

## 修士論文

# 誘電体 X 線マイクロカロリメータの GHz 帯読み出しの研究

東京大学大学院 理学研究科 物理学専攻  
宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所 満田研究室

菊地 貴大

指導教官: 満田 和久

2014 年 2 月 2 日

# 概要

近年、人工衛星を用いた宇宙空間での X 線観測によって、宇宙には高温・高エネルギー現象を伴う天体が多数存在していることが明らかになった。宇宙 X 線の観測は X 線検出きによって行われる。宇宙 X 線観測において重要な要素は、X 線検出器の撮像性能と分光性能の 2 つである。撮像性能は、天体をマッピングするために重要であり、X 線検出器のピクセルを増やすことにより撮像性能が向上する。また、X 線の帯域 (0.1-10 keV) のスペクトルには、重元素の電子遷移による X 線輝線が現れる。この輝線を精度よく分光することで重元素の特定を行う。今後活躍が期待されている検出器に、X 線マイクロカロリメータがある。これは、ピクセルに入射した X 線光子のエネルギーを温度上昇として測定する検出器 (温度計) である。その分光性能は  $E/\Delta E \geq 1000$  となり、原理的にこれまでの X 線検出器で最高の分光性能となる。

X 線マイクロカロリメータは、動作温度を極低温 ( $\sim 100$  mK) にすることで、 $E/\Delta E \geq 1000$  という高いエネルギー分解能を達成することができる。しかし、これまでの X 線マイクロカロリメータでは数 1000 素子以上の多素子アレイの形成と信号多重化が困難であり、技術革新が求められている。先行研究では極低温 ( $\sim 100$  mK) で、チタン酸ストロンチウム ( $\text{SrTiO}_3$ ) の比誘電率に温度依存性を見いだした。このチタン酸ストロンチウムの読み出し回路には高周波 LC 共振回路を用いることができ、極低温下で単純な仕組みによる多素子アレイの形成と信号多重化が可能となる。これにより、数 1000 素子、さらにはメガピクセルアレイが可能になると期待されている。本修士論文では、1 素子のチタン酸ストロンチウムからの信号を読み出すための LC 共振回路の設計、製作、評価を行った。その結果、 $Q \sim 2000$  という LC 共振器を製作した。また、極低温で共振周波数の温度校正も行った。そして LED 光を STO に照射した。用いたチタン酸ストロンチウムの温度計感度が小さかったために、共振周波数のシフトは  $\sim 1$  K 以下では検出できなかったが、 $\sim 2$  K において初めて比誘電率の変化を読み出すことが出来た。用いたのは LED 光のエネルギーフラックスは  $\sim \mu\text{W}$  で、STO が吸収したエネルギーは  $\sim \text{GeV}$  と推定される。よりエネルギーの小さいと考えられる X 線 ( $\sim \text{keV}$ ) の検出は今後の課題である。本修士論文では、主に共振器製作で培った考え方をまとめ、最後に LED 光を検出した実験結果をまとめる。そして、X 線検出のために今後行うべき課題をまとめる。

# 目次

第 1 章	X 線天文学と観測技術の発展	5
1.1	X 線天文学の発展	5
1.2	宇宙 X 線観測	6
1.2.1	宇宙 X 線観測の重要性	6
1.2.2	X 線輝線を用いた高温プラズマの物理状態、運動状態の診断	6
1.2.3	Missing baryon 問題と DIOS 衛星	7
1.3	宇宙 X 線観測のための検出器	8
1.3.1	X 線 CCD カメラ	8
1.3.2	超伝導トンネル接合検出器 (Superconducting Tunnel Junctions)	10
1.3.3	X 線マイクロカロリメータ	11
1.4	次世代の X 線検出器	12
1.4.1	KIDs カメラ	13
1.5	本修士論文の目的	15
第 2 章	X 線マイクロカロリメータ	17
2.1	X 線マイクロカロリメータの原理	17
2.2	X 線マイクロカロリメータの素子	19
2.2.1	X 線吸収体としての素子	19
2.2.2	温度計感度	19
2.2.3	素子の熱設計	19
2.3	X 線マイクロカロリメータの種類	20
2.3.1	TES 型 X 線マイクロカロリメータ	20
2.4	X 線マイクロカロリメータの多素子アレイと信号多重化	20
2.4.1	多素子アレイの形成	21
2.4.2	時分割方式による信号多重化	21
2.4.3	周波数分割方式による信号多重化	21
2.4.4	X 線マイクロカロリメータの撮像性能の現状と課題	21
2.5	X 線マイクロカロリメータのノイズとエネルギー分解能	22
第 3 章	誘電体 X 線マイクロカロリメータ	25
3.1	誘電体 X 線マイクロカロリメータの原理	25
3.2	誘電体チタン酸ストロンチウム	25
3.2.1	X 線入射による誘電体素子の誘電率変化	27
3.2.2	X 線入射による共振周波数変化	28

3.2.3	SrTiO <sub>3</sub> を用いた X 線マイクロカロリメータ	28
3.2.4	極低温における誘電体の物性値測定	30
3.2.5	高周波 LC 共振回路による誘電体 X 線マイクロカロリメータ	30
3.3	これまでの読みだし回路に関する研究のまとめ	36
第 4 章	STO 素子を用いた LC 共振器の製作と評価	38
4.1	本実験の目的	38
4.2	これまでの課題	38
4.3	課題解決に向けた取り組み	39
4.3.1	実験に用いる素子・伝送線路	39
4.3.2	課題解決のための手法	40
4.3.3	素子の設計	40
4.4	実験セットアップ	44
4.4.1	He3 ソープションクーラー	44
4.4.2	冷凍機内セットアップ	44
4.4.3	測定セットアップ	44
4.5	実験結果	45
4.5.1	アルミ薄膜を厚くした共振器の周波数特性	45
4.5.2	77 K, 4.2 K, 0.5 K, 昇温中での測定結果	46
4.5.3	まとめ	48
4.6	考察	48
4.7	まとめと今後	49
第 5 章	周波数特性の改良を目指した LC 共振器の設計・製作・評価	51
5.1	本実験の目的	51
5.2	これまでの課題	51
5.3	課題解決に向けた取り組み	51
5.3.1	課題解決のための手法	51
5.3.2	実験に用いる素子・伝送線路	52
5.3.3	素子の設計	52
5.4	実験セットアップ	53
5.4.1	液体ヘリウム温度での実験	53
5.4.2	He3 ソープションクーラーでの実験	55
5.5	実験結果	55
5.5.1	自作プローブでの測定結果	55
5.5.2	He3 ソープションクーラーでの実験結果	55
5.6	考察	56
5.7	まとめと今後	58
第 6 章	LED 光照射実験	59
6.1	実験の目的	59

6.2	これまでの課題	59
6.3	課題解決のための取り組み	60
6.3.1	新たな $LC$ 共振回路の設計	60
6.3.2	シミュレーション	60
6.3.3	シミュレーション結果	61
6.3.4	STO の熱拡散の時定数の測定	62
6.3.5	He3 クライオスタットでの $PID$ 制御	62
6.3.6	共振周波数の温度校正	64
6.4	実験のセットアップ	64
6.4.1	測定機器と冷凍機内のセットアップ	64
6.4.2	LED 光源から STO へのエネルギー入力の概算	64
6.5	実験結果	67
6.5.1	各温度における LED の $I-V$ 測定	67
6.5.2	各温度での共振の概形	68
6.5.3	~2 K での LED 照射実験	70
6.5.4	~1 K での LED 照射実験	72
6.6	追実験	72
6.6.1	追実験の目的	72
6.6.2	実験のセットアップ	72
6.6.3	実験結果	74
6.7	考察	77
6.7.1	LED の $I-V$ 測定の結果	77
6.7.2	動作点	78
6.7.3	Rise time と Fall time の算出	78
6.7.4	共振周波数の温度依存性	79
6.7.5	平均パルスの解析	79
第 7 章	まとめと今後	86
7.1	本修士論文の成果	86
7.2	酸素同位体置換した誘電体を用いたマイクロカロリメータの開発	86
7.3	断熱消磁冷凍機を用いた $LC$ 共振器の評価	86
付録 A	修士論文内で扱った内容に関する補足事項	88
A.1	電磁界シミュレータ『Femtet』における導体の表面粗さ	88
A.2	$LCR$ 共振回路とその $Q$ 値	88
A.3	$S$ パラメータ	89
A.3.1	$N$ ポート回路	89
A.3.2	2 ポート回路	90
A.4	スタブ共振回路	91
A.5	$I/Q$ ミキサー	91
参考文献		93

## 第 1 章

# X 線天文学と観測技術の発展

### 1.1 X 線天文学の発展

夜空に輝く星は古代の人々にとって宇宙の神秘を象徴するものだったであろう。時代が進むにつれてこの神秘は天文学を使って徐々に明らかにされてきた。天文学は古代から現在に至るまで世界中で研究が続けられてきた物理学の一分野である。そして近年、観測技術の向上により加速度的に発展を遂げてきた学問の一つである。20 世紀初めまでの天文学は可視光による宇宙の観測を礎に成り立ってきた。しかし、宇宙には可視光以外にも様々な波長の電磁波が飛び交っており、それらを観測できるようになったことで我々が宇宙について入手できる情報は飛躍的に増大した。X 線もその電磁波の一つである。宇宙空間からの電磁波のうち、地球の大気を透過して地上まで到達するのは電波・赤外線の一部である (図 1.1.1)。X 線は地球大気によって吸収されてしまうため地上には届かない。1948 年にはロケットにより人類は初めて大気圏外で太陽からの X 線を観測した。1962 年の B. Rossi や R. Giacconi らによるロケット実験では、後にさそり座 X-1 (Sco X-1) と呼ばれる天体からの強い X 線を偶然発見し、宇宙のあらゆる方向から飛来する X 線 (宇宙 X 線背景放射) を検出した。この成果が讃えられ、R. Giacconi は 2002 年にノーベル物理学賞を受賞した。1999 年には NASA の Chandra 衛星、2000 年には ESA の XMM-Newton 衛星が軌道投入、さらには 2005 年にはす

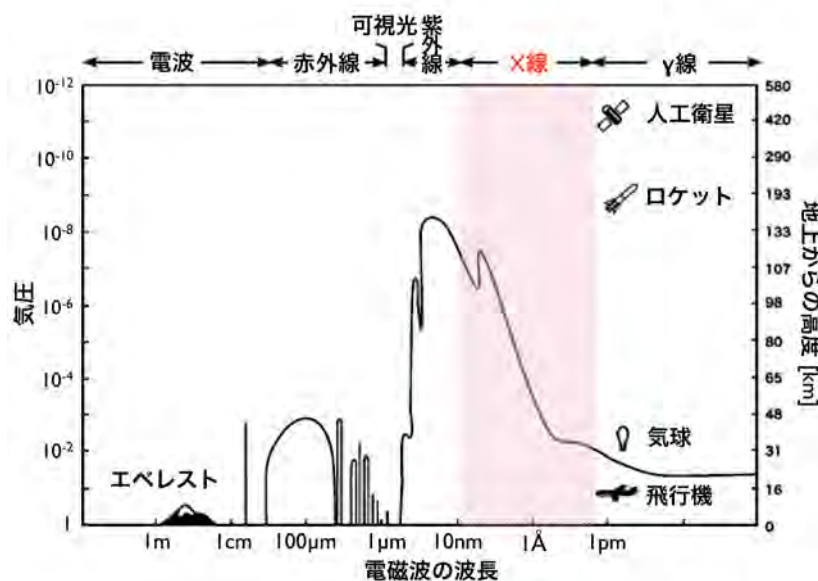


図 1.1.1: 宇宙空間からの電磁波が到達できる高度

ざく衛星が軌道投入され、結像性能や有効面積において過去の観測をはるかに上回る性能を達成している。現在では宇宙の多くの天体が X 線を放出していることが知られており、カ<sub>g</sub> タログ化された X 線天体は 10 万個以上に達している。そして、X 線天文学は天文学の中の一分野として研究されるまでに至っている。2015 年以降には新たな X 線観測衛星 ASTRO-H、DIOS 衛星 [13] の打ち上げが予定されており、今後の発展が期待されている。

## 1.2 宇宙 X 線観測

### 1.2.1 宇宙 X 線観測の重要性

宇宙 X 線は高エネルギー電子によるシンクロトロン放射や逆コンプトン散乱によって、あるいは高温物質からの熱制動放射や黒体放射によって生み出される。従って、宇宙における高エネルギー現象をとらえるのにもっとも適した電磁波である。また、エネルギー 100 eV から 10 keV の間には炭素、窒素、酸素、ネオン、マグネシウム、シリコン、硫黄、アルゴン、カルシウム、鉄等の宇宙に存在する主要な重元素の K 輝線、K 吸収端が存在する。従って、宇宙におけるこれらの重元素の量や物理状態を知る上でも宇宙 X 線の観測は重要である。

X 線を放出する天体は多岐に渡り、それぞれ異なった特徴の X 線を放出している。例えば、白色矮星、中性子星、活動銀河核のブラックホールなどの高密度天体と恒星（伴星）との連星系では、伴星からの質量降着によって高温の降着円盤が形成され、そこからの黒体放射や熱制動放射による X 線が観測される。中心の自転や伴星の公転によって X 線強度が周期的に変化する X 線パルスが観測されることもある。また、超新星残骸からは相対論的粒子のシンクロトロン放射や逆コンプトン散乱による連続 X 線が観測される。さらに、銀河や銀河団からはそれらに付随する高温プラズマによる熱制動放射の X 線が見られる。最近では、太陽系惑星周辺の中性原子と太陽風の電離プラズマによる電荷交換反応によって X 線輝線が放射されることも分かってきた。X 線を通してみると宇宙は高エネルギー、高温現象で満ちあふれていることが分かる。こういった情報をより正確に捉えるために、X 線検出器の撮像能力やエネルギー、高温現象で満ちあふれていることが分かる。こういった情報をより正確に捉えるために、X 線検出器の撮像能力やエネルギー分解能、時間分解能などを向上させることは重要であり、現在もその余地は十分にある。

### 1.2.2 X 線輝線を用いた高温プラズマの物理状態、運動状態の診断

X 線検出器に単色の X 線が入射したとしても測定の結果得られるエネルギースペクトルは有限の幅を持ってしまう。検出器のエネルギー決定精度（エネルギー分解能）はその半値全幅  $\Delta E_{\text{FWHM}}$  によって表すことができる。宇宙 X 線のエネルギー情報を正確に捉えるために、エネルギー分解能を向上させることは重要である。

電離、励起された原子の電子遷移によって放射される輝線は、元素の種類や電子が遷移する順位の違いはもちろん、遷移前後の電子状態の違いによってもエネルギーが異なる。図 1.2.1 に  $\Delta E_{\text{FWHM}} = 120, 10, 2\text{eV}$  のエネルギー分解能をもつ検出器を用いて温度 3000 万 K の電離平衡プラズマを観測したときに予想される K 輝線のスペクトルを示す。これらのエネルギー分解能は大体 X 線 CCD カメラ、超伝導トンネル接合検出器、X 線マイクロカロリメータの最高エネルギー分解能に相当する。これらの X 線検出器の詳細については 1.3 節にて後述する。

宇宙 X 線の観測から精密なプラズマ状態の診断を行うためには、各輝線の微細構造を十分に分離できる分解能が必要である。微細構造が分離できない場合、プラズマの状態によって輝線構造の中心エネルギーが変わってしまうため、統計に関わらずエネルギーの決定精度が制限されてしまう。従って輝線微細構造の分離は不可欠である。例えば銀河団の高温ガスの熱運動の速度は数 100 km/s から 1000 km/s である。乱流や銀河団の合体による高温ガスの内部運動の速度も同程度であると考えられ、これらの内部構造を知るためには 100 km/s の速度による、ドップラーシフトの効果を見分ける能力が要求されている。例えば、銀河団の高温プラズマの熱運動や乱流の Doppler シフトは 6.7 keV の鉄輝線に対して  $\Delta E_{\text{FWHM}} = 2.2\text{eV}$  である。つまり、数 eV の輝線の広がりから銀河団の高温プラズマの熱運動や乱流についての情報を得ることができる。このような X 線輝線の精密分光観測による X 線天体の物理状態や熱運動の精密診断

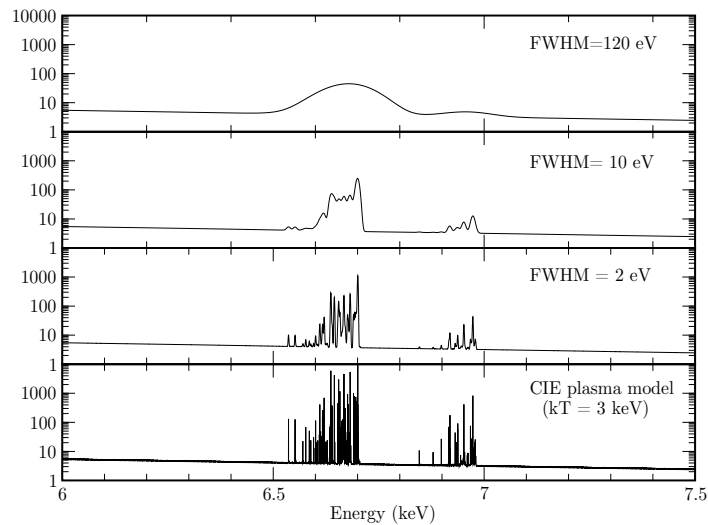


図 1.2.1:  $\Delta E_{FWHM} = 120 \text{ eV}$ ,  $10 \text{ eV}$ ,  $2 \text{ eV}$  の X 線検出器で温度 3000 万 K の電離平衡プラズマを観測したときに予想される鉄 K 輝線付近のスペクトル

はこれまで不可能であったが、近い将来、X 線マイクロカロリメータ等を用いて可能になることが期待されている (図 1.2.1)。

X 線検出器がもつエネルギー決定精度はエネルギー分解能とよばれ、その半値幅 ( $\Delta E_{FWHM}$ ) によって表すことができる。例えば、宇宙にもっとも多く存在する元素の 1 つで、X 線分光でもっとも興味のある鉄の  $K\alpha$  線について考える。ヘリウム様に電離された鉄の  $K\alpha$  線のエネルギーは  $6.7 \text{ keV}$  であるが、この鉄イオンが一階励起された状態は LS カップリングによって、 $1s2s^1S_0$ ,  $1s2s^3S_1$ ,  $1s2p^1P_1$ ,  $1s2p^3P$  の 4 つの状態に分裂する。このうち  $1s2p^1P_1 \rightarrow 1s^2^1S_0$  は双極子遷移によって  $6698 \text{ eV}$  の共鳴 X 線を放射する。一方、 $1s2s^3S_1 \rightarrow 1s^2^1S_0$  と  $1s2p^3P \rightarrow 1s^2^1S_0$  は双極子遷移が禁止されており、プラズマの物理状態によって  $6637 \text{ eV}$  の禁制線と  $6673 \text{ eV}$  の intercombination 線として観測される。さらに、これらの輝線の近くにはリチウム様イオンやベリリウム様イオンから出る衛星線が現れる。したがってこれらの微細構造を分離するためには、 $\Delta E < 10 \text{ eV}$  のエネルギー分解能が必要である。

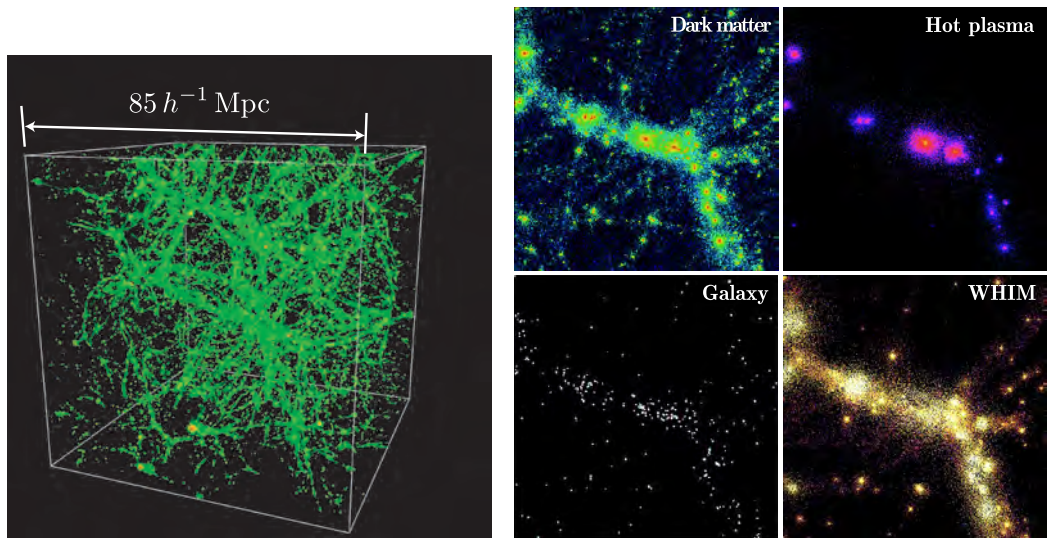
X 線 CCD カメラのエネルギー分解能ではこれらの微細構造が混合し、1 本の  $K\alpha$  輝線と認識することしかできない。輝線が連続 X 線に埋もれて検出できない場合もある。これでは、輝線によって得られる高温プラズマの情報の一部を落とすことになる。一方、超伝導トンネル検出器や X 線マイクロカロリメータのエネルギー分解能 ( $\Delta E_{FWHM} \lesssim 10 \text{ eV}$ ) になると微細構造が分解され始めることが分かる。

### 1.2.3 Missing baryon 問題と DIOS 衛星

NASA の WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) での宇宙マイクロ波背景放射温度揺らぎスペクトルの解析結果によると、宇宙の構成の約 4% がバリオンである。我々は、星や銀河、銀河団ガスなどになって存在するバリオンを様々な波長で観測してきた。しかし、現在存在しているバリオンのうち観測にかかるほど高密度で高温のものは、バリオン総量のわずか 10% 程度でしかない。他の波長域での観測を合わせても半分程度が直接観測されていないのである。現在の宇宙に存在するバリオンの半分以上が未だ検出されていない問題を missing baryon 問題といい、これらのバリオンを総じて dark baryon ないしは missing baryon と呼ぶ。

Missing baryon は [4, 5] の宇宙流体シミュレーションによって、密度が小さい領域については銀河団同士をフィラメント状につなぐ  $10^5 \sim 10^7 \text{ K}$  程度のガスとなって分布していることが示唆されている (図 1.2.2)。この希薄なガスを総じて中高温銀河間物質 (WHIM; Warm-hot intergalactic medium) という。WHIM は他の温度帯のガスよりも最もダーク





(a) 流体シミュレーションに基づく中高温銀河間物質の空間分布 [5] (b) 流体シミュレーションによる銀河団周辺の物質分布 (左上: ダークマター、右上: 温度 1000 万 K 以上の高温プラズマ、左下: 銀河 (星)、右下: 温度 10 万 ~1000 万 K の WHIM)[[16]]

図 1.2.2: WHIM に関する流体シミュレーション

マターの分布をトレースしていることがのシミュレーションによって示されており、WHIM を広視野で観測することがダークマターの構造を解明することにつながると考えられている (図 1.2.2b)。

### 1.3 宇宙 X 線観測のための検出器

X 線は物質との相互作用等を利用して検出することができる。これまで様々な種類の X 線検出器が開発され、X 線天文学の発展に貢献してきた。ここでは、代表的な X 線検出器を紹介し、その原理や特徴などについて簡単に紹介する。

#### 1.3.1 X 線 CCD カメラ

##### 半導体検出器

半導体検出器は半導体ダイオードによる光電吸収を用いる。図 (1.3.1) に示す様に PN 接合ダイオードに逆バイアス電圧を印可すると、キャリアがほとんど存在しない空乏層ができる。そこに X 線を入射させると光電吸収が起こり、X 線のエネルギーに応じた数の電子・正孔対が生成される。シリコン半導体の場合、1 対の電子・正孔対を生成するために必要なエネルギーは 3.65 eV である。これを電気信号として検出する。

電子数から X 線エネルギーを求める X 線検出器は、電子数の統計的な揺らぎによってエネルギー分解能が劣化してしまう。具体的に、 $\Delta E_{\text{FWHM}}$  は入射 X 線エネルギーを  $E$ 、光電吸収する物質の平均エネルギーを  $W$  とすると、

$$\Delta E_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{2\log 2}\sqrt{EW(F+f)} \quad (1.3.1)$$

となる。ここで  $\sqrt{2\log 2}$  は  $1\sigma$  (r.m.s.) を FWHM に変換する係数であり約 2.355 である。また、 $F$  と  $f$  (Fano 因子) はそれぞれ電子数の揺らぎ、あるいは電子数増幅の Poisson 統計からのずれを表し、Poisson 統計に従う場合は 1 となる。ただし、式 (1.3.1) には読み出し回路のノイズは含まれていない。

半導体ダイオードの空乏層は X 線の有感領域であり。これが十分に広い必要がある。リチウムドラフト型半導体検

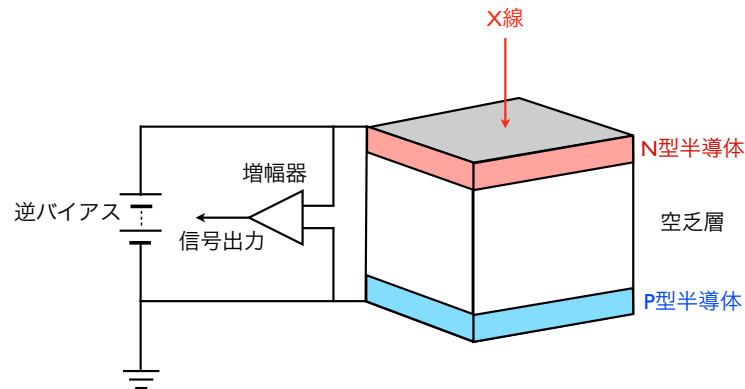


図 1.3.1: 半導体検出器の原理

出器などは空乏層が広い半導体検出器である。これは P 型シリコン半導体の片側にリチウムを蒸着してこれを N 極とし、逆バイアス電圧を印可することでリチウムイオンをドラフトさせ、不純物がシリコン結晶中にする不純物順位を電氣的に補償することで、数 mm の厚い空乏層を実現することができる。ただし、リチウムの再ドリフトが起らないようにするためにリチウムドラフト型半導体検出器は常に液体窒素等で冷却し続ける必要がある。これに対し、超高純度シリコンの両面に 3 価の原子 (P 型を作る原子) と 5 価の原子 (N 型を作る原子) を打ち込み、半導体検出器として利用する方法もあり、これも厚い空乏層を実現する。

エネルギー分解能は、電子数の統計的な揺らぎがすくないのでガス検出器よりも優れる。具体的に  $\Delta E_{FWHM}$  は式 (1.3.1) によって算出することができ、シリコン半導体を用いた場合、 $W \sim 3.65\text{eV}$ ,  $F \sim 0.1$ ,  $f = 0$  なので、5.9 keV の X 線に対して  $\Delta E_{FWHM} \sim 120\text{eV}$  となる。ただし、半導体検出器の場合は電子の数が少ないため、読み出し回路系の雑音が無視できなくなり、エネルギー分解能の劣化をもたらす。特に、半導体検出器のリーク電流や前置増幅器からみた電気容量が大きく影響する。読み出し回路計の雑音と低減させるために半導体検出器を -100 度程度の低温で動作させることは有効である。このエネルギー分解能であれば、水素様とヘリウム様の重元素からの X 線輝線の違いを区別することができる。

半導体検出器の時間分解能は、空乏層や正孔が移動するために必要な時間によって決まり、数 mm の空乏層であれば数 10 nsec となる。

### X 線 CCD カメラ

ビデオカメラやデジタルカメラ等としても多用される CCD (Charged Coupled Detector) は X 線検出器としても有用である。X 線 CCD カメラは小さな半導体検出器をモザイクに並べた様なものである。そして 1 つの半導体検出器が 1 つの面素に対応する。現在軌道上で観測を行っている日本の X 線観測衛星「すざく」には XIS (X-ray Imaging Spectrometer) として、X 線 CCD カメラが搭載されている (図 1.3.2)。

エネルギー分解能は半導体検出器と同様に電子数の揺らぎと読み出し回路計の雑音によって決まる。電子数を正確に測定するためには、電子群の転送効率が 100% に近い必要がある。しかし、半導体結晶中に宇宙線などによって格子欠陥が生じると、電子がトラップされてしまい、転送効率が劣化してしまう。これを防ぐために、すざく衛星の XIS では電荷注入機能によってそのトラップを埋め、転送効率の劣化を抑制する。また、X 線 CCD カメラでは前置増幅器から見た電気容量が小さくなり、さらに、低温で動作させることで読み出し回路系の雑音を大幅に低減させることができ

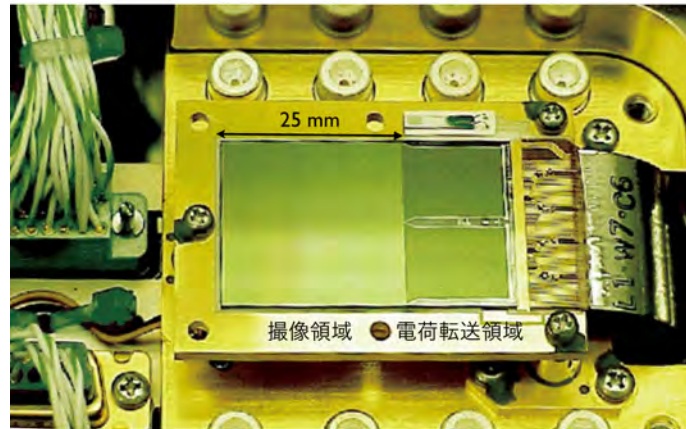


図 1.3.2: すざく衛星に搭載されている X 線 CCD カメラ「XIS」 ([9])

る。典型的に 5.9 keV の X 線に対して  $\Delta E_{\text{FWHM}} \sim 120 \text{ eV}$  となる。

X 線 CCD カメラの最大の長所はメガピクセルの精細撮像能力を持っていることである。だがその情報を読み出すための仕組みとして、ある画素に入射した X 線光子が生成する電子群を電場によって電荷転送領域に移動させて蓄積し、電極に加える電圧を規則的に変化させることで蓄積し、電極に加える電圧を規則的に変化させることで蓄積された電子群をバケツリレー方式で読み出し口まで転送する。この方法を用いることで画素毎の信号を順番に取り出し、位置情報を再構築することができるが、時間分解能は数 sec 程度となってしまう。

### 1.3.2 超伝導トンネル接合検出器 (Superconducting Tunnel Junctions)

超伝導トンネル接合検出器は極低温での固体物性を利用することで、高エネルギー分解能を実現する X 線検出器である。図 1.3.3 に示す様に、素子は超伝導/絶縁体/超伝導体 (SIS: Superconductor Insulator Superconductor) 構造をしており、X 線が入射すると光電吸収に寄って電子が生成され、これがさらに Cooper 対を破壊して準粒子群を生成する。超伝導トンネル接合検出器ではトンネル効果で絶縁体を通過した純粒子を信号として検出する。1 つの Cooper 対を破壊するのに必要なエネルギー効果は meV であり、ガス検出器や固体検出器が 1 つの 1 次電子を生成するために必要なエネルギーよりもはるかに小さい。そのため、情報キャリア数は多くなり、統計的な揺らぎは小さくなるので、エネルギー分解能が向上する。具体的に  $\Delta E_{\text{FWHM}}$  は式 (1.3.1) によって算出することができ、超伝導体としてアルミニウムを用いた場合、 $W \sim 0.34 \text{ meV}$ 、ニオブを用いた場合  $W \sim 3.1$  となり  $F \sim 0.2$ ,  $f = 0$  なので、5.9 keV に対して  $\Delta E_{\text{FWHM}} \sim 1 - 4 \text{ eV}$  となる。

超伝導トンネル接合検出器は超伝導状態への転移温度  $T_c$  以下に冷却する必要があるが、熱励起によるトンネル電流を抑える目的からなるべく低温 ( $T/T_c \lesssim 0.1$ ) で動作させることが要求される。素子にアルミニウムを用いた場合、1.196 K が転移温度なので動作温度は  $\sim 100 \text{ mK}$  となる。

時間分解能は、準粒子が生成されてから再びクーバー対に戻るまでの時間によって決まり、数 nsec 程度と高い。また、多素子アレイの形成によって位置分解能を持たせ、X 線撮像分光検出器として用いることが可能であるが、素子の充填率の向上と信号多重化が課題となっている素子それぞれに読み出し配線を施す様な単純なアレイ化、信号多重化では配線スペースが大きくなり、素子の充填率が低下してしまう。

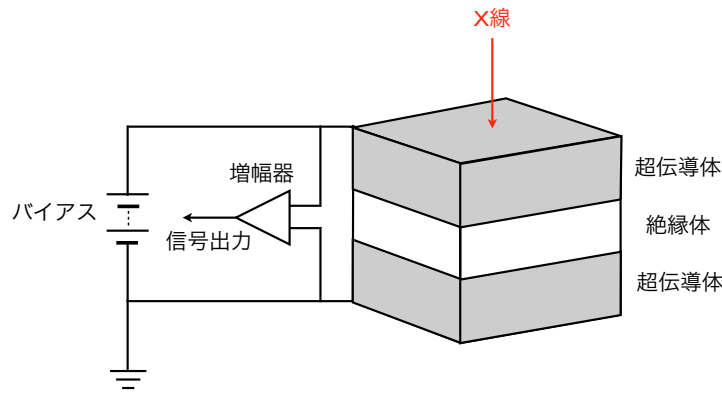


図 1.3.3: 超伝導トンネル接合検出器

### 1.3.3 X 線マイクロカロリメータ

これまで多くの X 線検出器の仕組みとして、物質による X 線の光電吸収が利用されてきた。光電吸収が起こると X 線エネルギーは最終的に熱へと変換される。X 線マイクロカロリメータはこの熱を素子の温度上昇として測定し、X 線エネルギーを測定する検出器である。X 線マイクロカロリメータでは、それが熱を担う量子に代わる。1 個のフォノンを生成するのに必要なエネルギーはこれまでの検出器の情報キャリアに比べて非常に小さく、生成されるフォノンの数は非常に多い。エネルギー分解能はフォノン数の統計的な熱揺らぎや読み出し回路系の雑音によって決まり、具体的に  $\Delta E$  は、素子が接している熱浴の温度を  $T_b$ 、素子の熱量を  $C_{th}$  とすると、

$$\Delta E = 2\sqrt{2 \log 2} \xi \sqrt{k_B T_b^2 C_{th}} \quad (1.3.2)$$

となる (次章参照)。ここで、 $\xi$  は素子の温度計としての絶対感度や熱浴との熱コンダクタンスの温度特性によって決まる定数 ( $\xi < 1$ ) であり、 $k_B$  はボルツマン定数である。高エネルギー分解能を達成するためには素子のサイズを小さくすればよく、X 線マイクロカロリメータが「マイクロ」たる所以である。また、 $C_{th}$  は温度を低くすることで小さくなるので、素子の動作温度を低くすれば良いことが分かる。典型的な X 線マイクロカロリメータの動作温度は  $\sim 100$  mK である。これまで、素子の温度上昇を測定するため温度計として超伝導遷移端型温度計 (TES) を用いた TES 型 X 線マイクロカロリメータ (次章参照) において、5.9 keV の X 線に対して  $\Delta E_{FWHM} = 1.8$  eV というエネルギー分解能が報告されている [[8]]。

マイクロカロリメータの時間分解能は、X 線入射後に素子が熱的に緩和するまでの時間によって決まり、典型的に 100  $\mu$ sec から 1 msec 程度である。X 線 CCD カメラや超伝導トンネル接合検出器とどのように、多素子アレイの形成によって一分解能を持たせ、X 線撮像分光検出器として用いることが可能であるが、素子の充填率の向上と信号多重化が課題である。これまでに 16 $\times$ 16 素子や 20 $\times$ 20 素子の多素子アレイが製作され、6 $\times$ 6 素子の信号多重化に成功している。

日本の X 線天文衛星「すざく」には XRS(X-Ray Spectrometer) として半導体サーミスタ型 X 線マイクロカロリメータ (次章参照) の 6 $\times$ 6 素子アレイが搭載され (図 1.3.4)、 $\Delta E_{FWHM} = 6.7$  eV (@5.9 keV) のエネルギー分解能が確認されたが、打ち上げから 1 ヶ月後に極低温冷却用の液体ヘリウムが枯渇してしまう不具合が生じ、本格的な科学観測

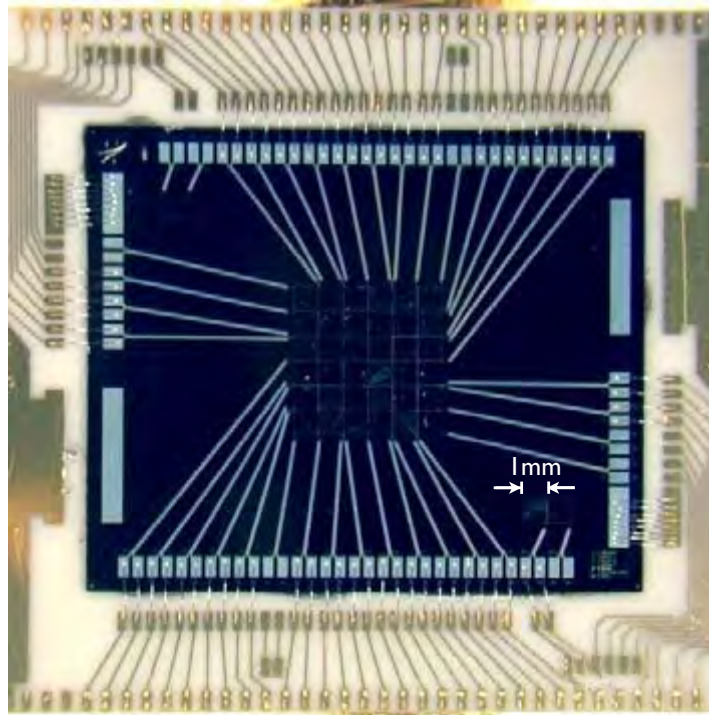


図 1.3.4: すざく衛星に搭載されている X 線マイクロカロリメータ「XRS」

表 1.1: X 線検出器の典型的な性能

	位置分解能	エネルギー分解能 (FWHM) $\Delta E_{FWHM}$	時間分解能
比例計数管	0.1~1 mm	~ 1 keV@5.9 keV	1~100 $\mu$ sec
蛍光比例計数管	0.1~1 mm	~ 0.5 keV@5.9 keV	1~100 $\mu$ sec
マイクロチャンネルプレート	1~100 $\mu$ m	-	1~100 nsec
回折格子	-	1~10 eV@1 keV	-
半導体検出器	~20 $\mu$ m(アレイ化時)	~120 eV@5.9 keV	~10 nsec
X 線 CCD カメラ	~20 $\mu$ m	~120 eV@5.9 keV	0.1~10 sec
超伝導トンネル接合検出器	0.1~1 mm(アレイ化時)	~10 eV@5.9 keV	1~100 $\mu$ sec
X 線マイクロカロリメータ	0.1~1 mm(アレイ化時)	1~10 eV@5.9 keV	0.1~10 msec

は不可能になった。X 線マイクロカロリメータは 2020 年代までに、1000 素子程度の多素子アレイと信号多重化、そして、エネルギー分解能  $\Delta E_{FWHM} \lesssim 2\text{eV}$  を X 線マイクロカロリメータで達成することが目標となっている。

## 1.4 次世代の X 線検出器

表 1.1 にこれまで開発された X 線検出器の典型的な性能をまとめる。最も古くから使用されてきた X 線検出器である比例計数管から、X 線検出器の性能は向上し続けている。エネルギー分解能に至っては 3 桁も改善されていることが分かる。

これまで宇宙 X 線の観測に用いられてきた X 線検出器として、撮像に特化した X 線 CCD カメラや、分光に特化した回折格子等があるが、次世代の X 線検出器としては、広視野に渡って精細な X 線画像が得られる撮像性能と同時に

高いエネルギー分解能を合わせ持つ総合的な検出器が必要とされている。具体的には、WHIM や X 線天体等の 3 次元構造の詳細なマッピング等を行うために X 線 CCD カメラ並のメガピクセルアレイと信号多重化の仕組みを持ちつつ、高温プラズマの物理状態や運動状態を精密に診断するために 5.9 keV の X 線に対して  $\Delta E_{\text{FWHM}} \lesssim 2 \text{ eV}$  のエネルギー分解能が望ましい。これらの性能を同時に満たす X 線検出器はこれまで存在しないが、現在最も有力な検出器として開発が進められているのは X 線マイクロカロリメータである。

X 線マイクロカロリメータは現在最も高いエネルギー分解能が報告されている X 線検出器の一つである。これまで我々の研究グループにおいてもモチタンと金の超伝導二重薄膜を利用した高感度 TES 素子による X 線マイクロカロリメータを開発し、 $\Delta E_{\text{FWHM}} = 2.8 \text{ eV}$  という世界最高レベルのエネルギー分解能を達成した。また、 $16 \times 16$  素子のアレイを製作し、 $\Delta E_{\text{FWHM}} = 4.4 \text{ eV}$  という高いエネルギー分解能を達成した。多素子アレイの当面の課題は 1000 素子程度の多素子アレイの形成と信号多重化であるが、素子数をそれ以上増やすことは熱流の観点から困難だと言われている。

X 線 CCD カメラ以外に多素子アレイによる高い撮像性能を持つ検出器としては、動インダクタンス (KIDs) 検出器がある。この検出器は原理的にメガピクセルアレイの形成と信号多重化が可能である [3]。

#### 1.4.1 KIDs カメラ

KIDs カメラの KIDs とは、(Microwave) Kinetic Inductance Detectors(動インダクタンス検出器)の略称であり、現在はマイクロ波の好感度イメージング検出器としての開発に重点が置かれている。これは、超伝導体のインダクタンスがクーパー対の密度変化をインダクタンスの変化として読み出す仕組みである。X 線に対しては、5.9 keV に対して 12 eV の分解能が得られている ([2])。

KIDs は光子の入射による温度変化によって Cooper 対の密度が変化することで生じる超伝導のインダクタンス変化を温度計として用いる。このインダクタンスの変化高周波 (GHz) 帯の LC 共振回路を用いて共振周波数の変化を測定することで読み出す。この方法を用いることで、LC 共振回路の並列という簡単な仕組みによって多素子アレイを実現することができる。高周波の LC 共振回路では、1 本の信号伝送線路に多数の LC 共振回路 (素子) を接続することでそれぞれの信号を読み出すことができるので、配線の本数や面積を小さくすることができる 1.4.1。仮に数 GHz の共振周波数を数 100 kHz の間隔で並べると、約 10000 素子の信号を同時に読み出すことができる。

信号読み出しのための増幅器としては、高電子移動度トランジスタ (HEMT: High Electron Mobility Transistor) が用いられる。HEMT は電解効果トランジスターの一種であり、電子が移動する層に障害となる不純物が存在せず電子移動度が高いため、低ノイズアンプとも呼ばれる。エネルギー分解能は、Cooper 対の破壊によって生成される準粒子数の統計的な揺らぎや準粒子の寿命、HEMT のノイズ等によって決まる。

#### Kinetic Inductance

超伝導体内の charge carrier の運動を Drude model を用いて考える。この Drude model は電気伝導を説明する古典的なモデルである。導体内において電子は気体分子のように振る舞い、電場に寄ってエネルギーを得て、陽イオンに散乱されてエネルギーを奪われるということを繰り返しながら運動していると看做する。散乱のタイムスケールを  $\tau$ 、電子のドリフト速度を  $\vec{v}$  とすると、電子の運動方程式は、

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} - \frac{m\vec{v}}{\tau} \quad (1.4.1)$$

とかける。電流密度  $\vec{J}$  (単位面積辺りの電流) は電子密度  $n$  を用いて、

$$\vec{J} = en\vec{v} \quad (1.4.2)$$

とかける。また、電場と電流密度の関係は、導電率  $\sigma$  を用いて、

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (1.4.3)$$

となる。よって、電子の運動方程式は、

$$m\sigma \frac{d\vec{E}}{dt} = ne^2 \vec{E} - \frac{m\sigma \vec{E}}{\tau} \quad (1.4.4)$$

となる。ここで、 $\vec{E}(r, t) = \vec{E}(r) \exp(-i\omega t)$  とすると、

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m} \frac{1}{1 + \omega^2\tau^2} - i \frac{ne^2\omega\tau^2}{m} \frac{1}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (1.4.5)$$

が導かれる。

超伝導体内での電荷を運ぶキャリアは2種類存在する。1つは Cooper 対で、もう一つが準粒子 (励起し、崩壊した準粒子) である。Cooper 対は  $\tau \rightarrow \infty$  としてよく、Cooper 対密度を  $n_s$  とすると、

$$\sigma_s = -i \frac{n_s e^2}{m\omega} \quad (1.4.6)$$

となる。一方、準粒子の場合は  $\tau$  は有限であるが、一般的に sub THz 未満の交流信号に対しては  $\omega\tau \ll 1$  が成り立つので、準粒子密度を  $n_n$  とすると、

$$\sigma_n \sim \frac{n_n e^2 \tau}{m} \quad (1.4.7)$$

となる。2流体の導電率を考えると、超伝導体内の導電率は Cooper 対と準粒子の導電率の和で表され、

$$\sigma = \frac{n_n e^2 \tau}{m} - i \frac{n_s e^2}{m\omega} \quad (1.4.8)$$

となる。超伝導転移温度 ( $T_C$ ) 以下では、電子は Cooper 対か準粒子という2電子系の状態で存在する。 $n_s$  は経験則より、

$$\frac{n_s(T)}{n_s + n_n} = 1 - \left( \frac{T}{T_C} \right)^4 \quad (1.4.9)$$

となる。断面積  $A$ 、長さ  $l$  の導体を通る電流について考えると、この運動エネルギー  $E_k$  は

$$E_k = \frac{1}{2} mnAlv^2 \quad (1.4.10)$$

となる。ここで、 $I = envA$  を用いると、

$$E_k = \frac{ml}{2ne^2A} I^2 \quad (1.4.11)$$

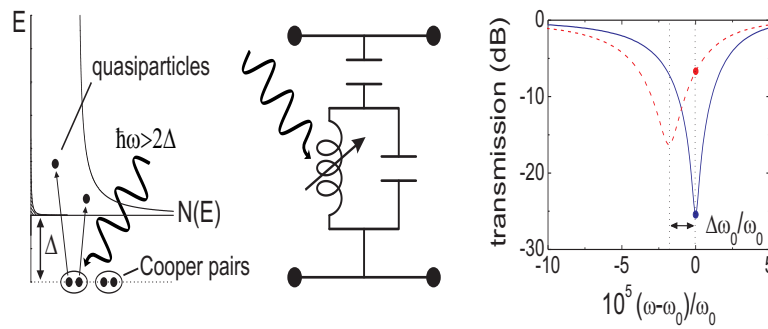
となる。 $E_k = L_k I^2 / 2$  とすると、

$$L_k = \frac{lm}{Ane^2} \quad (1.4.12)$$

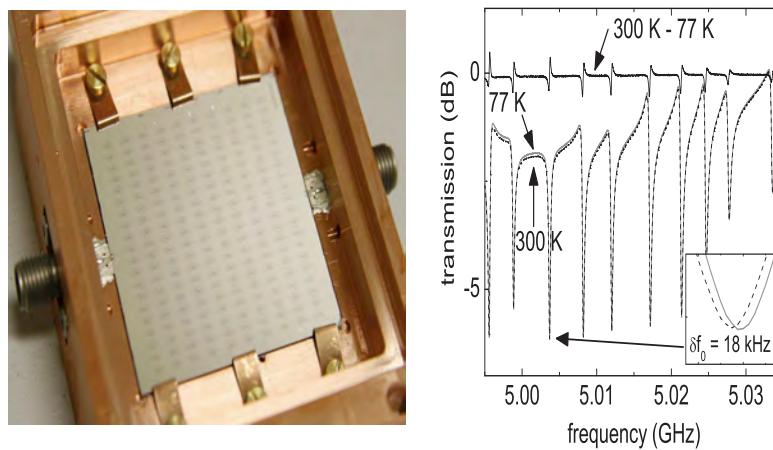
となる。Cooper 対に対するインダクタンスを考えると、

$$L_{k,s} = \frac{lm}{An_s e^2} \quad (1.4.13)$$

となる。温度変化によって、 $n_s$  が変化し、 $L_k$  が変化する。これを LC 共振回路の共振周波数の変化として読み出すのが KIDs である。



(a) (左) 準粒子の生成 (中) 等価回路 (右) 振幅変化による読み出し



(b) (左)KIDs の実物 (右)KIDs の周波数特性

図 1.4.1: KIDs([3]) より引用

KIDs のエネルギー分解能は、準粒子の生成効率を  $\eta$ 、フォトンのエネルギーを  $h\nu$ 、ファノ因子を  $F$ 、 $\Delta$  を超伝導吸収体のギャップエネルギーとすると、

$$E/\Delta E_{\text{KIDs}} = \frac{1}{2.355} \sqrt{\frac{\eta h\nu}{F\Delta}} \tag{1.4.14}$$

となる。以下に参考文献 [10] による  $E/\Delta E_{\text{KIDs}}$  の計算値を示す (表 1.2)。また、超伝導薄膜マイクロ波共振器による KIDs の信号多重化は周波数分割で行われている (図 1.4.1)。

### 1.5 本修士論文の目的

X 線検出器の撮像性能とエネルギー分解能の向上は X 線天文学を発展されるための重要な課題である。我々の研究グループは X 線マイクロカロリメータの開発によってこの課題に取り組んできた。しかし、これまでの X 線マイクロカロリメータでは、高いエネルギー分解能を達成できるもの数 1000 素子以上の多素子アレイの形成と信号多重化が困難であり、技術革新が求められる。

本修士論文では、X 線入射による素子の温度上昇を誘電体温度計を用いて測定する「誘電体 X 線マイクロカロリメー



表 1.2: 様々な超伝導吸収体を用いたときの  $E/\Delta E$  ([10])

	Niobium	Tantalum	Aluminum	Titanium	Hafnium
	$T_C = 9.25 \text{ K}$	$T_C = 4.47 \text{ K}$	$T_C = 1.175 \text{ K}$	$T_C = 0.4 \text{ K}$	$T_C = 0.128 \text{ K}$
	$\Delta = 1.4 \text{ meV}$	$\Delta = 0.68 \text{ meV}$	$\Delta = 0.18 \text{ meV}$	$\Delta = 0.06 \text{ meV}$	$\Delta = 0.02 \text{ meV}$
IR(0.62 eV)	15	22	42	73	126
Optical(3.1 eV)	34	48	94	163	282
UV(10.3 eV)	61	88	171	297	514
X-ray(6 keV)	1500	2140	4000	7200	12500

タ」の信号読み出し方法を提案する。信号の読み出し方法として動インダクタンス検出器で用いられている GHz 帯の LC 共振回路を用いることができ、これによってこれまでの X 線マイクロカロリメータでは困難であるとされてきた数 1000 素子以上の多素子アレイの形成や信号多重化が実現可能であると期待できる。

誘電体 X 線マイクロカロリメータの研究は、極低温 ( $\sim 100 \text{ mK}$ ) において誘電率の温度依存性があり、温度計として用いることのできる誘電体を探索することから始まった。先行研究によって誘電体チタン酸ストロンチウム ( $\text{SrTiO}_3$ ) の比誘電率に温度依存性があることが確認された。

本修士論文では  $\text{SrTiO}_3$  (以下、STO) を用いた GHz 帯の LC 共振回路をデザインすることから始め、製作した LC 共振回路を用いて STO からの信号を検出し、X 線撮像分光検出器とするために、必要なことを明らかにする。

## 第 2 章

# X 線マイクロカロリメータ

ここでは X 線マイクロカロリメータの原理や特徴、これまで開発されてきた X 線マイクロカロリメータについて説明する。

### 2.1 X 線マイクロカロリメータの原理

X 線は物質に入射すると光電吸収をうけてエネルギーを失う。そして、そのエネルギーは最終的に変換され、温度は上昇する。X 線マイクロカロリメータは、素子に入射した X 線格子 1 つ 1 つのエネルギーを温度上昇として測定する検出器である。図 2.1.1 に示す様に素子 (X 線吸収体と温度計) と低温熱浴、これらをつなぐ熱リンクによって構成される。熱容量  $C_{th}$  の素子が温度  $T_b$  の熱浴に熱コンダクタンス  $G_{th}$  の熱リンクを通してつながっている単純なモデルを考える。素子にエネルギー  $E$  の X 線が入射するとき、入射直後 ( $t = 0$ ) の素子の温度上昇  $\Delta T(0)$ 、素子の温度  $T(0)$  は、

$$\Delta T(0) = T(0) - T_b = \frac{E}{C_{th}} \quad (2.1.1)$$

となり、この温度上昇から X 線のエネルギーを求めることができる。ただし、素子の熱化は十分に速いことを仮定した。また、時刻  $t(> 0)$  における素子の温度変化  $\Delta T(t)$  は、熱伝導方程式より、

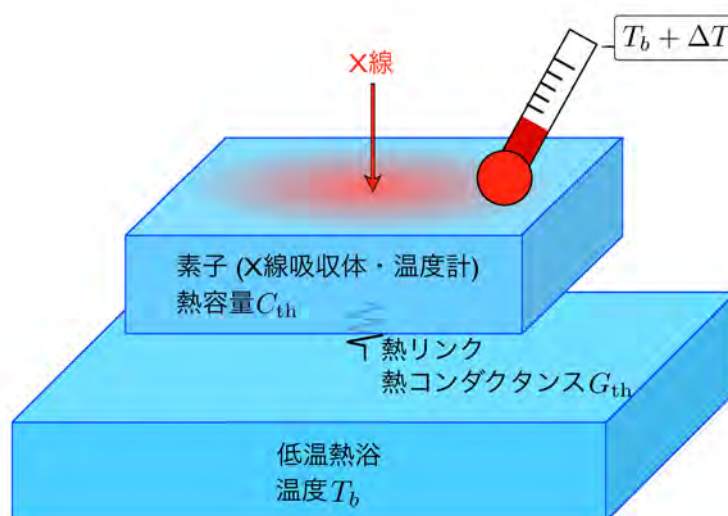


図 2.1.1: X 線マイクロカロリメータの構造

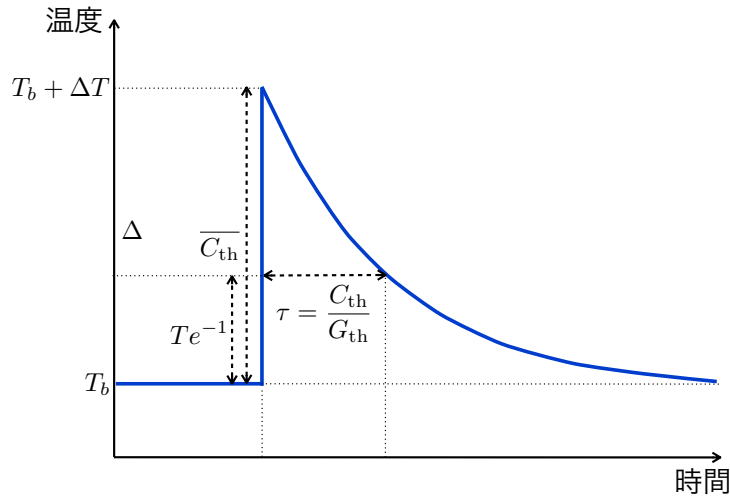


図 2.1.2: X 線入射による X 線マイクロカロリメータ素子の温度変化

$$C_{th} \frac{d\Delta T(t)}{dt} = -G_{th} \Delta T(t) \quad (t > 0) \quad (2.1.2)$$

をみます。よって、 $\Delta T(t)$  ( $t > 0$ ) は時間経過とともに指数関数的に減衰していく。式 (2.1.1) と式 (2.1.2) より、時刻  $t \geq 0$  における  $\Delta T(t)$  は、

$$\Delta T(t) = T(t) - T_b = \frac{E}{C_{th}} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (t \geq 0)$$

となり、X 線入射による信号はパルス状であると分かる (図 2.1.2)。ここで、X 線パルスの時定数  $\tau$  (熱的緩和に要する時間) は、

$$\tau = \frac{C_{th}}{G_{th}} \quad (2.1.3)$$

であり、典型的に数 100  $\mu\text{sec}$  程度である。

X 線マイクロカロリメータにおいて高いエネルギー決定精度 (エネルギー分解能) を実現するためには、信号雑音比をできるだけ大きくして、素子の温度上昇を精密に測定する必要がある。信号量を大きくするためには、X 線エネルギーを大きな温度上昇に変えてそれを高感度の温度計で測定すれば良い。X 線エネルギーを大きな温度上昇に変えてそれを高感度の温度計で測定すれば良い。X 線エネルギーを大きな温度上昇に変えるためには、式 (2.1.1) より素子の熱容量  $C_{th}$  を可能な限り小さくすればよく、素子の体積を X 線吸収効率や検出器面積が損なわれない程度まで小さくすればよい。また、 $C_{th}$  として格子比熱および電子比熱を考えると、これらはそれぞれ温度の 3 乗および 1 乗に比例するので、素子の動作温度 (熱浴温度  $T_b$ ) を可能な限り低くすればよい。現実的に  $T_b$  は冷凍機によって安定に保持することができる  $\sim 100 \text{ mK}$  にするのがよい。典型的に  $C_{th}$  は最小 pJ/K オーダーという微小な温度上昇として測定するとこになる。これを精密に測定するためには高感度の温度計とノイズの抑制が必要となる。

## 2.2 X線マイクロカロリメータの素子

X線マイクロカロリメータの素子は、入射 X 線のエネルギーを高い効率で光電吸収する X 線吸収体としての能力と素子の温度上昇を高い精度で測定する温度計としての能力を持ち合わせている必要がある。また、X 線が入射した際に素早く熱化し、十分熱化した後に素早く熱拡散するような熱設計をする必要がある。

### 2.2.1 X線吸収体としての素子

素子に入射した X 線は光電吸収によってエネルギーを失う。X 線マイクロカロリメータでは高い確立で素子中で X 線を止め、そのエネルギーを完全に熱エネルギーに変える必要があるため、素子が十分に厚い必要が有る。しかし、これは素子の熱容量を小さくしたいという要求に反している。光電吸収は原子番号が大きい元素ほど効率よく起こるので、そのような元素を含む物質を素子として用いることで、薄くても X 線吸収効率の高い素子を実現することができる。

### 2.2.2 温度計感度

素子の温度上昇を測定するために、素子の物性値（例えば、電気抵抗や磁化率、誘電率など）の温度依存性を温度計として用いることが出来る。物性値  $x$  の温度依存性を温度計として用いるとき、温度計の絶対感度  $\alpha_x$  を、

$$\alpha_x = \frac{d \log x}{d \log T} \left( = \frac{T dx}{x dT} \right) \quad (2.2.1)$$

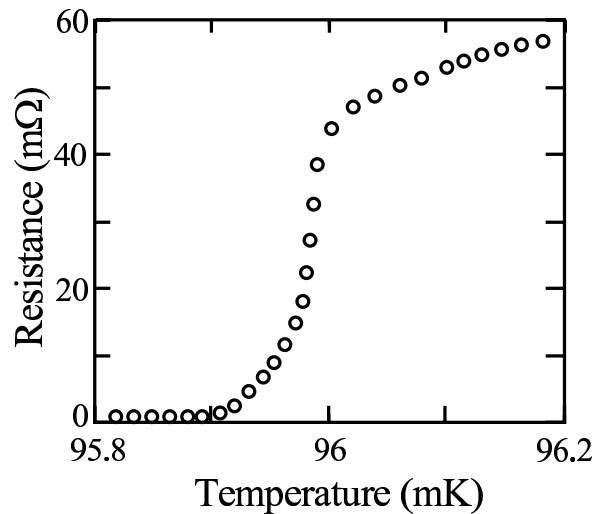
のように定義することができる。 $|\alpha_x|$  が大きいほど温度変化に対する感度が高く、小さい温度変化でも精密に測定することが出来る。

### 2.2.3 素子の熱設計

素子の熱化、熱拡散遅い場合、X 線入射後、温度が上がりきる前に熱が低温熱浴に逃げてしまうことでエネルギー分解能が劣化する。また、素子への X 線入射位置により熱化、熱拡散仮定がばらつくことでイベント毎に信号が異なってしまう、S/N 比とは別にエネルギー分解能を劣化させる要因となる。以上のことから、素子に求められている条件をまとめると、X 線吸収効率が高いことや熱容量が小さいこと、熱化、熱拡散が速いことが挙げられる。

一般的に、常伝導金属は熱化が非常に速いが、電子比熱が大きい。逆に、半導体は超伝導状態での電子比熱が小さく、原子番号とデバイ温度が大きければ熱容量を抑えつつ X 線吸収効率を高めることができる。しかし、超伝導転移温度よりも十分に低温では Cooper 対が破壊された際に生成する純粒子の寿命がながくなるために熱化が非常に遅い。誘電体や半導体は、バンドギャップの不純物順位に電子が補足されて準安定な状態を作ってしまう、熱化という点で劣ることが多い。しかし、材料の選択の幅が広く、原子番号の大きい元素を含ませることで X 線吸収効率を高めることができる。

また、式 (2.1.3) より、素子の熱容量と熱リンクの熱コンダクタンスによって X 線パルスの時定数  $\tau$  が決まるため、素子の熱設計をする上では熱リンクの熱コンダクタンスも考慮に入れる必要がある。素子の熱化が遅く、熱リンクの熱コンダクタンスが大きい ( $\tau$  が小さい) 場合、X 線入射後、温度が上がりきる前に熱が低温熱浴に逃げてしまうことが問題となる。一方、 $\tau$  が大きい場合、パイルアップイベント (素子が十分に緩和しないうちに次の X 線が入射してしまうこと) 等が問題となる。熱リンクの熱コンダクタンスはこれらのトレードオフによって最適値が決まる。

図 2.3.1: モリブテン/銅の二重薄膜による TES の  $R - T$  曲線

## 2.3 X線マイクロカロリメータの種類

### 2.3.1 TES 型 X線マイクロカロリメータ

TES 型 X線マイクロカロリメータは、超伝導体を素子として用い、X線の入射、吸収による温度上昇を超伝導遷移端における急激な電気抵抗の変化として測定する。つまり、超伝導体の臨界温度付近の電気抵抗の急峻な温度依存性を温度計として用いる (図 2.3.1)。このタイプの温度計を TES (Transition Edge Sensor) という。TES は X線マイクロカロリメータだけではなく、赤外線や電波 (マイクロ波、サブミリ波等) のポロメータとして用いられる。TES の絶対感度  $\alpha_R$  は典型的に  $\sim 1000$  である。

TES 型 X線マイクロカロリメータの動作温度は TES の臨界温度となる。前述の通り、素子の動作温度は  $\sim 100$  mK とするのが良く、モリブテン/銅やチタン/金など、超伝導/常伝導体の二重薄膜の近接効果をりようして臨界温度の調節が行われている。近接効果とは、常伝導体と超伝導体を近接させ、吊電帯の Cooper 対が常伝導体に侵入する現象である。また、定電圧下で TES を動作させることできわめて狭い超伝導遷移端に素子の動作温度を安定に保持でき、熱浴の温度揺らぎなどの影響を受けにくくなる。これは、素子の温度抵抗に対しては電気抵抗が減少して Joule 発熱が増加し、温度上昇に対しては電気抵抗が増加して Joule 発熱が現象する強い負のフィードバック (電熱フィードバック) がかかるためである。X線パルスの時定数も電熱フィードバックの効果によって小さくなる。

## 2.4 X線マイクロカロリメータの多素子アレイと信号多重化

検出器の多素子アレイは単に素子数が多いだけではなく、素子の充填率が高い必要が有る。また、X線マイクロカロリメータに代表される様な極低温検出器は、検出器からの信号を高温 (地上実験では 300 K) の測定回路系に送らなければならない。検出器が多素子からなる場合、それらからの信号を素子数と同じ本数 (もしくはホットとリターンで 2 倍) の配線で読み出そうとすると熱流入によって検出器を極低温に保持できなくなる。よって、多素子の信号を極低温部で 1 つにまとめて高温部に送り、復元するような信号多重化の仕組みが必要である。

これまで、X線マイクロカロリメータでは、以下に示す様な多素子アレイの形成と信号多重化の方式が考え出されている。

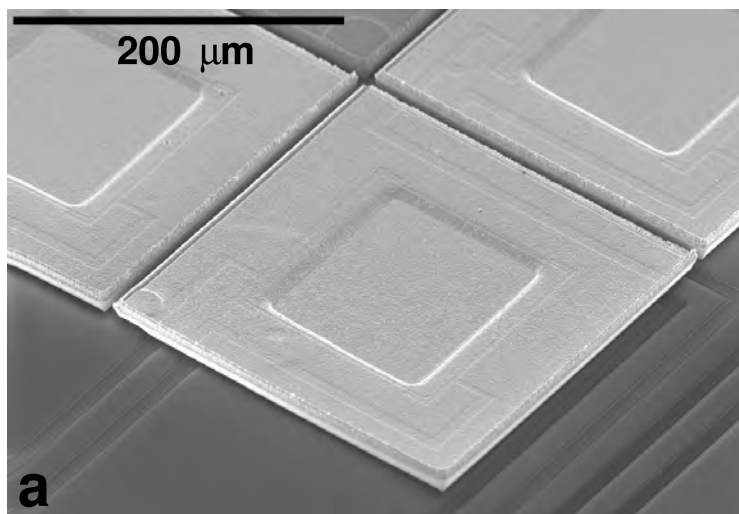


図 2.4.1: マッシュルーム型素子 [11]

#### 2.4.1 多素子アレイの形成

素子の物性値を読み出すためには各素子から配線を出す必要があり、配線のスペースが素子の充填率を制限してしまう。これまで、X線吸収体をマッシュルーム型にし、読みだし配線がその笠の下を通るようにし、配線のスペースをデッドスペースにしないような方法(図 2.4.1) や、ホットトリターン配線を絶縁膜は酸で上下に重ねる積層配線を形成したりすることで配線スペースを小さくする方法等が考え出されてきた。

#### 2.4.2 時分割方式による信号多重化

時分割方式は検出器の中で信号を読み出す素子を時刻によって変化させる方式である。X線パルスの時定数よりも十分短い周期(数 100 kHz 以上)でこれを繰り返すことで、全素子の信号を同時に読み出すことができる(図 2.4.2)。高速スイッチング回路等で回路構成が複雑になることが問題となる。

#### 2.4.3 周波数分割方式による信号多重化

周波数分割方式は各素子毎に異なる周波数変調をかけてそれらの信号を加算して読み出し、極低温部から高温部へ送った後に復調するという方式である。時分割方式に比べて回路構成が単純になる。周波数変調はX線パルスの時定数(周波数)よりも十分高速である必要があり、数 100 kHz 以上の周波数が必要になる(図 2.4.3)。周波数間隔は各素子の信号が干渉しない 200 kHz 以上にする必要があるが、位相回りの問題により MHz 以上の周波数帯域を用いることが困難である。そのため素子数が制限される。

#### 2.4.4 X線マイクロカロリメータの撮像性能の現状と課題

X線 CCD カメラと同等のメガピクセルの撮像性能をX線マイクロカロリメータに持たせることは次世代検出器の開発の大きな目標の1つである。しかし、X線マイクロカロリメータにおいて現在実現しているのは、数 100 素子のアレイ化と数 10 素子の信号多重化であり、メガピクセル化には遠く及ばない。当面の課題は 1000 素子程度の多素子

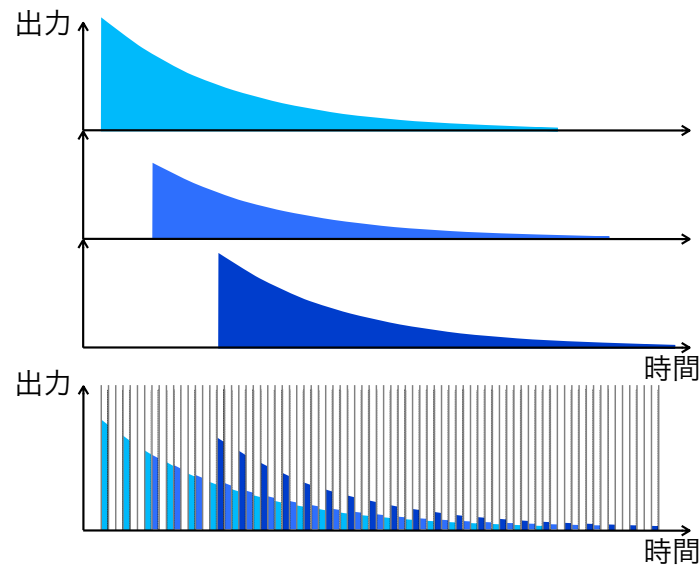


図 2.4.2: 時分割方式による 3 素子の信号多重化の概念図

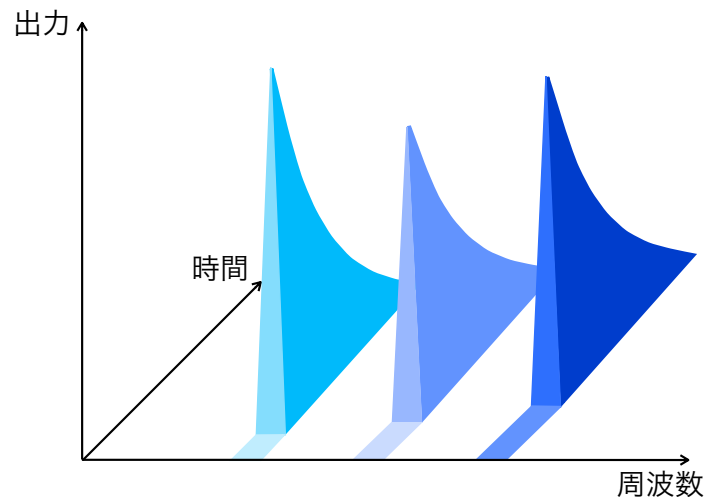


図 2.4.3: 周波数分割方式による 3 素子の信号多重化の概念図

アレイの信号多重化である。メガピクセル化のためには単純な回路と少ない配線によって多素子アレイを実現することや GHz 帯以上で広帯域を用いた信号多重化を行うことが必要である。

## 2.5 X線マイクロカロリメータのノイズとエネルギー分解能

X線マイクロカロリメータのエネルギー分解能を見積もるためには、ノイズの評価を行う必要がある。X線マイクロカロリメータには固有ノイズとして、素子の熱を担う量子(フォノン)の揺らぎに起因するフォノンノイズ(熱揺らぎノイズ)と素子の電気抵抗に起因する Johnson ノイズや増幅器によるノイズ、熱浴の温度揺らぎ、バックグラウンドの放射、外部磁場等を起源とするノイズ等が存在する。これらのノイズがエネルギー分解能に制限を与える。

図 2.5.1 のように時間の関数として得られた出力信号をフーリエ変換して周波数の関数として表し、X線信号の電力

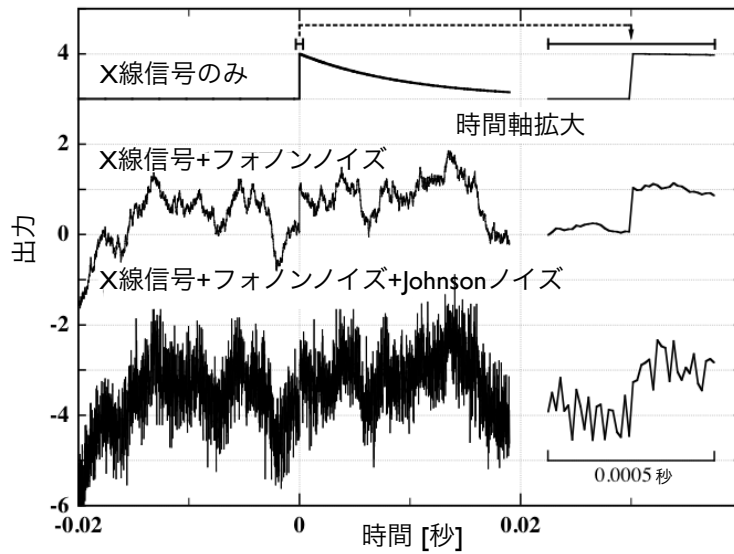


図 2.5.1: フォノンノイズと Johnson ノイズによって乱される X 線信号 ([11])

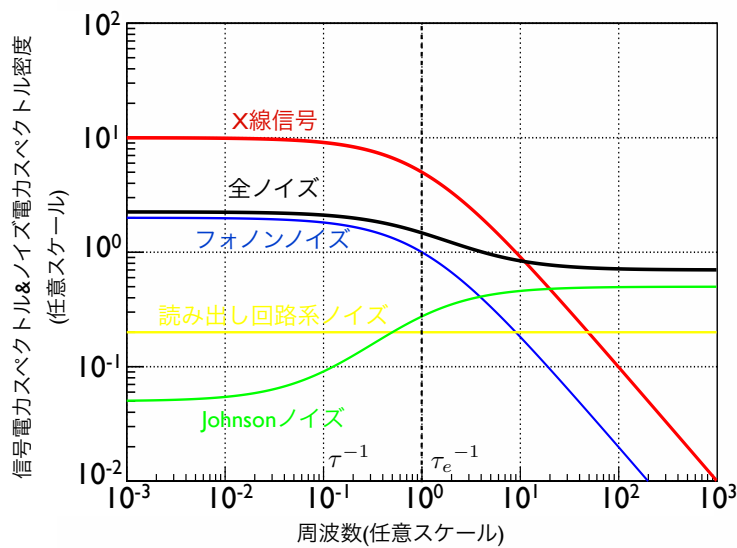


図 2.5.2: 理想的な TES 型 X 線マイクロカロリメータの X 線信号の電力スペクトルとノイズの電力スペクトル密度

スペクトルやノイズの電力スペクトル密度を求めると、信号雑音比スペクトルやノイズ等価電力 (NEP) が計算され、そこから X 線マイクロカロリメータのエネルギー分解能が計算される。

例えば、理想的な TES 型 X 線マイクロカロリメータの場合、典型的なフォノンノイズと Johnson ノイズ、読み出し回路計のノイズを仮定すると、X 線信号の電力スペクトル密度は、図 2.5.2 のようになる。

電熱フィードバックを考慮した X 線パルスの時定数を有効時定数  $\tau_e$  とし、 $\tau_e^{-1}$  を有効応答周波数とする。X 線信号の電力スペクトルは  $(1 + \omega^2 \tau_e^2)^{-1}$  の周波数依存性を持つため、 $\tau_e^{-1}$  より高周波の成分が減衰する。フォノンノイズの電力スペクトル密度は X 線信号の電力スペクトルと同様の周波数依存性をもつため、その信号雑音比は周波数依存しないことが分かる。Johnson ノイズの電力スペクトル密度は、 $\tau_e^{-1}$  より低周波の成分が電熱フィードバックの効果を受けて抑制されてフォノンノイズよりも十分小さくなるが、 $\tau_e^{-1}$  より高周波の成分では支配的になる。読み出し回路計のノイズは周波数依存しないと仮定する。ここで、読み出し回路系のノイズの電力スペクトル密度がフォノンノイ



ズと Johnson ノイズの電力スペクトル密度の和よりも十分に小さいとすると、エネルギー分解能はフォノンノイズと Johnson ノイズによって制限される。フォノンノイズと Johnson ノイズの NEP は、

$$\text{NEP}_p^2(\omega) = 4k_B T_p G_{\text{th}} \Gamma(T_p, T_b) |S_I(\omega)|^2 \quad (2.5.1)$$

$$\text{NEP}_j^2(\omega) = 4k_B T_b^2 \frac{n G_{\text{th}} \theta^2}{\alpha_R (1 - \theta^{-n})} (1 + \omega^2 \tau^2) \quad (2.5.2)$$

と表される ( $\Gamma(T_p, T_b) \sim 1/2$ )。ここで、 $S_I(\omega)$  は素子のかかるバイアス電圧  $V_b$  を用いて、 $S_I(\omega) = \frac{-1}{V_b} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{eff}}$  である。次に、全 NEP を、

$$\text{NEP}_{\text{tot}}^2(\omega) = \text{NEP}_p^2(\omega) + \text{NEP}_j^2(\omega) \quad (2.5.3)$$

とすると、 $\Delta E_{\text{FWHM}}$  は、

$$\Delta E_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{\log 2} \left\{ \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\text{NEP}_{\text{tot}}^2} \right\}^{-1/2} \sim 4\sqrt{\log 2}^4 \sqrt{\frac{n}{2}} \sqrt{\frac{k_B T_b^2 C_{\text{th}}(T_b)}{\alpha_R}} \quad (2.5.4)$$

となる。ここで、 $n$  は熱浴との熱コンダクタンスの温度特性によって決まる指数である。具体的には  $n = 2, \alpha_R = 1000, T_b = 100 \text{ mK}, C_{\text{th}} = 1 \text{ pJ/K}$  を仮定すると、 $\Delta E_{\text{FWHM}} = 0.3 \text{ keV}$  となる。

## 第 3 章

# 誘電体 X 線マイクロカロリメータ

これまでの X 線マイクロカロリメータは、素子の電気抵抗や磁化量等の温度依存性を用いて X 線入射による素子の温度上昇を測定し、高いエネルギー分解能を達成することができる。しかし、数 1000 素子以上の多素子アレイの形成や信号多重化が困難であり、ブレイクスルーの余地がある。

そこで考え出されたのが素子の誘電率の温度依存性 (誘電体温度計) を用いて X 線エネルギーを測定する「誘電体 X 線マイクロカロリメータ」である。ここでは、誘電体温度計として極低温で比誘電率の温度依存性をもつチタン酸ストロンチウム (SrTiO<sub>3</sub>、以下 STO) を紹介する。そして、STO の比誘電率を読み出すための、LC 共振回路についてまとめる。最後に、読み出しに関するこれまでの研究をまとめる。

### 3.1 誘電体 X 線マイクロカロリメータの原理

近年の材料工学の発展により、2 K 付近での誘電率が比較的大きな温度依存性を持つ量子強誘電体という種類の誘電体が発見された。この誘電率が  $\sim 100$  mK 付近でも温度依存性をもつならば、その温度計感度次第では、X 線マイクロカロリメータの素子として用いることが出来る。誘電体温度計の絶対感度を  $\alpha_C$  は、誘電体素子の静電容量を  $C_d$  とすると、素子の温度を  $T$  とすると、

$$\alpha_C \equiv \frac{d \log C_d}{d \log T} = \frac{T}{C_d} \frac{d C_d}{dT} \quad (3.1.1)$$

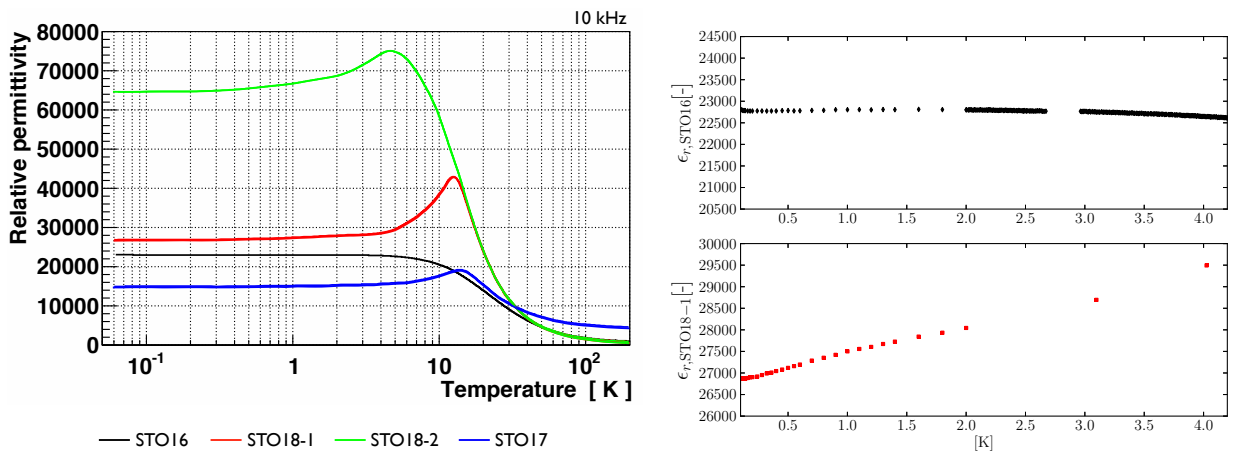
となる。

この温度変化をカロリメータあるいはポロメータの温度計に利用する最初のアイディアは、米国で提案された [15]。しかし、この研究はしばらく進展しなかった。しかし、2006 年になって九州大学グループが  $\alpha$  線の測定に成功した。この測定では、電気容量  $C$  に電荷をチャージしておいて、 $C$  が変化したときに  $C$  から流れ出す、あるいは  $C$  に流れ入れる電流を信号として読み出した。低温での電気容量の温度感度は STO に不純物をドーピングすることで実現していた [1]。

この研究に対して、Sekiya らは、 $C$  の変化を読み出すために、LC 共振回路を用いた信号多重化可能な読み出し方法を提案し、さらに、STO の酸素の一部を同位体置換することで、低温での温度変化が実現できることを示した。

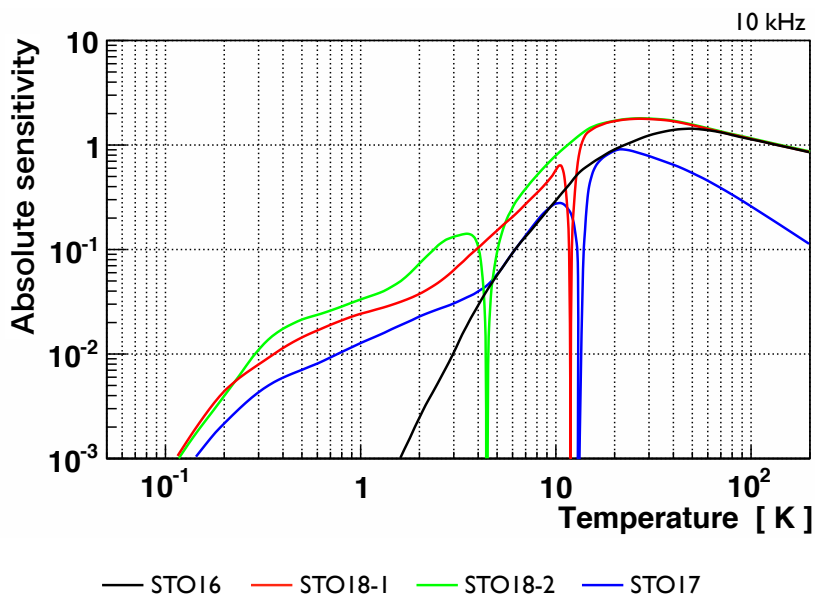
### 3.2 誘電体チタン酸ストロンチウム

誘電体 X 線マイクロカロリメータの設計を行う上で極低温 ( $\sim 100$  mK) における誘電体素子の物性値を測定することは重要である。特に、熱容量 (比熱) や比誘電率、誘電正接は重要な物性値であり、正確な値と温度依存性、周波数依存性等を測定する必要がある。参考文献 [14, 12] では、常温から極低温での SrTiO<sub>3</sub>(チタン酸ストロンチウム)(STO) の比誘電率の温度依存性が測定されている (図 3.2.1)。STO は同位体置換法により、その極低温での極低温での零点振動

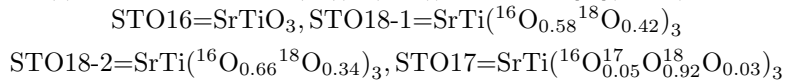


(a) 常温から 60 mK までの比誘電率の温度依存性 [12](10kHz)

(b) 4.2 K から極低温までの温度依存性



(c) 常温から 60 mK までの  $|\alpha_c|$ (式 (3.1.1)) の温度依存性 [12](10kHz)



(上図)

図 3.2.1: LCR メーターによって測定されたチタン酸ストロンチウムの比誘電率の温度依存性 [12](10kHz)

に影響を与えることができることが明らかになった実験である。

また、4.2 K 以下では誘電正接も測定されている。その絶対値が小さく系統誤差が大きいが温度依存性についての議論は高精度の測定方法が必要だが、4.2 K 以下では  $\tan \delta_{\text{STO}} \sim 0.001$  というが報告されている [12]。

誘電体の静電容量を感度よく測定する方法として動インダクタンス検出器の読み出し法を応用する方法がある。この方法では誘電体キャパシタとインダクタで LC 共振回路を組み、交流バイアスを印可することで、静電容量変化を共振周波数として測定することができる。多素子アレイの形成は LC 共振回路を組み、交流バイアスを印可することで、静電容量変化を共振周波数として測定することができる。多素子アレイの形成は LC 共振回路の並列という簡単な仕組みによって実現され、信号多重化も各素子の共振周波数を少しずつ違って高周波 (GHz) 帯に多数並べてそれらを同時

にモニターすることにより比較的容易に行うことができる。動インダクタンス検出器では、この仕組みによって既に数1000素子のアレイの形成とそれらの信号多重化が実現しようとしている。そして、原理的にはメガピクセルアレイの形成とその信号多重化も可能である。これを行うためには、共振周波数や共振の  $Q$  値、共振周波数変化が調節可能である必要がある。共振周波数変化は誘電体素子のパラメータによって、共振周波数と共振の幅は  $LC$  共振回路のデザインによってそれぞれ調節できると考えられる。

### 3.2.1 X 線入射による誘電体素子の誘電率変化

X 線入射による共振周波数変化を決める要素（誘電体素子のパラメータ）について調べる。そのための第一段階として、誘電体素子（キャパシタ）に X 線が入射したときの静電容量（誘電率）変化とその応答関数を求める。熱伝導方程式より、素子の温度上昇  $\delta T$  は、

$$\delta T = \frac{E}{C_{th}} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (t > 0) \quad (3.2.1)$$

となる。ここで  $\tau = C_{th}/G_{th}$  である。素子の温度が  $T_p$  から  $\delta T_p$  上昇するとき、静電容量  $C$  の変化  $\delta C_d$  が一次近似、

$$dC_d = C_d(T_p + \delta T) - C_d(T_p) \sim \frac{dC_d(T_p)}{dT} \delta T \quad (3.2.2)$$

で十分よく表され、 $C_d$  が式 (3.1.1) を持つとき、

$$\delta C_d \sim \alpha_C \frac{C_d(T_p)}{T_p} \delta T \quad (3.2.3)$$

となる。温度上昇と静電容量の関係式から、

$$\delta C_d \sim \alpha_C \frac{C_d(T_p)}{T_p} \frac{E}{C_{th}} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (3.2.4)$$

となる。式 (3.2.4) より、静電容量の変化もパルス形状となることが期待される。次に熱入力として、 $\delta P_{in}(t) = E\delta(t)$  を素子に与えることを考える。ここから時空間ではなく、周波数空間で考える。式 (3.2.1) を逆フーリエ変換<sup>\*1</sup>することで周波数空間の関数にすると、

$$\begin{aligned} \delta T(\omega) &= \frac{E}{2\pi C_{th}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{t}{\tau} - i\omega t\right) dt \\ &= \frac{E}{2\pi C_{th}} \int_0^{+\infty} \exp\left(-\frac{t}{\tau} - i\omega t\right) dt \\ &= \frac{E}{2\pi G_{th}} \frac{1}{1 + i\omega\tau} \end{aligned} \quad (3.2.5)$$

となる。 $\delta P_{in}(t)$  はフーリエ変換すると、

$$\delta P_{in}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E\delta(t) e^{i\omega t} dt = E \quad (3.2.6)$$

となり、 $\delta T(\omega)$  と  $\delta P_{in}(\omega)$  の関係は、

<sup>\*1</sup> この文書内における変換・逆変換の定義は以下の通りである。

変換： $\int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{i\omega t} dt$

逆変換： $\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(\omega)e^{-i\omega t} d\omega$

$$\delta T(\omega) = \frac{1}{2\pi G_{\text{th}}(1+i\omega\tau)} \delta P_{\text{in}}(\omega) \quad (3.2.7)$$

となる。 $\delta C_d(\omega) \equiv S_{C_d}(\omega) \delta P_{\text{in}}(\omega)$  より、 $S_{C_d}(\omega)$  は、

$$S_{C_d} = \alpha_C \frac{C_d(T_p)}{T_p} \frac{1}{2\pi G_{\text{th}}(1+i\omega\tau)} \quad (3.2.8)$$

となる。

### 3.2.2 X 線入射による共振周波数変化

動インダクタンス検出器は光子の入射による超伝導体の動インダクタンス変化を高周波  $LC$  共振回路の共振周波数変化として検出する。同様に誘電体 X 線マイクロカロリメータでも静電容量変化を極低温で動作する  $LC$  共振回路の共振周波数変化として検出し、X 線エネルギーを測定することを考える。

静電容量  $C_d$  の誘電体素子 ( キャパシタ ) とインダクタンス  $L$  のインダクタで  $LC$  共振回路を形成したとき、その共振周波数  $\omega_r$  が、

$$\omega_r = \frac{\pi}{2\sqrt{LC_d}} \quad (3.2.9)$$

となることを仮定する。素子の温度が  $T_p$  から  $T_p + \delta T_p$  に上昇するとき、インダクタンス  $L$  が温度依存性を持たず、共振周波数変化  $\delta\omega_r$  が、一次近似、

$$\delta\omega_r(T_p) = \omega(T_p + \delta T) - \omega(T_p) \sim \frac{d\omega_r(T_p)}{dT} \delta T \quad (3.2.10)$$

で十分よく表されるとすると、

$$\delta\omega_r(T_p) = \frac{d\omega_r}{dC_d} \frac{dC_d}{dT} dT \sim \frac{d\omega_r}{dC_d} \frac{dC_d}{dT} \delta T = -\frac{1}{2} \omega_r \frac{\delta C_d}{C_d} \quad (3.2.11)$$

となる。 $\delta\omega_r(\omega) \equiv S_{\omega_r}(\omega) \delta P(\omega)$  とすると、

$$S_{\omega_r} = -\frac{1}{2} \frac{\omega_r}{C_d} S_{C_d} = -\frac{1}{2} \frac{\omega_r}{C_d} \alpha_C \frac{C_d}{T_p} \frac{1}{2\pi G_{\text{th}}(1+i\omega\tau)} = -\frac{\omega_r \alpha_C}{2T_p G_{\text{th}}} \frac{1}{1+i\omega\tau} \quad (3.2.12)$$

となる。

熱入力として、 $P_{\text{in}} = E\delta(t)$  を入力すると、

$$\delta\omega_r(t) = -\frac{\alpha_C \omega_r E}{2C_{\text{th}} T_p} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (3.2.13)$$

となり、温度変化と同様にパルス状となることが分かる。

### 3.2.3 SrTiO3 を用いた X 線マイクロカロリメータ

ここでは X 線入射に対する静電容量変化 (パルスハイト) を定量的に議論する。誘電体の比熱は、極低温で格子比熱が支配的だと仮定すると、誘電体素子の熱容量  $C_{\text{th}}(T_p)$  は、素子の温度  $T_p$  の 3 乗に比例する。素子を面積  $A$  (すざく XRS の素子と同じ  $1\text{mm}^2$ )、厚さ  $t$  (例:  $100\ \mu\text{m}$ ) の平板型とし、( $A, t$  は常温での値)  $C_{\text{th}}(100\ \text{mK}) \equiv C_{\text{th},100}$  とすると、熱容量  $C_{\text{th}}(T_p)$  は、

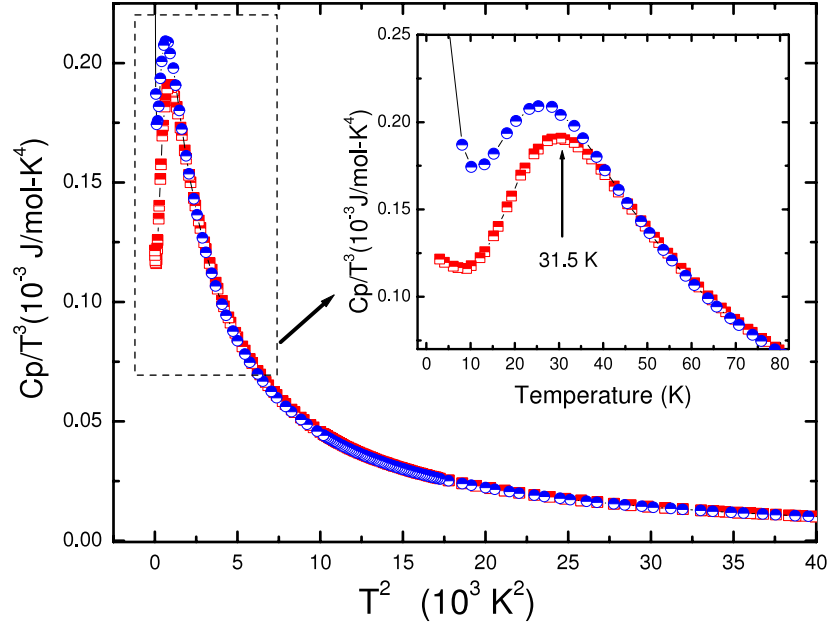


図 3.2.2: STO の mol 比熱の温度依存性 (2 K 以上)(赤: SrTiO<sub>3</sub>, 青: Sr<sub>0.85</sub>Pr<sub>0.15</sub>TiO<sub>3</sub>)[6]

$$C_{\text{th}}(T_p) = C_{\text{th},100} \left( \frac{T_p}{100 \text{ mK}} \right)^3 \left( \frac{A}{1 \text{ mm}^2} \right) \left( \frac{t}{100 \mu\text{m}} \right) \text{ [J/K]} \quad (3.2.14)$$

となる。

STO の mol 比熱の  $\sim 2$  K までの温度依存性の測定値 (先行研究) を図 3.2.2 に示す。極低温での STO の比熱は格子比熱が優勢となるので  $T^3$  即に従う。比熱の  $\sim 2$  K までの測定値を外挿することで得られる  $T_p \sim 100$  mK での比熱  $c_{\text{th}}(T_p)$  は、

$$c_{\text{th}}(T_p) \sim 1.25 \times \left( \frac{T_p}{100 \text{ mK}} \right)^3 \text{ [J/mol/K]} \quad (3.2.15)$$

となる。STO の常温での比重は  $3.99 \text{ g/cm}^3$ 、分子量は  $183.49$  なので、常温での STO の  $1 \text{ mol}$  あたりの体積は  $46.0 \text{ cm}^3/\text{mol}$  である。よって  $\sim 100$  mK における熱容量  $C_{\text{th}}(T_p)$  は、

$$C_{\text{th}}(T_p) \sim 0.273 \left( \frac{T}{100 \text{ mK}} \right)^3 \left( \frac{A}{1 \text{ mm}^2} \right) \left( \frac{t}{100 \mu\text{m}} \right) \text{ [pJ/K]} \quad (3.2.16)$$

となる。この素子にエネルギー  $E (= 5.9 \text{ keV})$  の X 線を入射させたとき、素子の温度上昇  $\delta T$  は式 (3.2.3) より、

$$\delta T \sim 3.5 \times 10^{-3} \left( \frac{C_{\text{th},100}}{0.273 \text{ pJ/K}} \right)^{-1} \left( \frac{T_p}{100 \text{ mK}} \right)^{-3} \left( \frac{A}{1 \text{ mm}^2} \right)^{-1} \left( \frac{t}{100 \mu\text{m}} \right)^{-1} \left( \frac{E}{5.9 \text{ keV}} \right) \text{ [K]} \quad (3.2.17)$$

となる。図 3.2.1 より、 $\sim 100$  mK の  $\alpha_C$  が  $\sim 0.01$  となるので、静電容量の相対変化は式 (3.2.4) より、

$$\frac{\delta C_d}{C_d} \sim 3.6 \times 10^{-4} \left( \frac{\alpha_C}{0.01} \right) \left( \frac{C_{\text{th},100}}{0.273 \text{ pJ/K}} \right)^{-1} \left( \frac{T_p}{100 \text{ mK}} \right)^{-4} \left( \frac{A}{1 \text{ mm}^2} \right)^{-1} \left( \frac{t}{100 \mu\text{m}} \right)^{-1} \left( \frac{E}{5.9 \text{ keV}} \right) \quad (3.2.18)$$

となる。また、(3.2.11) より共振周波数の相対変化は、

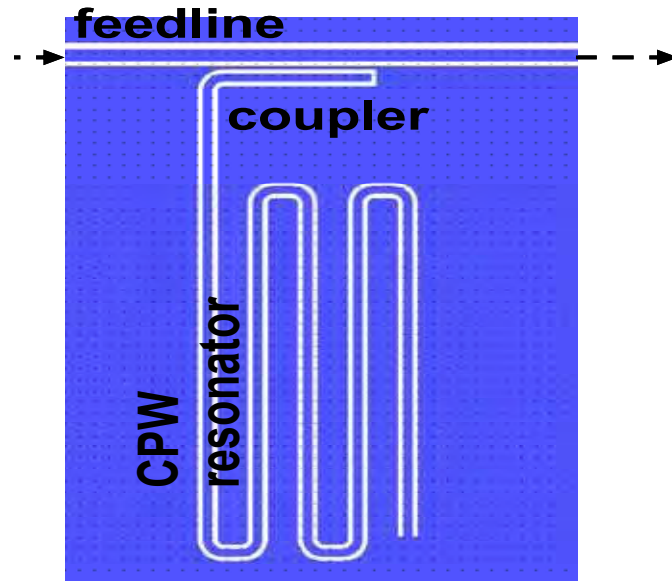


図 3.2.3: KIDs の LC 共振器と伝送線路 (feedline) の結合部 ([7])

$$\frac{\delta\omega_r}{\omega_r} \sim 1.8 \times 10^{-4} \left( \frac{\alpha_C}{0.01} \right) \left( \frac{C_{th,100}}{0.273 \text{ pJ/K}} \right)^{-1} \left( \frac{T_p}{100 \text{ mK}} \right)^{-4} \left( \frac{A}{1 \text{ mm}^2} \right)^{-1} \left( \frac{t}{100 \text{ } \mu\text{m}} \right)^{-1} \left( \frac{E}{5.9 \text{ keV}} \right) \quad (3.2.19)$$

となる。

### 3.2.4 極低温における誘電体の物性値測定

カロリメータとして重要な極低温における誘電体の熱容量  $C_{th}$  の測定は、誘電体に既知の熱信号を与えてその温度上昇を測定することで実現する。これは  $C_{th}$  と  $\delta T$  から  $E$  を求めるカロリメータの原理の逆で、 $E$  と  $\delta T$  から  $C_{th}$  を求める測定であり、これを行うためにはカロリメータの信号の読み出しの仕組みが整っている必要がある。

### 3.2.5 高周波 LC 共振回路による誘電体 X 線マイクロカロリメータ

式 (3.2.19) より、誘電体マイクロカロリメータでは LC 共振回路の共振周波数変化を読み出すことで X 線エネルギーを測定できることが示されたが、次はこの共振周波数変化を読み出す方法を考える。動インダクタンス検出器では、高周波 (GHz 帯) LC 共振回路を用い、信号伝送線路の電力透過特性の変化から共振周波数変化を読み出す。誘電体 X 線マイクロカロリメータでも同様な方法で共振周波数変化を読み出すことを考える。

高周波回路の場合、単なる伝送線路がキャパシタやインダクタとして働く。これを利用することできわめて単純な構造によって LC 共振回路を形成することが出来る。動インダクタンス検出器で用いられている高周波 (GHz 帯) LC 共振回路を図 3.2.3 に載せる。また、その仕組みを誘電体マイクロカロリメータの読み出し回路として適応させた場合の透過回路図を図 3.2.4 に示す ([12])。

図 3.2.4 のように特性インピーダンス  $Z_0$  の信号伝送線路 (以降、フィードライン) の途中に静電容量  $C_c$  を通してインピーダンス  $Z_{rl}(\omega)$  の線路 (以降、共振線路) が結合している回路を作成し、フィードラインに高周波交流信号を伝送することを考える。フィードラインから見た共振線路のインピーダンス  $Z_{rl}(\omega)$  は共振線路の終端の短絡・開放の違い、または長さや高周波交流信号の周波数 (電気長) の違いによって変化する。共振線路がインダクタとして働くと、結

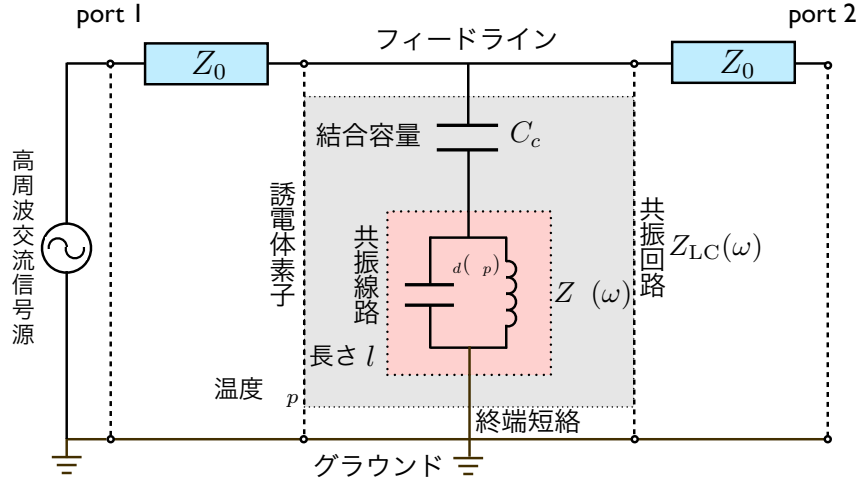


図 3.2.4: 誘電体 X 線マイクロカロリメータの信号読み出し回路として高周波 LC 共振回路を適応させた場合の回路図

合部から先は LC 共振器となる。この回路においてなるべく短い共振線路である決まった共振周波数を実現するためには、共振線路の終端を短絡すればよい。長さ  $l$  の共振線路の終端を短絡した場合は、

$$Z_{r1}(\omega) = Z'_0 \tanh(\gamma l) = \frac{Z'_0}{\tanh^2(\alpha l) + \cot(\beta l)} \left\{ \frac{\tanh(\alpha l)}{\sin^2(\beta l)} + i \frac{\cot(\beta l)}{\cosh(\alpha l)} \right\} \quad (3.2.20)$$

となる。ここで、 $Z'_0$  は共振線路の特性インピーダンスであり、フィードラインの特性インピーダンス  $Z_0$  と区別する。また、 $\gamma, \alpha, \beta$  は共振線路の単位長さあたりの直列電気抵抗を  $\hat{R}_s$ 、直列インダクタンスを  $\hat{L}$ 、並列コンダクタンスを  $\hat{G}_d$ 、並列キャパシタンスを  $\hat{C}_d$  とし、高周波交流信号の角周波数を  $\omega$  としたときに、

$$\gamma \equiv \alpha(\omega) + i\beta(\omega) \quad (3.2.21)$$

$$\alpha(\omega) \equiv \sqrt{\frac{1}{2} \left\{ \sqrt{(\hat{R}_s^2 + \omega^2 \hat{L}^2) (\hat{G}_d^2 + \omega^2 \hat{C}_d^2)} - (\omega^2 \hat{L} \hat{C}_d - \hat{R}_s \hat{G}_d) \right\}} \quad (3.2.22)$$

$$\beta(\omega) \equiv \sqrt{\frac{1}{2} \left\{ \sqrt{(\hat{R}_s^2 + \omega^2 \hat{L}^2) (\hat{G}_d^2 + \omega^2 \hat{C}_d^2)} + (\omega^2 \hat{L} \hat{C}_d - \hat{R}_s \hat{G}_d) \right\}} \quad (3.2.23)$$

と表され、それぞれ伝播定数、減衰定数、位相定数と呼ばれる。共振線路の損失がないとき ( $\hat{R}_s = 0, \hat{G}_d = 0, \alpha = 0, \beta = \omega \sqrt{\hat{L} \hat{C}_d}$ ) となり、

$$Z_{r1}(\omega) = iZ'_0 \tan(\beta l) \quad (3.2.24)$$

となる。 $Z_{r1}(\omega)$  が式 (3.2.20) で表されるとき、共振線路の電気長 ( $\beta l$ ) が  $\pi/2$  よりも小さいときに  $Z_{r1}(\omega)$  の虚数成分 (リアクタンス成分)  $\text{Im}\{Z_{r1}(\omega)\}$  が正となり、共振線路はインダクタとして働く。これは、 $1/4$  波長が共振線路の長さとも一致するような高周波交流信号の角周波数を  $1/4$  波長角周波数  $\omega_q (= 2\pi f_q)$  とすると、 $\omega \leq \omega_q$  となるときに共振線路がインダクタとして働くと言い換えることができる。ここで  $\omega_q$  は、



$$\omega_q = \frac{\pi}{2\ell\sqrt{\hat{L}\hat{C}_d}} \quad (3.2.25)$$

と求めることができる。この式は、 $\hat{L}\ell = L, \hat{C}_d\ell = C_d$  とすると、

$$\omega_q = \frac{\pi}{2\sqrt{LC_d}} \quad (3.2.26)$$

となる。ここで、 $C_d$  は誘電体素子の静電容量である。結合部から先の結合容量  $C_c$  と共振線路の合計インピーダンス (LC 共振回路のインピーダンス)  $Z_{LC}(\omega)$  は、

$$Z_{LC}(\omega) = Z_{r1}(\omega) - \frac{i}{\omega C_c} \quad (3.2.27)$$

となる。

$\text{Im}\{Z_{LC}(\omega)\}$  が 0 となり、 $|Z_{LC}(\omega)|$  が最小値をとるときに共振が起こる。共振周波数は無数に存在し、小さい方から 1 次、2 次、 $\dots$  と数えることにする。ここで特に 1 次の共振周波数を  $\omega_r$  とする。

共振周波数付近ではフィードラインを伝わる電力の一部が結合容量を通して共振線路に流れ込む。ここで、フィードラインの両端をそれぞれポート 1、ポート 2 としたときの  $S$  パラメータ、特にポート 1 からポート 2 への電力透過特性  $S_{21}(\omega)$  について考える。電力やインピーダンスが複素数で表されることを考えると、 $S_{21}(\omega)$  も複素数で表されることが分かる。2 ポート回路の場合、式 (A.3.9) より  $S_{21}(\omega)$  は、

$$S_{21}(\omega) = \frac{2}{2 + \frac{Z_0}{Z_{LC}}} \quad (3.2.28)$$

となる。よって、 $|S_{21}(\omega)|$  (フィードラインの電力透過率) の周波数依存性は図 3.2.5 のようになる。 $|S_{21}(\omega)|$  を見ると共振周波数でディップが形成されており、ポート 1 からポート 2 への電力透過率が低くなることが分かる。つまり、電力の一部が共振線路に流れ込んでいることを示す。共振周波数以外の周波数では、 $|S_{21}(\omega)|$  は 0 dB、つまり 1 (電力透過率 100%) になっている。また、 $S_{21}(\omega)$  の位相角  $\arg\{S_{21}(\omega)\}$  の周波数依存性を図 3.2.6 に示す。 $\arg\{S_{21}(\omega)\}$  を見ると共振周波数付近で大きく変化している。

共振周波数の変化を直接測定するためには X 線パルスの時定数よりも十分に短い周期で  $\omega_r$  周辺の周波数帯域を細かい周波数間隔でスイープし、 $S_{21}(\omega)$  等をモニターする必要がある。周波数間隔がエネルギー分解能を制限することやサンプリングレートが数 100 kHz となることを考えると、特に多素子の信号読み出しを行う場合においては現実的な方法とは言えない。そこで、 $\omega_r$  の変化を間接的に測定することを考える。1 つの方法として、熱的緩和時の共振周波数 (1 次)  $\omega_{r,0}$  を測定周波数として固定し、その周波数での  $|S_{21}(\omega)|$  や  $\arg\{S_{21}(\omega_{r,0})\}$  の変化を測定することで  $\omega_r$  の変化を求める方法がある。この方法は動インダクタンス検出器に実際に用いられており、誘電体 X 線マイクロカロリメータでも同様の方法を検討する。

ちなみに、図 3.2.5 の  $|S_{21}|$  の周波数依存性は急峻であり、 $\omega_r$  の変化による  $|S_{21}(\omega_{r,0})|$  の変化は大きい。急峻な分ダイナミックレンジが狭くなってしまふ。一方、 $\omega \sim \omega_r$  のときの  $\arg\{S_{21}(\omega)\}$  の周波数依存性は  $|S_{21}(\omega)|$  の変化に比べて緩やかであるが、線形性が良く、ダイナミックレンジを広くとることができる。

GHz 帯に多素子の共振周波数を並べるためにはそれらの間隔を狭くする必要がある。そのためには kHz~MHz の精度で共振周波数が調節可能であり、隣り合う共振周波数の素子の信号が干渉しないように、それらの間隔よりも共振の幅や共振周波数変化を十分に小さくすることが必要となる。前節より共振周波数変化は共振回路のパラメータ ( $L, C_d, C_c$ ) によって調節可能であると考えられる。

ここからは、図 3.2.4 のような GHz 帯 LC 共振回路において共振周波数や共振の幅がどのように決まるのかを調べ。まず、結合容量  $C_c$  が小さいという仮定のもとでは、 $\omega_r \sim \omega_q$  となるため、

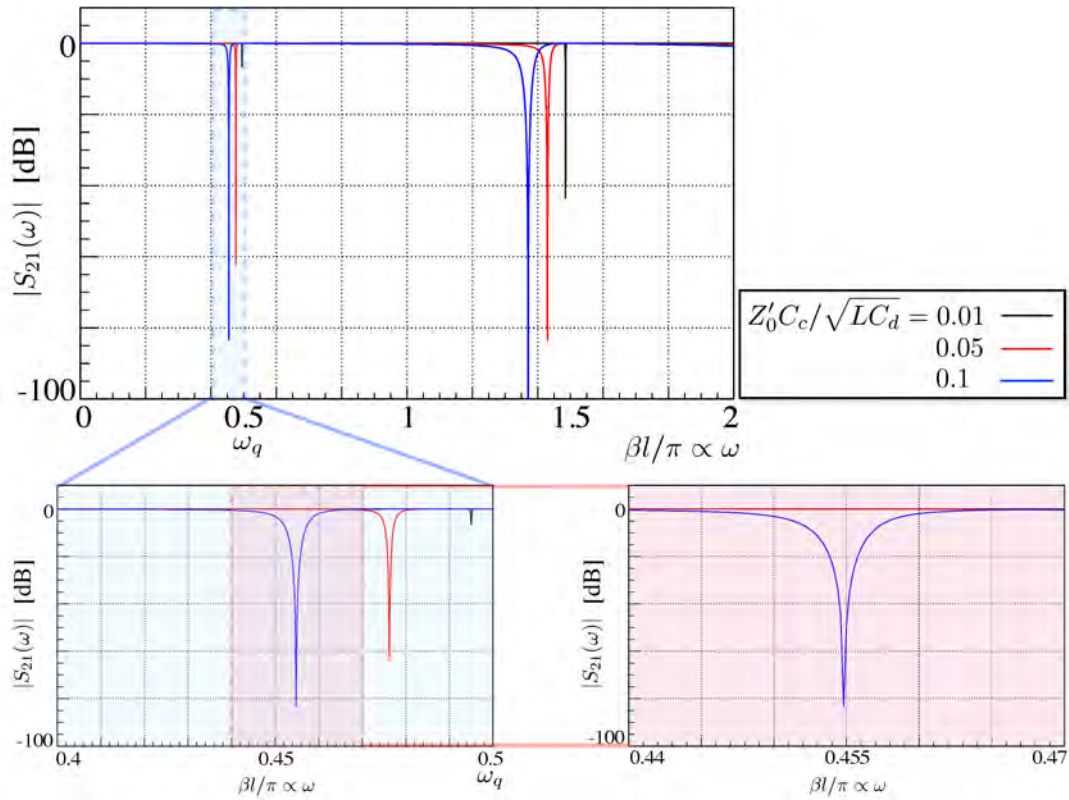


図 3.2.5:  $|S_{21}(\omega)|$  の周波数特性

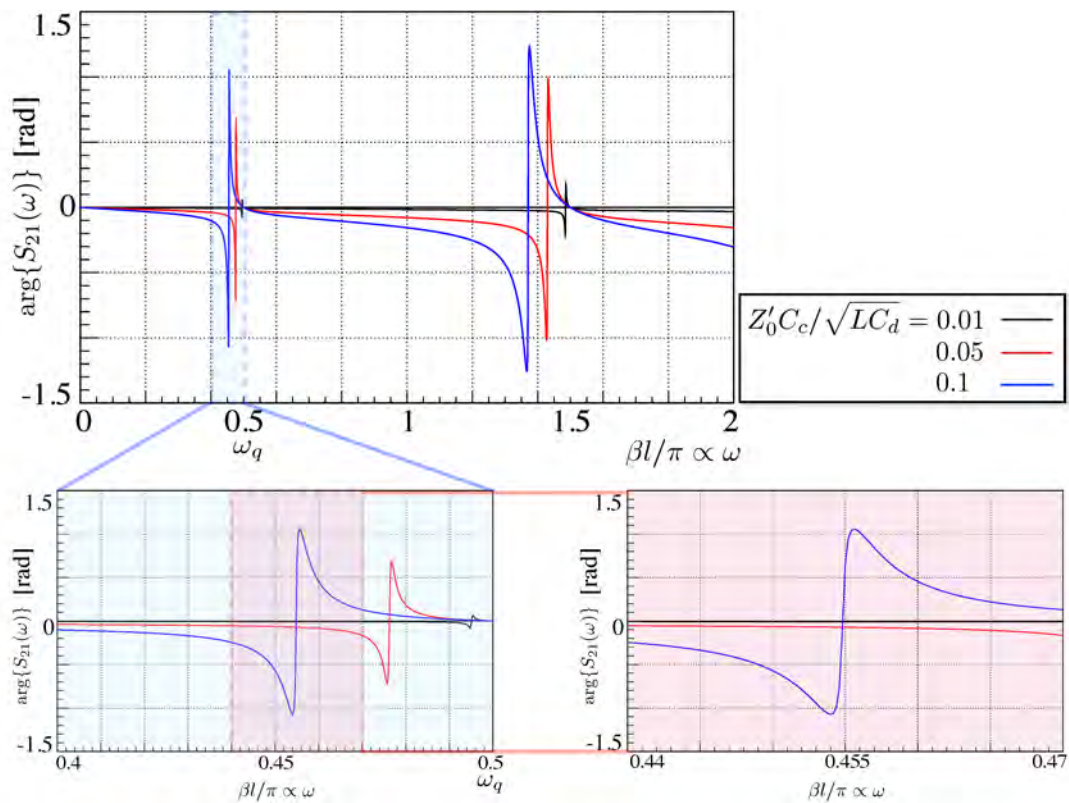


図 3.2.6:  $\arg(S_{21})$  の周波数特性

$$\omega_r \sim \frac{\pi}{2l\sqrt{\hat{L}\hat{C}_d}} = \frac{\pi}{2\sqrt{LC_d}} \quad (3.2.29)$$

と表すことができる ( $L \equiv \hat{L}l, C_d \equiv \hat{C}_d l$ )。この場合、 $\delta\omega_r$  として式 (3.2.19) を用いることができる。また、 $\omega_r \sim \omega_q$  のとき  $\Delta_q(\omega) \equiv (\omega - \omega_q)/\omega_q \ll 1$  とすると、

$$\beta l = \frac{\pi}{2} \{1 + \Delta_q(\omega)\} \quad (3.2.30)$$

$$\rightarrow \cot(\beta l) \sim -\frac{\pi}{2}\Delta_q(\omega) \quad (3.2.31)$$

となる。ここで、 $\hat{R}_s \ll \omega\hat{L}, \hat{G}_d \ll \omega\hat{C}_d$  とすると、式 (3.2.22), (3.2.23) より、

$$\frac{2\alpha}{\beta} \sim \frac{\hat{R}_s}{\omega\hat{L}} + \frac{\hat{G}_d}{\omega\hat{C}_d} \sim \frac{R_s}{\omega_r L} + \frac{G_d}{\omega_r C_d} \equiv \frac{1}{Q_i} \ll 1 \quad (3.2.32)$$

となり ( $R_s \equiv \hat{R}_s G_d \equiv \hat{G}_d l$ )、特に共振線路を超伝導体で形成することによって  $R_s = 0$  となるようなときは、

$$Q_i^{-1} \sim \frac{G_d}{\omega_r C_d} \quad (3.2.33)$$

となる。この  $Q_i$  は共振線路の  $Q$  値と呼ばれる量である。式 (3.2.32) より、

$$\alpha l \sim \frac{\beta l}{2Q_i} = \frac{1}{2} \frac{\pi}{2} \{1 + \Delta_q(\omega)\} \ll 1$$

$$\rightarrow \tanh(\alpha l) \sim \alpha l$$

となる。よって、式 (3.2.20) の  $Z_{r1}$  は、

$$\begin{aligned} Z_{r1}(\omega) &= Z'_0 \frac{1 + i \frac{1}{2Q_i} \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \{1 + \Delta_q(\omega)\} \Delta_q(\omega)}{\frac{1}{2Q_i} \frac{\pi}{2} \{1 + \Delta_q(\omega)\} + i \frac{\pi}{2} \Delta_q(\omega)} \\ &\sim Z'_0 \frac{1 + i \frac{\pi^2}{8Q_i} \Delta_q(\omega)}{\frac{\pi}{4Q_i} + i \frac{\pi}{2} \Delta_q(\omega)} \\ &= Z'_0 \frac{\frac{4Q_i}{\pi} + \pi Q_i + i \left(\frac{\pi}{2} - \frac{8Q_i^2}{\pi}\right) \Delta_q}{1 + 4 \{Q_i \Delta_q(\omega)\}^2} \\ &\sim Z'_0 \frac{\frac{4Q_i}{\pi} - i \frac{Q_i^2}{\pi} \Delta_q(\omega)}{1 + 4 \{Q_i \Delta_q(\omega)\}^2} \end{aligned} \quad (3.2.34)$$

となる。よって式 (3.2.39) より  $Z_{LC}$  は、

$$Z_{LC} \sim Z'_0 \frac{\frac{4Q_i}{\pi}}{1 + 4 \{Q_i \Delta_q(\omega)\}^2} - i \left[ \frac{1}{\omega C_c} + Z'_0 \frac{\frac{8Q_i^2}{\pi} \Delta_q(\omega)}{1 + 4 \{Q_i \Delta_q(\omega)\}^2} \right] \quad (3.2.35)$$

となる。共振は  $\text{Im}(Z_{\text{LC}}) = 0$  となるときに起こるので、 $\omega_r$  を求める方程式は、

$$\frac{1}{\omega_r C_c} + Z'_0 \frac{\frac{8Q_i^2}{\pi} \Delta_q(\omega_r)}{1 + 4\{Q_i \Delta_q(\omega_r)\}^2} = 0 \quad (3.2.36)$$

となる。これを解くと、

$$\omega_r = \frac{\pi}{2} \frac{1}{\sqrt{LC_d + Z'_0 C_c}} \quad (3.2.37)$$

となる。ただし、 $\omega_r \sim \omega_q$  の仮定より、

$$C_c \ll \frac{\sqrt{LC_d}}{Z'_0} \quad (3.2.38)$$

が高周波 LC 共振回路の近似の条件である。この解を  $Z_{\text{LC}}$  に代入すると、 $Z_{\text{LC}}^{\text{min}}$  は、

$$Z_{\text{LC}}(\omega_r) = Z'_0 \frac{\frac{4Q_i}{\pi}}{1 + 4Q_i^2 \left( \frac{-2Z'_0 \omega_r C_c}{\pi} \right)^2} \sim \frac{\pi}{4Q_i Z'_0 (\omega_r C_c)} \equiv Z_{\text{LC}}^{\text{min}} \quad (3.2.39)$$

となる。また、 $\omega \sim \omega_r$  のとき、 $\Delta_r(\omega) \equiv (\omega - \omega_r)/\omega_r \ll 1$  とすると、

$$\Delta_q(\omega) \sim \Delta_r(\omega) - \frac{2Z'_0 \omega C_c}{\pi} \quad (3.2.40)$$

となる。よって  $Z_{\text{LC}}$  は、

$$Z_{\text{LC}}(\omega) \sim Z'_0 \frac{1 + i2Q_i \Delta_r(\omega)}{2\omega C_c Q_i \left\{ \frac{2Z'_0 \omega C_c}{\pi} - \Delta_r(\omega) \right\}} \quad (3.2.41)$$

となり、 $\omega = \omega_r$  のときに式 (3.2.39) と一致する。

以上より、フィードラインの電力等特性  $S_{21}(\omega)$  を考える。式 (3.2.28) より、 $S_{21}(\omega_r)$  は

$$S_{21}(\omega_r) = \frac{2}{2 + \frac{Z_0}{Z_{\text{LC}}^{\text{min}}}} \sim \frac{1}{1 + \frac{2Q_i Z_0 Z'_0 (\omega_r C_c)^2}{\pi}} \equiv S_{21}^{\text{min}} \quad (3.2.42)$$

となる。ここで、

$$Q_c^{-1} = \frac{2Z_0 Z'_0 (\omega_r C_c)^2}{\pi} \quad (3.2.43)$$

とすると、 $S_{21}^{\text{min}}$  は、

$$S_{21}^{\text{min}} = \frac{1}{1 + Q_i/Q_c} = \frac{Q_c}{Q_i + Q_c} \quad (3.2.44)$$

となる。ここで、 $Q_c$  は結合容量の  $Q$  値とみなすことができる。共振器回路全体の  $Q_{\text{tot}}$  は、

$$\frac{1}{Q_{\text{tot}}} = \frac{1}{Q_i} + \frac{1}{Q_c} \quad (3.2.45)$$

となる。また、 $\omega \sim \omega_r$  のときに  $|S_{21}(\omega)|$ ,  $\arg(S_{21})$  をプロットすると、図 3.2.1 のようになる。

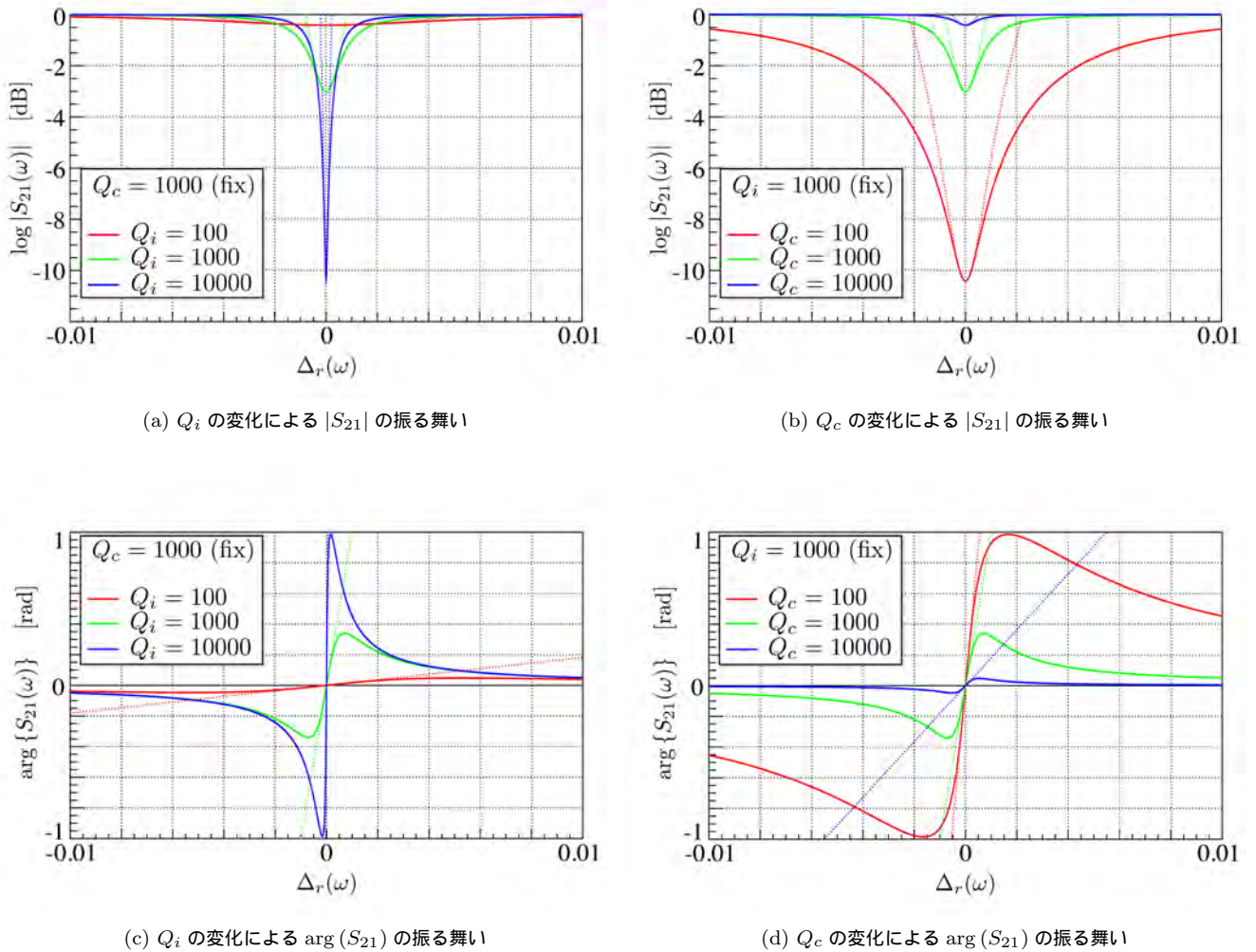
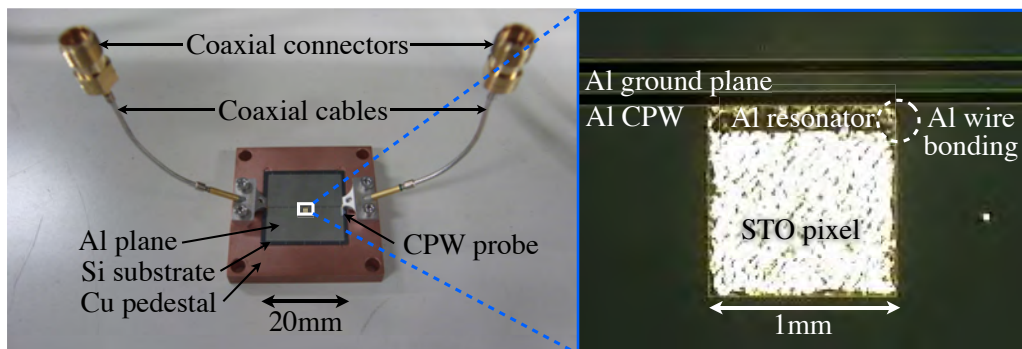


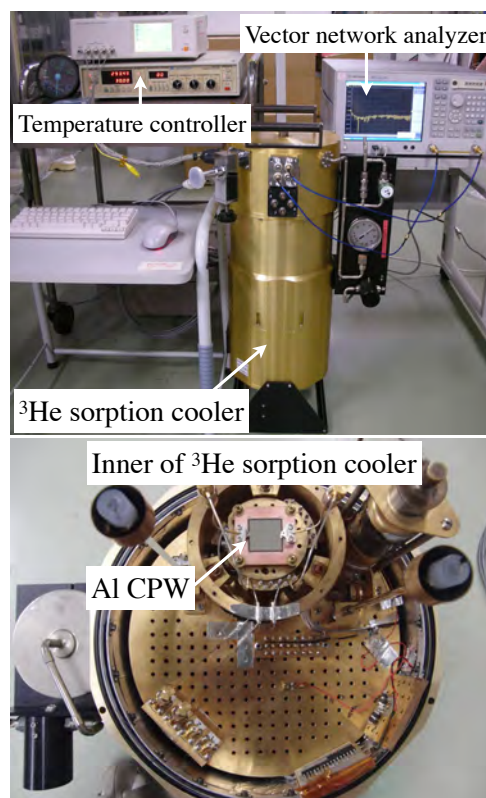
図 3.2.7:  $|S_{21}|$  と  $\arg(S_{21})$  の周波数特性

### 3.3 これまでの読みだし回路に関する研究のまとめ

STO の比誘電率の温度依存性が確認され、共振器のシミュレーションも行われていた ([12])。実際に我々の研究グループで製作したものが図 3.3.1 の素子である。この素子の周波数特性を測定したが、シミュレーションで予測されていた結果とは異なり、伝送線路 (CPW) のみの特性しか得られなかった。そのため、共振器として機能しなかった原因を掴めずにいた。この原因究明のため、STO 素子の大きさを市販のサイズ  $3 \times 7 \times 0.3 \text{ mm}^3$  とし共振器の製作を始めた。X 線に対してこのサイズでは熱容量が大きくなり温度上昇は見込めないが、素子製作の方法を見直すためにサイズを大きくした。また、STO には酸素置換していない STO (STO16) を用いている。STO16 の比誘電率は STO18 のものと遜色無く、安価で STO18 と比較すると入手しやすい。実験を数多くこなし共振器の製作方法を確認させるためにも、STO16 を用いていた。本修士論文でもこの研究を引き継ぎ、STO16 を用いて共振器を製作することから始める。



(a) 製作した素子



(b) He3 ソープシヨクレーを用いた冷却系

図 3.3.1: 製作した誘電体マイクロカロリメータとその測定系 [14]

## 第 4 章

# STO 素子を用いた $LC$ 共振器の製作と評価

誘電体 X 線マイクロカロリメータは、素子材料として用いるチタン酸ストロンチウムを  $LC$  共振回路の一部 ( $C$ ) として組み込むことで X 線による温度上昇を共振周波数 (誘電率) の変化として読み出す。GHz 広帯域にそれぞれ異なる共振周波数をもつ  $LC$  共振回路を並列に接続することで 1 本の伝送線路から数 1000 素子の信号を同時に読み出すことが可能である。これまでに極低温でチタン酸ストロンチウムの比誘電率の温度依存性は確認されていた。信号読み出しに必要な  $LC$  共振回路の設計も行われていた。しかし、共振器があるにも関わらず、伝送線路だけの周波数特性しか測定されなかった。

本章では、これまでの設計をもとに新しく  $LC$  共振器を設計する。そして製作において工夫を施した  $LC$  共振器の評価を行う。

### 4.1 本実験の目的

本実験では共振の深さと  $Q$  値、共振周波数のパラメータ依存性を明らかにするため、室温から極低温にかけ評価可能な共振器の製作と評価を行う。共振は深すぎると Band Pass Filter という特性上、透過するシグナルが弱くなってしまふ。誘電体 X 線マイクロカロリメータでも MKIDs と同じ数 dB が望ましい。また、将来的に信号多重化を行うため周波数の制御が必要となる。数 1000 素子の信号を多重化するためには、 $Q \sim 1000$  かつ周波数間隔  $\sim 1$  MHz で制御できることが望ましい。本実験により共振の深さ、 $Q$  値、周波数を決めているパラメータを明らかにすることで、今後の共振器製作の足がかりとする。

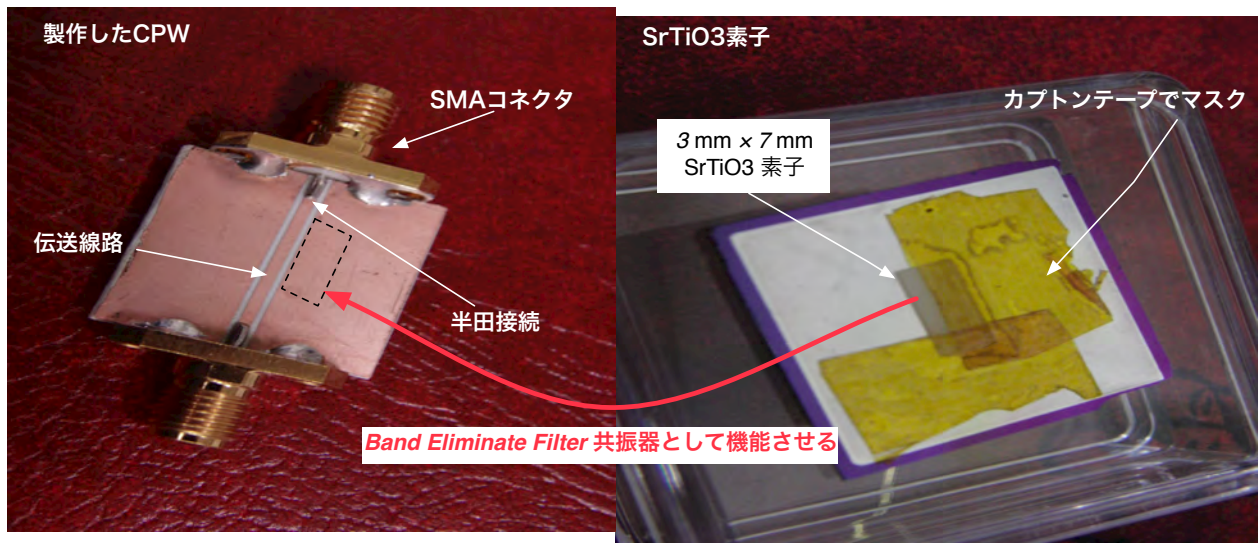
### 4.2 これまでの課題

3 章でも紹介を行ったが、これまで 1 mm 角 STO 上にアルミ電極  $0.2 \mu\text{m}$  を製膜した。そして、その一端をボンディングで GND へ終端した共振器を製作した。しかし、設計段階で期待されていた  $\sim 0.5$  dB の共振どころか、共振点らしきものは周波数特性にはみらなかった。共振の得られる予定であった、測定周波数帯域では 0 dB という伝送線路だけの透過特性しか確認されなかった。共振を得るためには、

- アルミ自体の抵抗成分により、共振が浅くなること
- アルミの終端が上手くできていないことにより、狙った周波数に共振周波数がきていないこと

という 2 つの問題点をクリアする必要があると考察した。この原因を、

- STO の表面荒さ ( $\sim 1 \mu\text{m}$ ) に対するアルミの厚みが薄かったため、共振が浅い。
- シミュレーションでは理想的にアルミの一端は終端されているが、実際の製作では GND とボンディングで接続しており、RF 的に終端されていない。



#### CPW

- 伝送線路をSMAコネクタからGHz交流電力が流れる
- 裏面にもGNDプレーンがあり、両側のGNDと合わせて、電力を損失なく透過させる。

#### STO

- カプトンテープの覆われていない箇所にアルミをスパッタで成膜 ⇒ 共振器となる
- CPWの伝送線路に沿ってマウントし、共振器として機能させる。

図 4.3.1: 実験に用いる素子と伝送線路

の2点と考察した。

また、この共振器は設計段階で、

- アルミの超伝導
- 極低温でのSTOの比誘電率 ~ 20000

を仮定しており、極低温で機能させることが前提となっていた。そのため、共振器として機能するか否かを判断するために極低温まで冷却する必要があった。

### 4.3 課題解決に向けた取り組み

4.2節で挙げられた課題に対する解決策をここでまとめ、製作した共振器を評価するための実験セットアップまで記載する。

#### 4.3.1 実験に用いる素子・伝送線路

本実験では、図 3.3.1 の素子の製作工程を見直すために、図の伝送線路と STO 素子を用いて共振器の製作を行う。STO 素子の大きさは、3 mm × 7 mm × 0.3 mm である。また、CPW も前回のアルミから銅に替えた。また、基板もシリコンから Rogers Corporation の RT Duroid 5880 という基板を用いた。これは、常温で実験する上では、シリコン基板とアルミで作った伝送線路よりも、透過特性が良いものを用いるためである。



### 4.3.2 課題解決のための手法

この小節では、4.2 節で挙げられた課題に対する解決策をまとめる。

#### 抵抗成分の改善

まず、STO 上のアルミ薄膜について考える。STO の表面にある粗さを取り除く方法は一般的に知られていないため、どうしてもアルミには凹凸が伝播し、抵抗成分があると考えられる。そのため、これまで以上にアルミを厚く成膜することで、STO の表面粗さが存在していたとしても抵抗成分を小さくし、共振器として機能させることを目指した。今回は STO の表面粗さと同等の  $1\mu\text{m}$  とその 10 倍の  $10\mu\text{m}$  で成膜した素子を製作した。アルミの成膜はこれまで通りスパッタで行う。これまで以上にスパッタ時間を長く取ることでアルミを厚くする。

#### 終端方法の改善

次にアルミの終端方法について考える。これまでにボンディングで行っていた終端を RF 的にも終端させるために、以下のように改善した

- STO 側面にスパッタでアルミを成膜
- STO の裏面にアルミを成膜
- 導電性のペーストを用いて、STO 裏面と GND プレーンを接着

側面スパッタに際しては、カプトンテープで STO を包む様にマスキングし、スパッタ装置内に STO を斜めにセットしスパッタを行った。スパッタ時間は  $10\mu\text{m}$  積んだときと同じ時間である (図 4.3.2)。

#### 共振の設計

次に共振器の設計について考える。これまでの問題点は極低温で共振器として機能していなかったことにある。原理的に共振器として機能させるだけなら常温でも可能だが、問題はその共振の深さ、 $Q$  値、周波数を測定できるかどうかである。

### 4.3.3 素子の設計

この小節では、常温から極低温にかけて測定可能な共振の深さ、 $Q$  値、周波数を持つ LC 共振器の設計を示す。

#### 共振の深さ、周波数、 $Q$ 値

以前に設計した素子の経験から、共振の深さが  $\sim 0.5\text{ dB}$  程度と期待される。常温・極低温で共に測定を可能にするには、冷凍機配線によるロスが小さく  $S/N$  の高い  $\lesssim 1\text{ GHz}$  に共振が有ることが望ましい。そこで常温で  $\sim 1\text{ GHz}$ 、STO の比誘電率が 300 から 228000 となる極低温では、それ以下となることが望ましい。

共振周波数を常温で  $\sim 1\text{ GHz}$  とするために、共振周波数  $f_r$  はアルミの長さを  $\ell$  としたときに、

$$f_r = \frac{1}{4\ell\sqrt{LC}} \quad (4.3.1)$$

となる。すなわち、アルミの長さを長くすることで、STO の比誘電率が小さくなり大きくなる共振周波数を  $1\text{ GHz}$  にすることが可能だと考えられる。比誘電率  $\epsilon_r$  の媒質中を伝播する高周波に対する波動方程式をとくと  $\sqrt{LC}$  は、

$$\frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}$$

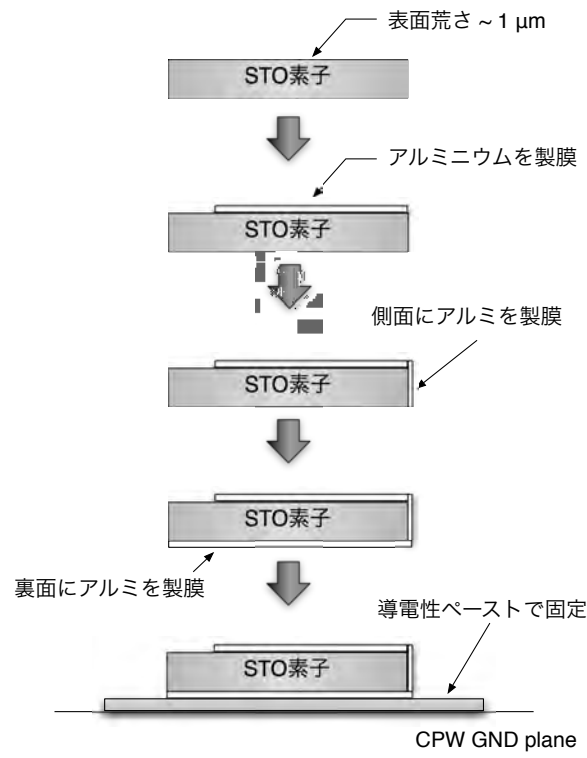


図 4.3.2: 共振器の製作フロー

表 4.1: 電磁界シミュレータ『Femtet』

Version	
Femtet	11.1.1.40555

となる。すなわち、本実験で用いる共振器に対しては、

$$f_r = \frac{c}{4l\sqrt{\epsilon_{r,eff}}} \quad (4.3.2)$$

が成り立つと考えられる。ここで、 $\epsilon_{r,eff}$  は実効的に効く比誘電率である。この  $\epsilon_{r,eff}$  は、ジオメトリーに依存する値と考えられるため、電磁界シミュレーションを用いて解析を行った。また、アルミの長さ  $l$  を長くするために、STO素子を  $1\text{ mm}^2$  から  $3\text{ mm} \times 7\text{ mm}$  とした。また、STO素子の比誘電率は常温で 300 と十分に大きいため  $\epsilon_{r,eff} \simeq \epsilon_{r,STO}$  とするために、STO上のアルミ電極とCPWのGNDでSTOを挟んだ。そして、伝送線路と共振器のカップリングさせるため、CPWの溝に沿ってSTOをセットした(図 4.3.3)。これ以上近づけることはアルミの終端が崩れるために難しい。

### シミュレーション

シミュレーションには Murate Software の『Femtet』という電磁界シミュレーションツールを用いる(表 4.1)。

シミュレーションに代入したパラメータとその結果得られた解析結果を示す。まず、常温から液体窒素温度(77 K)までSTO素子を冷却し、得られる共振を予測するために、比誘電率だけを変化させたときに得られるシミュレーションを行った。STOは冷えるほど図 3.2.1 の様に比誘電率を増加させるため、表 4.2a のように解析用パラメータを用いた。STOの比誘電率( $\epsilon_{r,STO}$ )はSTOを購入した会社のスペックシート 300で行った。次に、伝送線路の影響がどの

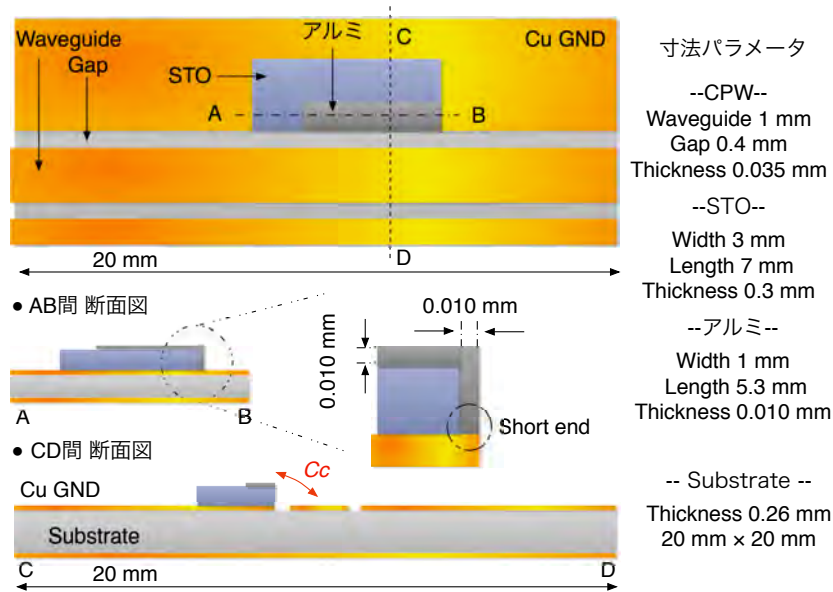


図 4.3.3: シミュレーションで使用したモデルとその寸法用パラメータ

表 4.2: 解析に用いたパラメータ

(a) 実験をシミュレートするための解析用パラメータ

$\epsilon_{r,STO}$	$\tan \delta_{STO}$	$\epsilon_{r,Substrate}$	$\tan \delta_{Substrate} [-]$	$\sigma_{Al} [S/m]$	$\sigma_{Cu} [S/m]$
300	0.001	2.33	0.0012	$3.56 \times 10^7$	$6.45 \times 10^7$
600	↓	↓	↓	↓	↓
900	↓	↓	↓	↓	↓
↓	↓	↓	↓	↓	$6.45 \times 10^5$
22800	↓	↓	↓	↓	↓
↓	↓	↓	↓	完全導体	↓

(b)  $\tan \delta_{STO}$  を変化させたときの解析用パラメータ

$\epsilon_{r,STO}$	$\tan \delta_{STO}$	$\epsilon_{r,Substrate}$	$\tan \delta_{Substrate} [-]$	$\sigma_{Al} [S/m]$	$\sigma_{Cu} [S/m]$
22800	0.001	2.33	0.0012	完全導体	$6.45 \times 10^5$
↓	0.01	↓	↓	↓	↓
↓	0.1	↓	↓	↓	↓

程度を調べるために、77 K で銅の導電率が 100 倍よくなるとしてシミュレートした。そして、極低温で得られる特性を予測するために、その状態から比誘電率を開谷修論で測定された 22800 という値を用いてシミュレーションを行い、その後アルミを完全導体としてアルミの抵抗値が 0 となったときを考えた。実際に、本冷却ではアルミニウムが超伝導転移する 1.2 K 以下まで冷却するためである。また、問題となっていた STO の表面粗さもシミュレーションでは取り入れている。シミュレーション内での表面粗さの取り扱い付録で扱う。最後に、STO の  $\tan \delta_{STO}$  の影響を調べるために  $\tan \delta_{STO}$  を変えてシミュレーションを行った。

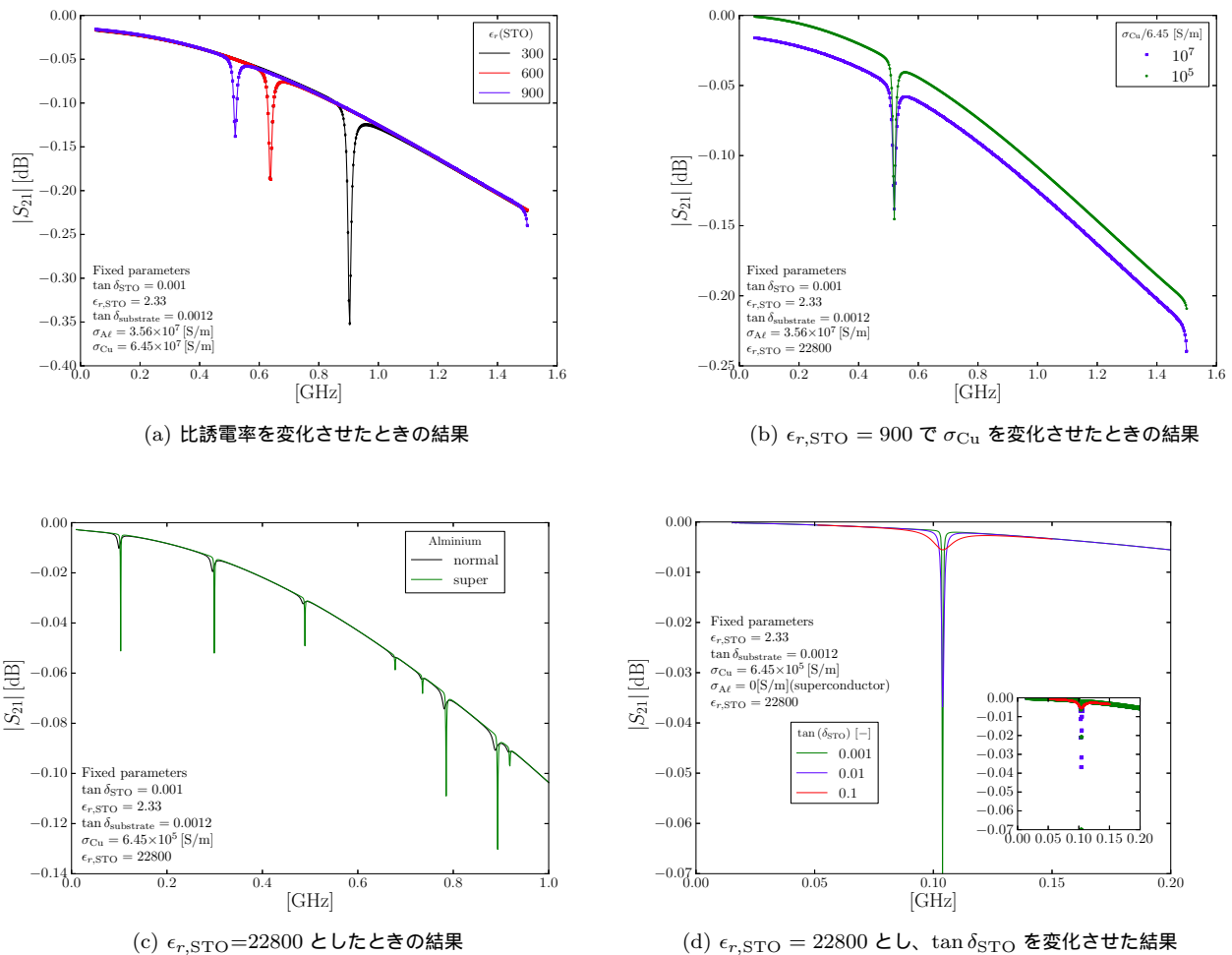


図 4.3.4: シミュレーション結果

### シミュレーション結果

ここでは、前の小段落で示したシミュレーションの結果を示す。まず、STOの比誘電率を  $\epsilon_{r,STO} = 300 \rightarrow 900$  と変化させたときに得られたシミュレーション結果を示す。 $\epsilon_{r,STO} = 300$  で  $\sim 900$  MHz にあった共振が  $\epsilon_{r,STO} = 600, 900$  と2倍3倍になっていくにつれ、共振周波数は  $\sim 1/\sqrt{2}, 1/\sqrt{3}$  となっていることが分かる(図 4.3.4a)。測定周波数間隔は 3 MHz と、共振の半値幅に対して  $\sim 10$  MHz に比べて細かく設定した。図 4.3.4a のシミュレーション結果より、共振の深さは常温で  $-0.35$  dB となっていたのが  $-0.35$  dB  $\rightarrow$   $-0.20$  dB  $\rightarrow$   $-0.15$  dB と浅くなっていった。

次に、伝送線路の抵抗値の影響を見積もるため銅の導電率を  $\sigma_{Cu}/6.45 = 10^7 \rightarrow 10^5$  と100倍にした。すると、透過特性が 0.01 dB ほど良くなることがわかった(図 4.3.4b)。そして、この  $\sigma_{Cu}/6.45 = 10^7$  の状態で  $\epsilon_{r,STO} = 900 \rightarrow 22800$  とすると、共振は 0.1 GHz となることが分かった。また、共振は  $-0.01$  dB より大きくなってしまっても分かった。さらに、STO上のアルミを完全導体とすると、共振は  $-0.01$  dB  $\rightarrow$   $-0.05$  dB と深くなる(図 4.3.4c)。STOの  $\tan \delta_{STO}$  を変化させてみると、共振の鋭さは変わる(図 4.3.4d)。これは  $\tan \delta_{STO}$  の値が過去の測定でシステムティックエラーが大きかったために、行ったものである(図 4.3.4d)。 $\tan \delta_{STO} = 0.1$  までの周波数と Q 値、深さであれば、ネットワークアナライザで測定が可能である。

## 4.4 実験セットアップ

### 4.4.1 He3 ソープションクーラー

冷却には He3 のソープションを利用した冷凍機である He ソープションクーラーを用いる。最低到達温度は 300 mK である。この冷凍機は予冷から最低到達温度まで 1 日で行うことができ、消費する液体 4 ヘリウムの量も 10 l と少ない。また、GHz 帯域の信号を扱うためこの冷凍機には 4 K ステージまでに 4 本の同軸ケーブルが通っている。そのうちの 2 本を極低温ステージまでのばし、共振器の周波数特性を測定する。4 K ステージまでの配線は図 4.4.1 のように同軸ケーブルをタンクに巻き付けている。そして、4 K ステージから極低温ステージへは、図で紹介した同軸ケーブルを用いる。同軸は Coax 社製で  $\phi 0.86$ 、芯線・GND 線ともにキュプロニッケルでできたセミフレキシブル同軸ケーブルを用いている。また、実験に際して参照する温度計は図 4.4.1a の He3 cold plate 裏面のゲルマニウム温度計である。

### 4.4.2 冷凍機内セットアップ

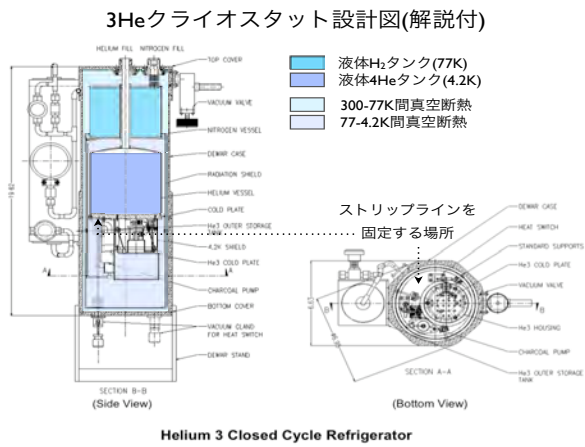
製作した SMA コネクタ付きの伝送線路は、その SMA により基板と極低温ステージの間に空間ができていた。この空間を埋めるために、銅の治具を用いて熱伝導を取る様にした (図 4.4.2a)。同軸と CPW 基板はワッシャーで押さえつけており、熱伝導が確保された状態となっている。

### 4.4.3 測定セットアップ

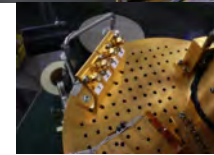
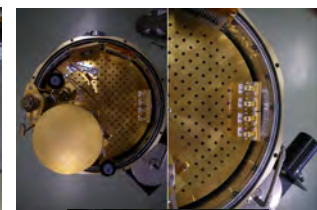
共振器の周波数特性の測定のために、8.5 GHz までの周波数特性が測定可能なベクトルネットワークアナライザ (VNA) を用いた。VNA の測定周波数間隔は、測定する周波数範囲を 1.5 GHz とし、周波数分割を 0.9 MHz とした。この設定により、半値幅 1 MHz までの共振を捉えることが可能で、図 4.3.4d シミュレーションで見られている様な半値幅  $\sim 0.1$  MHz の共振は周波数範囲を狭めることで測定可能である。測定系はネットワークアナライザからの同軸ケーブルを CPW に付いた 2 つの SMA に接続した系である (図 4.4.2b)。

**測定前の校正** 測定の前には、CPW についた SMA コネクタ間だけの周波数特性を得るために、校正を行っている。まず、SMA コネクタそれぞれに Open(開放端)/Load(50  $\Omega$  終端)/Short(終端)/をつなぎ、SMA 同士を Thru( $Z_0 = 50 \Omega$ ) で接続し周波数特性を得る。そして、ネットワークアナライザ内で Open/Load/Short/Thru の情報から、被測定物 (ここでは、共振器) までの配線等の周波数特性を算出する。そして、その周波数特性を引いたものを被測定物の特性を測定する。

**温度計** 温度計には、He3 ソープションクーラーにもともと備え付けの校正済み Ge 温度計を用いる。これは、極低温ステージの裏側に付いておりもっとも冷える極低温ステージ上の温度をモニターしている。



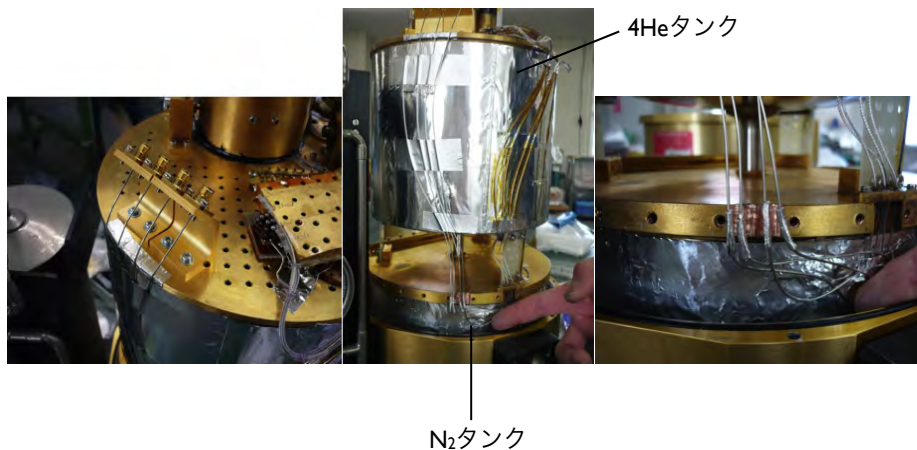
(a) 設計図(解説付)



4Kステージ(bottom view)とコネクタ

3Heクライオスタット外観

(b) 外観



内部コネクタと外部コネクタをつなぐ配線

(c) 冷凍機内の同軸ケーブル

図 4.4.1: He3 ソープションクーラ内の同軸配線

## 4.5 実験結果

### 4.5.1 アルミ薄膜を厚くした共振器の周波数特性

アルミ薄膜を 1, 10  $\mu\text{m}$  とした共振器を製作し、常温で  $S$  パラメータを測定した。まず、常温で設計通りの共振が得られるかを確認するため、測定を行った。共振器の特性を明らかにするために、伝送線路だけの特性を測定しておき、その後共振器を伝送線路とカップルさせた。アルミ共振器は 1  $\mu\text{m}$  と 10  $\mu\text{m}$  の 2 通りで測定した。その結果、どちらも 0.8 GHz 付近で共振が得られた。アルミの厚み 10  $\mu\text{m}$  の方が 1  $\mu\text{m}$  より  $\sim 3$  倍共振が深くなり  $\sim -0.12$  dB となった(図 4.5.1a)。共振の深さにアルミ薄膜の厚みが関わっていることが分かった。

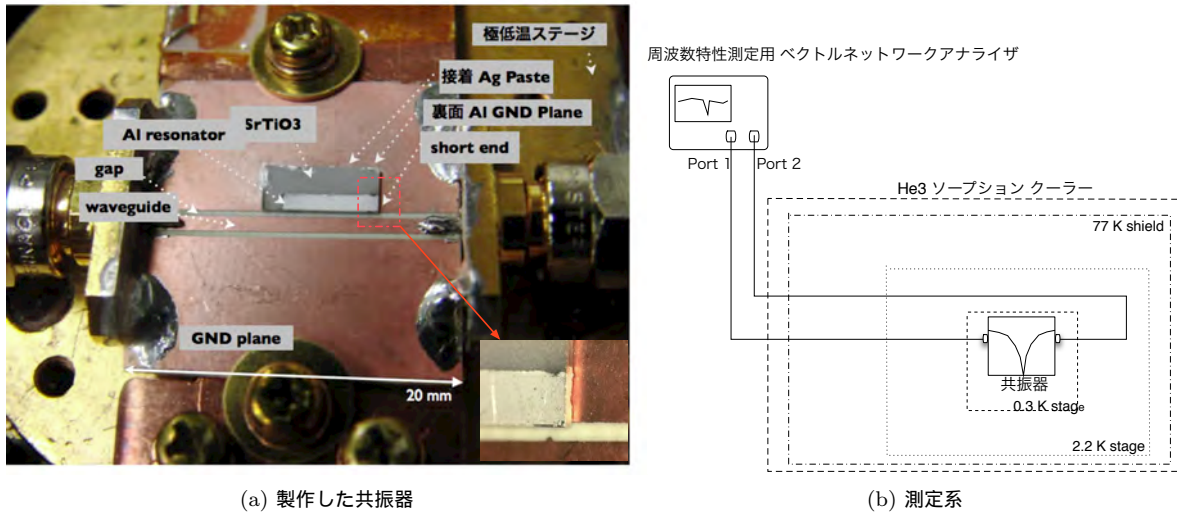
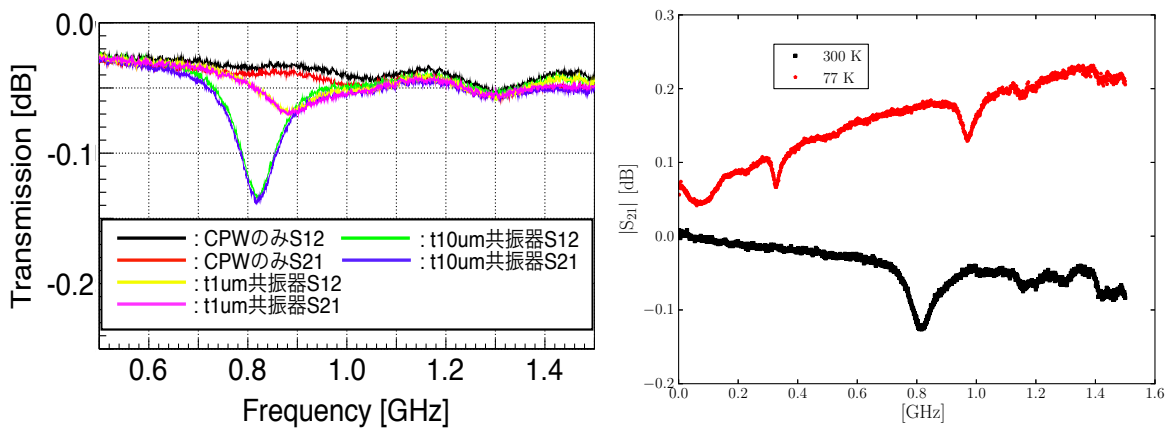


図 4.4.2: 製作した共振器とその測定系



(a) 伝送線路だけの特性と伝送線路 + 共振器 (アルミ 1,10 μm) の特性

(b) 常温と 77 K の比較

図 4.5.1: 常温と 77 K での測定結果

#### 4.5.2 77 K, 4.2 K, 0.5 K, 昇温中での測定結果

次に、常温, 77 K, 4.2 K, 0.3 K の共振の深さ、 $Q$  値、周波数を測定し、比較を行った。各共振パラメータは伝送線路に対して並列に  $LC$  共振器が接続されたときの周波数特性の式 (A.2.6) で最小二乗法を用いてフィットし、得られた  $|S_{21}^{\min}|, Q, \omega_r/2\pi$ , をそれぞれ、共振の深さ、 $Q$  値、共振周波数 ( $\omega_r$ ) とする。

77 K での測定結果

常温で得られた共振の温度依存性をみるために、77 K で測定を行った。77 K では共振の周波数は  $\frac{0.35}{0.80} \sim 0.44$  倍低周波側へシフトし、深さも  $\sim 0.05$  dB 程度浅くなった (図 4.5.1b)。この共振に関する深さ等のパラメータは図 4.5.3b のフィット結果より  $f_r = 0.3273 \pm 0.0006$  GHz,  $(|S_{21}^{\min}| + \text{OFFSET}) = -(0.042 \pm 0.005)$  dB,  $Q = 13 \pm 1$  となった。共振が浅くなる理由については、考察で集中常数的な等価回路を用いて行う。また 77 K には  $\sim 1$  GHz に 2 次の共振も

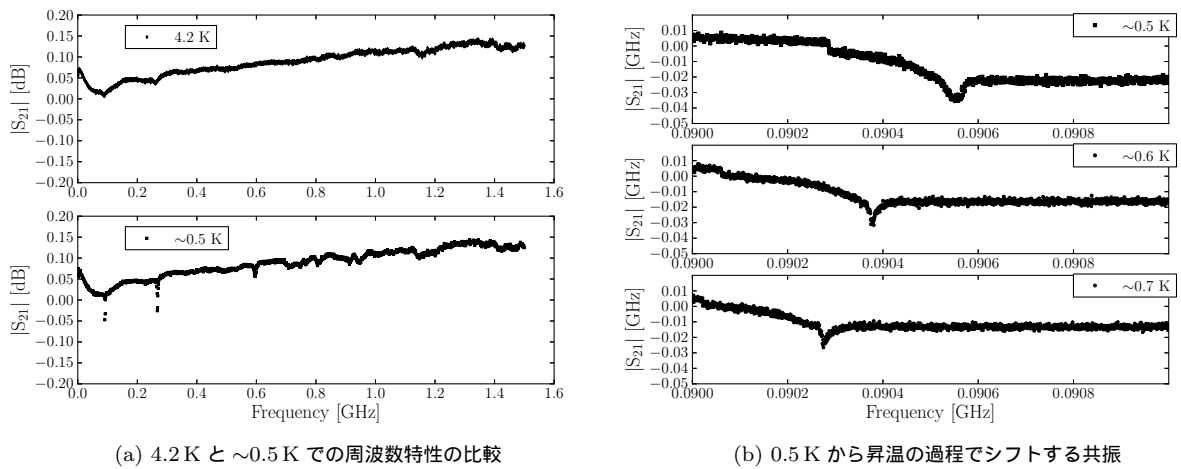


図 4.5.2: <4.2 K で見られた共振の温度依存性

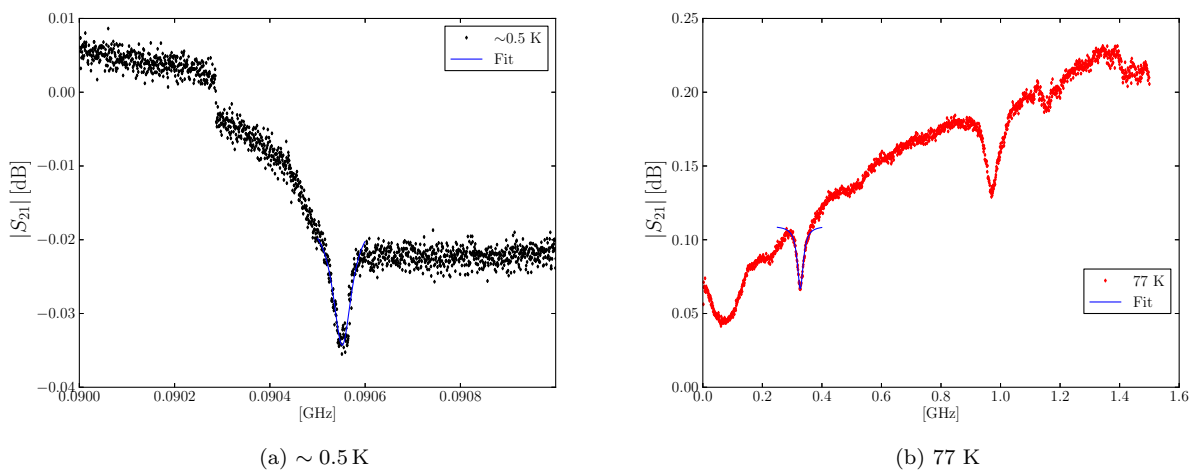


図 4.5.3: 共振のフィット

見えてきた。

#### 4.2 K, 0.5 K での測定結果

次に、常温で得られた共振の 4.2 K での特性を得るために測定を行った。その結果、常温、77 K では見られていた共振は 4.2 K では見られなくなった。さらに冷却を行うと ~1 K を下回るときに共振が再び現れた (図 4.5.2a)。冷却時の最低到達温度である 0.5 K では  $f_r = 0.09055 \pm 0.00000$  GHz,  $Q = (1.8 \pm 0.1) \times 10^3$ ,  $(|S_{21}^{\min}| + \text{OFFSET}) = -(17.6 \pm 0.01)$  mdB であった (図 4.5.3a)。4.2 K で共振が浅くなることに関しては等価回路による考察を行う。

#### 昇温中での測定結果

まず、0.5 K から昇温した時の測定結果を載せる。共振周波数の温度依存性は低周波側へ ~0.1 MHz/0.1 K という傾きでシフトした (図 4.5.2b)。考察では、STO の比誘電率の温度変化 (図 3.2.1) を用いた考察を行う。



表 4.3: 実測と設計のまとめ

(a) 共振周波数			
	常温	4.2 K	0.5 K
設計値 [GHz]	0.9	0.1	0.1
実測値 [GHz]	$0.8205 \pm 0.0004$	—	$0.090552 \pm 0.00000$

(b) 共振の深さ			
	常温	4.2 K	0.5 K
設計値 [dB]	-0.25	0.005	$-70 \times 10^{-3}$
実測値 [dB]	$-(0.103 \pm 0.006)$	—	$-(17.6 \pm 0.1) \times 10^{-3}$

(c) Q 値			
	常温	4.2 K	0.5 K
設計値 [-]	15	15	1000
実測値 [-]	$6.8 \pm 0.2$	—	$(1.8 \pm 0.1) \times 10^3$

### 4.5.3 まとめ

この小節では、各温度で得られた実測結果とシミュレーションによる設計の結果の比較を行う(表 4.3)。表 4.3 より周波数に関して極低温でも、常温でもシミュレーションは実測をよく再現する結果となった。一方で Q 値はオーダーで一致、共振の深さはシミュレーションより浅くなってしまった。

## 4.6 考察

考察では、まず得られた共振に対する考察を共振の周波数について考察する。次に、Q 値と共振の深さについて考察する。そして、放射線検出器へ向けて STO を小型化するために必要なことを考える。

### 共振周波数の絶対値

まず、各温度で得られた共振周波数の温度依存性について考える。アルミの終端がしっかり取れていれば、共振周波数は  $\lambda/4$  共振の式 (4.3.2) にあるように、 $\epsilon_{r,eff}$  の値とアルミの長さ  $l$  で決まる。 $\epsilon_{r,eff}$  がジオメトリーで決まるため、製作した共振器の測定結果から考察が必要な値である。結果から式 (4.3.2) を用いて  $\epsilon_{r,eff}$  を逆算する。その際に、 $l$  は STO 上の長さだけの場合と、側面の長さを足した長さをを用いた場合で行う。すると STO の比誘電率と常温と極低温でなコンシステントな結果を得ることができる(表 4.4)。よって  $\lambda/4$  共振の式 (4.3.2) に従っていることから、アルミの終端が RF 的になされていることが分かる。

### 極低温での温度依存性

ここでは、図 4.5.2b について考察する。STO16 の比誘電率は 2 K から 0.3 K では、ほとんどシフトしないはずである(図 3.2.1)。しかし、昇温からの過程で温度依存性が見えている。図 3.2.1 の STO16 の 2 K 以下での測定結果をみると  $\epsilon_{r,STO16} = 22784 \pm 4 (@0.5 \text{ K}) \rightarrow 22789 \pm 4 (@0.7 \text{ K})$  となっている。仮に、この比誘電率の温度依存性が見えているとして、STO の比誘電率比で計算すると、

表 4.4: 実測結果から得られる比誘電率

(a) $\ell = 5.3\text{ mm}$ で計算した場合			(b) $\ell = 5.6\text{ mm}$ で計算した場合		
[K]	式 (4.3.2) より算出した値	$\epsilon_{r,\text{STO}}$	[K]	式 (4.3.2) より算出した値	$\epsilon_{r,\text{STO}}$
常温	$3.0 \times 10^2$	300 or 330	常温	$2.7 \times 10^2$	300 or 330
77	$1.9 \times 10^3$	1800	77	$1.7 \times 10^3$	1800
0.5 K	$2.4 \times 10^4$	22800	0.5	$2.2 \times 10^4$	22800

$$90\text{ MHz} \times \left(1 - \sqrt{\frac{22784}{22789}}\right) \sim -10\text{ kHz} \quad (4.6.1)$$

となる。しかし、実測結果は 200 kHz のシフトがあり STO16 の比誘電率だけでは説明がつかない。これがどのような物理に基づいているかは分かっていない。

冷却に伴う共振の深さと  $Q$  値

ここでは、式 (3.2.45) と式 (3.2.44) を用いて考える。実験結果の  $Q = 1800$ ,  $10 \times \log_{10} |S_{21}^{\text{min}}| = -0.018\text{ dB}$  より、

$$Q_i = 1807 \quad (4.6.2)$$

$$Q_c = 435195 \quad (4.6.3)$$

となる。式 3.2.32 の  $G_d$  を STO の  $\tan \delta_{\text{STO}}$  を用いて書き換えると  $G_d = \omega_r C_d \tan \delta_{\text{STO}}$  となるので、 $Q_i \sim \tan^{-1} \delta_{\text{STO}}$  となる。よって、式 4.6.2 から  $\tan \delta_{\text{STO}} \sim 5 \times 10^{-4}$  となる。これは [12] で測定された結果とファクターで一致する。

一方で、 $Q_c$  は  $Q_c/Q_i \sim 240$  と  $Q_i$  に比べて大きい。この  $Q_c$  が  $Q_i$  に比べて大きい場合、図 3.2.7b の  $Q_i = 10000$  の場合のように共振は浅くなっている。この  $Q_c$  は式 3.2.43 で定義される。式 (3.2.43) の中の  $Z_0, Z'_0$  はそれぞれ  $Z_0 \sim 50\ \Omega$  で設計しており、 $Z'_0$  は STO 基板の上にアルミのストリップラインがあると仮定して計算すると  $Z'_0 \sim 0.5\ \Omega$  ( $@\epsilon_{r,\text{STO}} = 22800$ ),  $4$  ( $@\epsilon_{r,\text{STO}} = 300$ ) となる。 $Z_0$  は温度変化しないと仮定すると  $Z'_0$  は  $Q_c$  を大きくするものである。また、 $\omega_r$  が小さくなると、その 2 乗で  $Q_c$  を大きくする。さらに、 $C_c$  の絶対値が小さいことは 2 乗で  $Q_c$  を大きくする。以上の考察より共振が浅くなる原因として、

- $\omega_r$  が低温になるにつれ、 $\sim 1/10$  となること
- $C_c$  の絶対値が  $\sim 0.1\text{ pF}$  と小さいこと
- $Z'_0$  の値が低温になるほど小さくなること

が考えられる。

## 4.7 まとめと今後

本実験では、アルミの終端方法をボンディングからスパッタに変更し、アルミ薄膜の厚みを STO の表面粗さの 10 倍程度大きくすることで、常温と極低温で  $\lambda/4$  共振を確認した。しかし、シミュレーションによる設計と比較して共振が浅いことが問題であった。考察によって、この原因を共振周波数 ( $\omega_r$ ) が低周波側へシフトすること、CPW 芯線と共振器の結合容量 ( $C_c$ ) の絶対値が小さいこと、共振器の特性インピーダンス ( $Z'_0$ ) が温度変化することと考察した。

STOの比誘電率は常温から極低温で $\epsilon_{r,STO} = 300 \rightarrow 22800$ となるため、 $\omega_r$ が低周波側へシフトする。よって、この改善策として、

- $C_c$ の絶対値を大きくするようなジオメトリーをもって共振器を製作する
- 極低温で得られる $\omega_r$ を高周波側で実現する

ことが考えられる。

## 第 5 章

# 周波数特性の改良を目指した $LC$ 共振器の設計・製作・評価

本章では、前章の共振器より STO 素子の周波数 (比誘電率) 変化の読み出しに適した周波数特性をもつ新しい  $LC$  共振器の評価を行う。共振は深いほど、共振周波数のシフトによる電力変化が大きくなる。現段階では、確実に共振の変化を読み出すために MKIDs の読み出しに用いられている共振と同程度の数 dB が望ましい。本章では、共振を  $\sim$  数 dB とする方法を設計、製作、評価する。そして、今後の共振器製作の足がかりとする。

### 5.1 本実験の目的

本実験では共振をより深く ( $\sim$  dB) するため、伝送線路と共振器の結合方法を変えた新しい共振回路の設計・製作・評価を行う。

### 5.2 これまでの課題

前章で初めて STO 素子を用いた  $LC$  共振器の製作に成功した。しかし、その共振が  $\sim 10$  mdB と浅いことが問題となっていた。この原因をアルミの超伝導転移前の共振が、測定できないほど浅いことが原因だと考察した。さらに、前章の  $Q_i, Q_c$  というパラメータを用いた考察では、CPW 伝送線路に対して GND 平面にマウントした STO 上のアルミをカップルさせる方法では共振の深さは  $\sim$  dB とすることは難しいことが課題であった。

### 5.3 課題解決に向けた取り組み

#### 5.3.1 課題解決のための手法

本実験では前節の課題を解決するために、伝送線路と導体結合されたスタブ共振器 (A.4) を利用した共振器の設計・製作・評価を行う。スタブ共振器の周波数は、スタブ周りの比誘電率とスタブ自身の長さで決まる。そのため、スタブに STO をマウントすることで、STO の比誘電率が共振の周波数に影響を及ぼす狙いである。スタブ上にも GND へ向けて電場は存在しており、STO をマウントしたことによる共振周波数の変化はシミュレーションによる考察が必要である。

集中定数的に考えると、スタブに STO を並列に接続したとき、等価回路が図 5.3.1 のようになると期待される。この回路でも、 $C_{\text{STO}}$  が大きくなるため、共振が低周波側になると考えられる。そして共振が浅くなると考えられる。しかし、STO が無いとき ( $C_{\text{STO}} = 0$ ) の、スタブが示す周波数特性である ( $\sim -40$  dB) という深い共振を利用し、共振が浅くなったとしても 4 K で共振が数 dB である共振を目標とする。前章の集中定数による等価回路と比較すると、伝

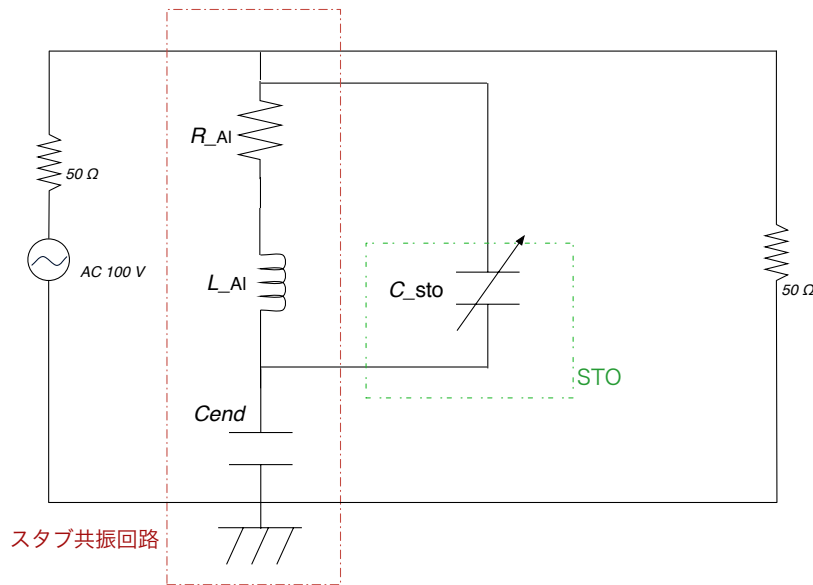


図 5.3.1: 設計する共振器の等価回路

送線路に対して  $C$  カップルしていた部分が導体結合となっている。そして 1K 以下では、アルミの超伝導転移によって、 $R_{Al} \rightarrow 0$  としてさらに共振を深くする狙いである。

### 5.3.2 実験に用いる素子・伝送線路

スタブ構造を高周波回路で実現する場合、マイクロストリップラインを用いるのが一般的である。素子には今回も  $STO(x=0)$  を用いる。これまで図 3.3.1 や前章で検討されてきた CPW から、マイクロストリップラインに変更し、伝送線路と共振器 (スタブ) を導体で直接する。今回の  $STO(x=0)$  は、今後マイクロカロリメータとするために厚みを  $300\ \mu\text{m}$  から  $\sim 100\ \mu\text{m}$  とし、熱容量を  $\sim 1/3$  としたものである (式 3.2.16)。次にスタブ構造をアルミで実現し、さらに  $STO(x=0)$  を用いて共振器を形成することを考える。そのために、前章の様に  $STO$  上にアルミを成膜し、そのアルミをストリップラインに接続することでスタブを形成する。そして、スタブ共振周波数を  $STO(x=0)$  の比誘電率変化で低周波側へシフトさせる狙いである。

### 5.3.3 素子の設計

#### シミュレーション

まず、シミュレーションで使用したモデルを示す。シミュレーションモデルでは、ワニス (GE7031) をマイクロストリップラインに沿って同じ高さで形成し、マイクロストリップラインとワニスの平面にアルミをマウントした。そして、アルミに沿ってワニスと同じ高さで形成し、 $STO$  をその上へマウントした (図 5.3.2)。各モデルに代入した解析用パラメータを図 5.1 に示す。ここでも、 $STO$  の表面粗さ (r.m.s.  $\sim 1\ \mu\text{m}$ ) は含まれている。

#### シミュレーション結果

まず、 $\epsilon_{r,STO} = 300$  の時に共振が得られた。そして、共振が  $STO$  の比誘電率変化を受けていることを確認するために、 $\epsilon_{r,STO} = 300 \rightarrow 600 \rightarrow 900 \rightarrow 1800 \rightarrow 3600 \rightarrow 10800$  とした。その結果、共振周波数は低周波側へとシフトした (図 5.3.3a)。 $STO$  の比誘電率を変化させることで、共振周波数をシフトさせることができおり、共振周波数は  $STO$  の比誘電率の影響を受けていると考えられる。

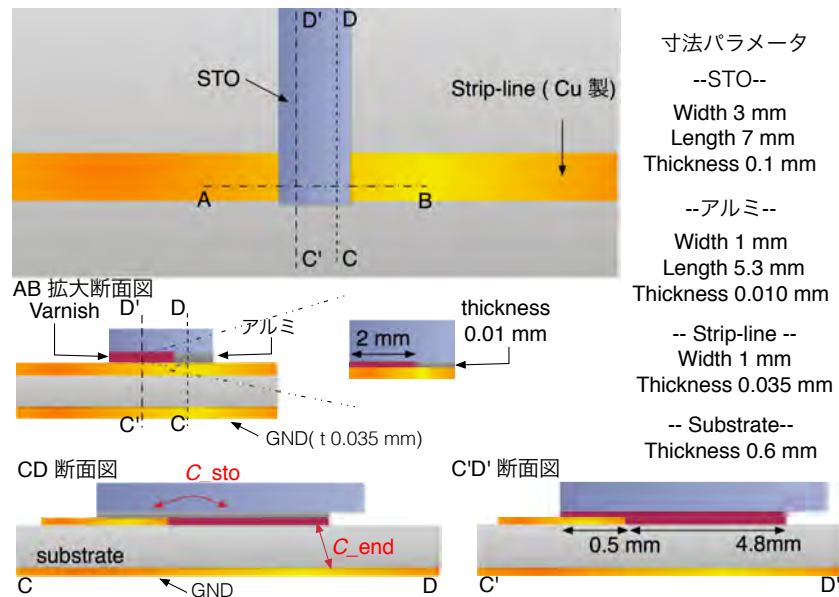


図 5.3.2: シミュレーションモデル

表 5.1: 解析用パラメータ

$\epsilon_{r,STO}$	$\tan \delta_{STO}$	$\epsilon_{r,Substrate}$	$\tan \delta_{Substrate} [-]$	$\epsilon_{r,Varnish}$	$\tan \delta_{Varnish}$	$\sigma_{Al} [S/m]$	$\sigma_{Cu} [S/m]$
300	0.001	3.38	0.0025	4.5	0.001	$3.56 \times 10^7$	$6.45 \times 10^7$
600	↓	↓	↓	↓	↓	↓	↓
900	↓	↓	↓	↓	↓	↓	↓
22800	↓	↓	↓	↓	↓	↓	↓
↓	↓	↓	↓	↓	↓	完全導体	↓

次に  $\epsilon_{r,STO} = 22800$  を代入したシミュレーション結果を考える。この結果では、共振の  $Q$  値が大きくなり、 $\epsilon_{r,STO} = 900$  で得られた共振が低周波側へシフトしていき、共振周波数は 1.6 GHz に共振が現れる。また、共振は  $-20 \text{ dB} \rightarrow -2 \text{ dB}$  と浅くなり、本共振器でも共振が浅くなると考えられる。今回もアルミの超伝導転移によって  $Q$  が大きくなり、共振が深くなるのが分かった (図 5.3.3b)。アルミの超伝導転移後の共振  $Q$  値は  $\sim 300$  であった。

前回の周波数特性と比べて共振は深くなっており、頂点付近は急峻な傾きを示している。この周波数、深さ、 $Q$  値であればネットワークアナライザで測定が可能である。

## 5.4 実験セットアップ

### 5.4.1 液体ヘリウム温度での実験

液体ヘリウム温度での実験では、STO の比誘電率の増加に伴う、共振の周波数特性の変化を調べる。実験に用いる  $STO(x=0)$  の比誘電率は、低温になるほど増加する。そのため、液体ヘリウムの液面にプローブを近づけ、徐々に 4.2 K にしながら測定を行う。最終的には、液体ヘリウムに直接浸けて測定を行う。実験に用いた測定道具と結果を図 5.4.1 に示す。測定のために、同軸ケーブルが 2 本通るプローブを設計した。発注してできあがったプローブを図 5.2 に示す。今回の測定も前章と同じネットワークアナライザを用いて測定を行う。

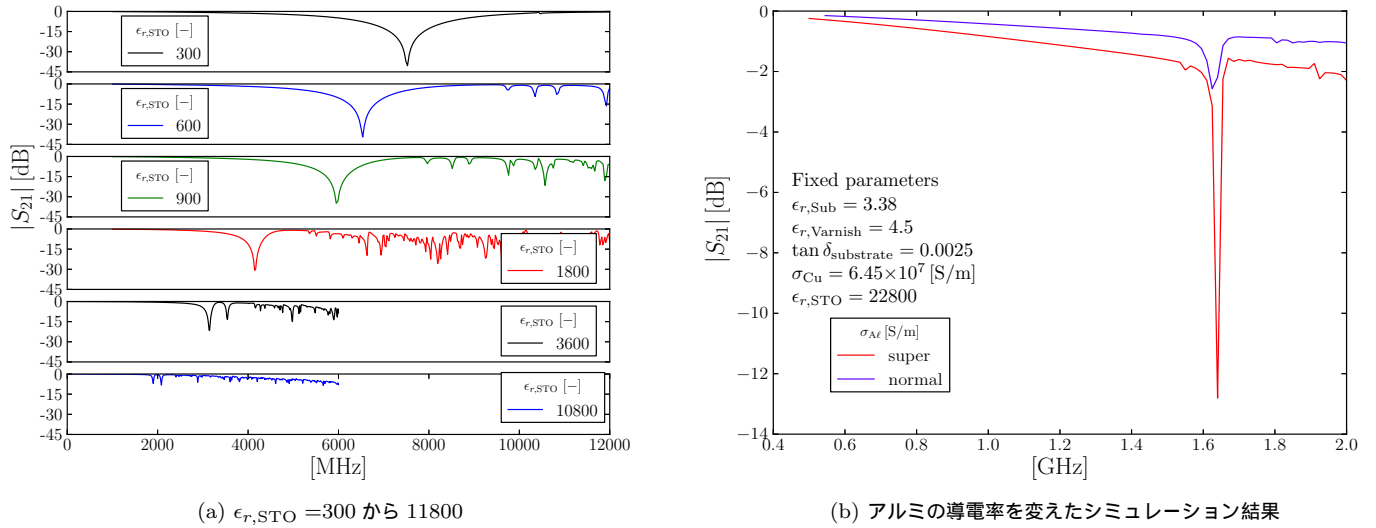


図 5.3.3: シミュレーション結果

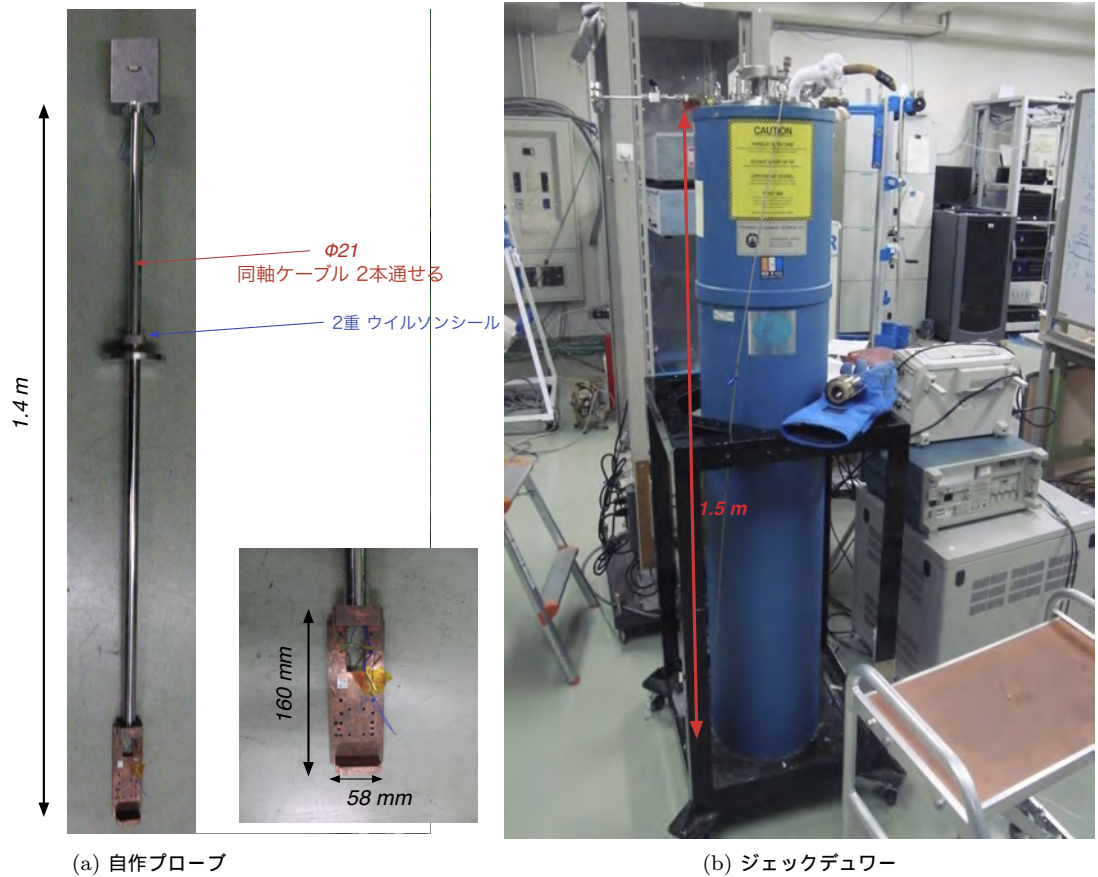


図 5.4.1: ジェックデューワーでの測定に用いたもの

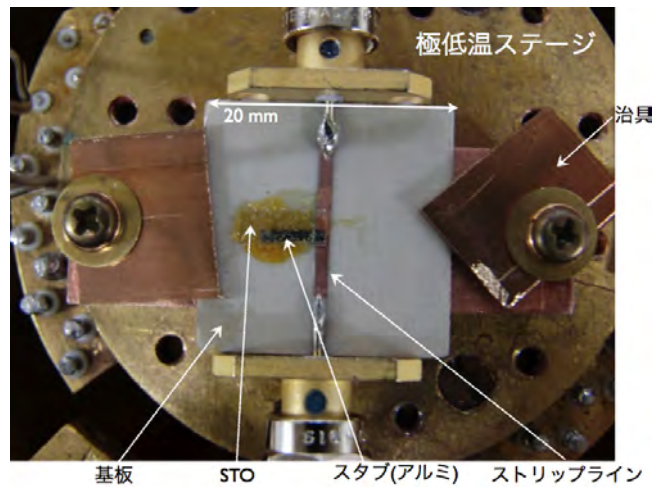


図 5.4.2: セットアップ

#### 5.4.2 He3 ソープションクーラーでの実験

この節では、He3 クライオスタット内の実験セットアップを示す。まず、図 5.4.2 に極低温ステージ上のセットアップを示す。製作した共振器の基板と極低温ステージの間には、銅の治具を入れている。これは SMA コネクターによる空間を埋めて熱伝導を取るためである。基板は両側から銅治具で抑えた。この銅治具はネジ止めで固定されている。周波数特性の測定には、今回も前章と同じ図 4.4.2b の系で行った。

### 5.5 実験結果

#### 5.5.1 自作プローブでの測定結果

図 5.4.2 の共振器を自作したプローブにセットし測定を行った。まず、液体窒素温度で測定を行った。次に、液体ヘリウム温度で行った。どちらも、液体に浸ける過程での測定も行った (図 5.4.1)。ウイルソンシールで高さを固定しつつプローブを下げながら測定を行った。図 5.5.1 の結果は下に行くにつれ液面に近づけたときの結果である。各温度での 1 次の共振の測定結果を表 5.2 にまとめる。

##### 液体窒素温度までの結果

1 次の共振の周波数シフトは常温から  $8 \rightarrow 4$  GHz とシフトした。共振の深さはそれほど変わっていない。Q 値は  $\sim 4$  倍大きくなった。一方で 2 次や 3 次、4 次の共振も低周波側へシフトしてきた。

##### 液体ヘリウム温度までの結果

全ての共振が、浅くなりながら低周波側へシフトした。冷却につれて共振が浅くなるのが今回の実験でも確認された。浅くなったものの、-3 dB 程度の深さは保っていた。1 次の共振の周波数は  $4.5 \text{ GHz} \rightarrow 1.2 \text{ GHz}$  となった。

#### 5.5.2 He3 ソープションクーラーでの実験結果

まず、一次の共振に対して液体ヘリウム温度での結果を自作プローブと比較する。冷凍機とプローブを比較すると数 MHz のズレがあったが、プローブで測定した結果と遜色ない結果となった (表 5.2)。次に、冷却を行うにつれ 1 K



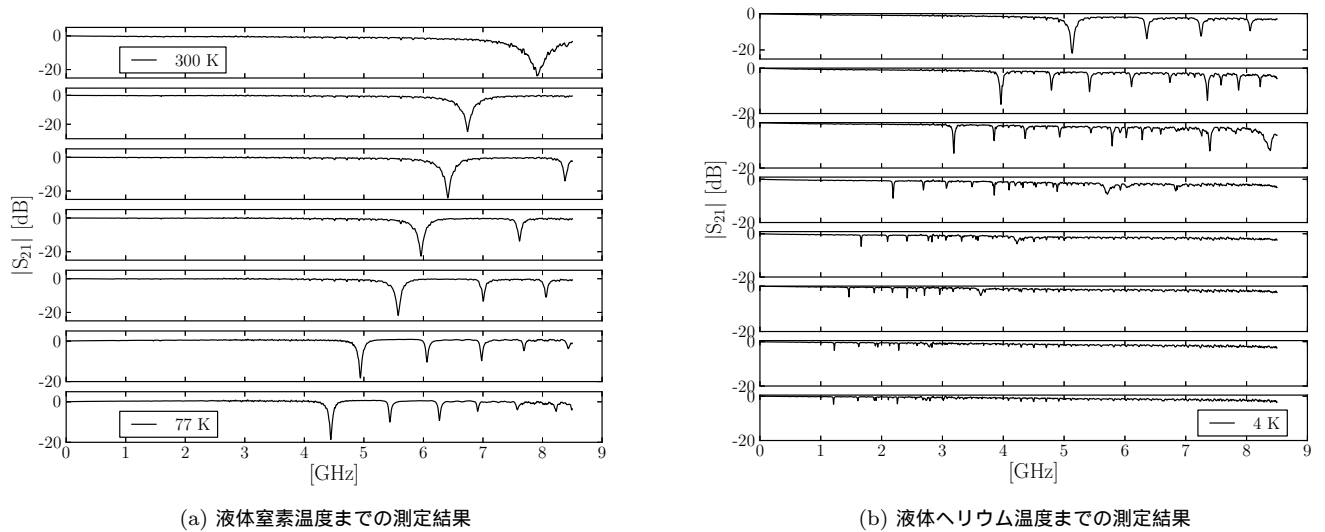


図 5.5.1: 自作プローブによる測定結果

表 5.2: 自作プローブと冷凍機での測定結果

[K]	共振の深さ [dB]	共振周波数 [MHz]	$Q$ [-]
300	-20	8150	15
77	$-17.48 \pm 0.28$	4441	$67 \pm 1$
4.2 (Probe)	$-3.29 \pm 0.11$	$1231 \pm 0$	$127 \pm 3$
4.2 (Cryostat)	$-4.18 \pm 0.01$	$1225 \pm$	$149 \pm 0$

を境に急激に共振の深さが深くなり、周波数のシフトが低周波側へのシフトから高周波側へのシフトへと変わった (図 5.5.2)。図 5.5.2 は He3 のソープションの冷却過程で測定を行った結果である。そして、前章で用いた式 (A.2.6) を用いフィッティングして導出した共振周波数と、共振の深さをプロットすると、1 K を境に図 5.5.3 のように共振は変化した。

## 5.6 考察

### 共振の深さ、 $Q$ 値、周波数に対する考察

本実験の目標であった、4 K で共振が測定できた。また、アルミの超伝導転移によって共振をより深くすることができた。また、その深さも転移後で -12 dB となった。共振の  $Q$  値は 300 であるが、半値の半値を与える周波数間隔 ( $\sim \Delta f_{FWHM}/2$ ) で考えれば、共振深さ ( $\sim 3$  dB) に対して  $Q \sim 600$  であり、 $\Delta f_{FWHM}/4$  で考えれば、 $Q \sim 1200$  となり、1 素子の読み出しには十分急峻である。続いて、周波数について考える。まず、スタブだけの周波数をその長さ  $\ell = 5.3$  mm で基板の比誘電率 3.38 を用いて計算すると  $\sim 8$  GHz であり、300 K の実測結果も  $\sim 8$  GHz なので、STO の比誘電率の影響は無視できるほど小さいと考えられる。冷却して行く過程で、 $8.15 \rightarrow 1.23$  GHz となり、その比は  $1.23/8.15 \simeq 0.15$  である。STO の比誘電率の比は  $\sqrt{300/22800} = 0.11$  であり、STO 比誘電率の変化が冷却に伴う周波数変化を及ぼす原因だと考えられるため、STO の比誘電率の影響を受けてると考えられる。

極低温での共振周波数は、 $\sim 1$  K を境に急激に変化した。この変化はその温度と、共振が深くなることと同時に生じ

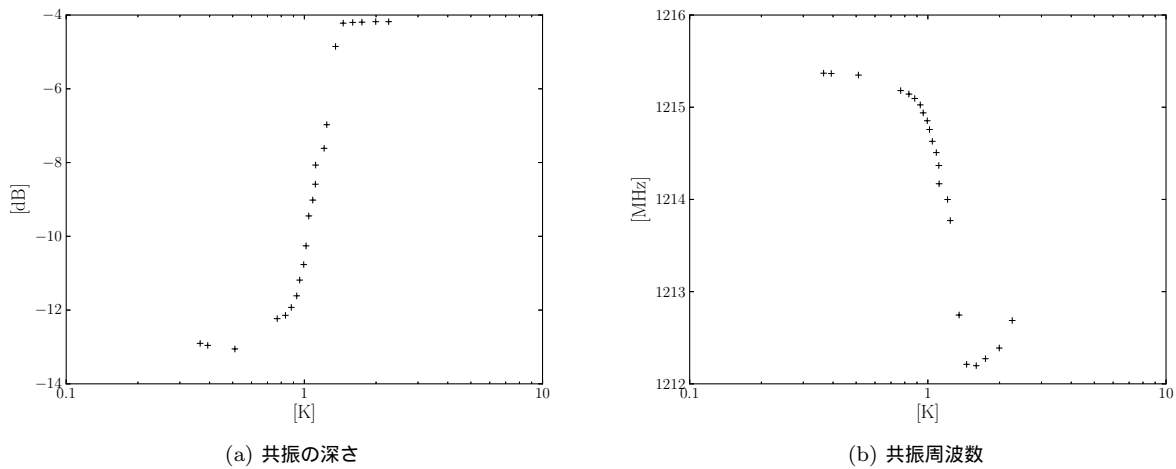


図 5.5.2: 1 K を境に変化する共振パラメータ

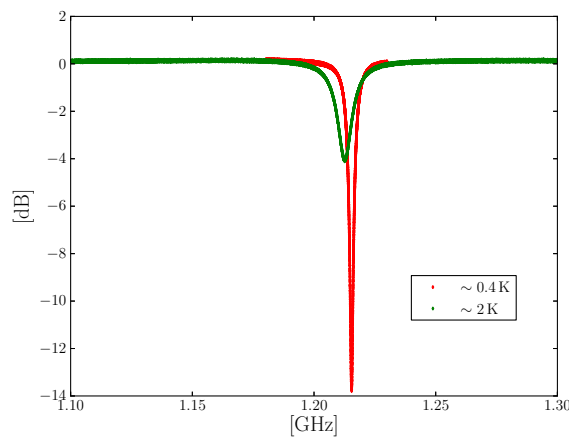


図 5.5.3: ~2 K と ~0.4 K での共振の比較

ていることから、アルミの超伝導転移によるものと STO の変化を同時に見ていると考えられる。シミュレーションではアルミの抵抗を 0 にしており、超伝導を模擬している訳ではなく完全導体としている。そのため、超伝導転移由来の変化は、インダクタンスの変化だと考えられる。いわゆる KIDs 的な変化だと考えられる。共振シフトの方向も、KIDs 的なインダクタンスの変化と一致する。前章で見られていた周波数の温度依存性も STO の比誘電率に加え、アルミによるインダクタンスの変化も同時に見ていた可能性があると考えられる。

集中定数を用いた考察

実験結果の 1 次の共振に着目して考察を行う。1 次の共振は常温から極低温にかけて共振の深さが浅くなった。ここでは、当初の狙いである  $L$  に対して  $C_{STO}$  が並列に入って LC タンク回路が GND へ  $C_{end}$  で接続されている集中定数回路 (図 5.6.1a) で考える。まず、アルミの長さ 5.3 mm で基板の比誘電率 3.38 を用いて  $\lambda/4$  の周波数を計算すると、 $\sim 8$  GHz となる。実測結果も  $\sim 8$  GHz となっており、STO の比誘電率のほとんど影響を受けていないと考えられる。まず、 $C_{STO} = 0$  pF として、8 GHz という周波数を用いて並列に LCR 回路のモデルを考える。その際に、図 5.6.1a の  $R_1$  に流れる電流値の周波数特性を用いて考察を行う。はじめに、 $L_{Al}$  はフラットワイヤーを仮定して、2 nH で固

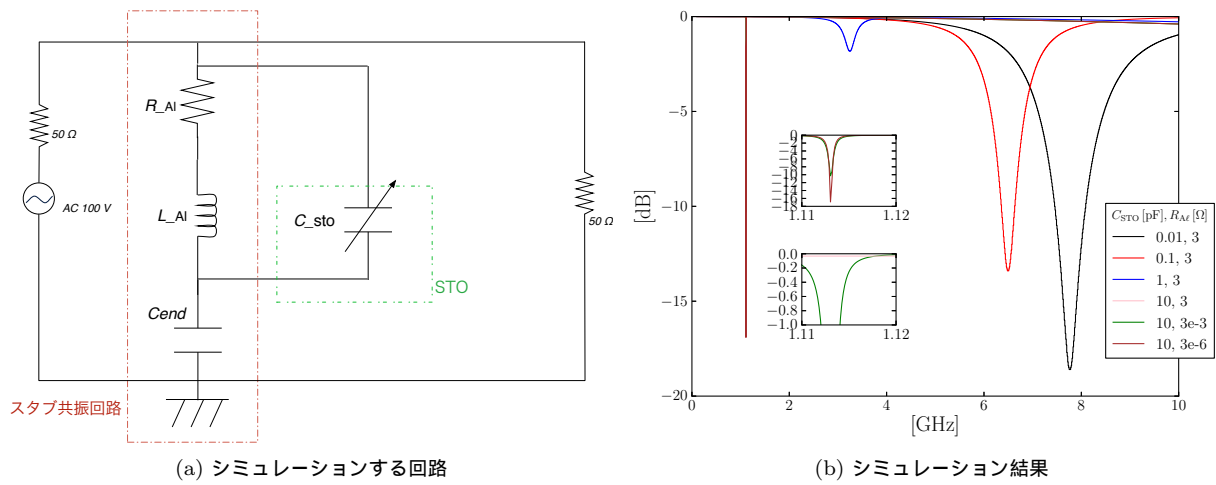


図 5.6.1: 新たなシミュレーション

定する。次に、 $C_{end}$  は  $C_{end} = \epsilon_0 \epsilon_{r,Substrate} \frac{5.3 \times 1 \text{ mm}^2}{0.6 \text{ mm}} \sim 0.25 \text{ pF}$  の値の近くでもっともよく実測結果を再現する値を用いた。また、 $R_{Al}$  は実測結果の共振の  $Q$  値を再現する値を用いた。そして、 $C_{STO}$  を  $0 \text{ pF}$  から大きくしていく。代入するパラメータは  $C_{STO} = 0 \text{ pF}$  から  $C_{STO}$  を大きくしていき、周波数が  $\sim 1 \text{ GHz}$  となる  $10 \text{ pF}$  を選び、さらに抵抗の大きさを  $3 \rightarrow 3 \times 10^{-3} \rightarrow 3 \times 10^{-6} \Omega$  と変化させた。最終的に、抵抗を変化させたときに共振は深くなり、実測に近い振る舞いを示すことが分かった (図 5.6.1a)。

## 5.7 まとめと今後

本実験によって、スタブ共振回路を利用することで、共振の深さをこれまでの  $\sim 10 \text{ mdB} \rightarrow \sim 14 \text{ dB}$  とすることができた。しかし、 $1 \text{ K}$  以下でその温度依存性は STO の比誘電率の温度依存性以外に、アルミの超伝導転移によるインダクタンスの変化を見ていることが示唆された。今後は、アルミのような超伝導転移物質を用いずに、極低温で数 dB の共振を実現させる。また、X 線を検出するためには、その熱容量を考えると、今後も  $3 \times 7 \text{ mm}^2$  で行って行くわけにはいかない。今後は熱容量を下げるために、STO を小型化し、共振を鋭く、深くする方法を検討しなければならない。そして STO の比誘電率変化由来の周波数温度依存性を確認し、STO の周波数変化を読みだし、これまで考慮していなかった素子と熱浴との熱コンダクタンスを明らかにする。

## 第 6 章

# LED 光照射実験

前章までの実験によって、STO を用いた共振器は、そのジオメトリーを工夫することで共振を深くできることが分かった。本章ではまず、将来的に放射線検出器として機能させるために、STO を小型化し共振器を製作することから始める。そして、STO が温まる時間スケールと冷える時間スケールを明らかにするために、放射線より熱入力が大きく、ON/OFF の可能な LED 光を用いて STO からシグナルを検出する。検出したシグナルから、STO 素子の熱容量、熱浴との熱コンダクタンスを明らかにする。また、STO 由来のシグナルを検出するために、超伝導物質を用いない新しい共振器の設計、製作、評価を行う。

### 6.1 実験の目的

STO の熱的性質を明らかにするために、小型化した STO を用いて  $LC$  共振器を製作し、LED 光を読み出す。また、極低温でみられる STO 由来の周波数の温度変化を測定するために、超伝導物質を用いず  $LC$  共振器を製作し、極低温で評価する。また、STO をローカルに温め、STO からの信号を解析することで、STO の熱的な性質を明らかにする。図 3.2.1 の 4 K 以下での、STO16 の比誘電率は、4 K から 2 K で  $\epsilon_{r,STO16} = 22600(@4.2\text{ K}) \rightarrow 22800(@2\text{ K})$  となり ( $\alpha_C \sim 10^{-3}$ )、1 K 付近で  $\alpha_c = 0$  となる。このように低温になるにつれ比誘電率の変化がなくなってゆく。この変化に応じた、極低温で共振周波数の変化がなくなってゆく変化に応じた実験を行ってゆく。また、STO へ熱入力を行いパルスを取得した後、取得したパルスに対しモデルを仮定し、熱コンダクタンスと熱容量を明らかにする。STO 素子の熱容量は 2 K における物性値があり、算出した結果と比較する。

### 6.2 これまでの課題

これまでに用いてきた STO の大きさは放射線検出器としては大きく、式 3.2.16 から算出すると  $\sim 170\text{ pJ/K}$  になってしまうという問題があった。そのため、STO を放射線検出器として用いるためには、小型化しなければならなかった。

また、前々章や前章の共振周波数は、冷却し 1 K 付近になると、それまで低周波側へシフトしていた共振周波数が高周波側へシフトした。また、共振の深さも深くなった。その原因を 1 K 付近という温度から、

- アルミニウムのクーパー対の密度変化によるインダクタンスの変化
- STO の比誘電率の温度依存性によるキャパシタンスの変化

の両方によると考察した。STO とインダクタンスの変化の両方を同時に読み出してしまうと、STO 素子の温まる (冷える) 時間スケールが分からなくなってしまう。

これまでのネットワークアナライザによる測定では、 $\sim 1\text{ sec}$  の時間分解能での測定が限界であり、

- 共振周波数 (比誘電率) の変化するタイムスケール (=STO の温まるタイムスケール)
- 微小な周波数変化の読み出し

が測定できない問題があった。しかし、熱入力によって STO 素子が温まり、共振周波数が変化し、STO 素子が冷え、共振周波数がもとに戻る時間スケールを測定する必要がある。よって、STO が温まる時間スケールを測定することになるため、時間分解能を msec 以下まで向上させ、共振周波数の変化を測定する必要がある。

また、STO 素子を温度計として機能させるためには、 $LC$  共振器周波数の温度校正が必要である。この校正は共振周波数の変化から STO がどの程度温まったかを判断する重要な意味をもつ。しかし、He3 クライオスタットには温度制御の方法がなかった。

## 6.3 課題解決のための取り組み

### 6.3.1 新たな $LC$ 共振回路の設計

これまで製作してきた共振器には、スタブ部分にはアルミ (超伝導転移物質) を用いていた。それを常伝導金属に変えることで、1 K 付近でこれまで見えていた超伝導による効果は見えなくなるはずである。そこでアルミで製作していたスタブを銅として、伝送線路と共にエッチングで (導体結合) スタブを形成する。スタブと伝送線路のカップリングもワニスを用いており不安定であったが、エッチングで製作することで解決する。また、STO を小型化するにあたっては比誘電率の変化  $\Delta\epsilon_{r,STO}$  を 1 とすると、必要な熱容量  $C_{STO}$  は、

$$\Delta\epsilon_{r,STO} \sim 1 \left( \frac{\Delta T}{10 \text{ mK}} \right) \left( \frac{\epsilon_{r,STO}}{22800} \right)^{-1} \left( \frac{T}{0.3 \text{ K}} \right) \left( \frac{\alpha_c}{0.001} \right) [-] \quad (6.3.1)$$

$$C_{STO} \sim \frac{E}{\Delta T_{STO}} = 51 \left( \frac{E}{5.5 \text{ MeV}} \right) \left( \frac{\Delta T_{STO}}{10 \text{ mK}} \right)^{-1} [\text{pJ/K}] \quad (6.3.2)$$

となる。STO を 2.5 mm 角かつ 0.1 mm 厚とした場合に式 3.2.16 より、 $\sim 50 \text{ pJ/K} (@0.3 \text{ K})$  となる。ここで、 $C_{STO}$  の計算には  $\alpha$  線のエネルギーを仮定した。

### 6.3.2 シミュレーション

シミュレーションによる設計を行う上で、STO 素子の比誘電率によって GHz 電力の波長を屈折させるかを考える。まず、前章の方法のようにスタブ全体を覆って共振周波数をシフトさせる方法を考える。前章の共振は超伝導転移前で  $Q \sim 100$  であった。また、超伝導転移前の共振深さは  $\sim -4 \text{ dB}$  となったが  $Q$  値は小さかった。前々章では、アルミの超伝導転移後は、 $Q \sim 1.8 \times 10^3$  と大きいアルミの超伝導転移がなければ、共振は見えなかった。本章では超伝導転移に頼らず、共振の深さ  $\sim 1 \text{ dB}$ ,  $Q \sim 2000$  という周波数特性を目標とする。そのためにこれまでのジオメトリーとは異なるジオメトリーをもって共振器を製作する必要がある。ここで、共振の深さは、本来、高電子移動度トランジスタ (High Electron Mobility Transistor) アンプを用いて、STO 素子に本来備わっているノイズを明らかにできる最低限の深さがあるが、まだ HEMT を用いていないため、先行研究である KIDs の共振の深さを参考に、 $-1 \text{ dB}$  以下の共振を目標に設定した。また、半値幅  $\sim 1 \text{ MHz}$  でスペーシング  $\sim 1 \text{ MHz}$  とし、1000 素子を 1 GHz の帯域に並べるために、 $Q \sim 2000$  を目標に設定した。

本共振器ではスタブの先端に STO をマウントする方法をとる。シミュレーションするジオメトリーは図 6.3.1 の通りである。これは、スタブ先端の  $L$  に対して並列に  $C_{STO}$  を入れることで  $LC$  タンク回路を形成する。スタブの先端を用いた理由は、スタブ先端から GND へカップルするカップリング容量 ( $C_{end}$ ) を用いるためである。基本的に  $LC$

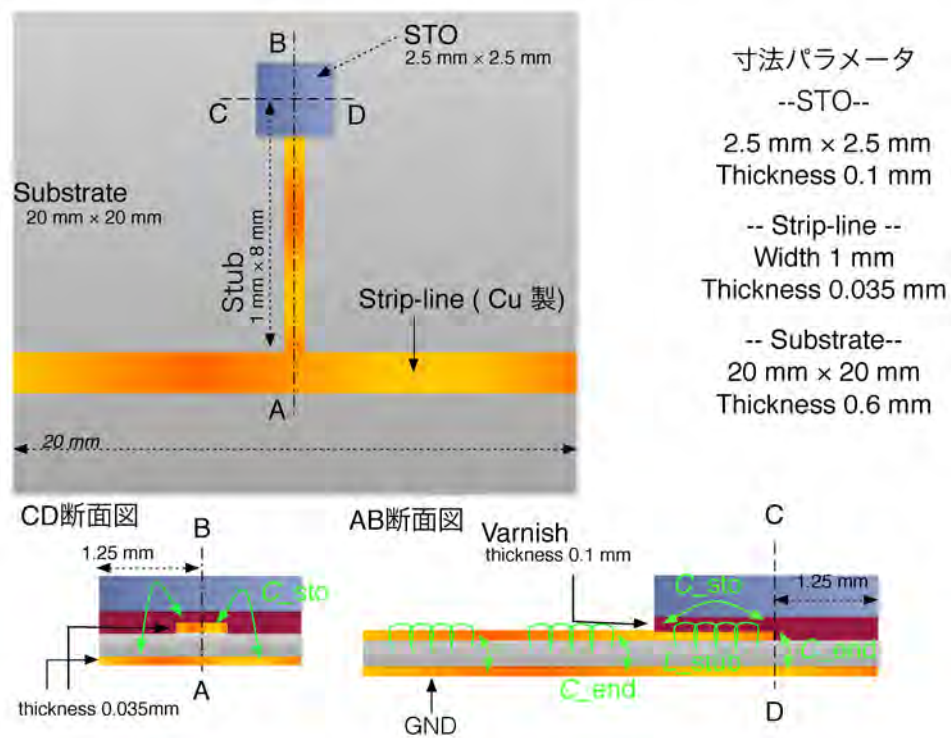


図 6.3.1: シミュレーションモデル

表 6.1: シミュレーションに用いた解析用パラメータ-1

$\epsilon_{r,STO}$	$\tan \delta_{STO}$	$\epsilon_{r,Substrate}$	$\tan \delta_{Substrate} [-]$	$\epsilon_{r,Varnish}$	$\tan \delta_{Varnish}$	$\sigma_{Cu} [S/m]$
300	0.001	3.38	0.0025	4.5	0.001	$6.45 \times 10^7$
1800	↓	↓	↓	↓	↓	↓
4000	↓	↓	↓	↓	↓	↓
8000	↓	↓	↓	↓	↓	↓
14000	↓	↓	↓	↓	↓	↓
22800	↓	↓	↓	↓	↓	$6.45 \times 10^5$

タンク回路に対してシリーズに  $C$  が入るようなジオメトリーが組めていれば良く、あとはシミュレーションを実際に回し周波数特性みればよい。

シミュレーションではまず STO の比誘電率を 300 とすることから始める。そして、 $300 \rightarrow 1800 \rightarrow 4000 \rightarrow 8000 \rightarrow 14000$  とし、共振周波数のシフト量を確認する (表 6.1)。そして最後に  $\epsilon_{r,STO} = 14000 \rightarrow 22800$  とする。これまでの実験結果から考えると、共振周波数は比誘電率のルート比でシフトするはずである。そして、銅の導電率を 100 倍にし共振の温度依存性をシミュレートする。また、STO の比誘電率を 22780→22800 まで 10 ずつ大きくしていき、共振周波数のシフト量をシミュレーションする (表 6.2)。基板・銅・STO・ワニス、前章と同じ設定のものを用いた。

### 6.3.3 シミュレーション結果

#### 共振周波数の比誘電率依存性

まず、 $\epsilon_{r,STO} = 300 \rightarrow 1800 \rightarrow 4000 \rightarrow 8000 \rightarrow 14000$  とすることで、低周波側にシフトしてくる共振に着目する

表 6.2: シミュレーションに用いた解析用パラメータ-2

$\epsilon_{r,STO}$	$\tan \delta_{STO}$	$\epsilon_{r,Substrate}$	$\tan \delta_{Substrate} [-]$	$\epsilon_{r,Varnish}$	$\tan \delta_{Varnish}$	$\sigma_{Cu} [S/m]$
22780	0.001	3.38	0.0025	4.5	0.001	$6.45 \times 10^5$
22790	↓	↓	↓	↓	↓	↓
22800	↓	↓	↓	↓	↓	↓

(図 6.3.2a)。パラメトリックに動かしているのは STO の比誘電率だけなので、この共振が STO 由来だと考えられる。次に、 $\epsilon_r = 22800$  の場合のシミュレーション結果 (図 6.3.2) を考える。DC(0Hz) からみるとこの共振が最も周波数が低く、STO の比誘電率変化を読み出しに使いそうである。そこで、シミュレーション結果 (図 6.3.2b) の  $\sim 0.5$  dB で  $\sim 2318$  MHz にある共振を考える。この共振が  $\epsilon_{r,STO} = 4000$  の時からシフトしてきたもので、共振周波数の比は、 $\frac{2318}{6280} \sim 0.4$  となる。一方で、比誘電率比は  $\sqrt{\frac{4000}{22800}} \sim 0.4$  となる。

#### 比誘電率の感度解析

ここでは、 $\epsilon_{r,STO} = 22800 \rightarrow 22790 \rightarrow 22780$  の場合でシミュレーションした結果を考える。共振周波数を電力の変化で読み出した場合、共振周波数の電力変化は  $\sim 0.05$  dB となる (図 6.3.2b)。式 6.3.1 より、温度上昇が  $\sim 130$  mK 程度あれば  $\Delta\epsilon_{r,STO}$  は  $\sim 10$  となる。STO の熱容量が  $\sim 50$  pJ/K のため、STO の比誘電率の変化を読み出すためには  $\alpha$  線でもエネルギーは小さいと考えられる。そこで、本実験では  $\alpha$  線よりもエネルギーの大きい LED 光を用いる。

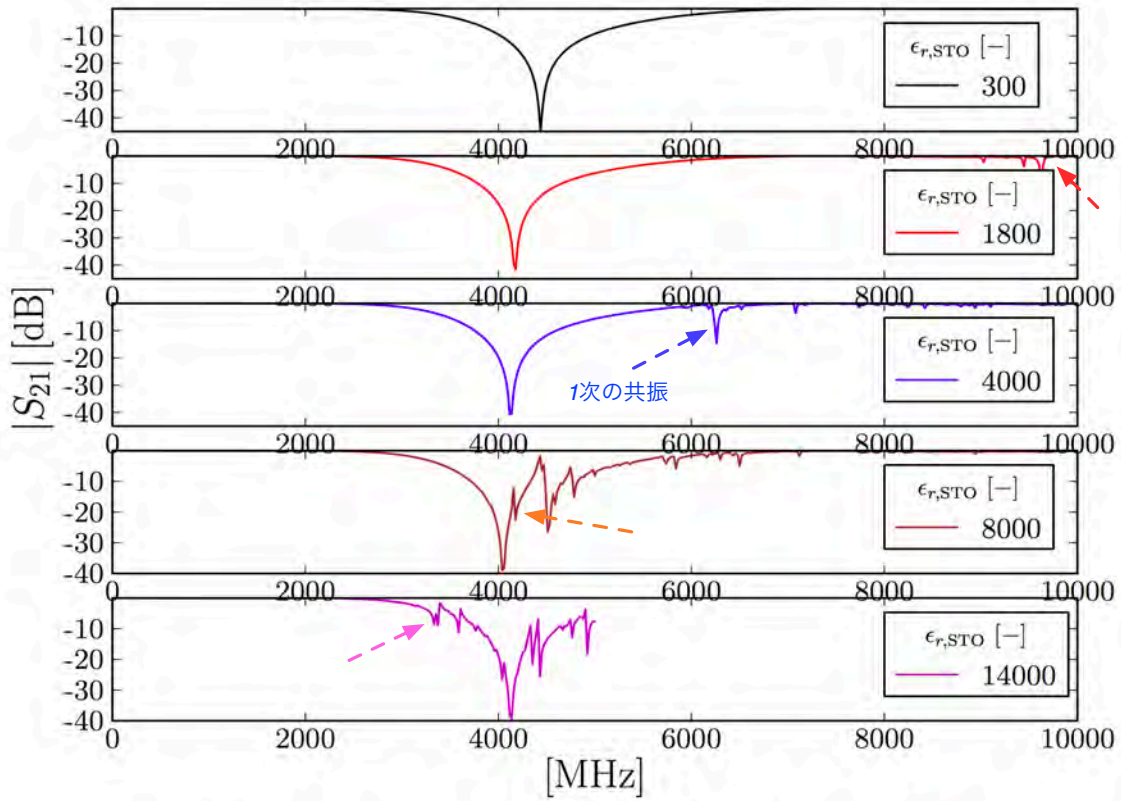
#### 6.3.4 STO の熱拡散の時定数の測定

$I/Q$  ミキサで復調する仕組みを用いて、オシロスコープでの測定を行う。 $I/Q$  ミキサで復調する仕組みは KIDs の読み出しにも用いられている。この方法であれば、A.5 で紹介したように位相と振幅のどちらの変化も読み出しが可能である (A.5)。

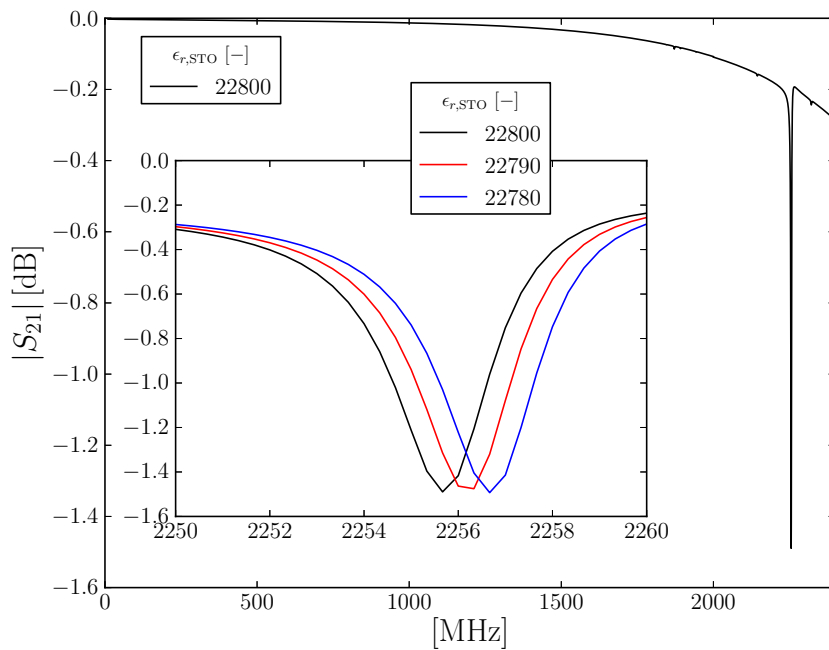
#### 6.3.5 He3 クライオスタットでの PID 制御

誘電体マイクロカロリメータを温度計として用いるために、極低温で共振周波数の温度校正を行う。また、アルミの超伝導と共にこれまで見られていた  $\sim 1$  K での共振周波数の温度依存性が、見られなくなることを確認したい。温度校正によって 1 K 前後での共振周波数の温度依存性を測定し、周波数シフト量から素子がどれだけ温まったかを求めることもできる。しかし、He3 ソープションクーラには PID 制御の機能がない。そこで、新しく PID 制御のシステムを導入する。PID 制御には、抵抗の発熱を用いる。モニターする温度計には RuOx を用いる。この RuOx は STO の温度とできるだけ近づけるため、STO と同じ基板上でその側に置く。また、RuOx の固定には STO と同じくワニス (GE7031) を用いる。RuOx は 4 端子法で抵抗値をモニターする。極低温ステージへの熱流入を防ぐため、配線は 10 K 程度で超伝導となる NbTi 線を用いる。また、温度制御には  $80\Omega$  の抵抗 (Heater) を用いる。この Heater 用の配線も NbTi 線を用いる。極低温状態では、He3 のソープションが常に効いた状態になっており、このクーリングに対して抵抗を発熱させることで温度制御を行うことになる。<sup>\*1</sup>。

<sup>\*1</sup> Heater 用の配線は NbTi 線を含む 4 端子にしている。極低温で、NbTi 線が超伝導になり、4 端子で Heater の抵抗を読みつつ熱流入を軽減するためである。



(a) 比誘電率を変化させたシミュレーション



(b) 予想される 1 次の共振

図 6.3.2: シミュレーション結果



表 6.3: 実験装置

	型番
I/Q mixer	IR0502LC10
Signal Generator	FSW-0010
GaAs LED	SFH409
Opticla fiber	三菱エスカ CK10

### 6.3.6 共振周波数の温度校正

$PID$  制御中にネットワークアナライザで共振器の周波数特性を測定し、式??を用いてフィッティングし共振周波数を算出する。特に、1 K 付近での温度依存性に着目しこれまでの周波数の逆転現象が生じるかを検証する。これまでの測定は He3 のポンピングの過程で行ってきたが、今回は温度計としての可能性を追求するために校正を行う。測定した周波数に対する温度は、そのときの温度安定度から算出する。

## 6.4 実験のセットアップ

### 6.4.1 測定機器と冷凍機内のセットアップ

読み出しには I/Q mixer を用いた読み出し系を用いる (付録 A.5)。この mixer の型番を表 6.3 に記載する。

He3 ソープションクーラーの構造上、広い 4 K ステージはあるが、その他にステージは無い。そのため、LED には GaAs 赤外光 (中心波長 950 nm) を用いる。4 K で GaAs のアンプを動作させた経験から、GaAs の LED を用いることになった。この LED は銅の治具にはめている。銅治具内部はワニスで満たされており、そのワニスに埋まる形で LED を固定した。

### 6.4.2 LED 光源から STO へのエネルギー入力の概算

ここでは、LED 光源からの光を STO へ誘導させるためのセットアップを示す。また、STO への熱入力  $P_{LED}$  の見積もりも行う。LED にかかる電流を  $I_F$ 、電圧を  $V_F$ 、発光効率を  $\eta_{LED}$ 、LED 光に対する光ファイバーの伝送効率を  $\eta_{Fiber}$  とし、STO の赤外線吸収効率を  $\eta_{STO}$  とする。また、LED 光からファイバーに入る割合を  $\eta_{Couple}$  とする。すると、

$$P_{LED} = (I_F V_F) \eta_{LED} \eta_{Couple} \eta_{Fiber} \eta_{STO} \quad (6.4.1)$$

$$= 0.03 \left( \frac{I_F}{10 \text{ mA}} \right) \left( \frac{V_F}{2 \text{ V}} \right) \left( \frac{\eta_{LED}}{15 \%} \right) \left( \frac{\eta_{Fiber}}{10 \%} \right) \left( \frac{\eta_{STO}}{1 \%} \right) \left( \frac{\eta_{Couple}}{1 \%} \right) [\mu\text{W}] \quad (6.4.2)$$

となる。LED に電圧を加えている時間を  $t_{LED}$  とすると STO が受ける光ファイバー 1 本当たりの熱入力  $J_{LED}$  は、

$$J_{LED} = (I_F V_F) \eta_{LED} \eta_{Couple} \eta_{Fiber} \eta_{STO} t_{LED} \quad (6.4.3)$$

$$= 6 \left( \frac{I_F}{10 \text{ mA}} \right) \left( \frac{V_F}{2 \text{ V}} \right) \left( \frac{t_{LED}}{0.2 \text{ sec}} \right) \left( \frac{\eta_{LED}}{15 \%} \right) \left( \frac{\eta_{Fiber}}{10 \%} \right) \left( \frac{\eta_{Couple}}{1 \%} \right) \left( \frac{\eta_{STO}}{1 \%} \right) [\text{nJ}] \quad (6.4.4)$$

$$= 3 \times 10^1 \left( \frac{I_F}{10 \text{ mA}} \right) \left( \frac{V_F}{2 \text{ V}} \right) \left( \frac{t_{LED}}{0.2 \text{ sec}} \right) \left( \frac{\eta_{LED}}{15 \%} \right) \left( \frac{\eta_{Fiber}}{10 \%} \right) \left( \frac{\eta_{STO}}{1 \%} \right) \left( \frac{\eta_{Couple}}{1 \%} \right) [\text{GeV}]$$

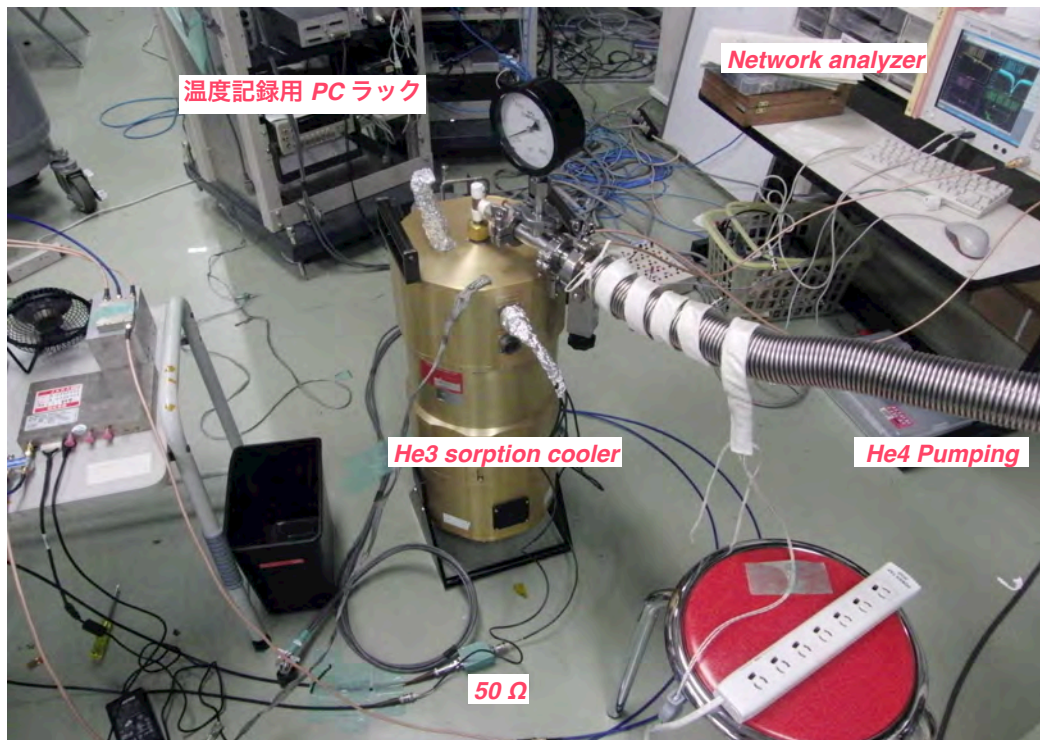
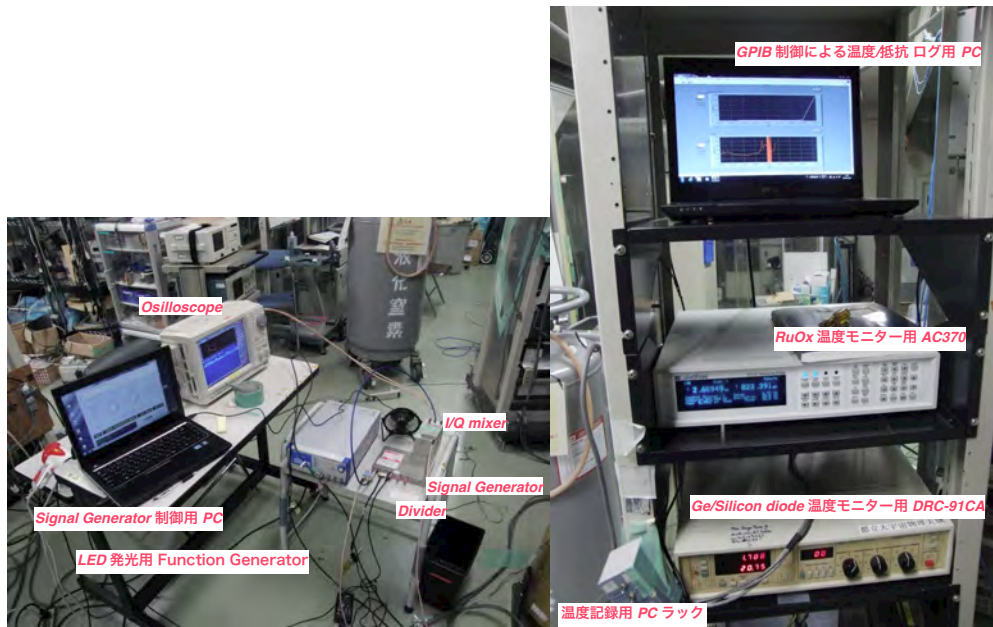


図 6.4.1: 実験の setup

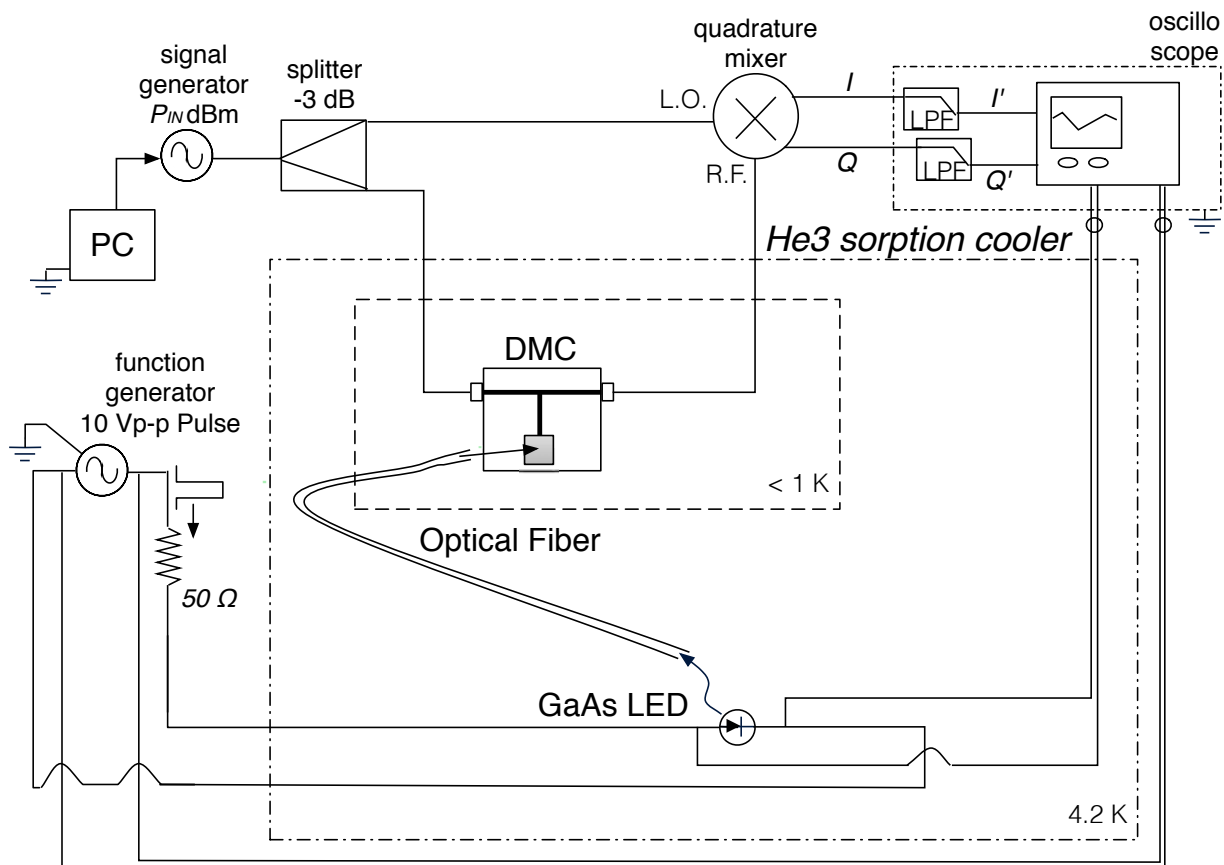


図 6.4.2: セットアップ

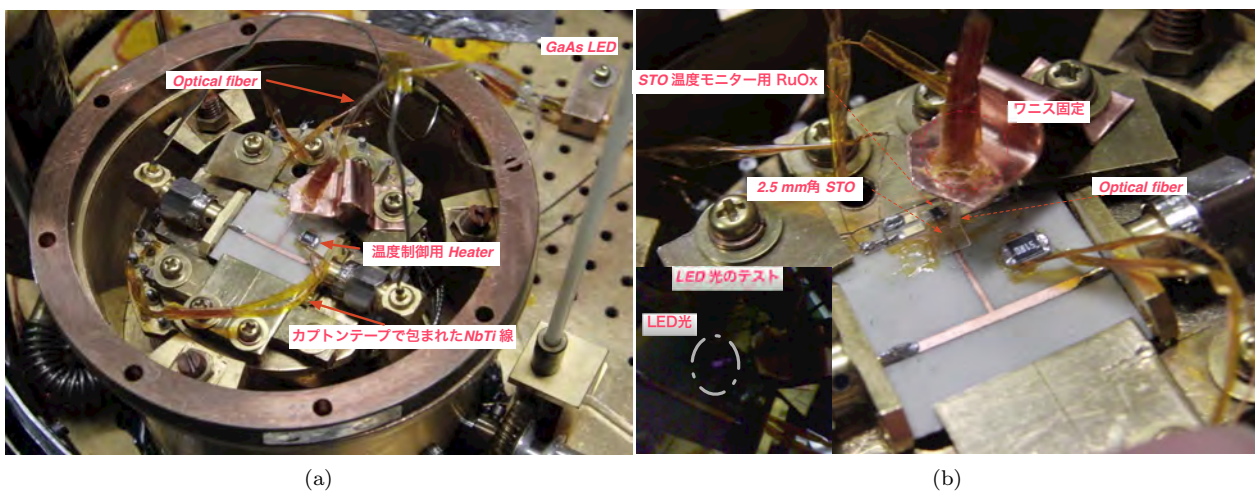


図 6.4.3: Optical Fiber setup

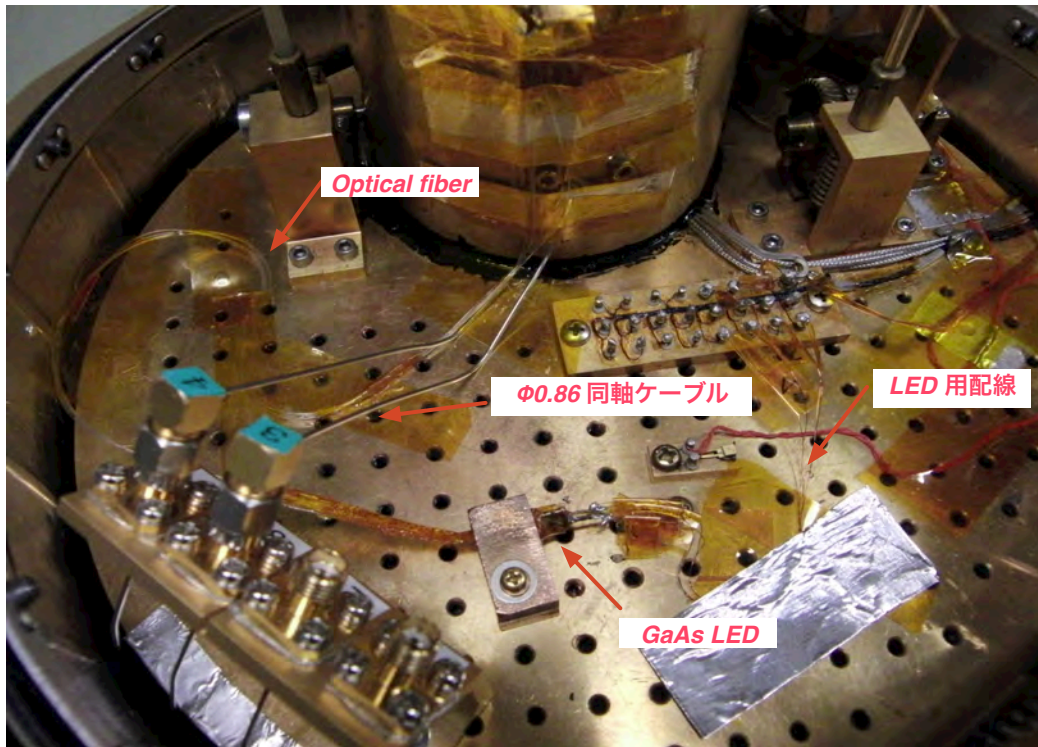


図 6.4.4: 4K ステージ上の setup(注: 冷却前に撮り忘れ、冷却後に撮影したもの)

表 6.4: 三菱エスカ CK10 の材質

材質	
クアッド	フッ素樹脂
コア	ポリメチルメタクリレート

となる。ここで、 $\eta_{LED}$  には常温で 100 mA 加えたときの LED の発光量から算出した 15 % という値を用いた。また、 $\eta_{Fiber}$  は 10% を仮定した。ファイバーの材質は表 6.4 にまとめた。また、 $\eta_{STO}$  は LED の光を同じ厚みの STO を介して、デジタルカメラ越しに見たときの強度比で行おうと試みたが、ほとんど透過し差が分からないほど小さく、見積もりは出来なかった。最後の  $\eta_{Couple}$  の算出は、GaAs 光源からの  $2\pi$  の光に対して、2m 離れたファイバーに  $\phi 0.25$  に入る割合を立体角を用いて計算した。LED とファイバーのカップリングは図 6.5.1 のように LED 内の GaAs の真上まで、フライスで穴をあけワニスで固定している\*2。

## 6.5 実験結果

### 6.5.1 各温度における LED の $I - V$ 測定

LED の  $I - V$  測定は He3 ソープションクーラーで行った。測定系は図 6.5.2a の通りである。測定は常温から 300, 77, 4.2, 2.2 K の各温度で行った。測定結果を図 6.5.2b に示す。かける電圧を上げるほど、77 K の結果に近づく様な  $I - V$  の結果となった。

\*2 レンズに穴をあけた状態なので、指向性を生み出すレンズの効果を無視して  $2\pi$  に光が広がると仮定している。

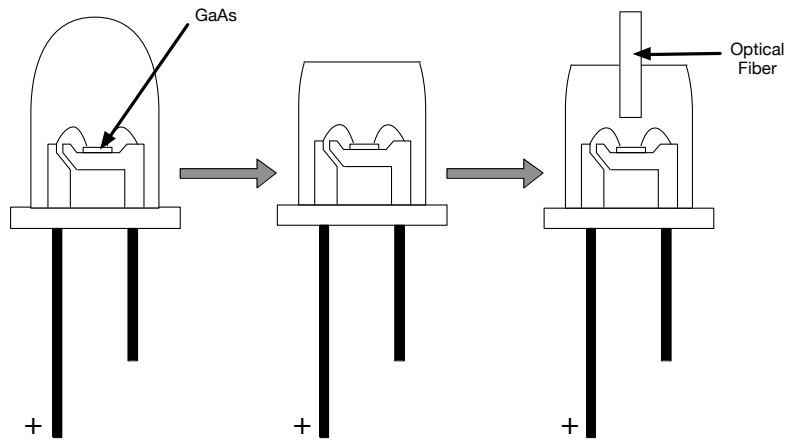


図 6.5.1: LED の加工

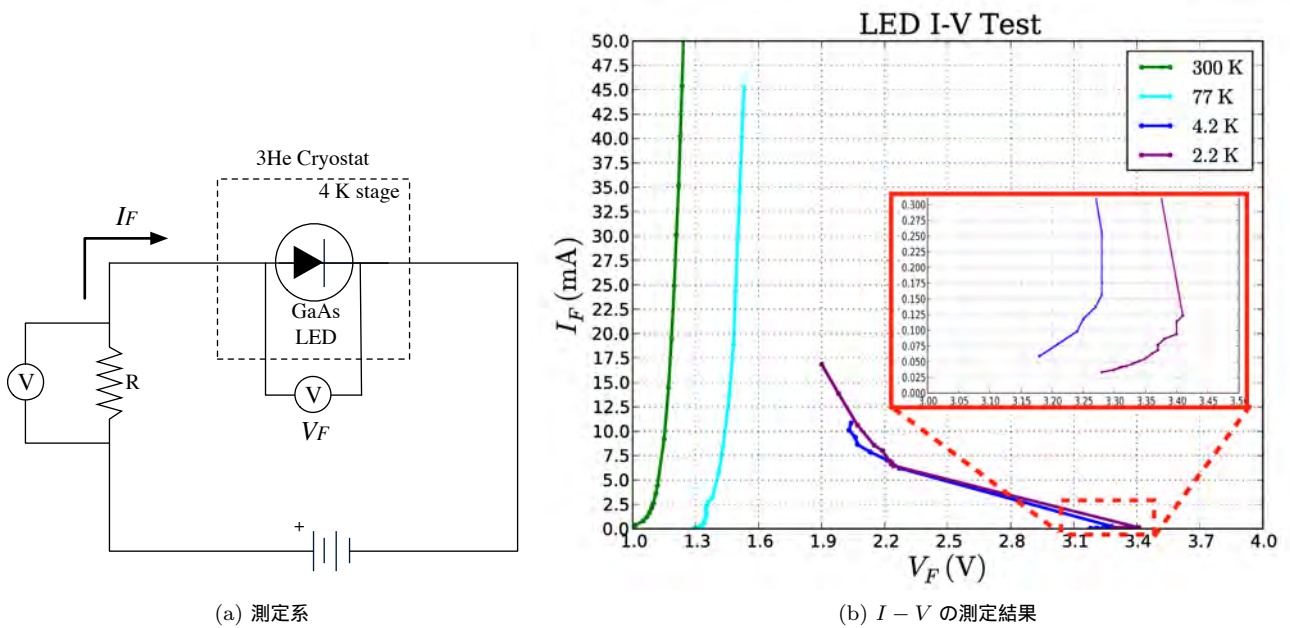


図 6.5.2:  $I - V$  測定

### 6.5.2 各温度での共振の概形

今回の冷却では、RuOx の最低到達温度は  $\sim 1\text{ K}$  であった。4.2, 2.15, 1 K 各温度での共振の概形を図 6.5.3、図 6.5.4、図 6.5.5 にまとめる。この結果を表 6.5 にまとめる。300 K では出ていない共振が 77 K の液体窒素予冷を行っている段階から、高周波側から現れ、 $\sim 7800\text{ MHz}$  で止まった\*3。4.2 K での共振は、9 kHz(ネットワークアナライザの測定下限値) から見たときに最初の共振であった。

\*3 77 K の測定は、校正をかけて測定すると、6000MHz 以降は S/N 比が悪く校正をかけて測定すると共振は見えない。

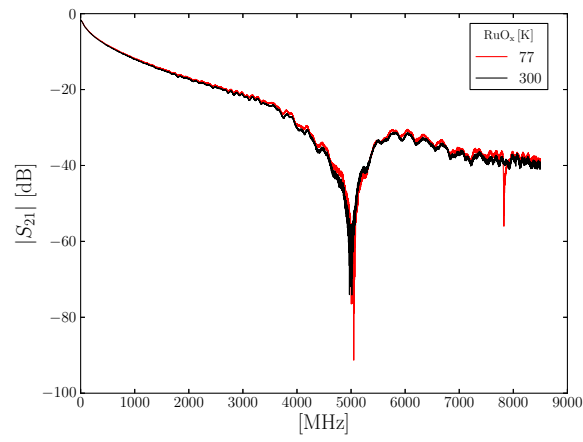
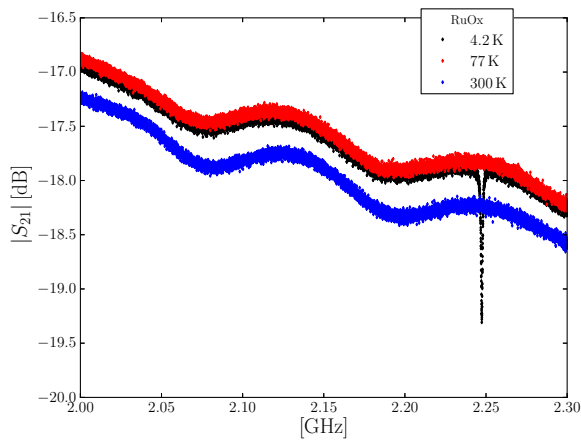
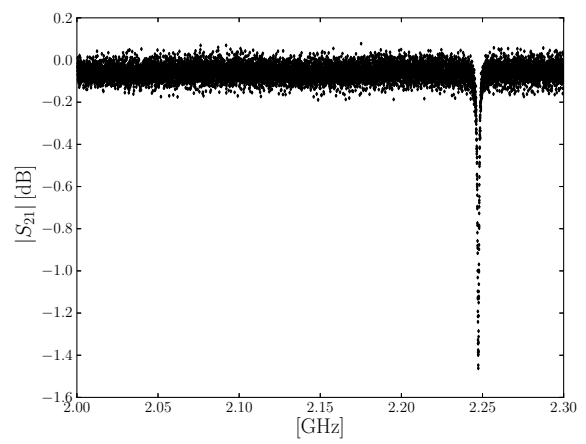


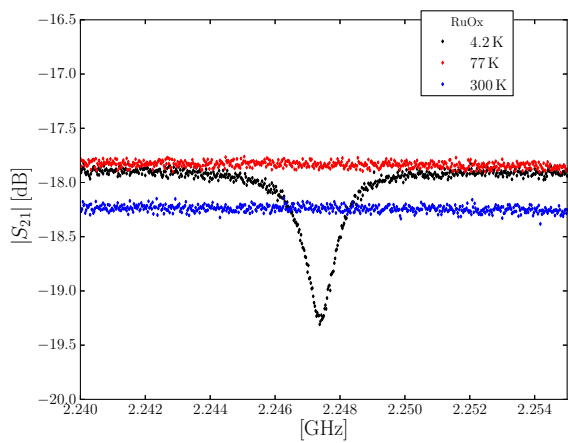
図 6.5.3: 300, 77 K での周波数特性



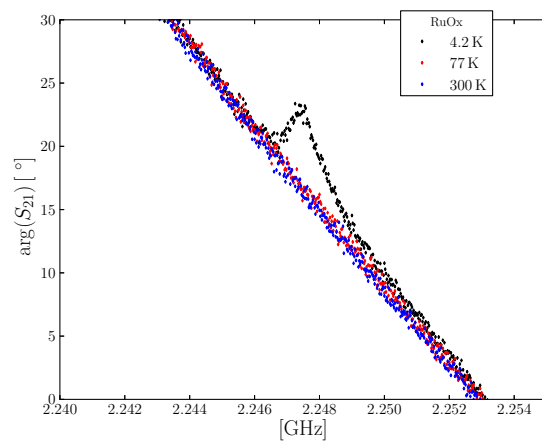
(a)  $|S_{21}|$



(b) 4 K の測定値から 77 K の測定値を引いた結果



(c)  $|S_{21}|$  の拡大図



(d)  $\arg(S_{21})$  の拡大

図 6.5.4: 4.2 K での周波数特性

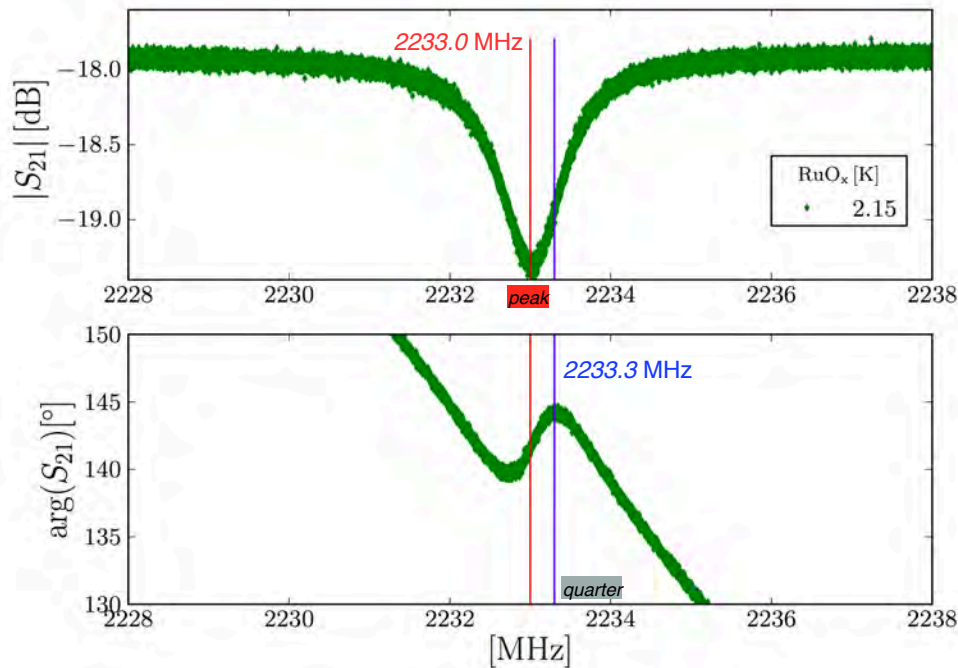


図 6.5.5: RuOx2.15 K での共振

表 6.5: 各温度での共振周波数

[K]	$f_r$ [MHz]
77	7835
4.2	2250
2.15	2233

### 6.5.3 $\sim 2$ K での LED 照射実験

#### LED 照射実験

LED を照射するとき、pumping された He4 の熱浴と、ヒートスイッチで極低温ステージを繋げ、温度を安定させた。そして、 $\sim 2$  K で取得した共振を用いて、LED 光を読み出した。まず、 $\sim 2$  K における共振 (図 6.5.5) は、半値幅は 1 MHz 以下であり  $Q \sim 2500$  という急峻な共振であった。この共振の 2233.0 MHz を動作点として、LED 光を読み出した、信号を載せる (図 6.5.6)。共振の動作点は図 6.5.5 の共振の最小値を与える周波数 2233.0 MHz を選んでいる。また、そのときの電力は -10 dBm を投入している。図 6.5.6 の  $\sqrt{I^2 + Q^2}$  は動作周波数における電力振幅変化を表している。LED 光にかかる電圧 ( $V_F$ ) と  $\sqrt{I^2 + Q^2}$  を比較すると  $V_F$  に対応して電力振幅変化が生じていることがわかる。このノイズは、STO に本来備わっているノイズが反映されているのではなく、測定系のノイズも一緒に見えている。測定時のオシロスコープの設定は表のとおりである。LED への電圧のかけ方や、データの取得は表 6.6 と表 6.7 に記載する。

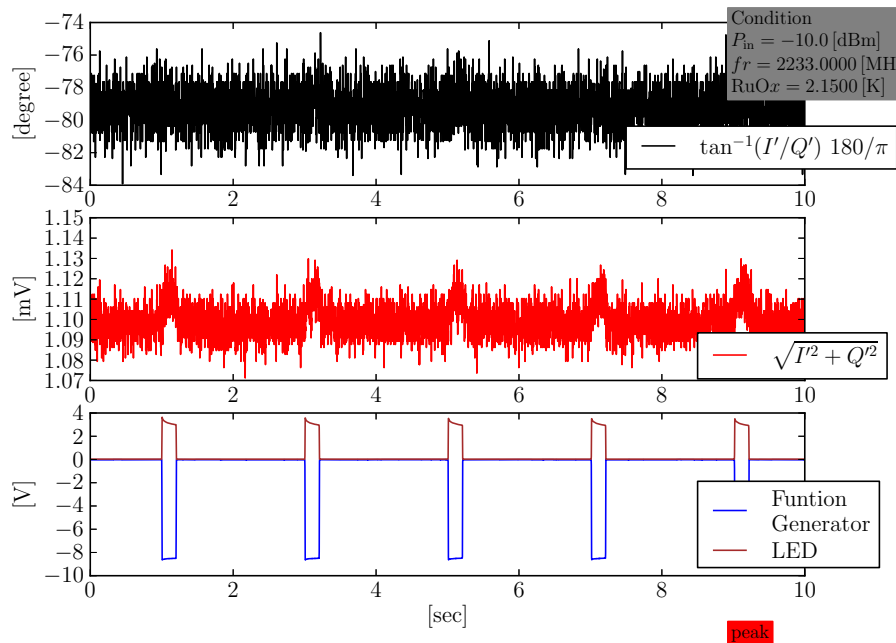


図 6.5.6: 2.2 K での LED 光照射実験

表 6.6: 2 K におけるオシロスコープの設定

横河オシロスコープ (DL708E+701855)	
サンプリング周波数	500 Sampling/sec
LPF	500 kHz
トリガー	Function Generator の電圧で上向き

表 6.7: 2 K における Function Generator の設定

Function Generator(WF1974)	図 6.5.6	図 6.5.7	図 6.5.8b
周波数	2 Hz	1 Hz	1 Hz
Duty	10 %	20 %	20 %
Offset	5 V	5 V	5 V
V <sub>p-p</sub>	10 V	10 V	10 V

動作点の変更

続いて、共振の部分で動作点を変えて LED を照射し、検出を行った。動作点は、最小値と半値を与える周波数の半分の周波数 2233.3 MHz を動作点に選んだ。このときの電力も -10 dBm である。測定結果を図 6.5.7 に載せる。今回は位相の方に感度がある結果となった。



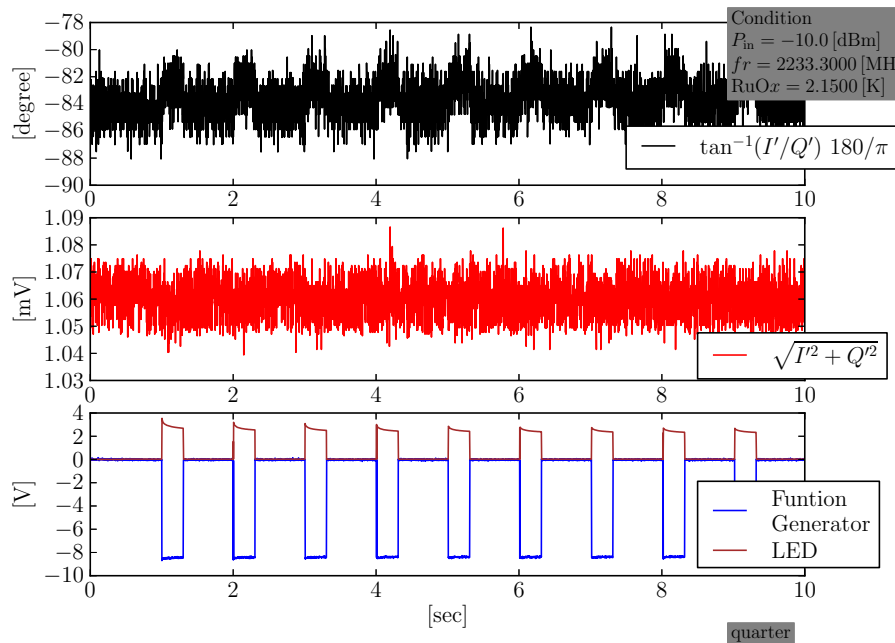


図 6.5.7: 動作周波数を変えたときのシグナル

### 6.5.4 $\sim 1$ K での LED 照射実験

LED を照射するとき、He3 の pumping によって 50 分で 30 mK しか冷えなくなっていた。そのため、PID 制御はかけずに、 $\sim 1$  K でも動作点を共振の最小値 2231.6620 MHz として LED を  $\sim 2$  K のときと同様に光らせ、その共振周波数の変化の検出を試みた。1 K での共振は図 6.5.8a の通りである。結果として、 $1\sigma = 0.007$  mV 以上のシグナルは得られなかった (図 6.5.8b)。各測定における、LED へ電圧を印可した Function Generator の設定は、表 6.7 に記載する。

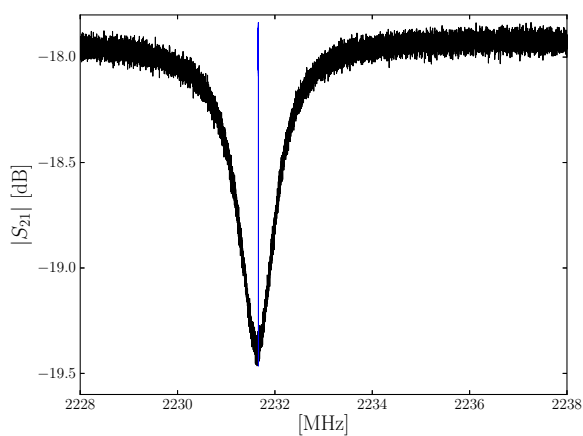
## 6.6 追実験

### 6.6.1 追実験の目的

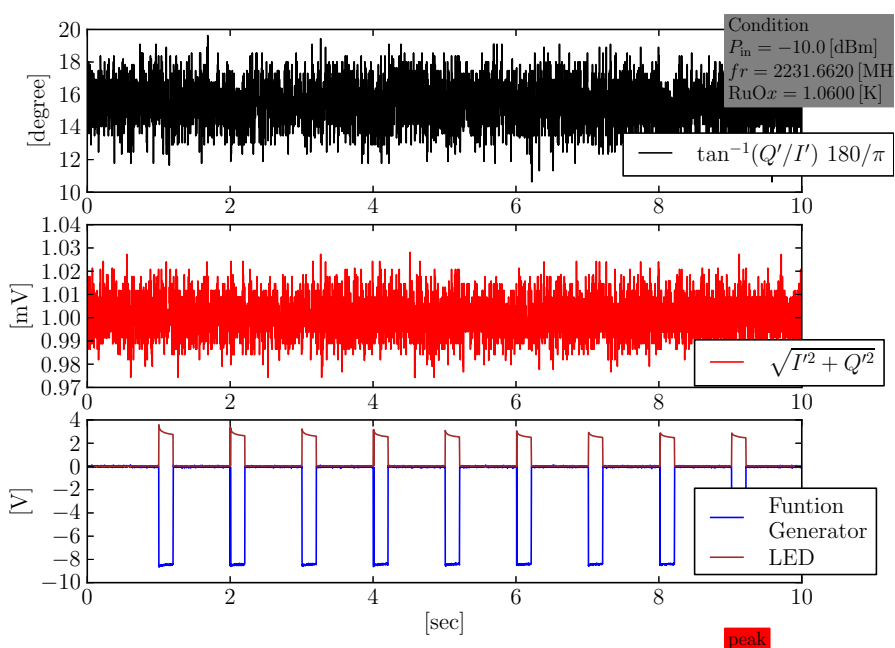
前回の  $\sim 1$  K という最低到達温度を下げ PID 制御によって共振周波数の温度依存性を明らかにする。

### 6.6.2 実験のセットアップ

前回の実験で用いていた  $\phi 0.86$  同軸ケーブルの熱流入は 4 K ステージ上のコネクタから計算すると  $7 \mu\text{W}$  であった。過去の空冷やに近い状態で冷却を行った際の PID 制御の Heater の発熱量から  $7 \mu\text{W}$  で 1 K までは温度上昇はしない。しかし、極低温ステージ手前で同軸ケーブルは熱アンカーをとっていた。そのため  $35 \mu\text{W}$  の熱流入があると考えられていた。過去に同軸ケーブルを極低温ステージまで延ばさずに、基板と RuOx を治具に同様の治具に取り付けた状態で、完全にシールドを閉め、冷却したときの Heater の発熱量と温度の関係を表 6.8 に記載する。冷凍機外のセットアップは変わらないため、4 K ステージと極低温ステージのセットアップを図 6.6.1 に示す。RuOx の最低到達温度



(a) 1.060 K での共振 (青線は 2231.6620MHz の直線)



(b) 1 K で LED 照射実験

図 6.5.8: 1 K での LED 光照射実験

表 6.8: 同軸を通さないときの、Heater 発熱量と RuOx 温度の関係

制御温度 [K]	発熱量 [ $\mu$ W]
0.5	7
0.6	15
0.7	25
0.8	39
1.0	75

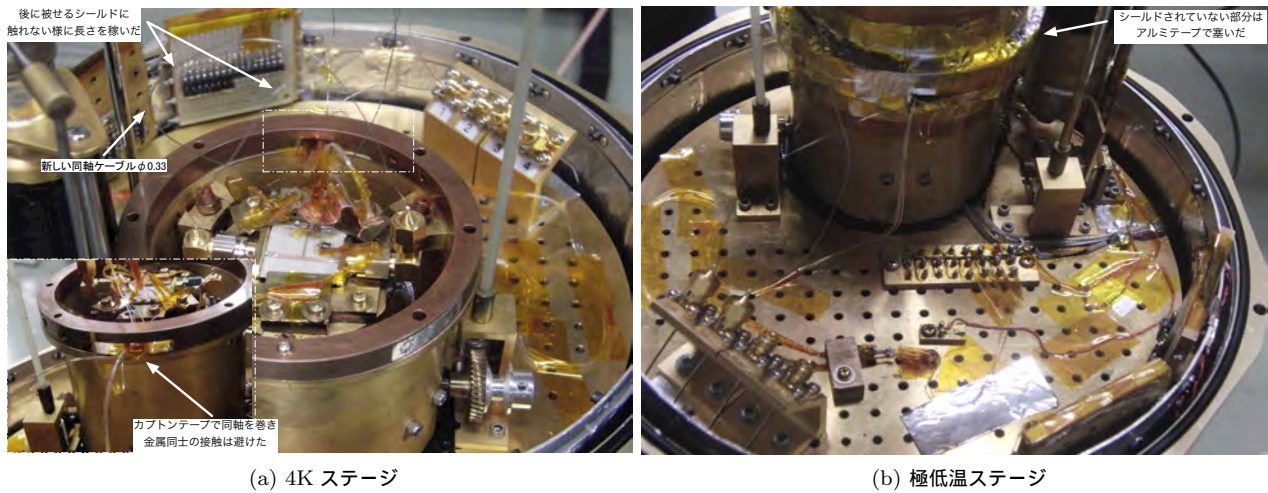


図 6.6.1: 追実験のセットアップ

表 6.9: 共振周波数測定時のネットワークアナライザの設定

ネットワークアナライザ	型番 E5071C
測定点数	20001 points(等間隔)
入力電力	-10 dBm
周波数範囲	2194~2204 MHz
測定点間隔 [Hz]	500

を下げるために、同軸ケーブルは同じ材質だが  $\phi 0.86 \rightarrow \phi 0.33$  に変更し熱流入を減らした。また、この配線も極力、極低温ステージ内で長さを稼いでいる。Coax 社による同軸ケーブルの熱伝導率の測定結果を図 6.6.2 に示す。変更後の同軸ケーブルの熱伝導率を考え、 $35 \mu\text{W}$  のときと同じ長さを仮定すると、その熱流入は  $3.5 \mu\text{W}$  程度になったと考えられる。 $3.5 \mu\text{W}$  の場合、空冷やし時の最低到達温度 (表 6.8) は  $0.4 \sim 0.5 \text{ K}$  である。

### 6.6.3 実験結果

#### PID 制御による温度揺らぎ

追実験の最低到達温度は  $\sim 700 \text{ mK}$  であった。一度最低到達温度に達してから、Heater を炊き共振周波数の測定を行った。その際の温度安定度を載せる (図 6.6.3)。図 6.6.3 は、各温度域での最小値から最大値を 10 等分して各間のカウント数をプロットしている。

#### 共振周波数の温度依存性

Heater の温度制御によって得た共振周波数の温度依存性を図 6.6.4 に示す。2.1 K の測定では Heater を用いずに減圧中の He4 の熱浴を利用した。測定は PID 制御中にネットワークアナライザで行った。その際のネットワークアナライザの設定は、表 6.9 の通りである。共振周波数の算出には、共振の概形をネットワークアナライザで 20 回取得し、それぞれに式??でフィットし共振周波数を算出する。そして、平均値と標準偏差で評価する。周波数に対する温度は図 6.6.3 の平均値を用いた。あらかじめ、ネットワークアナライザと温度記録用 PC はインターネット時刻を用いて同期をとっている。ネットワークアナライザの測定結果のタイムスタンプから 6.6.3 の温度安定度を算出した。

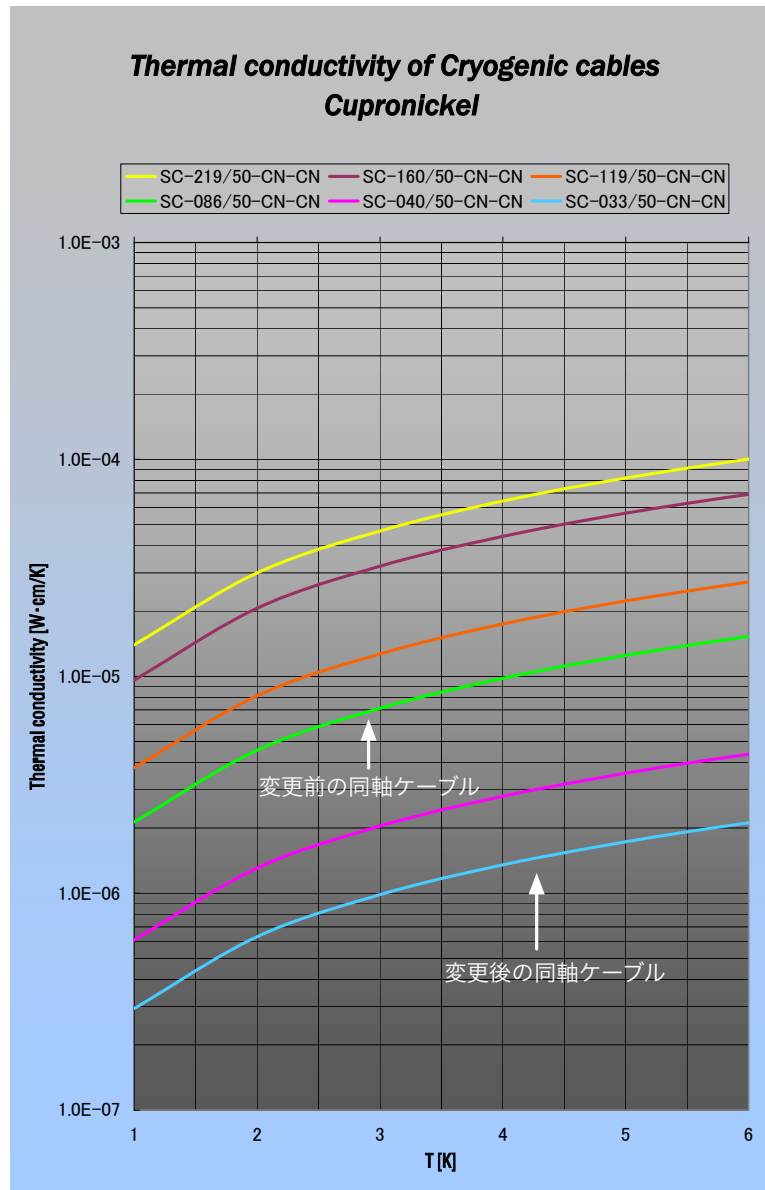
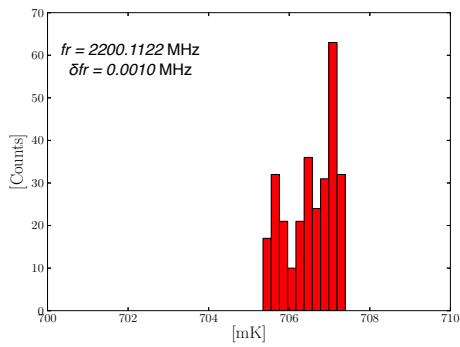


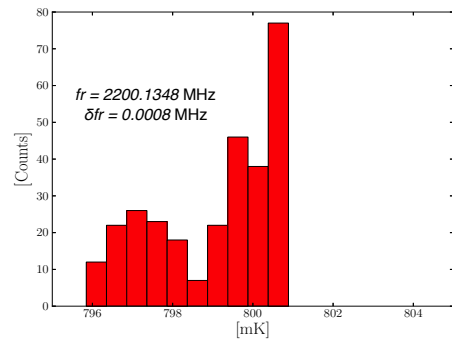
図 6.6.2: 同軸ケーブルの熱伝導率 (Coax 社より提供)

0.7 K で LED 光照射実験

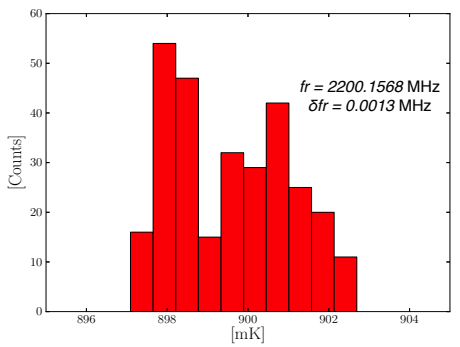
まず、測定に用いた共振の概形を示す (図 6.6.5)。動作周波数は 2200.0468MHz と共振の peak になるよう設定した (図 6.6.5)。しかし、 $1\sigma$  以上のシグナルを検出することは出来なかった。



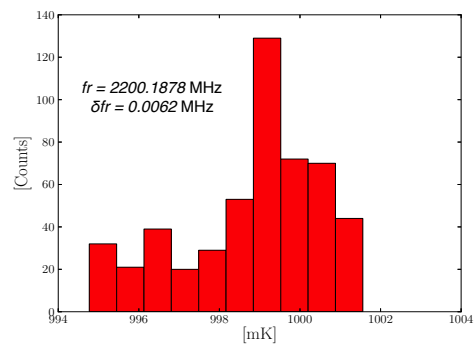
(a) 700mK



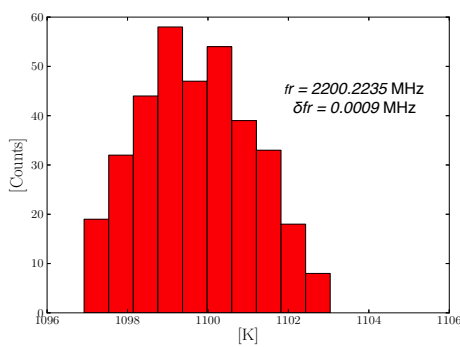
(b) 800 mK



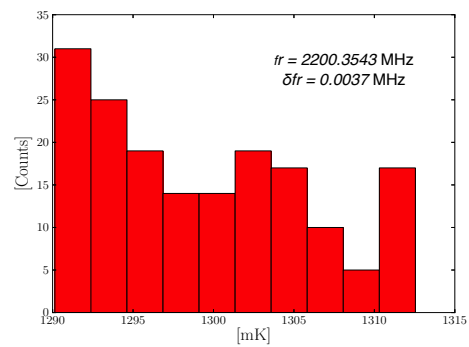
(c) 900 mK



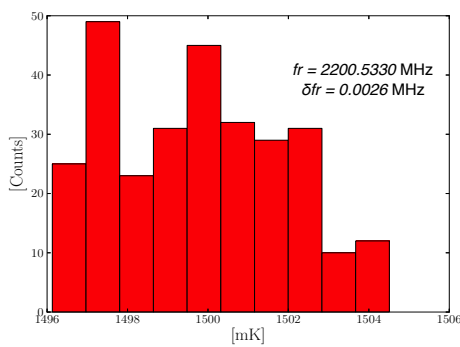
(d) 1000 mK



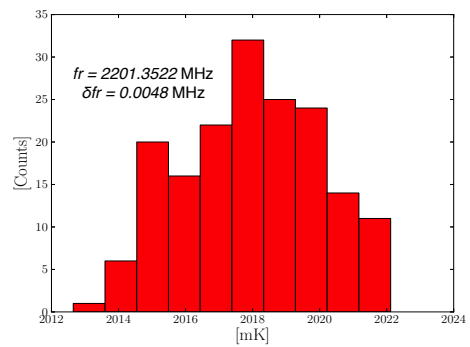
(e) 1100 mK



(f) 1300 mK



(g) 1500 mK



(h) 2000 mK

図 6.6.3: 各温度での温度安定度

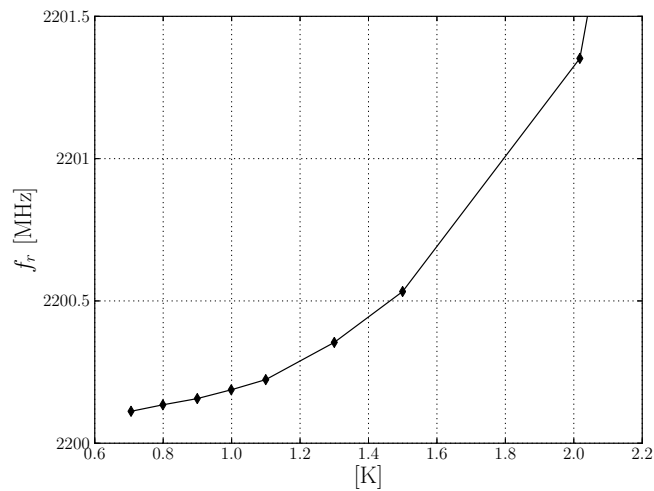


図 6.6.4: 共振周波数の温度依存性

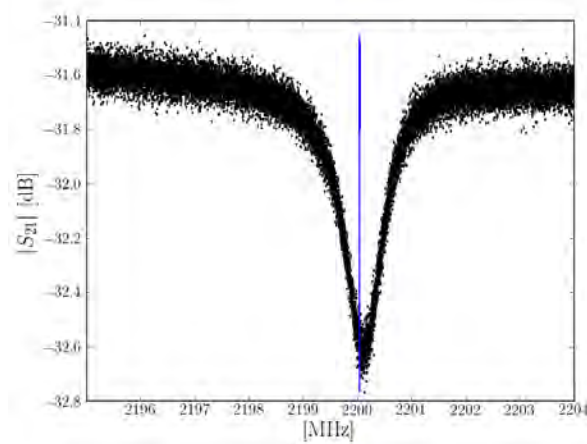


図 6.6.5: 0.7 K での共振 (青線は用いた動作周波数 2200.0468 MHz)

## 6.7 考察

### 6.7.1 LED の $I - V$ 測定の結果

#### 300 K と 77 K での比較

$I_F$  に対して  $V_F$  が 77 K の方が大きくなっている。この結果から LED は 77 K の方が、常温より明るく光っていることが示唆される。図 6.5.6 や図 6.5.7 や図 6.5.8b をみても LED の電圧は小さくなっていることが分かる。

#### 4.2 K と 2.2 K の結果について

図 6.5.2b の 4.2 K, 2.2 K の結果をみると  $I - V$  の振る舞いが 300, 77 K と異なっている。77 K の測定結果に近づいていることから、この現象は LED が温まっていると考えられる。

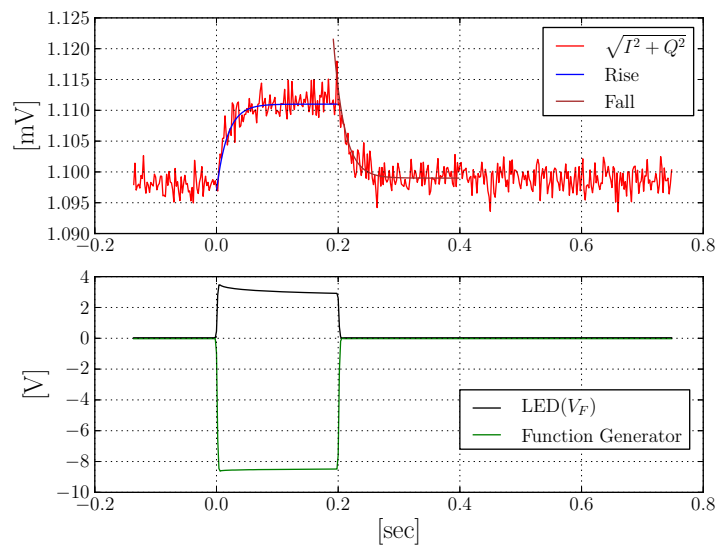


図 6.7.1: 2 K での 15 回分の平均パルス

### 6.7.2 動作点

共振周波数を読み出す方法として、GHz 電力の振幅変化と位相変化がある。図 6.5.5 や図 3.2.6 をみると振幅と位相でその周波数依存性が異なる。実験結果 (図 6.5.6 と図 6.5.7) より、共振周波数では振幅変化の peak を動作点にすることになり、振幅の方が感度がよい。一方で、peak から周波数をずらし位相の頂点に動作点を合わせることで、位相変化で検出できている。そのため、動作点は頂点に合わせることが良いことが分かる。共振の概形は基本的に、共振周波数に対して対称である。そのため、動作点を振幅の頂点に合わせた場合振幅の変化では、周波数が高周波側へシフトしたか低周波側へシフトしたかは判断ができないが位相の変化を同時に見ることで、周波数シフトを判断できる。

### 6.7.3 Rise time と Fall time の算出

まず、2 K で得た図の平均パルスを作成すると図 6.7.1 のようになる。ただし、LED の立ち上がりを  $t = 0$  とした。ここで、この平均パルスを、

$$f_r = A_r \left( 1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_{\text{rise}}}\right) \right) + \text{OFFSET}_r \quad (6.7.1)$$

$$f_f = A_f \exp\left(\frac{-(t - t_f)}{\tau_{\text{fall}}}\right) + \text{OFFSET}_f \quad (6.7.2)$$

の式でフィットし、 $\tau_{\text{rise}}, \tau_{\text{fall}}$  を算出する。ただし、 $t_f$  には LED の印可された電圧が 2 V 以下になった時刻を  $t_f$  とした。算出結果を表 6.10 にまとめる。図 2.1.1 の系を仮定した場合、 $\tau_{\text{rise}}$  は STO 素子自身の熱拡散時定数、 $\tau_{\text{fall}}$  は  $\sim \frac{C}{G}$  を見ていることになる。

表 6.10: Rise time と Fall time の算出結果

	$A$ [mV]	$\tau$ [msec]	$OFFSET$ [mV]
Rise	$0.014 \pm 0.001$	$18 \pm 2$	$1.097 \pm 0.001$
Fall	$0.013 \pm 0.001$	$18 \pm 3$	$1.099 \pm 0.000$

### 6.7.4 共振周波数の温度依存性

#### 4K までの温度依存性

表 6.5 の実験結果で、共振周波数の比を STO の比誘電率比と比較する。77 K と 1 K での共振周波数比と STO の比誘電率のルート比を比較すると、共振周波数の比が  $\frac{2232}{7835} \sim 0.28$  となり、STO の比誘電率の比は  $\sqrt{\frac{1800}{22800}} \sim 0.28$  となり一致する。

#### 極低温での温度依存性

追実験によって、1 K 以下での温度依存性を明らかにすることが出来た。これまでの共振器では 1 K を境に大きく共振周波数に変化が見られたが、今回の測定では、1 K になるにつれ感度がなくなっている。超伝導物質を用いていないため、この温度域で変化するのは STO 由来の変化だと考えられる。酸素置換されていない STO16 の温度依存性を考えると、図 3.2.1 より、4.2 K から 2 K までは  $\epsilon_{r,STO16} = 22600 (@4.2 \text{ K}) \rightarrow 22800 (@2 \text{ K})$  と変化する。この温度域で

共振周波数は、2216  $\rightarrow$  2202 と変化した。それぞれの比を考えると  $\sqrt{\frac{22600}{22800}} = 0.996$ ,  $\frac{2201}{2216} = 0.993$  となる。

また、2 K から 0.7 K までは  $\epsilon_{r,STO16} = 22798 \pm 4 (= \text{系統誤差}) (@2 \text{ K}) \rightarrow 22800 \pm 3 (@1 \text{ K}) \rightarrow 22789 \pm 4 (@0.7 \text{ K})$  となるが、系統誤差を考えると、温度変化が全くないともできる領域である。実測の共振周波数は、図 6.6.4 の測定結果から 0.7  $\rightarrow$  1 K で  $\sim 1 \text{ MHz}$  低周波側への変化を示している。本来は、共振周波数比から、STO の比誘電率の変化は  $\frac{2200}{2201} \times 22800 \sim 22810$  と大きくなるのが狙いであったが、そうはならなかった。この実験結果は、4.2  $\rightarrow$  2 K から比較すると共振周波数の温度依存性 (温度計感度) はなくなっており、極低温に冷えるにつれて STO16 の温度計感度がなくなること示唆している。図 3.2.1 も極低温に冷えるにつれて、温度依存性はなくなっている。

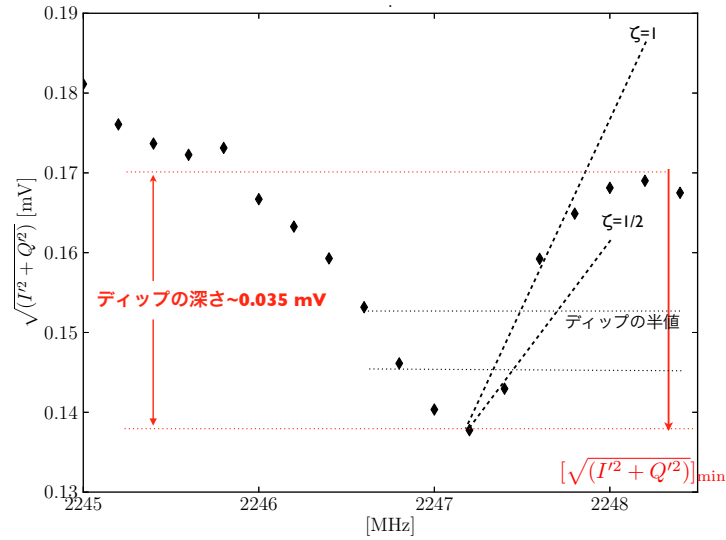
### 6.7.5 平均パルスの解析

フラックス検出 (図 6.7.1) の立ち上がり・定常状態・立ち下がりから熱コンダクタンスや熱容量を算出する。まず、フラックスを検出したパルスを、

1. 立ち上がり
2. 定常状態
3. 立ち下がり ( $t_{LED} \leq t$ )

の 3 段階に分けて考える。ここで、 $t = 0$  は LED 光の立ち上がり始めで定義する。また、 $\tau_{rise}$ ,  $\tau_{fall}$ ,  $t_{LED}$  はそれぞれ立ち上がり・立ち下りの時定数、LED の発光時間を表す ( $\tau_{rise} \sim \tau_{fall} \sim 20 \text{ msec}$  なので各段階は 20 msec 以上ある)。LED の発光時刻の定義は、LED の立ち上がりが 2.0 V、立ち下がりが 2.19 V を下回った間隔で定義する。立ち上がりをフィットした関数を  $f_{rise}$  とすると、これは [mV] の次元である。よって、温度上昇 ( $\Delta T$ ) を定義すると  $df_{rise}$  と  $d(\Delta T)$  の間には電圧-温度変換係数 ( $\gamma_{V \rightarrow T}$ ) が必要になる。この  $\gamma_{V \rightarrow T}$  は実測したキャリブレーション結果から得





(a) I/Q ミキサーによる共振の測定結果

図 6.7.2:  $\gamma_{V \rightarrow f}$  の算出のために用いた測定結果

られる電圧-周波数変換係数 ( $\gamma_{V \rightarrow f}$ ) と周波数-温度変換係数 ( $\gamma_{f \rightarrow T}$ ) を用いて算出でき ( $\gamma_{V \rightarrow T} = \gamma_{V \rightarrow f} \gamma_{f \rightarrow T}$ )、

$$\frac{df_{\text{rise}}}{dt} \gamma_{V \rightarrow T} = \frac{dT}{dt} \quad (6.7.3)$$

となる。ここで、 $\gamma_{V \rightarrow T}$  を求めるために  $\gamma_{V \rightarrow f}, \gamma_{f \rightarrow T}$  をそれぞれ算出する。まず  $\gamma_{V \rightarrow f}$  は、

$$\gamma_{V \rightarrow f}^{-1} = \left. \frac{d(\sqrt{I^2 + Q^2})}{df} \right|_{f=f_r} \sim 0.0194 \left( \frac{(\sqrt{I^2 + Q^2})_{\text{depth}}/2}{0.0175 \text{ mV}} \right) \left( \frac{\Delta f_{r, \text{FWHM}}}{0.9 \text{ MHz}} \right) \left( \frac{\zeta}{1} \right) [\text{mV/MHz}] \quad (6.7.4)$$

となる。ここで、 $(\sqrt{I^2 + Q^2})_{\text{depth}}$  は電圧で共振構造を見たときの、共振の深さを表す。また、 $\zeta$  は  $\zeta = 1$  で、共振構造の最小値から半値までの値を繋げて線形近似したことを意味し、 $\zeta = 1/2$  で、共振の最小値から 4 分の 1 までの値を繋げて線形近似したことを表す (図 6.7.2)。続いて、 $\gamma_{f \rightarrow T}$  は 4.2 K と 2 K の共振周波数から線形を仮定し傾きを求め、それを  $\gamma_{f \rightarrow T}$  とする。よって、

$$\begin{aligned} \gamma_{f \rightarrow T}^{-1} &= \frac{df_r}{dT} \sim 0.0073 \left( \frac{\Delta T_{\text{cal}}}{4.2 - 2.15 [\text{K}]} \right)^{-1} \\ &\times \left( \frac{\Delta f_r}{2247 - 2232 [\text{MHz}]} \right) [\text{MHz/mK}] \end{aligned} \quad (6.7.5)$$

となる。ここで、式 (6.7.4) と式 (6.7.5) の各変換係数から、

$$\begin{aligned} \gamma_{V \rightarrow T} \sim & 7 \times 10^3 \left( \frac{(\sqrt{I^2 + Q^2})_{\text{depth}}/2}{0.0175 \text{ mV}} \right)^{-1} \left( \frac{\Delta f_{r, \text{FWHM}}}{0.9 \text{ [MHz]}} \right)^{-1} \left( \frac{\zeta}{1} \right)^{-1} \left( \frac{\Delta f_r}{2247 - 2232 \text{ [MHz]}} \right)^{-1} \left( \frac{\Delta T_{\text{cal}}}{4.2 - 2.15 \text{ [K]}} \right)^{-1} \\ & \times \left( \frac{\zeta}{1} \right)^{-1} \left( \frac{\Delta f_r}{2247 - 2232 \text{ [MHz]}} \right)^{-1} \left( \frac{\Delta T_{\text{cal}}}{4.2 - 2.15 \text{ [K]}} \right) \text{ [K/V]} \end{aligned} \quad (6.7.6)$$

となる。

次に熱モデルを定義する。熱モデルでは、

$$C \frac{d(\Delta T)}{dt} = P_{\text{LED}} - G\Delta T \quad (6.7.7)$$

の熱の流れを考える。ここで、 $P_{\text{in}}$  は LED から STO が吸収するフラックス、 $C$  は熱容量、 $G$  は熱コンダクタンス、 $G\Delta T$  は熱浴へ逃げるフラックス ( $T$  は素子の温度で  $\Delta T > 0$ ) を表す。最初に定義した各段階で式 (6.7.7) は、

1.  $G\Delta T = 0$
2.  $\frac{d(\Delta T)}{dt} = 0$
3.  $P_{\text{in}} = 0$

を代入した形で表すことができる。次に  $P_{\text{in}}$  の見積もりを行う。これは、式

$$P_{\text{LED}} = 0.03 \left( \frac{W_{\text{LED}}}{20 \text{ mW}} \right) \left( \frac{\eta_{\text{LED}}}{15\%} \right) \left( \frac{\eta_{\text{Fiber}}}{10\%} \right) \left( \frac{\eta_{\text{STO}}}{1\%} \right) \left( \frac{\eta_{\text{Cuple}}}{1\%} \right) \text{ [\mu W]} \quad (6.7.8)$$

となる。ここで、 $W_{\text{LED}}$  は LED にかかる電力、 $\eta_{\text{LED}}$  は発光効率、 $\eta_{\text{Fiber}}$  は光ファイバーの伝送効率、 $\eta_{\text{STO}}$  は STO が LED 光を吸収する割合を表す。

立ち上がり

まず、立ち上がりの段階から考える。このとき、

$$C \frac{d(\Delta T)}{dt} = P_{\text{LED}} \quad (6.7.9)$$

となる。立ち上がりのフィットに用いた関数は、

$$f_{\text{rise}} = A_{\text{rise}} \left\{ 1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_{\text{rise}}}\right) \right\} + \text{OFFSET} \text{ [mV]} \quad (6.7.10)$$

である。ここで  $\left. \frac{df_{\text{rise}}}{dt} \right|_{t=0} = \frac{A_{\text{rise}}}{\tau_{\text{rise}}}$  なので、式 (6.7.3) は  $t = 0$  で、

$$\frac{A_{\text{rise}}}{\tau_{\text{rise}}} \gamma_{V \rightarrow T} = \left. \frac{d(\Delta T)}{dt} \right|_{t=0} \quad (t = 0) \quad (6.7.11)$$

となる。フィッティング結果の  $A_{\text{rise}} = 0.014 \text{ mV}$ ,  $\tau_{\text{rise}} = 18 \text{ msec}$  を式 (6.7.3) に代入すると、

$$\begin{aligned} \left. \frac{d(\Delta T)}{dt} \right|_{t=0} &= \frac{0.014}{18} \times 7 \times 10^3 \left( \frac{(\sqrt{I^2 + Q^2})_{\text{depth}}/2}{0.0175 \text{ mV}} \right)^{-1} \left( \frac{\Delta f_{r,\text{FWHM}}}{0.9 \text{ [MHz]}} \right)^{-1} \\ &\times \left( \frac{\zeta}{1} \right)^{-1} \left( \frac{\Delta f_r}{2247 - 2232 \text{ [MHz]}} \right)^{-1} \left( \frac{\Delta T_{\text{cal}}}{4.2 - 2.15 \text{ [K]}} \right) \text{ [K/sec]} \end{aligned} \quad (6.7.12)$$

$$\begin{aligned} &= 5.4 \left( \frac{(\sqrt{I^2 + Q^2})_{\text{depth}}/2}{0.0175 \text{ mV}} \right)^{-1} \left( \frac{\Delta f_{r,\text{FWHM}}}{0.9 \text{ [MHz]}} \right)^{-1} \left( \frac{\zeta}{1} \right)^{-1} \\ &\times \left( \frac{\Delta f_r}{2247 - 2232 \text{ [MHz]}} \right)^{-1} \left( \frac{\Delta T_{\text{cal}}}{4.2 - 2.15 \text{ [K]}} \right) \text{ [K/sec]} \end{aligned} \quad (6.7.13)$$

となる。立ち上がりの時間を  $dt$  とする ( $dt \sim \tau_{\text{rise}}$ ) とすると、 $5.4 \text{ [K/sec]} \times 18 \text{ [msec]} \sim 0.1 \text{ K}$  となり、素子が  $\sim 0.1 \text{ K}$  温まっていることとなる。続いて、式 (6.7.9) の両辺を  $C, P_{\text{in}}$  を一定として積分すると、

$$\int_0^{\tau_{\text{rise}}} dt = \frac{C}{P_{\text{LED}}} \int_0^{\tau_{\text{rise}}} d(\Delta T) \quad (6.7.14)$$

$$C = P_{\text{LED}} \tau_{\text{rise}} \left( \int_0^{\tau_{\text{rise}}} d(\Delta T) \right)^{-1} \quad (6.7.15)$$

$$C = 5 \left( \frac{P_{\text{LED}}}{0.03 \text{ } \mu\text{W}} \right) \left( \frac{\tau_{\text{rise}}}{18 \text{ msec}} \right) \times \left( \frac{\int_0^{\tau_{\text{rise}}} d(\Delta T)}{0.1 \text{ K}} \right)^{-1} \text{ [nJ/K]} \quad (6.7.16)$$

となる。

定常状態

次に、定常状態を考える。このとき、式 (6.7.7) は、

$$P_{\text{in}} = G \Delta T \quad (6.7.17)$$

となる。次に、 $G$  を算出するために  $\Delta T$  を見積もる。立ち上がりの段階で素子が温められ  $\Delta T$  の温度上昇があったとき、

$$\Delta T \simeq \int_0^{\tau_{\text{rise}}} \frac{dT}{dt} dt \quad (6.7.18)$$

となる。この積分を、

$$\Delta T \simeq \left. \frac{dT}{dt} \right|_{t=0} \tau_{\text{rise}} \quad (6.7.19)$$

と近似して計算する。すると、

$$\begin{aligned}\Delta T &\simeq \left( \left. \frac{dT}{dt} \right|_{t=0} \right) \tau_{\text{rise}} \\ &\simeq 100 \left( \frac{\left. \frac{dT}{dt} \right|_{t=0}}{5.4 \text{ [K/sec]}} \right) \left( \frac{\tau_{\text{rise}}}{18 \text{ msec}} \right) \text{ [mK]}\end{aligned}\quad (6.7.20)$$

となる。式 (6.7.20) を式 (6.7.17) に代入して  $G$  を求めると、

$$G \simeq 0.3 \left( \frac{P_{\text{LED}}}{0.03 \text{ }\mu\text{W}} \right) \left( \frac{\Delta T}{100 \text{ mK}} \right)^{-1} \text{ [}\mu\text{W/K]}\quad (6.7.21)$$

となる。

立ち下がり

次に、立ち下がりの時を考える。このとき、式 (6.7.7) は、

$$C \frac{d(\Delta T)}{dt} = -G \Delta T \quad (6.7.22)$$

となる。式 (6.7.22) は 1 階の微分方程式なので積分して解くと、

$$\Delta T(t) = \Delta T(t = t_0) \exp\left(\frac{-G}{C}t\right) \quad (6.7.23)$$

$$T(t) = T_{\text{bath}} + (T_0 - T_{\text{bath}}) \exp\left(\frac{-G}{C}t\right) \quad (6.7.24)$$

となる。ここで  $T_0$  は定常状態時の温度で、 $T_{\text{bath}}$  は熱浴の温度、 $T(t)$  は素子の温度を表す。よって、

$$\tau_{\text{fall}} = \frac{C}{G} \quad (6.7.25)$$

となる。この式 (6.7.25) の  $\tau_{\text{fall}}$  は 18 msec というフィッティング結果があるので (熱拡散の時定数は、18 msec に比べて無視できるので)、

$$C = G \tau_{\text{fall}} = 5 \left( \frac{G}{0.3 \text{ }\mu\text{W/K}} \right) \left( \frac{\tau_{\text{fall}}}{18 \text{ msec}} \right) \text{ [nJ/K] [msec]}\quad (6.7.26)$$

となる (熱拡散の時定数を無視したので、一致は当然)。<sup>\*4</sup>しかし、先行研究によると 2 K での熱容量  $C'$  は  $C' \sim 15 \text{ nJ/K}$  と 40 分の 1 程度小さい。ここで、 $\gamma_{V \rightarrow T}$  の見積もりが正しいと仮定すると STO の吸収するフラックス  $P_{\text{in}}$  (式 (6.7.8)) が小さい可能性がある。逆に  $C \simeq 15 \text{ [nJ/K]}$  として  $P_{\text{in}}$  を算出すると、

$$G' = 0.8 \left( \frac{\tau_{\text{fall}}}{18 \text{ msec}} \right)^{-1} \left( \frac{C'}{15 \text{ nJ/K}} \right) \text{ [}\mu\text{W/K]}\quad (6.7.27)$$

$$P'_{\text{in}} = 0.08 \left( \frac{G}{0.8 \text{ }\mu\text{W/K}} \right) \left( \frac{\Delta T}{100 \text{ mK}} \right) \text{ [}\mu\text{W]}\quad (6.7.28)$$

<sup>\*4</sup> これは 2 K の結果であり、先行研究による 2 K での測定結果を参考にすると、今回素子に用いた STO の熱容量は  $\sim 15 \text{ [nJ/K]}$  となる。

となる。式 (6.7.8) による  $P_{in}$  の算出とコンシステントな結果をえることができる。また、ファイバーの先  $\phi 0.25$  と STO(2.5 mm 角) は 1 mm しか離れておらず、STO にファイバーからの光が全て入ると仮定しているが、これも見直す必要がある。実験としては、STO の置いてあった場所に GaAs LED の 900 nm 波長に感度がある検出器を置いて確かめられる。

STO18 を用いて 0.1 K でフォトン検出を行う場合

これまでの計算は 2 K において STO16 を用いた結果から算出した計算結果である。ここでは、2 K から 0.1 K とし、さらに STO18 を用いる場合の検出可能な最低エネルギーを考える。STO18 の 0.1 K での温度計感度は STO16 の 2 K の値と同じオーダーである。0.1 K 熱容量 ( $C$ ) が  $T^3$  則に従い小さくなり、カピッツァ熱伝導率 ( $\kappa$ ) が  $T^2$  則に従い小さくなる。よって系全体が温まる時定数は  $T^1$  に従って短くなる。図 6.7.1 の立ち上がり立ち下がりの差が素子内部の熱拡散 ( $\tau_{STO}$ ) の時定数を見ており、 $\tau_{STO} \geq 1$  msec と仮定する。動作温度が  $2 \rightarrow 0.1$  K とすると、フォトン検出の際に期待される立ち上がりの時定数は、 $\tau_{STO}/20 \geq 50$   $\mu$ sec となる。一方で立ち下がりの時定数は、 $\tau_{fall}/20 \sim 0.9$  [msec] となり、まだ十分長い。温度計感度が同じなので、

$$\frac{\Delta T(@0.1 \text{ K})}{0.1 \text{ K}} \frac{\Delta \epsilon_{r,STO(x=0)}}{\epsilon_{r,STO(x=0)}} = \frac{0.1 \text{ K}}{2 \text{ K}} \frac{\Delta \epsilon_{r,STO(x=0.42)}}{\epsilon_{r,STO(x=0.42)}} \quad (6.7.29)$$

となる。同じ共振器を用いて、LED 光を検出した際に得られるパルスハイトと同じパルスハイトが得られると仮定すると、

$$\Delta \epsilon_{r,STO(x=0)} = \Delta \epsilon_{r,STO(x=0.42)} \quad (6.7.30)$$

となる。よって、式 6.7.29 に  $\epsilon_{r,STO(x=0)} = 22800$ ,  $\epsilon_{r,STO(x=0.42)} = 27000$  を代入することで、LED 相当のパルスハイトを得るために必要な温度上昇  $\Delta T(@0.1 \text{ K})$  が算出でき、

$$\Delta T(@0.1 \text{ K}) \sim 6 \text{ [mK]} \quad (6.7.31)$$

となる。この温度上昇のために必要なエネルギー  $E$  は STO の熱容量を  $C$  とすると、

$$E = C \Delta T(@0.1 \text{ K}) \quad (6.7.32)$$

となる。熱容量は  $T^3$  則により、

$$C(@0.1 \text{ K}) = C(@2 \text{ K}) \left( \frac{1}{20} \right)^3 \quad (6.7.33)$$

$$= 1.9 \left( \frac{C(@2 \text{ K})}{15 \text{ [nJ/K]}} \right) \text{ [pJ/K]} \quad (6.7.34)$$

となる。よって、

$$E = 70 \left( \frac{C(@0.1 \text{ K})}{1.9 \text{ [pJ/K]}} \right) \left( \frac{\Delta T}{6 \text{ [mK]}} \right) \text{ [keV]} \quad (6.7.35)$$

となる。この結果をまとめると、以下の表となる (表 6.11)。次に、70 keV より低いエネルギーである X 線 ( $\sim$  keV) 検出に向けて、素子を小型化し、熱容量を小さくすることを考える。素子の体積を 1/10 とすると熱容量が 1/10 となり、 $E \sim 7$  keV である。よって、体積が 1/10 の STO( $x=0.42$ ) を用いて共振器を製作する必要がある。その STO( $x=0.42$ ) を用いる場合は、可能な限り STO を敷き詰められるジオメトリーを考え、製作する必要がある。

表 6.11: 2 K における誘電体マイクロカロリメータの性能値と 0.1 K における X 線検出可能性

	STO(x=0)	STO(x=0.42)
動作温度 $T$ [K]	2	0.1
熱容量 $C$ [J/K]	$15 \times 10^{-9}$	$1.9 \times 10^{-12}$
熱伝導率 $G$ [W/K]	$0.9 \times 10^{-6}$	$2.3 \times 10^{-9}$
立ち下がり時定数 $\tau_{\text{fall}}$ [msec]	18	0.9
温度変化 $\Delta T$ (LED 相当)[mK]	100	6
$E$ (LED 相当)[eV]	$9 \times 10^9$	$7 \times 10^4$

## 第 7 章

# まとめと今後

### 7.1 本修士論文の成果

これまでの誘電体 X 線マイクロカロリメータの研究では、極低温で  $\text{SrTiO}_3$  (以下、STO16) や  $\text{SrTi}({}^{16}\text{O}_{0.58}{}^{18}\text{O}_{0.42})_3$  (以下、STO18) に温度依存性があることが示されていた。また、その比誘電率の温度変化を読み出す仕組みは概念検討がなされていた。しかし、実際に信号の読み出しの実現には至っていなかった。

本修士論文では、 $\text{SrTiO}_3$  を用いた GHz 帯の  $LC$  共振器を製作することから行った。製作当初は、高周波回路 (分布定数回路) として  $LC$  共振器を狙い通りに製作することが出来ていなかった。しかし、素子の製作方法を見直すことで共振器としての特性を得ることに成功した。また、周波数特性の改善を行った。そして STO16 を小型化し、 $Q \sim 2500$  という共振器の開発に成功した。その小型化した STO16 を用いて動作温度  $T \sim 2\text{K}$ , とし LED 光 ( $\sim \mu\text{W}$ ) のフラックスの検出に成功した。しかし、動作温度を  $1, 0.7\text{K}$  とした場合に同じ強度の LED 光を検出できなかった。低温になるほど  $T^3$  則に従うと考えると、この結果から STO16 の温度計感度 ( $\alpha_c$ ) では、極低温温度計として不適当だということも分かった。

### 7.2 酸素同位体置換した誘電体を用いたマイクロカロリメータの開発

本修士論文では、一貫して酸素同位体置換を行っていない STO16 を用いた実験を行ってきた。酸素同位体置換した STO18 と、そうでない STO16 を比較すると図 3.2.1 のように極低温での温度計感度は置換した物の方が良い。6 章において  $\sim 1, 0.7\text{K}$  で LED 光が検出できなかったことは、低温で温度計感度が無かったためだと考えられる。

一方で、 $\sim 2\text{K}$  では LED 光は検出できている。STO16 の温度感度  $\alpha_c$  は  $2\text{K}$  で  $\sim 10^{-3}$  である。また、酸素置換された STO18 の温度依存性は、 $0.1\text{K}$  で  $\sim 10^{-3}$  となっている ([12])。本修士論文では、STO16 を用いた研究をやり通すことが目的であった。今後は、STO16 を用いた研究の段階から、酸素同位体置換した STO18 を用いた温度計の製作に移行する。図 3.2.1 にもあるように酸素同位体置換された STO の比誘電率の絶対値は、置換されていない STO と比べても同程度であり、本修士論文で培った共振器製作の技術が今後生きてくるはずである。

### 7.3 断熱消磁冷凍機を用いた $LC$ 共振器の評価

これまで、誘電体 X 線マイクロカロリメータの評価は実験回数を増やすために He3 ソープションクーラーで行ってきた。しかし、その最低到達温度は  $0.3\text{K}$  である。STO を用いて X 線等の放射線を検出するためには比誘電率の温度依存性がなければならないが、それ以前に、STO の熱容量を下げ放射線によって、STO を温める必要がある。極低温での熱容量は  $T^3$  則に従って小さくなるため  $0.3\text{K} \rightarrow 0.1\text{K}$  とすることで  $1/27$  にもなる。我々の研究グループでは、既に断熱消磁冷凍機に高周波用の同軸ケーブルを通してあり、準備は整っている。放射線検出の段階へ移行する場合

は、STO の熱容量を下げるために断熱消磁冷凍機を用いて行う必要がある。



## 付録 A

# 修士論文内で扱った内容に関する補足事項

### A.1 電磁界シミュレータ『Femtet』における導体の表面粗さ

導体表面に表皮厚み程度の凹凸がある場合、表面が滑らかな場合に比べて抵抗が大きくなる。その抵抗が大きくなる割合に合わせて、導電率を調整し、電磁波の解析をおこなう。まず、

- $\alpha_{c,0}$  : 表面が滑らかな場合の導体損失
- $\alpha_c$  : 表面に凹凸がある場合の導体損失
- $f$  : 周波数
- $\delta$  : 表皮厚み
- $\Lambda$  : RMS 表面粗さ (User の設定値)
- $\sigma_{c,0}$  : 導電率
- $\sigma$  : 導体表面の凹凸による損失の増加を、導電率に置き換えた場合の導電率

として、物理量を定義する。これら物理量には、

$$\alpha_c = \alpha_{c,0}K \quad (\text{A.1.1})$$

$$K = 1.0 + \frac{2}{\pi} \tan^{-1} \left[ 1.40 \left( \frac{\Lambda}{\delta} \right)^2 \right] \quad (\text{A.1.2})$$

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}} \quad (\text{A.1.3})$$

という関係にあり、導電率  $\sigma_c$  は、

$$\sigma_c = \frac{\sigma_{c,0}}{K^2} \quad (\text{A.1.4})$$

となる。

### A.2 LCR 共振回路とその $Q$ 値

LCR 共振回路において LC(共振系) に蓄えられるエネルギーを  $E_s$ 、共振周波数の 1 周期 ( $T_r \equiv 2\pi/\omega_r$ ) あたりに電気抵抗などによって消費されるエネルギーを  $P_l T_r$  とし、 $Q$  値 (quality factor) を、

$$Q \equiv 2\pi \frac{E_s}{P_l T_r} = \frac{\omega_r E_s}{P_l} \quad (\text{A.2.1})$$

となる。 $LC$  共振回路においては  $E_s$  は、共振系のエネルギーが全てインダクタに移行した瞬間を考えると、

$$E_s = LI_e^2 \quad (\text{A.2.2})$$

と表すことができる。ここで、 $I_e$  は電流の実効値である。また、 $P_l$  は、

$$P_l = RI_e^2 \quad (\text{A.2.3})$$

である。よって、 $Q$  値は、

$$Q = \frac{\omega_r L}{R} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{\omega_r CR} \quad (\text{A.2.4})$$

となる。 $Q$  値は  $LC$  共振回路中のエネルギー損失に反比例し、電気抵抗がない場合は無限大になることが分かる。伝送線路だけの周波数特性 ( $|S_{21}|$ ) は、ほとんど周波数に影響がない OFFSET を用いて、

$$|S_{21}|(\omega) = \text{OFFSET} \quad (\text{A.2.5})$$

となる。この  $LCR$  共振回路が伝送線路に対して平行に接続された場合は、共振周波数の電力が  $LCR$  共振回路へ流れ込み GND へ逃げていくため、

$$|S_{21}|(\omega) = -|S_{21}^{\min}| \times \left\{ \frac{1}{1 + Q(\omega/\omega_r - \omega_r/\omega)^2} \right\} + \text{OFFSET} \quad (\text{A.2.6})$$

となる。

### A.3 $S$ パラメータ

高周波回路においては電圧や電流の測定が非常に難しくなるので、それに変わる別な量の測定が必要になります。高周波でも測定が容易で、しかも電圧電流に関係する物を考えると電力が挙げられる。回路に入っていく電力と回路から出てくる電力で回路の特性を評価する場合を考える。この場合、ある決まったインピーダンスを持つ測定機器で測定を行う必要がある。一般に高周波回路においては、その基準インピーダンスとして  $50 \Omega$  が使われる。

#### A.3.1 $N$ ポート回路

回路に入っていく電力と、回路から出てくる電力に着目したものが、 $S$  パラメータである。 $N$  ポートの回路網から出入りする並を関係づけたものが  $S$  マトリックスである。各ポートの電圧、電流 ( $V_n, I_n$ ) は回路に入っていく波 (進行波)  $V_{n+}, I_{n+}$  と回路から出てくる波 (後進波)  $V_{n-}, I_{n-}$  を使って、

$$V_n = V_{n+} + V_{n-} \quad (\text{A.3.1})$$

$$I_n = I_{n+} - I_{n-} \quad (\text{A.3.2})$$

と表すことが出来る。電流では進行波と後進波の向きが逆となるため、式 A.3.2 では差になっている。ここで、基準インピーダンス  $Z_0$  を用いて、

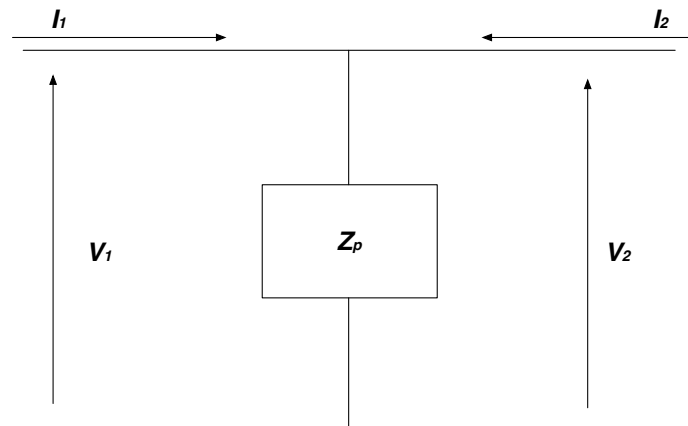


図 A.3.1: 2 ポート回路 (並列素子)

$$a_n = \frac{V_{n+}}{\sqrt{Z_0}} \tag{A.3.3}$$

$$b_n = \frac{V_{n-}}{\sqrt{Z_0}} \tag{A.3.4}$$

を定義する。ただし、高周波回路においてとくに断りが無い限り、 $Z_0 = 50 \Omega$  である。また、 $a_n, b_n$  の 2 乗は電力を表すため、各ポートから回路内部に流入する電力  $P_n$  は、

$$P_n = |a_n|^2 - |b_n|^2 \tag{A.3.5}$$

となる。各ポートの  $a_n, b_n$  を関連付けさせたものが  $S$  パラメータで、

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & \dots & S_{1n} \\ S_{21} & S_{22} & \dots & S_{2n} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ S_{n1} & S_{n2} & \dots & S_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_n \end{bmatrix} \tag{A.3.6}$$

$$[b] = [S][a] \tag{A.3.7}$$

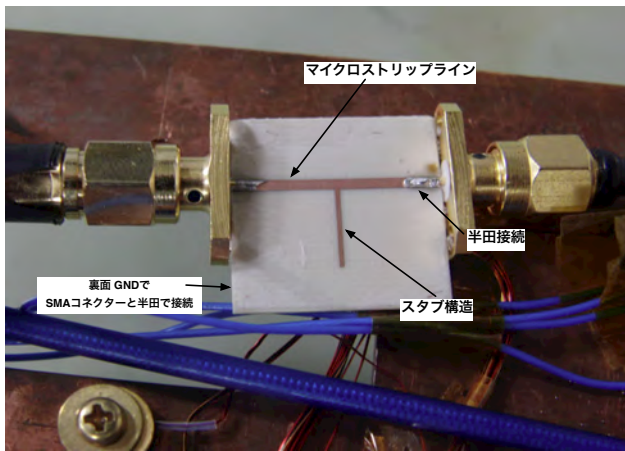
である。

### A.3.2 2 ポート回路

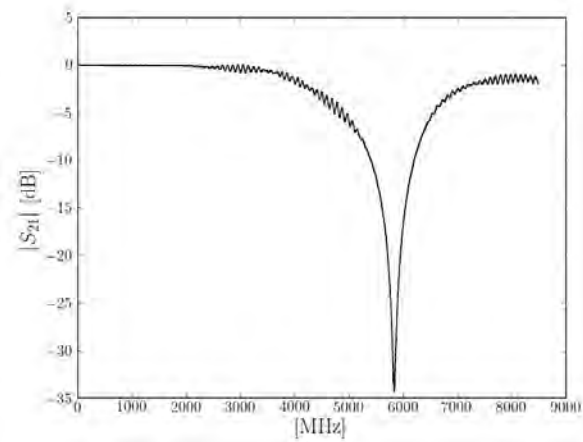
2 ポート回路の例としては、アンプ・フィルタ等がある。誘電体 X 線マイクロカリメータも 1 種の BEF(Band Eliminate Filter) として見なせる。式 A.3.6 から 2 ポート回路の  $S$  パラメータは、

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \tag{A.3.8}$$

となる。この式から  $S_{11}, S_{12}, S_{21}, S_{22}$  を求めるためには、 $a_1$  または  $a_2$  をゼロにすることから始める。 $a_1$  をゼロにするということは、ポート 1 からの信号入力をなくすること。すなわち、 $Z_0$  でポート 1 を終端することを意味する。図 A.3.1 の回路の  $S$  パラメータは各ポートを順番に終端した場合を考えると、



(a) 製作したスタブ共振回路



(b) 周波数特性 (@300 K)

図 A.4.1: 製作した一般的なスタブ共振回路とその周波数特性

$$[S] = \frac{1}{2Z_p + Z_0} \begin{bmatrix} -Z_0 & 2Z_p \\ 2Z_p & -Z_0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.3.9})$$

となる。回路が対照的な場合、得られる S パラメータも対称的になる。

## A.4 スタブ共振回路

一般的にスタブ共振回路の周波数特性は、共振の深さが -40 dB もある Band Eliminate Filter である。マイクロストリップラインに対して垂直に形成される。図 A.4.1 に製作したスタブ共振回路とその周波数特性を載せる。

スタブの周波数特性は、集中常数を用いて考えると直列 LCR 回路を伝送線路へ並列に接続することになる。

## A.5 I/Q ミキサー

いまベースバンド  $B(t)$  が搬送波 (周波数  $F$ ) で変調された信号を  $S(t)$  とすれば、

$$S(t) = B(t) \cos(2\pi F t) \quad (\text{A.5.1})$$

と表せる。I/Q Demodulator は変調信号  $S(t)$  に基準搬送波とその直交波を乗算し、それぞれ同相成分  $I(t)$  (In-phase) と直交成分  $Q(t)$  (Quadrature) を生成する。すなわち  $I(t)$ 、 $Q(t)$  はそれぞれ

$$I(t) = S(t) \sin(2\pi F t + \phi) \quad (\text{A.5.2})$$

$$Q(t) = S(t) \cos(2\pi F t + \phi) \quad (\text{A.5.3})$$

となる。三角関数の積和公式を用いて、それぞれを展開すると、

$$\begin{aligned} I(t) &= B(t) \cos(2\pi F) \sin(2\pi F + \phi) \\ &= \frac{B(t)}{2} [\sin(2 \cdot 2\pi F + \phi) - \sin(-\phi)] \\ &= \frac{B(t)}{2} [\sin(2 \cdot 2\pi F + \phi) + \sin \phi] \end{aligned} \quad (\text{A.5.4})$$

$$\begin{aligned} Q(t) &= B(t) \cos(2\pi F) \cos(2\pi F + \phi) \\ &= \frac{B(t)}{2} [\cos(2 \cdot 2\pi F + \phi) + \cos(-\phi)] \\ &= \frac{B(t)}{2} [\cos(2 \cdot 2\pi F + \phi) + \cos \phi] \end{aligned} \quad (\text{A.5.5})$$

と、搬送波の 2 倍の周波数をもつ高調波と DC 成分に分解される。積分器あるいは LPF で高調波成分を落とした同相成分と直交成分をそれぞれ  $I'(t)$  と  $Q'(t)$  とすれば、

$$I'(t) = \frac{B(t)}{2} \sin \phi \quad (\text{A.5.6})$$

$$Q'(t) = \frac{B(t)}{2} \cos \phi \quad (\text{A.5.7})$$

となる。よって、DMC からの電気信号を復調するためには、振幅 ( $B(t)$ ) と位相 ( $\phi(t)$ ) の 2 つの方法があり、それぞれ、

$$B(t) = \sqrt{I'^2 + Q'^2} \quad (\text{A.5.8})$$

$$\phi(t) = \arctan \left( \frac{I'}{Q'} \right) \quad (\text{A.5.9})$$

となる。

## 参考文献

- [1] Tetsuya Ariyoshi. X線測定用誘電体マイクロカロリメータの要素技術の開発. Master's thesis, University of Kyushu, 2006.
- [2] B. Bumble S. Golwala P. K. Day J. Gao J. Zmuidzinas B. A. Mazin, M. E. Eckart. Optical/UV and X-Ray Microwave Kinetic Inductance Strip Detectors. *Low Temperature Detectors*, 151:537–543, May 2008.
- [3] R. Barends. Photon-detecting superconducting resonators, 2009.
- [4] Renyue Cen and Jeremiah P Ostriker. Where Are the Baryons? *The Astrophysical Journal*, 514(1):1–6, March 1999.
- [5] Renyue Cen and Jeremiah P Ostriker. Where Are the Baryons? II. Feedback Effects. *The Astrophysical Journal*, 650(2):560–572, October 2006.
- [6] A. et al. Duran. Specific heat anomalies at 37, 105 and 455 K in SrTiO<sub>3</sub>: Pr. *J. Phys.,: Condensed Matter*, 20(085219), 2008.
- [7] J. Gao. The Physics of Superconducting Microwave Resonators, 2008.
- [8] T Hagihara, K Mitsuda, N Y Yamasaki, M. Nomachi, M. Kokubun, Y. Takei, T. Yuasa, and H. Odaka. Development of High Count-Rate Digital Processing System with SpaceWire for TES-Calorimeter Array. *Journal of Low Temperature Physics*, 151(3):997–1002, May 2008.
- [9] et al. Koyama. X-Ray Imaging Spectrometer(XIS) on Board Suzaku. *PASJ*, 59(S23-S33), 2007.
- [10] B. A. Mazin. Microwave Kinetic Inductance Detectors, 2004.
- [11] D. McCammon. *Appl. phys.*, 99, 2005.
- [12] Sekiya Norio. 誘電体 X線マイクロカロリメータの概念検討と基礎実験. Master's thesis, University of Tokyo, 2012.
- [13] T. Ohashi, Y. Ishisaki, Y. Ezoe, S. Sasaki, H. Kawahara, K Mitsuda, N Y Yamasaki, Y. Takei, M. Ishida, Y. Tawara, I. Sakurai, A. Furuzawa, Y. Suto, K. Yoshikawa, N. Kawai, R. Fujimoto, T. G. Tsuru, K. Matsushita, and T. Kitayama. DIOS: the diffuse intergalactic oxygen surveyor: status and prospects. *Space Telescopes and Instrumentation 2010: Ultraviolet to Gamma Ray. Edited by Arnaud*, 7732:54, July 2010.
- [14] N. Sekiya, N.Y. Yamasaki, K Mitsuda, S. Kawasaki, Y. Takei, H. Yoshitake, K. Sakai, K. Sato, K. Maehata, and H. Takashima. Development of Dielectric X-ray Microcalorimeter. *Journal of Low Temperature Physics*, 167(3/4):435–441, May 2012.
- [15] Eric. H. Silver and Simon E. LABOV. *Instruments and Method in Physics Research*, 277:657–663, 1989.
- [16] Kohji Yoshikawa, Klaus Dolag, Yasushi Suto, Shin Sasaki, Noriko Y Yamasaki, Takaya Ohashi, Kazuhisa Mitsuda, Yuzuru Tawara, Ryuichi Fujimoto, Tae Furusho, Akihiro Furuzawa, Manabu Ishida, Yoshitaka Ishisaki, and Yoh Takei. Locating the Warm–Hot Intergalactic Medium in the Simulated Local Universe. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 56:939–957, December 2004.