

超伝導共振器を用いた宇宙背景放射偏光観測用  
ミリ波検出器 (MKIDs) の開発

渡辺 広記

博士 (理学)

総合研究大学院大学  
高エネルギー加速器科学研究科  
素粒子原子核専攻

平成 27 年度  
(2015)

博士論文  
超伝導共振器を用いた宇宙背景放射偏光観測用  
ミリ波検出器 (MKIDs) 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 素粒子原子核専攻

渡辺広記

平成 28 年 2 月 24 日

# 目 次

第 1 章 序論	1
1.1 宇宙マイクロ波背景放射観測による物理	1
1.2 今後の観測への性能要求	3
1.3 超伝導検出器	4
1.3.1 TES ボロメータ	4
1.3.2 STJ	5
1.3.3 SIS-ミキサ	6
1.3.4 MKIDs	7
1.4 本研究のねらい	8
第 2 章 Microwave Kinetic Inductance Detectors (MKIDs)	9
2.1 MKIDs の前提となる超伝導の性質	9
2.1.1 異常表皮効果	11
2.1.2 超伝導体の表面インピーダンス	12
2.1.3 準粒子寿命	13
2.1.4 準粒子の拡散長	14
2.2 MKIDs の基本的デザイン	14
2.2.1 MKIDs の共振特性	15
2.2.2 $\lambda/4$ 共振器	16
2.2.3 $Q_c$ の設計	18
2.3 MKIDs のノイズ	18
2.3.1 生成消滅ノイズ	18
2.3.2 TLS (Two Level System) ノイズ	19
2.3.3 リードアウトノイズ	19
2.4 ノイズ等価パワー (NEP)	19
2.5 高機能な MKIDs のデザイン	21
2.5.1 Hybrid MKIDs	21

<b>第 3 章</b>	<b>Ground-side absorption KIDs</b>	<b>23</b>
3.1	MKIDs とアンテナとの光学結合 . . . . .	23
3.2	GSA-KIDs . . . . .	25
3.3	超伝導共振器のインダクタンスの構造因子 . . . . .	26
3.3.1	超伝導共振器 (CPW 構造) の構造因子 . . . . .	27
3.3.2	超伝導共振器 (CPW 構造) の力学インダクタンスと磁気インダクタンス . . . . .	28
3.3.3	超伝導共振器 (CPW 構造) のトータルインダクタンスとインダクタンス比 . . . . .	28
3.4	Sonnet を用いた設計パラメータの導出 . . . . .	29
3.4.1	超伝導共振器 (CPW) と MSL の光学結合による放射ロス . . . . .	29
3.5	既存の MKIDs と GSA-KID の感度比較 . . . . .	33
<b>第 4 章</b>	<b>MKIDs の製作</b>	<b>35</b>
4.1	微細加工を用いた超伝導検出器開発工程 . . . . .	35
4.1.1	スパッタ工程 . . . . .	36
4.1.2	フォトリソグラフィー . . . . .	37
4.1.3	エッチング工程 . . . . .	37
4.2	MKIDs の製作方法の確立 . . . . .	38
4.2.1	リフトオフ工程 . . . . .	38
4.2.2	リフトオフ工程の最適化 . . . . .	39
4.2.3	2 段のリフトオフ + エッチングを用いた製作工程 . . . . .	41
4.2.4	GSA-KIDs の製作工程 . . . . .	42
<b>第 5 章</b>	<b>測定システムと MKIDs の評価方法</b>	<b>44</b>
5.1	冷凍機システム . . . . .	44
5.1.1	0.3K ソープション冷凍機システム . . . . .	44
5.1.2	希釈冷凍機 . . . . .	47
5.2	MKIDs の読み出しシステム . . . . .	48
5.2.1	Vector Network Analyzer (VNA) を用いたセットアップ . . . . .	48
5.2.2	DDC 読み出しシステムを用いたセットアップ . . . . .	49
5.3	Q 値の測定方法 . . . . .	51
5.4	評価システムを用いたアルミ MKIDs の基礎特性評価 . . . . .	51
5.4.1	MKIDs のリフトオフ法による性能の改善 . . . . .	52
5.4.2	準粒子の寿命測定 . . . . .	53



第 6 章 GSA-KIDs の実験的な特性評価	57
6.1 GSA-KIDs の光学結合の評価	57
6.1.1 放射ロス評価用 MKIDs のデザイン	57
6.1.2 読み出しシステムと素子のマウント	59
6.1.3 MKIDs の評価	60
6.2 GSA-KIDs の応答性の評価	63
6.2.1 応答性評価用 MKIDs のデザイン	63
6.2.2 位相感度 $d\theta/dN_{qp}$ と応答性 $df/dN_{qp}$ 及び Q 値の関係	65
6.2.3 MKIDs の評価	65
6.3 実験的な既存の MKIDs と GSA-KIDs の感度比較	66
第 7 章 結論	68
付 録 A 伝送線路設計	69
A.0.1 ABCD 行列	69
A.1 伝送線路	69
付 録 B 微細加工システムと冷却システム	71
B.0.1 成膜工程の種類と特徴	71
B.0.2 フォトリソグラフィーの種類と特徴	72
B.0.3 エッチングの種類と特徴	73
付 録 C CMB 偏光観測用 MKIDs のデザイン	74
C.1 CMB 偏光観測の宇宙観測における検出器への性能要求	74
C.2 透過型 MKIDs	74
C.3 シニアスアンテナ	75
C.4 GSA-KIDs への電磁波の導入	76
C.5 広帯域透過型 MKIDs アレイの設計及び性能	76

# 目 次

1.1	COBE 衛星による CMB スペクトル . . . . .	1
1.2	COBE 衛星による CMB 温度ゆらぎのマップ . . . . .	2
1.3	宇宙の組成比 . . . . .	2
1.4	WMAP 衛星による CMB の温度ゆらぎのマップ . . . . .	3
1.5	CMB の B-mode 偏光と、前景放射 . . . . .	4
1.6	TES ボロメータの抵抗値の温度依存性 . . . . .	5
1.7	STJ の動作原理 . . . . .	6
1.8	SIS ミキサの概念図 . . . . .	6
1.9	MKIDs の検出原理 . . . . .	7
1.10	信号の読み出しの多重化概要 . . . . .	7
2.1	MKIDs の構造 . . . . .	15
2.2	$\lambda/4$ 共振器の等価回路 . . . . .	16
2.3	フィードラインと共振器の結合 . . . . .	18
2.4	MKIDs の感度の決定 . . . . .	20
2.5	準粒子の離脱 . . . . .	21
2.6	hybrid MKIDs の構造 . . . . .	22
3.1	アンテナ共振器の接続 . . . . .	24
3.2	既存の MKIDs . . . . .	25
3.3	GSA-KID の概略図 . . . . .	26
3.4	CPW 構造を持つ超伝導共振器の断面構造。 $t$ は薄膜の膜厚、 $s$ はセンターストリップの幅、 $w$ はギャップの幅を示す。 . . . .	27
3.5	ミリ波の吸収率 . . . . .	31
3.6	CPW と MSL のカップリングによる放射ロス . . . . .	32
3.7	CPW と MSL のカップリング . . . . .	33
4.1	クラス一万 . . . . .	35
4.2	イエロールーム . . . . .	35

4.3	微細加工による素子の作成方法	36
4.4	RIE エッチングによるバリの生成。斜線部がフォトレジスト、黒の塗りつぶしがアルミニウム、 青の塗りつぶしがシリコン基板である。	38
4.5	リフトオフでの製作工程。斜線がフォトレジスト、塗りつぶしが金属膜である。	39
4.6	AZ レジストによる逆テーパー型レジスト	40
4.7	製作工程	42
4.8	GSA-KIDs 制作プロセスの一例	43
4.9	製作した GSA-KIDs	43
5.1	ソーブション冷凍機の内部ステージ	45
5.2	クライオスタットとソーブション冷凍機の外殻	46
5.3	ソーブション冷凍機システムの内部構造	47
5.4	二層分離状態	47
5.5	VNA を用いた MKIDs の読み出し	48
5.6	MKIDs 読み出し回路	49
5.7	MKIDs 読み出し回路の概念図	50
5.8	エッチングとリフトオフの構造比較	52
5.9	Q 値の温度依存性	53
5.10	レーザー光学系	54
5.11	測定回路	54
5.12	準粒子寿命の測定	55
5.13	準粒子寿命の理論値	56
6.1	放射ロス測定用デザイン	58
6.2	GSA-KIDs と既存の MKIDs の顕微鏡写真	59
6.3	読み出し回路	60
6.4	MKIDs のセットアップ	60
6.5	MKIDs による共振ピーク	61
6.6	GSA-KIDs と既存の KIDs の $Q_i$ の比較	61
6.7	ニオブ MKIDs の $Q_i$	62
6.8	GSA-KIDs と既存の KIDs の $Q_{rad}$ の比較	62
6.9	応答性評価用デザイン	64
6.10	GSA-KIDs と既存の MKIDs の顕微鏡写真	65
6.11	準粒子密度と共振周波数の変化	66

C.1	$\lambda/2$ 共振器の構造 . . . . .	75
C.2	シニアスアンテナ . . . . .	76
C.3	CMB 偏光測定用 GSA-KID <sub>s</sub> のデザイン . . . . .	77

# 表 目 次

3.1	$g^*$ 、 $L_{ki}^*$ 、 $\alpha^*$ の算出 . . . . .	29
3.2	比較結果 . . . . .	34
6.1	GSA-KIDs と既存の KIDs の $Q_{\text{rad}}$ の算出結果 . . . . .	63
6.2	GSA-KIDs と既存の MKIDs の $df/dN_{qp}$ の測定結果 . . . . .	66

## 概要

宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background, CMB) 偏光観測実験は、CMB の偏光パターンの精密測定を目的とした実験である。現在までの CMB 観測実験の結果より、ビッグバン以前にインフレーションと呼ばれる急激な加速膨張があったことが支持されている。インフレーション時には急激なメトリックの変化により原始重力波が生成され、これにより CMB には B-mode と呼ばれる渦上の偏光パターンが生成される。従って、B-mode 偏光の偏光パターンと、そのゆらぎを精密に観測することができれば、インフレーション時のパラメータを精密に決定することができ、インフレーションの直接的な証拠となる。

CMB 偏光観測実験からは、40 ~ 400 GHz の観測周波数に対して 2 バンド以上の観測周波数を持ち、画素数が 1000 画素以上のアレイ、検出器感度は地上観測の場合で  $10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  以下が要求される。我々の開発しているミリ波検出器 Microwave Kinetic Inductance Detectors (MKIDs) は、超高感度かつ、多素子化が可能な検出器であるため、開発に期待が寄せられている。加えて、このようなワイドバンドな観測には広帯域で多周波に感度のある高機能アンテナやフィルタなどの実装が求められる。

しかし、高機能アンテナを用いた従来の多色 MKIDs では、アンテナで受けた電磁波を十分に MKIDs に吸収させようとすると、共振器の共振性能が劣化し、感度が低下するという課題が知られている。原因は、アンテナで受信した電磁波の導入を、共振器の Coplanar Waveguide (CPW) 構造のセンターストリップの上にマイクロストリップライン (MSL) と呼ばれる伝送線を重ねることで行っているためである。この導入方法では、共振器と MSL が結合することで、共振器にたまったマイクロ波が MSL を通り放射され共振器の性能が劣化する。

本論文では、この問題を回避しつつ、MKIDs に電磁波を効率よく導入することが可能な全く新たな結合手法をもつ Ground side Absorption KIDs (GSA-KIDs) の開発を行った。GSA-KIDs は従来の MKIDs が共振器のセンターストリップ上に導入していた MSL を、共振器のグラウンド側に導入するデザインである。グラウンド側に導入することで共振器と MSL の結合を回避でき、共振性能の劣化を防ぐことが可能となる。

MKIDs は力学インダクタンスの変化を利用する。超伝導体で共振器を作ることにより、共振周波数の変化として検出する。超伝導状態の金属には、2 つの電子が対になったクーパー対というものが存在する。このクーパー対の存在により、超伝導体には通常の磁気インダクタンスに加え、力学インダクタンスが生じる。クーパー対の結合エネルギーは超伝導体の材質により決まり、結合エネルギー以上の電磁波が超伝導体に入射するとクーパー対が破壊され、力学インダクタンスが変化する。超伝導体の材質を選ぶことで、目的の周波数に感度のある MKIDs を製作することが可能である。MKIDs の検出器感度は検出器の有感部分の体積の逆数  $1/V$ 、インダクタンス比  $\alpha$ 、共振器の Q 値に比例する。既存の MKIDs では、共振器にたまったマイクロ波が MSL を通り放射され、共振器の Q 値が減少することが問題となる。これに対し GSA-KIDs は MSL をグラウンド側に接

続することにより、共振器とMSLのカップリングが弱くなりQ値の減少を回避できる。これがGSA-KIDsのコンセプトである。従って、GSA-KIDsでは感度の減少を伴わず電磁波を十分に吸収することが可能となる。

GSA-KIDsの原理的な感度評価を行うために、CPW構造のセンターストリップ側に有感部分のある場合(既存のMKIDs)とグラウンド側に有感部分がある場合(GSA-KIDs)において構造による体積 $V$ を固定し、理論的な $\alpha$ の算出及び、シミュレータを用いてQ値の算出を行った。

$\alpha$ においては、GSA-KIDsは既存のMKIDsに比べて3.8倍劣るという結果を得た。Q値に関しては、電磁界シミュレータSonnetを用い透過特性を計算することで算出し、GSA-KIDsは既存のMKIDsに比べて10倍改善すること示した。また、感度において2.6倍の改善が見込めることが分かった。

GSA-KIDsの製作は高エネルギー加速器研究機構にあるクリーンルームにて行った。製作方法としては、二段のリフトオフとエッチングを用いた新たな手法を考案し、製作方法を確立した。この方法により、通常工程で行うとサブミクロンレベルでの位置合わせが必要なGSA-KIDsに対して、位置合わせ精度が $1.0\text{ }\mu\text{m}$ 程度のマスクアライナーを用いても、 $0.1\text{ }\mu\text{m}$ 以下の精度でアルミニウムをはめ込むことが可能となった。

製作したGSA-KIDsの評価は0.3Kソーブション冷凍機を使用して行った。光学結合の評価としては、Vector Network Analyzerを用いて透過特性を測定し、共振ピークの形状からQ値を算出した。既存のMKIDsとGSA-KIDsを比較した結果、Q値はGSA-KIDsの方が既存のMKIDsに比べ $7.8\pm 3.6$ 倍改善するという結果を得た。この結果はSonnetを用いたシミュレーションとコンシステントな結果となっている。よって、Q値を高く保ちつつ、電磁波の吸収が可能というGSA-KIDsの最大の利点を実証できた。また、GSA-KIDsの応答性の評価は、同じ有感体積をもつGSA-KIDsと既存のMKIDsを製作し、共振周波数の温度依存性を測定することにより算出を行った。その結果、GSA-KIDsの方が既存のMKIDsに比べ $4.7\pm 0.2$ 倍低いという結果を得た。

以上の2つの実験結果から、GSA-KIDsと既存のMKIDsの位相感度を比較すると、 $1.7\pm 0.8$ 倍となった。製作の歩留まりによるQ値の誤差が大きいため、感度の優位性を統計的には示せなかったが、既存のMKIDsと遜色ないことを確認した。また、この結果は3章で行った理論的な数値計算及びSonnetを用いたシミュレーションを用いて算出した感度とコンシステントである。GSA-KIDsによるQ値の大幅な改善は、狭い周波数空間にたくさんの検出器を配置することを可能とする。これは、多色化への応用に対して大きなアドバンテージとなる。

CMB偏光観測実験などの検出器として利用するためには、高機能アンテナで受信した電磁波をMKIDsへ結合し、導入する必要がある。この結合部分によりMKIDsの共振性能が低下することが従来の課題であった。本研究はこの課題を解決するブレイクスルーとなる。このアイデアを用いることで、さらなる高感度検出器の実現が期待できる。

# 第1章 序論

## 1.1 宇宙マイクロ波背景放射観測による物理

宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background, CMB) は、宇宙誕生後、約 38 万年後の宇宙の晴れ上がり時に放射された、人類が観測できる最古の電磁波である。地球上では、全天から等方的に放射として観測され、そのスペクトルは  $2.73K$  の黒体放射に一致している。また、中心周波数はおよそ  $160GHz$  である。CMB は 1964 年にベル研究所の A. A. Penzias と P. W. Wilson によって、 $4.08GHz$  で偶然に観測された [1]。この観測結果によって、宇宙は高温高压の火の玉のような状態から始まり、膨張することによって冷えて現在の宇宙になったというビッグバン宇宙論が強く支持されることとなった。

近年までに、CMB の精密観測により、宇宙の誕生と進化について人類は様々な知見を得てきた。宇宙観測衛星の COBE では、全天について、精密なスペクトル観測が行われた。その結果、CMB がほとんど等方的であるが  $10^{-5}$  程度の異方性をもつこと、スペクトルは  $2.728K \pm 0.004K$  の黒体放射にほぼ一致していることがわかった [2]。

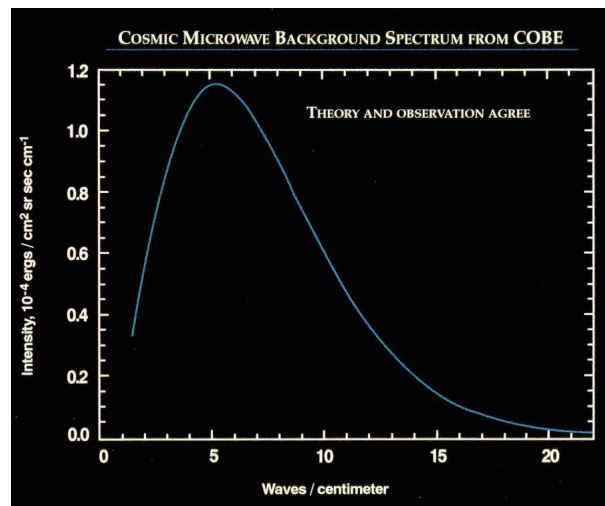


図 1.1: COBE 衛星による CMB スペクトル [3]



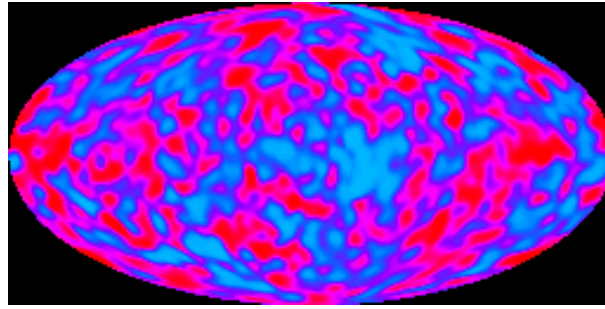


図 1.2: COBE 衛星による CMB 温度ゆらぎのマップ [3]

気球による CMB の温度分布の精密測定を行った BOOMERanG 実験により、観測結果から宇宙は平坦であることが示唆された [4]。その後、WMAP 衛星による実験では、CMB を L2 軌道で全天を 9 年にわたって観測し、さらに精密に温度ゆらぎが測定され、宇宙年齢、宇宙の大きさ、宇宙の組成など数多くのことがわかっている [5]。特に CMB の僅かな非等方性について詳細な結果が得られている。この結果は、ビッグバン以前にインフレーションと言われる急激な加速膨張があったことを強く示唆している。インフレーションは、宇宙誕生から  $10^{-36}$  秒程度の間に宇宙の大きさが数十桁も増大したとする、初期宇宙の急激な加速膨張を提唱する理論である [6]。

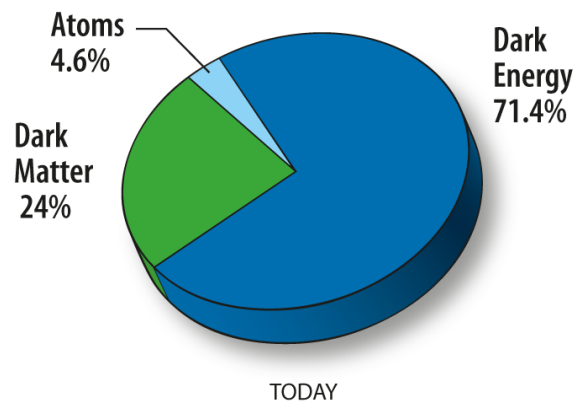


図 1.3: 宇宙の素性は、71.4% がダークエネルギーと呼ばれる未知エネルギー、24% がダークマターと呼ばれる未知の物質、4.6% が我々の知っている物質である [7]。

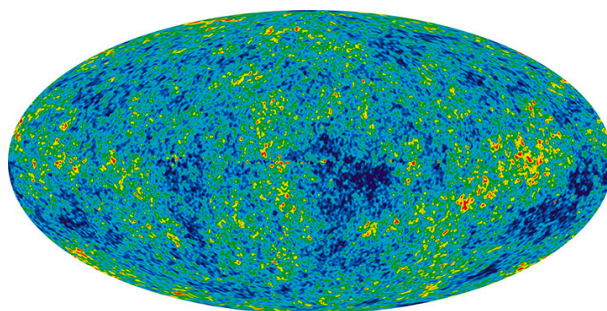


図 1.4: 全天にわたって WMAP 衛星が観測した CMB の温度ゆらぎマップ。赤い点が温度が高い場所、青い点が温度の低い場所を示している [7]。

インフレーションに基づくビッグバン宇宙論では宇宙の一様性や、宇宙の平坦性、宇宙の構造の起源を非常にうまく説明することが出来る。しかし、これまでに直接的な証拠は得られていない。

近年、インフレーション時に発生した重力波が CMB に偏光のパターンを残すことが予言された。インフレーション時には急激なメトリックの変化によって、重力波が生成される。これを原始重力波という。原始重力波は、宇宙が晴れ上がる直前のプラズマに局所的な非等方性を作る。その結果、CMB の偏光パターンに原始重力波が痕跡を残す [8] [9]。原始重力波は、空間的にうず構造をもつ偏光パターンを残す。これを B-mode と呼ぶ。B-mode 偏光の偏光パターンと、そのゆらぎを精密に観測することができれば、インフレーション時のパラメータを精密に決定することができ、インフレーションの直接的な証拠となる。

## 1.2 今後の観測への性能要求

B-mode 偏光を観測するためには、偏光観測に対して非常に高感度な検出器が必要となる。標準的なインフレーションモデルから想定される B-mode の強度は、これまでに WMAP 衛星などによって観測された CMB の温度ゆらぎに対して  $1/10$  万以下と、非常に弱いことが予言されている。また、我々の銀河からの前景放射を精密に観測し、測定から差し引く必要がある。特に、銀河の磁場による電子の制動放射によるシンクロトロン放射、銀河内のダストによる熱放射が問題となる [10]。これらを差し引きながら精密に CMB 偏光を観測するためには  $40 \sim 400\text{GHz}$  の観測周波数帯域に対して、2 バンド以上の観測周波数を持ち、画素数が 1000 画素以上、ノイズ等価パワー (Noise Equivalent Power, NEP) が地上観測の場合で  $10^{-16}\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$  以下が要求される。

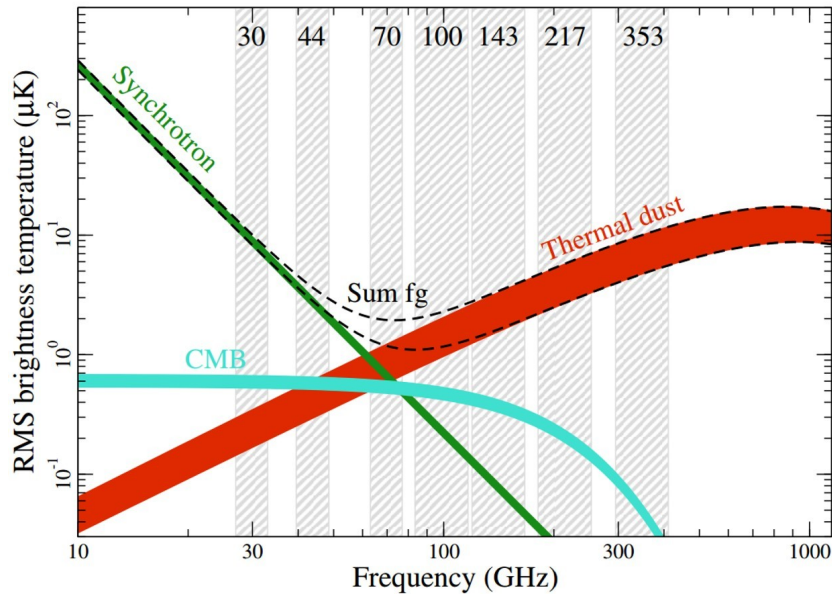


図 1.5: 図の横軸が周波数、縦軸が偏光強度である。緑色の線が銀河系内のシンクロトロン放射による偏光成分で、赤色の線が銀河系内のダストによる前景放射を示している。CMB 偏の偏光強度は水色の線で示されている [11]。

### 1.3 超伝導検出器

ミリ波サブミリ波の検出方法には大きく分けて直接検出とヘテロダイン検出の 2 つがある。前者は、光を粒子として扱い、光のエネルギーの吸収によってセンサー内部の電流値、電圧値等の変化を測定する検出器である。後者は、ヘテロダイン（周波数変換器）を使用し、波として光を検出する。ヘテロダイン型は、分光によって位相情報を取り出すことが出来るという利点はあるが、帯域幅が IF アンプの性能に起因するため、帯域幅が狭くなるという欠点も持ち合わせている。本章では、CMB の 3K の黒体輻射のピーク周波数に近いミリ波サブミリ波の検出器について、代表的な直接検出の TES ボロメータ、STJ、ヘテロダイン検出の SIS-ミキサ、そして、新しい直接型検出器の MKIDs について紹介する。

#### 1.3.1 TES ボロメータ

TES は Transition-Edge Sensor(転移端センサー) のことであり、常伝導状態と超伝導状態の抵抗変化を電流の変化として読み取るタイプのセンサーである [12]。図 1.6 のように、常伝導から超伝導へ変化するエッジ (転移温度) 付近に温度を固定するため、バイアスを調整する。

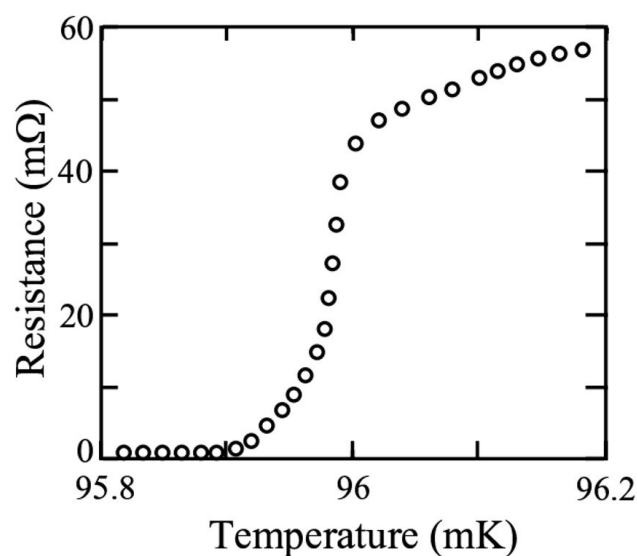


図 1.6: TES ボロメータの抵抗値の温度変化例。横軸が超伝導体の温度、縦軸がその抵抗値を表している。TES を測定する場合には、抵抗値が急激に変化するポイントに温度が設定されるようバイアスを印加しておく [13]。

この状態に光が入射することによって、超伝導体の温度が上昇する。超伝導状態と常伝導状態の急激な抵抗値の変化により、電流量が変化する。この変化を SQUID アンプ等を使って磁束の変化として検出する。

### 1.3.2 STJ

STJ は Superconducting Tunnel Junction のことであり、SIS 接合を用いた検出器である [14]。SIS 接合とは Superconductor-Insulator-Superconductor の構造を持つ。超伝導体でうすい絶縁体を挟んだジョセフソン接合の一種である。STJ の電磁波検出方法は以下の二種類がある。一つは、入射光子によって超伝導状態のクーバー対が壊され、励起した準粒子が絶縁体をトンネルして流れる電流量を計測する方法である。もう一つは Photon-assisted tunneling(PAT) と呼ばれる効果により、入射光子のエネルギーがトンネル接合の準粒子トンネリングを引き起こすことによる電流量を計測する方法である。動作原理を図 1.7 に示す。

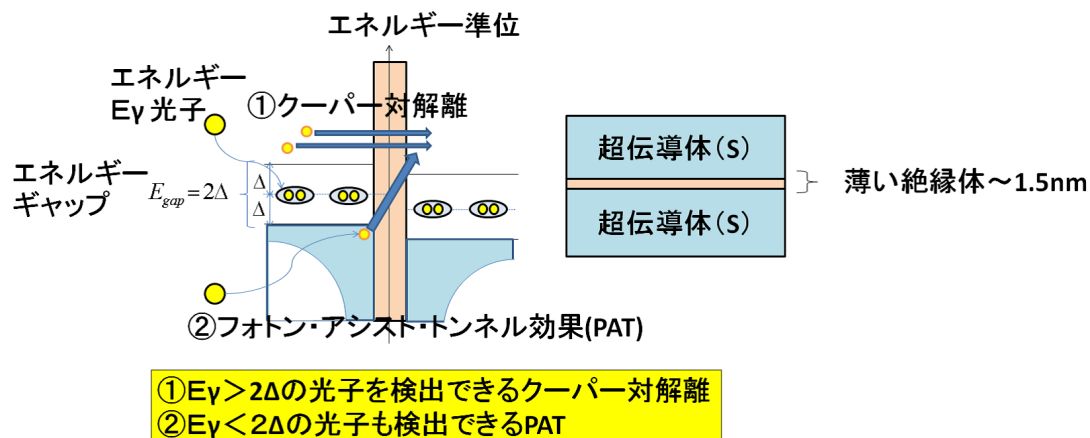


図 1.7: STJ の動作原理

左図が SIS による検出原理を半導体モデルを用いて示したものである。STJ では磁場を印加することによって、絶縁膜を超えて流れる超伝導電流 (クーパー対) を抑制している。①クーパー対解離では電磁波がクーパー対を破壊し、準粒子になることで絶縁体をトンネル効果によって透過し検出される。②PAT では、SIS 間にバイアスを印加することによって、両側の超伝導体の実効的なギャップエネルギーの差を超える電磁波の検出が可能である。右の図は、STJ の断面構造を示したもので、薄い絶縁体は一般的に 1 ~ 1.5nm 程度の厚みを持つ。

前者の方法では、クーパー対の解離により信号を検出するため、超伝導ギャップエネルギー  $2\Delta$  以上のエネルギーを持つ電磁波でなければ検出できない。後者の方法では、定電圧を SIS にかけることにより、 $2\Delta$  以下の光も検出が可能である。

### 1.3.3 SIS-ミキサ

SIS-ミキサとは、SIS 接合を用いたヘテロダイン検出器である。常時局部発信機 (LO) からの信号を SIS ミキサに導入しておく。その状態にシグナルである電磁波 (RF) が入射することにより、これらの差周波成分 (IF) を発生させることが出来る。図 1.8 に概念図を示す。RF 電力が LO 電力に比べて十分に小さい範囲では、この IF 電力は RF 電力に比例する。

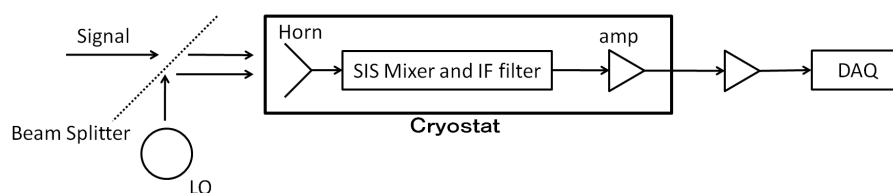


図 1.8: 電磁波 (signal) と LO がビームスプリッターで合成され、図の中心の cryostat 内に導入される。冷凍機内ではホーンで受信し、SIS-ミキサでヘテロダイン検波される。ミキサの出力がアンプで増幅され読み出される。

### 1.3.4 MKIDs

MKIDs とは Microwave kinetic inductance detectors の略であり、2002 年に J. Zmuidzinas らによって提唱された検出器である [15]。この検出器は、超伝導体の力学インダクタンスの変化を利用した検出器である。電磁波が超伝導体に入射しクーパ対が破壊されると、超伝導体の力学インダクタンス (表面インピーダンス) が変化する。この力学インダクタンスの変化を超伝導マイクロ波共振器を使用して読み出す。概略図を図 1.9 に示す。

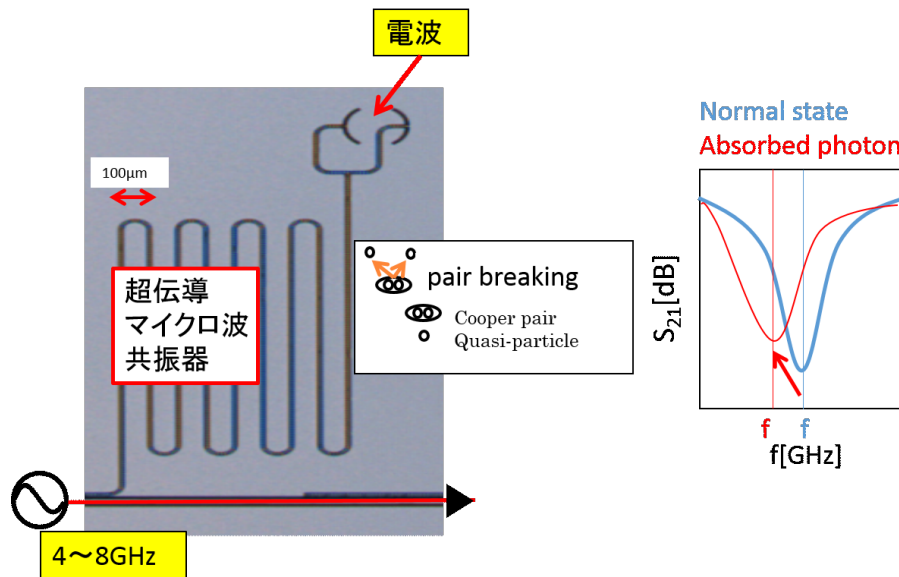


図 1.9: 左図は一素子の MKID を示したものである。電磁波を受信するアンテナ部、超伝導マイクロ波共振器、フィードラインからなっている。電磁波がアンテナに導入されると超伝導共振器内のクーパ対が解離され、準粒子 (Quasi-particle) が生成される。この際、クーパ対と準粒子のインダクタンスが異なるため、この差を共振特性の差として読み出すことができる。右図は、MKIDs の 共振特性を示したものである。横軸が周波数、縦軸が MKIDs の透過特性 ( $S_{21}$ ) を示している。青色が通常状態、赤色が電磁波が導入され、周波数がシフトした状態を示している。この時の共振特性 (位相、振幅) の変化が信号として読み出される。

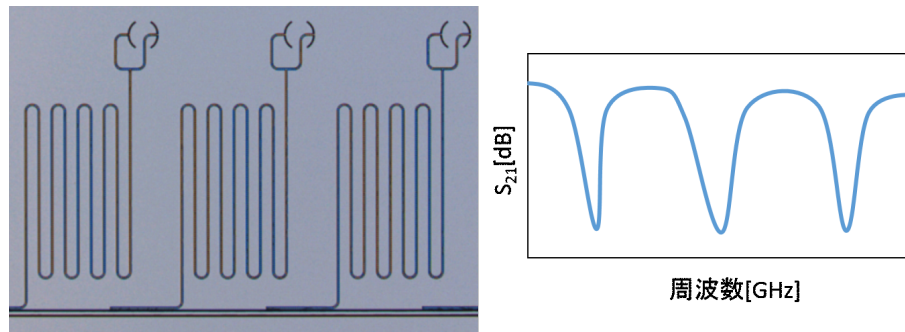


図 1.10: 左図が多素子の MKID (MKIDs)。右図がその時の周波数空間での MKIDs の応答を示している。それぞれの共振器に対応した共振特性を示す。

MKIDs では、フィードラインに長さの異なる (すなわち共振周波数の異なる) 多数の共振器を接続することで、数 1000 の素子をフィードライン一対で読み出すことが可能である。読み出し信号は周波数空間で多重化され読み出される。図 1.10 に多重化読み出しの原理を示す。共振器の周波数は 4 ~ 8GHz のマイクロ波を使用している。

MKIDs の利点は、読み出しの多重化を容易に実現することにより、常温から低温部分に導入される配線の本数を大幅に減らせることである。その結果、低温部分への熱流入を少なく抑えることができる。

## 1.4 本研究のねらい

本研究では、MKIDs に電磁波を効率的に導入することが可能な全く新たな結合手法のグラウンドサイド吸収型 KIDs (Ground Side Absorption KIDs, 以下 GSA-KIDs) を提案し、開発を行った。CMB 偏光観測実験などの超高感度な電磁波検出が要求される実験では、広帯域で多周波に感度のある高機能アンテナや光学フィルターなどを実装する必要がある。従来は、共振器の Coplanar Waveguide (CPW) 構造のセンターストリップの上にマイクロストリップライン (Microstrip Line, MSL) を導入する方法がとられている。しかし、この方法では、MKIDs の共振特性が劣化し性能が落ちる。本論文で提案する GSA-KIDs という新しいデザインの MKIDs では、この問題が回避できる。

本論文の構成は以下のとおりである。第 2 章では、MKIDs の基礎となる超伝導の物理について述べ、MKIDs の検出原理を説明する。特に、本論文で中心的な課題となるノイズ等価パワー (Noise Equivalent Power, 以下 NEP) が MKIDs の物性値とどのように関係するかを記述する。第 3 章では、従来の MKIDs の問題点を解決するために私が提案する GSA-KIDs の原理と特徴を述べる。第 4 章では GSA-KIDs の製作について述べる。特に私が新しく導入した二段リフトオフ法での製作工程について述べる。第 5 章では、作製した GSA-KIDs の性能評価システムを紹介し、評価方法について述べる。第 6 章では製作を行った GSA-KIDs と既存の MKIDs について特性評価を行い、それぞれの結果について比較を行う。第 7 章で結論を述べる。



## 第2章 Microwave Kinetic Inductance Detectors (MKIDs)

本章では、本研究で開発している MKIDs の基礎となる超伝導の物理について述べ、さらに MKIDs の検出原理を述べる。

### 2.1 MKIDs の前提となる超伝導の性質

超伝導状態とは、極低温の転移温度以下で、超伝導体が直流抵抗の消失及び、マイスナー効果という完全反磁性を示す現象である。1911 年に H.Onnes により、4.2K で水銀の電気抵抗が突然零になる現象が発見された。H.Onnes はこのような現象を超伝導と命名した [16]。現在までに、錫や鉛などの遷移金属でも超伝導になることが発見されている。最近では液体窒素温度である 77K 以上の温度で超伝導を示す高温超伝導体の開発なども注目を集めている。超伝導体の利用の一例としては、医療機器 MRI などに使用されている超伝導マグネットや、高感度磁気センサとして使用されている超伝導量子干渉計 (SQUID) などがある [17] [18]。

超伝導現象は、1934 年に Gorter と Casimir によって提唱された 2 流体モデルで説明できる [19]。これは、超伝導体内の電子状態を、抵抗の消失やマイスナー効果を引き起こす超伝導電子と、常伝導電子の 2 種類が混在した状況として見るものである。このモデルで考えた場合、超伝導体内の電子密度  $n$  は、超伝導電子の電子密度  $n_s$ 、常伝導電子の電磁密度  $n_n$  を用いて以下のように表される。

$$n = n_s + n_n \quad (2.1)$$

以下では、超伝導現象を二種類の電子の振る舞いとして述べる。

直流抵抗の消失について述べる。常伝導電子の振る舞いは、1900 年に P. Drude によって考案されたドルーデモデルによってうまく説明することが可能である。ドルーデモデルを用いて常伝導電子の電気伝導率  $\sigma_n$  を表すと以下ようになる [20]。

$$\sigma_n = \frac{n_n e^2 \tau}{m(1 + \omega^2 \tau^2)} - i \frac{n_n e^2 \omega \tau^2}{m(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (2.2)$$

$$\equiv \sigma_{n_1} - i\sigma_{n_2}$$



ここで、 $e$  は電子の電荷、 $\tau$  は陽イオンとの衝突の間の平均自由時間、 $m$  は電子の有効質量、 $\omega$  は角周波数、 $\omega = 0$  は直流を意味する。

超伝導電子の振る舞いは、1935 年に F. London と H. London の兄弟により定式化された。超伝導状態では直流の電気抵抗が零になることから、式 2.2 において  $\tau \rightarrow \infty$  とすることで以下のように表される [21]。

$$\sigma_s = -i \frac{n_s e^{*2}}{m^* \omega} \quad (2.3)$$

$$= -i \sigma_{s2} \quad (2.4)$$

ここで、 $e^*$  は超伝導電子の電荷、 $m^*$  は超伝導電子の有効質量である。超伝導体の電気抵抗率は式 (2.2)、式 (2.4) の足し合わせとして表すことができる。両式を比較すると、周波数が低いうちは超伝導電子の電気伝導率が支配的であり、マイクロ波程度の高周波になると、常伝導電子による電気伝導率も無視できなくなることがわかる。また、常伝導電子の電気伝導率の虚数成分は、他と比べて十分小さいので無視できる。従って、超伝導体の電気伝導度は、以下のように表される。

$$\sigma = \sigma_{n1} - i \sigma_{s2} \quad (2.5)$$

上式は超伝導体において、直流回路では電気抵抗は 0 となるが、高周波の交流回路では有限の電気抵抗を持つことを示している。

マイスナー効果を超伝導電子の振る舞いとして説明すると、超伝導体内の磁束密度は以下の式で表される。

$$B(x) = H \exp\left(-\frac{x}{\lambda_L}\right) \quad (2.6)$$

ここで、 $x$  は超伝導体の表面からの距離である。この式において、 $x > \lambda_L$  の場合には磁束密度が実質的に 0 となる。従って、 $\lambda_L$  は超伝導体表面から磁場の侵入が許される長さとなり、London の磁場侵入長という。磁場侵入長は超伝導電子の密度に依存するため温度依存性があり以下のように表される。

$$\lambda_L(T) = \lambda_L(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4\right]^{-1/2} \quad (2.7)$$

ここで、 $T$  は温度、 $T_c$  は転移温度である。 $\lambda_L(0)$  は 0K での磁場の侵入長であり、以下のように表される。

$$\lambda_L(0) = \sqrt{\frac{m^*}{\mu_0 n_s(0) e^{*2}}} \quad (2.8)$$

ここで、 $\mu_0$  は真空の透磁率、 $n_s(0)$  は 0K での超伝導電子密度である。式 (2.7)、式 (2.8) より、磁場侵入長は  $n_s(0)$  によって決まることが分かる。 $n_s(0)$  は超伝導体の種類に依存した値で、磁場侵入長は超伝導体の種類とその温度だけで決まることを示している。

超伝導体は、磁場の侵入長  $\lambda_L$  により第 I 種超伝導体と第 II 種超伝導体に分けられる。

第 I 種超伝導体

$$\frac{\lambda_L}{\xi} < \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (2.9)$$

第 II 種超伝導体

$$\frac{\lambda_L}{\xi} > \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (2.10)$$

ここで、 $\xi$  はコヒーレンス長といい、以下のように定義される [22]。

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{l} \quad (2.11)$$

ここで、 $l$  は伝導電子の平均自由行程、 $\xi_0$  は不純物が含まれていない超伝導体のコヒーレンス長である。 $\xi_0$  は Heisenberg の不確定性原理を用いることにより、以下のように表される。

$$\xi_0 = a \frac{\hbar v_0}{2k_B T_c} \quad (2.12)$$

ここで、 $a$  は無次元のパラメータ、 $v_0$  はフェルミ速度である。 $a$  を多くの純粋な金属を用いて調べた結果  $a \approx 0.15$  であることが知られている [23]。

超伝導状態の実験的事実に対する微視的理論は、Bardeen、Cooper、Schrieffer ら 3 人の頭文字をとった BCS 理論によって、非常にうまく説明することが可能である [24]。超伝導転移温度以下では、超伝導体内の電子は、フォノンと相互作用することにより、フェルミエネルギー近傍にクーパー対と呼ばれる 2 つの電子の弱い束縛状態を作る。クーパー対の存在により、常伝導電子の基底状態は不安定になるため、別の基底状態に移行しなければならない。これにより、フェルミエネルギー近傍の常伝導電子はボーズ-アインシュタイン凝縮を起こし、エネルギーギャップを形成する。エネルギーギャップ  $2\Delta(0)$  は以下の式で示される [25]。

$$2\Delta(0) \approx 3.528k_B T_c \quad (2.13)$$

ここで  $\Delta(0)$  は  $T = 0[K]$  での結合エネルギー [24]、 $k_B$  はボルツマン定数、 $T_c$  は転移温度である。第一種超伝導体におけるクーパー対の 2 電子間の平均距離はコヒーレンス長のスケールと等しくなる。以下では、超伝導電子をクーパー対、常伝導電子を準粒子と呼ぶ。

### 2.1.1 異常表皮効果

マイクロ波などの高周波における挙動は、侵入した電磁波が  $1/e$  に減衰する距離である表皮深さに依存する。しかし、超伝導体における表皮深さは London の磁場侵入長となる。これは、常伝導体の周波数に依存する表皮深さとは異なるため、超伝導体特有の表皮効果を考える必要がある。超伝導体における表皮効果は、D. C. Mattis and J. Bardeen による異常表皮効果でうまく説明することができる [26]。アルミニウムの様な第一種超伝導体 ( $\lambda_L \ll \xi$ ) の場合、異常表皮効果を取り入れた超伝導体の電気伝導率は以下のように示される。

$$\begin{aligned}\frac{\sigma_1}{\sigma_N} &= \frac{2}{\hbar\omega} \int_{\Delta(0)}^{\infty} [f(E) - f(E + \hbar\omega)]g(E)dE \\ &+ \frac{1}{\hbar\omega} \int_{\Delta(0)-\hbar\omega}^{-\Delta(0)} [1 - 2f(E + \hbar\omega)]g(E)dE\end{aligned}\quad (2.14)$$

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_N} = \frac{1}{\hbar\omega} \int_{\Delta(0)-\hbar\omega, -\Delta(0)}^{\Delta(0)} dE \frac{[1 - 2f(E + \hbar\omega)](E^2 + \Delta(0)^2 + \hbar\omega E)}{(\Delta(0)^2 - E^2)^{1/2}[(E + \hbar\omega)^2 - \Delta(0)^2]^{1/2}} \quad (2.15)$$

ここで、 $\sigma_N$  は常伝導時の電気伝導率、 $\sigma_1$  は電気伝導率の実数成分、 $\sigma_2$  は電気伝導率の虚数成分、 $f(E)$  はフェルミ・ディラック関数 (Fermi-Dirac function)、 $\hbar$  はプランク定数、 $\omega$  は伝搬する電磁波の角振動数、 $\Delta(0)$  は  $0K$  でのクーバー対の結合エネルギーである。また、 $g(E)$  は

$$g(E) = \frac{E^2 + \Delta(0) + \hbar\omega E}{\epsilon_1 \epsilon_2} \quad (2.16)$$

$$\epsilon_1 = (E^2 - \Delta(0)^2)^{1/2} \quad (2.17)$$

$$\epsilon_2 = [(E + \hbar\omega)^2 - \Delta(0)^2]^{1/2} \quad (2.18)$$

となる。 $k_B T \ll \Delta(0)$ ,  $\hbar\omega \ll \Delta(0)$  の場合、式 (2.15) の積分は簡略化でき、

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_N} \approx \frac{\pi \Delta(T)}{\hbar\omega} [1 - 2 \exp(-\Delta(0)/k_B T) \exp(-\hbar\omega/2k_B T) I_0(\hbar\omega/k_B T)] \quad (2.19)$$

と書ける。ここで、 $I_0(x)$  は変形ベッセル関数である。

### 2.1.2 超伝導体の表面インピーダンス

超伝導体の表面インピーダンスを  $Z_s$  とすると、一般的に以下のように定義される。

$$Z_s = R_s + iX_s = R_s + i\omega L_s \quad (2.20)$$

ここで、 $X_s$ 、 $R_s$ 、 $L_s$  はそれぞれ、表面リアクタンス、表面抵抗、表面インダクタンスである。表面インピーダンスの大きさは、磁場侵入長  $\lambda_L$ 、コヒーレンス長  $\xi$ 、薄膜の厚さ  $t$  に依存する。以下では、 $\lambda_L \ll \xi$  の場合、 $\lambda_L \gg \xi$  の場合、 $t \gg \lambda_L$  の場合のそれぞれについて表面インピーダンスを  $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$  を用いて示す。

$\lambda_L \ll \xi$  の場合

磁場侵入長がコヒーレンス長より短い場合、表面インピーダンスは以下のように表される [27]。

$$Z_s = \frac{i\sqrt{3}\mu_0\omega}{2} \left[ \frac{3\pi\omega}{4v_0\lambda_{L0}} \frac{\sigma_2 + i\sigma_1}{\sigma_n} \right]^{-1/3} \quad (2.21)$$

ここで、 $v_0$  はフェルミ速度、 $\lambda_{L0}$  は  $0K$  での磁場侵入長である。この場合において、 $T_c$  よりも十分に低い温度で僅かに表面インピーダンスが変化したとすると、その時の変化量は  $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$  を用いて次のように近似できる。

$$\delta \log Z_s = -\frac{1}{3} \delta \log \sigma \quad (2.22)$$

$$\frac{\delta Z_s}{Z_s} = -\frac{1}{3} \frac{\delta \sigma}{\sigma} \quad (2.23)$$

$\lambda_L \gg \xi$  の場合

磁場侵入長がコヒーレンス長よりも長い場合、表面インピーダンスは以下のように表される。

$$Z_s = i\mu_0\omega \left[ \frac{\omega l}{v_0\lambda_{L0}} \frac{\sigma_2 + i\sigma_1}{\sigma_n} \right]^{-1/2} \quad (2.24)$$

この場合において、 $T_c$  よりも十分に低い温度で僅かに表面インピーダンスが変化したとすると、その時の変化量は次のように近似できる。

$$\delta \log Z_s = -\frac{1}{2} \delta \log \sigma \quad (2.25)$$

$$\frac{\delta Z_s}{Z_s} = -\frac{1}{2} \frac{\delta \sigma}{\sigma} \quad (2.26)$$

$\lambda_L \gg t$  の場合

薄膜の厚さが磁場侵入長よりも薄い場合、表面インピーダンスは以下のように表される。

$$Z_s = \frac{1}{(\sigma_1 - i\sigma_2)t} \quad (2.27)$$

### 2.1.3 準粒子寿命

超伝導体の二流体モデルを考える場合、準粒子の再結合時間もしくは準粒子寿命  $\tau_{qp}$  は以下のように表される [28]。

$$\frac{1}{\tau_{qp}} = \frac{\pi^{1/2}}{\tau_0} \left( \frac{2\Delta}{k_B T_c} \right)^{5/2} \left( \frac{T}{T_c} \right)^{1/2} \exp(-\Delta(0)/k_B T) \quad (2.28)$$

ここで、 $\tau_0$  は超伝導体の種類で決まる時定数で、準粒子とフォノンの相互作用の強さに依存する。例えばアルミニウムの場合  $\tau_0 = 4.38 \times 10^{-7}[s]$  で、タンタルの場合  $\tau_0 = 1.78 \times 10^{-9}[s]$  である。Gray によるアルミニウムの寿命測定結果は、この準粒子の寿命の理論によく一致している [29]。  $\tau_{qp}$  は温度が低くなるにつれて指数関数的に増大する [30]。これは、温度が下がることにより、準粒子の密度が指数関数的に減少するためである。準粒子密度  $n_{qp}$  は温度によって変化し、以下のように表される [31]。

$$n_{qp}(T) = 2N_0 \sqrt{2\pi k_B \Delta(0)} \exp[-\Delta(0)/k_B T] \quad (2.29)$$

#### 2.1.4 準粒子の拡散長

生成した準粒子は熱拡散する。この際の拡散長は  $\tau_{qp}$  によって以下の式で表される。

$$l_d = \sqrt{D\tau_{qp}} \quad (2.30)$$

ここで  $D$  は拡散定数 (Diffusion constant) である。アルミニウムについて実験的に求められた値は  $D=60$   $[cm^2/s]$  である [32]。

## 2.2 MKIDs の基本的デザイン

本セクションでは、MKIDs の構造と電気的特性、及びその検出感度について述べる。

MKIDs は複数の超伝導共振器が一对の読み出し線路に対して静電結合をした構造を持つ。超伝導共振器は  $1/4$  波長の長さをもつ伝送線路からなる。長さを変えることによって、共振器の共振周波数をデザインすることができる。超伝導共振器は常伝導体と比べて表皮抵抗が極めて小さい。共振器の Quality factor(Q 値) は  $1.0 \times 10^6$  程度と大きい。その結果、それぞれの共振器の共振周波数を極めて近づけた設計が可能で、周波数空間で 1000 画素程度の多重化を行うことができる。共振周波数は共振器の長さを短くし、且つ高性能なアンプが容易に手に入る 5GHz 程度の周波数が利用される。

MKIDs はシリコンなどの基板上に超伝導薄膜を堆積させ、超伝導薄膜上に微細加工技術を用いて伝送線路を作成することで構築する。フィードラインと共振器ともに coplanar waveguide (CPW) と呼ばれる伝送線路からなる。図 2.1 にその断面構造を示す。超伝導体には一般にアルミニウム、ニオブ、チタンなどの超伝導金属が用いられる。他にも、窒化チタン、窒化ニオブチタン、窒化ニオブなどの窒化物超伝導体が用いられる。特に、窒化物超伝導体は力学インダクタンスが大きく検出感度が高い。基板には、高抵抗シリコンやサファイア基板などの高純度な結晶が用いられる。これは、CPW 伝送線路の誘電ロスを低減するためである。

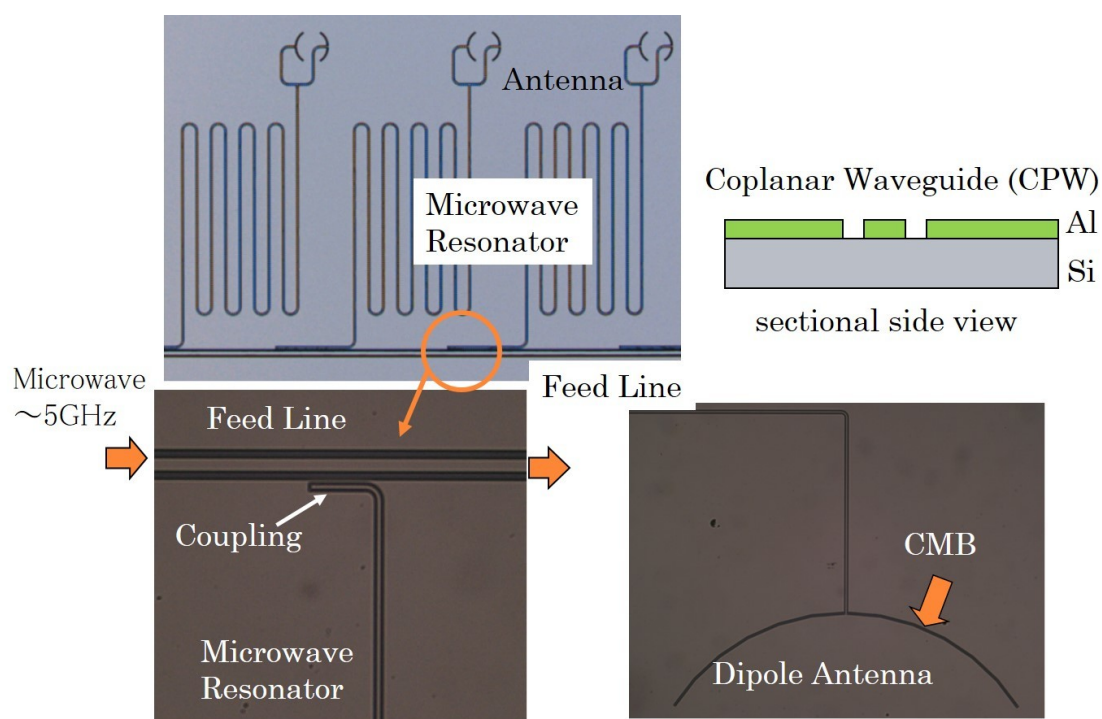


図 2.1: 左上の図は  $\lambda/4$  の共振器を用いた MKIDs の全体図であり、右上の図は共振器の断面図である。左下の図は共振器とフィードラインのカップルしている場所、右下の図はアンテナ部分の拡大図である。

MKIDs を用いた電磁波の検出について述べる。ダイポールアンテナやツインスロットアンテナは CPW 構造の超伝導共振器に結合することができる。アンテナによって受信された電磁波が超伝導体のクーパー対のギャップエネルギー  $2\Delta$  以上のエネルギーを持つ場合、クーパー対を解離し準粒子を生成する。2.1.2 節で述べた通りこの解離によって、クーパー対と準粒子の密度が変化し、力学インダクタンス (表面インピーダンス) が変化する。これに伴い、共振器の共振周波数特性が変化する。フィードラインより、共振周波数に合わせたマイクロ波を導入した場合を考えると、電磁波の検出により位相や振幅の変化が読み出される。MKIDs の出力は低温で低雑音アンプによって増幅され、室温で信号読み出しシステムによって読み出される。読み出しシステムには、ベクトルネットワークアナライザ (VNA) や DDC 方式を用いた読み出しシステムが用いられる。KIDs の読み出しシステムの詳細は 5 章で述べる。

### 2.2.1 MKIDs の共振特性

MKIDs の共振器は、共振器とフィードラインとの結合側は開放、アンテナ側は短絡となっている。

また、この回路を ABCD 行列で書くと以下のように表わされる [33]。

$$\begin{pmatrix} \bar{A} & \bar{B} \\ \bar{C} & \bar{D} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -j/\bar{X} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

$$\bar{X} = X/Z_0 = Q_0 \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) = \frac{4Q_L \Delta\omega}{\omega_0}$$

これから透過率である S パラメーター ( $S_{21}$ ) を求めると、

$$S_{21} = \frac{1}{T_{22}} = \frac{2}{A+B+C+D} = \frac{2}{2 - \frac{j}{\bar{X}}} = \frac{1}{1 - 2jQ_L \frac{\Delta\omega}{\omega_0}} \quad (2.32)$$

$$|S_{21}|^2 = \frac{1}{1 + 4 \left( Q_L \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \right)^2}$$

となる。

### 2.2.2 $\lambda/4$ 共振器

MKIDs では  $1/4$  波長の伝送線路からなる共振器が一般的に使われる (図 2.2)。フィードラインに静電容量  $C$  で結合し、反対側がグラウンドにショートした伝送線路の共振器構造で、伝送線路の特性インピーダンスを  $Z_0$  とする。

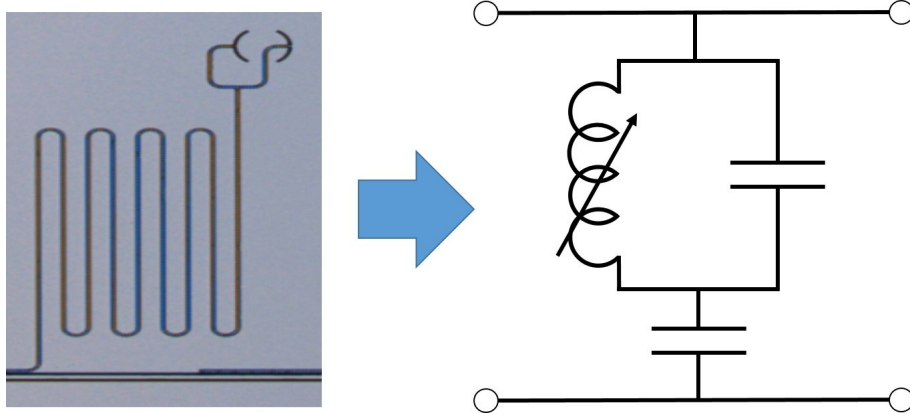


図 2.2:  $\lambda/4$  共振器の等価回路

入力インピーダンス  $Z_L$  は先端が短絡した伝送線路で、次のように書ける [34]。

$$Z_L = Z_0 \tanh \left( i\beta l + \frac{\beta l}{2Q_i} \right) \quad (2.33)$$

ここで  $\beta$  は伝搬定数、 $Q_i = \beta/2\alpha$  は線路の internal quality factor、 $\alpha$  は減衰定数である。この式は、次のように書きなおすことができる。

$$Z_L = Z_0 \frac{1 - i \tanh \frac{\beta l}{2Q_i} \cot \beta l}{\tanh \frac{\beta l}{2Q_i} - i \cot \beta l} \quad (2.34)$$

波長が  $1/4$  波長に近い場合、 $\beta l = \frac{\pi}{2} \left( 1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_{1/4}} \right)$  となる。ここで  $\Delta\omega = \omega - \omega_{1/4}$ 、 $\omega_{1/4}$  は  $1/4$  波長での共振角周波数。変化量  $x$  が微小な場合、 $\cot(\frac{\pi}{2} + x) \approx -x$ 、 $\tanh x \approx x$  となる。二次以上の項を無視すると、以下の式が得られる。

$$Z_l \approx \frac{4Z_0Q_i/\pi}{1 + 2iQ_i \frac{\Delta\omega}{\omega_{1/4}}} \quad (2.35)$$

カップリングの静電容量と  $1/4$  波長の部分を直列に結合したインピーダンスは

$$Z = \frac{-i}{\omega C} + \frac{4Z_0Q_i/\pi - \frac{8iZ_0Q_i^2}{\pi} \frac{\Delta\omega}{\omega_{1/4}}}{1 + 4Q_i^2 \left( \frac{\Delta\omega}{\omega_{1/4}} \right)} \quad (2.36)$$

となる。 $\omega_0 < \omega_{1/4}$  の場合に  $\text{Im}(Z)=0$  となる共振周波数を考える。この周波数では伝送線路はインダクティブに見え、カップリングの容量はキャパシティブに振る舞う。

$\text{Im}(Z)=0$  となる解は 2 つある。この内意味のある解は、低い周波数のものだけである。なぜならば、高い周波数の解は伝送線路のインピーダンスの実数項が極めて大きいいため伝送線路を通らないからである。

$\omega_0$  について解いて得られるローディッド共振周波数は、接合容量に依存し、次のように書ける。

$$\begin{aligned} \omega_0 - \omega_{1/4} &= \frac{-2Z_0\omega_{1/4}\omega_0 C}{\pi} \\ &\approx \frac{-2Z_0\omega_{1/4}^2 C}{\pi} \end{aligned} \quad (2.37)$$

カップリング Quality factor  $Q_c$  は次のように書くことができる。

$$Z = \frac{\pi}{4Z_0(\omega_0 C)^2 Q_i} \left( 1 + \frac{2iQ_i \Delta\omega'}{\omega_0} \right) \quad (2.38)$$

$Z$  を共振周波数付近で  $Q_i$  を用いて書き直す。ここで、 $\Delta\omega' = \omega - \omega_0$  である。シャントインピーダンスの  $S$  パラメータは以下のように表される。

$$S_{21} = \frac{2}{2 + \frac{Z_0}{Z}} \quad (2.39)$$

$\Delta\omega'$  が 0 の場合、透過強度は共振器を透過する  $S_{21}$  パラメータで最小となる。 $Q_i$ 、 $Q_c$  を用いて書き直すと、

$$S_{21}^{min} = \frac{Q_c}{Q_i + Q_c} \quad (2.40)$$

となる。共振のカーブは次のように書ける。

$$S_{21} = \frac{S_{21}^{min} + 2iQ(0)\delta x}{1 + 2iQ(0)\delta x} \quad (2.41)$$

ここで  $Q(0)$  は温度が  $0K$  の時のローディッド  $Q$  は  $Q_i Q_c / (Q_i + Q_c)$  である。 $Q(0)$  は共振の深さの幅に依存しており、 $Q(0)\Delta\omega'/\omega_0 = \pm 1/2$  と書ける。このような周波数では、以下のように書ける。

$$|S_{21}|^2 = \frac{|S_{21}^{min}|^2 + 1}{2} \quad (2.42)$$



### 2.2.3 $Q_c$ の設計

共振器とフィードラインの結合は、電磁界シミュレータである Sonnet を用いて計算した [35]。図 2.3 に示すようにフィードラインの両端と共振器の線路の途中にポートを設定し、これらの  $S_{31}$  を算出した。これを用いて結合度は以下のように示される。

$$Q_C = \frac{\pi}{2|S_{31}|^2} \quad (2.43)$$

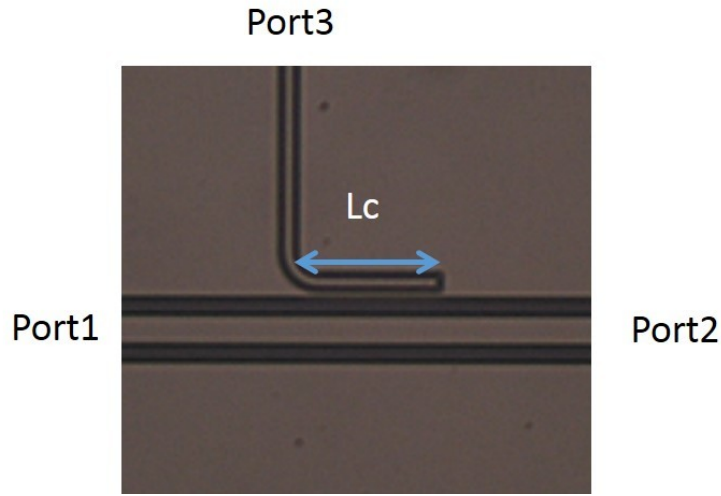


図 2.3: フィードラインと共振器の接続は、L 字に曲がった共振器部分とフィードラインがキャパシティブに接続している。 $L_c$  の長さで結合度が変化する。

## 2.3 MKIDs のノイズ

### 2.3.1 生成消滅ノイズ

MKIDs の原理的なノイズ限界は、準粒子の生成と消滅により生じる生成消滅ノイズ (Generation-Recombination noise) で決まる。生成消滅ノイズによって決まるノイズ等価パワー (NEP) を  $NEP_{gr}$  とすると、以下のように表される [36]。

$$NEP_{gr} = 2\Delta\sqrt{N_{qp}}\tau_{qp} \quad (2.44)$$

$\Delta$  はギャップエネルギー、 $N_{qp}$  は準粒子数、 $\tau_{qp}$  は準粒子寿命である。式 (2.28)、式 (2.29) より、生成消滅ノイズは  $\exp(-\Delta_0/k_B T)$  に比例しているため、十分に冷やすことでノイズを低減することが可能である。

### 2.3.2 TLS (Two Level System) ノイズ

TLS ノイズは、MKIDs の CPW 構造において露出している基板表面、超伝導薄膜と基板の間、超伝導薄膜の空気層側の露出している部分などに存在する酸化膜が原因で起こるエクセスノイズである [37] [38]。

### 2.3.3 リードアウトノイズ

リードアウトノイズとは MKIDs を読み出す際の配線、HEMT アンプ、読み出しボードなどが原因となるノイズである。

## 2.4 ノイズ等価パワー (NEP)

NEP とは検出器の感度を示す一つの指標であり、検出器で検出可能な最小の入力パワーを示す。MKIDs の場合の NEP は以下のように表される [39]。

$$NEP = \sqrt{S_{\theta,A}} \left( \frac{d\theta}{dN_{qp}} \frac{\eta\tau_{qp}}{\Delta} \right)^{-1} \sqrt{1 + (2\pi f\tau_{qp})^2} \sqrt{1 + (2\pi f\tau_{res})^2} \quad (2.45)$$

ここで、 $S_{\theta,A}$  は共振器の位相ノイズスペクトル、もしくは振幅ノイズスペクトル、 $d\theta/dN_{qp}$  は共振器の位相感度、 $N_{qp}$  は準粒子数、 $\eta$  は準粒子の生成効率であり、0.57 を用いる [40] [41]。 $\Delta$  はギャップエネルギー、 $f$  は読み出し周波数、 $\tau_{res} = Q/\pi f_0$  であり  $Q$  は共振器の Q 値、 $f_0$  は共振周波数である。共振周波数付近での準粒子密度の僅かな変化に対して、検出器の位相感度は以下のように表される。

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dN_{qp}} &= \frac{d\phi}{d\omega_0} \frac{d\omega_0}{dL_{total}} \frac{dL_{total}}{dN_{qp}} \\ &= \frac{4Q}{\omega_0} \frac{\omega_0}{2L_{total}} \frac{dL_{total}}{dN_{qp}} \\ &= \frac{2Q}{L_{total}} \frac{dL_{total}}{dN_{qp}} \end{aligned} \quad (2.46)$$

$\lambda_L \gg \xi$  の場合を考えると、式 (2.26) より式 (2.46) は以下のように表される。

$$\frac{d\theta}{dN_{qp}} = \frac{2\alpha Q}{\sigma_2(0)} \frac{\sigma_2(T)}{dN_{qp}} \quad (2.47)$$

ここで、 $\alpha$  は共振器の全インダクタンスに対する力学インダクタンス比であり、以下のように定義する。

$$\alpha = \frac{L_{ki}}{L_{tot}} \quad (2.48)$$

また、 $d\sigma_2(T)/dN_{qp}$  は

$$\frac{d\sigma_2(T)}{dN_{qp}} = \frac{\sigma_2(T)}{dT} \frac{dT}{dN_{qp}} \quad (2.49)$$

となる。式 (2.15) と式 (2.29) を用いることにより、位相感度は

$$\frac{d\theta}{dN_{qp}} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\hbar\omega I_0(\zeta) - (2\Delta + \hbar\omega)I_1(\zeta)}{\sqrt{\Delta K_B T}(2\Delta + K_B T)} \frac{\alpha Q}{N_0 V} \quad (2.50)$$

と書ける。ここで、 $\zeta = \hbar\omega/2k_B T$ 、 $Q$  は共振器の  $Q$  値である。具体的な例として、 $T_c$  に対して十分低い温度のアルミニウムで作成された共振器を考える。共振周波数を 6GHz、 $\Delta = 0.17\text{meV}$  とすると式 (2.50) は、以下のように示される。

$$\frac{d\theta}{dN_{qp}} = 1.63 \times 10^{-7} \frac{\alpha Q}{V} \quad (2.51)$$

となる。ここで、 $V[\mu\text{m}^3]$  は有感部分の体積である。

この式の最も重要な点は、共振器の共振周波数、製作する超伝導体の種類を決定することにより、位相感度  $d\theta/dN_{qp}$  が  $\alpha Q/V$  に比例することである。従って、共振器の応答性をより良くするためには、高い  $\alpha$ 、高い  $Q$  値、そして体積の小さい共振器が重要となる。

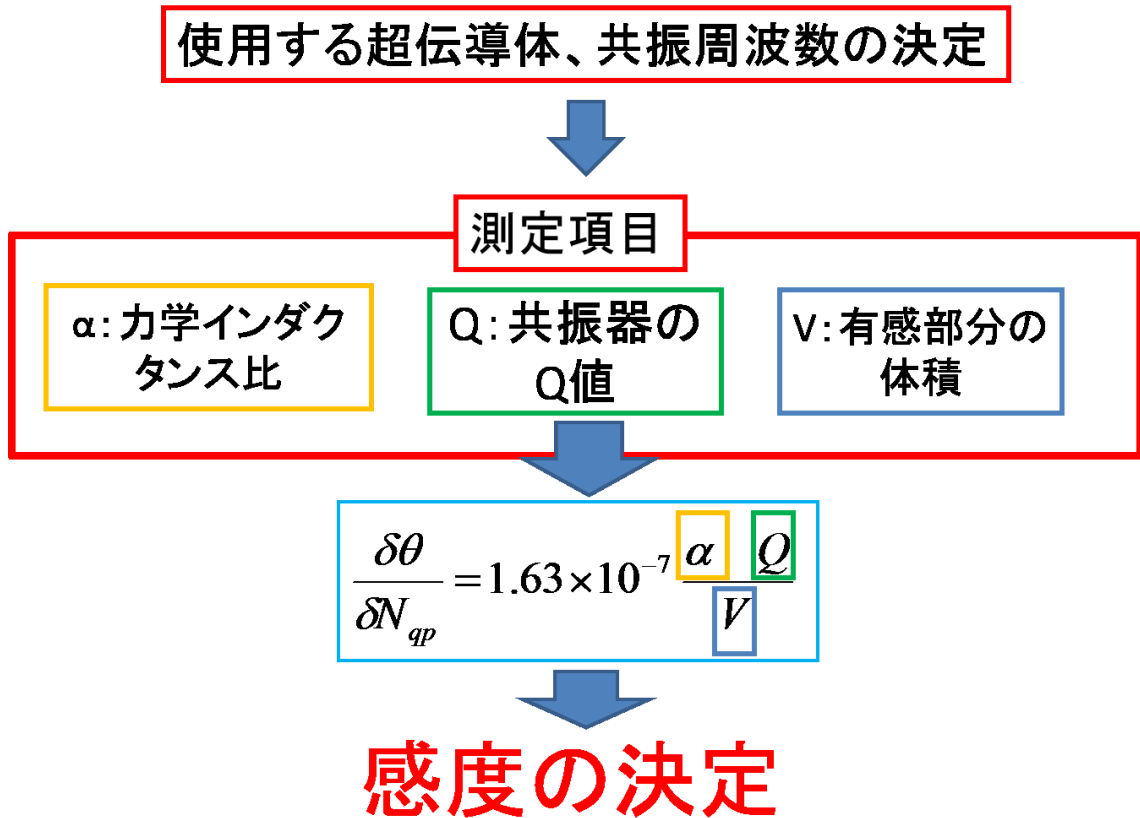


図 2.4: MKIDs の感度決定のための測定パラメータ

## 2.5 高機能な MKIDs のデザイン

### 2.5.1 Hybrid MKIDs

単一の超伝導体で製作された MKIDs は量子効率 (光学結合) が低いという問題が知られている。これは、図 2.5 に示すように、アンテナで電波を吸収した際に、MKIDs の CPW の芯線で生成された準粒子が拡散し、アンテナの先からグラウンド側へ逃げてしまうためである。MKIDs はクーパー対が解離した際の準粒子密度の変化を表面インピーダンスの変化として読み出すため、準粒子が共振器外に出て行くことにより、感度が低下する。

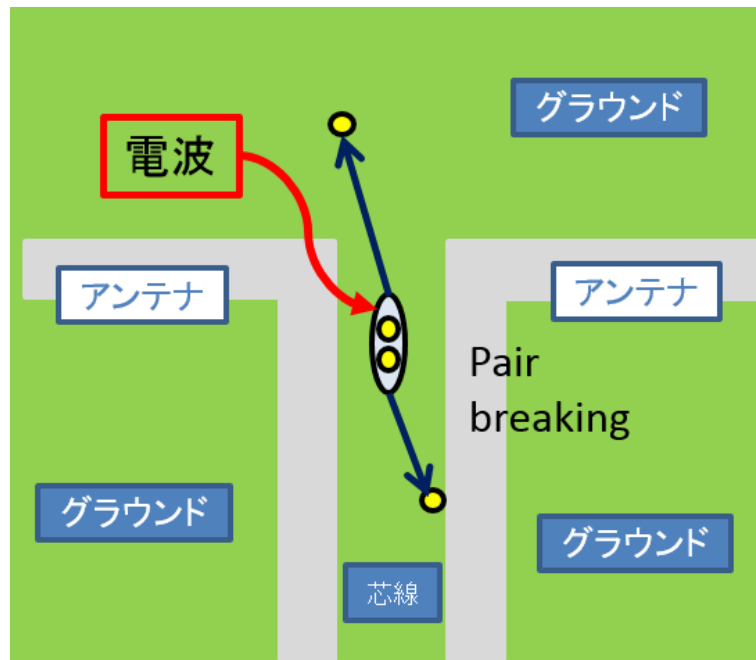


図 2.5: 電波によって生成された準粒子が拡散により、共振器からグラウンド側へ逃げてしまう現象が起きる。

この問題を解決したのが、センターストリップ部だけ  $T_C$  の低い材料、他の部分を  $T_C$  の高い材料とした hybrid MKIDs である。この構造では、センターストリップのみで準粒子が生成される。 $T_c$  の高い超伝導体と  $T_c$  の低い超伝導体では、半導体モデルで示されるとおり、ギャップエネルギーが異なる。この、低い  $T_c$  において生成された準粒子は、高い  $T_c$  の超伝導体に侵入することができず、閉じ込められる。また、他の部分ではロスが無視できるため、光学結合としては非常に高いものを得ることができる。その結果、光学結合が上昇する [42]。

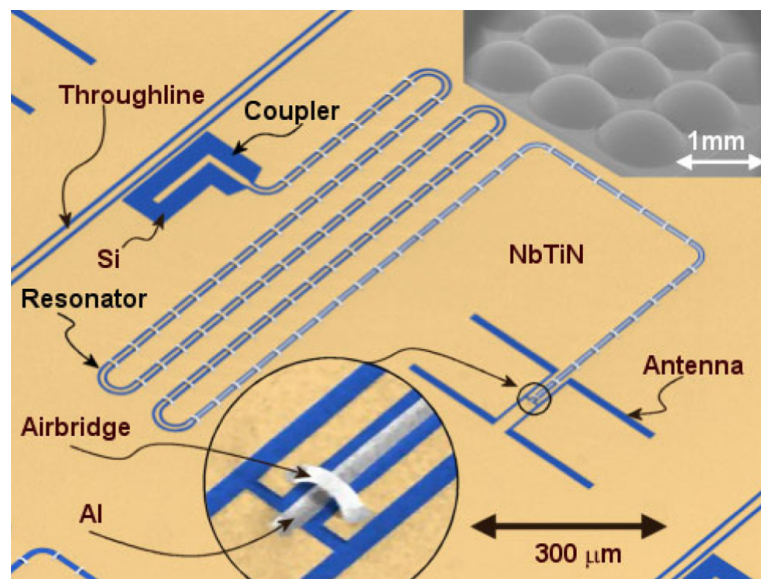


図 2.6: hybrid MKIDs の構造 [42]

## 第3章 Ground-side absorption KIDs

本章では、私が提案する Ground-side absorption KIDs (以下、GSA-KIDs) について説明する。GSA-KIDs は、伝送線路を使った電磁波を共振器の CPW 構造のグラウンド側に導入し、生成した準粒子の拡散によって、共振器に結合する。本章ではまず、ミリ波検出用 MKIDs について述べる。それを元に、GSA-KIDs の特徴を述べ、比較を行う。

### 3.1 MKIDs とアンテナとの光学結合

MKIDs に電磁波を導入する場合には、アンテナや電波吸収体などの受信部分から伝送線路により MKIDs へ接続する。この接続部分を光学結合と呼ぶ。

受信部と MKIDs の光学結合には様々な種類がある。最も単純なものは、スロットアンテナを共振器の CPW 構造に直接接続したものである。その発展形として、2つのダイポールを平行に並べたツインスロットアンテナ、CPW の共振器が途中で二股にわかれたアークスロットアンテナがある (図 3.1)。

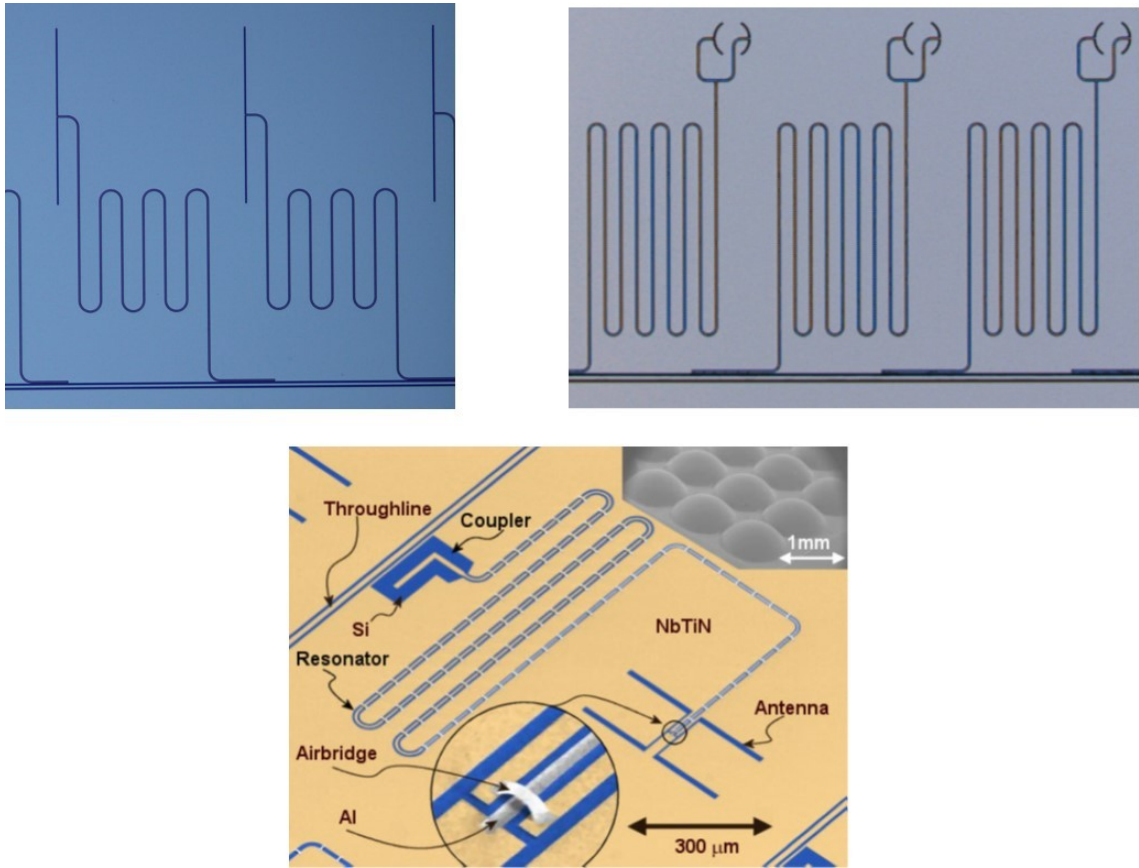


図 3.1: 左上がダイポールアンテナ、右上がアークスロットアンテナ、中央下がツインスロットアンテナを直接 MKIDs につないだ構造の例 [42]

広帯域なログペリオディックアンテナや sinuous antenna を用いる場合、Microstrip line(以下、MSL) と呼ばれる伝送線路で、アンテナと MKIDs をつなぐ。この場合、MSL の途中にフィルターなどを入れて周波数分割することもできる。他に、Lumped-element KID などでは MKIDs のインダクターを電波吸収体とみなして、直接電磁波を吸収させるものもある。[43]。

CMB 偏光測定には、広帯域な高機能アンテナやマイクロ波回路による光学フィルターを使った光学結合設計が要求される。高機能アンテナや光学フィルターを用いる場合、上で述べた MSL を用いた接続方式が適している。

一般的に、MSL と MKIDs の結合部では MSL は CPW 構造のセンターストリップ上に置かれる [48]。導入された電磁波は、MSL のグラウンド側、すなわち CPW 構造のセンターストリップ側でクーパー対を解離し、検出される。概略図を図 3.2 に示す。

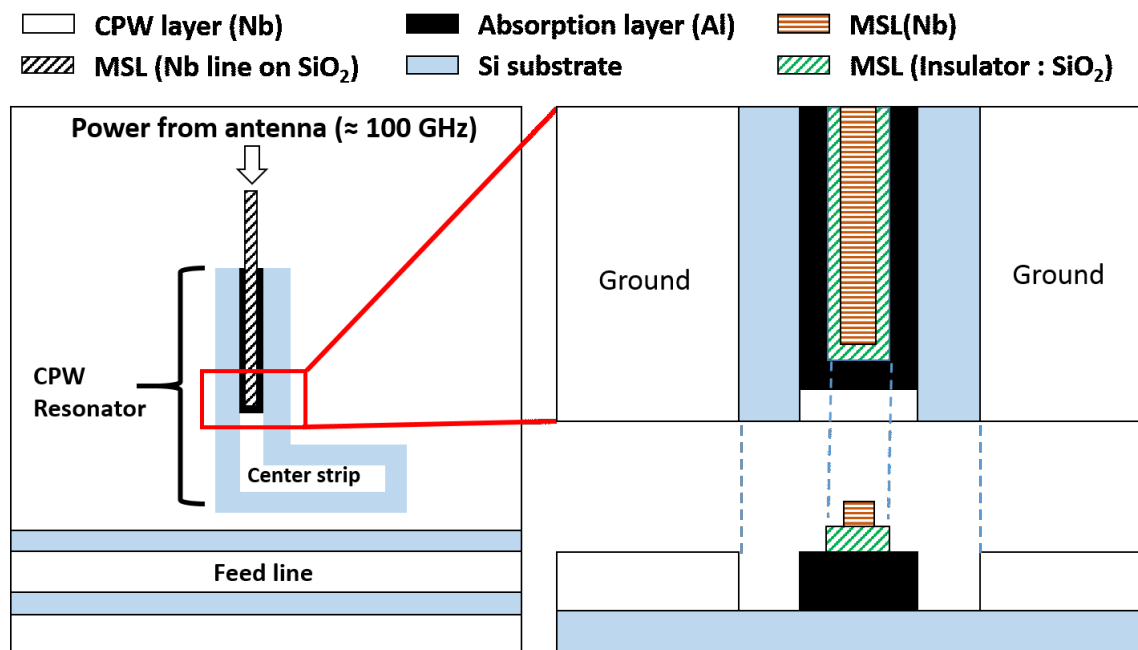


図 3.2: 左図は一般的な MKIDs を上部から見たもの。丸い部分が高機能アンテナであり、MSL で MKIDs の共振器に接続している。右上の図は MSL と共振器の接続部分の拡大図であり、右下の図がその部分の断面図である。CPW のセンターストリップ側に MSL を導入している。

この接続方法を用いた場合、MSL と CPW がキャパシティブに接続される。MSL と CPW が重なる部分がある場合、MSL と CPW の間のキャパシタンスが大きくなり、共振器に蓄積しているマイクロ波 (3 ~ 8 GHz) が MSL を通り放射されてしまう。これにより、共振器の Q 値が下がり、検出感度が低減する。そのため、CPW と MSL のオーバーラップはできるだけ短くする必要がある。しかし、アンテナで受けた電磁波を十分に共振器に吸収させるためには、ある程度のオーバーラップが必要となる。詳細については、本章の後半に述べる。

このような相反する問題を解決するために、私は新たに Ground side absorption KIDs (以下、GSA-KIDs) を提案した。GSA-KIDs は、MSL と CPW がキャパシティブに接続することなく、電磁波を共振器に導入することができる。次節では、この GSA-KIDs の構造について述べる。

## 3.2 GSA-KIDs

既存の MKIDs とは異なり GSA-KIDs では、MSL で伝送された電磁波を CPW 構造のグラウンド側に導入する。概略図を図 3.3 に示す。



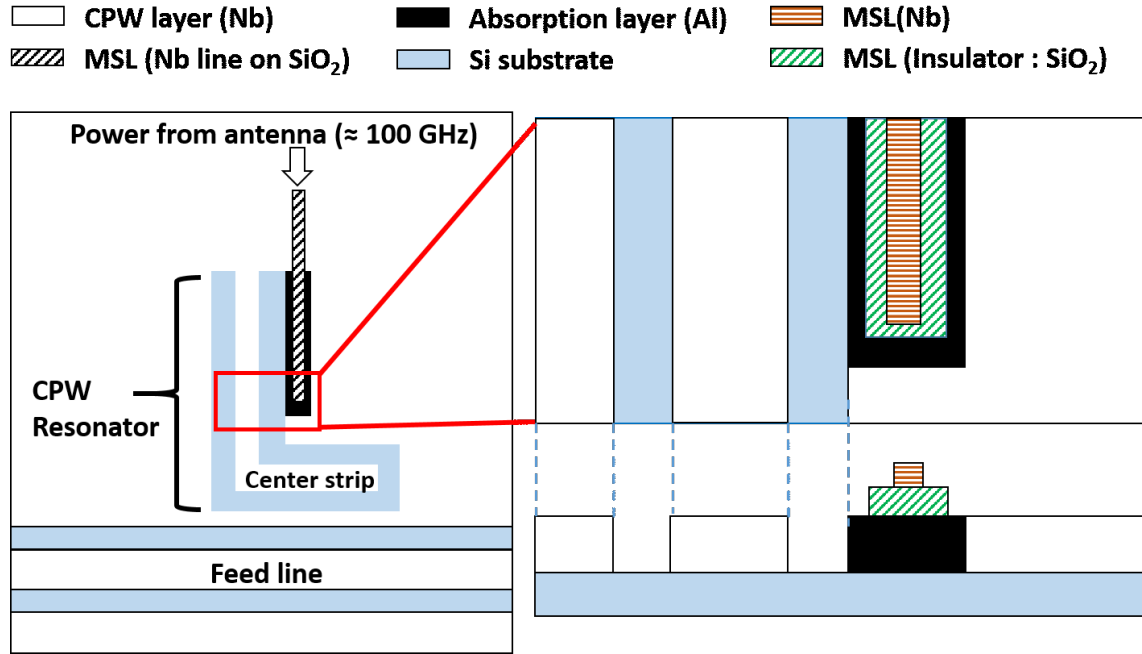


図 3.3: 左図は素子を上部から見たものである。既存の MKIDs と同様に丸い部分が高機能アンテナであり、MSL で MKIDs の共振器に接続している。右上の図は MSL と共振器の接続部分の拡大図であり、右下の図がその部分の断面図である。GSA-KIDs は CPW のグラウンド側の上に MSL を導入している。

入射した電磁波は、MSL のグラウンド側、すなわち共振器の CPW 構造のグラウンド側でクーパー対の解離を起こし、それにより準粒子が生成される。生成された準粒子は熱拡散し、共振器の Ground side の力学インダクタンスの変化として検出される。

アルミニウム薄膜の場合について準粒子の熱拡散を考える。アルミニウムの拡散定数は  $60 \text{ [cm}^2/\text{s]}$  であり、十分低温で  $\tau=400 \text{ } \mu\text{s}$  である。式 (2.30) で計算すると、 $l=1.55 \text{ mm}$  となる。これは、CPW や MSL の断面構造 ( $\sim 10 \text{ } \mu\text{m}$ ) に対して十分大きいため、共振器の CPW 構造から十分に離れた位置に MSL を配置できる。以上が GSA-KIDs の骨子である。詳細については、本章の後半で述べる。

### 3.3 超伝導共振器のインダクタンスの構造因子

MKIDs の共振器が持つインダクタンスは、伝送線路の部位ごとに異なる。従って、既存の MKIDs と GSA-KIDs の共振器は、同じ CPW 構造を使用しているにもかかわらず電磁波の導入部位によって検出感度が異なる。

CPW からなる共振器の光学結合部の構造依存性を考慮するため、CPW の部位ごとの構造因子を求める。

超伝導状態でのインダクタンスは、CPW の構造だけによって決まる磁気インダクタンスと、クーパー対による力学インダクタンスの 2 種類が存在する。この構造に起因している要素を構造因子 (ジオメトリカルファクター) と呼ぶ。以下では、まず、この構造因子について導出する。これを元に、CPW の力学インダクタン

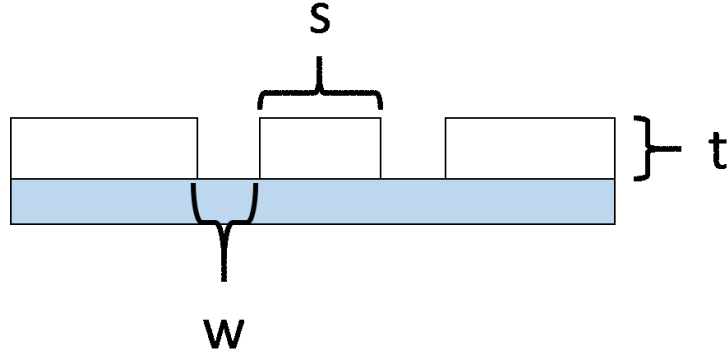


図 3.4: CPW 構造を持つ超伝導共振器の断面構造。  $t$  は薄膜の膜厚、  $s$  はセンターストリップの幅、  $w$  はギャップの幅を示す。

ス、磁気インダクタンスを求め、MKIDs の検出感度の指標となる総インダクタンスと力学インダクタンスの比について導出する。

### 3.3.1 超伝導共振器 (CPW 構造) の構造因子

CPW 構造における構造因子は、センターストリップ側と、Ground 側の 2 つの構造因子の和で表される。それぞれを  $g_{ctr}$ 、  $g_{gnd}$  とすると、CPW 構造における構造因子  $g$  は、以下のように示される [44]。

$$g = g_{ctr} + g_{gnd} \quad (3.1)$$

$g_{ctr}$ 、  $g_{gnd}$  は図 3.4 の芯線の幅  $S$ 、溝の幅  $W$ 、薄膜の厚  $t$ 、そして第一種楕円積分  $K(k)$  を用いて以下のように示される。

$$g_{ctr} = \frac{1}{4S(1-k^2)K^2(k)} \left[ \pi + \log \frac{4\pi S}{t} - k \log \frac{1+k}{1-k} \right] \quad (3.2)$$

$$g_{gnd} = \frac{1}{4S(1-k^2)K^2(k)} \left[ \pi + \log \frac{4\pi(S+2W)}{t} - k \log \frac{1+k}{1-k} \right] \quad (3.3)$$

ここで用いた第一種楕円積分は、以下のように定義される [45]。

$$K = K(k) = \int_0^1 \frac{1}{\sqrt{(1-x^2)(1-k^2x^2)}} dx \quad (3.4)$$

以下では、この構造因子  $g$  を用いて超伝導共振器の力学インダクタンスを導出する。

### 3.3.2 超伝導共振器 (CPW 構造) の力学インダクタンスと磁気インダクタンス

一種類の超伝導体を使用した CPW 構造を持つ共振器の力学インダクタンスについて考える。この場合、力学インダクタンス  $L_{ki}$  は、以下のように定義される [46]。

$$L_{ki} = gL_s \quad (3.5)$$

$g$  はジオメトリカルファクター、 $L_s$  は超伝導体の表面インダクタンスである。 $L_s$  は、異常表皮効果から導出することができ、 $L_s = \mu_0 \lambda_{eff}$  である。ここで、 $\lambda_{eff}$  実効的な磁場の侵入長である。

次に CPW 構造を構成する 1 パーツの力学インダクタンスを  $L_{ki}^*$  とすると、以下のように示される。

$$L_{ki}^* = g^* L_s \quad (3.6)$$

ここで、 $g^*$  は CPW 構造を構成する 1 パーツの構造因子である。従って、センターストリップの構造因子は  $g^* = g_{ctr}$ 、グラウンド側の構造因子は  $g^* = g_{gnd}$  となる。

磁気インダクタンスの大きさは、薄膜の厚み、センターストリップの幅などの CPW の構造によって決まる。薄膜の厚みがセンターストリップの長さより十分に短い場合、磁気インダクタンス  $L_m$  は以下のように示される [46]。

$$L_m = \mu_0 \frac{K(k'_{t/2})}{4K(k_{t/2})} \quad (3.7)$$

ここで用いた第一種楕円積分は以下のように定義される。

$$K' = K(k') = \int_1^{1/k} \frac{1}{\sqrt{(x^2 - 1)(1 - k^2 x^2)}} dx \quad (3.8)$$

ここでは、 $k' = \sqrt{1 - k^2}$  である。

### 3.3.3 超伝導共振器 (CPW 構造) のトータルインダクタンスとインダクタンス比

上記の 2 種類のインダクタンスにより共振器のインダクタンスが決定できる。共振器のインダクタンスを  $L_{tot}$  とすると、

$$L_{tot} = L_m + L_{ki} \quad (3.9)$$

となる。

MKIDs の検出感度パラメータとして、共振器の全インダクタンスに対する力学インダクタンスの比  $\alpha$  を以下のように定義する。

$$\alpha = \frac{L_{ki}}{L_m + L_{ki}} \quad (3.10)$$

MKIDs では、 $\alpha$  が大きいほど準粒子の発生によるインダクタンスの変化率が大きい。従って、高い  $\alpha$  を持った MKIDs ほど高感度な検出器となる。

hybrid MKIDs の様に、信号に感度がある物質が MKIDs の共振器の一部分だけの場合、クーパー対の解離による準粒子密度の変化はこの一部分だけで起きる。従って、インダクタンスの変化も感度のある部分のみで起きる。この場合、感度のある部分だけを考えた力学インダクタンスの比を  $\alpha^*$  とすると、以下のように定義される [46]。

$$\alpha^* = \frac{L_{ki}^*}{L_{ki}} \alpha \quad (3.11)$$

ここで、 $L_{ki}^*$  は 3.3.2 節で求めた部分的な力学インダクタンスである。

具体的に CPW の構造を考え、センターストリップ側とグラウンド側のもつ力学インダクタンスを比較する。計算する CPW の構造は、図 3.4 において  $t=100$  nm、 $S = 6.0$   $\mu\text{m}$ 、 $W=2.0$   $\mu\text{m}$  である。結果を表 3.1 に示す。

	Center	Ground
$g^*[\mu\text{m}^{-1}]$	0.175	0.0927
$L_{ki}^*[\text{nH/m}]$	11.00	5.824
$\alpha^*$	0.0329	0.0176

表 3.1: 式 3.1~3.11 を用いた  $g^*$ 、 $L_{ki}^*$ 、 $\alpha^*$  の算出。ここではアルミニウムを用いて製作することを考え、 $\lambda_{eff} = 50\text{nm}$  を仮定している。それぞれの場合のジオメトリカルファクターは、Center の場合  $g^* = g_{ctr}$ 、Ground の場合  $g^* = g_{gnd}$  である。

表 3.1 より、グラウンド側とセンターストリップ側の  $\alpha^*$  の比は  $S=6.0$   $\mu\text{m}$  のとき 1 : 1.9 となる。

### 3.4 Sonnet を用いた設計パラメータの導出

Sonnet を用いて GSA-KIDs と既存の KIDs の性能評価に必要なシミュレーションを行った。Sonnet は高周波電磁界シミュレータである。Sonnet は、金属膜と誘電体をシートとみなし、電磁界解析を行う。この際、有限要素法を用いて、マクスウェル方程式を解き、伝送パラメータを算出している。次元数を落としているため、3次元シミュレータよりも高速でかつ、CPW などの2次元的な伝送線路に対しては、数 100 GHz までにおいては非常に正しい値を得ることができる。さらに、表皮効果を任意に設定することで、力学インダクタンスの効果も設定することができる。

#### 3.4.1 超伝導共振器 (CPW) と MSL の光学結合による放射ロス

GSA-KIDs(図 3.3) と既存の MSL 接続の MKIDs(図 3.2) における、それぞれの放射ロスを見積もるため、Sonnet を用いてシミュレーションを行った。シミュレーションでは超伝導共振器の CPW と MSL の接合部の

みの透過特性を求めた。この時、CPW と MSL のオーバーラップ部分の長さを変え、結合の大きさを透過特性として算出した。また、MSL が CPW ラインの中心からグラウンド側にずれた場合の結合の大きさも算出した。

#### 既存の MKIDs の光学結合の構造

共振器のセンターストリップの幅  $S = 6.0 \mu\text{m}$ 、溝の幅  $w = 2.0 \mu\text{m}$ 。電磁波を導入する MSL の芯線側の幅  $a = 2 \mu\text{m}$  と設定し、芯線とグラウンド間の誘電体には厚み  $d = 300 \text{ nm}$  の  $\text{SiO}_2$  を用いる。 $\text{SiO}_2$  の誘電率は  $\epsilon_r = 3.9$ 、超伝導共振器は hybrid 構造でセンターストリップのみアルミニウム膜を用いる。アルミニウムのシート抵抗は  $R_s = 0.22 \Omega/\text{sq}$ 、超伝導効果によって加算される力学インダクタンスはシートインダクタンス  $L_s = 0.0825 \text{ pH}/\text{sq}$  として設定する。それ以外の MSL の芯線や、CPW のグラウンド側の超伝導体にはニオブ (シート抵抗  $R_s = 0$ ) を用い、力学インダクタンス  $L_s = 0.16 \text{ pH}/\text{sq}$  を用いる。

超伝導体のシート抵抗は式 (2.14)、(2.15) より算出される。アルミニウムのギャップエネルギー  $2\Delta < \hbar\omega$  の電磁波が伝送された時のシート抵抗  $R_s = 0.22 \Omega/\text{sq}$  である。 $2\Delta > \hbar\omega$  の時はシート抵抗は 0 である。

#### 既存のタイプの MKIDs における適正なオーバーラップ距離の導出

MSL と CPW のカップリングの長さによるミリ波の吸収率のシミュレーションを行う。CPW と MSL のオーバーラップの長さは 0.5, 1.0, 1.5, 2.0 mm の 4 パターンを考え、100 ~ 400 GHz の電磁波について MSL から導入した場合の反射率をシミュレーションによって導出した。

結果を図 3.5 に示す。横軸が周波数、縦軸が反射特性で、 $1 - S_{22}$  が光学結合部分での吸収率を意味する。150 GHz において 1.0 mm 程度以上のオーバーラップがあれば、100 ~ 400 GHz の信号を 95% 以上吸収できるという結果を得た。

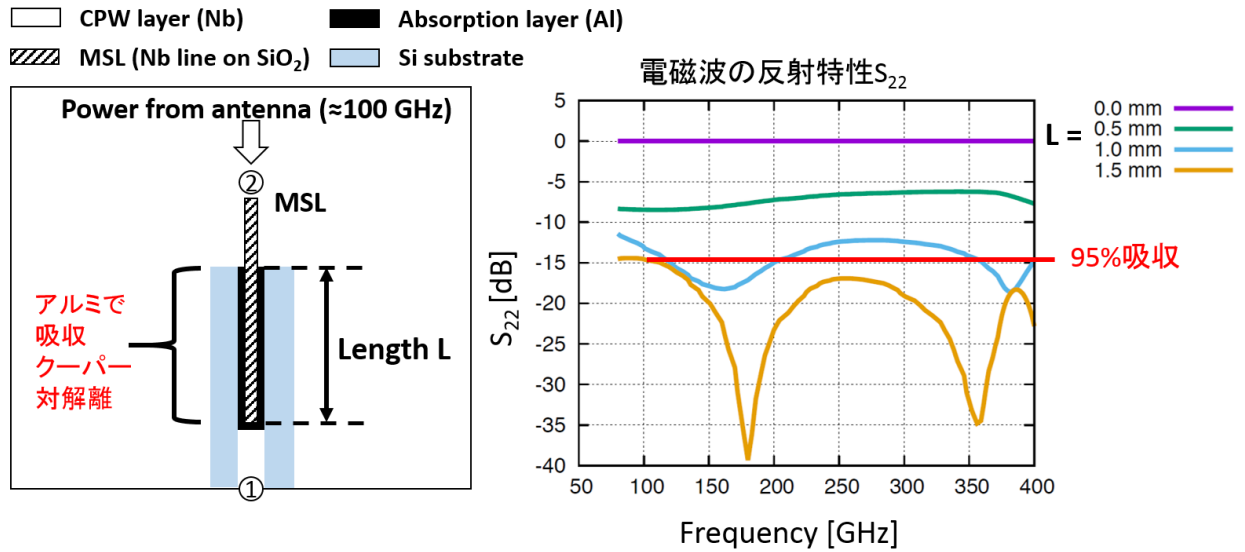


図 3.5: ミリ波の吸収率のシミュレーション結果。右図はシミュレーションを行った構造である。シミュレーションは②から入った電磁波が、②に帰ってくる反射特性  $S_{22}$  を計算する。右図はシミュレーション結果であり、縦軸が  $S_{22}$ 、横軸が周波数である。CPW の構造はセンターストリップが  $6.0 \mu\text{m}$ 、ギャップが  $2.0 \mu\text{m}$ 、MSL は芯線が  $2.0 \mu\text{m}$ 、 $\text{SiO}_2$  が  $4.0 \mu\text{m}$  である。アルミニウムのシート抵抗は一般的な  $0.22[\Omega/\text{sq}]$  とした。

#### 既存のタイプの MKIDs におけるオーバーラップ距離と放射ロスの関係

MKIDs の共振に使用する  $3 \sim 8$  GHz において、CPW と MSL の結合による放射ロスのシミュレーションを行った。光学結合時と同様にオーバーラップ距離を変え、CPW から MSL へ透過するマイクロ波の  $S$  パラメータ  $S_{21}$  の導出を行った。結果を図 3.6 に示す。

$1.0 \mu\text{m}$  のとき、約  $6$  GHz で  $S_{21} = -42$  dB という結果を得た。

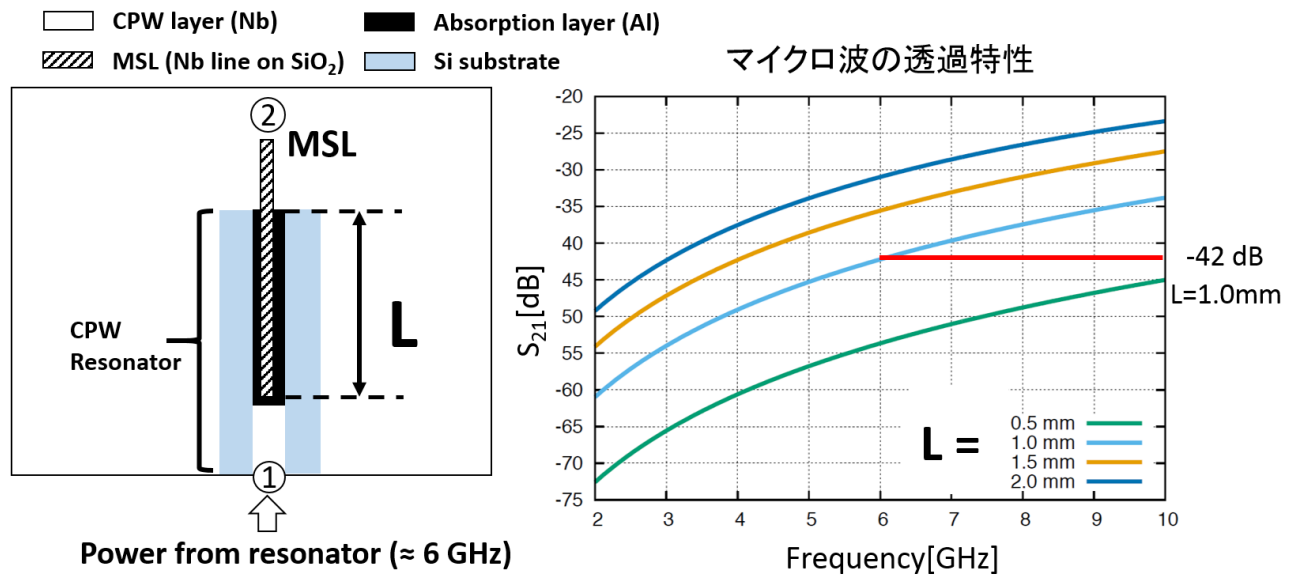
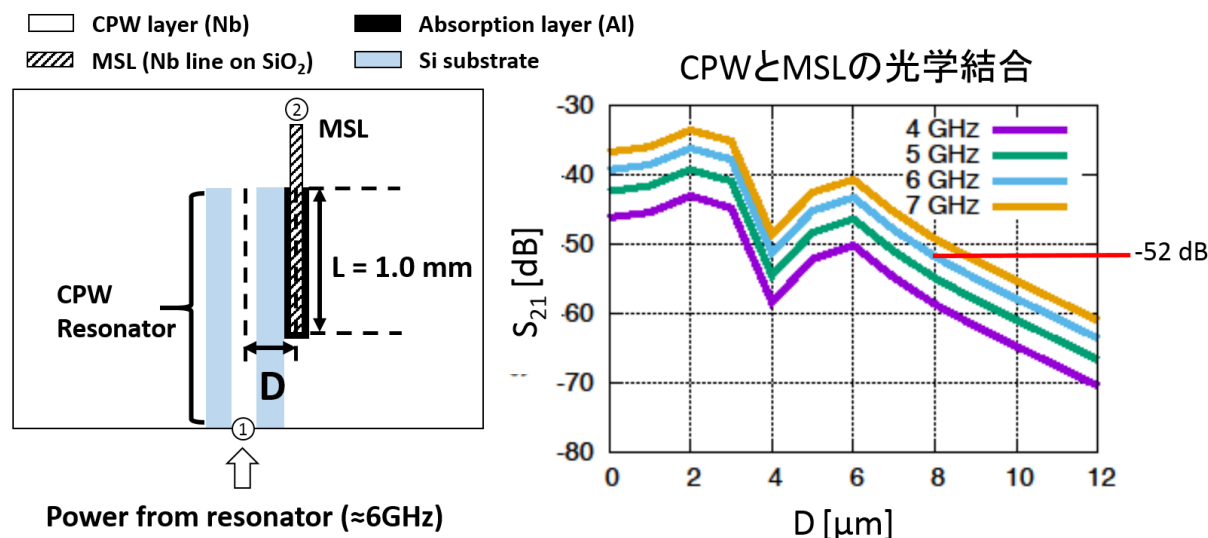


図 3.6: CPW と MSL のカップリングによる放射ロス

#### GSA-KIDs における CPW と MSL 光学結合の導出

CPW と MSL が結合しないためには、距離をどの程度離すべきかをシミュレーションした。結合の長さを  $1.0\text{mm}$  に固定し、CPW のセンターストリップの中心を基準として、図 3.7 の MSL position の位置に MSL が配置される場合を考える。シミュレーションではこの MSL position を変化させることで MSL と CPW の結合を変化させ、CPW から MSL に透過するマイクロ波の透過率を計算した。結果を図 3.7 に示す。芯線から  $8.0\text{ }\mu\text{m}$  離すことで、6 GHz で  $S_{21}$  が  $-52\text{ dB}$  という結果を得た。



31

図 3.7: 左図は GSA-KIDs における CPW と MSL の光学結合を示す。Port1 から Port2 への透過特性  $S_{21}$  として光学結合を評価する。Port1 側が CPW、Port2 側が MSL となっている。右図はシミュレーション結果。光学結合と CPW と MSL の距離の依存性を示している。縦軸が  $S_{21}$ 、横軸が左図の MSL position である。

### 3.5 既存の MKIDs と GSA-KID の感度比較

具体的に既存の MKIDs と GSA-KIDs の性能の比較を行う。MKIDs の NEP は式 (2.45)、位相感度は式 (2.51) と書ける。

ここでは、

ケース 1. CPW のセンターストリップ上に MSL を配置する既存の MKIDs

ケース 2. センターストリップの中心から  $8.0 \mu\text{m}$  の距離に MSL を配置した GSA-KIDs

ケース 3. センターストリップの中心から  $10.0 \mu\text{m}$  の距離に MSL を配置した GSA-KIDs

について  $\alpha$  と  $Q$  と  $V$  を導出し、位相感度の比較を行う。

力学インダクタンス比  $\alpha$  はケース 1 の場合センターストリップの  $\alpha$ 、ケース 2,3 は片方のグラウンドサイド側の  $\alpha$  の値となる。CPW 共振器の寸法は、 $S=6.0 \mu\text{m}$ 、 $w=2.0 \mu\text{m}$ 、 $t=200 \text{ nm}$  である。式 (3.10)、式 (3.11) を用いて算出した  $\alpha$  の値が表 3.1 にある。この結果、 $\alpha_1$  と  $\alpha_{2,3}$  の比は 3.7:1 となる。

放射ロスによる  $Q$  の値を  $Q_{\text{rad}}$  と定義する。MKIDs のクオリティーファクター  $Q_{\text{loaded}}$ 、超伝導体のロスに



よる  $Q_i$ 、 $Q_c$ 、 $Q_{rad}$  は次の関係式を満たす [34]。

$$\frac{1}{Q_{loaded}} = \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_i} + \frac{1}{Q_{rad}} \quad (3.12)$$

質の高い超伝導薄膜を用い、最大限に放射ロスが大きい場合を考える。この場合、 $Q_i$  及び  $Q_c$  が  $Q_{rad}$  よりも十分大きくなり式 (3.12) は  $Q_{loaded} \sim Q_{rad}$  となる。ケース 1,2,3 についてオーバーラップ領域が 1.0mm、共振周波数 6 GHz の場合を考える。シミュレーション結果 (図 3.7) より、透過特性  $S_{21}$  をそれぞれについて見てみると、ケース 1 は-42dB、ケース 2 は-52dB、ケース 3 は-58dB となる。 $Q_c$  が  $Q_{rad}$  よりも十分に大きい場合を考えているため、 $Q_{rad}$  と光学結合部の透過特性の関係は式 (2.36) と同様に書くことができ、次のようになる。

$$Q_{rad} = \frac{\pi}{2|S_{21}|^2} \quad (3.13)$$

式 3.13 を用いて  $Q_{rad} = Q_{loaded}$  を算出すると、 $Q_{rad1} = 2.49 \times 10^4$ 、 $Q_{rad2} = 2.49 \times 10^5$ 、 $Q_{rad3} = 9.91 \times 10^5$  となる。 $Q_{rad}$  を既存の MKIDs と GSA-KIDs で比較すると、ケース 2 では 10.0 倍、ケース 3 では 39.8 倍改善するという結果を得た。

超伝導体薄膜の体積は長さ、厚みと幅から導出することができる。長さはオーバーラップ部の CPW 芯線の長さで 1.0 mm、厚さは 100 nm とする。ケース 1 の幅は CPW のセンターストリップの幅 6.0  $\mu\text{m}$  となる。ケース 2 はセンターストリップの中心から 8.0  $\mu\text{m}$  の位置となるので 6.0  $\mu\text{m}$  となる。ケース 3 はセンターストリップの中心から 10.0  $\mu\text{m}$  の位置となるので 8.0  $\mu\text{m}$  となる。以上よりケース 1,2,3 の体積  $V[\mu\text{m}^3]$  は、 $V_1 = 600$ 、 $V_2 = 600$ 、 $V_3 = 800$  となる。これらの結果、及びそれから算出される  $d\theta/dN_{qp}$  と NEP を下記の表にまとめる。

	ケース 1・既存の MKIDs	ケース 2・GSA-KIDs	ケース 3・GSA-KIDs
$\alpha^*$	0.0329	0.0088	0.0088
Q	$2.49 \times 10^4$	$2.49 \times 10^5$	$9.91 \times 10^5$
体積 [ $\mu\text{m}^3$ ]	600	600	800
$d\theta/dN_{qp}$	$2.1 \times 10^{-7}$	$5.6 \times 10^{-7}$	$1.7 \times 10^{-6}$
NEP [ $\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ ]	$1.1 \times 10^{-16}$	$4.3 \times 10^{-17}$	$1.4 \times 10^{-17}$

表 3.2:  $\alpha$ 、 $Q_{rad}$ 、 $V$ 、 $d\theta/dN_{qp}$ 、NEP の算出結果。超伝導薄膜にはアルミニウム、周波数は 6 GHz、測定温度は  $T \sim T_c/10 (\sim 0.1\text{K})$  とした。NEP の算出には  $S_\theta = 1 \times 10^{-8}$ 、 $\eta = 0.57$ 、 $\tau_{qp} = 200 \mu\text{s}$  を用いた。 $S_\theta = 1 \times 10^{-8}$  は典型的な MKIDs のノイズレベルであり、十分現実的に達成できる値である [47] [48]。

標準的な光学結合をもつ MKIDs に対して GSA-KIDs は Quality factor を大幅に改善することが可能で、力学インダクタンス比でのデメリットを差し引いても既存の MKIDs を 2.6 倍上回る感度、及び NEP を有することがわかった。GSA-KIDs は単純な感度だけではなく、光学結合部の自由度を大幅に広げることが可能である。以上のように、既存のデバイスに比べて圧倒的に優れた性能を有する。

## 第4章 MKIDsの製作

本章では、GSA-KIDsの製作方法について述べる。MKIDsなどの超伝導検出器の製作には、微細加工装置が必須である。本検出器製作は、高エネルギー加速器研究機構(以下、KEK)のクリーンルームにて行った。本章ではまず、製作工程と微細加工装置について述べる。続いて、GSA-KIDsの製作方法、条件の最適化などについて述べる。

### 4.1 微細加工を用いた超伝導検出器開発工程

MKIDsの開発には、半導体プロセスなどで用いられる微細加工のプロセスを用いる。微細化を行うことによって素子の高集積化及び、アンテナなどの高周波化、各素子の性能の均一化を実現することができる。

微細加工プロセスは、薄膜の成膜、フォトリソグラフィーによるデザインパターンの転写、薄膜を削る工程からなる。この工程を複数回繰り返すことで、必要なデザインを基板上に構築する。微細加工を行うためには、空気中のホコリを低減し、湿度や温度などを一定に保ったクリーンルームで作成する必要がある。

本研究の素子作製はKEKの測定器開発室(以下KEKクリーンルームと表記)で行っている。KEKクリーンルームにはクラス一万(図4.1)とクラス千(イエロールーム)(図4.2)の二種類がある。



図 4.1: クラス一万

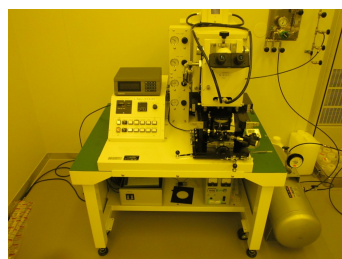


図 4.2: イエロールーム

クラス一万は超伝導膜、酸化膜の成膜、エッチング、段差の測定などに用いられる。一方、クラス千は主にフォトリソグラフィー等に用いられる。スパッタ、フォトリソグラフィー、エッチングを用いた一般的な超伝導検出器の製作方法の簡略図を図4.3に示す。

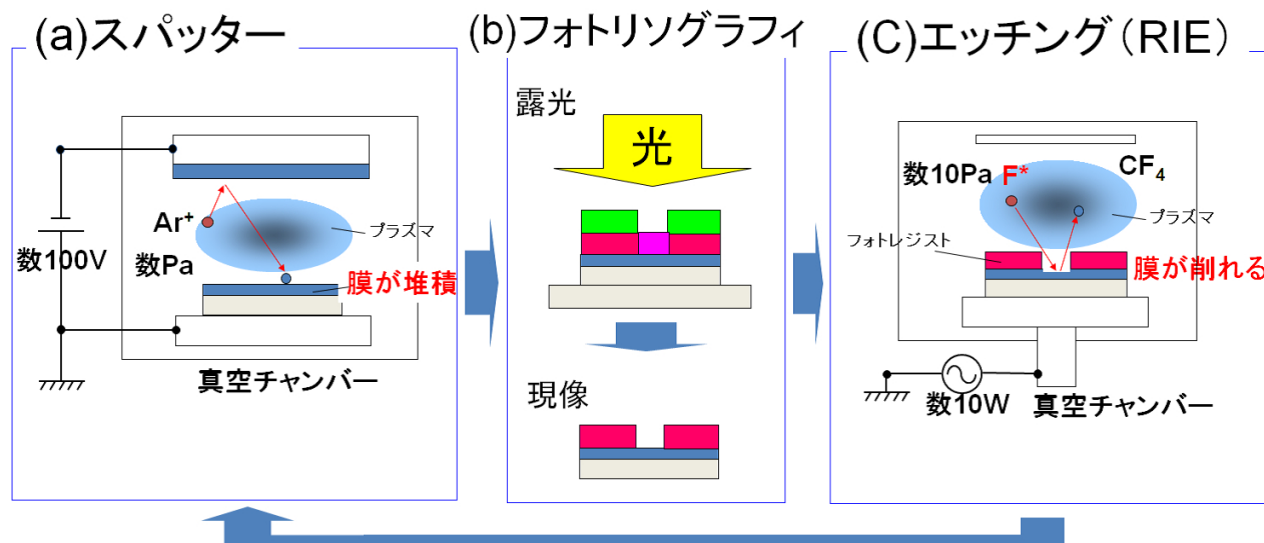


図 4.3: 微細加工工程。(a) はスパッタと呼ばれる、シリコン基板などの表面に金属や酸化物の薄膜を生成するための工程である。(b) はフォトリソグラフィと呼ばれる、フォトレジストと呼ばれる薬品を使用し、基板上にパターンを形成する工程である。(c) はエッチングと呼ばれる、(b) で形成されたパターンに沿って、フォトレジストのない部分を反応性のガスをを用いて削る工程である。

本節では、微細加工装置の説明と、それを用いた作製工程について説明していく。

#### 4.1.1 スパッタ工程

超伝導薄膜に用いる薄膜の成膜には、DC マグネトロンスパッタリング装置を用いている。スパッタリング装置はスパッタリング法を用いることで、ニオブなどの高沸点な材料でも成膜することが可能である。超伝導薄膜は結晶のサイズや内部ストレスによって  $T_c$  や検出器にした時の性能が大きく変化する。スパッタリングでは、アルゴンプラズマの圧力及び製膜時の電流、電圧をコントロールすることで結晶サイズを大きくし内部ストレスをほぼ 0 にするというを同時に実現することが可能である。

KEK のスパッタリング装置では、超伝導薄膜の作製と絶縁体薄膜の作製を行っている。超伝導薄膜を成膜する装置では、ニオブ、アルミニウムを成膜することが可能であり、成膜槽の真空ポンプにクライオポンプを用いることで真空度を  $1 \times 10^{-5} Pa \sim 1 \times 10^{-6} Pa$  台で保つことができる。成膜槽中の水の蒸気圧を低減し、超伝導薄膜で問題となる酸化を低減している。絶縁体薄膜は RF スパッタ装置を用いて作成している。RF スパッタは電源に RF 電源を用いることによって、絶縁体においても連続的に成膜を行うことが出来る。RF スパッタでは石英 ( $SiO_2$ )、アルミナ ( $Al_2O_3$ )、酸化マグネシウム ( $MgO$ ) を成膜することが可能である。

#### 4.1.2 フトリソグラフィー

フトリソグラフィーの工程は、基板の洗浄、表面改質剤の塗布、フォトレジストの塗布、バッキング、露光系でのフォトマスクと基板のアライメント、露光、現像、ポストバイクからなる。作業は、レジストを感光させないために、紫外線の出ない加工を施した蛍光灯が用いられたイエロールームと呼ばれる部屋で行う。基板表面の汚れを落とすために有機溶媒で洗浄する。続いて表面改質剤を用い表面を疎水性にする。次にフォトレジストを塗布し、スピナーを用いて全面に均一な膜をつける。この際フォトレジストの種類、粘性、スピナーの回転数をコントロールすることで均一な厚さの膜をつけることが可能である。露光前にバッキングを行うことで不要な溶媒を飛ばし表面を硬化させる。露光装置ではセットした基板とフォトマスクのアライメントを手動もしくは自動（機械制御）で行う。アライメント後必要な光量を照射し、パターンを転写する。現像工程では、現像液に一定時間浸し、不要なレジストを除去する。その後、リンス液（純水）に浸し現像を停止させる。水を飛ばした後、バッキングすることで、表面に残留した水分を除去し、また溶媒を蒸発させることでレジストを基板表面に固着させる。

KEK では、フォトレジストにドライエッチング用のものとして g 線に感度のある TSMR-8900LB、リフトオフ工程に用いる AZ 5214-E、補助的に用いる犠牲層レジストレジス PMGI SF 9 の 3 種類のレジストを使用している。表面改質剤（ヘキサメチレンジサラン水溶液:東京応化）及びレジストの塗布にはミカサ社のスピナーを用いている。バッキングには接触式ホットプレートを用いている。露光装置には接触式の手動マスクアライナー（ミカサ社製 MA-20）を用いている。光源は高圧水銀灯で、h,i,g 線を基板面に対して平行光として露光すること可能である。アライメント精度は最高で  $0.5\ \mu\text{m}$  程度である。

#### 4.1.3 エッチング工程

エッチングとは、フトリソグラフィーを用いて転写したパターンをマスクとして用い、覆われていない部分を削り加工するプロセスである。

KEK のドライエッチング装置はキャノンアネルバ製の RIE2 台と ICP-RIE がある。反応性ガスとしては、 $\text{CF}_4$ 、水素、酸素、窒素が取り付けられている。 $\text{CF}_4$  ガスを用いてニオブ、 $\text{SiO}_2$  をガス反応プロセスでエッチングすることが可能である。

図 4.3(C) はエッチングにより、金属膜、酸化膜を削る原理を示している。KEK のクリーンルームには反応性イオンエッチング (Reactive Ion Etching:RIE) 装置二台 (RIE-1、RIE-2) と、誘電結合型 (ICP-RIE:Inductive-Coupled Plasma Reactive Ion Etching) の二種類がある。反応性イオンエッチングとは  $\text{CF}_4$  などの反応性ガスのプラズマをターゲットに当てることによって、エッチングを行う装置である。また、ICP-RIE はエッチング室にコイルが巻いてあり、そこに高周波の大電流を流すことによって、高密度のプラズマを発生させ、反応性エッチングを行うものである。通常の RIE よりもエッチング速度、アスペクト比に優れている。

## 4.2 MKIDsの製作方法の確立

MKIDsの製作方法として、アルミニウムを素材として使用する場合は、Cl系やBr系のガスを使用することにより、揮発性の化合物を生成することで、ケミカルエッチングを行うのが一般的である。しかし、KEKクリーンルームのエッチング装置では $CF_4$ ガスを使用しているため、アルミニウムとの反応で生成する化合物は不揮発性である。この場合、ケミカルエッチングを行うことができないが、アルミニウムに対してイオンを衝突させるというスパッタと同じ効果で物理的に削ることが可能である。しかし、この場合、図4.4のように削られたアルミニウムが再びフォトレジストやCPWのエッジに付着し、バリを生成する。

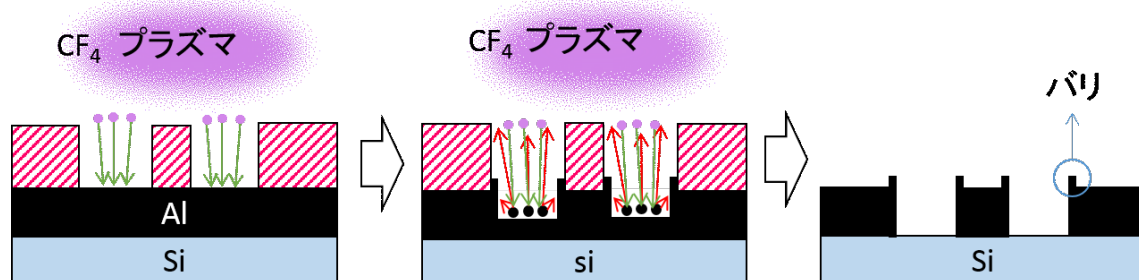


図 4.4: RIE エッチングによるバリの生成。斜線部がフォトレジスト、黒の塗りつぶしがアルミニウム、青の塗りつぶしがシリコン基板である。

このようなバリが超伝導体のロンドン侵入長よりも薄くエッジにスパッタされてしまった場合、その部分のアルミニウムが超伝導転移せず、常伝導のまま CPW のエッジに残ってしまうことが考えられる。CPW の構造では、電場がエッジに集中するため、常伝導抵抗によるロスが非常に大きくなることで、結果的に共振器の  $Q$  値の低下につながるものが問題となる。また、エッチング時間の最適化が非常に難しいという点も問題となる。エッチング時間が短いとアルミニウムが CPW の溝に残ることで芯線とグラウンドがショートしてしまう。一方で、エッチング時間が長いと Si 基板を削ってしまいインピーダンスがずれてしまう。

これらの問題を解決するために、私はエッチングではなくリフトオフという方法を用いて MKIDs の製作を行った。

### 4.2.1 リフトオフ工程

リフトオフとは、図 4.3 のように、金属を成膜してからフォトリソグラフィーを行うのではなく、図 4.5 のように先にフォトリソグラフィーを行い、その後に金属を成膜するという方法である。

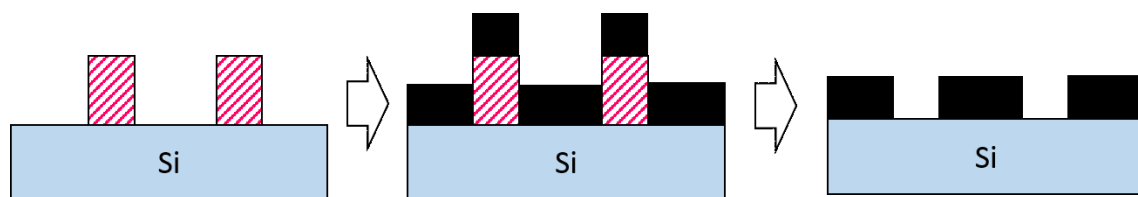


図 4.5: リフトオフでの製作工程。斜線がフォトレジスト、塗りつぶしが金属膜である。

この方法により、アルミニウムエッチングを行わずに MKIDs の製作をすることが可能となる。エッチングがなくなったことにより、バリの生成を抑えることができる上、エッチング時間が不適切なことによる削り残しや、Si 基板を削るなどの問題を解消できる。

#### 4.2.2 リフトオフ工程の最適化

フォトリソグラフィーを行う際は以下の 4 点について、最適化を行うことが求められる。

1. フォトレジストの選定
2. フォトレジスト塗布時の回転速度の最適化
3. フォトレジストバーク方法、温度の最適化
4. MKIDs の配線形状作成のためのフォトレジストに対する照射光量の最適化

##### 1. フォトレジストの選定

フォトレジストには、一般的にポジレジストとネガレジストというものが存在する。前者は、光の照射により露光された部分のレジストの溶解度が増大し、露光された部分が現像液に対して溶解するようになるものであり、後者は、露光された部分の溶解度が低下し、露光されなかった部分が現像液に対して溶解するものである。ネガレジストは現像時にレジストが太り、MKIDs のような微細構造の製作に不向きであるため、本論文の検出器ではポジレジストを使用している。

ポジレジストの中でも、KEK クリーンルームでは TSMR-8900LB、AZ 5214-E、PMGI SF 9 の 3 種類のレジストを使用している。その中でも AZ 5214-E は、反転露光という方法を用いることで図 4.6 のように逆テーパ型のレジストを形成することが可能である。

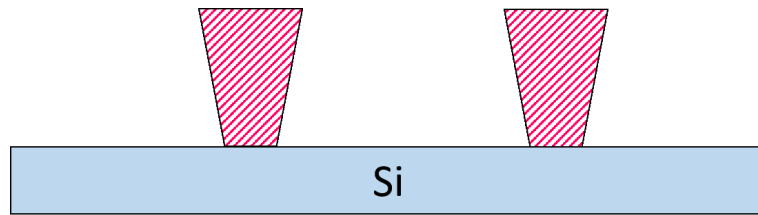


図 4.6: AZ レジストによる逆テーパ型レジスト

この形状により、レジストと超伝導膜の間に隙間ができ、リフトオフを行う際の分離が容易になる。このため、MKIDs の製作にはこの AZ 5214-E を使用して行った。

## 2. フォトレジスト塗布時の回転速度調整

フォトレジストを塗布する際には、基板をスピナーに乗せてフォトレジストを基板表面に滴下し、高速で回転させることにより遠心力で均等にレジストを塗布する。回転速度によりレジストの厚さが変化し、露光条件が変化するため、回転速度の調節が重要となる。また、フォトレジストは開封後の経過時間と共に性質が多少劣化するため、その都度露光が最適にできる条件を出すか、フォトレジストの交換を行う必要がある。本素子製作では、300rpm で 3 秒間回転、5 秒間で 2000 ~ 4000rpm まで加速し 30 秒間回転、その後 6000rpm まで一気に加速させ 0.5 秒間回転という条件でレジストの薄膜を生成を行った。

## 3. フォトレジストのベーク方法、温度の最適化

AZ 5214-E レジストはプリベーク後、1 回目の露光をフォトマスクを通して行い、ベークすることにより露光された部分の溶解度が下がる。このベークを画像反転ベークという。その後、2 回目の露光を全体にすることにより、最初に露光された場所以外の溶解度が増大する。その状態で現像液に浸し現像を行うことで、1 回目に露光した部分だけが残り、逆テーパ構造を作成することができる。プリベークは 100°C で 60 秒、画像反転ベークは 110 ~ 125°C で 90 秒となっている。また、反転ベークの温度は、逆テーパ構造の形状を決める重要なパラメータとなっている。従来の KEK でのベーク方法はクリーンオープンを用い、雰囲気温度を調節するという方法で行っていたが、この方法ではプリベークを行うのに 40 分ほどの時間がかかり、条件を満たせない。そのため、本研究では国立天文台で使用実績のあるホットプレートを導入した。これにより、高温で短時間でのプリベーク、画像反転ベークが可能となった。本素子製作では、画像反転ベークの温度は 110°C という条件で行った。

## 4. リフトオフを行うための AZ レジストに対する照射光量の最適化

AZ レジストは 1 回目、2 回目の露光時の照射光量によって、逆テーパ構造の形状が変化する。露光を行う際は最適値な値で露光を行わないと、レジストが剥がれず、リフトオフできないという問題が生じる。本論文の

素子作成では、1 回目の光量を  $34.5 \text{ mJ/cm}^2$ 、2 回目の光量を  $800.0 \text{ mJ/cm}^2$  という条件で露光を行った。

#### 4.2.3 2 段のリフトオフ + エッチングを用いた製作工程

本論文の検出器は、2 段のリフトオフという新しい方法を考案し製作を行った。この方法は、図 4.7 に示すように、リフトオフパターンの上に超伝導膜をスパッタした後、リフトオフを行わずにその上にさらにリフトオフパターンをのせるという方法である。この方法により、位置合わせ制度の低い接触式のアライナーを使用したとしても、確実にアルミニウムを所定の位置にはめ込むことが可能となった。

2 段のリフトオフという新しい方法を考案し、作成方法を確立した。作成方法は以下のとおりである。まず、フォトリソでリフトオフパターンを作成し、その上に超伝導薄膜をスパッタする。通常のリフトオフは、この段階でアセトンを用いてフォトリソを溶解しリフトオフを行う。しかし、2 段のリフトオフではリフトオフを行わず、その上にさらにリフトオフパターンをのせ、超伝導薄膜をスパッタする。その後、アセトンを用い最初に行ったリフトオフパターン、2 段目のリフトオフパターンを同時に溶解し、リフトオフを行うというものである。

この方法の利点は、通常工程で行うとサブミクロンレベルでの位置合わせが必要な GSA-KIDs に対して、位置合わせ精度が  $1.0 \mu\text{m}$  程度のマスクアライナーを用いても、 $0.1 \mu\text{m}$  以下の精度ではめ込むことが可能なところである。これを可能にしているのが 2 段目のリフトオフパターンを載せた後、一度エッチングを行う工程である。エッチング時には 1 段目のリフトオフパターンが存在するため、確実にめ込みたいところだけを削ることができる。このエッチング後、だらにその上からアルミニウムをスパッタすることによって、確実に所定の位置にはめ込むことが可能となる。



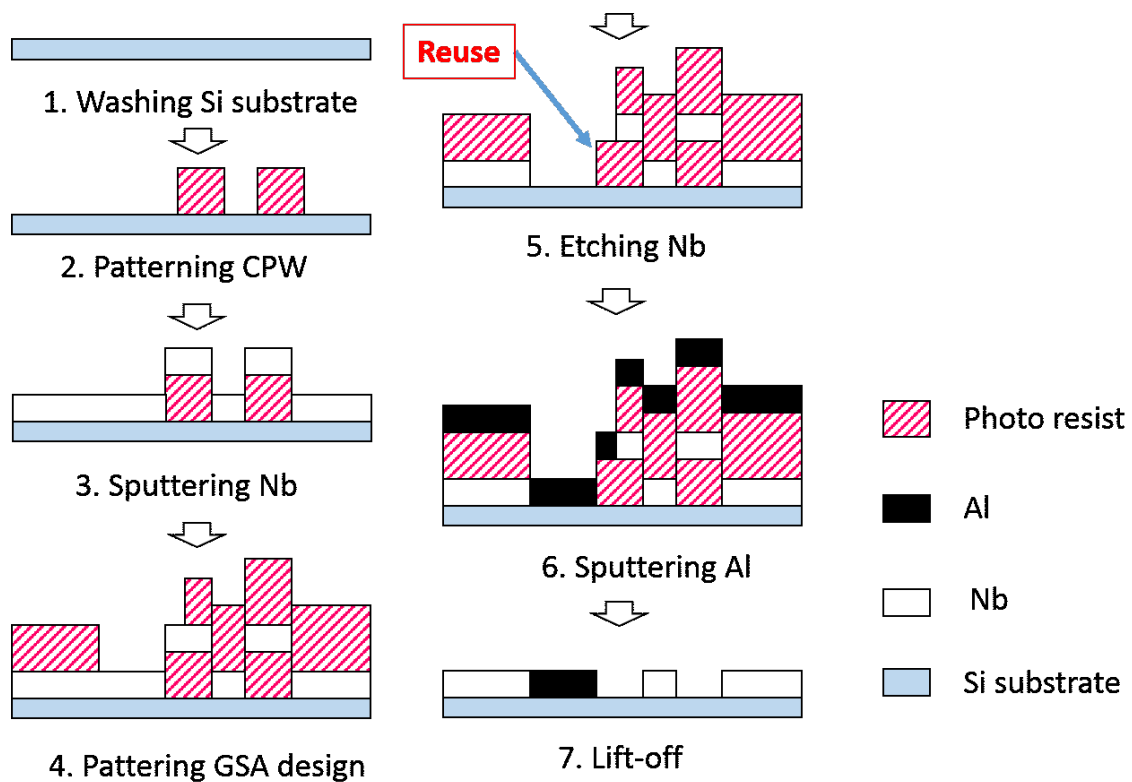


図 4.7: 工程 2 で作成した CPW のパターンを工程 3 で Nb を積んだ後に取り払わず、その上に 工程 4 の Ground side absorption のデザインを作成する。工程 5 で一度 Nb をエッチングし、アルミニウムをはめ込む箇所を作成する。工程 6 でアルミニウムをはめ込み、工程 7 で初めてリフトオフを行う。

#### 4.2.4 GSA-KIDs の製作工程

実際に製作を行った GSA-KIDs の製作工程を図 4.8 に示す。

#	工程	装置	Material	Condition	Rate (nm/min)	Thickness (nm)	Time	memo
0	Si	洗浄	アセトン → 超音波洗浄 1' → アセトン → IPA					取り出し
1	パターンニング	AZ-5214	OAP 2000rpm,10sec→AZ 300rpm,3sec→ 3000rpm,30sec → 6000rpm,0.5s					
	Layer-1		ベイク 100℃,1' → 露光34.5 → 反転ベイク 110, 1'30", → 全面露光800					
			現像(パドル)1' → 脱水 → 顕微鏡で確認					
2	Base	SP-M(銅板有)	Nb	Ar 50, 1.1Pa, 330W	85	300	3'32"	
3	パターンニング	AZ-5214	AZ 300rpm,3sec→ 3000rpm,30sec					
	Layer-2		ベイク 100℃,1' → 露光23 → 反転ベイク 110, 1'30", → 全面露光533					
			現像(パドル)1' → 脱水 → 顕微鏡で確認					
4	Nb エッチング	RIE-1(銅板有)	Nb	CF4 50, 20Pa, 30W	25	300	8'10"	12'00"
5	Al埋め込み	SP-M(銅板有)	Al	Ar 50, 1.1Pa, 250W	100	300	3'00"	
6	SiO2 スパッタ	SP-I(銅板有)	SiO2	Ar 50, 1.3Pa, 400W	50	20	0'24"	
7	リフトオフ	アセトンにつけ込む(4時間以上) → 超音波洗浄 1' → アセトン → IPA						
8	パターンニング	AZ-5214	OAP 2000rpm,10sec→AZ 300rpm,3sec→ 3000rpm,30sec → 6000rpm,0.5s					
	Layer-3		ベイク 100℃,1' → 露光34.5 → 反転ベイク 110, 1'30", → 全面露光800					
			現像(パドル)1' → 脱水 → 顕微鏡で確認					
9	SiO2 スパッタ	SP-I(銅板有)	SiO2	Ar 50, 1.3Pa, 400W	50	300	6'00"	
10	リフトオフ	アセトンにつけ込む(4時間以上) → 超音波洗浄 1' → アセトン → IPA						
11	パターンニング	AZ-5214	OAP 2000rpm,10sec→AZ 300rpm,3sec→ 3000rpm,30sec → 6000rpm,0.5s					
	Layer-4		ベイク 100℃,1' → 露光34.5 → 反転ベイク 110, 1'30", → 全面露光800					
			現像(パドル)1' → 脱水 → 顕微鏡で確認					
12	MSL	SP-M(銅板有)	Nb	Ar 50, 1.1Pa, 330	85	400	4'42"	
13	リフトオフ	アセトンにつけ込む(4時間以上) → 超音波洗浄 1' → アセトン → IPA						

図 4.8: GSA-KIDs 制作プロセスの一例

この方法を用いて、作製を行った GSA-KIDs の写真を図 4.9 に示す。

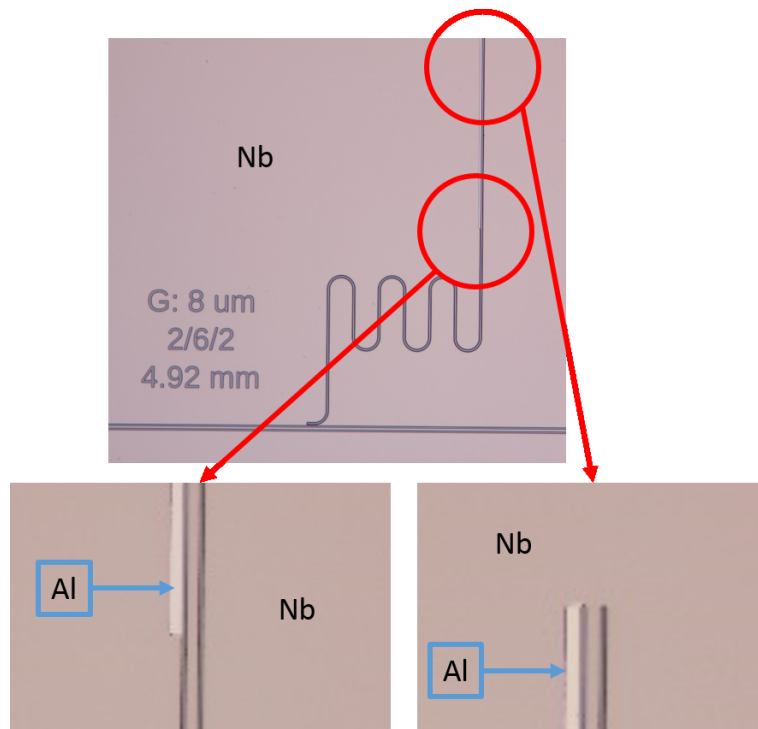


図 4.9: 製作した GSA-KIDs

## 第5章 測定システムとMKIDsの評価方法

本章では、まず、MKIDsの測定に用いた冷凍機システムと読み出しシステムについて述べる。次に、それらを用いたアルミ MKIDs の基礎特性の評価方法について述べる。

### 5.1 冷凍機システム

MKIDs は超伝導検出器であるため、極低温まで冷やせる冷凍機システムが必要である。以下に使用した装置について記述する。

#### 5.1.1 0.3K ソープション冷凍機システム

ソープション冷凍機とは、活性炭 (チャコール) による吸着を用いた  $^3\text{He}$  減圧式冷凍機のことである。KEK にあるシステムは仁木工芸社製の無冷媒ソープション冷凍機で、予冷にパルス管冷凍機を用い、40K と 4K のステージを持つ。4K のステージにはソープション冷凍機の活性炭を封じ込めたパーツを He ガスを使った熱スイッチで接続している。高圧で封入された  $^3\text{He}$  ガスは 4K ステージの到達温度で液化が可能で液化後活性炭で吸着し冷却する。最低到達温度は 0.3K で無負荷での連続運転時間は 100 時間になる。本システムは冷媒を使わないことで、完全自動化されている。また、ミリ波の導入が容易に行える。

冷凍機のチャコールの温度をヒータで制御することで、簡易な温度調節ができ、0.3K から 1.2K 程度までの測定が可能である。クライオスタットをステンレスで作ることで振動を抑制し、パルスチューブ冷凍機のモーターヘッド部を制震性能を持つアルファゲルで本体から浮かしすことにより、振動による低周波ノイズを除去している。さらにパルスチューブ冷凍機のコンプレッサーからつながる高圧ヘリウムガス配管を伝わる振動及び電気ノイズを除去するため、配管途中にテフロンで作製したカブラーを導入している。

0.3K ソープション冷凍機は、50K のファーストステージ、4K のセカンドステージ、0.3K のコールドヘッドという 3 つの温度ステージを持つ。パルスチューブにつながるセカンドステージ (4K)、ファーストステージ (40K) はそれぞれ無酸素銅の板でできている。40K と 4K の輻射シールドは工業用アルミニウムの円筒で、外側にパーマロイを巻きつけている。0.3K ステージの周辺にはセカンドステージから伸びる台の上にパーマロイで作製したケースを取り付け、磁気遮蔽を行っている。パルスチューブと各ステージ間は複数のオーディオケーブル (高純度無酸素銅: 純度 5N 程度) を用いて接続している (図 5.1)。

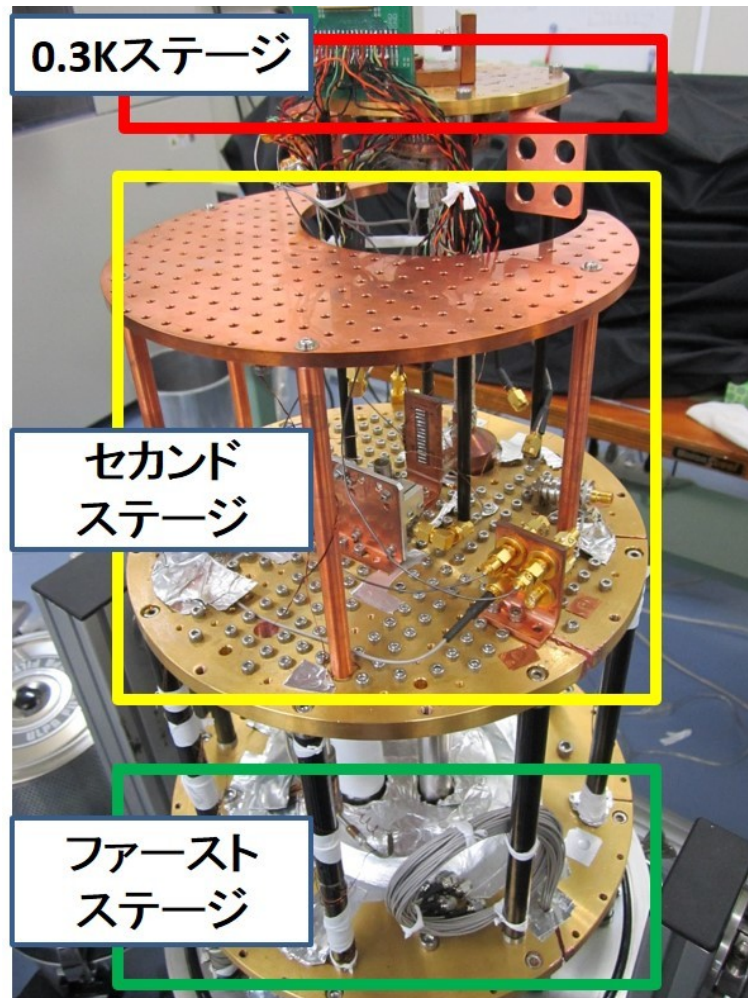


図 5.1: ソープション冷凍機の内部ステージ

冷却プロセスとしては、クライオスタット内部を真空引きし、真空度が  $5 \times 10^{-3} Pa$  以下になるとパルスチューブ冷凍機をスタートし、ファーストステージ、セカンドステージ、0.3K ステージの予冷を開始する。この際、 $^3He$  を保管しているタンクとチャコールをつなぐ配管を開いておく。およそ 18 時間後、内部が十分に冷却され  $^3He$  ガスがすべてチャコールに吸着されたあと、ボンベとチャコールの間を閉じる。チャコールを加熱し、0.3K ヘッドを冷却することで、 $^3He$  を液化する。二時間程度ですべての  $^3He$  が液化される。ソープのヒーターを切ることによってチャコールを冷却し、液化された  $^3He$  をソープションポンプを用いて真空引きをする。液化した  $^3He$  は減圧され 0.3K ステージは最低到達温度に達する。これらの工程はスタート以外全工程自動で制御可能で、冷媒を用いた冷凍機に比べ簡便さや運用のしやすさで優れている。



図 5.2: クライオスタットとソーブション冷凍機の外殻

MKIDs を読み出すための内部配線は、図 5.3 のような構造になっている。入力側の同軸ケーブルは 300K ステージから 4K ステージまでキュプロニッケル線を使用している。4K ステージで一度熱アンカーを取った後、Nb の同軸線で 4K と 0.3K ステージ間を繋いでいる。キュプロニッケル線は熱伝導率が低く、Nb 線は 4K で超伝導となるため、300K から 0.3K まで熱侵入を防ぎながら信号線を繋ぐことが可能である。出力は 4K ステージに HEMT アンプを置き増幅を行っている。HEMT アンプ帯域は 3 ~ 8GHz、利得は約 30dB である。また、アンプの発振を防ぐため、前段にアイソレータを設けている。

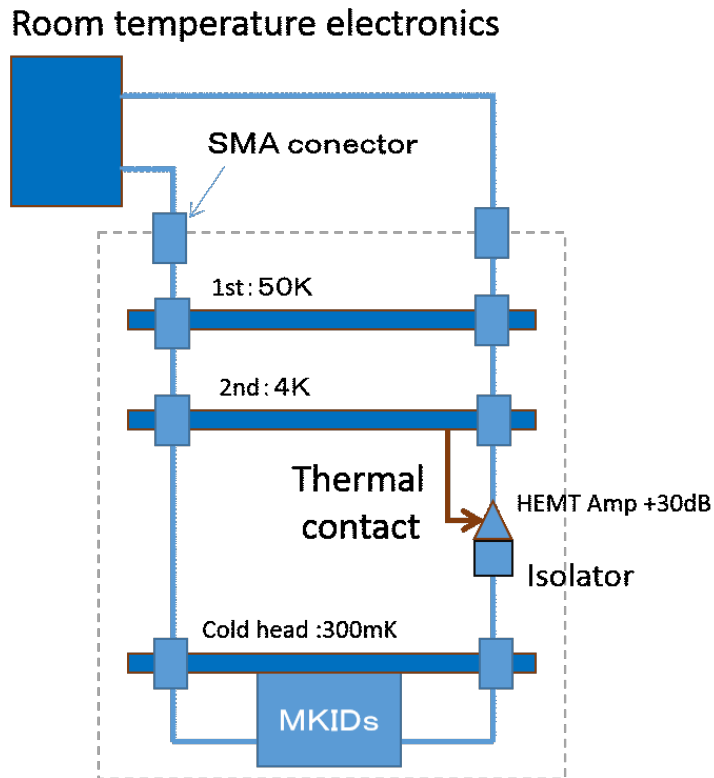


図 5.3: ソープション冷凍機システムの内部構造

### 5.1.2 希釈冷凍機

希釈冷凍機は、 $^3\text{He}$  と  $^4\text{He}$  の混合液を使い冷却するタイプの冷凍機である。高い温度では  $^3\text{He}$  と  $^4\text{He}$  とはどのような割合でも混ざり合うが、0.87 K 以下の温度では  $^3\text{He}$  と  $^4\text{He}$  混合液は濃度により二層に分離する。図 5.4 に二層分離している混合液の様子を示す。

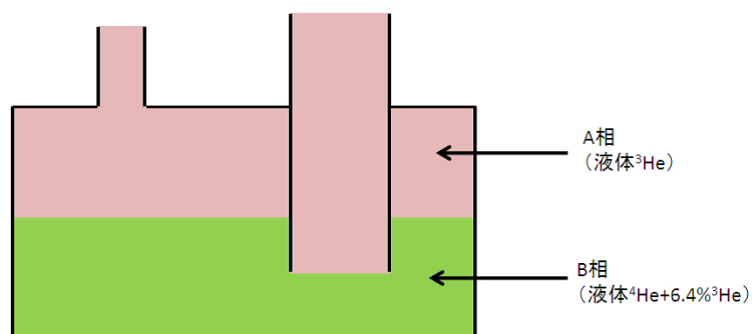


図 5.4: 非常に低い温度で相分離状態にある混合液。B 相の  $^3\text{He}$  を抜き取ると平衡が破れて  $^3\text{He}$  が A 相から B 相へ溶け込み、熱の吸収が起こる。

0.5 K 以下では  $^4\text{He}$  の常流動性分は無視できるので d 相中の  $^3\text{He}$  は基底状態に近い超流動  $^4\text{He}$  の中を自由

に運動する「気体」として考えてよい。これに対して A 相中の  $^3\text{He}$  は相互作用が強く、「液体」状態と考えてよい。実際、 $^3\text{He}$  1 mol 当たりのエントロピーは B 相の方がはるかに大きな値を持っている [50]。それゆえ、何らかの方法で B 相中の  $^3\text{He}$  を取り去ってやれば、相分離面での化学ポテンシャルの釣り合いが破れ、A 相から B 相へ  $^3\text{He}$  が溶解込み、それとともに冷却が発生する。この現象を「液体」状態の  $^3\text{He}$  の「蒸発」とみなすことが出来る。このことから、この過程を希釈冷凍過程と言い、このような方法を用いた冷凍機を希釈冷凍機という。本実験で使用した希釈冷凍機 (Oxford 製) の最低到達温度は 33 mK を達成しており超低温まで冷却が可能である。

## 5.2 MKIDs の読み出しシステム

2 種類の MKIDs 読み出しシステムを用いた。それぞれについて以下に述べる。

### 5.2.1 Vector Network Analyzer (VNA) を用いたセットアップ

多数の MKIDs の歩留まりと共振特性の測定を効率的に行うためには、周波数スイープをしつつ透過特性を測定する必要がある。共振特性の測定には、数 GHz という高周波の測定及び、位相の測定が可能であること、高い周波数分解能を持つことが必須となる。

本研究では、Agilent Technologies 社製の VNA(E8364C) を用いて測定を行った。セットアップの概念図を図 5.5 に示す。

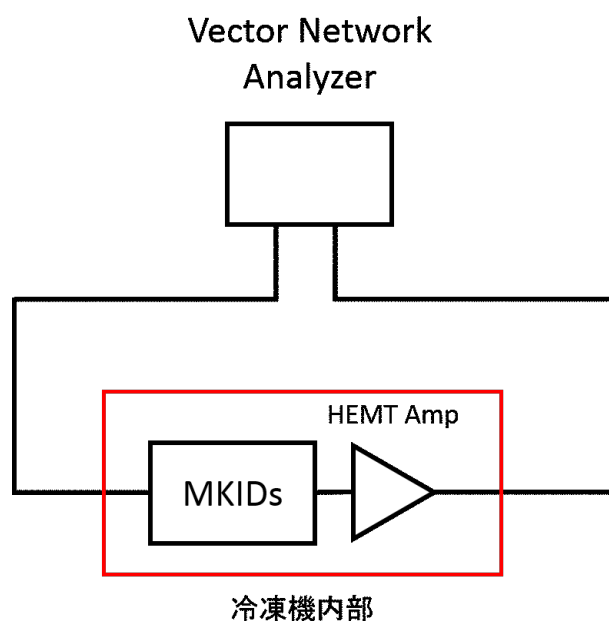


図 5.5: VNA を用いた MKIDs の読み出し



### 5.2.2 DDC 読み出しシステムを用いたセットアップ

MKIDs を複数素子同時にかつ連続的に読み出すためには、VNA 等ではなく専用の読み出しシステムを構築する必要がある。MKIDs の共振周波数にそれぞれ合わせた周波数を生成する DAC と信号を読み込んで処理する ADC が必要となる。高周波信号を高速かつ連続的に生成するためには、プログラマブルなハードウェアである FPGA チップを搭載したボードが必要となる。MKIDs の読み出しの帯域幅は、DAC/ADC の帯域によって決まる。また、同時に読み出し可能なチャンネル数は FPGA チップのロジック回路規模によって決まるため、ロジック規模の十分大きな FPGA を搭載したボードが必要となる。

MKIDs の共振器の長さは、共振周波数によって決まる。このため、なるべく高周波の信号を使うことで検出器の高集積化をはかることができる。反面、高周波になると、伝送線路の同軸線の透過特性が著しく低下すること、高周波での高性能な低ノイズアンプが手に入らないこと、測定装置アンプ等の価格が非常に高くなることなどデメリットが大きい。以上から、2~8GHz 程度の周波数帯がよく使われる。

読み出しシステムを GHz 帯の周波数で用いるために、I/Q モジュレータと I/Q デモジュレータ等を用いて、DAC の出力をローカルオシレータの信号 (GHz) でアップコンバートし MKIDs に導入する。

本研究では、KEK で開発した読み出しシステムを使用して、MKIDs のノイズ、NEP などの測定を行った。読み出し回路は、Kintex-7 DSP キット、Signal Generator(SG)、Power Divider、I/Q ミキサ、Isolator、Hybrid Directional Coupler から構成されている。セットアップの写真を図 5.6 に示す。

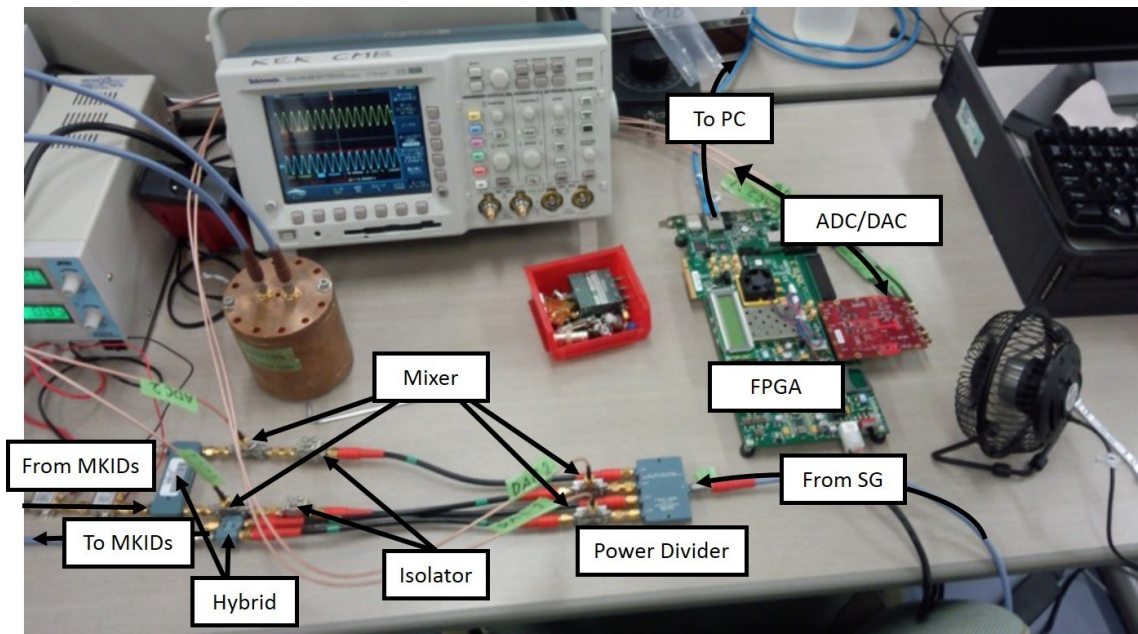


図 5.6: MKIDs 読み出し回路

Kintex-7 DSP キットは DAC、ADC がそれぞれ 2ch ずつ付いた読み出しボード (FMC150) と、評価ボード (KC705) から構成されている。DAC は 16bit、800 Msps、ADC は 14bit、250Msps となっている。また、



DAC からは複数の周波数 (数 MHz) を同時に出すことで、複数の MKIDs を同時に読み出すことが可能となっている。

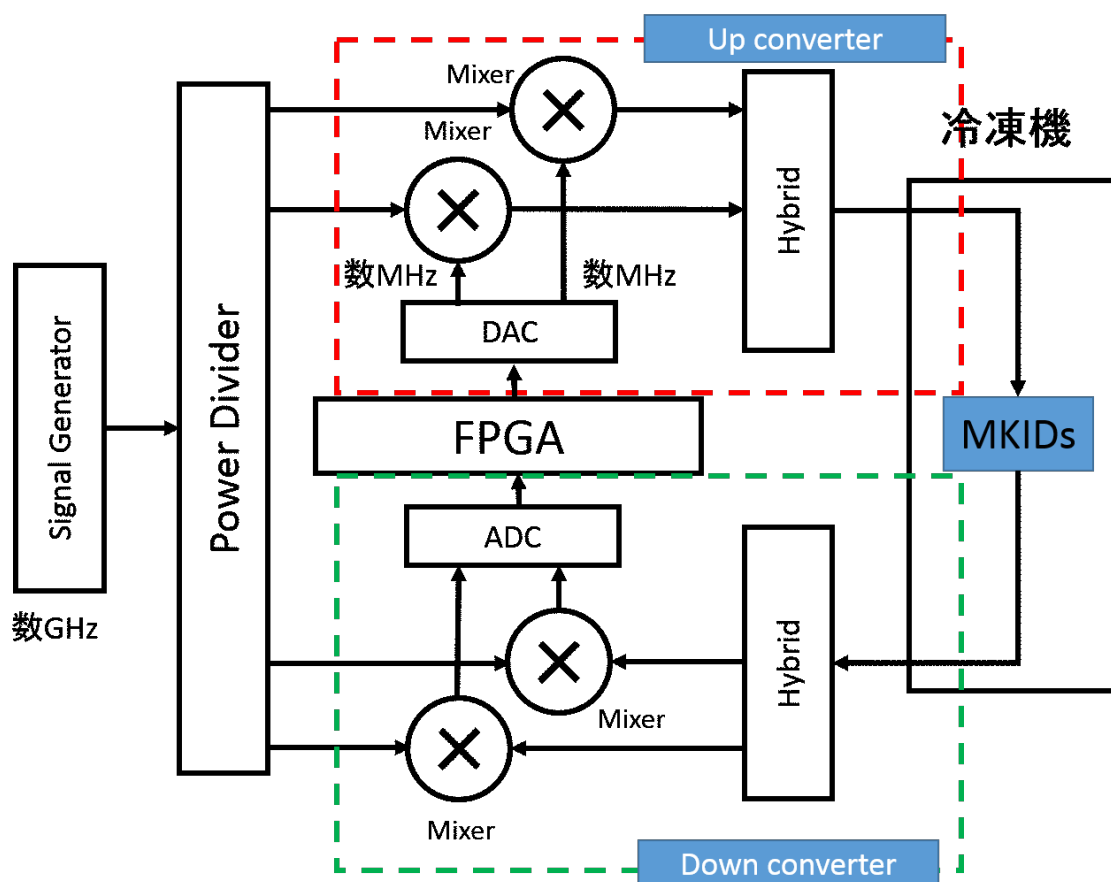


図 5.7: MKIDs 読み出し回路の概念図

次に、実際の読み出しのプロセスについて説明する。図 5.7 に信号入力から読み出しまでの概念図を示す。読み出しボードの DAC から数 MHz の信号が複数同時に作られ出力される。出力された信号は、SG から出力された約 5GHz 程度の信号と I/Q ミキサーでアップコンバートされる。これにより、数 GHz の MKIDs の共振周波数に合わせた信号を作ることができる。I、Q のそれぞれの入力信号は Hybrid Directional Coupler を用いて、一つの信号とし MKIDs に入力される。MKIDs の応答によって位相、振幅が変化した信号は、再び Hybrid Directional Coupler で I、Q のそれぞれの信号に分けられる。この信号と、入力時に SG から出力された信号と同じ信号を用い、I/Q ミキサでダウンコンバートする。この信号を読み出しボードの ADC で受信し、FPGA 内部で位相と振幅の情報を読み出す。

### 5.3 Q 値の測定方法

MKIDs の共振特性である Q 値は、5.2.1 節で示したような読み出しシステムを用いて透過特性  $S_{21}$  を測定することにより求めることができる。 $S_{21}$  は MKIDs に入力された信号と出力された信号の比であり、MKIDs の共振部分では鋭いピークが測定される。

以下では、この測定された  $S_{21}$  を用いた Q 値の算出方法を述べる。共振器の Q 値と測定された透過特性  $S_{21}$  の間の関係は以下のように示される [46]。

$$S_{21} = 1 - \frac{\frac{Q_{loaded}}{Q_c}}{1 + 2jQ_{loaded}\frac{f-f_r}{f_r}} \quad (5.1)$$

ここで、 $Q_{loaded}$  は MKIDs 全体の Q 値、 $Q_c$  は共振器とフィードラインのカップリングで決まる Q 値、 $f_r$  は MKIDs の共振周波数である。実際に透過特性  $S_{21}$  の測定データから Q 値を出すためには、冷凍機内部、外部での同軸線路によるディレイを考えなければならない。ディレイなどを考慮に入れることにより式 (5.1) は以下のように書き換えられる。

$$S_{21}(f) = ae^{2\pi jf\tau} \left[ 1 - \frac{\frac{Q_{loaded}}{Q_c}}{1 + 2jQ_{loaded}\frac{f-f_r}{f_r}} \right] \quad (5.2)$$

ここで  $a$  はアンブリチュードや位相の変化による複素定数であり、 $\tau$  はケーブルによるディレイである。この式を用いて Q 値のフィッティングを行う。フィッティング方法は [46] を参考にして行った。フィッティング方法を簡単に以下に示す。

1. ケーブルによるディレイを取り除く
2. 取り除いたデータを複素平面に展開し円フィッティングを行う
3. 円の中心を原点に移動させる
4. 位相角フィッティングを行う。これにより  $f_r, Q_{loaded}$  が決定される
5. 以上で求められたパラメータから  $Q_c$  を算出する
6. Q 値の式 (3.12) を用いて  $Q_i$  を算出する

### 5.4 評価システムを用いたアルミ MKIDs の基礎特性評価

構築した読み出しシステム、Q 値の測定方法を用いて、製作での問題になっていたバリの改善に伴う Q 値の測定について述べる。また、アルミ MKIDs を用いた準粒子寿命について測定について述べる。

#### 5.4.1 MKIDs のリフトオフ法による性能の改善

エッチングとリフトオフで製作した例の比較を図 5.8 に示す。エッチングで作製した MKIDs は CPW 構造の側面にバリができ、凸凹が目立っている。それに対し、リフトオフで作製した MKIDs はバリがなく、綺麗な CPW 構造ができあがっている。

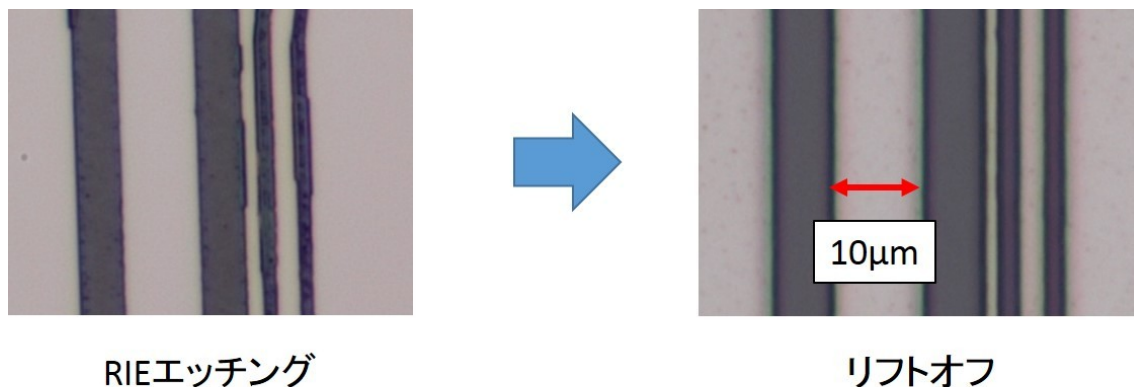


図 5.8: 左図がエッチング、右図がリフトオフで製作を行ったデバイスの光学顕微鏡写真。

この 2 つの MKIDs に対する、 $Q$  値の測定結果を図 5.9 に示す。この測定は、希釈冷凍機を使用し 105mK ~ 330mK の間で温度を変化させ測定を行った。製作方法をエッチングからリフトオフにしたことで、 $Q$  値が約 3 倍改善していることが確認できた。

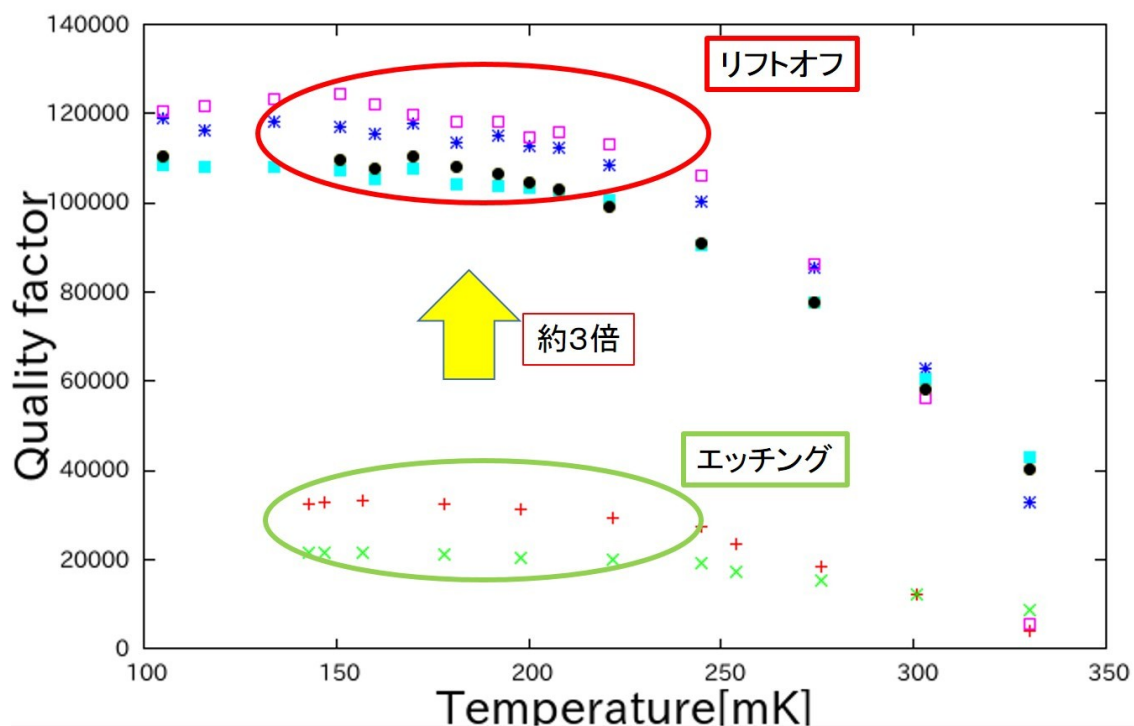


図 5.9: エッチングとリフトオフの Q 値の比較。

この改善により、アルミニウムを用いて高い Q 値の MKIDs を製作することが可能となった。

#### 5.4.2 準粒子の寿命測定

準粒子寿命の測定は 0.3K ソープション冷凍機を用いて行った。図 5.10 に示す様に、MKIDs に外部からレーザーを照射することでクーパー対を解離し準粒子を生成する。読み出しの回路図を図 5.11 に示す。ここでは、Signal Generator を用い、MKIDs のピーク周波数に合わせた信号を入力している。入力信号は、スプリッターで MKIDs と I/Q Mixer の入力に分けられる。レーザーの照射により MKIDs のアンプリチュードとフェイズが変化し、I/Q Mixer でその変化を読み出す。

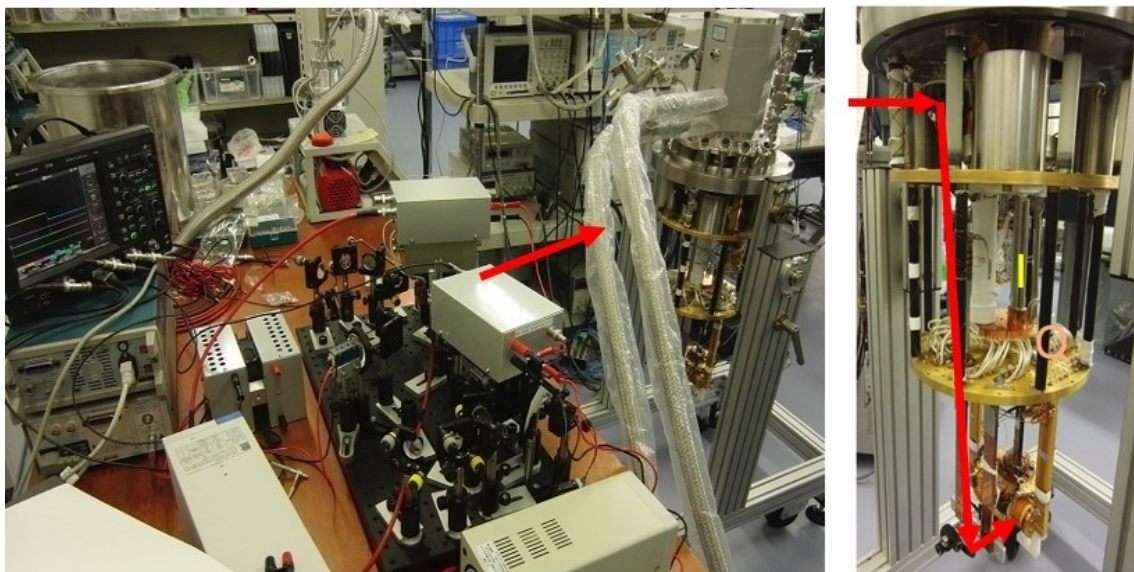


図 5.10: レーザー光学系

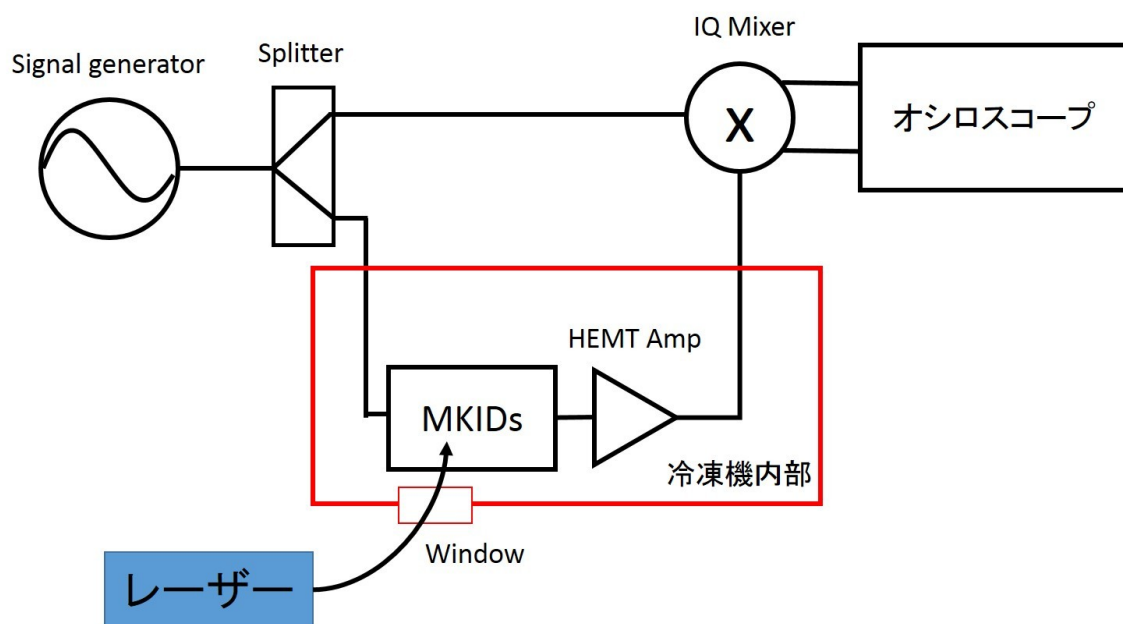


図 5.11: 測定回路

測定結果を図 5.12 に示す。I,Q それぞれの出力の立ち下がりを用いてフィッティングし、準粒子寿命を求めた。その結果、準粒子寿命  $\tau_{qp}$  は  $3.0 \mu\text{s}$  となった。

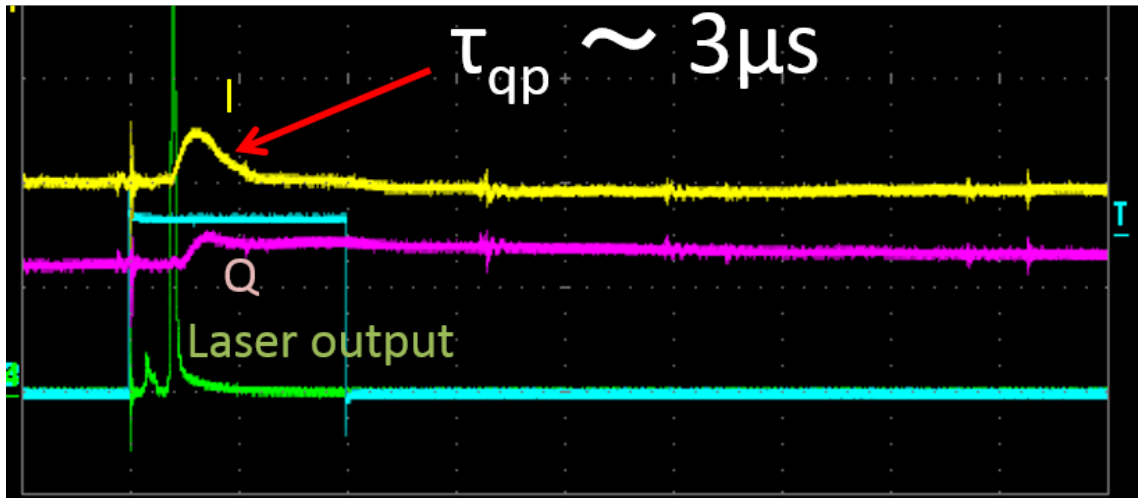


図 5.12: 準粒子寿命の測定

この結果を比較するために、理論式 (2.28) をグラフにしたものを以下に示す。アルミニウムを仮定し、超伝導転移温度  $T_c=1.19$  K、ギャップエネルギー  $\Delta=0.17$  meV、 $\tau_0 = 4.83 \times 10^{-7} \text{ sec}$  として計算を行った。アルミニウムの  $T_c=1.19$  K に対し、0.3 K での測定は  $T/T_c=0.25$  となる。 $T/T_c=0.25$  での寿命はグラフより約  $1.78 \times 10^{-5}$  s となるので、測定結果は理論値の約 1/6 倍という結果を得た。準粒子寿命が短くなった原因として、強度の強いレーザーを照射しているため、基板表面で局所的に温度が上がってしまったということが考えられる。基板の温度が 0.1 K 程度に上昇した場合、今回の測定と同程度の値を得ることができる。また、他の原因としてアルミニウムの膜質が悪いため準粒子寿命が短くなっているという可能性がある。どちらの場合でも、同じ薄膜を使用し素子開発を行うのであれば、同様の効果が GSA-KIDs そして既存の MKIDs に現れるため、比較を行う点に関しては問題にならない。

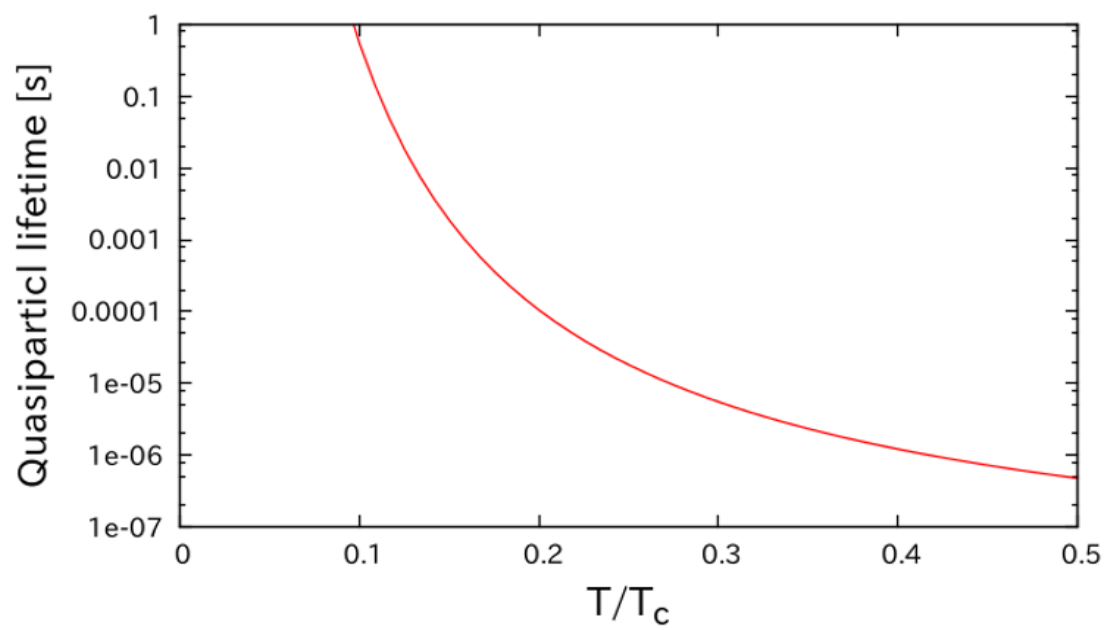


図 5.13: 準粒子寿命の理論値

## 第6章 GSA-KIDsの実験的な特性評価

本章では、GSA-KIDs と既存の MKIDs を製作し性能比較を行った。まず、光学結合による  $Q$  値の改善について述べる。次に、各々の応答性の評価を述べ、GSA-KIDs の原理検証を行う。

### 6.1 GSA-KIDs の光学結合の評価

本節では、MSL と CPW の光学結合によって決まる  $Q$  値である  $Q_{rad}$  の評価について述べる。 $Q_{rad}$  は、共振器内部でのロスに上乗せされるため、測定では  $Q_i$  の変化として現れる。この場合、MSL をのせずに製作したニオブ MKIDs の  $Q_i$  の平均を  $Q_{i0}$  をとすると、 $Q_{rad}$  は以下のように表される。

$$\frac{1}{Q_i} = \frac{1}{Q_{i0}} + \frac{1}{Q_{rad}} \quad (6.1)$$

上式を用いて、MSL を MKIDs 上にのせた GSA-KIDs や既存の MKIDs の  $Q_i$  と、MSL の乗せずに製作を行ったニオブ MKIDs の  $Q_i$  を測定することで  $Q_{rad}$  を算出することが出来る。以下では、まず  $Q_i$  を評価するための素子のデザイン、測定システムについて述べる。次に、製作した GSA-KIDs と既存の MKIDs の  $Q_i$  を測定を行う。最後に、それぞれの  $Q_{rad}$  を算出し、GSA-KIDs と既存の MKIDs の比較について述べる。

#### 6.1.1 放射ロス評価用 MKIDs のデザイン

GSA-KIDs と既存の MKIDs の比較をするために、評価用のデザインを作製した。20mm 角の 1 チップには、GSA-KIDs と既存の MKIDs のペアが 5 組、合計 10 個の MKIDs が作成される。MKIDs の共振周波数は約 6GHz 周辺となるように設計を行った。また、フィードラインとのカップリングによって決まる  $Q$  値である  $Q_c$  のデザイン値はすべて 50 万とした。デザインを図 6.1 に示す。共振器の超伝導体には  $T_c$  が 9.2K のニオブを用いる。光学結合の MSL の誘電体には  $\text{SiO}_2$  を使用している。共振器は溝の幅が  $2.0 \mu\text{m}$ 、センターストリップの幅が  $6.0 \mu\text{m}$  の CPW 構造を用いた。ニオブで共振器、フィードライン、ダイポールアンテナの構造を作成し、その上に  $\text{SiO}_2$  を用いて MSL の誘電体層を部分的に作成、さらにその上にニオブを用いて MSL の芯線を作成した 3 層構造となっている。超伝導体、誘電体のそれぞれの膜厚は、下部メタル (ニオブ) が 200nm、誘電体層 ( $\text{SiO}_2$ ) が 300nm、MSL の芯線 (ニオブ) が 400nm として製作を行った。



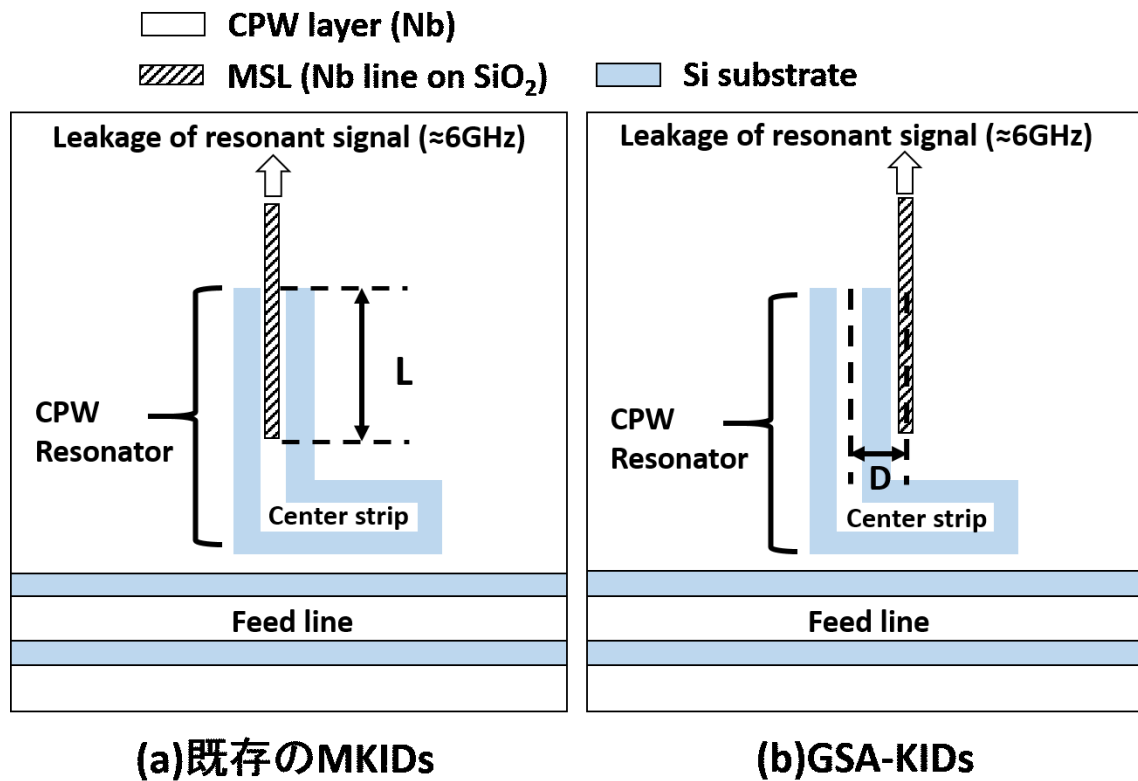
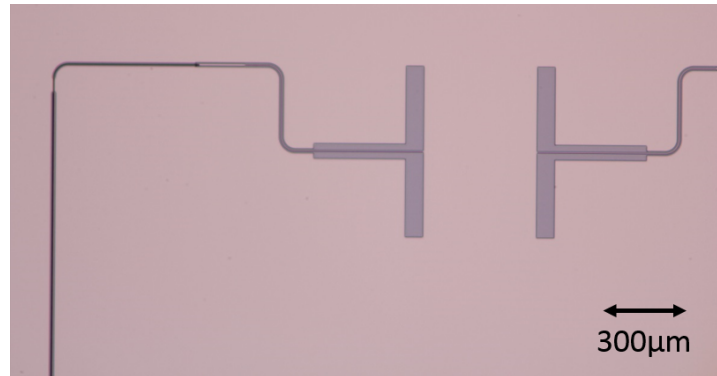
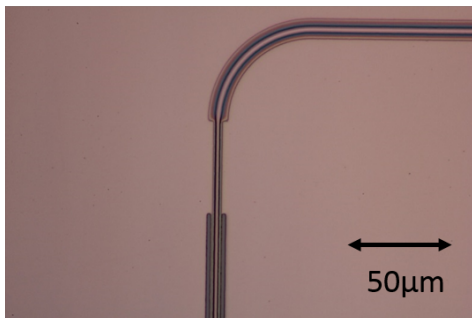


図 6.1: 放射ロス測定用デザイン。図の左側の共振器が既存の MKIDs で、右側が GSA-KIDs である。既存の MKIDs は、電磁波の導入するため MSL を CPW 構造の芯線側に配置する。GSA-KIDs は、MSL を CPW 構造のグラウンド側に配置する。アンテナは共に 145GHz のダイポールアンテナを用いている。

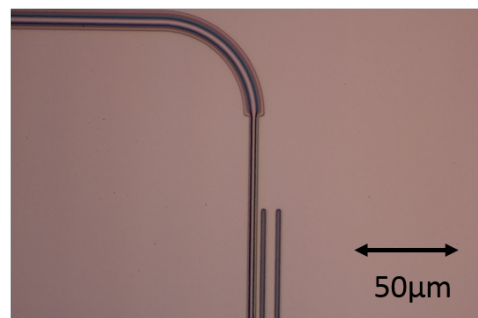
実際に製作した素子の顕微鏡写真を図 6.2 に示す。成膜は金属膜スパッタ、酸化膜スパッタを使用し、構造の作成はすべてリフトオフで行った。



(a)



(b)



(c)

図 6.2: (a)MSL は 145 GHz のシングルスロットアンテナに接続されている。(b)CPW のセンターストリップ上に MSL が接続されている既存の MKIDs の光学結合。(c)CPW のグラウンド上に MSL が接続されている GSA-KIDs の光学結合。

### 6.1.2 読み出しシステムと素子のマウント

Q 値の測定には 5.2.1 節で説明した読み出しシステムを用い、図 (6.3) に示す回路を用いて測定を行った。入力パワーが弱くなりすぎると VNA の検出器ノイズに信号が埋もれるため、室温でゲインが 30dB のアンプを導入している。

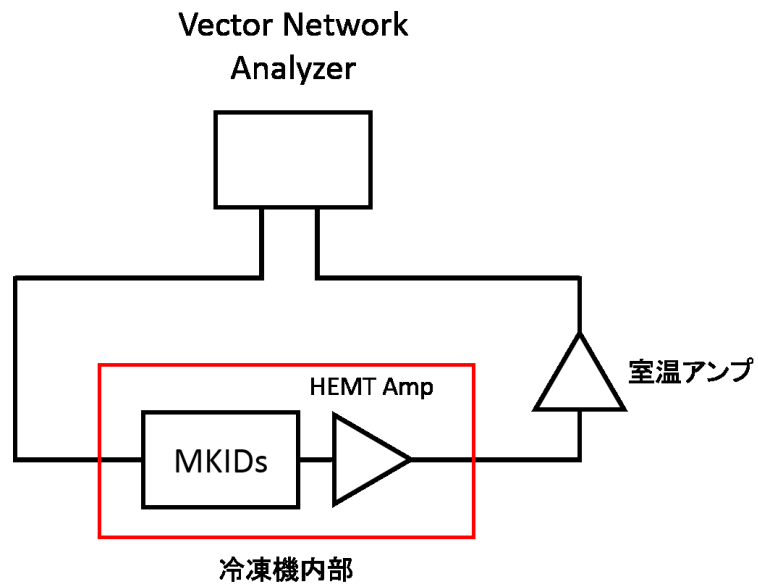


図 6.3: 読み出し回路

測定は 5.1.1 節で説明したソーブション冷凍機を用い、0.3K ステージに MKIDs をマウントして行った。Q 値の測定を行う際には、図 6.4 のようにケースの開口部全面にアルミテープを貼ることで、輻射による Q 値の減少を防いでいる。

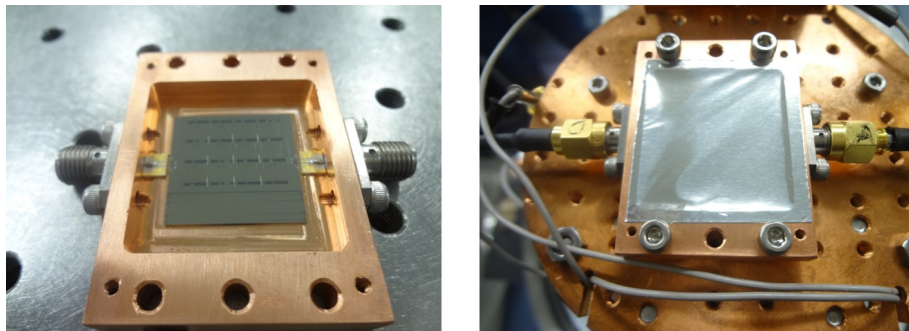


図 6.4: MKIDs のセットアップ

### 6.1.3 MKIDs の評価

VNA を用いて測定した MKIDs 共振ピークを図 6.5 に示す。この中で MSL と CPW のオーバーラップの長さを 1.0 mm として製作した GSA-KIDs(3 個)、既存の MKIDs(3 個) の 3 組の共振器 (図 6.5 の青線で囲まれた共振器) に注目して測定を行った。また、GSA-KIDs の CPW と MSL の距離は 8.0  $\mu\text{m}$  となっている。

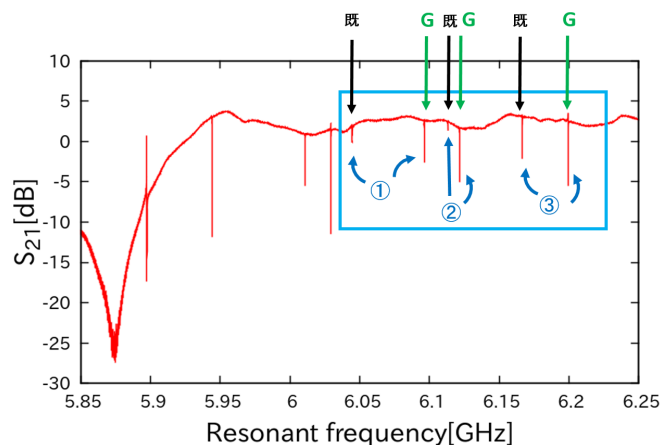


図 6.5: VNA を用いた MKIDs の  $S_{21}$  測定。

入力パワーは各々の共振のピークに応じて  $-50 \text{ dBm} \sim -80 \text{ dBm}$  とした。測定された  $S_{21}$  パラメータに対して 5.3 節の解析法を用いて、MKIDs の  $Q_i$  の算出を行った。結果を図 6.6 に示す。

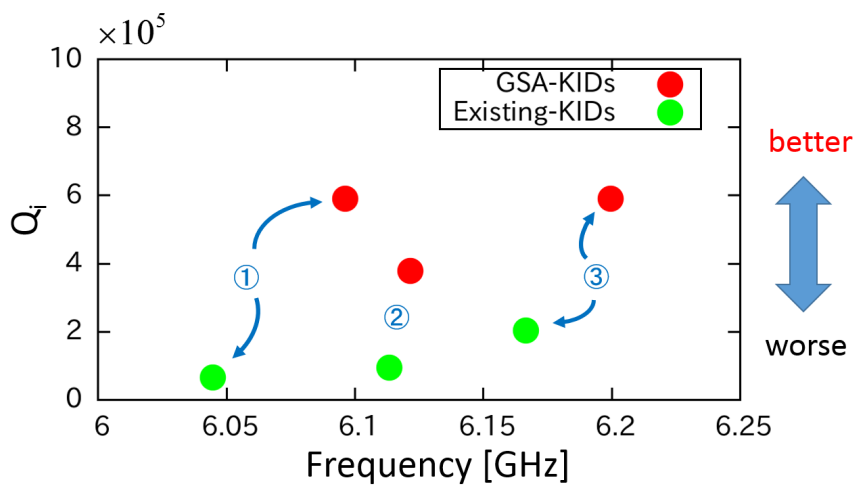


図 6.6: 緑丸が既存の MKIDs、赤丸が GSA-KIDs の  $Q_i$  を示す。縦軸がそれぞれの共振器の  $Q_i$ 、横軸が共振器の中心周波数である。

GSA-KIDs と既存の MKIDs を比較した場合、GSA-KIDs の方が既存の MKID に比べ、 $Q_i$  の改善が見られる。それぞれの  $Q_i$  の平均値を算出すると、GSA-KIDs が  $5.2 \times 10^5 \pm 0.7 \times 10^5$ 、既存の MKIDs が  $1.2 \times 10^5 \pm 0.7 \times 10^5$  となる。

次に、MSL をのせずに製作を行ったニオブ MKIDs の  $Q_i$  の測定結果を図 6.7 に示す。

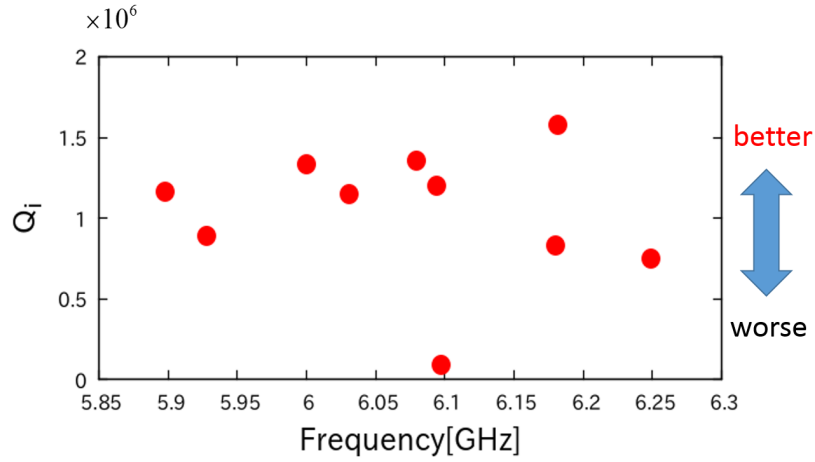


図 6.7: ニオブ MKIDs の  $Q_i$

この結果、光学結合のないニオブ MKIDs の  $Q_i$  の平均値  $Q_{i0}$  は  $1.0 \times 10^6 \pm 0.1 \times 10^6$  とわかった。

この  $Q_{i0}$  を用いて、GSA-KIDs と既存の MKIDs について  $Q_{rad}$  を算出した。結果を図 6.8、表 6.1 に示す。

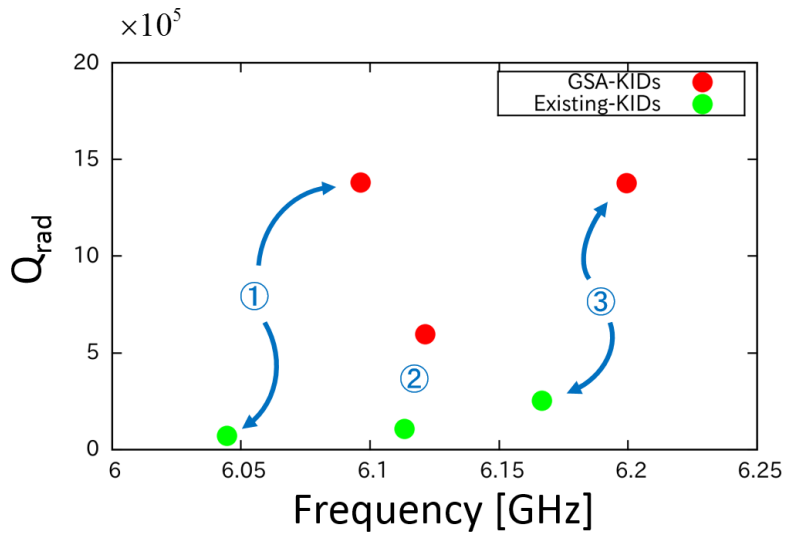


図 6.8: ニオブ MKIDs の  $Q_{rad}$ 。緑丸が既存の MKIDs、赤丸が GSA-KIDs の  $Q_{rad}$  を示す。

既存の MKIDs の  $Q_{rad}$  の平均値は  $1.4 \times 10^5 \pm 0.6 \times 10^5$ 、GSA-KIDs の  $Q_{rad}$  の平均値は  $1.1 \times 10^6 \pm 0.3 \times 10^6$  となった。比較すると、GSA-KIDs は既存の MKIDs と比べて  $Q_{rad}$  が  $7.8 \pm 3.6$  倍高い。この結果は 3 章で行った sonnet を用いたシミュレーションで算出した結果とコンシステントである。よって、 $Q$  値を高く保ちつつ、電磁波の吸収が可能という GSA-KIDs の最大の利点を実証できた。

	#1	#2	#3	Average
GSA-KIDs	$1.4 \times 10^6$ at 6.10 GHz	$6.0 \times 10^5$ at 6.12 GHz	$1.4 \times 10^6$ at 6.20 GHz	$(1.1 \pm 0.3) \times 10^6$
既存の MKIDs	$7.1 \times 10^4$ at 6.04 GHz	$1.1 \times 10^5$ at 6.11 GHz	$2.5 \times 10^5$ at 6.16 GHz	$(1.4 \pm 0.6) \times 10^5$

表 6.1: それぞれの GSA-KIDs と既存の KIDs の  $Q_{\text{rad}}$  の算出結果。

## 6.2 GSA-KIDs の応答性の評価

本節では、GSA-KIDs と既存の MKIDs の応答性  $df/dN_{qp}$  の比較について述べる。以下では、まず応答性を評価するための素子のデザイン、測定システムについて述べる。次に、製作した GSA-KIDs、既存の MKIDs について共振周波数の温度依存性から応答性  $df/dN_{qp}$  を算出しそれぞれの比較について述べる。

### 6.2.1 応答性評価用 MKIDs のデザイン

作製した素子の構造を図 6.9 に示す。共振器は一部がアルミで、それ以外はニオブである。共振器の構造は、光学結合の評価に用いたものと同じで、溝の幅が  $2.0 \mu\text{m}$ 、センターストリップの幅が  $6.0 \mu\text{m}$  の CPW 構造を持つ。超伝導体の膜厚は、ニオブを 200 nm、アルミニウムを 100 nm として製作を行った。

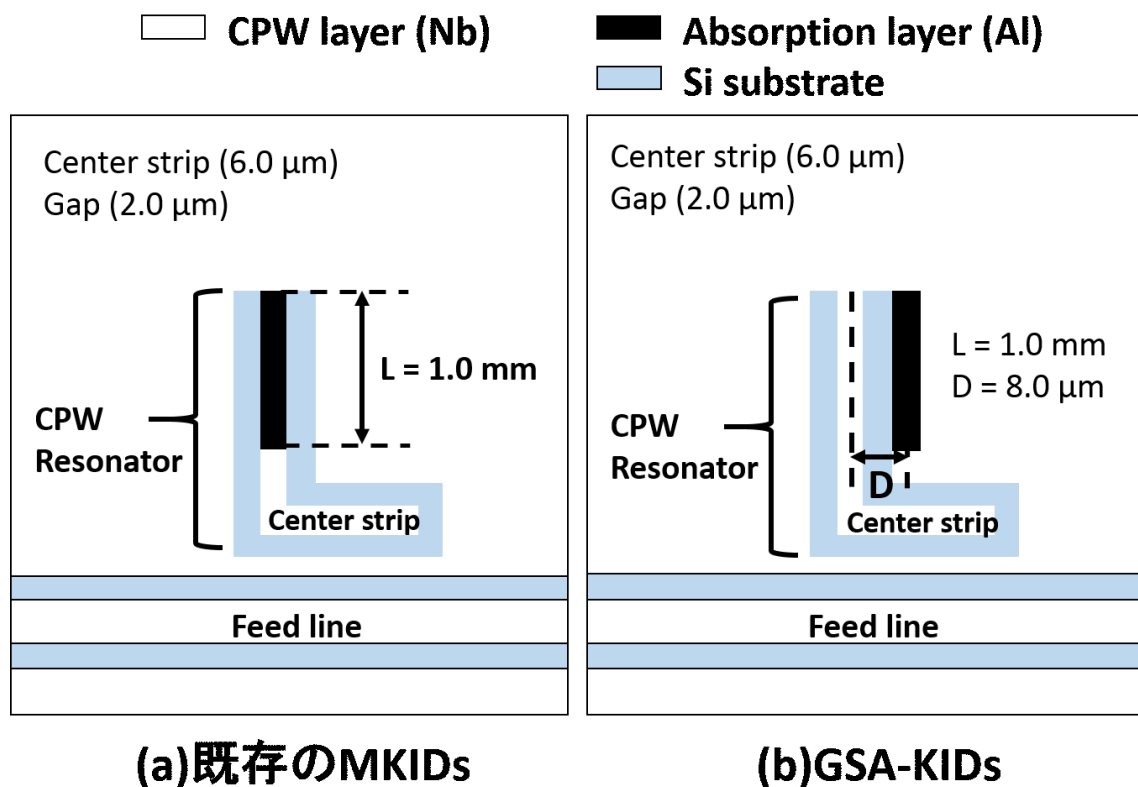


図 6.9: 応答性評価用デザイン。図の左側の共振器が既存の MKIDs で、右側が GSA-KIDs である。既存の MKIDs は CPW 構造のセンターストリップ側にアルミニウムを埋め込む。GSA-KIDs は、CPW 構造のグラウンド側にアルミニウムを埋め込む。緑色の部分がニオブ、赤色の部分がアルミ、灰色の部分がシリコン基板を示している。

実際に製作を行った素子の顕微鏡写真を図 6.10 に示す。成膜は金属膜スパッタを使用し、製作工程は 4 章で述べた二段のリフトオフ + エッチングで行った。

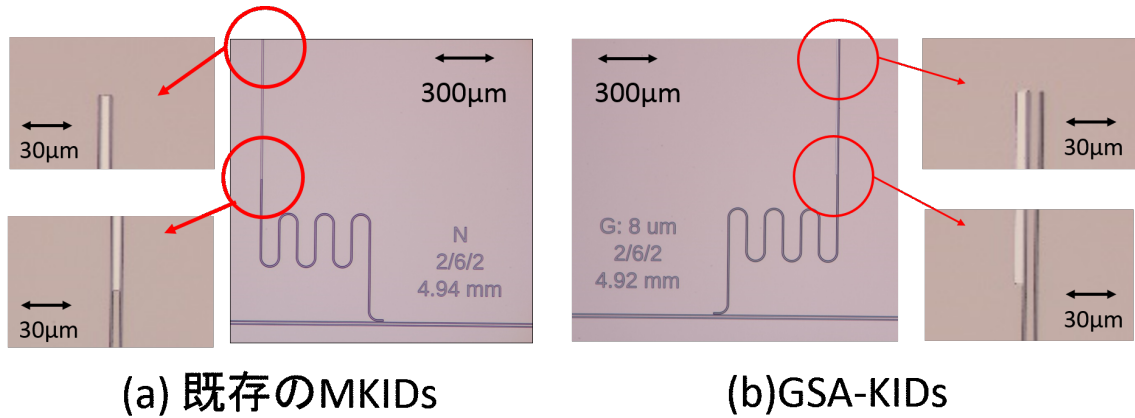


図 6.10: 左図が既存の MKIDs であり、共振器の CPW 構造のセンターストリップ側の先端部分にアルミニウムを埋め込んだものとなっている。右図が GSA-KIDs であり、共振器の CPW 構造のグラウンド側の先端部分にアルミニウムを埋め込んだデザインである。肌色の部分がニオブ、白色の部分がアルミ、群青色の部分がシリコン基板である。

6.1.2 節と同様の読み出しシステム、0.3K ソープション冷凍機へのマウントを行い測定を行った。

### 6.2.2 位相感度 $d\theta/dN_{qp}$ と応答性 $df/dN_{qp}$ 及び Q 値の関係

位相感度  $d\theta/dN_{qp}$  を書き換えると、以下のように表される。

$$\frac{d\theta}{dN_{qp}} = \frac{d\theta}{df} \frac{df}{dN_{qp}} \quad (6.2)$$

共振周波数  $f_0$  の付近で共振周波数が微小に変化する場合、 $d\theta/df = 4Q/f_0$  と書くことができる [49]。従って、

$$\frac{d\theta}{dN_{qp}} = \frac{4Q}{f_0} \frac{df}{dN_{qp}} \quad (6.3)$$

となる。ここで  $Q$  は MKIDs の Q 値、 $N_{qp}$  は準粒子数である。 $df$  は温度に対する共振周波数を測定することで、 $dN_{qp}$  は式 (2.29) と有感部分の体積  $V$  の積で算出できる。

従って、応答性  $df/dN_{qp}$  及び 6.1.3 で求めた  $Q$  値、共振周波数  $f_0$  を用いることで、検出器の感度  $d\theta/dN_{qp}$  を実験的に算出できる。

### 6.2.3 MKIDs の評価

測定は 0.30K から 0.41K の間で GSA-KIDs が 2 つ既存の MKIDs が 2 つの 2 組について行った。また、入力パワーは  $-70$  dBm とした。測定により得られた準粒子数と共振周波数の関係を図 6.11 に示す。



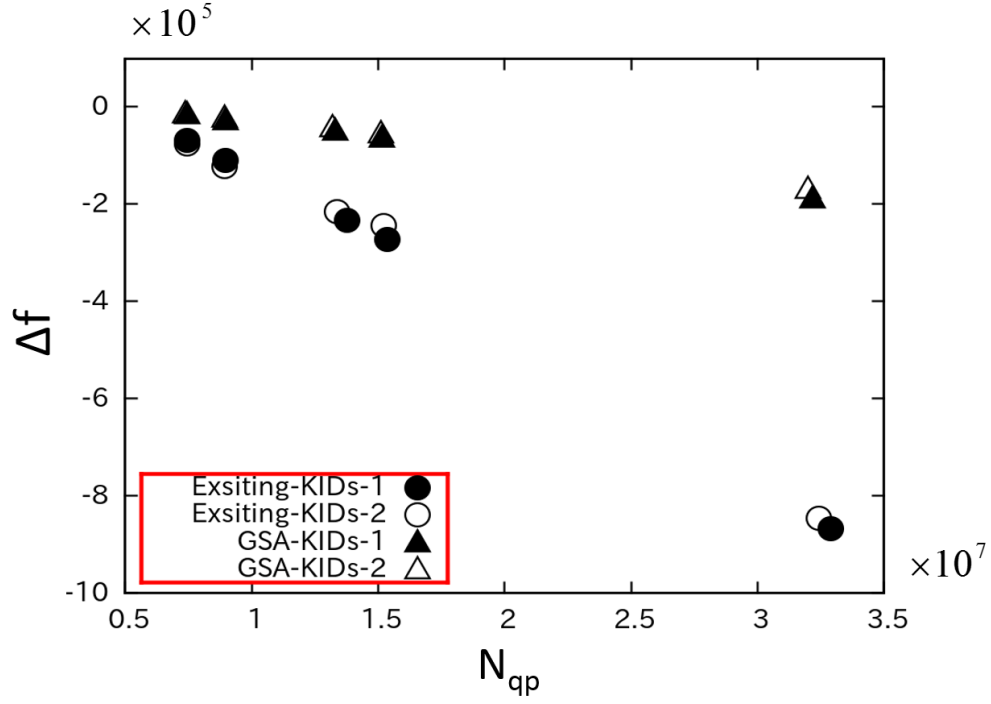


図 6.11: 準粒子密度と共振周波数の変化

この結果から  $df/dN_{qp}$  を求めたものを表 6.1 に示す。

	GSA-KIDs-1	GSA-KIDs-2	従来の MKIDs-1	従来の MKIDs-2
$df/dN_{qp}$	$-6.3 \times 10^{-3}$ $\pm 0.3 \times 10^{-3}$	$-7.0 \times 10^{-3}$ $\pm 0.2 \times 10^{-3}$	$-3.2 \times 10^{-2}$ $\pm 0.1 \times 10^{-2}$	$-3.1 \times 10^{-2}$ $\pm 0.2 \times 10^{-2}$

表 6.2: GSA-KIDs と既存の MKIDs について共振周波数の温度依存性から求められる  $df/dN_{qp}$  の算出結果

この結果、既存の MKIDs の  $df/dN_{qp}$  の平均値は  $3.1 \times 10^{-2} \pm 0.03 \times 10^{-2}$ 、GSA-KIDs の  $df/dN_{qp}$  の平均値は  $6.7 \times 10^{-3} \pm 0.4 \times 10^{-3}$  となった。GSA-KIDs は既存の MKIDs と比べて  $df/dN_{qp}$  が  $4.7 \pm 0.2$  倍低いという結果を得た。

### 6.3 実験的な既存の MKIDs と GSA-KIDs の感度比較

以上の 6.1.3 節の  $Q_{rad}$  及び、6.2.3 節の  $df/dN_{qp}$  の結果より、GSA-KIDs は既存の MKIDs に対して Q 値を  $7.8 \pm 3.6$  倍と大幅に改善することが可能であり、応答性比では  $4.7 \pm 0.2$  倍低いことがわかった。従って、GSA-

KIDs と既存の MKIDs の位相感度を式 (6.3) を用いて比較すると、 $1.7 \pm 0.8$  倍となった。作成の歩留まりによる  $Q$  値の誤差が大きいため、感度の優位性を統計的には示せなかったが、既存の MKIDs と遜色ないことを確認した。また、この結果は 3 章で行った理論的な数値計算及び Sonnet を用いたシミュレーションを用いて算出した感度とコンシステントである。以上の結果から、式 (2.45) を用い GSA-KIDs の NEP の算出を行った。算出において、 $S(\theta) = 1.0 \times 10^{-8}$ 、 $\eta = 0.57$ 、 $\delta = 0.17$  meV、 $f_0 = 6.0$  GHz と仮定した。また、準粒子寿命については実験値  $\tau_{qp} = 3.0$   $\mu$ s を用いた。その結果、 $\text{NEP} = 3.2 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  となった。0.3K での測定に比べて 0.2K 以下まで冷却して測定することにより、準粒子寿命は約 10 倍長くなることが知られている [34] [47]。0.2K 以下で測定した場合の準粒子寿命が 10 倍長くなると仮定すると  $\tau_{qp} = 30$   $\mu$ s となる。従って、 $\text{NEP} = 3.2 \times 10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  となり、GSA-KIDs は CMB の地上実験による要求をみたすことがわかった。

## 第7章 結論

本研究では、全く新たな光学結合を実現する GSA-KIDs を提案した。GSA-KIDs は既存の MKIDs の光学結合とは異なり、共振器の CPW 構造のグラウンド側で電磁波の検出を行うことにより、光学結合部を改善するデザインである。一般的に光学結合部は  $Q$  値の低下を招く。この部分を改善することで、高い  $Q$  値をもつ MKIDs が実現可能である。

まず、GSA-KIDs と既存の MKIDs についてシミュレーションや理論計算を行った。その結果、 $Q$  値は Sonnet を用いたシミュレーションにより 10 倍改善することがわかった。その他の  $\alpha$  及び体積  $V$  の影響を考えると、感度が 2.6 倍改善するという結果を得た。

GSA-KIDs の製作は高エネルギー加速器研究機構にあるクリーンルームにて行った。製作方法としては、二段のリフトオフとエッチングを用いた新たな手法を考案し、製作方法を確立した。この方法により、通常工程で行うとサブミクロンレベルでの位置合わせが必要な GSA-KIDs に対して、位置合わせ精度が  $1.0\ \mu\text{m}$  程度のマスクアライナーを用いても、 $0.1\ \mu\text{m}$  以下の精度でアルミニウムをはめ込むことが可能となった。

続いて、製作した GSA-KIDs の実験的な評価及び既存の MKIDs との比較を行った。 $Q$  値は VNA で測定した共振特性から見積もった。また、応答性は共振周波数の温度依存性から算出した。その結果、 $Q$  値は  $7.8 \pm 3.6$  倍向上し、 $Q$  値を高く保ちつつ、電磁波の吸収が可能であるという GSA-KIDs の最大の利点を実証できた。検出器全体の感度としては、 $1.7 \pm 0.8$  倍と感度の優位性を統計的には示せなかったが、既存の MKIDs と比べて遜色ないことを確認した。この結果はシミュレーションや理論計算とコンシステントである。GSA-KIDs による  $Q$  値の大幅な改善は、狭い周波数空間にたくさんの検出器を配置することを可能とする。これは、多色化への応用に対して大きなアドバンテージとなる。

CMB 偏光観測実験などの検出器として利用するためには、高機能アンテナで受信した電磁波を MKIDs へ結合し、導入する必要がある。この結合部分により MKIDs の共振性能が低下することが従来の課題であった。本研究はこの課題を解決するブレイクスルーとなる。このアイデアを用いることで、さらなる高感度検出器の実現が期待できる。

## 付 録 A 伝送線路設計

### A.0.1 ABCD 行列

ABCD 行列は二つのポートの回路をつないだときの入出力電圧と、入出力電流によって定義され、以下の式で表される。

$$V_1 = AV_2 + BI_2I_1 = CV_2 + DI_2 \quad (\text{A.1})$$

$V_1$ 、 $I_1$  はポート 1 入力される電圧値、電流値であり、 $V_2$ 、 $I_2$  はポート 2 に出力される電圧値、電流値である。

また、行列を用いて

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_2 \\ I_2 \end{pmatrix}$$

となる。

### A.1 伝送線路

分布定数回路として考える場合、単位長さ当たりの回路定数として、抵抗を  $R$ 、インダクタンスを  $L$ 、コンダクタンスを  $G$ 、キャパシタンスを  $C$  とすると、マイクロ波共振器の等価回路は図のように表すことが出来る。この回路において信号源からの位置を  $z$  とすると、ある時刻  $t$  での分布定数回路に関する微分方程式は、キルヒホッフの電圧則適用することにより以下のように表される。

$$-\frac{\partial v(z,t)}{\partial z} = L \frac{\partial i(z,t)}{\partial t} + Ri(z,t) \quad (\text{A.2})$$

$$-\frac{\partial i(z,t)}{\partial z} = C \frac{\partial v(z,t)}{\partial t} + Gv(z,t) \quad (\text{A.3})$$

ここで、 $v(z,t)$ 、 $i(z,t)$  はそれぞれ、位置  $z$  における電圧と電流である。また、共振器では定在波として数 GHz のマイクロ波が存在するため、

その波の角振動数を  $\omega$  とすると、電圧、電流は以下のように表される。

$$v(z, t) = \sqrt{2}V(z)e^{i\omega t} \quad (\text{A.4})$$

$$i(z, t) = \sqrt{2}I(z)e^{i\omega t} \quad (\text{A.5})$$

ここで  $V(z)$ 、 $I(z)$  は電圧、電流の実効値である。式 A.2、A.3、A.4、A.5 より、 $V(z)$  について解くと以下のように表される。

$$V(z) = Ae^{-\gamma z} + Be^{\gamma z} \quad (\text{A.6})$$

ここで、 $\gamma$  は伝搬定数であり  $\gamma = \sqrt{ZY} = \sqrt{(R + i\omega L)(G + i\omega C)}$  である。 $Z$ 、 $Y$  はそれぞれ、線路の単位長さ当たりの直列インピーダンス、並列アドミッタンスであり、 $Z = R + i\omega L$ 、 $Y = G + i\omega C$  である。また、伝搬定数  $\gamma$  は実部と虚部に分けて以下のように表される。

$$\gamma = \alpha + i\beta \quad (\text{A.7})$$

この時の  $\alpha$ 、 $\beta$  をそれぞれ、減衰定数、位相定数と呼ぶ。

次に、このマイクロ波が線路を伝搬していく場合を考える。式 A.6 は前進波と、後進波の 2 つに分けられ、 $V(z)$ 、 $I(z)$  は以下のように表される。

$$V(z) = Ae^{-\gamma z} \quad (\text{A.8})$$

$$I(z) = \frac{A}{Z_0} e^{-\gamma z} \quad (\text{A.9})$$

また、 $Z_0$  は特性インピーダンスと呼ばれるものであり、 $Z_0 = \sqrt{Z/Y}$  で表され、線路の損失が小さい時は  $Z_0 = \sqrt{L/C}$  となる。

## 付 録 B 微細加工システムと冷却システム

### B.0.1 成膜工程の種類と特徴

微細加工において薄膜の製作方法には、複数の方法がある。まず、金属を加熱蒸発させ基板に蒸着する蒸着法がある。この方法は、金属を直接蒸発させるため薄膜を作製するための装置が加熱炉と真空槽だけで良いというメリットがある。しかし、沸点が非常に高い物質（ニオブ、タングステン）などを蒸発させるとできないことや、成膜をしてできる膜の性質が緻密でないなどがあげられる。また、化合物などの場合組成を変えずに成膜することが極めて難しい。

次に、電子ビームを用いて金属を加熱して蒸着させる電子ビーム蒸着法がある。これは、非常に高沸点の材料でも蒸発させて成膜することが可能である。また、高性能な薄膜を得ることが可能である。問題点としては、成膜レートでしか薄膜の特性をコントロールすることができないため、ストレスのコントロール等が難しいといふことがある。

電子ビームエピタキシー法は、製膜時に基板を加熱することで原子を一層一層成膜していくことが可能な方法である。電子ビーム蒸着同様ストレスのコントロールは難しいが、単結晶の作製が可能である。

気層成長 (CVD 法) は、加熱することでターゲットとなる元素を分解固着するガスを利用した方法で、基板を加熱しておくことで基板表面に原子を一層一層成膜していくことが可能である。極めて良質な薄膜を作ることが可能であり、シリコンやカーボンなどの非金属元素の体積もできる。しかし、ガスの反応性が高く毒性も高いことから取り扱いには非常に高度な知識と経験が必要となる。

スパッタリング法は、ターゲット材料にアルゴンなどの不活性ガスのプラズマをスパッタリング (衝突) させ反跳して飛び出してくるターゲットを基板に成膜する方法である。金属の沸点が高い場合にも利用することができ、誘電体や合金などの組成を変えずに成膜することが可能である。製膜時にアルゴンガスを用いることで、ガスの圧力制御というパラメータが追加されることで、薄膜のストレスのコントロールなどが容易に行える。反面、製膜時に用いたアルゴンガスが薄膜の中に閉じ込められてしまうため、結晶欠陥の原因となり性能の劣化を招くことがある。

スパッタリングには電源の種類によって、DC スパッタと RF スパッタがある。DC スパッタは、直流電圧を用いたスパッタリングで、プラズマと成膜する際のターゲット金属が連続的に電流を運ぶことで成膜を行う。絶縁体のスパッタを行う際は、交流電源を用いた RF スパッタを使う。RF を使うことで基板表面が絶縁体で覆われてもプラズマを振動させることが出来、成膜を行うことが出来る。一般に、DC スパッタリングの方が表面の平坦性や成膜した薄膜の特性が良い。

スパッタリングのメリットとしては、ガスをプラズマ化することで化合物を作成する反応性スパッタが可能なこと、製膜時にエネルギーの高い状態で基板に固着するため金属の結晶が緻密であることや、基板への密着力が強いことが挙げられる。他にも DC マグネトロンスパッタを用いた場合には、プラズマ密度を大幅に上げることができ、成膜レートを非常に高くすることができる。また、AC と RF を併用することで、堆積した薄膜を削りながら成膜することができる。これにより多層膜を作る際の下部構造の出っ張りなどの影響を低減し平坦化をはかることができる。スパッタリング前に逆バイアスをかけてスパッタを行うことで、基板表面を削って清浄にし、体積を行うことが可能である。

## B.0.2 フトリソグラフィーの種類と特徴

フトリソグラフィーは半導体プロセスに用いられる微細加工技術において最も重要な技術である。光源とパターンを刻んだマスク、光感光性のあるフォトレジストを用いて微細構造を基板に転写する技術である。光源には一般に高圧水銀灯から出る i 線 (365nm) や g 線 (436nm) と呼ばれる輝線を用いる。転写したパターンの分解能は波長と露光光学系の開口数 (NA 値) によって決まり、分解能は下記のように書ける。

$$D = a\lambda/NA \quad (\text{B.1})$$

ここで D は分解能、 $\lambda$  は光源の波長、a は光学系によって決まる値で、0.5 ~ 1 の間で変化する。

露光装置は大きく分けて縮小光学系を持つステッパーと呼ばれる装置と、直接露光を行うライナーと呼ばれる装置がある。ステッパーではフォトマスクを縮小露光系の中に配置し、光学系を用いて 5 分の 1 に縮小し露光される。露光位置の焦点を任意に設定することができるので、ライナーなどの等倍の露光系と比べてシャープなエッジを持つフォトレジストパターンを作成することが可能である。また、基板を機械的に動かすことで、同じデザインを基板上に複数個一度に作成することが可能で、基板上に作製したアライメントマーカを用いて、 $0.1\mu\text{m}$  の制度で重ね合わせることが可能である。ライナーはフォトマスクに直接レジストを塗布した基板を密着させフォトマスク上部より紫外線を照射し露光する。一般的に光源は平行光を用いるため、ステッパーと比較して分解能は悪い。しかし、一度に大面積の異なるデザインパターンを簡易に転写することが可能である。

フォトレジストは感光性のある樹脂を溶媒に溶かした薬品である。フォトレジストは紫外線などの光を照射すると、薬品に対する溶解度が大きく変化する。フォトレジストは溶解度の変化の仕方でポジレジストとネガレジストに分類される。ポジレジストは光が照射された部分の溶解度が増大し、ネガレジストでは光が照射された部分の溶解度が減少する。パターンの現像工程では、現像液と呼ばれる薬品を用いる。一般にポジレジストではアルカリ性薬品、ネガレジストでは専用の溶剤が用いられる。現在では現像液の特殊性、微細配線の作製が困難であることから、ネガレジストはあまり使用されていない。紫外線以外に光源としてはエキシマレーザーやクリプトンレーザーなどの深紫外の光源や、電子線を用いた電子ビーム露光装置などに対応したフォト

レジストが存在する。フォトリジストは薬品の粘性を調整することができ、粘性と製膜時のスピンコーターの回転数によってその厚みを正確に選ぶことができる。

### B.0.3 エッチングの種類と特徴

大きく分けて薬品を用いて削るウエットエッチングと反応性のあるプラズマを用いて削るドライエッチングがある。ウエットエッチングでは、ターゲットとなる材料を溶解する薬品を用いて削るプロセスで、エッチングのレートが非常に大きいこと、薬品によるエッチング材料の選択性が高い、がメリットである。反面、当方的に削れてしまうため、高精細なパターンの作製には向かず、薬品を用いるため制御性もあまり良くない。ドライエッチングはターゲットに対して反応性の高いガスをプラズマにして反応させ、生成したガスを排気することで削る方法である (Reactive Ion Etching:RIE)。ウエットエッチング法と比較して、異方性エッチングが可能で、高いアスペクト比を持ったパターンや、高精細なパターンを加工することが可能である。水素や酸素を微量 (4% 程度)CF<sub>4</sub> ガスに混合することで、ニオブや SiO<sub>2</sub> の加工時の選択性を向上させることが可能である。また、O<sub>2</sub> ガスを用いたアッシングで反応残渣を焼却し、レートを一様に保つことを定期的に行っている。更に、誘導結合型 (ICP-RIE:Inductive Coupled Plasma Reactive Ion Etching) では、プラズマにバイアスを印加しながら行うことが可能で、RIE と比較しても高いアスペクト比、エッチングレートを有する。



## 付 録 C CMB 偏光観測用 MKIDs のデザイン

ここでは、本研究において開発した GSA-KIDs を要素技術とし、これを基板として初めて実現できる広帯域透過型 MKIDs のデザインについて紹介する。

### C.1 CMB 偏光観測の宇宙観測における検出器への性能要求

将来の究極の CMB 偏光観測実験として、LiteBIRD などに代表される衛星観測実験が計画されている。宇宙空間では地上とは異なり、大気の吸収や大気の輻射による影響が全くなくなるため、検出器の観測周波数の自由度が上昇し、検出器へのローディングが大きく低減するため、地上で用いられる検出器と比較して高性能かつ高機能な検出器が要求される。

特に、CMB 観測においては、およそ 40 ~ 400GHz の広帯域にわたって複数のバンドの観測がダスト等、前景放射の影響を除去するために重要である。しかし、バンドの増大に伴うアンテナ数の増大が起こると、宇宙空間等の焦点面の制限が極めて大きい場合においては集積化が大きな問題となる。このため、広帯域なアンテナ (シニアスアンテナ) で受信し、フィルタを用いて複数のバンドにわけ、検出部に導入するようなデザインが必須となる。

宇宙観測においては、ローディングが小さくなることから、検出器の到達すべき感度要求は一ケタ以上高くなる。また、検出器に入力するローディングの低減は、地上では制限されている MKIDs の  $Q$  のサチレーションによる制限を大きく引き上げることが可能であるため、このような実験環境によって制限されないレベルの高性能な検出器開発が要求される。

以下では、広帯域 CMB 偏光観測用の透過型 MKIDs で必要とされる要素について述べる。

### C.2 透過型 MKIDs

透過型 MKID は  $1/2$  波長の共振器を用いて、MKID への読み出しの入力と出力を分離することができ、ダイナミックレンジの増大、MKID への読み出しによる発熱を抑えることができる。既存の MKID では読み出しのダイナミックレンジが小さくなるという問題がある。MKIDs の各素子の最も検出感度のよい点は共振の中心である。連続的な信号読み出しでは、共振周波数を MKID に入力し、その出力をモニターする。電磁波が入力してクーパ対が壊れると、共振周波数がシフトする。この時の入力エネルギーが大きいと共振周波数が大きく外れてしまう。ダイナミックレンジを大きくする際は、共振周波数をトラッキングするなどの読み出し

が必要となる。最も感度のよい点は最も信号出力の小さな点なので、読み出しシステムの熱雑音がある環境では、周波数をスイープして探す必要があり、高速にトラッキングするのは難しい。透過型 MKID では読み出しの入力が透過して出力するので、共振周波数での出力が最大になり、MKID に落ちるパワーを抑えることができる。

透過型 MKIDs は、 $\lambda/2$  の長さを持つ共振器で、両端で別々の Feed line と結合しており、両端ともに開放となっている。入力と出力が別々の Feed line となっているため、出力は共振器を透過したピークのみ読み出すことができる。図 C.1 にデザインを示す。

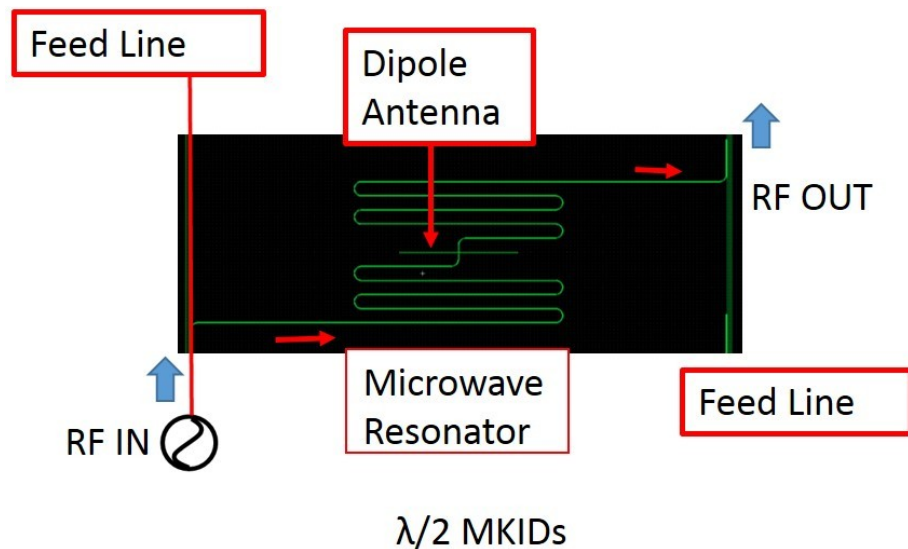


図 C.1:  $\lambda/2$  共振器は、左側のフィードラインからマイクロ波が入り、MKIDs を通って右側の Feed line から出る形となっている。

### C.3 シニアスアンテナ

シニアスアンテナは普通のアンテナとは異なり、広帯域で多周波に感度がある高機能アンテナである。(図 C.2) にデザインを示す。水色の部分がスロットとなっており、肌色の部分が金属となっている。受けた電磁波はアンテナの中心から MSL で引き出される。プローブは4つあり、それぞれ対角に並んだものが対となっている。対角の位置から引き出された電波は、位相を合わせることによって直線偏光を取ることができる。従ってこのアンテナ一つで縦横のクロスポールを受けることが可能である。

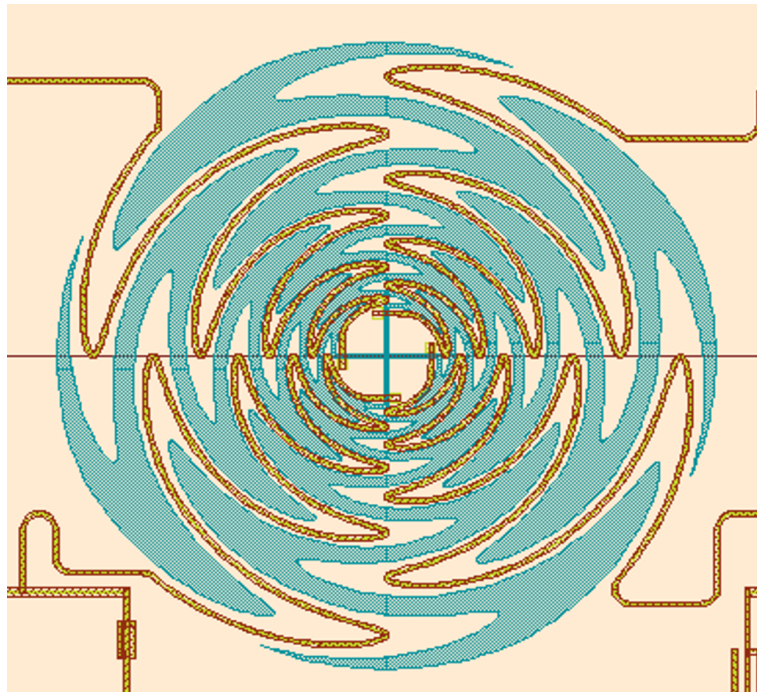


図 C.2: シニアスアンテナ

## C.4 GSA-KIDs への電磁波の導入

アンテナから MSL で伝送された電磁波はフィルタを通して MKIDs へ導入される。フィルタにはマイクロストリップのバンドパスフィルターを用い測定周波数だけを取り出すことが可能となっている。フィルタを通った電磁波は GSA-KIDs のグラウンド側にあるアルミの部分で光学結合し、クーパ対を電磁波が壊すことで検出を行う。

## C.5 広帯域透過型 MKIDs アレイの設計及び性能

概要を図 C.3 に示す。このデザインでは、多周波を受けることのできるアンテナを使用し、MSL で MKIDs の共振器に接続するデザインとなっている。アンテナと共振器の間には光学フィルターを用いて信号の振り分けをしている。

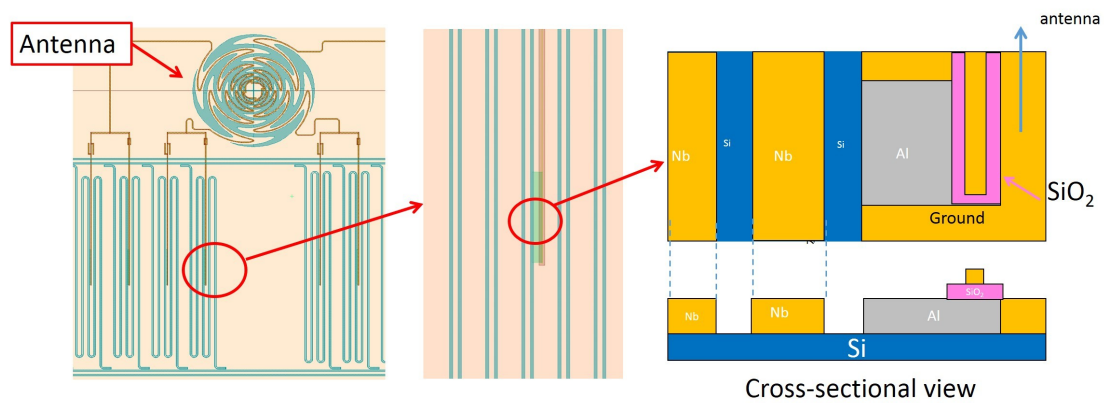


図 C.3: CMB 偏光測定用 GSA-KIDs のデザイン

このように、それぞれのコンポーネントを接続することにより、多色アンテナを利用した高集積化が可能となる。これらを多数並べることで、高感度な測定を実現できる。

# 謝辞

本論文を書く上で大変お世話になった方々に、この場を借りて、深く御礼を申し上げたいと思います。

羽澄昌史教授にはこれまで素粒子の実験を行っていた私に、宇宙マイクロ波背景放射という、新たな研究分野に進むきっかけを与えていただき、心から感謝しております。また、研究への取り組み方やプレゼンの行い方など多くのことを学ばせていただきました。修士2年の時に先生にかけて頂いた「Do your average」という言葉は、研究や発表を行う上でのスローガンとなっています。岡山大学の石野宏和准教授には、超伝導検出器に関する様々なご指導、サポートをして頂き心から感謝しております。

吉田光宏准教授には、マイクロ波工学、MKIDs のデザイン、読み出しからアイデアまで本当にたくさんのアドバイスをいただきました。また、研究の進め方などの議論にも乗っていただき、研究を進める上で大変助けになりました。

田島治准教授には、研究の進め方についての具体的なアドバイスや、的確なご指摘などを多くいただき、博士論文を書く上で大変助かりました。また、論文の執筆に関して、平日、休日に構わずご助力をいただき、本当に感謝しております。ありがとうございました。

低温センターの都丸隆行准教授、岡村崇弘准教授、木村誠宏准教授には希釈冷凍機の運転などに多くの時間を割いていただき、大変感謝しております。

長谷川雅也氏には、いつも気軽に相談に乗っていただける上に、私のことに親身になって対応をしていただきました。感謝しております。佐藤伸明氏には、クリーンルームの保守点検等の手間のかかる面にご助力いただき、感謝しております。

理化学研究所の美馬寛氏には、検出器や超伝導の基礎から製作、研究の進め方、博士論文の構成に至るまで、たくさんのご指導、ご助力、議論を夜遅くしていただき、大変感謝しております。また、私が悩んでいる時に相談に乗っていただいたり、アドバイスを多くいただきました。ここまで研究を続けてこられたのも、美馬氏のご助力があったからこそだと感じております。ありがとうございました。

小栗秀悟氏には、MKIDs の設計からシミュレーションに至るまで、たくさんのご指導、ご助力、議論をしていただき大変感謝しております。また、PC やネットワーク、ソフトウェアなど実験をすすめる上での環境構築に関するご指導をいただいたことで、円滑に実験が進めることができました。

河野久雄氏には、超伝導検出器に製作からクリーンルームの保守まで、素子開発に関わる多くのことにご助力いただき、ありがとうございました。また、野口氏には、超伝導開発装置に関するご指導、ご助力をいただきまして、大変感謝しております。

総研大の石塚光氏、東京大学の富田望氏には、MKIDs のデータ解析においてご助力いただき、ありがとうございました。

その他にも博士論文を書く上でお世話になった、KEK 測定器開発室、SCD グループ、KEK-CMB グループ、理化学研究所の皆様には大変お世話になりありがとうございました。深く感謝しております。

また、KEK の生活では、西野氏、服部氏、長崎氏、井上氏、高倉氏、秋葉氏、瀬川氏、高取氏、馬場氏らのおかげで、大変楽しく活気のある毎日を過ごせたと感じています。ここでは上げきれませんが、KEK で過ごした 7 年間にお世話になったすべての方に、感謝の意を述べたいと思います。ありがとうございました。

最後になりますが、大学院に 7 年間も通うことを許し、私をここまで支えてくれた両親には心より感謝しております。ありがとうございました。

## 関連図書

- [1] Arno A. Penzias and Robert Woodrow Wilson. A Measurement of excess antenna temperature at 4080-Mc/s. *Astrophys. J.*, Vol. 142, pp. 419–421, 1965.
- [2] D. J. Fixsen, E. S. Cheng, J. M. Gales, John C. Mather, R. A. Shafer, and E. L. Wright. The Cosmic Microwave Background spectrum from the full COBE FIRAS data set. *Astrophys. J.*, Vol. 473, p. 576, 1996.
- [3] [http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/firas\\_products.cfm](http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/firas_products.cfm).
- [4] C. J. MacTavish, et al. Cosmological parameters from the 2003 flight of BOOMERANG. *Astrophys. J.*, Vol. 647, pp. 799–812, 2006.
- [5] G. Hinshaw, et al. Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Parameter Results. *Astrophys. J. Suppl.*, Vol. 208, p. 19, 2013.
- [6] K. Sato. First Order Phase Transition of a Vacuum and Expansion of the Universe. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, Vol. 195, pp. 467–479, 1981.
- [7] [http://map.gsfc.nasa.gov/resources/featured\\_images\\_5yr\\_release.html](http://map.gsfc.nasa.gov/resources/featured_images_5yr_release.html).
- [8] Uros Seljak and Matias Zaldarriaga. Signature of gravity waves in polarization of the microwave background. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 78, pp. 2054–2057, 1997.
- [9] Marc Kamionkowski, Arthur Kosowsky, and Albert Stebbins. A Probe of primordial gravity waves and vorticity. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 78, pp. 2058–2061, 1997.
- [10] J. Bock, S. Church, M. Devlin, G. Hinshaw, A. Lange, A. Lee, L. Page, B. Partridge, J. Ruhl, M. Tegmark, P. Timbie, R. Weiss, B. Winstein, and M. Zaldarriaga. Task Force on Cosmic Microwave Background Research. *ArXiv Astrophysics e-prints*, April 2006.
- [11] R. Adam, et al. Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results. 2015.
- [12] K. D. Irwin, G. C. Hilton, J. M. Martinis, and B. Cabrera. A hot-electron microcalorimeter for X-ray detection using a superconducting transition edge sensor with electrothermal feedback. *Nuclear*

*Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 370, No. 1, pp. 177–179, 1996.

- [13] D. K. Irwin and G. C. Hilton. *Transition-Edge Sensors*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
- [14] D. Twerenbold. Giaever-type superconducting tunnelling junctions as high-resolution x-ray detectors. *EPL (Europhysics Letters)*, Vol. 1, No. 5, p. 209, 1986.
- [15] Mazin Day Zmuidzinas, B. A. Mazin, P. K. Day, J. Zmuidzinas, and H. G. Leduc. Multiplexable kinetic inductance detectors. In *In Ninth International Workshop on Low Temperature Detectors*, 2001.
- [16] H. K. Onnes. The resistance of pure mercury at helium temperatures. *Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden*, Vol. 12, pp. 120+, 1911.
- [17] Anonymous. Minutes of the 1955 annual meeting held at new york city, january 27-29, 1955. *Phys. Rev.*, Vol. 98, pp. 1144–1209, May 1955.
- [18] D. Drung, C. Assmann, J. Beyer, A. Kirste, M. Peters, F. Ruede, and T. Schurig. Highly sensitive and easy-to-use squid sensors. *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, Vol. 17, No. 2, pp. 699–704, June 2007.
- [19] C. J. Gorter and H. Casimir. On Supraconductivity, 1934.
- [20] P. Drude. Zur elektronentheorie der metalle; ii. teil. galvanomagnetische und thermomagnetische effecte. *Annalen der Physik*, Vol. 308, No. 11, pp. 369–402, 1900.
- [21] F. London and H. London. The Electromagnetic Equations of the Supraconductor. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, Vol. 149, pp. 71–88, March 1935.
- [22] A. B. Pippard. An experimental and theoretical study of the relation between magnetic field and current in a superconductor. *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, Vol. 216, No. 1127, pp. 547–568, 1953.
- [23] 丹波雅昭. 超伝導の基礎, 第 3 版. 東京電機大学出版, 2009.
- [24] John Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer. Microscopic theory of superconductivity. *Phys. Rev.*, Vol. 106, p. 162, 1957.
- [25] M. Tinkham. *Introduction to Superconductivity, 2nd ed.* New York, 1996.
- [26] D. C. Mattis and J. Bardeen. Theory of the anomalous skin effect in normal and superconducting metals. *Phys. Rev.*, Vol. 111, pp. 412–417, Jul 1958.



- [27] R. Ppel. Surface impedance and reflectivity of superconductors. *Journal of Applied Physics*, Vol. 66, No. 12, 1989.
- [28] S. B. Kaplan, C. C. Chi, D. N. Langenberg, J. J. Chang, S. Jafarey, and D. J. Scalapino. Quasiparticle and phonon lifetimes in superconductors. *Phys. Rev. B*, Vol. 14, pp. 4854–4873, Dec 1976.
- [29] K E Gray. Steady state measurements of the quasiparticle lifetime in superconducting aluminium. *Journal of Physics F: Metal Physics*, Vol. 1, No. 3, p. 290, 1971.
- [30] S. Friedrich. Superconducting Single Photon Imaging X-ray Spectrometers. *PhD thesis, Yale University*, 1997.
- [31] W. Eisenmenger. *Nonequilibrium Superconductivity , Phonons , and Kapitza Boundaries, Chapter 3*. New York: Plenum Press, 1981.
- [32] S Friedrich, K Segall, M C Gaidis, C M Wilson, D E Prober, A E Szymkowiak, and S H Moseley. Experimental quasiparticle dynamics in a superconducting, imaging x-ray spectrometer. *Applied Physics Letters*, Vol. 71, No. 26, pp. 3901–3903, 1997.
- [33] David M. Pozar. *MICROWAVE ENGINEERING, THIRD EDITION*. WILEY, 2004.
- [34] B. A. Mazin. Microwave Kinetic Inductance Detectors. *Ph.D. thesis, California Institute of Technology*, 2004.
- [35] Sonnet Software Inc. *Sonnet User’s Manuals, Release 12*.
- [36] A. V. Sergeev, V. V. Mitin, and B. S. Karasik. Ultrasensitive hot-electron kinetic-inductance detectors operating well below the superconducting transition. *Applied Physics Letters*, Vol. 80, No. 5, 2002.
- [37] Shwetank Kumar, Jiansong Gao, Jonas Zmuidzinas, Benjamin A. Mazin, Henry G. LeDuc, and Peter K. Day. Temperature dependence of the frequency and noise of superconducting coplanar waveguide resonators. *Applied Physics Letters*, Vol. 92, No. 12, 2008.
- [38] W. A. Phillips. REVIEW ARTICLE: Two-level states in glasses. *Reports on Progress in Physics*, Vol. 50, pp. 1657–1708, December 1987.
- [39] J. Baselmans, S.J.C. Yates, R. Barends, Y.J.Y. Lankwarden, J.R. Gao, H. Hoevers, and T.M. Klapwijk. Noise and sensitivity of aluminum kinetic inductance detectors for sub-mm astronomy. *Journal of Low Temperature Physics*, Vol. 151, No. 1-2, pp. 524–529, 2008.

- [40] M. Kurakado. Possibility of high resolution detectors using superconducting tunnel junctions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, Vol. 196, No. 1, pp. 275 – 277, 1982.
- [41] A. G. Kozorezov, A. F. Volkov, J. K. Wigmore, A. Peacock, A. Poelaert, and R. den Hartog. Quasiparticle-phonon downconversion in nonequilibrium superconductors. *Phys. Rev. B*, Vol. 61, pp. 11807–11819, May 2000.
- [42] S. J. C. Yates, J. J. A. Baselmans, A. Endo, R. M. J. Janssen, L. Ferrari, P. Diener, and A. M. Baryshev. Photon noise limited radiation detection with lens-antenna coupled Microwave Kinetic Inductance Detectors. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 99, p. 073505, 2011.
- [43] S. Doyle, P. Mauskopf, J. Naylon, A. Porch, and C. Duncombe. Lumped element kinetic inductance detectors. *Journal of Low Temperature Physics*, Vol. 151, No. 1-2, pp. 530–536, 2008.
- [44] R. E. Collin. *Foundations for Microwave Engineering, 2nd edition*. IEEE Press, New York, 2000.
- [45] M. Abramowitz and I. A. Stegun. *Handbook of Mathematical Functions: with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*. New York, 1965.
- [46] J. Gao. The Physics of Superconducting Microwave Resonators. *Ph.D. thesis, California Institute of Technology*, 2008.
- [47] M. Naruse. Millimeter-wave camera using antenna coupled superconducting resonators. *Ph.D. thesis, the University of Tokyo*, 2011.
- [48] Sunil R. Golwala, et al. The status of MUSIC: the multiwavelength sub-millimeter inductance camera. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, Vol. 8452, p. 05, 2012.
- [49] J. Baselmans, S. J. C. Yates, R. Barends, Y. J. Y. Lankwarden, J. R. Gao, H. Hoevers, and T. M. Klapwijk. Noise and Sensitivity of Aluminum Kinetic Inductance Detectors for Sub-mm Astronomy. *Journal of Low Temperature Physics*, Vol. 151, pp. 524–529, 2008.
- [50] 田沼 静一馬宮 孝好. 実験物理化学 26, 超低温. 共立出版, 1998.