修士論文

超伝導検出器 MKID の評価系構築と TLS ノイズを抑制する研究

京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 物理学第二教室 高エネルギー物理学研究室

末野 慶徳

2021年1月27日



概 要

宇宙背景放射 (CMB) の偏光観測は宇宙の成り立ちを解明する強力なプローブであり、特 に大角度スケール (≥ 10°) の観測はインフレーション理論の検証や、ニュートリノ質量和の 測定精度向上に寄与する。GroundBIRD は大角度スケール観測に特化した地上実験である。 観測の妨げとなる大気放射の時間変動の影響をを抑制するために、GroundBIRD は望遠鏡 を高速回転させる独自の観測スキャンストラテジーを採用する (回転周期 0.3 Hz)。そのた め、比較的早い時間応答性を持つ超伝導検出器 MKID を採用している。

作製した MKID の性能を観測に先立って把握していることは重要である。MKID の性能 を評価するには、周波数スイープによる共振パラメータの測定、温度変化による応答性の評 価、時系列データを用いたノイズ評価を行う必要がある。評価系はその機能を有することと、 評価系のノイズが検出器固有のノイズよりも十分に低いことが要求される。本研究で、これ らの要求を満たす評価系を構築した。クライオスタット内部の読み出し線による熱流入と信 号の減衰を考慮して配線することで、冷却性能と低ノイズ環境を両立することに成功した。 実際に MKID を用いて評価系の機能と性能を確認した。まず、MKID の共振状態の測定手 法である周波数スイープを行い、共振パラメータを正しく測定をできることを確認した。続 いて、搭載したヒーターを使って MKID の温度を変化させて応答性の評価ができることを 確認した。最後に、1 MSPS までの様々なサンプリングレートで時系列データの測定を行 い、MKID のノイズ特性の評価を行った。そして、リードアウト由来のノイズが MKID 固 有のノイズの 1/30 程度であることを確認した。

大角度スケールの CMB 観測の天敵が、観測信号のベースライン揺らぎ (1/f ノイズ) である。そのため、MKID 固有の 1/f ノイズである TLS ノイズの knee frequency が、 GroundBIRD のスキャン周期 (0.3 Hz) 以下となることが要求される。構築した評価系を用 いて TLS ノイズの定量評価を行い、従来のデザインの MKID では TLS ノイズの寄与は大 きく、要求を満たさないことを確認した。そこで、TLS ノイズを低減させるためのデザイン を考案した。新デザインの MKID を評価した結果、TLS ノイズの低減を確認した。TLS ノ イズをさらに抑制するため、共振パラメータの最適化も行った。以上、MKID を効率的に 開発研究をするための評価系を構築し、GroundBIRD の要求を満たす検出器デザインを確 立した。

目 次

<u> </u>		1
先⊥早	戸 調 〇八四 の沮産国士姓 1. 両進字定会	1
1.1	CMB の 価 及 共 力 性 と 標 毕 于 田 酬 1.1.1 CMD の 凋 廃 用 古 性 知 測 の 厩 中	1
	1.1.1 CMB CM	1
	1.1.2 UMBと于田舗ハウメータ	1
	1.1.3 A-CDM セテル	3
1.0		6
1.2	インプレージョン理論と CMB の 偏光	8
	1.2.1 インプレーション理論	8
		9
	1.2.3 CMB の 備 光観 測 から 求まる 物 埋量 と 現在 の 観測 精 度	9
1.3	GroundBIRD 実験	13
第2章	超伝導検出器 MKID	16
2.1	MKID の動作原理の概要	16
2.2	MKID の構造と作り方	16
2.3	1/4 波長共振器	17
	· 2.3.1 インピーダンス	17
	2.3.2 散乱行列 (S ₂₁ パラメータ)	20
2.4	超伝導共振器	21
	2.4.1 クーパー対と準粒子	22
	2.4.2 複素伝導度と応答性	23
2.5	MKID の読み出し回路	25
2.6	MKID の性能評価手法と評価パラメータ	27
	2.6.1 周波数スイープ	27
	2.6.2 時系列データとノイズ評価	27
2.7	MKID のノイズについて	28
	2.7.1 リードアウトノイズ	28
	2.7.2 量子ノイズ (GR ノイズ)	29
	2.7.3 2 準位系ノイズ (TLS ノイズ)	29
第3章	MKID 評価系の構築	31
3.1	評価系への要求	31
3.2	評価系の構築	31
	3.2.1 冷却システム	31

付録A	読み出し RF を用いた MKID の応答性の評価	76
	参考文献	73
第7章	謝辞	72
第6章	まとめ	71
5.4	Ground 強化による TLS ノイズの更なる低減	67
5.3	共振パラメータの最適化	66
	5.2.3 f_{knee} の推定	60
	5.2.2 周波数依存性	60
	5.2.1 <i>P</i> _{int} 依存性	60
5.2	Wide ジオメトリ MKID の TLS ノイズ評価	59
5.1	TLS ノイズと MKID のジオメトリ	58
第5章	TLS ノイズの低減	58
	4.4.4 f_{knee} の推定	54
	4.4.3 温度依存性	54
	4.4.2 周波数依存性	52
	4.4.1 P _{int} 依存性	51
4.4	TLS ノイズの評価	51
	4.3.2 従来デザインの MKID の TLS ノイズ	-10 50
4.0	4.3.1 ハイブリッド型 MKID	48
4.2	$LS / 1 \land 0 \land HKID と の 理題$	40
4.1	GroundBIRD に 搭戦 9 る MKID への 安雨	40 46
第 4章	TLS ノイズと従来の MKID の課題	46
	3.3.4 時系列データ取得とノイズの評価	41
	3.3.3 温度変化による応答性の評価	40
	3.3.2 周波数 スイープ	40
	3.3.1 DESHIMA MKID	39
3.3	MKID を用いた測定デモンストレーション	39
	3.2.3 データ取得システム	36
	3.2.2 冷凍機内部の配線と構造	35

第1章 序論

宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background radiation) は人類が観測でき る最古の光である。これまでに、その温度異方性の精密観測によって現在の宇宙論の基礎が 確立された。現在では CMB の偏光観測に焦点が当てられており、宇宙の成り立ちを解き 明かそうと様々な実験が進められている。本章では CMB と宇宙論についての概要を述べ た後に、CMB 偏光観測実験 GroundBIRD について述べる。最後に本研究の動機と本論文 の構成について述べる。

1.1 CMB の温度異方性と標準宇宙論

CMB の周波数スペクトルがほぼ 2.725 K の黒体放射のスペクトルと一致することが測定 され [1, 2, 3]、宇宙初期は熱平衡状態であったことが証明された。そして CMB の精密観測 によって、宇宙の時間発展を記述する標準モデルである「A-CDM モデル」が構築され、そ のパラメータの決定精度が年々向上している [5]。一方で、未解決の課題もある。例えば最 終散乱面時刻までに宇宙が相関を持てる領域は視野角にしてわずか 2° であるにもかかわら ず、あらゆる方向から到来する CMB の強度は十万分の一 (10⁻⁵) の精度で同じである。本 節では CMB の温度異方性、現在の標準宇宙論とそれらの抱える問題点 (地平線問題) につ いて述べる。

1.1.1 CMB の温度異方性観測の歴史

1996 年に COBE 衛星によって CMB のスペクトルが 2.725 K の黒体放射のスペクトル と同じであることが測定された (図 1.1 左)。このことは宇宙初期に物質と光とが熱平衡状態 であったことを意味し、高温・高密度の状態から宇宙が成長してきたというビッグバン宇宙 論の観測的証拠となった。また、COBE は温度異方性も発見し、これは宇宙の大規模構造 を作り出すタネである初期揺らぎの発見となった。その後、CMB の温度異方性の精密観測 のために打ち上げられた WMAP や Plank 衛星により、全天における CMB の温度異方性 の測定精度は 10⁻⁶ K まで向上した。

1.1.2 CMB と宇宙論パラメータ

宇宙が高温・高密度の時期は光は頻繁に散乱されるため、いわば不透明な状況であった。 宇宙膨張によって宇宙が冷えていくにつれて、光を散乱する電離イオンの数が減り、散乱確 率が小さくなっていく。宇宙の温度が 3000 K ほどになると、トムソン散乱の断面積から計



図 1.1: (左)COBE 衛星によって観測された CMB のスペクトル [1]。この結果から CMB の 温度が 2.717 ± 0.007 K ともとまった。(右)Plank 衛星によって観測された 143 GHz にお ける温度異方性のマップ [5]。

算される光の平均自由時間がその時刻におけるハッブル時間よりも長くなり、光は電離イオ ンに散乱されずにまっすく進むようになる。この時期を宇宙の晴れ上がりと呼ぶ。他にも、 この時期を「最終散乱時刻」と呼ぶこともある。そして、最終散乱時刻に対応する動径座標 を半径とする球核を「最終散乱面」と呼ぶ。

CMBの観測では図 1.1 の右図のような CMB 強度分布を望遠鏡を用いて測定する。その 強度分布図を「マップ」と呼び、マップを球面調和関数展開して得られるパワースペクトル (*C*_l) から宇宙論を記述するパラメータを求めることができる。

図 1.2 のように、観測者を中心とする球座標で、観測者の視線方向を表す単位ベクトル n を

$$\hat{n} \equiv (\sin\theta\cos\phi, \sin\theta\sin\phi, \cos\theta) \tag{1.1}$$

と定義する。



図 1.2: デカルト座標と観測者を中心とする球座標

この座標系における CMB 温度の平均値 (\overline{T}) からのずれ $\Delta T(\hat{n}) \equiv T(\hat{n}) - \overline{T}$ を球面調和 関数で

$$\Delta T(\hat{n}) = \sum_{\ell=1}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m} Y_{\ell}^{m}(\hat{n}).$$
(1.2)

と展開する。 $a_{\ell m}$ は展開係数である。添字の ℓ は "Multipole" と言い、全天における温度 揺らぎのスケールの大きさを表す。図 1.3 のように、添字 m に対応する軸に対して、全天 を $\ell+1$ の領域に分割すると領域の間隔 $\delta\theta$ は

$$\delta\theta = 180^{\circ}/\ell \tag{1.3}$$

で与えられる。つまり、あるℓにおける異方性は、天球上で半波長の見込み角度が180°/ℓ程 度となる分布を持つ。



図 1.3: モルワイデ図法で表した球面調和関数の例。CMB マップは、様々なℓの球面調和 関数を重ね合わせによって表現される。

しかし、展開係数 $a_{\ell m}$ は添字 m による方位角に依存しているため、座標の選び方によって値が異なる。したがって、パワースペクトル C_{ℓ} を展開係数 $a_{\ell m}$ を用いて

$$C_{l} \equiv \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m} a_{\ell m}^{*}.$$
 (1.4)

と定義する。この値を用いることで、座標原点によらない解析を行うことができる。図 1.1 の 右図のマップから計算されたパワースペクトルを図 1.4 に示す。

また、このパワースペクトルから得られた宇宙論パラメータを表 1.1 に まとめる。この ように全天の温度異方性観測からパワースペクトルを計算し、後述する Λ-CDM モデルの パラメータを数 % の精度で求めることができている。

1.1.3 Λ-CDM モデル

 Λ -CDM モデルは、わずか 6 個のパラメータ (表 1.1) で宇宙進化を記述する標準宇宙モデ ルである。 Λ はダークエネルギーを「宇宙定数」として表現し、CDM は Cold Dark Matter (冷たい暗黒物質)を表している。CMB の温度異方性の観測 [5] から、それぞれが現在の宇宙



図 1.4: Plank の観測から計算された温度パワースペクトル [5]。 D_{ℓ}^{TT} は $D_{\ell}^{TT} = \frac{\ell(\ell+1)C_{\ell}}{2\pi}$ である。

表 1.1: Plank の観測から得られた ACDM モデルの宇宙論パラメータ [5]。これらの値の推 定には偏光と lensing のパワースペクトルも用いる。

$\Omega_b h^2$ (バリオン密度)	0.02237 ± 0.00015
$\Omega_c h^2$ (CDM 密度)	0.12011 ± 0.0012
$100 heta_{MC}$ (最終散乱面の見込み角度)	1.04092 ± 0.00031
au (再電離期における光学的な厚さ)	0.0544 ± 0.0073
<i>ln</i> (10 ¹⁰ <i>A_s</i>) (スカラー型の原始揺らぎの振幅)	3.044 ± 0.014
n_s (スカラー型の原始揺らぎのべき係数)	0.9649 ± 0.0042

のエネルギー密度の約70%と25%を占めていることが知られている。残りの5%は水素や ヘリウムなど我々が知っている物質 (素粒子標準模型で記述できる物質) が占めている。し かし、宇宙初期に時代を遡るとエネルギー密度の割合は、この通りではない。

一様等方宇宙¹における時空の微小距離を表す Robertson-Walker (RW) 計量は極座標表 示を用いて、

$$ds^{2} = -dt^{2} + a^{2}(t) \left[\frac{dr^{2}}{1 - Kr^{2}} + r^{2}(d\theta^{2} + \sin^{2}\theta d\phi^{2}) \right]$$
(1.5)

とかける²。a(t) は宇宙のある時刻 t における宇宙膨張のスケールを表すスケール因子で、現 在時刻 t_0 で $a(t_0) = 1$ とする。K は空間曲率に比例し、K = 0 は平坦な宇宙であること表 す。K > 0 は空間の体積が有限な閉じた宇宙を表し、K < 0 は空間の体積が無限の開いた 宇宙であることを表す。

時空計量と物質場の関係式であるアインシュタイン方程式は

$$G^{\nu}_{\ \mu} = 8\pi G T^{\nu}_{\ \mu} - \Lambda \delta^{\nu}_{\ \mu} \tag{1.6}$$

と書ける。ここで $G^{
u}_{\ \mu}$ はアインシュタインテンソル、 Λ はダークエネルギーに相当する定数、G はニュートンの重力定数である。 $T^{
u}_{\ \mu}$ は物質場のエネルギー・運動量テンソルであり、

¹一様等方宇宙とは、大局的な宇宙を考えた際に宇宙の物質分布が並進対称性と回転対称性を持つ宇宙のことである。すなわち、宇宙膨張における空間成分の広がり(スケール因子:*a*)が時間にのみ依存していることを意味している。

²光速: c = 1 とする単位系を用いた。本論文では特に断りがない限りこの単位系を用いる。

一様等方宇宙では、

$$T^{\nu}_{\ \mu} = \begin{pmatrix} -\rho & 0 & 0 & 0 \\ 0 & P & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P & 0 \\ 0 & 0 & 0 & P \end{pmatrix}$$
(1.7)

と書ける。ここで ρ , *P* は粘性や非等方ストレスを無視する完全流体を仮定したエネルギー 密度と圧力である。

式 (1.6) のアインシュタイン方程式に RW 計量を代入すると、以下の時空の運動方程式 が得られる。

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{K}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}$$
(1.8)

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(3P+\rho) + \frac{\Lambda}{3}$$
(1.9)

これらは現在の標準宇宙モデルでの宇宙膨張を表す方程式でフリードマン方程式と呼ばれる。式 (1.8) に式 (1.9) の時間微分を代入すると

$$\frac{d}{dt}(\rho a^3) = -P\frac{d}{dt}a^3 \tag{1.10}$$

を得る。この式はエネルギー保存則を表している。

式 (1.10) からわかるように、宇宙膨張の時間発展を記述するためには、 $\rho \ge P$ の関係式 (状態方程式) を知る必要がある。そして、それはその時に支配的なエネルギー要素によって 変わる。別の言い方をすれば、スケール因子の時間発展は各エネルギー要素に依存する。

宇宙を構成している要素は宇宙膨張に対する変化の仕方から

- 放射(相対論的な粒子)
- 物質(非相対論的な粒子)
- ダークエネルギー

に分けられる。

まず、相対論的な粒子に宇宙が支配されている放射優勢期において、どのように宇宙が膨張するか考える。放射優勢期の圧力は $P = \frac{\rho}{3}$ で表せるため、式 (1.10) より

$$\dot{\rho} = -4\frac{\dot{a}}{a}\rho \tag{1.11}$$

$$\rho \propto a^{-4} \tag{1.12}$$

式 (1.12) を式 (1.9) に代入すると

$$\dot{a} \propto a^{-1} \tag{1.13}$$

$$a \propto t^{-\frac{1}{2}} \tag{1.14}$$

となる。つまり、宇宙は減速膨張である。

同様に、物質優勢期では圧力 P≈0と表せるため、

$$\rho \propto a^{-3} \tag{1.15}$$

$$a \propto t^{-\frac{2}{3}} \tag{1.16}$$

と求まる。物質優勢期でも宇宙は減速膨張である。

また、ダークエネルギー優勢期では宇宙定数は宇宙の膨張によってエネルギー密度を変化 させない (ρ ≈ 一定) ので

$$a \propto e^t$$
 (1.17)

と求まる。ダークエネルギー優勢期では宇宙は加速膨張である。

それぞれのエネルギー要素におけるエネルギー密度とスケール因子の時間依存性を表 1.2 に まとめる

表 1.2: エネルギー要素別の各パラメータの時間依存性。 ρ はエネルギー密度、a(t) はスケー ル因子、d(t) は粒子の地平線、d(t)/a(t) は粒子の地平線の共動距離を表す。

エネルギー要素	ho	a(t)	d(t)	d(t)/a(t)
放射	a^{-4}	$t^{\frac{1}{2}}$	2t	$2t^{\frac{3}{2}}$
物質	a^{-3}	$t^{\frac{2}{3}}$	3t	$3t^{\frac{5}{3}}$
ダークエネルギー	一定	e^t	一定	e^{-t}

1.1.4 地平線問題

ある時刻 t で相関を持てる領域はその時刻までに光が到達できる領域である。この領域の限界のことをを粒子の地平線 (*d*(*t*)) と呼び、

$$d(t) = a(t) \int_0^t \frac{1}{a(t')} dt'$$
(1.18)

と表される。また、宇宙膨張によって領域はスケール因子 (a(t)) の大きさで離れていくため、d(t)/a(t)の時間発展を考えると宇宙膨張によらずに揺らぎの大きさと粒子の地平線の関係を理解できる。これを「共動距離」という。

各エネルギー密度と粒子の地平線の共同距離の時間発展の様子を図 1.5 に記す。図 1.5 か ら分かるように放射、物質優勢期では粒子の地平線は宇宙の膨張に比べて早く広がるため、 相関を持つ領域は広がる。CMB は最終散乱時刻での散乱光なので、その時の地平線距離は



図 1.5: 粒子の地平線の共同距離 (上図) とエネルギー密度 (下図) の時間発展。粒子の地平 線の共同距離は現在時刻の値を 1 として正規化している。物質とダークエネルギーのエネ ルギー密度は Plank の観測結果 [5] を用い、放射のエネルギー密度は CMB の温度 (T = 2.725K) と現存するニュートリノが全て放射として振舞うとして計算した。

見込み角度にして 2° である。つまり、2° 以上離れた領域同士では相関を持てないことになる。しかし、宇宙のどの方向からの CMB も 10⁻⁵ K の精度で同じ温度であることが観測されている。このように、相関を持つ必然性のない領域まで温度が一致している理由をビッグバン宇宙論では説明できない。このことは、「地平線問題」と呼ばれている。

1.2 インフレーション理論とCMBの偏光

地平線問題をはじめとする現在のビッグバン宇宙論の種々の問題を解決する有力な理論模型がインフレーション理論である [6]。この理論は宇宙初期のビッグバン期より前に時空が加速膨張したとする理論である。そして、その際に原始重力波が生成されることが予言されている [7]。この原始重力波は CMB の偏光分布に B モードと呼ばれる空間非対称パターンを生み出すため、B モードを測定することでインフレーション理論の検証ができると考えられている [7]。この節ではインフレーション理論と原始重力波によって生じる CMB の偏光 パターンについて述べる。

1.2.1 インフレーション理論

図 1.5 のダークエネルギー優勢期と同様に、宇宙の初期にも加速膨張があれば、粒子の地 平線の共同距離は小さくなる。宇宙初期に相関を持つことができるので、地平線問題は解決 される。宇宙が加速膨張するためには、 $\ddot{a} > 0$ であればよく、式 (1.9) から $3P + \rho > 0$ が要請される。表 1.2 にあるように、膨張率 $H = \frac{\dot{a}}{a} = -$ 定が指数関数的に膨張する条件で ある。

インフレーションはインフラトンと呼ばれる実スカラー場によって記述される。インフラ トンのポテンシャルを V(φ) とするとラグランジアンとハミルトニアンは

$$\mathcal{L} = a(t)^3 \left[\frac{\dot{\phi}^2}{2} - V(\phi) \right]$$
(1.19)

$$\mathcal{H} = \frac{\phi^2}{2} + V(\phi) \tag{1.20}$$

と表され、式 (1.19) をオイラーラグランジュ方程式に適用すると実スカラー場の運動方程式 から

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V'(\phi) = 0 \tag{1.21}$$

と求まる。ここで $\dot{\phi} = \frac{d\phi}{dt}$ 、 $V'(\phi) = \frac{dV}{d\phi}$ である。この方程式は摩擦をうける粒子の運動 を記述する 1 次元の方程式と同じであり、H が摩擦係数の役割を果たしている。ここで、 $V'(\phi) \ge \ddot{\phi}$ が $3H\dot{\phi}$ よりも十分小さければ $(V'(\phi), \ddot{\phi} \ll 3H\dot{\phi}),$ ポテンシャルはゆっくり変 化する。 式 (1.20),(1.21),(1.10) からインフラトンのエネルギー密度 (ρ_{ϕ}) と圧力 (P_{ϕ}) は

$$\rho_{\phi} = \frac{\dot{\phi}^2}{2} + V(\phi) \tag{1.22}$$

$$P_{\phi} = \frac{\dot{\phi}^2}{2} - V(\phi)$$
 (1.23)

と求まる。ここでポテンシャル $V(\phi)$ よりもインフラトンの変化 ($\dot{\phi}$) が十分に小さいという ($\dot{\phi}^2 \ll V(\phi)$) 条件を課すと $P_{\phi} = -\rho_{\phi}$ と近似でき、ダークエネルギー優勢期と同様に加速膨張がおこる。したがって、 $\dot{\phi}^2 \ll V(\phi)$ 、 $\ddot{\phi} \ll 3H\dot{\phi}$ がなりたてば、加速膨張が長時間お きるため、宇宙初期に宇宙の全体が相関を持つことができる。これらの条件を「スローロール条件」といい、この条件下のインフレーションをスローロール・インフレーションと呼ぶ。これは最もシンプルなインフレーションモデルとして知られている。

1.2.2 CMB の偏光パターン

CMB の偏光は電子とのトムソン散乱によって生じる (図 1.6)。実際は四方からくる CMB が 散乱されるため、温度が一様であればあらゆる向きの偏光の重ね合わせとなり、観測者は偏光 した CMB を観測できない。しかし、CMB 温度揺らぎがあれば偏光が観測される (図 1.7)。 温度揺らぎは物質と光子の密度揺らぎから生じる。密度が高い領域では重力赤方偏移が強いた め、CMB の温度が最終散乱時刻における温度よりも低くなり、密度が低い領域では CMB の 温度は相対的に高くなる。

実際に観測できる量はアンテナが感度を持つ方向の電場の強度 (E_x, E_y) である。温度マッ プは 2 次元の和 $(\sqrt{E_x^2 + E_y^2})$ で作ることができる。CMB の偏光成分は x - y 方向の直交 成分とそれを 45° 回転させた成分の 2 つが考えられる。これらの観測量は観測者の系によっ て変化する量なので、観測者の系によらない物理量として偏光成分を区別する必要がある。 そこで、揺らぎの進行方向に対して空間対称な偏光成分を E モード、空間非対称な偏光成分 を B モードと定義して区別する (図 1.8)。このように偏光成分を定義することで、どこで観 測しても同じ物理量として評価できる。密度揺らぎが作る温度揺らぎは空間対称なので、密 度揺らぎは E モードしか生成しない。そのため、B モードを生成する要因は限られている。

1.2.3 CMB の偏光観測から求まる物理量と現在の観測精度

B モードを生み出す要因は

- 原始重力波
- 大規模構造による重力レンズ効果

の2つが考えられる。前者は原始重力波によるテンソル型のゆらぎが時空を変化させて作った四重極の温度異方性と電子の散乱によって生じる B モードである。後者は最終散乱時刻 に散乱されて生じた E モードが重力レンズ効果によって、その偏光軸が回転することによっ て生じる。これらはパワースペクトルのℓ 依存性の違いから区別できる (図 1.10)。



観測者

図 1.6: 偏光が生み出される原理。電子の静止形で考えており、青線は CMB の偏光の向き を表している。電子と散乱する前は様々な偏光の向きを持っているが、進行方向に対して垂 直方向に散乱された時は散乱後の進行方向の偏光成分しか残らないため、CMB は偏光する。

原始重力波の発見はインフレーションの決定的な証拠となるため、CMB 研究者の悲願で ある。図 1.10 から分かるように、原始重力波の探索は重力レンズ効果の B モードの少な い、比較的大きな角度スケールで行う必要がある。原始重力波のテンソル型の振幅はスカ ラー型のゆらぎの振幅との比で表される。この値をテンソル・スカラー比 r と呼び、

$$r(q) = \frac{4P_{\pm j}(q)}{P_{\lambda j}}$$
(1.24)

で定義される。ここで $P_{\pm Jig}(q)$ と $P_{\chi_{JJJ}}(q)$ はそれぞれ原始重力波とスカラー型ゆらぎ のパワースペクトルである。現在は Plank 実験と BICEP2/Keck Array 実験による観測結 果を組み合わせたものが、 r に対して

$$r(q = 0.002) < 0.056$$
 (95% Confidence Level) (1.25)

と最も厳しい制限を与えている [5]。

一方、小角度スケールの重力レンズ効果による B モード観測から、ニュートリノ質量の総 和 (Σm_{ν})を求めることができる。ただし、観測される B モードの強度は再電離期における 光学的厚み (τ)と強く相関しているため、その縮退を解かねばらない。再電離期とは、宇宙 に中性水素を電離することのできるエネルギーをもつ天体が形成された以降の時期であり、 天体からの放射で中性水素から電離した電離電子が再び宇宙の中に増えていく。これによっ て、小角度スケール ($\ell \sim 1000$)で観測される重力レンズ効果の偏光パターンは弱められる。



観測者

図 1.7: 温度揺らぎから偏光が生じる原理。高温領域からの CMB の強度の方が低温領域 からの強度よりも低いので、低温領域から散乱される CMB によって生じる偏光方向を持 っ CMB が観測される。



Bモード(空間非対称)

図 1.8: 揺らぎの方向 (k) に対する E モードと B モード偏光成分。色付きの直線が偏光の方向と大きさを表す。



図 1.9: 様々な方向の揺らぎを重ね合わせた E モードと B モード偏光成分。



図 1.10: 過去の観測データと E,B モードの理論線、並びに GroundBIRD の観測領域 [4]。 青実線は各テンソル・スカラー比での原始重力波由来の B モード、赤点線は重力レンズ効果 による B モードを表す。黒実線は E モードを表しており、大角度スケール ($\geq 10^{\circ}$) で τ に よる違いが現れる。



図 1.11: Plank 実験によって与えられた r, n_s と平面に付けられた制限 [5]。 n_s はスカラー 型原始ゆらぎのべき係数を表しており、1 からずれていることはインフレーションを支持し ていると考えられる。また、いくつかの理論モデルの予測値も書かれており、それらはイ ンフレーション期間 ($t_* < t < t_{end}$) でのスケール因子の膨張率 ($N_* \equiv \ln \frac{a(t_{end})}{a(t_*)}$)の不定性 (50 < $N_* < 60$)を含んだものとして表されている。

他方、CMB と電子の新たな散乱によって、新たな偏光パターンが大角度スケール ($\ell < 10$) に生成される。前者の理由で $\tau \ge \Sigma m_{\nu}$ は縮退し、後者の理由から τ を測定する最良の手 段が、大角度スケールの E モード測定となる (図 1.10)。

したがって、大角度の E モードの精密観測を行うことで、ニュートリノ質量和 (Σm_{ν})の 測定精度を向上できる。例えば、 τ の測定精度が $\sigma(\tau) \approx 0.01$ となれば、 Σm_{ν} の測定精度 は $\sigma(m_{\nu}) \approx 120$ meV となる [5]。

1.3 GroundBIRD 実験

GroundBIRD 実験は大角度スケールの CMB 偏光パターン測定に特化した実験である。 図 1.12 に GroundBIRD の望遠鏡の概要を示す。

地上からの観測において最も邪魔になるのが大気の放射であるが、大気の放射は無偏光で あるため、地上から CMB の偏光を観測することが可能である。しかし、観測装置の不完全性 によって無偏光を偏光と見誤る影響が無視できない (典型的には 1% 未満の影響)。つまり、 大気の揺らぎ (継時変化)の影響を抑制するための変調が必要である。GroundBIRD では、望 遠鏡を 3 秒で一回転させる独自の高速スキャンストラテジーで大気揺らぎの影響を抑制しな がら観測を行う。望遠鏡を天頂方向から 30° 傾けて回転させることで、地球の自転と相まっ て、1 日で全天の 45% の領域の観測を実現する。そして、角度分解能は 0.6°(FWHM) である ので、GroundBIRD は 6 < l < 360 の領域を測定する (図 1.10)。先の節で述べたように、原



図 1.12: GroundBIRD 望遠鏡の外観の写真と概念図。バッフルから入ってきた CMB が主 鏡、副鏡の順に反射され検出器ステージに入る。

始重力波と再電離期の光学的厚み τ の測定に最適化した実験戦略である。GroundBIRD の 高速スキャンのもとで角度分解能を失わないために、検出器は応答時間が 5 ミリ秒以下で あることが必要である。そのため、GroundBIRD では"MKID"という超伝導検出器を導 入する。MKID の典型的な応答時間は 1 ミリ秒以下なのでこの要求を満たす。

MKID に由来するノイズの特性には、以下のことが要求される。

- MKID 固有のノイズが観測環境下において入射する大気の熱放射ノイズよりも低い こと
- MKID 固有の 1/f ノイズの knee frequency がスキャン周期 (0.3 Hz) よりも低いこと

1/f ノイズとは観測時間に比例して大きくなるようなノイズの総称である。測定時の周波 数が大きくなるほど小さくなるノイズなので、1/f ノイズと呼ばれる (図 1.13)。検出器の出 力信号のベースラインがゆっくりと時間変動して揺らぐことが、そのようなノイズ成分を作 り出す。MKID における 1/f ノイズの主要因が後述する TLS ノイズである。なお、自然 界にはこのようなノイズ成分が多く存在する。例えば、大気放射の時間変動も 1/f ノイズ である。また、knee frequency とは時間依存しないノイズ成分 (ホワイトノイズ) と 1/f ノ イズが同程度の寄与となる周波数のことであり、本論文では" $f_{\rm knee}$ "と定義する。

製作した MKID が上記の性能を満たす事を観測に先立って把握しておくことは、実験を 行う上で非常に重要である。本論文では、第2章で MKID の原理、読み出し手法、ノイズ成 分について述べた後、望遠鏡への搭載に先立って MKID の特性を理解する評価系の構築を 行う (第3章)。そして、開発した評価系を用いて従来の MKID の TLS ノイズについての 定量的な評価を行う (第4章)。その後、従来に比べて TLS ノイズを低減できる MKID デ ザインを考案し、その定量的な評価を行う (第5章)。最後に本研究のまとめと今後の展望 について述べる。



図 1.13: スキャン周期 (f_{scan})、サンプリング周期 (f_{sample}) と MKID のノイズ特性の理想 的な関係。 $f_{knee} < f_{scan}$ であること、つまり「サイエンスバンド」(f_{scan} から f_{sample} まで の周波数) に 1/f ノイズの影響がないことが理想的な観測環境であり、GroundBIRD では $f_{scan} \sim 0.3$ Hz である。また、角度分解能を損なわない頻度 ($360^{\circ}/f_{sample} \ll \Delta\theta(0.6^{\circ})$) で データを取得し続けることも必要であり、GroundBIRD では $f_{sample} = 1$ kHz である。

第2章 超伝導検出器 MKID

本章では超伝導検出器 MKID (Microwave Kinetic Inductance Detector)の動作原理と 性能評価の手法について述べる。さらに、測定における主要なノイズ成分について述べる。

2.1 MKID の動作原理の概要

MKID の電子顕微鏡写真と [9]、等価回路を図 2.1 に示す。MKID は読み出し線と容量性 カップリング (C カップリング) する超伝導膜を使った LCR 共振器である。MKID にアン テナを接続することで、アンテナから入射した放射信号が超伝導共振器の状態を変化させる。 そのインピーダンスの変化を読み出すことで入射光量の測定を行う (図 2.1)。また、1 つの 読み出し線に異なる共振周波数を持った MKID を配置することで、一対の読み出し配線を 使って *O*(1000) 個もの MKID を同時に読み出すことが可能である。



図 2.1: (左) MKID の電子顕微鏡写真 [9]。読み出し線、超伝導検出器、アンテナから構成 される。(右) MKID の等価回路。MKID は LCR 回路であり、インダクタンスと抵抗が入 射信号によって変化し、インピーダンスが変化する。

2.2 MKID の構造と作り方

MKID はシリコン結晶などの誘電体のウェハの上に超伝導金属膜で構成されるコプレーナ 線路 (Coplanar Waveguide CPW) で構築した回路である (図 2.2)。その作成方法を図 2.3 に 示す。CPW は誘電体のウェハ上全体に金属膜を形成し、フォトマスクと呼ばれる回路パ ターンが刻まれたネガを用いて、金属膜を保護するフォトレジスタ剤の上にその回路パター ンを転写する。その後、エッチングと呼ばれる回路パターン外の金属膜を取り除く処理を行 い、金属膜を使った回路を製作する。最後にフォトレジスタ剤を薬品などを用いて取り除く ことで、CPW は製作される。



図 2.2: CPW 線路の概念図

上記の手法で作られた MKID 基板を無酸素銅などの治具に固定する。ワイヤーボンディン グで CPW 線路の芯線とグラウンドを SMA コネクタに電気的に接続することで MKID モ ジュールを製作する (図 2.4)。これを用いて測定を行う。

2.3 1/4 波長共振器

2.3.1 インピーダンス

MKID の多くは共振周波数の波長の 1/4 の長さで共振させる。このような共振器のこと を 1/4 波長共振器と呼び、図 2.5 のような等価回路で表される。共振周波数は主に数 GHz 帯 域 (Radio frequency RF) に設計される。そのため、読み出し RF に対する MKID の入力イ ンピーダンスがどのように表されるか考える。超伝導共振器 (LCR 回路) の部分のインピー ダンス Z_l は、

$$Z_l = Z_0 \tanh\left[(\alpha + i\beta)l\right] \tag{2.1}$$

と表される [10]。ここで、 Z_0 は共振器の設計インピーダンス、l は共振器全体の長さ、 α, β は 減衰定数、位相定数を表す。

ここで、共振器内部の Q 値 $(Q_i \equiv \frac{\beta}{2\alpha})$ を用いると、

$$Z_{l} = Z_{0} \frac{1 - i \tanh\left(\frac{\beta l}{2Q_{i}}\right) \cot(\beta l)}{\tanh\left(\frac{\beta l}{2Q_{i}}\right) - i \cot(\beta l)}$$
(2.2)



図 2.3: MKID の作成手法。① 誘電体のウェハ上に金属膜とエッチング処理用のフォトレジスタ剤を塗布する。② 回路パターンが刻まれたフォトマスクを用いてフォトレジスタ剤 にそのパターンを焼き付ける。③ その後エッチング処理で金属膜を取り除く。④ 最後に薬 品を用いてフォトレジスタ剤を取り除き MKID 基板を製作する。



図 2.4: MKID モジュールの写真。MKID 基板を無酸素銅の治具にワニスなどを用いて固定し、ワイヤーボンドで MKID の芯線とグラウンドを SMA コネクタに電気的に接続する。本論文内での測定は無酸素銅の蓋をして遮光し、外来放射の影響も徹底抑制した状態で MKID 評価を行う。



図 2.5: 1/4 波長共振器の等価回路。読み出し線と C カップリングし、反対側でショートさせる構造になっている。

と表せる。Q 値とは共振の鋭さを表す指標であり、共振の半値全幅 (FWHM) を用いて、 $Q = \omega$ /FWHM と表す事もできる。読み出し RF の角周波数を ω とすると、1/4 波長付近 では、 $\beta l = \frac{\pi}{2} \left(1 + \frac{\delta \omega}{\omega_{1/4}} \right)$ となる。ここで、 $\omega_{1/4}$ は 1/4 波長調固定端伝送線の角振動数を表 し、 $\delta \omega$ は $\omega_{1/4}$ からのずれ ($\omega - \omega_{1/4}$) を表す。 $x \ll 1$ では $\cot(\frac{\pi}{2} + x) \approx -x$, $\tanh x \approx x$ が 成り立つ。1/4 波長付近では $\delta \omega / \omega_{1/4} \ll 1$, $\beta l \ll 2Q_i$ と考えられるため、式 (2.2) は、

$$Z_l \approx Z_0 \frac{4Q_i/\pi}{1 + 2iQ_i \frac{\delta\omega}{\omega_1/4}} \tag{2.3}$$

と表すことができる。読み出し線との C カップリングにおけるインピーダンス (Z_c) と合わせると、MKID の入力インピーダンスは,

$$Z \equiv Z_c + Z_l = -i\frac{1}{\omega C} + \frac{4Z_0 Q_i/\pi}{1 + 2iQ_i \frac{\delta\omega}{\omega_{1/4}}}$$
(2.4)

となる。ここで、C カップリングの静電容量を C とした。C カップリングにおける Q 値 (Q_c) は

$$Q_c = \frac{\pi}{2\omega^2 C^2 Z_0^2}$$
(2.5)

と書ける[10]。そのため、式(2.4)をさらに書き直すと、

$$\frac{Z}{Z_0} = -i\sqrt{\frac{2Q_c}{\pi}} + \frac{\frac{4Q_i}{\pi} - i\frac{8Q_i^2}{\pi}\frac{\delta\omega}{\omega_{1/4}}}{1 + 4Q_i^2 \left(\frac{\delta\omega}{\omega_{1/4}}\right)^2}$$
(2.6)

となる。共振は入力インピーダンスが、Im(Z) = 0の条件を満たす時に生じる。 式 (2.6) を Im(Z) = 0の条件で解くと、

$$\frac{\delta\omega}{\omega_{1/4}} = \frac{\omega_0 - \omega_{1/4}}{\omega_{1/4}} = \begin{cases} -\sqrt{\frac{2}{\pi Q_c}} \\ 0 \end{cases}$$
(2.7)

という 2 つの解が得られる。ここで、 $2Q_c = \frac{1}{\omega^2 C^2 Z_0^2} \ll \frac{4Q_i^2}{\pi}$ と近似して解を求めた。前者 は C カップリングの影響によって MKID の共振周波数が $l = 1/4\lambda$ から変化することを表 している。カップリングも含めた MKID の共振周波数を ω_0 と定義し、 $\Delta \omega \equiv \omega - \omega_0$ を用 いると

$$\frac{\delta\omega}{\omega_{1/4}} = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} - \sqrt{\frac{2}{\pi Q_c}} \tag{2.8}$$

と書ける。

それぞれの解で、式(2.6)を整理すると、

$$\frac{Z}{Z_0} = \begin{cases}
\frac{\sqrt{\frac{2Q_c}{\pi}}}{\frac{1+2iQ_i\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}-i\right)}{1+2iQ_i\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}-\sqrt{\frac{2}{\pi}Q_c}\right)}} \\
\frac{\frac{4Q_i}{\pi}+2Q_i\frac{\Delta\omega}{\omega_0}-i\sqrt{\frac{2Q_c}{\pi}}}{1+2iQ_i\frac{\Delta\omega}{\omega_0}}
\end{cases} (2.9)$$

を得る。共振周波数において後者は $\operatorname{Re}(Z) = 4Z_0Q_i/\pi \gg 1$ となるため、後述する式 (2.11) に代入すると透過率はほぼ 1 となるので影響を及ぼさない。そのため、後者の解は無視で きる。

したがって、式 (2.6) は、

$$\frac{Z}{Z_0} \approx \frac{Q_c}{2Q_i} \left(1 + 2iQ_i \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \right) \tag{2.10}$$

と書き換えられる。これで、MKID の入力インピーダンスが求まった。

2.3.2 散乱行列 (S₂₁ パラメータ)

続いて、読み出し RF を用いた MKID の評価手法について考える。RF 回路の特性は散 乱行列 $S_{ij} = \frac{V_j}{V_i}$ 用いて表すことができる。ここで、 V_i は基準にするポートの入射波の電 圧、 V_j は評価するポートの出力波の電圧を表す。図 2.5 の例で言うと、 S_{11} パラメータは 反射率、 S_{21} パラメータは透過率を表す。MKID の評価は透過率、つまり、 S_{21} パラメータ (以降 S_{21} と呼ぶ)で行う。文献 [10] によると、入力インピーダンス Z、読み出し線のイン ピーダンス Z_0 とした時の S_{21} は、

$$S_{21} = \frac{2}{2 + \frac{Z_0}{Z}} \tag{2.11}$$

となる。ここに式 (2.10) を代入し、MKID 全体の Q 値 $(\frac{1}{Q_r} \equiv \frac{1}{Q_i} + \frac{1}{Q_c})$ を用いると、

$$S_{21} = 1 - \frac{Q_r/Q_c}{1 + 2iQ_r \frac{\delta f}{f_r}}$$
(2.12)

と表せる。ここで、 $\omega = 2\pi f, \omega_0 = 2\pi f_r$ を用いて角周波数から周波数に変換した。

式 (2.12) から分かるように S_{21} は読み出し周波数 f を媒介変数とする複素数であり、 共振周波数周辺では複素数平面上に円を描く (図 2.6)。この円のことを「共振円」と呼び、 MKID の評価は共振円の中心からの振幅と位相を用いて行う¹。また、 S_{21} の複素数平面での振幅を図 2.6 に記す。共振周波数で振幅は最小値 $S_{21}^{min} \equiv 1 - Q_r/Q_c$ をとる。この値を用いると共振円の中心は $x_c = \frac{1}{2} (1 + S_{21}^{min})$ 、共振円の直径は Q_r/Q_c と表せる。



図 2.6: S_{21} の共振円(左)と振幅(右)。共振周波数で S_{21} 振幅は最小になる。これらの図 では共振周波数 (f_r) = 4.2 GHz, Q_r = 10,000, Q_c =20,000 の値を使用した。

 S_{21} の共振円の振幅 Aと位相 θ は、

$$A = \frac{|S_{21}| - x_c}{1 - x_c} \tag{2.13}$$

$$\theta = \arctan\left(\frac{Im(S_{21})}{x_c - Re(S_{21})}\right) \tag{2.14}$$

と表され、これらの値を用いて MKID の評価を行う。

また、振幅と位相の微小変化はそれぞれ、

$$\delta A = \frac{-\delta \operatorname{Re}(S_{21})}{1 - x_c} = 2Q_r \delta\left(\frac{1}{Q_i}\right) \tag{2.15}$$

$$\delta\theta \sim \tan\theta = -4Q_r \frac{\delta f}{f_r} \tag{2.16}$$

である。

2.4 超伝導共振器

続いて、MKID を構成する超伝導体で生じる現象と、それが S₂₁ に与える影響について 考える。

¹円の中心が複素数平面の原点でないことに注意。

2.4.1 クーパー対と準粒子

金属が超伝導状態になると、スピンが反対の電子がペアとなって「クーパー対」が生成される。クーパー対のギャップエネルギー ($\Delta(T)$)と超伝導転移温度 (T_c) は T = 0 K で、

$$2\Delta(T=0) = 3.52k_b T_c \tag{2.17}$$

という関係がある [11]。ここで、*k*_b はボルツマン定数を表す。クーパー対はギャップエネ ルギーの 2 倍以上のエネルギーが超伝導体に与えられると壊れて、2 つの電子になる。こ のようにして生成された電子のことを「準粒子」と呼ぶ。例として、アルミニウムの転移温 度 1.2 K のギャップエネルギーは光子のエネルギーに換算して 45 GHz 相当する。つまり、 アルミニウムの検出可能な光子のエネルギーの下限はその 2 倍の 90 GHz であり、CMB の 典型的なエネルギー (160GHz) を十分検出できる。

準粒子は入射光や、検出器の温度などからエネルギーを得ることで生成される。超伝導体内の準粒子の数密度 (*n_{ap}*) は、

$$n_{qp} = 4N_0 \int_0^\infty N_s(E)f(E)dE$$
 (2.18)

と表せる [18]。ここで、f(E) はフェルミ分布関数 ($f(E) = \frac{1}{1 + \exp(E/k_b T)}$) であり、 N_0 はフェルミ面での電子の状態密度を表す。アルミニウムでは $N_0 = 1.74 \times 10^{10} \text{ eV}^{-1} \mu \text{m}^{-3}$ である [12]。 N_s は規格化された準粒子の状態密度を表しており、

$$N_s = Re\left(\frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}}\right) \tag{2.19}$$

である。一般的に MKID は超低温 ($T \ll T_c$) で動作し、この環境下において式 (2.18) は、

$$n_{qp} = 2N_0 \sqrt{2\pi k_b T \Delta} \exp(-\Delta/k_b T)$$
(2.20)

と求めることができる。

超伝導状態では生成された準粒子は、他の準粒子と対をなし、再びクーパ対となる。この 時の準粒子としての寿命 (τ_{qp}) は $T \ll T_c$ で、

$$\tau_{qp} = \frac{\tau_0}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{k_b T}{2\Delta}\right)^{5/2} \sqrt{\frac{T_c}{T}} \exp(\Delta/k_b T) = \frac{\tau_0 N_0 (k_b T_c)^3}{2n_{qp} \Delta^2}$$
(2.21)

で表され [18]、「準粒子寿命」と呼ぶ。ここで τ_0 は電子と格子の反応時間であり、アルミニウ ムでは $\tau_0 \approx 450$ nsec である [13]。また、後半の式展開では、式 (2.20) を用いた。式 (2.21) か ら準粒子寿命は準粒子の数密度に反比例していることが分かる。これは準粒子が少ないと クーパー対をなす為に必要な他の準粒子と出会い結合するまでに時間がかかることを意味し ている。準粒子寿命は後述する検出器固有の GR ノイズのパワースペクトル密度 (PSD) に 特徴的なカットオフを生み出す。そのため、PSD の測定から準粒子寿命を求めることで素 子の超伝導状態を知ることができる。

2.4.2 複素伝導度と応答性

超伝導体内部にはクーパー対と準粒子が存在する為、それらの運動は2流体モデルで記述 される [15]。超伝導体での複素伝導度 σ は

$$\sigma = \sigma_1 - i\sigma_2 \tag{2.22}$$

と表される。この式の実部は準粒子の運動に対応し、超伝導体における抵抗に対応する。虚 部はクーパー対の運動に対応し、超伝導体の力学的なインダクタンスに対応する²。それぞれ、

$$\sigma_1 = \frac{n_{qp} e^2 \tau}{m} \tag{2.23}$$

$$\sigma_2 = \frac{n_s e^2}{m\omega} \tag{2.24}$$

と表される。ここで、 n_s はクーパー対を構成している電子の数密度、m は電子の質量、 τ は 緩和時間を表す。また、 $\tau \omega \ll 1$ であることが知られている。[14]

ここで、超伝導体において典型的な長さである、「磁気侵入長」と「コヒーレンス長」を 導入する。磁気侵入長 λ_L とは超伝導体内に磁場が侵入できる典型的な長さのことで、

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}} \tag{2.25}$$

と表され、「ロンドン侵入長」と呼ばれている [15]。ここで、μ₀ は真空での透磁率を表す。 コヒーレンス長とはクーパー対の空間的な広がりのことである。これは温度や不純物に よって理想的な長さよりも小さくなる。これを考慮したコヒーレント長を「実効的コヒーレ ント長 (ξ)」と呼び、

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{l} \tag{2.26}$$

と表される [11]。ここで、 ξ_0 は理想的な条件 (T = 0, 不純物なし) でのコヒーレント長、l は 平均自由行程を表す。

MKID は主に非常に薄いアルミニウム膜 (数 10 ~ 数 100 nm) で構成されるため、l が膜 厚 (d) に制限される。そのため、 $\xi \sim l \ll \xi_0$ と近似できる。このような条件を "dirty limit" と呼ぶ。また、この時の磁気侵入長に対して、 $\lambda > \xi \sim l$ という関係になる。この条件を "local limit" と呼ぶ。したがって、MKID は "dirty limit", "local limit"の条件下での超伝導 体として考える。

超伝導体の複素伝導度は「マティス-バーディン理論 [16]」によって詳細に記述される。 MKID では "dirty limit", "local limit"なので、複素伝導度はそれぞれ

²この変化を読み出す検出器であることが Kinetic Inductance Detector と呼ばれる所以である。MKID の 共振器としてのインダクタンスは、これに構造由来のインダクタンスを加えたものである

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_N} = \frac{2}{\hbar\omega} \int_{\Delta}^{\infty} \frac{[f(E) - f(E + \hbar\omega)](E^2 + \Delta^2 + \hbar\omega E)}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}\sqrt{(E^2 + \hbar\omega)^2 - \Delta^2}} dE + \frac{1}{\hbar\omega} \int_{\Delta - \hbar\omega}^{-\Delta} \frac{[1 - 2f(E + \hbar\omega)](E^2 + \Delta^2 + \hbar\omega E)}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}\sqrt{(E^2 + \hbar\omega)^2 - \Delta^2}} dE$$
(2.27)

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_N} = \frac{1}{\hbar\omega} \int_{\Delta-\hbar\omega}^{-\Delta} \frac{[1 - 2f(E + \hbar\omega)](E^2 + \Delta^2 + \hbar\omega E)}{\sqrt{\Delta^2 - E^2}\sqrt{(E^2 + \hbar\omega)^2 - \Delta^2}} dE$$
(2.28)

と表せる。ここで σ_N は常伝導伝導度を表す。 実際に MKID を測定する環境 ($k_bT \ll \Delta, \hbar\omega \ll \Delta$) では、これらの式は

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_N} = \frac{4\Delta}{\hbar\omega} \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right) \sinh\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) K_0\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right)$$
(2.29)

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_N} = \frac{\pi\Delta}{\hbar\omega} \left[1 - 2\exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) I_0\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \right]$$
(2.30)

となる。ここで、*I*₀, *K*₀ はそれぞれ第一種、第二種変形ベッセル関数を表す。 式 (2.20) を用いて準粒子数に対する複素伝導度の変化は、

$$\frac{\delta\sigma_1}{dn_{qp}} = \sigma_N \frac{1}{N_0 \hbar \omega} \sqrt{\frac{2\Delta}{\pi k_B T}} \sinh\left(\frac{\hbar \omega}{2k_B T}\right) K_0\left(\frac{\hbar \omega}{2k_B T}\right)$$
(2.31)

$$\frac{\delta\sigma_2}{dn_{qp}} = \sigma_N \frac{-\pi}{2N_0 \hbar \omega} \left[1 + 2\sqrt{2\Delta}\pi k_B T \exp\left(\frac{-\hbar\omega}{2k_B T}\right) I_0\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \right]$$
(2.32)

と表せる。このように複素伝導度の応答は準粒子数の変化に対して線形である。

MKID での共振周波数 f_r と共振器内部の Q 値である Q_i の応答性は、超低温 $(T \ll T_c, \sigma_1 \ll \sigma_2)$ で複素伝導度を用いて以下のように表せる [18]。

$$\frac{\delta f_r}{f_r} = \frac{\alpha_k \beta_k}{4} \frac{\delta \sigma_2}{\sigma_2} \tag{2.33}$$

$$\delta\left(\frac{1}{Q_i}\right) = \frac{\alpha_k \beta_k}{2} \frac{\delta \sigma_1}{\sigma_2} \tag{2.34}$$

ここで、 α_k はそれぞれ共振器のインダクタンスに対する力学的なインダクタンスの割合を 表し、 β_k は MKID の $\beta_k = 1 + \frac{2d/\lambda}{\sinh(2d/\lambda)}$ である。これらの式と、式 (2.15),式 (2.16) を組 み合わせると、振幅と位相の応答性は複素伝導度を用いて以下のように表せる。

$$\frac{\delta A}{\delta N_{qp}} = -\frac{\alpha_k \beta_k Q_r}{\sigma_2 V} \frac{\delta \sigma_1}{\delta n_{qp}}$$
(2.35)

$$\frac{\delta\theta}{\delta N_{qp}} = -\frac{\alpha_k \beta_k Q_r}{\sigma_2 V} \frac{\delta\sigma_2}{\delta n_{qp}}$$
(2.36)

このように振幅と位相の変化は複素伝導度の実部と虚部の変化に比例する。複素伝導度は準 粒子数に線形なので、MKIDの応答は準粒子数に比例する。また、複素伝道度の虚部の準粒 子数に対する応答性は実部の応答性よりも高いため、位相の応答性の方が振幅の応答性より も高い [18]。そのため、位相のノイズスペクトルは振幅よりも高くなり、後述する MKID の ノイズ特性における PSD にその性質が現れる。また、式 (2.20) から準粒子数は MKID の 温度に依存する。つまり、温度を変化させた時の共振を測定すると MKID の応答性を求め ることができる。実際にこの評価を行うために導入したメカニズムについては 3 章で詳し く述べる。

2.5 MKID の読み出し回路

前節で述べたように、MKID の透過率 (S_{21}) を測定することで MKID の信号を測定する。MKID の共振周波数は主に数 GHz 帯域に設計される。ADC, DAC のアナログボードでは、 GHz 帯域の信号を読み出す事は難しい。そのため、IQ ミキサーを用いて MHz 帯域の信号 (IF 信号) と GHz 帯域の信号との変換 (アップコンバート/ダウンコンバート) を行う事で MKID の共振周波数帯域の RF 信号をアナログボードで出力、及び読み出しを行う。MKID 読み出し回路の概要を図 2.7 に示す。



図 2.7: MKID 読み出し回路の概要を示す概念図。破線は MHz 帯域の信号が、実線は GHz 帯 域の RF 信号が伝搬することを表す。

図 2.7 を用いた MKID の N チャンネルの多重読み出しの原理について説明する。ま ず FPGA を用い DAC で位相が 90° 異なる 2 つの IF 信号を生成する。これは後段 の IQ mixer で生成する RF 信号の位相を表すためであり、生成した信号を I_{DAC}(Inphase) と Q_{DAC}(Quadrature-phase) とする。

$$I_{DAC}(t) = \sum_{k=1}^{N} \cos \omega_k t$$
(2.37)

$$Q_{DAC}(t) = \sum_{k=1}^{N} \sin \omega_k t$$
(2.38)

また、Local Oscillator(LO) で生成した RF 信号を $\cos \Omega t$ とすると、IQ ミキサーでアップ コンバートされて、

$$RF_{IN}(t) = I_{DAC} \cos \Omega t + Q_{DAC} \cos (\Omega t + 90^{\circ})$$
$$= \sum_{k=1}^{N} 2 \cos((\Omega + \omega_k)t)$$
(2.39)

となる。この RF 信号が MKID を通過して、振幅と位相が変化した信号が透過信号 (RF_{OUT}(t)) として帰ってくる。

$$RF_{OUT}(t) = \sum_{k=1}^{N} 2A_k \cos((\Omega + \omega_k)t + \theta_k)$$
(2.40)

この RF 信号が再び IQ ミキサーによってダウンコンバートされ、ADC で読み出す 2 つ の IF 信号となる。

$$I_{\rm IF}(t) = \operatorname{RF}_{\rm OUT} \cos(\Omega t)$$

=
$$\sum_{k=1}^{N} A_k \left[\cos(\omega_k t + \theta_k) + \cos((2\Omega + \omega_k)t + \theta_k) \right]$$
(2.41)
$$Q_{\rm IF}(t) = \operatorname{RF}_{\rm OUT} \cos(\Omega t + 90^\circ)$$

$$IF(t) = RF_{OUT} \cos(\Omega t + 90^{\circ})$$

$$= \sum_{k=1}^{N} A_k \left[\cos(\omega_k t + \theta_k) - \cos((2\Omega + \omega_k)t + \theta_k) \right]$$

$$(2.42)$$

これらがローパスフィルターを通過することで高周波成分 $(2\Omega + \omega_k)$ は落とし、

$$I_{ADC}(t) = \sum_{k=1}^{N} A_k \cos(\omega_k t + \theta_k)$$
(2.43)

$$Q_{ADC}(t) = \sum_{k=1}^{N} A_k \sin(\omega_k t + \theta_k)$$
(2.44)

という IF 信号を ADC で測定する。この信号から MKID の信号成分 (A_k, θ_k) だけを取り 出す作業を FPGA 内部で行う。これには、DAC で IF 信号を生成する際に用いた周波数 情報 (ω_k) を用いた DDC(Digital Down Conversion) というデモジュレーション手法を用い る³。DDC は取り出したい周波数の信号を $I_{ACD}(t), Q_{ADC}(t)$ 乗算・加算することで行う。 FPGA でのサンプリング番号を j = 1, ..., M とすると、

$$I_{DDC, j}(t) = I_{ADC} \cos(\omega_j t) + Q_{ADC} \sin(\omega_j t)$$

= $A_j \cos \theta_j + \sum_{k \neq j} A_k \cos((\omega_k - \omega_j)t + \theta_k)$ (2.45)

$$Q_{\text{DDC, j}}(t) = Q_{\text{ADC}} \cos(\omega_j t)_{\text{I}_{\text{ADC}}} \sin(\omega_j t)$$

= $A_j \sin \theta_j + \sum_{k \neq j} A_k \sin((\omega_k + \omega_j)t + \theta_k)$ (2.46)

³高速フーリエ変換を用いる手法もあるが、本論文では DDC を用いる

と周波数に依存しない成分と、依存する成分に分解し、時間平均をとると、

$$\mathbf{I}_j = A_j \cos \theta_j \tag{2.47}$$

$$\mathbf{Q}_j = A_j \sin \theta_j \tag{2.48}$$

となる⁴. これらの値を MKID の時系列データとして記録する。

2.6 MKID の性能評価手法と評価パラメータ

MKID を評価するためのデータ取得手法は大きく分けて2つある。

- ・ 共振周波数周辺で測定周波数を変えながら読み出し信号の透過率を測定する手法(周 波数スイープ)。
- 測定周波数を最も感度の良い共振周波数に固定した状態で、時系列データを測定し、 ノイズ特性を評価する手法。

前節で述べた読み出し回路を用いて、これらの測定を行う方法を述べる。

2.6.1 周波数スイープ

周波数スイープとは、RF 信号の周波数を少しずつ変えながら、それぞれの周波数で短い 時系列データ (Time Ordered Data TOD)を測定する手法である。これは主に、MKID の 共振状態を測定することが目的のため、共振周波数周辺で行う。RF の透過率は、式 (2.12) で表されるが、実際の測定では、読み出し回路による振幅の減衰と位相のズレを含んだ透過 率が測定される。実際に測定される透過率を *T*21 とすると、

$$T_{21}(f) = a_0 \exp(-2\pi i f \tau_0) \left(1 - \frac{Q_r/Q_c e^{i\phi}}{1 + 2iQ_r(f - f_r)/f_r} \right)$$
(2.49)

で表される。ここで、*a*₀, *τ*₀ は読み出し回路による振幅の減衰、位相のズレを表し、*e^{iφ}* は C カッ プリングでのインピーダンスの不整合を補正するための項である [17]。式 (2.49) を用いて、 周波数スイープで測定されたデータをフィットすることで、共振パラメータ *f_r*, *Q_r*, *Q_c* を 求めることができる。

2.6.2 時系列データとノイズ評価

MKID は共振周波数で最も感度が良いため、測定周波数を共振周波数に固定して観測に用い る。そのため、周波数スイープから得た共振周波数に周波数を固定して、様々なサンプリング レートで時系列データを測定することでノイズ評価を行う。得られた時系列データをフーリ エ変換し、自己相関をとることで、ノイズ評価の指標である PSD (Power Spectrum Density) を計算する。後述するが、MKID 固有の PSD は 1 ~ 100 kHz 付近でカットオフが存在し、 そのカットオフ周波数から準粒子寿命を求めることができる。そのため、1 MSPS (Samplespar-second) で TOD を測定できる測定系が求められる。

⁴時間平均がローパスフィルターとして機能するため、高周波成分 $((\omega_k \pm \omega_j)t + \theta)$ を消すことができる。

2.7 MKID **のノイズについて**

MKID を測定する際の主なノイズ源として以下の3つのノイズが考えられる。

- リードアウトノイズ
- 量子ノイズ (GR ノイズ)
- 2 準位系ノイズ (TLS ノイズ)

図 2.8 に理想的な MKID における PSD の概念図を示す。これらのノイズ成分について述 べていく。



図 2.8: 理想的な MKID における PSD の概念図。黒線は readout によるノイズ、オレンジ 線は GR ノイズ、緑線は TLS ノイズを表しており、青線がそれらを合わせて実際に観測さ れる PSD を表している。GR ノイズは準粒子寿命 (τ_{qp})、応答時間 (τ_{res})でカットオフが生 じる。理想的な MKID はリードアウトノイズと TLS ノイズの寄与が GR ノイズに比べて 十分小さいものである。

2.7.1 リードアウトノイズ

読み出しに起因するノイズは主に、検出器応答を含んだ RF 信号を最初にを増幅する低 温アンプのノイズと入力する読み出しの RF 強度よって決まる。このノイズは熱ノイズで あるため、時間によらないホワイトノイズである。低温アンプによる PSD は以下の式で与 えられる [18]。

$$PSD_{readout} = \frac{4k_B T_N}{P_{read}} \left(1 + \frac{Qc}{Qi}\right)^2$$
(2.50)

ここで、 T_N は低温アンプの温度、 P_{read} は読み出し RF のパワーを表す。信号ノイズ比 (SNR) という観点で考えると低温アンプのノイズと、低温アンプまでの MKID の信号の損 失を最小限にする測定系が求められる。

2.7.2 量子ノイズ (GR ノイズ)

MKID の応答信号は準粒子の数に比例する。たとえ、超低温に冷やしたとしても、わず かな熱により準粒子は生成される。また、MKID に入る信号によっても準粒子は生成され る。準粒子の生成と消滅のゆらぎは量子揺らぎであり、ガウス分布に従うゆらぎである。そ のため、準粒子寿命よりも長い時間スケールではホワイトノイズとなる。このノイズのこと を生成消滅ノイズ (Generation-Reconbination noise GR noise) と呼び、準粒子数に対する 応答性 ($\frac{dx}{dNm}$: $x = A(振幅), \theta(位相))$ を用いて、

$$PSD_{GR} = \frac{4N_{qp}\tau_{qp}}{(1+\omega^2\tau_q p^2)(1+\omega^2\tau_{res}^2)} \left(\frac{dx}{dN_{qp}}\right)^2$$
(2.51)

と表せる。ここで、 τ_{res} は MKID の典型的な応答時間であり、 $\tau_{res} = Q_r/(\pi f_r)$ で与えられ る。式 (2.51) からわかるように、GR ノイズは τ_{qp} , τ_{res} よりも高い周波数になるとカット オフが生じる。つまり、GR ノイズを高精度で測定できれば、MKID の応答時間を求める ことができる。CMB 観測で用いる MKID では応答時間は準粒子寿命となる。式 (2.21) か ら、準粒子寿命から準粒子数を求めることができるため、GR ノイズの測定は MKID の性 能評価の上で重要である。そのためには、先に述べたリードアウトノイズの寄与が GR ノ イズよりも十分低いことが必要となる。詳細は 3 章で述べる。

大気などの熱放射も GR ノイズに寄与する。熱放射はポアソン分布に従うためホワイト ノイズである。このノイズは検出器固有のノイズではないが、実際に観測を行う際に問題と なる。熱放射ノイズは原理的に低減することができないノイズであるため、検出器のノイズ 性能を熱放射ノイズよりも小さくすることが、検出器開発において一つのゴールとなる。先 に述べたように、MKID の評価を行う上では、熱放射の影響を極力抑制した環境での GR ノ イズ測定が重要である。そのため、熱放射ノイズの寄与を抑制する必要がある。3 章でその 削減手法について述べる。

上記で述べたように、これら2つのノイズは量子的な揺らぎがノイズの原因であるため、 今後まとめて量子ノイズと呼ぶ。

2.7.3 2 準位系ノイズ (TLS ノイズ)

MKID には 2 準位系 (TLS: Two Level System) ノイズと呼ばれるノイズも存在する。 TLS ノイズは MKID の誘電体、超伝導体がアモルファス構造をしていることに起因してい ると考えられており、1/f ノイズであることが知られている [17]。 その他にも、経験則的に TLS ノイズは

- 読み出し RF のパワー
- MKID の温度
- MKID の構造

に依存することが知られている。詳細は4章、5章で述べる。

第3章 MKID 評価系の構築

製作した MKID が要求性能を満たしていることを把握することは重要である。ただし、 MKID は超低温 (≲ 0.3 K) まで冷却しないと動作しないため、評価試験を行うためには専用 の評価系を構築せねばならない。本章では MKID の評価系の構築と、評価試験用の MKID を 用いた評価系のチェックを行なった。

3.1 評価系への要求

評価系への要求は、

- 周波数スイープを行う機能があり、MKID の共振パラメータ (f_r, Q_r, Q_c)が正しく 測れること
- MKID の温度を任意に変化させ、応答性 $(\delta f_r / \delta N_{qp})$ の評価が行えること
- •1 MSPS までのサンプリングレートで時系列データの測定を行う機能があること。
- リードアウトノイズが MKID 固有のノイズよりも十分低いこと

があげられる。

3.2 評価系の構築

構築した MKID 評価系の写真を図 3.1 に示す。本節では冷却システム、冷凍機内部の検 出器読み出し配線の構造、データ取得システムの順に詳細を述べる。

3.2.1 冷却システム

図 3.1 の中央にあるのがクライオスタット (二木工芸社製、ソープション式 ³He 冷凍機 システム) である¹。クライオスタット内部を真空にするためにはスクロールポンプとター ボ分子ポンプを組み合わせた HiCube 80 Classic[19] を用いた。クライオスタット内部の概 念図を図 3.2 に記す。300 mK 程度まで冷却するために、パルスチューブ冷凍機 (PTC)[20] と ³He を用いたソープション冷凍機の二つの冷凍機が採用されている。³He ソープション 冷凍機は ³He の気化熱を利用する冷凍機であり、³He の液化および気化はソーブと呼ばれる チャコール吸着材の温度を調節して行う。クライオスタットの内部は 1st ステージ、2nd ス

¹東北大学ニュートリノセンターの石徹白氏から借りている。



図 3.1: 京都大学で構築した評価系。左側にあるラックに冷凍機の制御装置と読み出し回路 があり、中央にクライオスタット、右側に真空ポンプがある。
テージ、3rd ステージからなる。熱放射による熱流入を削減するために、2 枚のシールド (1st シールド、2nd シールド)が設置されている。パルスチューブ冷凍機が 1st ステージ と 2nd ステージをそれぞれ 40 K と 4 K 程度まで冷却し、³He ソープション冷凍機が 3rd ス テージを 300 mK 程度に冷却する。



図 3.2: クライオスタットの概念図。

表 3.1 に各冷凍機の冷却能力、表 3.2 に温度計の設置場所と種類、冷却サイクルに用いる ヒーターの有無をまとめる。

冷凍機	冷却ステージ	冷却能力	無負荷時の到達温度 [<mark>20</mark>]	
PTC 1st ステージ	1st ステージ	$22 \ W @ 55 \ K$	30 K	
PTC 2nd ステージ	2nd ステージ	$0.6 \le 0.2 \le 10^{-10}$	2.4 K	
ソープション冷凍機	3rd ステージ	$100\mu W$ @ 350 mK	$300 \mathrm{mK}$	

表 3.1: 冷凍機の冷却能力

冷却の手順としてはパルスチューブ冷凍機を用いてクライオスタット内部を十分に冷やし、 その後ソープション冷凍機のソーブとヒートスイッチの温度をコントロールして、 3rd ス

式 5.2. 血反前 の 座 及 C 物//			
設置場所	温度計の種類	ヒーターの有無	
ソーブ	シリコンダイオード	有	
ヒートスイッチ	シリコンダイオード	有	
PTC 2nd stage	シリコンダイオード	無	
³ He ポッド	酸化ルテニウム	有*	

表 3.2: 温度計の種類と場所

* 冷却サイクルには用いないが、 MKID の温度を変化させるために使用

テージを 300 mK 程度に冷却する。ヒートスイッチはソーブと 2nd ステージの熱リンクを 調節するための機構である。ヒートスイッチを温めると、中にある吸着剤がヘリウムを放出 するため、2nd ステージとソーブを繋ぐパイプ内にヘリウムが充満して熱リンクがとれる。 逆に、ヒートスイッチの温度が低いと、ヘリウムを吸着してパイプ内はほぼ真空となり、熱 リンクはとれなくなる。



図 3.3: (右) 冷却試験全体の温度変化の様子。³He が全て蒸発すると冷却できなくなるため、 "Regeneration"と呼ばれるサイクルを行い再度冷却する。(左) 冷却時の温度変化の様子。冷 却は 3 つのサイクルからなる。

冷却試験の際の温度変化を図 3.3 に載せる。図 3.3 の右図にあるように ³He ソープション冷凍機の冷却は 3 つのサイクルに分かれる。

- ヒートスイッチをヒーターを用いて温める (30 K)。 2nd ステージとソーブの熱リン クをとり、ソーブを4K冷却することによって³He をソーブに吸着させる。
- ② ヒートスイッチのヒーターを消し、ソーブをヒーターを用いて温める (50 K) ことに よって³He ポッドに³He を貯める。
- ③ 再度ヒートスイッチを温め (30 K)、ソーブを冷やすことによって³He ポッド から³He を集める。その際に³He の気化熱を用いて³He ポッドに接する 3rd ステージを 300 mK 程度に冷やす。

³He ソープション冷凍機は ³He ポッド内の液化 ³He は全て蒸発してしまうと冷却を行う ことができない。液化 ³He が存在している期間が低温を維持できる期間であり、それがな くなったら、再度上記の 3 サイクルを再度行い、再び低温冷却する。一度の最低温保持時間 は、無負荷条件下で 3 日程度である。

3.2.2 冷凍機内部の配線と構造

冷凍機内部の構造を図 3.4 に示す。2nd ステージに Low Noise Factory 社の低温アンプ [21](LNF-LNC4_8C)を設置する。そうすることで、4 K の熱ノイズがリードアウトノイズ となり高い信号対ノイズ比 (SNR) を実現できる。これは熱ノイズの大きさが温度に比例す るため、室温 (300 K) よりも低ノイズ環境で信号を増幅させられるからである。

冷凍機内部の配線には、それによる熱流入と信号の減衰を抑制する工夫を施した。同じ温度のステージ同士を繋ぐ同軸ケーブルは熱流入を気にしなくて良いため、減衰の少ない銅ケーブルを用いた。異なる温度のステージ同士を繋ぐ配線では(300 K - 4 K, 4 K - 300 mK)、 熱伝導率の小さいキュプロニッケルケーブルを用いて、熱流入を最小化した。3rd ステージ とサーキュレータ間のケーブルは、低温アンプでシステムノイズが決まる。そのため、超伝 導体であるニオブチタンケーブル(高額:1本5万円程度)を用いて MKID の信号の減衰と 熱流入を最小化した。これにより評価系での SNR を最大化する。

また、シールドやコネクタなどにある目視できないような隙間から入り込む熱放射(迷光) が MKID に影響を与えないように、3rd ステージを遮光シールドで覆った(図 3.5)。さらに遮 光シールドのわずかな隙間から迷光が漏れ込んできたとしても、それが MKID にたどり着くま でに減衰するように、シールド内壁に電波吸収剤を塗布した。電波吸収剤は GroundBIRD と 同じ素材、製作方法で作った。表 3.3 に電波吸収材に利用した材質と比率をまとめる。これ らを混ぜて脱泡した後に、表面を荒くして塗布した。



図 3.4: 冷凍機内部の検出器読み出し配線の概要とその写真



図 3.5: (左) 遮光シールド内部の写真。中央にあるのが検出器。(右) 遮光シールドの蓋の写 真。迷光を吸収するために電波吸収材を表面に塗布している。

素材	割合 (重量比)
Stycast2850 FTJ	64.67%
Catalyst 23LVJ	4.85%
Carbon Black	6.67%
Glass beads	$19.05\%^*$
SiC	4.76%

表 3.3: 電波吸収材に使用した材質と合成割合

*粒子径が 800, 6000, 400, 60 µm の 4 種類を同じ比率だけ混ぜ合わせた物を使用した。

3.2.3 データ取得システム

最後にデータ取得システムについて述べる。MKID の読み出し回路は 2 章で述べたもの を基本として、読み出しパワーを調節できるようにアンプと可変減衰器を配置し構築した。 図 3.6 に作成した読み出し回路の概要を示す。"Readout BOX"は読み出しに使用する装置を アルミ箱の内部にまとめたもので、その内部の写真を図 3.7 に示す。これは GroundBIRD で の長期観測を想定して本多氏 (京大) が製作した物である。

クライオスタット内部の圧力は PFEIFFER 社の真空計 (PKR-361)[22] を用いてモニ ターする。また、MKID の治具など任意の場所の温度を測定するために酸化ルテニウム 温度計 (RX-102A-CD)[23] を導入し、温度 (抵抗値) 読み出しには温度計コントローラー (Lackshore372)[24] を用いた。

そしてこれら全ての値を常時記録するための PC をラック上に設置することで、データ 取得をすべて遠隔で行うことができる。図 3.8 にデータ取得システムの概要を示す。



図 3.6: 読み出し回路の概要



図 3.7: Readout BOX 内部の写真。製作は本多氏 (京大) が行った。



図 3.8: データ取得と冷却コントロール、温度・真空モニターシステムの全体概要。各測定 機器は LAN などを通じてローカルネットワークでつながっている。DAQ PC は研究室内 のネットワークに繋がっており、リモートでアクセスが可能。点線は VNA を用いて測定を 行う時の配線であり、普段は用いていない。

3.3 MKID を用いた測定デモンストレーション

3.3.1 DESHIMA MKID

構築した評価系の性能を知るために、オランダ・デルフト工科大学から DESHIMA [25] と いう電波天文の観測プロジェクト用に開発された MKID を借りて、その特性評価を行った。 DESHIMA 用の MKID [26] はチップ上に分光用のフィルターを搭載しており、それぞれ のフィルターで透過した信号を MKID を用いて検出する。本研究では同チップに実装され ているアンテナと結合していない MKID を用いて評価系の性能確認を行った。





図 3.9: DESHIMA 用 MKID の外観の写真と基盤の写真。



図 3.10: DESHIMA 用 チップ の基盤のデザイン [27]。「フィルターバンク」と呼ばれる分 光用のフィルターを通じて MKID はアンテナから信号を受け取る。評価系の性能確認には アンテナに結合していない MKID を用いた。

3.3.2 周波数 スイープ

まず MKID の共振を測定した。Local Oscillator を 6.2 GHz に設定し、IF 信号を 43 -49 MHz の範囲で変化させ透過率を測定した²。図 3.11 と図 3.12 に周波数スイープの測定 結果を示す。緑の点はノイズ評価の際に測定した共振周波数での時系列データ (TOD) を書 く分布上に射影した物である。IQ 平面上での広がりは、ノイズによる応答信号の揺らぎを 意味する。



図 3.11: 周波数 Sweep における振幅 (左) と位相 (右) の変化



図 3.12: IQ 平面での周波数 Sweep。右図は MKID 固有の共振円に変換したもの

この測定結果を 2 章で示した関数を用いてフィットを行い、共振周波数 *f_r* と *Q_r*, *Q_c* を 求めた。データ点のエラーはデータ点を求める時に使用した 10 個のデータの平均の標準偏 差を使用した。

3.3.3 温度変化による応答性の評価

2章で述べたように MKID の温度が変化することによって準粒子数が変化する。式 (2.20) を 用いることで、検出器温度から MKID 内部の準粒子数を求めることができる。MKID の応

Fit 項目	Fit 結果	
f_r	$6.246150280 \times 10^9 \pm 250$ [Hz]	
Q_r	7415 ± 5	
Q_c	13867 ± 10	

表 3.4: 周波数 Sweep の Fit 結果

答は準粒子数に線形に依存するので、異なる温度での MKID の共振状態を測定することに より、MKID の応答性を求めることができる。これは「温調測定」と呼ばれる較正方法で ある³。

³He ポッドに付属していたヒーター (図 3.13 電気抵抗 84 Ω)を使用して、MKID の温度 を調節する。これはメーカーによって配線が行われていないものであったため、自分で配線 を行い、温度計の値と見比べながらヒーターに与える電力をコントロールする事で温度を調 節できるようにした。

ヒーターへの電力供給は温度コントローラーに備えられている機能を用いた。図 3.14 に 示すように供給電流量 0.1 mA ずつ変化させることで、 MKID の温度を安定して変化させ ることができることを確認した。温度コントローラーにはより細かく電流を流す機能がつい ており、さらに細かい温度変化に対する応答性を見ることも可能である。

図 3.14 のそれぞれの温度で安定した時の準粒子数と共振周波数を求める。式 (2.20) を用 いて検出器温度と MKID の体積 (87 µm³) から準粒子数を、周波数スイープから共振周波 数を算出した (図 3.15)。

それらを一次関数でフィットすることで共振周波数に対する応答性

$$\delta f_r / (\delta N_{qp}) = 1.150 \pm 0.007 \; [\text{Hz}]$$

を得た。この値を式 (2.16) を用いることで、位相に対する応答性を得るができる。

3.3.4 時系列データ取得とノイズの評価

各ノイズ成分を評価するために、周波数スイープで求めた共振周波数で時系列データ(TOD) を測定した。効率よく幅広い周波数範囲のスペクトルを取得するため、サンプリングレート は1kSPS, 10kSPS, 1 MSPS の三つに分けて、それぞれ 1000 秒、1 秒、0.1 秒間測定し た。またその際に、エレクトロニクスなどに用いられる電源由来のノイズ(60 Hz)を削減 するために共振から十分離れた周波数での TOD も同時に測定した。前者は MKID 固有の ノイズと電源由来のノイズの重ね合わせによる応答データである。後者は電源由来のノイズ のみの応答データである。両時系列データを差し引く事で、電源由来のコモンモードノイズ を打ち消すことが出来る。この手法は先行研究 [31] で開発された手法であり、MKID を測 定する際は常に共振点と共振外の点を同時に測定することが重要である。図 3.16 における 振幅と位相の TOD を示す。

³MKID のわずかな読み出し RF のロスを利用して、RF の急激な変化に伴う応答信号の変化から応答性を 評価する較正手法もある [32]。筆者らは、この手法を応用した超伝導転移温度の測定手法も開発し、論文発表 した [33]。この内容は、本論文の内容を逸脱するために、付録 A にその概要を示す。



図 3.13: MKID を温めるためのヒーター



図 3.14: heater に流す電流値を変化させた際の MKID の温度変化。電流値は 0 mA から 1.7 mA まで 0.1 mA ごとに変化させた。



図 3.15: 準粒子数に対する共振周波数の応答性



図 3.16: 共振円上における時系列データ。左が振幅、右が位相の TOD であり、サンプリン グレートは上から 1 kSPS, 10 kSPS, 1 MSPS である。

各ノイズ成分を評価するためにパワースペクトル密度 (PSD) を求める。まず、コモンモー ドノイズを差し引き、TOD をフーリエ変換して PSD を計算した (図 3.17)。PSD を求め るのに python の scipy パッケージに含まれる welch 関数 [30] を用いた。



図 3.17: TOD から得られた PSD(左) と位相の PSD のフィット結果(右)

図 3.17 左を見ると振幅の PSD は、位相の PSD と比較して桁違いに小さいことがわかる。 これは位相の応答性と比較して、振幅の応答性が遥かに小さい事を意味している (2.4.2 節 参 照)。そのため MKID の性能評価は位相を用いることが多い。本研究でも位相を用いて評価 を行う。

位相の PSD には -90 dBc/Hz 程度の高さに MKID の量子ノイズが確認できる。これは 低温アンプのノイズレベルよりも 15 dB 高い。このことから、MKID の応答を SNR 30 以 上で評価することが可能であることが確認できた。

20 kHz あたりの量子ノイズのカットオフは準粒子の寿命に相当しており、ここからその 寿命を求めることもできる。つまり、位相の PSD を以下の関数を用いてフィットすること

Fit 項目	Fit 結果
$PSD_{1/f}(1/f ノイズレベル)$	$3.60 \times 10^{-9} \text{ rad}^2/\text{Hz}$
$f^{a_{exp}}(1/f$ ノイズの傾き)	-1.29
$PSD_{ m GR}($ 量子ノイズレベル $)$	$1.16 \times 10^{-9} \text{ rad}^2/\text{Hz}$
$ au_{qp}$ (準粒子寿命)	$13.7 \ \mu sec$
PSD _{readout} 低温アンプノイズレベル)	$4.02 \times 10^{-11} \text{ rad}^2/\text{Hz}$

表 3.5: 位相の PSD のフィット結果

で、準粒子寿命 (τ_{qp}) 、量子ノイズレベル (PSD_{GR}) を定量評価することができる。

$$PSD_{\theta}(f) = \frac{PSD_{1/f} f^{a_{\exp}}}{(1 + 2\pi f \tau_{res})^2} + \frac{PSD_{GR}}{(1 + 2\pi f \tau_{qp})^2 (1 + 2\pi f \tau_{res})^2} + PSD_{readout}$$

ここで $PSD_{1/f}$ は 1/f ノイズの大きさ、 a_{exp} は 1/f ノイズの冪乗の肩、 τ_{res} は MKID の 応答時間であり、 $PSD_{readout}$ は主に低温アンプなどで生じるリードアウト由来のフラット なノイズの大きさを表す。

表 3.5、図 3.17 右は位相における PSD のフィット結果、並びに各ノイズ成分を測定した PSD と共に表したものである。なお、1.2 Hz あたりのピークノイズは PTC を駆動する モーターの周期と一致しているため、その振動によるものである。

以上の測定結果から、構築した評価系が要求を満たす機能と性能を持っていることが確認 できた。

第4章 TLS ノイズと従来の MKID の課題

1/f ノイズは時間が経てば経つほど大きくなるノイズ成分なので、大きな角度スケール の CMB 偏光パターン測定の天敵である。GroundBIRD では大気ゆらぎによる 1/f ノイズ に対して、独自のスキャンストラテジーで対処するが、もし MKID 固有の 1/f ノイズであ る TLS ノイズの寄与が大気放射のゆらぎよりも大きい場合には対処しきれなくなる。本章 では、従来の MKID で問題となっている TLS ノイズとその評価手法について述べ、TLS ノ イズの深刻さを確認する。

4.1 GroundBIRD に搭載する MKID への要請

1 章で述べたように GroundBIRD では 3 秒に 1 回転するスキャンストラテジーをとる。 そのため、スキャン周期 ($f_{scan} = 1/3 \sim 0.3 \text{ Hz}$) よりも検出器ノイズの f_{knee} が小さいこと が望ましい。つまり、 $f_{knee} < 0.3 \text{ Hz}$ を満たす MKID が要求される。

MKID $\mathcal{O} f_{\text{knee}}$ lt

- 量子ノイズ
- TLS ノイズ

の 2 つのノイズの大きさで決まる (図 1.13)。量子ノイズは 2 章で述べたように検出器の 温度が絶対零度でないことに由来する成分と、に入力する信号強度に比例する成分で構成 され、CMB 観測時には後者が支配的となる。入力信号の主成分は、大気の熱放射である。 第 2 章で見たように、量子ノイズは応答時間よりも長いスケール、つまり GroundBIRD の サンプリング周期 (1 kHz) よりも低い周波数スケールではホワイトノイズとして振舞う。そ のため、TLS ノイズを低減することが *f*_{knee} を小さくする方法となる。

4.2 TLS ノイズの特徴

2章で述べたように TLS ノイズは、誘電体表面などがアモルファス構造を持ち、2つの エネルギー準位が存在することに起因するノイズである。この2つのエネルギー準位によ る双極子モーメントが、読み出し RF の電場 (\vec{E})の影響を受け、TLS の複素伝導率 ($\epsilon_{TLS} = \epsilon'_{TLS} + i\epsilon''_{TLS}$) が変化し、ノイズとなる。 共振周波数の変化 (δf_r) は TLS の複素誘電率の実部 (ϵ'_{TLS}) の影響を受け、以下のよう に変化する [17]。

$$\frac{\delta f_r}{f_{r0}} = \frac{\int_{V_h} \epsilon'_{\text{TLS}} |\vec{E}|^2 d\vec{r}}{2 \int_V \epsilon |\vec{E}|^2 d\vec{r}} = \frac{F \delta_{\text{TLS}}^0}{\pi} \quad \left[\text{Re}\Psi \left(\frac{1}{2} - \frac{\hbar\omega}{2i\pi k_B T} \right) - \ln \frac{\hbar\omega}{2\pi k_B T} \right] \tag{4.1}$$

ここで、 ϵ は MKID の実効的な誘電率であり、 f_{r0} は絶対零度での共振周波数、積分範囲 の V_h は TLS の影響がある体積、V は共振器全体の体積である。F は "Filling Factor" と呼 ばれ、

$$F = \frac{\int_{V_h} \epsilon_h |\vec{E}|^2 d\vec{r}}{\int_V \epsilon |\vec{E}|^2 d\vec{r}}$$
(4.2)

である。 δ_{TLS}^0 は温度や周波数によらない TLS 固有の誘電損失の大きさを表しており、Filling Factor と合わせて $F\delta_{\text{TLS}}^0$ は絶対零度での TLS による損失の量を表す。 ϵ_h は TLS の 影響のある部分の誘電率、Re Ψ は "Digamma 関数"の実部を表わす。

式 (4.1) から共振周波数は MKID の温度と共に変化し、 MKID の一般的な使用温度である 100 mK 以上になると、温度上昇に比例して共振周波数は上昇する (図 4.1 左)。これは マティス-バーディン理論¹と逆の応答であり、TLS 特有の応答である [34]。

同様に、TLS による損失 $(1/Q_{i,\text{TLS}})$ は TLS の複素伝導率の虚部 $(\epsilon''_{\text{TLS}})$ の影響を受け、 以下のように変化する [17]。

$$\frac{1}{Q_{i,\text{TLS}}} = \frac{\int_{V_h} \epsilon_{\text{TLS}}'' |\vec{E}|^2 d\vec{r}}{\int_V \epsilon |\vec{E}|^2 d\vec{r}} = \frac{F \delta_{\text{TLS}}^0 \tanh \frac{\hbar \omega}{2k_B T}}{\sqrt{1 + (P_{\text{int}}/P_c)^2}}$$
(4.3)

ここで P_{int} は MKID 内部で蓄えられるパワーで、 P_c は臨界パワーと呼ばれ P_{int} に比例 して $1/Q_i$ が減少し始めるパワーを表す。式 (4.3)、図 4.1 から P_{int} が増加すれば $1/Q_i$ が減少する (図 4.1 右)。これも共振周波数の変化同様 TLS 特有の応答である [34]。

TLS ノイズは共振周波数において顕著に現れることが知られている [17]。これは TLS ノ イズの源が、2 準位系における双極子モーメントと読み出し RF で共振する MKID の電場 との相互作用である、という上記の議論からも直感的である。その大きさは、

$$\kappa(f, P_{\text{int}}, T) \times \frac{\int_{V_h} |\vec{E}|^3 d^3 r}{4\left(\int_V \epsilon |\vec{E}|^2 d^3 r\right)^2}$$
(4.4)

と表される [17]。積分項は電荷密度を意味し、 κ は検出器温度などに依存する係数であり、 周波数 (f)、MKID 内部に蓄えられるパワー (P_{int})、温度のべき乗に反比例する。

$$\kappa(f, P_{\text{int},T}) \propto f^{\alpha_f} P_{\text{int}}^{\alpha_P} T^{\alpha_T}$$
(4.5)

先行研究では、 $\alpha_f \simeq -0.3 \sim -0.6$ 、 $\alpha_P \simeq -0.5$ 、 $\alpha_T \simeq -2$ であった [17, 36]。つまり、 TLS ノイズは、式 (4.4) と式 (4.5) からわかるように、

¹マティス-バーディン理論では検出器の温度が上がるにつれて MKID 内部の準粒子数が増加し、共振周波数は減少する。



図 4.1: TLS の複素誘電率が引き起こす共振状態の変化。(左)式 4.1 の理論線。100 mK 以上 になると検出器の温度上昇に従い共振周波数が上昇する。(右)式 4.3 の理論線。 $P_{\text{int}} > P_c$ で は P_{int} の上昇に従い $1/Q_i$ が減少する。

a) f のべき乗に反比例するので、まさに 1/f ノイズである

- b) MKID 内部に蓄えられるパワー (Pint) のべき乗で小さくなる
- c) 検出器の温度のべき乗で小さくなる
- d) 電場密度を減少させることで小さくなる

という性質を有する。本章では a) と b) の性質を利用して、TLS の評価を行い、次章で d) を 応用した新しい MKID のデザインを提案し、その改善度合いを評価する。

4.3 従来デザインの MKID とその課題

4.3.1 ハイブリッド型 MKID

GroundBIRD では誘電体にシリコン、超伝導体にアルミニウムとニオブを組み合わせた 「ハイブリッド型 MKID」と呼ばれる MKID を開発している (図 4.2)。先行研究によってア ルミニウム単体の MKID は TLS ノイズが大きいことが明らかになっており、ハイブリッ ド型 MKID は TLS ノイズを低減するために考案されたデザインである [37]。

MKID は一般的に 1/4 波長共振器として製作される。そのため電場は開口端(読み出し 線側)、磁場は閉口端(アンテナ側)に集中する(図 4.3)。先に述べたように TLS ノイズの 源は MKID 内の 2 準位系(双極子モーメント)と電場との相互作用であるから、電場強度 が高いところで顕著に発生する。つまり、読み出し線に近い MKID の CPW を TLS の影 響を受けにくい材質(ニオブ)を用いることで、TLS の影響を低減することがハイブリッド 型 MKID の戦略である。

また、MKID はインダクタンスの変化を読み出す共振器であり、インダクタンスは磁場 に対して感度を持つ。図 4.3 からも分かるように、主に読み出し線と反対のショートさせ



図 4.2: ハイブリッド MKID の概念図。アルミとニオブを組み合わせて 1 つの共振器とする。図 2.1:左図はまさにハイブリッド型 MKID である。



図 4.3: 1/4 波長共振器 (MKID) における電場・磁場強度の分布

ている部分の CPW でインダクタンスの変化を読み出す。そのため、アンテナとの結合部 を CMB に感度がある材質 (アルミニウム)、それ以外の部分を TLS の影響が小さい材質 (ニオブ) で製作することで、TLS ノイズの抑制と CMB への有感性を両立するデザインと 言える。ただし、後述するように単にハイブリッド型デザインを導入するだけでは、まだ十 分に TLS ノイズを抑制できない。このことを次節で確認する。

4.3.2 従来デザインの MKID の TLS ノイズ

TLS を評価する為に、ニオブ単体の MKID を作製した。作製は理化学研究所のテラヘルツ イメージング研究チームによって行われた。図 4.4 にその写真を示す。なお、次章で提案す るデザインと比較して CPW の配線の幅が狭いので、このような従来デザインを Narrow ジ オメトリの MKID と呼ぶことにする。



図 4.4: Narrow ジオメトリの MKID の写真。

これに -88 dBm の読み出し信号 ($P_{int} = -40$ dBm 相当)を入れた際の PSD の測定結果 を図 4.5 に示す。ここでは、位相応答だけでなく、振幅応答も比較のため重ね書きする。3 章 で確認したように、振幅の応答性は位相の応答性と比較して桁違いに低い。それゆえ実際の 観測では用いないが、TLS に対してほぼ不感であるため、位相応答と振幅応答を比較するこ とで TLS の有無を視覚的に確認した。振幅の PSD において、100 Hz 以上では、リードア ウトノイズでほぼフラットなノイズレベルとなっている。しかし、位相のノイズは数 kHz 以 下から周波数のべきに反比例するような 1/f ノイズ、つまり TLS ノイズが支配的である。 これは単にハイブリッド型 MKID を採用しても、 TLS ノイズの抑制性能が十分でないこ とを意味する。なお、10 kHz 周辺での急激な減少は MKID の応答時間 ($\tau_{res} = Q_r/(\pi f_r)$) によるものである。



図 4.5: Narrow ジオメトリの MKID の PSD

4.4 TLS ノイズの評価

4.4.1 *P*_{int} 依存性

TLS ノイズの存在が確認できたので、その特性を理解するため、TLS ノイズの読み出し パワーや周波数依存性を測定していく。測定には 3 章で構築した評価系を用いた。MKID 内 部に蓄えられるパワー (*P*_{int}) は読み出し RF のパワー (*P*_{read})を用いて、

$$P_{\rm int} = \frac{2Q_r^2}{\pi Q_c} P_{\rm read} \tag{4.6}$$

と表せる [18]。そのため、 P_{read} を変化させることで P_{int} 依存性を測定できる。 P_{read} の調整は クライオスタット直前にある可変減衰器を用いて行う。入力側の可変減衰器を 2 dB 刻みに変 化させ、各入力パワーにおける周波数スイープのデータから、共振周波数を求める²。各入力パ ワー、各共振周波数における時系列データを取得して PSD を計算する。サンプリングレート は 1 kSPS, 10 kSPS, 100 kSPS, 1 MSPS の四つに分けて、それぞれ 10 秒, 1 秒, 0.1 秒, 0.1 秒 間測定した。今までの PSD は位相応答に対するものであったが、式 (4.1) と図 4.1 でみたよう に、本質的に TLS ノイズが現れる共振周波数に対する PSD に変換する方が、TLS 分析に適し ている。位相と共振周波数は式 (2.16) の関係があるため、以下のように位相の PSD (PSD_{θ} と 表記) を TLS 分析に適した PSD (PSD_{TLS} と表記) におきかえる。

$$PSD_{\rm TLS} = \frac{PSD_{\theta}}{(4Q_r)^2} \tag{4.7}$$

例として、あるひとつの MKID に対して *P*_{int} を -45 dBm から -38 dBm 、 -30 dBm と増 加させた時の *PSD*_{TLS} を図 4.6 に示す。*P*_{int} の増加に伴って、TLS ノイズが減少している ことがわかる。

 $^{^{23}}$ 章で示したように、 Q_c と Q_r も周波数スイープデータから求める。



図 4.6: *P*_{int} を変化させた時の TLS ノイズの変化。凡例は *P*_{int} の値を表す。数 kHz 以下 が TLS ノイズが支配的になっているところであり、*P*_{int} に反比例して TLS ノイズは小さ くなる。

評価を行った 9 つの MKID を、narrow1、narrow2、・・・、narrow9 と命名し、それぞれ 図 4.6 と同様の測定を行った。各 MKID における TLS ノイズの大きさの指標 A_{TLS} の P_{int} 依 存性を図 4.7 に示す。 A_{TLS} とは、 PSD_{TLS} の 450 - 500 Hz での平均値である。本研究の測 定条件下で、多くのデータサンプルが存在し、かつ TLS ノイズの影響を観測しやすい周波数と いう観点から 450 - 500 Hz とした。なお、その際に TLS ノイズ成分のみをとりだすために、 リードアウトのノイズを差し引いた後に平均値を計算した³。図 4.7 から、全ての MKID にお いて P_{int} が大きくなるほど、TLS ノイズが減少していく事が分かる。また、 A_{TLS} は P_{int} の べき乗に反比例することも確認できる。そこで、 $A_{TLS} = N_{TLS} \left[\frac{P_{int}}{-40 \text{ dBm}} \right]^{\alpha_P}$ として、それ ぞれの MKID に対し、フィットを行い、 N_{TLS} と α_P を求めた (表 4.1)。これらの加重平均 は、 -0.45 ± 0.01 であり、これは先行研究 (~ 0.5[17]) とも概ね一致する。

4.4.2 周波数依存性

続いて、 $P_{\text{int}} = -40 \text{ dBm}$ 付近のデータを利用して周波数依存性を分析する。先ほど は A_{TLS} を 450 - 500 Hz で計算したが、それ以外に 90 ~ 100 Hz、270 ~ 300 Hz、 900 ~ 1000 Hz、1800 ~ 2000 Hz の各周波数区間で A_{TLS} を計算した (図 4.8)。先ほど と同様にべき乗関数 $A_{\text{TLS}} = N_{\text{TLS}} \left[\frac{P_{\text{int}}}{-40 \text{ dBm}} \right]^{\alpha_P} \left[\frac{f}{475 \text{ Hz}} \right]^{\alpha_f}$ でフィットを行った (表 4.2)。 ここで α_P は 先ほど求めた値 ($\alpha_P = -0.45$) で固定して、フィットした。 α_f の加重平均 は -0.24 ± 0.02 である。これは先行研究 ($-0.3 \sim -0.6$ [36]) と比較するとやや小さい値で

³PSD の最後の 100 点のうち値の低い値の 90 点の平均をリードアウトのノイズレベルとした。



図 4.7: Narrow ジオメトリ MKID における TLS ノイズの P_{int} 依存性。リードアウト由来 のシステムレベルを差し引いた後に、450 ~ 500 Hz の周波数の PSD の平均値を TLS ノイ ズの大きさとして評価した。

MKID	$N_{\rm TLS} \; [{\rm dBc/Hz}]$	α_P
narrow1	-194.81 ± 0.11	-0.41 ± 0.02
narrow2	-195.50 ± 0.12	-0.44 ± 0.03
narrow3	-195.88 ± 0.09	-0.42 ± 0.02
narrow4	-194.71 ± 0.10	-0.50 ± 0.02
narrow5	-195.60 ± 0.15	-0.38 ± 0.03
narrow6	-196.47 ± 0.11	-0.42 ± 0.02
narrow7	-195.73 ± 0.15	-0.42 ± 0.03
narrow8	-194.66 ± 0.10	-0.54 ± 0.02
narrow9	-195.04 ± 0.08	-0.46 ± 0.02
加重平均	-195.46 ± 0.03	-0.45 ± 0.01

表 4.1: Narrow ジオメトリの MKID の TLS ノイズと P_{int} 依存性

あるが、異なる P_{int} のデータを用いて α_f を求めると ±0.1 程度のばらつきがあるため、系 統誤差の範囲では先行研究と一致している。

表 4.2: $\alpha_P = -0.45$ に固定した時の Narrow ジオメトリの MKID における TLS ノイズと 周波数依存性

MKID	$N_{\rm TLS} \; [/{\rm Hz}]$	周波数のべき乗係数: γ_f
narrow1	-194.95 ± 0.19	-0.18 ± 0.05
narrow2	-195.58 ± 0.28	-0.24 ± 0.06
narrow3	-196.03 ± 0.30	-0.35 ± 0.08
narrow4	-194.50 ± 0.54	-0.17 ± 0.12
narrow5	-195.59 ± 0.46	-0.34 ± 0.12
narrow6	-196.59 ± 0.26	-0.16 ± 0.06
narrow7	-195.67 ± 0.14	-0.25 ± 0.03
narrow8	-194.37 ± 0.35	-0.29 ± 0.08
narrow9	-195.18 ± 0.16	-0.25 ± 0.04
加重平均	-195.55 ± 0.07	-0.24 ± 0.02

4.4.3 温度依存性

温度依存性に関しては、今回は $\alpha_T = -2$ として以降の評価を行った。これは先行研究の 中で最も高い値であり [17, 35]、GroundBIRD の焦点面温度の方が本研究で構築した評価系 より低いことから、より保守的な仮定である。

4.4.4 *f*_{knee} の推定

以上の分析をもとに、GroundBIRD に Narrow ジオメトリのハイブリッド型 MKID を 搭載した時の f_{knee} 推定をシミュレーションを用いて行った。このシミュレーションは東



図 4.8: Narrow ジオメトリ MKID における TLS ノイズの f_r 依存性。 90 ~ 100 Hz、 270 ~ 300 Hz、 450 ~ 500 Hz、 900 ~ 1000 Hz、 1800 ~ 2000 Hz の周波数の PSD の平 均値を TLS ノイズの大きさとして評価した。

北大の沓間氏が開発した MKID forecaster [38] によって行った。このシミュレーション の際に用いたパラメータを表 4.3 にまとめる。量子ノイズはテイデ観測所における大気 の熱放射強度から算出した。MKID のアルミニウムの部分の構造と読み出し配線との結 合 Q_c はこれまでに製作されてきたハイブリッド型 MKID と同じ値を仮定した。読み出し パワーは、これまでの GroundBIRD 用 MKID の測定実績から、大部分の MKID が読み 出せる値 $P_{\text{read}} = -90$ dBm を仮定している⁴。 N_{TLS} 、 α_f 、 α_P は本章で求めた実測パラ メータ、 α_T は $\alpha_T = -2$ を用いる。シミュレーションの結果を図 4.9 に示す。ここから、 $f_{\text{knee}} = 3 \sim 18$ Hz であることがわかった。

以上より、従来の Narrow ジオメトリのハイブリッド型 MIKD では GroundBIRD の f_{knee}の 要求を満たさないことが分かった。この状況を打破するため、次章で TLS ノイズを低減す るためのデザイン改良を行う。

表 4.3: テイデ観測所における Narrow ジオメトリの MKID の f_{knee} を推定する際に使用したパラメータ

MKID	ハイブリッド (Al + Nb)
大気水蒸気量	$3.8 \mathrm{~mm}$
望遠鏡の仰角	0度(垂直)
量子ノイズ	-80.8 dBc/Hz
GroundBIRD の焦点面温度	250 mK
Q_c	$135,\!000$
Q_i	36,700
$ au_{ m qp}$	$37.0~\mu { m s}$
$ au_{ m res}$	$1.95~\mu{ m s}$
読み出しパワー	-90 dBm
$N_{ m TLS}^{max}$	-194.66 dBc/Hz
$N_{ m TLS}^{min}$	-196.47 dBc/Hz
$N_{ m TLS}^{mean}$	-195.46 dBc/Hz
α_P	-0.45
$lpha_f$	-0.24
α_T	-2

⁴MKID では読み出し RF が強すぎると、共振の形が崩れる。このようなパワーでは正しく MKID を評価 することができない。



図 4.9: GroundBIRD に対して、本章で測定した TLS ノイズパラメータに基づいた位相応 答の PSD シミュレーション結果。点線 (赤) は量子ノイズ、破線 (緑) はリードアウトノイ ズ,実線は TLS ノイズを表す。実線の帯は N_{TLS} のばらつきを反映している (表 4.1)。大気 の熱放射強度は、2019 年 9 月に行った試験観測データに基づいた値を使用した。その他、 MKID の共振状態や読み出しパワー等は、これまでの実績に基づいた値を使用している。

第5章 TLS ノイズの低減

5.1 TLS **ノイズと** MKID **のジオメトリ**

式 (4.4) にあるように、TLS ノイズは電場に依存しているため、電場の密度を減少させる ことで TLS ノイズは小さくなる。図 5.1 に示すように CPW の構造を広くすると、それに 比例するように電場密度が減少する。つまり、ニオブ材質部の CPW の構造を広くすれば、 TLS の影響を抑えることができる。



断面図

上から見た図

図 5.1: CPW の断面図とそこに生じる電場分布、並びに CPW の平面図。CPW 構造が広い場合 (上) と CPW 構造が狭い場合 (下)。CPW 構造が広い方が電場密度は減少する。

TLS の影響を削減するために、従来の Narrow ジオメトリの MKID から構造を大きくし た Wide ジオメトリの MKID を前章と同様に理研テラへルツイメージング研究チームで製 作した (図 5.2)。表 5.1 にジオメトリの比較を示す。Wide ジオメトリの芯線 (S) とギャップ の線幅 (W) の合計は Narrow ジオメトリの線の 4 倍幅である。そのため、電場密度が 1/4 程 度になるので、TLS ノイズも 1/4 程度になることが期待される。

MKID	超伝導材質	誘電体材質	芯線の線幅 (S)	ギャップの線幅 (W)
Wide ジオメトリ	Nb	Si	$5.0 \ \mu \mathrm{m}$	$23.7~\mu\mathrm{m}$
Narrow ジオメトリ	Nb	Si	$3.0~\mu{ m m}$	$4.0 \ \mu \mathrm{m}$

表 5.1: 比較する MKID の材質と芯線・ギャップの線幅



図 5.2: Wide ジオメトリの MKID の写真

5.2 Wide ジオメトリ MKID の TLS ノイズ評価

Wide ジオメトリの MKID -81 dBm の読み出し信号 ($P_{int} = -39$ dBm 相当) を入れた際 の PSD の測定結果を図 5.3 に示す。数 kHz 以下で TLS ノイズが存在するが、Narrow ジ オメトリの MKID の PSD(図 4.5) と比べると TLS ノイズの影響が小さくなっていること がひと目でわかる。そこで、前章と同様の測定を行い、実際にどれくらい TLS ノイズを抑 制できたのか測定する。



図 5.3: Wide ジオメトリの MKID の PSD

5.2.1 P_{int} 依存性

前章と同様に、Wide ジオメトリの MKID に対して、 P_{int} に対する依存性の評価を行った (図 5.4)。測定した MKID の数は 8 個であり、それぞれを wide1、wide2、・・・、wide8 と 命名する。TLS ノイズの大きさが Narrow ジオメトリに比べると小さいため、測定誤差が 大きくなっている。

Wide ジオメトリの TLS ノイズの P_{int} 依存性をべき関数 $A_{\text{TLS}} = N_{\text{TLS}} \left[\frac{P_{\text{int}}}{-40 \text{ dBm}} \right]^{\alpha_P}$ に よるフィットで分析した結果を表 5.2 に示す。加重平均値は $\alpha_P = -0.62 \pm 0.02$ である。 P_{int} の不定性などから系統誤差は 0.1 ほどあると考えられるため、この値もまた概ね先行研 究 ($\alpha_P \sim -0.5$) 通りである。

MKID	$N_{\rm TLS} \; [{\rm dBc/Hz}]$	α_P
wide1	-198.67 ± 0.22	-0.52 ± 0.04
wide2	-199.82 ± 0.30	-0.85 ± 0.06
wide3	-200.97 ± 0.16	-0.66 ± 0.03
wide4	-201.70 ± 0.34	-0.74 ± 0.08
wide5	-201.48 ± 0.44	-0.77 ± 0.09
wide6	-201.44 ± 0.43	-0.56 ± 0.07
wide7	-201.22 ± 0.30	-0.42 ± 0.06
wide8	-200.83 ± 0.31	-0.58 ± 0.06
加重平均	-200.83 ± 0.09	-0.62 ± 0.02

表 5.2: Wide ジオメトリ MKID における TLS ノイズの P_{int} 依存性

比較のため、Wide ジオメトリと Narrow ジオメトリ、それぞれにおける MKID における TLS ノイズの P_{int} 依存性を図 5.5 にまとめて示す。 TLS ノイズの低減が一目でわかる。

5.2.2 周波数依存性

TLS ノイズの周波数依存性も、前章と同様に分析した。図 5.6 と表 5.3 にその結果を示 す。 α_f の加重平均は $\alpha_f = -0.22 \pm 0.02$ であり、前章の値 ($\alpha_f = -0.24 \pm 0.02$) と一致し ている。一方、 N_{TLS} は約 1/4 (-5.3 dB) に低減したことも確認できる。これは前節で期待 した通りの結果である。

この分析でも同様に、Wide ジオメトリと Narrow ジオメトリ、それぞれにおける MKID に おける TLS ノイズの周波数依存性を図 5.7 にまとめて示す。周波数依存性でも TLS ノイ ズの低減が一目でわかる。

5.2.3 *f*_{knee} の推定

最後に Wide ジオメトリの MKID の測定から得られた TLS ノイズに関するパラメータ を用いて、位相 PSD に対するシミュレーションを前章と同様に行った。これより、 f_{knee} は 0.06 ~ 1.90 Hz であり、8 個中 6 個の MKID では GroundBIRD の要求値 (< 0.3 Hz) を



図 5.4: Wide ジオメトリの MKID における TLS ノイズの P_{int} 依存性。Narrow ジオメト リの MKID と同様に readout ノイズを差し引いた後の 450 ~ -500 Hz の周波数帯域にあ る PSD_{TLS} から求めた。



図 5.5: Wide ジオメトリと Narrow ジオメトリの MKID の TLS ノイズの P_{int} の依存性

表 5.3: $\alpha_P = -0.62$ に固定した時の Wide ジオメトリ MKID における TLS ノイズ周波数 依存性

MKID	$N_{\rm TLS} \; [{\rm dBc/Hz}]$	周波数のべき乗係数: $lpha_f$
wide1	-198.09 ± 0.39	-0.26 ± 0.09
wide2	-200.09 ± 0.37	-0.25 ± 0.07
wide3	-201.08 ± 0.32	-0.13 ± 0.08
wide4	-201.01 ± 0.52	-0.14 ± 0.11
wide5	-200.00 ± 0.15	-0.18 ± 0.03
wide6	-200.58 ± 0.26	-0.29 ± 0.08
wide7	-201.14 ± 0.26	-0.35 ± 0.08
wide8	-200.72 ± 0.36	-0.21 ± 0.08
加重平均	-200.47 ± 0.10	-0.21 ± 0.02



図 5.6: Wide ジオメトリの MKID における TLS ノイズの 周波数依存性。前章と同様 に 90 ~ 100 Hz、270 ~ 300 Hz、450 ~ 500 Hz、900 ~ 1000 Hz、1800 ~ 2000 Hz の周波 数の *PSD*_{TLS} の平均値をを *A*_{TLS} として評価した。



図 5.7: Wide ジオメトリと Narrow ジオメトリの MKID の TLS ノイズの周波数依存性

満たした。一方で、残り 2 つの MKID ではまだ要求を満たしていない。TLS ノイズをさ らに低減するもう一押しが必要である。

表 5.4: テイデ観測所における Wide ジオメトリの MKID の f_{knee} を推定する際に使用した パラメータ



図 5.8: GroundBIRD に対して、表 5.4 に記載したパラメータに基づいた位相応答の PSD シ ミュレーション結果。点線 (赤) は量子ノイズ、破線 (緑) はリードアウトノイズ、実線 は Narrow ジオメトリ、Wide ジオメトリ、それぞれにおける TLS ノイズを表す。実線 の帯は N_{TLS} のばらつきを反映している (表 4.1,表 5.2)。大気の熱放射ノイズの強度は、 2019 年 9 月に行った試験観測データに基づいた値を使用した。その他、MKID の共振状態 や読み出しパワー等は、これまでの実績に基づいた値を使用している。

5.3 共振パラメータの最適化

既に確認しているように、TLS ノイズは P_{int} に依存している。式 (4.6)から、同じ P_{read} で も Q_c が比較的小さな MKID の方が、 P_{int} が大きくなる (図 5.9 上)。そのため、TLS ノイ ズは実行的に小さくなる。 2 章で述べたように、 Q_i は内部の準粒子数 (つまり、金属膜の暑 さや純度) に依存する量であり、コントロールすることは容易でない。他方、 Q_c は MKID の デザイン (共振器と読み出し線のカップリング) で決まる値であり、設計の段階である程度の 精度でコントロールできる。この事は図 5.10 のように Q_c 設計値と実測値の比較実績から 確認できる。 Q_c を数万に設計した場合は、悪くともその 40% 以内にコントロールできる、



図 5.9: $P_{int}(\underline{L})$ と 位相の応答性 (下) の Q_c 依存性。どちらも Q_c が一番高いところで規格 化している。

つまり、従来の設計値 ($Q_c = 135,000$) をより小さな値にすることで、TLS ノイズを低減 できる。しかし、式 (2.36) より、MKID の応答性は Q_c の値に依存するため、 Q_c の値を下 げると減少する (図 5.9 下)。応答性が下がる事は大気放射に由来する GR ノイズの減少を 意味し、それに応じて f_{knee} が実行的に大きくなってしまうリスクも伴う。

そこで、 Q_c を変化させたときに f_{knee} がどう変化するかを全ての Wide ジオメトリ の MKID (wide1~wide8) でシミュレーションした (図 5.11)。 Q_c を 40,000 程度にする と f_{knee} を半分程度まで減らすことができることがわかった。しかし、8 個中 1 つ (wide1) の MKID ではまだ GroundBIRD の要求 ($f_{\text{knee}} \leq 0.3 \text{ Hz}$)を満たさないこともわかった。 そこで、wide1 の MKID でも要求を満たす方法について次節で考察する。



図 5.10: Narrow ジオメトリにおける Q_cの実測値と設計値の比較。

5.4 Ground 強化による TLS ノイズの更なる低減

 f_{knee} のシミュレーションは今までに理研で製作された MKID に対して実用上の実績 をもとに行ったものである。表 5.4 の中で MKID の製作の段階で改善できる可能性があ る Q_c 以外パラメータとして P_{read} があげられる。 $P_{\text{read}} = -90$ dBm は、今まで製作し た MKID の共振に悪影響を与えない最大の RF パワーの値として採用した。もし、より強 い RF パワーを入れられるようにできれば、MKID の応答性が上がり (GR ノイズレベルが 上がり)、相対的に TLS ノイズが下がる。つまり、RF パワー (P_{read})の増加が実現すれば、 wide1 の MKID でも GroundBIRD の要求を満たせる (図 5.13)。

共振が RF パワーの入れすぎによって変形してしまうのは、RF パワーをあげると MKID に かかる電場が大きくなることによって内部での損失が大きくなることが原因のひとつであ る。そこで、CPW 構造のグラウンドの接地を強くすることで、電場を大きくしても電場の 損失を抑制し、安定に動作するように改善できるのではないかと考えた。2 章で述べたよう に MKID では CPW のグラウンド同士をワイヤーボンディングで接続して電位を揃えてい る。このワイヤーボンディングの数を増やすことで、より強固にグラウンド同士の設置を行 える (図 5.12)。実際グランド同士のワイヤーボンディングを増やすことで、内部損失の原因 となる定在波の低減が理研の研究により確認されている。オランダ SRON 製の MKID で は、-80 dBm ものパワーを入れても安定駆動する実績がある。ただし、理研では、ワイヤー ボンディングは専門の技術者が手作業で行っており、グラウンドの安定性強化は力尽くでは あるが確実な手段であることは間違いない。

図 5.13 に Q_c の最適化に加えて、グランドの強化で $P_{\text{read}} = -85$ dBm まで RF パワー を増大した場合の位相応答の PSD シミュレーション結果を示す。ここまで改善すれば、全 ての MKID で要求を満たすことができる。

現在 GroundBIRD では、本観測用の新しい MKID をオランダ SRON と共に開発を行っ



図 5.11: 各々の Wide ジオメトリの MKID における f_{knee} の Q_c 依存性 (実線)。 Q_c の最適 化によって 8 個のうち 7 個の MKID で GroundBIRD の要求 (点線、 $f_{\text{knee}} < 0.3 \text{ Hz}$)を満 たすことができる。


図 5.12: ワイヤーボンディングでグランドを強化した MKID モジュールの写真。無酸素銅の 治具と MKID 基板を多くのワイヤーボンディングで接地する。また、読み出し線も MKID 同 士の間にワイヤーボンディングを施している。



図 5.13: GroundBIRD に対して本章で求めた TLS ノイズパラメータと Q_c , P_{read} の最適 パラメータによる位相応答の PSD のシミュレーション結果。点線 (赤) は量子ノイズ、破線 (緑) はリードアウトノイズを表しており、実線は Wide ジオメトリにおける TLS ノイズを 表す。実線の帯は N_{TLS} のばらつきを反映している (表 5.2)。 $f_{\text{knee}} < 0.3$ Hz という要求を 満たす展望がようやく得られた。

ている。この MKID では TLS を抑えるため、CPW のジオメトリを広く、 Q_c を低くした 設計になっている。3 月に実験室での性能評価を行い、4 月から GroundBIRD に搭載して、 新たな観測を開始する。

第6章 まとめ

CMB の偏光観測は宇宙の成り立ちを解明する強力なプローブであり、様々な観測実験が 行われてきた。特に、大角度スケール (≳ 10°)の CMB 偏光パターンの測定はインフレー ション理論の検証や、ニュートリノ質量和の測定精度向上にも寄与する。GroundBIRD 実 験は大角度スケールの偏光観測に特化した地上実験である。地上からの観測の際に課題とな る大気放射の時間変動の影響を抑制するために、GroundBIRD 実験は望遠鏡を高速回転さ せる独自の観測スキャンストラテジーを採用する (回転周期 0.3 Hz)。そのため、早い時間 応答性を持つ超伝導検出器 "MKID"を採用している。

作成した MKID の性能を観測に先立って把握していることは重要である。MKID の性能 を評価するには、周波数スイープによる共振状態の測定、検出器の温度変化による応答性の 評価、時系列データを用いたノイズ評価を行う必要がある。評価系には、その機能を有する ことと、評価系のノイズが検出器固有のノイズよりも十分に低いことが要求される。

本研究では、クライオスタット内部の読み出し線による熱流入と信号の減衰を最小限にす る配線にした評価系を構築した。遮光シールドを導入し、熱放射による影響を最小限に抑 え、任意の温度を測れるように温度計を追加した。そして、MKID の共振パラメータの測 定手法である周波数スイープを行い、共振を正しく測定をできることを確認した。続いて、 検出器のステージに温度調節のためのヒーターを導入し、温度変化による応答性の評価がで きることを確認した。また、1 MSPS までの様々なサンプリングレートで時系列データの測 定を行い、検出器のノイズ評価ができることを確認した。その結果から、評価系でのリード アウトノイズが検出器固有のノイズの 1/30 程度であり、MKID の性能を把握する上で、十 分に低ノイズな評価系であること確認した。

また、CMB 観測では、MKID 固有の 1/f ノイズである TLS ノイズを抑制する必要がある。 GroundBIRD では、その knee frequency がスキャン周期よりも低いこと ($f_{knee} < 0.3$ Hz) が要求される。構築した評価系を用いて、TLS ノイズの定量評価を行った結果、従来デザ インの MKID の TLS ノイズは大きく、その要求を満たしていないことが分かった。そこ で、TLS ノイズを抑制するための新たなデザインを考案した。新たなデザインの MKID を 実測し、TLS ノイズが低減したことを確認した。しかし、完全には GroundBIRD の要求 を満たしていなかったため、更なる TLS ノイズ抑制手段として、共振パラメータの最適化 と MKID のグランド強化を行うことで、GroundBIRD の要求を満たす TLS ノイズの抑制 展望を得た。

以上、GroundBIRD 用 MKID の素早い開発を行うことができる環境を構築すると共に、 大角度スケール観測を実現するための MKID デザイン案とその展望を明らかにした。

第7章 謝辞

本修士論文の執筆にあたり、多くの方々にご支援いただきました。ご支援いただいた全て の方々にこの場を借りてお礼申し上げます。この2年間は非常に有意義なもので、大いに 成長できたと思います。

指導教員である田島治准教授には、CMB という魅力的なテーマと、研究を行う上でこれ 以上ない環境を作っていただきました。研究も基本的には自由にやらせていただいて、とて も楽しく、やりがいがありました。また、数多くの的確な助言などで研究を正しい道に導い ていただきました。修士論文の作成にも多大なる時間と労力を割いていただきました。文章 を書くのが下手な私も無事に修士論文を書き終えることができたのは、田島さんの尽力のお かげです。本当にありがとうございます。

GroundBIRD 実験のメンバーの皆様にも感謝申し上げます。鈴木惇也助教にはデバイス 扱い方から本修士論文の内容まで、私の研究のほぼ全てにおいてサポートしていただきまし た。研究が詰まった時は、よく相談にも乗っていただき、ミーティングでも毎回的確な助言 をいただきました。本多俊介氏には読み出し回路や GroundBIRD 実験について数多く教え をいただきました。夜遅くまで私の研究を手伝っていただくこともありました。また、よく コーヒーにも誘っていただき、良いリフレッシュをすることができました。東北大学の沓間 弘樹氏には MKID について非常に多くのことを教えていただきました。修士論文の内容に ついても相談に乗っていただき、多くの助言をいただきました。どんな質問でも嫌がらず、 丁寧に説明してくれました。私の MKID の基礎は沓間さんによって作られたと言っても過 言ではありません。池満拓司氏には MKID の測定手法の基本を教わりました。また、テネ リフェでは海に連れて行っていただくなど、テネリフェでの私生活でもお世話になりまし た。小栗秀悟助教、長崎岳人氏にはテネリフェで GroundBIRD 望遠鏡について様々なこと を教わりました。理研の美馬覚氏には冷凍機と MKID について助言をいただきました。

京都 CMB グループの皆様にもお世話になりました。安達俊介氏には冷凍機の立ち上げ からその運用に関して多くの助言を多くいただきました。大塚稔也君には研究を行う上で毎 日、非常に刺激を受けました。先々のことを見据え、着実に研究を進める大塚君が同期にい たことは私の研究姿勢にも良い影響を及ぼしてくれました。阿部倫史氏と小高駿平君、中田 嘉信君にはミーティングやゼミでお世話になりました。

デルフト工科大学の遠藤光氏、SRON の唐津謙一氏、埼玉大学の成瀬雅人氏には MKID の 評価系を構築する上で多くの助言をいただきました。心から感謝申し上げます。

ここには書ききれませんが、研究生活の様々な場面でお世話になった先生方、先輩、後輩、 秘書の皆様にも感謝申し上げます。また、同期の小林蓮君、菅島文悟君、谷真央君、辻川吉 明君は一緒に博士課程に進学することもあり、多くの刺激をうけました。

最後に、いつも応援し、支えてくれた家族と真衣に感謝します。ありがとう。

参考文献

- D. J. Fixsen and E. S. Cheng and J. M. Gales and J. C. Mather and R. A. ShaFer and E. L. Wright. The cosmic microwave background spectrum from the full cobe firas data set. The Astrophysical Journal, 473(2):576, 1996.
- [2] A. A. Penzias, R. W. Wilson. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. Astrophysical Journal, vol.142, p.419 – 421, 1965.
- [3] R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, P. G. Roll, D. T. Wilkinson. Cosmic Black-Body Radiation. Astrophysical Journal, vol.142, p.414 – 419, 1965.
- [4] S.Honda, et al., On-site performance of GroundBIRD, a CMB polarization telescope for large angular scale observations. Proceedings Volume 11445, Ground-based and Airborne Telescopes VIII; 114457Q (2020)
- [5] Planck Collaboration, Plank 2018 results. 1. Overview and the cosmological legacy of Planck. Astronomy & Astrophysics, 2018.
- [6] K. Sato. First-order phase transition of a vacuum and the expansion of the universe. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol 195:pp.467 - 479, 1981.
- [7] Maria Chiara Guzzetti, et al., Gravitational waves from inflation.
- [8] R. Allison, P. Caucal, E. Calabrese, J. Dunkley, and T. Louis, Towards a cosmological neutrino mass detection. Phys. Rev. D 92, 123535, 2015.
- [9] R. M. J. Janssen, et al., High optical efficiency and photon noise limited sensitivity of microwave kinetic inductance detectors using phase readout. Appl. Phys. Lett. 103, 203503, 2013.
- [10] D. M. Pozar. Microwave Engineering. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2012.
- [11] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer. Theory of superconductivity. Physical Review, 108:1175, 1957.
- [12] G. Vardulakis. Superconducting kinetic inductance dectectors: theory, simulations and experiments. University of Cambridge, Cambridge, UK, 2007.

- [13] S. B. Kaplan, C. C. Chi, D. N. Langenberg, J. J. Chang, S. Jafarey, et al. Quasiparticle and phonon lifetimes in superconductors. Physical Review, B14:4854, 1976.
- [14] Neil W. Ashcroft, N. David Mermin. Solid State Physics
- [15] F. London and H. London. The electromagnetic equations of the supraconductor. Proceedings of the Royal Society of London Series A, 149:71, 1935.
- [16] D. Mattis and J. Bardeen. Theory of the anomalous skin effect in normal and superconducting metals. Physical Review Letters, 111:412, 1958.
- [17] J. Gao. The Physics of Superconducting Microwave Resonators. PhD thesis, California Institute of Technology Pasadena, California, 2008.
- [18] P. J. de Visser. et al., Quasiparticle dynamics in aluminium superconducting microwave resonators. PhD thesis, Delft University of Technology, Delft, The Netherlands, 2014.
- [19] http://www.hakuto-vacuum.jp/pfeiffer_vacuum/pdf/PumpingStation/HiCubeClassic.pdf
- [20] https://www.cryomech.com/products/pt407/
- [21] https://www.lownoisefactory.com/products/cryogenic/lnc-4-8-ghz/
- [22] https://www.pfeiffer-vacuum.com/productPdfs/PTT03140010.en.pdf
- [23] https://www.toyo.co.jp/material/products/detail/rx.html
- [24] https://www.toyo.co.jp/material/products/detail/372.html
- [25] http://deshima.ewi.tudelft.nl/
- [26] A Endo, et al.. "Wideband on-chip terahertz spectrometer based on a superconducting filterbank " J. of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems, 5(3), 035004, 2019.
- [27] http://aste.nao.ac.jp/pressrelease/2019deshima/index.html
- [28] 池満拓司. CMB 望遠鏡のデータ読み出しシステムの時刻同期と較正に関する開発研究. 京都大学理学研究科 修士論文 2020.
- [29] 石塚光. 超伝導検出器 MKID の周波数多重読み出し用 フロントエンド回路の開発. 総 合研究大学院大学 高エネルギー加速器科学研究科 修士論文 2020.
- [30] https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.signal.welch.html
- [31] 沓間弘樹. CMB 偏光観測にむけた超伝導検出器"MKID"のノイズ低減法の研究開発. 東北大学理学研究科 修士論文 2018.

- [32] H. Kutsuma, et al., A measurement method for responsivity of microwave kinetic inductance detector by changing power of readout microwaves. Appl. Phys. Lett. 115, 032603, 2019.
- [33] H. Kutsuma, Y.Sueno, et al., A method to measure superconducting transition temperature of microwave kinetic inductance detector by changing power of readout microwaves. AIP Advances 10, 095320, 2020.
- [34] C. R. H. McRae, et al., Materials loss measurements using superconducting microwave resonators. Review of Scientific Instruments 91, 091101, 2020.
- [35] Shwetank Kumar, et al., Temperature dependence of the frequency and noise of superconducting coplanar waveguide resonators. Appl. Phys. Lett. 92, 123503, 2008.
- [36] R. Barends, Reduced frequency noise in superconducting resonators. Appl. Phys. Lett. 97, 033507, 2010.
- [37] Omid Noroozian, et al., Two-level system noise reduction for Microwave Kinetic Inductance Detectors,
- [38] Hiroki Kutsuma ph.D thesis.
- [39] R. Barends, Minimal resonator loss for circuit quantum electrodynamics. Appl. Phys. Lett. 97, 023508, 2010.

付 録 A 読み出し RF を用いた MKID の応 答性の評価

本文では、MKID の温度を変えることで応答性を求めた。ここでは、沓間氏によって開 発された読み出し RF を用いた応答性の評価手法 [32] の概要と、それを発展させた超伝導 転移温度の新たな測定手法について述べる。超伝導転移温度の新たな測定手法は沓間氏と共 同で開発した [33]。

読み出し RF を MKID に流すと、そのパワーに応じた準粒子数が MKID の内部に生成 される。そのパワーを変えた時の位相変化の時定数を測定することで応答性を求めることが できる。これは、位相変化の時定数が準粒子寿命 (τ_{qp})に対応しており、式 (2.21)を用いる ことで、準粒子数の変化を求めることができるからある (図 A.2)。この測定を複数のパワー で行うことで位相の応答性を求めることができる。

また、本手法で求まる様々な読み出しパワーでの準粒子寿命を用いることで、MKID 固有 の準粒子寿命を求めることができる。本手法は readout ノイズや TLS ノイズの寄与が大き く GR ノイズを正しく評価できない場合でも、準粒子寿命を求めることできる。このよう にして得た MKID 固有の準粒子寿命から式 (2.21) を用いて超伝導転移温度を求めることが でき、MKID の温度を実際に変えた際の透過率の変化から求めた超伝導転移温度 (図 A.2) と一致することを確認し、本手法の妥当性を確認した。この手法を用いると、MKID の温 度を変えずに準粒子寿命・超伝導転移温度を測定でき、素早いキャリブレーションを行うこ とができる。



図 A.1: 読み出し信号を用いた応答性の測定原理 [32]。読み出し信号が急激に変化すると (上 図) それに応じて準粒子数 (中図) と位相 (下図) が変化する。位相の変化時間の時定数が準 粒子寿命と対応しており、そこから準粒子数を求める。



図 A.2: MKID の温度を変化させた時の透過率 (S₂₁)の測定結果。1.27 K 付近で透過率が 下がることは、アルミニウムが常伝導状態に変化したことを表しており、超伝導転移温度で あることを示している。