

ガンマ線用TES型マイクロカロリメータの開発

鶴田, 哲也

<https://hdl.handle.net/2324/6787598>

出版情報 : Kyushu University, 2022, 博士 (工学), 課程博士
バージョン :
権利関係 :

ガンマ線用 TES 型
マイクロカロリメータの開発

九州大学大学院工学府
エネルギー量子工学専攻

鶴田 哲也

令和4年12月

目次

1	序論	4
1.1	ガンマ線	4
1.2	ガンマ線分光	4
1.2.1	エネルギー分解能	5
1.3	放射線分光器の種類	5
1.3.1	波長分散型とエネルギー分散型	6
1.4	TES型マイクロカロリメータ開発の歴史	6
1.5	ガンマ線用への拡張の問題点	7
1.6	本論文の目的	8
1.7	本論文の構成	8
2	ガンマ線用TES型マイクロカロリメータの原理	9
2.1	TES型マイクロカロリメータの構成	9
2.1.1	超伝導転移端温度計 (Transition Edge Sensor)	9
2.1.2	吸収体	10
2.1.3	熱リンク	12
2.1.4	超伝導量子干渉計 SQUID	12
2.2	TES型マイクロカロリメータの測定原理	14
2.2.1	電氣的回路：電熱フィードバック	15
2.2.2	熱的回路：時定数	16
2.2.3	エネルギー分解能	19
2.2.4	最適フィルタ	22
2.3	R-T測定	24
2.4	I-V測定	24
3	ガンマ線用TES型マイクロカロリメータの製作	26
3.1	TES温度計の製作方針	26
3.2	TES温度計の製作過程	26
3.2.1	窒化シリコン，酸化シリコンの成膜	27
3.2.2	アライメント形成	28
3.2.3	TES形成	29
3.2.4	アルミ配線形成	30
3.2.5	メンブレン形成	31
3.3	TES型マイクロカロリメータの組み立て	32
3.3.1	銅チップへの貼り付け	32
3.3.2	吸収体の接着	33

3.3.3	配線の接続	35
4	単ピクセル TES 型マイクロカロリメータの低周波ノイズ比較	36
4.1	測定体系	36
4.2	R-T 測定	37
4.3	I-V 測定	38
4.4	基板体積の異なる台形型と長方形型のシリコンイベント比較	39
4.5	Cs-137 線源と Co-60 線源を用いた測定のエネルギー分解能比較	42
4.6	各線源でのシリコンイベントと吸収体イベントの計数率比較	44
4.7	各線源でのノイズ比較	47
4.7.1	エネルギー分解能比較	48
4.7.2	ベースライン分解能の比較	50
5	ガンマ線用に設計された厚いメンブレンの熱伝導の測定	52
5.1	使用する TES の設計について	52
5.2	熱伝導度の計算と比較	53
5.3	エネルギー分解能	56
6	2次元位置検出型 TES 型マイクロカロリメータ	60
6.1	PoST 型マイクロカロリメータの原理	60
6.2	2次元 PoST 型マイクロカロリメータの問題点	60
6.3	熱収縮問題を解決する 2次元位置検出方法の考案	62
6.4	スパイラル PoST 型マイクロカロリメータの原理	63
6.5	スパイラル PoST 型マイクロカロリメータの性能の見積もり	64
6.5.1	COMSOL を用いた熱伝導シミュレーション	64
6.5.2	PHITS を用いたコンプトン散乱シミュレーション	67
6.6	まとめ	69
7	まとめと今後の展望	70
付録	74
i	無冷媒希釈冷凍機の概要	74
ii	GM 冷凍機	74
iii	希釈冷凍機	75
iv	温度制御システム	75
v	データ収集	76

1 序論

1.1 ガンマ線

物質を電離することができる粒子や電磁波の総称が放射線であり、それぞれ粒子放射線と電磁放射線と呼ばれる。その電磁放射線の中には X 線とガンマ線があるが、これらは発生起源により区別されており、エネルギーや波長による違いは無い。X 線は主に 2 つあり制動 X 線と特性 X 線である。制動 X 線は荷電粒子が力を受けたときその運動エネルギーの一部として放出される電磁波で、特性 X 線は原子がエネルギーを受け電子殻内部の電子が弾き飛ばされた際、その空孔に電子が遷移して余分なエネルギーを電磁波として放出するものである。ガンマ線は β 崩壊などの後の不安定な原子核から安定になるために放出される電磁波である。このように一般的には原子核外を起源とするものを X 線、原子核内を起源とするものをガンマ線と区別するが、一般的にガンマ線の方が高エネルギーなので、本研究では従来の研究と区別するため 80 keV 以上のエネルギーを持つ電磁波のことを分かりやすくガンマ線と呼んでいる。

1.2 ガンマ線分光

電磁波を波長ごとに分けることを分光という。波長とエネルギーは $E = hc/\lambda$ (h はプランク定数、 c は光速) という関係があるため、エネルギーを測定することと、波長を測定することは同義である。よって放射線を測定する装置のことを一般的に分光器と呼ぶ。

原子核から放出されるガンマ線のエネルギーは各放射性核種で特定の値を示すため、分光器を用いてガンマ線のエネルギーを測定することにより核種の定性分析が出来る。またその強度を比較することで定量分析も可能である[1]。応用例として即発ガンマ線分析 (PGA) がある。中性子を試料に照射すると原子核が中性子を捕獲し複合核と呼ばれる不安定な核になるが、ガンマ線を放出することで安定核になる。そのガンマ線を測定して元素の種類や含有量を調べる分析方法である。即発ガンマ線分析は試料を傷つけることなく成分を分析することが可能であるため、小惑星探査機で採取した岩石や出土した土器など貴重で再取得が難しいものを非破壊で分析する方法として重要である[2]。他の応用例としては陽電子消滅法による材料分析が挙げられる。金属中の場合、陽電子が入射すると電子と衝突し消滅ガンマ線を放出するが、原子核に近い電子と外側の伝導電子は運動量が異なるためどちらの電子と対消滅するかによってガンマ線のスペクトルに違いが出る。その物質に格子欠陥があると伝導電子と対消滅したガンマ線の割合のほうが多くなる。これを利用することで安全性が重要視される原子力プラントにおいて原子炉材料の劣化計測が可能になる[3]。これらの非破壊分析を高精度で行うためには、優れたエネルギー分解能を持つ検出器でスペクトル分析をしなければならない。

1.2.1 エネルギー分解能

放射線分光器の性能を評価する上で重要な指標としてエネルギー分解能がある。ある一定のエネルギーの放射線が分光器に入射した際、分光器中で全てのエネルギーを失うと原理的には放射線のエネルギースペクトルはそのエネルギーの位置においてデルタ関数になるが、放射線で生じたキャリアの数の統計的揺らぎ、読み出しノイズ等の影響により必ずある程度の幅を持つ。よってその幅がなるべく小さいほうが近接する複数のピークを区別することができるということになる。そこで一般的には測定の容易な Cs-137 線源から放出される 662 keV における半値全幅 (FWHM: Full Width at Half Maximum) でピークの幅を定義してエネルギー分解能の指標として用いる。エネルギー分解能が高い、つまり半値全幅が小さいほど、より精度の高い定性分析を行うことができる。またバックグラウンドの線量が多い場合でも埋もれることなく特定のスペクトルを抽出することが出来る。

1.3 放射線分光器の種類

・半導体検出器

基本的にはダイオードと同じく正孔（ホール）が詰まった p 層と電子が詰まった n 層の半導体を接合したものが主に使われる。電圧をかけると電子が移動し正孔と電子が結合しキャリアが何もない空乏層という領域が発生する。この空乏層に放射線が入射すると電離して入射放射線のエネルギーに比例して電子-正孔対を生成する。電圧をかけているので電子と正孔がそれぞれ p 層と n 層に移動し、これを電気信号として増幅し計測することで入射放射線のエネルギーを測定する。半導体検出器のエネルギー分解能の理論的な限界は電子-正孔対の揺らぎによって決まり、代表的な Ge 半導体検出器の分解能は 122 keV, 662 keV のガンマ線に対してそれぞれ 0.4~0.6 keV, 0.8~1.8 keV 程度である[4][5]。

・シンチレーション検出器

シンチレーション検出器は放射線が入射すると蛍光を示すシンチレータという物質を用いた検出器である。シンチレータという物質は放射線と衝突すると励起されエネルギーを吸収するが、基底状態に戻る際に発光する。その光を光電子増倍管によって増幅させ、その光量に比例する波高の電気信号に変換し、エネルギーを測定する。シンチレータには有機液体や固体など様々な物質があるが、ガンマ線に対しては高密度の物質を使用することで、中性子に対しては反応断面積の大きな物質を使用することで高い計数率を得られる。エネルギー分解能は 662 keV のガンマ線に対して 20~60 keV 程であり、半導体検出器などには及ばないが扱いが簡単なので多くの場所で利用されている検出器である[5]。

・マイクロカロリメータ

放射線が物質に入射してエネルギーを与えるとそのエネルギーに応じて物質の温度が上昇する。マイクロカロリメータはその温度上昇を極低温下で温度計を使い電気信号として読み出してエネルギーを測定する検出器である。半導体検出器などの電荷収集型の検出器に比べて、マイクロカロリメータは熱を輸送する準粒子であるフォノンを収集するフォノン収集型の検出器であるため、統計誤差によるエネルギー分解能の悪化が限りなく小さい。そのため波長分散型検出器と同等の優れたエネルギー分解能を得ることが出来る[6]。

1.3.1 波長分散型とエネルギー分散型

X線分光器には波長分散型とエネルギー分散型がある。波長分散型分光器は回折格子によるブラッグ反射を用いて放射線のエネルギー（波長）を位置情報として読み出す分光器である。放射線を回折格子に入射させるとブラッグの条件より $2d\sin\theta = n\lambda$ を満たす角度 2θ の方向に分光されるため、回折格子の間隔 d が分かっているならば角度 θ を調べることで入射放射線の波長が分かる仕組みである。分散型分光器は分解能が高く、回折格子はX線領域で数 eV の分解能達成する方法として最も一般的である。しかし波長を位置情報として読み出す為、検出効率が低く、点線源の場合は高い分解能が得られるが線量分布を二次元的にマッピングしたい場合には不向きである[7]。

エネルギー分散型分光器はエネルギーを波高として電氣的に読み出す分光器である。放射線のエネルギーに比例した波高の電気信号を計測することでエネルギースペクトルを得ることが出来る。波長分散型分光器が波長を位置情報に変換していたのに対して、エネルギー分散型分光器の場合はエネルギーを直接的に信号として得られるためマッピングすることも可能である。ただしエネルギー分解能は情報キャリアを収集する際の統計誤差によって制限される為、一般的には波長分散型より分解能は下がる。

1.4 TES型マイクロカロリメータ開発の歴史

マイクロカロリメータの性能を決定する要因の一つは、放射線入射時の温度上昇を読み取る温度計である。この温度計は感度が良いほうが、近接したエネルギーでも温度の違いを読み取ることが出来るため高いエネルギー分解能を得られる。そこで温度計として注目されているのが超伝導転移端温度計（TES : Transition Edge Sensor）である。TES は超伝導から常伝導に遷移する際、急激に抵抗が変化することを利用した温度計である。この温度計を用いたものを TES 型マイクロカロリメータと呼び、エネルギー分散型放射線分光器の中では最も良いエネルギー分解能を得られている。

TES 型マイクロカロリメータが開発される前は、温度計に半導体を用いた半導体マイクロカロリメータが開発されてきた。温度計に TES を利用する考え方自体はそのころ

からあったが、TES の温度を自動的に狭い超伝導転移端上に保つことの出来る電熱フィードバックという手法が開発されたことで、動作の安定性と応答速度の速さを実現して急激に TES 型マイクロカロリメータの開発が進んだ[8]。波長分散型検出器よりも高い検出効率と、半導体検出器よりも高い分解能が要求される宇宙観測で注目を浴びていたカロリメータは[9-11]、この TES 型マイクロカロリメータの登場によって地上の分析装置としても注目が高まった。

1.5 ガンマ線用への拡張の問題点

地上の分析装置として TES 型マイクロカロリメータを利用するため、測定可能エネルギー領域の拡張が望まれており、ガンマ線用としても開発が進められている[12]。現在、200 keV 程度のガンマ線までは 380 μm の厚さのスズの吸収体を用いて実用可能な精度が出ているが[12]、それ以上のエネルギーのガンマ線の測定では光電吸収の検出効率が非常に低い。MeV 領域までのエネルギーのガンマ線を測定可能にするためには 1 mm 程度の厚さの鉛やビスマスといった重量のあるバルク状の吸収体を用いる必要があるため機械的強度を持つ厚いメンブレンが必要である。X 線用の TES 素子の場合、メンブレンの厚さは 1 μm 以下であるため、熱のキャリアであるフォノンの平均自由行程より短いことから、フォノンは弾道的に輸送され、メンブレンの熱伝導度は TES の周囲断面積のみに比例することが知られている[13]。一方で厚いメンブレンの場合は、フォノンの輸送が弾道的か拡散的か分からないため、TES 素子のメンブレンの設計指針を定めることが出来ていない[問題点 1]。ガンマ線用 TES 素子の設計において明確にすべき点はもうひとつあり、それは基板の体積についてである。高エネルギーのガンマ線はコリメートが難しく吸収体のみにガンマ線を照射することが出来ないため、シリコン基板に入射したガンマ線がコンプトン散乱を起こす“シリコンイベント”が発生する。よって基板体積が大きいとシリコンイベントが多くなり低周波ノイズになることが懸念されているが、基板体積と低周波ノイズの明確な関係性は分かっておらず、現状の TES 素子の体積が最適である根拠は薄い[問題点 2]。

吸収体を大きくすることによる問題はさらに挙げられる。吸収体へのガンマ線の入射位置によって熱拡散に差が生まれて信号波形がばらつくともエネルギー分解能が悪化する。その対策として、細長い吸収体の両端に温度計を配置した Position Sensitive TES (PoST) [14][15]という仕組みが有力である。PoST では、熱拡散の差を利用して入射位置を特定することで、吸収体を大きくしてもエネルギー分解能が悪化しないようになっており、吸収効率を向上させながら TES 型マイクロカロリメータ特有の高エネルギー分解能でガンマ線を測定することが出来る。しかしこの PoST 型マイクロカロリメータの吸収体の熱収縮率が台座部分の熱収縮率と異なる場合、冷却した際に応力がかかり TES 素子が破壊される。極低温で比熱がかなり小さくなる超伝導金属である鉛は、吸収体が大きく熱容量を抑えるのが難しい PoST 型マイクロカロリメータにとっ

て、吸収体材料として有力な候補であるが、熱収縮率の違いが原因で現状では使用できない。[問題点 3]。

1.6 本論文の目的

本論文の目的は 1.5 節で述べた[問題点 1, 2]を解決して、ガンマ線用 TES 素子の設計指針を確立させ、さらに[問題点 3]を解決しつつ PoST 型マイクロカロリメータで 2 次元位置検出を可能にすることで、高エネルギー分解能と高検出効率を両立できるガンマ線用 TES 型マイクロカロリメータの開発を進めることである。

1.7 本論文の構成

第 1 章では本研究の背景と目的について述べた。

第 2 章では本研究の対象である TES 型マイクロカロリメータの動作原理について述べ、エネルギー分解能や信号の時定数の見積もり方法について概説した。

第 3 章では本研究で使用する TES 型マイクロカロリメータの製作について述べた。

第 4 章では製作した TES 素子を使用して、基板体積とシリコンイベントの関係を明らかにして低周波ノイズへの影響を調査した。

第 5 章ではガンマ線用に設計したメンブレン内のフォノンの輸送が弾道的か拡散的かを測定により導き出した。また、エネルギー分解能の測定も行った。

第 6 章では熱収縮で破壊される問題を解決して 2 次元の位置検出を可能にするために考案した PoST 型マイクロカロリメータについて述べた。

第 7 章では本研究の総括を行うと共に、今後の展望について言及した。

2 ガンマ線用 TES 型マイクロカロリメータの原理

2.1 TES 型マイクロカロリメータの構成

マイクロカロリメータは、吸収体で放射線を熱化し、その温度上昇を温度計で検知して、熱リンクから熱を排出する、というサイクルでエネルギーを測定することができる。温度計に Transition Edge Sensor (TES) を使用するものを TES 型マイクロカロリメータと呼ぶ。それぞれの主要な部位について説明する。また、信号を読み出す際に必要な Superconducting Quantum Interfere Device (SQUID) についても説明する。

2.1.1 超伝導転移端温度計 (Transition Edge Sensor)

超伝導とは、極低温下で物質の電気抵抗がゼロになる現象である。物質中には電子が詰まっているが、電子はフェルミ粒子なのでパウリの排他律に従い、同じ運動状態を取ることが出来ない。つまり、1 個の電子のエネルギーがゼロの状態 (静止状態) を取るときは、他の電子はもうそのエネルギー状態にはなれないので、エネルギーがゼロの基底状態から順に電子を順に埋めたとしても、電子数が増えれば高いエネルギーの状態まで占めることになる。しかし、負の電荷をもつ電子が結晶中を運動することで結晶格子が歪み、正の電荷に偏った場所に別の電子が引かれることで、フォノンを介して電子同士が引き合っってクーパー対という電子対を作ることになり、全ての対の位相が同じボーズ粒子として振る舞うことで、何個でも同じ運動状態を取ることが出来るようになる。全てのクーパー対のエネルギーがゼロという状態を占めるとき、これをボーズ凝縮という[16]。

Transition Edge Sensor は図 2.1 のような超伝導-常伝導転移の急激な抵抗変化を利用した温度計である。我々の TES はチタンと金の 2 層薄膜で形成しており、近接効果を利用して転移する温度をある程度調節している。近接効果とは、超伝導物質に常伝導物質を接合すると、超伝導物質中のクーパー対が常伝導物質側に浸み出し、常伝導物質が超伝導性を示し、超伝導物質の転移温度が下がる現象のことである。超伝導体の厚さを一定とすると、常伝導体が厚いほうが多くのクーパー対を取り込み超伝導体内部のクーパー対密度を下げる事が出来るため、二層薄膜のうち常伝導体の厚みを変えると転移温度を変えることが出来る。

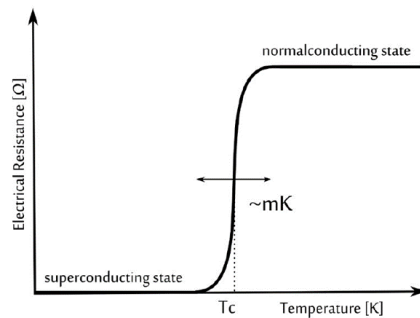


図 2.1 超伝導-常伝導転移端

超伝導-常伝導転移の急峻な勾配は TES 温度計の感度 α として

$$\alpha \equiv \frac{d \log R}{d \log T} = \frac{T}{R} \frac{dR}{dT} \quad (2.1)$$

で定義される。ここで R は TES の電気抵抗, T は TES の温度である。 α の値が大きい程電気抵抗値の変化が大きくなるので優れたエネルギー分解能が得られる。半導体を用いた温度計であれば α は 10 以下にとどまるが, 理想的な TES では α が 1000 近くにまで達する[17]。その為, TES 型マイクロカロリメータはエネルギー分解能を従来の半導体検出器よりも一桁以上も改善することが可能である。原理的には, 転移温度が低いほどエネルギー分解能が高くなるので, 使用する希釈冷凍機の性能との兼ね合いで最適な転移温度を定めて TES を設計する必要がある。

2.1.2 吸収体

吸収体は放射線のエネルギーを熱化する部位である。X 線用の TES 型マイクロカロリメータの場合は, 吸収する放射線のエネルギーが低いため金, 銅, ビスマスなどの薄膜を用いるが, ガンマ線用の場合は薄膜では放射線を吸収できないため, ビスマスや, スズ, 鉛等を切り出してブロック状にして TES に接着する。TES 型マイクロカロリメータは, 吸収体の熱容量が小さいほど入射した放射線に対して温度上昇幅が大きくなり正確な温度を測定することが出来るため, 検出効率とのトレードオフになるが, 可能な限り吸収体の体積は小さく, また極低温における比熱が小さい物質を選択したほうがエネルギー分解能は向上する。

例えば, 常伝導金属は, 電子の相互作用によって熱が伝わるため, 熱拡散速度は非常に速い。しかし電子比熱が大きいため, 熱容量を小さくするためには吸収体のサイズを小さくしなければならない。超伝導体の場合は, 転移温度よりも十分に低温であれば電子比熱が非常に小さくなるため, 吸収体のサイズがある程度大きくても熱容量を小さくすることが出来るが, 熱拡散速度は遅い。半金属は電子比熱が比較的小さいため, 熱容量を抑えつつある程度の熱拡散速度を得ることが出来る。これらの特徴を考慮して吸収体の材質を決定していく必要がある。

吸収効率はその物質の吸収係数により決まる。強度 I の放射線が厚さ dx を通過する時に減弱する強度を $-dI$ とする時、 $-dx$ は入射電磁放射線の強度 I 及び dx に比例し、次式で表される。

$$-dI = \mu I dx \quad (2.2)$$

侵入深さ x における強度はこの式を積分して、

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.3)$$

となる。 μ は減弱係数、 I_0 は入射電磁放射線の強度である。減弱係数は、吸収体物質の原子と衝突する確率を表す全断面積 σ と、吸収体物質の単位体積あたりの原子数 N_a を用いて

$$\mu = -N_a \sigma \quad (2.4)$$

と表される。これを考慮して要求される吸収効率を達成する為に必要な吸収体の厚さが求められる。

c を1 molあたりの比熱、 ρ を密度、 M を原子量、 V を体積とすると、熱容量 C は次のようにあらわされる。

$$C = \frac{c\rho V}{M} \quad (2.5)$$

極低温における比熱は電子に起因する電子比熱 c_e とフォノンに起因する格子比熱 c_s の二つの要素なり

$$c = c_e + c_s \quad (2.6)$$

と表すことが出来る。

格子比熱 c_s はデ바이温度 θ_D より十分に低い温度で、アボガドロ数 N_A 、ボルツマン定数 k_B を用いて

$$c_s \approx \frac{12\pi^4}{5} N_A k_B \left(\frac{T}{\theta_D}\right)^3 = 1.94 \times 10^3 \left(\frac{T}{\theta_D}\right)^3 \quad (2.7)$$

と表され、温度の3乗に比例する。超伝導物質では転移温度を T_c とすると $T < 0.1T_c$ において格子比熱が支配的になる。

電子比熱 c_e はフェルミ準位近傍の電子のみが寄与できるため、物質が超伝導状態か常伝導状態かによって異なる。フェルミ面における電子の状態密度の尺度であるSommerfeld数 γ を用いて

$$c_e = \gamma T \quad (2.8)$$

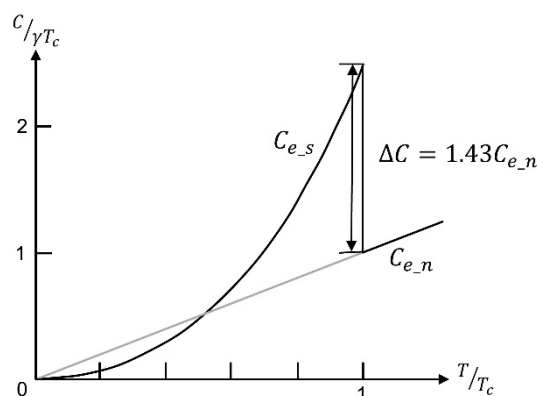
となり、超伝導状態で $T < 0.1T_c$ であれば

$$c_e = \gamma a T_c \exp\left(-\frac{bT_c}{T}\right) \quad (2.9)$$

となる。 a と b は物質によらない定数であり $a = 8.5$ 、 $b = 1.44$ である。超伝導転移はギブスエネルギーの2次微分が不連続になる二次相転移であり、電子比熱は転移温度に

において不連続な飛びを示す（図 2.2 参照）。この飛びは常伝導状態の比熱の 1.43 倍に相当する。超伝導状態と常伝導状態の電子比熱をそれぞれ c_{e_s} , c_{e_n} とすると

$$c_{e_s} = 1.43c_{e_n} \quad (2.10)$$



と表せる。

図 2.2 超伝導状態と超伝導状態における電子比熱

2.1.3 熱リンク

熱リンクは熱浴と TES を接続しており、吸収体で発生した熱を熱浴に排出するはたらかがある。X 線用 TES 型マイクロカロリメータの場合は $1 \mu\text{m}$ 程度の窒化シリコンの薄膜（メンブレン）で形成することが多い。ガンマ線用の場合は、大きな吸収体を支えるため、さらに熱伝導を良くして高エネルギーであるガンマ線による熱を速く排出して立ち下がり速くするため、という主に 2 つの目的で窒化シリコンとシリコン、酸化シリコンの 3 層（約 $10 \mu\text{m}$ ）で熱リンクを構成している。

熱は振動であるため、振動を量子化したフォノンという準粒子を熱のキャリアとして考えることが出来る。フォノンの平均自由行程は約数 μm と言われており、X 線用の熱リンクであるメンブレンはこれより薄いため、フォノンはメンブレン内で拡散することなく弾道的に輸送される。このため、一般的な熱伝導度は距離に反比例するが、X 線用 TES 型マイクロカロリメータが持つメンブレンの熱伝導度は TES と熱浴間の距離に依存せず、周囲断面積のみに依存することが分かっている。しかし、先述した通りガンマ線用のメンブレンは厚く設計しているため、メンブレンの熱伝導がどれほど TES と熱浴間の距離に依存するかよく分かっていない。これは本研究で明らかにする内容のひとつである。

2.1.4 超伝導量子干渉計 SQUID

超伝導量子干渉素子（Superconducting Quantum Interfere Device : SQUID）とは、磁束の変化を電圧に変換することが出来る素子である。この素子は、絶縁体を超伝導体で挟んでいるジョセフソン接合を持っており、大きく分けて接合を 1 つ持つ rf-SQUID と

2つ持つ dc-SQUID の 2 種類が存在する。SQUID が開発された当初は 2 つのジョセフソン接合の特性を揃えて素子を製作することが難しく、rf-SQUID の方が先に実用化されたが、原理的には dc-SQUID の方が高い感度を持ち[18]、現在では dc-SQUID が盛んに開発されるようになった。本研究では dc-SQUID を用いている。dc-SQUID の模式図を図 2.3 に示す。

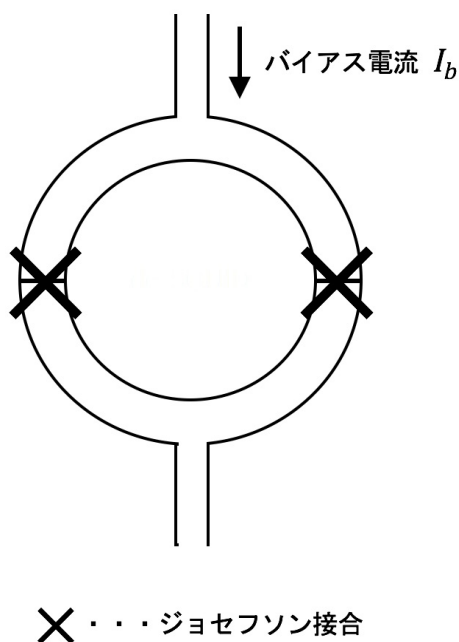


図 2.3 dc-SQUID の模式図

2 つの超伝導体を離れた状態で超伝導状態にすると、位相がそろった電子対が絶縁体を挟んで存在することになる。同じ超伝導体内部の位相は揃っているが、絶縁体の向こう側の超伝導体内部の位相とは異なる。この時、電位差は無いがその位相差分の電流が流れる。そのため、超伝導状態で流れる最大の電流（臨界電流）より少し小さくなるようにバイアス電流を調整することで、外部磁束が増加することでジョセフソン接合に電位差が生まれる。このようすることで 10^{-15}Wb オーダーの磁束の変化を読み取ることが出来る。

図 2.4 は SQUID にバイアス電流を流したときの、磁束の変化による電圧の応答である。磁束が $\Phi = n\Phi_0$ と $\Phi = (n + 1/2)\Phi_0$ の間を連続的に変化するとき、それにとまって臨界電流も変化する。臨界電流値の間にバイアス電流を設定することで、磁束の変化を電圧の変化として読み取ることが出来る。臨界電流よりバイアス電流 I_b が小さい時、ジョセフソン接合間に電圧は発生しないが、臨界電流の方が小さいと電圧が発生する。この変化は磁束の変化にとまない周期的に発生するため、図 2.5 のようになる。

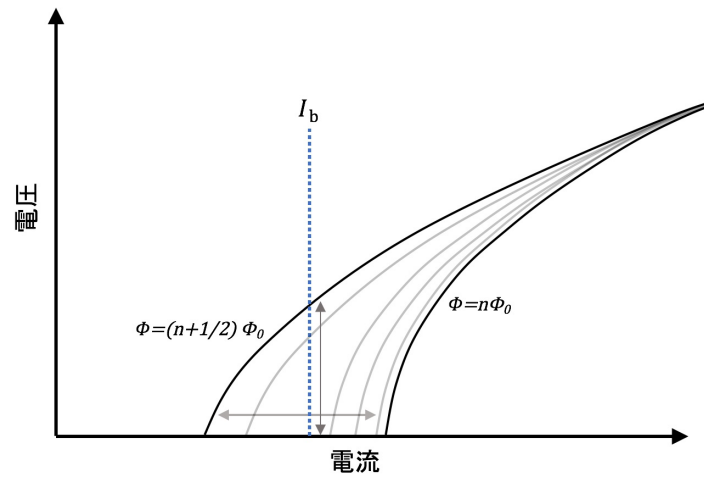


図 2.4 SQUID バイアス電流を流したときの、磁束の変化による電圧の応答

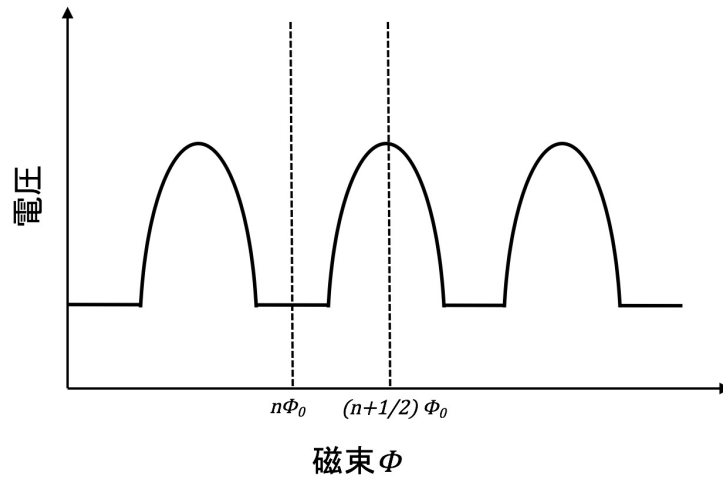


図 2.5 磁束の変化による電圧の変化

磁束の変化は周期的であり、変化が大きすぎると出力を繰り返してしまうため、外部磁束を打ち消すようにフィードバックをかけ、磁束の変化を最小にしている。つまり図 2.5 にみられる電圧の 1 つの山の斜面に動作点を固定している。これを Flux Locked Loop (FLL) と言う[19]。

2.2 TES 型マイクロカロリメータの測定原理

マイクロカロリメータは、温度計と吸収体を一体とみなせるかどうかで体系が異なる。温度計と吸収体の間の熱伝導度が無限大の場合は一体とみなすことが出来て 1block モデルと呼ぶ。熱伝導度が有限の場合は 2block モデルと呼ぶ。それぞれの概念図を図 2.6 に示す。マイクロカロリメータは熱的な回路と電気的な回路の視点から考察できるが、すべてを考慮すると煩雑になるため、エネルギー分解能やノイズを見積

もる際は 1block モデルで計算することも多い。ここでも適宜近似を用いることで議論を進める。

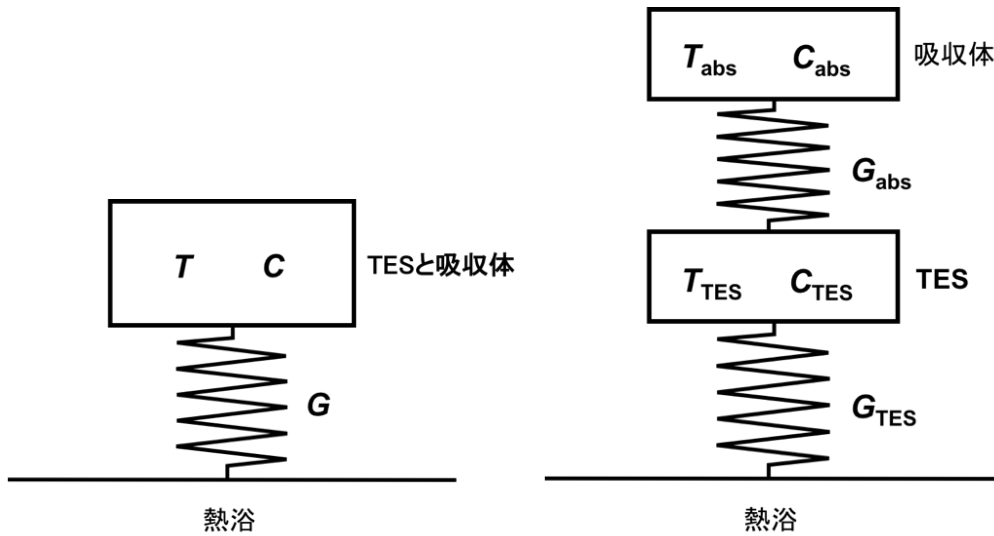


図 2.6 (左) 1block モデル (右) 2block モデル

2.2.1 電気的回路：電熱フィードバック

TES 型マイクロカロリメータは，原理的には定電圧バイアスを印加した状態で動作させる。定電圧をかけた状態で抵抗値が増加すると流れる電流が減り磁束が発生するため，磁束の変化を電圧に変換出来る SQUID で読み取ることが出来るからである。しかし実際は，室温部分の配線に常に抵抗があるために実現出来ないため，シャント抵抗と呼ばれる微小な抵抗を並列につなぎ，バイアス電流を流すことで擬似的に定電圧バイアスを実現している[8]。

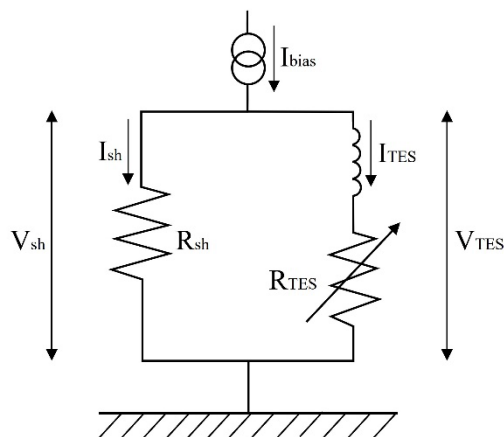


図 2.7 疑似的な定電圧バイアスの模式図

バイアス電流を I_{bias} ，TES に流れる電流を I_{TES} ，とおく。転移した TES の抵抗値がシャント抵抗値よりも十分に大きい場合は，バイアス電流はほぼシャント抵抗の方に流

れると考えられるため、SQUID への入力コイルの起電力をほぼ無視することができる。よってシャント抵抗にかかる電圧と TES にかかる電圧は等しいとみなしてよいので、TES にかかる電圧を V_{TES} とすると以下の式が成り立つ。

$$V_{\text{TES}} = (I_{\text{bias}} - I_{\text{TES}})R_{\text{sh}} \quad (2.11)$$

I_{TES} によってコイルに磁束 $\Phi_{\text{in}} = M_{\text{in}}I_{\text{TES}}$ が発生して、それによって V_{out} が出力される。この出力によりフィードバックに電流 I_{FB} が流れ、フィードバックコイルに磁束 $\Phi_{\text{FB}} = M_{\text{FB}}I_{\text{FB}}$ が発生する。フィードバックは $\Phi_{\text{in}} = \Phi_{\text{FB}}$ となるようにかかるので、 $M_{\text{in}}I_{\text{TES}} = M_{\text{FB}}I_{\text{FB}}$ となり、 $I_{\text{FB}} = V_{\text{out}}/R_{\text{FB}}$ であることから、次の式が成り立つ。

$$I_{\text{TES}} = \frac{M_{\text{FB}}}{M_{\text{in}}R_{\text{FB}}}V_{\text{out}} \quad (2.12)$$

これより、TES を流れる電流と出力電圧には比例関係があることが分かる。これらは使用する SQUID によって決まる固定値なので、一般的に $\eta = M_{\text{FB}}/M_{\text{in}}R_{\text{FB}}$ と置くことで $I_{\text{TES}} = \eta V_{\text{out}}$ と表す。TES の抵抗がゼロとなる超伝導状態のとき、バイアス電流 I_{bias} は TES の方へ流れて、 $I_{\text{bias}} = \eta V_{\text{out}}$ となるため、 η は超伝導状態の TES に流すバイアス電流値とそのときの出力電圧によって測定することが出来る。

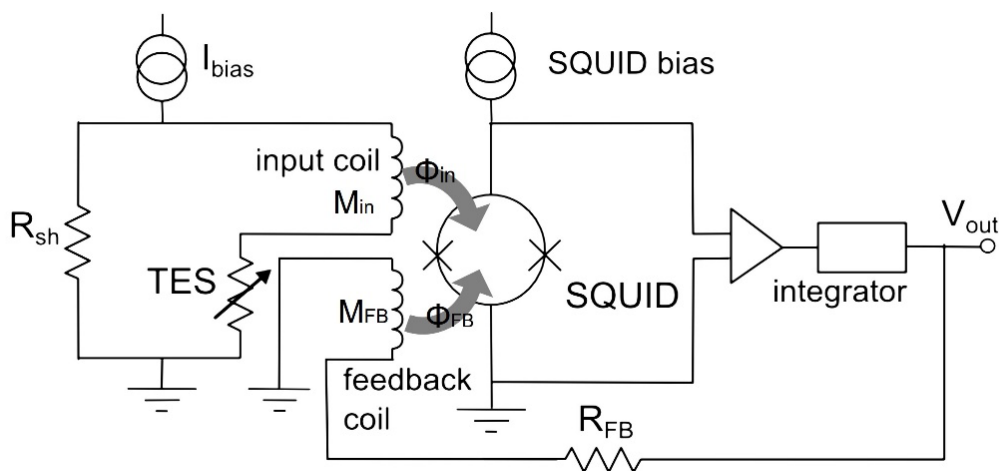


図 2.8 TES 型マイクロカロリメータの電気回路図

放射線が吸収体に入射して熱化すると、超伝導状態の TES は常伝導抵抗がある方に流れるようになるため、TES に流れる電流は減少する。電流が減少することで TES の発熱量は減少するため、より早く冷えて元の超伝導状態に戻ろうとする。この働きを電熱フィードバックという。

2.2.2 熱的回路：時定数

吸収体と TES とを一体とみなしたときの熱容量を C とすると、エネルギー E の入射光子に対する素子の温度上昇 δT は

$$\delta T = \frac{E}{C} \quad (2.13)$$

となる。温度が上昇した後は熱リンクから熱が排出されることで、元の定常状態に戻り、再び放射線測定が出来るようになる。

熱伝導度 G は単位時間あたりの仕事と同義である熱量 $P = dW/dt$ を用いて次のように定義されている。

$$G \equiv \frac{dP}{dT} \quad (2.14)$$

これより、熱リンクの熱伝導度を G としてこの温度変化を微分方程式で表すと次式のようなになる。

$$\frac{d\delta T}{dt} = -G\delta T \quad (2.15)$$

これを解くと

$$\delta T = \delta T_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) \quad (2.16)$$

となる。 τ_0 は時定数と呼び、値が小さい方が減衰は早くなる。 δT は放射線が吸収体に入射した時刻 $t=0$ で増加した後、時定数

$$\tau_0 = \frac{C}{G} \quad (2.17)$$

で減衰していく。このことから、熱容量 C と熱伝導度 G が出力信号パルスの減衰を支配していることが分かる。

ここで、電熱フィードバックを導入する。一般的に熱伝導度は温度依存性があり、熱伝導度が G_0 になる温度を T_0 とすると

$$G = G_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{n-1} \quad (2.18)$$

と表される。ここでは1Kのときの熱伝導度を G_0 とするため

$$G = G_0 T^{n-1} \quad (2.19)$$

と書き直せる。この n は定数であり、熱浴と TES の間の熱抵抗の種類によって異なる。熱伝導度は熱のキャリアの比熱に依存するため、電子が熱を伝える場合は $n = 2$ 、格子振動の場合は $n = 4$ である。

熱浴の温度 T_{bath} からある温度 T の範囲で積分すると

$$P_{\text{bath}} = \int_{T_{\text{bath}}}^T G dT = \frac{G_0}{n} (T^n - T_{\text{bath}}^n) \quad (2.20)$$

となり、これが温度 T の TES から温度 T_{bath} の熱浴に流れる熱量である。例えば、定電圧バイアス V_b を印加している定常状態の時の TES の抵抗値を R_0 とすると、TES のジュール発熱は

$$P_{J_0} = \frac{V_b^2}{R_0} \quad (2.21)$$

と表せるので、この熱量は熱浴に常に流れていると考え、平衡状態の TES の温度 T_0 を用いると

$$P_{J_0} = \frac{V_b^2}{R_0} = \frac{G_0}{n} (T_0^n - T_{\text{bath}}^n) \quad (2.22)$$

と表せる。

光子入射後のカロリメータの温度を T 、その時の抵抗値を R とし、内部エネルギーの変化と熱の収支は等しいことから、入射光子における熱量 P_{ext} と定電圧バイアスによるジュール熱 P_J から TES から流れ出る熱量 P_{bath} を引くと、TES 内部の熱量を表すことが出来て

$$C \frac{dT}{dt} = -P_{\text{bath}} + P_J + P_{\text{ext}} = -\frac{G_0}{n} (T^n - T_{\text{bath}}^n) + \frac{V_b^2}{R} + P_{\text{ext}} \quad (2.23)$$

という式が成り立つ。放射線が入射し、吸収体にエネルギーを付与して熱を生じるのは一瞬であるため、 P_{ext} は光子が入射した時刻 $t = 0$ のみ値を持つとみなせる。よって定常状態の温度 T_0 からの僅かな温度変化を $\delta T = T - T_0$ 、その際の抵抗変化を $\delta R = R - R_0$ とすると

$$C \frac{d(T_0 + \delta T)}{dt} = -\frac{G_0}{n} ((T_0 + \delta T)^n - T_{\text{bath}}^n) + \frac{V_b^2}{R_0 + \delta R} \quad (2.24)$$

δT が十分に小さい値なので、二項定理で展開して 2 次の項以降を無視すると以下のように近似できる。

$$(T_0 + \delta T)^n \approx T_0^n + nT_0^{n-1}\delta T \quad (2.25)$$

δR は十分に小さい値なので 2.25 式は以下のように書ける。

$$C \frac{d(T_0 + \delta T)}{dt} - C \frac{dT_0}{dt} = C \frac{d\delta T}{dt} = -\frac{V_b^2}{R_0^2} \delta R - G_0 T_0^{n-1} \delta T \quad (2.26)$$

と変形できる。さらに変形すると

$$C \frac{d\delta T}{dt} = -\frac{P_J \alpha}{T} \delta T - G \delta T \quad (2.27)$$

を得る。この解は

$$\delta T = \delta T_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) \quad (2.28)$$

となる。ここで、 δT_0 は $t = 0$ の時の温度 T_0 からの温度差を表す。これより、 τ_{eff} は

$$\tau_{\text{eff}} \equiv \frac{C}{G} \frac{1}{1 + \frac{P_J \alpha}{GT}} = \frac{\tau_0}{1 + \frac{P_J \alpha}{GT}} \quad (2.29)$$

と表すことが出来る。これが、電熱フィードバックが動作している状態での減衰時定数である。これを実効的減衰時定数と呼ぶ。実効減衰時定数 τ_{eff} は次のようにも表される。

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\tau_0}{1 + \frac{\alpha}{n} \left(1 - \left(\frac{T_{\text{bath}}}{T}\right)^n\right)} \quad (2.30)$$

熱浴の温度 T_{bath} がカロリメータの動作温度 T より極めて小さい時($T \gg T_{\text{bath}}$)、 τ_{eff} は次のように表せる。

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\tau_0}{1 + \frac{\alpha}{n}} \approx \frac{n}{\alpha} \tau_0 \quad (2.31)$$

TES の感度 α は、一桁程度である定数 n に比べて非常に大きくなる。この時、 τ_{eff} は τ_0 に比べて二桁以上小さな値が見込まれ、速く減衰することでより高い計数率が得られる[8]。

2.2.3 エネルギー分解能

・キャリアの統計的ゆらぎ

マイクロカロリメータのエネルギー分解能は、素子の熱力学的な内部エネルギーの揺らぎによって制限される。ここで分解能がゆらぎに影響を受けることを、電熱フィードバックをかけず、熱的な回路のみで単純化した 1block モデルで計算する。

熱は原子が振動することによるもので、つまり格子振動である。この振動を量子化すると粒子として考えることができ、それをフォノンと呼ぶ。一次元調和振動子と考えると、シュレディンガー方程式は

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \phi(x)}{dx^2} = \left\{ E - \frac{1}{2} m \omega^2 x^2 \right\} \phi(x) \quad (2.32)$$

と書ける。このエネルギー固有値は

$$e_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega \quad (n = 0, 1, 2 \dots) \quad (2.33)$$

となるので、それぞれのエネルギー状態にある振動子の個数を N_n 個とすると、 e_n の存在確率 P_n が

$$P_n = \frac{N_n}{\sum_n N_n} \quad (2.34)$$

で表され、振動子の平均エネルギーは、物質の温度 T とボルツマン定数 $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K を用いて

$$\langle e \rangle = \sum_n E_n \left(\frac{N_n}{\sum_n N_n} \right) = \frac{1}{2} \hbar \omega + \hbar \omega \frac{\sum_n n \exp\left(-\frac{n \hbar \omega}{k_B T}\right)}{\sum_n \exp\left(-\frac{n \hbar \omega}{k_B T}\right)} \quad (2.35)$$

$$= \frac{1}{2} \hbar \omega + \frac{\hbar \omega}{\exp\left(\frac{\hbar \omega}{k_B T}\right) - 1} \quad (2.36)$$

と表せる。

ここで簡単のため零点エネルギー $\hbar \omega/2$ を無視し、 $\hbar \omega \ll k_B T$ とした場合は、指数関数部分を展開すると

$$\langle e \rangle \simeq k_B T \quad (2.37)$$

と、近似出来る。これより、マイクロカロリメータ中のフォノンの数 N は、全体のエネルギーを1つの振動子の平均エネルギーで割ることで

$$N = \frac{CT}{k_B T} = \frac{C}{k_B} \quad (2.38)$$

と表される。熱力学的な内部エネルギーの揺らぎ ΔE は、粒子数のゆらぎによるものであるため、標準偏差 $\sigma_{(E)} = \sqrt{N}$ を用いて考えると

$$\Delta E = \sqrt{N} k_B T = \sqrt{k_B T^2 C} \quad (2.39)$$

と表される。熱容量は温度 T に依存するため、エネルギーのゆらぎ、すなわちエネルギー分解能は温度に強く依存することが分かる。

近似した式から分かるように、温度 T と熱容量 C はマイクロカロリメータのエネルギー分解能を大きく左右する。従って、優れたエネルギー分解能を得る為には熱容量の小さい、即ち比熱が小さく体積の小さい検出器素子を、できるだけ低い温度で動作させる必要がある。

・ノイズ

マイクロカロリメータには原理的に避けることが出来ない2種類の固有ノイズがある。1つは放射線の熱を検知する温度計の抵抗で発生するジョンソンノイズで、もう1つが熱リンクの熱伝導度が有限であるために発生するフォノンノイズ（熱ゆらぎノイズ）である。フォノンノイズは熱由来のノイズであるので、パルス信号と同じ部分に入力されるが、ジョンソンノイズは抵抗に起因する電気由来のノイズであるため伝達の仕方が異なる。

ジョンソンノイズは抵抗値 R を持った回路で必ず生じるノイズであり、

$$\delta V_J = \sqrt{4k_B T R \delta f} \quad (2.40)$$

$$\delta I_J = \sqrt{\frac{4k_B T \delta f}{R}} \quad (2.41)$$

と表される。ここで δf は周波数帯域を示す⁽⁴⁾。

電熱フィードバックが動作している状態ならば、ジョンソンノイズによる電流スペクトル密度 δI_J^2 は角周波数 $\omega = 2\pi\delta f$ を用いて次のように表せる。

$$\delta I_J^2 = \frac{4k_B T}{R} \left(\frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \right) \frac{1 + \omega^2 \tau_0^2}{1 + \omega^2 \tau_{\text{eff}}^2} \quad (2.42)$$

$$= \begin{cases} \frac{4k_B T}{R} \left(\frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 & (\omega \ll \tau_0^{-1}) \\ \frac{4k_B T}{R} & (\omega \gg \tau_{\text{eff}}^{-1}) \end{cases} \quad (2.43)$$

ここで、 \mathcal{L}_0 は体系のオープンループゲインを表し、

$$\mathcal{L}_0 = \frac{P_J \alpha}{GT} \quad (2.44)$$

であり、 P_J は TES のジュール発熱、 G は熱リンクの熱伝導度、 T は TES の温度である。これより、 $\omega \ll \tau_0^{-1}$ を満たす周波数領域ならば電熱フィードバックによりジョンソンノイズが抑制されることが分かり、 $\omega \gg \tau_{\text{eff}}^{-1}$ の周波数領域ではジョンソンノイズが抑制されないことが分かる。

有限の熱伝導度に起因する熱揺らぎをフォノンノイズと呼び、

$$\delta P_{\text{ph}} = \sqrt{4k_B T^2 G \Gamma \delta f} \quad (2.45)$$

と表せる。ここで Γ は、

$$\Gamma = \frac{n}{2n+1} \frac{1 - \theta^{2n+1}}{1 - \theta^n} \quad (2.46)$$

と定義しており、 $\theta \equiv T/T_{\text{bath}}$ となる。

電流スペクトル密度 δI_{ph}^2 は次のように表せる。

$$\delta I_{\text{ph}}^2 = \frac{1}{V_b^2} \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_{\text{eff}}^2} \delta P_{\text{ph}}^2 \quad (2.47)$$

$$= \frac{4k_B G T^2 \Gamma}{V_b^2} \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_{\text{eff}}^2} \quad (2.48)$$

これより、 $\omega \ll \tau_{\text{eff}}^{-1}$ を満たす周波数領域ではフォノンノイズが制御されることが分かる。さらに、 $\omega \ll \tau_{\text{eff}}^{-1}$ を満たす周波数領域ではフォノンノイズ、 $\omega \gg \tau_{\text{eff}}^{-1}$ を満たす周波数領域ではジョンソンノイズが支配的になることが分かる。

マイクロカロリメータが原理的に避けることが出来ないノイズが、ジョンソンノイズとフォノンノイズであるので、原理的なエネルギー分解能はこれらの固有ノイズと呼ばれるノイズで決まる。よってそれぞれの電流密度を調べることで、電流の揺らぎ

を考慮する。電流応答性 S_I を

$$S_I(\omega) \equiv \frac{\delta I}{\delta P} = -\frac{1}{V_b} \frac{\mathcal{L}_0}{1 + \mathcal{L}_0} \quad (2.49)$$

と定義することで、ジョンソンノイズを

$$\delta I_J^2 = 4k_B T P_b \frac{1 + \omega^2 \tau_0^2}{\mathcal{L}_0^2} |S_I|^2 \quad (2.50)$$

と表すことが出来る。また、フォノンノイズは同様にして

$$\delta I_{ph}^2 = 4k_B T P_b \Gamma \frac{\alpha}{\mathcal{L}_0} |S_I|^2 \quad (2.51)$$

である。これより、電流のゆらぎ δI^2 は

$$\delta I_J^2 + \delta I_{ph}^2 = \delta I^2 = 4k_B T P_b \frac{1 + \omega^2 \tau_0^2}{\mathcal{L}_0^2} |S_I|^2 + 4k_B T P_b \Gamma \frac{\alpha}{\mathcal{L}_0} |S_I|^2 \quad (2.52)$$

と表される。ここで雑音等価パワー(NEP : Noise Equivalent Power)という、信号のパワーと NEP の比が S/N 比になるように NEP を定義する。

$$NEP_{(\omega)}^2 \equiv \left| \frac{\delta I}{S_I} \right|^2 \quad (2.53)$$

これより、ジョンソンノイズとフォノンノイズによる雑音等価パワーは

$$NEP_{(\omega)}^2 = 4k_B T P_b \left(\frac{1 + \omega^2 \tau_0^2}{\mathcal{L}_0^2} + \frac{\alpha \Gamma}{\mathcal{L}_0} \right) \quad (2.54)$$

周波数領域では

$$NEP_{(f)}^2 = 4k_B T P_b \left(\frac{1 + (2\pi f)^2 \tau_0^2}{\mathcal{L}_0^2} + \frac{\alpha \Gamma}{\mathcal{L}_0} \right) \quad (2.55)$$

と表すことが出来る。

2.2.4 最適フィルタ

TES 型マイクロカロリメータによるスペクトル計測では、非常に優れたエネルギー分解能が期待できる。しかし、実際に TES 型マイクロカロリメータから読み出される検出信号は測定系から流入する高周波の雑音や TES の熱雑音 (ジョンソンノイズ) を含むため、これがエネルギー分解能悪化の原因となる。そこで、得られた信号に対して雑音成分が最小になるような最適フィルタを掛ける必要がある。具体的には、理想的なモデルパルス仮定し、個々の信号がそれと相似形になるように振幅パラメータを決定する。これによってエネルギー分解能が改善される。測定により得られたパルスを $D_{(t)}$ とし、これをフーリエ変換し、周波数領域で表したものを $D_{(f)}$ とする。即ち、

$$D_{(f)} = \int_{-\infty}^{\infty} D_{(t)} \exp(-i\omega t) dt \quad (2.56)$$

である。ここで $\omega = 2\pi f$ とする。この $D_{(f)}$ が、理想的なパルス (モデルパルス) の周波数スペクトル $M_{(f)}$ 、雑音の周波数スペクトル $N_{(f)}$ 、振幅 A を用いて

$$D_{(f)} = A \times M_{(f)} + N_{(f)} \quad (2.57)$$

と表せると仮定する。実際に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

値を最小二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との差を

$$\chi^2 = \int \frac{|D(f) - A \times M(f)|^2}{|N(f)|^2} df \quad (2.58)$$

と定義すると,

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial A} = \frac{\partial}{\partial A} \int \frac{|D - A(DM^* + D^*M) + A^2|M|^2}{|N|^2} df \quad (2.59)$$

$$= - \int \frac{DM^* + D^*M}{|N|^2} df + 2A \int \frac{|M|^2}{|N|^2} df \quad (2.60)$$

簡単のため、以後 D , M , N については引数(f)を省略して書く。また D^* , M^* はそれぞれの複素共役である。

式(2.60)が0の時、 χ^2 は最小になるとして A の値を求めると,

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{DM^* + D^*M}{2|N|^2} df}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{|M|^2}{|N|^2} df} \quad (2.61)$$

となる。ここで $D(f)$, $M(f)$ は実関数のフーリエ成分であるので,

$$D^*(f) = D(-f), M^*(f) = M(-f) \quad (2.62)$$

が成り立つ、よって式(2.35)の分子は

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{DM^* + D^*M}{2|N|^2} df = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{DM^*}{2|N|^2} df + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{D^*M}{2|N|^2} df \quad (2.63)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{D(f)M^*(f)}{2|N|^2} df - \int_{\infty}^{-\infty} \frac{D^*(-f)M(-f)}{2|N|^2} df \quad (2.64)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{D(f)M^*(f)}{2|N|^2} df - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{D(f)M^*(f)}{2|N|^2} df \quad (2.65)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{D(f)M^*(f)}{|N|^2} df \quad (2.66)$$

となる。よって式(2.66)は

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{DM^*}{|N|^2} df}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{|M|^2}{|N|^2} df} \quad (2.67)$$

と変形できる。式(2.67)の分母を C と置くと

$$A = \frac{1}{C} \int_{-\infty}^{\infty} D \frac{M^*}{|N|^2} df \quad (2.68)$$

となる。

フーリエ変換された関数同士の積については、次の式で表されるパーセバルの定理を用いてフーリエ逆変換を求めることができる。

$$\int_{-\infty}^{\infty} x(f)y^*(f) df = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)y^*(t) dt \quad (2.69)$$

式(2.69)を式(2.68)に適応すると、

$$A = \frac{1}{C} \int_{-\infty}^{\infty} D_{(t)} F^{-1} \left[\frac{M^*(f)}{|N_{(f)}|^2} \right] dt \quad (2.70)$$

が得られる。ここで、

$$T_{(t)} \equiv F^{-1} \left[\frac{M^*(f)}{|N_{(f)}|^2} \right] \quad (2.71)$$

と置く。この $T_{(t)}$ を用いて A は次のように表すことができる。

$$A = \frac{1}{C} \int_{-\infty}^{\infty} D_{(t)} T_{(t)} dt \quad (2.72)$$

これは離散的なデータ点に関しては、

$$A = \frac{1}{C} \sum_i D_{i(t)} T_{i(t)} \quad (2.73)$$

と表すことができる。ただし $D_{i(t)}$, $T_{i(t)}$ はデジタル化されたパルスデータとテンプレートである。最適フィルタテンプレートを作成する為のモデルパルスとしては、実際に得られたパルスを平均したものを用いれば良い。

最適フィルタ処理をした場合、エネルギー分解能の限界は、 χ^2 が最適な値から1増える際の A の変化分によって計算することが出来る。これは雑音等価パワーを用いて、

$$\Delta E_{\text{rms}} = \left(\int_0^{\infty} \frac{4}{NEP_{(f)}^2} df \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.74)$$

と表す。よってノイズから雑音等価パワーを求めることで、エネルギー分解能を求めることが出来る。

2.3 R-T 測定

TES 温度計の転移温度や温度感度を測定するために、TES 温度計の温度を変化させながら抵抗値を測定する R-T 測定を行う。抵抗値の測定はバイアス電流と SQUID の出力電圧の比較から求められる。図 2.7 のように TES はシャント抵抗と並列に SQUID の入力コイルと直列に接続されている。バイアス電流を I_{bias} , SQUID の出力電圧を V_{out} , TES の抵抗を R_{TES} , シャント抵抗を R_{sh} , SQUID 増幅器駆動回路による電圧電流変換係数を η とすると、TES の抵抗値は

$$R_{\text{TES}} = \left(\frac{I_{\text{bias}}}{\eta V_{\text{out}}} - 1 \right) R_{\text{sh}} \quad (2.75)$$

と表せる。本研究で使用した素子では $R_{\text{sh}} = 3.9 \text{ m}\Omega$, $\eta = 108 \text{ }\mu\text{A/V}$ である。測定では I_{bias} , V_{out} , 測定温度を記録する。

2.4 I-V 測定

I-V 測定は図 2.8 の回路にバイアス電流 I_{bias} を流した際の出力電圧 V_{out} を測定しており、式(2.41)より R_{TES} を計算することが出来る。バイアス電流 I_{bias} と TES の抵抗値 R_{TES}

の関係が明らかになるため、これより動作点を定めることが可能である。放射線を熱化した際の TES の抵抗上昇によって常伝導の範囲に達すると正しいエネルギーを測定出来ないため、十分な抵抗上昇幅を確保出来る点を動作点として定める。

超伝導状態の TES は抵抗がゼロなので、電流を流しても発熱しない。そのため温度の変化による出力の変化を正しく測定するためには、常伝導状態から電流を減少させながら TES の発熱量を下げ、温度を調節して測定する。

3 ガンマ線用 TES 型マイクロカロリメータの製作

3.1 TES 温度計の製作方針

TES 温度計の製作は北九州共同研究開発センターと宇宙科学研究所（JAXA/ISAS）の協力のもと行った[20]。TES 温度計は超伝導金属と常伝導金属の二層薄膜で形成するため、フォトリソグラフィの技術を用いて製作する。この点は X 線用 TES 素子と同様であるが、ガンマ線用の TES には先述した通り厚く大きな吸収体を接着することから、熱リンクの役割を担っているメンブレン部分を強固にする必要がある。そのため、Silicon on Insulator (SOI) 基板という上から活性層、BOX 層、支持層で構成されているシリコン基板を用いることで、メンブレンを厚くする方法をとっている。SOI 基板はトランジスタのリーク電流の低減や寄生抵抗の抑制のために絶縁膜の役割を担う BOX 層（酸化シリコン）があるが、それがメンブレンを形成する際のエッチングのストッパーとして機能することを利用してガンマ線用 TES 型マイクロカロリメータの製作に利用している。X 線用 TES 素子とガンマ線用 TES 素子の断面の模式図を図 3.1 に示す。

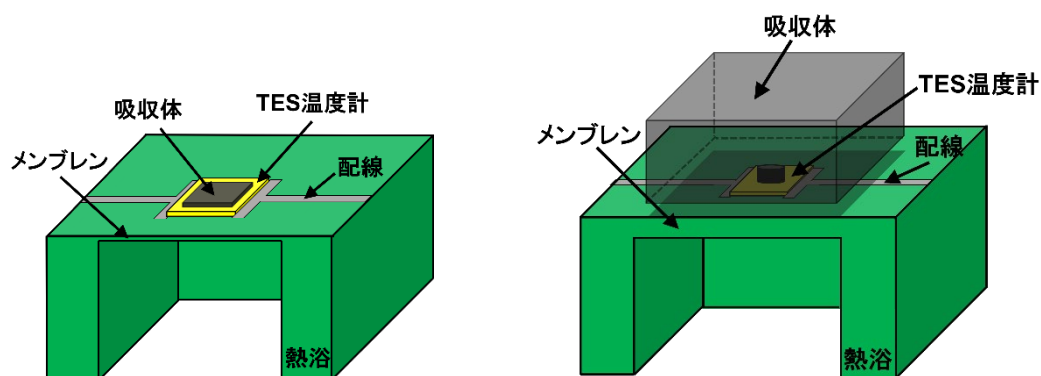


図 3.1 X 線用 TES 素子の断面模式図（左）とガンマ線用 TES 素子の断面模式図（右）

3.2 TES 温度計の製作過程

主なフォトリソグラフィによる工程は、窒化シリコン成膜，酸化シリコン成膜，アライメント形成，TES 形成，アルミ配線形成，メンブレン形成である。これらで必要不可欠なマスクの設計は先行研究の結果を参考に行っている[20]。以下では実際に行った TES 素子の製作過程について説明する。窒化シリコン成膜，酸化シリコン成膜，アライメント形成を北九州共同研究開発センターで行い，TES 形成，アルミ配線形成，メンブレン形成を宇宙科学研究所で行っている。図 3.2 にフォトリソグラフィで使用するマスクの設計図を示す。

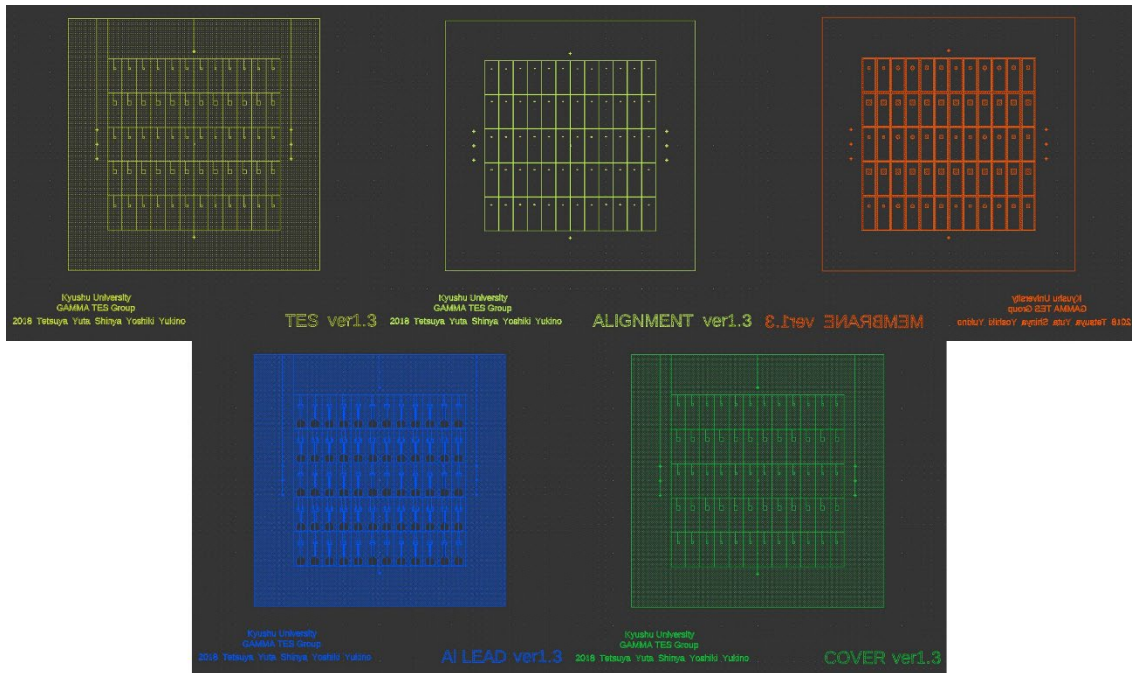


図 3.2 製作に使用したマスク

3.2.1 窒化シリコン，酸化シリコンの成膜

TES を成膜するためのスパッタリング装置の都合に合わせて，6 インチの SOI 基板を 35 mm にダイシングしてプロセスを進める。アセトン，IPA，純水で 2 分ずつ超音波洗浄を行い，1 %の希フッ酸に 1 分浸して自然酸化膜を除去する。その後，表面はプラズマ CVD 装置で窒化シリコンを成膜して裏面は酸化シリコンを成膜する。この工程でメンブレンは上から窒化シリコン，シリコン，酸化シリコンとなる。裏面に成膜する酸化シリコンはメンブレンの形成の際に，基板を保護するマスクの役割を果たすが，プラズマ CVD による酸化シリコンの膜の場合，メンブレン形成が終了するまでに削れてマスクの役割を果たせない。そのためシリコンを 350 μm 以上深堀エッチングする際は裏面により強固な酸化シリコン膜を成膜するために，熱酸化で 500 nm 以上の酸化シリコンを成膜するのが望ましい。プラズマ CVD 装置で酸化シリコンを成膜せざるを得ない際は 2 μm 程度を目安に成膜するとメンブレン形成が終了するまでマスクの機能を保持することが出来る。ガンマ線用に設計した TES 素子の場合，メンブレンは SOI 基板の活性層であるシリコンで主に形成されるため，窒化シリコンは機能上必要ないが，先行研究から TES との密着性を考慮して窒化シリコンの成膜も行っている。窒化シリコンの成膜に使用したプラズマ CVD 装置を図 3.3 に示す。



図 3.3 窒化シリコンの成膜に用いたプラズマ CVD 装置

3.2.2 アライメント形成

図 3.4 に SOI 基板への成膜とアライメント形成の断面模式図を示す。表面のアライメントの主な役割は、今後のプロセスで使用するマスクを同じ位置に重ねるための印を基板に彫り込むことと、チップ化した後に個体を判別するための記号を付与することである。



図 3.4 SOI 基板への成膜とアライメント形成の断面模式図

両面の成膜を行った後、アライメント形成作業を行う。スピナーで HMDS (ヘキサメチルジシラザン) を塗布し、基板を疎水化することでレジストが付着しやすい状態にして、その上からポジティブレジストを塗布する。ポジティブレジストは紫外線を当てると軟化するように作られており、保護したい部分以外に紫外線を当てることで現像液に浸すと基板部分を露出させることができる。よってマスクは窒化シリコンや酸化シリコンを削りたい部分に照射する紫外線が当たるように設計している。レジスト塗布後、プリバークを行いレジストの溶剤を揮発させる。マスクアライナ装置で基板とマスクを合わせて紫外線を照射する。そして現像液で軟化したレジストを

剥離させてポストベークを行い、レジストを硬化させて、基板を保護出来る強度にする。

ポストベーク終了後、RIE 装置で窒化シリコンをエッチングする。エッチング後は AZ リムーバーで洗浄してレジストを剥離させ、 O_2 アッシングによって有機物を完全に除去する。

裏面のアライメント形成は基本的に表面と同じであるが、露光の際のマスク合わせに異なる点がある。表面は 35 mm 角の基板からはみ出すことなくアライメントを合わせるだけでよいが、裏面は表面のアライメントに合わせる必要がある。そこで裏面のアライメントを合わせるために、まず背面のカメラで表面のアライメントマークを画像として記録して、記録したマークの画像に裏面のマスクを合わせることで両面のアライメントが合うようにしている。そのため、背面からアライメントマークを確認できる図 3.5 (右) の両面マスクアライナという装置を使用している。

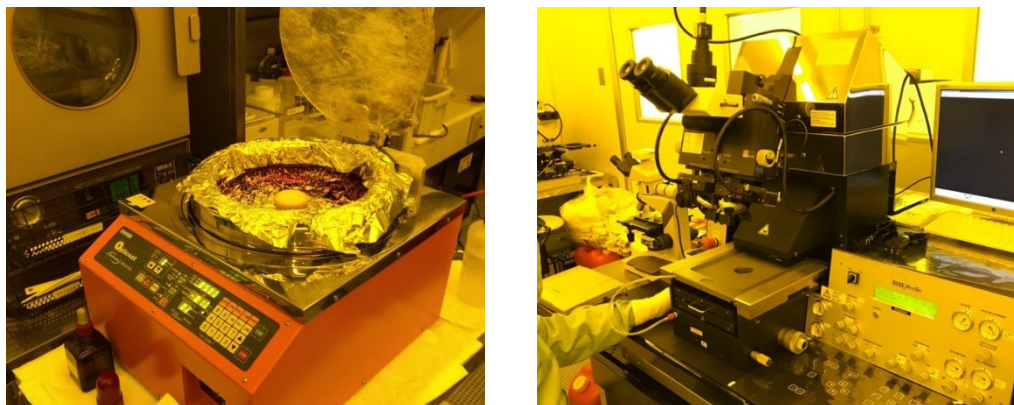


図 3.5 (左) スピンコーター (ミカサ製, MS-A150)
(右) 両面マスクアライナ (ズースマイクロテック製 MA-6)

3.2.3 TES 形成

図 3.6 に TES 成膜と形成の断面模式図を示す。TES を形成しているチタンと金の薄膜は、DC マグネトロンスパッタ装置を用いて、スパッタ法で成膜する[21]。スパッタ法とはアルゴンガス中でターゲットに負の電圧を印加して、その際にイオンとなったアルゴン原子が負の電位のターゲットに衝突して原子をはじき出し、はじき出された原子を基板に堆積させて薄膜にする方法である。スパッタ法は基板がプラズマにさらされることでダメージを受けるという欠点があるが、マグネトロンスパッタ装置であればプラズマをターゲット付近に閉じ込めることが可能になり、基板へのダメージが低減する。

チタンと金で構成された TES の成膜の難しい点は、チタンを成膜した後に真空状態を維持したまますぐに金の成膜に移行しなければならない点である。チタンは非常に酸化しやすいため、大気に触れると酸化膜ができる。その状態で上から金を成膜する

とチタンと金の間にチタンの酸化膜が挟まる形となり、完全な二層薄膜状態とならず転移温度を調節することが出来ない。そのため同じ真空槽内で二つのターゲットをスパッタ出来る専用のマグネトロンスパッタ装置が必要である。

チタンと金の薄膜を成膜した後、アライメント形成の時と同様の手順でレジストを塗布して TES になる部分を覆ったマスクを用いて露光，現像を経て TES になる部分の上のみレジストがある状態にする。不要な金の部分はヨウ素系溶剤で，チタンの部分は 60°C に熱した過酸化水素水を用いてエッチングする。金よりもチタンの方がはみ出ているとその部分の転移温度が高くなり電気的なノイズの原因となるので，チタンは入念にサイドエッチングを行う必要がある。

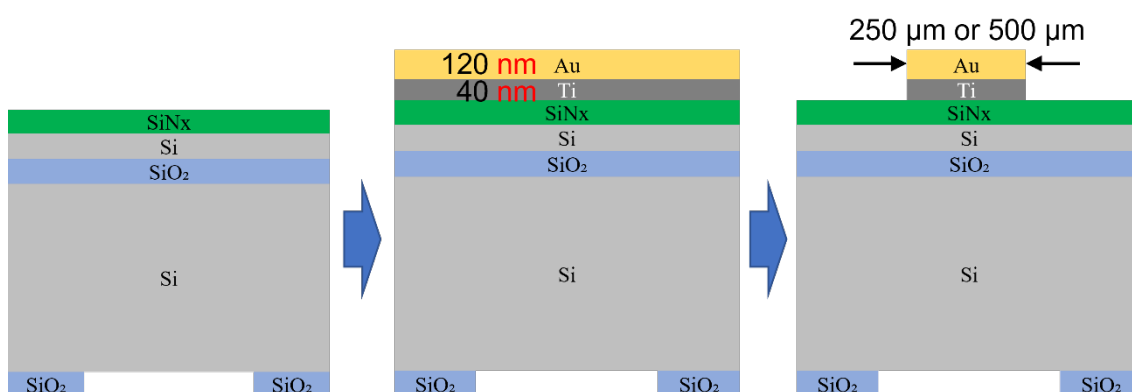


図 3.6 TES 成膜と形成の断面模式図

3.2.4 アルミ配線形成

図 3.7 にアルミ配線形成の断面模式図を示す。TES を電気的に接続するために，超伝導金属であるアルミニウムで配線を形成する。アルミニウムの超伝導転移温度は 1.2 K 程度で，動作させる温度より十分に高いので，問題なく超伝導配線として使用することが出来る。TES にそのままアルミニウムをスパッタすると上からアルミニウム，金，チタンの層となり，常伝導金属（金）を超伝導金属（チタンとアルミ）で挟む構造になる。これは SNS 接合となり，超伝導から常伝導に転移する際に転移端が複数現れて温度感度 α が低くなり温度計としての TES の性能が低下することが知られている [20]。そのため，TES に接続する部分の金を削ってチタンを露出させたところにアルミ配線を接続する必要がある。そこで，TES にアルミ配線を接続する部分以外をレジストで保護して，逆スパッタによって金のみを除去して，チタンを露出させたうえでアルミニウムをスパッタする。レジストの現像液である TMAH（水酸化テトラメチルアンモニウム）水溶液はアルミをエッチングすることが出来るため，アルミ配線のレジストを現像すると同時にアルミはエッチングされて配線が形成される。その後洗浄してレジストを除去してリフトオフする。残りのレジストを完全に除去するために O_2 アッシングも行う。アルミ配線まで行った TES の写真を図 3.8 に示す。

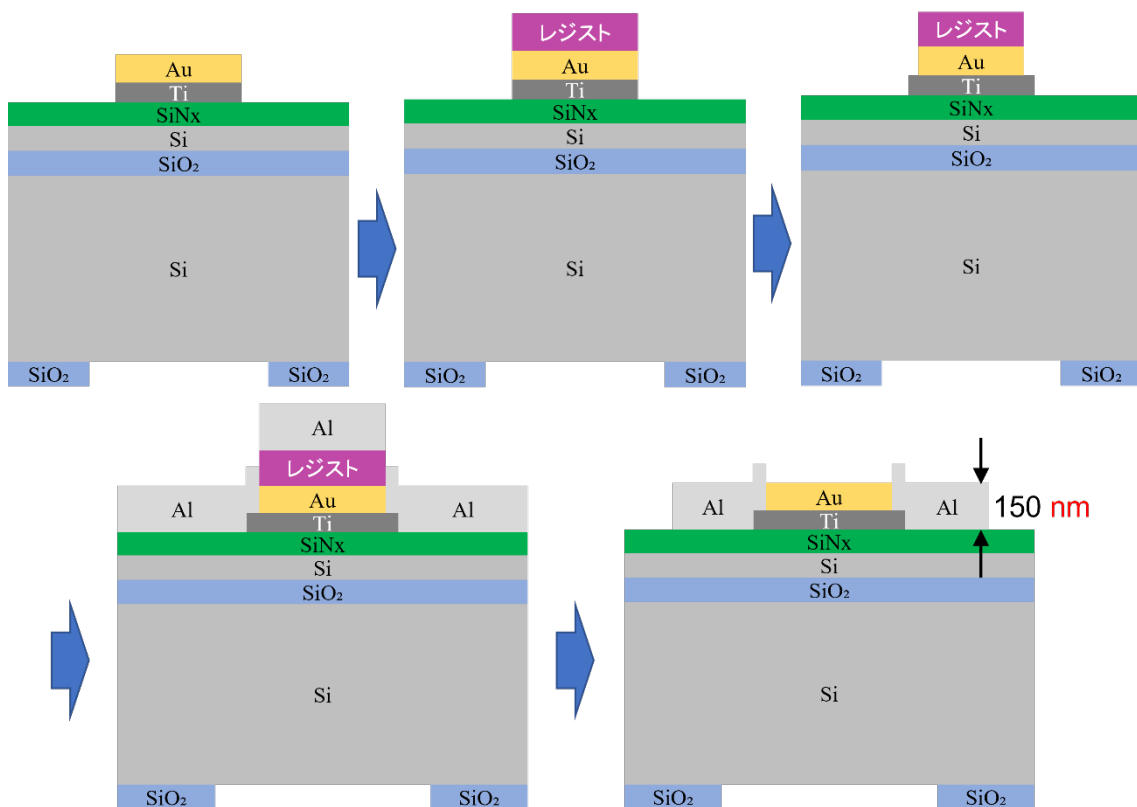


図 3.7 アルミ配線形成の断面模式図

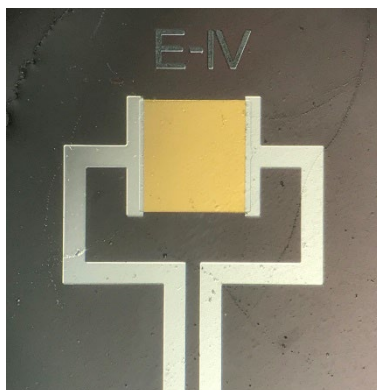


図 3.8 アルミ配線まで形成された TES

3.2.5 メンブレン形成

図 3.9 にメンブレン形成の断面図を示す。TES を動作させるとき、バイアス電流を流すことで TES を発熱させて動作点を調整する。基板の上に成膜した状態では熱がすぐに熱浴に流れ出てしまい温度を保つことが出来ない。そこで、TES が成膜されている基板を裏から深堀エッチングすることでメンブレンを形成して TES と熱浴間の熱伝導を低くする。また、このメンブレンによって熱浴の温度揺らぎを受けにくくなり TES の温度計としての性能も向上する。

図 3.10 の ICP 装置を用いてエッチングを行ったが、エッチング用のガスである SF_6 と、堆積用ガスである C_4F_8 を交互に切り替えるボッシュプロセスによって、シリコンをほぼ垂直にエッチングすることが可能である。このプロセスによって活性層と支持層の間にある BOX 層の酸化シリコンがストッパーの役目を果たしてメンブレンが形成される。それと同時に素子の形に沿って周りもエッチングされるためチップ化されて、TES 素子のチップが完成する。

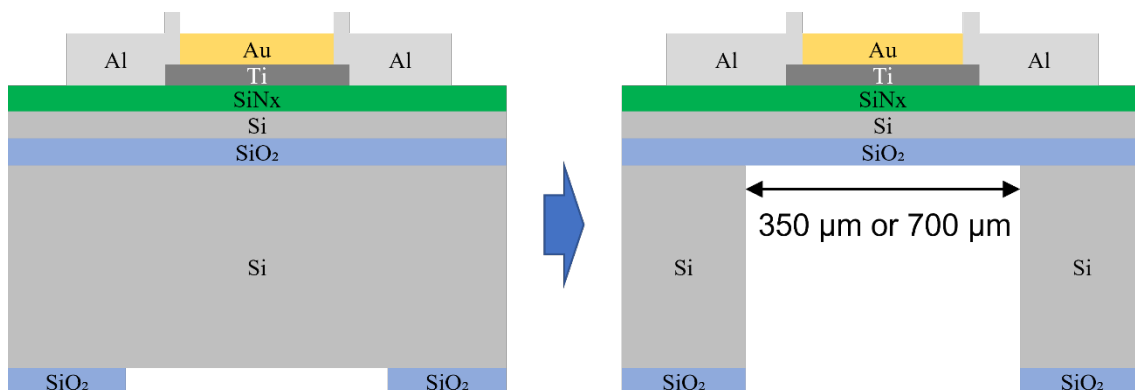


図 3.9 メンブレン形成の断面模式図



図 3.10 使用した ICP 装置（住友精密工業社製，MUC-21 ASE-SRE）

3.3 TES 型マイクロカロリメータの組み立て

3.3.1 銅チップへの貼り付け

フォトリソグラフィによって製作した TES 素子を熱浴となる土台（銅チップ）に貼り付け、吸収体を接着してマイクロカロリメータ化する。この組み立て作業は所属研究室の実験室で行った。TES 素子と熱浴は熱伝導が良く、かつ再利用可能な接着方法が好ましいため、TES 素子を GE7031 ワニスという接着剤を用いて貼り付ける。GE

7031 ワニスはフェノール系のワニスであり，有機溶剤で容易に溶けるため実験後も取り外しが可能であり，また一般の接着剤で起こる極低温での剥離が無く，さらに熱伝導が良いため，TES 素子の貼り付けをはじめ配線の熱アンカーをとることに用いている。

3.3.2 吸収体の接着

吸収体は，ビスマスや鉛などのガンマ線の吸収効率が高い金属を切り出してブロック状にして TES に接着する。後述するが，単ピクセル TES 型マイクロカロリメータに用いる吸収体は約 1 mm 角ほどの立方体にしており，PoST 型では 1 mm×1 mm×20 mm の長細い直方体を採用している。使用する金属の格子欠陥によって熱伝導が悪化する可能性があるため，図 3.11 の超小型真空雰囲気電気炉を用いて融点より少し低いまで加熱してアニールを行う。熱拡散の違いを利用して位置検出を行う PoST 型マイクロカロリメータの場合は吸収体の熱伝導の向上が必ずしも優位にはたらくとは言えないが，個体差を無くして性能評価するためにも，このアニールを行う。本実験ではビスマス吸収体を用いたため，30 分の予熱を経て 250 °C に温度を上昇させた後に 90 分この温度を維持して 4 時間かけてゆっくりと常温まで冷却した。

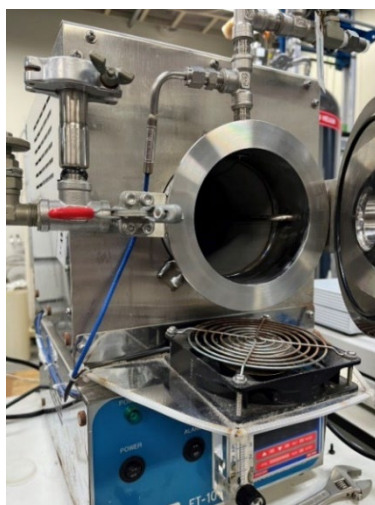


図 3.11 アニールに使用する超小型真空雰囲気電気炉（FULL-TECH 社製，FT-101VAC）

接着作業は図 3.12 のマイクロツイーザーズを装着したマニピュレータを操作して行う。TES と吸収体は電気絶縁性と高熱伝導性を特徴とするエポキシ樹脂の STYCAST 2850FTJ を用いて接着する。吸収体の温度上昇を TES で読み取る際，吸収体が TES 以外の部分と接触しているとそこから熱が流れ出て正確な温度を測定することが出来ない。そこで吸収体が TES の周りの基板に触れずに自立出来るように TES の両側にスペーサーを配置して接着し，接着剤が固化した後にそのスペーサーを図 3.13 のように取り外す。こうすることで粘性のある液状の接着剤をある程度形状制御して固化するこ

とができる。

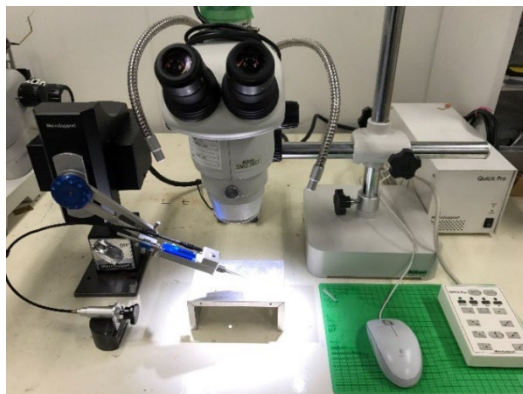


図 3.12 使用したマイクロツイザーズを搭載したマイクロマニピュレータ
(Micro Sport 製, Quick Pro)

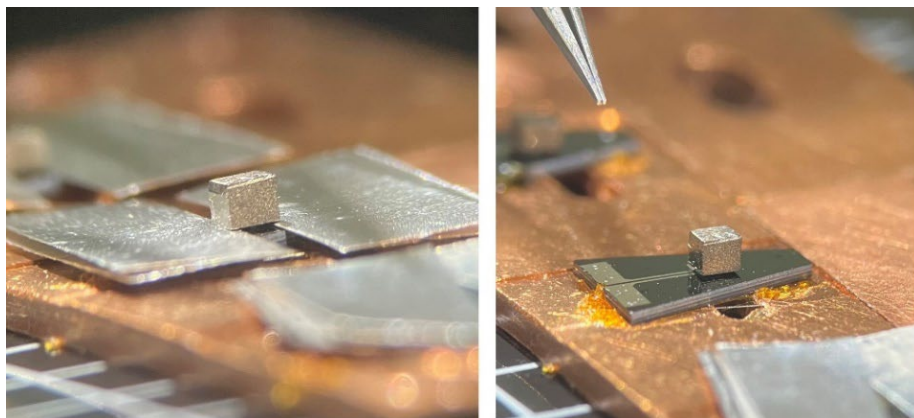


図 3.13 スペーサーを置いて吸収体を接着した様子 (左) と
スペーサーを外して吸収体が TES 上で接着されて自立している様子 (右)

3.3.3 配線の接続

TES 素子の配線はボンディングマシンを用いて行った。使用したのは図 3.14 のボンディングマシンで、直径 $30\ \mu\text{m}$ のアルミのワイヤーを超音波で溶かして接着する。極低温まで冷却する過程で断線する確率を減らすために基本的にすべての場所で 2 本ずつ配線を接続した。配線を接続した TES 素子を図 3.15 に示す。



図 3.14 使用したボンディングマシン（超音波工業社製 ULTRASONIC WIRE BONDER）

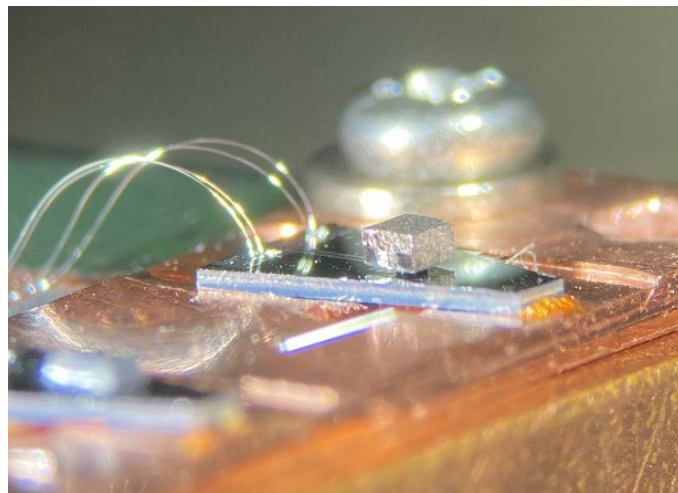


図 3.15 ボンディングによるアルミ配線が接続された TES 素子

4 単ピクセル TES 型マイクロカロリメータの低周波ノイズ比較

現在使用している TES 素子の基板は台形型と長方形型の形状があり基板体積が異なる。台形型は 2018 年に製作した素子で、長方形型は 2020 年に製作した素子である。TES の周辺のシリコン基板でコンプトン散乱した信号が低周波ノイズになる可能性を考慮して、コンプトン散乱を少なくするために不要なシリコン基板の部分を少なく、かつ配線のためのボンディングを行うスペースを確保するためにまずは上底を短めに、下底を長めにした台形型を採用した。その後、ボンディング技術の向上によりボンディングパッドを縦長に配置することで、さらにシリコン基板体積を少なくした長方形型を採用した。この章では台形素子と長方形素子の基板体積が異なることを利用して、シリコン基板でのコンプトン散乱の数を比較する。そして Cs-137 線源と Co-60 線源の両線源のガンマ線のエネルギーの違いを利用して、同じ TES 型マイクロカロリメータで異なるカウントレートの測定を行う。この 2 つの実験から低周波ノイズの原因について考察する。

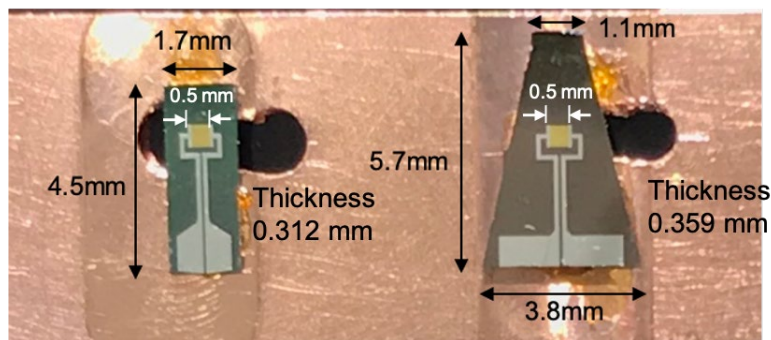


図 4.1 長方形型 TES 素子と台形型 TES 素子

4.1 測定体系

TES 型マイクロカロリメータの回路を超伝導にするために、大陽日酸製の無冷媒希釈冷凍機を用いて冷却を行った。回路内の SQUID を動作させるための Magnicon 製 FLL Electronics を回路に接続して SRS 製のフィルタとプリアンプを中継して National Instruments 製の DAQ の NI PXIe-6124 で出力電圧を記録した。表 4.1 に各データをまとめる。測定に使用した機器の詳細は付録に記載する。

表 4.1 測定条件のデータ

冷凍機最低温度	108 mK
ローパスフィルタ	10 kHz
ゲイン	10 倍
カップリング	DC

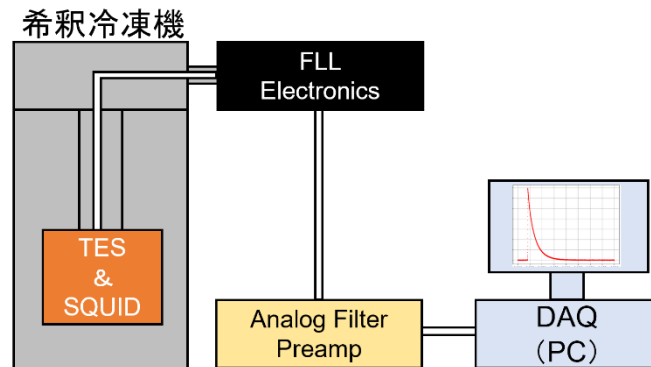


図 4.2 測定体系の概要図

4.2 R-T 測定

図 4.1 の素子について $1\text{ mm} \times 1\text{ mm} \times 0.7\text{ mm}$ のビスマス吸収体を接着後、2.3 節で述べたように R-T 測定を行った結果を図 4.2 左に丸印で、フィッティングした結果を図 4.3 左に実線で示す。測定におけるバイアス電流は素子自身の発熱を抑えるため、 $10\text{ }\mu\text{A}$ と $20\text{ }\mu\text{A}$ に設定した。これで得られた結果をフィッティングした。フィッティングは式(4.1)で行った。さらに TES の感度 α を計算した結果を図 4.3 右に示す。TES の感度 α は式(2.1)で表せるため、RT 特性が分かれば計算することが出来る。

$$R(T) = \frac{R_0}{\left\{1 + \exp\left(-\frac{T - T_c}{T_1}\right)\right\} \left\{1 + \exp\left(-\frac{T - T_c}{T_2}\right)\right\}} + R_c \quad (4.1)$$

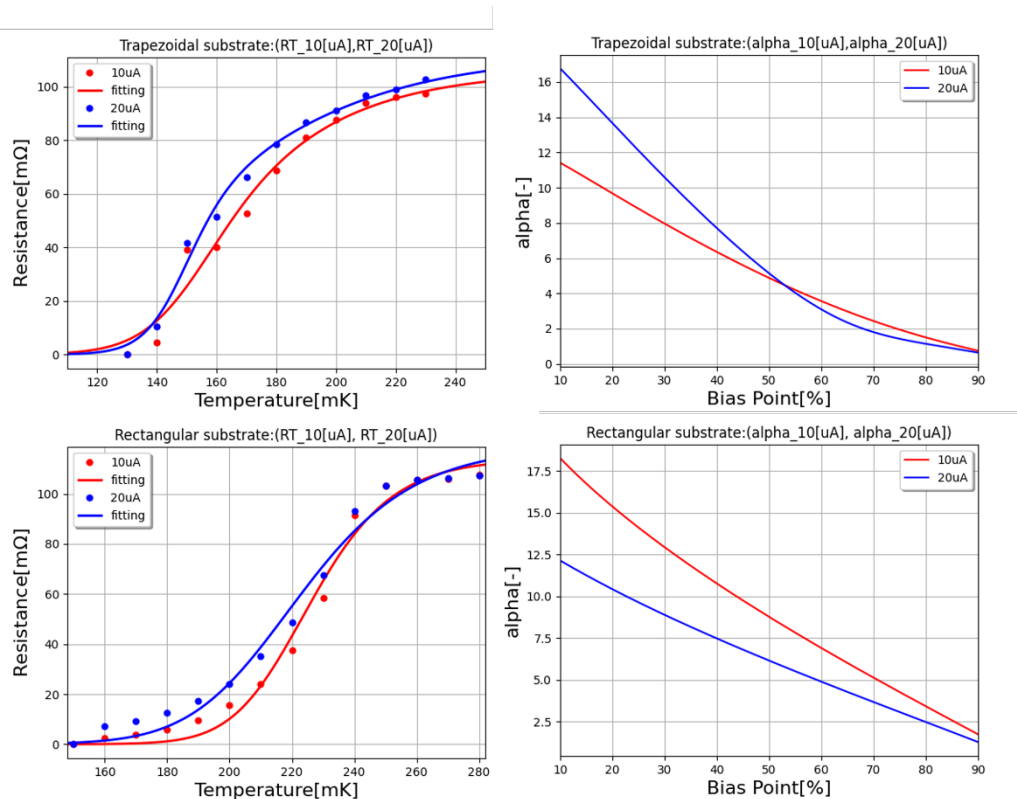


図 4.3 台形型 TES 素子の抵抗値の温度依存性(左上), 温度感度 α と動作点の関係(右上), 長方形型 TES 素子の抵抗値の温度依存性(左下), 温度感度 α と動作点の関係(右下)

4.3 I-V 測定

バイアス電流 I_{bias} と出力電圧 V_{out} の関係を図 4.4 左に示す。転移端においてバイアス電流 I_{bias} と出力電圧 V_{out} はほぼ反比例の関係であり, TES の発熱量はほぼ一定となる。常伝導状態では, TES に抵抗が発生しているため並列に接続されているシャント抵抗の方に電流が多く流れて, 出力電圧とバイアス電流には傾きが小さい線形性がみられる。超伝導状態ではバイアス電流はすべて TES に流れるため, 傾きが大きな線形性がみられる。

バイアス電流 I_{bias} と式 2.75 より計算される R_{TES} の関係を図 4.4 右に示す。ガンマ線の熱により完全に常伝導に転移することなく, かつ熱浴のゆらぎ等で超伝導になることがないように常伝導抵抗値の 20% 程度の抵抗値で TES を動作させるためにバイアス電流 I_{bias} の値を決定して動作点を定める。台形型 TES 素子では熱浴温度を 110 mK, バイアス電流を 750 μA に定め, 長方形型 TES 素子では熱浴温度を 110 mK, バイアス電流を 500 μA に定めた。

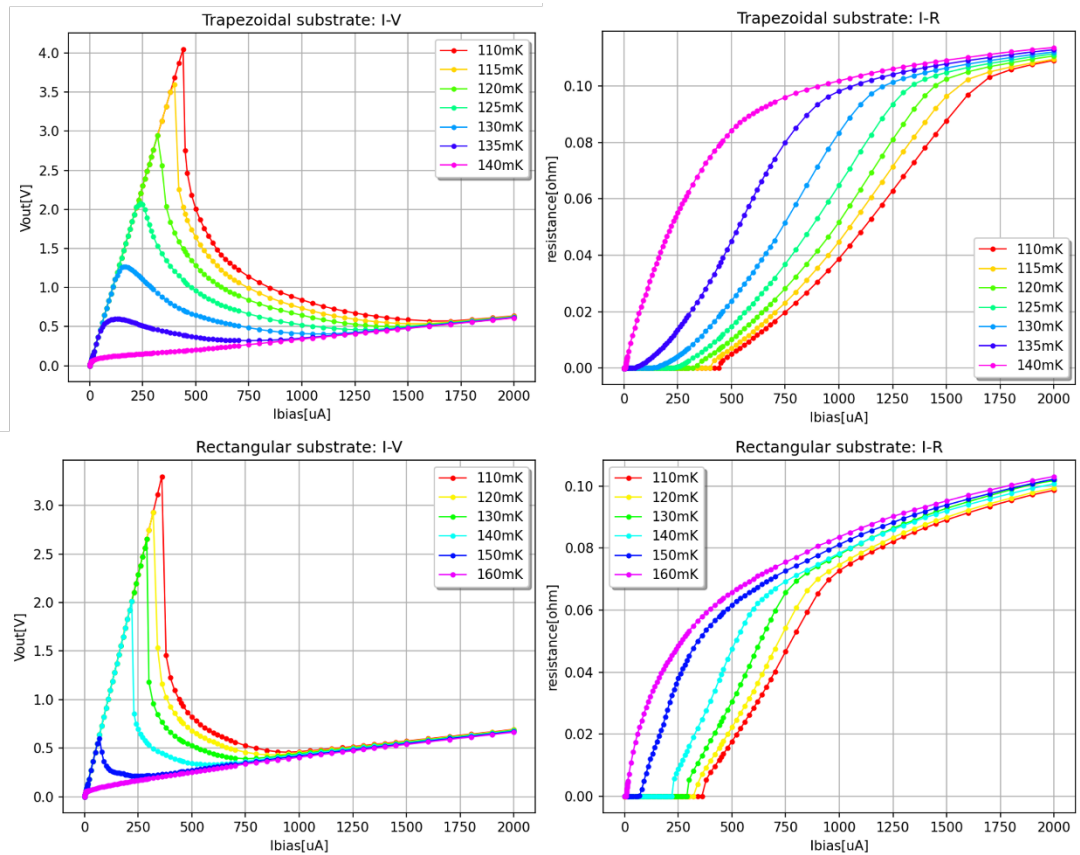


図 4.4 台形型 TES 素子の I-V 曲線(左上), I-R 曲線(右上)
 長方形型 TES 素子の I-V 曲線(左下), I-R 曲線(右下)

4.4 基板体積の異なる台形型と長方形型のシリコンイベント比較

入射したガンマ線は基本的に吸収体で光電効果またはコンプトン散乱を起こし、一部はシリコン基板でコンプトン散乱を起こす。本論文では吸収体で熱化したガンマ線を吸収体イベント、シリコン基板で熱化したガンマ線をシリコンイベントと記載する。シリコンイベントは低周波のノイズとしてエネルギー分解能を悪化させる可能性があるが、基板のどの部分で熱化したガンマ線によるものかは分かっていないため、組み立てのしやすさを考慮してシリコン基板の体積を大きくした場合、どの程度まで許容出来るか明らかではなかった。そこでシリコン基板の体積が異なる 2 種類の TES 素子、すなわち台形型と長方形型の TES 素子に同じ大きさの $1\text{ mm} \times 1\text{ mm} \times 0.7\text{ mm}$ のビスマス吸収体を接着して、同じ線源を用いることでシリコン基板の体積の違いによる性能の差を調査した。

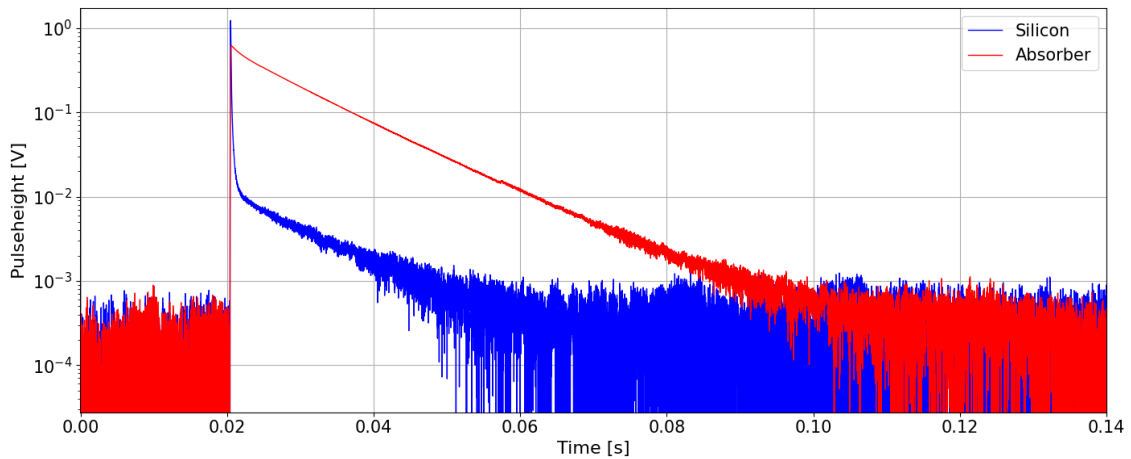


図 4.5 シリコンイベント（青）と吸収体イベント（赤）の波形の違い

シリコンイベントと吸収体イベントは図 4.5 のように測定された波形の減衰時間で区別できる。吸収体で熱化したガンマ線による熱は吸収体内で拡散した後、TES と吸収体の間の熱リンクを通して TES に熱が伝わることで TES の温度が上昇した後、TES と吸収体の間の熱リンクとメンブレンを通して熱浴に熱がゆっくり排出される仕組みになっている。シリコンイベントは基板でコンプトン散乱した熱が TES に伝わることで TES の温度が急激に上昇して、続いて吸収体の方に素早く熱が移動することで急激に TES の温度が下がり、その後に吸収体イベント同様に熱浴に熱が排出されるため、始めは速く減衰した後に吸収体イベントと同じ速さで減衰する。

得られた波形データの最高値から 100 点を平均した値をピークの値として、ベース値からピークの値までを波高値と定義する。立ち上がる前の定常状態の出力を 500 点平均してベース値と定義している。波高値の 90 % から 10 % まで減衰する時間を減衰時間と定義して縦軸を波高値、横軸を減衰時間でデータをプロットすると、図 4.6 と図 4.7 のようになった。

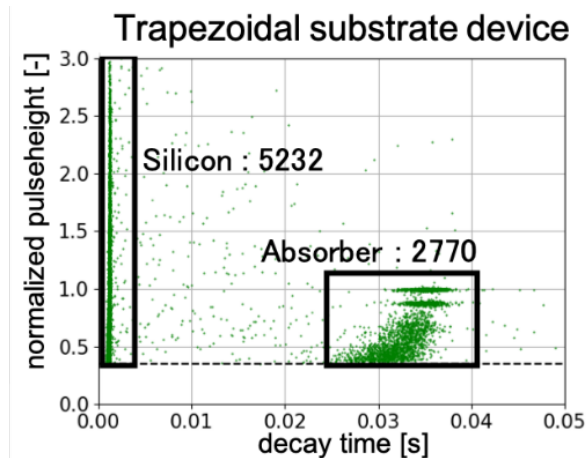


図 4.6 台形型 TES 型マイクロカロリメータの減衰時間と波高値の関係

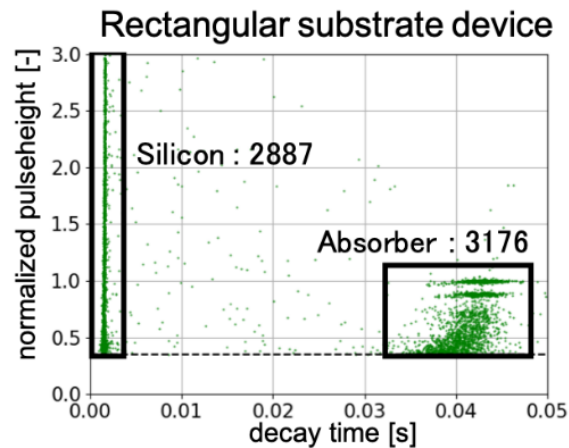


図 4.7 長方形型 TES 型マイクロカロリメータの減衰時間と波高値の関係

台形型 TES 素子と長方形型 TES 素子は製作した時期が異なり、転移温度や温度感度が異なるので同じ線源を使用してガンマ線測定を行っても光電ピークの波高値は異なる。そのため波高値に対してトリガーの位置が相対的に異なるので、両者のカウント数を正しく比較するために、光電ピークの波高値を規格化して 1 に統一して、トリガーの値を再度設定する。台形型 TES 素子を用いた測定ではシリコンイベントが 5232 個、吸収体イベントが 2770 個で、長方形型 TES 素子を用いた測定ではシリコンイベントが 2887 個、吸収体イベントが 3176 個という結果となった。吸収体イベントあたりのシリコンイベントの数は台形型では $5232/2770=1.89$ 個で長方形型では $2887/3176 = 0.910$ 個となり、台形型から長方形型に変更したことでシリコンイベントの割合は 51.9 %減少した。シリコン基板の体積は台形型では 5.01 mm^3 で長方形型では 2.39 mm^3 であり、体積は 52.2 %減少しているため、シリコンイベントは基板の体積に応じて減少していることが分かった。表 4.2 に各測定結果をまとめる。

表 4.2 台形型 TES 素子と長方形型 TES 素子の比較

素子の種類	台形型 TES 素子	長方形型 TES 素子
素子の体積	5.01 mm^3	2.39 mm^3
シリコンイベントの数	5232 個	2887 個
吸収体イベントの数	2770 個	3176 個
1 吸収体イベントあたりのシリコンイベントの数	1.89 個	0.910 個
体積比	100 %	47.8 %
シリコンイベント比	100 %	48.1 %

これらの結果からシリコンイベントは基板全体で発生しており、TES 温度計のすぐ側でコンプトン散乱したイベントも、TES 温度計から離れた所でコンプトン散乱したイベントも等しくシリコンイベントとして感知していると言える。もし TES 温度計に近い場所でのシリコンイベントが多ければシリコン基板を小さくしてもシリコンイベ

ントの削減にはあまり効果が無いが、今回の結果からシリコン基板を小さくすることはシリコンイベントを削減することに有効であることが明らかになった。

4.5 Cs-137線源とCo-60線源を用いた測定のエネルギー分解能比較

TES は成膜状況によって転移温度や温度感度が異なり、素子によって性能に個体差があるため、入射するガンマ線のエネルギーの違いによる性能の比較を行うために、より温度感度と転移温度が優れている素子をひとつ選択して測定に用いた。使用した吸収体は $1\text{ mm} \times 1\text{ mm} \times 0.7\text{ mm}$ のビスマスで、ビスマスの融点($271\text{ }^\circ\text{C}$)より少し低い $250\text{ }^\circ\text{C}$ で小型真空雰囲気炉を用いて 1 時間半のアニールを行った。TES と吸収体の接着方法は先述した通りで接着材には STYCAST 2850FTJ を用いている。この TES 素子を図 4.8 に示す。

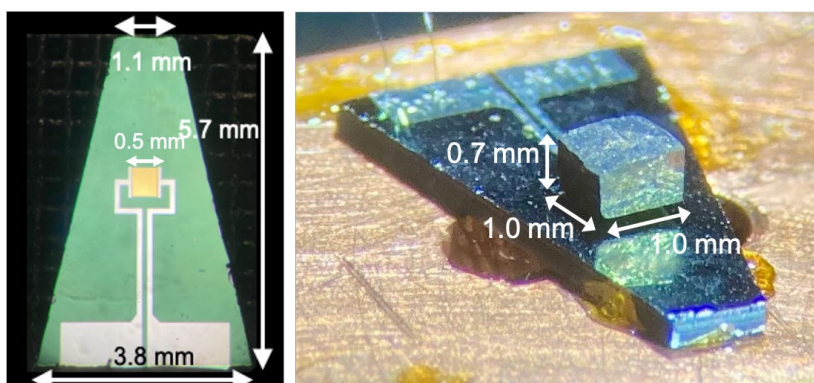


図 4.8 使用した TES 素子とビスマス吸収体

図 4.9 と図 4.10 にこの素子の R-T 測定の結果と I-V 測定の結果を示す。SQUID でのフラックスジャンプが頻発して I-V 測定で常伝導抵抗値を確認するまで電流値を上げることが出来なかったため、常伝導抵抗値は R-T 測定の値を参照する。転移温度は 171 mK であることから熱浴温度は 135 mK を選択してバイアス電流を 990 mA 流すことで動作点を常伝導抵抗値の 20% 付近に設定した。動作点付近の温度感度 α は 250 から 300 程度であった。この素子を用いた実験である 4.5 節, 4.6 節, 4.7 節では同様の設定を使用する。

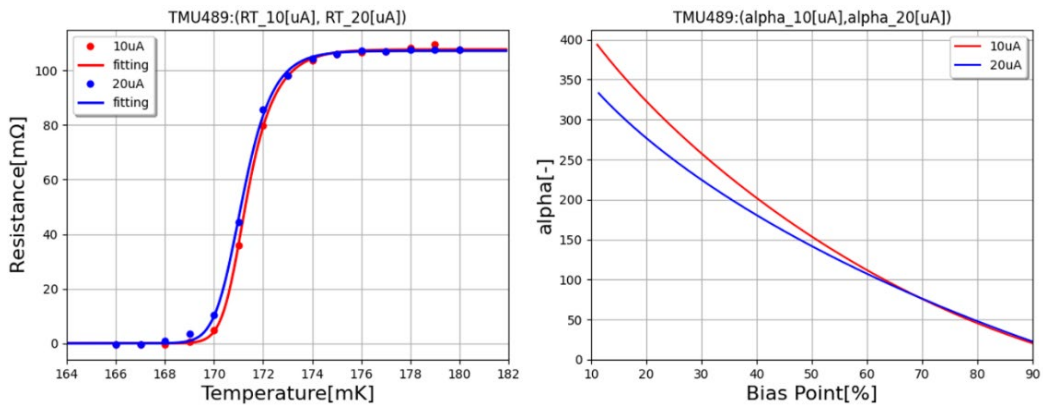


図 4.9 TES の抵抗値の温度依存性(左), 温度感度 α と動作点の関係(右)

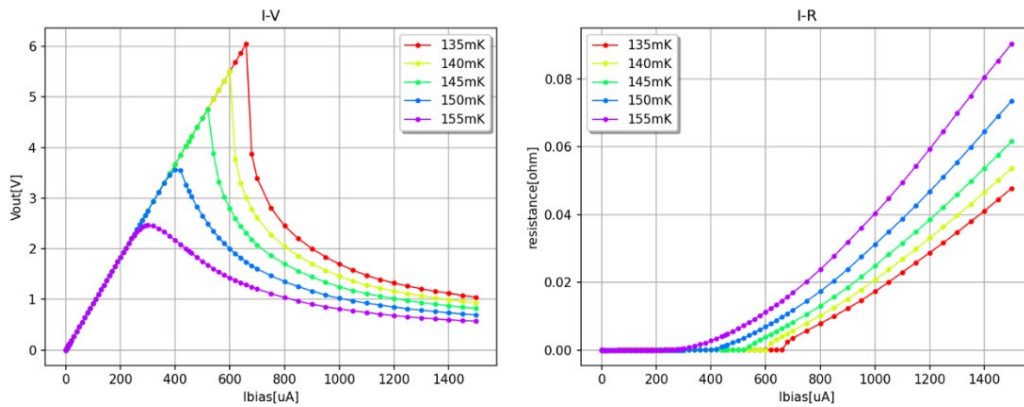


図 4.10 バイアス電流と出力の関係(左), 動作点と抵抗値の関係(右)

データは LabVIEW を用いて取得しており, 1 パルスを $4 \mu\text{s}$ 間隔で合計 50000 点になるように測定している (図 4.11 参照)。立ち上がる前の定常状態の出力の 500 点平均を計算してベースラインの値として記録した後に, この値がゼロになるように全体のデータを補正して波形データを生成する。

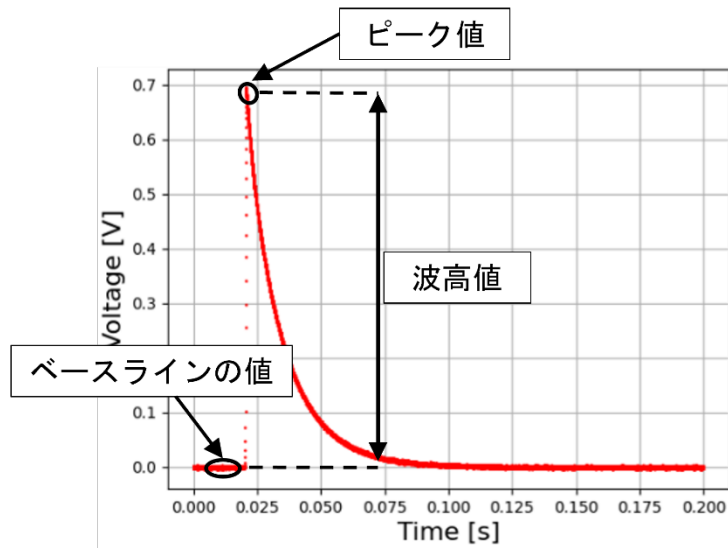


図 4.11 得られたデータから描画されるガンマ線による波形の一例

Cs-137 線源の 662 keV 光電ピークと Co-60 線源の 1.33 MeV 光電ピークの平均パルスを描画して縦軸を対数表示すると図 4.12 のように直線的な減衰が見られたため、位置依存性が無い単ピクセル TES 型マイクロカロリメータへのガンマ線入射として予測される通り減衰成分は 1 つであることが分かった。

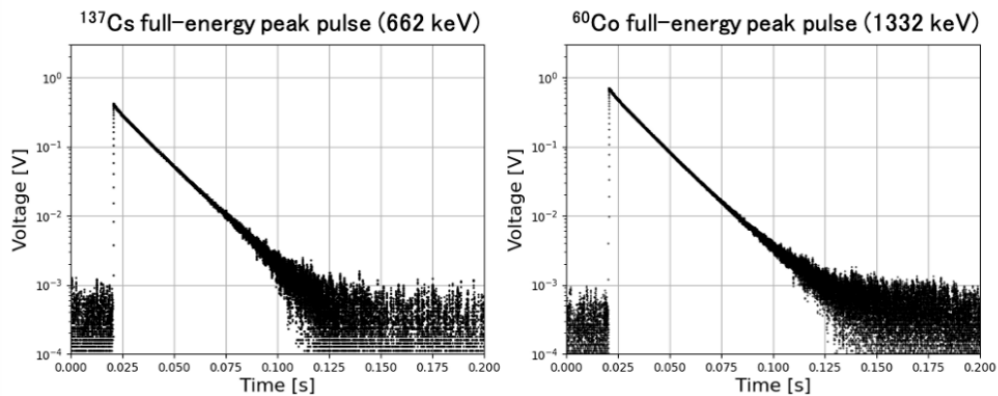


図 4.12 Cs-137 と Co-60 の光電ピークの平均パルス (log 表示)

4.6 各線源でのシリコンイベントと吸収体イベントの計数率比較

Cs-137 線源と Co-60 線源のそれぞれを用いた測定でのシリコンイベントと吸収体イベントの計数率を計算する。減衰時間が 0.001 秒以下の波形をシリコンイベントとして、減衰時間が 0.012 秒から 0.016 秒の波形を吸収体イベントとした。図 4.12 と図 4.13 に示しているのは Cs-137 線源で測定を 3650 分、Co-60 線源で測定を 3055 分行った際の結果であり、トリガーの値が異なることによる計数の差をなくすために台形型と長

方形型のシリコンイベント比較実験と同様にピーク波高値を 1 として規格化してトリガーを再設定している。この結果を用いて 1 分あたりのイベント数を計算することで計数率とする。Cs-137 線源を用いた測定ではシリコンイベントの発生は 1 分あたり 13.4 個で吸収体イベントは 1 分あたり 8.68 個で、光電ピークは 1 分あたり 0.81 個であった。Co-60 線源を用いた測定ではシリコンイベントの発生は 1 分あたり 10.9 個で吸収体イベントは 1 分あたり 3.3 個で、1.33 MeV の光電ピークは 1 分あたり 0.11 個であった。シリコンイベントの計数率比 (Cs-137 : Co-60) は 1.2 : 1 で吸収体イベントの計数率比は 2.6 : 1 だった。Cs-137 線源と Co-60 線源の測定ではシリコンイベントの計数率はほぼ変化が無いが吸収体イベントの計数率は Cs-137 線源の測定の方が高いという結果になった。表 4.3 に結果をまとめた。

表 4.3 Cs-137 線源と Co-60 線源の測定のカウントレート比較

線源	Cs-137	Co-60
シリコンイベント	13.4 個/min	10.9 個/min
吸収体イベント	8.68 個/min	3.3 個/min
光電吸収	0.81 個/min	0.11 個/min
Co-60 線源の測定でのシリコンイベントを 1 としたときの Cs-137 線源の測定のシリコンイベント数	1.2	1
Co-60 線源の測定での吸収体イベントを 1 としたときの Cs-137 線源の測定の吸収体イベント数	2.6	1

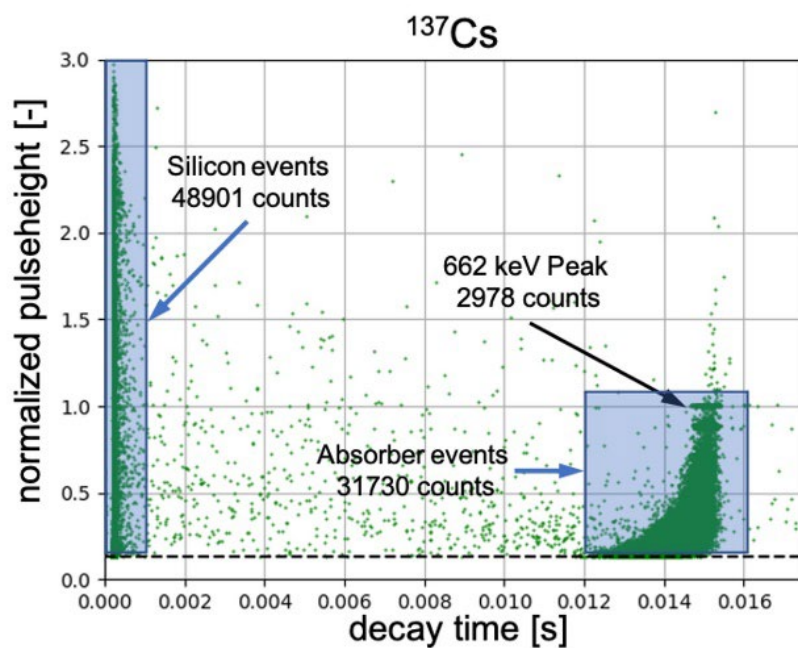


図 4.13 Cs-137 線源を用いたガンマ線測定でのカウント数の比較

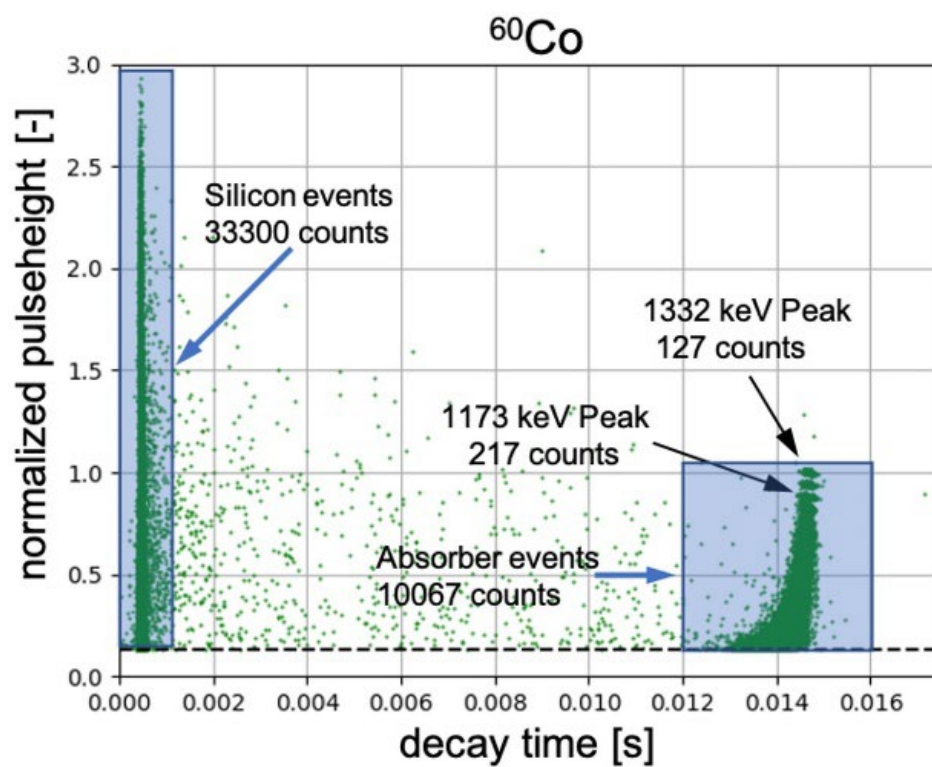


図 4.14 Co-60 線源を用いたガンマ線測定でのカウント数の比較

4.7 各線源でのノイズ比較

ここで、4.6 節の測定結果のうちガンマ線が全吸収されたことによって得られるピーク波形の波高値の 3 %未満の出力をランダムに取得してノイズスペクトルを生成した。同様に 4.5 節の台形型と長方形型の素子の測定結果からノイズスペクトルを生成して比較すると、ノイズスペクトルに大きな違いは見られないが、Cs-137 線源の測定と Co-60 線源の測定では、Co-60 線源の測定の方が低周波のノイズが少ないことが分かった。ノイズスペクトルを図 4.15 に示す。低周波ノイズの増加によるエネルギー分解能への影響を調べるために、ノイズに対して最適フィルタを適用してキャリブレーションを行うことでノイズから推定出来るエネルギー分解能、すなわちベースライン分解能を計算した。計算した結果を図 4.16 に示す。Cs-137 線源の測定では $\Delta E = 790$ eVであるのに対して Co-60 線源の測定では $\Delta E = 690$ eVと約 100 eV の差が見られた。

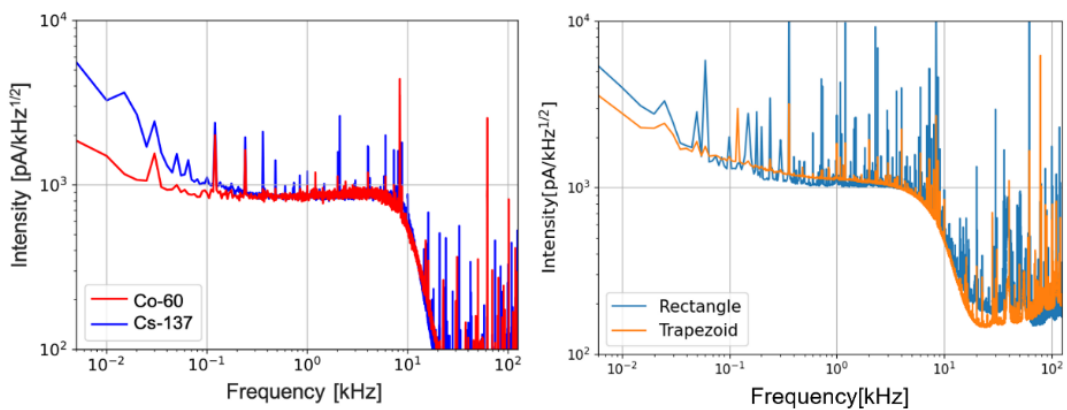


図 4.15 Cs-137 線源と Co-60 線源を用いた測定のノイズスペクトル(左)と長方形 TES 素子と台形型 TES 素子のノイズスペクトル(右)

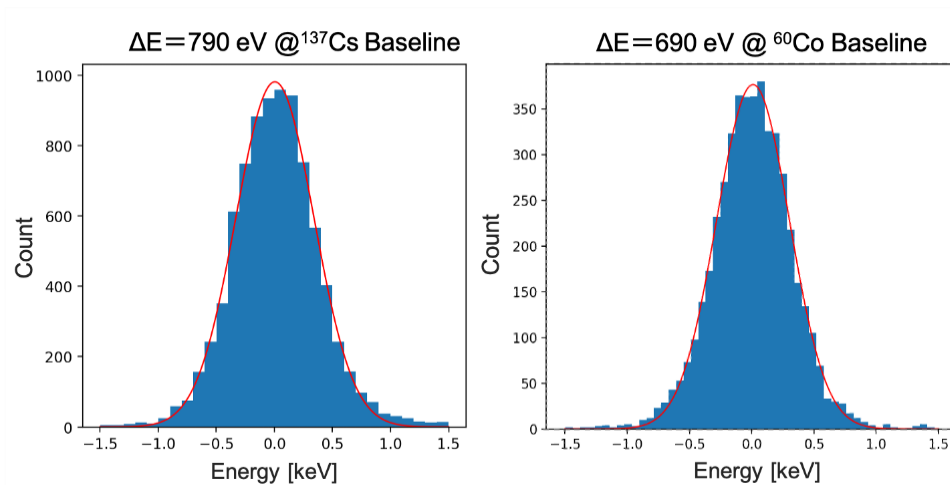


図 4.16 Cs-137 線源と Co-60 線源のベースライン波高分布

台形型と長方形型のノイズスペクトルの比較により、懸念されていたシリコンイベントによる低周波ノイズの増加は見られなかった。また、線源を変更して測定を行うことで、吸収体イベントの計数率を下げたため、吸収体イベントの数とノイズの関係を調べることが出来た。吸収体イベントの計数率が低い Co-60 線源の測定では低周波ノイズがかなり抑えられており、吸収体イベントの計数率が高い Cs-137 線源の測定の低周波ノイズが大きいことから、シリコンイベントの増加は低周波ノイズにならないが、吸収体イベントの増加は低周波ノイズにつながると言える。シリコンイベントと吸収体イベントの違いは主に減衰時間であるため、減衰時間が長いイベントは低周波ノイズの増加を引き起こしやすいと言い換えることも出来る。一般的に検出効率を維持するために出力波形の減衰時間は短い方が好ましいが、これらの結果から、減衰時間の短縮はエネルギー分解能の向上につながる事が分かった。

4.7.1 エネルギー分解能比較

ノイズから推定されるエネルギー分解能の比較を行ったところで、実際に光電ピークのエネルギースペクトルに対してエネルギー分解能を算出した。エネルギースペクトルを生成する上で、最適フィルタの適用と、温度補正を行った。

熱浴は希釈冷凍機内部にあるヒーターによって温度が制御されているが、その温度は常に一定とは限らない。熱浴の温度が揺らぐとベースライン値も揺らぎ、それに伴い TES の動作点にずれが生じる。ベースライン値と波高値に相関関係があれば波高値を補正することが出来る。横軸をベースライン値、縦軸を波高値でデータ点をプロットしたものが図 4.17 と図 4.18 である。このデータ点に対して二次関数でフィッティングを行い、その関数が水平になるようにすべてのデータ点を補正した。

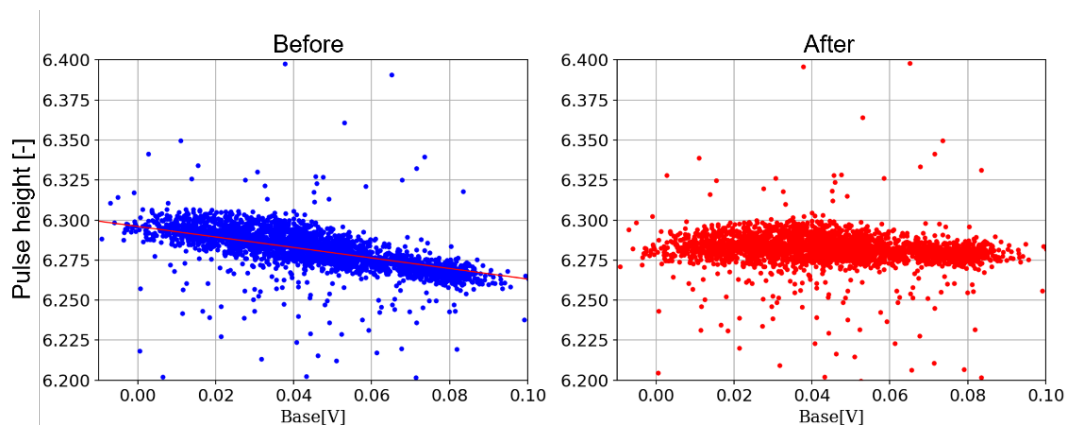


図 4.17 Cs-137 測定の温度補正前と温度補正後のベースライン値と波高値の関係

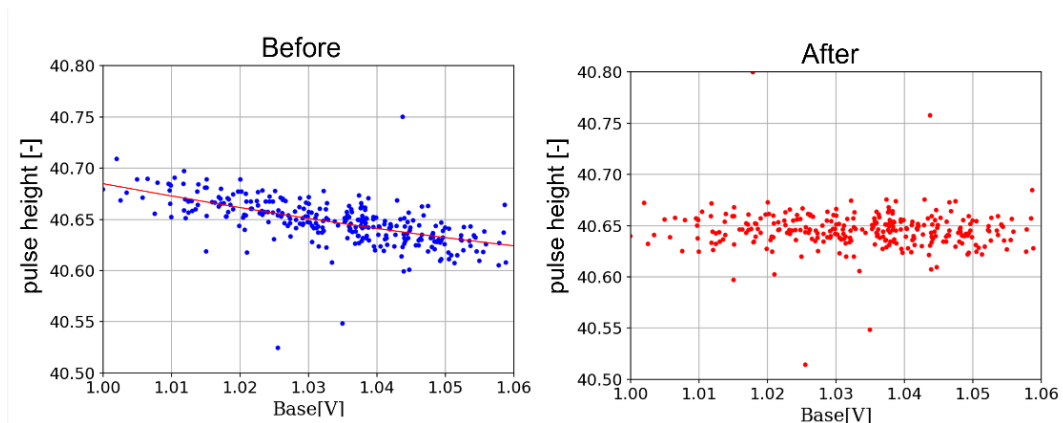


図 4.18 Co-60 測定の温度補正前と温度補正後のベースライン値と波高値の関係

Cs-137 の測定では 662 keV のガンマ線に対して 920 eV のエネルギー分解能を得られ、ビスマスのエスケープピークである $K\alpha$ 線と $K\beta$ 線を確認できた。Co-60 の測定では 1332 keV のガンマ線に対して 970 eV のエネルギー分解能で、1173 keV のガンマ線に対しては 880 eV のエネルギー分解能を得られた。エスケープピークは $K\alpha$ 線を確認できたものの、カウント数が少なく $K\beta$ 線は確認できなかった。それぞれの測定で得られたエネルギースペクトルを図 4.19 に示す。

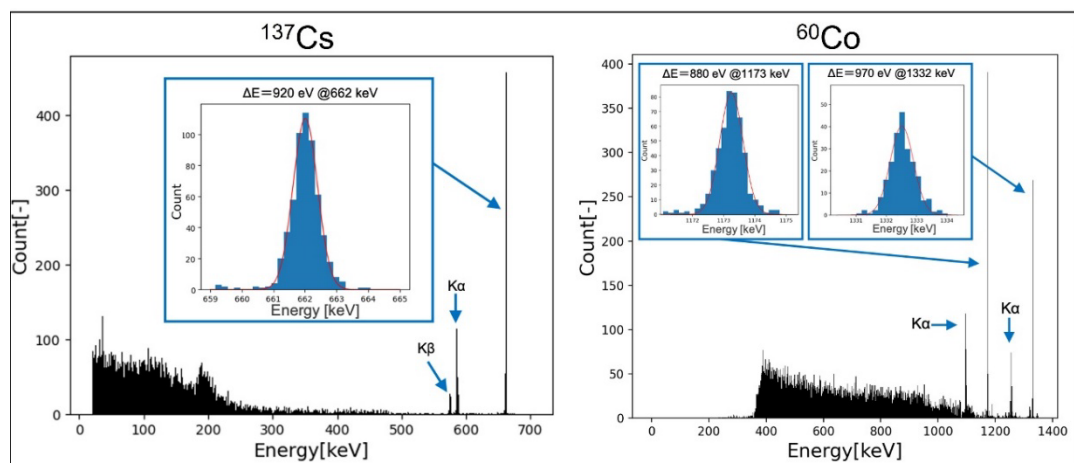


図 4.19 Cs-137 線源と Co-60 線源を用いた測定のエネルギースペクトル

Cs-137 測定のエネルギーキャリブレーションに使用したピークは、光電吸収ピークの 662 keV と、 $K\alpha$ 線 (77.1 keV) エスケープピーク、 $K\beta$ 線 (87.2 keV) エスケープピークの合計 3 点であり、Cs-137 測定のキャリブレーションに使用したピークは、光電吸収ピークの 1332 keV と 1173 keV、 $K\alpha$ 線 (77.1 keV) エスケープピーク、合計 4 点である。2 次曲線でフィッティングを行ったが、両者ともに直線上に点が存在する結果

となり、TES が熱飽和して高エネルギー側の波高値が低めに測定されることでエネルギー分解能の値を過小評価している可能性が無いことを確認した。それぞれの波高値とエネルギーの関係を図 4.18 に示す。

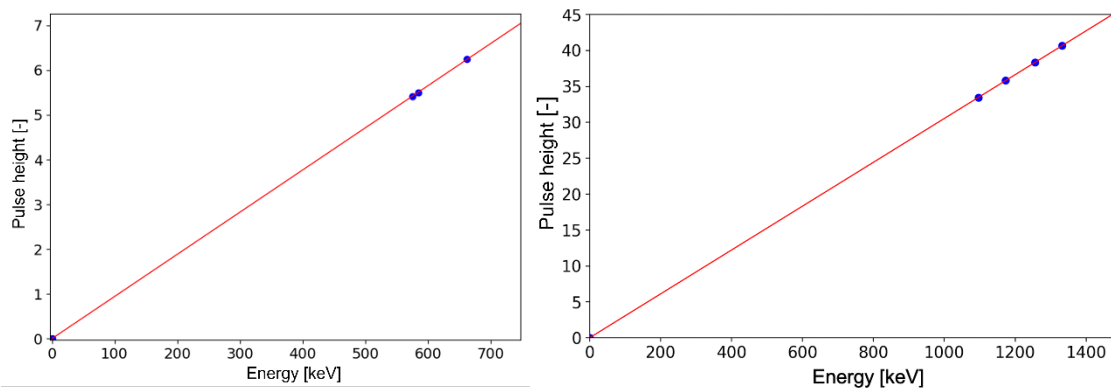


図 4.20 測定された波高値とエネルギーの関係（左：Cs-137 線源，右：Co-60 線源）

4.7.2 ベースライン分解能の比較

ノイズデータに対して最適フィルタ処理を行うことで、ノイズの波高分布を計算することが出来て、ピークのエネルギースペクトルと同様の解析でベースラインの分解能を算出する事ができる。これをベースライン幅といい、エネルギー分解能に対するノイズの寄与を表す。式(4.2)を用いてエネルギー分解能からノイズが寄与する部分を差し引けば、ノイズ以外でどれほどエネルギー分解能を低下しているか示すことが出来る。ここでは未知のノイズ ΔE_{uk} と呼称する。

$$\Delta E_{uk} = \sqrt{\Delta E^2 - \Delta E_{bs}^2} \quad (4.2)$$

Cs-137 線源の測定では 662 keV ピークのエネルギー分解能 ΔE が 920 eV でベースライン分解能 ΔE_{bs} が 790 eV であるため、未知のノイズ ΔE_{uk} は 470 eV であるのに対して、Co-60 線源の測定では 1332 keV ピークの ΔE が 970 eV で ΔE_{bs} が 690 eV であるため、 ΔE_{uk} は 680 eV で、1173 keV ピークの ΔE が 880 eV で ΔE_{bs} が 690 eV であるため、 ΔE_{uk} は 546 eV である。表 4.3 に結果をまとめる。

表 4.3 測定エネルギーごとのエネルギー分解能と未知のノイズとの関係

	ΔE	ΔE_{bs}	ΔE_{uk}
662 keV	920 eV	790 eV	470 eV
1173 keV	880 eV	690 eV	546 eV
1332 keV	970 eV	690 eV	680 eV

エネルギーが高くなればなるほど ΔE_{uk} は大きくなる傾向にあり，測定エネルギーが高いことにより発生する何らかのノイズがあることが示唆される結果となった。この未知のノイズの解明は今後の課題である。

5 ガンマ線用に設計された厚いメンブレンの熱伝導の測定

ガンマ線が吸収体で光電吸収やコンプトン散乱を起こして熱化した後、熱は吸収体から TES を伝わり、メンブレンを通じて熱浴に排出される。X 線用 TES 素子の場合はこのメンブレンは $1\ \mu\text{m}$ 以下の厚さであり、熱のキャリアであるフォノンの自由行程より短いため、図 5.1 のようにフォノンは弾道的に輸送される。このことから X 線用 TES 素子のメンブレンの熱伝導度は距離に依存しないため、メンブレンの大きさは熱リンクの熱伝導度に影響を及ぼすことはなく、TES の周囲断面積にのみ依存する。しかしメンブレンを厚く製作しているガンマ線用 TES 素子ではメンブレンの厚さがフォノンの自由行程よりも確実に小さいとは言えず、そのため熱が弾道的ではなく拡散的にも輸送される可能性がある[22]。フォノン輸送に拡散的成分が含まれる場合、熱リンクの熱伝導度を制御するためには TES の周囲断面積だけでなくメンブレンの大きさも考慮する必要がある。そこで、厚いメンブレンの熱伝導について IV 測定を利用して調査した。

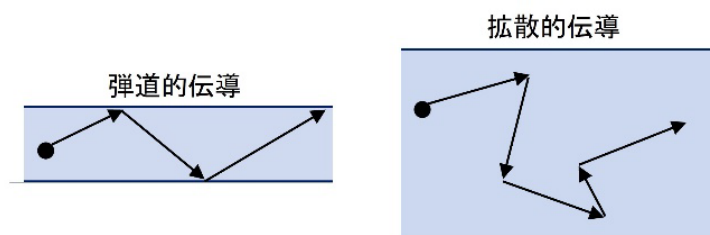


図 5.1 フォノンの弾道的輸送と拡散的輸送のイメージ図

5.1 使用する TES の設計について

TES の大きさやメンブレンの大きさが異なる設計の Type-A, Type-B, Type-C の 3 種類の TES 素子を用いて熱伝導測定を行った。これらの TES 素子は図 5.2 のように TES の大きさとメンブレンの大きさが異なっており、Type-A と Type-B を比較することで TES の周囲断面積による熱伝導度の違いを調べることができ、Type-B と Type-C を比較することでメンブレンの大きさによる熱伝導度の違いを調べることが出来る。

フォノンが 100%弾道的に輸送される場合は、TES と熱浴間の距離に依存しないので Type-B と Type-C の熱伝導は同じになると予想される。また、Type-A と Type-B は TES の周囲断面積のみが異なる設計であるため、周囲断面積の比と熱伝導の比が同じになると予想される。計算によって求めることが出来る理論的な値から熱伝導度にどの程度ずれが発生するかで、弾道的に輸送されるフォノンと拡散的に輸送されるフォノンの割合を導き出すことが出来る。TES の周囲長さ l とメンブレンの厚み t から周囲断面積 A_{TES} と、TES と熱浴間の距離を d としてそれぞれの TES 素子のデータを表 5.1 にまとめた。

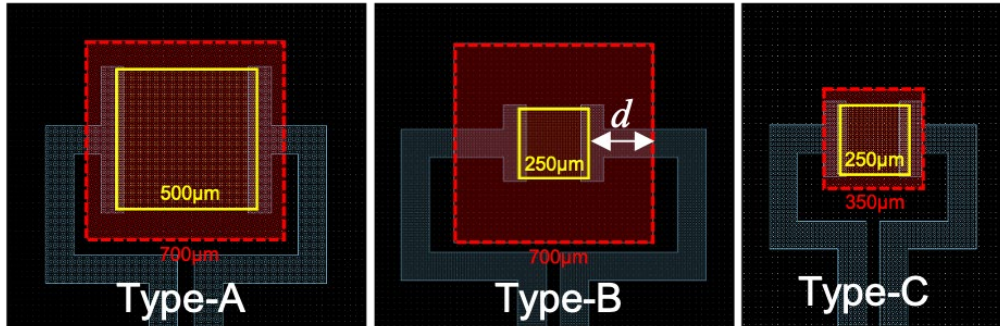


図 5.2 Type-A, B, C の設計図

表 5.1 Type-A, B, C の各種データまとめ

	Length of one side of TES	Thickness of Membrane				A_{TES}	d
		Si Nitride	Si	Si Oxide	Total		
Type-A	500 μm	1 μm	7 μm	2 μm	10 μm	$20 \times 10^3 \mu\text{m}^2$	100 μm
Type-B	250 μm	0.5 μm	5 μm	0.4 μm	5.9 μm	$5.9 \times 10^3 \mu\text{m}^2$	225 μm
Type-C	250 μm	0.5 μm	5 μm	0.4 μm	5.9 μm	$5.9 \times 10^3 \mu\text{m}^2$	50 μm

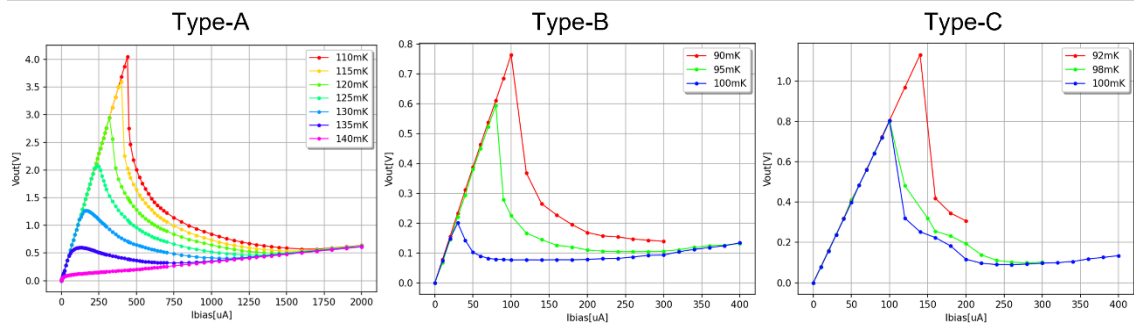


図 5.3 各素子の I-V 測定結果

5.2 熱伝導度の計算と比較

図 2.8 の回路にバイアス電流 I_{bias} を流すことによるジュール発熱 P_J は、出力電圧 V_{out} と TES が超伝導状態のときに回路に流すバイアス電流 I_{bias} とそのときの出力電圧 V_{out} の比 η 、シャント抵抗値 R_{sh} を用いて次のように表すことができる。

$$P_J = \eta V_{\text{out}} R_{\text{sh}} (I_{\text{bias}} - V_{\text{out}}) \quad (5.1)$$

熱リンクの熱伝導度 G は複数の熱浴温度 T_{bath} において IV 測定を行ってジュール発熱を求めることで計算出来る。実験で使用する Type-A, B, C の TES 素子の I-V 測定の結果を図 5.3 に示す。

TES の温度を T とするとジュール発熱と熱浴への熱の移動のつり合いは次のように表される。

$$P_J = \frac{GT}{n} \left[1 - \left(\frac{T_{\text{bath}}}{T} \right)^n \right] \quad (5.2)$$

$T - T_{\text{bath}}$ が TES の転移幅よりも十分に大きければ T は TES の抵抗値によらずに転移温度 T_c で一定とみなすことが出来るため、以下のように近似が可能である。

$$P_J \cong \frac{GT_c}{n} \left[1 - \left(\frac{T_{\text{bath}}}{T_c} \right)^n \right] \quad (5.3)$$

この式より、 T_{bath} が一定ならば TES の抵抗値によらず転移領域のジュール発熱はほぼ一定である。そこで 3 つ以上の異なる T_{bath} に対して P_J を得ることで上の式を用いてフィッティングをすることで熱伝導度 G 、熱伝導度の温度依存性のべき指数 n 、転移温度 T_c を求めることが出来る。

複数の熱浴温度で Type-A, Type-B, Type-C, のそれぞれの TES 型マイクロカロリメータの回路にバイアス電流を流し、その出力を記録し、TES の発熱量を式(5.3)で計算した。本来はフィッティングにより G , n , T_c の 3 つの値を計算するが、今回の測定では冷凍機の不具合で最低温度が想定よりも高く、予定していた熱浴温度で測定が出来なかったため十分に広い熱浴温度の範囲でのデータを得られなかった。そこで、 n の値を固定して変数を減らすことで議論を進めることにする。 n は絶縁体での一般的な値である 4 程度[23]の前後で 3, 4, 5 の 3 つに固定した。熱伝導度を求めるのに使用するジュール発熱の値は TES の抵抗値が常伝導抵抗値の 50% の場合の値を採用した。フィッティングの結果とそれによって計算される G の温度依存性を図 5.4 と図 5.5 に示す。

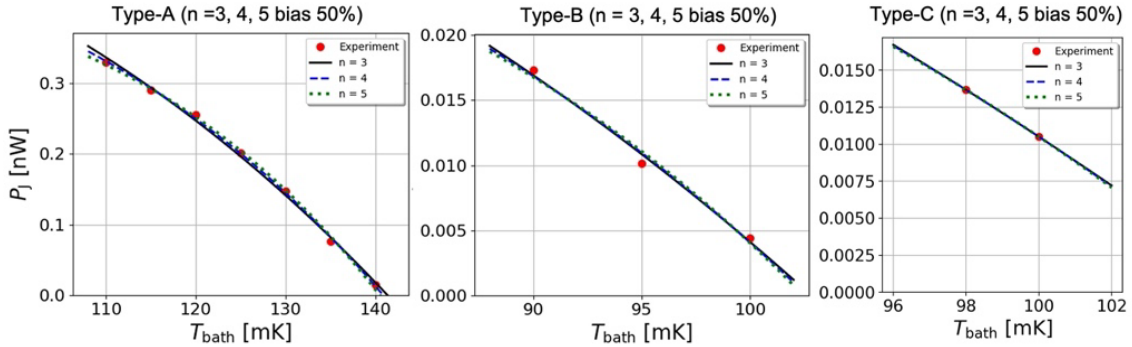


図 5.4 Type-A, B, C において $n = 3, 4, 5$ で固定した G のフィッティング

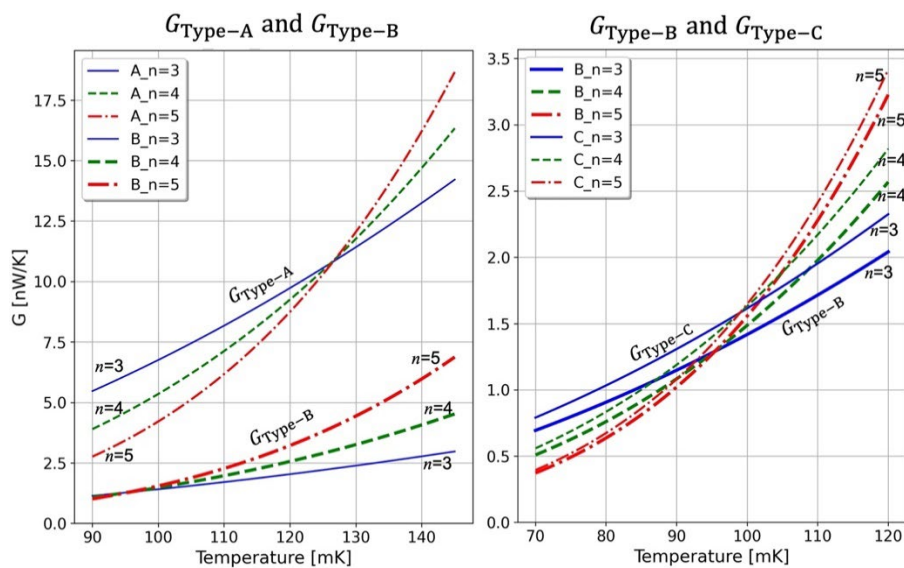


図 5.5 $G_{\text{Type-A}}$ と $G_{\text{Type-B}}$ の比較と, $G_{\text{Type-B}}$ と $G_{\text{Type-C}}$ の比較

Type-A と B の熱伝導度の比較と Type-B と C の熱伝導度の比較を行うが、前述した通り、今回の測定だけでは n の値を決定することが出来ず、 G はひとつの値に固定されないため、“ G の取り得る値”を求めている。Type-B を基準に G の比を求めるために、 $G_{\text{Type-A}}/G_{\text{Type-B}}$ と $G_{\text{Type-C}}/G_{\text{Type-B}}$ の値を計算するが、この比が最も大きくなる値と最も小さくなる値の幅が今回求めることが出来る“ G の取り得る比の範囲”となる。なお、比較する際の熱浴温度はこの“ G の取り得る比の範囲”が最小になるように選択しており、Type-A と Type-B の比較は 115 mK で、Type-B と Type-C の比較は 95.7 mK で行っている。

$G_{\text{Type-A}}/G_{\text{Type-B}}$ の値はフォノンが 100 %弾道的に輸送される場合はメンブレン周囲断面積のみに比例して 3.4 となり、100 %拡散的に輸送される場合は周囲断面積に比例、かつ TES と熱浴間の距離に反比例して 7.6 となる。 $G_{\text{Type-C}}/G_{\text{Type-B}}$ の値はフォノンが 100 %弾道的に輸送される場合は周囲断面積が同じ素子であることから 1 となり、100 %拡散的に輸送される場合は TES と熱浴間の距離に反比例して 4.5 となる。このとき、取り得る比の最小と最大を図示すると図 5.6 のようになる。 $G_{\text{Type-A}}/G_{\text{Type-B}}$ の結果は、取り得る比の範囲は 100 %弾道的に輸送されると仮定した比に近くっており、最小比は 2.7 で最大比は 4.8 となった。 $G_{\text{Type-C}}/G_{\text{Type-B}}$ の取り得る比の範囲は 100%弾道的に輸送されると仮定した比とほぼ同じであり、最小比は 1.05 で最大比は 1.13 となった。メンブレンの厚さが同じ 5.9 μm で比較することが出来た Type-B と Type-C の結果から、このメンブレンの厚さであれば熱伝導は TES と熱浴間の距離に依存することではなく、TES の周囲断面積のみに比例すると言える。つまりフォノンは弾道的に輸送

されていると考えられる。Type-A と Type-C の結果は多少の幅があるが、10 μm のメンブレン内でもフォノンが弾道的に輸送される割合が多く、熱伝導は TES と熱浴間の距離に依存しにくいと考えられる。

これらの結果から、メンブレンは 10 μm 程度までの厚さであれば TES と熱浴間の距離に依存せずに熱伝導が決定されるため、機械的強度を向上させるためにメンブレンが素子製作上可能な限り小さい設計を採用できることが明らかになった。

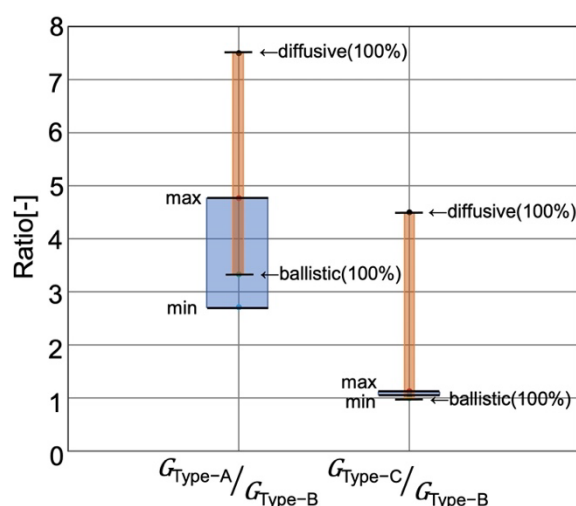


図 5.6 弾道的輸送フォノンの割合と拡散的輸送フォノンの割合

5.3 エネルギー分解能

熱伝導測定で用いた Type-A, B, C の TES 素子で最も転移温度や温度感度等の性能が良かった Type-B の素子を用いてガンマ線照射実験を行って、エネルギー分解能を計算した。TES の転移温度は 102 mK で、常伝導抵抗値の 20% 付近の動作点に定めた点の温度感度 α は 120 程度であった (図 5.7 参照)。熱浴温度は転移温度よりも 20 mK 以上低く設定することが理想だが、冷凍機の冷却能力によって制限があり 96 mK に設定した。温度感度は第 4 章の測定に使用した素子ほど良くないが、転移温度が 50 mK 以上低い素子なのである程度のエネルギー分解能は見込めると考えられる。第 4 章の Co-60 線源を用いた測定ではカウント数が少なくエスケープピークの $K\beta$ 線が確認できなかったため、今回の測定ではより長期間データを取得して 1.33 MeV と 1.17 MeV のガンマ線に対してそれぞれ光電ピークと $K\alpha$ 線、 $K\beta$ 線の 3 本のエネルギースペクトルの分光を目指した。

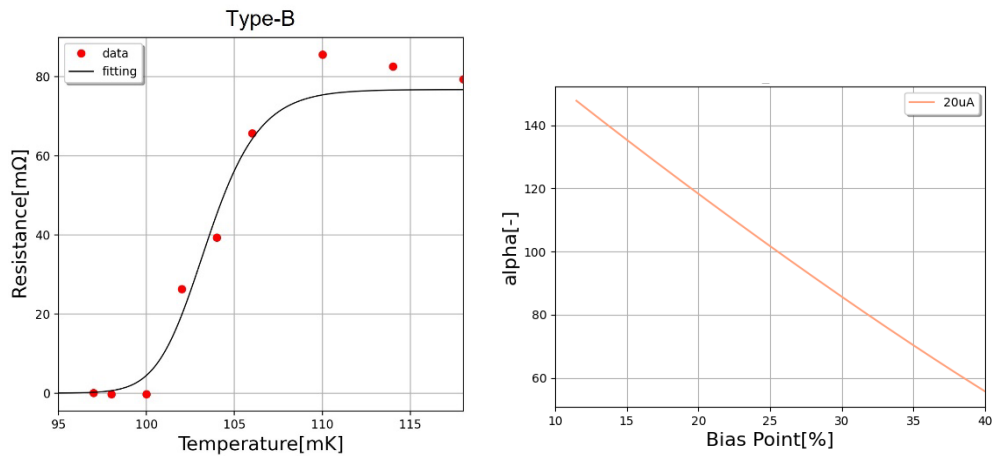


図 5.7 Type-B 素子の R-T 測定の結果(左)とそれぞれの動作点での温度感度(右)

ベースの値と波高値に図 5.8 のような相関が見られたため、第 4 章 4 節と同様の温度補正を行った。

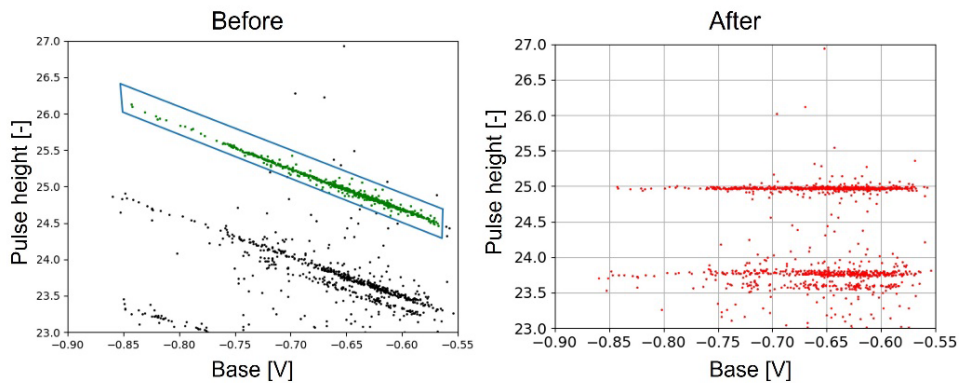


図 5.8 温度補正前と温度補正後のベースラインと波高値の関係

波高値とエネルギーの関係を図 5.9 に示す。キャリブレーションに使用したピークは、光電吸収ピークの 1332 keV と 1173 keV, $K\alpha$ 線 (77.1 keV) エスケープピーク, $K\beta$ 線 (87.2 keV) エスケープピークの合計 6 点である。2 次曲線でフィッティングを行ったが、ほぼ直線上に 6 点が存在する結果となり、TES が熱飽和して高エネルギー側の波高値が低めに測定されることでエネルギー分解能の値を過小評価している可能性が無いことを確認した。

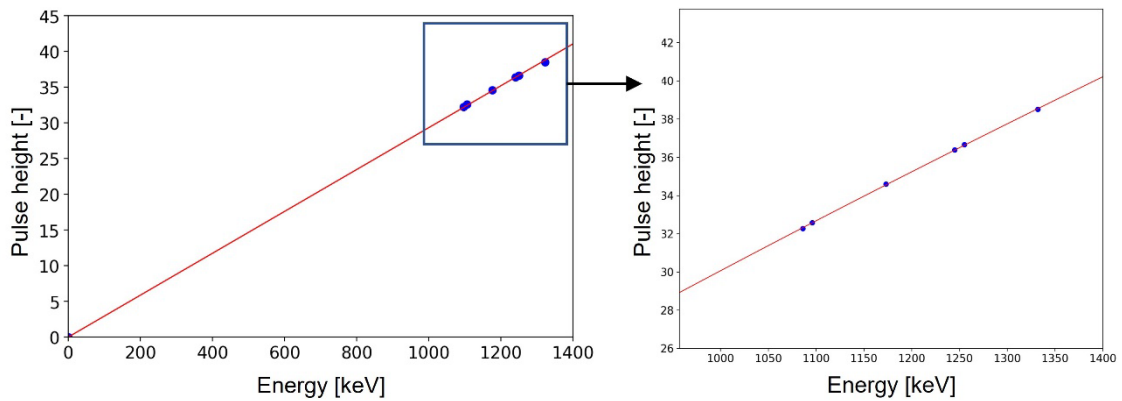


図 5.9 波高値とエネルギーの関係

ピークをガウスフィッティングしてエネルギー分解能を計算したところ、1332 keV のガンマ線に対して 950 eV、1173 keV のガンマ線に対して 830 eV のエネルギー分解能を得ることが出来た。第 4 章で確認できなかった $K\beta$ 線のエスケープピークも確認することが出来ている。エネルギースペクトルを図 5.10 に示す。

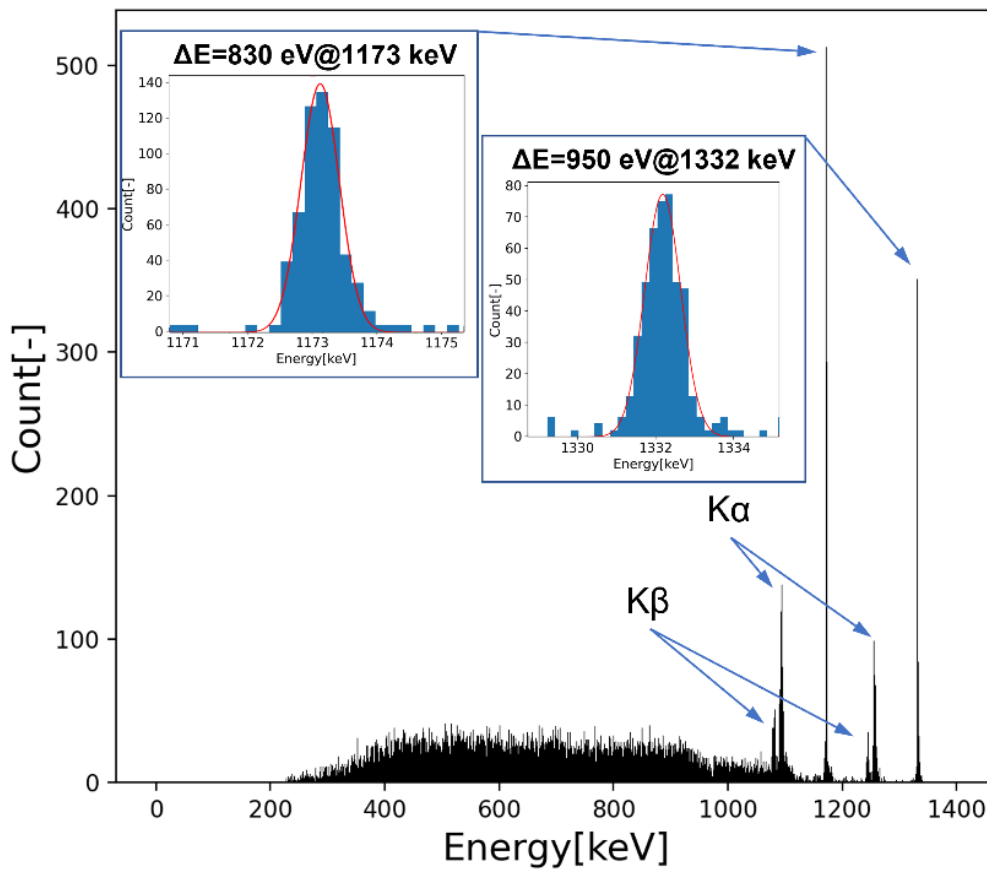


図 5.10 エネルギースペクトル

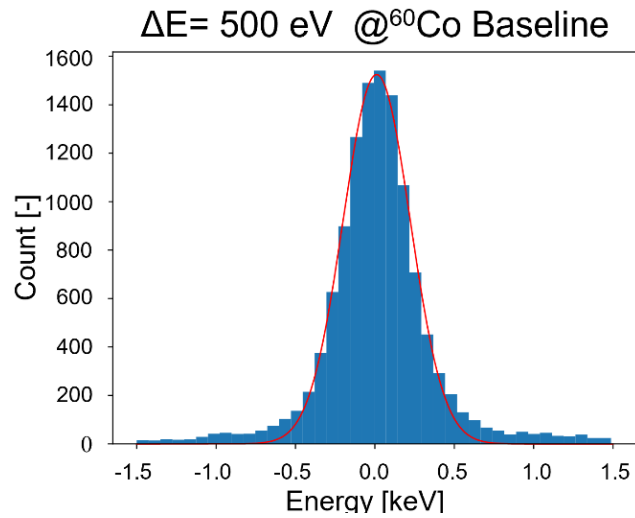


図 5.11 ベースラインの波高分布

ベースライン分解能は 500 eV が得られた (図 5.11 参照)。第 4 章と同様に議論すると、1332 keV ピークの ΔE が 950 eV で、 ΔE_{bs} が 500 eV であるため、 ΔE_{uk} は 800 eV で、1173 keV ピークの ΔE が 830 eV で、 ΔE_{bs} が 500 eV であるため、 ΔE_{uk} は 660 eV である。第 4 章の結果と同様に測定したエネルギーが高い方が未知のノイズが増加していることが分かる。この未知のノイズの解明は今後の課題である。

表 5.2 測定エネルギーごとのエネルギー分解能と未知のノイズとの関係

	ΔE	ΔE_{bs}	ΔE_{uk}
1173 keV	830 eV	500 eV	660 eV
1332 keV	950 eV	500 eV	800 eV

6 2次元位置検出型 TES 型マイクロカロリメータ

6.1 PoST型マイクロカロリメータの原理

X線用の TES 型マイクロカロリメータでは x 軸と y 軸方向に数多く並べてアレイ型にして位置検出をする方法が一般的であり、位置分解能を高めるためにひとつひとつのピクセルを細かく並べて動作させる。その際に配線や SQUID の発熱等による熱流入が起こり、極低温環境を維持するのが難しいという問題を解決するために信号多重化読み出しの方法が開発されている[24]。一方で、細長い吸収体の両端に TES を接着して図 6.1 のように熱拡散の差を利用して異なる波形を得ることで少ない読み出し配線数で位置検出を可能にする方法として Position Sensitive TES (PoST) 型マイクロカロリメータがあり、両者は相補的な関係である[8][25]。

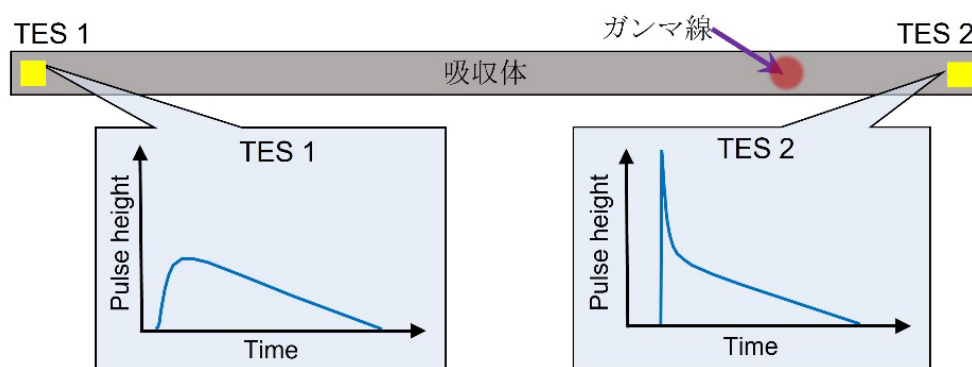


図 6.1 1次元 PoST 型マイクロカロリメータの位置検出の原理

両端の TES で温度を正確に測定するためには、吸収体は TES 以外での熱接触が無い方が好ましく、メンブレン上に吸収体を成膜せざるを得ない X 線用の PoST 型マイクロカロリメータよりも、バルク状の吸収体を TES のみで接触させて支持出来るガンマ線用の PoST 型マイクロカロリメータの方が有利である。また、単ピクセルの TES 型マイクロカロリメータを用いたガンマ線の測定では吸収効率を高めるために吸収体を大きくしすぎると、ガンマ線の入射位置によって熱拡散に差が生まれて信号波形がばらつくことでエネルギー分解能が悪化する問題があるが、この PoST 型マイクロカロリメータの手法を用いると、吸収体を大きくしても位置検出を行うことでエネルギー分解能の悪化を抑制することが出来るメリットがある。そのため、ガンマ線用 PoST 型マイクロカロリメータはイメージングが可能だけでなく、吸収効率とエネルギー分解能を両立してガンマ線を測定するための手法として優れた特徴を持つ。

6.2 2次元 PoST 型マイクロカロリメータの問題点

これまでに $0.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ の鉛吸収体や $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ のビスマス

吸収体を使用してガンマ線入射位置によって波形に違いが表れることを確認しており、1次元の位置検出に成功している[26]。ガンマ線を TES 型マイクロカロリメータでイメージングするためには2次元での位置検出が必須である。1次元 PoST 型マイクロカロリメータを横に数多く並べることで2次元の位置検出が可能になるが、より配線数を少なくするために2次元平面状の吸収体の四隅に TES を配置する2次元 PoST 型マイクロカロリメータも2次元位置検出の方法として考えられる。

この2次元 PoST 型マイクロカロリメータを実証する上で問題点がいくつかある。一つ目は、吸収体が大きくなるに伴って重くなり TES 素子のメンブレンだけで吸収体を支持することが難しくなる点である。1次元 PoST 型マイクロカロリメータの吸収体と比べて、20倍以上重い吸収体を支えなければならず、TES 以外の部分でも吸収体を支持する方法を検討する必要がある。TES 以外で熱的に接触すると、そこから熱が逃げためエネルギー分解能や位置分解能の観点から好ましくない。実際に2次元 PoST 型マイクロカロリメータ (図 6.2) を試作したが、今まで使用してきた TES のメンブレンだけでは重さを支えることが出来ず、TES の周囲のシリコン基板と接触させなければ吸収体を保持できなかった。ただ、5章でメンブレンの設計指針が定まったことにより、機械的強度を高めたメンブレンの設計を採用することが出来るため、この問題は解決できる可能性がある。

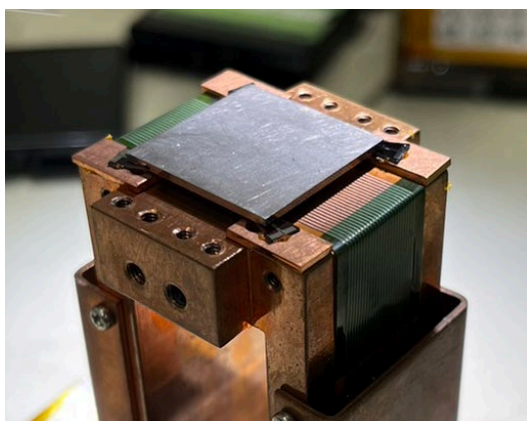


図 6.2 2次元 PoST 型マイクロカロリメータの試作

問題点の二つ目は、大きい吸収体に複数の TES 素子を接着して冷却すると、吸収体の熱収縮により TES 素子が破壊されることである[27]。1次元 PoST 型マイクロカロリメータの実験は、ビスマス吸収体を用いて両端の TES の出力を同時に読み出すことに成功している。しかし、鉛の吸収体では片方の TES の出力しか読み出すことが出来ない。これは吸収体の材質により熱収縮率が異なることが原因である。

表 6.1 に 10 K での材質ごとの熱収縮の値をまとめた[28]。1次元 PoST は銅で製作した板 (以下、銅チップ) に接着した2枚の TES 素子に橋渡しするように吸収体を接着

する。ビスマスと銅の熱収縮率は 323 と 326 で近い値を示しているが、鉛と銅の熱収縮率は 707 と 326 で 2 倍近い差があるため、吸収体に鉛を使用した場合は極低温に冷却する過程で、銅チップと吸収体の収縮する量が異なり TES と吸収体の接着部分に応力がかかる。TES は約 10 μm の薄いメンブレンの上に成膜されているため、応力がかかると簡単に割れて配線が断線してしまう。実際にメンブレンが破壊された様子を図 6.3 に示す。

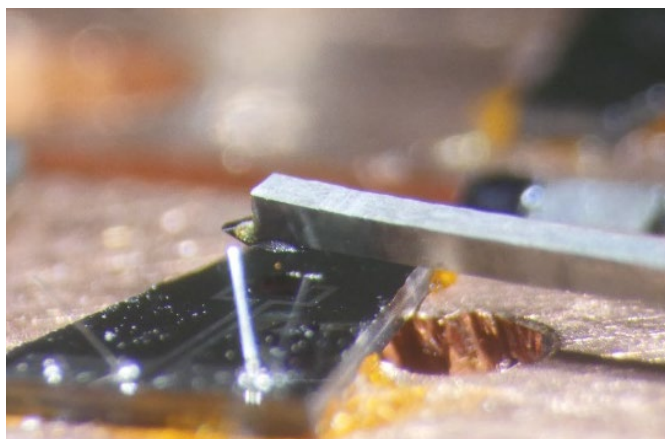


図 6.3 冷却時の熱収縮によって破壊された 1 次元 PoST のメンブレン

表 6.1 材質による熱収縮

材質	Cu	Pb	Bi
$10^5 \frac{L_{293} - L_{10}}{L_{293}}$	326	707	323

この問題を解決して 2 次元位置検出を実現する方法として、1 次元 PoST 型マイクロカロリメータの吸収体を変形させる PoST 型マイクロカロリメータを考案した。

6.3 熱収縮問題を解決する 2 次元位置検出方法の考案

1 次元 PoST 型の吸収体は直線状なので受光面積を確保するためには長さが必要であるが、吸収体を長くすると両端の TES どうしの距離は長くなるので、より熱収縮の影響を受ける。この問題の解決のため、吸収体を変形させた PoST 型マイクロカロリメータを考案した。この方法であれば図 6.4 のように TES どうしの距離を短くすることが可能である。この方法によって、吸収体の大きさによらず吸収体の両端の TES どうしの距離が変化しないため、熱収縮の問題と受光面積確保の課題を別に考えられる。

さらに吸収体が収縮する方向である重心付近に TES を配置することで、吸収体の大きさによらず吸収体を TES のみで熱接触をした状態で支持することが可能である。

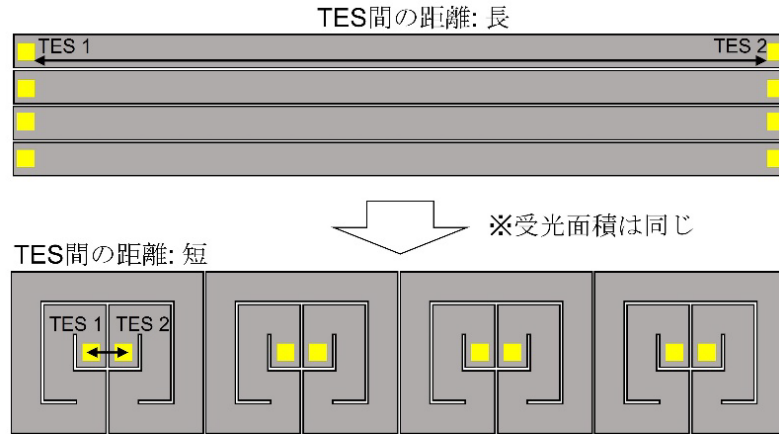


図 6.4 TES 間の距離を短くする吸収体の理想的な形状のイメージ

ただし熱収縮問題を解決できる理想的な吸収体の形は加工するのが容易ではない。シミュレーションと実測を比べた実証実験のために、まずは加工が比較的容易な渦巻状に吸収体を曲げたスパイラル PoST 型マイクロカロリメータでの実証実験を目指した検討を行う。

6.4 スパイラル PoST 型マイクロカロリメータの原理

例として図 6.5 の左のように 1 mm 角の単ピクセル吸収体を用いた TES 型マイクロカロリメータを x 方向に 5 個、y 方向に 5 個並べて位置検出することを考える。この場合、合計 25 個の TES を同時に動作させる必要がある。これをスパイラル PoST 型に置き換えると、図 6.5 の右のように渦巻状に巻いた吸収体の中央と端に合計 2 つの TES を配置している構造となる。

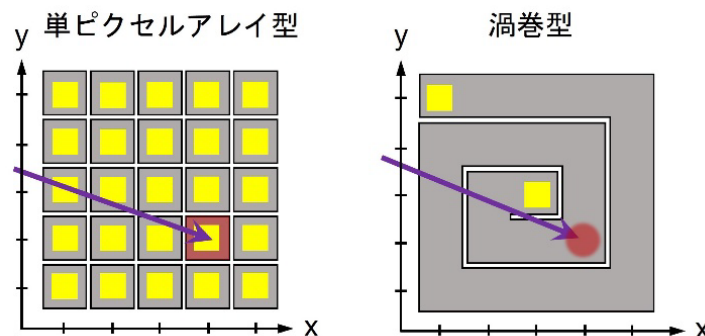


図 6.5 単ピクセルアレイ型を渦巻型に置き換えたときのイメージ図

6.5 スパイラル PoST 型マイクロカロリメータの性能の見積もり

吸収体を曲げることによって、直線の場合と比較して熱の伝わり方が変化すると考えられる。また、従来の 1 次元の吸収体では吸収体内部でコンプトン散乱して飛び出したガンマ線が再びその吸収体に入射することはないが、スパイラル型の場合は同一の吸収体が隣り合っていることから再び入射してガンマ線にエネルギーを与える可能性がある。再入射したガンマ線が最終的に光電吸収された場合、このガンマ線は全吸収ピークにカウントされるが、これによって得られた波形からは位置検出をすることが出来ないため、そのようなガンマ線が多くを占めると位置分解能が悪化する。そこで 2 つのシミュレーションによって調査を行った。

以下のシミュレーションは、我々が所有する希釈冷凍機の冷却能力で再現可能な極低温環境での結果を明らかにするために、TES の転移温度は 140 mK で熱浴は 100 mK を想定した。そして 1 mm 角吸収体を取り付けた単ピクセル TES 型マイクロカロリメータをアレイ状に並べた位置検出方式をスパイラル型に置き換える場合を想定して吸収体の長さを決定した。図 6.6 のように 5×5 の単ピクセルアレイ型 TES 型マイクロカロリメータをスパイラル型 PoST に置き換えると吸収体の長さは 1 mm×25 (個)と 0.1 mm×24 (隙間) で 27.4 mm である。

6.5.1 COMSOL を用いた熱伝導シミュレーション

有限要素法を用いた解析が出来るシミュレータである COMSOL Multiphysics®を使用して吸収体内部の熱輸送をシミュレーションした[29]。ジオメトリを図 6.7 のように作成して、吸収体の中心に熱源を設定して、吸収体の両端、つまり渦巻状の吸収体の中心と端に接続した TES の温度上昇を出力した結果を図 6.8 に示す。5×5 と 11×11 の単ピクセルアレイ型をスパイラル型で置き換えた場合を比較すると、吸収体を 8 回曲げた 5×5 サイズのスパイラル PoST 型マイクロカロリメータの吸収体では中心と端の TES の出力にほとんど違いが見られなかったが、20 回曲げた 11×11 サイズのスパイラル PoST 型マイクロカロリメータでは、中心の TES の方が若干立ち上がりが高く波高値も高い結果となった。細長い吸収体でも太さがある限り、曲げると内側の方が短く、外側の方が長くなるため、スパイラル PoST の吸収体では早く伝わる熱の成分と遅く伝わる熱の成分が存在すると予測していたが、その予測と合致する結果となった。

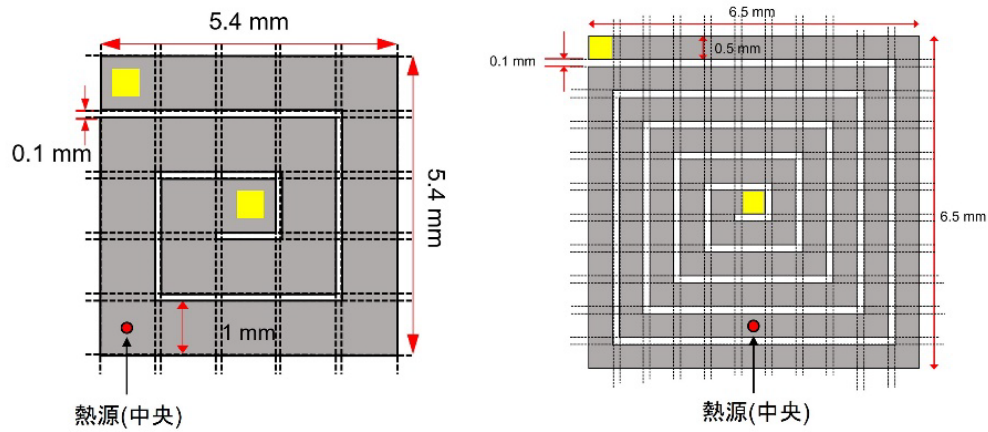


図 6.6 単ピクセルアレイ型をスパイラル PoST 型に置き換えた際の設計
(左 : 5×5 サイズ 右 : 11×11 サイズ)

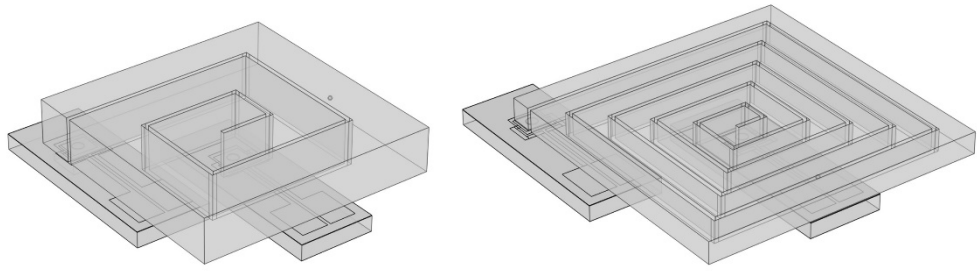


図 6.7 COMSOL で作成したジオメトリ (左 : 5×5 サイズ 右 : 11×11 サイズ)

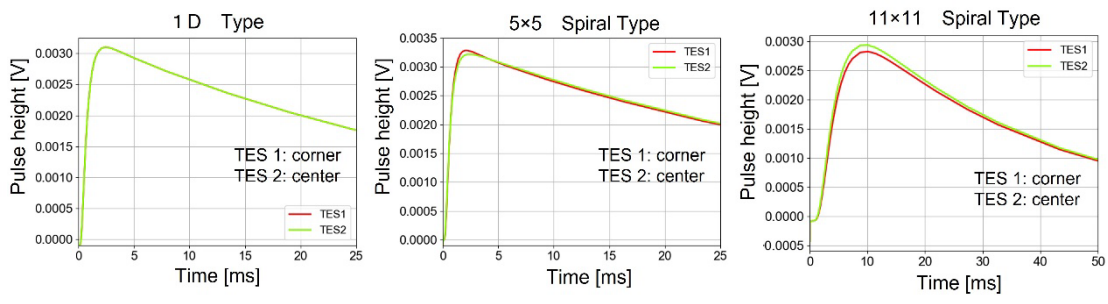


図 6.8 TES 1 と TES 2 が接続されている吸収体の中央に熱源を設定した
シミュレーション結果 (左 : 1次元 PoST 型 中央 : 5×5 スパイラル PoST 型
右 : 11×11 スパイラル PoST 型)

渦巻の中央側に熱源をずらした場合と端側に熱源をずらした場合で同様のシミュレーションを行った。図 6.9 のように 1次元型とスパイラル型で同じ位置に熱源を設定して TES の温度上昇を比較したところ、波形の違いが同程度であることを確認した (図 6.10 参照)。

これらの結果から、ガンマ線入射位置と波形をキャリブレーションする必要はあるが、吸収体を曲げても1次元PoST型マイクロカロリメータと同程度の波形の違いを検出することが出来る、すなわち吸収体を曲げても位置検出が可能であると言える。

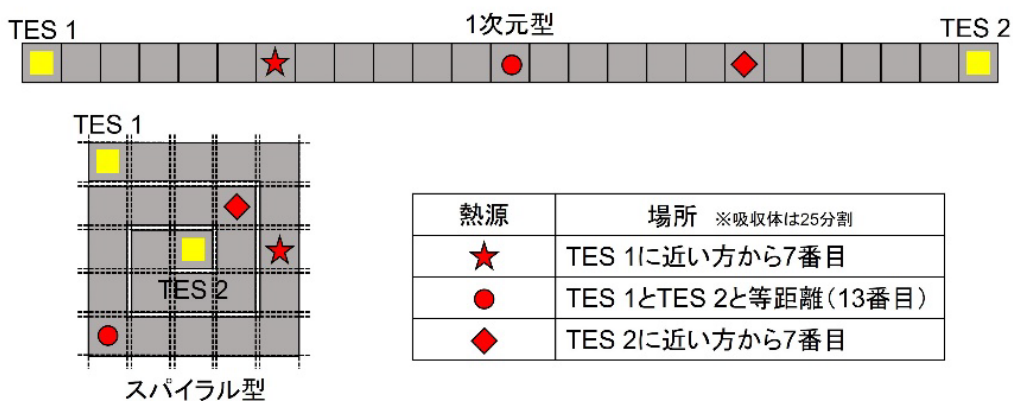


図 6.9 1次元PoST型とスパイラル型の設定した熱源の位置

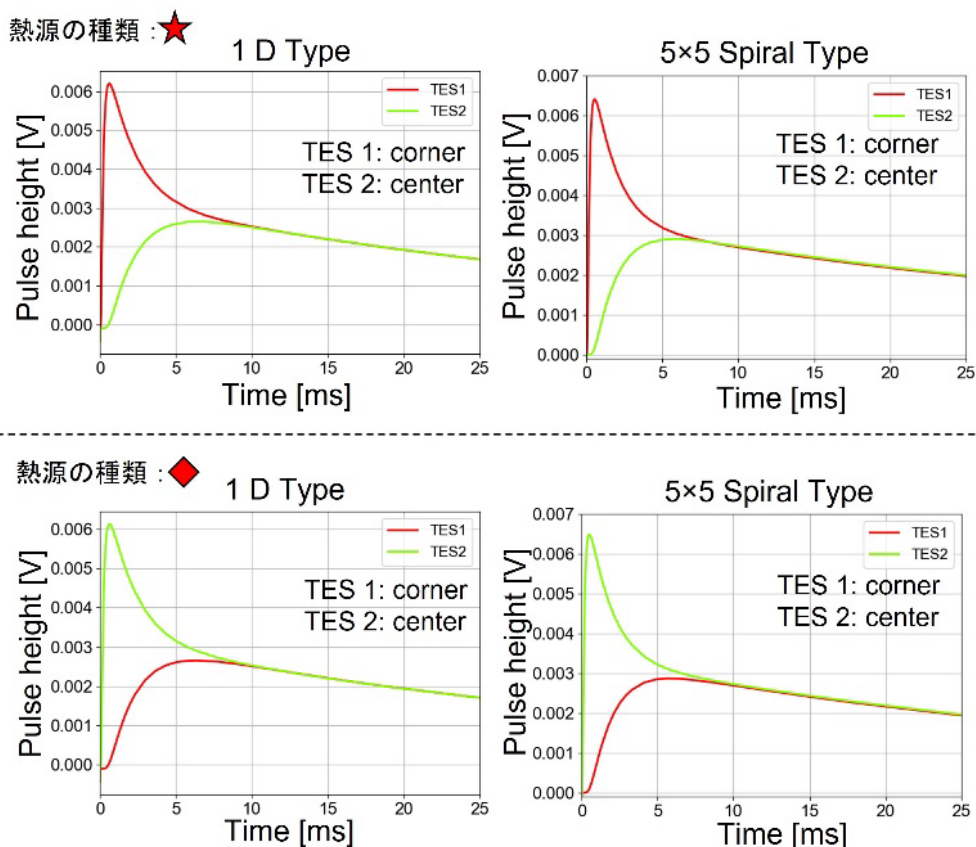


図 6.10 (上) 熱源の位置★と(下) 熱源の位置◆での1次元型とスパイラル型の波形比較

6.5.2 PHITS を用いたコンプトン散乱シミュレーション

Particle and Heavy Ion Transport code System (PHITS) を用いてコンプトン散乱によって吸収体を飛び出して再度吸収体に入射したガンマ線（以下、再度入射したガンマ線と呼称する）の数をシミュレーションした[30]。スパイラル PoST 型マイクロカロリメータの吸収体のジオメトリを図 6.11 のように作成して、吸収体に対して垂直にガンマ線が入射するようにガンマ線源を設定した。入射したガンマ線のエネルギーは 662 keV の単色ガンマ線として、放射能は 4000 Bq とした。

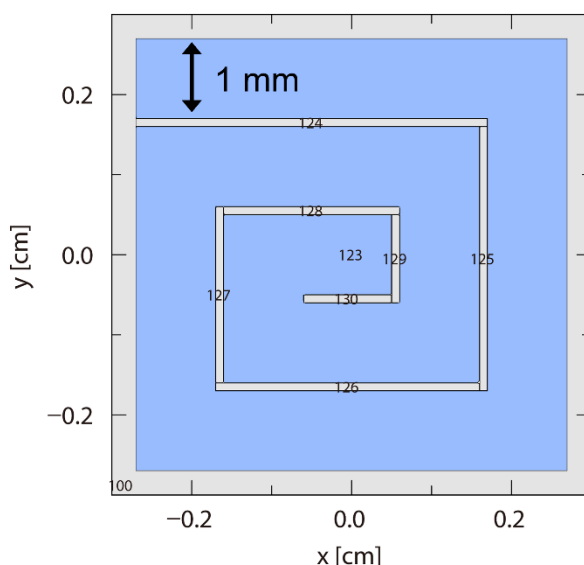


図 6.11 PHITS で作成したスパイラル PoST 型のジオメトリ

再度吸収体に入射したガンマ線の軌跡を図 6.12 に示す。想定した通り、吸収体が隣接する部分でガンマ線の再入射が起こっていることが分かる。さらにその時、吸収体に与えたエネルギーのスペクトルを図 6.13 に示す。コンプトン散乱により吸収体を飛び出した後、再度入射して吸収体にエネルギーを与えたガンマ線の数 0.0072 [1/source] は、吸収体にエネルギーを与えた全てのガンマ線の数 0.10 [1/source] の 7%程度であるが、662 keV のピーク部分 (660 keV~670 keV の範囲のガンマ線) のみ比べると、再度入射して最終的に光電吸収されたガンマ線の数が 4.0×10^{-6} [1/source] で、全吸収ピークが 3.7×10^{-2} [1/source] であるため、吸収体を曲げたことによって、複数箇所エネルギー付与が行われて位置情報が失われた全吸収ピークは 0.01%に過ぎない。このことから吸収体を曲げると、吸収体にエネルギーを与えたガンマ線の 7%が再度入射したガンマ線によるものだが、再入射後に最終的に光電吸収されたガンマ線はほとんどないと考えられる。よって、吸収体を曲げても全吸収ピークの中に位置情報が失われたガンマ線が含まれることはない。

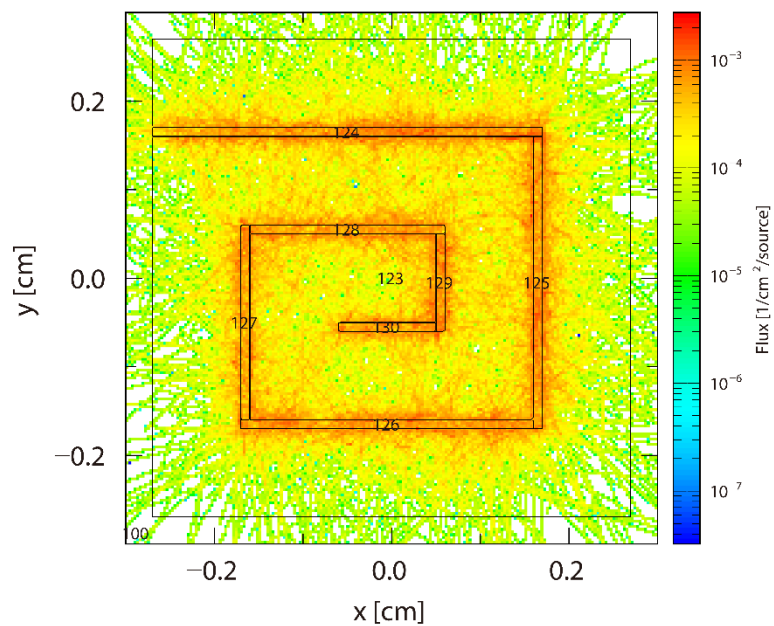


図 6.12 スパイラル PoST 型において、コンプトン散乱によって吸収体を飛び出して再度吸収体に入射したガンマ線光子の軌跡

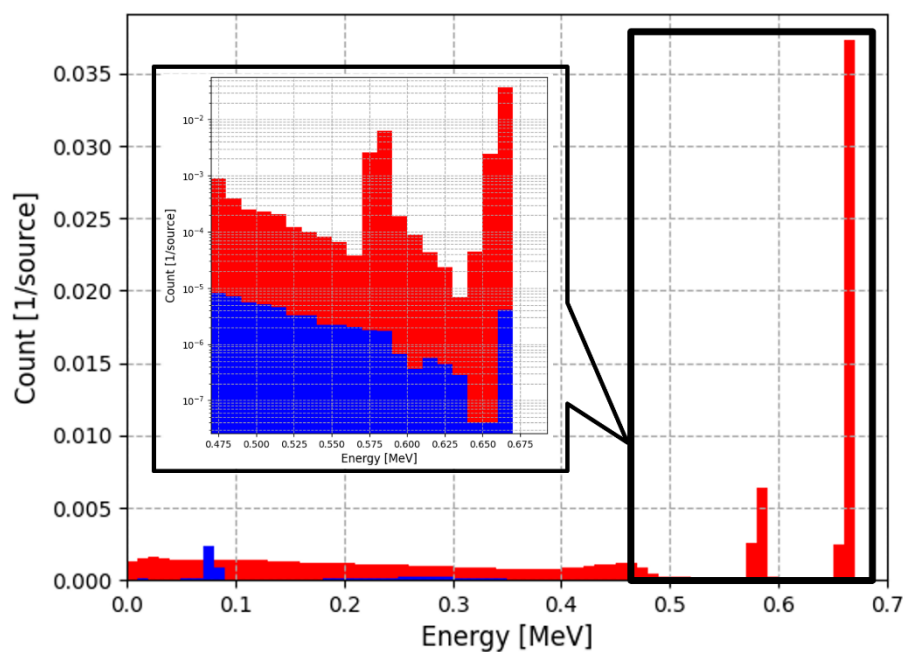


図 6.13 スパイラル PoST 型において、吸収体を飛び出して再度入射したガンマ線によるエネルギースペクトル（青）と、全てのガンマ線によるエネルギーのスペクトル（赤）

6.6 まとめ

本章では1次元 PoST型マイクロカロリメータを利用して2次元の位置検出を可能にするために、熱収縮による TES の破壊を防ぐ方法を考案した。吸収体を曲げたことによる熱伝導の仕方と再度入射したガンマ線の数を調査した。その結果、吸収体を曲げても1次元 PoST型マイクロカロリメータとほぼ同じ波形の違いを測定できる見込みであり、全吸収ピークの中に位置情報が失われたガンマ線はほとんどないと言えるため、スパイラル PoST型マイクロカロリメータも1次元 PoST型マイクロカロリメータと同等の位置検出能力が見込まれることが分かった。

7 まとめと今後の展望

本論文で行った第3章から第6章の研究について総括する。

第3章では、ガンマ線用にメンブレンを厚く設計した TES 温度計の製作を行い、製作した TES 素子に吸収体を接着してガンマ線用 TES 型マイクロカロリメータの組み立てを行った。

第4章では、シリコン基板の体積とシリコンイベントとの関係を明らかにしたことで、シリコンイベントは基板全体から TES に流入しているが、低周波ノイズが増加する原因とはならないと判明し、基板を現状より小さく設計する必要が無いと分かった。また、シリコンイベントと吸収体イベントの数と低周波ノイズとの関係を調査したことで、減衰時間が長い吸収体イベントの増加が低周波ノイズになっていることが判明した。このことから、減衰時間を短くする設計がエネルギー分解能の向上につながるということが分かった。

第5章では、ガンマ線用に設計したメンブレンの熱伝導度の調査を行い、その結果 $6\ \mu\text{m}$ の厚さのメンブレンであれば熱を伝えるフォノンほぼ全てが弾道的に輸送されることが明らかになり、メンブレンの熱伝導度は TES の周囲断面積のみに比例するため、機械的強度を考慮して可能な限りメンブレンを小さく設計しても熱伝導度には影響がないと分かった。このときの性能が高かった素子に対して行ったガンマ線照射実験では、現環境で $1.33\ \text{MeV}$ のガンマ線に対して $950\ \text{eV}$ のエネルギー分解能を実現した。ベースラインの波高分布から推定されるエネルギー分解能 $500\ \text{eV}$ と比較すると、測定したガンマ線のエネルギーが高いほど発生する未知のノイズによって、エネルギー分解能が悪化する傾向が見られた。このことからまだ改善の余地があり更なるエネルギー分解能の向上が可能であることが示唆された。

第6章では、PoST 型マイクロカロリメータの吸収体が熱収縮によって破損する問題を解決しつつ 2次元の位置検出を可能にする方法を考案して、シミュレーションによって基本的な性能を確認した。吸収体の曲げ回数が多くなるにつれて 1次元状態の PoST 型マイクロカロリメータと比較して波形にずれが生じたが、位置検出性能に影響を与えるほどでは無く、 5×5 アレイ型を置き換えたサイズのスパイラル PoST 型であれば 1次元 PoST 型と同等の位置検出能力を有することが明らかになった。また、吸収体を曲げることによって、コンプトン散乱によって吸収体を飛び出たガンマ線が再び吸収体に入射することで、全吸収ピークの中に複数の箇所吸収体にエネルギーを与えたガンマ線が発生して位置分解能の悪化が懸念されたが、再入射したガンマ線による全吸収ピークの割合は、最大限多く見積もっても全吸収ピーク全体の 7%程度にとどまることが明らかになった。

本研究の成果によって、ガンマ線用 TES 型マイクロカロリメータの設計指針のいくつか明らかになったことで、更なるエネルギー分解能の向上が見込まれる段階に来

ることが出来た。また、スパイラル PoST 型マイクロカロリメータの考案により、既
に実績のある読み出し配線数で 2 次元の位置検出が実現できる可能性が高まった。今
後は 2 次元位置検出の実証実験をはじめ、コンプトンカメラ化の実証実験など、実用
化を視野に入れた開発が望まれる。

参考文献

- [1] 小川岩雄: “放射線(改訂版)”,(コロナ社, 1964) 28-32.
- [2] 米沢伸四郎: “Bunseki Kagaku” , **51** (2) (2002), 61.
- [3] 鹿野文寿, 河合昭雄: “陽電子消滅法による原子炉材料劣化計測技術” , (2002).
- [4] G. F. Knoll: “放射線計測ハンドブック第4版”, (オーム社, 2013), 444.
- [5] R.G. Helmer, J.R. Davidson, and R. J. Gehrke, “Gamma-Ray Spectrum Catalog.” (CD-ROM published by Idaho National Engineering and Environmental Laboratory, 1999)
- [6] Christian.Enss (eds.): “Cryogenic Particle Detection”, (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005).
- [7] K. Niwa, et al.: “Few-photon color imaging using energy-dispersive superconducting transition-edge sensor spectrometry”, *Sci. Rep.* **7**, 45660, (2017)
- [8] K. D. Irwin “An application of electrothermal feedback for high resolution cryogenic particle detection”, (*Applied Physics Letters*, Volume 66, Issue 15, 1995)
- [9] Adams, J.S.; et al. “First Operation of Transition-Edge Sensors in Space with the Micro-X Sounding Rocket”; (*SPIE. Conference Series; International Society for Optics and Photonics: Bellingham,WA, USA, 2021;Volume 11454, p. 1145414*)
- [10] Barret, D.; Decourchelle, A.; Fabian, A.; Guainazzi, M.; Nandra, K.; Smith, R.; den Herder, J.W. “The Athena space X-ray observatory and the astrophysics of hot plasma” (*Astron. Nachrichten* 2020, Vol. 341, 224–235)
- [11] Piat, M.; Stankowiak, G.; Battistelli, E.S.; de Bernardis, P.; Alessandro, G.D.; De Petris, M.; Grandsire, L.; Hamilton, J.C.; Hoang, T.D.; Marnieros, S.; et al. QUBIC IV: “Performance of TES Bolometers and Readout Electronics” 2021, arXiv:2101.06787)
- [12] D.A.Bennett, et al.: *Rev. Sci. Instrum.* **83**, (2012), 093113.
- [13] J. P. Hays-Wehle, D. R. Schmidt, J. N. Ullom & D. S. Swetz., *J Low Temp Phys.* **184**, pp. 492–497 (2016)
- [14] Figueroa-Feliciano E., “Theory and development of position sensitive quantum calorimeters”, Ph.D. Thesis, Stanford University, 2001.
- [15] N. Iyomoto, et al.: “Position-sensitive transition-edge sensors” (*Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Volume 559, Issue 2, 2006*)
- [16] M.ティンカム: “超伝導現象” ,(産業図書,1981).
- [17] 満田和久: “熱量計測を応用した光子検出”, *Netsu Sokutei* **29**(2) (2002), 82.
- [18] M. Nakanishi, et al.: “DC Superconducting Quantum Interference Device Magnetometer for Cryogenic Current Comparator”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, 1050 (1987).
- [19] V. Foglietti, “Double dc SQUID for flux - locked - loop operation”, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 476 (1991)
- [20] Tasuku Hayashi, “A Development of a High-Energy-Resolution X-ray Spectrometer Sys-

- tem Towards Microanalysis of Astromaterials”, (Tokyo Univ., 2017, Ph. D. thesis)
- [21] Nagayoshi, K.; et al.: “Development of a Ti/Au TES Microcalorimeter Array as a Backup Sensor for the Athena/X-IFU Instrument” (J. Low Temp. Phys. 2020, 199, 943–948)
- [22] R. M. Thuhara Damayanthi, et al.: IEEE. Trans. Appl. Sup., 19(3) (2009), 540.
- [23] J.C. Mather, et al.: Appl. Opt. 21, (1982), 1125
- [24] Mates, J.A.B.; et al. “Simultaneous readout of 128 X-ray and gamma-ray transition-edge microcalorimeters using microwave SQUID multiplexing”, (Appl. Phys. Lett. 2017, 111, 062601)
- [25] Caroline A. Kilbourne, “Multiplexed readout of uniform arrays of TES x-ray microcalorimeters suitable for Constellation-X”, J. Astron. Instrum. Vol. 7011, (2008)
- [26] N. Iyomoto “Development of Gamma-Ray Position-Sensitive Transition-Edge-Sensor Microcalorimeters”, IEEE Trans. Appl. Supercond. Volume.31 No.5, (2021)
- [27] N. Iyomoto “Development of Gamma-Ray Position-Sensitive Transition-Edge Sensor Microcalorimeters”, J. Low Temp. Phys. Vol.200, 233-238, (2020)
- [28] R.J. Corruccini, J.J. Gniewek. : “Thermal expansion of technical solids at low temperatures: A compilation from the literature”, (National Bureau of Standards monograph 29, 1961)
- [29] S. Mori; et al.: “Simulation of TES X-ray Microcalorimeters Designed for 14.4 keV Solar Axion Search”, J. Low Temp. Phys. Vol.200, 233-238, (2020)
- [30] T. Sato; et al. “Overview of particle and heavy ion transport code system PHITS”, PNST. Vol. 4 pp. 879-882, (2014)

付録

i 無冷媒希釈冷凍機の概要

TES 型マイクロカロリメータの動作のためには、TES が超伝導になる極低温環境を安定的に保持する必要がある。極低温を実現するために使用した冷凍機は、ギフォードマクマホン（GM）冷凍機と希釈冷凍機の組み合わせた機械式無冷媒希釈冷凍機である。希釈冷凍機では、 ^3He - ^4He 混合液を相分離するために、 ^3He - ^4He 混合ガスを 1 K 程度の温度まで予冷する必要がある。そこで GM 冷凍機で予冷を行い、その後希釈冷凍機で TES を動作させる約 100 mK まで冷却する。

ii GM 冷凍機

GM 冷凍機はピストンを用いてヘリウムガス (^4He) を断熱膨張、圧縮をすることで冷却を行う冷凍機である。液体ヘリウムを必要としないことで安定的に長期間冷却を行える点は大きなメリットであるが、GM 冷凍機は 1 秒間に 1 往復程度の速さでピストンが上下に動くことで、ガスを膨張、圧縮させているため、数 Hz の振動が発生する。その振動を軽減するために Split-e-dilution という並列型の冷凍機が開発されており、GM 冷凍機と希釈冷凍機の中に冷媒のヘリウムガスを循環させることで冷却能力を希釈冷凍機側に伝えるため分離して設置出来る。GM 冷凍機と希釈冷凍機間の冷却を冷媒のガスに頼るため冷却能力は少し低下するが、希釈冷凍機部分に直接 GM 冷凍機が取り付けられている直列型の冷凍機より振動による低周波ノイズを減らすことが出来る。

本研究では、エネルギー分解能等の性能評価を行う場合は低周波ノイズを避けたいため並列型の冷凍機を使用して、素早く冷却して R-T 測定を行いたい場合などは直列型の冷凍機を使用している。

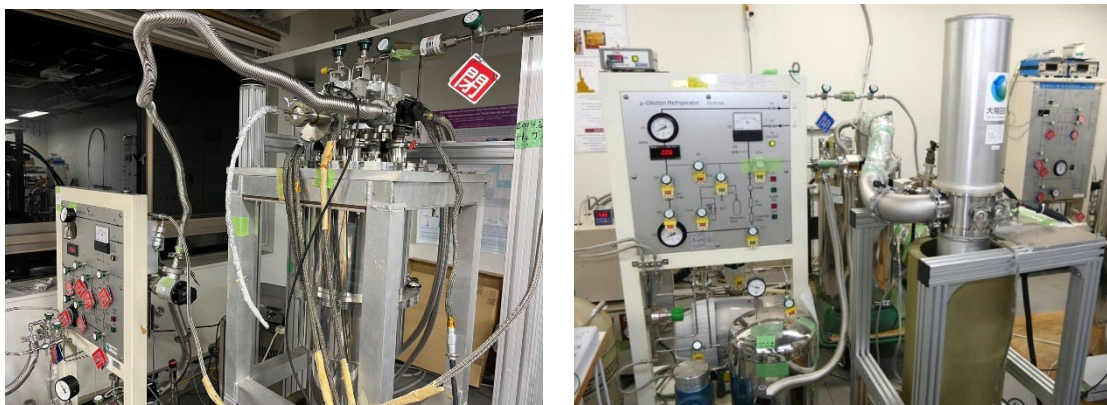


図 1 直列型無冷媒希釈冷凍機(左)と並列型無冷媒希釈冷凍機(右)

iii 希釈冷凍機

下図は希釈冷凍機のプロットである。希釈冷凍機は ^3He - ^4He 混合液体が持つ特性を利用している。ヘリウムには原子量が4の ^4He と、原子量が3の ^3He の同位体が存在する。 ^3He - ^4He 混合液体を冷却すると、ほとんど100%が ^3He の濃厚相と、 ^4He の中に6%程 ^3He が入っている希薄相に分離する。分溜器 (Still) で圧力を適切な値に設定すると、 ^3He と ^4He は蒸気圧が異なるため、 ^3He のみを選択的に蒸発させ希薄相内部の ^3He の濃度を下げることが出来る。そして希薄相で ^3He の濃度が均一になるように ^3He が移動することで、混合室 (Mixing) 内部の希薄相も ^3He の濃度は低下する。すると混合室で濃厚相にある ^3He が希薄相に溶け込む。 ^4He は0.5 K以下では超流動状態になり粘性がゼロであり、 ^3He は超流動にはならないため、希薄相に含まれる ^3He は、超流動 ^4He の中を自由に移動する気体、であると考えることが出来る。そのため ^3He が希薄相に溶け込む現象は、蒸発とみなすことが出来、エントロピーが小さい相から大きい相に移動することによる熱の吸収によって冷却が行われる。分溜器で蒸発させた ^3He を、ジュール=トムソン効果を用いてJTバルブで液化して濃厚相に加えることで、元の濃度に戻して連続的にこのサイクルを行えるようにしている。

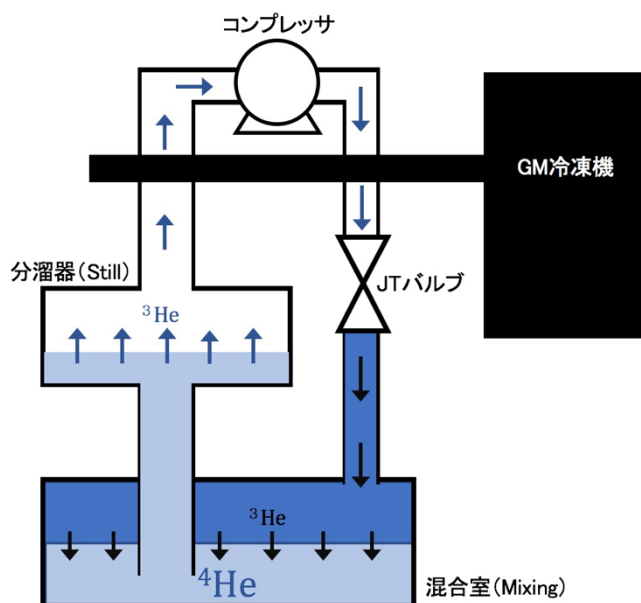


図2 希釈冷凍機のプロット

iv 温度制御システム

TES 型マイクロカロリメータを動作させるためには、TES の転移温度より約 50 mK ほど低い温度で安定している熱浴が必要であるため、設置しているヒーターの出力を PID 制御して温度をコントロールする。P は比例 (Proportional), I は積分 (Integral), D は微分 (Derivative) であり、これらの動作を組み合わせることで目標値と一致するように

帰還制御を行う。P 動作は設定値を基準としてその何%を比例帯とするかで、単位は%である。その範囲内では測定温度とヒーター出力は逆比例するため、比例帯のいずれの温度でも冷凍機の冷却能力とヒーター出力の均衡がとれて一定となる。しかし原理的にオフセットと呼ばれる目標温度との偏差が生じるため、I 動作を組み合わせることでその偏差を解消する。P の値は大きいほどオフセットは大きく、小さいほどオンオフ動作に近づきサイクリング現象が起こるようになる。I 動作は時間の積分に比例した出力となり、温度の偏差を目標温度に引き戻すように動作する。単位は時間（秒）である。I の値は小さいほど素早く動作するがサイクリング現象が起こりやすく、大きいほど引き戻すまでの時間が長くなる。P と I を組み合わせた制御であれば、温度偏差は解消できるが、外乱による突発的な変化には対応できない。そこで D 動作を組み合わせることで対応出来るようにする。D 動作は時間の微分に比例した出力であり、温度上昇や下降の変化を抑えるように動作する。D の値は小さいほど外乱に強いが目標温度に到達するまでの時間が長くなり、大きいほど外乱に弱い目標温度への到達時間は早くなる。本研究では温度の測定と制御に Lake Shore 社製の 372AC 抵抗ブリッジを使用した。

v データ収集

TES 型マイクロカロリメータは、TES 温度計の抵抗変化によって生じる電流の変化で磁束を発生させて、それを SQUID アンプで読み取って電圧に変換して出力している。その SQUID アンプを動作させるために Magnicon 製の FLL Electronics を用いている。その出力は SRS 製の SIM965 Analog Filter でローパスフィルタをかけた後に、同社製 SIM910 JFET Preamp でゲインをかけている。実験の目的によってどの程度のフィルタとゲインをかけるかは考慮する必要があるが、本実験では全ての測定において、10 kHz のベッセルローパスフィルタ (Slop 24) とゲイン 10 倍をかけてデータを取得している。この出力を National Instruments 製の NI PXIe-6124 を用いて記録する。16 ビットの A/D 変換器なので $\pm 5V$ のレンジで検出出来る最小の振幅変化は 0.152 mV である。基本的に実験で収集するデータは DC カップリングで収集する。DC カップリングは入力信号をそのまま記録するが、AC カップリングは入力信号のオフセットを除去して 0 からの変化を記録する。TES 型マイクロカロリメータの熱浴の温度が揺らぐとこのオフセットの値が変化するため、DC カップリングで記録しておくことで、オフセットの変化の情報を失わず、波高値と相関がある場合に熱浴温度による揺らぎを補正することが出来る。



図 3 National Instruments 製の NI PXIe-6124