修士論文

交流駆動下でのTES型X線マイクロカロリメータアレイの 信号多重化読み出し法の研究

東京大学 理学系研究科 物理学専攻

山崎研究室

山本 亮

平成 25 年 1 月

概要

銀河団の高温ガスや中高温銀河間物質といった広がった天体を数 100 km/s の精度で分光するためには非分散型で 数 eV のエネルギー分解能を持つ X 線マイクロカロリメータが必要である。我々のグループが研究開発を行なってい る超伝導遷移端型温度計 (TES)型 X 線マイクロカロリメータは多素子かというステップに進んでおり、数 100 ピクセ ルの素子製作は実現されているが、その数 100 ピクセルを読み出す方法が確立されていない。例えば、我々が 2010 年 代 に打ち上げを目指す小型衛星 DIOS(Diffuse Intergalactic Oxygen Surveyer) では、銀河団間に分布する 10⁵ – 10⁷ K の温度を持ったバリオン 3 次元的にマッピングするため、X 線マイクロカロリメータを 16×16 素子でアレイ化す る必要がある。

X線マイクロカロリメータは~100 mK の極低温下で動作させる分光器のため、大規模アレイを一素子一読み出し で動作させると低温部への配線は数千本となり、配線からの熱流入が無視できなくなる。そこで複数素子を一つの読 み出し系で測定する信号多重化が必須である。我々は素子ごとに異なる周波数の交流で駆動し、電流的に信号を加算 して室温にて検波する、電流加算方式による周波数分割多重化を考案した。周波数分割方式による信号多重化のため の実験はこれまでにも行われていて、X線マイクロカロリメータの交流駆動のための多入力 SQUID や、室温部の広 帯域 SQUID 駆動回路等を開発してきた。広帯域 SQUID 駆動回路については高スルーレート化と広帯域化が課題に なっていて、従来までの駆動回路では 室温-低温間の配線位相回りの影響により、駆動帯域が数 100 kHz に制限さ れていた。そこで我々は、 AM 変調を応用した配線間位相回りをキャンセルして SQUID を安定に交流駆動させる BBFB(ベースバンドフィードバック)方式を発案し、それを基に新しい駆動回路を製作した。

本修士論文の目的は、この SQUID 駆動回路 (BBFB 回路) を用いて TES カロリメータを交流駆動し X 線信号を取 得するとで、BBFB 回路の動作原理の実証を行うことである。交流駆動試験の前に、交流駆動に必要な各コンポーネ ント (TES カロリメータ、シャント抵抗、LC フィルタ、多入力 SQUID) についての評価を行い、TES カロリメータ の交流駆動への準備を整えた。そこで、断熱消磁冷凍機を用いて極低温環境での TES カロリメータの交流駆動を試 みた。まず、交流駆動下での TES カロリメータの特性測定を行った。TES カロリメータの抵抗の温度依存性、バイ アス電流依存性の測定から、TES の超伝導遷移温度が直流駆動での遷移温度よりも低くなることが分かった。次に、 1.0 MHz~2.7 MHz の交流駆動下において、X 線信号の取得に成功した。また 1.0 MHz と 1.5 MHz での二素子同時 駆動における読み出しにも成功した。しかし、単素子駆動において直流駆動時のエネルギー分解能を達成できておら ず、TES カロリメータとして十分な性能を得られたとは言い難い。これが技法的な問題か、TES の物性に起因する 問題かの究明は今後の課題である。また、二素子同時駆動の際には X 線信号のクロストークも確認されている。これ らの問題の追求にむけて追加実験を行い、クロストークの原因が室温回路部分には無いことが分かった。

以上から TES カロリメータの性能値という点では課題はあるものの、BBFB 回路を用いて TES カロリメータの交 流駆動が可能であり、また二素子までの信号多重化による読み出しが可能であることを示した。

目 次

第1章	X 線天文学と分光観測	1
1.1	X 線分光による宇宙の進化の解明	1
	1.1.1 Missing baryon 問題	1
1.2	次世代の X 線分光器に要求される性能	2
	1.2.1 DIOS ミッション	4
	1.2.2 X 線マイクロカロリメータ	4
1.3	本修士論文の目的....................................	5
笙 2 音	TES 刑 X 梍マイクロカロリメータの動作原理	7
21		• 7
2.1	2.1.1 吸収体	7
	2.1.2 温度計	8
2.2	遷移端温度計 (TES:Transition edge sensor)	8
2.3	電熱フィードバック ETF	9
	2.3.1 電熱フィードバック下での温度変化に対する応答	9
	2.3.2 電熱フィードバックの一般論と電流応答性	11
2.4		14
2.5	最適フィルタとエネルギー分解能	18
第3章	SQUID 電流計を用いた読み出し系	21
第3章 3.1	SQUID 電流計を用いた読み出し系 dc-SQUID の原理	21 21
第3章 3.1	SQUID 電流計を用いた読み出し系 dc-SQUID の原理 3.1.1 原理と等価回路	21 21 21
第3章 3.1	SQUID 電流計を用いた読み出し系 dc-SQUID の原理 3.1.1 原理と等価回路 3.1.2 dc-SQUID のノイズ	 21 21 21 23
第3章 3.1 3.2	SQUID 電流計を用いた読み出し系 dc-SQUID の原理 3.1.1 原理と等価回路 3.1.2 dc-SQUID のノイズ 磁束固定ループ FLL(Flux Locked Loop)	 21 21 21 23 24
第3章 3.1 3.2	SQUID 電流計を用いた読み出し系 dc-SQUID の原理 3.1.1 原理と等価回路 3.1.2 dc-SQUID のノイズ 3.1.2 dc-SQUID のノイズ 磁束固定ループ FLL(Flux Locked Loop) 3.2.1 FLL の応答	 21 21 21 23 24 24
第3章 3.1 3.2	SQUID 電流計を用いた読み出し系 dc-SQUID の原理 3.1.1 原理と等価回路 3.1.2 dc-SQUID のノイズ 磁束固定ループ FLL(Flux Locked Loop) 3.2.1 FLL の応答 3.2.2 FLL で動作させた場合の SQUID の帯域	 21 21 21 23 24 24 26
第3章 3.1 3.2	SQUID 電流計を用いた読み出し系 dc-SQUID の原理 3.1.1 原理と等価回路 3.1.2 dc-SQUID のノイズ 磁束固定ループ FLL(Flux Locked Loop) 3.2.1 FLL の応答 3.2.2 FLL で動作させた場合の SQUID の帯域 3.2.3 SQUID array	 21 21 23 24 24 26 26
第3章 3.1 3.2 3.3	SQUID 電流計を用いた読み出し系 dc-SQUID の原理 3.1.1 原理と等価回路 3.1.2 dc-SQUID のノイズ 磁束固定ループ FLL(Flux Locked Loop) 3.2.1 FLL の応答 3.2.2 FLL で動作させた場合の SQUID の帯域 3.2.3 SQUID array 本研究で用いた SQUID	 21 21 21 23 24 24 26 26 27
第3章 3.1 3.2 3.3 第4章	SQUID 電流計を用いた読み出し系 dc-SQUID の原理 3.1.1 原理と等価回路 3.1.2 dc-SQUID のノイズ 磁束固定ループ FLL(Flux Locked Loop) 3.2.1 FLL の応答 3.2.2 FLL で動作させた場合の SQUID の帯域 3.2.3 SQUID array 本研究で用いた SQUID TES 型マイクロカロリメータの信号多重化	 21 21 21 23 24 24 26 26 27 29
第3章 3.1 3.2 3.3 第4章 4.1	SQUID 電流計を用いた読み出し系 dc-SQUID の原理 3.1.1 原理と等価回路 3.1.2 dc-SQUID のノイズ 磁束固定ループ FLL(Flux Locked Loop) 3.2.1 FLL の応答 3.2.2 FLL で動作させた場合の SQUID の帯域 3.2.3 SQUID array 本研究で用いた SQUID TES 型マイクロカロリメータの信号多重化 信号多重化の方式	 21 21 21 23 24 24 26 26 27 29
第3章 3.1 3.2 3.3 第4章 4.1	SQUID 電流計を用いた読み出し系 dc-SQUID の原理 3.1.1 原理と等価回路 3.1.2 dc-SQUID のノイズ 磁束固定ループ FLL(Flux Locked Loop) 3.2.1 FLL の応答 3.2.2 FLL で動作させた場合の SQUID の帯域 3.2.3 SQUID array 本研究で用いた SQUID TES 型マイクロカロリメータの信号多重化 信号多重化の方式 4.1.1 単純加算方式	 21 21 21 23 24 24 26 26 27 29 29 29
第3章 3.1 3.2 3.3 第4章 4.1	SQUID 電流計を用いた読み出し系 dc-SQUID の原理 3.1.1 原理と等価回路 3.1.2 dc-SQUID のノイズ 磁束固定ループ FLL(Flux Locked Loop) 3.2.1 FLL の応答 3.2.2 FLL で動作させた場合の SQUID の帯域 3.2.3 SQUID array 本研究で用いた SQUID TES 型マイクロカロリメータの信号多重化 信号多重化の方式 4.1.1 単純加算方式 4.1.2 時分割方式	 21 21 21 23 24 24 26 26 27 29 29 29 29 29
第3章 3.1 3.2 3.3 第4章 4.1	SQUID 電流計を用いた読み出し系 dc-SQUID の原理 3.1.1 原理と等価回路 3.1.2 dc-SQUID のノイズ 磁束固定ループ FLL(Flux Locked Loop) 3.2.1 FLL の応答 3.2.2 FLL で動作させた場合の SQUID の帯域 3.2.3 SQUID array 本研究で用いた SQUID TES 型マイクロカロリメータの信号多重化 信号多重化の方式 4.1.1 単純加算方式 4.1.3 符号分割方式	 21 21 21 23 24 24 26 26 27 29 29 29 31
第3章 3.1 3.2 3.3 第4章 4.1	SQUID 電流計を用いた読み出し系 dc-SQUID の原理 3.1.1 原理と等価回路 3.1.2 dc-SQUID のノイズ 磁束固定ループ FLL(Flux Locked Loop) 3.2.1 FLL の応答 3.2.2 FLL で動作させた場合の SQUID の帯域 3.2.3 SQUID array 本研究で用いた SQUID TES 型マイクロカロリメータの信号多重化 信号多重化の方式 4.1.1 単純加算方式 4.1.3 符号分割方式 4.1.4 周波数分割方式	 21 21 21 23 24 24 26 26 27 29 29 29 29 31 31
第3章 3.1 3.2 3.3 第4章 4.1	SQUID 電流計を用いた読み出し系 dc-SQUID の原理 3.1.1 原理と等価回路 3.1.2 dc-SQUID のノイズ 磁束固定ループ FLL(Flux Locked Loop) 3.2.1 FLL の応答 3.2.2 FLL で動作させた場合の SQUID の帯域 3.2.3 SQUID array 本研究で用いた SQUID TES 型マイクロカロリメータの信号多重化 信号多重化の方式 4.1.1 単純加算方式 4.1.3 符号分割方式 4.1.4 周波数分割方式の原理	 21 21 21 23 24 26 26 27 29 29 29 29 31 31
第3章 3.1 3.2 3.3 第4章 4.1 4.2	SQUID 電流計を用いた読み出し系 dc-SQUID の原理 3.1.1 原理と等価回路 3.1.2 dc-SQUID のノイズ 磁束固定ループ FLL(Flux Locked Loop) 3.2.1 FLL の応答 3.2.2 FLL で動作させた場合の SQUID の帯域 3.2.3 SQUID array 本研究で用いた SQUID TES 型マイクロカロリメータの信号多重化 信号多重化の方式 4.1.1 単純加算方式 4.1.3 符号分割方式 4.1.4 周波数分割方式 周波数分割方式の原理 4.2.1 準備	 21 21 21 23 24 26 26 27 29 29 29 29 31 33 33

ii

	4.2.3 カロリメータの 交流駆動でのノイズ	37
4.3	これまで開発してきた交流駆動回路の課題	41
4.4	信号多重化回路 (BBFB 回路) の概要	41
	4.4.1 BBFB 回路の原理	41
	4.4.2 BBFB 回路のゲイン	43
	4.4.3 本論文で使用した 4 入力 BBFB 回路のノイズ	47
~~		
第5章	TES カロリメータ交流駆動に同けた試験	49
5.1		49
	5.1.1 液体ヘリウム温度 (4.2 K) での評価	49
	5.1.2 極低温環境 (~100 mK) での評価	50
5.2	液体へリウム温度での実験と結果・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	53
	5.2.1 SQUID チップ上のシャント抵抗測定	53
	5.2.2 擬似 TES 回路を用いた測定のセットアップ	53
	5.2.3 電流-電圧変換係数 (閉ゲイン) の測定	55
	5.2.4 LC フィルタの共振周波数の測定	58
	5.2.5 SQUID+BBFB 回路でのノイズ測定	60
5.3	TES カロリメータの直流駆動特性測定実験と結果	61
	5.3.1 セットアップ	61
	5.3.2 TES 測定の設定	65
	5.3.3 $R-T$ 測定	66
	5.3.4 $I - V$ 測定	67
	5.3.5 パルス測定	67
	5.3.6 ノイズ測定	72
5.4	まとめ	72
66 a 		
第6章	TES カロリメータの交流駆動実験	75
6.1	測定の目的	75
6.2	セットアップ	75
	6.2.1 Cold stage	75
	6.2.2 室温回路	76
6.3	SQUID の極低温における動作確認	77
	6.3.1 $\Phi - V$ 測定	77
	6.3.2 電流-電圧変換係数 (閉ゲイン) 測定	77
6.4	LC フィルタの共振周波数測定	81
6.5	単素子交流駆動による TES カロリメータ特性測定と結果	82
	6.5.1 $R - T$ 測定	82
	6.5.2 $I - V$ 測定	83
6.6	単素子交流駆動による X 線照射試験とその結果	84
	6.6.1 BBFB 回路を用いた交流駆動でのパルス取得の成功	84
	6.6.2 単素子駆動時のパルス取得実験	86
6.7	二素子同時交流駆動による X 線照射試験とその結果	92
	6.7.1 二素子同時交流駆動での <i>I – V</i> 測定	92
	6.7.2 二素子同時交流駆動でのパルス取得の成功	93
	6.7.3 二素子同時駆動におけるパルス取得実験6.7.3 二素子同時駆動におけるパルス取得実験	94

6.8	SQUID+BBFB 回路のノイズ測定とその結果
	6.8.1 単素子駆動時のノイズ
	6.8.2 二素子同時駆動のノイズ 98
6.9	まとめ
第7章	新たに見つかった課題の解決に向けた追加実験 101
7.1	直流駆動での <i>R</i> - <i>T</i> 特性の再測定
	7.1.1 再測定の目的と方法
	7.1.2 測定結果
7.2	直流駆動でのパルス特性の再測定
	7.2.1 測定の目的、方法
	7.2.2 測定結果
	7.2.3 交流駆動結果との比較
7.3	4 入力 SQUID + BBFB 回路によるループゲインの測定
	7.3.1 測定の目的
	7.3.2 測定方法
	7.3.3 測定結果
7.4	クロストークの原因究明に向けて
	7.4.1 二素子同時交流駆動による測定データを用いた考察
	7.4.2 SQUID+BBFB 回路での擬似パルス測定実験
	7.4.3 Dummy Sensor+BBFB 回路での擬似パルス測定実験 112
7.5	まとめ
	7.5.1 <i>R</i> – <i>T</i> の再測定について
	7.5.2 パルス特性の再測定について114
	7.5.3 ループゲイン、位相余裕の測定について 115
	7.5.4 クロストークについて
第8章	まとめと今後 117
8.1	本修士論文の成果
8.2	今後の課題 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
付録A	実際の回路における電熱フィードバックの補正 119
A.1	擬似定電圧バイアスの補正
A.2	1 - 1 - 1 - 1 - 1 - 1 - 1 - 1 - 1 - 1 -
A.3	抵抗値の電流依存性による補正 111111111111111111111111111111111111
付待り	$\neg \chi = \psi \psi \psi \psi + \psi = \neg \psi \psi \chi \psi$
门 丁 D 1	$J = F (Y) C (h = J) f = J$ $I = \frac{1}{2} F (Y) f = \frac{1}{2} F (Y) $
D.1 D.0	$\mathcal{N} = \mathcal{J} \mathcal{J} \mathcal{I} \mathcal{J} \qquad \qquad$
В.2	ノイス · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
	B.2.1 用ループの場合
	D.2.2 肉ルーノの場合
付録C	LC フィルタと Q 値 127
C.1	LC 直列共振回路
C.2	RLC 直列共振回路 128
C.3	Q 値と半値幅

付	録 D	測定に	使用した機器、	冷凍機								1	131
	D.1	測定に	使用した機器						 	 	 		131
	D.2	測定に	使用した冷凍機						 	 	 		131
		D.2.1	液体ヘリウムテ	ゴュワー .					 	 	 		131
		D.2.2	住友重機械工業	ě株式会社	製断熱消	肖磁冷凍	機 (SH	II-ADR)	 	 	 		132

 $\mathbf{136}$

参考文献

第1章 X線天文学と分光観測

1.1 X線分光による宇宙の進化の解明

天体物理学は様々な天体の起源と進化を物理法則を使って明らかにする天文学、物理学の一分野である。20世紀に 入り人類は宇宙は決して定常的なものではなく、およそ137億年前にビッグバン (big bang) と呼ばれる大爆発によっ て始まったこと、その後も進化を続け、現在の複雑な階層構造を持った宇宙に至っていることを知るようになった。 それではビッグバンの後、いつ頃、どのようにして星が生まれ、銀河が形成され、銀河団のような巨大な構造が作ら れたのだろうか。宇宙は今後どのようになっていくのだろうか。

恒星は人の一生と同じように、ライフサイクルを持っている。すなわち星間物質の重力収縮によって原始星が生ま れ、原始星がさらに重力収縮を続けることでやがて中心部で核融合反応が起こり主系列星となる。核融合反応のため の燃料を使い果たすと、あるものは周辺部が惑星状星雲として星間空間に還元されて白色矮星が残り、あるものは超 新星爆発を起こして自分自身を吹き飛ばし、中性子星やブラックホールを残す。銀河とは恒星の集まりであり、無数 の恒星が、あるいは独立に、あるいは影響し合ってサイクルを繰り返している。長期的に見ると、恒星によって作ら れた重元素を含んだ星間物質 (ISM; Interstellar medium) が、銀河風 (galactic wind) という形で銀河系外に放出され る。銀河はさらに銀河団という集団を形成している。銀河団の重力ポテンシャルは実は電磁波では見ることのできな い暗黒物質 (dark matter) によって作られており、銀河はそのポテンシャルに束縛されている。また、銀河団内の空 間は銀河団の重力ポテンシャルに束縛された1億度程度の高温ガスで満たされており、その総質量は個々の銀河の質 量和よりも大きい。このような高温ガス内にも重元素が存在しており、個々の恒星で作られ、銀河風として放出され た星間物質が大きく寄与している。銀河団同士もまた衝突合体を繰り返しており、より大きな銀河団へと成長してい る。ビッグバン直後の宇宙は極めて一様であり、現在の宇宙に見られるような構造は、その後の進化の過程で互いに 密接に関係しながら作られたものである。従って、宇宙の進化を理解するためには、各種の天体の進化とお互いの関 連を観測的に見究めていくことが重要である。

近年になって観測技術が飛躍的に進歩し、光・赤外線では、地球大気の影響を受けないハッブル宇宙望遠鏡 (Hubble Space Telescope) や、すばる望遠鏡をはじめとする 8 ~ 10 m クラスの望遠鏡が、電波では「はるか」衛星を使った スペース VLBI が実現され、人類はこれらの諸問題に対して観測的な回答を得はじめようとしている。X 線において も、1999 年に NASA の Chandra 衛星、2000 年には ESA の XMM-Newton 衛星が軌道に投入、さらに 2005 年には すざく衛星が投入され、結像性能や有効面積において過去の衛星をはるかに上回る性能を達成している。

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、 イオウ、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 吸収端が存在することから、こ れらの重元素の量や物理状態を知る上でも X 線による観測が有効である。さらに、これらの輝線のエネルギーシフ ト、あるいは幅は、これらの元素を含むガスの運動状態を知る上で有効である。従って、X 線による分光観測は宇宙 の進化を解明する上での重要な手段の一つであるといえる。

1.1.1 Missing baryon 問題

現在では宇宙に存在する全バリオン量は宇宙論モデル (ACDM モデル) のもとで詳細に求められている。NASA の WMAP(Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) での宇宙マイクロ波背景放射観測をはじめとした様々な観測によ



図 1.1: [4] の宇宙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



図 1.2: 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、左下:銀河、右上:10⁷ K 以上の高温ガス、右下:WHIM)[32]

ると、現在の宇宙の構成の約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度のものは、 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 [3, 4] 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 $10^5 - 10^7$ K 程度のガスとなって分布していることが示唆された (図 1.1)。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 クマターの分布をトレースしていることが [32] 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のである (図 1.2)。

 $10^5 - 10^7$ K のガスは図 1.3 のように、電離酸素の組成比が最も大きく、これらの輝線吸収線が卓越する。そのため UV や X 線領域での WHIM 探索が行われてきた。しかし UV による OVI、Ly α の吸収線観測では WHIM の背景 にブレーザーなどの点光源が必要であり、観測位置が点光源の位置のみに制限されてしまう。一方、OVII、OVIII の 輝線吸収線を X 線で直接観測することができれば WHIM の空間分布を明らかにすることができる。現在の X 線検出器では WHIM を観測するに十分なエネルギー分解能と視野を備えていない。そのため missng baryon 問題解決のためには次世代の X 線望遠鏡とよりよい検出器が求められている。

1.2 次世代のX線分光器に要求される性能

次に、次世代検出器に必要なエネルギー分解能と撮像能力について考える。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 の速度が分離できるエネルギー分解能が必要十分である。

また、精密なプラズマ診断を行なうためには、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。従って微細構造の分離は不可欠である。



図 1.3: 柱密度で表した原子の電離状態の温度分布。ガスの柱密度の総数を $10^{19} \mathrm{cm}^{-2}$ 、金属量を $0.1 Z_{\odot}$ と仮定している。[2]

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 Kα 線について考える。 へ リウム様に電離された鉄の Kα 線のエネルギーは 6.7 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 ¹S₀、1s2s ³S₁、1s2p ¹P₁、1s2p ³P の 4 つの状態に分裂する。このうち、1s2p ¹P₁ → 1s²¹S₀ は双極子遷移によって 6698 eV の共鳴 X 線を放射する [19]。一方、1s2s ³S₁ → 1s²¹S₀ と 1s2p ³P → 1s²¹S₀ 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 eV の禁制線と 6673 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、 $\Delta E < 10$ eV のエネルギー分解能が必要である。X 線 CCD カメラ などの半導体検出器では原理的にこれよりも1桁以上悪く、この条件を満たせない。図 1.4 は、温度 kT = 3 keV の 光学的に薄いプラズマから放射される鉄 K 輝線を、エネルギー分解能が 120 eV、10 eV、2 eV の検出器で観測した 場合に得られるスペクトル (シミュレーション)である。エネルギー分解能が 120 eV の検出器 (X 線 CCD カメラ) で は、微細構造を分離できていない。それに対して、分解能 10 eV の検出器では共鳴線を分離でき、さらに 2 eV の検 出器では複雑な微細構造をしっかり分離できているのがわかる。

100 km/s の運動によって起こるドップラーシフトは、6.7 keV の鉄輝線に対して 2.2 eV である。これは運動の状態によって、エネルギーのシフトもしくは輝線の広がりとして検出される。したがって、天体の運動を正確に知るためには、エネルギー分解能 ~ 数 eV が必要となる。 撮像能力としては、角度分解能 30 秒程度は欲しい。そこで 1 ピクセルの大きさを $20'' \times 20''$ とし、受光面積を $10' \times 10'$ とすると、ピクセル数は 30×30 になる。望遠鏡の焦点距離を 8 m とすると、1 ピクセルの大きさは $0.78 \text{ mm} \times 0.78 \text{ mm}$ 、全体では $23 \text{ mm} \times 23 \text{ mm}$ になり、CCD チップ 1 枚分に相当する。角度分解能としては X 線 CCD カメラより 1/30 程度悪いが、撮像検出器として CCD カメラを併用することを考えれば妥当な大きさである。

まとめると、次世代 X 線検出器に求められる性能は、6 keVの X 線に対して 1-2 eV(FWHM)のエネルギー分解 能 $E/\Delta E \sim 3000 - 6000$ を有し、 30×30 ピクセルで $2 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$ 程度の面積をカバーすることである。



図 1.4: 温度 kT=2 keV の光学的に薄いプラズマから放射される 6.7 keV の鉄輝線を、エネルギー分解能が 120 eV、 10 eV、2 eV の検出器で観測した場合に得られるスペクトル (シミュレーション)

1.2.1 DIOS ミッション

WHIM 検出に向け、我々は軟 X 線精密分光ミッション DIOS(Diffuse intergalactic Oxygen surveyor) を進めている ([23] 他)。DIOS ミッションは、宇宙に広がる電離した銀河間物質からの酸素輝線検出を通じて missing baryon の存在とその物理的諸性質を探ることを主たる目的としたものである。酸素輝線 –OVII(561 eV, 568 eV, 574 eV)、OVIII(653 eV) – を精密 X 線分光することで赤方偏移 0 < z < 0.3 の範囲の $10^5 - 10^7$ K の WHIM を直接検出する。これによって可視光での銀河の赤方偏移サーベイ、X 線の銀河団観測と相補的な新しい宇宙の窓が開かれることが期待できる。それと同時に、OVII と OVIII の輝線吸収線強度比、輝線の微細構造と輝線幅から、銀河間物質の化学汚染の歴史、ガスの加熱機構、ガスの運動状態等も明らかにする。宇宙の構造形成により一部の物質は銀河や星へとフィードバックし、その一方で余剰なエネルギーは物質と共に銀河空間に放出されたはずである。WHIM はこれらの構造をトレースしている。DIOS はこれを明らかにし宇宙の構造形成史にも迫る。

[33] のシミュレーション結果から、輝線に対する感度として約 $10^{11} erg^{-1} cm^{-2} sr^{-1}$ があれば、全バリオンの20-30%が検出できると言われている。ここから観測時間として1 Msec 程度を仮定すれば、WHIM 検出のために検出器に要求 される性能は $S\Omega \sim 100 cm^2 deg^2$ となる。図1.5は DIOS の視野 × 面積とエネルギー分解能を他の衛星と比較したも のである。DIOS 衛星の特徴としては、小型衛星なので望遠鏡の面積から決まる S/N 比を稼ぐ事が出来ず、 点源に 対しては Athena 衛星等に一桁以上劣ることになる。しかし DIOS は視野 × 面積が非常に大きく、またエネルギー分解能にも優れているため、空間的に広がった輝線に対する検出感度はすざく衛星の 40 倍以上を持つ事ができる。こ のように DIOS は大きく広がった天体に対する X 線分光に特化した観測装置である。DIOS に搭載する検出器として 以下に示す TES 型マイクロカロリメータを極低温下 (100 mK 以下)で用いる必要がある。さらに望遠鏡との兼ね合 いから決まる有効面積を広げるために、カロリメータを 16×16 素子ほどアレイ化しなければならない。現在、宇宙研 や首都大をはじめとした我々の研究グループではカロリメータ素子のアレイ化に向けた研究がなされている。

1.2.2 X線マイクロカロリメータ

CCD 等の半導体検出器はエネルギー分解能の点で性能不足であり、回折格子等の分散型分光器は広がった天体の 観測には向かず、また低いエネルギー領域でしか十分なエネルギー分解能を達成できない。現時点では、鉄の Ka線 領域に対して十分なエネルギー分解能を持つ検出器は、X線マイクロカロリメータをおいて他に存在しない。X線マ



図 1.5: DIOS の視野 × 面積、エネルギー分解能を他の衛星と比較したもの。小型衛星ながら広がった天体に対して は他よりも検出感度に優れている。

イクロカロリメータは、入射した X 線のエネルギーを素子の温度上昇として測る検出器であり、100 mK 以下の極低 温において高いエネルギー分解能を達成できる。超伝導トンネル接合 (STJ) 検出器も低温で動作する検出器として開 発が進められている。STJ は X 線マイクロカロリメータに比べ高速応答であるため、高い計数率で用いることがで きる。しかし、検出効率とエネルギー分解能の両立が難しく、1 keV 程度以下の X 線の分光には有効であるが、それ 以上のエネルギーの X 線には向いていない。X 線天文学で重要な輝線の多くは 1 keV 以上にあるので、STJ は X 線 天文学用の検出器としては不向きである。

半導体温度計から、エネルギー分解能のさらなる改善と大フォーマット化に向けて、超伝導遷移端型温度計 (TES) を用いた新しいマイクロカロリメータが開発が進められている。TES 型マイクロカロリメータの読み出し系としては 超伝導量子干渉素子 (SQUID)を用いる。すでに我々のグループ (宇宙科学研究所と首都大学東京のグループ)の開発 した素子で、5.9 keV の X 線に対して 2.8 eV のエネルギー分解能が得られている (図 1.6)[1]。また、NASA の素子で は 1.6 eV の分解能が報告されている [25]。

このように、エネルギー分解能については要求される性能を達成しつつある。一方、1000 ピクセルの読み出し系 はまだ開発段階である。すざく衛星に搭載の XRS では 32 ピクセルを独立に読み出していたが、これと同じように 1000 ピクセルを独立に読み出すのは配線による熱流入の影響などを考えると現実的でない。何らかの信号多重化を 行うことで配線数を減らすことが必須である。読み出しに用いる SQUID の周波数帯域幅は TES の帯域よりもずっ と広い。これを利用すれば TES 型マイクロカロリメータでは信号の多重化が原理的に可能となる。我々のグループ では、多入力 SQUID を用いた磁場加算方式の開発、またカロリメータの交流駆動の特性の研究に取り組んできた [21, 28, 11, 17, 15, 9, 24]。

1.3 本修士論文の目的

DIOS ミッションに向け、本研究 TES 型 X 線マイクロカロリメータの撮像化を目指した研究を行う。複数素子の同時読み出し、つまり信号多重化の方法の一つとして周波数分割方式があり、これを実現するにはカロリメータを交流で駆動する必要がある。そのため我々は交流駆動に特化した SQUID 駆動装置の研究、開発を行って来た。本修士論文ではこの駆動回路を用い、カロリメータの交流駆動を試みる。まずはカロリメータの交流駆動に必要な各コンポー



図 1.6: 我々の研究グループがインハウスで製作した TES 型マイクロカロリメータ (左) と、達成したエネルギー分解 能 (右)。[1]

ネントについての評価を行う。次にカロリメータの直流駆動下での特性と交流駆動下での特性を比較し、実際に交流 駆動下でのX線信号の取得を目指す。また、信号多重化の実現のため複数素子の同時読み出しも試みる。

第2章 TES型X線マイクロカロリメータの動作原理

2.1 X線マイクロカロリメータとは

X線マイクロカロリメータは、入射したX線光子1個1個のエネルギーを、素子の温度上昇として測定する検出 器である。そのため、極低温 (100 mK 以下) で高いエネルギー分解能を達成することができる。

X線マイクロカロリメータは、図 2.1 に示すような吸収体、ピクセル、温度計、熱リンク、熱浴から成る。吸収体 に入射した X線光子は光電効果によって吸収され、そのエネルギーが熱に変わる。入射エネルギー E に対する素子 の温度変化は、吸収体の熱容量を C として、

$$\Delta T = \frac{E}{C} \tag{2.1}$$

と書ける。この微少な温度変化を、温度計の抵抗値の変化として測定する。吸収体は熱浴と弱い熱リンクによって つながっているため、吸収体で生じた熱は熱リンクを通じて熱浴に逃げていき、ゆくっりと定常状態に戻る。この変 化は、

$$C\frac{d\Delta T}{dt} = -G\Delta T \tag{2.2}$$

と表される。ただし、Gは熱リンクの熱伝導度である。したがって、素子が定常状態に戻るまでの時定数は

$$\tau = \frac{C}{G} \tag{2.3}$$

と書け、指数関数的に変化する。

X 線マイクロカロリメータのエネルギー分解能は素子の熱揺らぎによって制限される。吸収体中のフォノン数は $N \sim CT/k_{\rm B}T = C/k_{\rm B}$ と書けるので、素子の熱揺らぎは、

$$\Delta U \sim \sqrt{N} k_{\rm B} T = \sqrt{k_{\rm B} T^2 C} \tag{2.4}$$

となる。第 2.5 節で導くように、より一般的には、X 線マイクロカロリメータの原理的なエネルギー分解能の限 界は、

$$\Delta E_{\rm FWHM} = 2.35\xi \sqrt{k_{\rm B}T^2C} \tag{2.5}$$

と書ける [22]。ただし、 ξ は温度計の感度や動作条件などによってきまるパラメータである。熱容量の温度依存性 を考慮すると、エネルギー分解能は温度に強く依存し、極低温 (100 mK 以下) で非常に高いエネルギー分解能が達成 される。

2.1.1 吸収体

X 線光子は光電効果によって吸収体に吸収される。エネルギー分解能を向上させるには、式 2.5 から分かるように 熱容量 C を小さく、つまり吸収体を小さくすればよい。一方、検出効率を高くするためには、吸収体は大きいほうが よい。吸収体の大きさはトレードオフで決まる。



図 2.1: X 線マイクロカロリメータの構造

これとは別に、吸収体を選ぶ際に考慮しなければならない性質として、熱化にかかる時間がある。熱化が遅いと熱が逃げてしまい、エネルギー分解能が悪くなる。このように、吸収体として用いる物質は高い吸収効率、小さい熱容 量、早い熱化という条件を同時に満たすものが適している。

一般的に、絶縁体と半導体は、バンドギャップの不純物準位に電子が捕捉されて純安定な状態を作ってしまし、熱化という点で劣ることが多い。常伝導金属は熱化が非常に早いが、電子比熱が大きいためにサイズが限られる。反対に超伝導体は超伝導遷移温度よりも十分低温では電子比熱が小さいため、原子番号が大きく、デバイ温度が高い超伝導体を用いれば、比熱を抑えつつ高い検出効率を達成できる。しかし、超伝導遷移温度よりも十分な低温では準粒子の寿命が長くなって、一般的には熱化が非常に遅くなる。これらの特徴を考慮して、すざく衛星に搭載された X 線マイクロカロリメータである XRS では、吸収体として HgTe を使用していた。他の物質としては Au や Bi、Cu などがよく用いられている。

2.1.2 温度計

温度計は、半導体や金属の抵抗値が温度に依存して変化することを利用した、抵抗型温度計が用いられている。温度計の感度を $\alpha($ 無次元)を、

$$\alpha \equiv \frac{d\log R}{d\log T} = \frac{T}{R} \frac{dR}{dT}$$
(2.6)

と定義する。T は温度計の温度、R はその抵抗値である。温度計感度 α を大きくすれば、カロリメータのエネル ギー分解能を向上させることができる。半導体温度計を用いた XRS では $|\alpha| \sim 6$ であるが、次に述べる超伝導遷移端 を利用した温度計 TES を用いれば、感度 α を非常に大きくすることができる。

2.2 遷移端温度計 (TES:Transition edge sensor)

遷移端温度計 (Transition edge sensor) とは、超伝導 —— 常伝導遷移端の急激な抵抗変化を利用した温度計である。 超伝導遷移端は典型的には数 mK という非常に狭い温度範囲でおこり (図 2.2)、式 (2.6) で定義される温度計感度 α は 1000 にも達する。そのため、TES を用いたカロリメータは従来の半導体温度計のカロリメータに比べ、原理的に は一桁以上もエネルギー分解能を改善することが可能である。それゆえ、TES カロリメータでは吸収体の熱容量の大 きさに対するマージンが大きくなり、熱化の早い常伝導金属を使用したり、大きな吸収体を用いて受光面積を増やす といったことも可能になる。

TES を用いる場合、カロリメータの動作温度は TES の遷移温度に保たなければならない。そのため、動作温度は TES の遷移温度によって決まってしまう。しかし、TES を二層薄膜にすることで近接効果 (proximity effect) によっ て臨界温度をコントロールすることが可能である。近接効果とは、超伝導体に常伝導体を接触させるクーパー対が常 伝導体に漏れ出し、膜厚の比に依存して超伝導体の臨界温度が下がる効果である。



図 2.2: 超伝導遷移端

2.3 電熱フィードバック ETF

TES は温度計として非常に高い感度を持つが、使用出来る温度域が非常に狭く(数 mK)、動作点を遷移端中に保つ 必要がある。これは TES を定電圧バイアスで動作させ、強いフィードバックをかけることで実現する。これを電熱 フィードバック (ETF:Electro-Thermal Feedback) と呼ぶ [13]。

2.3.1 電熱フィードバック下での温度変化に対する応答



図 2.3: 理想的な低電圧バイアス (左図) とシャント抵抗を用いて擬似的につくる定電圧バイアス (右図)。

図 2.3 左に示すような定電圧バイアスで TES を動作させた場合を考える。熱入力によって温度が上昇すると、TES の抵抗値は急激に増加する。定電圧なので電流は減少し、ジュール発熱も減少する。このように、熱入力を打ち消す

方向にジュール発熱量が急激に変化して負のフィードバックが働くので、素子の温度も一定に保たれる。実際には室 温からの配線抵抗があるため、TESと並列にシャント抵抗をつないで擬似的に定電圧バイアスを実現する (図 2.3 右)。 以下では理想的な定電圧バイアスで動作しているものとする。

熱伝導度は

$$G \equiv \frac{dP}{dT} \tag{2.7}$$

で定義される。一般的に熱伝導度は温度依存性を持ち、

$$G = G_0 T^{n-1} (2.8)$$

と温度に対するべき n を用いて表される。電子が熱伝導を担う場合 n = 2、格子振動が熱伝導を担う場合 n = 4 となる。熱浴と TES との間の熱伝導度を考える。一般に $T \gg T_{\text{bath}}$ であるので、熱浴との熱伝導による熱の流れは、

$$P = \int_{T_{\text{bath}}}^{T} G \, dT = \frac{G_0}{n} \left(T^n - T_{\text{bath}}^n \right)$$
(2.9)

と(2.8)式を積分して計算できる。

平衡状態では、TES の温度を T_0 として、TES におけるジュール発熱 $P_b \equiv V_b^2/R_0$ と吸収体から熱浴へと流れる熱量とが釣り合っているので、

$$P_{\rm b} = \frac{G_0}{n} \left(T_0^n - T_{\rm bath}^n \right) \tag{2.10}$$

と書ける。ただし、 $V_{\rm b}$ はバイアス電圧、 G_0 は (2.8) 式を満たす定数、 R_0 は動作点での TES の抵抗値、 $T_{\rm bath}$ は熱浴の温度である。

微小な温度上昇 $\Delta T \equiv T - T_0$ によって素子の温度が T になった場合、内部エネルギーの変化は熱の収支に等しいので、

$$C\frac{dT}{dt} = \frac{V_{\rm b}^2}{R(T)} - \frac{G_0}{n} \left(T^n - T_{\rm bath}^n\right)$$
(2.11)

が成立する。温度上昇 ΔT は 1 次の近似で、

$$C\frac{d\Delta T}{dt} \simeq -\frac{V_{\rm b}^2}{R_0^2}\Delta R - G_0 T^{n-1}\Delta T$$
(2.12)

$$= \frac{P_{\rm b}\alpha}{T}\Delta T - G\Delta T \tag{2.13}$$

となる。最後の項の G は TES の温度 T での熱伝導度 G(T) を示す。以後単に G と書く場合は TES の温度 T での 熱伝導度を表すこととする。(2.12) 式の解は、

$$\Delta T = \Delta T_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) \tag{2.14}$$

と書ける。ただし、

$$\tau_{\text{eff}} \equiv \frac{C/G}{1 + \frac{P_{\text{b}}\alpha}{GT}}$$
$$= \frac{\tau_0}{1 + \frac{P_{\text{b}}\alpha}{GT}}$$
(2.15)

は有効時定数である。(2.10)式、 $G = G_0 T^{n-1}$ から(2.15)式の τ_{eff} は、

$$\tau_{\rm eff} = \frac{\tau_0}{1 + \frac{\alpha}{n} \left(1 - \left(\frac{T_{\rm bath}}{T}\right)^n \right)}$$
(2.16)

のように書ける。さらに、熱浴の温度が TES の温度よりも十分に低い場合 $(T_{\text{bath}}^n \ll T^n)$ は、

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\tau_0}{1 + \frac{\alpha}{n}}$$
$$\simeq \frac{n}{\alpha} \tau_0 \tag{2.17}$$

と近似できる。ただし、(2.17)式は $\alpha/n \gg 1$ の場合である。このように、 α が大きい場合は、電熱フィードバックよって応答速度が非常に速くなることがわかる。また、X線のエネルギーは電流値の変化として読み出され、

$$\Delta I = \frac{V_{\rm b}}{R(T_0 + \Delta T)} - \frac{V_{\rm b}}{R(T_0)}$$
(2.18)

$$\simeq -\frac{\Delta R}{R}I \tag{2.19}$$

$$\simeq -\alpha \frac{E}{CT}I \tag{2.20}$$

となる。

2.3.2 電熱フィードバックの一般論と電流応答性

定電圧バイアスで動作するカロリメータに、時間に依存する微小なパワー $\delta Pe^{i\omega t}$ が入射したときの応答について考える。系の応答は線型であり、入射 $\delta Pe^{i\omega t}$ に対する温度変化は $\delta Te^{i\omega t}$ で表されるとする。フィードバックがかかっていないときは、

$$P_{\rm brd} + \delta P e^{i\omega t} = \bar{G} \left(T - T_{\rm bath} \right) + G \delta T e^{i\omega t} + i\omega C \delta T e^{i\omega t}$$
(2.21)

が成り立つ。ただし、 P_{bgd} はバックグラウンドパワー、 \bar{G} は平均の熱伝導度である。定常状態では、

$$P_{\rm bgd} = \bar{G}(T - T_{\rm bath}) \tag{2.22}$$

である。(2.21) 式と(2.22) 式から、 δT は δP を用いて

$$\delta T = \frac{1}{G} \frac{1}{1 + i\omega\tau_0} \delta P \tag{2.23}$$

と表される。ここで、 $\tau_0 \equiv C/G$ は系の固有時定数である。 電熱フィードバックがかかった状態では、エネルギー保存の式は、

$$P_{\rm bgd} + \delta P e^{i\omega t} + P_{\rm b} + \delta P_{\rm b} e^{i\omega t} = \bar{G} \left(T - T_{\rm bath} \right) + G \delta T e^{i\omega t} + i\omega C \delta T e^{i\omega t}$$
(2.24)

となる。また、定電圧バイアスでは以下の関係が成り立つ。

11

$$\delta P_{\rm b} \mathrm{e}^{i\omega t} = \frac{dP_{\rm b}}{dI} \delta I \mathrm{e}^{i\omega t} = V_{\rm b} \delta I \mathrm{e}^{i\omega t} \tag{2.25}$$

$$\delta I e^{i\omega t} = \frac{dI}{dR} \delta R e^{i\omega t} = \frac{d}{dR} \left(\frac{V_{\rm b}}{R} \right) \delta R e^{i\omega t} = -\frac{V_{\rm b}}{R^2} \delta R e^{i\omega t}$$
(2.26)

$$\delta R e^{i\omega t} = \frac{dR}{dT} \delta T e^{i\omega t} = \alpha \frac{R}{T} \delta T e^{i\omega t}$$
(2.27)

これらを用いると (2.24) 式は、

$$P_{\rm bgd} + \delta P e^{i\omega t} + \frac{V_{\rm b}^2}{R} - \frac{V_{\rm b}^2}{R^2} \frac{dR}{dT} \delta T e^{i\omega t} = \bar{G} \left(T - T_{\rm bath} \right) + G \delta T e^{i\omega t} + i\omega C \delta \delta T e^{i\omega t}$$
(2.28)

と書き換えられる。(2.28)式の解は、

$$\delta T e^{i\omega t} = \frac{1}{\alpha \frac{P_{\rm b}}{T} + G + i\omega C}$$
(2.29)

$$= \frac{1}{G} \frac{1}{1 + \frac{\alpha P_b}{GT}} \frac{1}{1 + i\omega \tau_{\text{eff}}} \delta P e^{i\omega t}$$
(2.30)

ここで、

$$\tau_{\rm eff} \equiv \frac{1}{1 + \frac{\alpha P_{\rm b}}{GT}} \frac{C}{GT}$$
(2.31)

は、電熱フィードバックがかかった状態での実効的な時定数である。



図 2.4: 電熱フィードバックのダイアグラム

一般的なフィードバックの理論に当てはめると、電熱フィードバックの系は図 2.4 のように表すことができる。フィードバック量 b と系のループゲイン $\mathcal{L}(\omega)$ はそれぞれ

$$b = -V_{\rm b} \tag{2.32}$$

$$\mathcal{L}(\omega) = \frac{1}{G(1+i\omega\tau_0)} \times \alpha \frac{R}{T} \times \left(-\frac{1}{R}\right) \times (-V_{\rm b}) = \frac{\alpha P_{\rm b}}{GT} \frac{1}{1+i\omega\tau_0} \equiv \frac{\mathcal{L}_{\prime}}{1+i\omega\tau_0}$$
(2.33)

2.3. 電熱フィードバック ETF

とかける。ただし、

$$\mathcal{L}_0 \equiv \frac{\alpha P_{\rm b}}{GT} \tag{2.34}$$

は、周波数0でのループゲインである。ループを閉じた場合の伝達関数

$$S_I(\omega) \equiv \frac{\delta I}{\delta P} \tag{2.35}$$

は $\mathcal{L}(\omega)$ を用いて、

$$S_{I}(\omega) = \frac{1}{b} \frac{\mathcal{L}(\omega)}{1 + \mathcal{L}(\omega)}$$

$$= -\frac{1}{V_{b}} \frac{\mathcal{L}_{0}}{\mathcal{L}_{0} + 1 + i\omega\tau_{0}}$$

$$= -\frac{1}{V_{b}} \frac{\mathcal{L}_{0}}{1 + \mathcal{L}_{0}} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}}$$
(2.36)

とかける (付録 B)。ただし、

$$\tau_{\rm eff} \equiv \frac{\tau}{\mathcal{L}_0 + 1} \tag{2.37}$$

である。ループゲインが十分に大きい場合 ($\mathcal{L}_0 \gg 1$) は、

$$S_I(\omega) = -\frac{1}{V_{\rm b}} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\rm eff}}$$
(2.38)

となる。さらに、 $\omega \ll 1/\tau_{eff}$ を満たす周波数範囲では、

$$S_I = \frac{1}{V_{\rm b}} \tag{2.39}$$

と表され、電圧 V_b の逆数になる。 $S_I(\omega)$ のことを特に電流応答性 (current responsivity) と呼ぶことがある。 入力 $P(t) = E\delta(t)$ に対する応答は、以下のように計算される。角周波数空間 ($-\infty < \omega < +\infty$) での入力は、

$$P(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{\infty}^{\infty} E\delta(t) e^{i\omega t} dt$$

$$= \frac{E}{2\pi}$$
(2.40)

であるので、出力はそれに電流応答性をかけて、

$$I(\omega) = S_I(\omega) P(\omega)$$

= $\frac{E}{2\pi V_{\rm b}} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1}{1 + i\omega \tau_{\rm eff}}$ (2.41)

と表される。これを逆フーリエ変換して時間軸に戻すと

$$I(t) = \int_{-\omega}^{\omega} I(\omega) e^{-i\omega t} d\omega$$

= $-\frac{1}{2\pi} \frac{E}{V_{\rm b}} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i\omega t}}{1 + i\omega \tau_{\rm eff}} d\omega$
= $-\frac{E}{V_{\rm b} \tau_{\rm eff}} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\rm eff}}\right)$ (2.42)

$$= -\frac{\alpha E}{CT} I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right)$$
(2.43)

なり、(2.20) 式と一致する。ただし、 I_0 は平衡状態で TES を流れる電流である。一方、入力 $P(t) = E\delta(t)$ による 温度上昇は周波数空間で

$$\Delta T(\omega) = \frac{1}{G(1+i\omega\tau_0)} \frac{1}{1+\mathcal{L}(\omega)} P(\omega)$$

= $\frac{1}{2\pi} \frac{E}{G} \frac{1}{1+\mathcal{L}_0} \frac{1}{1+i\omega\tau_{\text{eff}}}$ (2.44)

と書けるので、時間軸に直すと

$$\Delta T(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta T(\omega) e^{-i\omega t} d\omega$$

= $\frac{1}{2\pi} \frac{E}{G} \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i\omega t}}{1 + i\omega \tau_{\text{eff}}} d\omega$ (2.45)
= $\frac{E}{G\tau_{\text{eff}}} \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right)$

$$= \frac{E}{C} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right)$$
(2.46)

である。

ループゲイン \mathcal{L}_0 が一定とみなせる時、(2.42) 式より

$$\int V_{\rm b}I(t)\,dt = -\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1}E\tag{2.47}$$

したがって、X 線入射に伴うジュール発熱の積分量は入射エネルギー *E* に比例する。入試エネルギーのうち $\mathcal{L}_0/(\mathcal{L}_0+1)$ はジュール発熱の変化で補償され、 $1/(\mathcal{L}_0+1)$ が逃げていくことになる。特に $\mathcal{L}_0 \gg 1$ の場合は X 線入射に伴うジュール発熱の変化の積分料は入射エネルギーに一致する。

2.4 固有ノイズ

エネルギー分解能を見積もるためにはノイズレベルを評価しなければならない。ノイズには、バックグラウンドの 放射、熱浴の温度揺らぎ、外部磁場、1/fノイズ、rfノイズなど様々な起源のものが存在する。その中でも、ジョン ソンノイズとフォノンノイズは X 線マイクロカロメータを使う限り避けることができず、原理的なエネルギー分解 能はこれらで制限される。また、前置アンプなどの読み出し系ノイズも大く寄与することが多い。ここではジョンソ ンノイズとフォノンノイズについて述べ、読み出し系のノイズについては 3.1.2 節で述べる。なお、ここでは理想的 な定電圧バイアスの場合を定式化する。実際の回路における補正 (付録 A) を反映させる場合は、ループゲイン \mathcal{L}_0 、 フィードバック量 b を補正すれば良い。

マイクロカロリメータには二種類の固有ノイズ源がある。一つは、温度計の抵抗で発生するジョンソンノイズ、もう一つは熱浴との熱伝導度が有限であるために発生する熱揺らぎ (フォノンノイズ) である。図 2.5 は、これらのノイズの寄与も含めた電熱フィードバックのダイアグラムである。フォノンノイズは熱起源であるので、信号と同じ部分に入力される。これに対して、ジョンソンノイズはカロリメータの抵抗に起因するため、フォノンノイズとは伝達の仕方が異なる。微小な熱揺らぎ *δP*ph がもたらす電流の揺らぎは、

$$\delta I_{\rm ph} = -\frac{1}{V_{\rm b}} \frac{\mathcal{L}(\omega)}{1 + \mathcal{L}(\omega)} \delta P_{\rm ph}$$
(2.48)

$$= S_I \delta P_{\rm ph} \tag{2.49}$$



図 2.5: ノイズの寄与も含めた電熱フィードバックのダイアグラム

である。これより、フォノンノイズの電流密度は、

$$\delta I_{\rm ph}^2 = |S_I|^2 \delta P_{\rm ph}^2 \tag{2.50}$$

$$= \frac{1}{V_{\rm b}^2} \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1}\right)^2 \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_{\rm eff}^2} \delta P_{\rm ph}^2$$
(2.51)

となる。[18] によると、フォノンノイズのパワースペクトル密度は $0 \le f < \infty$ 空間で、

$$\delta P_n^2 = 4k_{\rm B}GT^2 \frac{\int_{T_{\rm bath}}^T \left(\frac{t_{\kappa}(t)}{T_{\kappa}(T)}\right)^2 dt}{\int_{T_{\rm bath}}^T \left(\frac{\kappa(t)}{\kappa(T)}\right) dt}$$
(2.52)
= $4k_{\rm B}GT^2\Gamma$ (2.53)

$$\equiv 4k_{\rm B}GT^2\Gamma \tag{2.53}$$

と表される。ただし、 $\kappa(T)$ はサーマルリンクを構成する物質の熱伝導率である。 $\theta\equiv T_{\rm bath}/T$ とし、 $\kappa(T)$ は $\kappa(T)=\kappa(T_{\rm bath})\theta^{-(n-1)}$ と表されると仮定すると、 Γ は

$$\Gamma = \frac{n}{2n+1} \frac{1 - \theta^{(2n+1)}}{1 - \theta^n}$$
(2.54)

となる。(2.53) 式を(2.51) 式に代入すると、フォノンノイズの電流密度は、

$$\delta I_{\rm ph}^2 = 4k_{\rm B}GT^2\Gamma \left|S_I\right|^2 \tag{2.55}$$

$$= \frac{4k_{\rm B}GT^2\Gamma}{b^2} \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1}\right)^2 \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_{\rm eff}^2}$$
(2.56)

$$= \frac{4k_{\rm B}GT^2\Gamma}{V_b^2} \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0+1}\right)^2 \frac{1}{1+\omega^2\tau_{\rm eff}^2} \tag{2.57}$$

と表せる。

一方、ジョンソンノイズ $\delta V_{\rm J}$ による電流の揺らぎ $\delta I_{0,{\rm J}}$ は、

$$\delta I_{0,\mathrm{J}} = \frac{\delta V_{\mathrm{J}}}{R} \tag{2.58}$$

であり、この揺らぎが系に入力されると、出力の揺らぎは、

$$\delta I_{\rm J} = \frac{1}{1 + \mathcal{L}(\omega)} \delta I_{0,\rm J} \tag{2.59}$$

$$= \frac{\frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} + i\omega\tau_{\text{eff}}}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} \frac{\delta V_{\text{J}}}{R}$$
(2.60)

$$= \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1 + i\omega\tau_0}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} \frac{\delta V_{\text{J}}}{R}$$
(2.61)

となる。ジョンソンノイズの電流密度は $0 \leq f < \infty$ 空間では $\delta V_{\rm J}^2 = 4k_{\rm B}TR$ と与えられるので、出力電流密度は

$$\delta I_{\rm J}^2 = \frac{4k_{\rm B}T}{R} \left(\frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1}\right)^2 \left|\frac{1 + i\omega\tau_0}{1 + i\omega\tau_{\rm eff}}\right|^2 \tag{2.62}$$

$$= \frac{4k_{\rm B}T}{R} \left(\frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1}\right)^2 \frac{1 + \omega^2 \tau_0^2}{1 + \omega^2 \tau_{\rm eff}^2}$$
(2.63)

$$= \begin{cases} \frac{4k_{\rm B}T}{R} \left(\frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1}\right)^2 & \text{if } \omega \ll \tau_0^{-1} \\ \frac{4k_{\rm B}T}{R} & \text{if } \omega \gg \tau_{\rm eff}^{-1} \end{cases}$$
(2.64)

となる。これより、 $\omega \ll \tau_0^{-1}$ の周波数範囲では、ジョンソンノイズは電熱フィードバックによって抑制され、 $\omega \gg \tau_{eff}^{-1}$ の周波数範囲では元の値に戻ることがわかる。

これら全ての電流密度は二乗和によって与えられ、 $0 \leq f < \omega$ 空間で

$$\delta I^2 = \delta I_{\rm J}^2 + \delta T_{\rm ph}^2 \tag{2.65}$$

$$= \frac{4k_{\rm B}T}{R} \left(\frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1}\right)^2 \frac{1 + \omega^2 \tau_0^2}{1 + \omega^2 \tau_{\rm eff}^2} + 4k_{\rm B}GT^2 \Gamma \frac{1}{V_{\rm b}^2} \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1}\right)^2 \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_{\rm eff}^2}$$
(2.66)

$$= \frac{4k_{\rm B}T}{R} \frac{\frac{1+\Gamma\alpha\mathcal{L}_0}{(\mathcal{L}_0+1)^2} + \omega^2\tau_{\rm eff}^2}{1+\omega^2\tau_{\rm eff}^2}$$
(2.67)

となる。これは、強い電熱フィードバックの極限では、

$$\delta I^{2} = \frac{4k_{\rm B}T}{R} \frac{n/2 + \omega^{2} \tau_{\rm eff}^{2}}{1 + \omega^{2} \tau_{\rm eff}^{2}}$$
(2.68)

となる。図 2.6 にノイズ電流密度と信号の周波数特性を示す。フォノンノイズとジョンソンノイズの関係を見るために両者の比をとると、

$$\frac{\delta I_{\rm ph}^2}{\delta I_{\rm J}^2} = \frac{\alpha \mathcal{L}_0 \Gamma}{1 + \omega^2 \tau_0^2} \tag{2.69}$$

したがって、低い周波数ではジョンソンノイズが抑制され、フォンノンノイズが $\alpha \mathcal{L}_0 \Gamma$ 倍大きいが、 $\omega > \tau_0^{-1}$ では ジョンソンノイズの寄与が大きいなりはじめ、 $\omega \ll \tau_{\text{eff}}^{-1}$ ではジョンソンノイズが支配的になる。一方、パルスとフォノンノイズの比は

$$\frac{\delta P_{\text{signal}}^2}{\delta P_n} = \frac{2E^2}{4k_{\text{B}}GT^2\Gamma}$$
(2.70)

となり、周波数に依存しない。これは両者が全く同じ周波数依存性を持つためである。 (2.36) 式と (2.64) 式より、ジョンソンノイズは電流応答性 *S*_I を用いて

$$\delta I_{\rm J}^2 = \frac{4k_{\rm B}T}{R} \frac{b^2 \left(1 + \omega^2 \tau_0^2\right)}{\mathcal{L}_0^2} \left|S_I\right|^2 \tag{2.71}$$

と書ける。(2.56) 式と(2.64) 式から、固有ノイズは

$$\delta I^{2} = \frac{4k_{\rm B}T}{R} \frac{1 + \omega^{2} \tau_{0}^{2}}{\mathcal{L}_{0}^{2}} b^{2} \left|S_{I}\right|^{2} + 4k_{\rm B} G T^{2} \Gamma \left|S_{I}\right|^{2}$$
(2.72)

となる。雑音等価パワー (noise equivalent power)NEP (f) は、信号のパワーと NEP (f) の比が S/N 比となる値として定義され、

$$\operatorname{NEP}\left(f\right)^{2} = \left|\frac{\delta I}{S_{I}}\right|^{2} \tag{2.73}$$

と計算される。固有ノイズに対する NEP (f) は、

NEP
$$(f)^2 = \left| \frac{\delta I}{S_I} \right|^2$$

= $\frac{4k_{\rm B}T}{R} \frac{b^2}{\mathcal{L}_0^2} \left(1 + (2\pi f)^2 \tau_0^2 + \frac{\mathcal{L}_0^2}{b^2} RGT\Gamma \right)$ (2.74)

$$= 4k_{\rm B}TP_{\rm b}\left(\frac{1+(2\pi f)^2\tau_0^2}{\mathcal{L}_0^2}+\frac{\alpha\Gamma}{\mathcal{L}_0}\right)$$
(2.75)





図 2.6: ノイズ電流密度。左は $\alpha = 100$ 、右は $\alpha = 1000$ の場合。実線が信号、破線がジョンソンノイズ、点線がフォ ノンノイズを表す。低い周波数では電熱フィードバックによってジョンソンノイズにが抑制される。

2.5 最適フィルタとエネルギー分解能

X線マイクロカロリメータは、原理的には非常に高いエネルギー分解能を達成することができる。しかし、実際にはパルス波形がノイズによって変形されるため単純にパルスのピーク値を取っただけではよい分解能が得られれない。そこで、一般的には最適フィルタ処理を行うことにより、その誤差を小さくできると考えられている。最適フィルター処理ではすべてのX線パルスが相似系であることを仮定して以下のようにエネルギーを決定する。

測定により得られたパルスをD(t)とし、周波数空間では

$$D(f) = A \times M(f) + N(f)$$
(2.76)

のように表されるとする。ただし、M(f) とN(f) はそれぞれ理想的なパルス (電流応答性 S_I と同等のもので、 ここではモデルパルスと呼ぶ) とノイズスペクトルであり、A は振幅を表す。相似系を仮定しているので、パルスは $A \times M(f)$ と書ける。実際に得られたパルスとモデルパルスの差が小さくなるように、振幅 A の値を最小自乗法に よって決定する。実際に得られたパルスとモデルパルスの差を、

$$\chi^{2} \equiv \int \frac{|D(f) - A \times M(f)|^{2}}{|N(f)|^{2}}$$
(2.77)

と定義すると、 χ^2 を最小にする A は、

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{DM^* + D^*M}{2|N|^2} df}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{|M|^2}{|N|^2} df}$$
(2.78)

で与えられている。 $D(f) \ge M(f)$ は実関数のフーリエ成分であるから、 $D(-f) = D(f)^*$ 、 $M(-f) = M(f)^*$ を満たす。いたがって、

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{D(f) M(f)^{*}}{2|N|^{2}} df = -\int_{\infty}^{-\infty} \frac{D(-f) M(-f)^{*}}{2|N|^{2}} df = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{M(f) D(f)^{*}}{2|N|^{2}} df$$
(2.79)

が成り立つので、Aは

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{DM^{*}}{|N|^{2}} df}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{|M|^{2}}{|N|^{2}} df}$$
(2.80)

あるいは

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{D}{M} \left| \frac{M}{N} \right|^2 df}{\int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{M}{N} \right|^2 df}$$
(2.81)

となる。(2.81)式から、AはS/N比 $[M(f)/N(f)]^2$ を重みとした場合のD(f)/M(f)の平均値になっていることがわかる。(2.81)式はさらに

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} D(t) \mathcal{F}^{-1} \left(\frac{M(f)}{|N(f)|^2}\right) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} \left|\frac{M}{N}\right|^2 df}$$
(2.82)

と変形できる。ただし、 \mathcal{F}^{-1} は逆フーリエ変換を表し、 $T(t) \equiv \mathcal{F}^{-1}\left(\frac{M(f)}{|N(f)|^2}\right)$ を最適フィルタのテンプレートと呼ぶことにする。したがって、テンプレートを用いるとパルスハイト PHA は

$$PHA = N \int_{-\infty}^{\infty} D(t) T(t) dt$$
(2.83)

あるいは離散的なデータ点に対して

$$PHA = N \sum_{i} D_{i}(t) T_{i}(t) dt \qquad (2.84)$$

となる。ただし、N は最適な規格化定数、 $D_i(t) \ge T_i(t)$ はそれぞれデジタイズされたパルスデータとテンプレートである。最適フィルタテンプレートを作成するためのモデルパルスとしては、実際に得られた X 線パルスの平均 (平均パルスと呼ぶ)を用いればよい。¹

最適フィルタ処理を施した場合のエネルギー分解能の限界 $(1\sigma \text{ I} \text{ J} \text{ J} \text{ J})$ は (2.77) 式の χ^2 が最適値より 1 だけ増え る A の変化分で計算でき、これは雑音等価パワー NEP (f) を用いて

$$\Delta E_{\rm rms} = \left(\int_0^\infty \frac{4 \, df}{\text{NEP}^2(f)} \right)^{-\frac{1}{2}} \tag{2.85}$$

と表される [22]。固有ノイズによるエネルギー分解能を計算する。(2.75) 式を 2.85 式に代入するとエネルギー分解 能は

$$\Delta E_{\rm rms} = \left(\int_0^\infty \frac{4 \, df}{\frac{4k_{\rm B}T}{R} \frac{b^2}{\mathcal{L}_0^2}} \left(\left(1 + (2\pi f)^2 \, \tau_0^2 \right) + \frac{\mathcal{L}_0^2}{b^2} RGT\Gamma \right) \right)^{-\frac{1}{2}}$$
$$= \sqrt{\frac{4k_{\rm B}T}{R} \frac{b^2}{\mathcal{L}_0^2} \tau_0 \sqrt{1 + \frac{\mathcal{L}_0^2}{b^2} RGT\Gamma}}$$
$$= \sqrt{4k_{\rm B}T^2 C \frac{b^2}{RGT\mathcal{L}_0^2} \sqrt{1 + \frac{\mathcal{L}_0^2}{b^2} RGT\Gamma}}$$
(2.86)

となる。 *ξ* を、

$$\xi \equiv 2 \sqrt{\frac{b^2}{RGT\mathcal{L}_0^2}} \sqrt{1 + \frac{\Gamma}{\frac{b^2}{RGT\mathcal{L}_0^2}}}$$
(2.87)

と定義すると、エネルギー分解能は半値全幅 (FWHM) で

¹平均パルスを M(f) として (2.82) 式を計算すると、D(f) = M(f)の時に A = 1となる。また、responsivity を M(f)として (2.82) 式を計算すると、D(f) = M(f)の時に A = 入射エネルギーとなる。

$$\Delta E_{\rm FWHM} = 2.35\xi \sqrt{k_{\rm B}T^2C} \tag{2.88}$$

となる。(2.87) 式に(2.32) 式と(2.34) を代入すると、

$$\xi = 2\sqrt{\frac{1}{\alpha\mathcal{L}_0}\sqrt{1+\alpha\mathcal{L}_0\Gamma}}$$
(2.89)

のように書ける。 $T_{\text{bath}} \ll T$ の場合は、 $\Gamma \sim 1/2$ 、 $P_{\text{b}} \sim GT/n$ 、 $\mathcal{L}_0 \sim \alpha/n$ であり、 $\xi \simeq 2\sqrt{\sqrt{n/2}/\alpha}$ となる。 α が 大きい場合は、固有ノイズによるエネルギー分解能は $\alpha^{-1/2}$ に比例して良くなることがわかる。例えば、 $\alpha \sim 1000$ では ξ が 0.1 以下にもなる。

実際は読み出し系ノイズ、熱浴の温度ゆらぎ、これらとは別の原因不明なノイズなどによりエネルギー分解能が制限されることがあり、一般的にはエネルギー分解能は (2.88) 式とは異なる依存性を持つ。また、パルス波形がイベントごとにばらつく場合には、S/N 比から計算されるエネルギー分解能より実際のエネルギー分解能は悪化する。

第3章 SQUID 電流計を用いた読み出し系

前章で示した通り、TES カロリメータは擬似定電圧バイアスで動作させる。つまり、TES の抵抗変化はそのまま TES を流れる電流の変化となる。この電流変化を読み出すには、TES の超微小な抵抗変化 (~数mΩ)を検出できる だけの低インピーダンスの電流計が必要である。その電流計として用いるのが SQUID(超伝導量子干渉計) である。

SQUID はジョセフソン効果を利用した磁束量子程度の磁束¹を検出できる好感度な磁束計である。これをコイルと カップルすることで低インピーダンスの電流計として用いる事ができる。また、負のフィードバックのもとで使用す ることで、電流-電圧変換をするトランスインピーダンス増幅器としてみなせる。これらの点から SQUID は TES カ ロリメータに読み出しを行うのに最良の電流計であると言える。

本章では読み出し系として用いる dc-SQUID および SQUID array の動作原理について述べ、負のフィードバック で動作させた場合の増幅率について説明する。また、本修士論文で使用した SQUID についてもこの章で説明する。

3.1 dc-SQUIDの原理

SQUID とは超伝導量子干渉計 (Superconducting QUantum Interference Device)の略であり、二つの超電導体を 各々の波動関数が重なりを持つ程度に接近させるとその間で超伝導トンネル各間の位相差に比例した電流が流れる という現象 (ジョセフソン効果)を利用した測定素子である。SQUID の元となるジョセフソン接合とは、2 つの超伝 導体の間に数 nm 程度の薄さの絶縁体または常伝導金属をサンドしたものであり、例えば我々が一連の測定で用いた SQUID のジョセフソン接合は Nb/AlOx/Nb である [24]。

3.1.1 原理と等価回路

dc-SQUID とは、同じ特性を持ったジョセフソン接合が並列に接続されているものである。SQUID には超伝導ルー プが形成され、ループを貫く磁束によって電流が生じる仕組みである。dc-SQUID の等価回路は図 3.1 のように、ルー プインダクタ L と二つの RCSJ 模型によって近似できる。RSJ 模型は、ジョセフソン接合の他に、SQUID のヒステ リシスを防ぐためのシャント抵抗と、接合によってできた C で成り立っており、SQUID の振る舞いを理解するため によく用いられている。

図 3.1 のように二つの超伝導体 A と B が二つのジョセフソン接合 1 と 2 を介してつながっている場合を考える。二つの接合が同じ強さであるとするとそれぞれの接合に流れるジョセフソン電流は、

$$I_i = I_0 \sin\left(\theta_{iB} - \theta_{iA}\right) = I_0 \sin\left(\Delta\theta_i\right) \quad (i = 1, 2)$$

$$(3.1)$$

ループにかけるバイアス電流 *I*B とすると、

$$I_{\rm B} = I_1 + I_2 \tag{3.2}$$

超電導体の中に積分路 *A* と *B* をとると、

$$(\theta_{1A} - \theta_{1B}) + (\theta_{2B} - \theta_{2A}) = \Delta\theta_2 - \Delta\theta_1 = 2\pi \frac{\Phi_{\text{ext}}}{\Phi_0}$$
(3.3)

¹磁束量子 $\Phi_0 = h/2e \simeq 2.07$ [fWb]



図 3.1: dc SQUID の模式図 (左)、dc SQUID の等価回路 (右)

となる。ループの中の磁束 Φ は、印加磁場 Φ_{ext} 、ループの自己インダクタンス L とループの循環電流 J を用いて

$$\Phi = \Phi_{\text{ext}} + LJ \quad (2J = I_1 - I_2) \tag{3.4}$$

と書ける。簡単のためLが0のときを考える。(3.1)-(3.4)式より、 $I_{\rm B}$ は次のように書ける。

$$I_{\rm B} = 2I_0 \cos\left(\pi \frac{\Phi_{\rm ext}}{\Phi_0}\right) \sin\left(\Delta\theta_i + \pi \frac{\Phi_{\rm ext}}{\Phi_0}\right) \quad (i = 1 or 2)$$
(3.5)

ゆえに AB 間の全超伝導電流の最大値である臨界電流 $I_{\rm c}$ は $\Phi_{\rm ext}$ の関数として

$$I_{\rm c} = 2I_0 \left| \cos \left(\pi \frac{\Phi_{\rm ext}}{\Phi_0} \right) \right| \tag{3.6}$$

となる。つまり、この並列接合の超伝導臨界電流はリングを貫く外部磁束により周期的に変動する。自己インダク タンス L が無視できる場合では臨界電流は 0 から 2I₀ まで変化し 100%の変調を受けることになる。

実際には、SQUID 自身のもつインダクタンス L を考慮すると、変調の割合が小さくなり感度が落ちる。 $-\frac{\pi}{2} < \Delta \theta_i < \frac{\pi}{2} (i = 1, 2)$ 領域において、

$$I_i = I_0 \sin \Delta \theta_i \simeq \frac{2}{\pi} I_0 \Delta \theta_i \tag{3.7}$$

と近似すると、*I_i*は(3.2)-(3.4)式より、

$$I_i 0 \frac{1}{2} I_{\rm B} \mp \frac{\Phi_{\rm ext}}{L + \frac{\Phi_0}{2I_0}} \tag{3.8}$$

ただしi = 1, 2で意符号をとる。従って、自己インダクタンスLが存在することによる $\Phi_{ext} = \frac{\Phi_0}{2}$ での臨界電流の減少 δI_c は、シールディングパラメータ β_L を

$$\beta_{\rm L} \equiv \frac{2LI_0}{\Phi_0} \tag{3.9}$$

と定義すると、

$$\delta I_{\rm c} = \frac{2I_0}{1+\beta_{\rm L}} \tag{3.10}$$

と書ける。Lを考慮すると、SQUIDの臨界電流が $1/(1 + \beta_L)$ 倍小さくなる。

この素心にバイアス電流 *I* を流すと *I* > *I*_{max} のところから電圧が出力し始める。有限の磁束に対しては臨界電流が 減少しジョセフソン接合の両端に電位差が生じることから、磁束の変化を電圧の変化として読みだすことができる。 この電圧状態の電流と電圧の関係は、

$$V = R_{\rm sq} \sqrt{I^2 - I_{\rm c}^2}$$
(3.11)

で表せる。電流を多く流すと SQUID の超伝導は完全に破れ、シャント抵抗 R_{sq} を持った回路になる。さらに素子の近くにコイルを巻きそのコイルを流れる電流を磁束に変えて、電流/電圧変換器 (電流計) として用いることが可能である。SQUID 素子を電流計として用いる際の最大の特徴は、SQUID 素子の入力がフローティングであり測定する電流を乱さない点である。

磁束-電圧変換係数は、SQUID への入力磁束が0の時と最大値 $(1/2 \Phi_0)$ のときの電圧を比較することでおおまかに求めることができる。いま、dc-SQUID 素子のインピーダンスを $R_{sq}/2$ と近似すれば、磁束0の時と最大値のときの電位差は $(R_{sq}/2) \delta I_{max}$ であるから、

$$\frac{dV}{d\Phi} \simeq \frac{R_{\rm sq}}{\left(1 + \frac{1}{\beta_{\rm L}}L\right)} = \frac{2I_0 R_{\rm sq}}{\left(1 + \beta_{\rm L}\right)\Phi_0} \tag{3.12}$$

SQUID のシャント抵抗の値 R_{sq} を 1 Ω 、L = 1 nH、 $I_0 = 1$ μ A を代入すると、(3.12) 式は 2 μ V/ Φ_0 となる。

3.1.2 dc-SQUIDのノイズ

この説では dc-SQUID の代表的ノイズを列挙する。SQUID は入力-出力間が線形ではなく、わずかなノイズ電圧に よってその動作点が変わってしまうことが多々ある。そのため、SQUID のノイズを把握し、測定の際に対策をして おくことは重要である。

ジョンソンノイズ

常に抵抗状態にあるようにバイアスされている dc-SQUID では、SQUID のループを抵抗が R_{sq} でインダクタンス が L の古典的な回路で置き換えられる。dc-SQUID には接合を短絡するシャント抵抗の熱雑音に由来する固有雑音が あり、熱雑音はリングの両端電圧 V とループの循環電流 J にゆらぎを与える。 $I_0 = 0$ つまり常伝導金属リングであ れば両者の間には相関はなく、両者のスペクトルは、

$$S_V^0 = 4k_{\rm B}T \left(R_{\rm sq}/2 \right) = 2k_{\rm B}T R_{\rm sq} \tag{3.13}$$

$$S_J = 4k_{\rm B}T/(2R) = \frac{2k_{\rm B}I}{R}$$
 (3.14)

である。SQUID では J のゆらぎ δJ は磁束のゆらぎを与えること、また V が磁束の関数であることから両者は相関をもつ。いま、電圧ゆらぎを電流ゆらぎの関数として以下のように表せると考える。

$$\delta V = \delta V^{0} + \frac{dV}{d\Phi} \delta \Phi$$

= $\delta V^{0} + \frac{dV}{d\Phi} L \delta J$ (3.15)

 $\delta V^0 \ge \delta J$ 自体には相関がないため、

$$\left|\delta V\right|^{2} = \left|\delta V^{0}\right|^{2} + \left|\frac{dV}{d\Phi}L\right|^{2} \quad \left|\delta J\right|^{2} \tag{3.16}$$

この δV^0 、 δJ のスペクトルを (3.13) 式、(3.14) 式で近似し、さらに (3.12) 式を使うと、単体の dc-SQUID が持つ ジョンソンノイズは、

$$S_V = 2k_{\rm B}TR_{\rm sq}\left(1 + \left(1 + \frac{1}{\beta_{\rm L}}\right)^{-2}\right) \tag{3.17}$$

となる。

ショットノイズ

SQUID がつくるノイズはシャント抵抗起因のジョンソンノイズの他に、極低温では量子力学的なゆらぎから生じるショットノイズが効いてくる。数式化すると、

$$S_V = eI_0 R_{\rm sc}^2 \tag{3.18}$$

と表される。ショットノイズが効き始めるのは $k_{\rm B}T < eV$ 程度まで下がったときである。

3.2 磁束固定ループ FLL(Flux Locked Loop)

SQUID とコイルを磁気的に結合することにより、SQUID を非常に感度の高い電流計として扱うことが可能である。 このように SQUID を電流計として用いる場合、SQUID の超伝導リングは相互インダクタンスが 100 pH 程度の入力 コイルで結合されている。また、通常 TES カロリメータ動作時にを流れる電流、つまり SQUID の入力コイルに流れ る電流は数 10 μ A 程度である。そこで、入力電流を 100 μ A、相互インダクタンスを 100 pH とした場合、SQUID に 入力される磁束は磁束量子換算で 4.8 Φ_0 程度である。SQUID の入力-出力間の線形性は、SQUID の周期性から入力 が ±1/4 Φ_0 の範囲に制限される。それを超えると SQUID の動作点が変わったりゲインが大きく変化して、電流計と して用いることができない。

そのため、広い入力に大して線形性を確保するために通常は負のフィードバック下で動作させることで SQUID への実質入力を抑えている。この動作方式は、SQUID を貫く磁束が一定に保たれるようにフィードバックをかけることから、磁束固定ループ (FLL:Flux-Locked Loop) と呼ばれる (図 3.2)。

3.2.1 FLL の応答

FLL のダイアグラムは図 3.3 のように書ける。SQUID に磁気的に結合されたインプットコイルに流れる電流はインプットコイルと SQUID の相互インダクタンス $M_{\rm in}$ により磁場 $\Phi_{\rm in}$ として SQUID ループに入力される。SQUID に入力された磁場は SQUID ゲイン (図 3.3 の V_{Φ}) によって電圧に変換され室温の回路 (図 3.3 の $A(\omega)$) で増幅される。そして回路の出力の一部が帰還抵抗 $R_{\rm FB}$ 電流に変換され、フィードバックコイルの相互インダクタンス $M_{\rm FB}$ を介して SQUID に磁場 $\Phi_{\rm FB}$ とフィードバックされる。FLL 回路のループゲインは (付録 B を参考に)



図 3.2: 磁束固定ループ (FLL) 回路の模式図。



図 3.3: FLL のダイアグラム

$$\mathcal{L}(\omega) = V_{\Phi} \frac{A(\omega)}{R_{\rm FB}} \frac{M_{\rm FB}}{\Phi_0}$$
(3.19)

となる。フィードバックにより実際に SQUID に入力される磁場は

$$\Phi_{\rm in} - \Phi_{\rm FB} = \frac{\Phi_{\rm in}}{1 + \mathcal{L}\left(\omega\right)} \tag{3.20}$$

となる。フィードバック中で動作させた SQUID は単なる電流-電圧変換するトランスインピーダンス増幅器として みなせる。その電流-電圧変換係数 (トランスインピーダンスゲイン) は、

$$\Xi = \frac{V_{\text{out}}}{I_{\text{in}}} = \frac{\mathcal{L}}{1 + \mathcal{L}} \frac{M_{\text{in}}}{M_{\text{FB}}} R_{\text{FB}}$$
$$\simeq \frac{M_{\text{in}}}{M_{\text{FB}}} R_{\text{FB}}$$
(3.21)

となる。最後の近似式は *L* ≫ 1 の場合に成り立つもので、このとき電流-電圧変換係数 Ξ は、相互インダクタンス とフィードバック抵抗によってのみ決まる値となる。

3.2.2 FLL で動作させた場合の SQUID の帯域

SUIQD の出力は周期 Φ_0 の周期関数であり、実質入力が $\pm \Phi_0/4$ 程度を超えると SQUID ゲインの正負が反転し FLL が成り立たなくなる。このとき SQUID の動作点が以前とは違うものになり、元には戻らなくなる。これをフラック スジャンプという。SQUID がフラックスジャンプをしない最大入力量は SQUID と回路のループゲインで決まる。 逆 に言えば、ある入力量に対して SQUID が駆動できる周波数帯域が制限されてしまうということになる。入力限界と ループゲインの関係式は、

$$\frac{1}{1+\mathcal{L}(\omega)}\Phi_{\rm in} < \frac{1}{4}\Phi_0 \tag{3.22}$$

となる。(3.22) 式の範囲内であれば SQUID は FLL 中で安定に動作でき、かつ入力に対する線形性も確保される。 ただし周期関数の線形性は実質入力が十分に小さいところで保証されているものであり、実質入力が大きくなれば周 期関数を線形近似した三次の項が効き始めるため、厳密には線形ではなくなる。実際に我々の測定でも、入力が大き くなると SQUID 出力が頭打ちになり、正常なフィードバックが返せなくなる現象が確認されている。

3.2.3 SQUID array

SQUID のシャント抵抗 R_{sq} を 10 Ω とすると、dc-SQUID 単素子が作るノイズは 50 pV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ である。SQUID の 出力をうけるアンプのノイズレベルは 0.2 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ であるので、ノイズレベルではまだ猶予がある。そこで通常は SQUID array を用いて低温部で信号を増幅する。

SQUID array は、図 3.4 に示すように直列に並んだ多数の入力コイルと、それぞれに結合された多数の SQUID から構成されている。直列に接続された SQUID の数は数 10-数 100 にも及び、これらを同位相で動作させることで信号を増幅する。SQUID array の利点は、低温で信号を増幅できるために読み出しノイズを抑えられること、SQUID単体に比べてインピーダンスが数 10-数 100 倍大きいために、室温の回路系とインピーダンス整合が取りやすいことである。

本研究では我々が開発した低発熱型 SQUID array を使用している [24]。実際は図 3.4 の様に複数の dc-SQUID が 直列に繋がっているが、本修士論文で回路図等で SQUID を図示する際は、単素子の図 (図 3.2 等) と同様にアレイ部 分を簡略化し単体の dc-SQUID として示す。



図 3.4: SQUID アレイを用いたカロリメータの読み出し系:(左)2 段式 SQUID アンプ (Two Stage SQUID)、(右)1 段 式 SQUID アンプ (Serial SQUID array)

3.3 本研究で用いた SQUID

本研究では我々のグループが開発した宇宙科学研究所 SQUID アレイシリーズ (ISAS SQUID Array Series:ISAS) を用いて測定を行った。本測定に使用した SQUID は 4 入力電流加算型 ISAS-B10 を使用した。ISAS-B10 は低発 熱型 dc-SQUID アレイで酒井が設計、評価をおこなっており [24]、4 入力電流加算型 ISAS-B10 は、SQUID 部分に ISAS-B10 を使用し、チップ上に周波数分割方式での信号多重化に対応するような多入力 SUQID となっている (多入 力 SQUID については第4章で説明する。)。本測定で用いた4 input SQUID の写真を図 3.5 に示す。左上に LC フィ ルタ用の超伝導コイル (設計値で 500 nH 程度) があり、右下のアレイが SQUID 部分である。下部に TES の擬似定 電圧バイアス用のシャント抵抗が四つある。これらの模式図を図 3.5 の右に示す。これはデザインミスで、電流加算 型で信号多重化する場合は複数の TES に対しシャント抵抗は一つしか使用しない。

[24] から引用した SQUID(ISAS-B10) のパラメタを表 3.1 に示す。





図 3.5: 4 入力型電流加算型 SQUID の写真 (左) とその等価回路 (右, チャンネル 2 のみ)。左上の四つの四角が LC フィルタ用の超伝導コイル (設計値で 500 nH 程度) である。SQUID 部分は右側中段にあり、ISAS-B10 が使用されて いる。図の下部のボンディングパッドは TES バイアス用で、その先にシャント抵抗がある。左側のパッドが LC フィ ルタのキャパシタ接続用、上部のパッドが TES 接続用、右側のパッドが SQUID 動作用である。

表 3.1: ISAS-B10 の実測パラメータ ([24] より抜粋)
臨界電流 I ₀	$10.5~\mu\mathrm{A}$
相互インダクタンス (入力コイル) $M_{ m in}$	$76.2 \ \mathrm{pH}$
自己インダクタンス (入力コイル) $L_{ m in}$	$1.25 \ \mathrm{nH}$
相互インダクタンス $({ m FB}\; { m J}{ m f}{ m I}{ m f}{ m J})\; M_{ m FB}$	$101.6~\mathrm{pH}$
SQUID ゲイン V_{Φ}	$3.12~{ m mV}/\Phi_0$
トランスインピーダンスゲイン $Z_{ m tran}$	115 Ω
電流換算ノイズ $I_{ m N}$	$10~{\rm pA}/\sqrt{\rm Hz}$

第4章 TES型マイクロカロリメータの信号多重化

次世代の X 線天文衛星用の精密分光器としては、~1000 画素のアレイ化が強く要求されている。その鍵を握る技術 の一つが信号多重化 (multiplex) である。TES カロリメータの読み出しに SQUID を用いる場合、通常の FLL 回路で 動作させると一素子に付き配線が 8 本必要である。~1000 画素のアレイ化を考えた場合、単純に 8000 本の配線が必 要となり、極低温で動作させる TES カロリメータにとって配線による流入熱は大きな問題となる。この問題を解決す る一つの技術が信号多重化 (multiplex) が必要となる。信号多重化とは一素子につき一読み出しではなく、各素子の性 能を劣化させること無く複数素子を一つの読み出し系で読み出す技術である。TES カロリメータの読み出しに使用す る SQUID は低ノイズ、低インピーダンス、低消費電力、広帯域 (~GHz) という特徴を持つ。SQUID の帯域は TES の信号帯域 (数 10 kHz 程度) に比べて非常に広く、この広周波帯域を利用することで信号の多重化が可能となる。

TES 型カロリメータの信号多重化についてはいくつかの方法提案されており、現在数素子のレベルで研究開発が進められつつある。本章ではこれらについて説明する。また、我々が信号多重化方法として採用した周波数分割方式の 原理についても説明する。なお、信号多重化に関しては [12] 等のレビュー論文がある。

4.1 信号多重化の方式

4.1.1 単純加算方式

信号多重化の方法としてもっともシンプルな方式が単純加算方式である。これは図 4.1 のように TES カロリメータ を並列につなぎ、それぞれの素子からの電流を加算して一つの SQUID で読むという方式である。そのため冷凍機内 部から常温に引き出す配線数は格段に減らすことが出来る。この方式は、複数のカロリメータ素子に対して SQUID を含めた読み出し系の回路は一つでよく、また、カロリメータを駆動する回路内にも基本的にはカロリメータ素子以 外は余計な素子を必要としないという点で優れている。しかし、この方法ではすべてのカロリメータのノイズ (ジョ ンソンノイズ) も加算してしまうため、加算する素子数 N に対してノイズレベルが \sqrt{N} に比例して増加するという欠 点がある。そのため、特に多数の素を同時に読み出す場合には現実的ではない。また、素子の識別を行なうには二つ の SQUID で読み出すか、素子毎に X 線パルスの時定数に違いを持たせる等の工夫が必要になる。

4.1.2 時分割方式

時分割方式 (TDM:Time-Division Multiplex) は、SQUID をスイッチング (それぞれ臨界状態と超伝導状態に対応 する) することによって時間を区切って複数のカロリメータの信号を読み出す方法である概念図を図 4.2 に示す。 こ の図で、n 個の SQUID のうち、オン状態になっているのは一つだけである。SQUID のスイッチングを X 線パルス の時定数よりも十分速く行なえば、すべての素子の信号を読み出すことができる。この方法では、カロリメータ自身 は通常の直流バイアス状態が維持される。また、オフ状態 (超伝導状態) の SQUID につながったカロリメータのノイ ズは加算されない。ただしスイッチングを行なう SQUID のノイズは加算されるため、低ノイズの SQUID が要求さ れる。また、SQUID の高速スイッチング回路 (~MHz) やオンオフされた SQUID の FLL 回路が必要になり、回路構 成は複雑になる。SQUID のオンオフによる時分割方式は米国 NIST のグループによって提案され、現在も NIST で 開発が続けられている [5]。これまでに 16 素子加算で 5keV 相当の熱パルスに対して 2.9eV のエネルギー分解能が報 告されている。



図 4.1: 単純加算方式の概念図

channels



図 4.2: 時間分割方式の概念図
4.1.3 符号分割方式

符号分割方式 (CDM:Code-Division Multiplex) は TDM で行っていた SQUID のスイッチングを直行符号 (Walsh code) を用いて行うことで信号多重化を行う方式である。TDM と異なり、同時に全ての TES カロリメータが符号は 異なりながら導通している。この方式でも SQUID のノイズエイリアシングにより SQUID ノイズが \sqrt{N} 倍悪化する が、全ての TES カロリメータが常に導通しているので S/N 比が \sqrt{N} 倍好転し、多重化による分解能への影響はなく なる。多重化方法が TDM と似ており、TDM で使用した機器をほぼそのまま使え分解能も悪化しないという利点か ら、これまで TDM を研究開発していた機関が CDM の研究開発を行っている。例えば NIST では CDM で 8 チャネ ルの多重化を行いエネルギー分解能 2.6 eV を達成している [8]。

4.1.4 周波数分割方式

周波数分割方式 (FDM:Frequency-Division Multiplexing) は、複数のカロリメータを異なる周波数で交流駆動する ことにより素子ごとに異なる周波数変調をかけ、それらの信号を加算してひとつの SQUID で読み出す方式である (図 4.3)。加算された信号は、室温においてそれぞれの駆動周波数で復調し、それぞれの素子からの信号を取り出す。変 調は X 線パルスの時定数よりも十分高速である必要があり、信号帯域や加算数にもよるが時分割方式と同様数 MHz 程度の周波数が必要である。



図 4.3: 周波数分割方式の概念図

周波数分割方式では、交流でカロリメータをバイアスするために、カロリメータ毎に変調周波数に調整したバンド パスフィルタを構成する必要があるが、これによりカロリメータのジョンソンノイズが加算されることも防ぐことが できる。また、SQUID は一つで済むので時分割方式のように SQUID ノイズが加算されることはない。また、時分割 方式に比べて回路構成も単純である。欠点としては、バイアス電流(搬送波)の振幅がカロリメータの信号よりも大 きく、それがさらに加算されるために、SQUID に非常に大きなスルーレートとダイナミックレンジが要求されるこ とである。また、TES カロリメータの交流特性についてはこれまであまり調べられておらず、今後の研究が必要である。コンパクトで *μ*F 以上の大きな容量を持つキャパシタの製作も重要な課題である。周波数分割方式については、 信号の加算方法によってさらに、以下の電流加算方式、電圧加算方式、磁場加算方式の三つに分類できる。

電流加算方式

電流加算方式は、上述の単純加算方式を発展させたもので、それぞれのカロリメータの電流出力を加算する。図 4.4 のように読み出す素子の数と同じ数の交流周波数 ($\omega_1, \cdots \omega_N$)を出力する電流源を用意しカロリメータと直列にキャパシタを並べたものを並列につなぐ。それぞれのキャパシタの容量は、入力コイルのインダクタンスとで決まるバンドパスフィルタの共振周波数が ($\omega_1, \cdots \omega_N$)となるように調整する。これにより、それぞれのカロリメータ素子は ω_1 から ω_N の異なる周波数で交流駆動され、電流出力として加算された出力を一つの SQUID で読む。

この方法は回路構成が最も単純であるが、加算点のインピーダンスが0でないために、SQUIDの入力コイルにいかずに直接他の素子に行ってしまう電流が存在する。そのために、入力コイル側のインピーダンスを調整したり、搬送波を反転したものを加算点に入力して搬送波を除去する方法等が提案されている。現在、オランダ宇宙研究機関 SRON を中心とするグループなどによって開発が進められている。SRONのグループからは 358 kHz と 775 kHz でカロリメータを駆動し X 線信号の同時読み出しを行ったり [30]、16 素子を同時駆動し擬似 X 線パルスの読み出しを行ったこと [7] などが報告されている。

我々の研究グループでは LC フィルタ用の超伝導コイル、TES の擬似定電圧バイアス用のシャント抵抗を SQUID チップ上に成膜した 4 入力電流加算型 SUQID を制作した。本研究ではこの電流加算方式をさらに押し進め、電流加 算による信号多重化の実現を目指した。



図 4.4: 電流加算方式の概念図

電圧加算方式 (加算ループ方式)

電圧加算方式は加算ループと呼ばれる超伝導のインダクタンスループを利用して、それぞれのカロリメータの電流 出力を電圧に変換して加算する方法である。図 4.5 に概念図を示す。各カロリメータの信号は入力コイルを通して磁 気的に加算ループに伝達され、電圧的に加算される。加算ループはさらに磁気的に結合した SQUID に信号を伝達す る。SQUID の出力は SQUID ではなく加算ループに戻すことによってフィードバック (磁束固定ループ)を実現する。 この方法は UCB とローレンスリバモア研究所 (LLNL) のグループによって開発が進められており、ガンマ線用の TES カロリメータで分解能を劣化させることなく 2 素子加算に成功したことが報告されている [6]。





磁場加算方式

磁場加算方式は、多入力 SQUID と呼ばれる一つの SQUID ワッシャに複数の入力コイルを結合させた SQUID を 用いることで複数のカロリメータからの信号を読み出すというものである。図 4.6 のように同時に読み出すカロリ メータごとに駆動回路を用意し、それぞれの回路の入力コイルを多入力 SQUID に磁気的につなぐ。それぞれのカロ リメータからの電流出力は多入力 SQUID で磁場として加算され読み出される。多入力 SQUID という特殊な SQUID が必要になるが、部品点数としては多くなるわけではなく、回路構成としては単純である。ただし、多入力 SQUID を用いる場合は、SQUID の空間的配置の制約により結合できる素子数に限界がある。磁場加算という方法は我々の グループが提案したものであり、セイコーインスツル社と共同で 8 入力 SQUID の開発も行っていた [14]。

4.2 周波数分割方式の原理

この節では本研究で行なった周波数分割方式の信号多重化を行なう上で必要となるカロリメータの交流駆動の原理について説明する。

4.2.1 準備

時間の関数 f(t) のフーリエ変換 $\hat{f}(\omega)$ は

$$\hat{f}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \mathrm{e}^{-i\omega t} dt = \mathcal{F}[f(t)]$$
(4.1)

で定義される。 $f(t)\cos(at)$ のフーリエ変換は

$$\mathcal{F}[f(t)\cos(at)] = \frac{1}{2}\mathcal{F}\left[f(t)\left(e^{iat} + e^{-iat}\right)\right] = \frac{1}{2}\hat{f}(\omega - a) + \frac{1}{2}\hat{f}(\omega + a)$$
(4.2)



図 4.6: 磁場加算方式の概念図

となる。ここで

$$\mathcal{F}\left[f(t)\mathrm{e}^{iat}\right] = \hat{f}(\omega - a) \tag{4.3}$$

であることを用いた。

また、時間 t におけるカロリメータの抵抗値を

$$R(t) = R_0 + \Delta R(t) \tag{4.4}$$

と定義する。ここで R_0 は X 線の入射していない定常状態での動作抵抗、 $\Delta R(t)$ は X 線入射による時間 t における抵抗変化である。X 線の入射エネルギーは十分に小さく $R_0 \gg \Delta R(t)$ が成り立つとする。

4.2.2 カロリメータの交流駆動の原理

通常、TES 型カロリメータは図 4.7 左のような直流擬似定電圧バイアス回路で駆動する。この場合バイアス電流 $I_{\rm in}(t)$ は

$$I_{\rm in}\left(t\right) = I_0 \tag{4.5}$$

である。シャント抵抗 $R_{\rm s}$ はカロリメータの抵抗値 $R_{\rm TES}$ に比べて十分に小さいのでカロリメータは定電圧 V_0 でバイアスされていると考えて良い。よって定常状態での TES のジュール発熱 $P_{\rm b}(t)$ は

$$P_{\rm b}\left(t\right) = \frac{V_0^2}{R_0} = P_0 \tag{4.6}$$

となる。出力電流 $I_{
m sq}(t)$ は

$$I_{\rm sq}\left(t\right) = \frac{V_0}{R\left(t\right)} \tag{4.7}$$



図 4.7: TES カロリメータの読み出し回路の簡略図。直流擬似定電圧バイアス回路 (左) と交流擬似定電圧バイアス回路 (右)。実際の TES 交流駆動の際はさらに LC フィルタが入るが省略してある。

となる。これをフーリエ変換すると

$$\hat{I}_{\rm sq}\left(\omega\right) = V_0 \times \mathcal{F}\left[\frac{1}{R\left(\omega\right)}\right] \tag{4.8}$$

を得る。(4.4) 式より

$$\frac{1}{R(t)} = \frac{1}{R_0 + \Delta R(t)}$$
(4.9)

$$\simeq \frac{1}{R_0} \left(1 - \frac{\Delta R(t)}{R_0} \right) \tag{4.10}$$

を得る。左辺のフーリエ変換は

$$\mathcal{F}\left[\frac{1}{R\left(\omega\right)}\right] \simeq \mathcal{F}\left[\frac{1}{R_{0}}\left(1 - \frac{R_{0}}{\Delta R\left(t\right)}\right)\right] = \frac{1}{R_{0}}\delta\left(\omega\right) - \frac{\Delta\hat{R}\left(\omega\right)}{R_{0}^{2}}$$
(4.11)

である。よって (4.7) 式は

$$\hat{I}_{\rm sq}\left(\omega\right) = \frac{V_0}{R_0} \delta\left(\omega\right) - \frac{V_0}{R_0^2} \Delta \hat{R}\left(\omega\right) \tag{4.12}$$

と書ける。よってカロリメータを直流駆動した時のパワースペクトルは図 4.8 のように $\omega = 0$ のまわりに分布する。 次に図 4.7 右のような交流擬似定電圧バイアス回路で駆動して出力を変調する場合を考える。この場合、バイアス 電流 $I_{in}(t)$ (搬送波) は

$$I_{\rm in}\left(t\right) = \sqrt{2}I_0\cos\left(\omega_0 t + \theta\right) \tag{4.13}$$

である。この時、定常状態での TES のジュール発熱 $P_{
m b}(t)$ は

$$P_{\rm b}(t) = \frac{2V_0^2}{R_0} \cos^2(\omega_0 t + \theta)$$
(4.14)



図 4.8: 直流駆動時のパワースペクトル。信号は $\omega = 0$ のまわりに分布する。

となる。ジュール発熱の時間平均は

$$\bar{P}_{\rm b}\left(t\right) = \frac{V_0^2}{R_0} = P_0 \tag{4.15}$$

となり、直流擬似定電圧バイアスのジュール発熱、(4.6) 式に一致する。つまり、交流バイアス電流の実効値を直流 バイアス電流 I_0 と等しくすれば、直流バイアス時と同じ動作抵抗で TES を駆動できると考えられる。出力電流 $I_{sq}(t)$ は

$$I_{\rm sq}\left(t\right) = \frac{\sqrt{2}V_0\cos\left(\omega_0 t + \theta\right)}{R\left(t\right)} \tag{4.16}$$

となる。これをフーリエ変換すると

$$\hat{I}_{sq}\left(\omega\right) = \sqrt{2} \left[\frac{e^{i\theta}}{2} \left\{ \frac{V_0}{R_0} \delta\left(\omega - \omega_0\right) - \frac{V_0}{R_0^2} \Delta \hat{R}\left(\omega - \omega_0\right) \right\} + \frac{e^{-i\theta}}{2} \left\{ \frac{V_0}{R_0} \delta\left(\omega + \omega_0\right) - \frac{V_0}{R_0^2} \Delta \hat{R}\left(\omega + \omega_0\right) \right\} \right]$$
(4.17)

となる。よってカロリメータを周波数 ω_0 で交流駆動した時のパワースペクトルは図 4.9 のように $f = \pm \omega_0$ のまわ りに分布する。(4.12) 式と (4.17) 式から、これは直流駆動時の (4.12) 式の $\omega = 0$ のまわりの成分を $f = \pm \omega_0$ のまわ りに分割したものになっているのがわかる。ただし、入力電流が $I_{in}(t) = \sqrt{2}I_0 \cos(\omega_0 t + \theta)$ であるために、パワース ペクトルは直流駆動時の $\sqrt{2}$ 倍したものになる。

(4.16) 式の交流駆動時の ω_0 で変調された出力から X 線信号 R(t) を取り出すには変調周波数 ω_0 での復調を行なう。 本実験では位相検波で位相を調整する方法で復調を行う。(4.16) 式に $\sqrt{2}\cos(\omega_0 t + \theta')$ を乗算すると、

$$I_{\rm sq}^{\rm cos}(t) = \frac{\sqrt{2V_0 \cos\left(\omega_0 t + \theta\right)}}{R(t)} \sqrt{2} \cos\left(\omega_0 t + \theta'\right)$$
(4.18)

をフーリエ変換すると



図 4.9: 交流駆動時のパワースペクトル。信号は $\omega = \pm \omega_0$ のまわりに分布する。

$$\hat{I}_{sq}^{\cos}(\omega) = \cos\left(\theta + \theta'\right) \left\{ \frac{V_0}{R_0} \delta\left(\omega\right) - \frac{V_0}{R_0^2} \Delta \hat{R}\left(\omega\right) \right\}
+ \frac{e^{i\theta + \theta'}}{2} \left\{ \frac{V_0}{R_0} \delta\left(\omega - 2\omega_0\right) - \frac{V_0}{R_0^2} \Delta \hat{R}\left(\omega - 2\omega_0\right) \right\}
+ \frac{e^{-i\theta + \theta'}}{2} \left\{ \frac{V_0}{R_0} \delta\left(\omega + 2\omega_0\right) - \frac{V_0}{R_0^2} \Delta \hat{R}\left(\omega + 2\omega_0\right) \right\}$$
(4.19)

を得る。 $\theta = \theta'$ 時の (4.19) 式のパワースペクトルは図 4.10 のように、これは直流駆動時の (4.12) 式の $\omega = 0$ のまわりの成分を、 $\omega = 0$ のまわりに $\frac{1}{2}$ 、 $\omega = \pm 2\omega_0$ のまわりに $\frac{1}{4}$ ずつ分割したものになっている。(4.19) 式についてローパスフィルタをかけて $\omega = 0$ 成分 (第1項目)のみを取り出して、自乗和をとると

$$\hat{I}_{\rm sq}\left(\omega\right) = \frac{V_0}{R_0} \delta\left(\omega\right) - \frac{V_0}{R_0^2} \Delta \hat{R}\left(\omega\right) \tag{4.20}$$

を得る。これはまさにカロリメータを直流駆動した時の式 4.12 に等しい。

4.2.3 カロリメータの交流駆動でのノイズ

図 4.11 はカロリメータを定電圧バイアスで駆動する時のノイズの等価回路である。R、V、 R_{in} はそれぞれ TESの抵抗、駆動電圧、電流計の入力インピーダンスであり、Aは読み出し回路のゲインである。また、ここで考えるノイズ源としてr、 i_R 、 i_A があり、rは、フォノンノイズなどの TESの抵抗値の揺らぎとして現れるノイズを表し、 $R_0 \gg |\Delta R(t)| \gg |r(t)|$ を満たすとする。 i_R は例えば TESのジョンソンノイズなどの電流性ノイズ、 i_A は読み出し回路の電流換算ノイズを表す。

まずはじめに図 4.11の回路でカロリメータを直流駆動する場合を考える。駆動電圧が $V_{
m in}(t) = V_0$ の時、出力電流は

$$I_{\rm sq}(t) = \frac{V_0}{R(t) + r(t)} + i_R(t) + i_A(t)$$
(4.21)

$$\simeq \frac{V_0}{R_0} \left\{ 1 - \frac{\Delta R(t) + r(t)}{R_0} \right\} + i_R(t) + i_A(t)$$
(4.22)



図 4.10: 交流駆動により変調された信号を復調した時のパワースペクトル。信号は $\omega = \pm 2\omega_0 = 0$ の他に、 $\omega = \pm 2\omega_0$ のまわりにも分布する。

(4.11) 式より、(4.22) 式のフーリエ変換は

$$\hat{I}_{\rm sq}\left(\omega\right) \simeq \frac{V_0}{R_0} \delta\left(\omega\right) - \frac{V_0}{R_0^2} \Delta \hat{R}\left(\omega\right) - \frac{V_0}{R_0^2} \hat{r}\left(\omega\right) + \hat{i}_R\left(\omega\right) + \hat{i}_A\left(\omega\right) \tag{4.23}$$

となる。はじめの2項はX線信号を表しており、信号のパワースペクトル密度は

$$\hat{i}_{\rm S}^2(\omega) = \frac{V_0^2}{R_0^4} \Delta \hat{R}^2(\omega)$$
(4.24)

である。あとの3項はノイズを表す項で、そのノイズパワースペクトル密度は

$$\hat{i}_{N}^{2}(\omega) = \hat{i}_{N1}^{2}(\omega) + \hat{i}_{N2}^{2}(\omega)$$
(4.25)

である。ここで

$$\hat{i}_{N1}^{2}(\omega) = \frac{V_{0}^{2}}{R_{0}^{4}}\hat{r}^{2}(\omega)$$
(4.26)

で、

$$\hat{i}_{N2}^{2}(\omega) = \hat{i}_{R}^{2}(\omega) + \hat{i}_{A}^{2}(\omega)$$
(4.27)

である。 $\hat{i}_{N1}^2(\omega)$ 、は TES の抵抗の揺らぎ r に起因するノイズ、 $\hat{i}_{N2}^2(\omega)$ はジョンソンノイズ、読み出し系ノイズを表す。

よって、直流駆動の場合のS/N比は、 $(S/N)_1 \equiv rac{i_S}{i_{N1}}$ 、 $(S/N)_2 \equiv rac{i_S}{i_{N2}}$ と定義すると

$$(S/N)_{1}^{2} = \frac{\Delta \hat{R}^{2}(\omega)}{\hat{r}^{2}(\omega)}$$

$$(4.28)$$

$$(S/N)_{2}^{2} = \frac{V_{0}^{2}}{R_{0}^{4}} \frac{\Delta R^{2}(\omega)}{\hat{i}_{R}^{2}(\omega) + \hat{i}_{A}^{2}(\omega)}$$
(4.29)

となる。

次に図 4.11 の回路でカロリメータをで交流駆動する場合を考える。駆動電圧は

$$V_{\rm in}\left(t\right) = \sqrt{2}V_0\cos\left(\omega_0 t\right) \tag{4.30}$$

である。簡単のためここでは変調信号と参照信号の位相差 θ は考えない。この時の出力電流は

$$I_{\rm sq}(t) = \frac{\sqrt{2}V_0\cos(\omega_0 t)}{R(t) + r(t)} + i_R(t) + i_A(t)$$
(4.31)

$$\simeq \frac{\sqrt{2}V_0\cos(\omega_0 t)}{R_0} \left\{ 1 - \frac{\Delta R(t) + r(t)}{R_0} \right\} + i_R(t) + i_A(t)$$
(4.32)

これをフーリエ変換して周波数空間で表すと

$$\hat{I}_{sq}(\omega) = \sqrt{2} \left[\frac{1}{2} \left\{ \frac{V_0}{R_0} \delta(\omega - \omega_0) - \frac{V_0}{R_0^2} \Delta \hat{R}(\omega - \omega_0) \right\} + \frac{1}{2} \left\{ \frac{V_0}{R_0} \delta(\omega + \omega_0) - \frac{V_0}{R_0^2} \Delta \hat{R}(\omega + \omega_0) \right\} \right] - \sqrt{2} \left[\frac{1}{2} \frac{V_0}{R_0^2} \hat{r}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{V_0}{R_0^2} \hat{r}(\omega + \omega_0) \right] + \hat{i}_R(\omega) + \hat{i}_A(\omega)$$
(4.33)

となる。 (4.32) 式を $\sqrt{2}\cos(\omega_0 t)$ で復調し、 $\omega = \pm 2\omega_0$ のまわりの成分をローパスフィルタで除去すると

$$\begin{split} \hat{I}_{\mathrm{sq}}^{\mathrm{cos}}\left(\omega\right) &= \left\{\frac{V_{0}}{R_{0}}\delta\left(\omega\right) - \frac{V_{0}}{R_{0}^{2}}\Delta\hat{R}\left(\omega\right) - \frac{V_{0}}{R_{0}^{2}}\Delta\hat{R}\left(\omega\right)\right\} + \frac{\sqrt{2}}{2}\left\{\hat{i}_{R}\left(\omega-\omega_{0}\right) + \hat{i}_{R}\left(\omega+\omega_{0}\right) + \hat{i}_{A}\left(\omega-\omega_{0}\right) + \hat{i}_{A}\left(\omega+\omega_{0}\right)\right\} \\ \mathbf{\hat{e}} \mathbf{\hat{e}} \mathbf{\hat{e}} \mathbf{\hat{s}}_{\mathbf{\hat{s}}} \mathbf{\hat{s}} \mathbf{\hat{s}}$$

よって、信号のパワースペクトル密度は

$$\hat{i}_{\rm S}^2(\omega) = \frac{V_0^2}{R_0^4} \Delta \hat{R}^2(\omega)$$
(4.35)

である。ノイズパワースペクトル密度は

$$\hat{i}_{N}^{2}(\omega) = \hat{i}_{N1}^{2}(\omega) + \hat{i}_{N2}^{2}(\omega)$$
(4.36)

である。ここで

$$\hat{i}_{N1}^{2}(\omega) = \frac{V_{0}^{2}}{R_{0}^{4}} \hat{r}^{2}(\omega)$$
(4.37)

で、

$$\hat{i}_{N2}^{2}(\omega) = \frac{1}{2} \left\{ \hat{i}_{R}^{2}(\omega - \omega_{0}) + \hat{i}_{R}^{2}(\omega + \omega_{0}) + \hat{i}_{A}^{2}(\omega - \omega_{0}) + \hat{i}_{A}^{2}(\omega + \omega_{0}) \right\}$$
(4.38)

である。先ほどと同様、 $\hat{i}_{N1}^2(\omega)$ 、は TES の抵抗の揺らぎ r に起因するノイズ、 $\hat{i}_{N2}^2(\omega)$ はジョンソンノイズ、読み出し系ノイズを表す。

ここで、信号の帯域を ω_s とした時に、 $-\omega_s \le \omega \le \omega_s$ の範囲内で $\hat{i}_R^2(\omega - \omega_0)$ 、 $\hat{i}_R^2(\omega + \omega_0)$ が一定だとみなせると すると、(4.38) 式は

$$\hat{i}_{N2}^{2}(\omega) = \hat{i}_{R}^{2}(\omega_{0}) + \hat{i}_{A}^{2}(\omega_{0})$$
(4.39)

と書ける。よって、交流駆動の場合の S/N 比は

$$(S/N)_1^2 = \frac{\Delta \hat{R}^2(\omega)}{\hat{r}^2(\omega)}$$
(4.40)

$$(S/N)_{2}^{2} = \frac{V_{0}^{2}}{R_{0}^{4}} \frac{\Delta \hat{R}^{2}(\omega)}{\hat{i}_{R}^{2}(\omega) + \hat{i}_{A}^{2}(\omega)}$$
(4.41)

となる。

(4.28) 式、(4.29) 式と(4.41) 式、(4.41) 式を比較すると、TES の抵抗値 r に起因するノイズに関しては、直流駆動 と交流駆動で違いはないのがわかる。電流性ノイズに関しては、直流駆動時には $\omega = 0$ 付近のノイズレベル、交流駆動時には $\omega = \omega_0$ 付近のノイズレベルで S/N 比が決まることになる。



図 4.11: 定電圧バイアス回路でのノイズの等価回路

なお、*ω*₀ で信号に変調をかけた時の出力電流の周波数空間での、(4.33) 式を見るとわかる通り、ジョンンソンノイズは変調を受けない。また、ジョンソンノイズはホワイトノイズである。そのため多素子からの信号を加算する場合はジョンソンノイズを加算しないように、各素子の定電圧バイアス回路にバンドパスフィルタを入れる必要がある。

4.3 これまで開発してきた交流駆動回路の課題

直流駆動とは違い、カロリメータの交流駆動には、カロリメータのパルスハイトよりも大きな交流電流で常に TES をバイアスしなければならないため、SQUID には大きなスルーレートが要求される。そのため我々は SQUID 自体の 帯域を増やすために多入力 SQUID を開発してきたと同時に、SQUID 読み出し用の低ノイズ、高スルーレート、高ダ イナミックレンジの信号処理回路を開発してきた。この節では我々の研究室が開発してきた回路とそれらが持ってい た問題点を端的にまとめ、説明する。

カロリメータのエネルギー分解能は ETF 状態での熱化時定数や動作温度、熱容量で大体決まってくるが、時定数 は約 10-100 μ s 程度であり、周波数に換算すると数 10 kHz となる。FDM によるカロリメータ交流駆動を実現するに はカロリメータの熱化よりも十分早い周波数でバイアスする必要があり、熱化時定数が早いほどカロリメータのエネ ルギー分解能は良くなるので、室温部の読み出し回路への要求としては、数 100 kHz~数 MHz 帯域での安定駆動が 必要である。また、現状のパルスハイトは数 10 μ A 程度であるが、パルスハイトが大きい方が、パルスハイトとノイ ズの比で表される S/N 比が良くなり、エネルギー分解能が良くなる。交流駆動下では、カロリメータのパルスハイト よりも大きい電流でカロリメータをバイアスする必要があるために、読み出し回路系への要求として、数 100 μ A の 安定供給、安定読み出しが課される。以上から、SQUID を含めたカロリメータの読み出し回路には 1 MHz 以上での 交流駆動、300 μ A/ μ s の高スルーレート、SQUID の安定動作 (FLL) が要求されることになる。

我々は多チャネル入力に対応した SQUID を開発 [20, 31] していて、木村 [15] が多入力 SQUID の性能評価を行っ ている。多入力 SQUID 自体の帯域は MHz 以上であり、カロリメータの交流駆動が可能であることが分かっている。 SQUID 自体よりも SQUID を読み出す室温部の回路系が、要求されるスペックに応えられていないという問題点が あった。

これらの点を踏まえ、我々の研究室では SQUID を含めた TES カロリメータ信号多重読み出し回路の研究を重ねて きた。例えば益居 [17] は室温部の読み出し回路の高帯域化に取り組み、信号増幅部とフィードバック部のパラメタの 最適化を行った結果、500 kHz での SQUID 駆動に成功している。益居によると、交流駆動の際に問題になったのが高 周波帯域での SQUID フィードバック (FLL) の実現である。室温部回路内および信号検出を行う室温部から SQUID がある低温部へフィードバックするときに生じる配線による位相回りによって、帯域が数 100 kHz にリミットされて いた。室温部と低温部を結ぶ配線の長さを数 10 cm 程度に短くすれば位相の遅れは無視できるが、DIOS 衛星を始め とする衛星搭載機器では読み出し回路部から極低温部までの配線長さを約 1 m と想定しており、配線位相回りの原因 となる寄生インピーダンスは絶対に消すことができない成分であるため、この問題を回避することはできない。そこ で我々は、配線長による位相回り問題を克服し、数 MHz の帯域でも正常に SQUID をフィードバックできる読み出 し回路を開発した [9]。この回路の動作原理を次節に述べる。本論文ではこの回路を用いて TES カロリメータの交流 駆動下での X 線信号の取得を試みた。

4.4 信号多重化回路 (BBFB 回路) の概要

TES 型 X 線マイクロカロリメータの信号多重化を実現するためには、低温部と室温部を結ぶ 1m 以上の配線や室温 回路による位相遅れの問題を解決し、数 MHz の帯域でも SQUID に安定してフィードバックをかける駆動回路が必要 である。そこで我々は振幅変調 (AM:Amplitude Modulation)を応用した技術を用い、MHz 帯域でも正確なフィード バックを実現する回路を開発した [9]。この回路をアナログベースバンドフィードバック回路 (BBFB 回路) と呼ぶ。本 章では BBFB 回路の原理、実際に作成した 4 入力の BBFB 回路について説明する。BBFB 回路のアイデアは、VTT と SRON から提示されたものであるが、実用回路化したのは我々の研究室が初めてである。

4.4.1 BBFB 回路の原理

前節の課題から、TES カロリメータ信号多重読み出し回路への要求は、1 MHz 以上での FLL の実現、数 100 μ A/ μ s の高スルーレート、電流のノイズレベル $\ll 50 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ である。しかし、MHz 帯域での FLL を考えると配線間位相

回りの問題を解決しなければならない。そのため振幅変調で搬送波 (キャリア)を印加、除去することによってキャリアの位相を自由に調節できるようにする方式を採用した。これを我々は BBFB(Base Band Feed-Back) 方式と呼ぶ。

通常の FLL の動作回路の場合、SQUID 出力をプリアンプで増幅後フィードバック抵抗を介してフィードバックコ イルに入力される。BBFB 方式の場合は、SQUID 出力を位相検波器で復調、つまりキャリアを除去したのち増幅し たものを出力とする。さらにフィードバック部で再変調しフィードバックする。復調、再変調時の搬送波の印加、除 去は外部波形発生器から行う。わざわざ搬送波の復調、再変調を行うのは、復調し位相の情報を一旦失わせた後に再 変調することで搬送波の位相を自由に調節できるようになるからである。これらの処理は TES の信号 (X 線パルス) の位相を送らせてしまうが、信号の帯域は 10 kHz 程度であるため問題にはならない。これにより位相の遅れを補償 したフィードバックを実現することができる。図 4.12 に BBFB 回路のダイアグラムを示す。我々は BBFB 方式で SQUID の駆動を行うことを目的に装置開発を行なってきた。図 4.13 に実際に作成した 4 入力 BBFB 回路の写真を示 す。4 入力 BBFB 回路は 4 素子の信号多重化に対応しており、位相検波部、信号増幅部、フィードバック部が 4 組並 列につながっている。各部分の詳細を以下に示す。



図 4.12: BBFB 回路のダイアグラム。入力電流を SQUID で電圧変換しプリアンプで増幅し、PSD と LPF で MHz 帯 の搬送波を除去した後に積分器で増幅して出力を得る。フィードバックは乗算器で搬送波を印加しフィードバック抵 抗を介して電流に変換され SQUID に入力される。プリアンプ出力、積分器出力 (V_{FLL})、フィードバック出力 (V_{FB}) はオシロスコープでモニタできるようになっており、これを参照しながら位相調整を手動で行う。4 入力 BBFB 回路 なので、点線で囲った部分が 4 組み並列につながっている。

前置アンプ (プリアンプ)

SQUID の出力電圧は低温部と室温部をつなぐ長い (1 m 程度を想定) 配線を経て室温部の前置アンプ (プリアンプ) へと入力される。このとき AC 結合で直流電圧成分をカットした後に増幅する方式をとる。プリアンプは入力イン ピーダンスが 1 MΩ の差動入力になっていて、SQUID(約数 100 μ V_{pp}) 出力を 100 倍に増幅する。また、プリアンプ は SQUID からの微小電圧を直接受けるので低ノイズのものを使用する (設計値では 0.5 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$)。4 入力 BBFB 回 路には nF 社製の超低雑音差動 FET 増幅器 JPM40049-1(SA-421F5 改造品) を使用している。

位相検波部 (PSD+LPF)

次に位相検波部で搬送波と信号を分離する作業を行う。位相検波器は外部波形発生器からの方形波又は正弦波を参照とした同期検波 (PSD:Phase Sensitive Detector) であり、同期された搬送波は 100 kHz の LPF(Low-Pass Filter)

4.4. 信号多重化回路 (BBFB 回路) の概要

で除去される。信号は周波数帯域が 10 kHz 程度であるから LPF の影響を受けず、信号のみを検出することができ る。通常 PSD とはキャリアカットの LPF を含めた名称だが、本論文では便宜的に PSD(位相検波部) と LPF をあえ て別個に扱うことにする。参照する方形波は nF 社製の波形発生装置 WF1974 を使用した。また、位相検波には nF 社製の位相検波器 JPM40049-2(CD-552R4 改造品) を使用している。

信号増幅部

搬送波を除去した次は信号増幅部で昇圧し、出力電圧を得る。信号増幅部はLPF出力を直接受けるので搬送波の 落とし損ないをさらに減少させる目的で、LPFを兼ねた積分器を信号増幅部として採用する。積分器キャパシタは4 点切り替えで容量を100 pF、200 pF、500 pF、1000 pF に変更できるようになっていて、回路の安定度やゲイン調 節などを行うことができる。積分器での出力が、我々が得るべき復調された信号出力である。

フィードバック部

積分器出力は再変調部で外部のキャリア波形発生器からの信号と乗算器によって再変調される。乗算部は2つのIC から構成されていて、前段乗算器 AD734 でキャリアを印加、後段高速アンプ THS3091 で増幅したのちフィードバッ クを行う。このとき SQUID 内の磁束が打ち消されるように再変調の位相を外部のキャリア波形発生器で調節するこ とによって、配線の位相回りをキャンセルした正確なフィードバックを実現することができる。キャリア波形の発生 も位相検波部と同様に WF1974 を用いた。再変調波はフィードバック抵抗で電流に変換され、SQUID のフィードバッ クコイルで磁束に変換され SQUID に入力される。フィードバックの on/off は回路についているトグルスイッチによ り手動で行う。



図 4.13: 4 入力 BBFB 回路の写真。外部との接続は BNC ケーブルで行う。プリアンプはこの回路の外部にあり、測定の種類によって作成したシールドボックスの内部に設置し使用した。

4.4.2 BBFB 回路のゲイン

BBFB 回路のループゲイン

図 4.14 に BBFB 回路におけるループゲインの周波数依存性を示す。復調、再変調を行なってフィードバックを書けるため、MHz 帯の搬送波の周波数範囲にのみゲインがある。

BBFB 回路の各部分のゲインを表 4.1 に示す。また、SQUID を含めた BBFB 回路のゲインのダイアグラムを図 4.15 に示す。SQUID と BBFB 回路からなる系のループゲイン \mathcal{L}_{BBFB} は各部部分のゲインの積で表される (付録 B)。

$$\mathcal{L}_{\rm BBFB} = \frac{V_{\Phi}G_{\rm PFD}G_{\rm LPF}G_{\rm int}G_{\rm mod}}{R_{\rm FB}}\frac{M_{\rm FB}}{\Phi_0}$$
(4.42)



図 4.14: BBFB 回路のループゲインの周波数依存性。 f_1, f_2, f_3, f_4 は TES カロリメータを駆動する MHz 帯の周波数 であり、その部分にのみ感度を持つ。

名称	記号 (図 4.15 参照)	ゲイン	備考		
プリアンプ	G_{pre}	100(設計値)			
PSD(位相検波)	G_{PSD}	1			
LPF	G_{LPF}	$\frac{1}{\sqrt{1+(2\pi f R C)^2}}$	$R=4.75~\mathrm{k}\Omega,~C=330~\mathrm{pF}$		
積分器 (フィードバック on 時)	G_{int}	$\frac{10}{2\pi fRC}$	$R = 16.2 \text{ k}\Omega, C = 100 - 1000 \text{ pF}$		
乗算器 (再変調部)	G_{mod}	$V_{ m FB}$	乗算器に印加する参照波の振幅		
フィードバック抵抗	R_{FB}	51 $k\Omega$			

表 4.1:4 入力 BBFB 回路のゲイン一覧



図 4.15: BBFB 回路のゲインのダイアグラム。

また、フィードバック時の入力線形性(閉ループゲイン)を現す式は、通常のフィードバック系の式を応用して、

$$V_{\text{out}} = \frac{R_{\text{FB}}\Phi_0}{G_{\text{mod}}M_{\text{FB}}} \frac{\mathcal{L}_{\text{BBFB}}}{1 + \mathcal{L}_{\text{BBFB}}} \frac{M_{\text{in}}}{\Phi_0} I_{\text{in}}$$
$$= \frac{\mathcal{L}_{\text{BBFB}}}{1 + \mathcal{L}_{\text{BBFB}}} \frac{R_{\text{FB}}M_{\text{in}}}{G_{\text{mod}}M_{\text{FB}}} I_{\text{in}}$$
(4.43)

となる。 $I_{\rm in}$ は TES を流れる電流である。 $\mathcal{L}_{\rm BBFB} \gg 1$ の場合、

$$V_{\rm out} \simeq \frac{R_{\rm FB}}{G_{\rm mod}} \frac{M_{\rm in}}{M_{\rm FB}} I_{\rm in}$$
(4.44)

$$\equiv \Xi I_{\rm in} \tag{4.45}$$

となることから、電流-電圧変換係数 (閉ゲイン) Ξ はフィードバック抵抗と再変調部のゲイン、SQUID の入力コイ ルとフィードバックコイルの比で決まる定数となる。

実際には入力電流は振幅 $I_{in,pp}$ の MHz 帯交流電流であり、出力される信号は復調された積分器出力 $V_{FLL,rms}$ であるので、入力電流を実効値に換算した場合の電流-電圧変換係数 Ξ_{rms} は、

$$V_{\rm FLL,rms} \simeq \frac{R_{\rm FB}}{G_{\rm mod}} \frac{M_{\rm in}}{M_{\rm FB}} I_{\rm in,pp}$$

$$(4.46)$$

$$= \Xi \times 2\sqrt{2} \times I_{\text{in.rms}} \tag{4.47}$$

$$\equiv \Xi_{\rm rms} I_{\rm in, rms} \tag{4.48}$$

から、
$$\Xi_{
m rms}=rac{R_{
m FB}}{G_{
m mod}}rac{M_{
m in}}{M_{
m FB}} imes 2\sqrt{2}$$
となる。

TES、LC フィルタを含めた BBFB 回路の入出力の関係



図 4.16: TES カロリメータ、LC フィルタ、BBFB 回路からなる回路系。例えば N 素子の多重化を考える場合、図の 点線で囲まれた部分が N 組だけ並列につながっている。

BBFB 回路を用いて TES カロリメータを交流駆動する場合の回路を図 4.16 に示す。波形発生器からの入力電圧 $V_{in,pp}$ は、室温部のバイアス抵抗 $R_b(10 \text{ k}\Omega)$ の抵抗を介して電流となり LC フィルタに入力される。RLC 直列共振回 路のインピーダンス Z_{RLC} は、

$$Z_{\rm RLC}(\omega) = R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C}$$
(4.49)

となる。

信号多重化する素子数だけ TES カロリメータと LC フィルタが並列につながので、N 素子の信号多重化を考える と、RLC 直列回路のインピーダンスを $Z_{RLC,n}$ 、入力コイルのインダクタンスを L_{in} とすると、RLC 直列共振回路と 入力コイルからなる系のインピーダンス Z_{sq} は、

$$Z_{\rm sq}(\omega) = \frac{1}{\sum_{n=1}^{N} \frac{1}{Z_{\rm RLC,n}(\omega)}} + i\omega L_{\rm in}$$

$$(4.50)$$

となるので、シャント抵抗が抵抗成分しか持たないと仮定すると、シャント抵抗も含めた低温部の回路の合成イン ピーダンス Z_{all} は、

$$Z_{\rm all}(\omega) = \frac{R_{\rm s} Z_{\rm sq}(\omega)}{R_{\rm s} + Z_{\rm sq}(\omega)} \tag{4.51}$$

とかける。MHz帯では $R_b \gg Z_{all}$ なので、入力側のインピーダンスはバイアス抵抗が支配的となるように R_b の値を決める。そこで、バイアス抵抗を流れる電流 I_{tb} は、

$$I_{\rm tb,pp}(\omega) = \frac{V_{\rm in,pp}}{|R_{\rm b} + Z_{\rm all}(\omega)|} \simeq \frac{V_{\rm in,pp}}{R_{\rm b}}$$
(4.52)

となり、搬送波の周波数によらない値となる。ここから SQUID の入力コイルに流れる電流 $I_{
m sq,rms}(\omega)$ は以下の様 に書ける。

$$I_{\rm sq,rms}(\omega) = \left| \frac{R_{\rm s}}{R_{\rm s} + Z_{\rm sq}(\omega)} \right| I_{\rm tb,rms}$$
(4.53)

$$= \left| \frac{R_{\rm s}}{R_{\rm s} + Z_{\rm sq}(\omega)} \right| \frac{I_{\rm tb,pp}}{2\sqrt{2}}$$

$$\tag{4.54}$$

(4.48)式で求めた電流-電圧変換係数 $\Xi_{\rm rms}$ を用いると、積分器出力 $V_{\rm FLL,rms}$ との関係は

$$V_{\rm FLL,rms}(\omega) = \Xi_{\rm rms} \times I_{\rm sq,rms}(\omega) \tag{4.55}$$

$$\longleftrightarrow I_{\rm sq,rms}(\omega) = \frac{V_{\rm FLL,rms}(\omega)}{\Xi_{\rm rms}}$$
(4.56)

と表せるので、積分器出力を測定することで SQUID の入力コイルを流れる電流 $I_{sq,rms}$ を見積もる事ができる。 また BBFB 回路を用いた測定ではフィードバック出力もモニタしている。フィードバックオンの時、フィードバッ クコイルを流れる交流電流 $I_{FB,pp}$ が SQUID に作る磁束 Φ_{FB} と入力コイルを流れる交流電流 $I_{sq,pp}$ が SQUID に作る 磁束 Φ_{in} は同地であるので、フィードバック信号の振幅を $V_{FB,pp}$ とすると、

$$I_{\rm sq,pp} M_{\rm in} = I_{\rm FB,pp} M_{\rm FB} \tag{4.57}$$

$$\rightarrow \quad \frac{V_{\rm FB,pp}}{R_{\rm FB}} M_{\rm FB} = I_{\rm sq,pp} M_{\rm in} \tag{4.58}$$

から、

$$I_{\rm sq,rms} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{M_{\rm FB}}{M_{\rm in}} \frac{V_{\rm FB,pp}}{R_{\rm FB}}$$

$$\tag{4.59}$$

とかける。フィードバック出力を測定することでも SQUID の入力コイルを流れる電流 $I_{
m sq,rms}$ を見積もる事ができる。

LC フィルタの共振点での TES カロリメータの抵抗値

LC フィルタのインピーダンスは共振点では 0 であり、他の並列につながっている LC フィルタのインピーダンス Z_{RLC} は、 $R_{\text{s}} \ll Z_{\text{RLC}}$ であると仮定する。つまり、(4.50)式から $Z_{\text{sq}} \simeq R_{\text{TES}}$ となる。ある LC フィルタの共振周波 数で交流駆動すると、そのバイアス電流は共振点の LC フィルタがついている TES カロリメータとシャント抵抗の みに流れる。つまり、TES を流れる電流は $I_{\text{TES}} = I_{\text{sq}}$ となる。以上から TES の抵抗値 R_{TES} は、

$$R_{\rm TES} = \left(\frac{I_{\rm tb,rms}}{I_{\rm sq,rms}} - 1\right) R_{\rm s}$$
(4.60)

$$= \left(\frac{I_{\rm tb,pp}}{I_{\rm sq,rms}}\frac{1}{2\sqrt{2}} - 1\right)R_{\rm s} \tag{4.61}$$

$$= \left(\frac{V_{\rm in,pp}}{V_{\rm FLL,rms}}\frac{\Xi_{\rm in}}{R_{\rm b} \times 2\sqrt{2}} - 1\right)R_{\rm s}$$

$$(4.62)$$

となる。これは BBFB 回路のループゲインが 1 よりも十分に大きいことを仮定している。 また、FB 出力 V_{FB} からも見積もることができる。(4.59) 式から、

$$R_{\rm TES} = \left(\frac{V_{\rm in,pp}}{R_{\rm b}} \frac{R_{\rm FB}}{V_{\rm FB,pp}} \frac{M_{\rm in}}{M_{\rm FB}} - 1\right) R_{\rm s}$$

$$\tag{4.63}$$

となる。

4.4.3 本論文で使用した 4 入力 BBFB 回路のノイズ

我々が開発した4入力 BBFB 回路の作る電圧ノイズから入力換算のノイズを見積もる。付録 B から、フィードバックオン (閉ループ)時は出力部よりもフィードバック部のノイズが加算される。BBFB 回路のフィードバック部は乗 算器と後段アンプがそれに当たる。表 4.2 に各部分のノイズレベル (設定値)を示す。

表 4.2:4 入力 BBFB 回路のノイズレベル一覧 (設計値)			
名称	記号	ノイズレベル	備考
プリアンプ	$V_{\rm n,pre}$	$0.5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	JPM40049-1
積分器	$V_{ m n,int}$	$4.5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	積分器に使用しているアンプ (OPA627)
乗算器	$V_{\rm n,mod}$	$1.0~\mu\mathrm{V}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$	AD734
後段アンプ	$I_{\rm n, latter}$	$17 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$	THS3091

SQUID のトランスインピーダンスゲイン Z_{tran} とする。付録 B を参考にすると、プリアンプの入力電流換算ノイズ $I_{n,pre}$ 、積分器の入力電流換算ノイズ $I_{n,int}$ は、

$$I_{\rm n,pre} = \frac{V_{\rm n,pre}}{Z_{\rm tran}} \tag{4.64}$$

$$I_{\rm n,int} = \frac{V_{\rm n,int}}{G_{\rm pre} Z_{\rm tran}}$$
(4.65)

と書ける。また、乗算器がつくるノイズはフォードバック抵抗を介して電流として加算されるので、乗算器の入力 電流換算ノイズ I_{n,mod} は、

$$I_{\rm n,mod} = \frac{V_{\rm n,mod}}{R_{\rm FB}} \tag{4.66}$$

となる。

トランスインピーダンスゲイン Z_{tran} が 100 Ω の SQUID を BBFB 回路で動作する場合を考える。表 4.1、4.2 を用 いてノイズレベルを計算すると、出力部が作る入力電流換算ノイズは 5.0 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 、フォードバック部が作る入力電 流換算ノイズは 26 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$ となる。BBFB 回路が作るノイズは大方フィードバック部の IC がつくるノイズと考え て良い。

また表に 4 入力 BBFB 回路の主な仕様を示す (ゲインについては表 4.1、ノイズについては表 4.2 に示す)。

表 4.3: 4 入力 BBFB 回路の主な仕様		
入;	力増幅部	
入力インピーダンス	$1~\mathrm{M}\Omega\pm5\%(f=1~\mathrm{kHz})$	
周波数特性	$10~{\rm Hz}\sim 30~{\rm MHz}$	
出力インピーダンス	$50~\Omega\pm5\%(f=100~\mathrm{kHz})$	
最大出力電圧	$5~\mathrm{V_{pp}}$ 以上	
 位相	相検波部	
推奨動作周波数範囲	900 kHz~1.8 MHz	
出力オフセット電圧	$\pm 15 \text{ mV以内} (f = 1 \text{ MHz})$	
LPF 遮断周波数	100 kHz±10% 以内	
最大出力電圧	10 V 以上	
信号処理部	(積分器と乗算器)	
積分器用 OP アンプ	OPA627(TI 社)	
アナログ乗算器	AD734(AD 社)	
FB 出力用 OP アンプ	THS3091(TI 社)	
FLL 出力最大電圧	10 V 以上	
FLL 出力負荷抵抗	10 kΩ以上	
FB 出力最大電圧	5 V 以上	
FB 出力負荷抵抗	$50 \ \Omega$	

第5章 TESカロリメータ交流駆動に向けた試験

5.1 測定の目的と評価方法

TES カロリメータの交流駆動には、

- 1. TES カロリメータ
- 2. 多入力 SQUID
- 3. シャント抵抗
- 4. LC バンドパスフィルタ
- 5. BBFB 回路

が必要である。BBFB 回路については TES カロリメータの交流駆動に十分なゲイン、ノイズレベルが得られていることが確認されている [9, 27]。そこでまだ評価されていないその他のコンポーネントについて作成、評価を行い交流駆動に向けての準備を整える。

5.1.1 液体ヘリウム温度 (4.2 K) での評価

多入力 SQUID、シャント抵抗、LC フィルタの三つのコンポーネントについては、液体ヘリウムに直接素子を挿入し、4.2 K の環境で評価を行う。

多入力 SQUID

本実験で用いる 4 入力電流加算型 SQUID の詳細は第 3.3 節に示す。この 4 入力 SQUID については SQUID(ISAS-B10)の評価については行われているが [24]、この SQUID を BBFB 回路での動作を確認していない。そこで、4 入力 SQUID を BBFB 回路を用いてフィードバックをかけ、電流-電圧変換係数 (閉ゲイン)、ノイズレベルを評価すること で、この SQUID について BBFB 回路を用いた動作確認を行う。

シャント抵抗

4 入力電流加算型 SQUID には、基板上に TES の擬似定電圧バイアス用のシャント抵抗が成膜されている。設計値 は低温環境 (4.2 K 以下) で 20 mΩ であるが、実測されていない。そこで、シャント抵抗の両端に電流を流しその両 端に生じる電圧を測定する四端子測定により抵抗値を実測した。

LC フィルタ

TES カロリメータを交流駆動するためにはそれぞれの素子に狙った交流バイアスをかけるためのバンドパスフィル タが必要である。そこで LC 直列共振を利用した LC バンドパスフィルタを自作した。このフィルタの共振周波数、 寄生成分、Q 値などを評価することで、設計にフィードバックし極低温で動作する LC フィルタを作成することを目 的とする。

5.1.2 極低温環境 (~100 mK) での評価

TES カロリメータについては冷凍機を用いた極低温での評価を行う。例えば、TES の抵抗 R_{TES} は、TES の温度 Tに依存する (R - T 特性) だけでなく、TES を流れる電流 I_{TES} にも依存する (I - V 特性)。これは TES カロリメー タを直流バイアスで動作させた場合であり、交流駆動において同様の性質を示すかは自明ではない。つまり交流駆動 の特性と直流駆動での特性に相違点があるか、無いかを判断するためにも TES カロリメータの直流駆動での特性を 評価しておく必要がある。以上のことから、液体ヘリウム温度で評価を行った 4 入力 SQUID とシャント抵抗を用い て TES カロリメータの直流駆動による特性を調べる。

TES カロリメータの性質を知るために調べるべき特性には、主にR - T特性、I - V特性、臨界電流、パルス特性、ノイズ特性の5種類がある。以下にそれらの特性とその測定方法を示す。

R-T特性

TES の温度 T と抵抗値 R の関係を R - T 特性と呼ぶ。R - T 特性を調べることで転移温度 T_c がわかり、温度計 の感度 α を計算できる。本論文では抵抗値が常伝導抵抗の 50% となる温度を転移温度と定義する。ただし、測定で きる温度は熱浴の温度であるため、ジュール発熱により熱浴と TES の間に温度勾配が生じないよう、TES に流す電 流 (TES にかかる電圧) は小さくする必要がある。

測定方法には二種類ある。一つは、TES にある電流を流してその両端に生じる電圧を測定する、いわゆる4端子測 定である。この方法は、TES に正のフィードバックがかかることになるので熱浴の温度の揺らぎに対して TES の温度 が不安定になるが、R の絶対値を求めることができるという長所がある。もう一つの方法は、TES に定電圧をかけて 電流の変化を SQUID 電流計で測定する方法である。実際には、X 線照射時と同様に TES に並列にシャント抵抗 R_s を入れ、一定のバイアス電流 I_{tb} を流して測定を行うので、R はシャント抵抗 R_s に対する相対的な値としてしか求 まらないが、TES には負のフィードバックがかかるために熱浴の温度揺らぎに対して安定であるという長所を持つ。 本試験では、R – T 特性は後者の方法のみで測定を行う。

I-V特性

I - V特性とは、熱浴温度 T_{bath} 一定のもとでの、TES 両端の電圧 V と TES を流れる電流 I の関係である。測定は熱浴温度 T_{bath} を一定に保ち、バイアス電流 I_{tb} を変化させたときの TES を流れる電流 I_{TES} を調べることで行う。この時、

$$R = \left(\frac{I_{\rm tb}}{I_{\rm TES}} - 1\right) R_{\rm s} \tag{5.1}$$

の関係があるため、既知である R_s を代入することで各測定ての R が求まる。TES の両端の電圧は V = RI と表されることから、この結果より TES の $V \ge I$ の関係が求まる。I = V 特性から以下のように熱伝導度 G、熱伝導度の温度依存性のべき n、ループゲイン \mathcal{L} 、温度計感度 α を求める事ができる。特に断らない限り、G は TES の遷移端中では一定だとみなせるとし、転移温度のでの熱伝導度 $G(T_c)$ で代表させることとする。

I = V特性から求めた α は一般に R = T特性から求めた α より小さい。これは、I = V測定時には TES を流れて いる電流が大きいためであり、X 線照射時の α は I = V測定時の α に近い。

熱伝導度 G とその温度依存性のべき n の決定

熱伝導度は異なる複数の熱浴温度 T_{bath} において I - V 特性を求めることで計算できる。TES の温度を T とすると、ジュール発熱と熱浴との熱伝導のつりあいの式は

$$P_{\rm b} = \frac{GT}{n} \left(1 - \left(\frac{T_{\rm bath}}{T}\right)^n \right) \tag{5.2}$$

5.1. 測定の目的と評価方法

と表せる。以上より、2つ以上の異なる T_{bath} に対して P_{b} を求めれば G、n をフィットにより求めることがで きる。 $(T - T_{\text{bath}})$ が TES の転移幅 (~数 mK) より十分大きければ T は TES の抵抗値によらず一定だとみな せるので、

$$P_{\rm b} \simeq \frac{GT_{\rm c}}{n} \left(1 - \left(\frac{T_{\rm bath}}{T_{\rm c}}\right)^n \right) \tag{5.3}$$

と近似できる。したがって、 T_{bath} が一定ならば TES の抵抗値によらず P_{b} はほぼ一定となる。

ループゲイン *L*、温度計感度 α の決定

TESの周波数0におけるインピーダンスをZ = dV/dIで定義する。すると、

$$\frac{d\ln P_{\rm b}}{d\ln R} = \frac{d\ln V + d\ln I}{d\ln V - d\ln I} = \frac{dV/V + dI/I}{dV/V - dI/I} = \frac{Z + R}{Z - R}$$
(5.4)

が成り立つ。一方、I - V測定時のI、V、Rの関係においては、

$$\frac{d\ln P_{\rm b}}{d\ln R} = \frac{R}{O_{\rm b}} \frac{dT}{dR} \frac{dP_{\rm b}}{dT} = \frac{GT}{P_{\rm b}\alpha} = \frac{1}{\mathcal{L}}$$
(5.5)

も成立する。ここで、I-V測定時では定常状態のI、R、Vの関係を測定しているので

$$\frac{dP_{\rm b}}{dT} = G \tag{5.6}$$

が成り立つことを用いた。このように TES のループゲイン \mathcal{L} は I = V 特性から得られる R、Z を用いて

$$\mathcal{L} = \frac{Z - R}{Z + R} \tag{5.7}$$

と書ける。そこで、 $Z \ge R$ から各測定点での \mathcal{L} を求めることができる。さらに、

$$\mathcal{L} = \frac{P_{\rm b}\alpha}{GT} \simeq \frac{P_{\rm b}\alpha}{GT_{\rm c}} \tag{5.8}$$

であるから、 \mathcal{L} 、 $P_{\rm b}$ 、G、 $T_{\rm c}$ を用いて、I - V測定時の α を求めることができる。この方法の欠点は、 α が大きい時には Z + R が 0 に近付くため、誤差が大きくなることである。

• *I* – *V* 測定時の *R* – *T* 特性と温度計感度 α の決定

(2.9) 式で見たように、平衡状態では TES のジュール発熱 Pb と熱伝導による熱浴への排熱は

$$P_{\rm b} = \frac{G_0}{n} \left(T^n - T^n_{\rm bath} \right) \tag{5.9}$$

とつりあっている。これは、

$$T = \left(T_{\text{bath}}^n + \frac{nP_{\text{b}}}{G_0}\right)^{1/n} \tag{5.10}$$

と書き直せるので、I - V曲線上の各点のジュール発熱 $P_{\rm b}$ を用いてそれぞれの点での TES の温度 Tを計算することができる。以上のようにして得られた (R,T) のデータから α を求めることができる。

(5.10)式で求めた温度 T、は G、nに強く依存するため、 ≤ 10 mK の精度を得るのは難しい。但し、 α の導出では Tの絶対値ではなく各点での温度差のみを用いるため、比較的精度良く ($\sim 10\%$) α を決定することができる。

臨界電流

超伝導体は一般的に、ある量以上の電流を流すと超伝導状態が破れ常伝導になるという性質を持つ。この臨界値となる電流値を臨界電流 I_c と呼ぶ。臨界電流は TES の温度 Tと外部磁場 B の関数であり、TES のサイズや膜質にも依存する。TES の応答の電流依存性は I_c でスケールされるため、臨界電流は TES の性能に深く関係する物理量である。 測定は、熱浴温度 T_{bath} を転移温度 T_c より低く設定し TES を超伝導状態にしておき、電流を徐々に大きくしていくことで行う。超伝導が破れたときの電流値が温度 $T = T_{bath}$ での臨界電流 I_c である。

パルス特性

パルス特性は、TES カロリメータに X 線光子や電気的なパルス (ヒートパルスと呼ぶ) を入射した時の応答であり、 これによってカロリメータの応答関数 (responsivity) S_I とそのゆらぎ、すなわちエネルギー分解能 ΔE を知ることが できる。また、エネルギー E のパルスが入射した時の電流変化 ΔI は、

$$\Delta I = \frac{\alpha E}{CT} I \tag{5.11}$$

出力信号の立ち上がり時定数 $au_{
m eff}$ は、

$$\tau_{\rm eff} = \frac{C/G}{\mathcal{L}+1} \simeq \frac{nC}{\alpha G} \tag{5.12}$$

と書けるので、 C/α を求める事ができる。

熱浴温度が一定ならジュール発熱は動作点によらずほぼ一定であるので、

$$\Delta I \propto \alpha I \propto \frac{\alpha}{\sqrt{R}} \tag{5.13}$$

となり、TES の抵抗が小さいほどパルスハイトが大きくなることが期待される。

しかしながら、実際には様々な効果によりカロリメータの応答関数は理想的な場合からずれる。さらに、入射位置 依存性や熱化、熱拡散過程に由来するゆらぎのためにパルスごとにもばらつく。これらのずれやばらつきを調べるこ とで、実際の熱的、電気的応答を詳しく知ることが可能になる。

ノイズ特性

ノイズ特性は、信号入力がない時のカロリメータの応答である。ノイズの発生源が異なると大きさや周波数特性も 異なるので、その特性を調べることによってノイズの発生源を特定することが可能になる。

通常は信号 (パルスデータ) について最適フィルタ処理を適用することで TES からの信号のパルスハイト (PHA) を 求める。これを信号がない時のデータ (ノイズデータ) に対して最適フィルタ処理を適用することでノイズデータのパ ルスハイトの分布を計算できる (この分布は 0 にピークを持つ)。この分布の半値全幅 $\Delta I_{\text{baseline}}$ をベースライン幅と 呼ぶ。エネルギー *E* の X 線のパルスハイトが *I* の時、

$$\Delta E_{\text{baseline}} = \frac{E}{I} \Delta I_{\text{baseline}} \tag{5.14}$$

により、ベースライン幅を eV 単位に変換することができる。本論文では特に断らない限り、eV 単位で示したもの $(\Delta E_{\text{baseline}})$ を使用する。ベースライン幅は、実際のエネルギー分解能に占めるノイズの寄与を表している。これに 対して、

$$\Delta E_{\text{thermalization}} = \sqrt{\Delta E^2 - \Delta E_{\text{baseline}}^2} \tag{5.15}$$

はエネルギー分解能に対するノイズ以外の寄与を表し、具体的には、熱化、熱拡散過程や TES の抵抗値のイベント ごとのばらつきなどによる影響を表す。

52

カロリメータに固有なノイズ (フォノンノイズとジョンソンノイズ) や、SQUID ノイズなどの読み出しノイズの寄 与は個別に推定することができる。もしもベースライン幅がこれらの原因がわかっているノイズの寄与よりも大きい 場合、起源が明らかでないノイズが支配的であるということになる。このような起源不明のノイズを一般に超過ノイ ズ (excess noise) と呼ぶ。

5.2 液体ヘリウム温度での実験と結果

測定は液体ヘリウムデュワーと4Kプローブ(図5.1)を用いて、液体ヘリウムへ試料を直接挿入することで行った。



図 5.1:4 K プローブの写真。実験はこのプローブの先端に測定物をマウントし、液体ヘリウムデュワーに挿入する ことで、液体ヘリウムに直につけて行った。

5.2.1 SQUID チップ上のシャント抵抗測定

四端子測定で SQUID チップ上のシャント抵抗を実測した。本測定では Linear Research 社の LR-700 を用いて交 流電流で励起する方法 (交流抵抗ブリッジ方式) で測定を行った。

測定結果

表 5.1 に示すのが測定結果である。誤差は測定された抵抗値の揺らぎの最大値とし、室温、液体窒素温度 (77 K)、 液体ヘリウム温度 (4.2 K)の三点で測定を行った。

液体ヘリウム温度でのシャント抵抗の抵抗値は $21.49 \pm 0.01 \text{m}\Omega$ となった。これは設計値 $20 \text{m}\Omega$ とほぼ同等の値で あるといえる。今後の測定では、シャント抵抗の値として液体ヘリウム温度での測定値を用いる。

温度	抵抗值 [Ω]	誤差 [Ω]
室温 (~300 K)	7.542	± 0.001
液体窒素温度 (77 K)	2.4381	± 0.0001
液体ヘリウム温度 (4.2 K)	0.02194	± 0.000001

表 5.1: シャント抵抗の測定結果

5.2.2 擬似 TES 回路を用いた測定のセットアップ

4入力電流加算型 SQUID と自作した LC フィルタについて、BBFB 回路を用いた動作評価実験を行う。以下に測定のセットアップを示す。

液体ヘリウムステージ

液体ヘリウムにさらされるステージには擬似 TES(チップ抵抗)、LC フィルタ用のチップコンデンサ、4 入力 SQUID を用いた擬似 TES 回路を作成した。図 5.2 に液体ヘリウムステージの写真とその等価回路を示す。擬似 TES 用のチッ プ抵抗は ERJM1WSF20MU(20 mΩ)を二つ直列につなぎ 40 mΩ として使用した。このチップ抵抗は実際に動作点上 にある TES カロリメータを模擬している。また、このチップ抵抗は 4.2 K までの測定で抵抗値の変化が 10%以下であ ることが分かっている [9, p.130]。また LC フィルタ用のチップコンデンサは、室温領域で静電容量の温度依存性が小さ い COG 誘電体のキャパシタである、村田製作所 GRM31M5C1H473JA01L(47 nF)、GRM3195C1H223JA01D(22 nF) を使用した。LC フィルタ用のインダクタンスは SQUID チップ上にある。擬似 TES 用のチップ抵抗とシール基板は Nb 配線でつなぎ、LC フィルタ用のコンデンサは直接シール基板に半田づけした。シール基板と SQUID はアルミボ ンディングワイヤーでつながっている。シール基板からは、FPC lomm wire 中継基板、コネクタ、constantan loom wire(12pair) を経て、室温部へと配線されている。



図 5.2: 液体ヘリウムステージの写真 (左) とその等価回路 (右)。

擬似 TES 回路の設計値を表 5.2 に示す。LC フィルタの共振周波数 f_c は L の設計値 (500 nH) とシミュレーション 値 (470 nH) の二つについて求めた。これから便宜上、それぞれのフィルタの回路全部を含めて filter1、filter2 と呼ぶ。

表 5.2: 擬似 TES 回路のバラメータ (LC フィルタの設計値)				
名称	チップ抵抗 [mΩ]	$C [\mathrm{nF}]$	$f_{\rm c}$ [N	/IHz]
			$(L{=}500~\mathrm{nH})$	$(L{=}470~\mathrm{nH})$
filter1	40	47	1.038	1.071
filter2	40	22	1.517	1.565

図 5.3 に示すのが、4 K プローブに擬似 TES 回路をマウントした状態である。擬似 TES 回路マウント後は磁気シー ルドとしてクライオパームを装着する。

室温部

4K プローブの室温部分は図 5.4 の、まず Dsub25 に変換され、そこから BNC 端子に接続されている。また、SQUID の出力は直接プリアンプに入力され、プリアンプの出力がアルミダイキャストボックスの外へと BNC で出力される。



図 5.3:4 K プローブ先端部 (左) とクライオパーム装着後 (右)。

また、入力信号と FB 信号は余計な反射を防ぐため、以下全ての測定では 50 Ω で終端されている。

このダイキャストボックスから BNC ケーブルを介して BBFB 回路につながる。なお、本測定では BBFB 回路の 積分器キャパシタンスを 500 pF に固定して測定を行った。



図 5.4: 常温部アルミダイキャストボックスの内部。左についているのが出力信号増幅用のプリアンプ。

5.2.3 電流-電圧変換係数 (閉ゲイン)の測定

測定方法

測定した SQUID と BBFB 回路からなる回路系の模式図を図 5.5 に示す。まず SQUID の動作点を決めるために SQUID の $\Phi - V$ 測定を行った。フィードバックオフの状態で図 5.5 の波形発生装置から 1 kHz の正弦波を入力し、 プリアンプ後の出力をモニタした。表 5.3 に $\Phi - V$ 測定の設定を示す。

<u>表 5.3: Φ – V 測定時の設定</u>		
波形発生装置		
入力磁束	$\sim 1 \Phi_0$	
入力磁束周波数	$1 \mathrm{kHz}$	
波形	正弦波	

SQUID の動作点を決定し、この回路の電流-電圧変換係数 (閉ゲイン) を測定した。これはフィードバックオンの状態で、図 5.5 の波形発生装置から MHz 帯の正弦波を SQUID のフィードバックコイルに入力し、積分器出力をモニタする。入力信号の振幅を徐々に大きくしていき、フィードバックがかけられなくなったらそこで測定終了である。入力コイル側には LC フィルタがついており、その周波数特性がわかっていないため、任意の周波数で測定ができるフィードバック側から入力した。

測定結果のグラフを示す際の計算で使用したパラメータの値を表 5.4 に示す。



図 5.5: 測定に使用した回路系の模式図。測定にはオシロスコープは、デジタル・オシロスコープである LeCroy 社の WaveJet 324 を使用した。波形発生装置は nF 社の WF1974 を使用した。積分器のキャパシタは 500 pF とした。図 には省略してあるが SQUID 入力コイル側に擬似 TES と LC フィルタからなる回路がつながっている。

は 5.4. 電加・電圧交換の数点と C用 いた日コン か	-1-2-1	
名称	記号	値
入力コイルの相互インダクタンス	$M_{\rm in}$	76.2 pH^*
フィードバックコイルの相互インダクタンス	$M_{\rm FB}$	$101.6~\mathrm{pH^*}$
フィードバック抵抗	$R_{\rm FB}$	51 k Ω^\diamond
プリアンプゲイン	$G_{\rm pre}$	100^{\diamond}
_ 再変頂部ゲイン	G_{mod}	1*

表 5.4: 電流-電圧変換係数測定で用いた各コンポーネントのパラメータ

* 測定値 ◇ 設計値

 $\Phi - V$ 測定結果 (動作点の決定)

測定された $\Phi - V$ 特性を図 5.6 に示す。SQUID 出力は測定されたプリアンプ出力をプリアンプのゲインで割った 値、入力磁束はフィードバック抵抗とフィードバックコイルの相互インダクタンスから求めた。また、SQUID のバ イアス電流 $I_{\rm b}$ が 16 ~ 20 μ A の範囲で測定を行った。BBFB 回路のプリアンプの入力部分が AC 結合で受けるため、 $\Phi - V$ カーブの SQUID 出力電圧が原点周りに表示されている。

動作点としてはダイナミックレンジかつゲイン ($\Phi - V$ の傾き) が大きい点を選ぶ。測定結果から動作点は $I_{\rm b} = 18 \ \mu A$ 、 $\Phi \sim 0.13 \ \Phi_0$ とする。



図 5.6: 4 K プローブを用いた Φ – V 測定結果。

 		-	-
SQUID	$I_b \ [\mu A]$	Offset $[\Phi_0]$	
ISAS-B10	18	0.13	

表 5.5: Φ – V 測定から決定した SQUID の動作点

電流-電圧変換係数 (閉ゲイン) 測定結果

図 5.7 に示すのが測定結果である。SQUID への入力はフィードバックコイルからしているが、入力コイルとフィードバックコイルの相互インダクタンスの比から、入力電流換算とした。

横軸を入力電流の実効値、縦軸を積分器出力とすると (4.48) 式から、一次関数でフィッティングした時の傾きが電流-電圧変換係数 Ξ_{rms} となる。フィッティング結果を表に示す。入力信号の周波数は 1.024 MHz と 1.486 MHz の二 つの周波数で測定を行い、そこから求められた *Xi*_{rms} は 105, 104 kV/A であった。

結果のグラフ、フィッティング結果からも出力に offset がのっているのが確認できる。これは、PSD(位相検波器) によるものだと考えられる。PSD の仕様より、1MHz で復調した場合の出力オフセット電圧は ±15 mV 以内である。 しかし測定した値はそのオフセットを含めた信号が LPF、積分器をへて増幅された信号であるので、±15 mV 以上の オフセット電圧が見えてしまっている。 また表 5.4 の値を用いて (4.48) 式より計算から求まる電流-電圧変換係数は $\Xi_{\rm rms} \sim 108 \ {\rm kV/A}$ となり、フィッティングから求めた電流-電圧変換係数とは 2%以内の精度で一致している。



図 5.7: 電流-電圧変換係数 (閉ゲイン) 測定結果。

表 5.6: 電流-電圧変換係数フィッティング結果(誤差はフィッティングの漸近標準誤差)

駆動周波数	傾き $(\Xi_{\rm rms})$ $[kV/A]$	切片 (Offset) [mV]
$1.024 \mathrm{~MHz}$	105.0 ± 0.5	-28.2 ± 4.1
$1.486 \mathrm{~MHz}$	104.4 ± 0.4	-44.1 ± 3.7

5.2.4 LC フィルタの共振周波数の測定

測定方法

作成した擬似 TES、LC フィルタ、SQUID、BBFB 回路からなる回路の模式図を図 5.8 に示す。波形発生装置から振幅 0.3 $V_{pp}(3.7 \Phi_0)$ の正弦波を入力し、その周波数を変化させ積分器出力をモニターすることで、LC フィルタの共振周波数、Q 値 (付録 C 参照)を測定する。

また共振周波数、Q値を計算する際に用いた各コンポーネントのパラメータを表 5.7 に示す。

表 5.7: 共振周波数測定に用いた各コンポーネントのパラメータ

名称	記号	値
電流-電圧変換係数	$\Xi_{1,\mathrm{rms}}(1.024 \mathrm{~MHz})$	$105.0~\mathrm{lV/A^*}$
	$\Xi_{2,\mathrm{rms}}(1.486 \mathrm{~MHz})$	104.5 kV/A*
バイアス抵抗	$R_{ m b}$	10 k Ω^\diamond
シャント抵抗	$R_{ m s}$	21.49 m Q*
	* 測定値 ◇ 設計値	



図 5.8: 共振周波数測定時の回路系。波形発生装置、モニタ用のデジタルオシロスコープは第 5.2.3 節実験と同じ物を 使用した。図の点線で囲まれた部分が並列に二つつながっている。積分器のキャパシタは 500 pF とした。

測定結果

測定結果を図 5.9 に示す。SQUID の動作点は表 5.5 と同様である。共振点付近では 2 kHz ずつ周波数をスイープし 測定を行った。



図 5.9: LC フィルタの共振周波数測定結果。左図が filter1、右図が filter2 の結果である。それぞれ、1.024、1.48 MHz に共振点が確認できる。

図 5.9 から LC フィルタの共振周波数が 1.024 MHz と 1.486 MHz である。これは設計値とズレているが、この共振周波数をから L 成分に制限をつける。付録 C から RCL 共振回路の共振周波数は $\omega = 1/\sqrt{LC}$ であるので、C を設計値とすると L 成分を見積もれる。また共振点ではインピーダンスの複素成分が 0 になるので、入力と共振点の出力の比から、(4.54)、(4.55) 式を用いて R 成分を見積もれる。また、フィルタの性能値として Q 値も求める。計算結果を表 5.8 に示す。

擬似 TES のチップ抵抗は 40 mΩ であり、計算結果から寄生の抵抗があることが分かる。各コンポーネントの配線 にアルミボンディングワイヤ、シール基板を使用しているので、その抵抗成分について見積もる。アルミボンディン グワイヤとシール基板の常温での抵抗値を表 5.9 に示す。図 5.2 からアルミボンディングワイヤとシール基板から見 積もった抵抗成分は ~ 14 mΩ である。アルミボンディングワイヤ、シール基板からは説明できない抵抗成分がある。

表 5.8: LC フィルタの共振周波数測定結果

	共振周波数 [MHz]	L^a [nH]	$R^b \; [\mathrm{m}\Omega]$	$\Delta f^c \; [\mathrm{kHz}]$	Q値
filter1	1.024 ± 0.002	514	68	25	42
filter2	1.486 ± 0.002	521	56	26	57
 (

 a C は設計値 (表 5.2) b 計算には表 5.7 の値を用いた。 c 出力が $1/\sqrt{2}$ となる周波数の幅。グラフから直接求めた。

以上の結果から、実際に TES カロリメータの交流駆動を行う際に作成する LC フィルタについては寄生のインピー ダンスを少なくするような工夫が必要である。

表 5.9: アルミボンディングワイヤとシール基板の抵抗 (実測値)			
	アルミボンディングワイヤ $(\phi \ 25 \ \mu m)$	シール基板 (銅:	3.5 µm、金メッキ)
		幅 1 mm	幅 0.5 mm
室温	$75 \ \Omega/\mathrm{cm}$	$0.73~{ m m}\Omega/{ m mm}$	$2.2~{ m m}\Omega/{ m mm}$
$4.2~\mathrm{K}$	$47 \ \mathrm{m}\Omega/\mathrm{cm}$	9.6 $\mu\Omega/\mathrm{mm}$	$28~\mu\Omega/\mathrm{mm}$

5.2.5 SQUID+BBFB 回路でのノイズ測定

フィードバックオン、波形発生装置の出力をオフの状態でノイズスペクトルの測定を行った。FFT アナライザ (hp 3567A)を用い、100 kHz までのノイズスペクトルを取得した。その後、電流-電圧変換係数 Ξ_{rms} を用いて測定された 電圧ノイズから入力電流間ノイズを求めた。測定結果を図 5.10 に示す。



図 5.10: 擬似 TES 回路における液体ヘリウム温度でのノイズ測定結果。

擬似 TES 回路の抵抗成分によるジョンソンノイズは入力電流換算にすると、filter1 では 58 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 、filter2 では 64 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$ であり、BBFB 回路が作るノイズを加えると、filter1 では 62 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 、filter2 では 68 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$ となる。 図 5.10 からノイズレベルは ~ 70 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$ であるので計算値とほぼ一致する結果が得られた。

5.3 TES カロリメータの直流駆動特性測定実験と結果

TES カロリメータを交流で動作させる場合の特性について自明ではなく、十分な理解が得られているわけではない。そこで、交流駆動前に交流駆動と同様のコンポーネント (LC フィルタ以外)を用いて直流駆動による特性評価を行う。これによって次章の交流駆動試験において直流駆動と交流駆動の相違点を切り分けることが目的である。

5.3.1 セットアップ

断熱消磁冷凍機

本実験では住友重機械工業株式会社製の断熱消磁冷凍機 (SHI-ADR) を用いた。この冷凍機は極低温ステージの容量が大きく、また最低到達温度が ~ 50 mK 以下であり 100 mK 以下の保持時間も長く温度揺らぎも小さい。

Cold stage(磁気シールド内部)

冷凍機内部のセットアップを図 5.11 に示す。SQUID は擬似 TES 実験と同様に 4 入力 SQUID を使用した。この SQUID には交流駆動のための LC フィルタ用のインダクタンスがマウントされている (図 3.5)。直流駆動での試験 にはこのインダクタンスを使用しないため、それを避けるようにアルミボンディングワイヤーで配線した。また、図 5.11 の右下部分にあるのが温度計である。温度計としてはルテニウムオキサイド (RX102B) を用いた。ルテニウムオ キサイドは抵抗温度計であり、その抵抗の温度依存性が標準曲線から精度よく得られるため、数 10µK 以下の精度で 温度を測定できる。



図 5.11: 左図が Cold stage マウント図。右図がその等価回路。右図の赤い点線で囲っている部分は SQUID 上に形成 されている。

TES カロリメータ

本実験で使用した TES はセイコーインスツル株式会社 (SII) 製の TES アレイで、TEM システムで使用されている 物と同タイプの TES である [29]。基板サイズは 6 mm × 6 mm で、TES のサイズは 500 μ m × 500 μ m、吸収体のサ イズは 300 µm × 300 µm である。また、各チャンネルについて開口部が 220 µm × 220 µm のシリコンコリメーター がついている。TES は Au (120 nm) / Ti (50 nm)の二層薄膜で、転移温度は 210 mK(文献値)、100 mK 以下での 動作が推奨されている。10 チャンネルの番号と、配線パッドの位置を図 5.12 に示す。



図 5.12: 10-channel TES アレイの各チャンネル番号付け今回の実験ではこの TES アレイのチャンネル 2 を使用した。

今回の測定ではチャンネル2を使用した。また、この TES カロリメータは酒井が別の極低温ステージ、SQUID を 用いて動作が確認されているものである [24]。この試験では試験ではチャンネル2,5,9,10の四つについて、*R*-T特 性や*I*-V特性、などが測定されている。この試験結果では TES の転移温度は 190 mK 程度であった。また、チャ ンネル5,9,10 についてはエネルギー分解能が測定されており、参考までにその結果を表 5.10 に示す。

衣 5.10: 四升修調 [24] ての A 線照射試験の結果				
TES channel $\#$	ベースライン分解能	輝線	エネルギー分解能 (FWHM)	
	[eV]		[eV]	
5	17.2	Mn K α	114.0 ± 2.8	
		Mn K β	142.2 ± 12.5	
9	16.6	Mn K α	44.8 ± 1.5	
		Mn K β	73.8 ± 6.0	
10	14.5	${\rm Mn}\;{\rm K}\alpha$	23.9 ± 0.9	
		Mn K β	53.6 ± 3.9	

表 5.10: 酒井修論 [24] での X 線照射試験の結果

線源

カロリメータへの X 線照射は、全て ⁵⁵Fe 線源を用いて行った。⁵⁵Fe 線源からは Mn K α 線、K β 線の特性 X 線が放射 される。本試験でのパルスハイト、エネルギー分解能の値は全て、5.9 keV の Mn K α 線に対するものである。Mn K α 線には K α_1 、K α_2 の微細構造があり、K α_1 のエネルギーは 5.89875 keV、K α_2 線のエネルギーは 5.88765 keV と求めら れている。なお、K β 線のエネルギーは 6.486 keV である。これらの特性 X 線の強度比は、K α_1 : K α_2 : K $\beta = 20:10:3$ である。

これらの特性 X 線の自然幅は \leq 4.5 eV であり、検出器のエネルギー分解能が \leq 10 eV になると無視できない。そこ で、カロリメータのエネルギー分解能を精度良く求めるには、自然幅を考慮する必要がある。[10] によると、 $Mn K\alpha_1$

線は5本の、 $Mn K\alpha_2$ 線は2本の Lorenzian の重ね合わせで表される。それらのエネルギー、自然幅、強度比を表 5.11 に示す。

測定に用いた線源は低温用の特殊パッケージに入った密封放射線源であり、半減期は2.73年である。

表 5.11: Mn Ka 輝線の微細構造			
Peak	エネルギー	自然幅	
	$[\mathrm{keV}]$	(FWHM, [eV])	
α_{11}	5.8989	1.715	
α_{12}	5.8979	2.043	
α_{13}	5.8948	4.499	
α_{14}	5.8965	2.663	
α_{15}	5.8994	0.969	
α_{21}	5.8877	2.361	
α_{22}	5.8865	4.216	

 α_{15}

Cold stage(磁気シールド外部)

図 5.11 の Cold stgae を SHI-ADR へ組み込む。まず、stage 下部から侵入する磁場を防ぐため磁気シールドを作成 した。それが図 6.2 の左上の写真である。中央に大きく空いた穴は作成した cold stage を SHI-ADR に組み込む際の 治具を通す為である。図 6.2 の右は cold stage を SHI-ADR にマウントした写真である。今回の X 線照射試験のため、 ⁵⁵Fe 線源を TES から 3 mm 離して取り付けた。それに被せる形で磁気シールドをつけたのが左下の写真である。こ の磁気シールドはクライオパームと Nb でできている。いずれの磁気シールドも内側が超伝導物質である Nb でシー ルドしている。MDM コネクタから cold stage までの配線は、NbTi キュプロニッケル被膜の 12 ペアの loom wire を 用いた。

Cold stage から ADR 外部まで

MDM コネクタから真空層外部のコネクタまでの配線は全長 1.3 m ある。その詳細を表 5.12 に示す。

	MDM コネクタ-1.3 K シールド	1.3 K シールド真空外槽丸コネクタ
線の種類	ツイストペア	ツイストペア
サイズ	AWG26	f 0.1
導体	銀メッキ軟銅線	マンガニン線
被膜	\mathbf{PTFE}	FEP
長さ [mm]	300	1300

表 5.12:MDM コネクタから ADR 外部の丸コネクタまでの配線 (SHI-ADR 取り扱い説明書から抜粋)

室温回路

SQUID 駆動装置のアンプ部分が冷凍機外部へさらされてしまうと、外来のノイズに対し耐性が悪くなってしまう。 そこでアルミホイルや導電性布を使用しアンプを包み込む事でノイズを低減させる事ができる。その様子を図 5.14 に 示す。







図 5.13: 左上が stage 下部の自作した磁気 シールド。右は下部磁気シールドのみを取り 付けた写真。cold stage に治具を取り付け、 ⁵⁵Fe 線源を取り付けている。左下は全ての 磁気シールドを取り付けた cold stgae の写真。



図 5.14: 測定時の SQUID 駆動装置の配線とアンプ。左図がアルミホイルを包む前の様子で、右図が後の物。アルミホイルで SQUID 配線、アンプを包み込むことで外来ノイズへの耐性を良くしている。

TES、SQUID の駆動にはドイツ Magnicon 社の XXF-1 を用いた。XXF-1 は Magnicon 社がドイツ Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) と共同開発した汎用的な Low-Tc dc SQUID 駆動装置である。表 5.13 に XXF-1 の仕様を示す。

表 5.13: Magnicon XXF-1 の主な仕様			
バイアス	バイアス電流レンジ	$0-180 \ \mu A$	
	バイアス電圧レンジ	$0-1300~\mu\mathrm{V}$	
プリアンプ	入力インピーダンス	$50~\Omega$ または ∞	
	ホワイトノイズ (電圧)	$0.32 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
	電圧ノイズ 0.1 Hz	$0.8 \ \mathrm{nV}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$	
	ホワイトノイズ (電流)	$2.7 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$	
	電流ノイズ 0.1 Hz	$40 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$	
FLL モード	帯域幅	20 MHz	
	出力電圧レンジ	$\pm 10 \text{ V}$	
アンプモード	ゲイン	1100-2000	
	帯域幅	$0.2-50 \mathrm{~MHz}$	
TES バイアス	Low レンジモード	$\pm 500 \ \mu A$	
	High レンジモード	$\pm 2000~\mu\mathrm{A}$	

図 5.15 のようにアンプ部とコントローラ部が分離されており、前述したようにアンプ部は ADR に固定されてアル ミホイルで覆われている。コントローラ部は光アイソレートされた RS-232/RS-485 で PC へ接続され、全ての操作 は Magnicon SQUIDViewer で行う。



🗷 5.15: Magnicon XXF-1

5.3.2 TES 測定の設定

TES 測定時の SQUID 駆動回路の設定を表 5.14 に示す。SQUID のバイアス電流、バイアス電圧、バイアス磁束の 設定は駆動ソフトウェア (Magnicon SQUID Viewer) を用い行った。

表	5.14:	TES	の特性測定時の	SQUID	駆動設定

FLL パラメータ		
アンプゲイン	2000	
帯域幅	$0.23~\mathrm{GHz}$	
フィードバック抵抗	$10.0~\mathrm{k}\Omega$	
SQUID 動作点		
SQUID バイアス	$22~\mu {\rm A}$	
V_{offset}	363.3 $\mu {\rm V}$	

5.3.3 *R* – *T* 測定

熱浴温度 180 – 260 mK までの R - T 測定結果を図 5.16 に示す。バイアス電流は 5.3 μ A とし、SQUID 出力から TES カロリメータの抵抗値を計算した。また、横軸の温度は cold stage 上においたルテニウムオキサイドの温度と し、低温側から温度制御をしつつ徐々に温度を上昇させ測定を行った。

過去の測定 [24] の実測値と同時にプロットした。[24] の測定とは使用している SQUID、シャント抵抗、配線の違いが TES が超伝導になった後の残留抵抗成分の違いを示している。また、TES カロリメータがマウントされている cold stage が違うので、TES と温度計との位置も変わってしまっている。それが転移温度の違いを示していると考えられる。TES が超伝導から常伝導に遷移する遷移端幅を TES の常伝導抵抗 (~ 80 mΩ) の 10%から 60%の ΔT とする。これは過去の測定はノイズ環境が悪く TES の抵抗の絶対値が高温側でばらついてるため、低温側での遷移幅を 比較するためである。過去の測定では遷移端幅が 16 mK、今回の測定では 17 mK とほぼ一致しているので、TES カロリメータが素子の劣化等が無いということが言える。また、本測定の転移温度 T_c の結果は 216 mK であった。



図 5.16: *R* – *T* 測定結果。シャント抵抗は 4 K での測定値 (21.49 mΩ) として TES の抵抗を計算した。赤が本測定、 青が過去の測定 [24]
5.3.4 *I*-V 測定

熱浴温度 100 mK 温度制御を行い I - V 測定を行った。温度安定度は GM 冷凍機オンの状態で $\pm 50\mu K$ 程度であった。結果を図 5.17 に示す。図 5.17 の横軸は TES の両端にかかる電圧 V_{TES} ではなく、TES とシャント抵抗に流れる電流の和であるバイアス電流 I_{tb} とした。



図 5.17: 熱浴 100 mK での直流駆動による *I* – *V* 測定結果。*I*_{TES} – *I*_{tb}(左) と *R*_{TES} – *I*_{tb}(右)

TES が超伝導遷移した後の抵抗値 R_{TES} がマイナスになってしまっている。入力したバイアス電流 I_{tb} よりも SQUID 出力から見積もられる TES を流れる電流が大きくなってしまうと、こうした計算結果になる。R - T 測定から見積 もられる系の残留抵抗は 1 mΩ 以下であり、本測定ではシャント抵抗が 21.49 mΩ のものを使用している。そのため TES が超伝導状態になるとバイアス電流のほとんどが TES の方に流れてしまうが、例えば、 $I_{\text{tb}} \simeq 100 \ \mu\text{A}$ とした とき、TES を流れる電流は $I_{\text{TES}} \simeq 102 \ [\mu\text{A}]$ となり、2%以上の差がある。TES を流れる電流は SQUID の出力から (3.21) 式を表 3.1、5.14 に示すパラメータを用いて計算するので、例えばフィードバック抵抗 10 kΩ の値が 2%以上 設定値からずれていれば、この様な結果を示す。つまり実際にバイアス電流よりも大きな電流が TES を流れている わけではなく、設定値から見積もった電流-電圧変換係数に数% のズレがあると考えられる。

この I - V 測定の結果から、TES カロリメータを遷移端中で動作させるためのバイアス電流が決定される。図 5.17 から、バイアス電流が 250 ~ 204 μ A の範囲で X 線パルスの取得を試みた。

5.3.5 パルス測定

熱浴温度 100 mK で⁵⁵Fe 線源からの X 線パルス取得を行った。GM 冷凍機が稼働していると制御用温度計にノイズ が載ってしまい、精密な温度制御が行えない。パルス取得時の熱浴の揺らぎはそのままパルス高の揺らぎにつながり 分解能を悪化させる。そこでパルス取得中は GM 冷凍機を一時的に切り、ステージ横の温度計の温度揺らぎが 20 μK 以下に収まる状態とした。波形取得は横河の波形取得器 DL708E+701855 で行った。測定時の設定を表 5.15 に示す。

表 5.15: パルス取得時の設定			
横河 DL708E+701855			
サンプリング周波数	$2 \mathrm{MS/s}$		
レコード長	10 k points		
LPF	$500 \mathrm{~kHz}$		
トリガー	下向き		
トリガーポジション	55%		

各動作点での X 線パルス取得

TES の超伝導遷移端上での各動作点について、100 カウントずつ X 線パルスを取得し、各動作点におけるパルスハイトとノイズを取得した。結果を図 5.18, 5.19 に示す。バイアス電流を小さくする、つまり遷移端上で超伝導側になるほど、パルスハイトが大きくなるのが分かる。PHA が最も大きくなる点は $I_{tb} = 204 \ \mu$ A であるが、ノイズが大きくなり動作点が安定しない (超伝導遷移してしまう)。このことからエネルギー分解能を決定するための X 線照射試験における TES の動作点は、 $I_{tb} = 206 \ \mu$ A とする。



図 5.18: TES の各動作点におけるパルスハイト (PHA) 測定結果

エネルギー分解能

TES カロリメータのエネルギー分解能を求めるため X 線パルスを取得する。TES の動作点を表 5.16 に示す。

表 5.16: TES カロリ	<u>メータの動</u> 作点
熱浴温度	100 mK
TES バイアス	$206~\mu {\rm A}$
R_{TES}	$24.0~\mathrm{m}\Omega$
取得パルス数	3400

図 5.20 に取得した TES の平均パルス波形と、そのスペクトルを示す。またパルスと同様に取得した SQUID への 入力電流換算ノイズスペクトルに示す。

この平均パルスとノイズスペクトルからテンプレートの作成を行った。テンプレートは S/N 比の劣化を防ぐため カットオフ周波数を 46 kHz として作成した。作成したテンプレートを図 5.21 に示す。このテンプレートを用いて取 得した全 3400 イベントについて最適フィルタ処理を施しパルスハイトを求める。

最適フィルタ処理で求めたパルスハイトの時間依存性とそのヒストグラムを図 5.22 に示す。どちらの図からも分か るように Mn Kα と Mn Kβ がはっきりと分離できている。また時間によるパルスハイトのばらつきもほとんど見え



図 5.19: TES の各動作点における入力電流換算ノイズ

ない。ヒストグラムからカウントが 1/2 となる PHA の幅、つまり半値全幅 (FWHM) は Δ PHA $\simeq 0.595$ mV 程度で あり、PHA/ Δ PHA $\simeq 290$ である。

TES カロリメータの出力信号は、熱浴の揺らぎによりオフセット電圧が変化する。このオフセット電圧の揺らぎは パルスハイトへ影響を与えてしまう。図 5.23 は最適フィルタ処理後のオフセット電圧と PHA の関係を示しており、 PHA がオフセット電圧に対し傾きを持っている事が見られる。この効果を補正することにより分解能を改善できる。 各輝線の場所で、

$$PHA = a \times (1 + b \times Offset)$$
(5.16)

という直線関数でフィットし、本来一定な成分と考えられる PHA = a とオフセット電圧に対する依存項 b を求める。このようにして得られたオフセット電圧の傾き b が 0 となるよう、PHA スペクトルに補正を施す。

本来入射エネルギーに対しパルスハイトは線形であるのが理想であるが、実際には入射によって生じた温度変化が TESの超伝導遷移端を越え、パルスハイトが頭打ちになってしまうことがある。この非線形応答を補正するため、原 点 (PHA=*E*=0)を通る二次曲線

$$PHA = aE^2 + bE \tag{5.17}$$

でフィットし、得られたパラメータ *a*、*b*を用い PHA から換算エネルギー *E'*を次式で与える。

$$E'(\text{PHA}) = \frac{-b + \sqrt{b^2 + 4a\text{PHA}}}{2a}$$
(5.18)

この換算式によって PHA から入射 X 線のエネルギーに換算する。



図 5.20: TES カロリメータの平均パルス波形 (上段左) とそのパルススペクトル (上段右)、入力電流換算ノイズスペクトル (下段)。



図 5.21: テンプレート (左) と S/N スペクトル (右)。



図 5.22: パルスハイトの時間依存性 (左) とヒストグラム (右)。MnKα 輝線部分の拡大図から半値全幅は 0.595 mV。



図 5.23: オフセット電圧と PHA の関係

輝線スペクトルは電子配置の違いから Kα₁、Kα₂ などの微細構造を持ち、それぞれが自然幅を持っている。その ため、理想的な測定環境においてもスペクトルの広がりがある。自然幅を考慮し補正されたエネルギースペクトルを 再評価し、最終的な分解能を決定する。

自然幅 Γ による Lorentz 関数 $L(x;\Gamma)^1$ と Gauss 関数 $G(x;\sigma)$ の合成積である Voigt 関数 $H(x;\sigma,\Gamma)$

$$H(x;\sigma,\Gamma) = A \int_{\infty}^{\infty} G(x'\Gamma\sigma) L(x-x'\sigma\Gamma) dx' \qquad (x=E'-E_0)$$
(5.19)

$$G(x;\sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right), \qquad L(x;\Gamma) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{x^2 + (\Gamma/2)^2}$$
(5.20)

を用いてフィッティングを行う。Mnの微細構造線の諸定数は [10] を用いた。フィッティング結果と分解能を図 5.24 と表 5.17 に示す。

¹実際には Mn の場合は七つの Lorentz 関数の合成積である。

最終的にエネルギー分解能 19.44 eV@5.9 keV という結果を得た。これは我々の研究グループでは最善のエネルギー 分解能 (~3 eV) ではないが、従来の CCD 検出器より一桁良い値であり、また、TES のカロリメータの直流駆動、交 流駆動の相違点を確認するには十分な性能であるといえる。



図 5.24: Voigt 型関数によるフィット結果。

カットオフ周波数	$46 \mathrm{~kHz}$		
Baseline 分解能	12.37 eV = 5.9	keV	
PHA から求めた分解能	ΔPHA 0.595 m		
	$\mathrm{PHA}/\mathrm{\Delta PHA}$	290	
オフセット補正	a	0.207232	
	b	-1.406607	
応答非線形の補正	a	-1.178328e-09	
	b	4.210784e-05	
Mn Kα 輝線	エネルギー中心値	$5894.90 \ eV$	
	エネルギー分解能 (FWHM)	$19.44\pm0.58~{\rm eV}$	

表 5.17: エネルギー分解能測定結果

5.3.6 ノイズ測定

TES カロリメータのバイアス電流を 0 にして、TES が常伝導状態 (熱浴温度 240 mK) と超伝導状態 (熱浴温度 100 mK) でのノイズ測定を行った。どちらの測定も GM 冷凍機をオフにした。結果を図 5.25 に示す。ノイズレベルは 40 pA/\sqrt{Hz} とやや大きいが、TES カロリメータの交流駆動による評価を行うのが目的なので、十分許容範囲である。

5.4 まとめ

本章では TES カロリメータの交流駆動に向けた準備として、交流駆動に必要な各コンポーネントの評価を行った。



図 5.25: TES バイアスが0のノイズスペクトル。赤が TES が超伝導状態、青が TES が常伝導状態のノイズスペクトルである。

まず、液体ヘリウム温度で、多入力 SQUID、シャント抵抗、LC フィルタの特性についての測定を行った。シャント抵抗は四端子測定により 21.49 ±0.01 mΩ という結果を得た。これは設計値 20 mΩ とほぼ同程度の値であるといえる。また、多入力 SQUID として 4 入力電流加算型 SQUID を BBFB 回路で動作させ、電流-電圧変換係数 (閉ゲイン、 Ξ_{rms})を測定した。1.024 MHz で $\Xi_{rms} \simeq 105.0$ kV/A、1.486 MHz で $\Xi_{rms} \simeq 104.4$ kV/A であり、理論値 (108 kV/A) とほぼ一致する結果を得られた。これにより、この SQUID が BBFB 回路で MHz 帯の信号に対して FLL をかけ動作できることを確認した。さらに、チップ抵抗と LC バンドパスフィルタで RLC 直列共振回路を作成し、このフィルタとシャント抵抗、4 入力 SQUID からなる擬似 TES 回路を BBFB 回路を用いて MHz 帯での周波数特性を測定した。SQUID 出力の周波数依存性を測定することで、LC フィルタの共振周波数、1.042±0.002 MHz、1.486±0.002 MHz を得た。ここから LC フィルタの残留抵抗、キャパシタンスを設計値に固定した場合の寄生インダクタンス成分を見積もった。これにより作成した LC フィルタを含めた擬似 TES 回路にはアルミボンディング、シール基板だけでは説明できない寄生成分があることが分かった。実際の交流駆動試験ではこれらの成分を極力少なくする工夫が求められる。またノイズレベルの測定も行い、抵抗成分と BBFB 回路で十分に説明できるノイズレベルであることを確認した。

次に冷凍機をもちいて極低温で TES カロリメータの直流駆動による特性評価を行なった。直流駆動において十分 な特性が得られていない TES カロリメータを交流駆動で動作させてしまうと、性能差があった場合、直流駆動と交 流駆動の TES の物理現象に違いがあるのか、それとも単に TES の性能が充分でない事が原因であるのかの切り分け ができない。そこで、TES カロリメータの直流駆動特性を測定し、直流駆動においてある程度の性能が得られる事を 確認してから、交流駆動を試みる。測定した TES の特性はR - T、I - V、パルス、ノイズである。R - T測定では TES が超伝導遷移し、その遷移温度が 216 mK であることを確認した。R - T測定から得られた転移温度よりも十分 低い熱浴 (100 mK) でI - V測定を行った。これにより TES バイアス 200 ~ 250 μ A で TES を遷移端中で動作させ られることがわかった。この範囲で TES バイアスをスイープしながら X 線パルスを取得し、パルスハイトが高く安 定して動作するバイアス点 (206 μ A)を決定した。この動作点において X 線信号を 3400 カウント取得しエネルギー 分解能を求めた。 $MnK\alpha$ 輝線において、最適フィルタ処理を行った PHA よる分解能として、PHA/ Δ PHA ~ 290、 オフセット補正、応答非線形性の補正を行ったあとのエネルギー分解能として、19.44 eV@5.9 keV という結果を得 た。これは TES カロリメータの交流駆動試験を行うのには十分な性能値であるといえる。最後に TES バイアス電流 を 0 にしてノイズ測定を行った。ノイズレベルとしてはやや高いが、充分許容範囲内であった。 以上のことから TES カロリメータの交流駆動に向けて、各コンポーネントで十分な性能値を得ることができた。この結果を踏まえて、次章で TES カロリメータの交流駆動を試みた。

第6章 TESカロリメータの交流駆動実験

6.1 測定の目的

前章の TES カロリメータの交流駆動に向けた各コンポーネントの評価の結果から、BBFB 回路を用いて TES カロ リメータを交流駆動する準備が整ったと言える。そこで前章の実験で使用した 10-Channel TES カロリメータ、4 入 力電流加算型 SQUID、自作 LC フィルタ、BBFB 回路を用いて、TES カロリメータの交流駆動実験を行った。本実 験では BBFB 回路の原理を実証するため、TES カロリメータの交流駆動における X 線パルスの検出を目指す。交流 駆動と直流駆動の違い、単素子駆動と複数素子駆動の違いなどは次章で検討をし、本章では測定結果のみを示す。

まず極低温において、BBFB 回路で動作させた場合の SQUID の動作点を決定するため、 $\Phi - V$ 測定を行った。これにより決定した動作点で閉ゲインの測定を行った。これは前章の 4 K プローブを用いた実験と違いが無いことを確認する事が目的である。また、極低温での LC フィルタの周波数特性を測定した。これによりそれぞれの TES カロリメータを交流駆動する周波数 (共振周波数)を決定する。

次に交流駆動下での TES の特性測定を行う。最初に TES カロリメータの交流駆動下での R – T 測定を行い、超 伝導遷移温度を確認する。次にこの温度よりも十分に低い熱浴温度にして交流駆動下での I – V 測定を行う。これに よって熱浴温度での TES カロリメータの動作点 (TES のバイアス電流)を決定する。

以上のようにして決まったバイアス周波数、熱浴温度、TESの動作点で交流駆動下でのX線パルスの取得を試みる。ここでX線信号が取得できれば、本論文の第一目的であるTESカロリメータの交流駆動におけるBBFB回路の動作実証に成功したと言える。これに成功したら複数素子の同時交流駆動下でのX線信号の取得も試みる。ここでも信号が取得できれば本論文の第二の目的であるBBFB回路を用いた信号多重化の動作実証に成功したといえる。

最後に取得した X線信号からエネルギー分解能を求めて交流駆動下での TES カロリメータの性能値を確認する。

6.2 セットアップ

前節と同様に冷却にはSHI-ADRを用いた。以下には第5.3節の実験とのセットアップの違いのみ示す。

6.2.1 Cold stage

冷凍機内部のセットアップを図 6.1 に示す。直流駆動のセットアップ (図 5.11) と同様の配置にしている。図 6.1 の 右下部分にあるのが温度計である。これは第 5.3 節の実験と同じルテニウムオキサイド (RX102B) を用いたので、極 低温にいては数 10 μK 以下の精度で温度を決定できる。4 入力 SQUID(ISAS-B10)、X 線線源 (⁵⁵Fe 線源) について も同様のものを用いた。

TES カロリメータ

本実験で使用した TES は 前節の直流駆動試験と同様の TES アレイである。図 6.1 に示すように四つの TES カロ リメータを一つの SQUID で読み出す回路構成になっている。四つの TES カロリメータは前節での直流駆動試験に使 用したチャンネル 2 と、過去の実験 [24] の X 線照射試験で使用されたチャンネル 5, 9, 10 を使用する。過去の実験の 結果については前節にまとめてある (表 5.10)。



図 6.1: 左図が Cold Stage マウント図。右図がその等価回路。右図の赤い点線で囲っている部分は SQUID 上に形成 されている。Cold stage 上にマウントされている TES、SQUID、LC フィルタの詳細については次の小節に示す。

LC フィルタ

擬似 TES 回路実験と同様に LC フィルタを SQUID 基板上の超伝導コイルとチップコンデンサを用いて作成した。 図 6.1 に示す通り、チップコンデンサはシール基板に半田付けしてあり、シール基板の配線もでき得る限り半田をなめ るようにしてある。これは前節の共振周波数測定 (第 5.2.4 節) 結果を受け、半田が ~ 10 K 程度で超伝導になることを 利用して LC フィルタの残留抵抗成分を小さくする工夫である。LC フィルタで使用したチップコンデンサは、室温領 域で静電容量の温度依存性が小さい COG 誘電体のキャパシタである、村田製作所 GRM31M5C1H473JA01L(47 nF)、 GRM3195C1H223JA01D(22 nF)、GRM3195C1H103JA01D(10 nF)、GRM3195C1H682JA01D(6.8 nF) を使用した。 LC フィルタの設計値を表 6.1 に示す。共振周波数 f_c は L を前節の測定値 (表 5.8) の値を用いて計算した。これから 便宜上、それぞれのフィルタの回路全部を含めて CH1 ~ 4 と呼ぶ。

	<u>表 6.1: TES チャンネルと LC フィル</u>			レタの設計値	
	CH \neq	\neq TES channel #	$C [\mathrm{nF}]$	$f_{\rm c} [{\rm MHz}]$	
	1	2	47	1.024^{a}	
	2	10	22	1.486^{a}	
	3	9	10	2.205^{b}	
	4	5	6.8	2.674^{b}	
a	表 5.8 0	D値を用いた。 ^b L は表 5	.8 Ø filter2	の結果を用いた。	

図 6.1 の Cold stgae を SHI-ADR へ組み込み、前節の実験と同様に磁気シールドを装着し冷却を行う。図 6.2 に組 み込んだ様子を示す。

6.2.2 室温回路

ADR 外部には、SQUID 出力をノイズから守るためプリアンプを内蔵したコネクタボックスを作成した。図 6.3 に コネクタボックスの中身、実際に冷凍機に取り付けた様子を示す。SHI-ADR の外部コネクタも含めてダイキャスト ボックス内部に封じる事ができる。コネクタボックス内部にバイアス抵抗が入っており、ここで信号を加算して低温



図 6.2: 左図は下部磁気シールドのみを取り付けた写真。cold stage に治具を取り付け、⁵⁵Fe 線源を取り付けている。 右図は全ての磁気シールドを取り付けた cold stgae の写真。

部に送る。バイアス抵抗は、SQUID バイアス (I_b) 抵抗は 47 k Ω 、TES バイアス抵抗は 10 k Ω 、フィードバック抵抗 は 51 k Ω である。また、cold stage の温度計を LR-750 で読み出すための Dsub 端子が 2 段になっているボックス上 部にある。使用してない配線はボックス内でグラウンドに落としている。コネクタボックスから BBFB 回路、波形発 生装置は BNC で接続する。

6.3 SQUIDの極低温における動作確認

6.3.1 Φ – V 測定

本実験で使用した 4 入力電流加算型 SQUID は BBFB 回路を用いて、1 K 以下での動作が確認されていない。そこ で、SQUID の動作を確認し、動作点を決定するため SQUID の $\Phi - V$ 測定を行った。

測定方法は前節 (5.2.3) の 4 K プローブの実験と同様の方法で行った。測定した SQUID と BBFB 回路からなる 回路系の模式図は前節の図 5.5 と同様である。フィードバックオフの状態で図 5.5 の波形発生装置から低周波の正 弦波 V_{in} を入力し、プリアンプ後の出力 V_{pre} をモニタする。本測定では LeCroy 社の WaveJet 324 ではなく、横河 DL708E+701855 を用いた。熱浴温度は 200 mK で制御して測定した。測定の設定を表 6.2 に示す。

測定結果を図 6.4 に示す。バイアス電流 14.2 ~ 21 μ A の範囲で測定を行った。バイアス電流を大きくすると極低温 で動作しているため Φ – V カーブの裾の部分で直線になる超伝導遷移が見えている。この部分は SQUID の動作点と して用いることができない。図 6.4 の測定結果から、ゲイン (傾き) が大きく、超伝導遷移が見えていない動作点とし て、 $I_B = 19.5 \ \mu$ A の Φ = -0.44 Φ₀ に決定する。以下の測定ではここできめた動作点で SQUID を動作させる。

6.3.2 電流-電圧変換係数 (閉ゲイン) 測定

cold stage を 100 mK まで冷却し、BBFB 回路を用いてフィードバックをかけた場合の電流-電圧変換係数 (閉ゲイン) を測定する。測定方法は 5.2.3 と同様にフィードバックコイルから正弦波を入力することで行った。SQUID の動作点は表 6.3 とする。

また、BBFB 回路を用いてフィードバックをかけるとき、復調、再変調部分で位相調整を行う。測定毎に位相調整 を行うが、入力信号の位相が 0 [deg] とした場合どの程度位相がズレるのか、一例を表 6.4 に示す。



図 6.3: コネクタボックスの外観。左上の写真が表側。プリアンプが内蔵されており、左側の BNC 端子の所にバイア ス抵抗がありそこで信号が加算されている。また右上の写真が裏側 (ADR 側)。SHI-ADR に丸コネクタで接続する。 使用していない全ての配線はここでグラウンド (コネクタボックス) に落としている。左下は ADR 外部の丸型コネク タ。右下はコネクタボックスを ADR 外部に装着した際の写真。

表 6.2 : $\Phi - V$ 測定時の設定				
Function Gene	Function Generator			
入力磁束	$\sim 3 \Phi_0$			
入力磁束周波数	$1 \mathrm{~kHz}$			
波形	正弦波			
横河 DL708E+701855				
サンプリング周波数	$10 \mathrm{MS/s}$			
Record length	$10 \mathrm{k}$ points			
LPF	500 kHz			
トリガー	上向き			
トリガーポジション	50%			
カウント	10			



図 6.4: 200 mK における BBFB 回路を用いた $\Phi - V$ 測定結果。バイアス電流を大きくすると $\Phi - V$ 曲線の山の裾 の部分で超伝導遷移が見えている。この部分は動作点として用いる事はできない。

表 6.3:	$\Phi - V$ 測定	から決定し	った SQUID の	動作
	SQUID	$I_b \ [\mu A]$	Offset $[\Phi_0]$	
	ISAS-B10	21.0	-0.29	

₹ 乍点

79

表 6.4: フィードバックコイルに信号 (位相 0 [deg]) を入力した場合の位相差 (一例)

CH $\#$	復調部 [deg]	再変調部 [deg
CH1	107.7	83.5
CH2	-65.3	-26.9
CH3	60.7	-73.53
CH4	4.7	62.33

測定結果

図 6.5 に測定結果を示す。SQUID への入力はフィードバックコイルからしているが、入力コイルとフィードバック コイルの相互インダクタンスの比から、入力電流換算とした。

横軸を入力電流の実効値、縦軸を積分器出力とすると (4.48) 式から、一次関数でフィッティングした時の傾きが電流-電圧変換係数 Ξ_{rms} となる。フィッティング結果を表に示す。入力信号の周波数は 1.042、1.523、2.278、2.766 で 測定を行い、そこから求められた Ξ_{rms} は 107.1、106.2、106.2、106.7 kV/A であった。オフセットの原因は前節の 測定と同様に PSD によるものだと考えられる。理論値の電流-電圧変換係数は $\Xi_{rms} \sim 108$ kV/A であるから、フィッティングから求めた電流-電圧変換係数とは 2%以内の精度で一致している。

以上から極低温環境でも4入力 SQUID を BBFB 回路で安定して動作できていることが分かる。



図 6.5: 電流-電圧変換係数 Ξ_{rms} 測定結果。

表 6.5: 電流-電圧変換係数フィッティング結果(誤差はフィッティングの漸近標準誤差)

-	駆動周波数	傾き $(\Xi_{\rm rms})$ $[kV/A]$	切片 (Offset) [mV]
	$1.042~\mathrm{MHz}$	107.1 ± 0.9	-144 ± 11
	$1.523 \mathrm{~MHz}$	106.2 ± 0.6	-149 ± 73
	$2.278~\mathrm{MHz}$	106.2 ± 0.6	-157 ± 67
	$2.766 \mathrm{~MHz}$	106.7 ± 0.5	-181 ± 61

6.4 LC フィルタの共振周波数測定

作成した LC フィルタが設計値通りに動作しているかを確認する。冷凍機の配線などからくる寄生成分が LC フィルタの共振周波数、Q 値に影響を及ぼすため、数 kHz の精度で LC フィルタの動作周波数を決定する必要がある。また、フィードバックオフ (開ループ) とフォードバックオン (閉ループ)の二つの状態で測定を行うことにより、その 共振周波数の差から SQUID の入力コイルの共通インピーダンスを見積もる事ができる。

測定方法

前節の4Kプローブでの実験と同様に行う。測定時の回路も図5.8と同様である。測定は cold stage を100 mK に 冷却し、TES を超伝導状態にして行う。SQUID の動作点は表 6.3 とした。

まずオープンループ (フィードバックオフ) での測定を行う。input coil に入力磁束、 $\sim 0.37 \Phi_0(0.1V_{pp})$ の正弦波信号を入力し、その周波数をスイープし、BBFB 回路のプリアンプ出力をモニタする。次に BBFB 回路を用いてフィードバックをかけ測定を行う。これも input coil 側に $\sim 3.8 \Phi_0(1V_{pp})$ の正弦波信号を入力する。測定周波数ごとに復調器、再変調器の位相を調整してフィードバックをかける。共振周波数付近では 1 kHz ずつ周波数をスイープし、BBFB 回路の積分器出力をモニタした。

測定結果

図 6.6 にフィードバックオン、オフ両方の測定結果を示す。フィードバックをオンにすると入力コイルから SQUID へ入力される磁束をキャンセルするようにフィードバックをかけるため、入力コイルのインピーダンスが小さくなっ たように見える。測定結果から、二つの測定 (フォードバックオン、オフ)の共振周波数の差は~2 kHz 程度であり、 これがその入力コイルのインピーダンスがキャンセルされた結果だと仮定すると、その変化分から見積もられるイン ダクタンスは1 nH 程度であり、これは設計値 (表 3.1)の自己インダクタンスとほぼ同程度であった。

また前章の測定と同様にして図 5.9 からフィードバックオンの時の LC フィルタの共振周波数、そこから見積もられる L 成分、共振点の出力から見積もられる残留抵抗成分、フィルタの性能値としての Q 値も求める。求めた結果を表 6.6 に示す。

	共振周波数 [MHz]	L^a [nH]	$R^b \; [\mathrm{m}\Omega]$	Δf^c [kHz]	Q値
CH1	1.042 ± 0.001	496	4.6	8	129
CH2	1.523 ± 0.001	496	2.0	9	180
CH3	2.278 ± 0.001	488	-2.2	10	232
CH4	2.766 ± 0.001	487	-3.7	10	269

表 6.6: LC フィルタの共振周波数測定結果

 a C は設計値 (表 5.2) b 計算には表 5.7 の値を用いた。 c 出力が $1/\sqrt{2}$ となる周波数の幅。グラフから直接求めた。

共振周波数については設計値との差が3%以下であった。前章の実験からの改善点としてキャパシタンスを設計値 と仮定した場合の寄生インダクタンス成分も残留抵抗成分も共に小さくなっている。これは、寄生インダクタンス成 分が小さくなるように各コンポーネントをつなぐボンディングワイヤ、シール基板を短くした結果とかんがえられる。 また残留抵抗成分についてはシール基板に半田をつけたなどの工夫も小さくなった要因の一つではあるが、100 mK ではアルミボンディングワイヤが超伝導になるのでその影響が一番大きいと思われる。2 MHz 以上の残留抵抗がマイ ナスを示してしまっている。これは前章の 5.3.4 と同様に電流-電圧変換係数の不定性の影響も考えられる。しかし、 図 6.6 からフィードバックオフの測定結果はプリアンプ出力がどの共振周波数付近でも ~ 50 mV_{pp} であるのに対し てフィードバックオンにすると周波数に比例して共振点での出力も大きくなっている。これは BBFB 回路の MHz 帯 でのループゲインが高周波になるにつれ小さくなり、また PSD の許容動作周波数が 1.8 MHz であることから 2 MHz



図 6.6: LC フィルタの共振周波数測定結果。三角形のプロットがフィードバックオフの測定結果であり、右側の軸の プリアンプ出力がその測定値に対応する。円形のプロットがフィードバックオンの測定結果であり、左側の軸の FLL 出力がその測定値に対応する。

以上ではフィードバックを返しきれず発振してしまっていると思われる。この結果を受けて、次節の TES カロリメータの特性評価については 2 MHz 以上の素子は参考とし、1 MHz、1.5 MHz で動作させる TES カロリメータに特に着目する。

6.5 単素子交流駆動による TES カロリメータ特性測定と結果

この節では TES カロリメータの交流駆動下での特性を調べる。測定項目は前章の直流駆動測定と同様に R - T、 I - V、パルス、ノイズについて測定を行った。

6.5.1 *R* – *T* 測定

前章の直流駆動における R - T 測定での TES カロリメータの転移温度は、216 mK であった。交流駆動における R - T 測定を行い転移温度を決定する。

測定方法

交流駆動下での R = T 測定では、TES に共振周波数測定で決定した LC フィルタの周波数の正弦波を入力し、 cold stage の温度を変化させつつ、BBFB 回路の積分器出力、フィードバック出力をモニタする。

測定の設定は表 6.7 に示す。BBFB 回路積分器出力と FB 出力はオシロスコープの mean 値と peak to peak 値をモ ニタすることで測定を行った。積分器出力、フィードバック出力から (4.62)、(4.63) 式を用いて TES カロリメータの 抵抗値を計算した。

表 6.7: RT 測定時のセットアップ			
CH # 動作周波数 [MHz])作周波数 [MHz] V _{in,pp} [Vpp]	
1	1.042	1.54	54.4
2	1.523	1.54	54.4
3	2.278	1.03	36.4
4	2.766	0.775	27.4

測定結果

測定結果を図 6.7 と表 6.8 に示す。遷移温度を常伝導抵抗の 50%の値、遷移幅を常伝導抵抗の 10%から 60%の値の 温度幅とする。転移温度ついては CH1~CH 4 について 166~171 mK の範囲内であり、各 CH のばらつきは 5 mK 程 度であった。以上から、次のI - V測定の動作温度を 100 mK とする。CH3, CH4 については残留抵抗がマイナスに なり、常温抵抗にもばらつきがある。これは共振周波数の測定の抵抗値がマイナスになる理由と同様と考えられる。

CH1の TES カロリメータについては、前章で測定直流駆動による測定が行われており、その遷移温度は 216 mK、 遷移幅は 17 mK であった。交流駆動の測定では、遷移温度が 167 mK、遷移幅が 3.3 mK と遷移温度は低くなり、転 移幅はよりシャープになるという結果が得られた。



図 6.7: RT 測定結果。左が積分器出力から計算したもの((4.62)式)、右がフィードバック出力から計算したもの((4.63) 式) である。

6.5.2 *I*-V 測定

R-T測定の転移温度 166 \sim 171 mK よりも充分に低い熱浴温度での I-V 測定を行う。直流駆動結果と比較する ため、熱浴温度を 100 mK として測定を行った。温度安定度は GM 冷凍機オンの状態で $\pm 50 \mu K$ 程度であった。これ によって、その熱浴温度での TES カロリメータの動作点を決定する。

	表 6.8: 父流駆動時の RI 測正結果			
CH $\#$	遷移温度 [mK]		遷移端幅	[mK]
	積分器出力 FB 出力		積分器出力	FB 出力
1	167.4	167.7	3.3	3.8
2	166.4	166.6	1.9	2.7
3	169.0	169.4	2.7	3.5
4	171.0	171.1	3.5	3.6

測定方法

測定は熱浴温度を 100 mK に保ち、バイアス電流 $I_{ ext{tb}}$ として LC フィルタの共振周波数に対応した周波数の正弦波 を入力し、その入力を変化させ出力を調べることで行う。このバイアス電流が TES の両端の電圧に相当する。また、 TES を流れる電流は積分器出力、フィードバック出力から(4.56)、(4.59)式を用いて見積もる。

また、測定されたI - V(実際は $I_{\text{TES}} - I_{\text{tb}}$)から(4.62)、(4.63)式を用いて R_{TES} のバイアス電流依存性も計算した。

測定結果

図 6.8に結果を示す。交流駆動下の R-T 測定から直流駆動の転移温度との違いが見えているが、I-V 測定から も転移温度のバイアス電流依存性が見えている。直流駆動では $I_{
m tb}=200~\mu{
m A}$ で TES が超伝導状態になったのに対し 交流駆動では $I_{\rm tb,rms} = 150 \ \mu A$ で超伝導状態になっている。 て、

このI = V測定の結果から、TES カロリメータを遷移端中で動作させるためのバイアス電流が決定される。図6.8から、直流駆動と同様、超伝導遷移する直前のバイアス電流の値を動作点とする。表 6.9 に各 CH の動作点を示す。

衣 0.9. ロノヤノホルの IES の動作品					
	CH $\#$	TES $\#$	TES Bias $I_{\rm tb,rms}$	R_{TES} (FLL out)	R_{TES} (FB out)
			$[\mu A]$	$[m\Omega]$	$[\mathrm{m}\Omega]$
	1	2	159	49.3	47.8
	2	10	148	47.9	47.2
	3	9	122	33.7	33.4
	4	5	111	31.5	31.0

表 6.9・各チャンネルの TES の動作占

単素子交流駆動によるX線照射試験とその結果 6.6

まず単素子駆動による X 線信号の取得を試みた。熱浴温度 100 mK で ⁵⁵Fe 線源からの X 線パルスの取得を行った。 直流駆動試験と同様、パルス取得の際は GM 冷凍機をオフにし温度制御を行った。TES カロリメータの横にある温 度計での温度安定度は±40 µK 程度であった。

BBFB回路を用いた交流駆動でのパルス取得の成功 6.6.1

まず CH1 について LC フィルタの共振周波数の正弦波で駆動し、BBFB 回路を用いて FLL をかけ X 線信号の取得 を行った。図 6.9 に測定時の回路図、図 6.10 に交流駆動下での BBFB 回路の各部分の出力を示す。X 線が TES カロ



図 6.8: 熱浴 100 mK での単素子駆動における IV 測定結果。 $I_{\text{TES}} - I_{\text{tb}}$ 測定結果 (左) と $R_{\text{TES}} - I_{\text{tb}}$ 測定結果 (右) CH1 CH4 それぞれの共振周波数での測定結果である。円形のプロットが積分器出力から見積もった TES を流れる電流値、三角が FB 出力から見積もった TES を流れる電流値である。



図 6.9: BBFB 回路を用いた単素子交流駆動の場合の回路図 (並列につながっている TES、LC フィルタ、BBFB 回路 は省略している。)。測定中はプリアンプ出力 V_{pre} 、積分器出力 V_{FLL} 、フィードバック出力 V_{FB} をモニタしている。 ぞれぞれの波形は図 6.10 に示す。

リメータに入射した際に、積分器出力にはプリアンプ出力が復調された信号、フィードバック出力に再変調された信 号が見えている。

以上のことから交流駆動による X 線パルスの取得に成功したと言える。これによって BBFB 回路の動作実証に成功した。

6.6.2 単素子駆動時のパルス取得実験

1.042 MHz で BBFB 回路の動作実証に成功したので、その他のチャンネルについても X 線パルスを取得して、エ ネルギー分解能を求める。CH1 ~ CH4 の四つについてそれぞれの共振周波数の正弦波で駆動して、パルスを取得し た。波形の取得は横河の波形取得器 DL708E+701855 で行った。測定時の設定を表 6.10 に示す。また TES の動作点 は表 6.9 の値を用いた。

表 6.10: 単素子駆動でのパルス取得時の設定				
横河 DL7				
CH1, CH2 CH3, CH		CH3, CH4		
サンプリング周波数	2 MS/s $1 MS/s$			
Record length	10 k points			
LPF	500 kHz			
トリガー	下向き			
トリガーポジション	55~%			
取得パルス数	3400	1700		

図 6.11 に取得した各 CH の平均パルス波形とそのパルススペクトルを示す。



図 6.10: 交流駆動下での BBFB 回路の各部分の出力。図 6.9 に示す様に BBFB 回路の駆動中はプリアンプ出力 (上段)、積分器出力 (中段)、フィードバック出力 (下段) をモニタしている。X 線が TES カロリメータに入射した際に、 積分器出力にはプリアンプ出力が復調された信号、フィードバック出力に再変調された信号が見えている。フィード バック出力は MHz 帯の信号なのでグラフが塗りつぶされた様に見える。[26]

ノイズはパルスと同様、3400 or 1700 カウント取得した。取得したデータからパルスを含んだ数個を除去し、SQUID への入力電流換算ノイズスペクトルを作成した。入力電流換算は電流-電圧変換係数を用いて計算した。図 6.12 にノ イズスペクトルを示す。

平均パルスとノイズスペクトルから最適フィルタ処理用のテンプレートの作成を行った。作成したテンプレートと、 平均パルスとノイズスペクトルから得られる S/N 比のスペクトルを図 6.13 に示す。カットオフ周波数と S/N 比か ら算出される分解能 (Baseline 分解能)を表 6.11 に示す。S/N 比の劣化を防ぐため、CH1, 2, 3, 4 についてそれぞれ カットオフ周波数は、6 kHz, 8 kHz 4 kHz 16 kHz とした。直流駆動でのカットオフ周波数が 46 kHz に対して、交流 駆動でのカットオフ周波数が 1/5 程度が最適になっている。このテンプレートを用いて取得した全イベントについて 最適フィルタ処理を施しパルスハイトを求めた。

表 6.11: カットオフ周波数と Baseline 分解能				
	CH1	CH2	CH3	CH4
カットオフ周波数 [kHz]	6	8	4	16
Baseline 分解能 $[eV @5.9 keV]$	33.90	42.59	98.00	69.58

最適フィルタ処理で求めたパルスハイト (PHA) の時間依存性とそのヒストグラムを図 6.14 に示す。どちらの図か らも分かるように $MnK\alpha$ 輝線と $MnK\beta$ 輝線がはっきりと分離できているのがわかる。また、また時間による PHA のばらつきが見られる。ヒストグラムからカウントが 1/2 とな PHA の幅、つまり半値全幅 (FWHM) と PHA によ る分解能 PHA/ Δ PHA を見積もった。その結果を表 6.12 に示す。



図 6.11: 各チャンネルの平均パルス波形 (左) とパルススペクトル (右)。測定されたデータからパルスの極性を逆にし てオフセットを補正したものを平均し求めた。



図 6.12: パルス取得時のノイズスペクトル

表 6.12: PHA の半値幅と分解能				
	CH1	$\mathrm{CH2}$	CH3	CH4
$\Delta PHA [mV]$	17.9	7.23	4.03	3.61
$\mathrm{PHA}/\Delta\mathrm{PHA}$	32.4	64.3	61.8	72.3

CH3、CH4 については BBFB 回路の動作保証周波数 (2 MHz) 以上で駆動しているため TES カロリメータの交流 特性だけでなく、BBFB 回路の影響によるエネルギー分解能の劣化が考えられる。そこでこの CH3、CH4 について はこれ以上の処理を行わない。

CH1、CH2 については作成したテンプレートを用い、取得した全イベントについて最適フィルター処理を施しパル スハイトを求めた。最適フィルター処理後のオフセット電圧とPHA の関係を図 6.15 に示す。更に、オフセット電圧 の揺らぎの補正と非線形性の補正を行い PHA を入射 X 線エネルギーに換算する。

直流駆動試験と同様にこれらの補正を行ったあと、(5.20)式によるフィッティングを行い、最終的なエネルギー分解能を決定する。フィッティング結果と分解能を図 6.16 と表 6.13 に示す。

表 6.13: エネルギー分解能測定結果				
		CH1	CH2	
オフセット補正	a	0.367412	0.384679	
	b	-1.089790	0.384679	
応答非線形の補正	a	-3.059788e-09	-3.462909e-09	
	b	8.046175e-05	8.574911e-05	
$MnK\alpha$ 輝線	エネルギー中心値	$5894.68~\mathrm{eV}$	$5895.18~\mathrm{eV}$	
	エネルギー分解能 (FWHM)	$49.70\pm0.96~\mathrm{eV}$	$64.76 \pm 1.25 ~\mathrm{eV}$	



図 6.13: 各チャンネルのテンプレート (左) と S/N 比からのスペクトル (右)



図 6.14: 各チャンネルのパルスハイトの時間依存性(左)とヒストグラム(右)。



図 6.15: オフセット電圧と PHA の関係。左が CH1、右が CH2 である。



図 6.16: Voigt 関数によるフィッティング結果。左が CH1、右が CH2 である。

6.7 二素子同時交流駆動による X 線照射試験とその結果

前節より単素子駆動による交流駆動には成功した。そこで次に複数素子の同時交流駆動を試みた。CH1 と CH2 の 共振周波数のバイアス電流を流し、それぞれの周波数に BBFB 回路を用いてフィードバックをかける。それぞれの共 振周波数で復調したものをそれぞれの TES カロリメータからの信号として読みだす。

6.7.1 二素子同時交流駆動での*I*-V測定

まず複数素子にバイアスをかけるとバイアスをかけた発熱で局所的に温度が上昇しそれぞれの TES カロリメータの *I* – *V* 特性が変化する可能性がある。そのため二素子同時駆動での X 線信号取得の動作点を決定するため、再度 *I* – *V* 測定をおこなった。

測定方法は単素子交流駆動の I - V 測定と同様である。 $CH1 \ge CH2$ を同時駆動した場合の測定結果を図 6.17 に示す。遷移温度が CH1、CH2 が数 mK ずれているが、単素子駆動と比較するため TES バイアス電流は同じ値とした。表 6.14 に決定した動作点を示す。



図 6.17: 熱浴 100 mK での二素子同時駆動における IV 測定結果。I_{TES} – I_{tb} 測定結果 (左) と R_{TES} – I_{tb} 測定結果 (右) CH1 で復調した出力と CH2 で復調した出力からの測定結果である。円形のプロットが積分器出力から見積もっ た TES を流れる電流値、三角形が FB 出力から見積もった TES を流れる電流値である。

表 6.14: 二素子駆動時の TES の動作点				
CH $\#$	TES $\#$	TES Bias $I_{\rm tb,rms}$	R_{TES} (FLL out)	R_{TES} (FB out)
		$[\mu A]$	$[m\Omega]$	$[\mathrm{m}\Omega]$
1	2	155	58.6	57.0
2	10	148	61.0	60.4

二素子同時交流駆動でのパルス取得の成功 6.7.2

CH1(1.042 MHz) と CH2(1.523 MHz) の正弦波で同時に交流バイアスをかけ、X 線信号の取得を試みた。図 6.18 にそれぞれの TES に X 線パルスが入射した時の各チャンネルの積分器出力 (復調信号)を示す。0.6 ms の間にそれぞ れの TES カロリメータに ⁵⁵Fe 線源からの X 線が入射しているのが見て取れる。つまり、二素子の TES カロリメー タを一つの SQUID で読み出す BBFB 回路を用いた信号多重化の実証に成功した。二素子同時駆動についても X 線 パルスを取得しエネルギー分解能を求めた。

また、それぞれの TES カロリメータに X 線が入射した時、もう片方の信号にクロストークが見えている。これは 次章で検討する。



図 6.18: 二素子同時交流駆動時の X 線信号。プリアンプ出力を 1.523 MHz で復調した信号 (上図、青) と 1.042 MHz で復調した信号 (下図、赤) である。0.6 msの間にそれぞれの TES カロリメータに 55 Fe 線源からの X 線が入射して いるのが分かる。さらにそれぞれの TES カロリメータに X 線が入射した時、もう片方の信号にクロストークが見え ている。[26]

二素子同時駆動におけるパルス取得実験 6.7.3

CH1, CH2 の二つの共振周波数の正弦波で駆動して、同時にパルスを取得した。波形の取得は単素子駆動と同様、 |横河の波形取得器 DL708E+701855 で行った。測定時の設定を表 6.15 に示す。CH1 を横河の ch1 に、CH2 を横河の ch2 につなぎ、それぞれのチャンネルを取得する時に、トリガーソースを変え片方にトリガーがかかった時、もう片方 のシグナルも測定した。また、TESの動作点はI - V測定の結果から、単素子駆動の時と同様に設定した。(表 6.15)

0.1 <u>5: _ 系士回時駆動でのハルス取得時</u> の				
	横河 DL708E+701855			
		CH1, CH2		
	サンプリング周波数	$5 \mathrm{MS/s}$		
	Record length	10 k points		
	LPF	$500 \mathrm{~kHz}$		
	トリガー	下向き		
	トリガーポジション	60~%		
	取得パルス数	3400		

表 **导時の設定**

取得したデータの処理も先ほどの単素子駆動時と同様に行った。図 6.19 に取得した各 CH の平均パルス波形とパル ススペクトルを示す。

ノイズはパルスと同様、3400 カウント取得した。取得したデータからパルスを含んだ数個を除去し、SQUID への 入力電流換算ノイズスペクトルを作成した。入力電流換算は電流-電圧変換係数を用いて計算した。図 6.20 にノイズ



図 6.19: 二素子同時交流駆動下での各チャンネルの平均パルス波形 (左) とパルススペクトル (右)。

スペクトルを示す。



図 6.20: 二素子同時交流駆動下でのパルス取得時のノイズスペクトル。

平均パルスとノイズスペクトルからデジタルフィルタ処理用のテンプレートの作成を行った。作成したテンプレートと、平均パルスとノイズスペクトルから得られる S/N 比のスペクトルを図 6.21 に示す。テンプレートを作成する



際 S/N 比の劣化を防ぐためカットオフ周波数を CH1、CH2 それぞれ 7 kHz、3 kHz とした。

最適フィルタ処理で求めたパルスハイトの時間依存性とそのヒストグラムを図 6.22 に示す。カットオフ周波数、 Baseline 分解能、PHA から求まる分解能を表 6.16 に示す。S/N 比から求まる Baseline 分解能が単素子駆動に比べ て倍以上劣化している。オフセットの補正、応答非線形性の補正を行っても Baseline 分解能以上の性能値は得られな い。そこでエネルギー分解能の計算はここまでとした。以上から少なくとも二素子同時駆動した場合、単素子駆動よ りも S/N が悪くなることが分かった。

- 二系丁円吋文加祉動下しの工	<u> ホルエ -</u>	刀肝肥烈	Æ
	CH1	CH2	
 カットオフ周波数 [kHz]	7	3	
Baseline 分解能 $[eV5.9 \text{ keV}]$	80.47	116.32	
$\Delta PHA \ [mV]$	9.07	4.84	
$PHA/\Delta PHA$	42.5	33.1	

表 6.16: 二素子同時交流駆動下でのエネルギー分解能測定結果

6.8 SQUID+BBFB回路のノイズ測定とその結果

各チャンネルの共振周波数でフィードバックオン、TES バイアスゼロの状態でノイズ測定を行った。ノイズ取得には FFT アナライザーを用い、電流-電圧変換係数 Erms を用いて測定された電圧ノイズを SQUID の入力電流ノイズに 換算した。

図 6.21: 二素子同時交流駆動下での各チャンネルのテンプレート (左) と S/N 比からのスペクトル (右)。



図 6.22: 二素子同時交流駆動下でのパルスハイトの時間依存性(左)とヒストグラム(右)

6.8.1 単素子駆動時のノイズ

熱浴温度を 100 mK にし、TES を超伝導状態にして測定を行った。CH1 ~ CH4 のそれぞれの共振周波数で、BBFB 回路を用いてフィードバックをかけその積分器出力を測定した。また、CH1 のみ熱浴 300 mK で TES カロリメータ が常伝導状態でノイズ測定を行った。その結果を図 6.23 に示す。駆動周波数、TES カロリメータの状態 (常伝導 or 超伝導) によるノイズレベルの違いは見られなかったが、直流駆動でのノイズレベル (図 5.25) に比べて倍近く大きく なってしまっている。このノイズ成分がエネルギー分解能劣化の一員を担っていると考えられる。



図 6.23: 単素子駆動におけるノイズ測定。各 CH について熱浴温度が 100 mK で TES カロリメータは超伝導状態で 行った測定 (左) と、CH1 のみ熱浴温度が 300 mK で TES カロリメータは常伝導状態で行った測定 (右)。

6.8.2 二素子同時駆動のノイズ

熱浴温度を 300 mK にし、TES を常伝導状態にして測定を行った。CH1,CH2 の各共振周波数で、BBFB 回路を用 いてフィードバックをかけその積分器出力を測定した。測定結果を図 6.24 に示す。単素子駆動のノイズレベルよりも 数 pA/√Hz 高い。これはクロストークによるノイズの漏れ込みと考えられる。



図 6.24: 二素子駆動におけるノイズ測定。熱浴温度は 300 mK で TES カロリメータは常伝導状態。

6.9 まとめ

本章では BBFB 回路を用いた TES カロリメータの単素子交流駆動、二素子同時交流駆動を行った。

前章で評価した TES カロリメータ、4入力 SQUID、LC フィルタ、シャント抵抗を用いて四素子の多重化可能な回路を作成し、断熱消磁冷凍機に組み込み交流駆動実験を行った。

まず、極低温下で 4 入力 SQUID+BBFB 回路の動作試験を行った。得られた電流-電圧変換係数 (閉ゲイン、 Ξ_{rms}) は各駆動周波数 ($1\sim2.7$ MHz) で理論値との差が 2%以下という結果が得られた。これにより SQUID が極低温環境下 でも BBFB 回路が安定して動作することを確認した。

次に自作した LC フィルタの共振周波数を測定した。測定はフィードバックオフ (開ループ) の時とフィードバックオン (閉ループ) の時の場合について行った。測定された共振周波数はフィードバックオンの時で、 1.042 ± 0.001 MHz、 1.523 ± 0.001 MHz、 2.278 ± 0.001 MHz、 2.766 ± 0.001 MHz であり、設計値との差は 3%以下であった。このことから設計値と一致するような LC フィルタが作成できた。また、開ループと閉ループの測定された共振周波数の差は 2 kHz 程度であった。これは SQUID の入力コイルのインピーダンスがフィードバックオンすることによってキャンセルされたと仮定すると、そこから見積もられるインピーダンスは約 1 nH である。これは入力コイルの自己インダクタンスの設計値とほぼ一致する結果である。また、さらに閉ループでの共振点の出力から見積もられる残留抵抗成分が、2 MHz 以上の共振点において、マイナスになってしまうという結果を得た。これは PSD(位相検波器) の駆動周波数範囲が 1.8 MHz 以下であり、フィードバックを返しきれて切れずに出力が大きくなってしまっていると考えられる。

また SQUID+BBFB 回路のノイズ測定を行った。これは TES バイアス電流を 0 にして熱浴温度を変え TES を常 伝導と超伝導にして測定を行った。TES の状態によるノイズレベルの変化は見られなかったが直流駆動でのノイズ測 定よりもノイズレベルが 2 倍程度大きくなるという結果を得た。SQUID と BBFB 回路がつくるノイズでは説明がで きず、原因はわかっていない。さらに二つの周波数 (CH1、CH2) についてフィードバックをかけた場合のノイズ測定 も行った。単素子駆動に比べて数 pA/\sqrt{Hz} ノイズレベルが大きくなっていた。読み出し環境としてのノイズレベル は高いのでエネルギー分解能を最適化する事は難しいが、X 線パルスの取得が本測定の目的であるので、それについ ては許容出来るノイズレベルであるといえる。 以上の測定から各 TES カロリメータの駆動周波数が決定したので、TES カロリメータの交流駆動特性を測定した。 R - T測定ではすべての TES カロリメータについて超伝導遷移を確認し、その遷移温度が 166~171 mK であること を確認した。これは直流駆動の測定から 40 mK 以上遷移温度が低くなるという結果を得た。R - T測定から得られ た遷移温度よりも十分低い熱浴 (100 mK) でI - V測定を行った。CH1 と CH2 については 150 ~ 190 μ A、CH3 は 120 ~ 140 μ A、CH4 は 110 ~ 120 μ A で TES を線異端中で動作させられることが分かった。また、CH1 については 同じ熱浴温で直流駆動による測定を前章で行っているが、R - T測定と同様に I - V測定でも転移温度の違いが見ら れた。図 6.25 に直流駆動と交流駆動での R - T測定、I - V測定の違いを示す。



図 6.25: R-T 測定 (左) と I-V 測定 (右) の直流駆動と交流駆動での違い。

また CH1 と CH2 については同時にフィードバックをかけ *I* – *V* 測定を行った。測定結果から超伝導遷移する TES バイアス電流の値が小さくなることがわかった。これは同時にバイアス電流を流しているので TES が発熱し、単素 子駆動時よりも局所的に TES カロリメータの温度が高くなってしまっているためと考えらる。図 6.26 に単素子駆動 と二素子駆動の違いを示す。



図 6.26: 単素子駆動と二素子駆動による I – V 測定結果。左が CH1、右が CH2 の測定結果。

R - T、I - V測定の結果から決定された熱浴温度 100 mK、各チャンネルの動作点において交流駆動下での X 線 信号の取得を行った。BBFB 回路を用いて 1 MHz から 2.7 MHz の各動作周波数において X 線信号の取得に成功し た。これにより、BBFB 回路の動作原理の実証に成功したといえる。更には CH1(1.042 MHz) と CH2(1.523 MHz) については同時にバイアス電流を流しそれぞれにフィードバックをかけることで、信号の同時取得を試みた。BBFB 回路のプリアンプ出力を 1 MHz、1.5 MHz のそれぞれの周波数で復調することで、二つ TES カロリメータからの X 線信号を一つの SQUID を用いて読みだすことに成功した。これによって BBFB 回路を用いた信号多重化についても 動作実証を行うことが出来た。またこの測定から他 CH にパルスが入射した時にパルス上のクロストークが見えてい ることも分かった。二素子同時駆動のノイズ測定で単素子駆動に比べて数 pA/√Hz ノイズレベルが大きくなっていたのはクロストークによるノイズの回り込みだと考えられる。

単素子交流駆動について X 線パルスを CH1 と CH2 は 3400 カウント、CH3 と CH4 については 1700 カウント取得 しエネルギー分解能を求めた。Mn K α 輝線について、S/N 比から計算される Baseline 分解能についても、最適フィ ルタ処理から求めたパルスハイト (PHA) による分解能 PHA/ Δ PHA についても直流駆動測定よりも劣化していると いう結果を得た。また、CH1、CH2 についてはオフセット補正、応答非線形性の補正を行ったあとのエネルギー分解 能として、49.70 eV@5.9 keV、67.76 eV@5.9 keV という結果を得た。これについても直流駆動での性能値には至っ ておらず、この原因の究明が今後の課題となる。

以上の測定結果から、交流駆動と直流駆動での TES カロリメータの特性の違いが確認され、さらにエネルギー分解能の劣化、パルス入射時のクロストークの原因究明という新たな課題が見つかった。しかしながら、BBFB 回路を用いた交流駆動、二素子の信号多重化について動作原理の実証に成功し、我々の研究グループでは初めて交流駆動下での X 線信号の取得に成功した事は大きな成果といえる。

第7章 新たに見つかった課題の解決に向けた追加実験

前章では TES カロリメータ交流駆動に成功した一方で、交流駆動と直流駆動の TES カロリメータの特性の違い、 エネルギー分解能の劣化、クロストークなどの新たに解決すべき問題点が明らかになった。本章ではそれらの課題の 解決にむけて行った追加実験について述べる。

7.1 直流駆動での *R* – *T* 特性の再測定

7.1.1 再測定の目的と方法

第 5.3.3 節、第 6.5.1 節の測定結果から直流駆動と交流駆動において TES カロリメータの遷移温度が交流駆動の方 が 40 mK 程度小さくなるという結果を得た。しかし、交流駆動における R - T 測定では TES バイアス電流を実効 値で 54.4 μ A 流しており、直流駆動の 5 μ A に比べると十倍程度の電流で測定を行なっていた。TES カロリメータを 流す電流が大きくなればその分 TES 自身の自己発熱が大きくなり、見かけの遷移温度は小さくなる。そこで直流駆 動下でバイアス電流を大きくし再度、R - T 測定を行うことでこの遷移温度の違いを説明できるか確認した。

なお、測定のセットアップ、方法は第5.3節と同様である。

7.1.2 測定結果

TES バイアス電流を交流駆動の実効値と同値である 54.4 µA、さらに 1700, 1800, 1900, 2000 µA 流した場合につい て測定を行った。結果を図 7.1 に示す。TES バイアス電流を 54.4 µA としても交流駆動での測定を再現することがで きなかった。遷移温度を交流駆動と同程度にしようとすると、TES バイアス電流を、1900 µA 程度流さなければなら ないという結果を得た。このことから、交流駆動と直流駆動による遷移温度の違いは発熱による影響だけではないと いうことが分かった。

7.2 直流駆動でのパルス特性の再測定

7.2.1 測定の目的、方法

前章の結果から直流駆動と交流駆動でのエネルギー分解能は2倍程度差があることが分かっている。しかしX線信号の取得の際、直流駆動でのTESの動作抵抗が24.0 mΩであるのに対し、交流駆動では49.3 mΩである。この動作抵抗の違いがエネルギー分解能の劣化原因になりうるか検証するため、直流駆動での動作抵抗が49.0 mΩの点でX線信号の取得を行った。パルス取得の設定を表7.1に示す。なお、波形取得には横河の波形取得器 DL708E+701855 で行った。測定時の設定は表5.15と同様にした。

7.2.2 測定結果

図 7.2 に取得した TES の平均パルス波形と、そのスペクトルを示す。またパルスと同様に取得した SQUID への入力電流換算ノイズスペクトルに示す。



図 7.1: 直流駆動による R – T 再測定結果。

熱浴温度	100 mK
TES バイアス	$229~\mu {\rm A}$
$R_{\rm TES}$	$49.0~\mathrm{m}\Omega$
取得パルス数	3400

表 7.1: 再測定の TES カロリメータの動作点

この平均パルスとノイズスペクトルからテンプレートの作成を行った。テンプレートは S/N 比の劣化を防ぐため カットオフ周波数を 20 kHz として作成した。作成したテンプレートを図 7.3 に示す。このテンプレートを用いて取 得した全 3400 イベントについて最適フィルタ処理を施しパルスハイトを求める。

最適フィルタ処理で求めたパルスハイトの時間依存性とそのヒストグラムを図 7.4 に示す。どちらの図からも分か るように Mn K α と Mn K β がはっきりと分離できている。ヒストグラムからカウントが 1/2 となる PHA の幅、つ まり半値全幅 (FWHM) は Δ PHA $\simeq 0.256$ mV 程度であり、PHA/ Δ PHA $\simeq 257$ である。

更に、オフセット電圧の揺らぎの補正と非線形性の補正を行い PHA を入射 X 線エネルギーに換算する。図 7.5 に オフセットと PHA の関係を示す。

そして、(5.20)式によるフィッティングを行い、最終的なエネルギー分解能を決定する。フィッティング結果と分解 能を図 7.6 に示す。なお、測定の結果を表 7.2 にまとめた。

7.2.3 交流駆動結果との比較

測定結果から TES カロリメータの動作抵抗を交流駆動の値と同程度としてもエネルギー分解能が2倍程度悪いと 言う結果になった。実験結果の検証のため、パルススペクトル、ノイズスペクトル、S/N 比スペクトルについて直流 駆動と交流駆動同時にプロットし、比較を行った。直流駆動と交流駆動では駆動回路が違うため、電流-電圧変換係数 が違う。そこで、各回路の電流-電圧変換係数を用いて TES を流れる電流に変換し、比較を行った。図7.7 に結果を 示す。また、直流駆動と交流駆動の測定結果を表7.3 にまとめる。

パルススペクトルの比較から、交流駆動の方がLCフィルタがあるため高周波成分がカットされているのが分かる。 TESの動作抵抗が近い場合は低周波成分はほぼ一致しているため、高周波成分が落ち込んでいる分だけS/Nが劣化
7.2. 直流駆動でのパルス特性の再測定



図 7.2: 再測定した TES カロリメータの平均パルス波形 (上段左) とそのパルススペクトル (上段右)、入力電流換算 ノイズスペクトル (下段)。



図 7.3: 再測定のテンプレート (左) と S/N スペクトル (右)。



図 7.4: パルスハイトの時間依存性 (左) とヒストグラム (右)。



図 7.5: オフセット電圧と PHA の関係

		•
カットオフ周波数	$20 \mathrm{~kHz}$	
Baseline 分解能	16.11 eV @5.9 keV	
PHA から求めた分解能	ΔPHA	$0.256 \mathrm{~mV}$
	$\mathrm{PHA}/\mathrm{\Delta PHA}$	257
オフセット補正	a	0.054896
	b	-3.812231
応答非線形の補正	a	-2.444675e-10
	b	1.075504 e-05
Mn Kα 輝線	エネルギー中心値	$5894.79 { m eV}$
	エネルギー分解能 (FWHM)	$27.50\pm0.70~\mathrm{eV}$

表 7.2: エネルギー分解能再測定の結果



図 7.6: Voigt 型関数によるフィット結果。

している。これは S/N 比スペクトルからも分かる。Baseline 分解能は S/N 比から求まる。交流駆動の Baseline 分解 能が劣化している一部の原因はこのためだと考えられる。

以上からこのエネルギー分解能劣化は交流駆動固有の問題であると考えられ、さらなる追求が必要である。



図 7.7: パルススペクトル (上段左)、ノイズスペクトル (上段右) と S/N スペクトル (下段)。

表 7.3: エネルギー分解能測定のまとめ

	直流	駆動	交流駆動
TES の動作抵抗	$24.0~\mathrm{m}\Omega$	$49.0~\mathrm{m}\Omega$	$49.3~\mathrm{m}\Omega$
パルスハイト $(\Delta I_{\mathrm{TES}})$	21.6 $\mu {\rm A}$	$8.3~\mu\mathrm{A}$	5.3 $\mu {\rm A}$
Baseline 分解能 @5.9 keV	$12.37~{\rm eV}$	$16.11~{\rm eV}$	$33.90~{\rm eV}$
エネルギー分解能 (FWHM)@5.9 keV	$19.44~{\rm eV}$	$27.50~{\rm eV}$	$49.70~{\rm eV}$

7.3 4入力 SQUID + BBFB 回路によるループゲインの測定

7.3.1 測定の目的

前章の交流駆動試験では直流駆動で得られたエネルギー分解能を再現するに至らなかった。また直流駆動にくらべ て交流駆動では SQUID+BBFB 回路で測定されるノイズレベルが大きいことも分かっている。そこで、4入力 SQUD と BBFB 回路からなる系の低周波 (TES カロリメータの信号帯域) でのループゲインと位相余裕を測定することで、 この回路系が安定に動作していたかどうかを確認する。

7.3.2 測定方法

測定は 5.2.2 と同様に擬似 TES 回路と 4K プローブを用い、液体ヘリウム温度で行った。

ループゲインの測定方法を図 7.8 に示す。測定ではまず駆動周波数でフィードバックオンの状態にする。その後入 力をゼロにしてループゲイン測定用波形発生器、ゲインモニタ用オシロスコープを接続する。波形発生装置に周波数 100 Hz~1 MHz までの正弦波を入力し、ゲインモニタ用オシロスコープの入力と出力端子の電圧と位相差をひかえる。 このとき、出力側の電圧 Vout は入力側の電圧 Vin にループゲイン C をかけた値となるため、ループゲインは Vout / Vin として測定される。ループゲイン測定用波形発生装置に印加する電圧については、ゲインが大きい低周波帯域では電 圧を大きくしないと出力が小さすぎてモニタできなくなるので、始めは 2 Vpp の電圧からスタートする。逆に、印加 する信号の周波数が大きくなると出力波形が正弦波から歪んでしまうので、測定周波数帯域ごとに印加する電圧を下 げてゆかねばならない。ループゲイン測定用波形発生装置は WF1974、ゲイン測定用オシロスコープには Teltronix 社の TDS510A を用いた。

7.3.3 測定結果

TES の交流駆動試験で動作させた周波数、1.042 MHz と 1.523 MHz について測定を行った。測定値は 100 回平均 の値とした。図 7.9 に測定結果を示す。交流駆動試験時の積分器キャパシタンスは 500 pF であった。この測定結果 から積分器キャパシタンスが 500 pF の場合、TES カロリメータの信号帯域 (~10 kHz) では位相が 180 度回る前に ループゲインが 1 より小さくなって閉まっている。以上から前章の交流駆動試験において TES カロリメータの信号 帯域では充分なループゲインが得られていなかった可能性がある。

7.4 クロストークの原因究明に向けて

BBFB 回路を用いた TES カロリメータの二素子同時交流駆動実験から、パルス状のクロストークが確認されている。複数素子同時駆動においてクロストークがある場合、測定したいエネルギーが他の素子の信号に流れてしまい、 S/N は損をする。つまりクロストークがあるということはエネルギー分解能の劣化につながる。そこで、二素子同時 駆動の際に見えていたクロストークの原因究明を試みる。



図 7.8: ループゲインの測定方法。外部波形発生装置を使い BBFB 回路内の微小抵抗 (10 Ω) に電圧を印加し、入力 と出力をゲインモニタ用オシロでモニタする。ループゲインは回路各部のゲインの積なので、オシロスコープで得た 出力電圧を入力電圧で割ればループゲインを算出できる。



図 7.9: SQUID+BBFB 回路のループゲイン (左) と位相余裕 (右) の測定結果。上段が 1.042 MHz、下段が 1.523 MHz での測定結果である。前章での積分器のキャパシタンスは 500 pF であった。

まず現在得られている二素子同時交流駆動の結果からその波形についての考察を行う。次にクロストークがある箇 所の特定を行う。波形発生装置で擬似 X 線信号を作成し、SQUID+BBFB 回路のみ、Dummy Sensor+BBFB 回路の み回路系で動作させ、パルスに対してクロストークが現れるかどうかを確認することで、クロストークの発生箇所の 切り分けを行う。(表 7.4)

	SQUID+BBFB 回路での実験			
Dummy Sensor	クロストーク	あり	なし	
+BBFB 回路	あり	(A), (B), (C), (D)	(A), Dummy Sensor	
での実験	なし	(A), (B), (C)	(A)	
(A)SQUID 以前:TES、LC フィルタ、ボンディングワイヤーなど。 (B)SUQID:SQUID 自身 (入力コイル, フィードバックコイル含む)。 (C)SQUID から室温バイアスボックス:SQUID 以外の冷凍機配線含む。				
(D)BBFB 回路				

表 7.4: クロストークの発生箇所早見表 SQUID+BBFB 回路での実態

7.4.1 二素子同時交流駆動による測定データを用いた考察

BBFB 回路を用いた TES の X 線照射実験では二素子同時駆動の際に、1.042 MHz(以下、CH1) で復調した出力、 1.523 MHz(以下、CH2) で復調した出力の両方の波形を横河の波形取得器 DL708E+701855 で取得した (測定の詳細 は前章に示す)。その測定データを用いてクロストークを検証した。

パルス波形とクロストーク波形の作成

図 7.10 に二素子同時交流駆動の測定結果を示す。これはパルス波形についても、クロストーク波形についても 3400 カウントの測定データにたいして、ダブルパルスやパルスの取得を行なっていないチャンネルに X 線が入射したデー タは取り除いて平均波形を作成した。CH1 でバイアスした TES に X 線が入射した場合と、CH2 でバイアスした TES に X 線が入射した場合でクロストーク波形の特徴が異なる事が確認できる。



図 7.10: 赤:CH1 の出力信号 (1.042 MHz で復調した信号)。青:CH2 の出力信号 (1.523 MHz で復調した信号)。左図 が CH1 でバイアスした TES に X 線が入射した場合であり、右図が CH2 でバイアスした TES に X 線が入射した場合である。それぞれ 3400 カウントの平均値をプロットしている。

差分法による微分近似

図 7.10 の波形からパルスの傾きが一番大きく見える部分、つまりパルスの立ち上がりの部分にクロストークのピー クが確認できることから、クロストークが微分波形であると推測される。そこで、測定したパルスから差分法により 数値微分近似を行い、パルスを微分計算して得られた波形に対してクロストークのピークや波形を比較する。

• 中心差分法

関数 f(x) を x で微分する。

$$f'(x) = \frac{df(x)}{dx} = \lim_{\Delta x \to 0} \frac{f(x + \Delta x) - f(x)}{\Delta x}$$
(7.1)

微分は Δx を無限小にするが、現在 f(x) は測定したパルスの離散的なデータしかないので、微分の近似として 差分を用いる。関数 f(x) について二種類の Taylor 展開を考える。

$$f(x+h) = f(x) + hf'(x) + \frac{h^2}{2}f''(x) + \mathcal{O}(h^3)$$
(7.2)

$$f(x-h) = f(x) - hf'(x) + \frac{h^2}{2}f''(x) + \mathcal{O}(h^3)$$
(7.3)

(7.2) 式と(7.3) 式の差をとると、h²の項はキャンセルされてしまう。

$$f(x+h) - f(x-h) = 2hf'(x) + \mathcal{O}(h^3)$$
(7.4)

この式を変形すると、次の中心差分法の式が得られる。

$$f'(x) \simeq \frac{f(x+h) - f(x-h)}{2h}$$
 (7.5)

(7.5) 式を用いて図 7.10 の平均のパルスデータから微分近似を求めた。

• 微分近似結果

微分近似から求めたパルスの数値微分波形 f'(x)をスケールしたもの $a \times f'(x) + b$ とクロストークの比較を行う。図 7.10 のクロストークの $-1.2 \sim -0.2$ msの測定値の平均値をオフセット bとする。クロストークのピーク と f'(x) のピークが一致するように a を決定する。図 7.10 から左図の場合は正、右図の場合は負の向きをクロ ストークのピークの値とした。表 7.5 に決定したパラメータ、図 7.11 にクロストークと $a \times f'(x) + b$ をプロットしたものを示す。

表 7.5: クロストークの測定値と微分近似波形のパラメータ				
	クロストーク波形の実測値		f'(x)	パラメータ
	パルスピーク値	オフセット	パルスピーク	a
	[V]	[V]		
CH1 入射時	4.112	4.103	-1.230×10^4	$-6.716 imes 10^{-7}$
CH2 入射時	4.446	4.492	-5.353×10^3	8.532×10^{-6}

図 7.11 に示すように、微分近似波形とクロストークはピークの位置がずれており、波形も再現されているとは 言い難い。この結果からクロストークは単純なパルスの微分波形では無いと推測される。



図 7.11: 赤:CH1 の出力信号 (1.042 MHz で復調した信号)。青:CH2 の出力信号 (1.523 MHz で復調した信号)。緑:CH1 の出力信号を微分近似した波形。紫:CH2 の出力信号を微分近似した波形。 左図が CH1 でバイアスした TES に X 線が入射した場合であり、右図が CH2 でバイアスした TES に X 線が入射した場合である。

7.4.2 SQUID+BBFB 回路での擬似パルス測定実験

実験セットアップ

実験セットアップを図 7.12 に示す。波形発生装置 (WF1974) を用いて擬似 X 線信号を作成、変調したものを擬似 的な TES からの信号として SQUID(ISAS-B10) の FB コイルに入力する。擬似パルスの変調周波数は実際に二素子 駆動の際と同様に 1.042 MHz(CH1) と 1.523 MHz(CH2) とする。この信号を BBFB 回路を用いて CH1,2 共に FLL をかけ動作させることで信号の取得を行う。

SQUID(4 入力電流加算型, ISAS-B10)、冷凍機 (SHI-ADR)、配線、バイアスボックスなど測定環境は前章の測定と同様である。また今回の測定では断熱消磁冷凍機の液体ヘリウムが枯渇したため、GM 冷凍機を動作させ極低温ステージが 5.6 K 程度で測定を行った。



図 7.12: SQUID+BBFB 回路での擬似パルス測定実験セットアップ。

SQUID 動作点の決定

熱浴温度が 5.6 K での測定のため、再度 SQUID の動作点を決定するため、 $\Phi - V$ 測定を行った。測定結果は SQUID の $\Phi - V$ 曲線の Peak to Peak 最大となるようなバイアス電流での測定のみ示す。測定の設定を表 7.6 に、測定結果 を図 7.13 に示す。今回の測定では動作点は OP_A: $-0.29 \Phi_0$, OP_B: $-0.39 \Phi_0$, OP_C: $-0.48 \Phi_0$ の三点とした。

表 7.6: Φ – V 測定時の設定			
波形発生装置 (WF1915)			
入力磁束	$\sim 3 \Phi_0$		
入力磁束周波数	$1 \mathrm{~kHz}$		
波形	正弦波		
横河 DL708E+701855			
サンプリング周波数	$10 \mathrm{~MS/s}$		
Record length	10 k points		
Coupling	DC		
LPF	500 kHz		
トリガー	上向き		
トリガーポジション	50%		
カウント	10		



図 7.13: $\Phi - V$ 測定結果。山の左側には極低温での測定と同様に超伝導遷移が見えている。今回は OP_A : - 0.29 Φ_0 , OP_B : - 0.39 Φ_0 , OP_C : - 0.48 Φ_0 の三点を動作点とした。

擬似パルス測定

波形発生装置、波形取得器の設定

波形発生装置 (WF1974) を用いて擬似パルスを作成したパルスの詳細は表 7.7 に示す。パルスのピークの大き さは変調度 (Depth) によって変更し、パルスの時定数は立ち上がりが 26 µs、立下りが 36 µs とした。また擬

表 7.7: 擬似パルス作成の設定表			
パルス作成側		変調側	
mode	Continuous	mode	Modulation
Fctn	PWF	Fctn	Sine(Norm \pm FS)
Group	Surge	Type	AM
Waveform	Pulse Surge(Inv -FS/0)	Depth	20,40,60~%
Tr	$2.62\%(26~\mu{ m s})$	Source	Ext(外部入力)
Td	$13.59\%(36~\mu s)$	Freq	$1.042, 1.523 \mathrm{MHz}$
Freq	1 kHz	Amptd	4.0 V _{p-p} (50Ω 終端)
Amptd	1.0 Vpk		

似パルス、クロストークの波形取得は横河の波形取得器 DL708E+701855 で行った。その設定を表 7.8 に示す。 また、この測定では SQUID の動作点は OP_B: $-0.39 \Phi_0$ とした。

表 7.8: 擬似パルス取得の設定

横河 DL708E+701855		
サンプリング周波数	$10 \mathrm{~MS/s}$	
Record length	10 k points	
Coupling	DC	
Bandwidth	$500 \mathrm{~kHz}$	
トリガー	下向き	
トリガーポジション	20%	
トリガーレベル	$860 \mathrm{mV}$	
カウント	340×3	

• 擬似パルス測定結果

測定の結果を図 7.14 に示す。これは 1020 カウントの平均値である。CH1、CH2 のどちらの周波数で駆動した 場合でもクロストークを確認することができた。しかし、クロストークのピークはパルスの立ち上がり部分で はなく、立下り部分に現れた。

次に変調度は 60%に固定して、SQUID の動作点を OP_A , OP_B , OP_C と変え、擬似パルス、クロストークの測定を行った。その結果を図 7.15 に示す。これは 1020 カウントの平均値である。CH1、CH2 のどちらの周波数で駆動した場合でもクロストークを確認することができたが、その大きさは動作点によって異なっている。このことからクロストークは SQUID の動作点に依存すると推測される。

7.4.3 Dummy Sensor+BBFB 回路での擬似パルス測定実験

実験セットアップ

実験セットアップを図 7.16 に示す。波形発生装置 (WF1974) を用いて擬似 X 線信号を作成、変調したものを擬似的な TES からの信号として Dummy Sensor(100 mΩ) に入力する。擬似パルスの変調周波数は実際に二素子駆動の際と同様に 1.042 MHz(CH1) と 1.523 MHz(CH2) とする。この信号を BBFB 回路を用いて CH1,2 共に FLL をかけ動作させることで信号の取得を行う。



図 7.14: 変調度を変更した場合の擬似パルス、クロストークの測定結果。1020 カウントの平均値をプロットした。 CH1 は 1.042 MHz、CH2 は 1.523 MHz の正弦波で駆動した信号である。左図が CH1 に擬似パルスを入力した場合。 右図が CH2 に擬似パルスを入力した場合。どちらの測定でもクロストークを確認することができた。



図 7.15: SQUID 動作点を変更した場合の擬似パルス、クロストークの測定結果。1020 カウントの平均値をプロット した。CH1 は 1.042 MHz、CH2 は 1.523 MHz の正弦波で駆動した信号である。左図が CH1 に擬似パルスを入力し た場合。右図が CH2 に擬似パルスを入力した場合。どちらの測定でもクロストークを確認することができたが、そ の大きさは動作点によって異なっている。



図 7.16: Dummy Sensor+BBFB 回路での擬似パルス測定実験セットアップ。

擬似パルス測定結果

7.4.2 の SQUID を用いた擬似パルス測定と同様の設定で擬似パルスの作成、測定を行った。変調度は 60%に固定した。図 7.17 に結果を示す。これも前測定と同様に 1020 カウントの平均値をプロットした。この測定からクロストークは確認できなかった。



図 7.17: Dummy Sensor と BBFB 回路での擬似パルス、クロストークの測定結果。1020 カウントの平均値をプロットした。赤の CH1 は 1.042 MHz、青の CH2 は 1.523 MHz の正弦波で駆動した信号である。左図が CH1 に擬似パルスを入力した場合。右図が CH2 に擬似パルスを入力した場合。どちらの測定でもクロストークを確認することができない。

7.5 まとめ

7.5.1 R – T の再測定について

本測定では交流駆動と直流駆動による遷移温度の違いの原因究明を試みた。

交流駆動の R - T 測定では実効値で直流駆動での測定よりも 10 倍大きい電流が流れていた。そのため遷移温度の 違いは電流による TES カロリメータの自己発熱が原因と考えられた。それについて検証するため直流駆動下で TES に交流駆動下での測定と同様、またはそれ以上の電流を流し、交流駆動と同じような R - T 特性が得られるかどうか を確認した。これより結果として交流駆動と同値の電流バイアスでは遷移温度が 10 mK 程度変化したが、交流特性 を再現するに至らなかった。また、交流特性を再現するためには直流駆動下で TES カロリメータに 1900 μ A の電流 を流さなければならず、大電流を流したことによって自己発熱が大きくなり、交流特性のようななめらかな R - T 曲 線を得ることができなかった。

以上の結果から TES カロリメータの交流駆動での遷移温度と直流駆動での遷移温度は TES の自己発熱によるものではなく交流駆動固有の問題と考えられる。

7.5.2 パルス特性の再測定について

前章の測定結果から直流駆動と交流駆動ではエネルギー分解能に二倍程度差があることがわかった。しかし、二つの測定では TES の動作抵抗が違いがり、これがエネルギー分解能劣化の原因になり得るかを検証する必要がある。そこで、直流駆動で動作抵抗を交流駆動と同程度の 49.0 mΩ とし、X 線信号の取得を行った。

測定結果から TES の動作抵抗を同程度としても、エネルギー分解能の劣化は 8 eV 程度であり、二倍程度 (~ 20 eV) 劣化するという結果は得られなかった。このことから交流駆動における分光性能の劣化は、TES の動作点の問題では なく *R* – *T* 特性と同様に交流駆動固有の問題であると考えられ、さらなる検証が必要である。 7.5. まとめ

7.5.3 ループゲイン、位相余裕の測定について

本測定では 4 入力 SQUID と BBFB 回路からなる閉回路のループゲインを測定することで、前章での交流駆動時の 回路の安定性を確認した。

駆動周波数が 1.042 MHz と 1.523 MHz でのループゲインと位相余裕について測定を行った。この測定から TES カ ロリメータの X 線信号 (10 kHZ) では位相が 180 度回る前にループゲインが 1 より小さくなってしまい、X 線パルス 取得時は充分なループゲインが得られてはいなかった事がわかった。これを解決するためには積分器キャパシタを容 量の小さいものに変更するか、あるいはもっと大きなゲインの SQUID を使用するなど閉回路のパラメータの再調整 が必要となる。

7.5.4 クロストークについて

本測定では二素子同時駆動交流駆動試験の結果から確認されたクロストークの原因究明を試みた。

まず、前章の二素子同時駆動試験の測定データからパルス波形とクロストーク波形を作成し、クロストークの形に ついての考察を行った。パルス波形の立ち上がり部分にクロストークのピークが確認できることから、クロストーク が微分波形であるかの確認を試みた。そこでパルス波形のデータから中心差分法を用いて微分近似波形を作成しクロ ストーク波形と比較した。その結果からクロストーク波形の形は再現できるが、微分近似波形のピークの時刻とクロ ストーク波形のピークの時刻が一致しなかった。つまりクロストークは純粋なインダクタンス成分によるカップルと 結論づけることはできなかった。

次にクロストークの発生箇所の切り分けのため、SQUID、Dummy Sensor、BBFB 回路を用いて擬似パルスの測定 による比較実験を行った。これは外部の波形発生装置で変調されたパルス波形を生成し、SQUID+BBFB 回路からな る回路系、Dummy Sensor+BBFB 回路からなる回路系にそれぞれ入力することで、クロストークの発生箇所を特定 する。まず、SQUID+BBFB 回路からなる回路系での擬似パルス測定実験においては、クロストークを確認すること ができた。しかし、クロストーク波形のピークはパルス波形の立下り部分であり、実測されたクロストーク波形とは 特徴が異なっている。さらに SQUID の動作点を変えて測定を行ったところ、クロストークの有無が SQUID の動作 点に依存する事が分かった。次に Dummy Sensor+BBFB 回路からなる回路系での擬似パルス測定実験を行った。こ の測定ではクロストークは確認できなかった。

以上の結果からクロストークの原因は BBFB 回路を含む室温部ではなく、それ以外の低温部のコンポーネントにあ ることが分かった。しかし、今回の擬似パルス測定実験で見えたクロストークは CH1 に信号を入力した時に CH2 に 現れるクロストークと、CH2 に信号を入力した時に CH1 に現れるクロストークの形は同じ波形が測定されている。 これは実測されたクロストークの特徴とは異なっており、これは今後解決すべき大きな課題の一つである。

第8章 まとめと今後

8.1 本修士論文の成果

本論文では TES 型 X 線マイクロカロリメータの交流駆動、信号多重化の動作実証を行った。

まず、TES カロリメータの交流駆動にむけた試験として各コンポーネントの液体ヘリウム温度での評価、極低温での評価を行った。液体ヘリウム温度での評価では多入力 SQUID、自作の LC バンドパスフィルタ、シャント抵抗などを測定し、それぞれが十分に交流駆動下で動作することを示した。極低温での評価では TES カロリメータの特性測定を直流駆動で行った。これによりエネルギー分解能 19.44 eV @5.9 keV、TES が超伝導時のノイズレベル 40 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$ という結果を得た。これは我々の研究グループが目指す TES カロリメータの十分な性能値とは言えないが、最初の交流駆動試験にむけた準備としては十分な性能値が得られた。以上の結果から、TES カロリメータを交流駆動する準備が整ったとの結論を得た。

次にこれらの結果を踏まえて TES カロリメータの交流駆動を試みた。最初に極低温環境での TES カロリメータ以 外の評価を行った。4入力 SQUID(ISAS-B10) と BBFB 回路がこの温度域でも FLL 中で動作させられることを確認 し、その閉回路のゲインが理論値と 2%以内の差で一致する結果を得られた。また LC フィルタについても共振周波 数が設計値と 3%以内で一致した。以上のことから非常に精度よくこの閉回路を作成することが出来た。この結果か ら各 TES カロリメータの駆動周波数を決定した。

最後に交流駆動での TES カロリメータの特性測定を行った。R - T測定から遷移温度が直流駆動での測定と比較 して 40 mK 程度低くなることが分かった。この遷移温度の違いは TES カロリメータの自己発熱では説明できないこ とを後の追加実験により調べた。I - V測定も行い、この結果からも遷移温度のバイアス電流依存性が交流駆動と直 流駆動で違うという結果を得た。この I - V測定結果から TES バイアス電流の値を決定し X 線信号の取得を試みた。 LC フィルタの共振周波数である 1.042、1.523、2.278、2.766 MHz について、X 線信号の取得に成功した。これによ り本論文の第一目的である TES カロリメータの交流駆動における BBFB 回路の動作実証に成功したと言える。さら に複数素子の同時交流駆動下での X 線信号の取得も試み、二素子同時駆動にも成功した。よって BBFB 回路を用い た信号多重化の動作実証にも成功した。

8.2 今後の課題

交流駆動において測定されたエネルギー分解能は直流駆動の結果よりも2倍以上劣化していた。この原因としてま ず考えられるのは、TESカロリメータの交流駆動と直流駆動の特性の違いである。本測定でもR - T特性、I - V測定も遷移温度の違いがみられた。しかし MHz 帯の交流駆動での超伝導遷移の振る舞いについてはまだ十分に調べ られていない。この解決に向けた今後の実験案としては一素子についての直流駆動と交流駆動の比較を行いたいと考 えている。交流駆動する際にはLCフィルが必要となるのでそれが含まれた評価になるが、他のLCフィルタや TES カロリメータが並列につながっている影響を排除することができ、直流駆動と交流駆動でほぼ同じ条件下での物性値 の比較ができると考えている。また、本測定では断熱消磁冷凍機を用いたが、これは冷却の際非常に強い磁場を発生 する。TESカロリメータは磁場の影響を受けやすく、磁気シールドを改善することで大幅に遷移温度が変化したとい う結果を我々の研究グループでも得ている。そこで磁場の影響を受けない冷凍機 (例えば希釈冷凍機など) での冷却実 験も視野に入れたいと思う。 また二素子同時交流駆動の際に見られたクロストークも解決すべき大きな課題である。第7章で行った追加実験で クロストークの発生源が BBFB 回路を含む室温部には無いことが分かった。SQUID と BBFB 回路による擬似パル ス測定実験でもクロストークを確認することはできたが、実測のクロストーク波形を再現するに至っていない。この 問題を解決するために、このクロストークがどういった条件下で現れるのかを詳しく調べる必要がある。例えば本測 定では駆動周波数が 1.042 MHz と 1.523 MHz の二つの値でしか測定を行なっていないが、この駆動周波数の値を変 化させる、または二つの周波数だけではなく、三つの駆動周波数でクロストークが現れるか、などの測定項目が挙げ られる。こういったクロストークの発生条件をまとめることで、クロストークの原因追求とその解決を行なって行き たい。

付 録A 実際の回路における電熱フィードバックの 補正

A.1 擬似定電圧バイアスの補正

2.3 節での電熱フィードバックの議論では、擬似定電圧バイアスを理想的な定電圧バイアスと仮定していた。しかし 実際に使用するシャント抵抗の値は数 m Ω 程度であり、TES の動作抵抗の数%ほどの大きさを持つ。従って擬似定電 圧バイアスは厳密に理想的な定電圧ではなく、TES へのバイアス電圧、バイアス電流はシャント抵抗と分割される。 補正を行うには図 2.4 で $1/R \leftarrow 1/R(1+R_s)$ 、 $b \leftarrow b(1-R_s)$ と置き換えれば良い。(2.26) 式、(2.27) 式は、

$$\frac{\delta I}{\delta R} = -\frac{I}{R\left(1+\frac{R_{\rm s}}{R}\right)} \tag{A.1}$$

$$\frac{\delta P}{\delta I} = V_{\rm b} \left(1 - \frac{R_{\rm s}}{R} \right) \tag{A.2}$$

となる。ここから導けるループゲインは、

$$\mathcal{L}_{1} = \frac{\alpha P_{\rm b}}{GT} \frac{1 - \frac{R_{\rm s}}{R}}{1 + \frac{R_{\rm s}}{R}} = \mathcal{L}_{0} \frac{1 - \frac{R_{\rm s}}{R}}{1 + \frac{R_{\rm s}}{R}}$$
(A.3)

$$b_1 = -V_{\rm b} \left(1 - \frac{R_{\rm s}}{R} \right) = b \left(1 - \frac{R_{\rm s}}{R} \right) \tag{A.4}$$

となる。また、電流応答特性は

$$S_{I} = -\frac{1}{V_{\rm b} \left(1 - \frac{R_{\rm s}}{R}\right)} \frac{\mathcal{L}_{1}}{1 + \mathcal{L}_{1}} \frac{1}{1 + i\omega \tau_{1,\rm eff}}$$
(A.5)

実行時定数は、

$$\tau_{1,\text{eff}} \equiv \frac{\tau_0}{1 + \mathcal{L}_1} \tag{A.6}$$

となる。

A.2 インダクタンスの補正

前小節では回路が抵抗成分のみを持つと仮定した場合であるが、実際の回路には配線や素子、シャント抵抗などに 寄生成分として ~100 nH 程度のインダクタンス成分が存在する。系を直流で駆動する場合には問題ないが、 $f \sim R/L$ 程度の周波数で交流駆動する場合¹には TES の応答にインダクタンス成分の影響が生じる。

一般的に、図 A.1 の様にインピーダンス Z₁、Z₂ を持つ回路においては、

¹TES カロリメータの交流駆動については4章で述べる。



図 A.1: 周波数依存性を持つインピーダンス Z_1 、 Z_2 を含む疑似的定電圧バイアス回路

$$\frac{\delta I}{\delta R} = -\frac{I}{R\left(1 + \frac{Z_{\text{all}}}{R}\right)} \tag{A.7}$$

$$\frac{\delta P}{\delta I} = V_{\rm b} \left(1 - \frac{Z_{\rm all}}{R} \right) \tag{A.8}$$

が成り立つ。ここで、 $Z_{\text{all}} = Z_1 + Z_2$ である。ループゲイン、電流応答性は、

$$\mathcal{L}(\omega) = \mathcal{L}_0 \frac{1 - \frac{Z_{\text{all}}}{R}}{1 + \frac{Z_{\text{all}}}{R}}$$
(A.9)

$$b(\omega) = b\left(1 - \frac{Z_{\text{all}}}{R}\right)$$
 (A.10)

$$S_{I} = \frac{1}{b(\omega)} \frac{\mathcal{L}(\omega)}{1 + \mathcal{L}(\omega)}$$
(A.11)

となる。ここからインピーダンスをRとLの和として表す。 $Z_{\text{all}} = R_{\text{all}} + i\omega L$ とおいた場合、

$$\mathcal{L}(\omega) = \mathcal{L}_1 \frac{1}{1 + i\omega\tau_0} \frac{1 - i\omega\tau_{2,\text{el}}}{1 + i\omega\tau_{1,\text{el}}}$$
(A.12)

$$b(\omega) = b_1 (1 - i\omega\tau_{2.el})$$
(A.13)
$$L_1 = 1$$

$$S_{I} = \frac{\mathcal{L}_{1}}{b_{1}} \frac{1}{(\mathcal{L}_{1} + 1 - \omega^{2} \tau_{0} \tau_{1, el}) + i\omega (\tau_{0} - (\mathcal{L}_{0} - 1) \tau_{1, el})}$$
(A.14)

と書くことができる。ただし $\tau_{1,el}$ 、 $\tau_{2,el}$ はLR回路の時定数である。

$$\tau_{1,\text{el}} = \frac{L}{R + R_{\text{all}}} \tag{A.15}$$

$$\tau_{2,\text{el}} = \frac{L}{R - R_{\text{all}}} \tag{A.16}$$

さらに S_I は実効時定数 $au_{ ext{eff}}$ を使って書き換えられ、

$$S_{I} = \frac{1}{b_{1}} \frac{\mathcal{L}_{1}}{1 + \mathcal{L}_{1}} \frac{1}{\left(1 - \omega^{2} \tau_{\text{eff}} \tau_{1,\text{el}}\right) + i\omega \left(\tau_{\text{eff}} - \frac{\mathcal{L}_{0} - 1}{\mathcal{L}_{1} + 1}\right) \tau_{1,\text{el}}}$$
(A.17)

となる。(A.17) 式は $\tau_{\text{eff}} < \tau_{1,\text{el}}$ の場合には正のフィードバックがかかり、系は不安定になる。従って、回路が安定 に交流駆動する条件として、素子、熱浴、発熱量によってきまる時定数 $\tau_{1,\text{el}}$ が回路に含まれるインダクタンス成分に よってリミットされる。

$$\tau_{1,\rm el} > \frac{L}{(R+R_{\rm others})} \tag{A.18}$$

のとき系は交流駆動下でも電熱フィードバックを実現できる。カロリメータの交流駆動を議論する際には回路に存在するインダクタンス成分を極力抑えることが必要になる。素子の時定数を約 100 μ s、抵抗を 10 – 100 m Ω と仮定すれば、インダクタンス成分は数 10 – 100 μ H 程度に抑えなければならない。

A.3 抵抗値の電流依存性による補正

超伝導は表面磁場により抑制される。TES に電流が流れると、その電流により表面磁場が生まれるので TES の超 伝導は抑制される。そこで、遷移端中では、温度一定のもと電流を増やすと抵抗値が大きくなる。このように、TES の抵抗値が電流に依存する影響を考慮した場合の TES が満たす式は

$$L\frac{dI}{dt} = R_{\rm s}I_{\rm b} - I\left(R\left(T,I\right) + R_{\rm s}\right) \tag{A.19}$$

$$C\frac{dT}{dt} = I^2 R(T, I) - \bar{G}(T - T_{\text{bath}}) P_{\text{ext}}$$
(A.20)

となり、R は温度 T、電流 I の関数となる。ここで P_{ext} は X 線入射などの外部からのエネルギー入力である。TES の抵抗値の電流依存性を考慮した場合の計算の詳細は [16] に載っているので、ここでは簡潔に示す。なお、[16] では 超伝導遷移にともなう熱容量の変化も考慮されているが、ここではそれは含めない。

(A.19) 式、(A.20) 式で定常状態で $R = R_0$ 、 $I = I_0$ 、 $T = T_0$ であるとおく。ここで、温度、電流の微小変化 δT 、 δI を考え、(A.19) 式、(A.20) 式を δT 、 δI の一次の項のみを考慮すると、それらの式は

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \delta I \\ \delta T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\tau_{\rm el}^{-1} & -I_0 R_0 \alpha / L T_0 \\ I_0 R_0 (2+\beta) / C & \tau_{\rm eff}^{\prime - 1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta I \\ \delta T \end{pmatrix}$$
(A.21)

と書ける。ここで、

$$\tau_{\rm eff}' = \frac{C/G}{\mathcal{L}_0 - 1} \tag{A.22}$$

$$\tau_{\rm el} = \frac{L}{R_{\rm s} + R_0 \left(1 + \beta\right)} \tag{A.23}$$

であり、

$$\beta = \frac{\partial \ln R}{\partial \ln I} \tag{A.24}$$

は TES の抵抗値の電流感度である。 ここで、通常のカロリメータで見られるような、立ち上がり時間が立ち下が り時間より十分短い場合 (立ち上がりと立ち下がりのカップリングが無視できる場合)には、時刻 *t* = 0 でエネルギー *E* の X 線が入射した際の出力電流は

$$\Delta I(t) = -\frac{E}{b_1 \tau_{\text{eff}}} \frac{\mathcal{L}_2}{\mathcal{L}_2 + 1} \left(\exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{el}}}\right) \right)$$
(A.25)

となる。ただし、

$$b_1 = -V_{\rm b} \left(1 - \frac{R_{\rm s}}{R} \right) \tag{A.26}$$

$$\mathcal{L}_{2} = \frac{P_{\rm b}\alpha}{GT} \frac{R - R_{\rm s}}{R + R_{\rm s}} \frac{1}{1 + \frac{R_{0}\beta}{R_{0} + R_{\rm s}}}$$
(A.27)

$$\tau_{\rm eff} = \frac{C/G}{\mathcal{L}_2 + 1} = \frac{\tau_0}{\mathcal{L}_2 + 1}$$
(A.28)

である。これは、(2.45)式の \mathcal{L}_1 を \mathcal{L}_2 に置き換えたものに相当し、抵抗値の電流依存性の影響で、ループゲインが $(1 + R_0\beta/(R_0 + R_s))^{-1}$ 倍になっていることを意味する。特に、 $R_0 \gg R_s$ の場合、ループゲインは $1 + \beta$ だけ抑制されることがわかる。

付録 B フィードバックとループゲイン

B.1 ループゲイン

図 B.1 左に示すように、出力の一部を取り出して入力に加えることをフィードバック (または帰還) という。入力に 戻す割合いをフィードバック量といい、出力の b 倍だけ入力にフィードバックするとき、入力 x と出力 y との間には 次の関係式が成り立つ。

$$y(\omega) = A(\omega)[x(\omega) - by(\omega)]$$
(B.1)

この式を解くと

$$y(\omega) = \frac{A(\omega)}{1 + bA(\omega)} x(\omega)$$
(B.2)

$$= \frac{1}{b} \frac{\mathcal{L}(\omega)}{1 + \mathcal{L}(\omega)} x(\omega) \tag{B.3}$$

となる。このとき、 $\mathcal{L}(\omega) = bA(\omega)$ をループゲインという。ループゲインが1より十分に大きい場合は、

$$y(\omega) \simeq \frac{1}{b}x(\omega)$$
 (B.4)

となり、システムの増幅度はフィードバック量 b で決まり、 $A(\omega)$ が ω によって変わってもほとんど影響を受けない。 また、図 B.1 右のように入力 x が $A(\omega)$ の後に入る場合は、入力 x と出力 y は次のような関係になる。

$$y(\omega) = \frac{1}{1+\mathcal{L}}x(\omega) \tag{B.5}$$



図 B.1: フィードバック系 1(左) と、フィードバック系 2(右)

B.2 ノイズ

フィードバック系でのノイズについて述べる。

B.2.1 開ループの場合

図 B.2 のようなゲイン A、C で増幅し、-b でフィードバックする回路を考える。ノイズは信号が含むもの N_0 と読み出し回路の増幅部が含むもの N_1 があるとする。開ループのときはフィードバックをしないので、回路のゲインの積が出力点 (output) のシグナル、ノイズ、S/N 比は

signal =
$$SAC$$
 (B.6)

noise =
$$N_0 A C + N_1 C$$
 (B.7)

$$S/N = \frac{S}{N_0 + N_1/A}$$
 (B.8)

と表せるのから、入力換算ノイズは

$$noise_{in} = N_0 + \frac{N_1}{A} \tag{B.9}$$

となる。



図 B.2: 開ループ下での回路とシグナル S、ノイズ N_0 、 N_1 を表したダイアグラム。開ループ下ではフィードバック がかからないので、系のゲインの積がそのまま出力 (output) となる。

B.2.2 閉ループの場合

閉ループ (フィードバック on)の時には (B.3) 式により実質入力量が $1/(1 + \mathcal{L})$ になる。この系の場合、 $\mathcal{L} = ACb$ である。さらに図 B.3 のようにフィードバック部分にノイズ N_2 が加わるので、出力点のシグナル、ノイズ、S/N は

signal =
$$\frac{AC}{1+\mathcal{L}}S$$
 (B.10)

noise =
$$\frac{AC}{1+\mathcal{L}} N_0 + \frac{C}{1+\mathcal{L}} N_1 + \frac{\mathcal{L}}{1+\mathcal{L}} N_2$$
 (B.11)

$$S/N = \frac{S}{N_0 + N_1/A + bN_2}$$
 (B.12)

となる。入力と出力の関係 Ξ は

$$\Xi = \frac{AC}{1+\mathcal{L}} = \frac{\mathcal{L}}{1+\mathcal{L}}\frac{1}{b} \sim \frac{1}{b}$$
(B.13)

であるから、フィードバック時の入力換算ノイズは、

$$noise_{in} = N_0 + \frac{N_1}{A} + bN_2$$
 (B.14)

となり、 ループ時の入力換算ノイズにフィードバックラインがつくるノイズが加わる形となる。



図 B.3: 閉ループ下での回路とシグナルS、ノイズ N_0 、 N_1 、 N_2 を表したダイアグラム。

付 録 C LCフィルタとQ 値

TES カロリメータを交流駆動する際は、各素子に狙った周波数の信号を入力するために LC 共振回路を用いたバンドパスフィルタを使用する。つまり極低温部に RLC 直列共振回路が形成されることになる。本章では RLC 直列共振 回路と Q 値の関係を説明する。

Q値とは振動の減少を表す無次元量である。共振系でのQ値は、ある瞬間に系に蓄えられているエネルギーを一周期の間に系に蓄えられるエネルギーで割ったもので、この値が大きいほど振動が安定であることを意味する。以下、 RCL 直列共振回路におけるQ値を具体的に求める。

C.1 LC 直列共振回路



図 C.1: LC 直列共振回路

まず損失のないLC直列共振回路を考える。図C.1にその回路図を示す。図C.1のAB間のインピーダンスは

$$Z = i\omega L + \frac{1}{i\omega C} \tag{C.1}$$

となる。ここで周波数が

$$\omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C} \tag{C.2}$$

$$\longleftrightarrow \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \tag{C.3}$$

の時、インピーダンス Z は 0 となり、V = ZI より有限の電圧にたいして電流が無限に流れることを意味している。 電流に対して電圧の位相を考えるとコイルにおいては位相が $\pi/2$ 進み、コンデンサは位相が $\pi/2$ 遅れる。よってこれらの位相は π ずれることとなり、逆向きの電圧が生じている。つまりコイルによって変動した分の電圧がコンデンサの部分で同じだけ逆向きに変動するので、AB 間の電位差はほとんどなくなり、その結果大量の電流が流れる。



図 C.2: RLC 直列共振回路

C.2 RLC 直列共振回路

TES カロリメータと LC フィルタからなる回路は RCL 直列共振回路となる。図 C.2 にその回路を示す。このときのインピーダンス Z は、

$$Z = R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C} \tag{C.4}$$

であるから、 $\omega = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ のとき Z = Rとなる。このため、流れる電流の最大値は $\frac{V}{R}$ となる。このときの Q 値を求める。RLC 直列共振回路で周期 T の間にコイル L に蓄えられるエネルギーは、

$$W_L = \int_0^T V(t) \ I(t) \ dt$$
 (C.5)

$$= \int_0^T L \frac{dI(t)}{dt} I(t) dt$$
(C.6)

$$= L \int_{0}^{I_{\rm p}} I' \, dI' \tag{C.7}$$

$$= \frac{1}{2}LI_{\rm p}^2 \tag{C.8}$$

となり、電流の実効値を $I_{\rm rms}$ とすると、 $I_{\rm p}=\sqrt{2}~I_{\rm rms}$ となるので、蓄えられる最大のエネルギーは

$$W_L = LI_{\rm rms}^2 \tag{C.9}$$

となる。これがある瞬間に系に蓄えられているエネルギーである。 一方、抵抗で一周期の間で消費されるエネルギーは、

$$W_R = R I_{\rm rms}^2 T_0 \tag{C.10}$$

となる。Q値の定義は、

$$Q = 2\pi \frac{\text{bold} \delta \beta}{-\beta} = 0$$
(C.11)

であるので、

$$Q = 2\pi \frac{W_L}{W_R} = 2\pi \frac{L}{RT_0} = \frac{\omega_0 L}{R} \tag{C.12}$$

となる。LC 直列共振回路からも分かるように、コイルとコンデンサとの間でエネルギーを交換することで共振が 維持されるので、コンデンサに蓄えられているエネルギーはコイルに蓄えられているエネルギーと同じはずである。 コンデンサに蓄えられるエネルギーを考えると、

$$W_C = \int_0^T V(t) I(t) dt \qquad (C.13)$$

$$= \int_0^T V(t) C \frac{dV(t)}{dt} dt$$
(C.14)

$$= C \int_{0}^{V_{\rm p}} V' \, dV' \tag{C.15}$$

$$= \frac{1}{2} C V_{\rm p}^2 = C V_{\rm rms}$$
(C.16)

となる。 $V_{
m rms}=rac{I_{
m rms}}{\omega C}$ であるから、

$$Q = 2\pi \frac{CV_{\rm rms}^2}{I_{\rm rms}^2 R T_0} = \frac{2\pi}{T} \frac{C \frac{I_{\rm rms}^2}{\omega_0^2 C^2}}{I_{\rm rms}^2 R} = \frac{1}{\omega_0 C R}$$
(C.17)

と表される。以上から、 $\omega_0=rac{1}{\sqrt{LC}}$ であるので、

$$Q = \frac{\omega_0 L}{R} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{\omega_0 CR} \tag{C.18}$$

であり、どちらの表記もおなじであることが分かる。

C.3 Q値と半値幅

周波数が共振周波数 $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ の時に電流は最大値 V/Rを取る。では異なる周波数の入力に対して、電流はどのように振る舞うか。 (C.4) 式より RCL 直列共振回路を流れる電流は

$$I = \frac{V}{R + i\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)} \tag{C.19}$$

を以下の変数を用いて書き直す。

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \tag{C.20}$$

$$Q = \frac{\omega_o L}{R} \tag{C.21}$$

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \tag{C.22}$$

すると、

$$I = \frac{V}{R} \frac{1}{1+i\left(\frac{\omega L}{R} - \frac{1}{\omega RC}\right)}$$
(C.23)

$$= \frac{V}{R} \frac{1}{1 + i\frac{\omega_0 L}{R} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)}$$
(C.24)

$$= \frac{V}{R} \frac{1}{1+iQ\Omega} \tag{C.25}$$

と表される。絶対値で考えれば

$$|I| = \frac{V}{R} \frac{1}{\sqrt{1 + (Q\Omega)^2}} \tag{C.26}$$

であり、 $1/\sqrt{1 + (Q\Omega)^2}$ の部分が周波数特性を与える。この電流が最大になる場合は $\omega = \omega_0(\Omega = 0)$ のときである。では、 $(Q\Omega)^2 = 1$ となる ω を求めてみる。これはすなわち電流の絶対値が $1/\sqrt{2}$ となる周波数である。このとき、

$$\omega^2 \mp Q^{-1}\omega_0\omega - \omega_0^2 = 0 \tag{C.27}$$

という二つの二次方程式が得られる。この解はそれぞれ正負の値を与えるが、物理的に意味があるのは正の方の解 なので、以下の二つの解を得る。

$$\omega_1 = \frac{-Q^{-1}\omega_0 + \sqrt{Q^{-2}\omega_0^2 + 4\omega^2}}{2} \tag{C.28}$$

$$\omega_2 = \frac{Q^{-1}\omega_0 + \sqrt{Q^{-2}\omega_0^2 + 4\omega^2}}{2} \tag{C.29}$$

である。この二つの周波数の差が半値幅であるから、これを求めると、

$$\Delta \omega = \omega_2 - \omega_1 = \frac{\omega_0}{Q} \tag{C.30}$$

すなわち、

$$Q = \frac{\omega_0}{\omega_2 - \omega_1} = \frac{\omega}{\Delta\omega} \tag{C.31}$$

である。Q値が大きい時には $\Delta \omega$ が小さいことを意味するので、非常に急峻な周波数特性となる。また、直列共振回路の半値幅は

$$\Delta \omega = \frac{R}{L} \tag{C.32}$$

で決定されることも分かる。

130

付録D 測定に使用した機器、冷凍機

ここでは本論文で使用した機器、冷凍機について説明する。

D.1 測定に使用した機器

- ・抵抗測定ブリッジ回路:LINEAR RESEARCH LR 700
 16 Hz の交流電流を流し、試料の電位差をモニタすることで抵抗値を算出する回路である。四端子法で 2 mΩ 以下 2 MΩ までの抵抗値を測定できる。
- オシロスコープ:LeCroy WaveJet 324

BBFB 回路、Magnicon 測定時のモニタ用に LeCroy 社のデジタルオシロスコープを使用した。このオシロス コープは垂直分解能が 8 bit である。4 チャネル接続できかつ時間分解能が良い (2GS/s) ため、MHz 帯域での 信号を同時にたくさんモニタする必要がある BBFB 回路での測定時に使用した。

• 波形発生装置:nF WF1974

BBFB の入力信号や復調、再変調電圧を印加するため、更には SQUID の $\Phi - V$ 測定や TES に交流電圧をバイアスする際にも使用した。この波形発生器は任意の波を入れることができるため汎用性が非常に大きい。また波形発生器自体がつくるノイズが数 100 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ と小さい。

• FFT アナライザ:hp 35670A

ノイズ取得はこの機器で行った。ノイズ取得範囲は 114 kHz までであり、サンプリング周波数は 230 kHz である。ノイズ取得の際には周波数帯域によって平均回数を変えている。一連の測定において、周波数帯域 1-400 Hz では 10 回平均、0.4-1.2 kHz では 20 回平均、1.2 100 kHz では 50 回平均で行った。

• オシロスコープ:Tektronix TDS510A

Tektronix のオシロスコープは BBFB 回路でループゲインを取得するときに用いる。垂直分解能は 8 bit、2 チャンネル対応式で、チャネル間の位相差を表示することができる。

D.2 測定に使用した冷凍機

D.2.1 液体ヘリウムデュワー

本研究で液体ヘリウム中へ直接試料を挿入し測定を行った際に用いた液体ヘリウムデュワーを図 D.1 に示す。この デュワーは約 1.4 m の高さで最大およそ 40 l の液体ヘリウムを注入することが出来る。液面の高さは 40 l 注入時に 80 cm 程度で、5章で紹介した 4K プローブを用いれば液面高さ 10 cm 程度までの間で測定が可能である。デュワー ヘプローブを挿入するだけで液体ヘリウム温度での測定が行えるので、測定サイクルは非常に早く、また一測定あた りの液体ヘリウムの消費量も後述の冷凍機と比較して最も少なく、大変経済的な冷凍機である。



図 D.1: 液体ヘリウムデュワー

D.2.2 住友重機械工業株式会社製断熱消磁冷凍機 (SHI-ADR)

本研究で用いた住友重機械工業株式会社製の断熱消磁冷凍機 (SHI-ADR) は、図 D.2 に示すように付属の Gifford-MacMahon 冷凍機 (GMR) によって約 40 K と約 4 K の熱浴を作り出すことができる。冷凍機外部 (300 K) と 40 K 熱浴の間は断熱真空状態にしてある。また、ヘリウムタンクへの液体ヘリウム注入とその減圧によって約 1.3 K の熱浴を作り出すことができる。ペリウムタンクには最大 101の液体ヘリウムを注入することができる。常磁性体のカプ セルがついた極低温ステージは冷凍機の最深部にあり、1.3 K 熱浴とガスギャップ式のヒートスイッチを介して熱接触することで約 1.3 K になる。その後、励磁と断熱消磁によって極低温ステージを 100 mK 以下にする。常磁性体に はクロムカリウムミョウバン (CPA) を用いる。超伝導電磁石は常磁性体のカプセルを囲むように取り付けられてお り、ここに 8 A の電流を流すことで常磁性体に約 2 T の磁場を作り出す。最低到達温度は約 40 mK である。

この冷凍機は予冷から本冷却まで1週間程度かかり、測定までの待機時間が長い。しかし一旦4Kまで冷却されると、極低温での保持時間が100mKで12時間程度と非常に長い。また極低温ステージが先に挙げた冷凍機と比べ非

常に大きい。



図 D.2: SHI-ADR の設計図

謝辞

本修士論文を執筆するにあたり、多くの方々にご指導、ご協力をいただきました。ここに感謝の意を述べさせてい ただきます。

指導教官である山崎典子先生には大変お世話になりました。いつも理解が遅い私に、的確かつ丁寧にご指導してい ただきました。実験、学会での発表から本修士論文に至るまで、常に進むべき方向を示していただきました。満田和 久先生には研究全般にわたりご助言をいただきました。ミーティングでのするどい質問に多くの事を学ばせていただ くことができました。竹井洋さんには私の研究生活全てにおいて直接ご指導していただきました。朝まで私の実験を 手伝って下さったり、私のまとまらない質問に対して非常に根気よく付き合って下さいました。私はこの修士論文を 書き切ることができたのも、満田・山崎研の先生方にご指導いただいたからこそだと思っています。今後はご指導い ただくだけではなく、少しでも研究室に貢献できるよう努力していきたいと思いますので、よろしくお願いします。

金沢大学の藤本龍一先生、星野晶夫さんには学部生の頃から、非常にお世話になりました。私が宇宙研に入り、す ぐに冷却実験に参加できたのも先生方のご指導のおかげだと思っています。卒業後もいろいろと気にかけてくださり、 ありがとうございました。

酒井和広さんには道具の使い方から実験の結果の解釈まで、本当に多くの事をアドバイスしていただきました。今 後も酒井さんに追いつけ追い越せで、頑張りたいと思います。三石郁之さん、吉武宏さん、関谷典央さん、永吉賢一 郎さん、菊地貴大さんには、実験に協力していただいたのはもちろんのこと、日々の雑談の中から活力をいただきま した。皆さんのおかげで毎日の生活が楽しいものになりました。秘書の横山章子さんには、ミーティングでいれてく ださる紅茶に始まり、物品購入の書類、出張手続きの処理など、本当にお世話になりました。いつも締め切りギリギ リで申し訳有りませんでした。

最後になりましたが、大学、大学院と私に学ぶ機会を与え、支えてくれた、父、母、妹に心から感謝しています。 これからも迷惑をかけてしまうと思いますが、日々精進しますので、よろしくお願いします。

これまでの経験を生かし、今後もよりいっそう努力してまいります。短文ではありますが以上をもちまして、謝辞 にかえさせていただきます。

参考文献

- H. Akamatsu, Y. Abe, K. Ishikawa, Y. Ishisaki, Y. Ezoe, T. Ohashi, Y. Takei, N. Y. Yamasaki, K. Mitsuda, R. Maeda, Betty Young, Blas Cabrera, and Aaron Miller. Impedance measurement and excess-noise behavior of a TiAu bilayer TES calorimeter. *AIP Conference Proceedings*, Vol. 1185, pp. 195–198, 2009.
- [2] Joel N. Bregman. The Search for the Missing Baryons at Low Redshift. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Vol. 45, No. 1, pp. 221–259, September 2007.
- [3] Renyue Cen and Jeremiah P Ostriker. Where are the baryons? The Astrophysical Journal, Vol. 514, pp. 1–6, 1999.
- [4] Renyue Cen and Jeremiah P. Ostriker. Where Are the Baryons? II. Feedback Effects. The Astrophysical Journal, Vol. 650, No. 2, pp. 560–572, October 2006.
- [5] J. a. Chervenak, K. D. Irwin, E. N. Grossman, John M. Martinis, C. D. Reintsema, and M. E. Huber. Superconducting multiplexer for arrays of transition edge sensors. *Applied Physics Letters*, Vol. 74, No. 26, p. 4043, 1999.
- [6] M. F. Cunningham, J. N. Ullom, T. Miyazaki, S. E. Labov, John Clarke, T. M. Lanting, Adrian T. Lee, P. L. Richards, Jongsoo Yoon, and H. Spieler. High-resolution operation of frequency-multiplexed transition-edge photon sensors. *Applied Physics Letters*, Vol. 81, No. 1, p. 159, 2002.
- [7] Roland den Hartog, Jörn Beyer, Dick Boersma, Marcel Bruijn, Luciano Gottardi, Henk Hoevers, Rui Hou, Mikko Kiviranta, Piet de Korte, Jan van der Kuur, Bert-Joost van Leeuwen, Mark Lindeman, and Ad Nieuwenhuizen. Frequency Domain Multiplexed Readout of TES Detector Arrays With Baseband Feedback. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 21, No. 3, pp. 289–293, June 2011.
- [8] J. W. Fowler, W. B. Doriese, G. Hilton, K. D. Irwin, D. Schmidt, G. Stiehl, D. Swetz, J. N. Ullom, and L. Vale. Optimization and Analysis of Code-Division Multiplexed TES Microcalorimeters. *Journal of Low Temperature Physics*, January 2012.
- [9] 平社航. X 線マイクロカロリメータのための SQUID 信号多重化システムの構築. Master's thesis, 東京大学, 2011.
- [10] G. Hölzer, M. Fritsch, M. Deutsch, J. Härtwig, and E. Förster. $K\alpha_{-}\{1,2\}$ and $K\beta_{-}\{1,3\}$ x-ray emission lines of the 3d transition metals. *Physical Review A*, Vol. 56, No. 6, pp. 4554–4568, December 1997.
- [11] 市坪太郎. 交流駆動による TES 型 X 線マイクロカロリメータの信号多重化の研究と断熱消磁冷凍機を用いた試験環境の開発. Master's thesis, 東京大学, 2006.
- [12] K. D. Irwin. SQUID multiplexers for transition-edge sensors. *Physica C: Superconductivity*, Vol. 368, No. 1-4, pp. 203–210, 2002.
- [13] Kent David Irwin. PHONON-MEDIATED PARTICLE DETECTION USING SUPERCONDUCTING TUNGSTEN TRANSITION-EDGE SENSORS. PhD thesis, STANFORD UNIVERSITY, 1995.

- [14] S. Kimura, K. Masui, Y. Takei, K. Mitsuda, N. Y. Yamasaki, R. Fujimoto, T. Morooka, and S. Nakayama. Performance Measurement of the 8-Input SQUIDs for TESF requency Domain Multiplexing. *Journal of Low Temperature Physics*, Vol. 151, No. 3-4, pp. 946–951, January 2008.
- [15] 木村俊介. X 線マイクロカロリメータ信号多重化用 8 入力 SQUID の性能評価. Master's thesis, 東京大学, 2007.
- [16] Mark Lindeman. Microcalorimetry and the transition-edge sensor. PhD thesis, University of California at Davis, 2000.
- [17] 益居健介. X 線マイクロカロリメータ信号多重化のための広帯域 SQUID 駆動回路の開発. Master's thesis, 東京 大学, 2006.
- [18] J C Mather. Bolometer noise: nonequilibrium theory. Applied optics, Vol. 21, No. 6, pp. 1125–9, March 1982.
- [19] R. Mewe, E. H. B. M. Gronenschild, and G. H. J. van den Oord. Calculated X-radiation from optically thin plasmas. V. Astronomy & Astrophysics, Vol. 62, pp. 197–254, 1985.
- [20] K. Mitsuda, R. Fujimoto, T. Miyazaki, K. Maegami, Y. Aruga, T. Oshima, S. Nakayama, S. Shoji, H. Kudo, Y. Yokoyama, T. Mihara, and H.M. Shimizu. Multi-pixel readout of transition-edge sensors using a multiinput SQUID. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 436, No. 1-2, pp. 252–255, October 1999.
- [21] Toshiyuki Miyazaki. New readout method for high energy resolution x-ray microcalorimeters. Master's thesis, University of Tokyo, 2001.
- [22] S. H. Moseley, J. C. Mather, and D. McCammon. Thermal detectors as x-ray spectrometers. Journal of Applied Physics, Vol. 56, No. 5, p. 1257, 1984.
- [23] T Ohashi, Y Ishisaki, Y Ezoe, and S Sasaki. DIOS the diffuse intergalactic oxygen surveyor: status and prospects. *Proceedings of SPIE*, Vol. 7732, pp. 1–9, 2010.
- [24] 酒井和広. X 線マイクロカロリメータ大規模アレイ実現に向けた SQUID および信号処理系の開発. Master's thesis, 東京大学, 2012.
- [25] S. J. Smith, J. S. Adams, C. N. Bailey, S. R. Bandler, J. a. Chervenak, M. E. Eckart, F. M. Finkbeiner, R. L. Kelley, C. a. Kilbourne, F. S. Porter, and J. E. Sadleir. Small Pitch Transition-Edge Sensors with Broadband High Spectral Resolution for Solar Physics. *Journal of Low Temperature Physics*, Vol. 167, No. 3-4, pp. 168–175, February 2012.
- [26] Yamamoto R. snd Sakai K., Takei Y., Yamasaki N.Y., and Mitsuda K. Frequency division multiplexing of transition-edge sensor microcalorimeters using base-band feedback technique. Proceedings of the 24th International Cryogenic Engineering Conference/International Cryogenic Materials Conference 2012, in prep.
- [27] Y Takei, N Y Yamasaki, W Hirakoso, S Kimura, and K Mitsuda. SQUID multiplexing using baseband feedback for space application of transition-edge sensor microcalorimeters. *Superconductor Science and Technology*, Vol. 22, No. 11, p. 114008, November 2009.
- [28] 竹井洋. 超伝導遷移端 (TES 型)X 線マイクロカロリメータの熱的、電気的応答とノイズ原因の物理的考察. Master's thesis, 東京大学, 2004.
- [29] Keiichi Tanaka, Akikazu Odawara, Atsushi Nagata, Masanori Ikeda, Yukari Baba, Satoshi Nakayama, and Kazuo Chinone. Transition edge sensor energy-dispersive spectrometer (TES EDS) using a cryogen-free dilution refrigerator for material analysis. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 559, No. 2, pp. 737–739, April 2006.
- [30] J. van der Kuur, J. Beyer, D. Boersma, M. Bruin, L. Gottardi, R. den Hartog, H. Hoevers, R. Hou, M. Kiviranta, P. J. de Korte, B.-J. van Leeuwen, Betty Young, Blas Cabrera, and Aaron Miller. Progress on Frequency-Domain Multiplexing Development for High Count rate X-ray Microcalorimeters. Vol. 245, pp. 245–248, 2009.
- [31] Noriko Y. Yamasaki, Kensuke Masui, Kazuhisa Mitsuda, Toshimitsu Morooka, Satoshi Nakayama, and Yoh Takei. Design of frequency domain multiplexing of TES signals by multi-input SQUIDs. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 559, No. 2, pp. 790–792, April 2006.
- [32] K Yoshikawa, K Dolag, Y Suto, S Sasaki, N. Y. Yamasaki, T. Ohashi, K. Mitsuda, Y. Tawara, R. Fujimoto, T. Furusho, A. Furuzawa, M. Ishida, Y. Ishisaki, and Y. Takei. Locating the Warm Hot Intergalactic Medium in the Simulated Local Universe. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, Vol. 56, pp. 939–957, 2004.
- [33] Kohji Yoshikawa, Klaus Dolag, Yasushi Suto, Shin Sasaki, Noriko Y. Yamasaki, Takaya Ohashi, Kazuhisa Mitsuda, Yuzuru Tawara, Ryuichi Fujimoto, Tae Furusho, Akihiro Furuzawa, Manabu Ihida, Yoshitake Ishisaki, and Yoh Takei. Locating the Warm-Hot Intergalactic Medium in the Simulated Local Universe. arXiv preprint astro-ph/..., 2004.