修士論文

X 線マイクロカロリメータの製作プロセスの構築

東京都立大学 理学研究科 物理学専攻 修士課程 宇宙物理実験研究室

指導教官 大橋 隆哉

藤森 玉行

2006年1月24日

概 要

Abstract

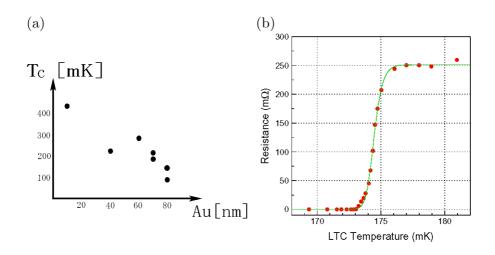


図 1: (a) 縦軸が転移温度で横軸が金の膜厚。必ずしも十分な再現性はあるわけではないが、金の膜厚を厚くしていくと転移温度が下がる傾向がはっきりと見えている。(b) 実際に X 線マイクロカロリメータとして使用した素子 (TMU # 110) で、チタン $40~\mathrm{nm}$ 、金 $80~\mathrm{nm}$ の時の抵抗—温度曲線。

X線マイクロカロリメータとは、1 つ1 つの X線光子が入射した際の素子の微小な温度上昇から入射 X線のエネルギーを測定する検出器であり、 $\sim 100~\mathrm{mK}$ の極低温で使用することにより高いエネルギー分解能と高い検出効率を両立する検出器である。X線マイクロカロリメータでは、X線入射時の温度上昇を読みとる温度計の感度が大きいほど高いエネルギー分解能が得られる。そこで注目されるのが、超伝導薄膜の超伝導-常伝導遷移に伴う急激な抵抗変化を利用した超伝導遷移端温度計(TES: Transition Edge Sensor)である。TES を温度計として用いたものを超伝導遷移端(TES型) X線マイクロカロリメータと呼ぶ。TES 型の X線マイクロカロリメータは、次世代の X線天文衛星で必要とされる大規模分光型アレイを実現するものとして最も有力視されている検出器である。これまで、我々は X8 を使用して X8 を使用して X8 を収 の分解能を実現しているが、この分解能をさらに向上させ、X8 線マイクロカロリメータの製作に関る全てのプロセスを自らの手で行った。

まず、X 線マイクロカロリメータの動作温度を決めている TES の転移温度の制御を行なった。超伝導金属のチタンと常伝導金属の金の二層薄膜にすることで近接効果・薄膜効果を利用して転移温度を制御した。チタン・金のスパッタは都立大にあるアルバック社製の超伝導薄膜成膜装置を用いて行った。このスパッタ装置は、基板の出し入れや逆スパッタを行う準備室と、チタンと金のスパッタを行う成膜室の 2 部屋からなり、成膜室は 10^{-8} Pa まで真空に引くことができ、きれいな薄膜を成膜することができる。本研究ではチタンの膜厚を 40 nm に固定して金の膜厚を変化させ転移温度を \sim 100 mK にすることを目指した。その時の、金の膜厚と転移温度の関係を図 1(a) に示した。図 1(b) は最終的に X 線マイクロカロリメータとして動作させた素子 (TMU # 110) で、チタンと金を 40/80 nm の膜厚にしたときの抵抗と温度の関係を表したグラフである。

次に、TESの製作を行った。チタン・金をスパッタした基板にローム&ハース社製のポジ型フォトレジスト S1818 を塗り、TESの形にパターニングをしてチタン・金のエッチングを行った。金のエッ

チングには関東化学社製の AURUM-101(よう素系) をチタンのエッチングには 35 %の過酸化水素水 を 60 度に温めたものを使用した。その時の写真を図 2(a) に示した。TES が完成したら次にアルミ配 線の製作に入る。TES の時と同様に、フォトレジスト S1818 を塗り、アルミ配線用にフォトレジス トをパターニングし、その上からアルミをスパッタして最後に基板をアセトンに漬け込みアルミのリ フトオフを行った。完成したアルミ配線を図 2(b) に示した。最後に、メンブレン構造にするために TES、アルミ配線とは反対側の窒化膜のパターニングを行った。そして、KOHでシリコンをエッチ ングして TES 型 X 線マイクロカロリメータを完成させた。ただし、チタン・金の薄膜 (TES) が温度 計と吸収体とを兼ねる構造となっている。 完成した TES 型 X 線マイクロカロリメータ (TMU # 110) の写真を図 2(c) に示した。このようにして作製した X 線マイクロカロリメータ TMU # 110 を用い て、希釈冷凍機し、X 線照射実験を行い性能評価を行った。図 1(b) が TMU # 110 で得られた抵抗-温度曲線であり、転移温度は~175 mK と予想よりもやや高めになってしまったが、温度計の感度を 示すパラメータ $lpha \equiv \frac{d \ln R}{d \ln T} \sim 500$ と、これまでの SII 製のカロリメータと比べてもかなり良い値が得 られた。TESの熱容量についてもほぼ理論値と一致した値が実験的に得られた。X線照射実験を行っ た結果からは、エネルギー分解能が 65 eV @ 5.9 KeV、ベースライン (ノイズ等価幅)が 8 eV という 結果を得ることができた。今回製作した素子は転移温度が 175 mK と高めであったことと、吸収体が ついていないので X 線が TES にバラバラに当たってしまったことからエネルギー分解能が悪化して しまったが、吸収体をつけ転移温度を $\sim 100~\mathrm{mK}$ まで下げればエネルギー分解能がより改善し有望な 検出器となると期待している。

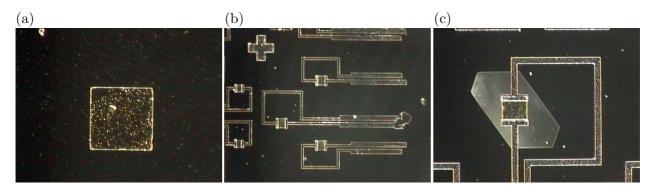


図 2: (a) チタン・金をエッチングした後の写真。TES の大きさは $400~\mu~m$ 角 (b) TES の大きさが $400~\mu~m$ 角にアルミ配線を施した写真。(c) 完成したカロリメータ。窒化膜の上に $400~\mu~m$ 角の TES があり、その両端に幅 $100~\mu~m$ のアルミ配線が施されている。TES の周りの色の薄い部分は 500~nm厚の窒化膜を残してシリコン基板がエッチングされている。

目 次

第1章	X 線天文学と分光観測	7
1.1	X 線天文学	7
	1.1.1 X 線天文学の展開	7
	1.1.2 X 線で宇宙をみると	7
	1.1.3 高性能 X 線分光による物理	9
1.2	放射線検出器	10
1.3	X 線検出器	12
	1.3.1 ガス検出器	12
	1.3.2 半導体検出器	14
	1.3.3 X 線 CCD	15
	1.3.4 超伝導トンネル接合検出器	15
	1.3.5 カロリメータ	16
	1.3.6 本論文の目的	17
第2章	X 線マイクロカロリメータの動作原理	18
2.1	X 線マイクロカロリメータとは \dots	18
	2.1.1 吸収体	19
	2.1.2 温度計	19
2.2	トランジションエッジセンサ TES	20
2.3	電熱フィードバック (ETF: Electro-thermal feedback)	20
	$2.3.1$ 電熱フィードバックのもとでの温度変化に対する応答 \dots	21
	2.3.2 電熱フィードバックの一般論と電流応答性	23
2.4	実際の回路における補正	25
	2.4.1 疑似的定電圧バイアスの補正	26
	2.4.2 インダクタンスの補正	27
	2.4.3 抵抗値の電流依存性による補正	29
2.5	固有ノイズ	30
2.6	最適フィルタとエネルギー分解能	34
2.7	吸収体と TES が有限の熱伝導度でつながれている場合	36
	2.7.1 温度変化を表す方程式	37
	2.7.2 X 線入射後の波形	38

	2.7.3 周波数応答を用いた定式化	38
2.8	SQUID を用いた読み出し系	39
	2.8.1 dc-SQUID	40
	2.8.2 磁束固定ループ (flux-locked loop)	42
	2.8.3 SQUID アンプ	43
	2.8.4 SQUID ノイズ	43
2.9	カロリメータの基本的な特性とその測定方法	44
	2.9.1 R-T 特性	44
	2.9.2 IV 特性	45
	2.9.3 臨界電流	47
	2.9.4 パルス特性	47
	2.9.5 ノイズ特性	48
第3章	実験装置の説明	49
3.1	超伝導薄膜成膜装置	49
3.2	アルミスパッタ装置	50
	3.2.1 希釈冷凍機	51
	3.2.2 段差計	52
	3.2.3 スピンコーター	54
	3.2.4 マスクアライナー	54
	3.2.5 純水装置	56
	3.2.6 ホットプレート	56
	3.2.7 イエローブース	56
3.3	プラズマ CVD 装置および反応性イオンエッチング装置	56
第4章	X 線マイクロカロリメータの製作	58
4.1	X 線マイクロカロリメータの製作フロー	
4.2	TES 部分の形成	61
	4.2.1 転移温度の制御	61
	4.2.2 レジストのパターニング	65
	4.2.3 チタン/金のエッチング	70
4.3	アルミ配線の形成	72
4.4	メンブレン構造の製作	75
	4.4.1 窒化膜のパターニング	75
	4.4.2 KOH エッチング	75
第5章	TES 型 X 線マイクロカロリメータの製作―本番	81

第6章		85
6.1	R-T 測定	85
6.2	、線照射実験	85
	.2.1 測定環境	85
	.2.2 カウントレート	86
	.2.3 平均パルスの波形と時定数	86
	.2.4 デジタルフィルター処理	86
第7章	まとめと今後 と	88

第1章 X線天文学と分光観測

1.1 X 線天文学

1.1.1 X 線天文学の展開

宇宙から X 線がやってくることは、1962 年にアメリカの Giacconi らによる観測ロケットにより、全天で最も明るい X 線源である Sco X-1 が偶然発見されたものである。この時代になって初めて観測された理由は、宇宙からの X 線は地球大気によって完全に吸収されるからである。これを受けて、1960 年代には小型の観測ロケットにより X 線天体について断片的な知識が集められ始めたが、1970年に世界初の X 線天文衛星 Uhuru(X) が登場し、全天走査の結果約 400 個の X 線天体をリストアップすることで研究は大きく飛躍した。その後は各国のそれぞれ特徴を持った観測器が次々に打ち上げられ、それらの幅広い活躍により X 線という波長は宇宙物理学にとって不可欠な窓として確立されてきた。現在では、ブラックホール、中性子星、超新星残骸、活動銀河核、銀河団などを筆頭に、ほとんどすべての天体が大なり小なり X 線を出していることが知られており、カタログ化された X 線 天体は X 10 万個以上にもなってきている。

日本では、1979年に日本初のX線天文衛星「はくちょう」が打ち上げられ、その後「てんま」、「ぎんが」、「あすか (ASCA)」と4つの衛星が打ち上げられ、3くの成果を挙げてきている。また、最近では 2005 年 7 月に ASRTO-E II 衛星の『すざく』の打ち上げが行われた。『すざく』には、X 線望遠鏡と 3 種類の X 線検出器、TES 型 X 線マイクロカロリメータ、X 線 CCD カメラ、硬 X 線観測器 HXD を搭載しており、宇宙のガスの運動 (ダイナミックス) を精度高く実測でき、また、銀河団の合体などの宇宙の構造形成やブラックホール近傍のエネルギー解放、時空構造の解明を目指している。

1.1.2 X 線で宇宙をみると

X線で宇宙をみることで、どのような物理をみることが可能となってきたのか、以下に3つの代表的な例を挙げて述べる。

太陽を取り巻くコロナの存在は、皆既日食を通じて古来より知られており、その正体は電離気体であろうと考えられていた。しかし、コロナ自体はほとんど X 線しか放射しておらず、コロナが数百万度という高温であり、太陽磁場により閉じ込められ、磁力線の繋ぎかえで刻々と加熱されているという科学的な本質は、大気圏外からの X 線観測によりようやく明らかになってきたものである。図 1.1 に「ようこう」が X 線でとらえた太陽の画像を示す。温度 6000~K の太陽表面の上空に、なぜこの様な高温コロナが存在するのか、そこには重大な物理学が含まれていると考えさせられるものである。さらに 1980 年代始めの Einstein 天文台は、多くの星が X 線を出しており、従って星も太陽と同

じようにコロナを有することを発見した。X線の眼を利用することで、コロナが太陽特有のものではなく、広く恒星に共通するものであると分かった。恒星を学ぶにあたって地球から最も近い太陽は、 手近な実験フィールドの一つであると言える。

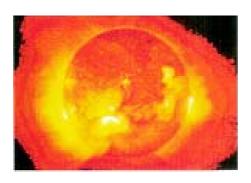


図 1.1: 太陽コロナの X 線像

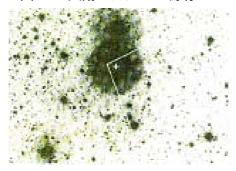


図 1.2: Syg X-1 の位置の光学写真 Syg X-1 の位置の光学写真 (+ 印が伴星)

現代では $\operatorname{Syg} X$ -1 など $\operatorname{20}$ 個余りの天体が、ブラックホールと普通の星との近接連星であると知られている。図 $\operatorname{1.2}$ は $\operatorname{Syg} X$ -1 の伴星を可視光で見たものを示している。この星は可視光では見えない天体により、 $\operatorname{5.6}$ 日の周期で振り回されており、この見えない相手こそが太陽の $\operatorname{10}$ 倍の質量を持つブラックホールであるとわかってきた。しかし、この伴星の方はどこにでもある何の変哲もない星であるので、この位置から強烈な X 線が放射されているという情報がなければ、この伴星に「見えない相手」が存在することなど永久に知られずに終ったと考えることもできる。すなわち、ブラックホールが観測的に発見できるのは、そこに吸い込まれる高温ガスが断末魔の悲鳴として X 線を放射するおかげであって、理論家の空想の域を出ていなかっただろうと考えることもできる。ブラックホールという概念は、 $\operatorname{Einstein}$ の一般相対論の予言するところであり、もしこうしてブラックホールの実証が得られていなかったなら、一般相対論の信用もその分だけ割り引かれていた可能性もある。

宇宙で最も巨大な天体は「銀河団」であり、これまで1万個ほどが知られている。一つの銀河団は、数百個の銀河が重力で引き合っており、それらの銀河はどれも星々の大集合であるので、銀河団は結局のところ星から成っていると考えるのが自然である。ところが実際には、星の数倍の総量を持つ高温ガス(プラズマあるいはコロナ)が、銀河団の空間を満たしており、広がった X 線を放射している。まさにこの銀河団の高温ガスこそ、宇宙で最も優勢なバリオンの姿だったのである。しかしながら、

1.1. X 線天文学 9

銀河団の広大な空間にはこうした星やガスを集めたよりも 10 倍も多い正体不明の暗黒物質が分布している。その正体は恐らく未知の重い粒子であろうと考えられており、X 線の観測により暗黒物質があらゆる銀河団に付随することが確立されてきている。すなわち X 線観測が、銀河団とはまず第一義的には巨大な暗黒物質の塊であり、そこに重力で断熱圧縮された大量の高温ガスが閉じ込められており、その極一部が冷えて銀河や星になっているという描像を明らかにしてきたわけである。

このような3つの例を挙げるだけでも、X線によって得られる宇宙の情報が、現代の自然観に根本的なインパクトを持っていることが分かる。また、宇宙ではいたるとこでX線が発生しており、それらのX線は「熱いところはますます熱く、冷たいところはますます冷たくなる」という宇宙の基本的な性質を最も的確に映し出す鏡となっている。

1.1.3 高性能 X 線分光による物理

以下に高いエネルギー分解能を有する検出器によって、初めて可能となる X 線天文学について簡単に述べる。

微細構造線を用いた高温プラズマ診断

これまでの検出器のエネルギー分解能では輝線の分離が不十分であり、各元素がその種類と遷移前後の電子状態の違いを反映した共鳴線、禁制線、衛星線などといった各々エネルギーの異なる輝線を出す、これらの微細構造のプレンドとして認識せざるを得なかった。しかしながら、エネルギー分解能が~数 eV という能力を持つ検出器であれば、輝線を分離することが可能となり、これらのブレンドによる不定性が無くなり、観測対象の物理状態や運動状態についての正確な診断が可能となる。例えば、元素の存在比と同時に個々の元素の電離度の異なるイオンの存在比を知ることが可能であり、X 線源の温度を正確に求めることができる。また、微細構造線の広がりからイオンの熱運動の速度を測定でき、イオンの温度とあわせて、プラズマの進化を深く理解するする上で重要な情報を得ることが可能となる。天体の例を挙げるとしたら、超新星残骸からのスペクトルを広く詳しく調べることで、超新星の分類や星の進化論に大きく貢献しうる。

輝線を用いた運動学

可視光や電波では高い精度で運動を測定できるが、高温プラズマのマクロな運動や X 線星自体の運動は、X 線でのみ可能である。輝線を分離できると、そこからドップラーシフトや輝線幅から天体の運動を直接測定することが可能となる。また、1 eV の精度で輝線エネルギーが測定できれば、固有運動で約 10 km/s、ハッブル (Hubble) の法則を適用して遠方銀河の距離を決める場合に 1 Mpc よりも良い精度が得られる。また、鉄の $K\alpha_1$ と $K\alpha_2$ とを分離可能なため、X 線連星系の伴星の視線速度まで決定できる。これにより、ブラックホール、中性子星、白色矮星などの連星系の公転速度を測定することで、高密度星の質量を詳しく求めることが可能となる。

低密度物質探査

低密度 X 線連星やクエーサーなどのスペクトルに特徴の少ない X 線源を背景として、X 線スペクトル中の吸収端構造から星間物質や銀河物質の重元素の組成や物理状態を探ることが可能である。吸収端のエネルギーの違いから、気体/固体の分離だけではなく、さらに分解能が高くなれば、吸収端から約 1 eV の範囲に渡って存在する EXAFS(Extended X-ray Absorption Fine Structure)による固体の状態診断が可能となり、宇宙の化学史に強い制限を設けることとなる。

1.2 放射線検出器

放射線の検出器には様々なものが存在する。そのどれもが、放射線により物質中に与えられたエネルギーが電子・原子・分子の相互作用の多数回の繰り返しを通じて、多くの原子・分子に分配されていく物理過程、または結果を利用して放射線を検出するものである。以下に検出原理ごとに分類をして一般な例を挙げる。

- 熱的準安定状態からの外部刺激による相転移など
 - ・・・・霧箱、泡箱、スパークチェンバー 飛跡の検出に用いる。
- 化学反応
 - … 写真、原子核乾板 線量、飛跡の検出に用いる。
- 電子・イオン対 (電子・正孔対) の生成
 - ・・・・ ガス検出器 (電離箱、比例計数管、GM 計数管)
 - ・・・・ 半導体検出器 (表面障壁型、拡散接合型、リチウムドリフト型)
 - · · · CCD: Charge Coupled Device
- シンチレーション (励起状態からの発光)

主に光電子増倍管 (photomultiplier) と組み合わせて用いられる。

- … 無機シンチレータ、有機シンチレータ、液体シンチレータ
- チェレンコフ光 相対論的速度の荷電粒子検出

また、検出器の能力により表 1.1 のように分類される。

一般に $40~{\rm eV}\sim 20~{\rm keV}(30\sim 0.05~{\rm nm})$ のエネルギー (波長) 領域における X 線の検出には光電効果が利用され、硬 X 線から γ 線の領域ではコンプトン効果や電子対生成が有効となる。

上に挙げたような特徴を有する検出器の中から、X線の検出に適したものを選択する必要がある。また、天体からの X 線を観測する際には地球大気による X 線の吸収があるために地上での観測は不

1.2. 放射線検出器 11

線量・線量率計測 パルス計数 *ダイナミックレンジ * 時間分解能 *最大計数率 *線形性 *感度 * 検出効率 単純計数のみ エネルギー有感 * 検出効率 *エネルギー分解能 空間分布 不可能 可能(位置有感検出器) イメージング *位置分解能 *画像線形性

表 1.1: 能力による分類

可能である。そのため人工衛星に搭載しての観測が現在では主流であり、これらの検出器には、大きさ・寿命・耐久性などの制限が与えられることとなる。また、X 線以外の成分 (バックグラウンド)、例えば紫外線、荷電粒子、宇宙線にも感度を持っているため微弱な X 線を検出する場合には、これらの除去も重要な機能となる。

ここでエネルギー分解能について一般論を述べる。

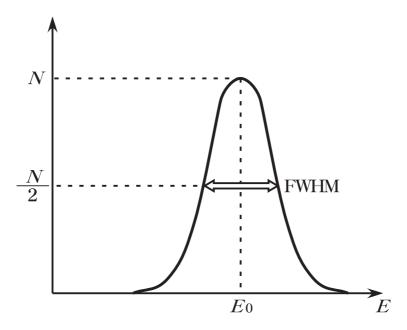


図 1.3: 単色 X 線入射時に観測されるエネルギースペクトル 単色 X 線入射時に観測されるエネルギースペクトル

エネルギー E_0 の単色の X 線が入射した際に得られるエネルギースペクトルを図 1.3 に示す。情報キャリアの揺らぎや読み出しシステムによるノイズなどの影響により、単色 X 線を入射した場合であっても得られるスペクトルは必ず有限の幅を有する。この幅をエネルギー分解能と呼び、半値幅 $(FWHM: Full\ Width\ at\ Half\ Maximum)$ で表す。一般に X 線検出器では、X 線入射時の検出器との相互作用によって生じる電子、イオン、正孔、フォノンなどのキャリアを収集して入射エネルギーを測定する。検出器に 1 つの光子が入射し、生成した情報キャリアが N 個であったとする。ここで、情報キャリアの生成は ポアソン (Poisson) 統計に従うとし、情報キャリア生成に必要なエネルギーは入射 X 線光子のエネルギー E_0 に比べて充分に小さく、情報キャリア数 N が充分に大きい場合には、図 1.3 に示す応答関数はガウス (Gauss) 分布となる。その標準偏差は $\sigma=\sqrt{N}$ であり、半値幅は $FWHM=2.35\sqrt{N}$ で表されることとなる。これより、情報キャリア数の統計揺らぎによって決まるエネルギー分解能 ΔE は、

$$\Delta E_{\text{FWHM}} = \frac{2.35E_0}{\sqrt{N}} \tag{1.1}$$

と表される。しかし、実際には情報キャリアの生成はポアソン分布に完全には従わないので、実際の エネルギー分解能の限界は、

$$\Delta E_{\text{real}} = 2.35 E_0 \sqrt{\frac{F}{N}} \tag{1.2}$$

と表される。ここで F は Fano 因子と呼ばれるポアソン統計からのずれを定量化するために導入された係数であり一般に F < 1 である。

以下に、実際に人工衛星に搭載された例を挙げるなどし、検出原理について簡単に説明を行い、エネルギー分解能についても言及する。そして、従来の電子・イオン対 (電子・正孔対) の生成を利用した検出器では $\Delta E < 10~{
m eV}$ を到達することは不可能であることを述べ、超伝導トンネル接合検出器とカロリメータであれば理論的に $\Delta E < 10~{
m eV}$ を到達可能であることを示す。

1.3 X 線検出器

1.3.1 ガス検出器

比例係数管 (PC: Propotioanl Counter) は図 1.4 に示すように、円筒または角筒を陰極とし、細い 芯線を陽極として高電圧を印加し前置増幅器を通してパルス信号を取り出す検出器である。

放射線がガス中を通過する際に、ガスを電離して一次電子とイオンを生成する。それぞれ電場により加速されるが、質量の違いから電子の方がより速く移動する。加速を受けた一次電子がガスのイオン化ポテンシャルを超えるエネルギーを得ると、一次電子によるガスののイオン化が生じ二次電子をイオンの対ができる。これを繰り返すことで入射エネルギーに比例した個数の電子が生成され、電極へ達することとなる。この電子増幅過程を電子なだれと呼ぶ。

筒の中には希ガスと有機ガスの混合ガスを流すか密封する。筒の一部を切り取り X 線透過率の高い薄膜を取り付けて X 線の入射窓にする。芯線には直径 $20 \sim 100~\mu\mathrm{m}$ のタングステン線が主に用いら

1.3. X線検出器 13

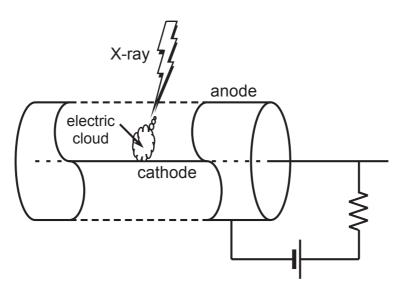


図 1.4: 比例計数管の模式図 比例計数管の模式図

れ、混合ガスとしては ${\rm Ar}~90\%+{\rm CH}_4~10\%$ の ${\rm PR}({\rm P}\text{-}10)$ ガスがよく使用される。 ${\rm X}$ 線入射窓の膜には ${\rm Be}$ 、 ${\rm Al}$ 、 ${\rm Ti}$ の金属薄膜やポリプロピレン、マイラー、カプトン等のプラスチック薄膜が用いられる。印加する電圧はガスの種類や圧力にもよるが、 $1500\sim3000$ V である。出力パルス電圧は $1~{\rm mV}\sim1~{\rm V}$ 、時間幅は $10\sim100~\mu{\rm S}$ 程度である。検出効率は窓膜の透過率とガスの吸収率によって決まる。エネルギー分解能は一次電子と二次電子の数の揺らぎで決まる。比例係数管では特に二次電子の数の揺らぎが大きく、一般にエネルギー分解能は悪い。入射 ${\rm X}$ 線エネルギーを E_0 、一つの中性ガスを電離しイオン対を生成するのに必要なエネルギーを E_0 とし、二次電子の数の揺らぎの影響を加味し式 E_0 2 を書き換えると、エネルギー分解能 E_0 3 に

$$\Delta E = 2.35\sqrt{E_0W(F+b)}\tag{1.3}$$

と表される。ここで b は電子なだれの理論的予想から導かれる定数であり、0.4 < b < 0.7 程度の値を持つ。比例係数管での典型的な値としては、 $W=35~{\rm eV}$ 、F=0.20、b=0.6 である。これを上の式に代入すると、 $6~{\rm keV}$ に対するエネルギー分解能は $960~{\rm eV}$ となる。

一方、ガス蛍光比例係数管 (GSPC: Gas Scintillation Propotional Counter) では一次電子で中性ガスを励気させ、これが基底状態に戻る際に放出する光子を利用したもので、電子なだれを生じることがないため比例係数管よりも高いエネルギー分解能を達成することが可能である。代表的なガス蛍光比例係数管での値 $W=35~{\rm eV}$ 、 $F=0.20~{\rm eH}$ いると、 $6~{\rm keV}$ に対するエネルギー分解能は $480~{\rm eV}$ となる。この値は X 線天文衛星 ASCA に搭載されていた GIS: Gas Imaging Spectrometer のエネルギー分解能にほぼ一致する。

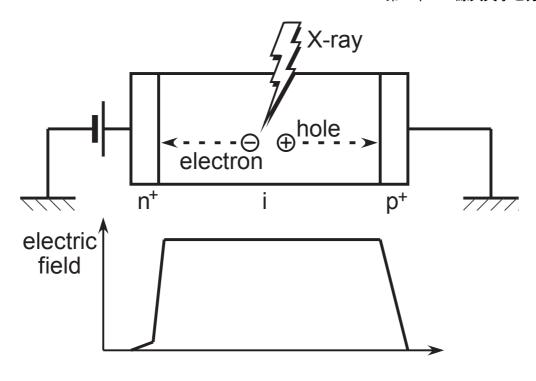


図 1.5: フォトダイオード 検出器の模式図 フォトダイオード 検出器の模式図

1.3.2 半導体検出器

半導体ダイオード検出器あるいは単に固体検出器 (SSD: Solid-State Detector) とも呼ばれる。この検出器の基本的情報キャリアは X 線から変換された一次電子であり、入射 X 線にそって電子・正孔対が生じる。これを検出器内部に印加した電圧によって収集して電気信号として読み出すのが基本的な検出原理である。次に述べる X 線 CCD も広義では半導体検出器であるが、ここでは放射線検出器として比較的歴史のあるリチウムドリフト型シリコン Si(Li) 検出器と、最近になって急速に発展してきたテルル化カドミウム亜鉛 CdZnTe 検出器について簡単に述べる。

半導体検出器の構造を図 1.5 に示す。pn 接合に逆バイアスをかけると空乏領域が形成され、この領域にて X 線が吸収され電子・正孔対がその行路に沿って生じる。例えば、 $1~\mu m$ あたり 80 対 (最小電離状態にある荷電粒子の場合) の割合で生じる。電極に印加されたバイアス電圧によりこの有感領域に強い電場が生じており、電子・正孔対はこの電場により分離・収集される。図中 i で示されている領域は真性 (intrinsic) 領域となっており、高い絶縁性を示し電荷収集のための高いバイアスを安定してかけることが可能である。つまりこの領域が有感領域となっている。

Si の場合この領域の厚みは数 mm まで可能であり、通常ここに数 $100 \sim 2000$ V のバイアスをかけて用いる。半導体検出器の時間分解能は、有感領域を電子または正孔が移動する速さで決まり、2mm 厚を例にとれば $10 \sim 100$ mm 程度になる。一つの情報キャリアを生じるのに必要なエネルギーW は、半導体検出器では Si で平均 3.65 eV、Ge で平均 2.96 eV とガス検出器に比べ 1/10 であり高いエネルギー分解能が期待される。Si を用いた半導体検出器のファノ因子 F の典型的な値は 0.1 であ

1.3. X 線検出器 15

る。従って式 1.3 を用いると 60 keV に対するエネルギー分解能は 1.1 keV という値を得る。しかしながら実際には、半導体検出器のエネルギー分解能は前置増幅器の雑音レベルで決まってしまう。

ASTRO-E II 搭載 HXD: Hard X-ray Detector による観測帯域のうち低エネルギー側を受け持つ PIN 型シリコン半導体検出器では、2 mm 厚のシリコン PIN フォトダイオード素子を 2 枚重ねにし、有効厚みを 4 mm として用いる。前置増幅器の雑音を抑えるため低温に冷却して用いる。 $-20\,^{\circ}C$ で達成できる $10\,^{\circ}80$ keV に対するエネルギー分解能は Si 換算のエネルギー分解能で約 4 keV であり、エネルギーの下限で約 10 keV である。

1.3.3 X 線 CCD

ビデオカメラとして多用される CCD は X 線計測にも有用であり、位置およびエネルギー分解能ともに優れた撮像型検出器として用いられている。 X 線 CCD カメラは、一つ一つの小さな半導体検出器をモザイク状に並べることにより、前置増幅器からみた静電容量を小さくし、増幅器の雑音レベルを下げることに成功した検出器である。 ASCA に搭載された SIS: Solid-State Imaging Spectrometer では、6 keV に対して 120 eV のエネルギー分解能を達成しており、これは理論的な限界値に近いものである。

	エネルギー帯域	エネルギー分解能	位置分解能	時間分解能
比例計数管	$40~{\rm eV}$ ~ $40~{\rm keV}$	$1.1~{\rm keV@6~keV}$	0.1 ~ 1 mm	$10 \ \mu s$
蛍光比例計数管	$0.2 \sim 40 \text{ keV}$	$480~{\rm eV}@6~{\rm keV}$	$0.1 \sim 1 \text{ mm}$	$100~\mu \mathrm{s}$
半導体検出器	$0.2 \sim 100 \; \mathrm{keV}$	$150~{\rm eV}@6~{\rm keV}$	_	$10~\mu \mathrm{s}$
X 線 CCD	$40~{\rm eV}$ ~ $20~{\rm keV}$	$150~\mathrm{eV}@6~\mathrm{keV}$	$10~\sim~20~\mu\mathrm{m}$	$100~\mathrm{ms}$
半導体温度計カロリメータ	$0.5 \sim 20 \text{ keV}$	$12~{\rm eV}@6~{\rm keV}$	1 mm	10 ms

表 1.2: 検出器の性能比較

1.3.4 超伝導トンネル接合検出器

超伝導トンネル接合検出器 (STJ: Superconducting Tunnel Junction) は、2 枚の超伝導対で薄い 絶縁膜を挟んだ構造をしている。STJ 素子にて X 線が光電吸収される際に生成された光電子がクーパー (Cooper) 対を破壊して準粒子 (単独の電子) を作る。STJ ではトンネル効果で絶縁体を通過した 準粒子を信号として検出する。超伝導現象を利用するため、 ~ 4 K の極低温にて動作させる必要がある。超伝導状態にある電子が常伝導状態となるのに必要なエネルギー、すなわちクーパー対を一つ破壊するのに必要なエネルギーは数 meV である。エネルギー分解能の限界は情報キャリア数の統計揺らぎによって決まるので、STJ の分解能は半導体検出器に比べ数十倍も良くなると考えられ、原理的には ~ 4 eV のエネルギー分解能を達成することが可能である。

1.3.5 カロリメータ

カロリメータ (ボロメータ) とは X 線のエネルギーを電子や光子に変換するのではなく、そのエネルギーを素子の微小な温度上昇 (\sim 数 mK) として測定する検出器である。そのエネルギー分解能は入射エネルギーに依存することなく、素子内のフォノン数の揺らぎ等によって決まり、極低温に冷却することで飛躍的に向上する。また、この温度上昇を検出するのに用いる温度計の性能により、カロリメータのエネルギー分解能も左右される。次章にて詳しく述べるが、温度計の感度を α とすると理想的なエネルギー分解能は $\Delta E \propto 1/sqrt\alpha$ という関係がある。従って、温度計の感度 α が大きいほど理論的なエネルギー分解能の限界が小さくなる。以下に温度計の種類によるカロリメータの分類を行う。

半導体温度計カロリメータ

シリコンに不純物を $10^{18}-10^{19}~{\rm cm}^{-3}$ 程度ドープした半導体温度計を利用したカロリメータである。エネルギー分解能は、熱揺らぎであるフォノンノイズと熱雑音であるジョンソンノイズで決まり、それに読み出し系のノイズが加算される。

ASTRO-E II に搭載される XRS: X-Ray Spectrometer では動作温度 $65~\mathrm{mK}$ でエネルギー分解能 ~ $10~\mathrm{eV}$ である。 2×16 の合計 $32~\mathrm{dlon}$ 素子が並んでおり、全体として約 $2.5\times5.3~\mathrm{mm}^2$ の面積を有し簡単な撮像も可能である。XRS では X 線の吸収体として熱容量と熱化で特に優れている水銀テルル (HgTe) を用いている。半導体温度計の感度は $\alpha<6$ である。

TES 型カロリメータ

半導体温度計よりもさらに感度の高い温度計として TES:Transition Edge Sensor がある。次節にて詳しくその原理などについて述べるが、温度計の感度 $\alpha>1000$ も可能である。つまり、半導体温度計カロリメータの理論的限界を一桁以上上回ることが可能な検出器である。エネルギー分解能は半導体温度計カロリメータ同様、熱揺らぎであるフォノンノイズと熱雑音であるジョンソンノイズで決まり、それに読み出し系のノイズが加算される。

マグネティックカロリメータ

上記カロリメータは素子の温度上昇を抵抗値の変化として読み出すものであるが、マグネティックカロリメータは温度上昇を強磁性体の磁化の変化として測定する検出器である。この温度 T に対する磁化 M の変化を、

$$\delta M = \frac{\partial M}{\partial T} \delta T \tag{1.4}$$

と表わせる。この磁化変化を高感度磁束計である SQUID で読み出す場合を考える。入射フォノンのエネルギーを E、吸収体と強磁性体を合わせた熱容量を C_{tot} 磁性体の体積を $V=\pi r^2 h$ 、 SQUID の

1.3. X 線検出器 17

入力コイルの直径をRとすると、SQUIDの入力コイルを貫く磁束 ϕ は、

$$\delta\phi = \mathcal{G}\mu_0 \frac{V}{R} \frac{\partial M}{\partial T} \frac{\Delta E}{C_{\text{tot}}} \tag{1.5}$$

と表せる。ここで \mathcal{G} は無次元の場所による因子で $\mathcal{G} \sim 1$ であり、 μ_0 は真空中の透磁率である。

マグネティックカロリメータのエネルギー分解能は、素子のフォノンノイズと SQUID 読み出し系のノイズによって決まる。現状では後者の寄与が大きく、将来 SQUID の技術力が向上することで飛躍的に性能があがる可能性がある。現在の実績としては動作温度 33~mK でエネルギー分解能は 12~eV@6~keV、また、動作温度 25~mK で 340~eV@122~keV と X 線だけではなく γ 線領域の観測に対応するものも開発されている。伝導効率から SQUID の近くに素子を配置するのが有効であるので、現状では、素子を多数並べて駆動することは難しく撮像には向いていない。

1.3.6 本論文の目的

上記のような様々な検出器は、それぞれ一長一短の特徴がある。TES 型カロリメータであれば、我々が求めているエネルギー分解能 ~数 eV を到達することが原理的に可能であり、高い検出効率を同時に合わせ持つ検出器でもある。そして、素子を多数並べることで撮像も可能であり幅広い活躍が期待される。また、XRS の調整などで培った技術を活かして開発を進めることが可能であることから、高エネルギー分解能、速い応答速度及び撮像能力を持った TES 型カロリメータの開発を、次世代 X 線天文衛生搭載を最終目的として行っている。

これまで、我々は SII および早稲田製の素子を使用して $\sim 6~{\rm eV}$ の分解能を実現しているが、この分解能をさらに向上させ、X 線天文観測に適した素子を製作することを目的として、X 線マイクロカロリメータの製作に関る全てのプロセスを自らの手で行った。本論文では、X 線マイクロカロリメータの製作プロセスについて詳しく述べる。

第 $oldsymbol{2}$ 章 $oldsymbol{X}$ 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、素子の温度上昇により測定する検出器である。そのため、極低温 $(\sim 0.1~{
m K})$ 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、サーマルリンク、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、カロリメータピクセルの熱容量を C として、

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

と書ける。この微小な温度変化を、温度計の抵抗値の変化として測定する。カロリメータピクセルは、 熱浴と弱いサーマル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サーマルリンクを通し て熱浴に逃げて行き、ゆっくりと元の定常状態に戻る。これは、

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

のように表される。ただし、G はサーマルリンクの熱伝導度である。したがって、素子の温度上昇は時定数

$$\tau_0 = \frac{C}{G} \tag{2.3}$$

で指数関数的に減衰していく。

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。カロリメータピクセル中のフォノン数は $N\sim CT/k_{\rm B}T=C/k_{\rm B}$ 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。 \S 2.6 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 intrinsic なエネルギー 分解能は、

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

と書ける (Moseley et al. 1984)。ただし、 ξ は温度計の感度や動作条件などによって決まるパラメータである。付録 ??に示したように、熱容量は電子比熱により決定される場合 T の依存性を、格子比熱により決定される場合 T^3 の依存性を持つ。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 ($\sim 0.1~\mathrm{K}$) で非常に高いエネルギー分解能が達成されることがわかる。

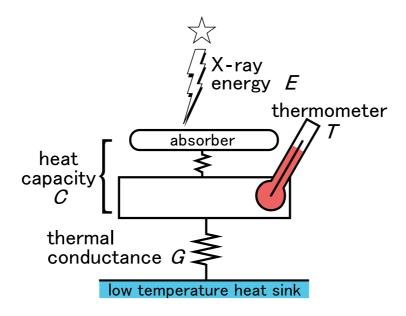


図 2.1: X 線マイクロカロリメータの構造

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)からわかるように熱容量 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、吸収体は大きい方がよい。吸収体の大きさはこれらのトレードオフで決まる。

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 (thermalization)、熱拡散 (diffusion) の速さがある。熱化、熱拡散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。また、吸収位置により熱化、熱拡散過程がばらついてしまうと、イベントごとの波形のばらつきが生じ、S/N 比とは別にエネルギー分解能を悪化させてしまう。熱化、熱拡散過程を一様にするには、TES にエネルギーが移動する前に吸収体内で熱化、熱拡散が一様に起こる必要がある。そのためには、やはり吸収体内で熱化、熱拡散が速いことが重要となる。

このように、吸収体として用いる物質は高い X 線吸収効率、小さい熱容量、熱化、熱拡散の速さ、という条件を同時に満たすものが適している。

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ものである。温度計の 感度 α (無次元) を、

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

と定義する。ただし、T は温度計の温度、R はその抵抗値である。

温度計の感度 α を大きくすれば、カロリメータのエネルギー分解能を改善することができる。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 トランジションエッジセンサ TES

トランジションエッジセンサ (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。超伝導遷移は典型的には数 mK という非常に狭い温度範囲で起こり (図 2.2)、式 (2.6) で定義される温度計の感度 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て原理的には 1 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。それゆえに、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、熱化の速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。

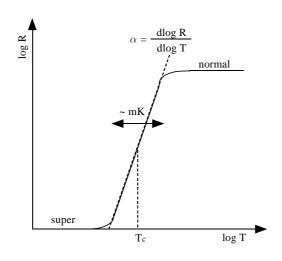


図 2.2: 超伝導遷移端

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と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。

2.3 電熱フィードバック (ETF: Electro-thermal feedback)

TES は温度計として非常に高い感度を持っているが、感度を持つ温度域が非常に狭い $(\sim mK)$ ため、動作点を吸収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-Thernal Feedback) と呼ぶ (???)。

この節では電熱フィードバック中でのカロリメータの動作について述べる。

2.3.1 電熱フィードバックのもとでの温度変化に対する応答

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、素子の温度も安定に保たれる。実際には TES と並列にシャント抵抗をつないで、疑似的に定電

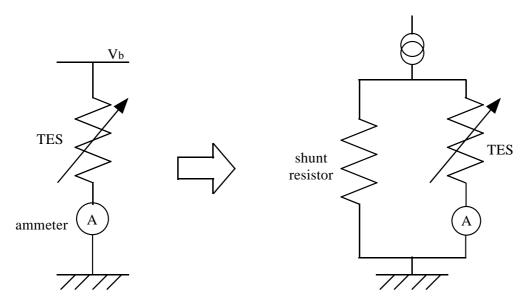


図 2.3: 左図: 定電圧バイアス 右図: シャント抵抗を使って疑似的に作る定電圧バイアス

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

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

で定義される。付録??に示すように、一般的に熱伝導度は温度依存性を持ち、

$$G = G_0 T^{n-1} \tag{2.8}$$

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

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

と式 (2.7) 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 $P_{\rm b} \equiv V_{\rm b}^2/R_0$ とカロリメータピクセルから熱浴へ流れる熱量とがつり合っているので、

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

と書ける。ただし、 $V_{\rm b}$ はバイアス電圧、 G_0 は $G=G_0T^{n-1}$ を満たす定数 (G は熱伝導度)、 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、

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

が成り立つ。温度上昇 ΔT は 1 次の近似で、

$$C\frac{d\Delta T}{dt} \simeq -\frac{V_b^2}{R_0^2} \Delta R - G_0 T^{n-1} \Delta T \tag{2.12}$$

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

となる。最後の項の G は TES の温度 T での熱伝導度 G(T) を表す。以後単に G と書いた場合は TES の温度 T での熱伝導度を表すこととする。式 (2.12) 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、

$$\tau_{\text{eff}} \equiv \frac{C/G}{1 + \frac{P_{\text{b}}\alpha}{GT}} \tag{2.15}$$

$$= \frac{\tau_0}{1 + \frac{P_b \alpha}{CT}} \tag{2.16}$$

は有効時定数である。式 (2.10)、(2.16) より、 $\tau_{\rm eff}$ は

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\tau_0}{1 + \frac{\alpha}{n} \left(1 - \left(\frac{T_{\text{bath}}}{T} \right)^n \right)} \tag{2.17}$$

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

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\tau_0}{1 + \frac{\alpha}{n}} \tag{2.18}$$

$$\approx \frac{n}{\alpha} \tau_0$$
 (2.19)

と近似できる。ただし、式 (2.19) 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に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、

$$\Delta I = \frac{V_{\rm b}}{R(T_0 + \Delta T)} - \frac{V_{\rm b}}{R(T_0)}$$
 (2.20)

$$\simeq -\frac{\Delta R}{R}I\tag{2.21}$$

$$\simeq -\alpha \frac{E}{CT}I$$
 (2.22)

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 $\delta P \mathrm{e}^{i\omega t}$ 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 $\delta P \mathrm{e}^{i\omega t}$ に対する温度変化は $\delta T \mathrm{e}^{i\omega t}$ 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、

$$P_{\text{bgd}} + \delta P e^{i\omega t} = \bar{G}(T - T_{\text{bath}}) + G\delta T e^{i\omega t} + i\omega C\delta T e^{i\omega t}$$
(2.23)

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

$$P_{\text{bgd}} = \bar{G}(T - T_{\text{bath}}) \tag{2.24}$$

である。式 (2.23) と (2.24) から、 δT は δP を用いて

$$\delta T = \frac{1}{G} \frac{1}{1 + i\omega\tau_0} \delta P \tag{2.25}$$

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、

$$P_{\text{bgd}} + \delta P e^{i\omega t} + P_{\text{b}} + \delta P_{\text{b}} e^{i\omega t} = \bar{G}(T - T_{\text{bath}}) + G\delta T e^{i\omega t} + i\omega C\delta T e^{i\omega t}$$
(2.26)

となる。また、定電圧バイアスでは以下の関係が成り立つ。

$$\delta P_{\rm b} e^{i\omega t} = \frac{dP_{\rm b}}{dI} \delta I e^{i\omega t} = V_{\rm b} \delta I e^{i\omega t}$$
(2.27)

$$\delta I e^{i\omega t} = \frac{dI}{dR} \delta R e^{i\omega t} = \frac{d}{dR} \left(\frac{V_{\rm b}}{R} \right) \delta R e^{i\omega t} = -\frac{V_{\rm b}}{R^2} \delta R e^{i\omega t}$$
 (2.28)

$$\delta R e^{i\omega t} = \frac{dR}{dT} \delta T e^{i\omega t} = \alpha \frac{R}{T} \delta T e^{i\omega t}$$
(2.29)

これらを使うと式 (2.26) は、

$$P_{\text{bgd}} + \delta P e^{i\omega t} + \frac{V_b^2}{R} - \frac{V_b^2}{R^2} \frac{dR}{dT} \delta T e^{i\omega t} = \bar{G}(T - T_{\text{bath}}) + G\delta T e^{i\omega t} + i\omega C\delta T e^{i\omega t}$$
(2.30)

と書き換えられる。式 (2.30) の解は、

$$\delta T e^{i\omega t} = \frac{1}{\alpha \frac{P_b}{T} + G + i\omega C} \delta P e^{i\omega t}$$
 (2.31)

$$= \frac{1}{G} \frac{1}{1 + \frac{\alpha P_{\rm b}}{GG}} \frac{1}{1 + i\omega \tau_{\rm eff}} \delta P e^{i\omega t}$$
 (2.32)

ここで、

$$\tau_{\text{eff}} \equiv \frac{1}{1 + \frac{\alpha P_{\text{b}}}{CT}} \frac{C}{G} \tag{2.33}$$

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。

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

$$b = -V_{\rm b} \tag{2.34}$$

$$\mathcal{L}(\omega) = \frac{1}{G(1+i\omega\tau_0)} \times \alpha \frac{R}{T} \times \left(-\frac{I}{R}\right) \times (-V_b) = \frac{\alpha P_b}{GT} \frac{1}{1+i\omega\tau_0} \equiv \frac{\mathcal{L}_0}{1+i\omega\tau_0}$$
(2.35)

と書ける。ただし、

$$\mathcal{L}_0 \equiv \frac{\alpha P_{\rm b}}{GT} \tag{2.36}$$

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

$$S_I(\omega) \equiv \frac{\delta I}{\delta P} \tag{2.37}$$

は $\mathcal{L}(\omega)$ を使って、

$$S_I(\omega) = \frac{1}{b} \frac{\mathcal{L}(\omega)}{1 + \mathcal{L}(\omega)}$$
 (2.38)

$$= -\frac{1}{V_{\rm b}} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1 + i\omega\tau_0}$$

$$(2.39)$$

$$= -\frac{1}{V_{\rm b}} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1}{1 + i\omega \tau_{\rm eff}}$$
 (2.40)

と書ける(付録 C 参照)。ただし、

$$\tau_{\text{eff}} \equiv \frac{\tau}{\mathcal{L}_0 + 1} \tag{2.41}$$

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

$$S_I(\omega) = -\frac{1}{V_b} \frac{1}{1 + i\omega \tau_{\text{eff}}} \tag{2.42}$$

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

$$S_I = -\frac{1}{V_{\rm b}} \tag{2.43}$$

と表され、電圧 $V_{\rm b}$ 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。

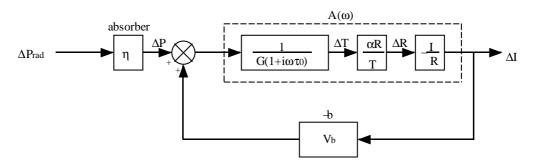


図 2.4: 電熱フィードバックのダイアグラム

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、

$$P(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E\delta(t) e^{i\omega t} dt$$
 (2.44)

$$= \frac{E}{2\pi} \tag{2.45}$$

であるので、出力はそれに電流応答性をかけて、

$$I(\omega) = S_I(\omega)P(\omega) \tag{2.46}$$

$$= -\frac{E}{2\pi V_{\rm b}} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1}{1 + i\omega \tau_{\rm eff}}$$
 (2.47)

と表される。これを逆フーリエ変換して時間軸に戻すと

$$I(t) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \qquad (2.48)$$

$$= -\frac{1}{2\pi} \frac{E}{V_{\rm b}} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i\omega t}}{1 + i\omega \tau_{\rm eff}} d\omega$$
 (2.49)

$$= -\frac{E}{V_{\rm b}\tau_{\rm eff}} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\rm eff}}\right)$$
 (2.50)

$$= -\frac{\alpha E}{CT} I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) \tag{2.51}$$

となり、式 (2.22) 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

$$\Delta T(\omega) = \frac{1}{G(1+i\omega\tau_0)} \frac{1}{1+\mathcal{L}(\omega)} P(\omega)$$
 (2.52)

$$= \frac{1}{2\pi} \frac{E}{G} \frac{1}{1 + \mathcal{L}_0} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}}$$
 (2.53)

と書けるので、時間軸に直すと

$$\Delta T(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta T(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \qquad (2.54)$$

$$= \frac{1}{2\pi} \frac{E}{G} \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i\omega t}}{1 + i\omega \tau_{\text{eff}}} d\omega$$
 (2.55)

$$= \frac{E}{G\tau_{\text{eff}}} \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) \tag{2.56}$$

$$= \frac{E}{C} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) \tag{2.57}$$

である。

ループゲイン \mathcal{L}_0 が一定とみなせる時、式 (2.50) より

$$\int V_{\rm b}I(t)dt = -\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1}E\tag{2.58}$$

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。入射エネルギー のうち $\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0+1}$ はジュール発熱の変化で補償され、 $\frac{1}{\mathcal{L}_0+1}$ が熱浴に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量は入射エネルギーに一致する。

2.4 実際の回路における補正

前節で行なってきた電熱フィードバックの定式化は理想的な定電圧バイアスを仮定していた。しか し、実際の回路はシャント抵抗を用いた疑似的定電圧バイアスであり、また、配線にインダクタンス L が含まれる。さらに、TES の抵抗値は温度だけでなく、電流の関数でもある。この節ではそれらの 影響を考慮した場合の補正を考慮する。

2.4.1 疑似的定電圧バイアスの補正

実際のカロリメータの駆動時には図 2.5 のような疑似的定電圧バイアス回路を用いる。シャント抵

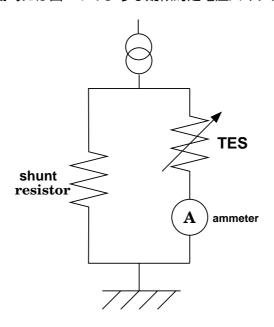


図 2.5: 疑似的定電圧バイアス回路

抗値を TES の抵抗値より十分に小さくとれば、疑似的に定電圧バイアスが実現できるが、正確には 定電圧ではない。

この場合、カロリメータに流れる電流とジュール発熱はバイアス電流 I_b を用いて、

$$I = \frac{R_{\rm s}}{R + R_{\rm s}} I_{\rm b} \tag{2.59}$$

$$P = I^2 R(I) \tag{2.60}$$

と書ける。

したがって、式 (2.28)、(2.28) は

$$\frac{\delta I}{\delta R} = -\frac{I}{R\left(1 + \frac{R_{\rm s}}{R}\right)} \tag{2.61}$$

$$\frac{\delta P}{\delta I} = V_{\rm b} \left(1 - \frac{R_{\rm s}}{R} \right) \tag{2.62}$$

となる。また、電熱フィードバックのダイアグラムは図2.6のように書き変えられる。この図から、

周波数 0 でのループゲインとフィードバック量は

$$\mathcal{L}_{1} = \frac{\alpha P_{\rm b}}{GT} \frac{1 - \frac{R_{\rm s}}{R}}{1 + \frac{R_{\rm s}}{R}} = \mathcal{L}_{0} \frac{1 - \frac{R_{\rm s}}{R}}{1 + \frac{R_{\rm s}}{R}}$$
(2.63)

$$b_1 = -V_b \left(1 - \frac{R_s}{R} \right) = b \left(1 - \frac{R_s}{R} \right)$$
 (2.64)

のように書き変えられる。さらに電流応答性は、

$$S_{I} = -\frac{1}{V_{\rm b} \left(1 - \frac{R_{\rm s}}{R}\right)} \frac{\mathcal{L}_{1}}{\mathcal{L}_{1} + 1} \frac{1}{1 + i\omega \tau'_{\rm eff}}$$
 (2.65)

実効的な時定数は

$$\tau_{\text{eff}}' \equiv \frac{\tau_0}{\mathcal{L}_1 + 1} \tag{2.66}$$

となる。

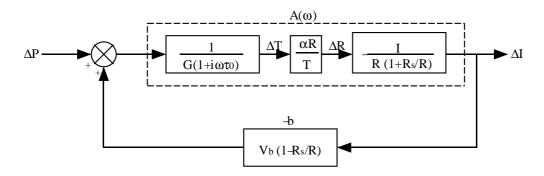


図 2.6: 疑似的な定電圧バイアスを考慮した電熱フィードバックのダイアグラム

2.4.2 インダクタンスの補正

上の疑似的定電圧バイアスの補正では、シャント抵抗の存在のみを考えた。実際の回路には $L\sim 100nH$ 程度のインダクタンスが存在する。インダクタンスの存在は f=0 においては影響がないが、 $2\pi f\sim R/L$ の周波数でカロリメータの応答に影響が生じる。

より一般的に、疑似的定電圧バイアス回路は図 2.7 のように周波数特性をもつインピーダンス Z_1 、 Z_2 を用いて表せる。このとき、 $Z_1+Z_2=Z_{\rm other}$ とおくと、式 (2.28)、(2.28) は

$$\frac{\delta I}{\delta R} = -\frac{I}{R\left(1 + \frac{Z_{\text{other}}}{R}\right)} \tag{2.67}$$

$$\frac{\delta P}{\delta I} = V_{\rm b} \left(1 - \frac{Z_{\rm other}}{R} \right) \tag{2.68}$$

となる。そこで、角振動数 ω のループゲイン、フィードバック量は

$$\mathcal{L}(\omega) = \mathcal{L}_0 \frac{1 - \frac{Z_{\text{other}}}{R}}{1 + \frac{Z_{\text{other}}}{R}}$$
 (2.69)

$$b(\omega) = b\left(1 - \frac{Z_{\text{other}}}{R}\right) \tag{2.70}$$

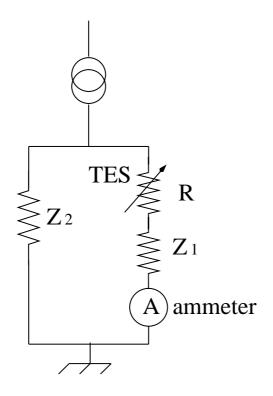


図 2.7: 周波数依存性を持つインピーダンス Z_1 、 Z_2 を含む疑似的定電圧バイアス回路

のように書きかえられる。電流応答性は

$$S_I = \frac{1}{b(\omega)} \frac{\mathcal{L}(\omega)}{1 + \mathcal{L}(\omega)}$$
 (2.71)

とあらわせる。

この形式は、周波数に依存する部分と依存する部分が切りわけられていないため、周波数特性がわ かいづらい。そこで、キャパシタンスのない、 $Z_{\mathrm{other}}=R_{\mathrm{other}}+i\omega L$ と表せる場合をさらに変形する。 抵抗とインダクタンスで決まる二つの時定数 $au_{
m el1}$ 、 $au_{
m el2}$ を

$$\tau_{\text{el}1} = \frac{L}{R + R_{\text{other}}}$$

$$\tau_{\text{el}2} = \frac{L}{R - R_{\text{other}}}$$
(2.72)

$$\tau_{\rm el2} = \frac{L}{R - R_{\rm other}} \tag{2.73}$$

(2.74)

で定義する。すると、 $\mathcal{L}(\omega)$ 、 $b(\omega)$ は

$$\mathcal{L}(\omega)^{=} \mathcal{L}_{1} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{0}} \frac{1 - i\omega\tau_{\text{el}2}}{1 + i\omega\tau_{\text{el}1}}$$
(2.75)

$$b(\omega) = b_1 \left(1 - i\omega \tau_{\text{el}2} \right) \tag{2.76}$$

となる。ここで、 \mathcal{L}_1 、 b_1 は疑似的定電圧バイアスの補正で用いたものを拡張した

$$\mathcal{L}_1 = \mathcal{L}_0 \frac{R - R_{\text{other}}}{R + R_{\text{other}}} \tag{2.77}$$

$$b_1 = b \left(\frac{R - R_{\text{other}}}{R} \right) \tag{2.78}$$

である。

これらを用いると、電流応答性 $S_I(\omega)$ は

$$S_I(\omega) = \frac{\mathcal{L}_1}{b_1} \frac{1}{L_1(1 - i\omega\tau_{\text{el}2}) + (1 + i\omega\tau_0)(1 + i\omega\tau_{\text{el}1})}$$
(2.79)

$$= \frac{\mathcal{L}_1}{b_1} \frac{1}{(\mathcal{L}_1 + 1 - \omega^2 \tau_0 \tau_{\text{el}1}) + i\omega(-L_1 \tau_{\text{el}2} + \tau_0 + \tau_{\text{el}1})}$$
(2.80)

$$= \frac{\mathcal{L}_1}{b_1} \frac{1}{(\mathcal{L}_1 + 1 - \omega^2 \tau_0 \tau_{\text{el}_1}) + i\omega(\tau_0 - (\mathcal{L}_0 - 1)\tau_{\text{el}_1})}$$
(2.81)

となる。ここで、最後の変形には

$$\mathcal{L}_1 \tau_{\text{el}2} = \mathcal{L}_0 \frac{L}{R + R_{\text{other}}} = \mathcal{L}_0 \tau_{\text{el}1}$$
 (2.82)

を用いた。さらに、この式は

$$\tau_{\text{eff}} \equiv \frac{\tau_0}{\mathcal{L}_1 + 1} \tag{2.83}$$

を用いて

$$S_{I} = \frac{1}{b_{1}} \frac{\mathcal{L}_{1}}{\mathcal{L}_{1} + 1} \frac{1}{(1 - \omega^{2} \tau_{\text{eff}} \tau_{\text{el}1}) + i\omega(\tau_{\text{eff}} - \frac{\mathcal{L}_{0} - 1}{\mathcal{L}_{1} + 1} \tau_{\text{el}1})}$$
(2.84)

と書ける。 $au_{
m eff}\gg au_{
m el\,1}$ の場合には、この式の右辺は出力全体が $au_{
m el\,1}$ の時定数に対応する周波数でロールオフすると考えた場合

$$\frac{1}{b_1} \frac{\mathcal{L}_1}{\mathcal{L}_1 + 1} \frac{1}{(1 + i\omega\tau_{\text{eff}})(1 + i\omega\tau_{\text{el}1})} = \frac{1}{b_1} \frac{\mathcal{L}_1}{\mathcal{L}_1 + 1} \frac{1}{(1 - \omega^2\tau_{\text{eff}}\tau_{\text{el}1}) + i\omega(\tau_{\text{eff}} + \tau_{\text{el}1})}$$
(2.85)

と一致する。

一方、 $au_{
m eff} \sim au_{
m el1}$ の場合は、 $\omega \sim \sqrt{ au_{
m eff} au_{
m el1}}$ で式 (2.84) は式 (2.85) より大きくなり、その比は最大で

$$\frac{\tau_{\text{eff}} + \tau_{\text{el}1}}{\tau_{\text{eff}} - \frac{\mathcal{L}_0 - 1}{\mathcal{L}_1 + 1} \tau_{\text{el}1}} \tag{2.86}$$

となる。なお、 $au_{
m eff} < au_{
m el1}$ のときは、系は不安定となる。

2.4.3 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

$$L\frac{dI}{dt} = R_{\rm s}I_{\rm bias} - I(R(T,I) + R_{\rm s})$$
(2.87)

$$C\frac{dT}{dt} = I^2 R(T, I) - \overline{G}(T - T_{\text{bath}}) + P_{\text{ext}}$$
(2.88)

となり、R、は温度T、電流Iの関数となる。ここで $P_{\rm ext}$ 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?に載っているので、ここでは簡潔に示す。なお、?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。

式 (2.87)、式 (2.88) 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、式 (2.87)、式 (2.88) を δT 、 δI の一次の項のみを考慮すると、それらの式は

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \delta I \\ \delta T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\tau_{\text{el}}^{-1} & -I_0 R_0 \alpha / L T_0 \\ I_0 R_0 (2+\beta) / C & \tau_{\text{eff}}'^{-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta I \\ \delta T \end{pmatrix}$$
(2.89)

と書ける。ここで、

$$\tau_{\text{eff}}' = \frac{C/G}{\mathcal{L}_0 - 1} \tag{2.90}$$

$$\tau_{\rm el} = \frac{L}{R_{\rm s} + R_0(1+\beta)} \tag{2.91}$$

であり、

$$\beta = \frac{\partial \ln R}{\partial \ln I} \tag{2.92}$$

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

$$\Delta I(t) = -\frac{E}{b_1 \tau_{\text{eff}}} \frac{\mathcal{L}_2}{\mathcal{L}_2 + 1} \left(\exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{el}}}\right) \right)$$
 (2.93)

となる。ただし、

$$b_1 = -V_b \left(1 - \frac{Rs}{R} \right) \tag{2.94}$$

$$\mathcal{L}_{2} = \frac{P_{\rm b}\alpha}{GT} \frac{R - R_{\rm s}}{R + R_{\rm s}} \frac{1}{1 + \frac{R_{0}\beta}{R_{\rm o} + R_{\rm s}}}$$
(2.95)

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{C/G}{\mathcal{L}_2 + 1} = \frac{\tau_0}{\mathcal{L}_2 + 1}$$
(2.96)

である。これは、式 (2.56) 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 $(1+R_0\beta/(R_0+R_{\rm s}))^{-1}$ 倍になっていることを意味する。特に、 $R_0\gg R_{\rm s}$ 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。

2.5 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

2.5. 固有ノイズ 31

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線マイクロカロリ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き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 \S 2.8.4 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。 \S 2.4 で行なった補正を反映させるには、フィードバック量b、ループゲイン \mathcal{L}_0 を補正すればよい。

マイクロカロリメータには 2 種類の固有ノイズ源がある。1 つは、温度計の抵抗で発生するジョンソンノイズ、もう 1 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 2.8 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 $\delta P_{\rm ph}$

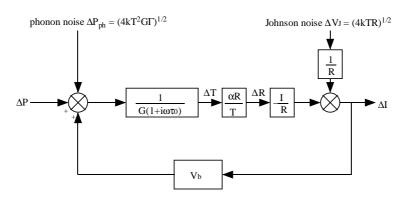


図 2.8: ノイズの寄与も含めた電熱フィードバックのダイアグラム

がもたらす電流の揺らぎは、

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

$$= S_I \delta P_{\rm ph}$$
(2.97)
$$(2.98)$$

である。これより、フォノンノイズの電流密度は、

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

$$= \frac{1}{V_{\rm b}^2} \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1}\right)^2 \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_{\rm eff}^2} \delta P_{\rm ph}^2$$
(2.99)

となる。Mather (1982) 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

$$\delta P_n^2 = 4k_B G T^2 \frac{\int_{T_{\text{bath}}}^T \left(\frac{t\kappa(t)}{T\kappa(T)}\right)^2 dt}{\int_{T_{\text{bath}}}^T \left(\frac{\kappa(t)}{\kappa(T)}\right) dt}$$

$$= 4k_B G T^2 \Gamma$$
(2.101)

$$\equiv 4k_B G T^2 \Gamma \tag{2.102}$$

と表される (付録 ??参照)。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_{bath}/T とし、 $\kappa(T)$ は $\kappa(T)=\kappa(T_{\mathrm{bath}})\theta^{-(n-1)}$ と表されると仮定すると、 Γ は、

$$\Gamma = \frac{n}{2n+1} \frac{1 - \theta^{(2n+1)}}{1 - \theta^n} \tag{2.103}$$

となる。式 (2.102) を (2.100) に代入すると、フォノンノイズの電流密度は、

$$\delta I_{\rm ph}^2 = 4k_{\rm B}GT^2\Gamma|S_I|^2 \tag{2.104}$$

$$= \frac{4k_{\rm B}GT^2\Gamma}{b^2} \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1}\right)^2 \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_{\rm eff}^2}$$
 (2.105)

$$= \frac{4k_{\rm B}GT^2\Gamma}{V_{\rm b}^2} \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1}\right)^2 \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_{\rm eff}^2}$$
 (2.106)

と表される。

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

$$\delta I_{\rm J}^0 = \frac{\delta V_{\rm J}}{R} \tag{2.107}$$

であり、この揺らぎが系に入力されると、出力の揺らぎは、

$$\delta I_{\rm J} = \frac{1}{1 + \mathcal{L}(\omega)} \delta I_{\rm J}^0 \tag{2.108}$$

$$= \frac{\frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} + i\omega \tau_{\text{eff}}}{1 + i\omega \tau_{\text{eff}}} \frac{\delta V_{\text{J}}}{R}$$
 (2.109)

$$= \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1 + i\omega\tau_0}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} \frac{\delta V_{\text{J}}}{R}$$
 (2.110)

となる。ジョンソンノイズの電圧密度は $0 \le f < \infty$ 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

$$\delta I_{\rm J}^2 = \frac{4k_{\rm B}T}{R} \left(\frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1}\right)^2 \left| \frac{1 + i\omega\tau_0}{1 + i\omega\tau_{\rm eff}} \right|^2 \tag{2.111}$$

$$= \frac{4k_{\rm B}T}{R} \left(\frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1}\right)^2 \frac{1 + \omega^2 \tau_0^2}{1 + \omega^2 \tau_{\rm eff}^2}$$
(2.112)

$$= \begin{cases} \frac{4k_{\rm B}T}{R} \left(\frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1}\right)^2 & \text{if } \omega \ll \tau_0^{-1} \\ \frac{4k_{\rm B}T}{R} & \text{if } \omega \gg \tau_{\rm eff}^{-1} \end{cases}$$
 (2.113)

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、 $\omega\gg\tau_{\rm eff}^{-1}$ 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自乗和によって与えられ、 $0 < f < \infty$ 空間で

$$\delta I^2 = \delta I_{\rm J}^2 + \delta I_{\rm ph}^2 \tag{2.114}$$

$$= \frac{4k_{\rm B}T}{R} \left(\frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1}\right)^2 \frac{1 + \omega^2 \tau_0^2}{1 + \omega^2 \tau_{\rm eff}^2} + 4k_{\rm B}GT^2 \Gamma \frac{1}{V_{\rm b}^2} \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1}\right)^2 \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_{\rm eff}^2}$$
(2.115)

$$= \frac{4k_{\rm B}T}{R} \frac{\frac{1+\Gamma\alpha\mathcal{L}_0}{(\mathcal{L}_0+1)^2} + \omega^2\tau_{\rm eff}^2}{1+\omega^2\tau_{\rm eff}^2}$$
(2.116)

2.5. 固有ノイズ 33

となる。これは、強い電熱フィードバックの極限では、

$$\delta I^2 = \frac{4k_{\rm B}T}{R} \frac{n/2 + \omega^2 \tau_{\rm eff}^2}{1 + \omega^2 \tau_{\rm eff}^2}$$
 (2.117)

となる。図 2.9 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、

$$\frac{\delta I_{\rm ph}^2}{\delta I_{\rm J}^2} = \frac{\alpha \mathcal{L}_0 \Gamma}{1 + \omega^2 \tau_0^2} \tag{2.118}$$

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くなりはじめ、 $\omega \gg \tau_{\rm eff}^{-1}$ 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

$$\frac{\delta P_{\text{signal}}^2}{\delta P_{\text{n}}} = \frac{2E^2}{4k_B G T^2 \Gamma} \tag{2.119}$$

となり、周波数に依存しない。これは両者がまったく同じ周波数依存性を持つためである。

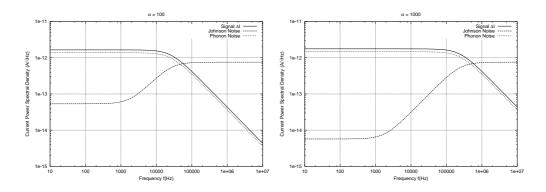


図 2.9: ノイズ電流密度。左は $\alpha=100$ 右は $\alpha=1000$ の場合。実線が信号、破線がジョンソンノイズ、点線がフォノンノイズを表す。低い周波数では電熱フィードバックによってジョンソンノイズが抑制される。

式 (2.40) と式 (2.113) より、ジョンソン ノイズは電流応答性 S_I を用いて

$$\delta I_{\rm J}^2 = \frac{4k_{\rm B}T}{R} \frac{b^2(1+\omega^2\tau_0^2)}{\mathcal{L}_0^2} |S_I|^2$$
 (2.120)

とかける。式 (2.105) と式 (2.113) から、固有ノイズは

$$\delta I^2 = \frac{4k_B T}{R} \frac{1 + \omega^2 \tau_0^2}{\mathcal{L}_0^2} b^2 |S_I|^2 + 4k_B G T^2 \Gamma |S_I|^2$$
(2.121)

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、

$$NEP(f)^2 = \left| \frac{\delta I}{S_I} \right|^2 \tag{2.122}$$

と計算される。固有ノイズに対する NEP(f) は

$$NEP(f)^2 = \left| \frac{\delta I}{S_I} \right|^2 \tag{2.123}$$

$$= \frac{4k_BT}{R} \frac{b^2}{\mathcal{L}_0^2} \left(1 + (2\pi f)^2 \tau_0^2 + \frac{\mathcal{L}_0^2}{b^2} RGT\Gamma \right)$$
 (2.124)

$$= 4k_B T P_{\rm b} \left(\frac{1 + (2\pi f)^2 \tau_0^2}{\mathcal{L}_0^2} + \frac{\alpha \Gamma}{\mathcal{L}_0} \right)$$
 (2.125)

となる。

2.6 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、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ない。そこで、最適フィルタ処理を行うことにより、その誤差を小さくすることを考える (例えば Szymkowiak et al. 1993; Irwin 1995a)。

測定により得られたパルスを D(t) とし、周波数空間では

$$D(f) = A \times M(f) + N(f) \tag{2.126}$$

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) とノイズのスペクトルであり、A は振幅を表す。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、

$$\chi^2 \equiv \int \frac{|D(f) - A \times M(f)|^2}{|N(f)|^2}$$
 (2.127)

と定義すると、 χ^2 を最小にする A は、

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{DM^* + D^*M}{2|N|^2} df}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{|M|^2}{|N|^2} df}$$
(2.128)

で与えられる。D(f) と 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。したがって、

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{D(f)M(f)^*}{2|N|^2} df = -\int_{\infty}^{-\infty} \frac{D(-f)M(-f)^*}{2|N|^2} df = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{M(f)D(f)^*}{2|N|^2} df$$
 (2.129)

が成り立つので、Aは

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{DM^*}{|N|^2} df}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{|M|^2}{|N|^2} df}$$
 (2.130)

あるいは

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{D}{M} \left| \frac{M}{N} \right|^2 df}{\int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{M}{N} \right|^2 df}$$
 (2.131)

となる。式 (2.131) から、A は $\mathrm{S/N}$ 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。式 (2.131) はさらに

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

$$(2.132)$$

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、最適フィルタテンプレートを用いると、パルスハイト H は

$$H = N \int_{-\infty}^{\infty} D(t)T(t)dt \tag{2.133}$$

あるいは離散的なデータ点に対して

$$H = N \sum_{i} D_i(t) T_i(t) \tag{2.134}$$

となる。ただし、N は最適な規格化定数、 $D_i(t)$ と $T_i(t)$ はそれぞれディジタイズされたパルスデータとテンプレートである。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 $(1\sigma$ エラー) は式 (2.127) 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

$$\Delta E_{\rm rms} = \left(\int_0^\infty \frac{4df}{\text{NEP}^2(f)} \right)^{-\frac{1}{2}} \tag{2.135}$$

と表される(?)。

固有ノイズによるエネルギー分解能を計算する。式 (2.125) を式 (2.135) に代入すると、エネルギー分解能は、

$$\Delta E_{\rm rms} = \left(\int_0^\infty \frac{4df}{\frac{4k_B T}{R} \frac{b^2}{\mathcal{L}_0^2} \left((1 + (2\pi f)^2 \tau_0^2) + \frac{\mathcal{L}_0^2}{b^2} RGT\Gamma \right)} \right)^{-\frac{1}{2}}$$
(2.136)

$$= \sqrt{\frac{4k_{\rm B}T}{R}\frac{b^2}{\mathcal{L}_0^2}\tau_0\sqrt{1+\frac{\mathcal{L}_0^2}{b^2}RGT\Gamma}}$$
 (2.137)

$$= \sqrt{4k_{\rm B}T^2C\frac{b^2}{RGT\mathcal{L}_0^2}\sqrt{1+\frac{\mathcal{L}_0^2}{b^2}RGT\Gamma}}$$
 (2.138)

となる。*ξ* を

$$\xi \equiv 2\sqrt{\frac{b^2}{RGT\mathcal{L}_0^2}\sqrt{1 + \frac{\Gamma}{\frac{b^2}{RGT\mathcal{L}_0^2}}}}$$
 (2.139)

と定義すると、エネルギー分解能は半値全幅 (FWHM) で、

$$\Delta E_{\text{FWHM}} = 2.35\xi \sqrt{k_{\text{B}}T^2C} \tag{2.140}$$

 $^{^1}$ 平均パルスを M(f) として式 (2.132) を計算すると、D(f)=M(f) の時に A=1 となる。また、responsivity を M(f) として式 (2.132) を計算すると、D(f)=M(f) の時に A= 入射エネルギーとなる。

となる。式 (2.139) に式 (2.34) と (2.36) を代入すると、

$$\xi = 2\sqrt{\frac{1}{\alpha \mathcal{L}_0} \sqrt{1 + \alpha \mathcal{L}_0 \Gamma}}$$
 (2.141)

のように書ける。 $T_{\rm bath} \ll T$ の場合は、 $\Gamma \sim 1/2$ 、 $P_{\rm b} \sim GT/n$ 、 $\mathcal{L}_0 \sim \alpha/n$ 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、熱浴の温度揺らぎ、これらとは別の原因のわからない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式 (2.140) 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。

2.7 吸収体と TES が有限の熱伝導度でつながれている場合

吸収体と TES の間の熱伝導度が有限の場合を考える。この場合、TES と吸収体は図 2.10 のようなモデルで表される。このような場合、吸収体で吸収されたエネルギーが TES に伝わるまでに有限の

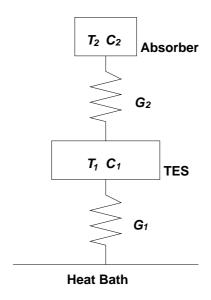


図 2.10: TES と吸収体の間に有限の熱伝導度が存在する場合のモデル

時間がかかり、それまでの時間は TES と吸収体に温度差が生じる。また、TES と吸収体の熱伝導度 G_2 に伴い熱揺らぎ ノイズが発生する。

2.7.1 温度変化を表す方程式

この系での熱の流れを表す微分方程式は、

$$\frac{d\Delta T_2}{dt} = -\frac{G_2}{C_2}(\Delta T_2 - \Delta T) \tag{2.142}$$

$$\frac{d\Delta T_1}{dt} = -\frac{G_1}{C_1}\Delta T_1 + \frac{G_2}{C_1}(\Delta T_2 - \Delta T_1) - \frac{P_b\alpha}{C_1T_1}\Delta T_1$$
 (2.143)

のようになる。ただし、 G_1 は TES と熱浴間の熱伝導度、 G_2 は TES と吸収体間の熱伝導度、 C_1 、 T_1 は TES の熱容量と温度、 C_2 、 T_2 は吸収体の熱容量と温度である。ここで、式 (2.143) の最後の項は電熱フィードバックによるジュール発熱の変化を表す。

これらの式を変形すると、

$$\frac{d}{dt} \left(\Delta T_2 - \Delta T_1 \right) = -\left(\frac{G_2}{C_2} + \frac{G_2}{C_1} \right) \left(\Delta T_2 - \Delta T_1 \right) + \frac{G_1}{C_1} (1 + \mathcal{L}_0) \Delta T \tag{2.144}$$

$$\frac{d}{dt}\left(\Delta T_1 + \frac{C_2}{C_1}\Delta T_2\right) = -\frac{G_1}{C_1}\Delta T_1 \tag{2.145}$$

となる。ここで、系全体の温度が変化する時間に比べて、 ΔT_2 は短い時間で ΔT_1 に一致すると仮定する。すなわち $G_2\gg G_1(1+\mathcal{L}_0)$ が成り立つとする。すると、式 (2.144) の右辺第二項は無視することができ、

$$\frac{d}{dt}(\Delta T_2 - \Delta T_1) = -\left(\frac{G_2}{C_2} + \frac{G_2}{C_1}\right)(\Delta T_2 - \Delta T_1)$$
(2.146)

となる。この式は簡単に解くことができ、

$$\Delta T_2 - \Delta T_1 \propto \exp\left[-\left(\frac{G_2}{C_{\text{internal}}}\right)t\right]$$
 (2.147)

となる。ここで、 $C_{
m internal}$ は

$$\frac{1}{C_{\text{internal}}} \equiv \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_1} \tag{2.148}$$

で定義した。したがって時定数 τ_2 は

$$\tau_2 = \frac{C_{\text{internal}}}{G_2} = \frac{CC_2}{(C + C_2)G_2}$$
(2.149)

となる。 τ_2 経過後は $\Delta T_2 \rightarrow \Delta T_1$ となるので、式 (2.145) より

$$\left(1 + \frac{C_2}{C_1}\right) \frac{d}{dt} \Delta T_1 = -\frac{G_1}{C_1} (1 + \mathcal{L}_0) \Delta T_1$$
(2.150)

$$\frac{d}{dt}\Delta T_1 = -\frac{G_1}{C_1 + C_2}(1 + \mathcal{L}_0)\Delta T_1 \tag{2.151}$$

$$\Delta T_1 \propto \exp\left(-\frac{G_1}{C_1 + C_2}(1 + \mathcal{L}_0)t\right)$$
 (2.152)

と計算できる。したがって時定数 τ_1 は

$$\tau_1 = \frac{C_1 + C_2}{G} \frac{1}{1 + \mathcal{L}_0} \tag{2.153}$$

となる。以上より、TES と吸収体の温度は時定数 $au_2=rac{C_{ ext{internal}}}{G_2}$ の後に一致し、その後は時定数 $au_1=rac{C+C_2}{G(1+\mathcal{L}_0)}$ で定常状態の温度に戻っていくことになる。この au_1 はカロリメータの有効時定数に対応する。

2.7.2 X 線入射後の波形

X線が吸収体で吸収された場合、TESで吸収された場合の温度変化をそれぞれ考える。温度変化は出力電流の変化に対応するのでこれは出力波形を考える相当する。

X 線が吸収体に入射すると、吸収体の温度は $\Delta T_2=E/C_2$ だけ上昇する。その熱は、時定数 au_2 で吸収体から TES に流入する。その後、時定数 au_1 で TES、吸収体の温度は定常状態の温度に戻る。このことから、TES の温度は、まず時定数 au_2 の指数関数で立ち上がり、時定数 au_1 で定常状態に戻る。そこで、TES の温度は

$$\Delta T_1 \propto \left(\exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right)$$
 (2.154)

となる。

一方、X 線が TES に入射した場合、TES の温度がまず $\Delta T_1 = E/C_1$ だけ上昇する。その熱は時定数 τ_2 で吸収体に移動し、TES と吸収体の温度が等しくなった後に時定数 τ_1 で両者の温度は定常状態の温度に戻る。そこで、TES の温度はまず時定数 τ_2 で減衰し、吸収体と温度が等しくなった後に時定数 τ_1 で減衰すると考えられる。TES の温度は

$$\Delta T_1 \propto \left(\exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right)$$
 (2.155)

となる。

次に微分方程式を数値的に解いた。 $C_2/C_1=4$ 、 $\tau_1/\tau_2=20$ としたときの、吸収体に X 線が入射した場合 (t=0 で $\Delta T_1=0$ 、 $\Delta T_2=E/C_2)$ の TES の温度変化を図 2.11 左に、TES に入射した場合 (t=0 で $\Delta T_1=E/C_1$ 、 $\Delta T_2=0$)を図 2.11 右に示す。この波形は上の考察とよくあっている。

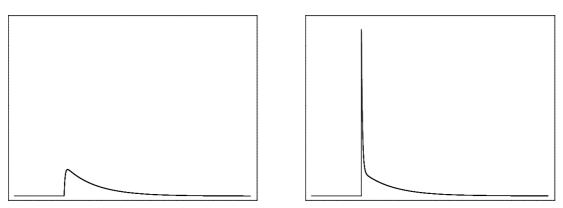


図 2.11: モデルから計算される TES の温度。横軸は時間。吸収体に X 線が入射した場合 (左) と、TES に X 線が入射した場合 (右)。

2.7.3 周波数応答を用いた定式化

次に、TESの周波数応答を用いて、吸収体に X 線が入射した際の波形を考える。

 \S 2.3.2 では、TES への熱入力は入射 X 線エネルギー E がデルタ関数的に入射するとして $P(t)=E\delta(t)$ とした。吸収体と TES との間に有限の熱伝導度が存在する場合には、熱入力は

$$P(t) = \frac{E}{\tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \qquad (t \ge 0)$$
 (2.156)

だと考えればよい。ただし、吸収体にX線が入射した時刻をt=0とする。

 $\S~2.3.2$ と同様に計算を行なうと、周波数空間での熱入力 $P(\omega)$ は、

$$P(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{E}{\tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) e^{-i\omega t} dt = \frac{E}{2\pi} \frac{1}{1 + i\omega \tau_2}$$
(2.157)

となり、周波数空間での出力電流 $I(\omega)$ は、

$$I(\omega) = P(\omega)S_{\rm I}(\omega) \tag{2.159}$$

$$= -\frac{E}{2\pi} \frac{1}{V_{\rm b}} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1}{1 + i\omega\tau_2} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\rm eff}}$$
 (2.160)

と表される。これを逆フーリエ変換をして実空間に戻すと、

$$I(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\omega) e^{i\omega t} d\omega \qquad (2.161)$$

$$= -\frac{E}{2\pi} \frac{1}{V_{\rm b}} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{1 + i\omega \tau_2} \frac{1}{1 + i\omega \tau_{\rm eff}} e^{i\omega t} d\omega \qquad (2.162)$$

$$= \frac{E}{V_{\rm b}} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1}{\tau_{\rm eff} - \tau_2} \left(\exp\left(-\frac{t}{\tau_{\rm eff}}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right)$$
(2.163)

と表させる。これは、時刻t=0では最大値をとらず、

$$t_{\text{peak}} = \ln \frac{\tau_{\text{eff}}}{\tau_2} \left(\frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_{\text{eff}}} \right)^{-1} \tag{2.164}$$

となる t_{peak} で最大値をとる。また、式 (2.163) を積分すると

$$\int V_{\rm b}I(t)dt = -\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1}E\tag{2.165}$$

となり、式 (2.58) と同様 $\mathcal{L}_0 \gg 1$ では X 線のエネルギーに一致することがわかる。

2.8 SQUID を用いた読み出し系

TES の電流変化を読み出すには、低インピーダンスの電流計が必要である。その点で、SQUID は最良の電流計である。SQUID を用いたカロリメータの読み出し系の摸式図を図 2.12 に示す。

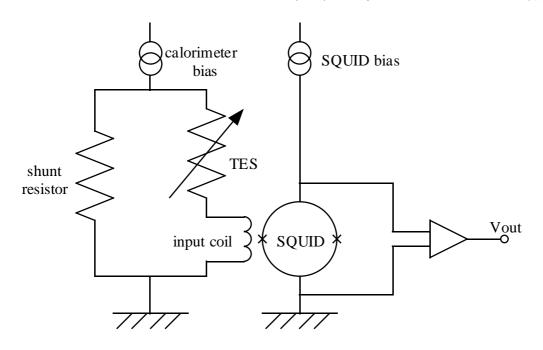


図 2.12: SQUID を用いたカロリメータの読み出し系

2.8.1 dc-SQUID

SQUID (Superconducting QUantum Interference Device) とはジョセフソン効果を利用した素子で、図 2.13 のように 2 つのジョセフソン接合を並列に持つリングである (たとえば?)。2 つの接合の位相差とリングを貫く磁束との間には

$$\theta_2 - \theta_1 = 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \tag{2.166}$$

という関係がある。ただし、 θ_1 と θ_2 はそれぞれのジョセフソン接合での位相差、 Φ はリングを貫く磁束、 Φ_0 は磁束量子で、

$$\Phi_0 \equiv h/2e = 2.06 \times 10^{-15} \text{ Wb}$$
(2.167)

という定数である。ジョセフソン接合が超伝導状態のとき、バイアス電流 I_{B} は

$$I_{\rm B} = I_0 \cos \left(\pi \frac{\Phi_{\rm exp}}{\Phi_0} \right) \sin \left(\theta_1 - \pi \frac{\Phi_{\rm exp}}{\Phi_0} \right) \tag{2.168}$$

となる。ただし、 I_0 は接合の臨界電流、 $\Phi_{\rm ext} \equiv \Phi - LJ$ は外部磁束、L と J はリングの自己インダクタンスとリングを循環する電流である。したがって、 ${
m SQUID}$ が超伝導でいられる最大の電流、すなわち ${
m SQUID}$ の臨界電流は

$$I_{\text{max}} = 2I_0 \left| \cos \left(\pi \frac{\Phi_{\text{ext}}}{\Phi_0} \right) \right| \tag{2.169}$$

となる。このように、 SQUID の臨界電流は外部磁束によって変化する。 $2I_0$ より大きなバイアス電流で SQUID を動作させると、臨界電流が変化することにより、外部磁束の変化に対して出力電圧が変化するようになる。したがって、 SQUID の隣にコイルを置くことによって、 SQUID を非常に感度の高い電流計として扱うことが可能になる。カロリメータの読み出し系として SQUID を用いた場合の摸式図を図 2.12 に示す。

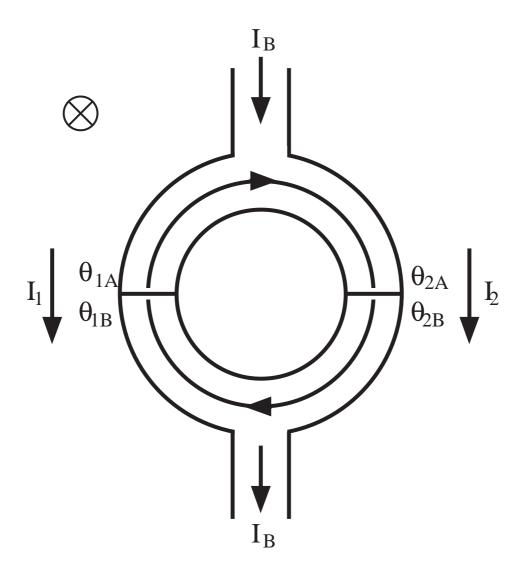


図 2.13: dc-SQUID の摸式図

2.8.2 磁束固定ループ (flux-locked loop)

SQUID は外部磁束に対して周期的な応答をするため、動作点が少しずれただけでも増幅率が大きく変動してしまい、応答は非線形である。さらに、大きな入力に対しては出力の折り返しが起きてしまう。そのため、一般的にはフィードバックをかけて動作させる。これは、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。SQUID の出力は、図 2.14 に示すように、フィードバック抵抗を介して SQUID に磁気的に結合されたフィードバックコイルに戻される

このとき、フィードバック量 b は

$$b = \frac{\Phi_{\rm FB}}{V_{\rm out}} = \frac{M_{\rm FB}}{R_{\rm FB}} \tag{2.170}$$

で与えられ、 ${
m FLL}$ 回路のゲインは ${1\over b}={R_{
m FB}\over M_{
m FB}}$ となる。ただし、 $R_{
m FB}$ はフィードバック抵抗、 $M_{
m FB}$ はフィードバックコイルと ${
m SQUID}$ との相互インダクタンスである。入力コイルを流れる電流 I が ${
m SQUID}$ に作る磁束は、入力コイルと ${
m SQUID}$ の相互インダクタンスを $M_{
m IS}$ として

$$\Phi = M_{\rm IS}I \tag{2.171}$$

したがって、磁束固定ループを用いた場合の電流電圧変換係数日は

$$\Xi = \frac{M_{\rm IS}}{M_{\rm FB}} R_{\rm FB} \tag{2.172}$$

で与えられる。一般的には FLL 回路はロックイン増幅とともに使用されることが多いが、これは SQUID の周波数帯域を狭めてしまう。そこで、カロリメータの読み出し系としては、次に述べる SQUID アンプを用いる方がよい。

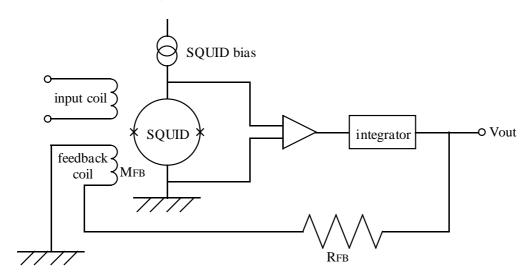


図 2.14: 磁束固定ループ (FLL) 回路の摸式図

2.8.3 SQUID アンプ

SQUID アンプは、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 dc-SQUID から構成されている。その数は数十~数百にも及ぶ。これらを同位相で動作させることで信号を増幅する。SQUID アンプの利点は、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と、SQUID に比べてインピーダンスが数十~数百倍大きいために、インピーダンス整合が取り易いことである。また、ロックイン増幅を用いた場合に比べて広帯域 (\sim MHz) が実現される。本研究では図 2.15 左のような 2 段式の SQUID アンプと図 2.15 右のような 1 段式の SQUID アンプを使用した。前者をTSS (Two Stage SQUID) アンプ、後者を SSA (Serial SQUID Array) アンプと呼ぶ。

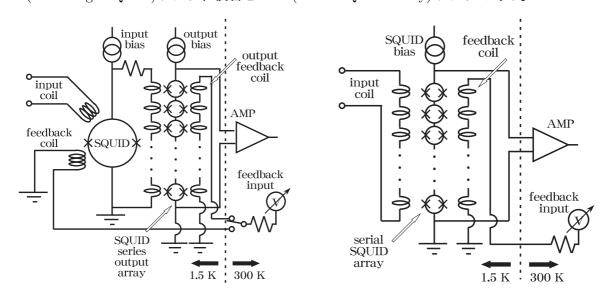


図 2.15: SQUID アンプを用いたカロリメータの読み出し系左: 2 段式 SQUID アンプ (Two Stage SQUID)、右: 1 段式 SQUID アンプ (Serial SQUID array)。

2.8.4 SQUID ノイズ

SQUID ノイズには、SQUID のシャント抵抗で発生するジョンソンノイズと、トンネル接合のショットノイズがある。そのスペクトルは、読み出し回路のカットオフ周波数より低い範囲ではほぼ一定で、ノイズ等価電流は典型的に数 pA/\sqrt{Hz} である。SQUID ノイズのノイズ等価パワーは

$$NEP_{\text{readout}}^2 = \frac{i_n^2}{S_I^2} \tag{2.173}$$

で与えられる。ただし、 i_n は SQUID のノイズ電流密度である。SQUID ノイズのエネルギー分解能 への寄与は、式 (2.135) を用いて

$$\Delta E_{\text{FWHM}} = 2.35 \left(\int_0^\infty \frac{4df}{\text{NEP}_{\text{readout}}^2(f)} \right)^{-\frac{1}{2}}$$
 (2.174)

$$= 2.35 \frac{\mathcal{L}_0 + 1}{\mathcal{L}_0} |b| i_n \sqrt{\tau_{\text{eff}}}$$
 (2.175)

$$= 2.35 \frac{\mathcal{L}_0 + 1}{\mathcal{L}_0} V_b i_n \sqrt{\tau_{\text{eff}}}$$
 (2.176)

したがって $\mathcal{L}_0 \gg 1$ の場合は

$$\Delta E_{\rm FWHM} \sim 2.35 V_{\rm b} i_n \sqrt{\tau_{\rm eff}}$$
 (2.177)

となる。

2.9 カロリメータの基本的な特性とその測定方法

TES型 X 線マイクロ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 RT 特性、IV 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。

2.9.1 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 2 種類ある。1 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と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。測定の精度を上げるため、本研究では 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) で測定を行なっている。

もう1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_{bias} を流して測定を行なうので、測定できる値は $I_{bias}R_s/(R+R_s)$ であり、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。一般に定電流バイアスで取得した RT カーブよりも定電圧バイアスで取得した R-T カーブのほうが転移がなまる。これは以下の効果による。

1. 定電圧バイアスで測定すると TES の抵抗値が小さいところで発熱が大きい効果が効く。つまり、転移させるためにより冷やさなくてはならなくなり、転移がなまる。

2. 外磁場があると転移温度は下がる効果がある。それは電流依存性を持つことと等価である。疑似的定電圧バイアスでは TES の抵抗値が小さいところで電流大きくなり自己電流がつくる磁場によって転移がなまる。

これら2つの測定の際の回路図を図2.16に示す。

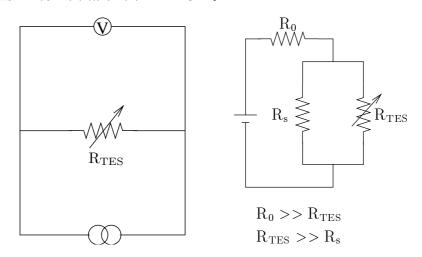


図 2.16: RT 測定時の回路図。左:4 端子測定の回路図。右:疑似的定電圧バイアスの回路図。

多くの素子について、上の二つの方法で矛盾しない結果が得られている。

2.9.2 IV 特性

IV 特性とは、熱浴温度 $T_{\rm bath}$ 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 $T_{\rm bath}$ を一定に保ち、バイアス電流 $I_{\rm bias}$ を変化させたときの出力 I を調べることで行なう。測定回路は図 2.16 右と同じである。この時、

$$R = \left(\frac{I_{\text{bias}}}{I} - 1\right) R_{\text{s}} \tag{2.178}$$

の関係があるため、既知である $R_{
m s}$ を代入することで各測定点での R が求まる。 ${
m TES}$ 両端の電圧は

$$V = RI (2.179)$$

と表されることから、この結果より TES の V と I の関係が求まる。

 ${
m IV}$ 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}_0 、温度計感度 α を求めることができる。特に断らない限り、G は ${
m TES}$ の転移端中では一定だとみなせるとし、転移温度での熱伝導度 $G(T_{
m c})$ で代表させることとする。

IV 特性から求めた α は一般に RT 特性から求めた α より小さい。これは、IV 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 IV 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 $T_{\rm bath}$ において IV 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

$$P_{\rm b} = \frac{GT}{n} \left(1 - \left(\frac{T_{\rm bath}}{T} \right)^n \right) \tag{2.180}$$

と表せる。以上より、2 つ以上の異なる $T_{\rm bath}$ に対して $P_{\rm b}$ を求めれば G、n をフィットにより求めることができる。

 $(T-T_{bath})$ が TES の転移幅 $(\sim$ 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、

$$P_{\rm b} \simeq \frac{GT_{\rm c}}{n} \left(1 - \left(\frac{T_{\rm bath}}{T_{\rm c}} \right)^n \right)$$
 (2.181)

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 \mathcal{L}_0 、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、

$$\frac{d \ln P_{\rm b}}{d \ln R} = \frac{d \ln V + d \ln I}{d \ln V - d \ln I} = \frac{dV/V + dI/I}{dV/V - dI/I} = \frac{Z + R}{Z - R}$$
(2.182)

が成り立つ。一方、IV 測定時のI、V、R の関係においては、

$$\frac{d\ln P_{\rm b}}{d\ln R} = \frac{R}{P_{\rm b}} \frac{dT}{dR} \frac{dP_{\rm b}}{dT} = \frac{GT}{P_{\rm b}\alpha} = \frac{1}{\mathcal{L}_0}$$
(2.183)

も成立する。ここで、IV 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

$$\frac{dP_{\rm b}}{dT} = G \tag{2.184}$$

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}_0 は IV 特性から得られる R、Z を用いて

$$\mathcal{L}_0 = \frac{Z - R}{Z + R} \tag{2.185}$$

$$\mathcal{L}_0 = \frac{P_{\rm b}\alpha}{GT} \simeq \frac{P_{\rm b}\alpha}{GT_{\rm c}} \tag{2.186}$$

であるから、 \mathcal{L}_0 、 $P_{
m b}$ 、G、 $T_{
m c}$ を用いて、IV 測定時の lpha を求めることができる。この方法の欠点は、lpha 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。

IV 測定時の RT 特性と温度計感度 α の決定

式 (2.10) で見たように、平衡状態では TES のジュール発熱 $P_{
m b}$ と熱伝導による熱浴への熱の逃げは

$$P_{\rm b} = \frac{G_0}{n} \left(T^n - T_{\rm bath}^n \right) \tag{2.187}$$

とつりあっている。これは、

$$T = \left(T_{\text{bath}}^n + \frac{nP_{\text{b}}}{G_0}\right)^{1/n} \tag{2.188}$$

と書き直せるので、IV 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。

式 (2.188) で求めた温度 T は G、n に強く依存するため、 10mK の精度を得るのは難しい。ただし、 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。

2.9.3 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壊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 $T_{\rm bath}$ を転移温度 $T_{\rm c}$ 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。超伝導が壊れたときの電流値が温度 $T=T_{\rm bath}$ での臨界電流 $I_{\rm c}$ である。ただし、本研究では B を直接測定しておらず、磁気シールドをとりつけたり、意図的に磁場を加えない限り地磁気レベルで一定であると仮定している。

2.9.4 パルス特性

パルス特性は、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

$$\Delta I = \frac{\alpha E}{CT} I \tag{2.189}$$

出力信号の立ち下がり時定数 $au_{ ext{eff}}$ は

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{C/G}{\mathcal{L}_0 + 1} \simeq \frac{nC}{\alpha G} \tag{2.190}$$

と書けるので、 C/α を求めることができる。

熱浴温度が一定ならジュール発熱は動作抵抗によらずほぼ一定であるので、

$$\Delta I \propto \alpha I \propto \frac{\alpha}{\sqrt{R}}$$
 (2.191)

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。

2.9.5 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。

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、

$$\Delta E_{\text{baseline}} = \frac{E}{I} \Delta I_{\text{baseline}} \tag{2.192}$$

によりベースライン幅を ${
m eV}$ 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、 ${
m eV}$ 単位で示したもの $(\Delta E_{
m baseline})$ 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、

$$\Delta E_{\text{thermalization}} = \sqrt{\Delta E^2 - \Delta E_{\text{baseline}}^2}$$
 (2.193)

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。

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。

第3章 実験装置の説明

3.1 超伝導薄膜成膜装置

装置の写真を図 3.1 に、性能を表 3.2 に示した。この装置は DC マグネトロンスパッタによってチタンと金の薄膜を成膜することができ、成膜室と準備室の 2 つに分かれている。図 3.1 の左部分が準備室で基板を交換したり、逆スパッタしたりする部屋で、右部分が成膜室でチタンと金をスパッタする部屋である。準備室と成膜室はバルブを挟んでつながっており、成膜室を大気にさらすこと無く準備室を開けて基板の交換を行うことができる。また、成膜室は高真空対応となっており 2×10^{-8} Paまで到達することができ、不純物の少ない綺麗な環境で成膜することができる。スパッタの原理は、0.1 Pa程度のアルゴン雰囲気中で電極間に数百 V の電圧をかけてやると、電極間にグロー放電が発生する。このグロー放電により、放電空間にアルゴンプラズマが形成され、アルゴンプラズマ中のイオンが加速されターゲット表面に衝突する。すると、ターゲット表面がスパッタされ、そのスパッタ粒子が予め配置しておいた基板上に沈着してターゲット材料からなる薄膜が形成される仕組みである。なお、このスパッタ装置はクリーンブースの中に置かれ、基板交換で準備室を開ける時に入るダストの量を最小限に抑えてある。



図 3.1: 超伝導薄膜成膜装置

表 3.1: 超伝導薄膜成膜装置の性能

準備室 到達圧力 $6.7 \times 10^{-5} Pa$ 準備室 基板収容枚数 2インチが3枚 放電がたち逆スパッタできる 準備室 逆スパッタ性能 成膜室 到達圧力 $1.3 \times 10^{-6} \text{Pa}$ 成膜室 基板収容枚数 2インチが1枚 ターゲット-substrate 距離 60 mmシャッター 自動制御 800°C 以上 成膜室 基板加熱 スパッタ時のアルゴン圧力 $11.7 \mathrm{\ sccm}$ 成膜速度 Ti 59.5 nm/min Au 154.7 nm/min ± 5 %以内 膜厚分布

3.2 アルミスパッタ装置

TES カロリメータにおいては、TES と SQUID の間の配線は超伝導になって電気抵抗がゼロになることが必要である。そのために、アルミやニオブ等の超伝導金属が使用される。本研究においては宇宙研にあるアネルバ製の「L-210S-FH アルミスパッタ装置」を使用した。装置の概観を図 3.2 に示す。この装置の特徴は、逆スパッタができることと、クライオポンプを使用してスパッタ開始前の真空度として 3×10^{-5} Pa を実現できることである。現状では TES の成膜とアルミの成膜の間で大気中にさらされるので、TES とアルミ配線の間の完全な導通を実現するには逆スパッタが不可欠である。また、水分などの不純物が含まれると、成膜したアルミが白濁したり、超伝導に転移しなかったりすることがある。本装置では、クライオポンプを使用して高真空を実現し、不純物を極力抑えると共に、装置全体をクリーンブースの中に設置する事により基板交換でベントした時に発生する埃や塵などの不純物の流入も抑えた。

表 3.2: アルミスパッタ装置の性能

基板収容枚数	4 インチが 1 枚または 2 センチ角基板 4 枚
逆スパッタ性能	放電がたち逆スパッタできる
到達圧力	$1 \times 10^{-5} Pa$
ターゲット–substrate 距離	60 mm
シャッター	手動制御
スパッタ時のアルゴン圧力	11.7 sccm
成膜速度	200 nm/min
·	



図 3.2: アルミスパッタ装置の概観

3.2.1 希釈冷凍機

 3 He- 4 He 希釈冷凍器の冷却は、液体 3 He と液体 4 He と の混合希釈によってなされる。 3 He- 4 He 混合液 (mixture) は、0.87 K 以下で超流動性を示さない 3 He 含量の多い 3 He-濃厚層 (concentrated phase) と超流動性を示す 3 He 含量の少ない 3 He-希薄層 (dilution phase) とに分離する。冷却は、 3 He-濃厚相と 3 He-希薄相中の 3 He のエントロピーの違いを利用するもので、 3 He-濃厚相から 3 He-希薄相へ 3 He が混入するときに吸熱がおこる。

都立大にて使用した希釈冷凍機は、OXFORD Kelvinox25 型希釈冷凍機であり、高さ $124~{\rm cm}$ 、直径 $39.4~{\rm cm}$ の円柱形をしている。この希釈冷凍器の模式図を 図 $3.3~{\rm cm}$ である。液体 He を 50~l 使用することにより約 $50~{\rm fh}$ 時間連続で循環運転が可能である。冷却能力は $\sim 25 \mu {
m W}$ 、最低到達温度は、 $\sim 60~{\rm mK}$ である。

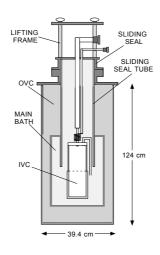


図 3.3: 希釈冷凍機の内部模式図

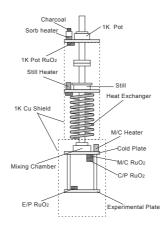


図 3.4: IVC 内部の構造

図 3.4 に IVC (Inner Vacuum Chamber) の内部構造の概略図を示す。IVC 内部は $\sim 10^{-5}$ Torr まで真空引きされ、カロリメータと SQUID はこの中に組み込まれる。 $\mathrm{He^3}$ を液化する $\mathrm{1K}$ pot と呼んでいる箇所は液体 He の減圧によって冷却されるが、本実験においては実際には $\mathrm{1K}$ まで到達はせず、典型的な温度として $\mathrm{1.5}$ K である。SQUID はこの $\mathrm{1K}$ pot により冷却された $\mathrm{1K}$ ステージに接着させている。 $\mathrm{^3He}$ -濃厚相から $\mathrm{^3He}$ -希薄相 への希釈混合は $\mathrm{M/C}$ (Mixing Chamber) 内でなされ、 $\mathrm{M/C}$ は最終的にこの冷凍器の最低到達温度 ($\sim 30~\mathrm{mK}$) に達する。TES カロリメータは、この $\mathrm{M/C}$ に真鍮で熱リンクをとった $\mathrm{E/P}$ (Experimental Plate) の台座として渡した真鍮の板にねじ止めされる。台座には $\mathrm{E/P}$ の温度ゆらぎがカロリメータに直接伝わらないように、熱伝導度が銅より悪い真鍮を選んだ。 $\mathrm{M/C}$ と $\mathrm{1K}$ pot、 $\mathrm{E/P}$ には、酸化ルテニウム (RuO2) 温度計が取り付けられている。E/P の温度制御には Picowatto 社 $\mathrm{AVS47}$ Resistance Bridge/TS-530 Temperature Controller を用いて $\mathrm{M/C}$ のヒーターに流す電流値を制御することで行っており、 $\sim 0.1~\mathrm{mK}$ の精度で制御することが可能である。カロリメータを希釈冷凍器に組み込んだときの写真を図 $\mathrm{3.5}$ に示す。

左:希釈冷凍器全体像。右:カロリメータ組み込み写真。中央にみえるのが、SQUID のパーマロイ磁気シールドで、1~K ステージにねじ止めされている。この E/P に バイアス並列回路の基板をねじ止めしており、中央にマンガニン線で製作したシャント抵抗がついているのがわかる。カロリメータは、E/P にねじ止めした真鍮板に固定する。右下:カロリメータホルダと ^{55}Fe 線源。カロリメータの真上に線源が位置するように固定している。

3.2.2 段差計

膜厚の測定には触針式段差計 DEKTAK 6M を用いた。表面形状測定装置 DEKTAK 6M は 100Å 未満の段差を測定できる薄膜段差測定用装置である。測定は先端がダイヤモンドの触針の下に置かれているサンプルを動かすことにより、電気機械的に測定を行う。ステージは任意の走査距離、速度、触針圧に従って触針の下に置かれたサンプルを移動させる (ステージ駆動型)。DEKTAK 6M は、毎

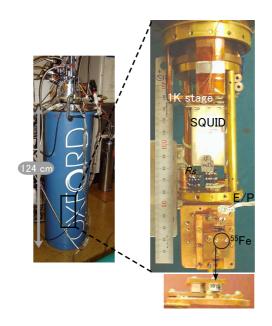


図 3.5: 希釈冷凍機と組み込み写真

秒 300 データ点の固定サンプリング・レートがある。走査速度を落とすと、任意の測定距離を長い時間走査でき、多くのデータ点数で処理することができる。レジストなどの粘性の高い物質も、ベーク処理により硬化させることで測定が可能である。装置は分解能と再現性に影響する床振動から絶縁するため除振台の上に設置し、振動に起因するノイズを抑えるようにした。また埃、音響雑音、クリーンルーム内の換気扇の気流など有害な影響からサンプルおよび測定を保護するため装置全体を覆う風防ケースを使用した。DEKTAK 6M の写真を Fig 3.6 に、主な仕様を Table 3.3 に示す。



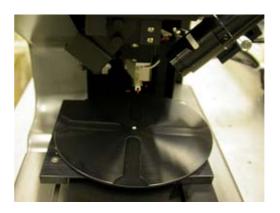


図 3.6: 触針式段差計 DEKTAK 6M。左:装置概観。右:ステージと触針。

表 3.3: DEKTAK 6M の仕様

垂直範囲	$50\mathrm{\AA}{-}2620\mathrm{\AA}$		
垂直方向分解能	1Å/65 kÅ, 10Å/655 kÅ, 40Å/2620 kÅ		
走查距離範囲	$50~\mu\mathrm{m}{-}30~\mathrm{mm}$		
走査速度範囲	$3-100~{ m sec}$		
触針半径、材質	先端部半径 $12.5~\mu\mathrm{m}$ 、ダイヤモンド		
最大サンプル厚み	31.75 mm		
サンプルステージ直径	$150~\mathrm{mm}$		
最大サンプル重量	$0.675~\mathrm{kg}$		
カメラ視野	水平視野 2.6 mm		

3.2.3 スピンコーター

レジストを均一に塗布するためにはスピンコ - ターが必要である。本研究では「ミカサ 1H-DX」を導入した。Fig 3.7 に装置の写真を、仕様を Table 3.4 に示す。



図 3.7: スピンコーター

3.2.4 マスクアライナー

アラインメントマークを用いてマスクをウェハにあわせ、紫外線を露光してマスクパターンをレジストに転写する装置がマスクアライナーであり、このような転写方法をフォトリソグラフィー (photolithography) という。本研究では「ミカサ MA-10」を導入した。マスクと基板が密着するコンタクト方式で、焼付光源部 超高圧水銀灯の電力は 250~W、焦点面では $\sim 10~mW/cm^2$ である。 Fig 3.8~C にマスクアライナーの全体写真を示す。

表 3.4: スピンコーター 1H-D7 の仕様

形式 回転塗布式 1 ヘッド
 試料台 最大 110 mmφ
 試料サイズ 最大 154 mmφ 真空吸着式
 回転数 300-7000 rpm
 回転立ち上がり時間 0.3 sec(無負荷)
 回転精度 ±1 回転
 回転制御 プログラム方式 スロープ設定可



図 3.8: マスクアライナー

3.2.5 純水装置

微細プロセスでは、イオン・不純物を極限まで取り除いた純水による洗浄が不可欠である。本研究 でも超純水装置を導入して、純水による洗浄ができる環境を整えた。

3.2.6 ホットプレート

基板の乾燥やレジスト硬化のためにベーキングが必要となる。そこで「ASONE デジタルホットプレート」を導入した。Fig 3.2.6 に写真を示す。

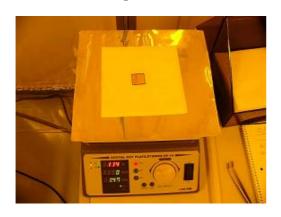




図 3.9: 左:ホットプレート、右:イエローブース

3.2.7 イエローブース

レジストは紫外線領域に感度を持っているため、蛍光灯や太陽光にさらされると感光してしまう。それを防ぐために、上記装置をすべてイエローブース内に設置した (Fig 3.2.6)。このイエローブースは全面を全面を紫外線カット用の黄色いシートで覆ったクリーンブースであり、ブース内の蛍光灯にも紫外線の放射を極力抑えたものを使用している。また、露光や現像のプロセスでは特にクリーンな環境で行う必要があるので、イエローブースごとクリーンルームとした。

3.3 プラズマ CVD 装置および反応性イオンエッチング装置

X線マイクロカロリメータのメンブレン構造を製作する際に窒化膜の成膜と窒化膜のパターニングをする必要がある。その時に使用する装置が図 3.10 に示した産総研 (AIST) にあるプラズマ CVD 装置および反応性イオンエッチング装置である。プラズマ CVD 装置はシリコンウエハに耐エッチングマスク材料 (SiN や SiO2) を成膜する装置である。反応性イオンエッチング装置はこれらのエッチングマスク材料をエッチング加工する装置である。主な仕様を表??に示した。



図 3.10: 産総研にあるプラズマ CVD 装置および反応性イオンエッチング装置

表 3.5: の仕様

対象ウエハ	4 インチ 4 枚
最大加熱温度	$350^{\circ}\mathrm{C}$
成膜材料	SiN , SiO_2
エッチング材料	SiN , SiO_2
使用ガス	$SiH_4,NH_3,N_2,Ar,SF_6,O_2,CHF_3$

第4章 X線マイクロカロリメータの製作

4.1 X 線マイクロカロリメータの製作フロー

初めに Table 4.1 に各プロセスとその時に使用する実験装置を示す。

表 4.1: プロセスの製作過程と使用する装置

チタン、金のスパッタ	都立大超伝導薄膜成膜装置
シリコン基板の洗浄	超純水装置
レジスト塗布	スピンコーター
プリベーク	ホットプレート
アライメント合わせ、露光	マスクアライナー
現像、リンス	超純水装置
チタン、金のエッチング	
アルミ配線	宇宙研アルミスパッタ装置
リフトオフ	
シリコンエッチング	

次にカロリメータができるまでの流れを簡単に説明する。各プロセスでの詳しい説明は後の章で述べる。

- TESの形成
- 1. 両面窒化膜付きのシリコン基板に逆スパッタして表面をきれいにしてからチタン・金の順にスパッタする
- 2. その上にレジストを塗り、露光・現像して TES 形成用にパターニングする
- 3. チタン・金を Wet エッチングして TES 部分を形成する

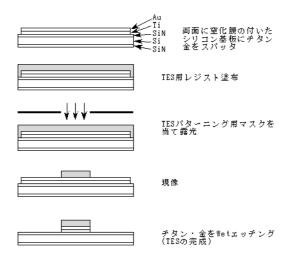


図 4.1: プロセスフロー TES の形成

- アルミ配線の形成
- 1. レジストを塗り、露光・現像してアルミ配線用にパターニングする
- 2. レジストの上からアルミをスパッタする
- 3. アセトンでアルミのリフトオフを行いアルミ配線部分を形成する

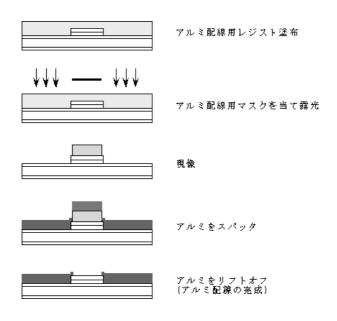


図 4.2: プロセスフロー アルミ配線の形成

- メンブレン構造の形成
- 1. 裏面の窒化膜を RIE(Reactive Ion Etching) でパターニングする
- 2. KOHでシリコン基板をエッチングしメンブレン構造を形成する

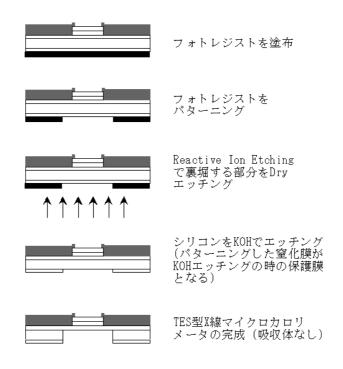


図 4.3: プロセスフロー メンブレン構造の形成

4.2. TES 部分の形成 61

4.2 TES 部分の形成

4.2.1 転移温度の制御

X線マイクロカロリメータの動作温度は TES の転移温度で決まるので、TES の転移温度を X 線マイクロカロリメータの動作点に合わせる必要がある。本研究では TES 部分に超伝導金属のチタンと 常伝導金属の金の二層薄膜を用いて、近接効果を利用して転移温度を $\sim 150~\mathrm{mK}$ とすることを目標とした。本来ならカロリメータの動作温度は低い程エネルギー分解能は良くなるので転移温度も低い方が良いのだが、冷却実験で使用する冷凍機の性能 (最低到達温度の観点) から $\sim 150~\mathrm{mK}$ が好ましいと 判断した。

初めに、チタンの膜厚を 40 nm にして、金の膜厚を 10、40、80 nm と変えて 2 センチ角のシリコン基板にスパッタした。スパッタは都立大にある超伝導薄膜成膜装置を用いて、逆スパッタしてからチタンと金のスパッタを行った。逆スパッタすることにより基板表面のクリーニングと、プラズマ粒子を基板に当てることにより微視的に凹凸をつくり基板と薄膜との密着性を高める効果がある。

スパッタした基板をガラス切りで $5 \times 5 \text{ mm}$ 程度に割り (図 4.4)、冷凍機に組み込む治具に固定して転移温度の測定を行った。また、ガラス切りで割った残りの基板を用いて金のエッチングを行い、残ったチタンの膜厚を断差計の DEKTAK で測定しチタンと金の膜厚を求めた。その時の結果を表4.2 に示す。



図 4.4: スパッタした基板をガラス切り で切断した様子

基板ナンバー	予想膜厚 Ti/Au	スパッタ前成膜室真空度	Ti/Au の膜厚	転移温度	
# 99	40/10 nm	$2.0 \times 10^{-7} \text{ Pa}$	33/11 nm	438 mK	~ 3000
# 100	40/40 nm	2.5×10^{-7} Pa	$32/46~\mathrm{nm}$	$217~\mathrm{mK}$	~ 1000
# 101	40/80 nm	$1.0 \times 10^{-7} \text{ Pa}$	40/78 nm	$81~\mathrm{mK}$	~ 800

表 4.2: 測定結果

この結果から、金の膜厚を増やしていくと近接効果による転移温度の低下が確認できた。近接効果とは超伝導金属薄膜に常伝導金属薄膜をつけることによって転移温度が下がる効果のことである。物理的には、超伝導金属からクーパー対がもれだして超伝導になりにくくなる現象である。しかし、チタンの膜厚にバラツキが見られ必ずしも良い結果とは言えない。大島レポート (2001) や以前の実験結果から、チタンの膜厚が少し変わると転移温度が大きく変わるということがわかっているので、チタンの膜厚を一定に保ことが転移温度をコントロールする上で重要である。

次にこの結果から、転移温度が~ $150~\mathrm{mK}$ になるチタン、金の膜厚を $\mathrm{Ti/Au}=40/60~\mathrm{nm}$ と予想してスパッタし冷却実験を行なった。今回測定するサンプルは $3~\mathrm{D}$ 製作した。 $1~\mathrm{Dis}$ リコン基板にスパッタしたサンプル (# 102)、 $2~\mathrm{Dob}$ は (110) シリコン基板の両面に窒化膜を付けた基板 ((110) シリコン基板の厚さは $300~\mathrm{um}$ 、窒化膜は $500~\mathrm{nm}$) に同じくスパッタしたサンプル (# 103)。 $3~\mathrm{Dob}$ は $2~\mathrm{Dob}$ の両面窒化膜の付いた基板にチタン、金をスパッタしたものにレジストを塗って TES の形にパターニングし、チタンと金のエッチングを行い TES の形状にしたサンプル (# 104) である。なお、チタンのエッチングは金の薄膜よりも平面のサイズを小さくするオーバーエッチングを行った。オーバーエッチングにする理由は常伝導から超伝導に転移する時の転移幅が小さくなる (が大きくなる)ことが以前の実験結果からわかっているためである。本研究ではチタンのサイズを金の TES サイズよりも約 $2~\mathrm{\mu}$ m 小さくした。なお、チタン、金のエッチングについては後の章で詳しく述べる。そして、前回同様に $5~\mathrm{x}$ 5 mm 角程度にカットして冷却測定用ホルダーにマウントし測定した。ホルダーにマウントした時の写真を図 4.5、結果を表 4.3 に示す。



図 4.5: 基板をガラス切りで割って冷却 用ホルダーにマウントした写真. 左から # 102、# 103、# 104で外部への配線は アルミボンディングワイヤーで接続した。

今回の実験でもチタンの膜厚にバラツキが見られ、表 4.2 の結果から予想された転移温度よりも $100-130~\mathrm{mK}$ 程度転移温度が高くなってしまった。原因の 1 つとしては、チタンのスパッタレートが上がって厚めに付いていることが考えられる。また、チタンや金の膜厚がバラツク原因として考えら

4.2. TES 部分の形成 63

基板ナンバー	予想膜厚 Ti/Au	スパッタ前成膜室真空度	Ti/Au の膜厚	転移温度	
# 102	$40/60~\mathrm{nm}$	4.0×10^{-8} Pa	$37/63~\mathrm{nm}$	$280~\mathrm{mK}$	~ 3000
# 103	40/60 nm	3.7×10^{-8} Pa	$45/55~\mathrm{nm}$	$270~\mathrm{mK}$	~ 3000
# 104	40/60 nm	5.6×10^{-8} Pa	43/57 nm	$247~\mathrm{mK}$	~ 1500

表 4.3: 測定結果

れるのは、スパッタ時における出力電圧の揺らぎで安定したスパッタレートが得られないことや、スパッタ前に行うプレスパッタ時間が短いせいで同じく安定したスパッタレートが得られないなど挙げられる。なお、スパッタ時におけるシャッターの開閉は自動で行うのでシャッター開閉に伴う膜厚の誤差はシステマティックと考えられる。

また、チタンのオーバーエッチングを行うことで が大きくなる (超伝導に転移する時の転移幅が小さくなる) ことがわかっていたが、今回の実験ではオーバーエッチングすることによって逆に が小さくなる結果となった。

そこで、安定したレートでスパッタすることを目的に、今度はプレスパッタ時間を今までよりも長く取り、チタンでは3分から5分、金は2分から3分として $\mathrm{Ti}/\mathrm{Au}=40/70~\mathrm{nm}$ のスパッタを行った。今回の実験では、TES にアルミ配線を施し、スパッタしたアルミが転移するか確かめること、シリコンにチタン・金をスパッタしたサンプルと窒化膜にチタン・金をスパッタしたサンプルとで転移温度が異なるかどうか確かめるために3つのサンプルを製作した。1つはシリコン基板にチタン・金をスパッタしたサンプル (# 106)、残りの2つはシリコン基板と窒化膜付きシリコン基板それぞれにチタン・金をスパッタし、それを TES の形にパターニングを行い、アルミ配線まで施したサンプル (シリコン基板は1070、窒化膜付きシリコン基板は1070、20時の写真を図 1070、実験結果を表 1070、なお、途中の製作プロセスについては後の章を参照されたい。

基板ナンバー	予想膜厚 Ti/Au	スパッタ前成膜室真空度	Ti/Au の膜厚	転移温度	
# 106	40/70 nm	5.0×10^{-8} Pa	45/65 nm	$215~\mathrm{mK}$	
# 107	$40/70~\mathrm{nm}$	6.2×10^{-8} Pa	45/80 nm	$172~\mathrm{mK}$	~ 800
# 108	40/70 nm	$4.1 \times 10^{-8} \text{ Pa}$	45/75 nm	$188~\mathrm{mK}$	~ 800

表 4.4: 測定結果

今回の実験ではチタンの膜厚は一定にすることができた。3 つの転移温度と DEKTAK で測定した 膜厚の結果からチタンの膜厚を一定に保ちながら金の膜厚を厚くすることによって転移温度が下がっていることがわかる。しかし、図 4.7 から、シリコン基板と窒化膜付きシリコン基板の表面粗さに違いが見られた。これは窒化膜の表面粗さに起因しており、表面が凸凹していると TES の転移温度が上がるので、再現性を考慮してなるべく表面が滑らかな窒化膜の付いた基板を使う必要がある。図 5.1

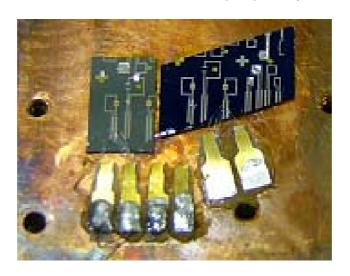
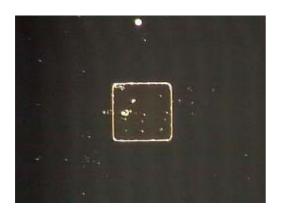


図 4.6: 左: # 107、右: # 108。それぞれ、 $400~\mu$ m 角の TES にアルミ配線を施し、 外部への配線はアルミボンディングワイヤーで接続した。

右側のダイシングされた 4 インチ (110) 基板を見ると、基板中央は一様に窒化膜が塗れているが、基板の端ほど塗りムラがあるのが良くわかる。表面が凸凹していると転移温度が上がる理由として、表面が凸凹していると膜に格子欠陥ができやすく、電子が散乱されやすくなる。その結果、超伝導になる時のクーパー対のペアとなる電子に捕獲されやすくなるので転移温度が上がることになる。そこで、実際に No108 基板で使用した窒化膜基板のすぐ隣から取り出した窒化膜基板の表面粗さを DEKTAK で測定した。その結果を図 4.8 に示した。この結果から、シリコン基板が綺麗な平面であると仮定すると窒化膜の凹凸が $50 \sim 200$ nm 最大で 250 nm もあることがわかった。 TES の膜厚がチタン・金を合わせて ~ 100 nm なので、窒化膜の凹凸の影響が転移温度に対して無視できないことがわかる。



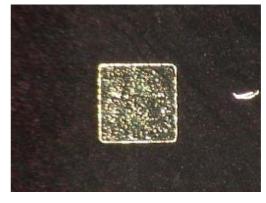


図 4.7: 左: # 107、シリコン基板、右: # 108、窒化膜付きのシリコン基板にチタン・金をスパッタしてパターニングしたサンプル。どちらも $300~\mathrm{um}$ 角

以上の実験から得られた転移温度の結果を図 4.9 にまとめた。この結果から、チタンを 40 nm、金 80 nm にすることで転移温度 $\sim 150 \text{ mK}$ を得られると予想できる。

4.2. TES 部分の形成 65

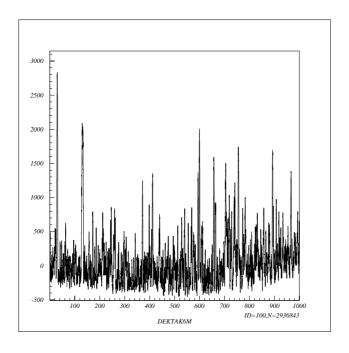


図 4.8: 室化膜の凹凸を DEKTAK で測定した。縦軸は m で横軸は $\mathrm{\mu}$ m である。

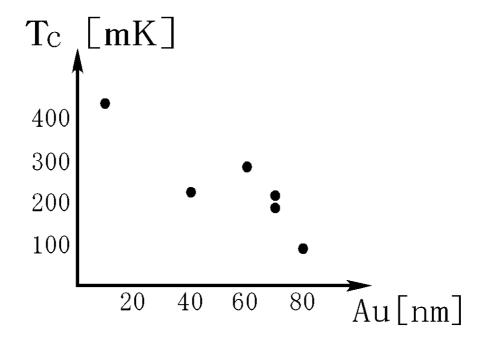


図 4.9: チタンの膜厚を 40 nm に固定して金の膜厚を変化させた時の転移温度の移り変わり。

4.2.2 レジストのパターニング

目標の転移温度にすることができたら次にスパッタした基板を洗浄し、レジストを塗って TES の形にパターニングを行う。

基板洗浄&乾燥

基板は必要に応じてプロセス開始前にアセトン、IPA、純水の順序で 5 分ずつ表面洗浄を行った。超音波洗浄は TES へのダメージがあることを懸念し行わないこととした。純水で洗浄した後は、乾燥空気を吹きかけ表面の水分を飛ばし、図 3.2.6 のようにホットプレートにアルミ板、ベンコットンの順にのせ、その上に基板を置いて 114° C、1 分間加熱し、表面の水分を完全に除去する。

レジスト塗布

基板を乾燥させ、十分に冷えたところでレジストを塗る作業に入る。基板が加熱した状態でプライマーやレジストを塗るとレジストに塗りムラができるので注意する必要がある。

レジストとは酸やアルカリなどの化学処理に耐える物質という意味である。感光性を持ったレジストには、光が当たったところのみ酸で除去できるようなポジ型と、光の当たったところのみ硬化して化学処理に強くなるネガ型がある。本研究の TES 部分のパターニングにおいては、一番薄く塗ることができるローム&ハース社のポジ型レジスト $S-1805(\sim0.5~\mu~m~om)$ のレジスト厚にすることができる)を採用した。TES の膜厚が $\sim100~mm$ なので、それ以上の厚さのレジストならどれでも使えるが、厚塗りレジストを使うと、レジスト塗布やプリベークなどの作業において扱いが難しく、条件出しが大変なので使わなかった。

レジストは厚みを均一につけることが重要で、薄す塗りレジストは粘性が低いので簡単にムラなく塗ることができる。塗布には、遠心力を利用した回転法やかけ流し法、浸漬法と色々あるが、本研究ではスピンコーターを用いて回転によってレジストを塗る方法を採用した。レジストの膜厚はスピンコーターの回転数および回転数を上げるピッチ、レジストの粘性度によって決まる。同じレジストでも回転数やピッチによっても膜厚が異なり、薄く塗るためには高速回転及びピッチを上げる必要がある。

初めに、レジストを塗る前に基板とレジストとの密着性を高めるためにプライマーと呼ばれる親和 AMDS を塗る。そして、スピコーターに図 4.10 ような回転数制御をプログラムしてプライマーを塗布した。プライマーは基板に均一に塗ることができれば良いので、回転数プログラムはレジストを塗る時と同じものを用いた。プライマーを塗り終えたら、1分ほどそのままの状態で自然乾燥させる。

次に、プライマーと同様に基板にレジストをピペットでたらしスピコーターでレジストを均一に塗る。ここで、レジストを均一に塗るコツはスピンコーターの回転台の中心と基板の中心をできるだけ一致させることと、レジストを基板全体にレジストがのるようにたらすことである。また、レジストを塗る上で注意することは、1つめは基板にレジストをピペットでたらす時に気泡を作らないことである。気泡がレジストに存在する状態で回転させると、気泡による塗りムラができるからである。2つめはレジストを塗る時は、基盤や、ピペットに塵や埃などの不純物の付着を避けることである。不純物の付いたピペットをレジストの入った容器に入れてしまうと、レジストが汚染されてしまうので、実験では毎回ピペットを使う前は必ずブローワーで埃や塵を落してからレジストの容器に入れること

4.2. TES 部分の形成 67

とした。埃や埃などの不純物がレジスト中に入ると、露光現像したときにそれが原因でレジストカスとなって残り、そしてエッチングされずに残り、後々のアルミ配線を施した時にショートの原因となる。よって、なるべくクリーンルームの中では埃や塵などの影響を受けないように清掃を心がける必要がある。

また、本研究ではレジストの入っている容器から一度小さな小瓶に移し変え、小瓶からレジストをピペットで取り出して使用した。こうすることにより、毎回蓋を開け閉めすることによるレジストの劣化が抑えられ、品質の保たれたレジストをいつも使うことができる。なお、ピペットはピペットに付着している塵などの不純物や劣化したレジストとの混合を避けるために毎回新しい物を使用し、品質保持に努めた。

- 1. スタート
- 2. 5 秒で 500 回転/sec まで上げ、500 回転/sec を 10 秒間保持
- 3. 5 秒で 4000 回転/sec まで上げ、4000 回転/sec を 30 秒間保持
- 4. 5 秒で 0 回転/sec まで下げる
- 5. 終了

プリベーク

レジストを塗った後に自然乾燥では取りきれないレジスト中の余分な水分や気泡を、残留溶剤を熱で取り除くためにプリベークを行う。本研究ではホットプレートを用いて 114 度に設定をして 150 秒間行った。(基板乾燥の時と同じセッティング) 温度モニタはホットプレート内部センサ (K 熱電対)を使用した。このプリベークは温度を高くしすぎたり、長時間やりすぎると熱かぶれを起こし、現像した時に、本来露光して現像液に溶けるレジストの部分が熱によって反応が進み、硬化して現像液に溶けずにレジストが残ることがあるので注意する必要がある。また、プリベーク中は基板に塵や埃が積もらないように基板の上をアルミホイルで覆うこととした。なお、アルミホイルで基板を密着して覆いすぎると、レジストの上下から乾燥してレジスト中にプリベークで追い出すべき溶剤が残ってしまい、正しく露光・現像されなくなるので注意する必要がある。

露光

露光は宇宙研のマスクアライナーを用いて行った。あらかじめ作成しておいたマスクと露光する基板をマスクアライナーにセットして、マスクアライナーの顕微鏡で見ながら位置合わせを行い、基板とマスクを十分密着させて露光する。また、マスクには表裏があり、銀色の面が上になるようにしてマスクアライナーにセットする。マスクの表裏を間違えると、マスクに描かれたパターンと基板とが密着しないで露光されるので水銀灯からでる紫外線が垂直にあたらず、現像後のレジストのパターンが歪んだり、正確な大きさにならなかったりするので注意する必要がある。水銀灯はスイッチを入れ

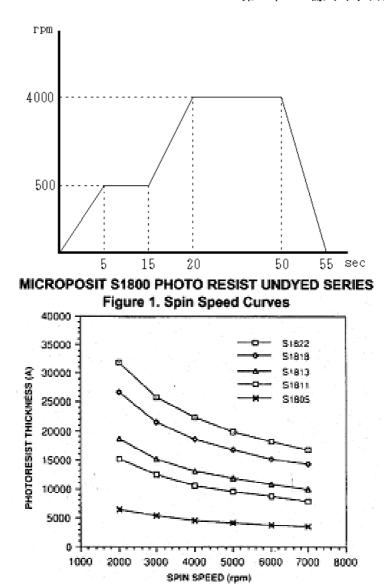


図 4.10: 左:スピンコーターの回転塗布条件。横軸が時間、縦軸が一秒当たりの回転数である。右:レジスト S シリーズの回転数と膜厚の関係 (メーカー提示)。

てから安定した紫外線を出すまでに時間がかかるので、本研究では毎回スイッチを入れてから 1 時間 後に露光を開始することとした。

また、マスクに埃や塵などの余分なものが付着したまま露光すると、塵や埃がそのまま現像され形になって残るので、露光前はマスクアライナーの回りを十分に乾燥空気で塵や埃を飛ばして、クリーンな環境で露光することを心がけた。

露光時間は現像後の形状が最も良かった 9 秒を採用した。それ以下の時間だと露光が足りず現像でレジストが残ったり、パターンの大きさが大きくなったりし、それ以上では露光時間が長くなるほど形状が崩れてしまった。本研究では TES の大きさを $100 \sim 400~\mu$ m まで 4 種類作製するために、マスクの大きさも $100 \sim 400~\mu$ m まで 4 種類用意した。図 4.11 に TES のレジストパターニングで使用

4.2. TES 部分の形成 69

したマスクの設計図を示した。また、本研究で使用したマスクを付録3.8に示した。

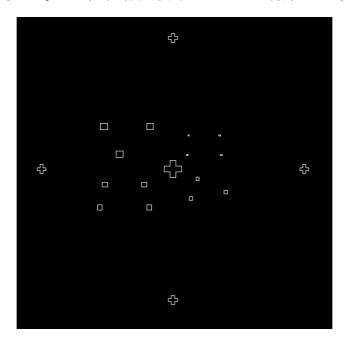


図 4.11: TES のレジストパターニングに用いたマスク。大きさは右上から時計周りに 100、200、300、400 µ m の正方形。十字架はアライメントマーク。

現像・リンス

露光後は速やかに現像液に浸し現像を行う。現像液には現像力が強い物や弱い物があるので、露光 現像の条件出しを行い現像したパターンの形 (レジスト側面の傾斜) を見ながら適宜現像液や濃度を調節して使用する。本研究ではポジ型レジスト S1805 の現像液にローム&ハース社のマイクロポジィットをマイクロポジィットをそのまま使用すると、現像力 (反応) が強すぎてレジストのパターンがだれてしまい (レジストパターンの断面が台形のようになること)、後でエッチングする時にパターン通りにエッチングされないので、できるだけレジストの端面は垂直の方が良い。現像方法は、現像液と純水を混合したものをビーカーに入れ、その中に露光した基板を入れ現像時間を測定する。しばらくすると、感光していないレジストが現像液に溶け出して赤く濁ってくるので、適宜ビーカーを軽く揺らして新しい現像液が絶えずレジスト面に行き渡るようにする。そして、ビーカーを揺らしても赤い濁り出なくなったら現像が終わったというサインなので素早く現像液から取り出して純水にしばらく漬ける。純水に漬ける時間は約2分くらいで、その後乾燥空気を吹きかけて乾燥させパターンの出来具合を顕微鏡で確認する。図 4.12 に現像後のレジストパターンの写真を示す。

露光や現像に失敗すると、レジストの形が丸くなったり、レジスト側面が削れて断面が台形になったりするが、図 4.12 のようにレジストがマスクのパターン通りの形になっており、うまく露光現像できたとこがわかる。

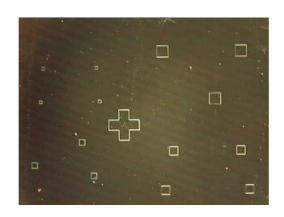


図 4.12: TES の形にパターニングしたレジスト

ポストベーク

現像後に、残存する現像液を除去するとともにレジスト膜の密着性と次工程の成膜耐久性を向上させるためにポストベークを行なうことが考えられるが、レジストの強い硬化、および TES へのダメージを懸念してポストベークは行っていない。

4.2.3 チタン/金のエッチング

TES のレジストパターンができたところで、Wet エッチングのプロセスに入る。

金のエッチング

本研究では金のエッチングに関東化学の AURUM-101 を使用した。エッチング液を選ぶ時に重要なことは、一緒にエッチングする他の金属をアタックしないことである。本研究の場合は、金の他にチタン、シリコンを一緒にエッチング液に漬けるので、AURUM-101 がチタン、シリコンをアタックしないことを確認した。この AURUM-101 のエッチングレートは常温で 550 nm/min と速いが、組成がよう素とよう化カリウムと単純なので水で希釈することが可能である。しかし、本研究では再現性を考慮して AURUM-101 を希釈しないで原液のまま常温 (25 度) で使用した。また、金のエッチングに使う容器は PFA 製 (テフロン加工) のビーカーを用い、毎回同じビーカーを使用することとした。金の膜厚は 40 nm なので AURUM-101 に 5 秒間漬け、そしてすぐに純水洗浄した。純水洗浄して基板の表面がチタンになっていることを確認して次のチタンのエッチングに入る。

チタンのエッチング

本研究ではチタンのエッチングに 35 %の過酸化水素水を 60 度に温めて使用した。本来チタンのエッチングではフッ酸が使用されているが、取扱いが極めて難しいのと、なによりも大変危険な薬品であるので、安全面から過酸化水素水を選択した。チタンをエッチングした時のセットアップを

4.2. TES 部分の形成 71

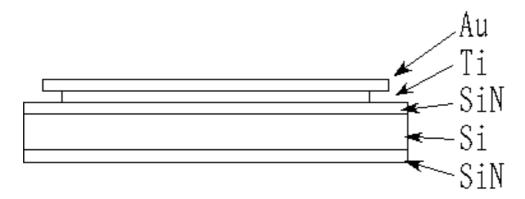
図 4.13 に示した。図 4.13 のように湯煎ヒーターで温めたお湯の中に過酸化水素水の入ったビーカーを漬けることによって過酸化水素水の温度を安定に保ことができるようセットアップした。しかし、過酸化水素水は温めると中に溶け込んでいる酸素が気体となって溶け出し、過酸化水素水の濃度が低くなるので、濃度を一定に保つことは困難である。よって本研究では再現性を考慮して、毎回、過酸化水素水を 200cc 使用して、温度を 60 度に保ち、3 時間漬け込んでチタンのエッチングを行った。実験中は温度が安定するように温度計を見ながらヒーターの調節をこまめに行った。





図 4.13: チタンをエッチングしている様子。水を入れたビーカーを湯煎ヒーターで温め、その中に過酸化水素水の入ったビーカーを入れて温めた

また、本研究では図 4.14 のようにチタンをオーバーエッチングして TES の常伝導から超伝導に転移するする傾き () が大きくなるようにした。60 度で 35 %の過酸化水素水を用いてチタンのエッチングを行うとエッチングレートが ~ 13 nm/min となることがわかっており、チタンのサイズをを金よりも $1 \sim 2$ μ m 小さくする必要があるので、エッチングの時間を 3 時間とした。



2 4.14

基板洗浄と乾燥

チタンと金のエッチングが終わったところで、基板に付いているレジストをアセトンで溶かし、IPA、 純水の順番で基板を洗浄し乾燥させる。ここでは、基板をアセトンに漬ける時間を 15 分とし、IPA、 純水には各 5 分ずつとした。次のアルミ配線のプロセスでアルミをスパッタするので、基板に塵や レジストなど残留物があると断線の危険性あるので、基板表面の残留物の除去には細心の注意を払っ た。乾燥は乾燥空気を吹きかけるだけでホットプレートによるベーク乾燥は行わないこととした。

4.3 アルミ配線の形成

アルミ配線を製作する手順は、TESが付いている面にアルミ配線用のレジストを塗り、アルミ配線用のマスクをあてて露光現像する。そして、その上からアルミをスパッタして最後にリフトオフし、アルミ配線が完成する。

以下にアルミ配線製作プロセスのパラメータを示した。

表 4.5: アルミ配線製作プロセスのパラメータ

プリベーク 114°C 150 秒 露光 10 秒 現像 現像液 (NMD-3) に 70 秒 アルミ膜厚 ~ 200 nm リフトオフ アセトンに 1 日浸漬

レジスト塗布

アルミ配線をリフトオフするために厚塗りのレジストを使う必要がある。アルミ配線は $200~\rm nm$ の 膜厚にするので、リフトオフするにはその $10~\rm GH$ 倍以上の膜厚のレジストが必要である。本研究では、ローム&ハース社のポジ型レジスト $S-1818(1.8~\rm \mu~m$ のレジスト厚にできる) を用いた。先程のレジストを塗る時に使用した図 $4.10~\rm m$ の回転プログラムを用いてスピンコーターで塗布するとレジストの膜厚が約 $2~\rm mm$ になることがわかる。(図 $4.10~\rm tm$) 不回り ない ののでで変形した。

プリベーク

ホットプレートで 114°C150 秒間行った。

露光

アルミ配線のマスクと TES の位置合わせを正確に行ってから露光する必要がある。本研究では、初めに基板の上下左右の 4ヶ所に付いている (TES のパターニング時に作製) アライメントマーク (位置合わせマーク) をアルミ配線用マスクのアライメントマークとを正確に一致させる。そして、アルミ配線が TES の両端を均等に覆うように顕微鏡で見ながら位置の微調整を行い、最後に基板のアライメントマークとマスクのアライメントマークが一致していることを確認してから露光を行う。露光時間は条件出しで一番パターンの形の良かった 10 秒を採用した。

現像・リンス

現像液は条件出しから東京応化の NMD-3 を採用し、現像液に漬ける時間を 70 秒とした。現像・リンスの手順は TES のレジストパターニングと同じであるので、そちらを参照されたい。

ポストベーク

現像後に、残存する現像液を除去するとともにレジスト膜の密着性と次工程の成膜耐久性を向上させるためにポストベークを行なうことが考えられるが、レジストの強い硬化、および TES へのダメージを懸念してポストベークは行っていない。

アルミスパッタ

アルミ配線用のレジストのパターニングができたところでアルミスパッタに入る。アルミは真空度が悪い状態でスパッタすると、綺麗な膜ができない (スパッタしたアルミが白く濁った色をしている) ことや、冷却した時に超伝導に転移しないことがあるので、真空度には十分注意して最低でも $5\times10^{-5}\mathrm{Pa}$ よりも小さい真空度でスパッタした。以下にスパッタした時のパラメータを表 4.6 と実際にアルミ配線用レジストパターンの上にアルミをスパッタした時の写真を図 4.15 に示す。

表 4.6: アルミスパッタ時のパラメータ

プロセス	進行波電力	時間
逆スパッタ	200 W	10 秒
プレスパッタ	600 W	90 秒
スパッタ	600 W	60 秒

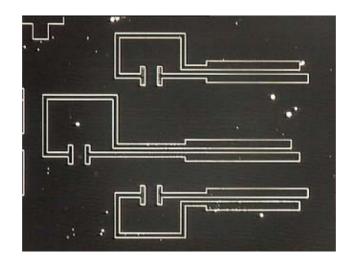


図 4.15: No107 基板のアルミ配線用レジストにアルミをスパッタした写真

リフトオフ

リフトオフ処理は室温のアセトンに浸漬することで行った。配線以外の部分はすぐにアルミは剥がれ落ちるが、配線部分などパターンが細かい部分は、アセトンの染み込みが悪くなかなかアルミが剥がれないので、アセトンを 50 度程度に温めレジストの溶解を促進させた。それでもアルミが落ちない場合は、アセトンに漬けた状態で軟らかいベンコットンで軽く擦って配線以外のアルミを落した。ここで注意することは、剥がれ落ちたアルミが基板に再付着するので、絶えず新しいアセトンに入れ替えてリフトオフする必要がある。リフトオフした後の配線の写真を図 4.16 に示す。

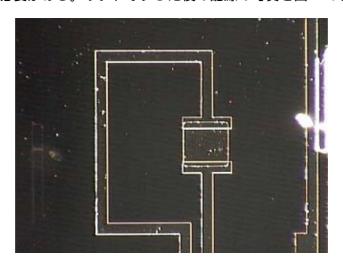


図 4.16: アルミをリフトオフした写真

4.4 メンブレン構造の製作

アルミ配線まで出来上がったら、最後のプロセスであるメンブレン構造の製作に入る。メンブレン構造製作のプロセスフローは(図 4.3 参照)、初めに窒化膜のパターニングを行い(エッチングを行う際のレジストのパターニングに相当する)、メンブレン構造にする部分の窒化膜を D-RIE(Deep Reactive Ion Etching) によってエッチングを行う。(水酸化カリウム水溶液(以下 KOH)でエッチングする部分の窒化膜を取り除く)そして、図 4.18 に示した治具に基板をセットして KOH に漬けシリコン部分のエッチングを行いメンブレン構造の完成となる。なお窒化膜の D-RIE については、産業総合研究所(以下産総研) にて行った。

4.4.1 室化膜のパターニング

窒化膜のパターニングのプロセスフローと、実際に製作した時のプロセスのパラメータ、D-RIE 後の基板の写真を以下に示す。

- 1. 基板裏面にレジストを塗る
- 2. 露光・現像を行いレジストのパターニングをする
- 3. D-RIE で窒化膜のパターニングをする
- 4. 基板洗浄を行いレジストを取る

表 4.7: 室化膜パターニングプロセスのパラメータ

レジスト	S1818		
プリベーク	115°C 150 秒		
露光	10 秒		
現像	現像液 (NMD-3) に 150 秒		
レジスト膜厚	2 µ m		
D-RIE	2分		
基板洗浄	アセトン、IPA、純水に各5分		

4.4.2 KOH エッチング

単結晶シリコンをアルカリ水溶液でエッチングすると常に一定の形状が得られることが知られており、シリコンの異方性エッチングと呼ばれている。異方性エッチングは、結晶面の原子密度の違いや、各面方位におけるシリコン原子が有している不対電子の数の違いによって結晶面のエッチングの速度の違いを利用してた技術である。シリコンの場合は、(100)面と (110)面のエッチング速度が (111)面

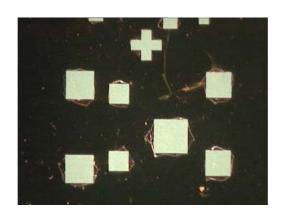


図 4.17: 室化膜をパターニング後の写真。白く見える部分がシリコンが露出している部分で真中の十字のマークはアライメントマーク

のエッチング速度に比べて~100倍以上速くエッチングが進行するので、(111)面があたかもエッチン グが止まったように振る舞う。この性質を利用して本研究では、(110)シリコン基板を用いて 33 %の 水酸化カリウム水溶液 (以下 KOH) を $80^{\circ}\mathrm{C}$ に温めてエッチングを行った。 KOH は強アルカリでほ とんどの金属とフォトリソで使用したレジストなど溶かしてしまうので、エッチングする際は基板の TES やアルミ配線が付いている表面を KOH から守る必要がある。そこで、図 4.18 のような治具を 用いて KOH エッチングを行った。この治具は基板の片面を KOH にさらすことができ、もう一方を KOH から守ることができる設計となっている。図 4.19 に治具に基板を組み込む時の写真を示した。 治具に組み込むと、図 4.19 の見えている基板の部分が治具の内側 (KOH) から守る部分) となり、見え ている基板の裏側が KOH でエッチングする側となり、図 4.18 の左側の穴の開いた上面部分となる。 この治具は2センチ角の基板を O リングで押さえ KOHの侵入を防いでいる。O リングの材質は耐薬 品性と耐熱性に優れたフッ素ゴムのバイトンを使用したが、高温での長時間のエッチングと繰り返し の実験で O リングに劣化 (KOHによる腐食) がみられたので、KOHにより強いエチレンプロピレン 製の () リングを新たに使うこととしたが納期が間に合わず、本研究においては新しいバイトン製の () リングを使った。また、メンブレン構造にすると窒化膜だけで TES と TES を覆っているアルミ配線 を支えているので、ちょっとした内部圧力でも窒化膜を破損する恐れがあり、治具の横から内部と外 部の圧力を等しくするための空気穴のパイプをつけた。(KOHを 80 度に温めてエッチングするため)

初めに、産総研で練習用の両面に窒化膜の付いた (110) シリコン基板 $(シリコン厚が 300 ~\mu ~m$ 、窒化膜が 500 ~nm) に D-RIE で窒化膜のパターニングを行い、33 ~m KOH、80 ~m 3 時間エッチングを行った。その時の実験のセットアップを図 4.20 に示した。

また、エッチングした後の窒化膜の様子を図 4.21 に示した。

この図で、窒化膜は正方形の中に見える6角形で(111)面が綺麗にエッチングされていることがわかる。立体的には正方形の左上と右下の頂点から紙面上から下に向かって約55度の角度でエッチングが進んでいきレジストの役割を果たしている窒化膜に達した地点ででエッチングが止まっている。また、正方形の外側にも(111)面が見えるが、これは窒化膜の下でエッチングが進み、紙面上側の窒



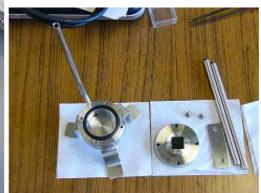


図 4.18: KOH エッチング用治具



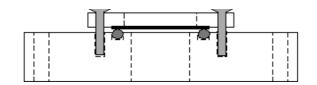


図 4.19: KOH エッチング用治具拡大図と見取図。基板を O リングで押さえ KOH が入らないように設計している。



図 4.20: 産総研でパターニングした窒化膜付きシリコン基板とエッチングを行っている時の写真.3L のビーカーにラバーヒーターを巻き付け 80°C に温度コントロールした。また、ビーカーの底にスターラーを取り付け 1 分間に 350 回転ほど回転させ水溶液の濃度と温度が均一になるようにセットアップした。

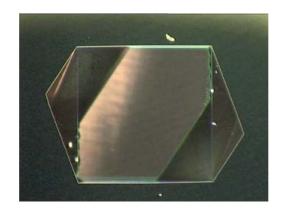


図 4.21: 1.2 mm 角に窒化膜をパターニングした部分を KOH でエッチングした写真。真中に見える正方形が窒化膜をパターニングした部分。この正方形の部分から KOH が入り込み窒化膜の付いていない露出しているシリコンをエッチングする。

化膜に達するまで (111) 面に沿ってエッチングされて起こるマスクアンダーカットと呼ばれる現象である。

次に、実際に治具を用いて、両面に窒化膜の付いた (110) シリコン基板 (2 センチ角) に裏面をメンブレン用にパターニングしたものを組み込んで 33 %の KOH、80°C で 3 時間エッチングを行った。今回の実験は治具の液洩れや窒化膜が水圧に耐えられるかなどを調べた。

その結果、KOH エッチングが終わり治具を KOH の溶液から引き上げる際に窒化膜が破れ、基板全てが KOH に浸かり失敗に終わった。その時の写真を図 4.22 に示した。





図 4.22: KOH エッチングで破れた窒化膜

ちょっとした動圧力で窒化膜が破れることは予想できていたいたので、慎重に治具の取り出し作業を行ったが、窒化膜は破れてしまった。窒化膜を破らずに治具を KOH 溶液から引き上げるためには、滑車などを使って少しずつ慎重に引き上げる必要があるが、KOH エッチングを行っているドラフト内にそれらの機材を設置することは困難である。よって、本番用の基板では窒化膜を強化することと、窒化膜が破れた時の保護のために TES・アルミ配線側にレジスト (S1818) を塗り、ベークはしないで治具に組み込むこととした。ベークに失敗するとレジストが硬化してアセトンで基板洗浄する時にレジストがアセトンに溶けないで残る可能性があるからである。また、図 4.23 のように穴の開けた PFA 製のビーカーを沈め、治具の足を外してその上に置いた。このようにセットアップすることによって動圧力と水圧を減らし、窒化膜にかかる負担を軽くした。

治具の取り出し方は、治具を KOH の入ったビーカーに当たるまでゆっくりと傾け、ビーカーに当たったら、当たった場所を支点として治具を傾けてゆっくりと溜っている KOH を排出する。そして、横にしたままで流水洗浄を 5 分間行う。

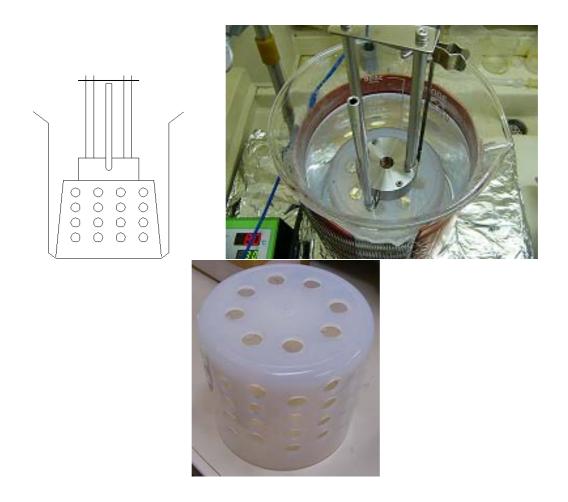


図 4.23: KOH エッチングのセットアップの見取図と実際のセットアップの写真

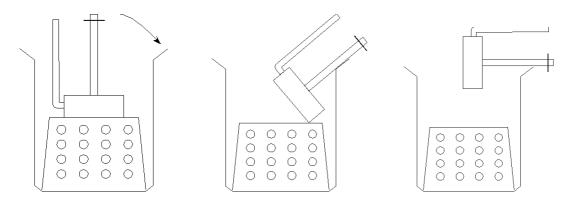


図 4.24: KOH エッチング終了後の治具の取り出し方

第 $\mathbf{5}$ 章 \mathbf{TES} 型 \mathbf{X} 線マイクロカロリメータの製作 $\mathbf{--}$ 本番

全てのプロセスの条件出しが終わったところで、最後に性能評価するための $TES \supseteq X$ 線マイクロカロリメータを製作した。以下に製作した X 線マイクロカロリメータの設計パラメータと各プロセス過程での写真を示した。また、シリコン基板は面方位が (110) と (100) のものを使用した。面方位が (110) の素子基板 ID # 110 のみ完成させることができた。

表 5.1: シリコン基板のパラメータ

(100) 基板 200 µ m のシリコン基板の両面に酸化膜 = 300 nm、窒化膜 = 400 nm (110) 基板 300 µ m のシリコン基板の両面に窒化膜 = 500 nm

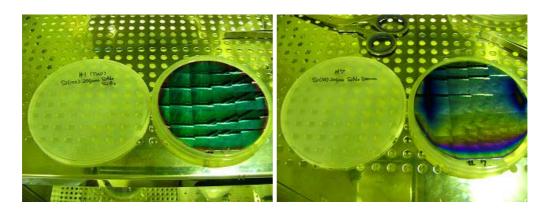


図 5.1: 左:100 基板、右:110 基板

表 5.2: 基板 ID とチタン・金の成膜パラメータ

 基板 ID	Ti/Au (nm)
# 109 (110) シリコン基板	40/75
# 110 (110) シリコン基板	40/80
# 111 (110) シリコン基板	40/85
# 112 (100) シリコン基板	40/75
# 113 (100) シリコン基板	40/80
# 114 (100) シリコン基板	40/85

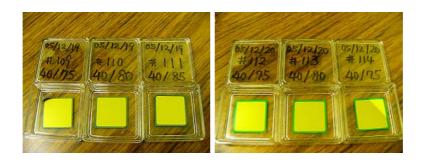


図 5.2: スパッタ後の基板

表 5.3: TES パターニングのパラメータ

レジスト	S1818
レジスト膜厚	$2.0~\mu~\mathrm{m}$
プリベーク	115°C 130 秒
露光	9秒
現像	70 秒
基板洗浄	アセトン、IPA、純水に各5分
パターニングした TES のサイズ	400 × 400, 300 × 300 (um)
	200 × 200, 100 × 100 (um)
金エッチング	5秒
チタンエッチング	60°C 3 時間

TESのレジストパターニングは S1805 で行っていたが、現像液の混合など再現性に欠ける恐れがあるので、プロセスの簡単な S1818 を使用することとした。

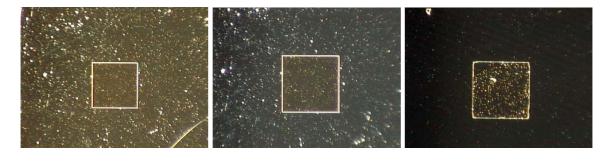


図 5.3: TES の大きさが 400 um 角に対する左:レジストのパターニング、中央:チタン、右:金をエッチングした時の各プロセス後の写真

表 5.4: アルミ配線製作パラメータ

レジスト膜厚	2 µ m
プリベーク	115°C 150 秒
露光	10 秒
現像	70 秒
基板洗浄	アセトン、IPA、純水に各5分
逆スパッタ (基板洗浄)	進行波電力 200W 10 秒
プレスパッタ	進行波電力 600W 90 秒
スパッタ	進行波電力 600W 60 秒
アルミ膜厚	~ 200 nm
リフトオフ	アセトンに 24 時間浸漬



図 5.4: TES の大きさが 400um 角に対する左:アルミ配線のレジストパターニング、中央:スパッタ、右:リフトオフの各プロセス後の写真

表 5.5: 室化膜パターニングのパラメータ

レジスト	S1818		
プリベーク	115°C 150 秒		
露光	10 秒		
現像	現像液 (NMD-3) に 150 秒		
レジスト膜厚	2 µ m		
D-RIE	2分		
基板洗浄	アセトン、IPA、純水に各5分		



図 5.5: 室化膜をパターニング後の写真

表 5.6: KOH エッチングのパラメータ

KOH 濃度	33 %
KOH 温度	$80^{\circ}\mathrm{C}$
スターラー	1 分間に 350 回転
エッチング時間	6 時間
治具、基板洗浄	純水に5分間掛け流し

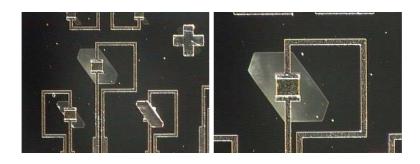


図 5.6: KOH エッチング後の完成したカロリメータ。 $(400 \text{um}\, \text{角})$ 右図は左図中央の拡大写真。シリコンがエッチングされ窒化膜のみで TES を支えていることが分かる

第6章 X線照射実験および性能評価

6.1 R-T 測定

製作した TES 型 X 線マイクロカロリメータの図 5.6 に示した $400~\mu$ m 角の素子を冷却して X 線照射実験を行った。まず初めに R-T 測定を行い転移温度の測定を行った。その時の R-T 曲線を図 6.1 に示した。

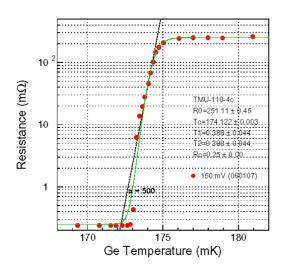


図 6.1

6.2 X 線照射実験

6.2.1 測定環境

測定には SQUID 駆動装置を使用し、 ϕ 1 mm のコリメータを用いて主に TES 部分に X 線が吸収されるよう 55 Fe 線源をマウントした。シャント抵抗は 9.8560 m Ω 、バイアス抵抗は 15 k Ω (室温側 4.7 k Ω 、低温側 10 k Ω 、配線抵抗 300 Ω) である。波形データはデジタルオシロスコープ YOKOGAWA DL-700 で取得した。サンプリングレートは 2 M サンプリング (時間間隔 0.5 μs) であり、アンチエイリアシング用のアナログローパスフィルターのカットオフ周波数は 500 kHz である。

6.2.2 カウントレート

Tabel 6.1 に測定時のカウントレートを示す。測定では、 $400\mu m$ 角の TES に 1 mm のコリメーターを付けて TES に X 線が当たるようにした。

	表 6.1: 測定時のカワントレート		
素子		カウントレート	
	TMU # 110	$0.4~\mathrm{c/s}$	

表 6.1: 測定時のカウントレート

6.2.3 平均パルスの波形と時定数

 ${
m Fig}$ 6.2 に測定で得られた平均パルスを示す。平均バルスは、立ち下がりの時定数 $au_{
m eff}$ は単一の指数関数でほぼフィットでき、 $au_{
m eff}\sim 100 \mu{
m sec}$ であった。このようにパルスが単一の時定数成分のみであることは吸収体がないので熱入力が一様であることを意味している。

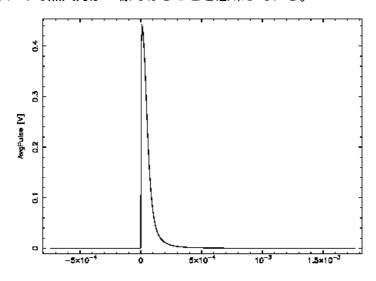


図 6.2: 得られた平均パルス。時定数は一成分のみ (~ $100 \mu sec$) である。

6.2.4 デジタルフィルター処理

デジタルフィルター処理

Fig 6.3 に時間とパルスハイトの関係、時間とオフセット (出力電圧の DC レベル) の関係、ベースライン幅、 $\mathrm{Mn-K}\alpha$ のスペクトル、測定時のノイズスペクトルをまとめる。エネルギー分解能は、カウントレートが小さいこともあって熱浴温度のふらつきに起因するパルスのばらつきが無視できず、 $\Delta E=69.4~\mathrm{eV}$ と十分な分解能が得られなかった。

6.2. X 線照射実験 87

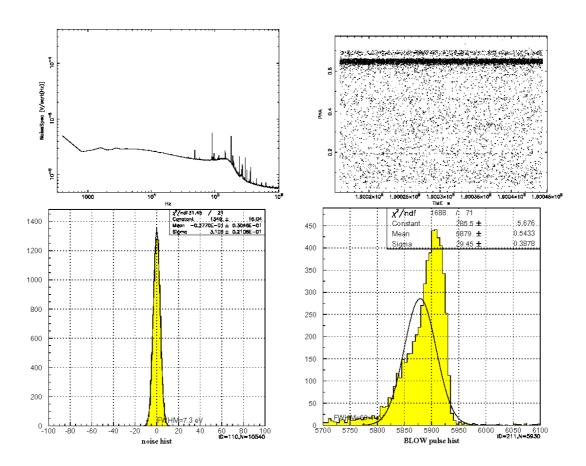


図 6.3: 測定したパラメタ同士の相関を示した図、およびエネルギー分解能。右上:時間とパルスハイトの関係。左上:パルス取得時のノイズスペクトル。下左: ベースライン幅 (ノイズ等価幅) $7.3~{\rm eV}$ 。下右: ${\rm Mn-K}\alpha$ のスペクトル。単一ガウシアンによるフィットで $\Delta {\rm E}=69.4~{\rm eV}$ 。

第 **7**章 まとめと今後

我々は、次世代 X 線天文衛星への搭載を目指し超高分解能の X 線分光器である X 線マイクロカロリメータの行ってきた。これまでに、SII と早稲田大学と協力して TES 型の X 線マイクロカロリメータで \sim 6 eV のエネルギー分解能を実現してきた。さらなるエネルギー分解能の向上と観測に適した素子の開発を目指して、TES のエッチングからアルミ配線のスパッタ、アルミのリフトオフ、メンブレンを形成するための KOH エッチングら一連の in-house でのプロセスを立ち上げ、吸収体は付いていないがカロリメータの製作に成功させた。そして、X 線照射実験を行い、性能評価を行った結果、X 線の検出に成功し、ベースライン 7.3 eV に対してエネルギー分解能は 5.9 KeV の X 線に対して 69.4 eV という結果を得た。これは、吸収体が付いていないことによる X 線入射位置依存性によりパルスにバラツキが生じたこと、TES での X 線の検出効率が 7 %と小さいことがエネルギー分解能を悪化させた原因と考えられる。エネルギー分解能を改善する方法としては、X 線の検出効率を上げることとパルスのバラツキを抑えるために吸収体を付けること、TES の転移温度を \sim 100 mK まで下げることによって有望な検出器となると予想される。

今後は Bi/Cu 吸収体での TES 型 X 線マイクロカロリメータの製作プロセスを確立し、X 線照射実験を行って性能評価をすると共に、実験結果から最適な熱容量や熱伝導度を導き出し、その結果をもとに新たに設計、開発を行い、さらなるエネルギー分解能改善のために努めたい。

関連図書