定システムが単純である一方で、超伝導センサーに対して感度や精度が劣る場合が多い。CUORE 実験で NTD-Ge という半導体温度センサーが使用された。NTD-Ge は Neutron Transmutation Doped Germanium の略称で、中性子照射によって不純物を導入したゲルマニウム半導体を利用している。これによって抵抗は温度の指数関数的な関数となり、極低温での高感度温度測定に適している。

4.3.2 超伝導センサー

超伝導センサーは臨界温度付近での抵抗値の変化を読み取るものと、磁化変化を読み取るものなどがある。抵抗値測定の代表例として TES、磁化変化測定の代表例として MMC が挙げられる。

- 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微小な温度変化を高精度に検出することができる (図 4.5)。動作範囲内で極めて高い感度と線形性を持つ。特に低エネルギー環境では線形応答の精度が高く、信頼性の高い測定ができる。一方で TES の応答範囲は臨界温度付近の非常に狭い転移帯域に依存しており、動作範囲外のエネルギーでは非線形性が顕著になることがわかっている。高エネルギーでは TES が飽和する可能性があり、測定するエネルギー範囲を考慮する必要がある。TES には使われる吸収体は超伝導体と常伝導体を組み合わせることで作られている。常伝導体の添加によって T_c を調整し、測定したい温度範囲に適応させたり、熱伝導率の高い Au や Cu を Cu を加えることで熱の均一性を高め、正確な測定を可能にしている。TES の吸収体として使われるものの一部を以下に示す。

- Mo/Au

$T_c \approx 100 \text{ mK} \sim 200 \text{ mK}$

Mo は超伝導体、Au は常伝導体としてはたらく。

Mo の厚さを調整することで T_c 制御可能。

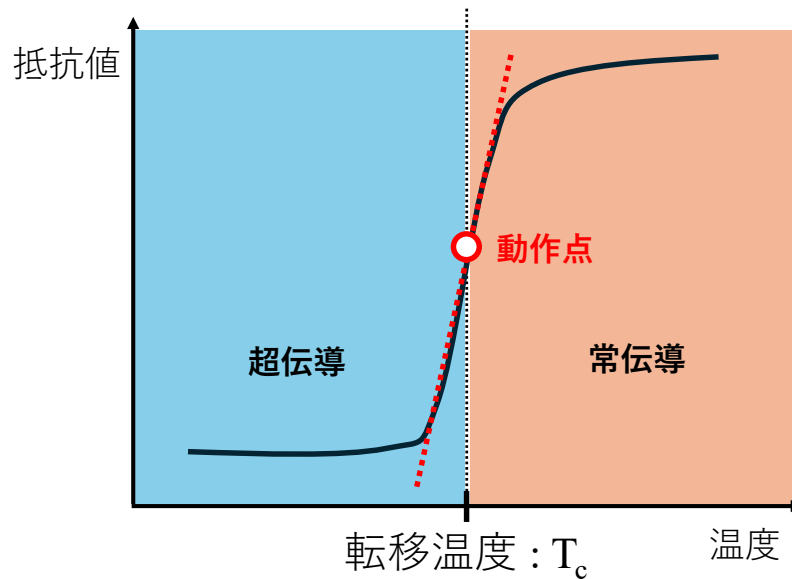


図 4.5: 転移温度付近での抵抗値変化。TES で温度上昇が起こった時抵抗値の変化が起こり、この変化量を吸収したエネルギーとして読み出す。

・ Ti/Au

$T_c \approx 50 \text{ mK} \sim 150 \text{ mK}$

Ti (チタン) が超伝導を担い、Au (または Cu) が常伝導体としてはたらく。

Mo/Au T_c をさらに低くできるため、mK 領域での高感度測定に適する。

・ Al/Pd

$T_c \approx 1 \text{ K} \sim 2 \text{ K}$ (比較的高い)

超伝導体である Al に Pd を微量添加すると T_c を調整可能。

比較的高い温度での動作が可能のため、他のものと比較して冷凍技術の制限を受けにくい。

このような候補の中から、測定条件や目的に合った材料を選択することになる。

● MMC(Metallic Magnetic Calorimeter)

MMC は温度変化を磁化変化として検出する熱量計である。温度センサーとして常磁性体を用い、エネルギー吸収した際の温度変化 ΔT を磁化変化 $\Delta M = \frac{\partial M}{\partial T} \Delta T$ として測定することができる。MMC は臨界温度付近などの制約がなく、広いエネルギー範囲に優れた線形性を持つことが特徴である。センサーの性能が常磁性材料によって決まるため、測定したいエネルギー帯や用途によって応用が効くのも利点

である。

- その他 (MKID, STJ)

上記の方法以外にも超伝導状態を利用した熱量計として、MKID や STJ がある。

- ・ MKID (Microwave Kinetic Inductance Detectors)

超伝導体の持つ運動インダクタンスの変化を利用して、微小な光子や粒子のエネルギーを検出することができる。超伝導状態では、電子はクーパー対を形成して移動することになる。電流が流れるとクーパー対の運動エネルギーが増加し、結果としてインダクタンス L が変化する。超伝導体を用いた共振回路 (LC 回路) を使用する。特定の周波数で共振する光子が吸収されると運動インダクタンスが増加し、共振周波数が変化する。この共振周波数のシフトを測定することで、微弱な光子を高感度に検出できる。

- ・ STJ (Superconducting Tunnel Junction)

超伝導トンネル効果を利用した高感度な光子・粒子検出器である。STJ は、2 枚の超伝導体の間に絶縁層を挟んだ構造を持つ。STJ は、光子や粒子が超伝導層に入射したときに生じるクーパー対の破壊 (準粒子励起) を利用して動作する。この過程で準粒子が生成され、この準粒子の数は入射した光子エネルギーに比例する。準粒子が、超伝導体間の絶縁層をトンネル効果で通過することによりトンネル電流が増加し、その電流変化を測定することで、入射エネルギーを検出可能することができる。

MMC は、他の温度センサーと比較して、動作範囲が広く、高い線形性をもつ。低エネルギー帯では TES に感度で劣るが、本研究で使用する ^{241}Am の 5.49 MeV の α 線や ^{48}Ca の Q 値 4.72 MeV など高エネルギーでの測定でも優れた線形性を示す MMC を本研究では使用した。

4.4 超伝導量子干渉計 (SQUID)

SQUID とは、"Super QUantum Interference Device" の略称で非常に高感度の磁力計であり、磁束変化を電圧変化に変換するセンサーである。SQUID はジョセフソン接合という特殊な構造を持っている。ジョセフソン接合とは薄い絶縁体を超伝導体で挟んだ構造のことである。この接合では挟まれた部分の厚みが非常に薄く作られており、超伝導状態の電子の波動関数が両側の超伝導体から染み出すことで、絶縁体の接合を通して超伝導電流が流れることが出来る。超伝導体のリング中に 2箇所この接合を持つ dc-SQUID 素子

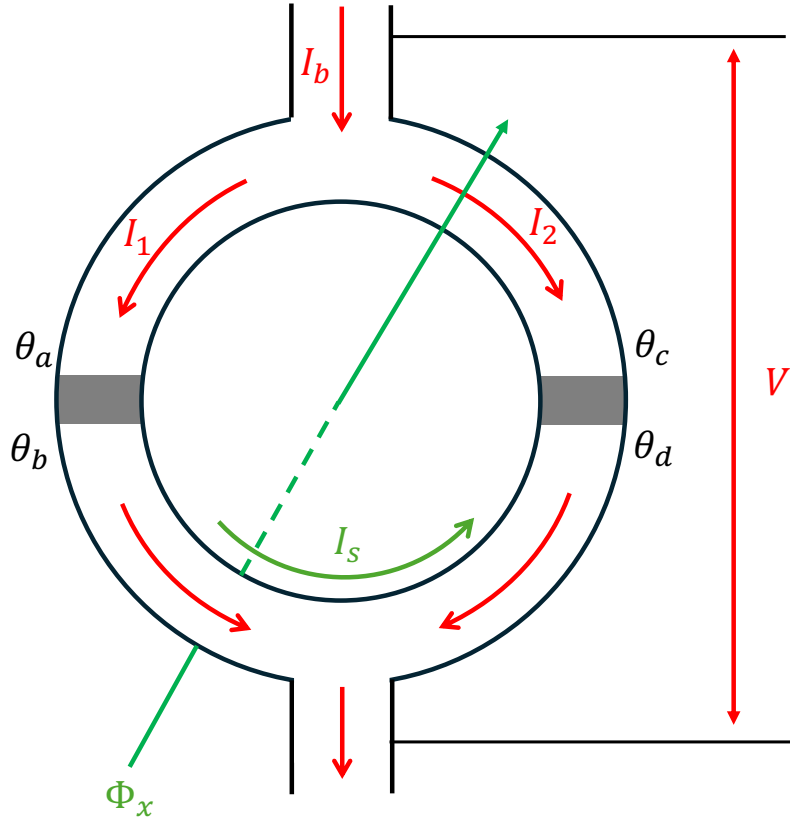


図 4.6: dc-SQUID の超伝導リング

を本研究では使用した。

4.4.1 dc-SQUID

dc-SQUID は、二つのジョセフソン結合を持つ超伝導リング (図 4.6) に電流を流して使用する。ジョセフソン接合では、臨界値 I_c 以下の電流を流すとその電流値に応じた位相差 θ が接合の上下に生じる、という特徴がある。これを直流ジョセフソン効果といい、それぞれの接合面で $I = I_c \sin \theta$ のように位相差に依存した電流が流れることになる。臨界値を超える電流が流れた場合、超伝導状態は壊れ、この接合は普通の抵抗体として振る舞うようになり、加えた電流に対し電圧応答は線形に変化し、これはオームの法則に従う。

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、

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

と書ける。リングに流れる電流の最大値 $I_{\max}$ は

$$\begin{aligned} I_{\max} &= I_1 + I_2 \\ &= I_0 \{ \sin(\theta_b - \theta_a) + \sin(\theta_d - \theta_c) \} \\ &= 2I_0 \left\{ \sin \frac{(\theta_b + \theta_d) - (\theta_a + \theta_c)}{2} \cos \frac{(\theta_b - \theta_d) - (\theta_c - \theta_a)}{2} \right\} \end{aligned}$$

となる。さらに、最大となる条件のため上式は

$$I_{\max} = 2I_0 \cos \frac{(\theta_b - \theta_d) - (\theta_c - \theta_a)}{2}$$

と変形できる。超伝導リングに電流を流すと、抵抗がないため損失が生じず、いつまでも電流が持続する。この電流はリングを1周したときの位相のずれが 2π の整数倍しか許されないという定在波の条件を満たしている必要がある。その結果、リングを貫く磁束 Φ が量子化され、整数 n を用いて $n\Phi_0$ と、離散的な値を持つことになる。ここで Φ_0 とは磁束量子であり、電荷 e とプランク定数 h を用いて、 $\Phi_0 = h/2e = 2.07 \times 10^{-15} \text{ Wb}$ と表される。ここで経路 $a \rightarrow c \rightarrow d \rightarrow b$ でループを経路積分すると

$$\begin{aligned} (\theta_b - \theta_d) + (\theta_c - \theta_a) &= \int_{a \rightarrow c \rightarrow d \rightarrow b} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \\ &= 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \end{aligned}$$

が得られ、電流の最大値 $I_{\max}$ は

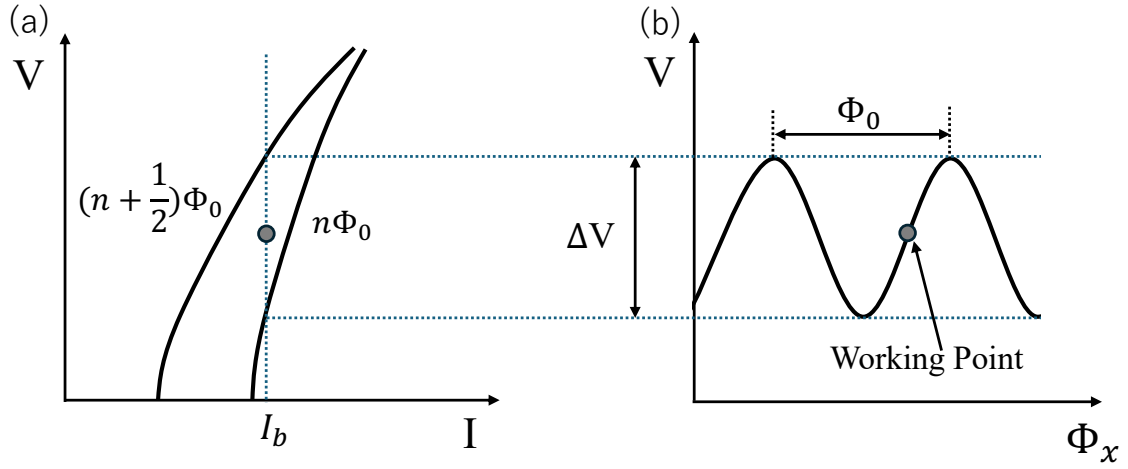
$$\begin{aligned} I_{\max} &= 2I_0 \cos \left(\frac{(\theta_b - \theta_d) - (\theta_c - \theta_a)}{2} \right) \\ &= 2I_0 \cos \left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \end{aligned}$$

となる。よって dc-SQUID 素子に流れる電流はリングを貫く磁束に対して、周期 Φ_0 で振動することがわかる。(図 4.6)

ここに外部磁場を 0 から増加させていった場合、リングに流れる誘導電流 I_s が流れることになる。このときリング内の磁束 Φ は、外部磁束を Φ_x と、リングの自己インダクタンスを L としたときの誘導電流が生み出す磁場の和、 $\Phi = \Phi_x - LI_s$ と表される。この結果、電流 I_1 と I_2 以下の関係になる。

$$I_1 = \frac{I_b}{2} + I_s, \quad I_2 = \frac{I_b}{2} - I_s$$

いずれかの電流が臨界電流 I_c を超えたとき、リング全体に電圧 V_{Φ_x} が発生することになる。このとき発生する電圧 V_{Φ_x} は外部磁束 Φ_x の変化に対して $I_{\max}$ と同じ周期 Φ_0 で振動する。よって電圧値 V_{Φ_x} を測定することで外部磁束 Φ_x を測定できる。

図 4.7: SQUID の周期的な $V - \Phi$ 特性

外部磁束が磁束量子の半分 $\Phi_0/2$ を超えると、ループ内に閉じ込められる磁束の量子化条件を満たすため、SQUID は磁束を 0 にする代わりに Φ_0 へ増加させることをエネルギー的に優先するようになる。このとき誘導電流 I_s は反対方向になり、その大きさはゼロに戻る。このプロセスは、外部磁束が $\Phi = \Phi_0$ に達するまで続く。また、有効な臨界電流 I_{c*} も元の値に戻る。外部磁束が連続して増加する場合、ループ全体の電圧は周期的に変化することになる（図 4.7）。SQUID の周期的な $V - \Phi$ 特性は、磁束に対する電圧応答が非線形であり、1 磁束量子 Φ_0 を超える大きな磁束信号は測定できない。この問題は、応答を線形化するためにフラックスロックスループ（FLL）回路を利用することで解決することができる。

4.4.2 FLL 回路

dc-SQUID の FLL 回路を含む一般的な構成を図 4.8 に示す。SQUID の超伝導リングにバイアス電流 I_b を流しておく。リング上に発生する電圧を基準電圧 V_b とする。インプットコイルで磁束変化 $\Delta\Phi$ が起こったとき、リング上に誘導電流が発生し電圧降下 V_s が発生する。プリアンプで SQUID の電圧 V_s と V_b の差に比例した電圧信号を積分器に送る。積分器からの電圧出力がフィードバック抵抗 R_f に印加され、フィードバック電流 I_f が、フィードバックコイルに送られる。相互インダクタンス M_f を持つフィードバックコイルを通してリングに磁束が供給される。このようにして FLL 回路ではリングを貫く磁束が一定に保たれるようにフィードバックがかけられ、測定した磁束変化 $\Delta\Phi$ はフィードバック抵抗 R_f にかかる電圧 $V_{out} = R_f \cdot I_f = R_f \cdot \Delta\Phi / M_f$ から

$$\Delta\Phi = V_{out} \cdot \frac{M_f}{R_f}$$

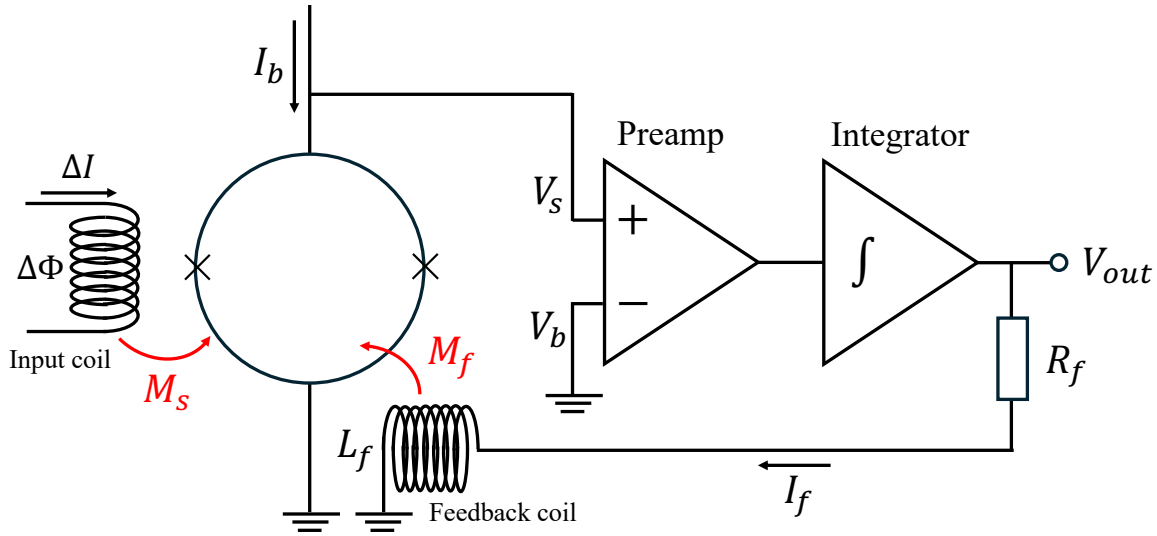


図 4.8: FLL 回路を実装した dc-SQUID セットアップ

で求められる。

SQUID の FLL モードでは、プリアンプで増幅される値が入力に対して周期的に変わる。よって、フィードバックの安定点 (Working point) が無数に存在することになる。フィードバック制御がきかない程大きなノイズが SQUID にかかると、 Φ_0 の整数倍だけ異なった安定点に対してフィードバックがかかってしまうことがある。このとき、切り替えの前後で測定が連続でなくなるため、外部ノイズによる影響を抑えるノイズ分析・除去が重要になってくる。

4.4.3 SQUID Amp

本研究で使用した SQUID センサーは 2 ステージ SQUID を使用している。2 ステージ SQUID とは磁束変化を読み取る SQUID リング (Sensor SQUID) だけでなく、信号増幅のためにも SQUID リング (Amp SQUID) を使用した構成である。この構成は Amp SQUID を低ノイズ増幅器として使用することで、特に信号対雑音比 (SNR) の向上や SQUID 回路のより安定した動作といった利点が得られる。磁束変化を読み取るために使用される Sensor SQUID の後に、電流センサーとして機能する Amp SQUID が続く。この増幅器は Sensor SQUID からの信号を増幅する。それぞれの SQUID にはバイアス電流 I_{b1} , I_{b2} を流す。Amp SQUID の入力コイルとゲイン抵抗 R_g は Sensor SQUID に並列に接続されている。Sensor SQUID のバイアス電流 I_{b1} の一部が Amp SQUID の入力コイルを通過する。つまり、Sensor SQUID 内の磁束変化が Amp SQUID の入力コイルを流れる電流に ΔI の変化を引き起こすことになる。この変化は、Amp SQUID 内の磁束変化 $\Delta\Phi_2 = M_i\Delta I$ を引き起こす。ここで、 M_i は Amp SQUID とその入力コイルの

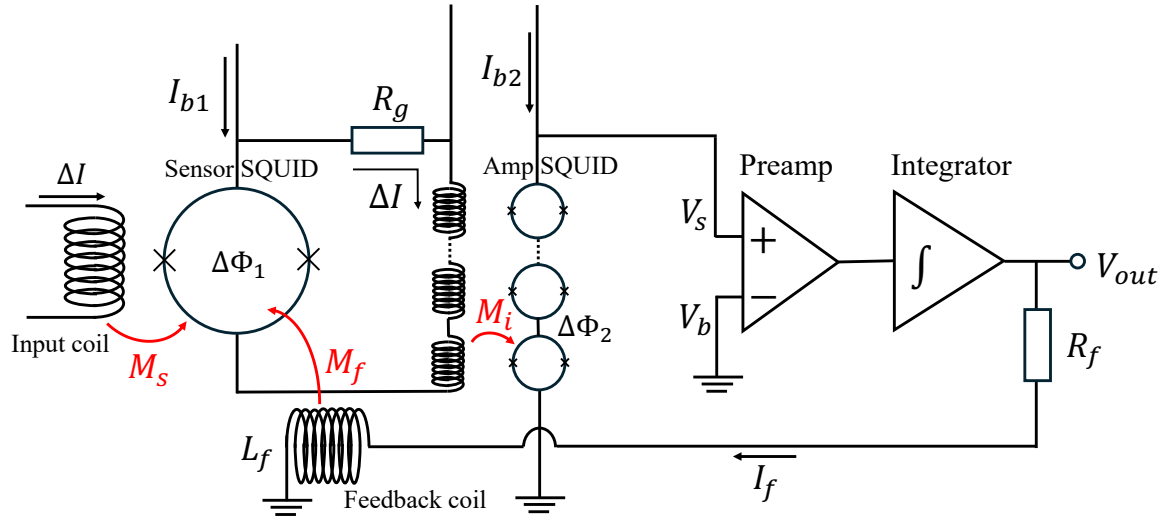


図 4.9: FLL 回路を実装した 2 ステージ SQUID セットアップ

間の相互インダクタンスを表す。この二段構成で磁束の増幅が起こる。 G を増幅度とすると、

$$G = \frac{\partial\Phi_2}{\partial\Phi_1} = M_i \frac{\partial I}{\partial\Phi_1}$$

と与えられる。この構成は FLL を用いた回路でも利用でき、フィードバック電流 $I_f = V_{out}/R_f$ は、Sensor SQUID の磁束変化を補完するために、フィードバックコイルに供給される。 G が増加すると、信号対雑音比 (SNR) も増加することになる。

第 5 章

超伝導センサーの動作実験

CaF_2 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) の動作テストをした。テストは韓国にある Institute for Basic Science (IBS) にて行なった。IBS は韓国の大田広域市にあり、物理学、化学、生命科学などの基礎科学研究を推進している国立研究機関である。そこで ^{100}Mo を用いた $0\nu\beta\beta$ 探索を行う AMoRE 実験グループの一部のメンバーの協力の下、ADR を使用して極低温まで冷却した超伝導センサーの測定試験を行った。



図 5.1: IBS 研究所

5.1 使用した冷凍機

冷凍機は断熱消磁冷凍機 (ADR) を使用した (図 5.2 写真)。測定セットアップを ADR の図の部分に取り付け、真空・低温環境維持のための多重シールドで覆った。さらに、その周りを環境放射線から遮蔽するために鉛シールドで囲んだ。真空ポンプで冷凍機内を真空に引いた後、パルスチューブ冷凍機で予冷を行った。パルスチューブ冷凍機とは冷却ガスをチューブ内で圧縮と膨張を交互に行い、その過程で冷却する冷凍機である。ガスが膨張する際に熱を吸収し、圧縮することで熱を放出するという熱力学的なサイクルを繰り返すことにより冷却されることになる。約 1 日で数 K 程度まで冷却した後、ADR の磁気サイクルを開始し数時間程で極低温 (~ 100 mK) 環境に達した。今回、50 mK, 60 mK, 70 mK での測定を行った。温度制御は PID を使用した。PID とは Proportional(比例)、Integral(積分)、Derivative(微分) の略称である。設定温度を決め、その数 % の範囲を比例範囲とし、P 操作で温度の揺らぎを打ち消し、I 操作で温度偏差を消し、D 操作で外乱に対して対処を行なっている。まず 60 mK で測定を開始した。60 mK の測定時に後述する Field Injection で生まれるループ電流の消失が起こった。本来、超伝導状態では抵抗値が 0 となるため、電流は外部の影響を受けない限り永久に流れ続けるはずである。再度 Injection 後、測定を再開した。再 Injection 前のデータは不安定な事象が多く、ゲインの変動が非常に激しかった。詳細については 5.4 にて記述する。再 Injection 後のデータは比較的安定しており、その後の 50 mK, 70 mK 環境下では問題なく測定が行われた。

5.2 検出器のセットアップ

銅の治具に吸収体である Au 薄膜と、MMC、SQUID を貼り付けた測定セットアップ (図 5.3, 5.4) を用意した。以下ではこの測定セットアップを α セットアップと呼ぶ。MMC と SQUID は熱伝導性の低いワニス (型番 GE7031) で貼り付けた。GE7031 はフェノール系のワニスで優れた熱伝導を示し、試料や温度計を貼り付けたり、銅線の熱アンカーをとったりするのに多用される。シンナー (トルエン+エタノールを 1 : 1) やアセトン溶剤に溶けるので取り外しが容易である。Au 薄膜は図 5.4 のように、間に PCB 基板を挟み熱的・電氣的な絶縁を行った。PCB 基板には吸収体との熱接触を少なくするために穴が開けられている。Au は純度が 99.99%、面積 $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ 、厚さ $25\text{ }\mu\text{m}$ のものを使用した。

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 5.4(b) 写真)。ワイヤー素材は、Al と Au を使用している。それぞれの直径は、Al : $17.8\text{ }\mu\text{m}$, Au : $25.0\text{ }\mu\text{m}$ である。極低温下で Au は超伝導状態にならないため、熱伝達のために使用して

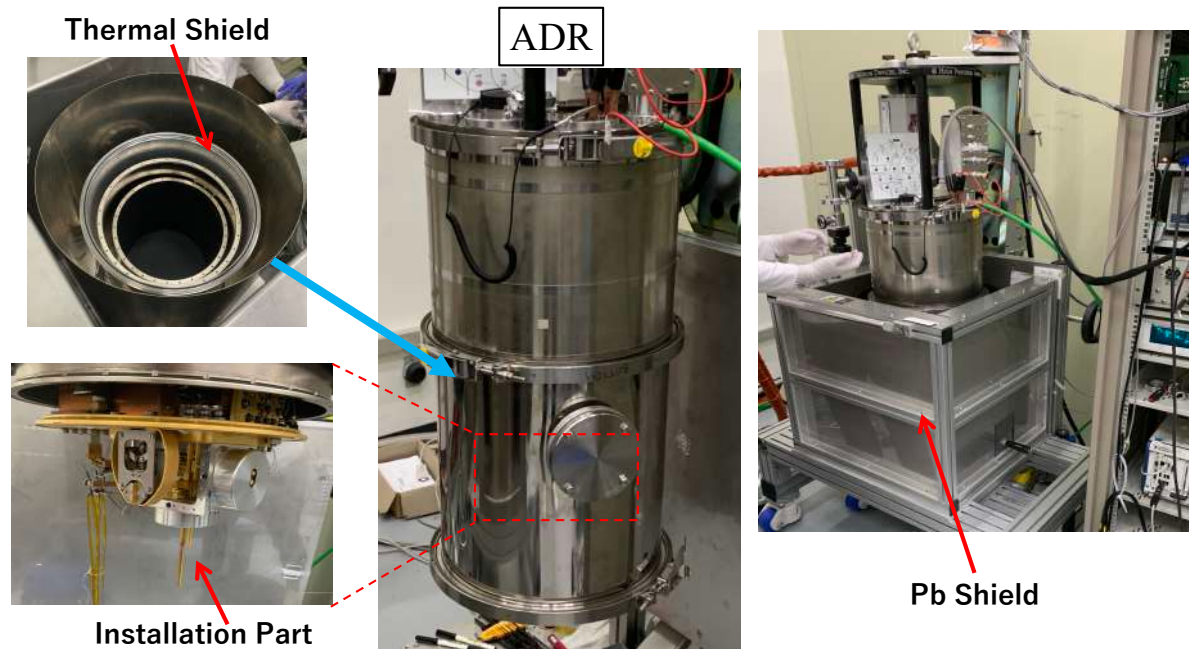
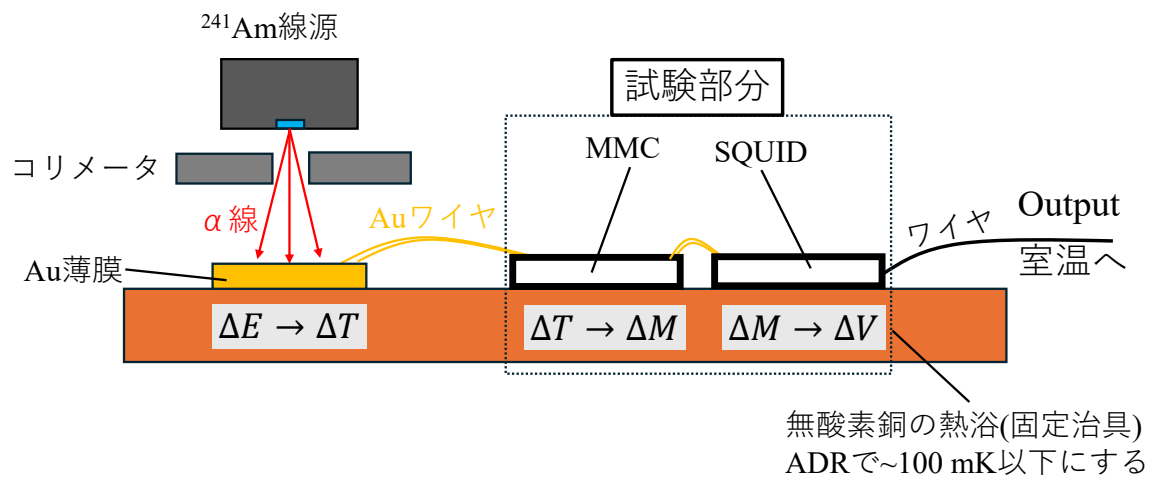


図 5.2: 使用した冷凍機-断熱消磁冷凍機

図 5.3: α セットアップのイメージ図。本研究ではセンサー部分の MMC-SQUID の試験を行った。

いる。それに対して、Al は臨界温度が 1.20 K で、極低温下で超伝導状態となるため、信号伝達に優れ、熱を伝搬しない。よって Al ワイヤは信号伝達が必要な箇所で使用している。配線の役割詳細は以下に示す。

① MMC と基板を繋ぐ Al ワイヤ

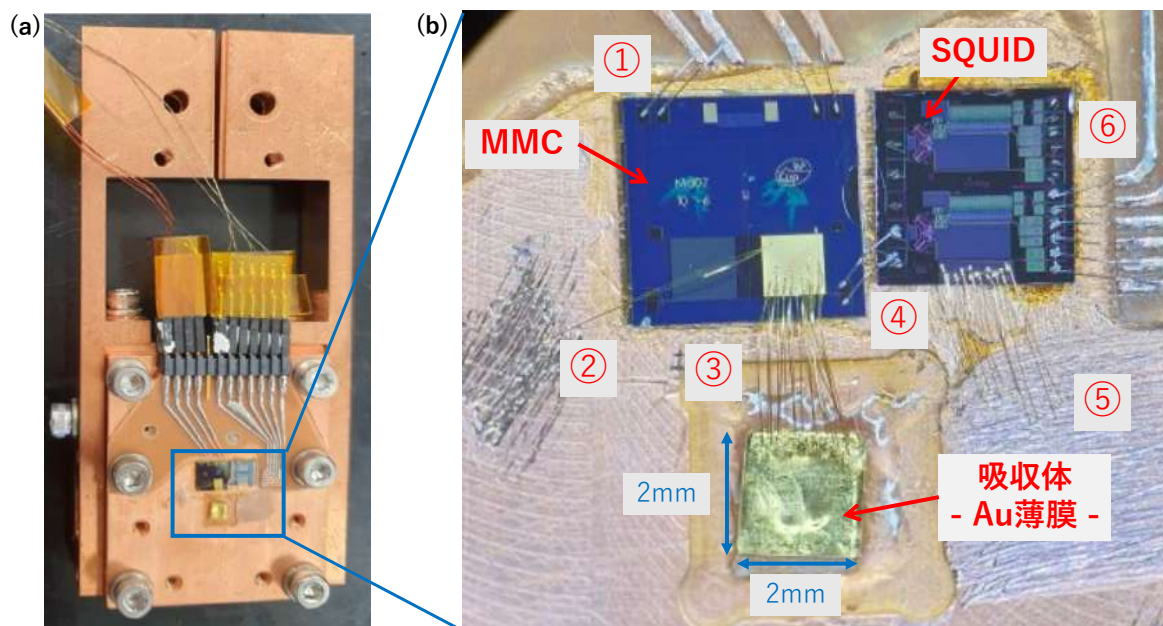


図 5.4: (a) α セットアップ全体図 (b) センサー部拡大図。図中の①～⑥はワイヤ番号を示す。

Field Injection にて使用する 4 本の Al ワイヤ。内側 2 本は MMC 内部の Heater line に接続され、外側 2 本は MMC 内部の Field Line に接続されている。

② MMC と熱浴を繋ぐ Au ワイヤ

銅セットアップを熱浴として、MMC と熱アンカーを取ることで、信号を取得した際の温度上昇を適切な時間で熱平衡状態に戻す役割がある。接続しているワイヤを増やすと減衰が早くなるが、温度変化が熱浴に吸収されてしまい、測定感度が低下する可能性がある。今回の試験では、1 Hz 程度の事象レートを想定しており、信号を早く減衰させる必要は少ないため、Au ワイヤー 1 本のみで熱アンカーを取っている。

③ MMC と Au 薄膜を繋ぐ Au ワイヤ

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。この部分の Au ワイヤーは他のものと異なり、焼なまし加工がなされている。焼なましによって結晶粒が大きくなることで、電子が散乱される頻度が減少し、電気抵抗が低下する。結果として、信号損失が減少し、高周波信号の伝達を改善することができる。

④ MMC と SQUID を繋ぐ Al ワイヤ

MMC で得た磁束変化を SQUID に伝える役割を持つ。ここから SQUID 内部の Sensor

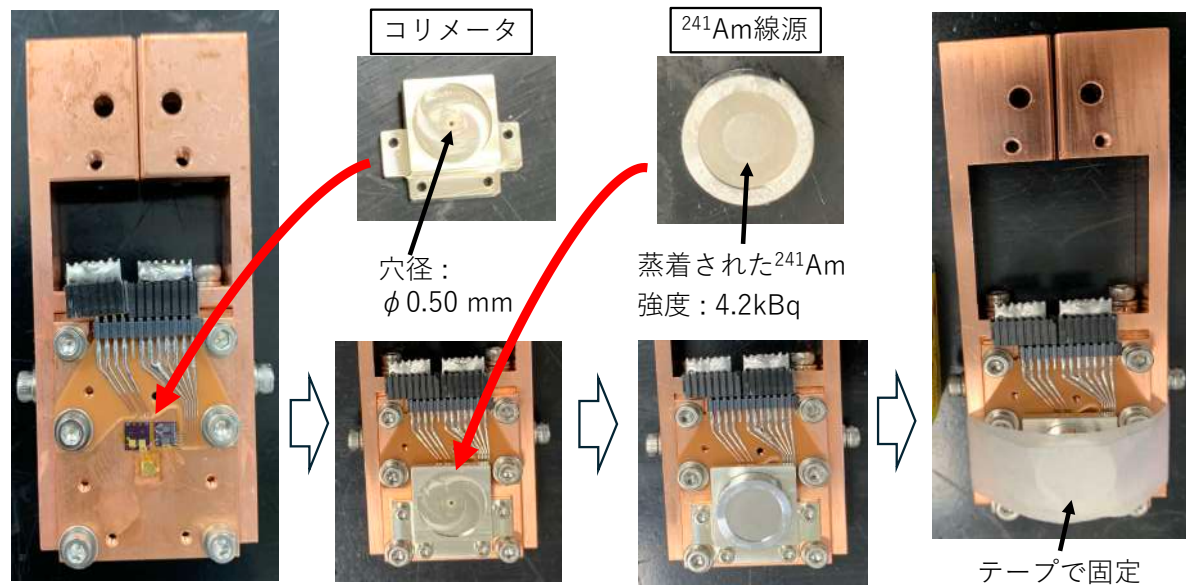


図 5.5: 測定セットアップにコリメータと ^{241}Am 線源を取り付けた様子

SQUID で磁束変化を読み取ることになる。

⑤ SQUID と熱浴を繋ぐ Au ワイヤ

SQUID の熱浴との熱接触をとる。この部分は MMC と違い、SQUID は極低温の一定温度下で安定動作させる必要があるため温度変化が生じないように熱浴としっかり接触させるように複数のワイヤで熱アンカーを取っている。

⑥ SQUID と基板を繋ぐ Al ワイヤ

SQUID の操作と、得られた信号を伝達する役割を持つ。

線源は ^{241}Am を使用した。強度 4.2 kBq の線源を穴径 0.5 mm, 厚さ 2 mm のコリメータ上に設置し、カウントレートが 1 Hz になるよう配置した。Au 薄膜の中央に放射線を照射できるように線源-コリメータのアラインメントを調整した (図 5.5)。

用意したセットアップを Al のボックスで覆った。Al は測定時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遮蔽することができる。SQUID は磁場変化に敏感であるため、磁場遮蔽は非常に重要である。完成したセットアップを ADR にマウントしインストールした (図 5.6)。

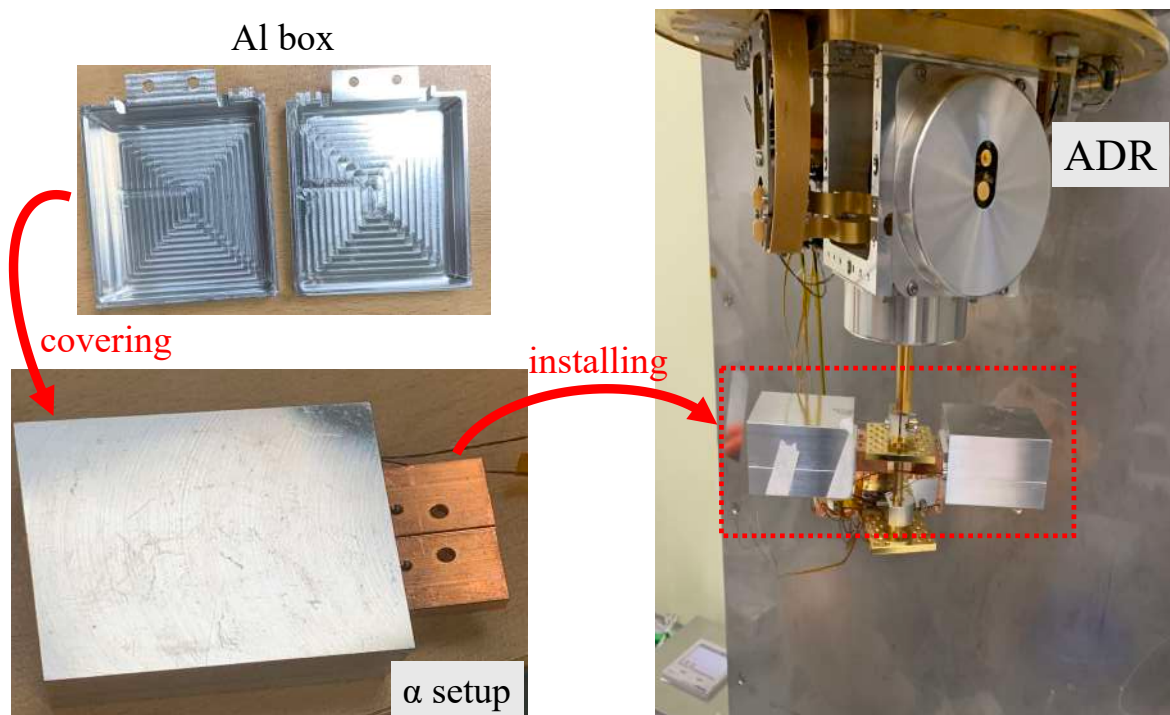


図 5.6: Al ボックスで覆った α セットアップを ADR にインストールする様子

5.3 測定準備

α セットアップのインストール後、ADR で冷凍を開始した。MMC の波形取得の前に Field injection と SQUID チューニングを行う必要がある。測定セットアップの全体図を図 5.7 に示す。Field injection ではパルスジェネレータからパルス信号を MMC に送り、MMC 内にループ電流を生成する。MMC の準備が整ってから SQUID で信号を読み出す準備を行う。この行為を SQUID チューニングという。チューニングの信号は制御用 PC から Magnicon 社の SQUID ユニットから信号を送る。SQUID からのアウトプット信号を Magnicon unit を介してオシロスコープに信号を送り、オシロスコープの信号を制御用 PC で観測した。オシロスコープは National Instruments の PXIe-5122 を使用した。この章では Field injection と SQUID チューニングについて説明を行う。

5.3.1 Field Injection

MMC は Filed line 上のループ電流によって Au:Er 合金の磁化変化を読み取る。このループ電流を作る操作のことを Field Injection と呼ぶ。Field Injection の順序を以下に示す (図 5.8)

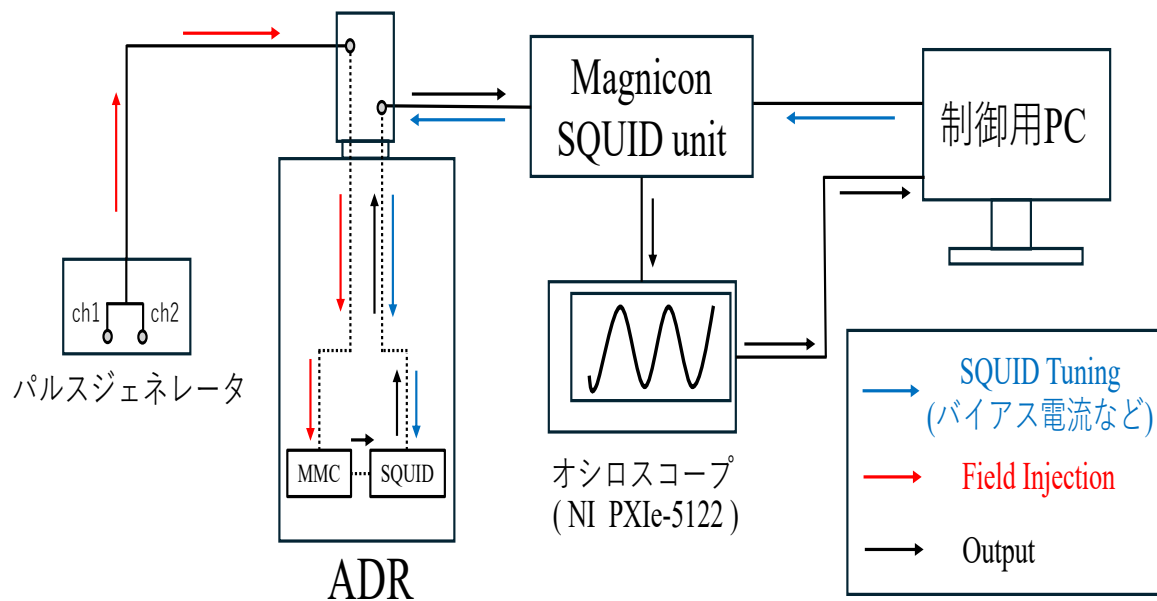


図 5.7: ADR を使った超伝導センサーのセットアップ。赤字は MMC への Injection 信号を示す。青字は SQUID に送る信号を示す。黒字は出力信号を示す。MMC-SQUID から室温に取り出し、

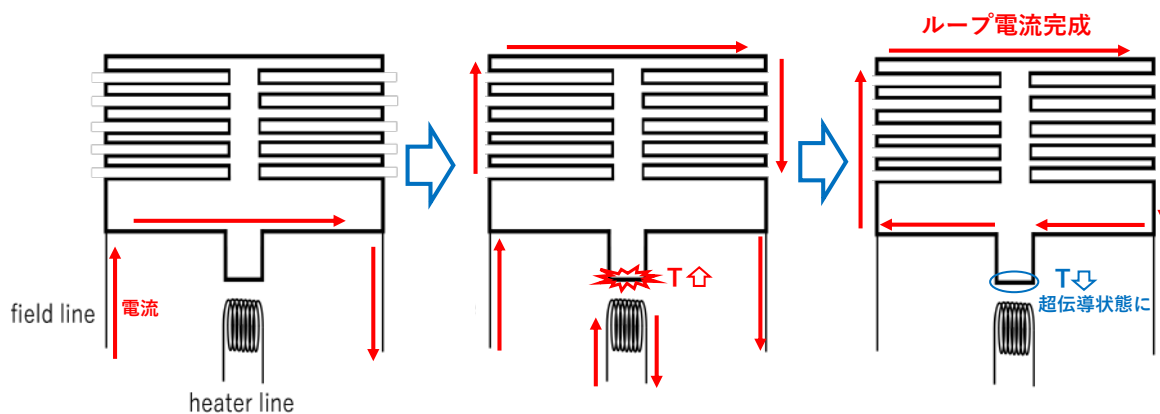


図 5.8: Field Injection 概要図

まず Field line にパルス電流を流す。抵抗が大きい蛇行回路の方には流れず、最短経路を通ることになる。次に Heater line のコイルにパルス電流を流す。Field line の一部が一定時間温められ、超伝導状態が壊れる。抵抗が大きくなった部分でなく、蛇行回路の方に電流が流れる。時間が経って温められた部分が冷え、再び超伝導状態になるとこの部分に電流が流れループ電流が形成される。超伝導状態で Field line は抵抗値が 0 になるた

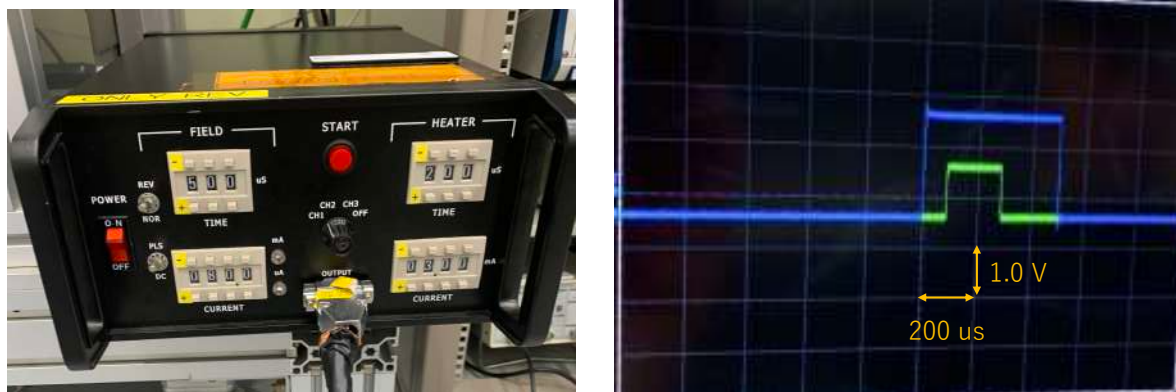


図 5.9: (左) Field Injection に使用したパルスジェネレータ。2 ch 同時にパルス電流を発生させることができる。(右) 発生させたパルス電流の出力例。青色は Filed line に、緑色は Heater Line に接続する。縦軸は抵抗を使って電圧に変換して表示している。

め、ループ電流は外部的な要因がない限り半永久的に維持され、長時間の測定が可能である。

5.3.2 実際の操作

Field Injection を行う際、パルス電流を発生させるパルスジェネレーターを使用した。安定したループ電流を生成するために、流すパルス電流の電流値とパルス幅を変化させていった。特に Heater line は不可をかけ過ぎるとヒーターが焼き切れる恐れがあるため、細心の注意を払い、少しずつ電流値を変化させ Injection を行なった。Field line に電流値 100 mA, パルス幅 500 μ s、Heater line に電流値 2.8 mA, 200 μ s のパルス電流を流したとき、ループ電流の生成に成功したことを確認した。

5.3.3 SQUID チューニング

SQUID の出力信号は周期的に変化する。この変化が最大になり、かつ線形性が保たれるように動作点を調整する必要がある。この作業を SQUID チューニングという。SQUID は Magnicon 社の XXF-1 SQUID を使用した。XXF-1 は磁束変化検出用と信号増幅用の二つの dc-SQUID を使用した 2 ステージ SQUID センサーである。SQUID チューニングの手順について説明する。Magnicon 社の SQUID Viewer というアプリケーションでバイアス電流や電圧、磁束などの調整を行なった (図 5.10

1. Amp SQUID の調整

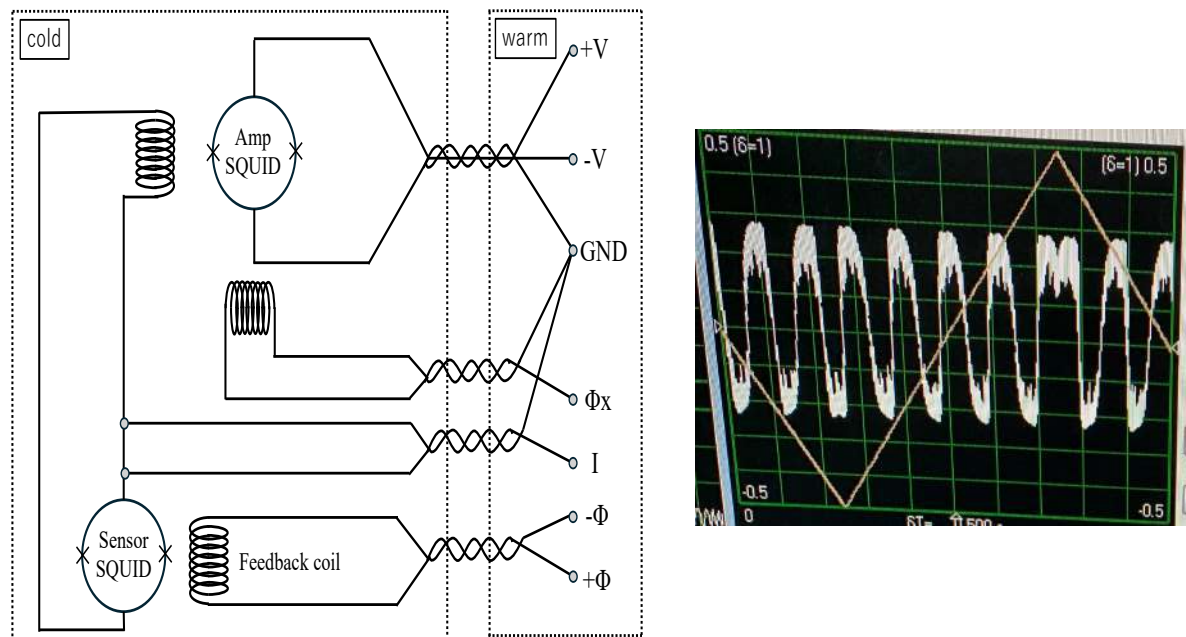


図 5.10: (左)2 ステージ SQUID の回路図。(右)SQUID チューニング後の V-t 信号。白色はアウトプット信号、オレンジ色はチューニングで使ったジェネレータ信号。

外部磁束 Φ_x を印加し、バイアス電流 I_b を図 5.10 の $+V$ から流し、SQUID の出力電圧が最大になるように I_b を調節する。

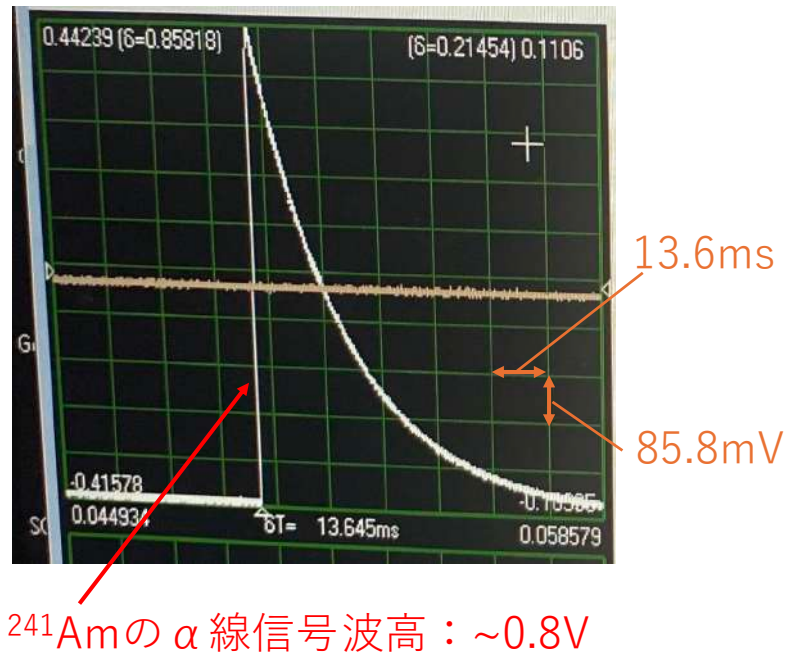
2. Sensor SQUID の調整

フィードバックコイルから磁束 Φ_b (図 5.10 の $-\Phi$, $+\Phi$ から) を Sensor SQUID に印加し、電流 I を流す。外部磁束 Φ_x と図 5.10 の $+V$ から V_b を印加し調整することで SQUID の出力信号を平行移動できる。出力信号の傾きが最も大きい場所が、動作点になるように Φ_x と V_b を調整する。

5.4 測定データ

動作点を決定したのち、オシロスコープを用いて波形の取得を行った。波形取得は National Instruments 社の PXIe-5122 を使用した。得られた ^{241}Am の α 線信号を図 5.11 に示す。

測定条件はサンプル点は 40000、サンプリングタイムを $2.5\mu\text{s}$ /サンプルとして、1 事象あたり 100 msec の信号を記録した。トリガーは、20 mV とした。これは約 130 keV にあたる。取得したイベント数は表 5.1 に示す。



^{241}Am の α 線信号波高：~0.8V

図 5.11: 得られた α 線信号。60 mK 測定時のもの。

表 5.1: 測定したイベント数

50 mK	60 mK	70 mK
3302	24840	31829

50 mK, 60 mK, 70 mK で得られた波形を図 5.12 に示す。図 5.12(a) より、温度が低いほどゲインが高いことがわかる。温度が下がるほど熱容量が小さくなり、エネルギーを吸収した際の温度上昇量が大きくなるためだと考えられる。立ち上がりと減衰時間は温度が低くなるほど長くなる。このような結果となる原因としては、立ち上がりの傾きは一致しており、温度が低くなるほどゲインが大きくなるため信号の最大値まで達する、ベースラインに戻る時間が長くなるためだと考えられる。そして、どの波形に対してもある一定の高周波ノイズが乗っていることがわかる。

5.4.1 エネルギースペクトル

ベースラインを決定し、そこから波形の最大値の差をパルスハイトとし、エネルギースペクトルを作成した。ベースラインは、信号の立ち上がり直前のデータを使用すると、エネルギースペクトルの揺らぎが小さくなる傾向が見られた。ただし、1点のみでベースラインを取るとその点自体の揺らぎがパルスハイトに大きく影響を与えることがわかった。

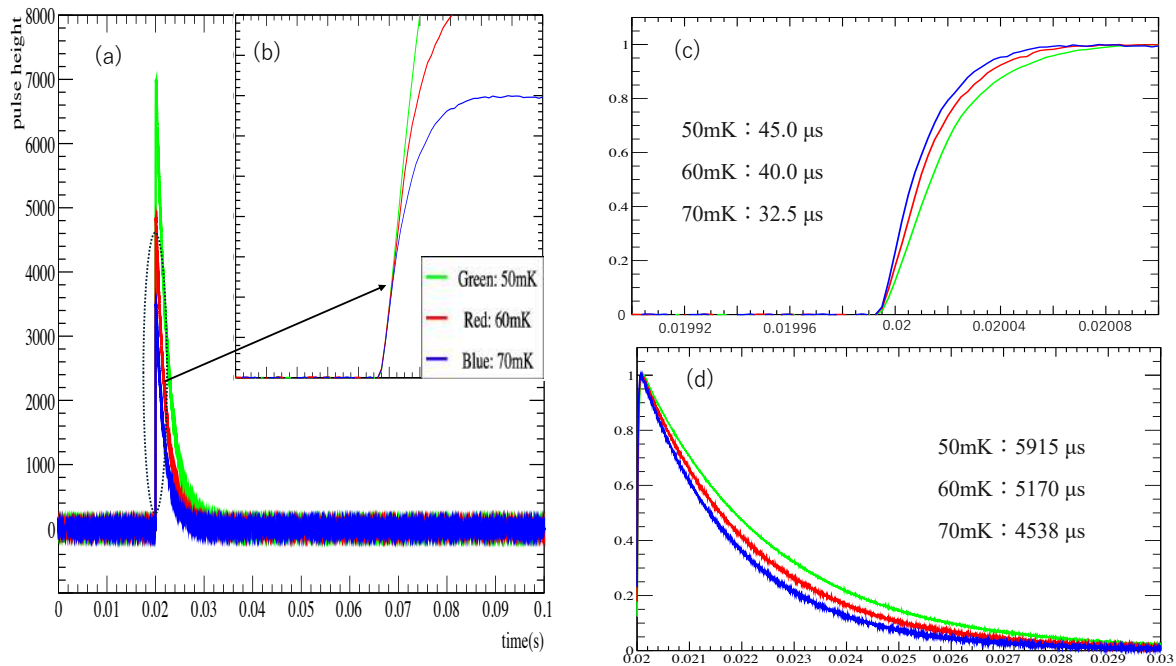


図 5.12: (a)50mK,60mK,70mK の波形 (b) 信号の立ち上がり部分の拡大図 (c) 規格化した信号の立ち上がり部分 (d) 規格化した信号の減衰部分

グラフは全てベースラインを統一している。(b) から波形の立ち上がりの傾きが一致していることがわかる。(c)(d) は波形の最大値を規格化して重ね描きしている。

よって、立ち上がり直前のデータを使いつつ、そこから離れすぎない範囲で平均化しベースラインとする必要がある。波形データは、40000 点で構成されており、7996 番目のデータ点が立ち上がりのタイミングとなっている。立ち上がり直前の 7995 点目から 0 点目に向けてパルスハイトの平均値を計算した。これをベースラインと定義しパルスハイトの揺らぎとのグラフを作成した。図 5.13 に示すように、平均数が 10 まで揺らぎは減少し、20~60 付近では大きく揺らぎが変わらず、その後緩やかではあるが上昇していくことがわかった。最も揺らぎが小さくなった 7960 番目から 7995 番目までの 36 点の平均値をベースラインとして採用することとした。

^{241}Am は、主として $E=5486\text{ keV}$, 5443 keV , 5388 keV の 3 種のエネルギーの α 線を放出する (図 5.14)。この 3 種と思われるピークにフィッティングを行い、この 3 点とゼロ点 (Baseline) でエネルギー較正を行った (図 5.16)。作成したヒストグラムは、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、クリスタルボール関数というガウス関数とテールを持った関数を組み合わせたものをフィッティングで使用した。これは α 粒子が検出器に入る前に、線源の表面や Au 薄膜の汚れなどを通過するとエネルギーを失い、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

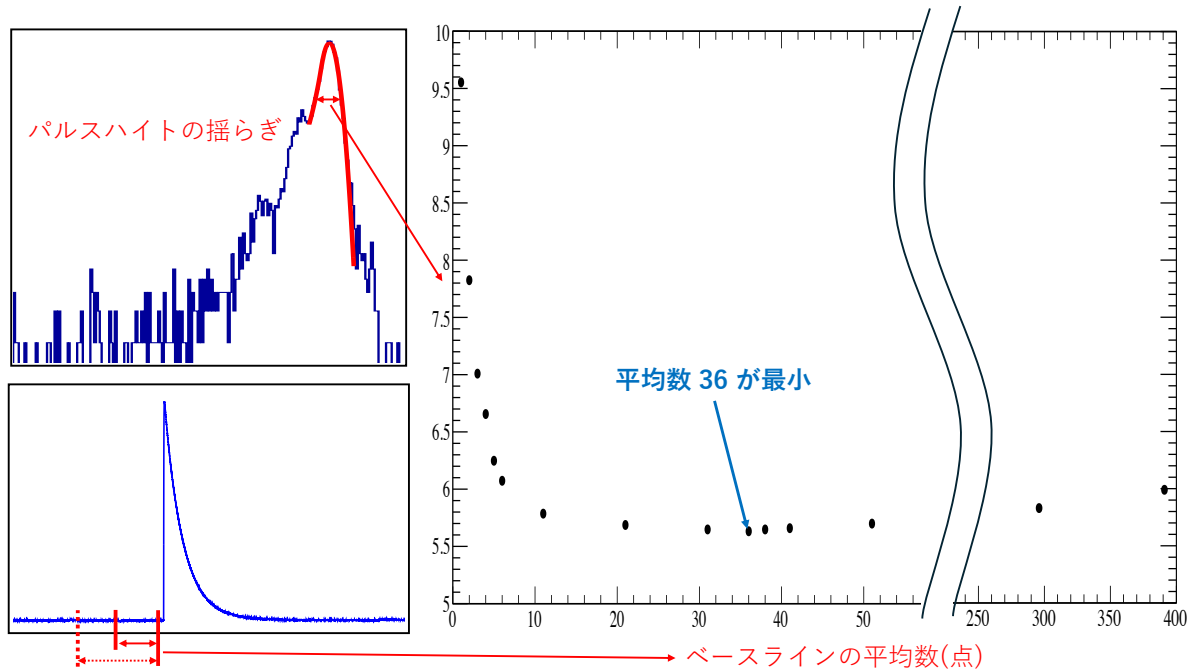


図 5.13: ベースラインに使用するデータ点の数とピーク値のパルスハイトの揺らぎの関係。

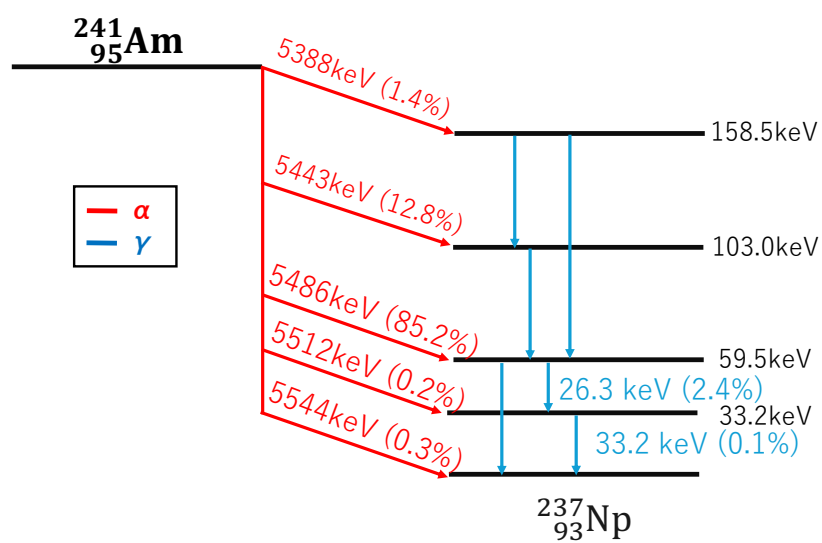


図 5.14: ^{241}Am の崩壊図

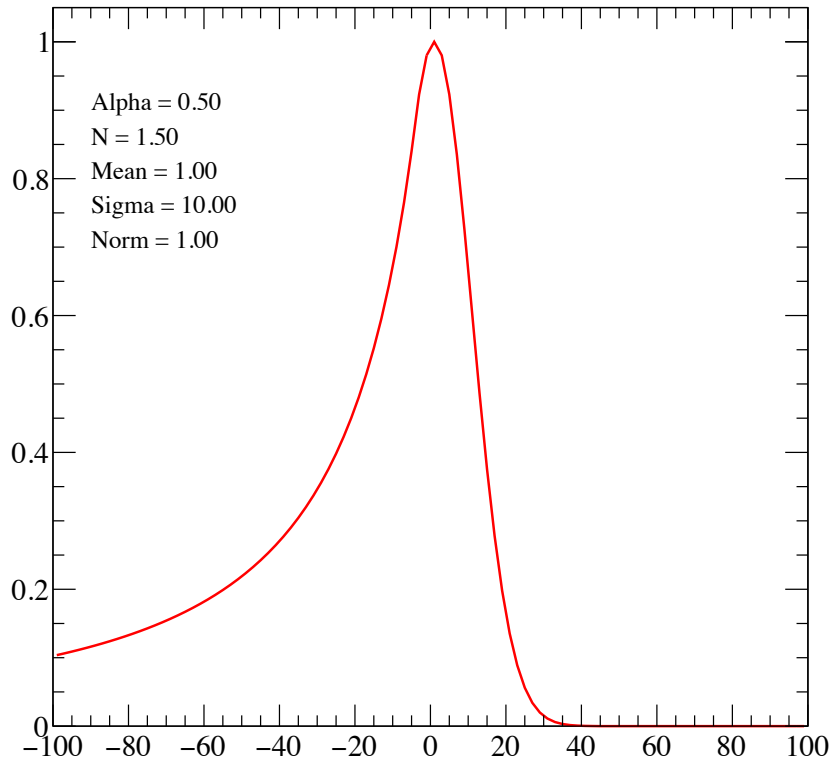


図 5.15: クリスタルボール関数。負の方向にテールを引くガウス関数

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 は閾値で、この値の前後でガウス関数とテール関数に切り替わる。 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 5.15 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。

温度条件が 50 mK, 60 mK, 70 mK 環境下で得られたエネルギースペクトルを図 5.17 に示す。70 mK では 4 つのピークが見られた。50 mK では 5338 keV のピークが見られないが、これは測定したイベント数が少ないためだと考えられる。60 mK のエネルギー

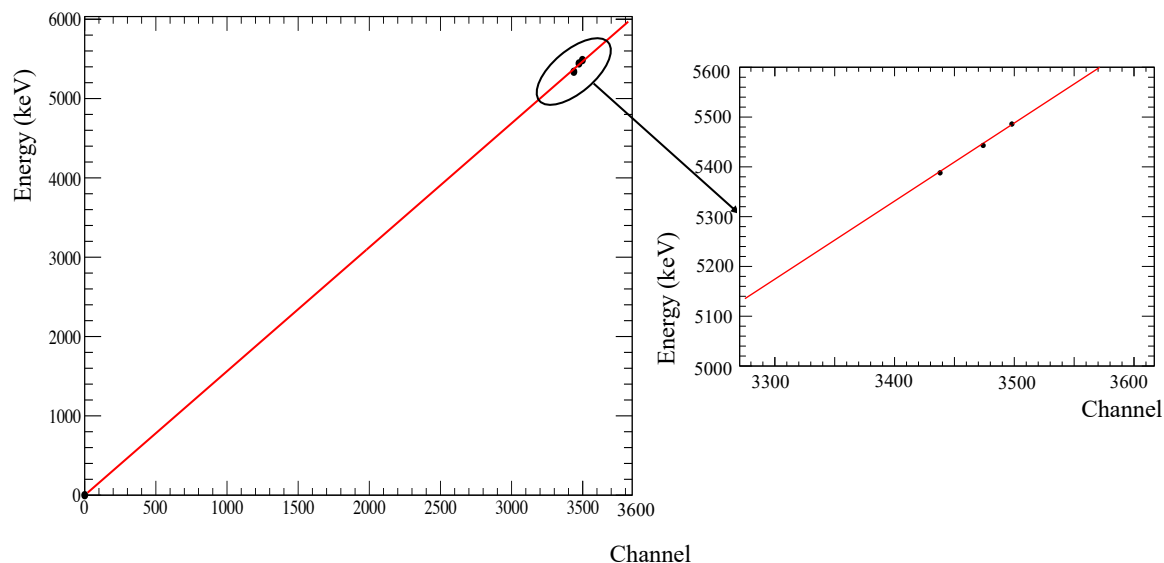


図 5.16: 70 mK のエネルギー較正

スペクトルは1本しかピークが見られず、エネルギー分解能も著しく悪いことがわかった。60 mK の温度条件下では、2 日間測定しているため、測定中のゲイン変動の影響が大きいと考えた。そこで、60 mK のデータでゲイン変動の調査を行った。

ゲインをパルスハイト (ベースラインと最大値の差) とし、横軸をイベントナンバーとして 50 mK, 60 mK, 70 mK でグラフを作成した。測定された事象は、ほとんどが ^{241}Am であるため、カウントレートは 1 Hz で一定である。そのため、イベントナンバーは、測定開始からの時刻 (秒) 対応する。図 5.18 に示す通り、50 mK, 70 mK にもゲイン変動が見られるが、60 mK は特に激しい変動が見られた。イベントナンバー 0~20000 程度までは MMC のループ電流が消失するまでのデータでそれ以降は再 Injection 後のデータである。再 Injection 後のデータは比較的変動が緩やかなことから、最初のループ電流は不安定で測定値が不連続になっているのではないかと考えた。よって 20000 イベントの前後でエネルギースペクトルを作成した。揺らぎの大きいイベントを使わないことでエネルギー分解能は改善したが、20000 イベント以降のエネルギースペクトルも 50 mK, 70 mK と比較して、まだ改善の余地があると考えた。

5.4.2 ノイズ除去

同様な測定セットアップで 15 mK での測定を行った際、5486 keV の $^{241}\text{Am}\alpha$ ピークのエネルギー分解能は FWHM:1.2 keV という結果が得られている (文献 [14] .p78)。それよりも低温での測定であるため、より良い分解能が得られると予想していたが、予想に反して大きい分解能が得られた。分解能の悪化は波形にのっている高周波ノイズに影響を

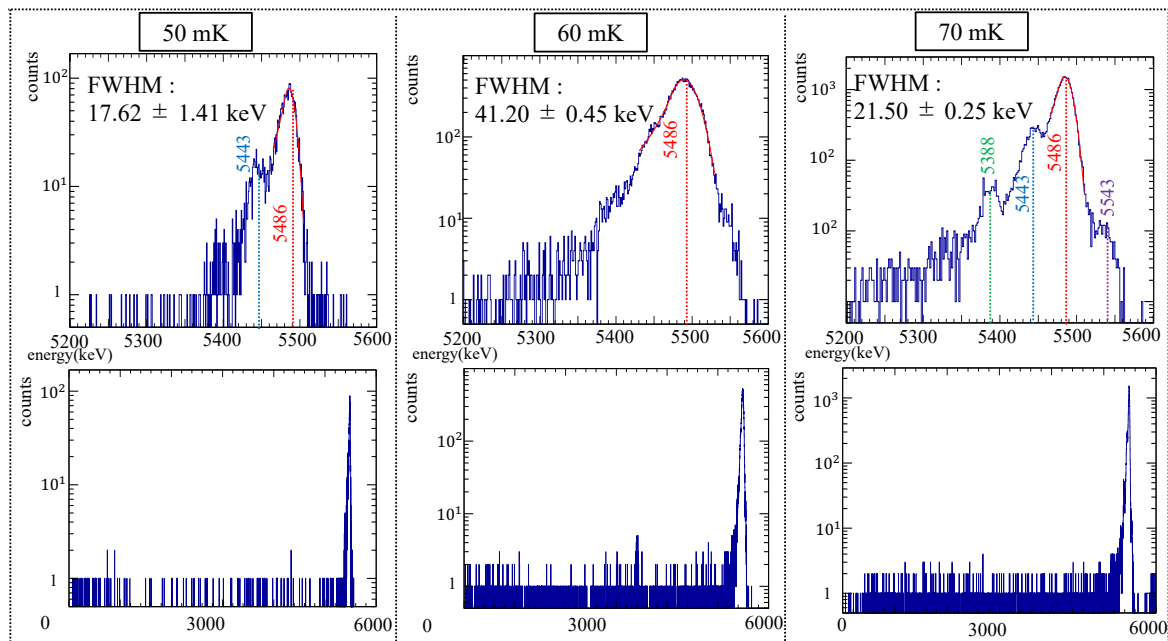


図 5.17: 温度条件 50 mK, 60 mK, 70 mK でのエネルギースペクトル。上図は拡大図 (5200 keV~5600 keV)。FWHM はすべて 5486 keV の値。70 mK では 5544, 5486, 5443, 5338 keV の 4 本のピークが見られるが、他 2 つの温度では見られない。

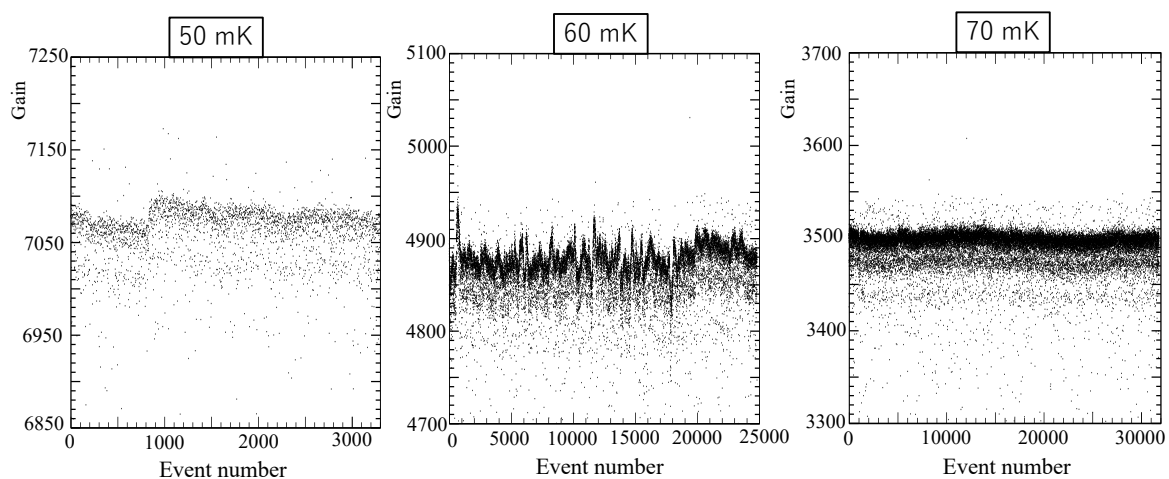


図 5.18: 50 mK, 60 mK, 70 mK のゲイン変動。60 mK での測定を初めに行い、次に 70 mK, 50 mK の順で測定を行った。横軸のイベントナンバーは、測定開始からの秒数を大まかに表している。

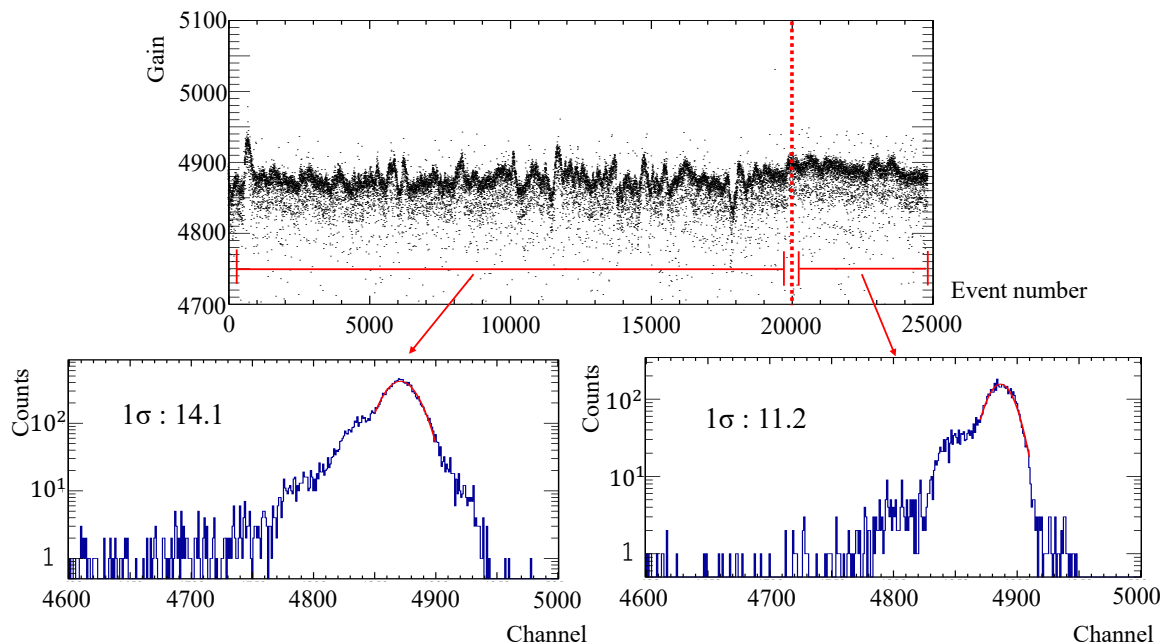


図 5.19: エネルギースペクトルの比較 (1~20000 イベントと 20001~24840 イベント)。1~20000 イベントの間は特に揺らぎが激しい。1 σ は 5486 keV の揺らぎを表す。

受けていると考えた。エネルギースペクトルを作成する際、ベースラインは立ち上がり直前の点を平均し最大値との差をとっている。ベースラインの揺らぎを軽減できれば、エネルギー分解能の改善につながると考えた。ベースラインの揺らぎが信号の最大値をとる時に与える影響について調査を行った。ベースラインを信号が立ち上がる直前の 50 点を平均したものとし、波形の 0 番目のデータとの差をとったものをヒストグラムとして作成した。信号の最大値も同様にして 0 番目のデータの差をとってヒストグラムを作成している。0 番目のデータとの差をとる理由としては、ゲイン変動による影響を軽減するためである。比較した結果が図 5.21 のようになった。ベースラインの揺らぎを σ_{base} 、信号の最大値の揺らぎを σ_{max} 、それら以外の検出器固有の揺らぎを σ_{etc} とすると、信号のパルスハイトの揺らぎ σ_{PH} は、

$$\sigma_{\text{PH}} = \sqrt{\sigma_{\text{max}}^2 + \sigma_{\text{base}}^2 + \sigma_{\text{etc}}^2}$$

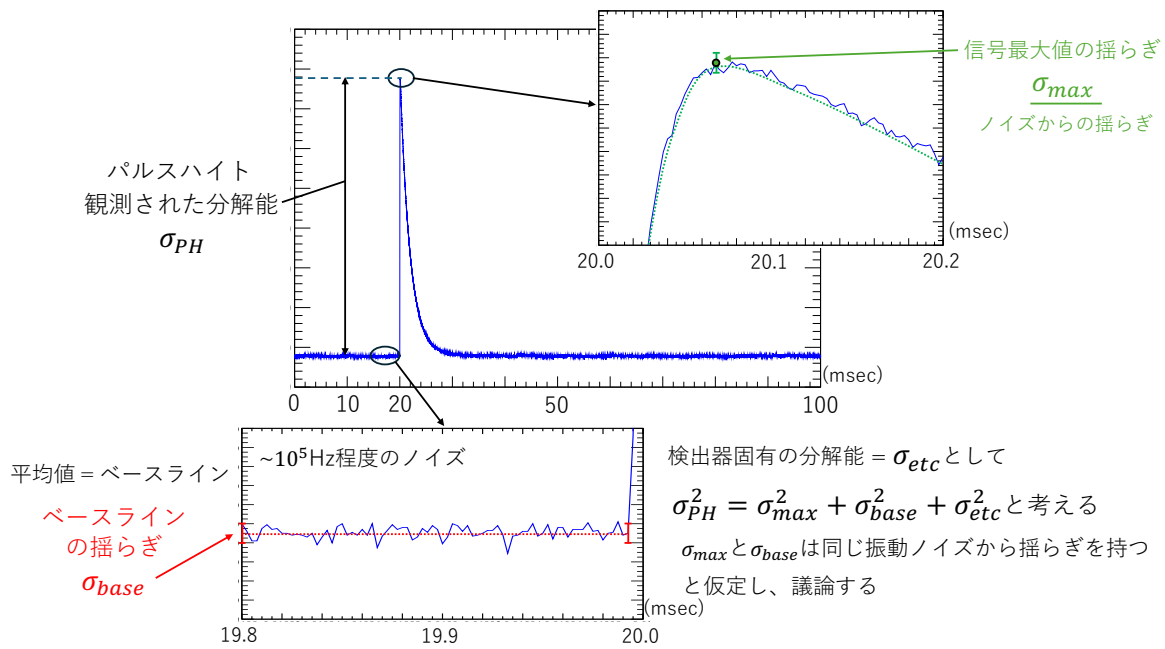


図 5.20: 揺らぎの議論

と表されるか考える。ここで同じ振動ノイズから来るであろう揺らぎ σ_{max} , σ_{base} は等しいと仮定する。 $\sigma_{max} = \sigma_{base} = \sigma_{noise}$ とすると、

$$\begin{aligned}\sigma_{PH} &= \sqrt{2 \cdot \sigma_{noise}^2 + \sigma_{etc}^2} \\ 5.71 &= \sqrt{2 \cdot 2.61^2 + \sigma_{etc}^2} \\ 32.6 &= 13.6 + \sigma_{etc}^2 \\ \sigma_{etc} &= 4.36\end{aligned}$$

と与えられる。よって、 σ_{noise} が σ_{PH} に与える影響は 41.8% と計算できる。このノイズの揺らぎを改善することができれば、エネルギー分解能が大きく改善することが期待される。

5.4.3 高速フーリエ変換 (FFT)

ベースラインの揺らぎ改善のため、得た波形データを高速フーリエ変換し周波数成分の分析を行った。トリガーをかけずに取得したデータ (以下、ベースデータ) と、トリガーをかけたデータ (以下、シグナルデータ) の FFT 結果を比較した (図 5.22)。シグナルデータでは低周波成分が多く見られ、それ以外の部分ではベースデータと同じ周波数成分が見られた。また、50 mK, 60 mK, 70 mK それぞれのベースデータを比較した。50 mK データは他の二つに比べて、高周波に見られるピーク成分が小さいことがわかった。

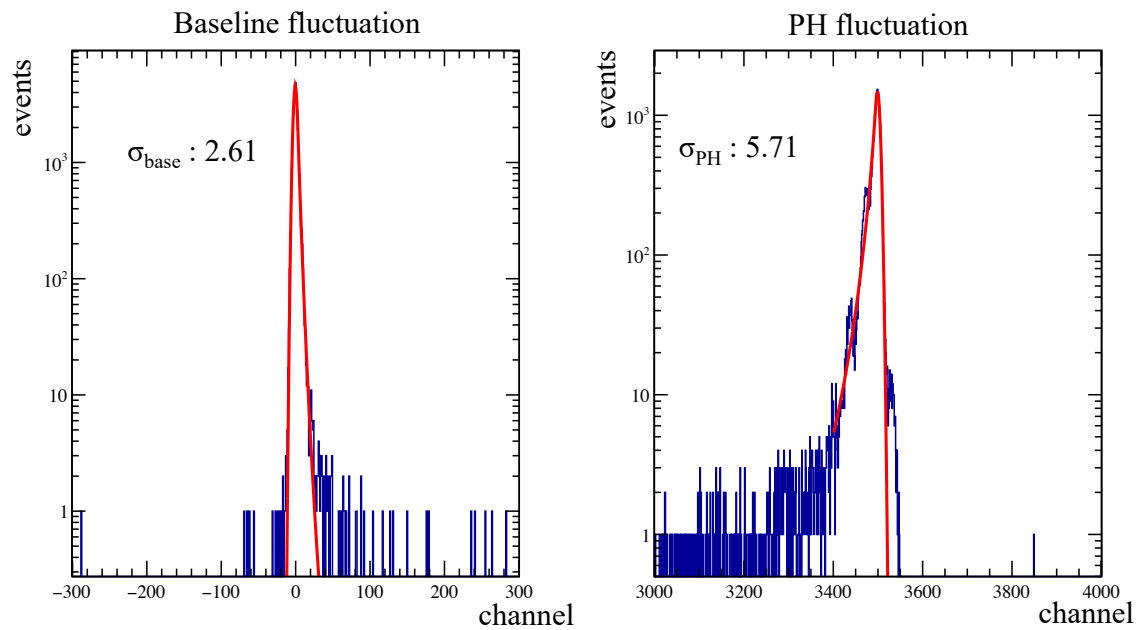


図 5.21: ベースラインの揺らぎ (左) とパルスハイトの揺らぎ (右)

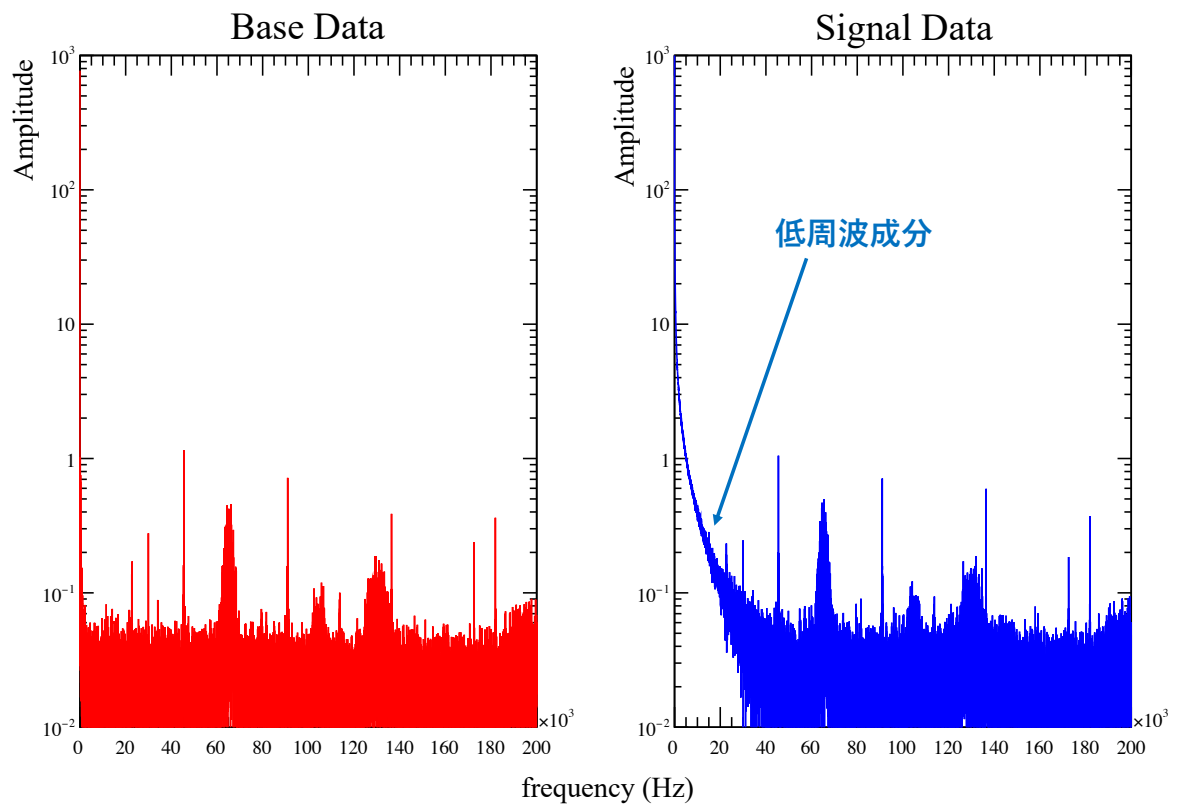


図 5.22: ベースデータ (左) とシグナルデータ (右) の FFT 結果

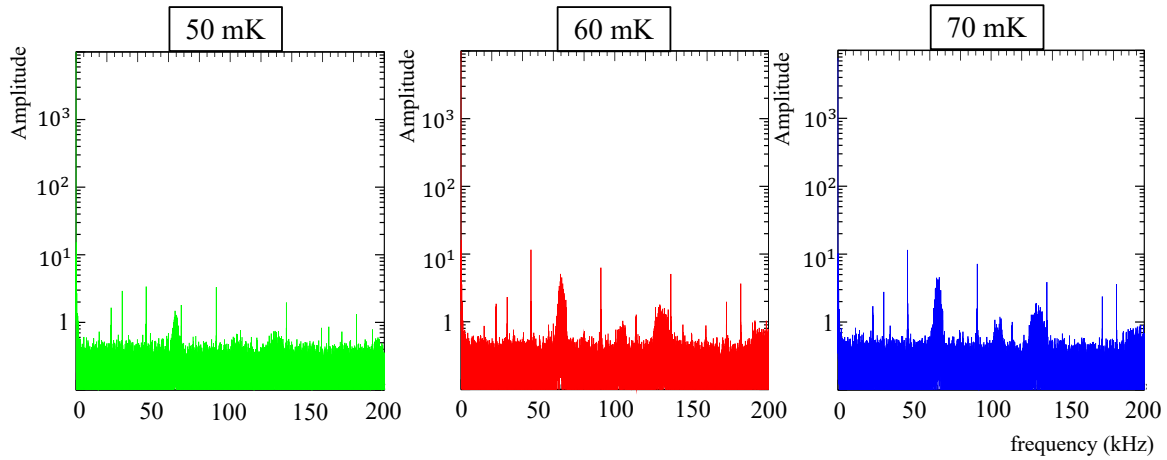


図 5.23: 50 mK, 60 mK, 70 mK のベースデータ FFT 結果。50 mK は他の 2 つに比べて高周波ノイズのピークが小さい。

ベースデータで見られる周波数成分の補正を行なった。ベースデータでかけた補正をシグナルデータに適用し、逆高速フーリエ変換 (IFFT) することで波形を確認した。結果、この補正を行うとベースラインと最大値付近に補正前には見られなかった揺らぎが見られ、エネルギー分解能が悪化することがわかった。これは幅の広いピーク成分を補正したときに顕著に現れ、この成分を小さくするだけの補正では不十分であると考えた。

次に低周波成分のみを残すローパスフィルターをかけた。あるカットオフ周波数以上の成分に 0 をかけ、それ以下は残すという補正を行った。結果、エネルギー分解能は改善した。カットオフ周波数を 1000 Hz にしたとき、分解能が最も良くなることがわかった。波形を見ると揺らぎが見られる。ある特定の周波数成分を減らしたり、ローパスフィルターをかける方法では、特徴的なピーク成分を完全に消してしまうため、波形に揺らぎが発生すると考えられる。ピーク成分を完全に消すことなく低減させるような補正を考えた。負の指数関数で高周波成分を減衰させるような補正ファクターをかける。ファクターを以下のように定義した。

$$factor = \exp\left(-\alpha \frac{f}{f_{\max}}\right)$$

ここで f は周波数、 $f_{\max}$ は周波数の最大値 ($2 \times 10^6 \text{ Hz}$) をあらわす。 α を減衰定数として最もエネルギー分解能がよくなる最適値を求めた。 $\alpha=24$ のとき最も分解能がよくなった。

50 mK, 60 mK, 70 mK で減衰フィルターをかけたエネルギースペクトルは図 5.25 のようになった。60 mK, 70 mK では大きくエネルギー分解能を改善することができた。その一方で 50 mK では改善したもの、他二つに比べると小さい。これはそれぞれの温度の FFT の結果から、50 mK は他の温度に比べノイズレベルが低く、減衰フィルターによる

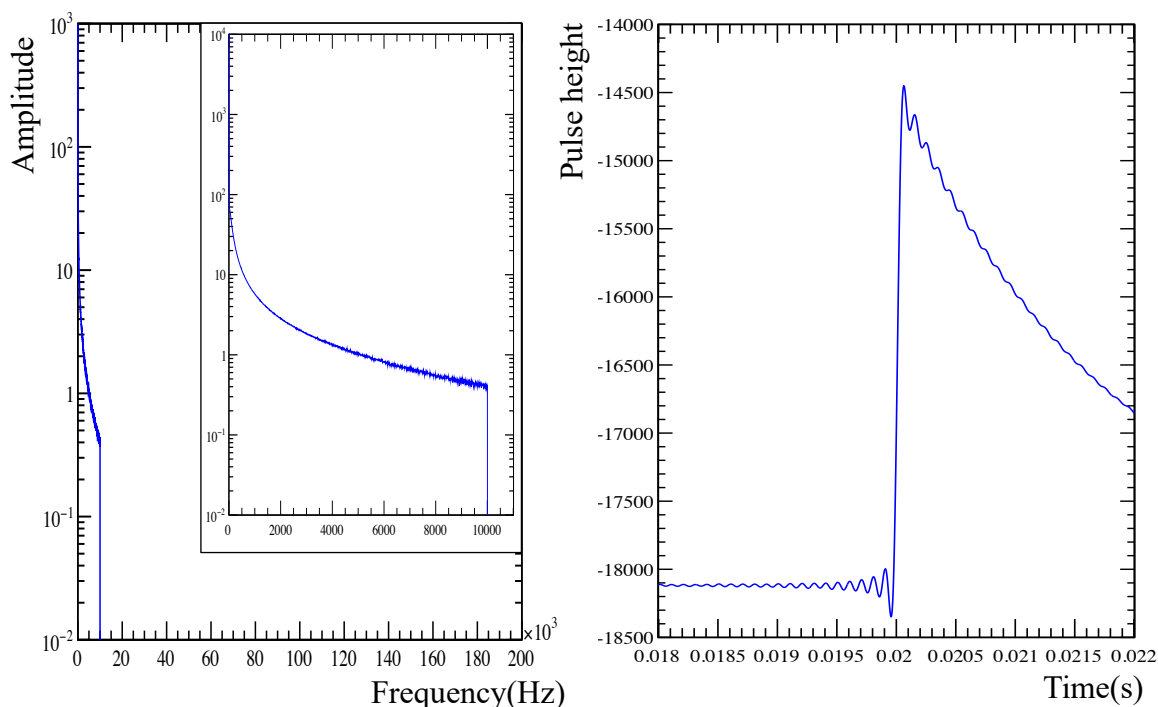


図 5.24: カットオフ周波数 10000Hz のローパスフィルターをかけた FFT 結果 (左) と IFFT 結果 (右)

高周波数ノイズの除去による影響が小さいため、改善効果が控えめなのではないかと考えている。

5.4.4 pileup の影響

5.5 予想

最終目標である CaF_2 結晶を用いた蛍光熱量計測定は、希釈冷凍機を用いて行う。ADR よりも冷凍能力に優れた希釈冷凍機では 20 mK まで冷却することができる。ADR での測定で得られた、50 mK、60 mK、70 mK のデータから 20 mK で測定した場合のデータを予想をおこなった。温度が低くなるほどゲインが大きくなるという傾向が見られたため 20 mK ではさらに信号の波高が大きくなることが期待される。熱量計で起こる温度変化は $\Delta T = \Delta E / C$ と表される。エネルギー損失は一定であるため、温度上昇量、つまりゲインは $1/C$ に依存する。ここで、極低温環境での熱容量 C は $C \propto T^3$ となることがわかっている。よってゲインの温度依存は T^{-3} に比例すると予想される。波形のベースライン (19.900 ms~19.987 ms までのデータ平均) と最大値との差をゲインとした。結果は $\text{Gain} \propto T^{-2.04 \pm 0.03}$ と予想とは異なる結果となった。しかし、エネルギー吸収の際に温

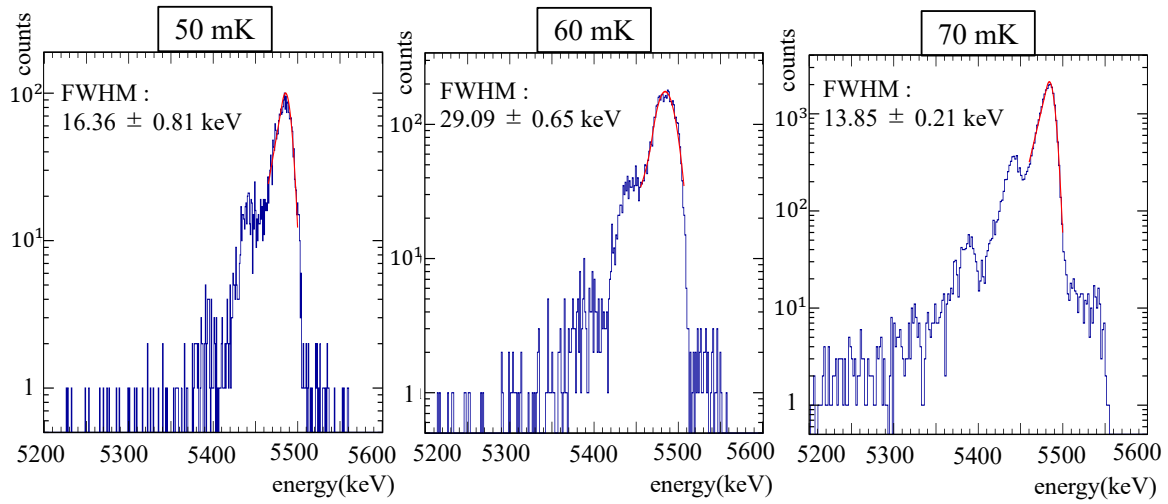


図 5.25: 減衰フィルターをかけた後のエネルギースペクトル。

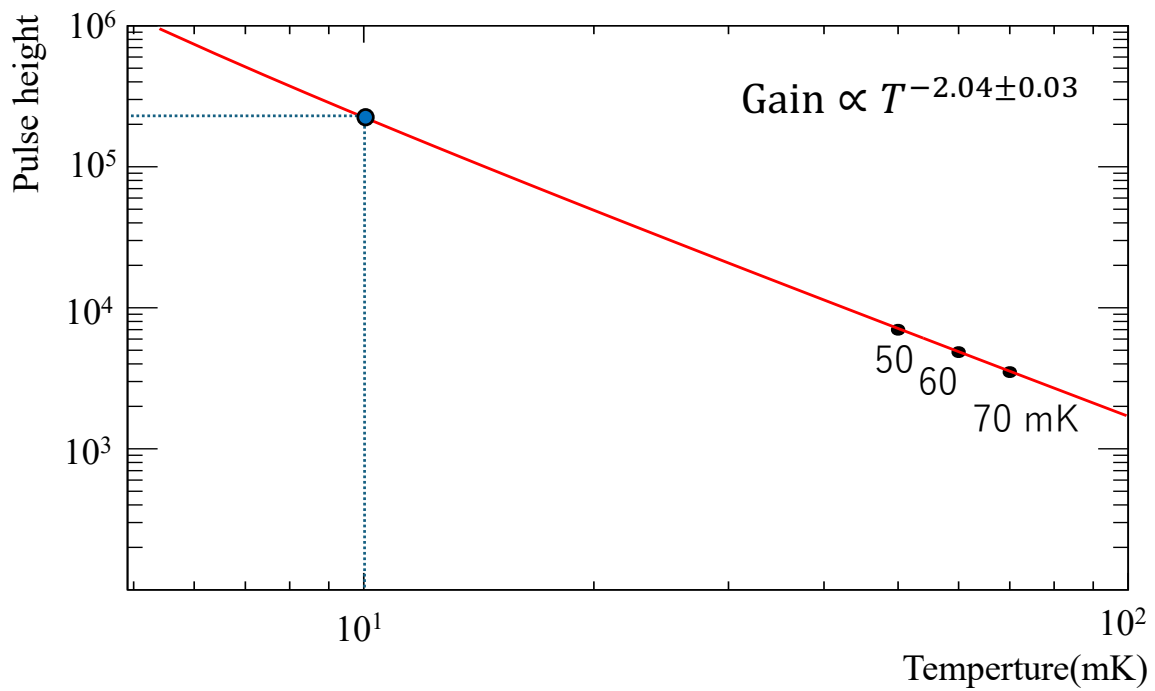


図 5.26: 温度毎のゲイン比較

度が上昇したことによって、ゲインの温度依存が T^{-3} から外れたのではないかと考えた。60 mK のとき 800 mV の波形が得られたため、10 mK の測定では 38.7 倍の 30960 mV の信号が得られると考えられる。

^{48}Ca の $0\nu\beta\beta$ 事象の測定のためのエネルギー分解能目標値は 0.5%(FWHM) である。この測定で得られたエネルギー分解能を表 5.2 となった。

表 5.2: エネルギー分解能 (FWHM)

50 mK	60 mK	70 mK
0.30%	0.53%	0.25%

エネルギー分解能では温度の依存性が見られなかったが、60 mK ではゲイン変動の影響が大きく、50 mK, 70 mK はイベント数が大きく異なるため、単純な比較はできないと考えた。

希釈冷凍機で 10 mK まで CaF_2 蛍光熱量計を冷却した場合のエネルギー分解能について推定を行う。図 5.26 より、10 mK でのゲイン $G_{10\text{mK}}$ は 70 mK のゲイン $G_{70\text{mK}}$ の 53.1 倍になることがわかった。エネルギー分解能も 53.1 倍になると仮定する。ここで、蛍光熱量計の測定では吸収体として CaF_2 の $\phi 50\text{ mm} \times 50\text{ mm}$ の円柱を使用する。 α セットアップで使用した Au 薄膜は $2\text{ mm} \times 2\text{ mm} \times 25\text{ }\mu\text{m}$ の吸収体を使用している。10 mK での熱容量をそれぞれ C_{CaF_2} , C_{Au} とすると、

$$C_{\text{CaF}_2} = 2.00 \times 10^{-9}(\text{J/K}),$$

$$C_{\text{Au}} = 1.99 \times 10^{-11}(\text{J/K})$$

と与えられている。70 mK の Au 薄膜測定でのエネルギー分解能 $\Delta E_{\text{Au}} = 13.85\text{ keV}$ から、10 mK での CaF_2 蛍光熱量計測定の分解能 ΔE_{CaF_2} は、

$$\Delta E_{\text{CaF}_2} = \frac{C_{\text{CaF}_2}}{C_{\text{Au}}} \cdot \frac{G_{70\text{mK}}}{G_{20\text{mK}}} \cdot \Delta E_{\text{Au}}$$

$$\Delta E_{\text{CaF}_2} = \frac{2.0 \times 10^{-8}}{2.0 \times 10^{-10}} \cdot \frac{1}{53.1} \cdot 13.9$$

$$\Delta E_{\text{CaF}_2} = 26.3(\text{keV})$$

よって 10 mK での蛍光熱量計測定では 0.48%(FWHM) が得られると考えられる。本研究でテストした超伝導センサーを CaF_2 蛍光熱量計に使用し、10 mK まで冷却することができれば、目標値 0.50%(FWHM) を達成できると考えられる。

第 6 章

希釈冷凍機を用いた超伝導センサー測定

IBS で測定した α セットアップを持ち帰り、希釈冷凍機で測定を行った。この章では、ADR と希釈冷凍機で測定した結果の比較と、そこで発生したトラブルと解決案、そして今後の蛍光熱量計での測定に向けた準備と課題について説明する。

6.1 希釈冷凍機

本研究で使用した希釈冷凍機は図 6.1 である。5 つのプレートで構成され、段階的に冷却し効率よく極低温環境を作り出している。希釈冷凍機ではフォアポンプ、コンプレッサー、ターボポンプ、パルスチューブ冷凍機を使用しており、これらが測定時の主な振動ノイズになると思われる。それぞれの役割を以下に示す。

- フォアポンプ
 - 役割: ターボポンプやコンプレッサーの前段として低圧環境を作る
 - 動作原理: ターボポンプやコンプレッサーが正常に動作するための圧力調整
 - 詳細: ターボポンプ単独では大気圧から高真空まで減圧できないため、フォアポンプが補助する。
- コンプレッサー
 - 役割: 希釈冷凍機の冷媒 ($^3\text{He}/^4\text{He}$) を圧縮し、低温ステージへ送る
 - 動作原理: ガスを高圧にして冷却サイクルを維持
 - 詳細: ガスを圧縮し、熱交換を通じて冷却サイクルを維持する。低温ステージでは希釈によるエンタルピー差を利用して極低温 (数 mK) を作り出す。外部

のヘリウム冷凍機（パルスチューブ冷凍機）と連携する。

- ターボポンプ
 - － 役割: 高真空を作るためのポンプ
 - － 動作原理: 高速回転するブレードによって気体を圧縮し、排気を促進
 - － 詳細: 希釈冷凍機では、 $^3\text{He}/^4\text{He}$ 混合ガスを循環させるために超高真空環境が必要である。ターボポンプは、フォアポンプでは到達できない 10^{-3} mbar 程度の高真空を作り出すことができる。
- パルスチューブ冷凍機 (PTR)
 - － 役割: 希釈冷凍機のプレクーリング
 - － 動作原理: コンプレッサーが 高圧ヘリウムガス (約 10~20 bar) を送り込み、圧縮・膨張サイクルを利用して冷却する。
 - － 詳細: 希釈冷凍機は 数 mK の超低温を作り出すが、その前に $^3\text{He}/^4\text{He}$ の冷却が必要。PTR は約 4 K まで予冷を行い、ヘリウムガスを凝縮させて循環を開始できるようにする。PTR がなければ、希釈冷凍機は動作できない。コンプレッサーとセットで使用される。

これら 4 つのポンプを使って希釈冷凍機を動作させる。カンを閉めた後真空ポンプで、 10^{-3} mbar まで真空引きを行う。PTR で予冷を行い、30 時間程で 4 K 付近まで達する。最後に希釈冷凍機の Dilution を開始し、~4 時間ほどで極低温 (~20 mK) まで達する。

6.2 冷凍機ワイヤリング

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、測定された信号を取り出す必要がある。信号読み出し用のケーブルは CuNi ケーブルを使用した。CuNi ケーブルは純銅のケーブルに比べ熱伝導率が低く、極低温環境でも安定しているため、希釈冷凍機での使用に適している。使用したケーブルのパラメータは、電気抵抗率 $2.50 \Omega/\text{m}$ 、ケーブルの径 0.16 mm となっている。

MMC に繋ぐための 4 本と、SQUID に繋ぐための 7 本をそれぞれ組にしてツイストしている。これによって、ケーブル内を電流が通った際に発生する磁場を打ち消すことができる。ケーブルを室温から冷凍機内に通すうえで、熱流入の影響を最小限に抑える必要がある。図 6.2 のような銅の L 字プレートにネジを止めケーブルを巻きつけた。その周りを熱伝導性が良い接着剤 (Stycast2850) で止め、ケーブルの熱効率を高めた。この熱アンカーは 5 つ全てのプレートで実施している。ケーブルをインストールする前は 15 mK まで冷凍できた。インストール後は最低温度 19 mK まで達し、20 mK での安定した測定が可能となった。

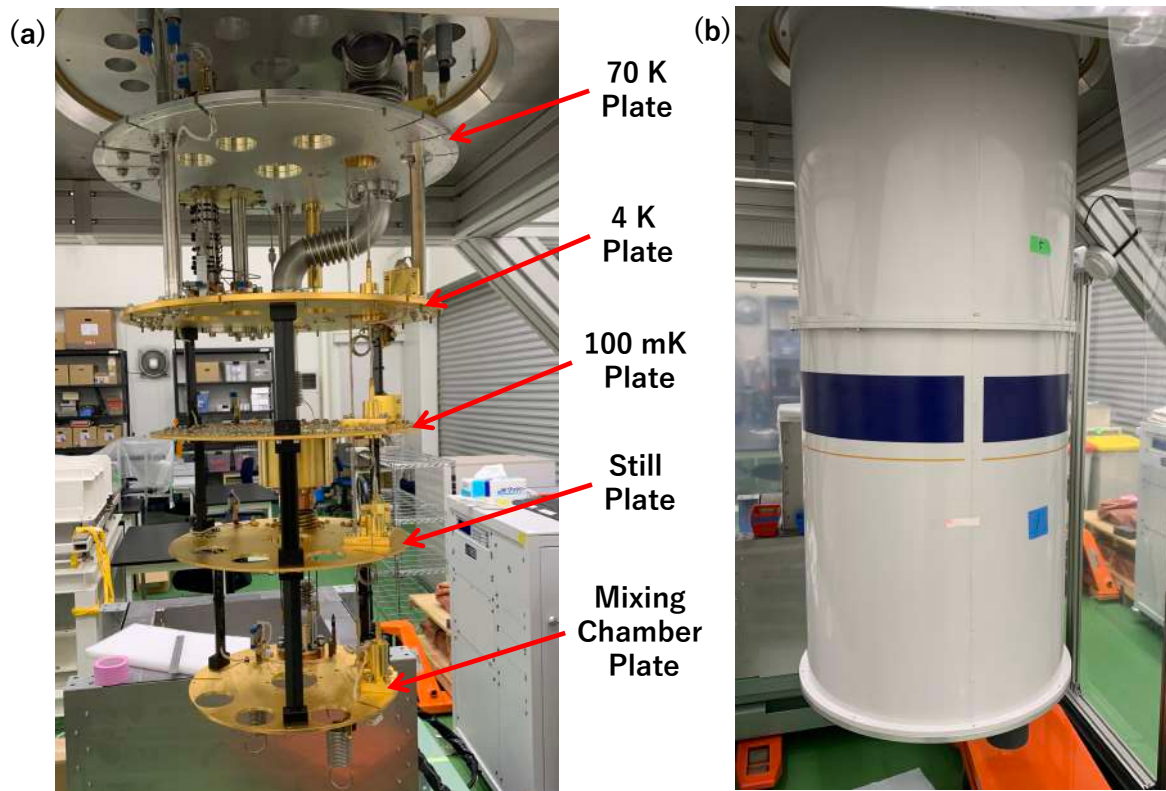


図 6.1: (a) 希釈冷凍機のプレート配置、(b) カンを閉めた希釈冷凍機

冷凍機内から室温へケーブルを取り出す部分に図 6.3 のようなコネクタボックスを作成した。冷凍機とコネクタボックスの間には O-ring を挟み、外気が入らないようにしている。

6.3 測定

希釈冷凍器で 20mK まで冷却し、IBS から持ち帰った α セットアップの測定を行った。 α セットアップと外部磁場遮蔽の Al 箱は IBS での測定時と同じものを使用した。 α 線源は IBS 測定と同じく ^{241}Am を用い、Al 小片に接着している。コリメータとスペーサーを作成して、カウントレートが 1 Hz になるように調整した (図 6.4)。MC プレートに取り付けるための治具を新たに作成しプレートに固定した。取り付け用治具は無酸素銅で作成し、MC プレートとセットアップの熱接触を取っている。 α セットアップのケーブルは MC プレートにあるコネクタパネルに接続され、向かい側のケーブルが冷凍機の各プレートで熱接触がとられ、室温部までつながっている (図 6.5)。

Field Injection はマルチファンクションジェネレータを使い、2 ch 同時にパルス電圧を発生させた。IBS での実験時と同じ電流値が流れるように、ケーブルの抵抗値から

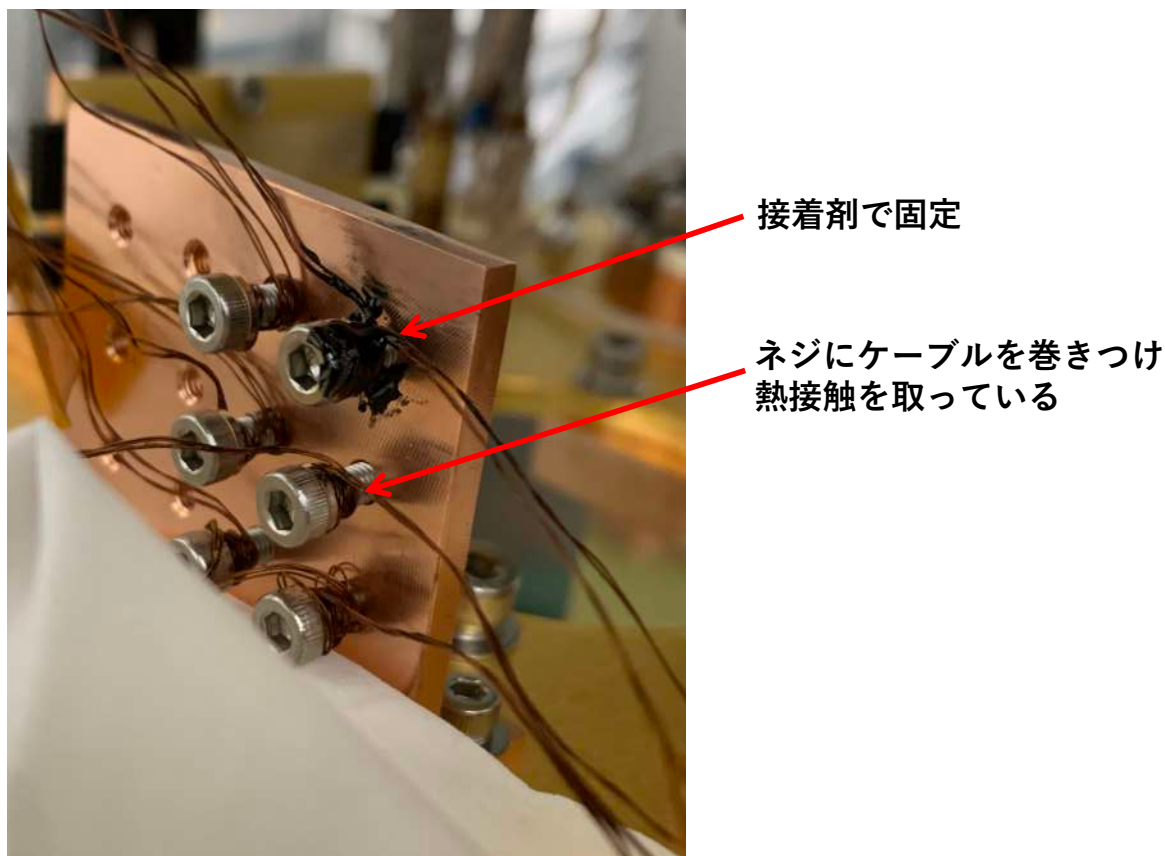


図 6.2: 熱アンカーの様子

電圧を決定した。MMC の Field line の抵抗値が $12\ \Omega$ 、Heater line の抵抗値が $35\ \Omega$ と測定された。Field line, Heater line に流すパルス電圧は表 6.1 のような値で流した。最終的に Field line の電圧値 $1.0\ \text{V}$ 、パルス幅: $500\ \mu\text{s}$ 、Heater line の電圧値 $0.08\ \text{V}$ 、パルス幅: $200\ \mu\text{s}$ で Injection に成功した。

表 6.1: Field injection で使用したパルス電圧のパラメータ

	Field line		Heater line	
	電圧値 (V)	パルス幅 (μs)	電圧値 (V)	パルス幅 (μs)
初期値	0.50	500	0.05	200
成功値	1.00	500	0.08	200
目標値	1.00	500	0.10	200

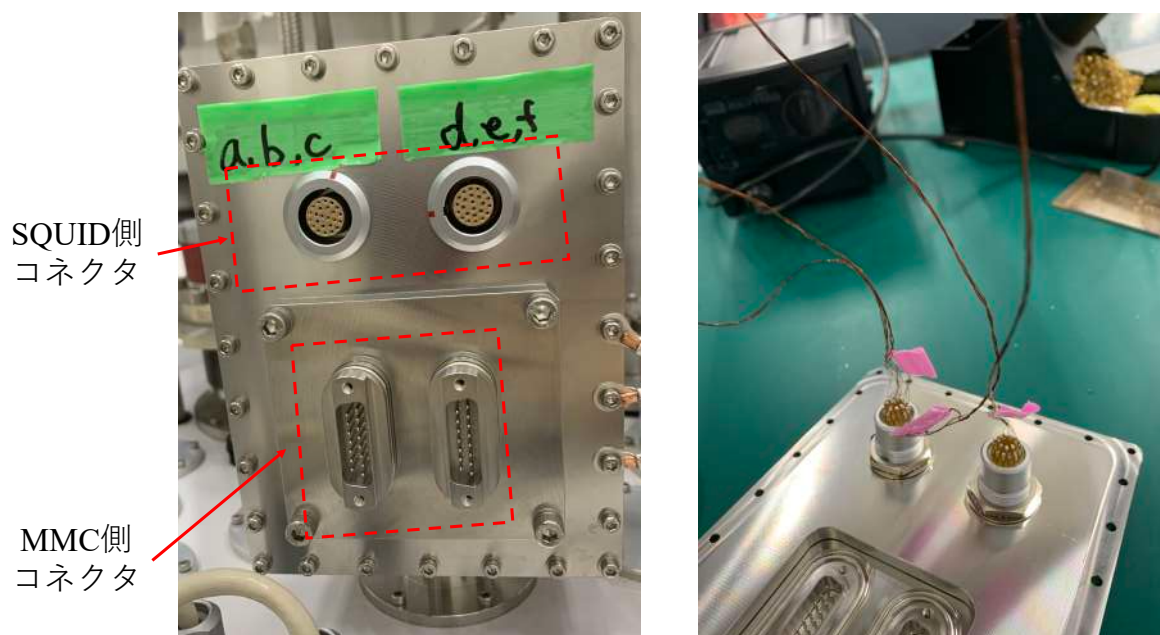


図 6.3: 作成したコネクタボックス (左) とその裏側 (右) ツイストして作成したケーブルをはんだ付けしている。LEMO コネクタを SQUID、D-Sub コネクタを MMC 用として使用している。

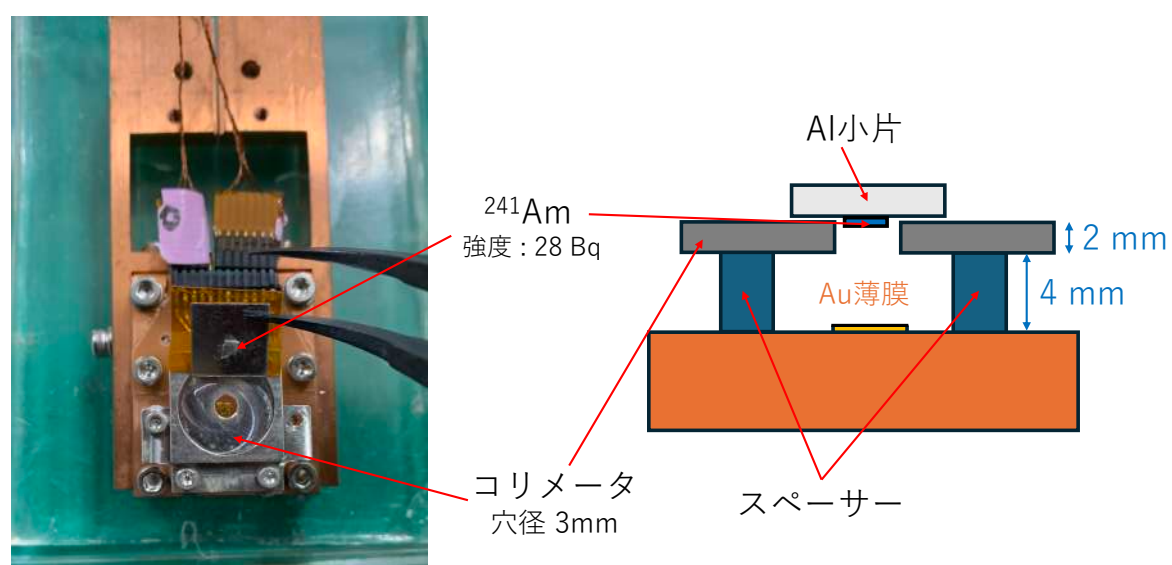


図 6.4: 希釈冷凍機での測定に使用した α セットアップと、線源部分の側面図

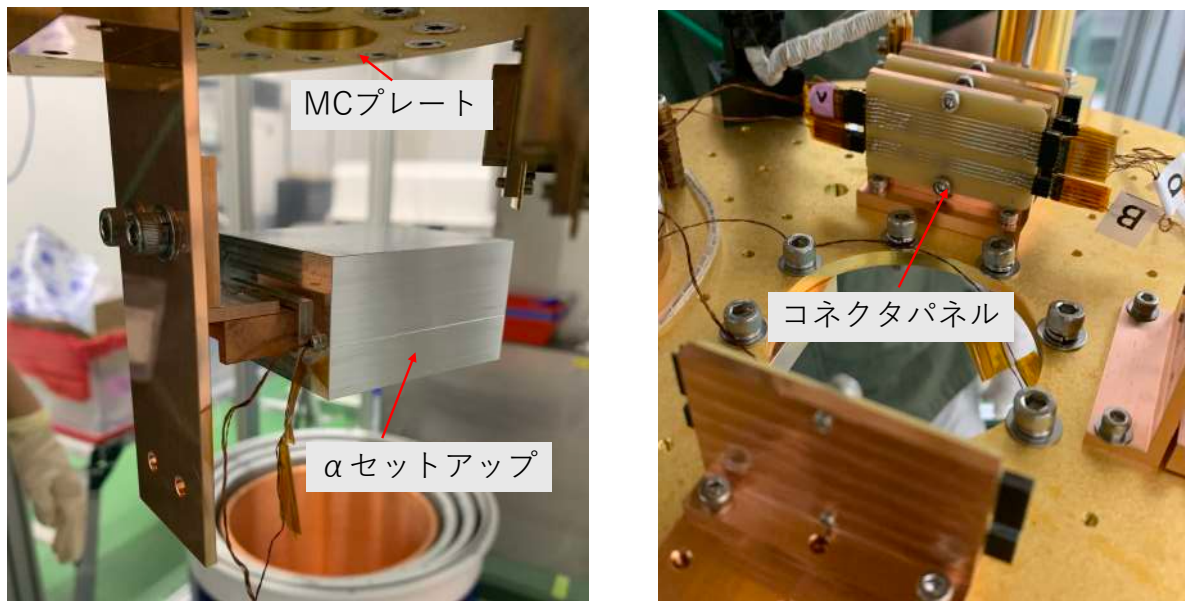


図 6.5: MC プレートに α セットアップを取り付けた様子 (左)。MC プレートのコネクタパネル (右)。

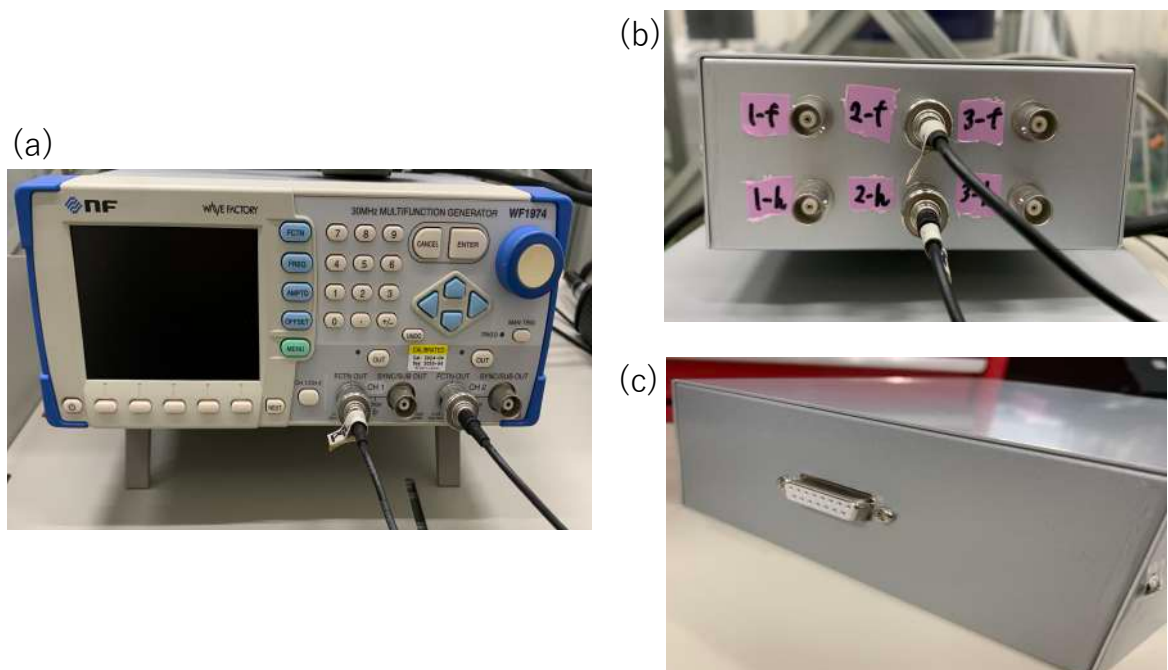


図 6.6: (a)Field Injection で使用したマルチファンクションジェネレータ、(b)Field Injection 用の回路箱 (c) 回路箱の裏側。マルチファンクションジェネレータからパルス電圧を発生させ BNC ケーブルを通して回路箱に入る。ここで D-sub ケーブルに変換し、冷凍機のコネクタボックスに接続する。

6.4 トラブル

Injection 直後は 340 mV の正の信号が見られた。これは約 7000 mV の信号が見られるという IBS の結果から予想したものと大きく異なる。この信号を 5 時間放置していると波高が次第に減衰し、100 mV 付近まで低下、最終的に消失した。この 100 mV の波形を 2000 イベント取得した。波形取得はメモリハイコーダ使用した。メモリハイコーダ (Memory HiCorder) は、高速で多チャンネルの波形データを記録・解析できるデジタルオシロスコープの一種である。一般的なオシロスコープと異なり、大容量メモリを搭載し、長時間の波形記録が可能な点が特徴となる。サンプリング条件を表 6.2, 表 6.3 に示す。

表 6.2: 正の信号のサンプリング条件

条件	値
サンプリングタイム	2 μ s
サンプリング数	40000
取得時間	80 ms
トリガー	60 mV

表 6.3: 負の信号のサンプリング条件

条件	値
サンプリングタイム	2 μ s
サンプリング数	40000
取得時間	80 ms
トリガー	-400 mV

さらに、この信号を 1 日ほど放置していると、信号が反転するという現象が起きた。この信号の波高は -2.0 V であった。これら Injection 後に得られた 2 種の信号を図 6.7 に示す。これら 2 つの波形をベースラインからのパルスハイトとしてエネルギースペクトルを作成したものが図 6.8 である。正の信号が得られたときのエネルギースペクトルは、ピークが二つ見られる。ピークの中心値はそれぞれ 0.030 V と 0.125 V となっている。 ^{241}Am の α 線 $E=5486\text{ keV}$, 5443 keV ではないかと考えたが、崩壊率はそれぞれ 85.2%, 12.8%, となっており、カウント数の比率が合わない。ピークが二つ見える原因は、時間が

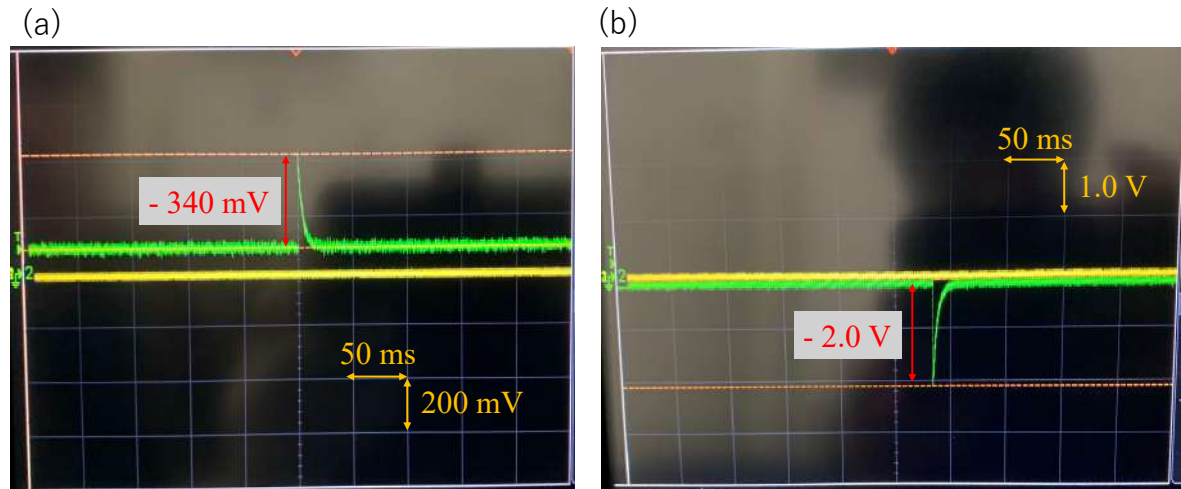


図 6.7: (a)Injection 成功直後の信号。340 mV の信号が得られ、予想の 7000 mV に比べて極めて小さい。(b)Injection 後、1 日放置した後の信号。-2.0 V 程の信号が得られた。

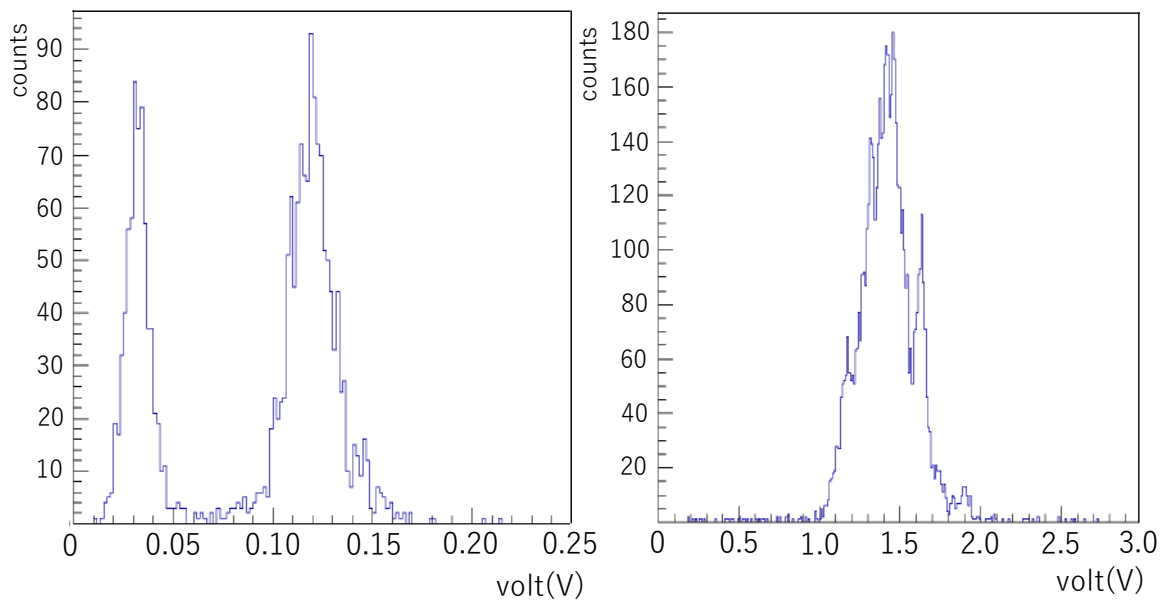


図 6.8: +100 mV 付近の信号が得られたときのエネルギースペクトル (左)、-2 V 付近の信号が得られたときのエネルギースペクトル (右)。横軸は得られたパルスハイトの電圧値 (V) を表す。

経過すると波高が次第に減衰することにより、ピークが分かれるのではないかと考えた。一方、負の信号は一つの山になっているように見えるが、IBS 測定では見られないピークが 1.7 V 付近に見られる。2つのデータにはそれぞれ IBS での測定では見られない特徴がある。この問題の原因について考察を行った。

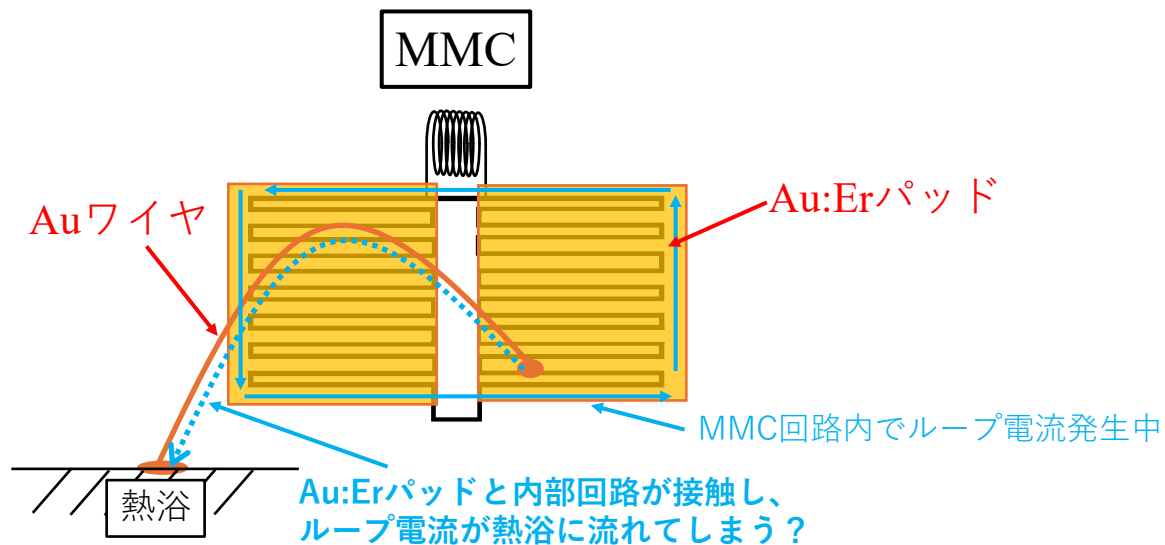


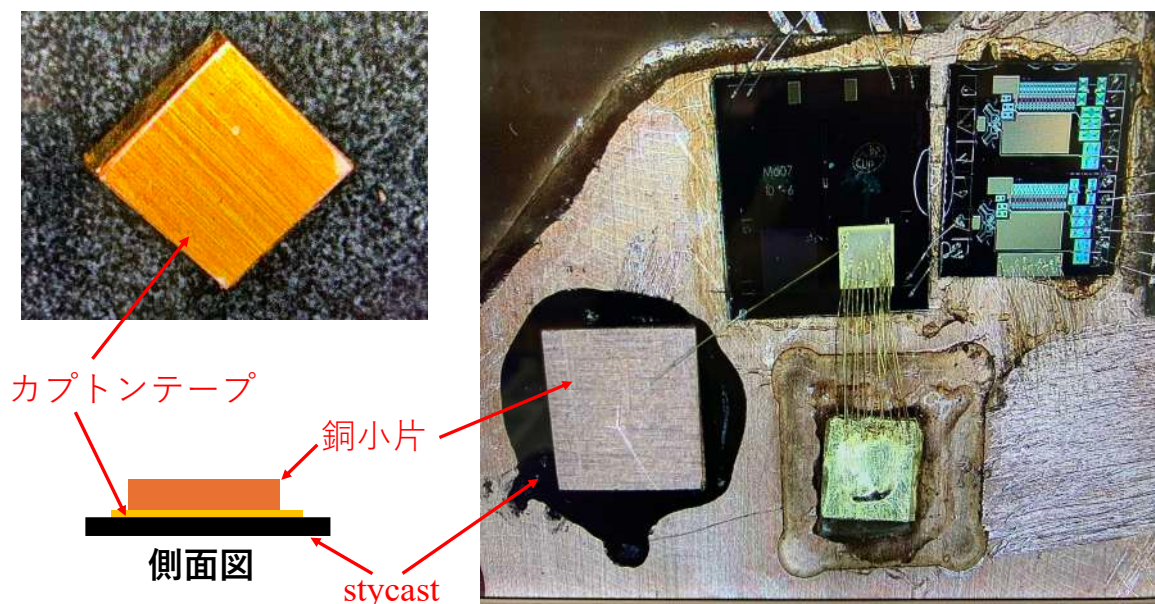
図 6.9: MMC で発生している問題の概要図。本来絶縁されている場所に電流が流れてしまうのではないかと考察した。

6.4.1 考察・解決策

測定前に SQUID と MMC の抵抗値を毎回測定している。このとき、MMC の Field line と熱浴部分が通電していることがわかった。上記の問題点について、MMC と熱浴との接触部分での通電が原因であると考えた。通常この部分は電氣的に絶縁されているはずが、電氣的に接触してしまいループ電流が Field line 内でなく他の箇所に流れてしまっているのではないかと考えた (図 6.9)。

よって、熱浴である銅セットアップに Au ワイヤで直接熱アンカーを取るという形を変更し、銅小片上に Au ワイヤをつけるよう変更した。セットアップと銅ブロックの間にはカプトンテープを挟むことで電氣的に絶縁し、熱伝導性の良い接着剤 (stycast) によって固定した。(図 6.10)

新しいセットアップで測定した結果、これまでと同様に、信号の反転やループ電流の喪失が見られた。Filed line から熱浴に電流が流れる原因を根本的に解決したことなくならず、熱浴に使用した銅の小片と MMC の金属パッドの間では電通が見られた。この方法では問題が改善しなかったため、IBS の測定から使用してきた MMC を新たな MMC に入れ替えた。新たな MMC はまだ動作確認されていないが、MMC と熱浴の間で通電は見られなかった。今後、新たなセットアップで上記問題を解決できるかどうか測定する必要がある。

図 6.10: 熱浴部分を変更した後の α セットアップ

6.4.2 希釈冷凍機の故障

希釈冷凍機の真空引きを終え、冷凍を開始しようとした際、希釈冷凍機のコンプレッサーが故障していることがわかった。動作中、通常時では発生しない騒音がして 10 秒ほど経つとコンプレッサーのブレーカーが落ち、強制停止されるようになった。コンプレッサーが止まると希釈冷凍機の Dilution ができないため、極低温まで冷却して測定することは不可能となった。よって当初の予定であった、IBS 測定で使用した α セットアップの動作確認、および 20 mK 付近での信号測定と、 CaF_2 結晶の蛍光熱量計の測定は行えない状態となった。希釈冷凍機の復帰と、これらセットアップの測定が今後の課題である。

6.5 CaF_2 結晶を使ったセットアップ

CaF_2 結晶の蛍光熱量計について説明する。直径 50mm、高さ 50mm の円柱形の CaF_2 結晶を使用した。 CaF_2 結晶の片側に、直径厚さ、で Au 薄膜を蒸着した。これは結晶内部で発生した放射線を吸収する吸収体として機能する。これらの加工を施した CaF_2 を銅の六角形のパーツと柱のホルダーで固定した。周りを白い反射材で覆い、結晶で発生した光が外に逃げないように工夫した。上面、下面にはフォトンコレクタ、フォノンコレクタを設置した。フォトンセンサーは Ge ウェーハを使用している。結晶で発生した光を Ge ウェーハで吸収し、この熱信号は、Ge ウェーハの表面にフォノンコレクターとして蒸着

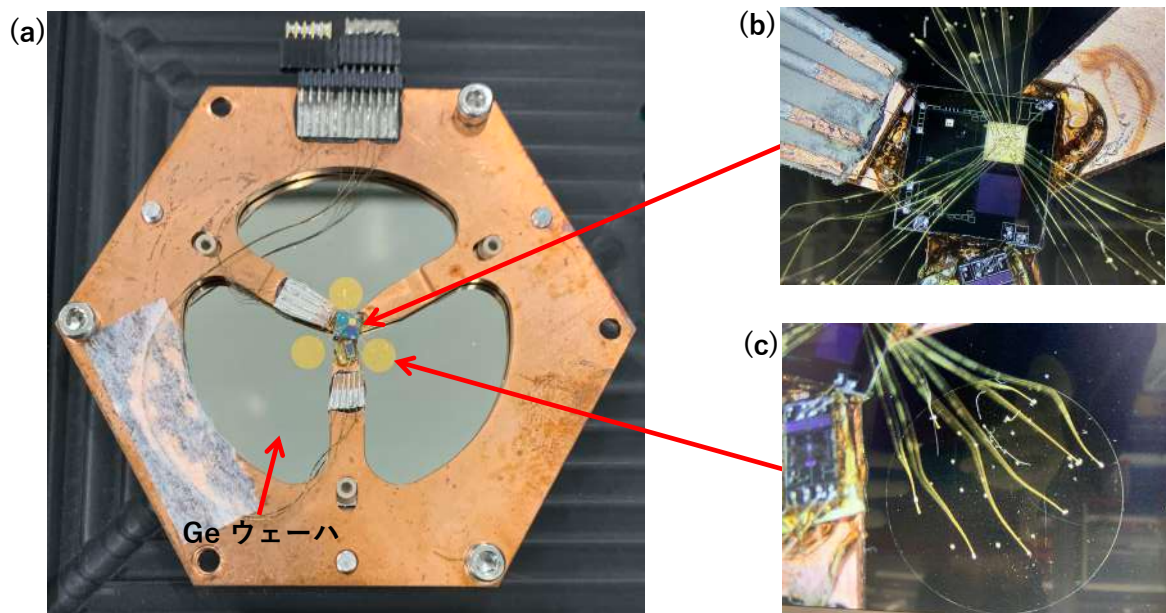


図 6.11: (a) フォトンコレクターの全体図
(b)MMC 部分の拡大図 (c)Au 薄膜部分の拡大図

された 3 つの Au 薄膜に移動する。金薄膜は、焼きなましされた金線で MMC に接続され、MMC に熱信号が伝えられる。

フォノンコレクタはこの度行った α セットアップの測定と同じ形式で、Au 薄膜でエネルギー吸収した際の温度変化を MMC で測定する。これらセットアップを組み立て、外部磁場の遮蔽のためアルミボックスで覆っている。

6.6 ダンパー

希釈冷凍機は PTR や真空ポンプなど複数のポンプを使用しており、振動からノイズは信号に多大な影響を与えると予想される。5 章で議論した通り、高周波振動は得られる信号に多大な影響を与え、分解能に悪化に繋がる。振動軽減として蛍光熱量計をマウントするプレートをバネで吊るし、制振を行う予定である。この章では作成した制振用のダンパーについて議論を行う。ダンパーは図のようになっており、4 つのバネを使用している。。バネ定数は 0.223 N/mm で無酸素銅のプレートと重りの鉛の合計重量は 4.78 kg となっている。このときバネの固有振動数は

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{M}}$$

と与えられる。使用した 4 本のバネの固有振動数は 2.17 Hz となる。このダンパーを使用すれば高周波の振動が低周波に制振されるはずである。

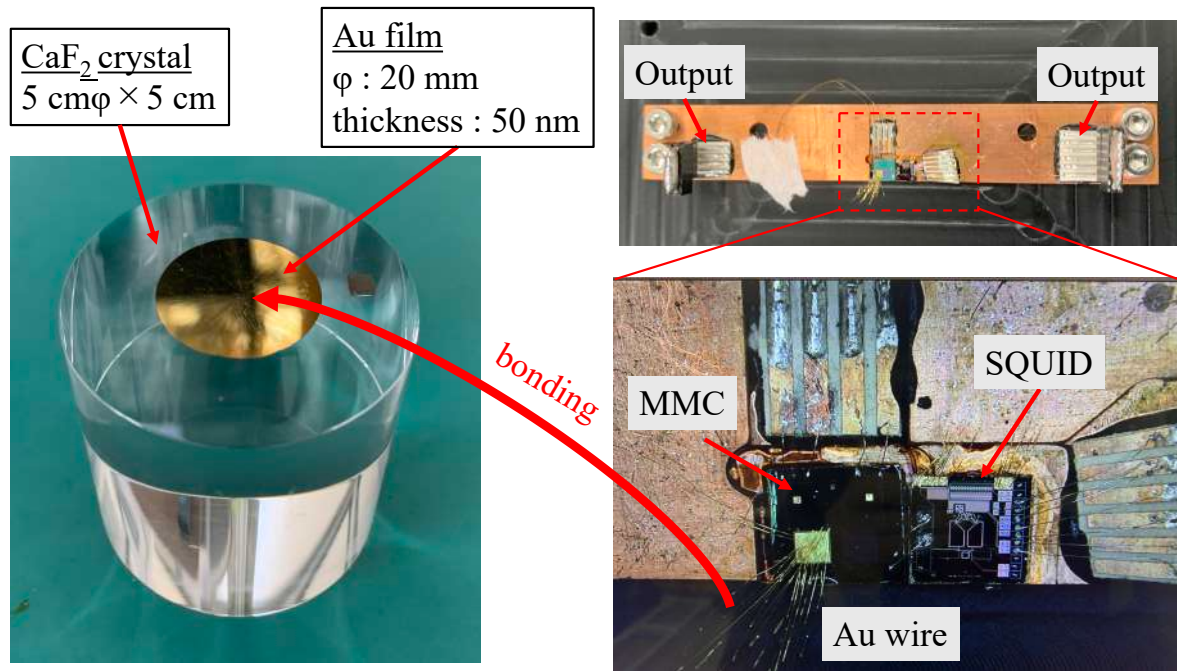


図 6.12: Au 薄膜蒸着した CaF_2 結晶、熱信号測定用の MMC-SQUID センサー

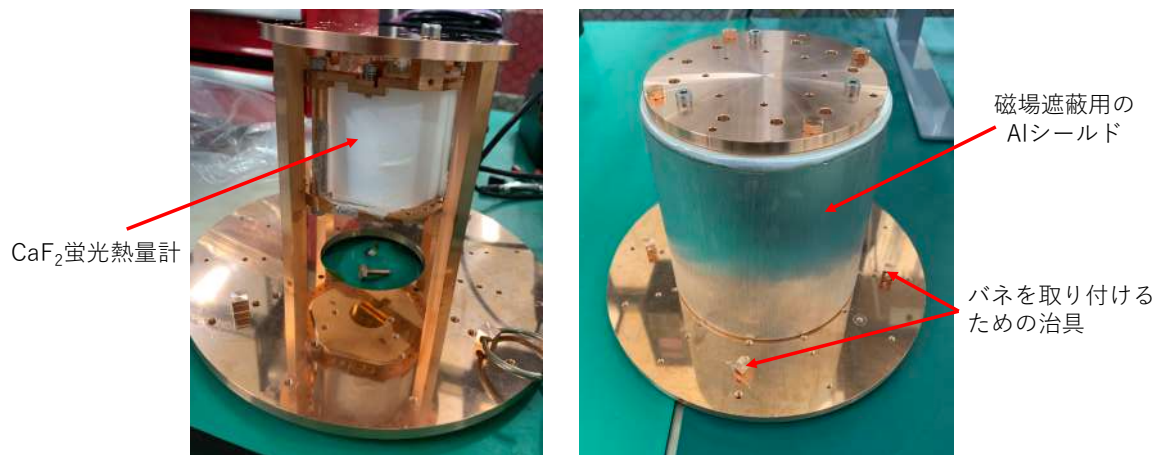


図 6.13: 無酸素銅のプレートに固定された CaF_2 結晶蛍光熱量計 (左) と磁場遮蔽用の Al シールドで覆った様子 (右)。蛍光熱量計測定では右図のものを冷凍機にインストールする予定である。

表 6.4: ダンパーに使用したバネのパラメータ

パラメータ	値
バネ定数	0.223 N/mm
許容荷重	34.6 N
自由長	92.5 mm
線径	1.6 mm
許容荷重時長さ	228.6 mm

第7章

まとめと展望

$0\nu\beta\beta$ 事象観測のため高エネルギー分解能が必要である。高エネルギー分解能検出器として蛍光熱量計の開発を行った。熱量計には MMC センサーを使用した。MMC センサーは他の熱量計に比べて広いダイナミックレンジを持ち、線形性の良い超伝導センサーである。本研究では、MMC センサーを使った ^{100}Mo の $0\nu\beta\beta$ 探索を行っている AMoRE 実験グループの協力のもと、Au 薄膜を吸収体とした MMC-SQUID センサーの動作テストを行った。50 mK, 60 mK, 70 mK, の温度にセットアップを冷やし測定した。ゲインの温度依存性は $\text{Gain} \propto T^{-2.04 \pm 0.03}$ となった。また、70 mK でエネルギー分解能 0.25%(FWHM) を達成した。希釈冷凍機での測定は 10mK まで冷却した場合、30960 mV の信号が得られると予想した。また Au 薄膜と CaF_2 の熱容量の比から、 CaF_2 蛍光熱量計の測定での結果を予想した。現在の希釈冷凍機の運転で到達できている 20 m K では蛍光熱量計の測定では、2.96%(FWHM) が得られると求められた。ワイヤリング前には 13 ~ 14 m K まで到達できていたので、熱アンカーやワイヤー径の改善などで、到達温度を 14 m K まで近づける必要がある。加えて、さらなるノイズ低減とゲイン変動を抑えることで目標が達成できると考えている。IBS で測定したセットアップを希釈冷凍機で測定するための準備を行った。ツイストケーブル (磁場発生によるノイズを抑制) の作成と、希釈冷凍機の各プレートに熱アンカー (熱流入抑制) を取った。持ち帰ったセットアップの測定は IBS 測定時には見られなかった問題が発生し、解決のため考察と工夫を行った。冷凍機のコンプレッサーが壊れ、測定が不可能となったため、今後の測定のための準備をした。蛍光熱量計のためのフォノン・フォトンコレクターを用意し、振動抑制のためのダンパーを用意した。今後、MMC で発生した問題の解決と蛍光熱量計での測定が課題である。

謝辞

本修士論文の執筆にあたり、多くの方々からご指導・ご協力を賜りました。ここに深く感謝申し上げます。まず、吉田斉准教授には多大なるご指導をいただきました。私は手際が悪く、抜けている点も多かったため、ご迷惑をおかけすることもありましたが、常に温かくご指導いただきました。特に修論発表前には、前日や当日の朝まで発表練習にお付き合いいただき、大変お世話になりました。研究を続けることができたのは、吉田准教授のおかげです。心より感謝申し上げます。また、梅原さおり教授には、解析に関する貴重な助言をいただきました。発表練習では、発表の仕方や資料作成についての的確なアドバイスをいただき、大変勉強になりました。深く感謝申し上げます。IBS での実験においては、Yong-Hamb Kim 教授、Hanbeom Kim さん、Woo Kyungrae さん、Jeong Jongsuk さん、Yang Jeongryul さんに大変お世話になりました。拙い英語でご迷惑をおかけしましたが、皆様には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、さらに韓国での生活面でもサポートしていただきました。心より感謝申し上げます。また、韓国での実験に同行した野田君には、慣れない海外生活の中で話し相手になってもらい、とても助かりました。研究に関しても、お互いに疑問を投げかけ、理解を深めることができました。まだ課題は多く残っていますが、今後も研究を続けてくれることを願っています。B4 の頃に一緒に研究をしていた柴田君とは、さまざまな場所へ出張に行きました。特に、東北出張の際に夜の山道を歩いて伊達政宗像を見に行ったものの、修繕中で見ることができず、大笑いしたことが思い出に残っています。これからも自分の好きなことを自由に追求してってください。昨年度卒業された白井さんには、データ解析について丁寧に教えていただきました。プログラミング経験のなかった私にも、わかりやすく解析手法を指導してくださり、本当にありがとうございました。同じグループのニックさん、高草君、谷川君、堤君、松本君には、クリーンルームの作成や測定の手伝いなど、研究を多方面からサポートしていただきました。心より感謝申し上げます。また、川畑研究室のスタッフの皆様には、ゼミや発表練習で貴重なアドバイスをいただき、大変お世話になりました。同期の石谷君、坂上君、宮原さん、Lin 君には、あまり大学に来ることのなかった私にも気さくに話しかけてくれて、知識の及ばない部分でサポートしてもらいました。本当に感謝

しています。最後に、多くの方々の支えがあったからこそ、本研究を遂行することができました。改めて深くお礼申し上げます。本当にありがとうございました。

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, p. 27.
- [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] G. Danby, J-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz and J. Steinberger (1962) “Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos,” Physical Review Letters, Vol. 9, pp. 36 – 44, 7.
- [5] K. Kodama, N. Ushida et al. (2001) “Observation of tau neutrino interactions,” Physics Letters B, Vol. 504, No. 3, pp. 218 – 224.
- [6] Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara et al. (1999) “Measurement of the Flux and Zenith-Angle Distribution of Upward Throughgoing Muons by Super-Kamiokande,” Phys. Rev.Lett., Vol. 82, pp. 2644 – 2648.
- [7] Raymond Davis, Jr., Don S. Harmer and Kenneth C. Hoffman (1968) “Search for neutrinos from the sun,” Phys. Rev. Lett., Vol. 20, pp. 1205 – 1209.
- [8] Ziro Maki, Masami Nakagawa and Shoichi Sakata (1962) “Remarks on the Unified Model of Elementary Particles,” Progress of Theoretical Physics, Vol. 28, No. 5, pp. 870 – 880.
- [9] P. F. de Salas, D. V. Forero, C. A. Ternes, M. Tórtola and J. W.F. Valle (2018) “Status of neutrino oscillations 2018 : 3σ hint for normal mass ordering and improved CP sensitivity,” Physics Letters B, Vol. 782, pp. 633 – 640.
- [10] X. Qian and P. Vogel (2015) “Neutrino mass hierarchy,” Progress in Particle and Nuclear Physics, Vol. 83, pp. 1 – 30,
- [11] David J. Griffiths, ”Introduction to Elementry Particle Physics” , (和訳) 丸善出版

-
- [12] V.C. Rubin and W.K. Ford Jr., *Astrophys. J.* 159, 379 (1970)
 - [13] Planck Collaboration, arXiv:1807.06209 (2018)
 - [14] Inwook Kim, "A search for neutrinoless double beta decay of ^{100}Mo with the AMoRE-Pilot experiment" Desertation in Physics, (2019) Institute of Basic Science.
 - [15] Ajimura, et al.(CANDLES Collaboration), "Low background measurement in CANDLES-III for studying the neutrinoless double beta decay of ^{48}Ca ", *Phys. Rev. D* 103 (2021) 092008.
 - [16] S.Ajimura, et al., "CANDLES-III detector: Low-background spectrometer for studying neutrino-less double β decay of ^{48}Ca ", *Nuclear Instruments and Methods A* 1069 (2024) 169982.