TES型マイクロカロリメータのX線γ線に対する応答特性の研究

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 石田 學

山川 善之

2006年1月10日

概要

我々は次世代X線天文衛星への搭載を目標にTES (Transition Edge Sensor) 型X線マイクロカロリメータの開発を行っている。X線マイクロカロリメータとは、入射X線光子の1つ1つのエネルギーを素子の温度上昇から求めるX線検出器である。マイクロカロリメータのエネルギー分解能は、動作温度、熱容量が小さく、温度計感度が大きいほど高いエネルギー分解能が得られる。この温度計に超伝導–常伝導遷移端における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) を用いたものをTES型X線マイクロカロリメータと呼んでいる。~ 100 mKという極低温下で動作させることで、ノイズを抑制し理論的には1 eV@6 keVという極めて高いエネルギー分解能を実現することが可能である。また、X線衛星搭載のためには広い開口面積が必要となる。そのためには面積の大きな吸収体が必要不可欠であり、吸収体が素子の振舞にどのような影響を及ぼすかが非常に重要となる。また、TESカロリメータで検出可能なエネルギー帯域は、素子の熱容量と転移幅によって決定され、熱容量を大きくすることで~ 100 keVのγ線の観測も可能となる。我々はこのTESカロリメータの高いエネルギー分解能をγ線の測定に用いることも検討しており、気球実験による超新星残骸からの^{44}Tiの核γ線 (68/78 keV, $T_{1/2} = 49$ yr) の観測なども計画している。

本研究では、TESカロリメータにスズ箔吸収体を貼り付け、γ線用に改良し、^{241}Amからの核γ線 (60 keV) 照射実験を行った結果についてまとめる。ベースとなるTESカロリメータとしては、共同開発を行っているSII(セイコーインスツル) で作製されたTi/Auの二層薄膜を利用したタイプのものを使用している。これまでにスズ箔吸収体を貼り付けて評価を行ったカロリメータは2素子あり、最初に作製したものをSII-115、2回目に作製したものをSII-155と呼ぶ。SII-115については、スズ箔吸収体貼り付け前にX線 (^{55}Fe線源の5.9 keV Mn-Kα) で評価は行っていないが、SII-155については、エネルギー分解能$\Delta E = 12$ eV@5.9 keVが得られている。SII-115素子に790 μm$\times$870 μm$\times t$300 μmのスズ箔吸収体を貼り付け、γ線照射実験を行った結果、^{241}Amからの核γ線 (60 keV) に対してエネルギー分解能 $\Delta E = 138 \pm 5$ eV、ノイズの揺らぎによって決まるベースライン分解能 $\Delta E_0 = 81 \pm 2$ eVを得た。本来ならば素子の性能はノイズによって制限され、両者の値は一致するはずである。不一致の原因として、個々のパルスのばらつき、入射位置依存性などが考えられる。

次に、SII-155素子ではエネルギー分解能を向上させるため熱容量を小さくすることを考えた。そのために、エネルギー分解能と線形性の観点からSpiceシミュレーションを行い、吸収体の熱容量の最適化を行い、サイズを630 μm$\times$670 μm$\times t$300 μmと決定した。また、スズ箔吸収体は位置依存性の原因となり得る表面形状を整えるために3 μmのアルミナで研磨した。このようにして作成したスズ箔吸収体を同様に貼り付け、γ線照射実験を行った結果、^{241}Amからの核γ線 (60 keV) に対してエネルギー分解能 $\Delta E = 38.4 \pm 0.9$ eV、ベースライン分解能 $\Delta E_0 = 37.9 \pm 0.7$ eVという非常に優れた結果が得られた。この結果は世界最高レベルである。SII-115と比べて、エネルギー分解能が良くなった理由として、吸収体を小型化することで熱容量を小さく抑えることができたことが考えられる。また、エネルギー分解能とベースライン分解能の不一致がなくなった要因として、吸収体の表面形状の改善や接着剤の熱伝導度を大きくすることができたことが挙げられる。

今後は、3月にKEKでのSII-155素子を用いてのX線結晶回折実験を予定している。その実験に向けて断熱消磁冷凍機での冷却実験を行う予定である。

目 次

図 目 次

表目次

第1章　はじめに

1.1　本論文の目的

X 線天文学は、1962 年のアメリカの Giacconi らによる月面で反射した太陽 X 線を観測しようというロケット実験で、いままで知られていなかった X 線源 (Sco X-1) を偶然発見したことから始まる。宇宙から地球にやって来る X 線は、地球大気に吸収され地上に届くことはなく、検出器を大気圏外にだすことではじめて観測が可能となる。以後、40 年ほどの間に世界各国から 20 機以上の X 線天文衛星が打ち上げられた。日本も 4 台の衛星を打ち上げ、これにより X 線天文学のみならず宇宙物理学全体にわたって大きな発展をもたらした。この間に、打ち上げられる X 線検出器の改良が続けられてきたことはいうまでもなく、X 線天文学は検出器の性能の向上ともに進歩してきたともいえる。

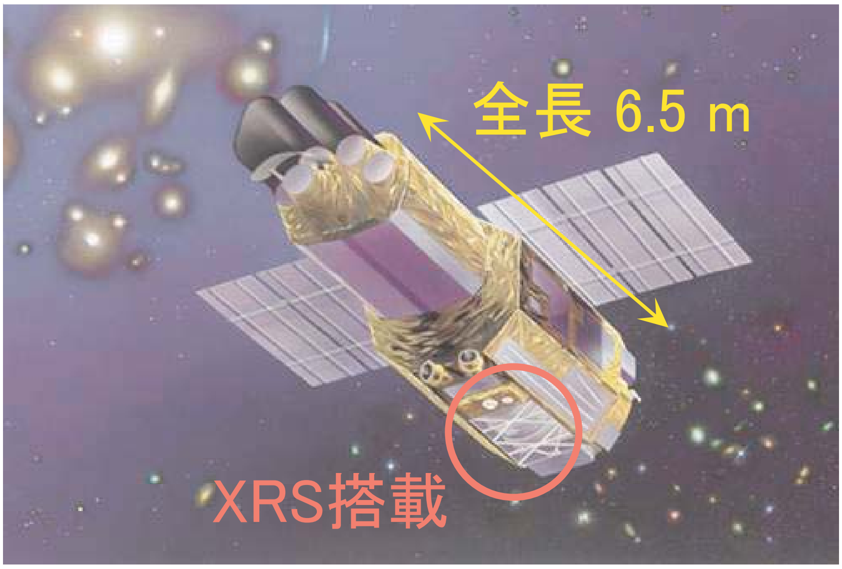

図 1.1: The Astro-E2 衛星「すざく」

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、多くの成果を挙げてきている。また、2005 年 7 月には Astro-E2 衛星「すざく (Suzaku)」の打ち上げも行われた。この X 線天文衛星 Astro-E2 に搭載された半導体カロリメータ (6×6 ピクセル) は、5.9 keV の X 線に対し ∼6 eV のエネルギー分解能を持つものの、視野が約 $3'$ と狭く今後広い視野をもつ X 線分光検出器の開発が必須である。TES 型 X 線カロリメータは、理論的には ∼1 eV の分解能が達成可能であり、世界的には SRON で 5.9 keV に対して 4.1 eV の分解能が報告されている [1], [2]。また電熱フィードバック機構によりパルスの時定数が短縮され、理想的には ∼1000 c/s の高計数率にも耐

えられる。従って産業計測・医療等への応用も期待され、天文学以外の広い分野からも注目を集めている。本研究では、次世代 X 線天文衛星搭載を目指し (e.g DIOS)、Astro-E2 を越える高エネルギー分解能と高検出効率を合わせ持ち、さらに 32×32 ピクセルを目標としてイメージングセンサーとなりうる高分解能撮像分光器開発を進める[3]、[4]。これは、TES 型マイクロカロリメータによって実現可能である。現在、Ti/Au 二層薄膜の TES を用いたカロリメータのエネルギー分解能の向上を第一目標として研究を行っている。

また、TES 型マイクロカロリメータでは吸収体の熱容量を大きくすることによって ~ 100 keV のエネルギー帯域での利用も可能となる。このエネルギー帯域には超新星残骸から発生する ^{44}Ti の 68, 78 keV の核 γ 線が存在する。TES 型マイクロカロリメータで観測することによって宇宙の化学進化を解明する大きな手掛かりが得られることが期待される。

本論文は、更なる X 線検出器の性能向上を目指し、世界記録をもつ SRON との研究協力へ向けた相互の測定環境の比較を行うために互いに素子を交換し測定した。第 4 章では、SII 製カロリメータと SRON 製カロリメータを都立大において測定した結果についてまとめ、比較する。第 5 章では、SII 製カロリメータにスズ箔吸収体を貼り付け、作製した γ 線カロリメータの測定結果についてまとめ、性能について考察する。

1.2 TES 型マイクロカロリメータ

ここでは、TES 型マイクロカロリメータについて簡単な紹介を行うためにエネルギー分解能、カロリメータなどの基本的な説明を行う。TES 型マイクロカロリメータの原理は、2 章で詳しく行う。

1.2.1 エネルギー分解能

いま、単色 X 線に対して検出器から得られたエネルギースペクトルを考える。情報キャリアのゆ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エネルギースペクトルは必ず有限の幅を有する。エネルギー E_0 のまわりのこの幅は、検出器に入射するエネルギーが同じものであっても、そこで得られるパルス間には大きな変動があることを示している。このような変動を小さくできれは分布の幅は狭くなり、数学的にはデルタ関数に近付く。入射 X 線のエネルギーを詳細に解析するための測定能力は、この幅が狭ければ狭いほど向上する。

エネルギー分解能は、分布の半値全幅 (FWHM: Full Width at Half Maximum) で一般に定義される。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一般に測定する。ここで、情報キャリアの生成は ポアソン統計に従うと仮定すると、検出器に 1 つの光子が入射して生成した情報キャリアが N 個の場合、標準偏差は $\sigma = \sqrt{N}$ である。ポアソン分布は、分布の平均値が平均値が大きい場合 (20 以上)、簡略化してガウス分布となる。すなわち、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の分布は

$$G(E) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\mathrm{E}-\mathrm{E}_0)^2}{2\sigma^2}\right) \tag{1.1}$$

と表せる。したがって半値全幅は

$$\mathrm{FWHM} = 2.35\sqrt{N} \tag{1.2}$$

と表されることとなる。ここで、E_0 は中心エネルギー、A は面積を表している。

エネルギー分解能の限界は、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ことを考えると

$$\Delta E_{\mathrm{real}} = 2.35 E_0 \sqrt{\frac{F}{N}} \tag{1.3}$$

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 $F \leq 1$ である。

1.2.2　X 線マイクロカロリメータ

X 線マイクロカロリメータは、入射 X 線光子の 1 つ 1 つのエネルギーを素子の微小な温度上昇 (〜 数 mK) として検出する検出器である。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、100 mK 以下の極低温で動作させることで優れたエネルギー分解能を発揮する。しかも、同時に高い検出効率をも併せもつ。

X 線カロリメータは図 1.2 に示すように、熱容量 C の吸収体と温度計からなる構造をしており、それが適度に悪い熱伝導度 G を持つサーマルリンクで低温熱浴と接続され、定常状態に保たれている。エネルギー E の X 線光子を光電吸収した際に生じる温度上昇 ΔT は

$$\Delta T = \frac{E}{C} \tag{1.4}$$

となる。厳密には入射 X 線による素子の温度上昇で C もかわるので、エネルギーと温度上昇の関係には非線形性がある。吸収体で生じた熱はサーマルリンクを介して低温熱浴へとゆっくりと流れ、再び定常状態へと戻る。

2.3.2 節で詳しく述べるが、素子が定常状態に戻るまでの時定数 τ は、C と G で決まり

$$\tau = \frac{C}{G} \tag{1.5}$$

である。実際には、温度計の発熱の変化によって熱的なフィードバックがかかり時定数はこれより短くなる。

1.2.2.1　エネルギー分解能

図 1.2 のようなカロリメータを考えたとき、素子全体の熱エネルギーは CT である。また、フォノン 1 個あたりの平均エネルギーは $k_B T$ であるので、フォノン数 N は

$$N = \frac{CT}{k_{\mathrm{B}} T} \tag{1.6}$$

となる。ここで、k_{B} は Boltzmann 定数である。これより、フォノン数の統計ゆらぎは、

$$\sqrt{N} = \sqrt{\frac{CT}{k_{\mathrm{B}} T}} \tag{1.7}$$

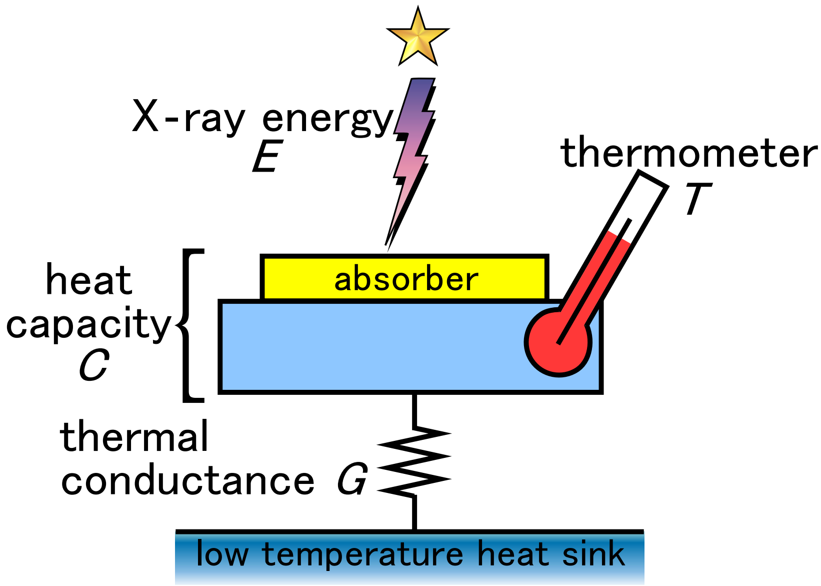

図 1.2: カロリメータの構造。熱容量 C の吸収体と温度計からなり、熱伝導度 G を持つサーマルリンクで低温熱浴と接続され、定常状態に保たれている。

と書け、このフォノン数のゆらぎによる素子のエネルギーゆらぎは

$$\Delta E = \sqrt{\frac{CT}{k_{\mathrm{B}}T}} k_{\mathrm{B}}T = \sqrt{k_{\mathrm{B}}T^2C} \tag{1.8}$$

となる。入射 X 線によるゆらぎの増加の影響は小さく、素子のフォノン数の統計ゆらぎが支配的であるので、これがそのままエネルギー分解能となる。従って、エネルギー分解能は入射 X 線エネルギーに第一近似では依らず、素子のフォノン数の統計ゆらぎにのみ依存する。いま、このことを確かめるため、エネルギー E の X 線が入射することで励起されるフォノン数とその統計ゆらぎを考えると

$$n = \frac{E}{k_{\mathrm{B}}T} \tag{1.9}$$

$$\sqrt{n} = \sqrt{\frac{E}{k_{\mathrm{B}}T}} \tag{1.10}$$

となる。ここで、典型的な値として $E = 6$ keV、$C = 1$ pJ/K、$T = 0.1$ K を代入すると

$$\frac{\sqrt{n}}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{E}{CT}} \sim 0.1 \tag{1.11}$$

となり、励起されるフォノン数の統計ゆらぎの影響は小さいことがわかる。

エネルギー分解能は半値全幅では、式 1.2 より

$$\Delta E_{\mathrm{FWHM}} = 2.35\ k_{\mathrm{B}}T\sqrt{N} = 2.35\sqrt{k_{\mathrm{B}}T^2C} \tag{1.12}$$

と表される。一般には、後で議論するように、カロリメータの動作条件や温度計の感度 α などに依存する係数 $\xi \propto \sqrt{1/\alpha}$ を用いると

$$\Delta E_{\mathrm{FWHM}} = 2.35\xi\sqrt{k_B T^2 C} \tag{1.13}$$

と表される。熱容量 C は温度を下げるほど小さくなるので、この式は温度 T に強く依存することになる。従って、動作温度 T を極低温 (~ 100 mK) にとり、感度 α を大きくすることが優れた分光性能を発揮するために本質的である。

1.2.3 TES : Transition-Edge Sencsor

TES(Transition Edge Sencor) は、超伝導常伝導遷移端における数 mK という非常に狭い領域内での急激な抵抗変化を利用した温度計である [5]。温度計の感度を表すパラメータ α を、

$$\alpha \equiv \frac{\mathrm{d}\ \ln R}{\mathrm{d}\ \ln T} = \frac{T}{R}\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}T} \tag{1.14}$$

として定義する。半導体温度計を用いた XRS では、$|\alpha| \leq 6$ であり、TES ではこの 100 倍近い感度をもつ。第 2.7.1 節で詳しく述べるが、エネルギー分解能は $\sqrt{1/\alpha}$ に比例するので、原理的には従来型の半導体温度計を用いたカロリメータに比べて、2 桁も高いエネルギー分解能を実現できると期待できる。また、α が大きいと熱容量の大きな吸収体を用いることができ、熱化の速い常伝導金属の使用や大きなサイズで有効面積を上げることが可能となる。ここで、カロリメータの動作温度は TES 温度計の転移温度で決まってしまうので、その転移温度をコントロールする必要がある。そこで、TES を超伝導体と常伝導体の二層薄膜とすることで薄膜効果や近接効果 (proximity effect) を用いて、超伝導遷移温度を最適化している。薄膜効果とは、超伝導体をコヒーレンス長や侵入長以下に薄くすると、電子間引力相互作用の強弱に応じて遷移温度が下がったり上がったりする効果である。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洩れだし、膜厚の比に依存して超伝導体の遷移温度が下がる効果である。

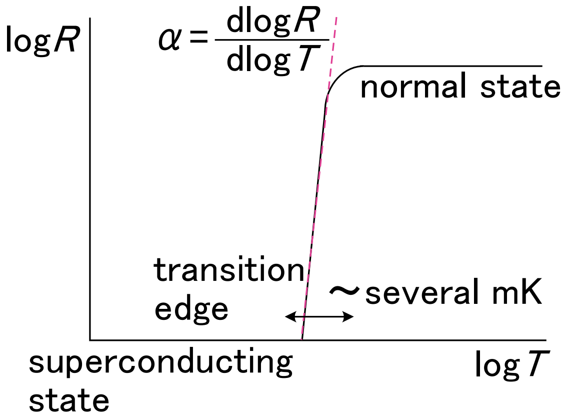

図 1.3: TES の R-T 曲線 (模式図)

TES は温度計として非常に高い感度を有するのだが、遷移端が数 mK と狭いため遷移端内に動作点を保つことが困難である。そこで、動作点を自動的に遷移端内に保つために、定電圧バイアスで動作させることで強い負の電熱フィードバックをかけて動作点を安定させている [6]。

第2章　TES型マイクロカロリメータの原理

超伝導遷移端の急激な抵抗変化を利用する TES 型マイクロカロリメータを開発するにあたっては、その超伝導の性質を理解することが重要である。はじめに超伝導体の基本的な性質を述べたあと、2.2 節で TES 型マイクロカロリメータの評価を行う際に必要となる代表的なパラメータを説明する。TES 型マイクロカロリメータの実際の動作については、2.3 節以降で述べる。

2.1　超伝導

超伝導状態ではフォノンを媒介とした引力相互作用により、運動量の大きさが等しく符合が反対で、かつスピンの方向が互いに逆向きの 2 個の電子の対で存在した方が安定になる。この電子の対をクーパー対と呼び、常伝導状態の電子と同様に金属内部を動きまわっている。超伝導状態では、このクーパー対が超伝導電流を担う。

超伝導を担うことのできる電子はフェルミ準位 ε_F 近傍の領域 $\varepsilon_F \pm \frac{1}{2}\Delta$ 内の電子のみであり、これらがクーパー対をつくると状態密度 $N(\varepsilon)$ には、フェルミ準位 ε_F を中心としてエネルギー Δ の範囲でエネルギーが $\varepsilon = 0$ となるような領域ができる。この Δ のエネルギーをエネルギーギャップとよんでいる。超伝導体の温度が上昇すると、一部のクーパー対は熱振動によって破壊され、常伝導電子になって $\varepsilon_F + \frac{1}{2}\Delta$ 以上のエネルギーレベルに励起される。このように電子を上の状態に励起するには、少なくとも Δ のエネルギーをクーパー対に与える必要がある。エネルギーギャップ Δ は、温度の上昇とともに減少する。温度を上昇させ、$\Delta = 0$ となるとすべての電子はクーパー対として存在せずに常伝導電子となる。このとき、超伝導金属は超伝導状態から常伝導状態に遷移し、この温度を遷移温度 T_c という。

しかし、超伝導体の常伝導状態への移行は温度の上昇によるものだけではなく、ある一定以上の電流が流れるときにも超伝導性は失われる。超伝導体を流れる電流のこの限界量を臨界電流 I_c と呼ぶ。超伝導体の中のすべての電流は侵入深さ内の表面を流れ、電流密度は表面の値から次第に減少する。臨界電流は、外部の電源から超伝導体に流される電流にも、印加されている磁界からの遮蔽電流のいずれにもあてはまり、この和の全電流量が臨界電流を越えるときに超伝導状態から常伝導状態に遷移する。臨界電流による超伝導性の消失は、表面での磁場に対応させることができる。すなわち、輸送電流と印加磁場による全体の磁場の強さが臨界磁場を越えるときに超伝導性が失われるということもできる。ここで臨界磁場の強さは、2 つの状態のギブスの自由エネルギーの差に依存し、臨界磁場とは、超伝導状態の自由エネルギーを常伝導状態の自由エネルギー以上にするのに必要な磁場の強さである。

臨界電流の大きさは温度に依存し、温度が高くなるにつれて減少する。逆に超伝導体が電流を運んでいるならば、その転移温度は低下する。すなわち臨界電流 I_c は、印加磁場 B と温度 T の関数 $I(B,T)$ といえる。したがって、転移温度 T_c は、温度 T と流れる電流 $I(B)$ に依存する。表 **??** に主な物質の転移温度 T_c と臨界磁場 H_c を示す。

表 2.1: T_c と I_c の関係

	T_c [K]	H_c [Oe]
Ti	0.39	100
Nb	9.23	1980
Pb	7.913	803
Sn	3.722	305.5
Al	1.196	99

ここで、温度 T における臨界電流 $I_c(T)$ は Ginzberg-Landau 理論によれば、$T \sim T_c$ の場合

$$I_c(T) \propto \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{3/2} \tag{2.1}$$

の式が成り立つ。これが $T = 0$ まで成り立つならば $T = 0$ での臨界電流 $I_c(0)$ を用いて

$$I_c(T) = I_c(0)\left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{3/2} \tag{2.2}$$

と表せる。

2.2 基本パラメータ

2.2.1 熱容量 C

熱容量はカロリメータのエネルギー分解能および時定数を決める重要なパラメータである。熱容量 C はモル比熱 c、密度 ρ、原子量 (分子量) M、体積 V を用いて、

$$C = c\frac{\rho V}{M} \tag{2.3}$$

と表すことができる。

フェルミ (Fermi) 温度とデバイ (Debye) 温度よりもはるかに低い温度に於いては、金属の定積比熱 c はフォノンに起因する格子比熱 c_l と伝導電子に起因する電子比熱 c_e との和として、

$$c = c_\mathrm{l} + c_\mathrm{e} \tag{2.4}$$

と書ける。

2.2.1.1 格子比熱 c_l

格子比熱 c_l は、デバイ温度 θ_D よりも充分に低温 ($T \ll \theta_\mathrm{D}$) において、デバイの T^3 近似より、1 モルあたり

$$c_\mathrm{l} \simeq \frac{12\pi^4}{5} N_\mathrm{A} k_\mathrm{B} \left(\frac{T}{\theta_\mathrm{D}}\right)^3 \tag{2.5}$$

$$= 1.94 \times 10^3 \left(\frac{T}{\theta_\mathrm{D}}\right)^3 \quad [\mathrm{J \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}}] \tag{2.6}$$

となる [41]。ここで、N_A は Avogadro 数であり、k_B は Boltzmann 定数である。

2.2.1.2 電子比熱 c_{e}

電子比熱にはフェルミ準位近傍の電子のみが寄与し、その物質が常伝導状態か超伝導状態かによって異なる。超伝導遷移温度を T_{c} とすると、それぞれの状態での 1 モル当りの比熱は以下のように表される。

常伝導状態 $(T > T_{\mathrm{c}})$

フェルミ関数が変化する領域はフェルミ準位 E_{F} 付近で $k_{\mathrm{B}}T$ 程度の幅を持つ。Pauli の原理から全ての自由電子のうちおよそ $k_{\mathrm{B}}T/E_{\mathrm{F}}$ の割合だけが熱エネルギーを吸収できることとなる。状態密度を $D(E)$ とすると、

$$c_{\mathrm{e}} \simeq \frac{\pi^2}{3} D(E_{\mathrm{F}}) k_{\mathrm{B}}^2 T \propto T \tag{2.7}$$

として表され、物質固有の値である Sommerfeld パラメータ γ を用いて、

$$c_{\mathrm{e}} = \gamma T \tag{2.8}$$

と表すことができる。γ はフェルミ面に於ける電子の状態密度の尺度を与えると言える。

超伝導状態 $(T < T_{\mathrm{c}})$

遷移温度よりも充分低温の超伝導状態の場合、フェルミ面付近の電子の大部分がクーパー (Cooper) 対で存在する。しかし、クーパー対は超伝導のエネルギーギャップのために基底状態から抜け出せず熱の輸送に関与しない。従って、比熱に寄与するのは超伝導エネルギーギャップ $\Delta E_{\mathrm{g}} = 1.764 k_{\mathrm{B}} T_{\mathrm{c}}$ を超え、クーパー対を形成していない電子のみである。その数は指数関数的に表されるので電子比熱は、

$$c_{\mathrm{e}} \propto \exp\left(\frac{-\Delta E_{\mathrm{g}}}{k_{\mathrm{B}}T}\right) = \exp\left(\frac{-1.764 T_{\mathrm{c}}}{T}\right) \tag{2.9}$$

という温度依存性を示す。1 モル当りの電子比熱は、

$$c_{\mathrm{e}} = \gamma \left(a T_{\mathrm{c}} \exp\left(\frac{-b T_{\mathrm{c}}}{T}\right)\right) \tag{2.10}$$

というように表すことができる。ここで、a、b は物質に依らない定数で、$a \sim 8.5$、$b \sim 1.44$ である。

以上は、T_c より十分低い温度でのみ成り立つものであるので、転移端を用いる TES の転移温度近傍の熱容量の計算には適用できないことに注意する。T_c のごく近傍ではエネルギーギャップ $\Delta(T) \to 0$ であるが、この $\Delta(T)$ がエネルギー準位そのものを変化させる効果が効くようになる。BCS 理論によればこれは $d\Delta^2/dT$ の形で関与してくるのだが、T_c 以下ではこれが大きく $T_c = 0$ では 0 となるので、電子比熱は T_c で不連続さを生じることになる[42]。この飛びは常伝導状態の比熱の 1.43 倍に相当し、超伝導状態と常伝導状態の電子比熱をそれぞれ c_{es}、c_{en} とすると

$$c_{\mathrm{es}} = 2.43 c_{\mathrm{en}} \tag{2.11}$$

と表せる。

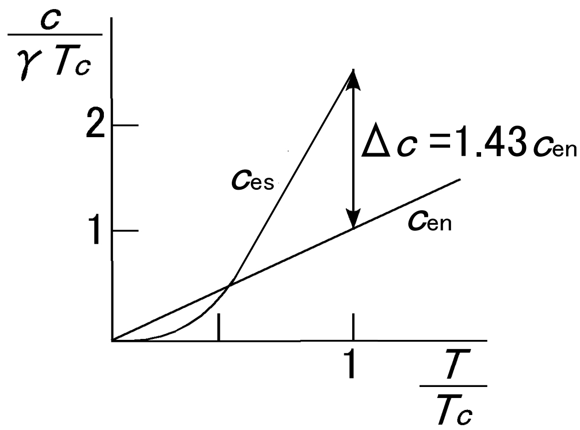

図 2.1: 超伝導状態と常伝導状態での電子比熱の比較

2.2.2 熱伝導度 G

有限な温度差 $T - T_{\rm s}$ があるときの熱伝導を考える。微小な温度差 $\Delta T_{\rm i} = T_{\rm i+1} - T_{\rm i}$ $(i = 1 \sim N)$ を持ち、熱伝導率が $k = K/N$ の N 個の領域に等分して考える。ただし、$\Delta T_{\rm i} \gg T_i$ である。この領域の両端から見た熱量 P は微視的に等価で、

$$
\begin{aligned}
P(\Delta T_{\rm i}) &= k(T_{\rm i+1})(T_{\rm i+1} - T_{\rm i}) && (2.12)\\
&= -k(T_{\rm i})(T_{\rm i+1} - T_{\rm i}) && (2.13)\\
&= k(T_{\rm i+1})T_{\rm i+1}k(T_{\rm i})T_{\rm i} + O\left(\Delta T_{\rm i}^2\right) && (2.14)
\end{aligned}
$$

と表すことができる。これらを $N \to \infty$ まで足し合わせた極限では、

$$
P = K(T)T - K(T_{\rm s})T_{\rm s} \tag{2.15}
$$

となる。一般に熱伝導率を熱抵抗の種類によって決まる無次元量 n を用いて $K(T) = K_0 T^{n-1}$ と表すことができるので、

$$
P = K_0 \left(T^n - T_{\rm s}^n\right) \tag{2.16}
$$

と表わせる。熱伝導度 G を $G \equiv {\rm d}P/{\rm d}T$ と定義すると、

$$
G = G_0 T^{n-1} \qquad (G_0 \equiv nK_0) \tag{2.17}
$$

と書ける。これを用いて、

$$
\begin{aligned}
P &\equiv \int_{T_{\rm s}}^{T} G{\rm d}T && (2.18)\\
&= \frac{G_0}{n}\left(T^n - T_{\rm s}^n\right) && (2.19)
\end{aligned}
$$

と表すことができる。

ここで、熱伝導度の温度依存性を表す n は

$$
n \equiv \frac{{\rm d}\ \ln P}{{\rm d}\ \ln T} \tag{2.20}
$$

のように書ける。Kapitza 抵抗が支配的であれば媒体はフォノンであり $n = 4$、電子–フォノン相互作用が弱い低温の金属薄膜であれば寸法効果により $n = 5, 6$ である[5]。本論文で用いる Si ピクセルに対しては $n = 4$、金属薄膜 TES に対しては $n = 5, 6$ を採用する[7]。

2.3　TES 型マイクロカロリメータの動作

2.3.1　ETF: Electro-Thermal Feedback

ここでは TES 型カロリメータを動作させる際の機構について簡単に説明し、より詳細な定式化は次節にて行う。

TES はその超伝導遷移端の範囲内で用いなければならない。従来の半導体温度計のように定電流バイアスで動作させるとすると、動作点が超伝導遷移端にあるので、わずかな温度上昇に対して TES の抵抗値が急激に上昇し、発熱量がさらに増加するという正のフィードバックがかかってしまい動作点にて安定に保つことが大変困難である。

そこで、図 ?? の様に定電圧バイアスで動作させることによって非常に強力な負のフィードバックをかけることで、$\Delta T \sim$ 数 mK という狭い超伝導遷移端での動作が可能となる。入射 X 線に

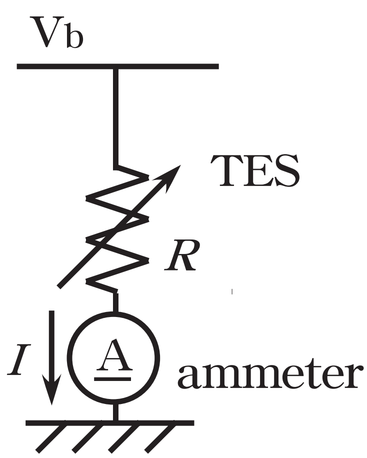

図 2.2: 定電圧バイアスによる TES 駆動回路

限らず、熱量の流入で吸収体もしくは TES の温度が上昇すると、TES の抵抗値も急上昇する。しかし、定電圧バイアス下にあるので TES 自身のジュール発熱量は減少するので、温度変化を妨げる方向にフィードバックがかかる。また、冷凍機の冷却能力の突発的な変化などによって吸収体や TES の温度が減少した場合を考えると、TES の抵抗値が減少することでジュール発熱量が増加し、フィードバックがかかることで再び動作点へと戻る。この機構を負の電熱フィードバック (ETF: Electro-Thermal Feedback) と呼ぶ [6]。電気的な効果については後に述べる。

実際には冷凍機の配線抵抗などの影響により定電圧バイアスは難しく、TES の抵抗値よりも十分に小さいシャント抵抗を並列に入れることで疑似的に定電圧を実現する。

2.3.2　ETF 下での有効時定数 τ_{eff}

まず、図 1.2 のような TES の温度 T 、熱浴温度を $T_{\mathrm{s}}(T_{\mathrm{s}} \ll T)$、吸収体と TES の総熱容量を C としたカロリメータを考える。熱平衡状態において、このときのカロリメータの熱のつりあいの式は、

$$C\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} = -\frac{G_0}{n}(T^n - T_{\mathrm{s}}^n) \tag{2.21}$$

であり、右辺はサーマルリンクを伝わって熱浴へと流れる熱量をあらわしている。この状態で X 線が入射し ΔT 温度が変化すると、式 (2.21) は

$$C\frac{\mathrm{d}(T+\Delta T)}{\mathrm{d}t} = -\frac{G_0}{n}\left((T+\Delta T)^n - T_{\mathrm{s}}^n\right) \tag{2.22}$$

となる。いま ΔT は十分に小さく、$\Delta T << 1$ として展開すると、0 次の項は打ち消し合い、1 次の近似では

$$C\frac{\mathrm{d}\Delta T}{\mathrm{d}t} = -G_0 T^{n-1}\Delta T \tag{2.23}$$

が得られる。ΔT_0 を X 線入射前の温度としてこの式を解くと、X 線入射後の温度変化は、

$$\Delta T = \Delta T_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) \tag{2.24}$$

となる。ここで

$$\tau_0 \equiv \frac{C}{G} \tag{2.25}$$

は、熱の流れのタイムスケールを表す素子に固有な時定数である。

次に、TES 型マイクロカロリメータを定電圧バイアス V_b の下で動作させることを考える。このときの TES の抵抗を R とすると、熱のつりあいの式は

$$C\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} = \frac{V_{\mathrm{b}}^2}{R(T)} - \frac{G_0}{n}(T^n - T_{\mathrm{s}}^n) \tag{2.26}$$

である。ここで V_{b}^2/R は、定電圧バイアス V_{b} の下での TES のジュール発熱量、$G_0/n(T^n - T_{\mathrm{s}}^n)$ は、サーマルリンクを伝わって熱浴へと逃げる熱量である。さきほどと同様に X 線が入射し ΔT 温度が変化すると、式 (2.26) は

$$C\frac{\mathrm{d}(T+\Delta T)}{\mathrm{d}t} = \frac{V_{\mathrm{b}}^2}{R(T+\Delta T)} - \frac{G_0}{n}\left((T+\Delta T)^n - T_{\mathrm{s}}^n\right) \tag{2.27}$$

となり、同様の計算により

$$C\frac{\mathrm{d}\Delta T}{\mathrm{d}t} = -\frac{V_{\mathrm{b}}^2}{R^2(T)}\Delta R - G\Delta T \tag{2.28}$$

が得られる。ここで、ジュール発熱 P_{b} は温度 T に依存することに注意する。また、抵抗は急激に変化しその発熱量が変化することで ETF の機構によって負のフィードバックがかかることになる。このときの TES の抵抗変化は、式 (1.14) より $\Delta R = \alpha R \Delta T/T$ であるので

$$C\frac{\mathrm{d}\Delta T}{\mathrm{d}t} = -\frac{P_{\mathrm{b}}\alpha}{T}\Delta T - G\Delta T \tag{2.29}$$

となる。ここで、$G = G_0 T^{n-1}$ を用いた。この微分方程式を解くと、

$$\Delta T(t) = \Delta T_0 \exp(-\frac{t}{\tau_{\rm eff}}) \tag{2.30}$$

が得られる。ここで $\tau_{\rm eff}$ は ETF による有効時定数であり、固有時定数 τ_0 を用いると、

$$\tau_{\rm eff} \equiv \frac{1}{1+\frac{P_{\rm b}\alpha}{GT}}\frac{C}{G} = \frac{\tau_0}{1+\frac{P_{\rm b}\alpha}{GT}} \tag{2.31}$$

と表せる。これは ETF によって時定数が固有時定数 τ_0 よりも短くなり、より速く熱平衡状態へと戻すことができることを意味する。また、熱平衡状態より $P_{\rm b} = G_0/n(T^n - T_{\rm s}^n)$ であるので、

$$\tau_{\rm eff} = \frac{\tau_0}{1+\frac{\alpha}{n}\left(1-\left(\frac{T_{\rm s}}{T}\right)^n\right)} \tag{2.32}$$

と求まる。TES の温度に比べて熱浴の温度が非常に小さい場合 ($T_{\rm s} \ll T$)、また典型的に $\alpha/n \gg 1$ であるので、

$$\tau_{\rm eff} \simeq \frac{\tau_0}{1+\frac{\alpha}{n}} \tag{2.33}$$

$$\simeq \frac{n}{\alpha}\tau_0 \tag{2.34}$$

と近似できる。n は通常 $3 \sim 4$ 程度の値をとるので、$\alpha \sim 1000$ とすると ETF によって X 線入射に対する応答速度が 2 桁以上も速くなることがわかる。これは ETF の大きな利点の一つであり、ETF によって TES の温度変化による熱が、サーマルリンクを介して逃げるよりも TES のジュール発熱を減少させることで補償される結果である。ETF のかからない場合では、X 線入射による温度変化の際には熱がサーマルリンクを介して低温熱浴へと逃げることとなる。従って、入射 X 線フォノンのエネルギーは、入射 X 線のエネルギーによらずに

$$E = \int \Delta P {\rm d}t = V_{\rm b}\int \Delta I {\rm d}t \tag{2.35}$$

と、全ジュール熱の変化の時間積分、つまり定電圧と SQUID の全電流変化の積分との積で表すことができる。

2.3.3 ETF diagram

前節で、熱の流れが ETF によってどのようにかわるかがわかったので、次に ETF のもとで実際にどのような応答を示すかを議論する。

まず、外部から熱入力のない場合を考える。このとき TES カロリメータは、ジュール発熱 P_b を低温熱浴へすてることで熱平衡状態を保っている。この場合、式 (2.21) より

$$C\frac{{\rm d}T}{{\rm d}t} = P_b - \frac{G_0}{n}(T^n - T_{\rm s}^n) = 0 \tag{2.36}$$

なので

$$P_b = \frac{G_0}{n}(T^n - T_{\rm s}^n) \tag{2.37}$$

となる。次に、$\delta P\mathrm{e}^{i\omega t}$ のように時間依存する微小な熱量が TES に入力され、これによって温度が $T = T + \delta T\mathrm{e}^{i\omega t}$ のように変化するとすると、

$$C\frac{d}{dt}(\delta T\mathrm{e}^{i\omega t}) = P_b + \delta P\mathrm{e}^{i\omega t} - \frac{G_0}{n}((T + \delta T\mathrm{e}^{i\omega t})^n - T_s^n) \tag{2.38}$$

と得られる。この式の時間に依存する項からは、$\tau_0 \equiv C/G$ を用いれば

$$\delta T = \frac{1}{G}\frac{1}{1 + i\omega\tau_0}\delta P \tag{2.39}$$

という関係があることがわかる。

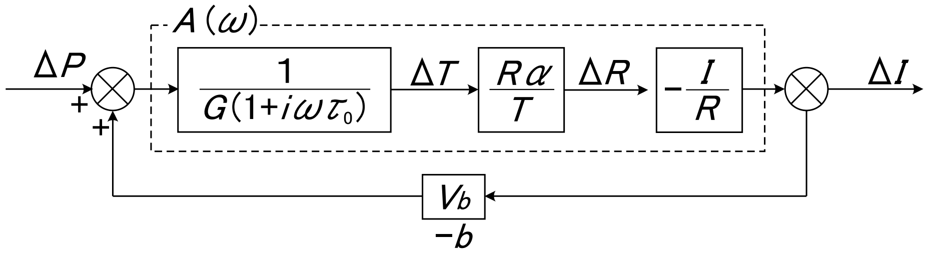

図 2.3: ETF ダイアグラム

いまここで図 2.3 のように電流変化 ΔI を定電圧バイアス V_b でジュール発熱量として戻してあげるようなフィードバック回路を考える。すると式 (2.39) は

$$\delta T = \frac{1}{G}\frac{1}{1 + i\omega\tau_0}(\delta P + \delta P_b) \tag{2.40}$$

となることがわかる。また、

$$\delta R = \alpha\frac{R}{T}\delta T \tag{2.41}$$

$$\delta I = -\frac{I}{R}\delta R \tag{2.42}$$

$$\delta P_b = V_b\delta I \tag{2.43}$$

であるので、これらを用いると

$$\delta T = \frac{1}{G}\frac{1}{\frac{P_\mathrm{b}\alpha}{GT} + 1}\frac{1}{1 + i\omega\tau_\mathrm{eff}}\delta P \tag{2.44}$$

が得られる。ここで、

$$\tau_\mathrm{eff} \equiv \frac{\tau_0}{\frac{P_\mathrm{b}\alpha}{GT} + 1} \tag{2.45}$$

は、式 (2.31) と同じ定義の有効時定数を表している。

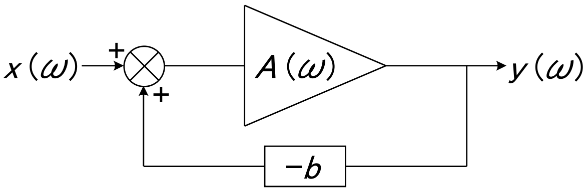

図 2.4: フィードバック回路図 1

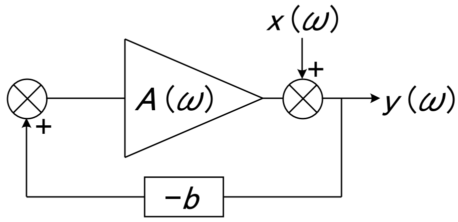

図 2.5: フィードバック回路図 2

2.3.4　フィードバックとしての ETF の評価

まず、図 2.4 のような直流増幅率を A、フィードバック量を b とする増幅器を考える。出力 y の b 倍が入力 x にフィードバックされるとき

$$y(\omega) = A(\omega)[x(\omega) - by(\omega)] \tag{2.46}$$

の関係が成り立つ。これを y について解くと

$$\begin{aligned} y(\omega) &= \frac{A(\omega)}{1 + bA(\omega)} x(\omega) \\ &= \frac{1}{b} \frac{\mathcal{L}(\omega)}{1 + \mathcal{L}(\omega)} x(\omega) \end{aligned} \tag{2.47}$$

となる。ここで $\mathcal{L} = bA$ をループゲインという。ここで $\mathcal{L} \gg 1$ のとき

$$y(\omega) \simeq \frac{1}{b} x(\omega)$$

となり、増幅率は b によって決まることがわかる。

ETF のダイアグラム 図 2.3 は、この図 2.4 の電気的なフィードバック回路と同等に扱うことができる。そこで系のループゲイン $\mathcal{L}(\omega)$ を、フィードバック量 $b = -V_\mathrm{b}$ を用いて

$$\mathcal{L}(\omega) = A(\omega) \times b = \frac{1}{G(1 + i\omega\tau_0)} \times \alpha\frac{R}{T} \times \left(-\frac{I}{R}\right) \times (-V_\mathrm{b}) \tag{2.48}$$

$$= \frac{P_\mathrm{b}\alpha}{GT} \frac{1}{1 + i\omega\tau_0} \equiv \frac{\mathcal{L}_0}{1 + i\omega\tau_0} \tag{2.49}$$

とかける。ここで

$$\mathcal{L}_0 = \frac{P_\mathrm{b}\alpha}{GT} \tag{2.50}$$

であり、$\mathcal{L}_0$ は周波数 0 でのループゲインを示しており、式 (2.49) より $\omega > 1/\tau_0 = G/C$ の周波数依存性を持って減衰することがわかる。

$\mathcal{L}_0$ を用いると、式 (2.45) から τ_eff は、

$$\tau_\mathrm{eff} = \frac{\tau_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \tag{2.51}$$

となる。式 (2.32) と比較すると $\mathcal{L}_0$ は α、n、T、T_s を用いて表すと、

$$\mathcal{L}_0 = \frac{\alpha}{n}\left(1 - \left(\frac{T_\mathrm{s}}{T}\right)^n\right) \tag{2.52}$$

と表すことができる。

次に、図 2.5 のような場合を考える。このように A の後に入力される場合の関係は

$$y(\omega) = A(\omega)(-b)y(\omega) + x(\omega) \tag{2.53}$$

となることがわかる。これより出力 $y(\omega)$ は

$$y(\omega) = \frac{1}{1+\mathcal{L}}x(\omega) \tag{2.54}$$

となる[?]。図 2.5 のような場合については、2.4 節、2.5 節のジョンソンノイズの計算の際に用いる。

2.3.5 電流応答性

ETF をかけてカロリメータを動作させる際、入力された熱量 δP は電流変化 δI として出力される。ここで

$$S_{\mathrm{I}}(\omega) \equiv \frac{\delta I}{\delta P} \tag{2.55}$$

と定義すると、式 (2.47) よりこれは

$$S_{\mathrm{I}}(\omega) = \frac{1}{b}\frac{\mathcal{L}(\omega)}{1+\mathcal{L}(\omega)} \tag{2.56}$$

であることがわかる。入射パワーに対する電流変化を表す S_{I} は、電流応答性 (current responsivity) という。式 (2.56) は、式 (2.49)、式 (2.51) を用いると

$$\begin{aligned} S_{\mathrm{I}}(\omega) &= -\frac{1}{V}\frac{\mathcal{L}(\omega)}{1+\mathcal{L}(\omega)} && (2.57) \\ &= -\frac{1}{V}\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0+1+i\omega\tau_0} \\ &= -\frac{1}{V}\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0+1}\frac{1}{1+i\omega\tau_{\mathrm{eff}}} && (2.58) \end{aligned}$$

とかける。ここで

$$|S_I(\omega)|^2 = \frac{1}{{V_b}^2}\left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0+1}\right)^2\frac{1}{1+\omega^2{\tau_{\mathrm{eff}}}^2} \tag{2.59}$$

である。

フィードバックが強い場合 ($\mathcal{L}_0 \gg 1$) では、式 (2.59) より、

$$|S_I(\omega)| = \frac{1}{V_b}\frac{1}{\sqrt{1+\omega^2{\tau_{\mathrm{eff}}}^2}} \tag{2.60}$$

となる。従って、$\omega \ll 1/\tau_{\mathrm{eff}}$ のときにはさらに簡略に書け、

$$S_I \simeq \frac{1}{V_b} \tag{2.61}$$

となり、電流応答性はバイアス電圧に逆比例することがわかる [?]。

2.3.6　実際の応答

次にエネルギー E の X 線が入射した際の入力 $P(t) = E\delta(t)$ に対する応答を考える。ここで、時間の関数 $x(t)$ のフーリエ変換 $X(\omega)$ を

$$X(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} x(t)\mathrm{e}^{-i\omega t}\mathrm{d}t x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} X(\omega)\mathrm{e}^{i\omega t}\mathrm{d}\omega \tag{2.62}$$

と定義する。X 線を吸収したことで素子が温度上昇する速さがカロリメータの応答速度に比べて充分に速い場合、TES への熱入力 $P(t)$ はデルタ関数的に扱える。したがって角周波数空間 $(-\infty < \omega < +\infty)$ でのパワーの入力 $P(\omega)$ は

$$P(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} E\delta(t)\mathrm{e}^{-i\omega t}\mathrm{d}t = \frac{E}{2\pi} \tag{2.63}$$

とかける。そこで周波数空間における出力電流 $I(\omega)$ は、上式 (2.63) に電流応答性 $S_I(\omega)$ をかけた

$$\begin{aligned} I(\omega) &= P(\omega)S_{\mathrm{I}}(\omega) \\ &= -\frac{E}{2\pi}\frac{1}{V}\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0+1}\frac{1}{1+i\omega\tau_{\mathrm{eff}}} \end{aligned} \tag{2.64}$$

である。ここで

$$|I(\omega)|^2 = |P(\omega)|^2|S_I(\omega)|^2 \tag{2.65}$$

$$= \left(\frac{E}{2\pi}\right)^2\frac{1}{{V_b}^2}\left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0+1}\right)^2\frac{1}{1+\omega^2{\tau_{\mathrm{eff}}}^2} \tag{2.66}$$

である。

式 (2.62) は、$|X(\omega)|^2$ が角周波数 ω の波の強さ、すなわちエネルギーを表しているとみなせる。よって、$|X(\omega)|^2\mathrm{d}\omega$ は周波数 $\omega \sim \omega + \mathrm{d}\omega$ のエネルギーに相当する。ここで、$|X(\omega)|^2$ をエネルギースペクトル密度、$|X(\omega)|^2$ によって表されるスペクトルをエネルギースペクトルと呼ぶことにする [8]。また、$|E(f)|^2$ の時間積分が有限の場合には Parseval の公式

$$\int_{-\infty}^{\infty} |x(t)|^2 dt = 2\pi\int_{-\infty}^{\infty} |X(\omega)|^2 d\omega \tag{2.67}$$

が成り立つ。いま、さきほど求めた ω 空間 $(-\infty < \omega < \infty)$ における出力電流 $|I(\omega)|^2$ を、実際の測定で得られる f 空間 $(0 < f < \infty)$ における片側エネルギースペクトル密度 $|E(f)|^2$ に変換することを考える。まず、$I(\omega)$ についてのノーマリゼーションを A として

$$E(f) = AI(\omega) \tag{2.68}$$

と表されるとする。実際には、解析プログラムパッケージ disfilt において、パルス $i(t)$ に対するエネルギースペクトル密度 $|E(f)|^2$ は

$$\int_{-\infty}^{\infty} |i(t)|^2 dt = \int_{0}^{\infty} |E(f)|^2 df \tag{2.69}$$

と出力される。ここで、フーリエ変換の式は、式 (2.62) によって与えられ、式 (2.67) の公式より

$$\int_{-\infty}^{\infty} |i(t)|^2 dt = 2\pi\int_{-\infty}^{\infty} |I(\omega)|^2 d\omega \tag{2.70}$$

が成り立つ。これより式 (2.69) は

$$
\begin{aligned}
\int_{-\infty}^{\infty}|i(t)|^2dt &= \int_0^{\infty}|E(f)|^2\mathrm{d}f \\
&= \int_0^{\infty}A^2|I(\omega)|^2\frac{\mathrm{d}\omega}{2\pi} \\
&= A^2\frac{1}{2\pi}\frac{1}{2}\int_{-\infty}^{\infty}|I(\omega)|^2\mathrm{d}\omega \qquad (2.71)
\end{aligned}
$$

となる。ここで、$\omega = 2\pi f$ と $|E(\omega)| = |E(-\omega)|$ を用いた。よって、上式 (2.71) が式 (2.70) を満たすためには

$$
A = \sqrt{2}\ 2\pi \qquad (2.72)
$$

となる [?]。したがって 式 (2.66)、(2.72) よりパルスの片側エネルギースペクトル、すなわちパルススペクトルは

$$
\begin{aligned}
|E(f)| &= \sqrt{2}(2\pi)\left(\frac{E}{2\pi}\right)|S_I(f)| \qquad (2.73) \\
&= \frac{\sqrt{2}E}{V_b}\left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0+1}\right)\frac{1}{\sqrt{1+\omega^2{\tau_{\mathrm{eff}}}^2}} \qquad (2.74)
\end{aligned}
$$

となる。

今度は、式 (2.64) を逆フーリエ変換して実空間に戻し、式 (2.50)、式 (2.25) を用いると

$$
\begin{aligned}
i(t) &= \int_{-\infty}^{\infty}I(\omega)\mathrm{e}^{i\omega t}\mathrm{d}\omega \qquad (2.75) \\
&= -\frac{E}{2\pi}\frac{1}{V_b}\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0+1}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{e}^{i\omega t}}{1+i\omega\tau_{\mathrm{eff}}}\mathrm{d}\omega \\
&= -\frac{E}{V_b\tau_{\mathrm{eff}}}\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0+1}\exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mathrm{eff}}}\right) \qquad (2.76) \\
&= -\frac{\alpha E}{CT}I\exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mathrm{eff}}}\right) \qquad (2.77)
\end{aligned}
$$

として時間空間での出力電流 $i(t)$ を求められる。ただし、I は平衡状態で TES を流れる電流である。この電流変化をゲイン (電流電圧変換係数) Ξ の SQUID amp を用いて読み出すとすると、出力電圧 $V(t)$ は

$$
\begin{aligned}
V(t) &= -\frac{\Xi E}{V_b\tau_{\mathrm{eff}}}\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0+1}\exp\left(-\frac{t}{\tau_{eff}}\right) \qquad (2.78) \\
&= -\Xi\frac{\alpha E}{CT}I\exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mathrm{eff}}}\right) \qquad (2.79)
\end{aligned}
$$

が得られることとなる。これが測定されるパルスハイトの時間変化となる。ループゲインが充分に大きい $\mathcal{L}_0 \gg 1$ のとき $V(t)$ は、

$$
V(t) \simeq -\frac{\Xi E}{V\tau_{\mathrm{eff}}}\exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mathrm{eff}}}\right) \qquad (2.80)
$$

となり、この式から強い ETF のもとでの入射 X 線光子のエネルギー E は

$$
E = -\frac{V}{\Xi}\int V(t)\mathrm{d}t \qquad (2.81)
$$

として出力信号を積分することで求めることができる。すなわち $\mathcal{L}_0 \gg 1$ 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。

一方、$P(\omega) = E\delta(\omega)$ の熱入力に対する温度上昇は式 (2.45) より、

$$\delta T(\omega) = \frac{1}{G}\frac{1}{\mathcal{L}_0+1}\frac{1}{1+i\omega\tau_{\rm eff}}\delta P(\omega) \tag{2.82}$$

となるので、これを逆フーリエ変換して実空間に戻すと

$$\begin{aligned}\Delta T(t) &= \int_{-\infty}^{\infty}\delta T(\omega)\mathrm{e}^{i\omega t}\mathrm{d}\omega \\ &= \frac{1}{2\pi}\frac{E}{G}\frac{1}{\mathcal{L}_0+1}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{e}^{i\omega t}}{1+i\omega\tau_{\rm eff}}\mathrm{d}\omega \\ &= \frac{E}{G\tau_{\rm eff}}\frac{1}{\mathcal{L}_0+1}\exp\left(-\frac{t}{\tau_{\rm eff}}\right) \\ &= \frac{E}{C}\exp\left(-\frac{t}{\tau_{\rm eff}}\right)\end{aligned} \tag{2.83}$$

となることがわかる。

2.4　カロリメータ固有のノイズ

原理的にエネルギー分解能を制限する除去不可能なノイズとして、ジョンソン (Johnson) ノイズとフォノンノイズがある [10]。ジョンソンノイズとは、電子の流れが熱によって乱され不均一になることによって発生し、電気抵抗を持った電子回路では必ず発生する。フォノンノイズとは、サーマルリンクの熱抵抗に起因しているために発生する熱揺らぎである。他のノイズとしては、外部磁場、熱浴温度の揺らぎ、バックグランド の輻射、1/f ノイズなどがあげられるが、この 2.4 節ではこのジョンソンノイズとフォノンノイズについて前節までの結果をふまえて説明する。ノイズの寄与を含めた ETF のダイアグラムを 図 2.6 に示す。

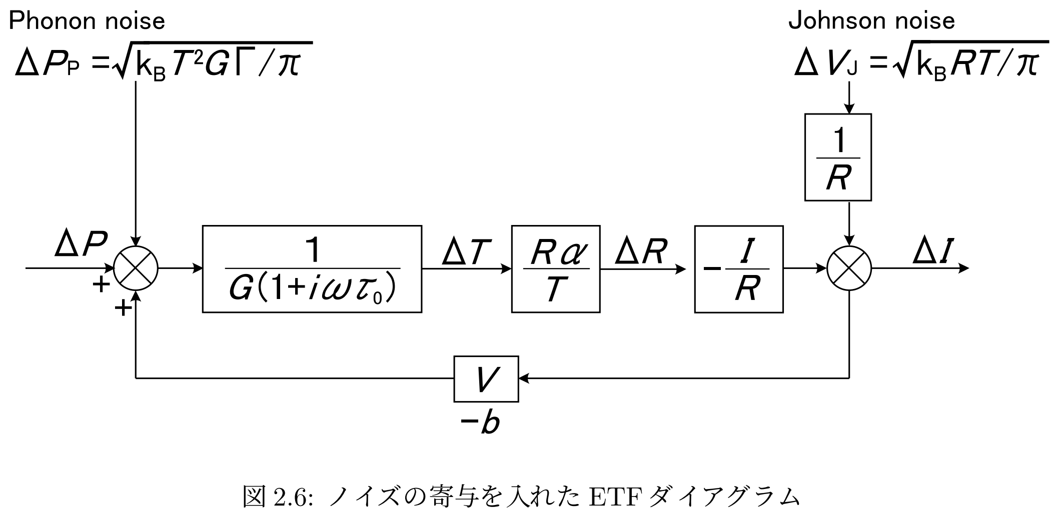

図 2.6: ノイズの寄与を入れた ETF ダイアグラム

2.4.1 フォノンノイズ

ω 空間 $(-\infty < \omega < \infty)$ でのフォノンノイズのパワースペクトル密度 δI_P は

$$|\delta I_P(\omega)|^2 = \frac{k_{\mathrm{B}} G T^2 \Gamma}{\pi} |S_I(\omega)|^2 \tag{2.84}$$

である [10]。ここで

$$\Gamma = \frac{n}{2n+1} \frac{1-\theta^{-(2n+1)}}{1-\theta^{-n}}, \qquad \text{ただし} \quad \theta \equiv T/T_s$$

である。いま、ノイズのパワースペクトル密度を $I(\omega)$ とすると、f 空間 $(0 < f < \infty)$ における片側パワースペクトル $E(f)$ との間には、次の関係が成り立つ。

$$\int_0^\infty E^2(f)\mathrm{d}f = \int_{-\infty}^\infty I^2(\omega)\mathrm{d}\omega = 2 \cdot 2\pi \int_0^\infty I^2(2\pi f)\mathrm{d}f \tag{2.85}$$

これより、フォノンノイズの片側パワースペクトル $E_P(f)$ は

$$\begin{aligned} |E_P(f)| &= \sqrt{4\pi}\ |\delta I_P(2\pi f)| \\ &= \sqrt{4 k_{\mathrm{B}} G T^2 \Gamma}\ |S_I(2\pi f)| \end{aligned} \tag{2.86}$$

となる。

2.4.2 ジョンソンノイズ

次にジョンソンノイズ I_J についての応答を考える。抵抗 R の両端に現われる熱雑音電圧をジョンソンノイズといい、ジョンソンノイズの電圧密度 δV_{J} は $-\infty < \omega < \infty$ 空間で

$$\delta V_J^2 = \frac{k_B R T}{\pi} \tag{2.87}$$

と与えられる。ジョンソンノイズ δV_{J} がもたらす電流のゆらぎ δI_J は

$$\delta I_J = \frac{\delta V_J}{R} \tag{2.88}$$

とかける。このジョンソンノイズが系に入力されるときの出力は図 2.6 より、図 2.5 のフィードバック回路と同じように考えることができる。すなわち、式 (2.54) を用いることができて

$$\delta I_J(\omega) = \frac{1}{1+\mathcal{L}} \delta I_J \tag{2.89}$$

となることがわかる。これより式 (2.49)、式 (2.51)、式 (2.87)、式 (2.88) を用いて

$$\begin{aligned} \delta I_J(\omega) &= \frac{1}{1+\mathcal{L}} \frac{\delta V_J}{R} \\ &= \frac{\sqrt{k_{\mathrm{B}} R T}}{\pi R} \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1 + i\omega\tau_0}{1 + i\omega\tau_{eff}} \end{aligned} \tag{2.90}$$

と計算できる。これより出力電流密度は

$$
\begin{aligned}
\delta I_{\rm J}^2(\omega) &= \frac{k_{\rm B}RT}{\pi R^2}\left|\frac{1}{\mathcal{L}_0+1}\right|^2\left|\frac{1+i\omega\tau_0}{1+i\omega\tau_{\rm eff}}\right|^2 \\
&= \frac{k_{\rm B}RT}{\pi R^2}\left(\frac{1}{\mathcal{L}_0+1}\right)^2\frac{1+\omega^2\tau_0^2}{1+\omega^2\tau_{\rm eff}^2} \qquad (2.91)\\
&= \begin{cases} \frac{k_{\rm B}RT}{\pi R^2}\left(\frac{1}{\mathcal{L}_0+1}\right)^2 & \text{if } \omega \ll \tau_0^{-1} \\ \frac{k_{\rm B}RT}{\pi R^2} & \text{if } \omega \gg \tau_{eff}^{-1} \end{cases} \qquad (2.92)
\end{aligned}
$$

と求めることができる。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 ETF によって抑制されることがわかる。ジョンソンノイズについても 式 (2.85) が成り立ち、したがってジョンソンノイズの片側パワースペクトル $\delta E_{\rm J}(f)$ は

$$
\begin{aligned}
|\delta E_{\rm J}(f)| &= \sqrt{4\pi}\ |\delta I_{\rm J}(2\pi f)|^2 \\
&= \frac{\sqrt{4k_{\rm B}RT}}{R}\frac{1}{\mathcal{L}_0+1}\sqrt{\frac{1+(2\pi f)^2\tau_0^2}{1+(2\pi f)^2\tau_{\rm eff}^2}} \qquad (2.93)
\end{aligned}
$$

と求められる。

図 2.4.2 にそれぞれの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調べるために両者の比をとると

$$
\frac{\delta I_{\rm P}^2(\omega)}{\delta I_{\rm J}^2(\omega)} = \frac{\alpha\mathcal{L}_0\Gamma}{1+\omega^2\tau_0^2} \qquad (2.94)
$$

となる。これより、低周波数側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、$\omega > \tau_0^{-1}$ ではジョンソンソンノイズの寄与が大きくなりはじめ、$\omega \gg \tau_{eff}^{-1}$ ではジョンソンソンノイズが支配的になる。ジョンソンノイズの抑制については、$\mathcal{L}_0 \propto \alpha$ であるので、α が大きい程、すなわち強い ETF がかかった状態であるほどジョンソンノイズが抑制されることとなる。

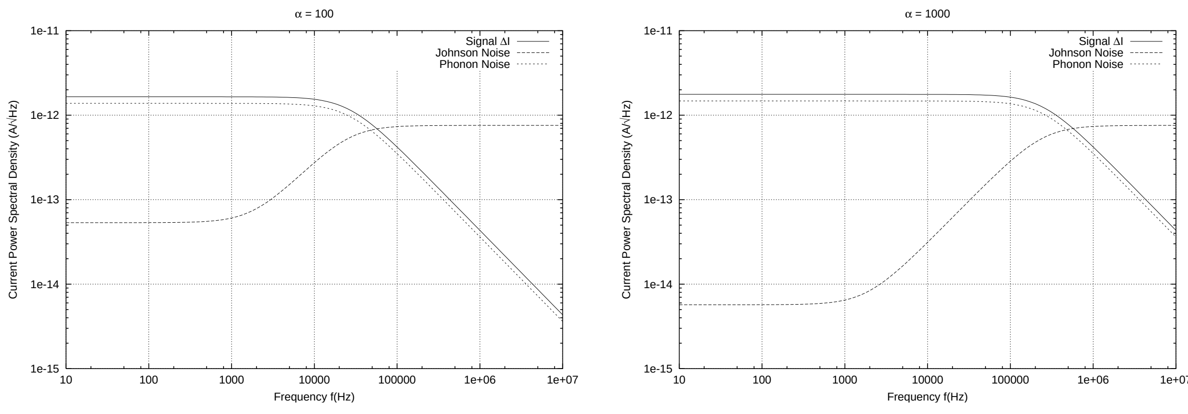

図 2.7: ETF のもとでの電流性ノイズ密度 (左: $\alpha = 100$　右: $\alpha = 1000$) 低周波側では ETF によってジョンソンノイズが抑制される。

これら全ての電流性ノイズ密度 $\delta I_{\rm n}$ は、二乗和によって与えられる。すなわち

$$
\delta I_{\rm n}^2(\omega) = \delta I_{\rm ph}^2 + \delta I_{\rm J}^2
$$

$$
\begin{aligned}
&= \frac{k_{\mathrm{B}} G T^2 \Gamma}{\pi V^2} \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \frac{1}{1+\omega^2 \tau_{\mathrm{eff}}^2} + \frac{k_{\mathrm{B}} T}{\pi R} \left(\frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \frac{1+\omega^2 \tau_0^2}{1+\omega^2 \tau_{\mathrm{eff}}^2} \\
&= \frac{k_{\mathrm{B}} T}{\pi R} \left(GRT\Gamma + \frac{V^2}{\mathcal{L}_0^2}(1+\omega^2\tau_0^2) \right) \frac{1}{V^2} \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \frac{1}{1+\omega^2 \tau_{\mathrm{eff}}^2} \qquad (2.95)
\end{aligned}
$$

となり、ノイズスペクトルは

$$
\delta E_{\mathrm{n}}^2(f) = \frac{4 k_{\mathrm{B}} T}{R} \left(GRT\Gamma + \frac{V^2}{\mathcal{L}_0^2}(1+\omega^2\tau_0^2) \right) \frac{1}{V^2} \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \frac{1}{1+\omega^2 \tau_{\mathrm{eff}}^2} \qquad (2.96)
$$

となる。

2.5 実際の駆動回路での出力

前節までの議論は完全な定電圧バイアスを前提としているが、実際には冷凍機の配線抵抗があるために定電圧バイアスでカロリメータを動作させることは困難である。そこで TES の残留抵抗よりも充分に小さいシャント抵抗を TES と並列につけて、定電流バイアスとして動作させることで疑似的に定電圧バイアスを実現する。また、読みだしには SQUID を用いており、そのための入力コイルのインダクダンス L_{in} も考慮にいれる必要がある。このときの読みだし回路は図 2.8 のようになる。

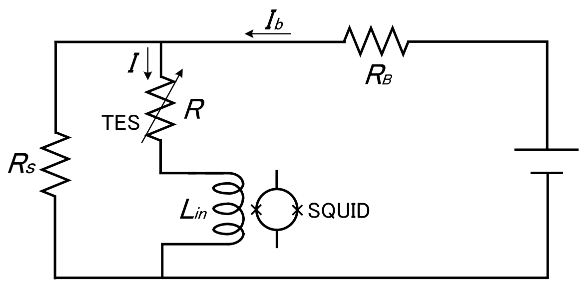

図 2.8: TMU での TES 駆動回路

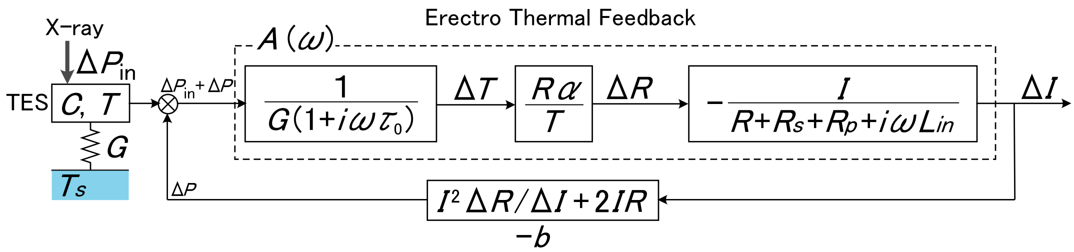

図 2.9: パラシティック抵抗 R_{p} の寄与がある場合の ETF ダイアグラム

2.5.1 電流応答性

図 **??** のような回路で駆動させる場合、TES に流れる電流 I は

$$I(\omega) = \frac{R_\mathrm{s}}{R + R_\mathrm{s} + R_\mathrm{p} + i\omega L_\mathrm{in}} I_b \tag{2.97}$$

であり、電流変化は

$$\Delta I(\omega) = -\frac{I}{R + R_\mathrm{s} + R_\mathrm{p} + i\omega L_\mathrm{in}} \Delta R(\omega) \tag{2.98}$$

となる。ここで I は定常状態の TES に流れる電流である。このときの電流変化 $\Delta I(w)$ は

$$\Delta I(w) = -\frac{I}{R + R_\mathrm{s} + R_\mathrm{p} + i\omega L_\mathrm{in}} \frac{R\alpha}{T} \frac{1}{G(1 + i\omega\tau_0)} \Delta P(\omega) \tag{2.99}$$

となり、応答関数が

$$A(w) = -\frac{IR\alpha}{GT} \frac{1}{R + R_\mathrm{s} + R_\mathrm{p} + i\omega L_\mathrm{in}} \frac{1}{1 + i\omega\tau_0} \tag{2.100}$$

となることがわかる。フィードバックがかからない場合、式 (2.99) の $\Delta I(\omega)$ がそのまま出力されることになる。ここで、TES でのジュール発熱 P は

$$P(I) = I^2 R(I) \tag{2.101}$$

であるので、

$$\Delta P(\omega) = 2IR(I)\Delta I(\omega) + I^2 \Delta R(\omega) \tag{2.102}$$

$$= I(R - R_\mathrm{s} - R_\mathrm{p} - i\omega L_\mathrm{in})\Delta I \tag{2.103}$$

のようになり、フィードバック量

$$b = -I(R - R_\mathrm{s} - R_\mathrm{p} - i\omega L_\mathrm{in}) \tag{2.104}$$

で入力 $\Delta P(\omega)$ にフィードバックされることになることがわかる。これらを用いると系のフィードバックダイアグラムは図 2.9 のようになる [11]。これより系のループゲイン $\mathcal{L}(\omega)$ は

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}(\omega) &= b \times A(\omega) \\
&= -I(R - R_\mathrm{s} - R_\mathrm{p} - i\omega L_\mathrm{in}) \times \frac{1}{G(1 + i\omega\tau_0)} \times \frac{R\alpha}{T} \times \left(-\frac{I}{R + R_\mathrm{s} + R_\mathrm{p} + i\omega L_\mathrm{in}}\right) \\
&= \frac{P\alpha}{GT} \frac{R - R_\mathrm{s} - R_\mathrm{p} - i\omega L_\mathrm{in}}{R + R_\mathrm{s} + R_\mathrm{p} + i\omega L_\mathrm{in}} \frac{1}{1 + i\omega\tau_0} \\
&= \mathcal{L}_0 \frac{R - R_\mathrm{s} - R_\mathrm{p} - i\omega L_\mathrm{in}}{R + R_\mathrm{s} + R_\mathrm{p} + i\omega L_\mathrm{in}} \frac{1}{1 + i\omega\tau_0}
\end{aligned} \tag{2.105}$$

と求められる。ここで、定常状態時の TES の発熱量 $P = I^2 R$ と、式 (2.50) を用いた。また、

$$\mathcal{L}_3 \equiv \mathcal{L}_0 \frac{R - R_\mathrm{s} - R_\mathrm{p} - i\omega L_\mathrm{in}}{R + R_\mathrm{s} + R_\mathrm{p} + i\omega L_\mathrm{in}} \tag{2.106}$$

とおくと、

$$\mathcal{L}(\omega) = \frac{\mathcal{L}_3}{1 + i\omega\tau_0} \tag{2.107}$$

とかけ、式 (2.49) で $\mathcal{L}_0$ を $\mathcal{L}_3$ におきかえた式と同じになる。ここで、$L_{\rm in} = 0$ のとき 式 (2.106) は

$$\mathcal{L}_3(L_{\rm in} = 0) = \mathcal{L}_0 \frac{R - R_{\rm s} - R_{\rm p}}{R + R_{\rm s} + R_{\rm p}} \tag{2.108}$$

である。

電流応答性 $S_{\rm I}$ は、式 (2.58) を用いて

$$S_{\rm I} = \frac{1}{b}\frac{\mathcal{L}(\omega)}{1 + \mathcal{L}(\omega)} \tag{2.109}$$

$$= -\frac{1}{I(R - R_{\rm s} - R_{\rm p} - i\omega L_{\rm in})}\frac{\mathcal{L}_3}{\mathcal{L}_3 + 1}\frac{1}{1 + \frac{i\omega\tau_0}{\mathcal{L}_3 + 1}} \tag{2.110}$$

となる。ここで

$$I = I(\omega = 0) = \frac{R_{\rm s} I_b}{R + R_{\rm s} + R_{\rm p}} \tag{2.111}$$

であるので

$$S_I = -\frac{1}{I_b R_{\rm s}}\frac{R + R_{\rm s} + R_{\rm p}}{R - R_{\rm s} - R_{\rm p} - i\omega L_{\rm in}}\frac{\mathcal{L}_3}{\mathcal{L}_3 + 1}\frac{1}{1 + \frac{i\omega\tau_0}{\mathcal{L}_3 + 1}} \tag{2.112}$$

$$= -\frac{1}{I_b R_{\rm s}}\frac{R + R_{\rm s} + R_{\rm p}}{R + R_{\rm s} + R_{\rm p} + i\omega L_{\rm in}}\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_3 + 1}\frac{1}{1 + i\omega\tau_{\rm eff}} \tag{2.113}$$

と計算できる。$L_{\rm in} = 0$ のとき

$$S_I(L_{\rm in} = 0) = -\frac{1}{I_b R_{\rm s}}\frac{R + R_{\rm s} + R_{\rm p}}{R + R_{\rm s} + R_{\rm p}}\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_3 + 1}\frac{1}{1 + i\omega\tau_{\rm eff}} \tag{2.114}$$

である。ここで

$$\tau_{\rm eff} = \frac{\tau_0}{\mathcal{L}_3 + 1} \tag{2.115}$$

とおいた。これは式 (2.51) の $\mathcal{L}_0$ を $\mathcal{L}_3$ におきかえたものと同じである。したがって

$$|S_I(\omega)|^2 = \left| -\frac{\mathcal{L}_0}{I_b R_{\rm s}}\frac{R + R_{\rm s} + R_{\rm p}}{R + R_{\rm s} + R_{\rm p} + i\omega L_{\rm in}}\frac{1}{\mathcal{L}_3 + 1}\frac{1}{1 + i\omega\tau_{eff}} \right|^2 \tag{2.116}$$

$$= \frac{{\mathcal{L}_0}^2}{{I_b}^2 {R_{\rm s}}^2} \times \frac{(R + R_{\rm s} + R_{\rm p})^2}{[R + R_{\rm s} + R_{\rm p} + \mathcal{L}_0(R - R_{\rm s} - R_{\rm p}) - \omega^2\tau_0 L_{\rm in}]^2 + \omega^2[L_{\rm in} - L_{\rm in}\mathcal{L}_0 + \tau_0(R + R_{\rm s} + R_{\rm p})]^2} \tag{2.117}$$

が得られる。時間空間での出力電流 $i(t)$ は 式 (2.77) と同様な計算から

$$i(t) = \frac{E}{\tau_{\rm eff}}\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_3 + 1}\frac{1}{I(R + R_{\rm s} + R_{\rm p})}\exp\left(-\frac{t}{\tau_{\rm eff}}\right) \tag{2.118}$$

$$= -\frac{\alpha E}{CT} I \frac{R}{R + R_{\rm s} + R_{\rm p}}\exp\left(-\frac{t}{\tau_{\rm eff}}\right) \tag{2.119}$$

と計算できる。

2.5.2　パルススペクトル

式 (2.72) より $I(\omega)$ を片側エネルギースペクトル $E(f)$ に変換する際のノーマリゼーションは、$2\sqrt{2}\,\pi$ と与えられるので、パルスのエネルギースペクトルは

$$
\begin{aligned}
|E(f)| &= \sqrt{2}\;2\pi \left(\frac{E}{2\pi}\right) |S_I(2\pi f)| \qquad (2.120)\\
&= \frac{\sqrt{2}E\mathcal{L}_0}{I_\mathrm{b}R_\mathrm{s}} \times \\
&\quad \frac{R+R_\mathrm{s}+R_\mathrm{p}}{\sqrt{[R+R_\mathrm{s}+R_\mathrm{p}+\mathcal{L}_0(R-R_\mathrm{s}-R_\mathrm{p})-(2\pi f)^2\tau_0 L_\mathrm{in}]^2+(2\pi f)^2[L_\mathrm{in}-L_\mathrm{in}\mathcal{L}_0+\tau_0(R+R_\mathrm{s}+R_\mathrm{p})]^2}} \qquad (2.121)
\end{aligned}
$$

となる。

また、

$$
\tau_\mathrm{eff}(\mathcal{L}_3+1)\,|_{\omega=0} = \tau_0 \equiv \frac{C}{G} \qquad (2.122)
$$

より C を推測することもできる。

2.5.3　ノイズスペクトル

以上のの結果を用いて今度はノイズスペクトルを計算する。ノイズの寄与を含めた ETF のダイヤグラムを 図 2.10 に示す。

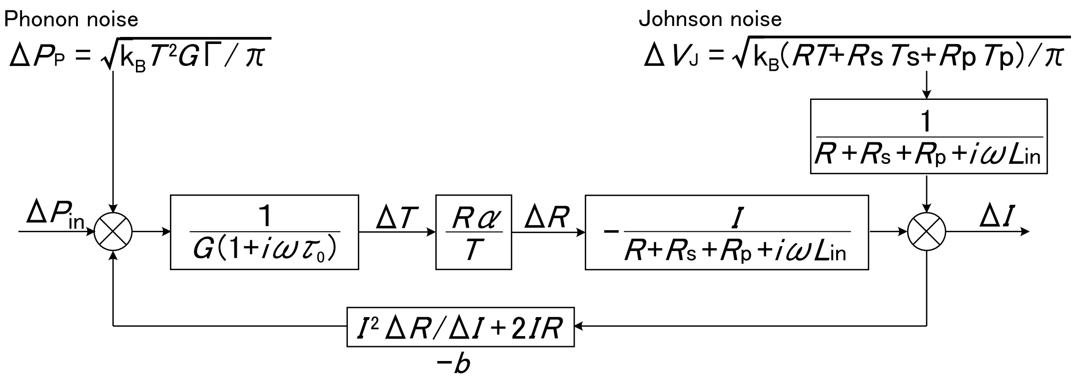

図 2.10: ノイズの寄与を含めた ETF ダイアグラム

2.5.3.1　フォノンノイズ

ω 空間 $(-\infty<\omega<\infty)$ でのフォノンノイズのパワースペクトル密度 δI_P は、式 (2.84) で与えられる。また、パワースペクトル密度 $S(\omega)$ と片側パワースペクトル密度 $E(\omega)$ との間の関係は、式 (2.85) で与えられるので、これよりフォノンノイズの片側パワースペクトル密度は

$$
\begin{aligned}
|\delta E_P(f)| &= \sqrt{4\pi}\;\;|\delta I_P(2\pi f)|\\
&= \sqrt{4k_\mathrm{B}GT^2\Gamma}\;|S_I(2\pi f)| \qquad (2.123)
\end{aligned}
$$

となる。

2.5.3.2 ジョンソンノイズ

次に、ジョンソンノイズ I_J について考える。図 2.10 のジョンソンノイズの場合も、2.4 節と同様に、図 2.5 のフィードバック回路と同じように考える。図 **??** の駆動回路の場合、ジョンソンノイズの電圧密度は 式 (2.87) より

$$\delta V_J^2(\omega) = \frac{k_{\mathrm{B}}(RT + R_{\mathrm{s}}T_{\mathrm{s}} + R_{\mathrm{p}}T_{\mathrm{p}})}{\pi} \tag{2.124}$$

となる。これより

$$\begin{aligned}\delta I_J(\omega) &= \frac{1}{1+\mathcal{L}(\omega)}\frac{\delta V_J(f)}{R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}}+i\omega L_{\mathrm{in}}} \\ &= \frac{\sqrt{k_B(TR+T_{\mathrm{s}}R_{\mathrm{s}}+T_{\mathrm{p}}R_{\mathrm{p}})}}{\sqrt{\pi}\,[R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}}+i\omega L_{\mathrm{in}}]}\frac{1}{1+\mathcal{L}_0\frac{R-R_{\mathrm{s}}-R_{\mathrm{p}}-i\omega L_{\mathrm{in}}}{R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}}+i\omega L_{\mathrm{in}}}\frac{1}{1+i\omega\tau_0}} \\ &= \frac{\sqrt{k_B(TR+T_{\mathrm{s}}R_{\mathrm{s}}+T_{\mathrm{p}}R_{\mathrm{p}})}}{\sqrt{\pi}\,[R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}}+i\omega L_{\mathrm{in}}]}\times \qquad (2.125) \\ &\frac{(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})-\omega^2\tau_0 L_{\mathrm{in}}+i\omega[(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})\tau_0+L_{\mathrm{in}}]}{(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})+\mathcal{L}_0(R-R_{\mathrm{s}}-R_{\mathrm{p}})-\omega^2\tau_0L_{\mathrm{in}}+i\omega[(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})\tau_0+L_{\mathrm{in}}-\mathcal{L}_0L_{\mathrm{in}}]} \qquad (2.126)\end{aligned}$$

と計算できる。したがって

$$\begin{aligned}|\delta I_J(\omega)|^2 &= \frac{k_B(TR+T_sR_{\mathrm{s}}+T_pR_{\mathrm{p}})}{\pi[(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})^2+\omega^2L_{\mathrm{in}}^2]}\times \\ &\frac{[(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})-\omega^2L_{\mathrm{in}}\tau_0]^2+\omega^2[(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})\tau_0+L_{\mathrm{in}}]^2}{[(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})+\mathcal{L}_0(R-R_{\mathrm{s}}-R_{\mathrm{p}})-\omega^2\tau_0L_{\mathrm{in}}]^2+\omega^2[\tau_0(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})+L_{\mathrm{in}}-L_{\mathrm{in}}\mathcal{L}_0]^2}\end{aligned} \tag{2.127}$$

となる。ジョンソンノイズについても 式 (2.85) が成り立ち、したがってジョンソンノイズの片側パワースペクトル密度は

$$\begin{aligned}|\delta E_{\mathrm{J}}(f)| &= \sqrt{4\pi}\,|\delta I_{\mathrm{J}}(2\pi f)|^2 \\ &= \sqrt{\frac{4k_B(TR+T_sR_{\mathrm{s}}+T_pR_{\mathrm{p}})}{(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})^2+(2\pi f)^2L_{\mathrm{in}}^2}}\times \\ &\sqrt{\frac{[(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})-(2\pi f)^2L_{\mathrm{in}}\tau_0]^2+(2\pi f)^2[(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})\tau_0+L_{\mathrm{in}}]^2}{[(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})+\mathcal{L}_0(R-R_{\mathrm{s}}-R_{\mathrm{p}})-(2\pi f)^2\tau_0L_{\mathrm{in}}]^2+(2\pi f)^2[\tau_0(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})+L_{\mathrm{in}}-L_{\mathrm{in}}\mathcal{L}_0]^2}}\end{aligned} \tag{2.128}$$

と求められる。フォノンノイズスペクトルとジョンソンノイズスペクトルの 2 乗和 E_n^2 は

$$\begin{aligned}E_n^2(f) &= E_{\mathrm{P}}^2(f)+E_{\mathrm{J}}^2(f) \\ &= \frac{4k_{\mathrm{B}}}{[R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}}+\mathcal{L}_0(R-R_{\mathrm{s}}-R_{\mathrm{p}})-(2\pi f)^2\tau_0L_{\mathrm{in}}]^2+(2\pi f)^2[L_{\mathrm{in}}+\tau_0(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})-L_{\mathrm{in}}\mathcal{L}_0]^2} \\ &\times\left[\left(\frac{\mathcal{L}_0}{I_bR_s}(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})\right)^2GT^2\Gamma+\frac{RT+R_sT_s+R_pT_p}{(+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})^2+(2\pi f)^2}\right]\end{aligned} \tag{2.129}$$

都立大での測定結果の評価については、これらの式において単に $R_{\mathrm{p}}=0$ とするだけでよい。

2.5.3.3　入力電圧のゆらぎによるノイズ

次にバイアス電圧 V_b が ΔV_b ゆらいでいるとき、どのようなノイズとして応答されるかを考える。これは電圧性ノイズであり、ジョンソンノイズと同じような周波数依存性をもつことが予想される。このときのフィードバック回路は、図 2.11 のようになり、したがってこの回路より出力される応答 δI を求めればよい。

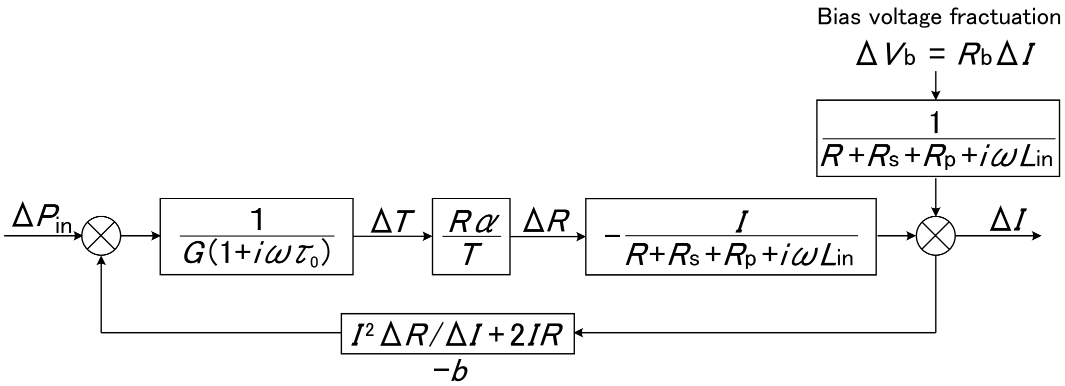

図 2.11: dV_b が入力される場合のフィードバック回路

まず、バイアス電圧 V_b は

$$V_\mathrm{b} = R_\mathrm{b} I_\mathrm{b} \tag{2.130}$$

であり、このゆらぎ ΔV_b は

$$\Delta V_\mathrm{b} = R_\mathrm{b} \Delta I_\mathrm{b} \tag{2.131}$$

である。このバイアス電流のゆらぎによって、TES をながれる電流は 式 (2.97) より

$$\Delta I(\omega) = \frac{R_\mathrm{s}}{R + R_\mathrm{s} + R_\mathrm{p} + i\omega L_\mathrm{in}} \Delta I_\mathrm{b} \tag{2.132}$$

$$= \frac{R_\mathrm{s}}{R + R_\mathrm{s} + R_\mathrm{p} + i\omega L_\mathrm{in}} \frac{\Delta V_\mathrm{b}}{R_\mathrm{b}} \tag{2.133}$$

となる。これを用いて 図 2.11 のフィードバック回路にあてはめて考えると、このときの TES の応答 $\delta I_{dV_\mathrm{b}}(\omega)$ は

$$\begin{aligned}
\delta I_{dV_\mathrm{b}}(\omega) &= \frac{1}{1+\mathcal{L}(\omega)} \delta I \\
&= \frac{1}{1+\mathcal{L}(\omega)} \frac{R_\mathrm{s}}{R + R_\mathrm{s} + R_\mathrm{p} + i\omega L_\mathrm{in}} \frac{\delta V_\mathrm{b}(f)}{R_\mathrm{b}} \\
&= \frac{1}{1+\mathcal{L}_0 \frac{R-R_\mathrm{s}-R_\mathrm{p}-i\omega L_\mathrm{in}}{R+R_\mathrm{s}+R_\mathrm{p}+i\omega L_\mathrm{in}} \frac{1}{1+i\omega\tau_0}} \frac{1}{R + R_\mathrm{s} + R_\mathrm{p} + i\omega L_\mathrm{in}} \frac{R_\mathrm{s}}{R_\mathrm{b}} \delta V_\mathrm{b}(f) \\
&= \frac{1+i\omega\tau_0}{(R+R_\mathrm{s}+R_\mathrm{p}) + \mathcal{L}_0(R-R_\mathrm{s}-R_\mathrm{p}) - \omega^2\tau_0 L_\mathrm{in} + i\omega[(R+R_\mathrm{s}+R_\mathrm{p})\tau_0 + L_\mathrm{in} - \mathcal{L}_0 L_\mathrm{in}]} \frac{R_\mathrm{s}}{R_\mathrm{b}} \delta V_\mathrm{b}(f)
\end{aligned} \tag{2.134}$$

と計算できる。よって

$$\delta I^2_{dV_{\mathrm{b}}}(\omega) = \frac{1+\omega^2\tau_0^2}{[(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})+\mathcal{L}_0(R-R_{\mathrm{s}}-R_{\mathrm{p}})-\omega^2\tau_0 L_{\mathrm{in}}]^2+\omega^2[(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})\tau_0+L_{\mathrm{in}}-\mathcal{L}_0 L_{\mathrm{in}}]^2} \times \left(\frac{R_{\mathrm{s}}}{R_{\mathrm{b}}}\right)^2 |\delta V_{\mathrm{b}}(f)|^2 \tag{2.135}$$

が成り立ち、バイアス電圧のゆらぎによるノイズの片側パワースペクトル密度は

$$|\delta E_{dV_{\mathrm{b}}}(f)| = \sqrt{\frac{1+(2\pi f)^2\tau_0^2}{[(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})+\mathcal{L}_0(R-R_{\mathrm{s}}-R_{\mathrm{p}})-(2\pi f)^2\tau_0 L_{\mathrm{in}}]^2+(2\pi f)^2[(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})\tau_0+L_{\mathrm{in}}-\mathcal{L}_0 L_{\mathrm{in}}]^2}} \times \left(\frac{R_{\mathrm{s}}}{R_{\mathrm{b}}}\right) |\delta V_{\mathrm{b}}(f)| \tag{2.136}$$

となる。

2.6 デジタルフィルタ処理

TES 型マイクロカロリメータが、原理的に非常に優れた性能をもつことは述べてきたとおりである。しかしながら実際にはパルスに混入したノイズがそのまま加算されてしまうので、単純にパルスのピーク値をとっただけでは、理想とするエネルギー分解能を得ることはできない。そこで、その性能を最大限に引き出すために、X 線パルスの大きさを S/N を最大になるように定める最適フィルタ処理を行う。すべてのサンプルを用いて、平均化によってノイズを減らしてパルスハイトを求めるというこの手法によって、ファクター数倍の S/N の改善が行うことができる。この手法は、Astro-E2 衛星の XRS 検出器の信号処理でも用いられている。この節ではこの最適フィルタ処理とその結果得られるエネルギー分解能について述べる。

2.6.1 最適フィルタ処理

はじめにデジタルフィルタ処理について簡単に説明する。まず、取得した X 線パルス $D(t)$ の平均パルスを作成し、周波数空間にフーリエ変換を行う。この平均パルスを AvgPulse、スペクトルを PulseSpec と呼ぶ。次に周波数空間において、パルススペクトルにノイズスペクトル $N(f)$ で重みをつけテンプレート $\mathcal{T}(t)$ を作成する。このテンプレートを個々のパルスとクロスコリレーションをとり、最大になる時の値をパルスハイトとする。これを入射 X 線のエネルギーに相当するように規格化を行うとエネルギースペクトルが作成できる。しかし、この最適フィルタ処理は X 線パルス波形が常に同じであり、パルスとノイズが完全に独立であるという仮定を含んでいることを念頭においておく必要がある。

測定から得られたパルスを $D(f)$ とする。これは周波数空間では、規格化されたモデルパルス $M(f)$ にパルスハイト $\mathcal{A}$ をかけたものにノイズ成分 $N(f)$ が含まれたものであり、

$$D(f) = \mathcal{A} \times M(f) + N(f) \tag{2.137}$$

のようにかける。これをモデルパルスと呼ぶ。

パルスハイト $\mathcal{A}$ はノイズを含む生データとパルス波形のモデルとの差を最小にするものである。つまり、実際に得られたパルスとモデルの残差 χ を最小にするような $\mathcal{A}$ を最小二乗法で求めてやれば良い。

$$\chi^2 \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|D(f) - \mathcal{A} \times M(f)|^2}{|N(f)|} \mathrm{d}f \tag{2.138}$$

と書けるので、χ^2 の微分が 0 になるような $\mathcal{A}$ は、

$$\mathcal{A} = \frac{\int \frac{DM^* + D^*M}{2|N|^2} \mathrm{d}f}{\int \frac{|M|^2}{|N|^2} \mathrm{d}f} \tag{2.139}$$

で与えられる。$D(f)$、$M(f)$ は実関数のフーリエ成分なので $D(-f) = D(f)^*$、$M(-f) = M(f)^*$ となるので、

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{D(f)M(f)^*}{2|N(f)|^2} \mathrm{d}f = -\int_{\infty}^{-\infty} \frac{D(-f)M(-f)^*}{2|N(f)|^2} \mathrm{d}f = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{D(f)^*M(f)}{2|N(f)|^2} \mathrm{d}f \tag{2.140}$$

が成立することから、

$$\mathcal{A} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{DM^*}{|N(f)|^2} \mathrm{d}f}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{|M|^2}{|N|^2} \mathrm{d}f} \tag{2.141}$$

$$= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{D}{M} \left|\frac{M}{N}\right|^2 \mathrm{d}f}{\int_{-\infty}^{\infty} \left|\frac{M}{N}\right|^2 \mathrm{d}f} \tag{2.142}$$

と記述できる。この式から $\mathcal{A}$ は $|M(f)/N(f)|^2$ を重みとした場合の周波数空間での S/N 比 $D(f)/M(f)$ の平均値を表していることがわかる。また、式 (2.142) は $\mathcal{F}^{-1}$ を逆フーリエ変換として、

$$\mathcal{T}(t) \equiv \mathcal{F}^{-1}\left(\frac{M(f)}{|N(f)|^2}\right) \tag{2.143}$$

$$\mathcal{A} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} D(t)\mathcal{F}^{-1}\left(\frac{M(f)}{|N(f)|^2}\right) \mathrm{d}t}{\int_{-\infty}^{\infty} \left|\frac{M(f)}{N(f)}\right|^2 \mathrm{d}f} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} D(t)\mathcal{T}(t)\mathrm{d}t}{\int_{-\infty}^{\infty} \left|\frac{M(f)}{N(f)}\right|^2 \mathrm{d}f} \tag{2.144}$$

と変形できる。ここで用いた $\mathcal{T}(t)$ を最適フィルタのテンプレートと呼ぶ。

従って、例えば X 線の入射によってあるパルス $D(t)$ が得られたとすると、そのパルスの時間積分値 S はテンプレートを用いることで、$\mathcal{S}$ を適当な規格定数として、

$$S = \mathcal{S} \int D(t)\mathcal{T}(t)\mathrm{d}t \tag{2.145}$$

あるいは、離散的なデータに対して、

$$S = \mathcal{S} \sum_{\mathrm{I}} D_{\mathrm{I}}(t)\mathcal{T}_{\mathrm{I}}(t) \tag{2.146}$$

となる。ここで $D_{\mathrm{I}}(t)$、$\mathcal{T}_{\mathrm{I}}(t)$ 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。ノイズが完全に白色である時、すなわち周波数空間でフラットな場合は、テンプレートはもとの平均パルスと一致する。よって、この方法で得たテンプレートを用いて個々のパルスに適用させてスペクトルを書けば良い。

2.7 エネルギー分解能

周波数空間でのノイズ等価パワー NEP(f) (Noise Equivalent Power) を、周波数空間での電流応答性 $S_I(f)$ とノイズの片側パワースペクトルすなわちノイズスペクトル $E_{\mathrm{n}}(f)$ を用いて

$$\mathrm{NEP}(f) \equiv \left|\frac{E_{\mathrm{n}}(f)}{S_I(f)}\right| \quad [\mathrm{W}/\sqrt{\mathrm{Hz}}] \tag{2.147}$$

と定義する。カロリメータの応答が $\propto \exp(-t/\tau)$ と仮定した際、最適フィルタを用いて処理を行うことで、NEP(f) から求まるエネルギー分解能は、

$$\Delta E_{\mathrm{rms}} = \left(\int_0^{\infty} \frac{4}{NEP^2(f)} \mathrm{d}f\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{2.148}$$

と表される[12]。

また、パルススペクトル $E_{\mathrm{s}}(f)$ とノイズスペクトル $E_{\mathrm{n}}(f)$ の比を S/N 比スペクトルと定義し

$$SN(f) \equiv \sqrt{2}\,\frac{E_{\mathrm{s}}(f)}{E_{\mathrm{n}}(f)} \tag{2.149}$$

とあらわすとする。ここで入射 X 線のエネルギーを E とすると、式 (2.73) より

$$|S_I(f)| = \frac{E_{\mathrm{s}}(f)}{\sqrt{2}E} \tag{2.150}$$

とかけるので、これより NEP(f) と $SN(f)$ との間には

$$\mathrm{NEP}(f) = \frac{E_{\mathrm{n}}(f)}{E_{\mathrm{s}}(f)/\sqrt{2}E} = \frac{2E}{SN(f)} \tag{2.151}$$

という関係が成り立つ。したがって、エネルギー分解能は

$$\Delta E_{\mathrm{FWHM}} = 2.35\left(\int_0^{\infty} \frac{4}{NEP^2(f)} \mathrm{d}f\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{2.152}$$

$$= 2.35E\left(\int_0^{\infty} SN^2(f)\ \mathrm{d}f\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{2.153}$$

$$= 2.35E\left(\int_0^{\infty} 2\left|\frac{E_{\mathrm{s}}(f)}{E_{\mathrm{n}}(f)}\right|^2 \mathrm{d}f\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{2.154}$$

となる。

2.7.1 固有なエネルギー分解能

2.7.1.1 TES のみの場合

はじめに、簡単のため TES のみを考慮した回路での理想的なエネルギー分解能を考える。ノイズスペクトル E_n の式 (2.96) と電流応答性 S_n の式 (2.59) から ノイズ等価パワー NEP は

$$\mathrm{NEP}^2(\omega) = \left|\frac{\delta I_{\mathrm{n}}}{S_{\mathrm{I}}}\right|^2 = \frac{k_{\mathrm{B}}T}{\pi R}\left(GRT\Gamma + \frac{V^2}{\mathcal{L}_0^2}(1+\omega^2\tau_0^2)\right) \tag{2.155}$$

$$\mathrm{NEP}^2(f) = \left|\frac{\delta I_{\mathrm{n}}}{S_{\mathrm{I}}}\right|^2 = \frac{4k_{\mathrm{B}}T}{R}\left(GRT\Gamma + \frac{V^2}{\mathcal{L}_0^2}\left(1+(2\pi f)^2\tau_0^2\right)\right) \tag{2.156}$$

のように求まる。これより、式 2.156 を代入することで

$$\Delta E_{\mathrm{rms}} = \left(\int_0^\infty \frac{4}{\frac{4k_{\mathrm{B}}T}{R}\left(GRT\Gamma + \frac{V^2}{\mathcal{L}_0^2}\left(1+(2\pi f)^2\tau_0^2\right)\right)}\mathrm{d}f\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{2.157}$$

$$= \sqrt{\frac{4k_{\mathrm{B}}T}{R}\tau_0\frac{V^2}{\mathcal{L}_0^2}\sqrt{1+\frac{\mathcal{L}_0^2}{V^2}GRT\Gamma}} \tag{2.158}$$

$$= \sqrt{k_{\mathrm{B}}T^2C\frac{4V^2}{GTR\Gamma}\sqrt{1+\frac{\mathcal{L}_0^2}{V^2}GRT\Gamma}} \tag{2.159}$$

と表すことができる。ここで

$$\xi \equiv 2\sqrt{\frac{V^2}{GRT\mathcal{L}_0^2}\sqrt{1+\frac{\mathcal{L}_0^2}{V^2}GRT\Gamma}} \tag{2.160}$$

とおいて [12]、エネルギー分解能を半値全幅 (FWHM: Full Width at Half Maximum) で表すと、

$$\Delta E_{\mathrm{FWHM}} = 2.35\Delta E_{\mathrm{rms}} = 2.35\xi\sqrt{k_{\mathrm{B}}T^2C(T)} \tag{2.161}$$

となる。また、ξ は 式 (2.50) から、

$$\xi = 2\sqrt{\frac{\sqrt{1+\alpha\Gamma\mathcal{L}_0}}{\alpha\mathcal{L}_0}} \tag{2.162}$$

と書くことができる。$T_{\mathrm{s}} \ll T$ においては、$\Gamma \sim 1/2$、$P_{\mathrm{b}} \sim GT/n$、$\mathcal{L}_0 \sim \alpha/n$ となるので、

$$\xi \sim \sqrt{\frac{1}{\alpha}\sqrt{\frac{n}{2}}} \tag{2.163}$$

と表すことができる。さらに α が充分に大きい場合には intrinsic なエネルギー分解能は $1/\sqrt{\alpha}$ に比例して良くなることがわかり、$\alpha = 1000$ とすると、$\xi < 0.1$ にもなる [13]。

2.7.1.2 疑似的定電圧の場合

実際の駆動回路の場合、シャント抵抗 R_s とパラシティック抵抗 R_p の寄与を考える必要がある。これを考慮した式を用いて、前節と同様に E_n の式 (2.129) と S_n の式 (2.117) からノイズ等価パワー NEP は

$$\begin{aligned}\mathrm{NEP}^2(f) &= \left|\frac{E_{\mathrm{n}}(f)}{S_I(f)}\right|^2 \\ &= 4k_{\mathrm{B}}\left[GT^2\Gamma + \left(\frac{I_{\mathrm{b}}R_{\mathrm{s}}}{\mathcal{L}_0}\right)^2\frac{RT+R_{\mathrm{s}}T_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}}T_{\mathrm{p}}}{(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})^2+(2\pi f)^2}\times\right. \\ &\left.\frac{[R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}}-(2\pi f)^2\tau_0L_{\mathrm{in}}]^2+(2\pi f)^2[\tau_0(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})+L_{\mathrm{in}}]^2}{R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}}}\right]\end{aligned} \tag{2.164}$$

と求まる。エネルギー分解能は、上式を式 (2.153) に代入すれば求まる。実際の見積もりにおいては、式 (2.159) より、実際に測定で得られたパルススペクトルと見積もりのノイズスペクトル $E_{\mathrm{n}}(f)$ の比である SN 比スペクトルを用いて計算を行っている。入力電圧のゆらぎによるノイズについても、同様の方法を用いてエネルギー分解能を見積もることが可能である。

2.7.2 読みだし系ノイズのエネルギー分解能への寄与

読みだし系のノイズのエネルギー分解能への寄与を導く場合は、基本的にはベースラインノイズを計算する時と同じで、カロリメータが常伝導の時にとったノイズデータにテンプレートを適用させて分解能を求めるという方法を用いる。したがって

$$\Delta E_0 = 2.35 \times E \left(\int_0^\infty \frac{|M(f)|^2}{|N(f)||N_{\mathrm{nomal}}(f)|} \mathrm{d}f \right)^{-\frac{1}{2}} \qquad [\mathrm{eV}] \tag{2.165}$$

となる。このとき実際には、常伝導の時のノイズには、ジョンソンノイズも含んでいるはずであるので、正確にはジョンソンノイズの寄与を除くことが望ましい。

2.7.3 熱浴の温度ゆらぎのエネルギー分解能への寄与

熱浴の温度ゆらぎ ΔT_s がエネルギー分解能 ΔE にどのような影響を及ぼすかを考える。ここで、この温度ゆらぎ ΔT_s のタイムスケールは、有効時定数 τ_{eff} よりも十分に長いとする。まず、T_s が $T_s \to T_s + \Delta T_s$ と変化したとき、TES の温度 T、抵抗 R、流れる電流 I が、$T \to T + \Delta T$、$R \to R + \Delta R$、$I \to I + \Delta I$ と変化するとする。このとき、熱浴と温度との関係は熱平衡方程式

$$RI^2 = \frac{G_0}{n}(T^n - T_s^n) \tag{2.166}$$

より

$$\begin{aligned} (R + \Delta R)(I + \Delta I)^2 &= \frac{G_0}{n}((T + \Delta T)^n - (T_s + \Delta T_s)^n) \\ 2RI\Delta I + I^2 \Delta R &= G_0(\Delta T T^{n-1} - \Delta T_s T_s^{n-1}) \end{aligned} \tag{2.167}$$

である。ここで、TES の温度が ΔT 変化したときの抵抗変化 ΔR は、式 (1.14) より

$$\Delta R = \frac{\alpha R}{T} \Delta T \tag{2.168}$$

となる。また、TES を流れる電流変化 ΔI は、式 (2.98) で $L\mathrm{in} = 0$ のときの

$$\Delta I = -\frac{I}{R + R_s + R_p} \Delta R \tag{2.169}$$

を用いればよい。これより、式 (2.168)、式 (2.169) を式 (2.167) に代入して整理すると

$$\begin{aligned} G_0 T_s^{n-1} \Delta T_s &= \left(\frac{GT}{\alpha R} \Delta R + \frac{2RI^2}{R + R_s + R_p} \Delta R - I^2 \Delta R \right) \\ \Delta T_s &= \frac{1}{G\left(\frac{T_s}{T}\right)^{n-1}} \left(\frac{GT}{\alpha R} + \frac{R - R_s - R_p}{R + R_s + R_p} I^2 \right) \Delta R \\ &= \frac{\alpha R I^2}{GT\left(\frac{T_s}{T}\right)^{n-1}} \left(\frac{GT}{\alpha R I^2} + \frac{R - R_s - R_p}{R + R_s + R_p} \right) \Delta T \\ &= \mathcal{L}_0 \left(\frac{1}{\mathcal{L}_0} + \frac{R - R_s - R_p}{R + R_s + R_p} \right) \left(\frac{T}{T_s} \right)^{n-1} \Delta T \\ &= (1 + \mathcal{L}_3) \left(\frac{T}{T_s} \right)^{n-1} \Delta T \end{aligned} \tag{2.170}$$

となる。ここで、式 (2.50)、式 (2.108) を用いた。したがって

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{1}{1+\mathcal{L}_3}\left(\frac{T_s}{T}\right)^{n-1}\frac{\Delta Ts}{T} \tag{2.171}$$

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\alpha}{T}\frac{1}{1+\mathcal{L}_3}\left(\frac{T_s}{T}\right)^{n-1}\Delta T_s \tag{2.172}$$

$$= n\frac{\left(\frac{T_s}{T}\right)^{n-1}}{1-\left(\frac{T_s}{T}\right)^{n}}\frac{\mathcal{L}_0}{1+\mathcal{L}_3}\frac{\Delta T_s}{T} \tag{2.173}$$

$$\frac{\Delta I}{I} = -\frac{1}{R+R_s+R_p}\frac{\alpha R}{T}\frac{1}{1+\mathcal{L}_3}\left(\frac{T_s}{T}\right)^{n-1}\Delta T_s \tag{2.174}$$

$$= -n\frac{\left(\frac{T_s}{T}\right)^{n-1}}{1-\left(\frac{T_s}{T}\right)^{n}}\frac{R}{R+R_s+R_p}\frac{\mathcal{L}_0}{1+\mathcal{L}_3}\frac{\Delta T_s}{T} \tag{2.175}$$

$$= -n\frac{\left(\frac{T_s}{T}\right)^{n-1}}{1-\left(\frac{T_s}{T}\right)^{n}}\frac{R}{R-R_s-R_p}\frac{\mathcal{L}_3}{1+\mathcal{L}_3}\frac{\Delta T_s}{T} \tag{2.176}$$

と計算できる。ここで、式 (2.52) を用いた。

次に X 線パルスハイト PH は式 (2.119) より

$$\begin{aligned} PH &= \frac{E}{\tau_{\mathrm{eff}}}\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_3+1}\frac{1}{I(R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}})} \\ &= -\frac{\alpha E}{CT}I\frac{R}{R+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}}} \end{aligned} \tag{2.177}$$

である。温度ゆらぎ ΔT_s によって変化させられたパルスハイト PH' は、熱容量 C と温度計の感度 α が一定であると仮定すると

$$PH' = -\frac{\alpha E}{C(T+\Delta T)}(I+\Delta I)\frac{(R+\Delta R)}{(R+\Delta R)+R_{\mathrm{s}}+R_{\mathrm{p}}} \tag{2.178}$$

となる。ここで、デジタルフィルタ処理を行って得た S/N 比が最大となるように定めたパルスハイト PHA が $PHA \sim PH$ であると仮定すると、温度ゆらぎ ΔT_s がもたらすエネルギー分解能への寄与 ΔE_{dTs} は

$$\Delta E_{dTs\ FWHM} = 2.36\frac{PH'-PH}{PH}E \tag{2.179}$$

である。以上の結果を用いれば、温度ゆらぎに対するエネルギー分解能の寄与が求められる。

第一近似では、

$$\begin{aligned} PH'-PH &= \frac{\partial PH}{\partial T}\Delta T + \frac{\partial P}{\partial R}\Delta R + \frac{\partial PH}{\partial I}\Delta I \\ &= -PH\frac{\Delta T}{T} + PH\left(\frac{1}{R}-\frac{1}{R+R_s+R_p}\right)\Delta R + PH\frac{\Delta I}{I} \end{aligned} \tag{2.180}$$

であるので、式 (2.179) は

$$\Delta E_{dTs\ FWHM} = 2.36\left(-\frac{\Delta T}{T} + \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R+R_s+R_p}\right)\Delta R + \frac{\Delta I}{I}\right)E \tag{2.181}$$

となる。式 (2.171)、式 (2.172)、式 (2.175) よりエネルギー分解能は $\Delta I/I$ に大きく依存する。また、式 (2.176) より

$$\frac{\Delta I}{I} \sim -n\frac{\left(\frac{T_s}{T}\right)^{n-1}}{1-\left(\frac{T_s}{T}\right)^n}\frac{\Delta T_s}{T}$$

となるので、 ΔT_s に対する応答は T_s/T によって決まることがわかる。したがって、T_s/T をできるだけ小さくすることによって温度ゆらぎに対する影響を少なくできる。しかし、T_s を下げすぎると今度は冷凍器の温度ゆらぎが大きくなってしまうという恐れもあるので気を付ける。

2.8 TES と吸収体が有限の熱伝導度でつながれている場合

吸収体を接着剤貼り付けた場合のように、TES と吸収体の熱伝導度が有限である場合の TES の熱化について ETF も含めた熱伝導のモデルを考える。TES と吸収体間の熱伝導度 G_a を考慮したカロリメータの模式図は、図 2.12 のようになる。ここで、TES と吸収体の熱容量をそれぞれ C, C_a 、温度をそれぞれ T, T_a とする。また、熱浴の温度を T_s とし、TES と熱浴間の熱伝導度を G とする。TES と吸収体の平衡状態からの温度変化をそれぞれ、$\Delta T(t)$、$\Delta T_a(t)$、TES

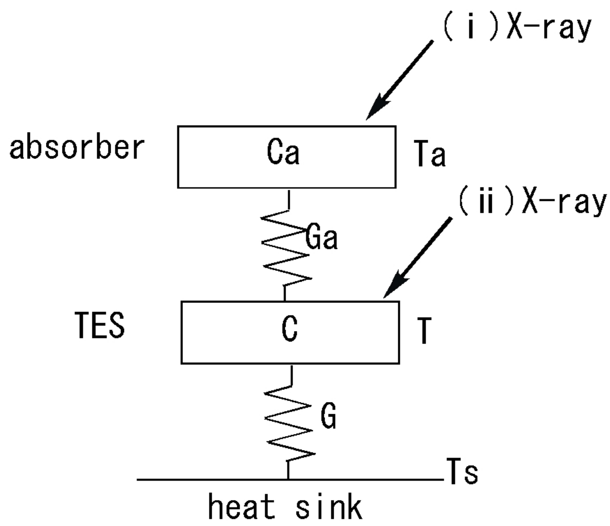

図 2.12: 熱伝導のモデル。

の定電圧バイアスを V_{b} とすると熱伝導方程式は、

$$\frac{d\Delta T_a}{dt} = -\frac{G_a}{C_a}(\Delta T_a - \Delta T) \tag{2.182}$$

$$\frac{d\Delta T}{dt} = \frac{G_a}{C}(\Delta T_a - \Delta T) - \frac{G}{C}\Delta T - \frac{V_{\mathrm{b}}^2}{R^2 C}\Delta R \tag{2.183}$$

となる。ここで、$\alpha \sim (T/R)(\Delta R/\Delta T)$、$P = V_{\rm b}^2/R$ という関係を用いると、(2.183) 式は、

$$\frac{d\Delta T}{dt} = \frac{G_a}{C}(\Delta T_a - \Delta T) - \frac{G}{C}\Delta T - \frac{P\alpha}{CT}\Delta T \tag{2.184}$$

と表すことができる。ここで用いた R, P はそれぞれ熱平衡状態での TES の抵抗値、ジュール発熱を表している。また、$\tau_a \equiv C_a/G_a$、$\tau_0 \equiv C/G$、$\gamma \equiv C_a/C$、$\mathcal{L}_0 \equiv P\alpha/GT$ とおき、(2.183) 式を (2.184) 式に代入し ΔT を消去すると、

$$\tau_0\tau_a\Delta\ddot{T}_a + \{(1+\gamma)\tau_0 + (\mathcal{L}_0+1)\tau_a\}\Delta\dot{T}_a + (\mathcal{L}_0+1)\Delta T_a = 0 \tag{2.185}$$

となり、これは ΔT_a に関する二階の微分方程式である。$\Delta T_a = \exp(\lambda t)$ とおいて代入すると λ の二次方程式が得られ、この解は、

$$\lambda_{\pm} = \frac{\pm\sqrt{\{(1+\gamma)\tau_0 + (\mathcal{L}_0+1)\tau_a\}^2 - 4\tau_0\tau_a(\mathcal{L}_0+1)} - \{(1+\gamma)\tau_0 + (\mathcal{L}_0+1)\tau_a\}}{2\tau_0\tau_a} \tag{2.186}$$

となる。この解の判別式 D は、

$$\begin{aligned} D &= \{(1+\gamma)\tau_0 + (\mathcal{L}_0+1)\tau_a\}^2 - 4\tau_0\tau_a(\mathcal{L}_0+1) \\ &= \{\tau_0(\gamma-1) + \tau_a(\mathcal{L}_0+1)\}^2 + 4\gamma\tau_0^2 > 0 \end{aligned}$$

となり、λ は二つの実数解をもつ。また、二次方程式の係数が全て正なので大小関係は $\lambda_- < \lambda_+ < 0$ となる。

$$\begin{aligned} \tau_S &= -\frac{1}{\lambda_-} \\ &= \frac{2\tau_0\tau_a}{\sqrt{\{(1+\gamma)\tau_0 + (\mathcal{L}_0+1)\tau_a\}^2 - 4\tau_0\tau_a(\mathcal{L}_0+1)} + \{(1+\gamma)\tau_0 + (\mathcal{L}_0+1)\tau_a\}} \qquad (2.187) \\ \tau_L &= -\frac{1}{\lambda_+} \\ &= \frac{2\tau_0\tau_a}{-\sqrt{\{(1+\gamma)\tau_0 + (\mathcal{L}_0+1)\tau_a\}^2 - 4\tau_0\tau_a(\mathcal{L}_0+1)} + \{(1+\gamma)\tau_0 + (\mathcal{L}_0+1)\tau_a\}} \qquad (2.188) \end{aligned}$$

とおくと (2.185) 式の解 ΔT_a は積分定数 A_S 、 A_L を用いて、

$$\Delta T_a = A_S\exp(-\frac{t}{\tau_S}) + A_L\exp(-\frac{t}{\tau_L}) \tag{2.189}$$

となる。また、(2.183) 式より ΔT の解は、

$$\Delta T = A_S(1-\frac{\tau_a}{\tau_S})\exp(-\frac{t}{\tau_S}) + A_L(1-\frac{\tau_a}{\tau_L})\exp(-\frac{t}{\tau_L}) \tag{2.190}$$

となる。

ここで、電流変化 ΔI は、定常状態時の TES に流れる電流を I 、TES の抵抗を R 、シャント抵抗を R_s とすると、$\Delta I = \frac{I}{R+R_s}\frac{\alpha R}{T}\Delta T$ であるので、

$$\Delta I = \frac{I}{R+R_s}\frac{\alpha R}{T}\{A_S(1-\frac{\tau_a}{\tau_S})\exp(-\frac{t}{\tau_S}) + A_L(1-\frac{\tau_a}{\tau_L})\exp(-\frac{t}{\tau_L})\} \tag{2.191}$$

となる。よって、適当な初期条件を用いて A_S、A_L を求めてやれば、測定するパルスの波形が得られることになる。ここでは、X 線を (i) 吸収体で吸収した場合、(ii)TES で吸収した場合の二通りについて考える。

2.8.1 吸収体で X 線を吸収した場合

この場合は、初期条件 t =0 で $\Delta T_a(t=0) = E/C_a \equiv \Delta T_{a,0}$、$\Delta T(t=0) = 0$ である。これを、(2.189)、(2.190) 式に代入し A_S、A_L を求めると、

$$A_S = \frac{\Delta T_{a,0}}{\frac{\tau_a}{\tau_S} - \frac{\tau_a}{\tau_L}}(1 - \frac{\tau_a}{\tau_L}) \tag{2.192}$$

$$A_L = -\frac{\Delta T_{a,0}}{\frac{\tau_a}{\tau_S} - \frac{\tau_a}{\tau_L}}(1 - \frac{\tau_a}{\tau_S}) \tag{2.193}$$

となり、この場合に検出される TES の電流変化は、

$$\Delta I = \frac{I}{R+R_s}\frac{\alpha R}{T}\frac{\Delta T_{a,0}}{\tau_a(\tau_L - \tau_S)}(\tau_a - \tau_S)(\tau_L - \tau_a)\{\exp(-\frac{t}{\tau_L}) - \exp(-\frac{t}{\tau_S})\} \tag{2.194}$$

となる。

2.8.2 TES で X 線を吸収した場合

この場合は、初期条件 t=0 で $\Delta T_a(t=0) = 0$、$\Delta T(t=0) = E/C \equiv \Delta T_0$ である。これを (2.189)、(2.190) 式に代入し 上と同様にして A_S、A_L を求めると、

$$A_S = -\frac{\Delta T_0}{\frac{\tau_a}{\tau_S} - \frac{\tau_a}{\tau_L}} \tag{2.195}$$

$$A_L = \frac{\Delta T_0}{\frac{\tau_a}{\tau_S} - \frac{\tau_a}{\tau_L}} \tag{2.196}$$

となり、TES の電流変化は、

$$\Delta I = \frac{I}{R+R_s}\frac{\alpha R}{T}\frac{\Delta T_0}{\tau_a(\tau_L - \tau_S)}\{\tau_S(\tau_L - \tau_a)\exp(-\frac{t}{\tau_L}) + \tau_L(\tau_a - \tau_S)\exp(-\frac{t}{\tau_S})\} \tag{2.197}$$

となる。

2.8.3 特別な場合

2、3 節の結果を用いて次の三通りの場合について考える。

2.8.3.1 $\gamma \sim 0$ の場合

$\gamma \sim 0$、つまり $C_a \ll C$ の時、これは TES の熱容量に比べ吸収体の熱容量が十分に小さい場合である。この時 (2.186) 式は、

$$\lambda_\pm = \frac{\pm(\tau_0 - (\mathcal{L}_0 + 1)\tau_a) - \tau_0 - (\mathcal{L}_0 + 1)\tau_a}{2\tau_0\tau_a} \tag{2.198}$$

と簡単になり、

$$\lambda_+ = -\frac{\mathcal{L}_0 + 1}{\tau_0} \tag{2.199}$$

$$\lambda_- = -\frac{1}{\tau_a} \tag{2.200}$$

となる。

$$\tau_L = -\frac{1}{\lambda_+} = \frac{\tau_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \tag{2.201}$$

$$\tau_S = -\frac{1}{\lambda_-} = \tau_a \tag{2.202}$$

とすると、吸収体で X 線を吸収した時の TES の電流変化 ΔI は、(2.194) 式より、

$$\Delta I = 0 \tag{2.203}$$

となり、TES で X 線を吸収した時の TES の電流変化 ΔI は、(2.197) 式より、

$$\Delta I = \frac{I}{R + R_\mathrm{s}} \frac{\alpha R}{T} \Delta T_0 \exp(-\frac{t}{\tau_L}) \tag{2.204}$$

となる。この結果は、吸収体を考えない場合の熱伝導方程式から得られる解と一致する。TES の熱容量に比べ吸収体の熱容量が十分に小さい時は、吸収体の寄与は考えなくて良い。

2.8.3.2　$\tau_a = \tau_0$ の場合

$\tau_a = \tau_0$ の時、この時 (2.186) 式は、

$$\lambda_\pm = \frac{\pm\sqrt{(\mathcal{L}_0 + \gamma)^2 + 4\gamma} - (2 + \gamma + \mathcal{L}_0)}{2\tau_0} \tag{2.205}$$

のように表すことができる。ここで、$\mathcal{L}_0 + \gamma \gg 4\gamma$ とすると

$$\lambda_+ = -\frac{-\frac{\gamma}{\mathcal{L}_0+\gamma} + 1}{\tau_0} \tag{2.206}$$

$$\lambda_- = -\frac{1 + \gamma + \mathcal{L}_0 + \frac{\gamma}{\mathcal{L}_0+\gamma}}{\tau_0} \tag{2.207}$$

となる。

$$\tau_L = -\frac{1}{\lambda_+} = \frac{\tau_0}{1 - \frac{\gamma}{\mathcal{L}_0+\gamma}} \sim \tau_0\left(1 + \frac{\gamma}{\mathcal{L}_0 + \gamma}\right) \tag{2.208}$$

$$\tau_S = -\frac{1}{\lambda_-} = \frac{\tau_0}{1 + \gamma + \mathcal{L}_0 - \frac{\gamma}{\mathcal{L}_0+\gamma}} \sim \tau_0\left(1 + \gamma + \mathcal{L}_0 + \frac{\gamma}{\mathcal{L}_0 + \gamma}\right) \tag{2.209}$$

とすると、吸収体で X 線を吸収した時の TES の電流変化 ΔI は、(2.194) 式より、

$$\Delta I = \frac{I}{R + R_\mathrm{s}} \frac{\alpha R \Delta T_0}{T} \frac{\gamma}{(\mathcal{L}_0 + \gamma)^2} \left(\gamma + \mathcal{L}_0 + \frac{\gamma}{\mathcal{L}_0 + \gamma}\right)\left(\exp(-\frac{t}{\tau_L}) - \exp(-\frac{t}{\tau_S})\right) \tag{2.210}$$

となり、TES で X 線を吸収した時の TES の電流変化 ΔI は、(2.197) 式より、

$$\Delta I = \frac{I}{R + R_\mathrm{s}} \frac{\alpha T \Delta T_0}{T} \frac{1}{(\mathcal{L}_0 + \gamma)^3} \left(\{(\mathcal{L}_0{+}\gamma)(\mathcal{L}_0{+}\gamma{+}1){+}\gamma\}\gamma \exp(-\frac{t}{\tau_L}) {-} (\mathcal{L}_0{+}2\gamma)\{(\mathcal{L}_0{+}\gamma)^2{+}\gamma\} \exp(-\frac{t}{\tau_S})\right) \tag{2.211}$$

となる。

2.8.3.3 $\tau_{\mathrm{eff}} \ll \tau_a$ もしくは $\tau_{\mathrm{eff}} \gg \tau_a$ の場合

$\tau_{\mathrm{eff}} \equiv (1+\gamma)/(\mathcal{L}_0+1)\tau_0$ とおくと、(2.186) 式は

$$\lambda_{\pm} = \frac{\pm\sqrt{(1+\mathcal{L}_0)^2(\tau_{\mathrm{eff}}+\tau_a)^2\{1-\frac{4\tau_a\tau_{\mathrm{eff}}}{(1+\gamma)(\tau_{\mathrm{eff}}+\tau_a)^2}\}}-(1+\mathcal{L}_0)(\tau_{\mathrm{eff}}+\tau_a)}{2\tau_0\tau_a} \tag{2.212}$$

と表すことができる。$\tau_{\mathrm{eff}} \ll \tau_{\mathrm{a}}$ もしくは $\tau_{\mathrm{eff}} \gg \tau_{\mathrm{a}}$ の場合はさらに、

$$\lambda_{\pm} = \frac{\pm(1+\mathcal{L}_0)(\tau_{\mathrm{eff}}+\tau_a)\{1-\frac{2\tau_a\tau_{\mathrm{eff}}}{(1+\gamma)(\tau_{\mathrm{eff}}+\tau_a)^2}\}-(1+\mathcal{L}_0)(\tau_{\mathrm{eff}}+\tau_a)}{2\tau_0\tau_a} \tag{2.213}$$

と平方根の中を展開できる。よって、

$$\lambda_{+} = -\frac{1}{\tau_{\mathrm{eff}}+\tau_a} \tag{2.214}$$

$$\lambda_{-} = -(1+\gamma)\left(\frac{1}{\tau_{\mathrm{eff}}}+\frac{1}{\tau_a}\right) \tag{2.215}$$

となる。

$\tau_{\mathrm{eff}} \ll \tau_{\mathrm{a}}$ の場合は、

$$\tau_{\mathrm{S}} = \frac{\tau_{\mathrm{eff}}}{1+\gamma} \tag{2.216}$$

$$\tau_{\mathrm{L}} = \tau_a + \tau_{\mathrm{eff}} \tag{2.217}$$

となる。この時、吸収体で X 線を吸収した時の電流変化 ΔI は、

$$\Delta I = \frac{I}{R+R_s}\frac{\alpha R\Delta T_{a,0}}{T}\frac{\tau_{\mathrm{eff}}}{\tau_a}\left\{\exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mathrm{L}}}\right)-\exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mathrm{S}}}\right)\right\} \tag{2.218}$$

となり、TES で X 線を吸収した時の電流変化 ΔI は、

$$\Delta I = \frac{I}{R+R_s}\frac{\alpha R\Delta T_0}{T}\left\{\frac{1}{1+\gamma}\left(\frac{\tau_{\mathrm{eff}}}{\tau_a}\right)^2\exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mathrm{L}}}\right)+\exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mathrm{S}}}\right)\right\} \tag{2.219}$$

となる。

また、$\tau_{\mathrm{eff}} \gg \tau_{\mathrm{a}}$ の場合は、

$$\tau_{\mathrm{S}} = \frac{\tau_a}{1+\gamma} \tag{2.220}$$

$$\tau_{\mathrm{L}} = \tau_a + \tau_{\mathrm{eff}} \tag{2.221}$$

となる。この時、吸収体で X 線を吸収した時の電流変化 ΔI は、

$$\Delta I = \frac{I}{R+R_s}\frac{\alpha R\Delta T_{a,0}}{T}\frac{\gamma}{(1+\gamma)}\left\{\exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mathrm{L}}}\right)-\exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mathrm{S}}}\right)\right\} \tag{2.222}$$

となり、TES で X 線を吸収した時の電流変化 ΔI は、

$$\Delta I = \frac{I}{R+R_s}\frac{\alpha R\Delta T_0}{T}\frac{1}{1+\gamma}\left\{\exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mathrm{L}}}\right)+\gamma\exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mathrm{S}}}\right)\right\} \tag{2.223}$$

となる。

第3章　実験装置と測定環境

TES 型マイクロカロリメータの X 線 γ 線照射実験及び特性評価は、東京都立大学 (TMU: Tokyo Metropolitan University) で行った。

TES 型カロリメータの微小な電流変化の読み出しには、SQUID (超伝導量子干渉計) を用いている。SQUID を使用する理由として、低インピーダンス、低ノイズという 2 つの条件を満たしていることがあげられ、また極低温で動作できるということも大きな利点である。

この 3 章 では、用いた実験装置について簡単にふれ、実際の測定でのセットアップ、測定環境について説明する ([?]、[?]、 [35])。

3.1　希釈冷凍機

カロリメータの性能を引き出すには、極低温で動作させることが必須であり、~100 mK 以下の冷凍能力をもつ冷凍器が必要である。この冷凍器として、希釈冷凍器を使用した。希釈冷凍器は、冷却能力が大きく、液体 He がなくならない限り一定の温度を保ち続けることが可能である。^{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 [45]。

使用した希釈冷凍機は、OXFORD Kelvinox25 型希釈冷凍機であり、高さ 124 cm、直径 39.4 cm の円柱形をしている。この希釈冷凍器の模式図を 図 3.1 に示す。液体 He を 50 l 使用することにより約 50 時間連続で循環運転が可能である。冷却能力は $\sim 25\mu$W、最低到達温度は、~60 mK である。

図 3.2 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。He^3 を液化する 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 1 K まで到達はせず、典型的な温度として 1.5 K である。SQUID はこの 1Kpot により冷却された 1K ステージに接着させている。^{3}He-濃厚相から ^{3}He-希薄相 への希釈混合は M/C (Mixing Chamber) 内でなされ、M/C は最終的にこの冷凍器の最低到達温度 ($\sim$ 30 mK) に達する。TES カロリメータは、この M/C に真鍮で熱リンクをとった 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 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。M/C と 1 K pot、 E/P には、酸化ルテニウム (RuO_2) 温度計が取り付けられている。E/P の温度制御には Picowatto 社 AVS47 Resistance Bridge/TS-530 Temperature Controller を用いて 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 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 3.3 に示す。

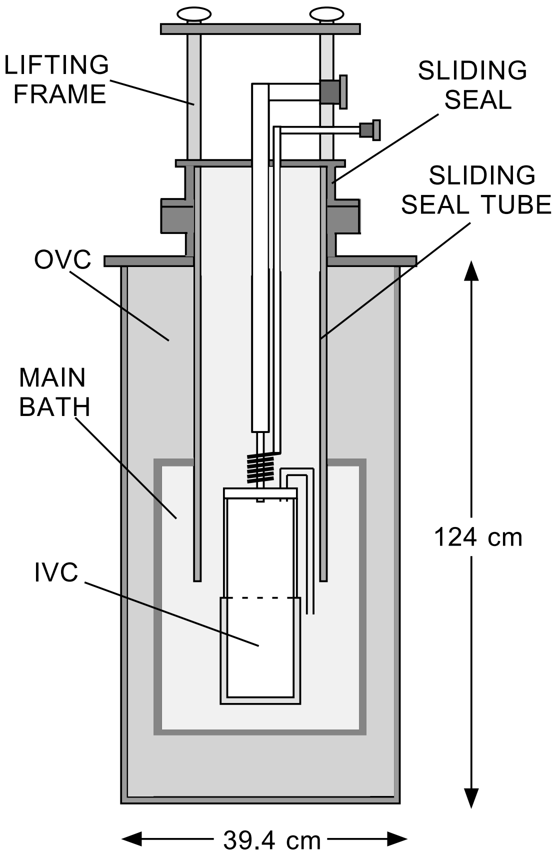

図 3.1: 希釈冷凍機の内部模式図

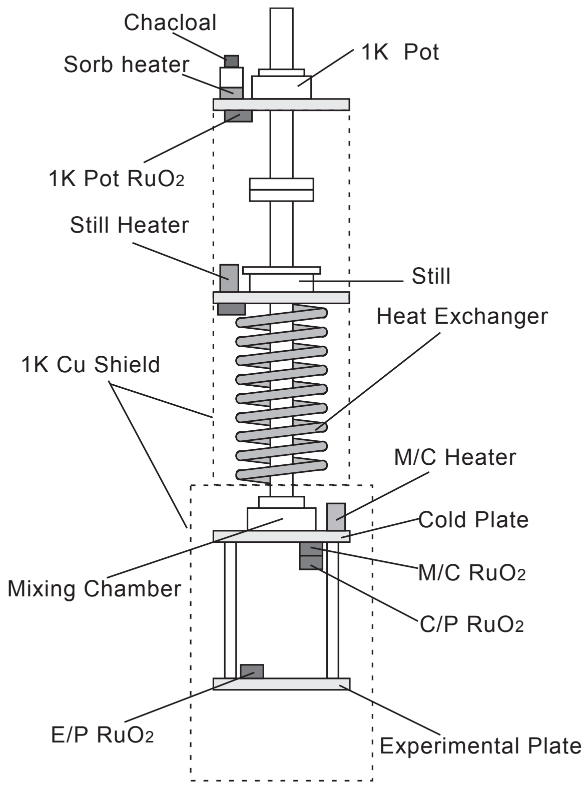

図 3.2: IVC 内部の構造

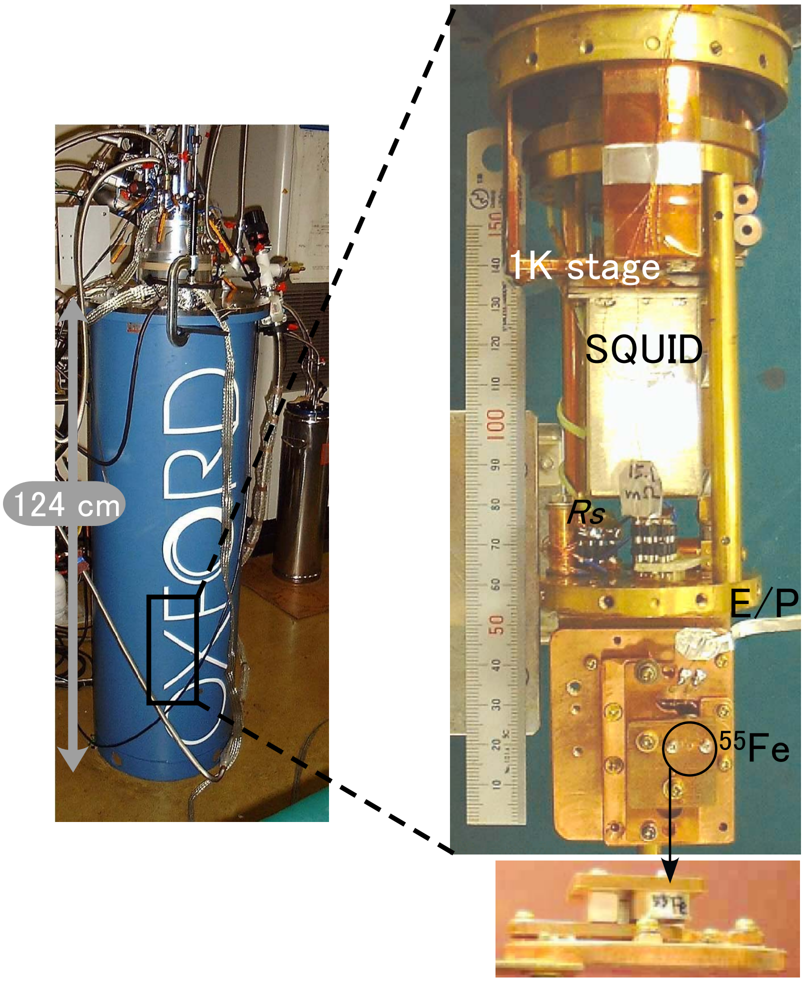

図 3.3: 左：希釈冷凍器全体像。右：カロリメータ組み込み写真。中央にみえるのが、SQUID のパーマロイ磁気シールドで、1 K ステージにねじ止めされている。この E/P にバイアス並列回路の基板をねじ止めしており、中央にマンガニン線で製作したシャント抵抗がついているのがわかる。カロリメータは、E/P にねじ止めした真鍮板に固定する。右下：カロリメータホルダと ^{55}Fe 線源。カロリメータの真上に線源が位置するように固定している。

希釈冷凍機内部の配線は外部との熱接触を抑えるために、熱伝導度が悪く径の小さいマンガニン線を用いている。これらの配線はノイズ対策として信号往復のペア同士 2 本づつツイストしており、4 ポート各 12 対の配線が使用可能となっている。それぞれの配線の往復での抵抗値は、希釈冷凍器の大きさの都合上、配線を長く取らなければならないために、常温で $\sim 230\ \Omega$ 、冷却実験中においては温度 ≤ 4 K で $\sim 180\ \Omega$ と大きいものである。

3.2 超伝量子干渉計 (SQUID)

SQUID (Superconducting QUantum Interference Device : 超伝導量子干渉計) とは、超伝導の量子性を利用した装置であり、使用する dc-SQUID は 2 つのジョセフソン (Josephson) 接合部から成る超伝導リングを利用している。簡単に説明すると、2 つのジョセフソン接合部で磁束が量子化され、その両端に周期的な電圧が現われる。この電圧差を SQUID の横にインプットコイルを置くことで、電流変化としてよみだすことになる。SQUID は、超伝導リングを使用しているために極低温下で使用することができ、カロリメータのすぐ近くに置けるので、他のよみだし装置よりも配線からの余分な熱流入やノイズを減らすことができる。本章の始めに述べた利点も含めて、TES カロリメータの信号読みだしに SQUID を用いることは、分解能を追求するために極めて有効な手段であることがわかる。

使用した SQUID AMP 素子は液体 He を使用した低温度環境下での使用を前提として開発された、セイコーインスツル株式会社 (SII: Seiko Instruments Inc.) の SSA(420-Serial SQUID Array) アンプ [37]であり、420 個の dc-SQUID がアレイ状に並んでいるという構造をしている。SQUID 基盤は FRP でできており、SQUID AMP 素子及び主要な配線は基盤上の 0.5 mm×0.5 mm の Si ウェハ上に蒸着されている。一つ一つの SQUID 素子は、SQUID ワッシャー、フィードバックコイル、インプットコイルからなっておりコイルを含めた配線は全て 0.1 mmϕ NbTi 配線となっている。SQUID ワッシャーは 2 つのジョセフソン接合を持つリングである。これらの SQUID アンプのスペックを表 3.1 に示し、図 3.5 にそれぞれの配線図を示す。ここで、配線を含めたインプットコイルインダクタンス $L_{\rm in} = 190$ nH は、TES のフィードバック回路のループ部分の配線を含んでいるときの値である。

表 3.1: 400-SSA SQUID 素子パラメータ

入力コイル	
自己インダクタンス $L_{\rm in}$	90 pH (contain wire 190 nH)
相互インダクタンス $M_{\rm in}$	58 pH
フィードバックコイル	
相互インダクタンス $M_{\rm f}$	58 pH
ゲイン G $(= M_{\rm in}\frac{\partial V}{\partial \Phi})$	1400 V/A
電流分解能 @ 10 kHz	6.8 pA/$\sqrt{\rm Hz}$

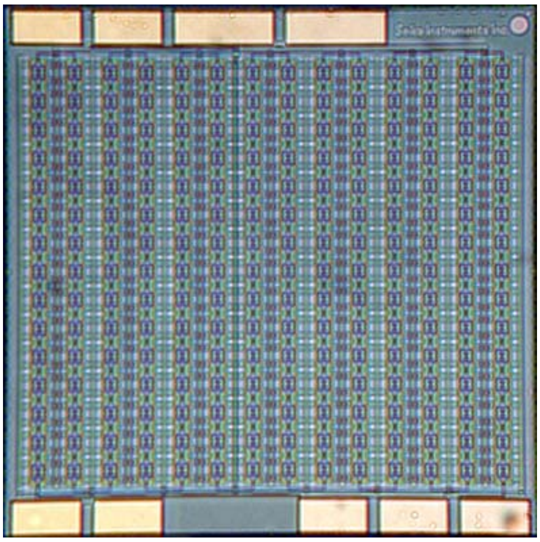

図 3.4: 420-SSA の顕微鏡写真。左は全体像で写真 1 辺が 3 mm × 3 mm。右は DC-SQUID 素子の拡大写真で、写真の大きさが 200 μm。

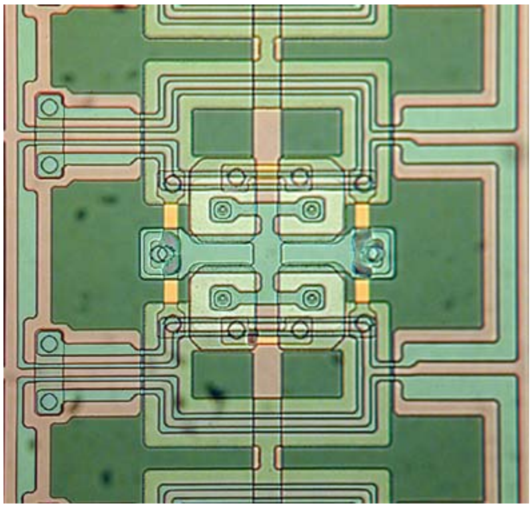

図 3.5: FRP 実装基盤上の配線図

3.2.1 SQUID noise

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。そのノイズスペクトルは、読み出し系の回路で決まる遮断周波数よりも低い周波数領域ではほぼ一定であり、ノイズ等価電流 i_{n} は典型的に数 pA/$\sqrt{\mathrm{Hz}}$ である。定電圧バイアス下でカロリメータを動作させる際、SQUID ノイズのノイズ等価パワーは、電気応答性 S_I とノイズ等価電流 i_{n} を用いて

$$\mathrm{NEP}^2_{\mathrm{readout}} = \left|\frac{i_{\mathrm{n}}}{S_{\mathrm{I}}}\right|^2 \tag{3.1}$$

として与えられる。

SQUID ノイズのエネルギー分解能への寄与は、式 (2.148) より、式 (2.58) を代入して

$$\Delta E_{\mathrm{SQUID}} = 2.35\left(\int_0^\infty \frac{4\mathrm{d}f}{\mathrm{NEP}^2_{\mathrm{readout}}(f)}\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{3.2}$$

$$= 2.35\frac{\mathcal{L}_0+1}{\mathcal{L}_0} i_{\mathrm{n}}\sqrt{b^2\tau_{\mathrm{eff}}} \tag{3.3}$$

$$= 2.35\frac{\mathcal{L}_0+1}{\mathcal{L}_0} i_{\mathrm{n}} V_{\mathrm{B}}\sqrt{\tau_{\mathrm{eff}}} \tag{3.4}$$

と表せる。また、強いフィードバックの下では、

$$\Delta E_{\mathrm{SQUID}} \sim 2.35 i_{\mathrm{n}} V_{\mathrm{B}}\sqrt{\tau_{\mathrm{eff}}} \tag{3.5}$$

と表すことができる。

これに疑似的定電圧バイアスを考慮し、フィードバック量とループゲインを置き換えることにより、

$$\Delta E_{\mathrm{SQUID}} = 2.35\frac{\left(1-\frac{R_s}{R}\right)\mathcal{L}_0+\left(1+\frac{R_s}{R}\right)}{\mathcal{L}_0} i_{\mathrm{n}} V_{\mathrm{B}}\sqrt{\tau_{\mathrm{eff}}} \tag{3.6}$$

として疑似的定電圧バイアス下での寄与を表すことができる。強いフィードバックの下では、

$$\Delta E_{\mathrm{SQUID}} = 2.35\left(1-\frac{R_s}{R}\right) i_{\mathrm{n}} V_{\mathrm{B}}\sqrt{\tau_{\mathrm{eff}}} \tag{3.7}$$

となる。

3.3　放射線源

3.3.1　^{55}Fe 線源

都立大の X 線照射実験で使用する線源は、低温用の特殊パッケージに入った ^{55}Fe (Mn-Kα : 5.9 keV) の密封放射線源である。半減期は 2.73 年、放射能はおよそ 300 kBq、購入時は 97.1.8 で 0.96 MBq であった。線源の位置はカロリメータ真上 5 mm 離れた位置にあり、穴径は 0.2 mm ϕ である。線源はカロリメータ治具に押さえでねじ止め、またはアルミテープで固定した状態で希釈冷凍器に組み込むので、動作中は常にカロリメータに X 線が照射された状態である。

この線源から放射される X 線のエネルギーとその近似的強度比は Mn-Kα_1 5.89875 keV : Kα_2 5.88765 keV : Kβ 6.486 keV = 20 : 10 : 3 であり、Kα1 のほうがエネルギーが高い。^{55}Fe の放射線源からの Kα 線は、5.9 keV の Mn の主量子数 $n=2$ から $n=1$ への遷移であり、$^2P_{\frac{3}{2}}$ からの遷移が Kα1 で、$^2P_{\frac{1}{2}}$ からの遷移が Kα2 である。さらに、これは現象論的に Kα1 では 5 本、Kα2 では 2 本の計 7 本の自然幅をもつ Lorentzian の重ね合わせで表すことができる。これらのエネルギーと幅を表 **??** に Al、Cr、Fe のものも加えて示す [16]。

図 3.6: ^{55}Fe 線源

図 3.7: ^{241}Am 線源

3.3.2　^{241}Am 線源

γ 線照射実験で使用する線源は、1 kBq, 10 kBq の ^{241}Am 線源がある。^{241}Am は 432.2 年の半減期で α 崩壊をして ^{237}Np に壊変する。このときに 26.35 keV と 59.54 keV の γ 線を放出する。また ^{237}Np からは Lα, Lβ, Lγ の特性 X 線が放出される。表 3.2 に ^{241}Am と ^{237}Np から放出される光子の ID とエネルギーをまとめる。

3.4　実験セットアップ

まずはじめに、カロリメータの固定方法から述べる。カロリメータホルダの材質には、ホルダそのものと、ホルダとカロリメータとの間の温度勾配がほとんど無くなるように熱伝導度の良い

表 3.2: ^{241}Am と Np から放出される光子の ID とエネルギー

ライン	エネルギー (keV)	ライン	エネルギー (keV)
Np-Ll	11.890	Np-Lγ_1	20.7848
Np-Lα_1	13.9441	Np-Lγ_2	21.11
Np-Lα_2	13.7597	Np-Lγ_3	21.34
Np-Lη	15.876	Np-Lγ_4	22.20
Np-Lβ_1	17.7502	Np-Lγ_5	20.12
Np-Lβ_2	16.8400	Np-Lγ_6	21.488
Np-Lβ_3	17.989	Am	26.34
Np-Lβ_4	17.0607	Am	59.54
Np-Lβ_5	17.5081		
Np-Lβ_6	16.13		

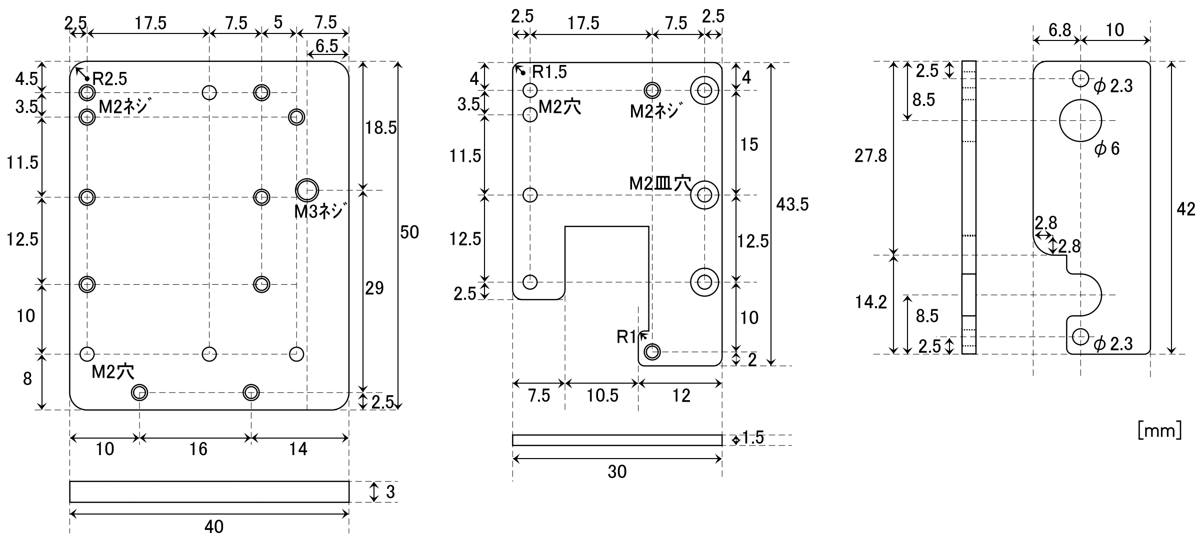

図 3.8: カロリメータホルダの設計図。左：基板、中央：押さえ、右：無酸素銅コリメータ (今回は使用しない) の設計図をそれぞれ示す。

OFC(無酸素銅) を使用している。また、ホルダとカロリメータの熱伝導をよくするために、真空グリス APIEZON-N をうすくぬっている。図 3.8 にカロリメータホルダの設計図を示す。

カロリメータと Au のボンディングパッド間は、Al のボンディングワイヤーで繋いでおり、ボンディングパッドは、ホルダーに熱膨張率の低い特殊シリコン系の瞬間弾性接着材ペグ α を用いて接着し、ホルダーとの電気的な接触はない。ボンディングパッドからの配線は、超伝導配線である銅皮膜付き ϕ 0.097 mm の NbTi 線を信号ペアごとにツイストして配線している。このツイスト線の上に Al テープを巻くことで振動によって生じるノイズの軽減を行い、超伝導シールドによる磁気シールドにもなっている。また、サンプルステージ上でしっかりとサーマルアンカーをとることで、カロリメータへの直接の熱流入を防いでいる。この配線は、抵抗測定 (R-T 測定) の際には、ポート 4 の 26 way コネクタにつながる配線にスズメッキ IC ソケット で接続される。ホルダの温度測定には RuO_2 温度計を用いており、温度計測には Neocera 社 LTC-21 Temperature Controller を使用している。ここで測定される温度は実際には熱浴の温度であるが、R-T 測定など TES カロリメータに流れる電流が微小な場合には、カロリメータの発熱の影響は小さいとし

て、ここの温度を TES の温度とみなして測定を行う。

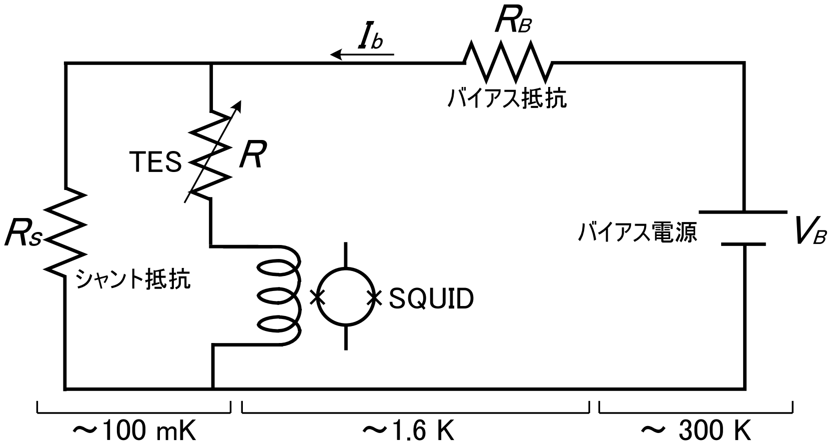

図 3.9: 動作時のバイアス電源回路。$R_{\mathrm{b}} = 10\ \mathrm{k}\Omega$ である。

実際のカロリメータの動作の際には、ボンディングパッドからの NbTi 配線は、E/P に設置した IC ソケットによるシャント抵抗との並列回路につながる。このため、シャント抵抗の温度 T_{s} は、E/P の温度となる。このときの回路図を図 3.9 に示す。並列回路の入力はバイアス電源につながっており、バイアスの配線の途中には並列回路に流れる電流を適度に抑えるために、バイアス抵抗 R_{b} として 10 kΩ の金属皮膜抵抗を入れている。このバイアス抵抗はバイアス電流を流した際の発熱による熱浴の温度上昇を考慮して 1 K pot に配置してある。バイアス抵抗と並列回路までの間の配線には熱伝導度の悪い銅皮膜無しのホルマル皮膜のみの ϕ 0.1 mm の NbTi 線を用いており、この配線は 1 K pot に於いてもしっかりとサーマルアンカーをとっている。TES からの出力は 1 K pot に置かれている SQUID アンプへと繋がっている。SQUID アンプは Nb とパーマロイの 2 重シールドの中にあり、しっかりと磁気シールドされている。SQUID のインプット端子と TES との配線にも上記の理由からホルマル皮膜のみの NbTi 線を使用している。ここで、TES に流れる電流 I は、すなわち SQUID へと入力される電流である。SQUID の出力には、Tektronix 社 TDS3012 オシロスコープ を用いて読み取っている。

3.5 Pb 超伝導磁気シールド

超伝導転移温度が、超伝導体の表面磁場によって変化することは 2.1 節で述べた。臨界磁場は温度に依存するため、磁場があると温度によって転移温度は低いほうへシフトし、その結果転移カーブはなだらかになってしまい、これは外部磁場が強ければ強いほど顕著になる。TES カロリメータは超伝導転移端を利用するため、このような影響は避けなければならない。超伝導状態にある物質はマイスナー (Meisnner) 効果によって透磁率 $\mu = 0$ の完全反磁性を示すので完全な磁気遮断が可能である。このため、超伝導シールドを強化するために、 1 mm 厚の Pb($Tc = 7.20$ K) を磁気シールドとして、希釈冷凍器の IVC 筒の周りに巻くという方法をとった。

図 3.10: 超伝導磁気シールド

3.6　ローパスフィルタ

バイアス電源 (K2400) からのノイズを削減するために、バイアス回路にコンデンサを並列にいれた。このときのバイアス電源を含むカロリメータ動作回路図を 図 3.11 に示す。

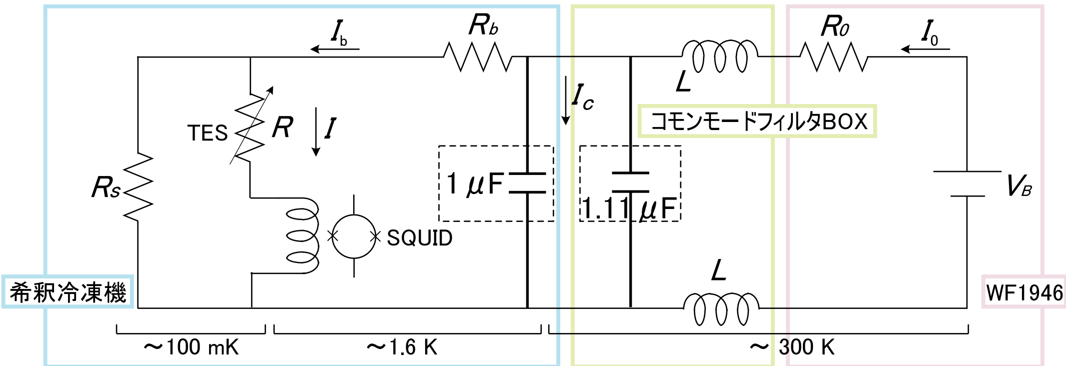

図 3.11: バイアス電源からの回路図

バイアス電源からカロリメータまでの希釈冷凍器に入る配線間には、ノイズカットの役割となるインダクタンス L のコモンモードフィルタ BOX をはさんでおり、希釈冷凍器内部にはカロリメータ直前のバイアス電流 I_b が微小となるように、1 K ステージにバイアス抵抗 R_b を直列にいれている。ローパスフィルタの役割となるコンデンサは、コモンモードフィルタ BOX 内部に図 3.13 のように Triax の希釈冷凍器側の内側の出口のところに 1.0、0.1、0.01 μF の積層セラミックコンデンサを並列に入れ、また、カロリメータにより近くなるように R_b 直前の 1 K ステージに図 3.11 のように 1.0 μF のコンデンサをはんだ付けした。

このときカットされる周波数帯域を求めるため、簡単のため、シャント抵抗は微小であるため $R_s = 0$ とし、L は無視して図 3.14 のような回路を考える。このときながれる電流は

$$I_0 = I_\mathrm{c} + I$$

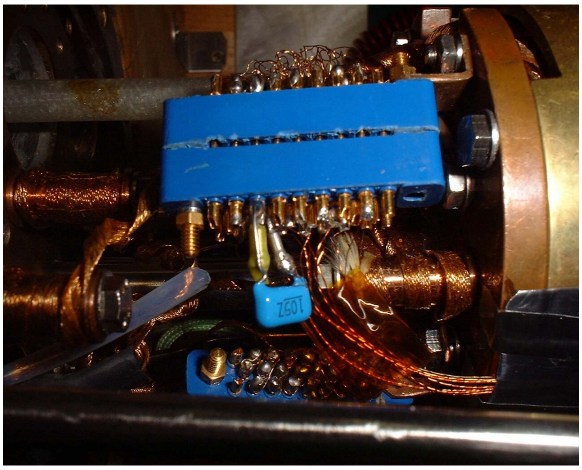

図 3.12: 1K ステージにはんだ付けした 1.0 μF のコンデンサ

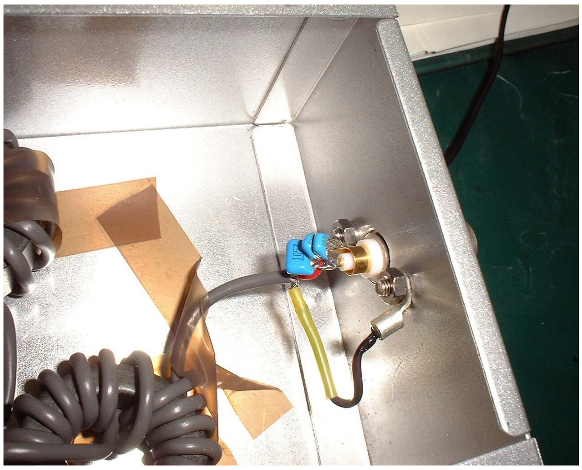

図 3.13: コモンモードフィルタ BOX 内部

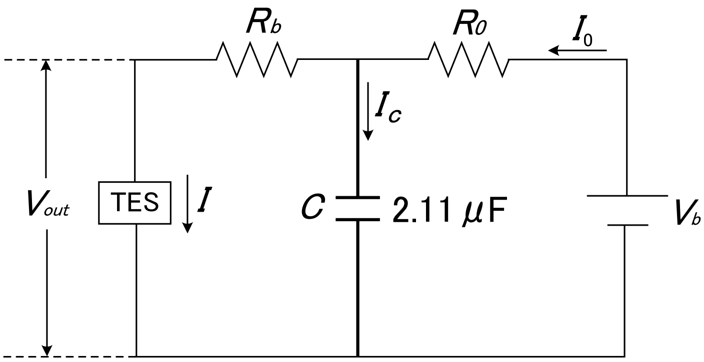

図 3.14: カットオフ周波数の計算回路図

$$= i\omega C R_{\mathrm{b}} I + I \tag{3.8}$$

という関係が成り立ち、また電圧は

$$\begin{aligned} V_{\mathrm{b}} &= R_0 I_0 + R_{\mathrm{b}} I \\ &= [R_0(1 + i\omega C R_b) + R_b] I \end{aligned} \tag{3.9}$$

という関係がなりたつ。これより、カロリメータにながれる電流は

$$\begin{aligned} I &= \frac{V_{\mathrm{b}}}{R_0 + R_b + i\omega C R_0 R_b} \\ &= \frac{V_{\mathrm{b}}}{R_0 + R_b} \frac{1}{1 + i\omega C \frac{R_0 R_b}{R_0 + R_b}} \end{aligned} \tag{3.10}$$

となる。ここで

$$\tau_{\mathrm{V}} = C \frac{R_0 R_b}{R_0 + R_b} \tag{3.11}$$

とおくと、式 3.10 は

$$I = \frac{V_{\mathrm{b}}}{R_0 + R_b} \frac{1}{1 + i\omega \tau_{\mathrm{V}}} \tag{3.12}$$

となり、V_{b} が一定の場合、I の周波数特性は τ_{V} の時定数で減少することがわかる。ここで、$R_0 = 50\ \Omega$、$R_b = 10\ \mathrm{k}\Omega$ であるので、これを代入すると、$C = 2.11\ \mu\mathrm{F}$ の場合のカットオフ周波数 $f_{\mathrm{c\ V}}$ は、式 3.11 より

$$\begin{aligned} f_{\mathrm{c\ V}} &= \frac{1}{2\pi\tau_{\mathrm{V}}} \\ &= \frac{1}{2\pi} \frac{1}{C} \frac{R_0 + R_b}{R_0 R_b} = 1516\ \mathrm{Hz} \end{aligned} \tag{3.13}$$

と計算できる。これより、1516 Hz 以上の高周波側のノイズや発振を落とすことが期待できる。
　また

$$\begin{aligned} I &= I_0 - I_{\mathrm{c}} \\ &= I_0 - i\omega C R_{\mathrm{b}} I \end{aligned} \tag{3.14}$$

より、

$$I = \frac{I_0}{1 + i\omega C R_{\mathrm{b}} I} \tag{3.15}$$

$$\equiv \frac{I_0}{1 + i\omega \tau_{\mathrm{I}}} \tag{3.16}$$

となり、電流固定の場合の時定数が

$$f_{\mathrm{c\ I}} = \frac{1}{2\pi} C R_{\mathrm{b}} = 7.5\ \mathrm{Hz} \tag{3.17}$$

求められる。これより電流性ノイズのカットオフ周波数は、$f_{\mathrm{c\ I}} = 7.5$ Hz のローパスフィルタとして働くが、電圧性ノイズをカットする場合 $f_{\mathrm{c\ V=}}$1516 Hz となるので、ジョンソンノイズなどの電圧性ノイズをカットしたい場合は、低い周波数ではあまり効果がないようだ。

以上の結果を確かめるために、SQUID 出力の周波数特性を評価する。これは、バイアス電源の DC バイアスを固定して、AC 成分の周波数を変化させたときの SQUID 出力を測定すればよい。この測定を周波数スキャンとよぶことにする。周波数スキャンのデータ取得条件を 表 3.3 に示し、結果を図 3.15 に示す。測定において、カロリメータは超伝導の状態とし、DC バイアスのオフセット電圧は 0 V とした。

表 3.3: 周波数スキャンのデータ取得条件

measurement range f [Hz]	AC bias $V_{\mathrm{p-p}}$ [mV]	bath temperature T_{s} [mK]	DC bias V_{offset} [mV]
0.1-100 k	100	115.2	0

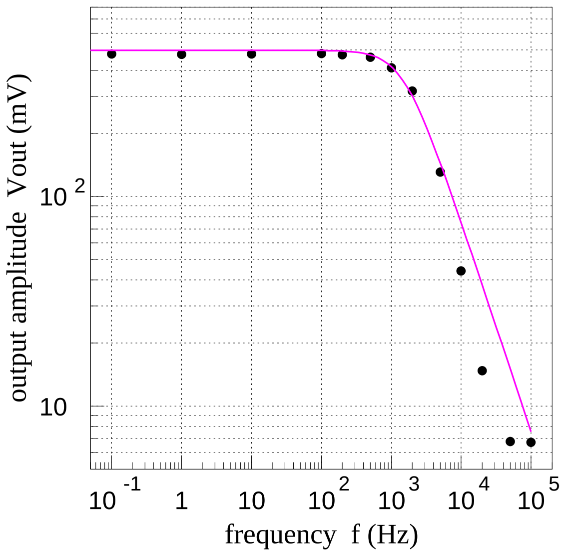

図 3.15: 周波数スキャン結果。黒点がデータ、マゼンタが見積もり。$f_{\mathrm{cV}} \sim$ 1516 Hz 付近から周波数特性が落ちているのがわかる。

ここで、式 3.12 より

$$
\begin{aligned}
|I| &= \frac{V_{\mathrm{b}}}{R_0 + R_b} \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega \tau_{\mathrm{V}})^2}} \\
&= \frac{V_{\mathrm{b}}}{R_0 + R_b} \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau_{\mathrm{V}})^2}}
\end{aligned} \tag{3.18}
$$

となる。ここで、SQUID の出力 V_{out} は、SQUID アンプの電流電圧換算係数を Ξ とすると

$$
I = \frac{V_{\mathrm{out}}}{\Xi} \tag{3.19}
$$

という関係があるので、これより

$$|V_{\text{out}}| = \Xi \frac{V_{\text{b}}}{R_0 + R_b} \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau_{\text{V}})^2}} \tag{3.20}$$

となる。ここで、図 3.15 での見積もりには $\Xi = 50\ \text{kV/A}$, $V_{\text{b}} = V_{\text{p-p}} = 0.1\ \text{V}$ を用いた。図 3.15 において、マゼンタの線が見積もりであるが、見積もりと同様に $f_{\text{cV}} \sim 1516\ \text{Hz}$ 付近から周波数特性が落ちているのがわかり、f_{c_v} 以上の電圧性ノイズをおとすことができると期待できる。これらの評価は **??** 章で行う。

磁場の印加は、希釈冷凍器 IVC の外筒の外側 (Pb シールドの内側) に巻いたコイルに電流を流して磁場を発生させるという方法をとった。このコイルに電流を流すことによって発生する磁場の大きさは 150 G/1.52 A である。電源には、HEWLETT PAKARD の E3616A DC POWER SUPPLY を使用した。液体 He 温度でのコイル抵抗は、0.6 mΩ である。

3.7　測定方法

以下では素子の性能評価のために行った測定方法について説明する。

3.7.1　R - T 測定

カロリメータの性能評価を行うにあたって、まず始めに素子の温度 T と電気抵抗 R の関係 (R - T 特性) を測定し、素子の転移温度 T_{c}、転移幅、転移の様子などからカロリメータとして動作させることが可能かどうか調べることが必要である。R - T 特性を測定する方法として、定電流の下で抵抗を直接測定する方法と定電圧バイアスの下で TES に流れる電流変化から抵抗に換算する方法の 2 つがある。どちらの方法に対しても温度コントロールには、Picowatto 社 AVS 47/TS-530 を使っている。また、測定される温度は、熱浴の温度となるので TES と熱浴との間で温度差ができないように流す電流は極微小でなければならない。

定電流を流す方法では、サンプルの温度測定にはホルダ上に固定した RuO_2 温度計を使用し、LTC-21 で読み出している。抵抗値の測定には Linear Research 社 LR-700 を使用し、4 端子法を用いて約 16 Hz の交流電流をサンプルに流して抵抗値を測定している。ここでは、20　μV-20Ω(1 μA)、20　μV-2 Ω(10　μA) のレンジで測定を行っている。定電圧の方法では、SUQID の出力レベルの変化を測定する。SQUID 出力 V_{out} と TES に流れる電流 I_{TES} の間には、SQUID アンプの電流電圧換算係数 Ξ を用いて、

$$I_{\text{TES}} = \frac{V_{\text{out}}}{\Xi}$$

という関係がある。また、 I_{TES} には TES の抵抗 R_{TES} 、シャント抵抗 R_{s} 、パラシティック抵抗 R_{p} を用いて、

$$I_{\text{TES}} = \frac{R_{\text{s}}}{R_{\text{TES}} + R_{\text{s}} + R_{\text{p}}} I_{\text{b}} \tag{3.21}$$

ここで、 I_{b} は、バイアス電流である。この式より、素子の抵抗値を計算することが出来る。

素子の転移温度は、

$$f(R_0, T_c, T_1, T_2, R_c) = \frac{R_0}{(1 + \exp(-(T - T_c)/T_1))(1 + \exp(-(T - T_c)/T_2))} + R_c \tag{3.22}$$

という関数でフィットした時の T_{c} で定義している。

3.7.2 I - V 測定

ある程度のバイアス電圧 V_b を TES にかけ、TES を常伝導の状態にし、その状態から熱浴温度 T_s を一定になるように温度コントロールをかけ、V_b を下げていき TES に流れる電流 I_TES を測定する。このときの TES にかかる電圧 V_TES と I_TES の関係を一般に I - V 特性と呼んでいる。ここで、V_b を 変化させ、SQUID から出力される DC レベルの変化を調べ I_b-I の関係を求めると、図 **??** の左のグラフのようになる。これをみると、I が I_b に比例する領域と R に依存して減少する 2 つの領域があることがわかる。この I_b が小さい場合 ($< 200\ \mu$A) と大きい場合 ($> 600\ \mu$A) の比例する領域では、R は一定でありそれぞれ TES が超伝導、常伝導になっている状態である。中間の領域では TES が超伝導-常伝導遷移の途中の状態にあり、よってこの領域をカロリメータの動作点として用いている。カロリメータの抵抗値 R は 式 (**??**)、(**??**) の関係を用いることで I_b-I のプロットから求めることができ、図 **??** の右のグラフのようになる。このような測定は、毎回の性能評価で行っている。ここで、TES を流れる電流 ITES は、SQUID を用いて測定するため変化量を測定することのみ可能となる。そこで、TES が常伝導となる領域において I_b vs. I が正比例するように補正をかけることで、電流値の絶対量を明らかにできる。

TES を流れる電流 I と T_s の関係は、熱のつりあいの式

$$RI^2 = \frac{G_0}{n}(T^n - T_s^n) \tag{3.23}$$

より

$$I = \sqrt{\frac{G_0 T^n}{nR}\left(1 - \left(\frac{T_s}{T}\right)^n\right)} \tag{3.24}$$

$$= \frac{G_0 T^n}{nI_b}\frac{R + R_s}{RR_s}\left(1 - \left(\frac{T_s}{T}\right)^n\right) \tag{3.25}$$

となる。これより、ある抵抗 R における温度 T、G_0、n の値が個々の測定においてほぼ同じであると仮定すると

$$I \propto \left(1 - \left(\frac{T_s}{T}\right)^n\right)\frac{1}{I_b} \tag{3.26}$$

となり、I_b に対する I は T_s のみに依存することになり、T_s がそれぞれの測定で同じならば、それぞれの測定での I は同じ値を示すことになる。これは磁気シールドなどの測定環境にはよらない。

また、この測定の際には、他に X 線パルス、TES のノイズレベルを記録している。この 2 つから個々のバイアス電圧についての S/N 比を計算することができ、X 線パルス取得時の動作点決定の目安としている。

3.7.3 パルスとノイズデータ取得

I - V 測定時の X 線パルス、ノイズレベルから、データ取得するバイアス電圧を決定する。パルス、ノイズデータは YOKOGAWA DL708 を使用し、プログラムによりパルスとノイズは同時取得が可能で、前半をノイズ、後半をパルスとしている。またノイズデータは FFT アナライザでも取得している。

第4章　X 線マイクロカロリメータの性能評価

X 線天文衛星への搭載を目標に TES 型マイクロカロリメータを開発、研究している我々の研究チームと SRON (オランダ) とで研究協力することになり、互いの測定環境による素子性能への影響を調べるために、相互に素子交換を行った。ここでは、都立大の希釈冷凍機で測定した SII 製素子 (SII-123) と SRON 製素子 (MX03-500) の測定結果について述べる。現在、SII-123 は SRON で評価中である。

また、後半ではスズ箔吸収体を貼り付け、γ 線カロリメータとして使用した SII 製素子 (SII-155) に ^{55}Fe 線源を照射して得られた X 線カロリメータとしての性能についてまとめる。

4.1　SII-123 と MX03-500 の構造の比較

図 4.1, 4.2 はそれぞれ、SII 製素子 (SII-123), SRON 製素子 (MX03-500) の顕微鏡写真である。TES は両素子ともに Ti/Au の 2 層薄膜を採用しており、サイズは 500 μm 角である。TES の厚さは SII-123 は 40/70 nm で、MX03-500 は 14/50 nm である。SII-123 は TES の上に X 吸収体としてサイズが 300 μm 角、厚さが 500 nm の Au がスパッタされているが、一方、MX03-500 は素子の熱容量を小さく抑えるために吸収体はついていない。また、SII-123 はブリッジタイプのメンブレン構造をしているのに対して、MX03-500 は全面タイプのメンブレン構造している。SII-123 はメンブレンに超伝導体の Nb を厚さ 250 nm だけ蒸着して磁場の耐性を強化している。

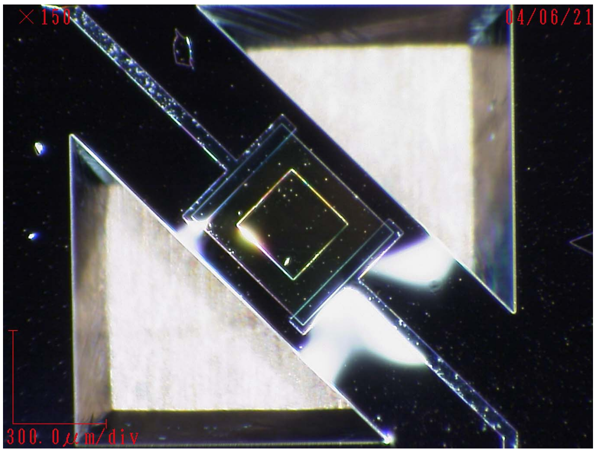

図 4.1: SII-123 の顕微鏡写真。

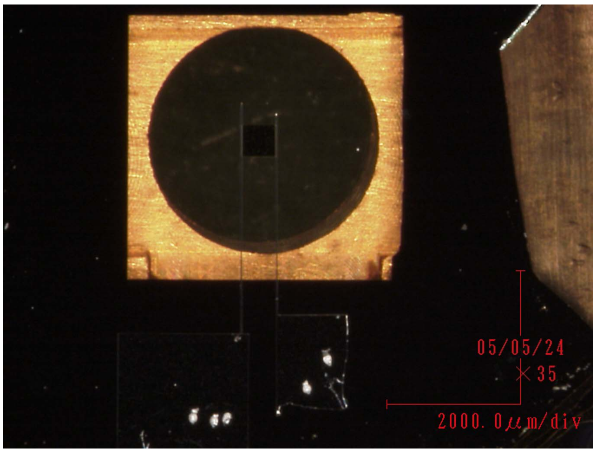

図 4.2: MX03-500 の顕微鏡写真。

図 4.3 は両素子の量子効率を重ねてプロットしたものである。SII-123 の量子効率は TES と吸収体を考慮して計算し、MX03-500 は TES のみの量子効率である。また蒸着されている Nb とメンブレンの量子効率を一緒にプロットしてある。SII-123 では、5.9 keV の X 線に対して 40.3 %、一方 MX03-500 は X 線吸収体がついていないので 4.6 %と非常に小さくなる。

表 4.1: SII-123 と MX03-500 の構造とサイズ

		SII-123	MX03-500
TES の材質		Ti/Au	Ti/Au
厚さ	[nm]	40/70	15/50
サイズ	[μm]	500 × 500	500 × 500
吸収体の材質		Au	なし
厚さ	[nm]	500	
サイズ	[μm]	300 × 300	

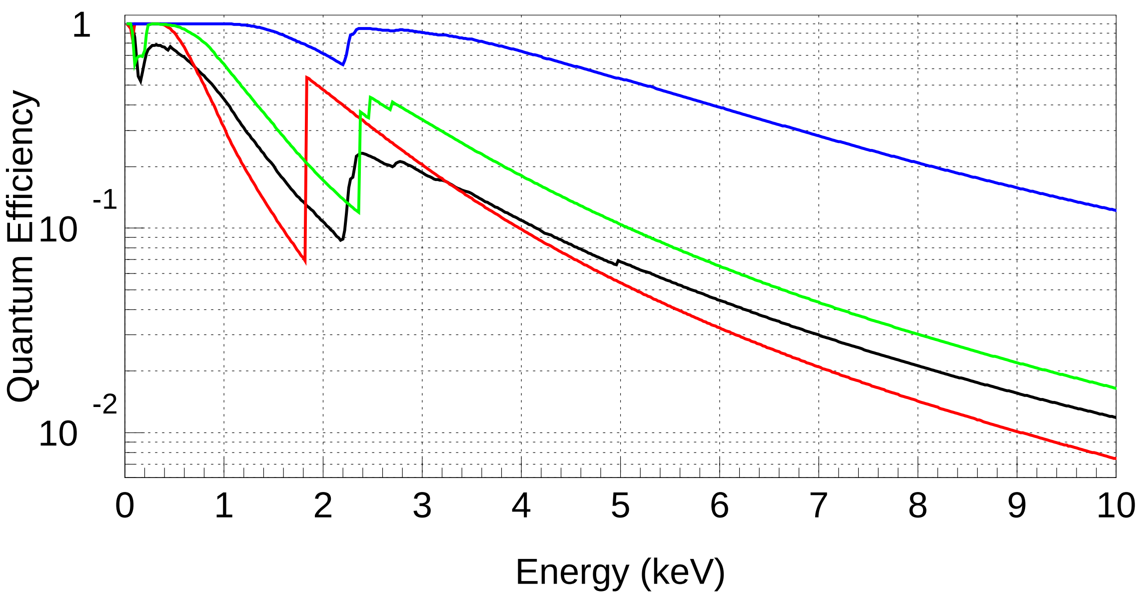

図 4.3: SII-123 と MX03-500 の量子効率。青が SII-123、黒が MX03-500。赤はメンブレン (Si 1 μm)、緑は Nb(250 nm)

4.2 R - T 特性の比較

両素子の R - T 測定の結果を図 4.4, 4.5 に示す。SII-123、MX03-500 は、SQUID-RT でデータを取得した。SII-123 のマゼンタ、緑はそれぞれ (040309),(050415) に冷却した際に取ったデータである。(040309) の冷却では、希釈冷凍器の温度安定度が非常に悪く、精度の良い X 線パルス、ノイズを取得することができなかったので (050415) に再度、冷凍器に組み込み、測定をした。2 回の冷却でともに転移温度 $T_c \sim 117$ mK、ノーマル抵抗 $R_n \sim 109\mathrm{m}\Omega$ で同様な RT カーブが得られた。MX03-500 の緑、マゼンタは、それぞれ (050624), (050927) に冷却した際に取ったデータである。(050624) の最初の冷却では、磁場シールドを IVC 筒に取り付けた状態でデータを取得したが、温度計感度 α が大きすぎて X 線パルスが遷移端を超えてしまうので α を抑えるために磁場シールドを外して測定も行ったのが (050927) のデータである。磁場の影響により、転移温度が $T_c \sim 137$ mK から ~ 132 mK に下がり、転移の少し鈍っているのがわかる。それぞれの RT カーブを (3.22) 式でフィットした際のパラメータを表 4.2 にまとめる。MX03-500 では常伝導状態での抵抗が不安定であったので、275 mΩ で固定した。MX03-500 は SII-123 に比べ、α が非常

に大きく、Ti/Au が薄いのでノーマル抵抗が大きくなっているのがわかる。

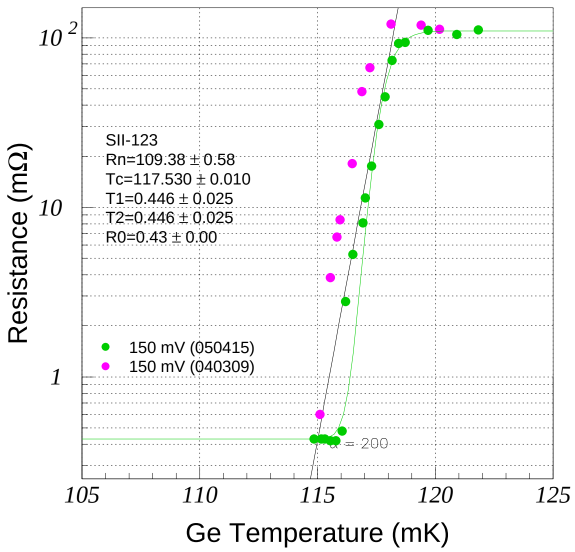

図 4.4: SII-123 の $R-T$ 曲線。

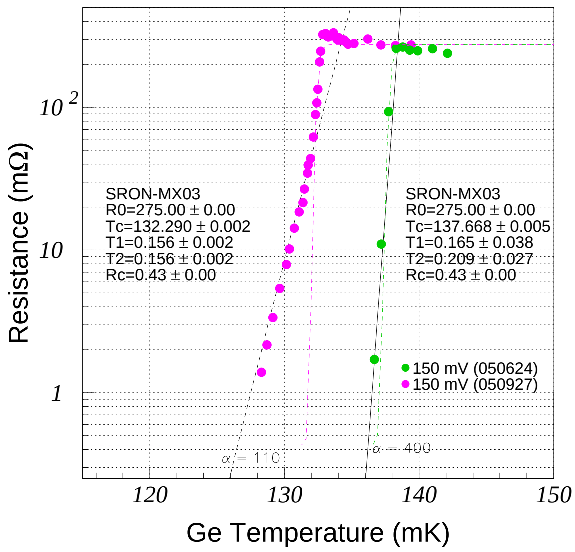

図 4.5: MX03-500 の $R-T$ 曲線。マゼンタは磁場シールドなし、緑は磁場シールドありの状態で測定。

表 4.2: RT カーブのフィットパラメータ

		SII-123	MX03-500 (シールドあり)	(シールドなし)
転移温度 T_c	[mK]	117.53	137.67	132.29
ノーマル抵抗 R_n	[mΩ]	109.38	275.0(fix)	275.0(fix)
残留抵抗　R_0	[mΩ]	0.43(fix)	0.43(fix)	0.43(fix)

4.3　I - V 特性の比較

SII-123 と MX03-500 の I - V 特性を図 4.6, 4.7 に示す。SII-123 は熱浴温度 $T_s \sim 84, 91, 99$ mK で、MX03-500 は熱浴温度 $T_s \sim 99$ mK で測定を行った。

次に、I - V 測定から計算によって、求めた I - R の関係を図 4.8、4.9 に示す。図の赤点線は、素子のノーマル抵抗である。

4.4　エネルギースペクトルの比較

I - V 測定の結果よりいくつかの動作点を決定し、パルスとノイズデータを取得した。以下では最もエネルギー分解能の良かった動作点での結果についてエネルギースペクトルの作成の流れとともに示す。

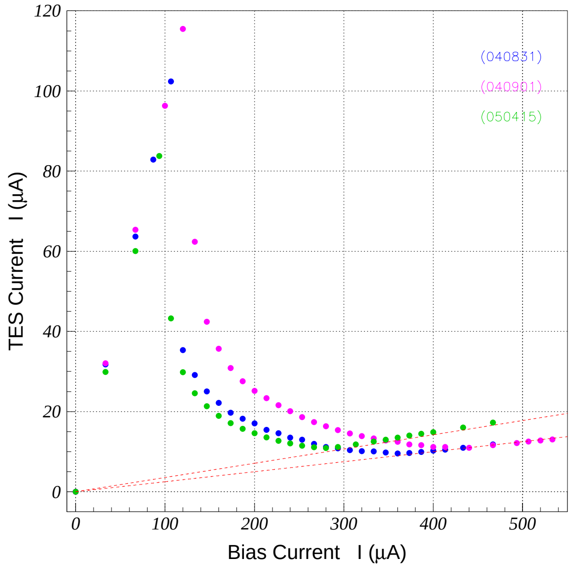

図 4.6: SII-123 の I - V 曲線。T_{s} =

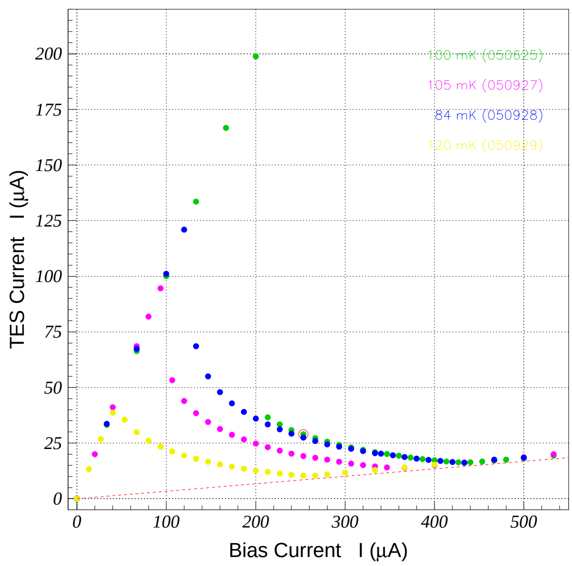

図 4.7: MX03-500 の I - V 曲線。黒は磁場シールドなし、緑は磁場シールドありで測定

4.4.1 SII-123

SII-123 では、熱浴温度 $T_{\mathrm{s}} \sim 91$ mK、抵抗 $R = 56.5$ mΩ の動作点でパルス、ノイズともに 1020 個を取得した。データ取得条件を 4.3 に示す。取得してパルス、ノイズデータを最適フィルタ処理して得られた PHA チャンネルとカウント数のスペクトルが図 4.10 である。データ解析には `digfilt` パッケージ v7.6 を用いて行った。また、カットオフ周波数は $f_{\mathrm{c}} = 7.96$ kHz で解析を行った。

表 4.3: SII-123 のデータ取得条件

日時	2005/4/15
サンプルレート	2 MS/s
バンド幅	500 kHz
トリガレベル	15 mV

PHA チャンネルは Mn-Kα のピークが 5984 ch になるようにしてある。6400 ch 付近に見えるピークが Mn-Kβ である。また、5700 ch 付近にもピークが見られるがこれはメンブレンに蒸着した Nb イベントと考えられる。このようなサブピークは SII-123 と同スペックの素子でも確認されている。エネルギーと PHA の関係は、1 次、2 次関数でフィット し求めた。

エネルギー校正をした後のスペクトルより Mn-Ka をガウス関数でフィットした結果、エネルギー分解能は、

$$\Delta E = 18.1 \quad [\mathrm{eV}] \tag{4.1}$$

が得られた。またノイズの揺らぎによって決定されるベースライン分解能は

$$\Delta E_{\mathrm{baseline}} = 8.0 \quad [\mathrm{eV}] \tag{4.2}$$

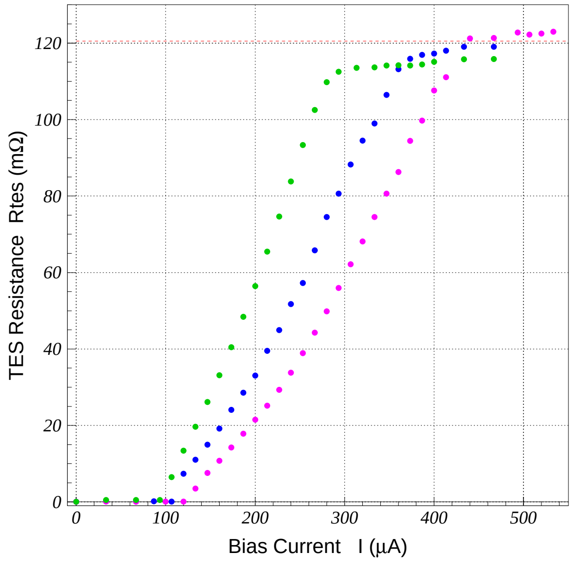

図 4.8: SII-123 の I - R 曲線。

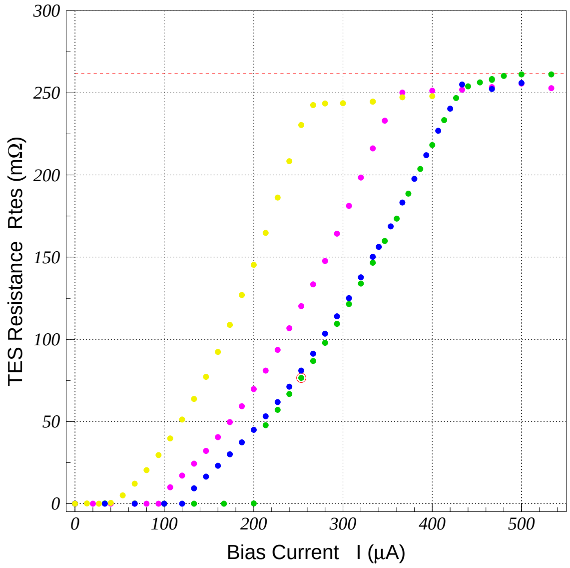

図 4.9: MX03-500 の I - R 曲線。黒は磁場シールドなし、緑は磁場シールドありで測定

であった。本来、エネルギー分解能は、ノイズのよって制限されるので E_{baseline} に一致するはずである。この不一致の原因としてパルス取得時の SQUID の DC レベル (OFFSET) の変動が考えられる。つまり、素子の温度変化などの影響で動作点がずれるのである。ゲインの変化に対する補正 (ゲイン補正) を PHA vs OFFSET の関係から求めしてやるとエネルギー分解能は

$$\Delta E = 15.6 \quad [\mathrm{eV}] \tag{4.3}$$

まで改善された。Mn-Ka は、7 つのローレンツィアンで現象論的には表現することができ、フィットしたものが図 **??**である。その結果、分解能は 8.7 ± 0.9 eV が得られた。これは、セイコーで製作された素子の中でも最高レベルの性能に迫る結果である。

4.4.2 MX03-500

MX03-500 では、熱浴温度 $T_{\mathrm{s}} = 98.69$ mK、抵抗 $R = 76.44$ mΩ の動作点でパルス、ノイズともに 2040 個取得した。データ取得条件を表 4.4 に示す。

表 4.4: MX03-500 のデータ取得条件

日時	2005/6/25
サンプルレート	2 MS/s
バンド幅	500 kHz
トリガレベル	20 mV

前節と同様に解析を行い、得られた PHA スペクトルが図 4.12 である。MX03-500 では、SII-123 と同様な 5.9 keV より少しエネルギーの低いサブピークと、非常に長いテイルが観測された。こ

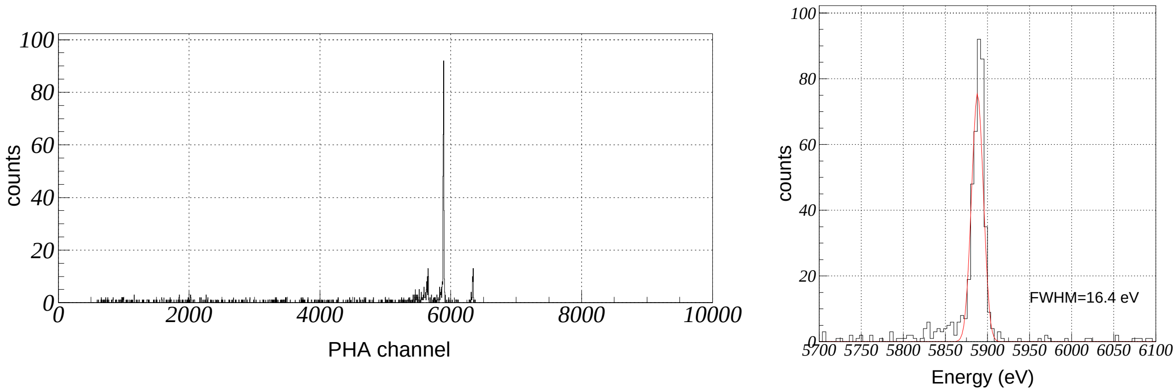

図 4.10: 左は SII-123 のエネルギースペクトル。5.9 keV, 6.4 keV の Mn-Kα, Kβ の他に Nb イベントが観測された。右は Mn-Kα 付近を拡大したもの。赤線はガウス関数のフィット曲線

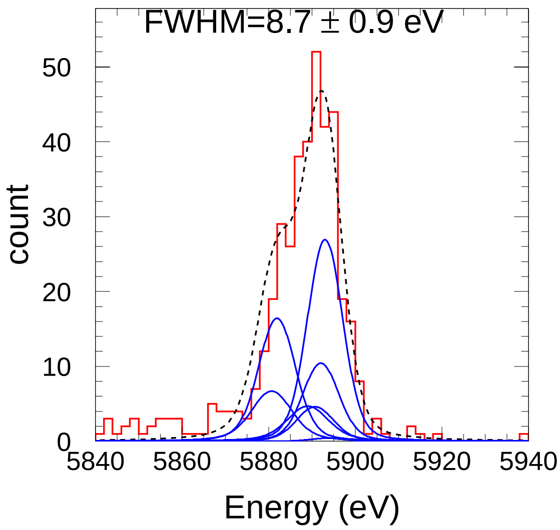

図 4.11: SII-123 の Mn-Kα 付近のエネルギースペクトル

れらは、全てメンブレンイベントと考えられ、サブピークとテイルの違いは、TES 直下メンブレンでフォトンが吸収されるか TES 外側のメンブレンでフォトンが吸収されるかの違いによるものと考えられる。SII-123 ではテイルがあまり見られなかったのが、MX03-500 では大量に見られたの、コリメータのサイズの違いによると考えれば説明がつく。つまり SII-123 では、ϕ 1.0 mm、厚さ 2.0 mm の OFC をコリメータとして使用しているのに対して、MX03-500 では、ϕ 3.0 mm、厚さ 2.0 mm のアクリル板をコリメータとして使用しているからである。また、この動作点でのパルスが図 4.13 である。パルスが発振してしまっているのが分かる。これは、温度計感度が大きすぎることが原因である。これでは性能は期待できないので、IVC 筒に取り付けている磁場シールドを外して意図的に感度を小さくして再度冷却を行った。

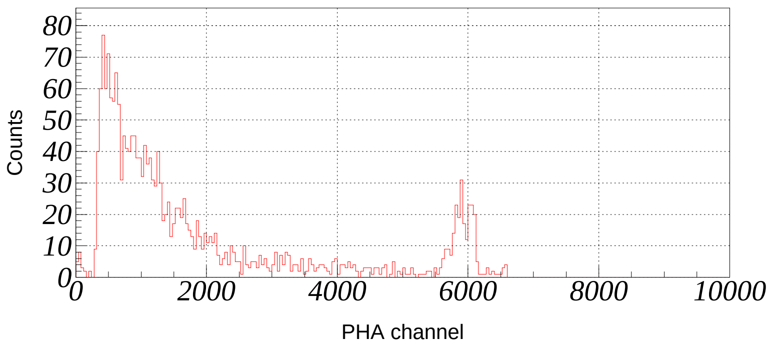

図 4.12: MX03-500 の PHA スペクトル。Mn-Kα のピークよりメンブレンイベントのほうが多くなってしまっている。

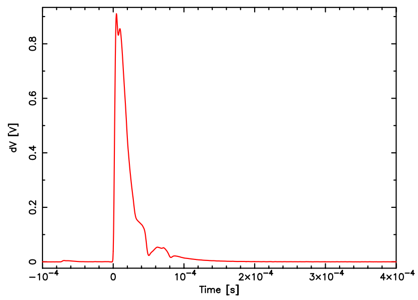

図 4.13: MX03-500 の平均パルス。温度計感度 α が大きすぎるためパルスが発振している。

再度、冷却する際にメンブレンイベントを避けるために厚さ 0.1 mm、ϕ 0.4 mm の OFC コリメータを使用した。このコリメータでの、5.9 keV に対する透過率は $\sim 2 \times 10^{-5}$ である。図 4.14 に取得したパルスデータより得られた PHA スペクトルを示す。今回は、YOKOGAWA オシロでデータを自動取得した。OFC コリメータをつけたことによってメンブレンイベントの割合はかなり減ってはいるもののまだかなり残っている。また、図 4.15 は平均パルスである。パルスが頭打ちになってしまっている。これは、X 線吸収時の温度上昇で遷移端を越えてしまっているのが原因である。

Mn-Kα、Kβ をガウス関数でフィットし、エネルギーと PHA の関係よりエネルギー校正した後の Mn-K$alpha$ 付近が図 4.16 である。TES 直下のメンブレンイベントが混在しているので 2 つのガウス関数でフィットした結果、半値幅で

$$\Delta E = 98 \quad [\mathrm{eV}] \tag{4.4}$$

が得られた。またノイズの揺らぎによるベースライン分解能は

$$\Delta E = 12.3 \quad [\mathrm{eV}] \tag{4.5}$$

が得られた。この不一致の原因は、吸収位置依存性である。というのもこの MX03-500 は、SII-123 と比べて TES が非常に薄く、また X 線吸収体もついていない。

この動作点のパラメータを表 4.5 にまとめる。

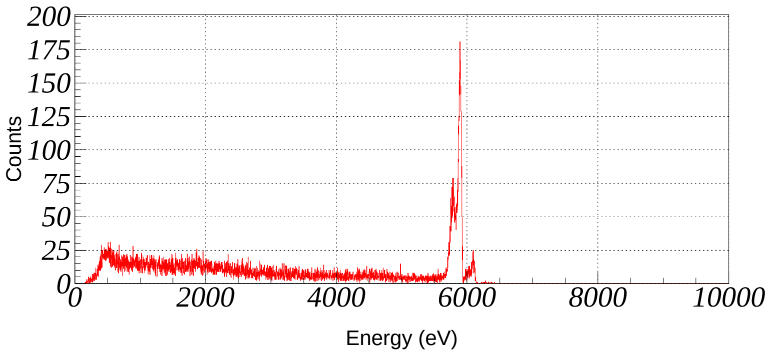

図 4.14: 磁場をかけた状態での MX03-500 の PHA スペクトル。コリメータを小さくしたことでメンブレンイベントがかなり減った。

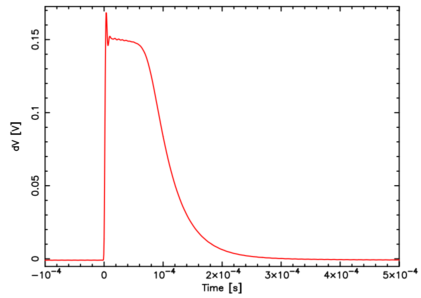

図 4.15: 磁場をかけた状態での MX03-500 の平均パルス。動作点を遷移端の上のほうにとっているのでパルスが頭打ちになっている。

表 4.5: SII-123 と MX03-500 の動作パラメータ

		SII-123	MX03-500
熱容量 C	[pJ/K]	1.13 @ 117 mK	0.372 @ 137 mK
熱伝導度 G	[nW/K]	0.67	2.21
TES 抵抗 R	[mΩ]	56.5	76.4
熱浴温度 T_s	[mK]	90.6	98.7
動作温度 T	[mK]	112.7	137.7
TES 電流 I_{TES}	[μA]	14.58	28.93
シャント抵抗 R_s	[mΩ]	4.4402	9.8560
バイアス抵抗 R_b	[kΩ]	15	15
バイアス	V_b [mV]	3.0	3.8

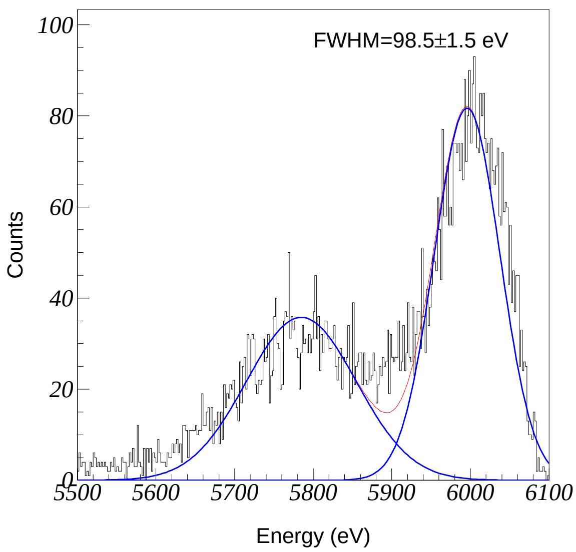

図 4.16: MX03-500 でのエネルギー校正後の Mn-Kα 付近の拡大

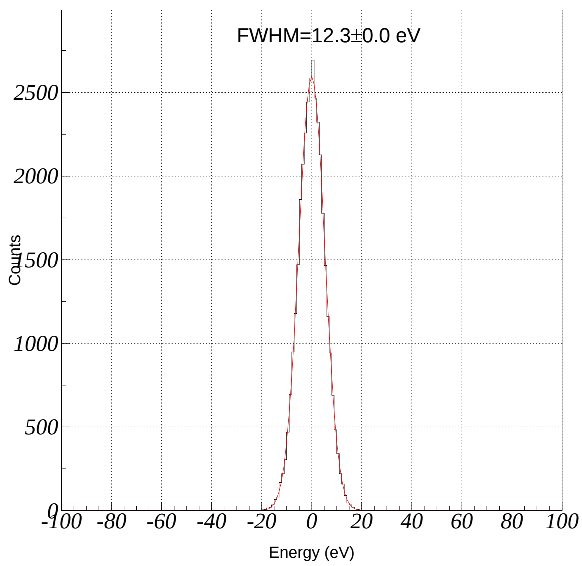

図 4.17: MX03-500 のベースラインのスペクトル

4.5 SII-155

以下では、γ 線カロリメータとして使用した SII-155 素子の構造と ^{55}Fe 線源の照射実験の結果についてまとめる。

4.5.1 SII-155 素子の構造とサイズ

SII-155 は SII-123 と同様にセイコーで製作せれた素子で、図 4.18 のような構造をしており、メンブレンと呼ばれる SiN の薄い膜で TES を支え、この SiN が TES と低温熱浴間のサーマルリンクとなる。メンブレンがブリッジ構造をもつ SII-123 と異なり、SII-155 は、800 μm 角にほられた Si 基板の全面に SiN が貼り付いているという構造をもつ。メンブレンメンブレンの厚さは 300nm である。TES は Ti/Au の 2 層薄膜を採用しており、メンブレンの上に Ti、Au の順にスパッタされている。TES の膜厚は 40/120 nm でサイズは 500 $\times$ 500 μm である。TES の中央には厚さ 500 nm、サイズ 300 $\times$ 300 μm の Au 吸収体がついている。配線には Nb を用いており、下に Ti が配線まで伸びている。

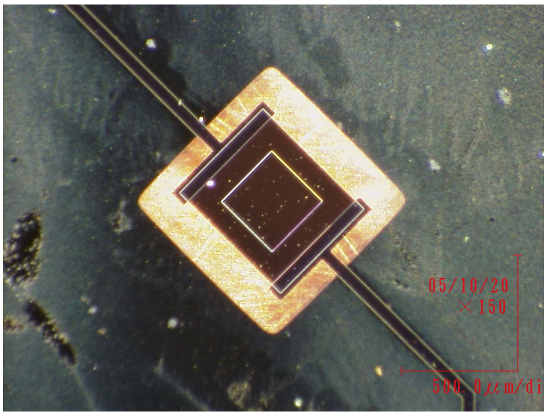

図 4.18: SII-155 の顕微鏡写真

4.5.2 熱容量の計算

SII-155 の熱容量を Ti と Au の比熱より計算する。本論文では、カロリメータの熱容量といった場合、TES と吸収体の熱容量のこととする。厳密には、Ti 配線と Nb 配線また、メンブレンを含めなくてはいけないが TES、吸収体に比べて非常に小さいので無視してもよい。見積もりに使用した各元素の物理パラメータを表 4.6 にまとめる。

熱容量の計算に用いた温度については、4.6 の測定結果より転移温度 $T_{\mathrm{c}} = 151.6$ mK を用いて計算を行った。格子比熱の見積もりには 式 (2.6) を用いた。TES の Ti/Au の熱容量については 式 (2.11) を用い、常伝導状態の電子比熱の見積もりには 式 (2.8) を用いた。TES の熱容量は、超伝導常伝導遷移端において使用するため、遷移端時の熱容量を求めることが必要であるが、そのふるまいを正確に見積もることはできない。また、Au は本来、超伝導体ではないが近接効果によって超伝導状態に転移しているものとして熱容量を見積もる。転移温度 (151 mK) での TES

の電子比熱 $c_{\rm e}$ を、常伝導時の比熱 $c_{\rm en}$ と超伝導時の比熱 $c_{\rm es}$、

$$c_{e(\rm TES)} = \frac{1}{2}(c_{\rm en} + c_{\rm es}) \tag{4.6}$$

と表すことができるとして見積もりを行った。これより、SII-155 の転移温度 $T_{\rm c}$ における熱容量 C は、

$$\begin{aligned} C &= 0.819 + 0.532 + 0.468 \\ &= 1.82 \quad [\rm pJ/K] \end{aligned}$$

と見積もることができる。

表 4.6: SII-155 の物質パラメータ［48］

element	原子量 M [g/mol]	Sommerfeld 係数 γ [mJ/mol/K^2]	密度 ρ [g/cm^3]	デバイ温度 $\theta_{\rm D}$ [K]	転移温度 (bulk) $T_{\rm c}$ [K]
Ti	48	3.35	4.51	420	0.39
Au	197	0.689	19.28	165	–

表 4.7: SII-155 の熱容量

TES		@ 151.6 mK
Ti	$2.47 \times 10^{-2}T^3 + 5.40T$	0.819
Au	$1.27T^3$+$3.48T$	0.532
吸収体		
Au	$1.91T^3$ $3.04T$	0.468

4.5.3 セットアップ

SII-155 は、SII-123 と同様に OFC 製のホルダにワニスで固定し、R - T 測定、ETF 測定の両方を行った。組み込み時の様子が図 4.19 である。X 線照射実験では、ϕ 1.0 mm のコリメータを使用している。

図 4.19: SII-155 のセットアップ

4.6 R - T 測定結果

SII-155 の R - T 特性を図 4.20 に示す。SII-155 では、(20 μV-20Ω)、(20 μV-2Ω)、SQUID-RT の 3 パターンで RT データを取得した。(20 μV-2Ω) レンジにおける測定で転移温度が数 mK だけ低温側にずれているいるのは、(20 μV-20Ω) レンジでの測定結果と比べ、10 倍大きい電流を流しているからである。つまり、TES の温度はジュール発熱によって温度計で測定している温度と

はずれていることを意味している。図に赤で書かれた曲線は (3.22) 式のフィット曲線であり、これより SII-155 の転移温度 $T_{\rm c} = 151$ mK、ノーマル抵抗 $R_{\rm n} = 62$ mΩ であることがわかる。おおよその α は 320 で SII-123 と比べても大きく、大きなパルスハイトが期待できる。

図 4.20: SII-155 の RT 特性。赤が (20 μV-20Ω)、青が (20 μV-2Ω)、緑が SQUID-RT で取得したデータ。転移温度は $T_{\rm c} \sim 151$、ノーマル抵抗 $R_{\rm n} \sim 62$mΩ

4.7 ETF 測定結果

4.7.1 I - V 特性

次に、SII-155 の I - V 特性を図 4.21 に示す。熱浴温度 $T_{\rm s}$ は 110 、125 mK で測定を行った。

図 4.18 を見ると、$I_{\rm TES}$ が $I_{\rm b}$ に比例する領域と、R に依存して変化する領域があることが分かる。$I_{\rm TES}$ が $I_{\rm b}$ に比例している $I_{\rm b} \leq 250$ μA の領域では TES は超伝導状態、$I_{\rm b} \geq 600$ μA の領域は常伝導状態となっている。その中間領域では、TES は超伝導遷移中であり、TES カロリメータを動作させるためには、この領域に動作点をとらなければならない。(3.21) 式より計算して求めた I_{TES} と $R_{\rm TES}$ の関係を図 4.22 に示す。図中の点線は、$R = R_{\rm n}$ を表している。

4.8 エネルギースペクトル

4.8.1 エネルギースペクトル

ETF 測定の結果より決定した熱浴温度 $T_{\rm s} = 110.27$ mK、抵抗 $R_{\rm TES} = 33.34$ mΩ の動作点で取得した 14280 個の各パルス、ノイズデータを最適フィルタ処理し、得られた PHA チャンネルと

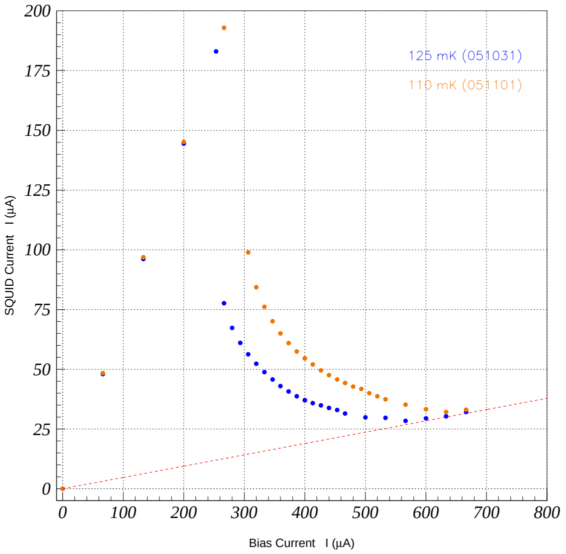

図 4.21: SII-155 の IV 特性。

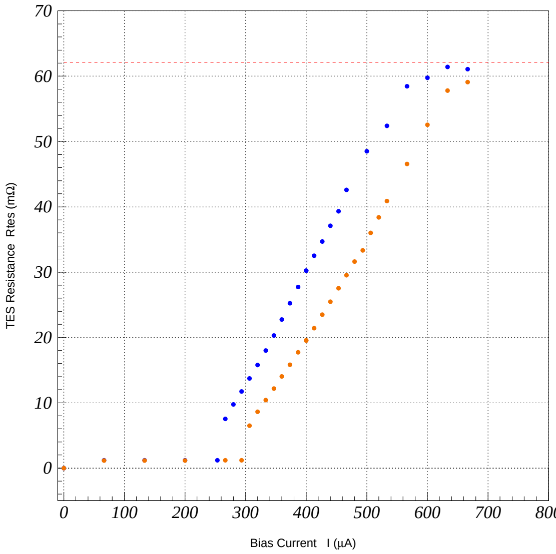

図 4.22: SII-155 の IR 特性。

カウント数のスペクトルが図 4.23 である。カットオフ周波数 $f_c = 7.96$ kHz である。PHA チャンネルは、Mn-Kα が 5984 ch になるようにしてある。6400 ch 付近に見えるピークが Mn-Kβ である。また、Mn-Kα のすぐ下にはサブピークのような構造が見られるがこれはメンブレンイベントである。エネルギー E と PHA の関係は、Mn-Kα、Mn-Kβ の 2 つのピークを用いて 2 点を通る

$$E = a \times PHA + b \times PHA^2 \tag{4.7}$$

という 2 次関数でフィットすることで補正し、エネルギーに変換している。

この結果を用いてエネルギー補正をしたエネルギースペクトルを作成し、Mn-Kα 付近を拡大したものが図 4.26 である。本来ならば、軌道角運動量の違いによる Kα1、Kα2 の 2 本の輝線が存在するが SII-155 では残念ながら分離できていない。図 4.26 の青線は、個々のローレンツ関数の寄与を示しており、自然幅を持つローレンツ関数を検出器で決まるガウス関数でコンボリューションしてフィットしたのが点線である。図 4.26 を見てわかるようにかなりのテイルイベントが観測された。ローレンツ関数でフィットするときは、このテイルイベントを含まないように 5880 から 5940 eV の範囲でフィットを行っている。この半値幅で Mn-Kα のエネルギー分解能は、

$$\Delta E_{\mathrm{Mn-K}\alpha} = 12.5 \pm 0.3 \quad [\mathrm{eV}] \tag{4.8}$$

また、図 4.27 は X 線入力がないときの出力の揺らぎをエネルギーに換算したベースライン揺らぎのスペクトルである。ガウス関数でフィットした結果

$$\Delta E_0 = 7.78 \pm 0.04 \quad [\mathrm{eV}] \tag{4.9}$$

を得た。動作点における物理パラメータを表 ??にまとめる。

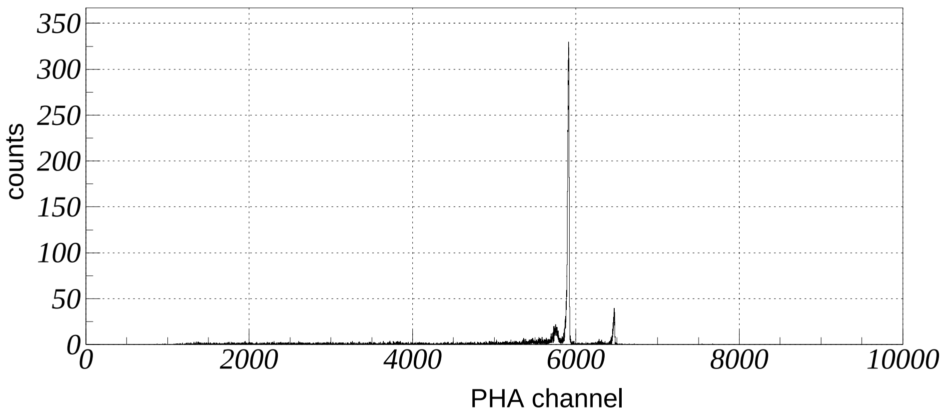

図 4.23: SII-155 の PHA スペクトル。Mn-Kα のピークが 5894 ch になるようにしてある。

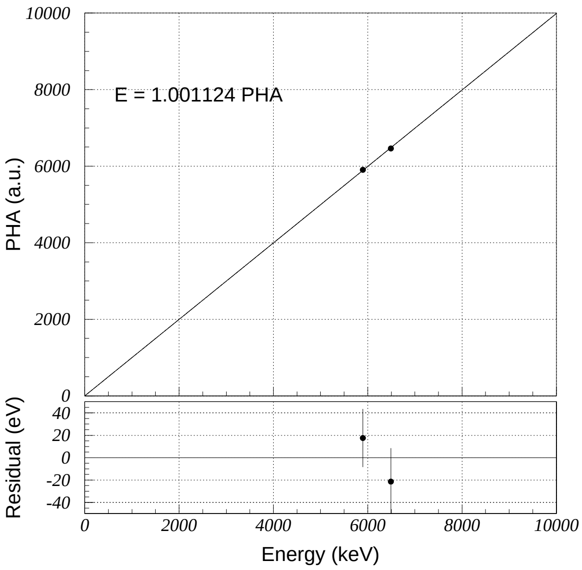

図 4.24: SII-155 のエネルギーと PHA の関係 (1 次関数)

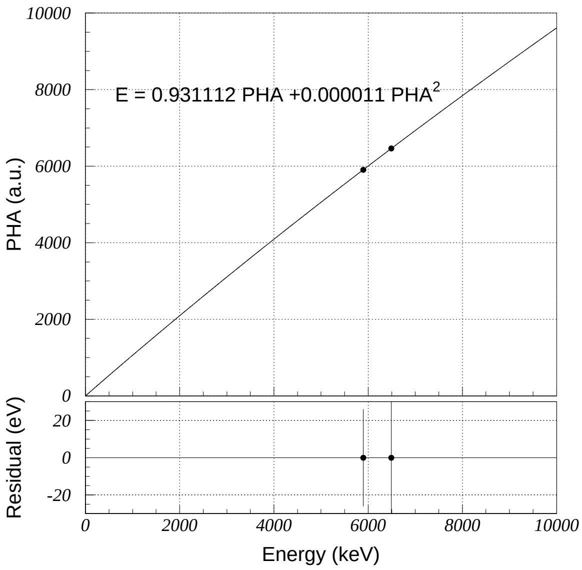

図 4.25: SII-155 のエネルギーと PHA の関係 (2 次関数)

表 4.8: SII-155 の動作点での物理パラメータ

熱容量 C	[pJ/K]	1.82
熱伝導度 G	[nW/K]	1.88
熱浴温度 $T_{\rm s}$	[mK]	110.271
TES 温度 T	[mK]	151.604
TES 抵抗 $R_{\rm TES}$	[mΩ]	33.34
TES 電流 $I_{\rm TES}$	[μA]	41.82
シャント抵抗 $R_{\rm s}$	[mΩ]	4.4402
ジュール発熱 $P_{\rm b}$	[pJ]	58.314

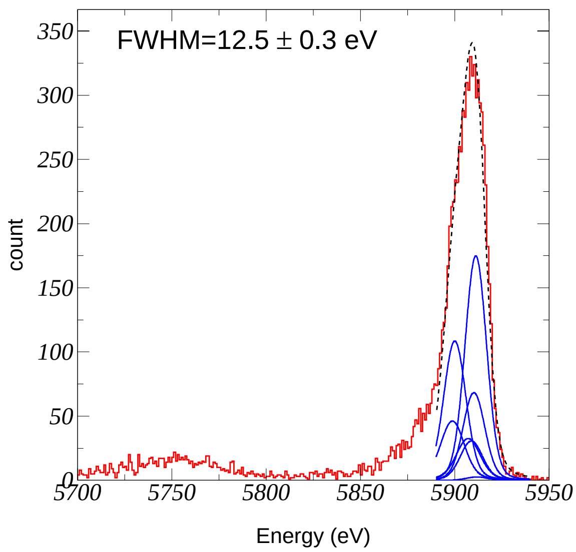

図 4.26: SII-155 の Mn-Kα 付近のエネルギーペクトル。

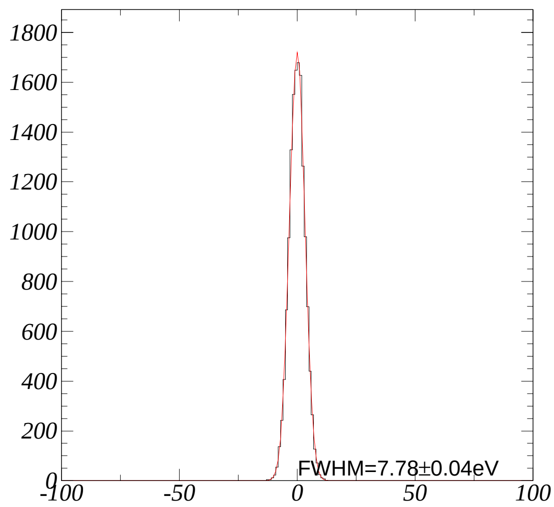

図 4.27: SII-155 のベースラインスペクトル。

第5章　γ線カロリメータの製作と測定結果

TES 型マイクロカロリメータは、X 線検出器としてこれまでにないエネルギー分解能を達成可能であり、また、吸収体の熱容量、吸収効率を調整することで幅広いエネルギー帯域での使用が可能となる。この章では、〜100 keV の γ 線領域での使用と吸収体による素子への影響を調べ X 線カロリメータにフィードバックすることを目標に行なった ^{241}Am の 59.5 keV の照射実験の結果についてまとめる。

5.1　吸収体の選択

TES 型マイクロカロリメータでは、吸収体の熱容量を大きくすることで高エネルギーのフォトンもみることができる。ここで重要となるのは、熱容量と量子効率である。エネルギー分解能を追求する上では、熱容量は小さい方が好ましいので、熱容量を抑えつつ、〜100 keV のエネルギー帯域で量子効率を稼げる物質として超伝導体であるスズ (Z=50) を採用することにした。またこれまでにスズを吸収体として LLNL(Lorence Livemore National Laboratory) では ^{241}Am(59.54 keV) に対して 52 eV の結果が得られている。［**?**］

5.2　シミュレーションを用いた吸収体の形状選定

TES カロリメータ SII-155 にスズ箔吸収体を接着して製作する γ 線 TES カロリメータの吸収体の熱容量を非線形性という観点から選定した。吸収体–TES 間が熱伝導度 $G_{\rm abs}$ で繋がれた簡単なモデルを構築し、spice simulation を用いた波形を最適フィルタ処理することで PHA を決定し、さらに、入力最大エネルギーと吸収体–TES 間の熱伝導度毎にエネルギーと PHA の関係と非線形性を計算した。その結果、典型的な $G_{\rm abs} \sim 20$ nW/K に対する最適な熱容量が $C_{\rm abs} = 10$ pJ/K 程度であり、スズ箔吸収体の寸法を 700 μm × 700 μm × t300 μm と決定した。

TES カロリメータの動作点は、入力エネルギーにより超伝導遷移端中を常伝導側の端に移動するるので、大きな入力エネルギーに対してはパルス波形が飽和する。これは、線形性を悪くしてしまう。もちろん、熱容量を大きくすることで温度上昇を抑えて最大エネルギーを大きくすることが可能であるが、今度はエネルギー分解能の劣化につながる。そこで、線形性とエネルギー分解能の兼ね合いで、最適なデザインを決めることが望ましい。

これは、簡単な計算から求めることが可能である。最大のエネルギー入射による温度上昇 $\Delta T = E_{\rm max}/C$ が遷移端の幅 ΔT_c を超えないということから、$E_{\rm max}/C < \Delta T_c$ を満たせば良い。つまり、$C > E_{\rm max}/\Delta T_c$ が要求される。ただし、より現実的には、ΔT_c は動作点から許される遷移の上端までの幅である。

一方、α という観点からは、ノーマル抵抗 R_n として、TES の抵抗値がエネルギーの入射によって f_1R_n から f_2R_n になったとすると、$\Delta R = (f_2 - f_1)R_n$ である。さらに、

$$\alpha = \frac{T}{R}\frac{dR}{dT} \sim \frac{f_2 - f_1}{f_1}\frac{T_c}{\Delta T} \tag{5.1}$$

というような近似から、

$$C > \frac{f_1}{f_2 - f_1}\frac{\alpha E}{T_c} \tag{5.2}$$

が簡単に導出できる。

当然ながら、R–T カーブの具体的な形が分かっている場合は、動作点を決めたならば、転移幅 ΔT_c がわかっているので、ΔT と ΔT_c を比較する方が良い。

ところが、実際には吸収体を接着剤で貼り付ける場合の様に吸収体–TES 間には有限な熱伝導度 $G_{\rm abs}$ が存在し、上記の条件は緩和される。従って、原理的にはより小さな熱容量に設定することができ、より高いエネルギー分解能を得ることができるのである。

5.2.1　波形の生成と処理

エネルギー、熱容量、熱伝導度等のパラメータを変えて spice による波形の simulation を行った。パルス波形は一切ノイズ成分を加算していない理想的な波形を各パラメータで 1 個発生させたのみである。基本的には PHA のみを調べたいのだが、`digfilt` パッケージの処理にはノイズスペクトルが必要である。従って、便宜的にノイズデータを発生させて用いた。具体的には、発生頻度の分布がガウシアンになるような乱数を発生させて、時系列データとして整形した。このようなノイズデータを乱数の種を変えて 100 個生成した。また、ノイズの影響を極力排除するために、ガウシアンの幅を十分に小さく選んだ。

spice の出力データで気をつけるべきはそのサンプリングである。パルスの立ち上がりでは、指定した時間間隔が複数に分割されて細かくなるだけでなく、その合計が指定した時間間隔と異なってしまう。この影響を小さくするためにサンプリングを 1.5 μs とパルスの立ち上がりの時定数に比べて十分小さくした。さらに、分割された数点を捨ててデータ処理の上で必要な等間隔のデータになるように時間軸を振り直した。また、データの時間幅は 10 ms とした。

発生させたデータの処理は、`ascii` データを `fits` 形式に変換した後に `digfilt` パッケージ v7.6 を用いて行った。平均パルスには、^{241}Am を用いた照射実験で得られる 17 keV の輝線を想定して 20 keV のデータを用いた。`digfilt` パッケージの cutoff 周波数は 500 kHz としたが、これを適当な範囲で変えても結果への影響は小さい。

5.2.2　仮定とパラメータ

まず、simulation で用いる簡単な仮定を記す。

- パルス波形にはノイズを含ませない
- 吸収体と TES が熱伝導度 $G_{\rm abs}$ でつながれた単純なモデルを考える
- 吸収体とスタイキャストの熱容量は一体であると考える

- R–T 曲線の電流依存性、吸収体貼り付けに起因するストレスによる R–T 曲線の傾きが鈍ることがないと仮定して、$I = 1\ \mu$A の R–T 曲線を用いる。
- 遷移端の上端でのパルス波形の飽和のみを考え、R–T 曲線の細かい構造に起因する線形性の劣化については考えない。
- 統計エラーなどは一切考慮しない。

SII-155 の TES と吸収体の寸法は、

- TES: 500 μm 角 Ti/Au = 40/120 nm、
- Au absorber: 300 μm 角、t500 nm

であり、下記の動作点での TES と Au 吸収体の熱容量の合計を、超伝導遷移端での TES の熱容量が単純に 2.43 倍になるとして求めると、$C_{\mathrm{TES}} = 1.82$ pJ/K である。

次に、X 線照射時の動作点のパラメータは、$R_s = 3.088\,\mathrm{m\Omega}$, $T_s = 110.271\,\mathrm{mK}$, $T = 151.604\,\mathrm{mK}$, $I_b = 493.33\ \mu\mathrm{A}$, $I_{\mathrm{TES}} = 41.824\ \mu\mathrm{A}$, $R_{\mathrm{TES}} = 33.336\ \mathrm{m\Omega}$, $G = 1.876$ nW/K である。しかし、spice simulation では、定電圧として $Vb(=I_{\mathrm{TES}}R_{\mathrm{TES}}=1.394\ \mu\mathrm{V})$ を用いて、I_b, I_{TES}, R_{TES}, R_s は使わない。また、T は仮定した R–T 曲線から平衡状態が計算されるので用いない。

さらに、R–T 曲線は、以下の関数で表し、

$$f(R_0, T_c, T_1, T_2, R_c) = \frac{R_0}{(1+\exp(-(T-T_c)/T_1))(1+\exp(-(T-T_c)/T_2))} + R_c \qquad (5.3)$$

R–T 測定時のバイアス電流が 1 μA におけるパラメータは、$R0 = 62.28$ mΩ, $T_c = 151.250$ mK, $T_1 = 0.219$ mK, $T_2 = 0.595$ mK, $R_c = 1.35$ mΩ である。

最後に、スキャンパラメータは、入力エネルギー E、吸収体 (Stycast 2850FT 込み) の熱容量 C_{abs}、吸収体–TES 間の熱伝導度 G_{abs} であり、それぞれの範囲を、E=10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100, 150, 200 keV、C_{abs}=10, 15 pJ/K、G_{abs}=5, 10, 15, 20, 50 nW/K とした。

5.2.3 シミュレーション結果

5.2.3.1 波形

C_{abs} と G_{abs} の典型的な値 $C_{\mathrm{abs}} = 10, 15$ pJ/K、$G_{\mathrm{abs}} = 20$ nW/K に対して simulation で得られた各エネルギーでの波形を図 5.1、 5.2 に示す。高いエネルギーほど波形の立ち上がりのピーク付近がなまっており、さらに、熱容量の小さい図 5.1 の方が図 5.2 よりもこの度合いが強い。また、10 keV の波形で規格化したものが図 5.3、 5.4 である。高いエネルギーになる程波形の頭の方でへこんでいるのが飽和の影響である。ところで、波形の終りの方がばたついているのは量子化の影響である。

5.2.3.2 最適フィルタ処理を用いた線形性の評価

`digfilt` パッケージで処理することで得られた PHA とエネルギーの関係を各 G_{abs} に対してプロットしたものが図 5.5、5.6 である。これから、典型的な $G_{\mathrm{abs}} = 20$ nW/K に対してパルス波形

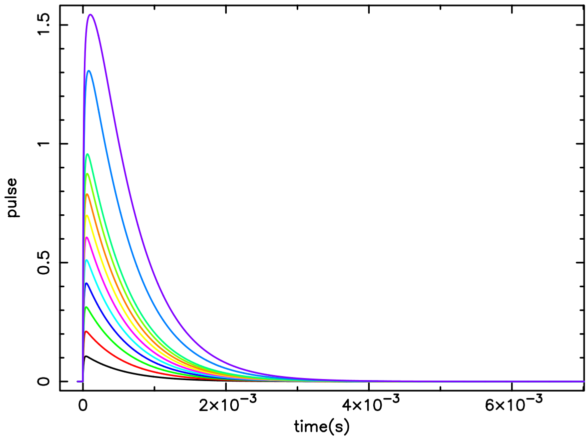

図 5.1: $C_{\rm abs}$ = 10 pJ/K、$G_{\rm abs}$ = 20 nW/K での各エネルギーに対するパルス波形。下から E = 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100, 150, 200 keV。

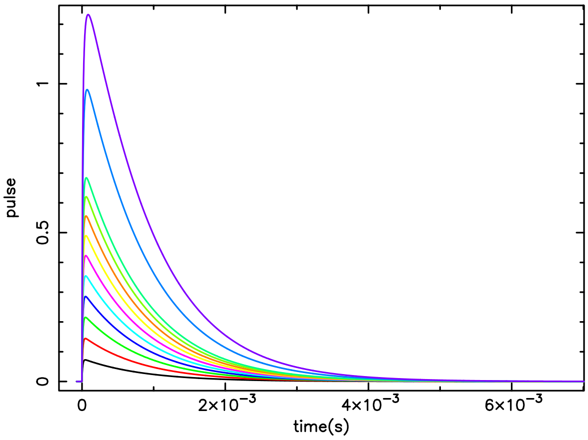

図 5.2: $C_{\rm abs}$ = 15 pJ/K、$G_{\rm abs}$ = 20 nW/K での各エネルギーに対するパルス波形。下から E = 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100, 150, 200 keV。

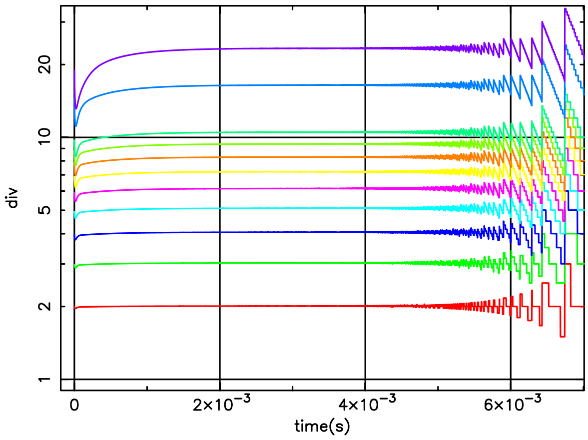

図 5.3: $C_{\rm abs}$ = 10 pJ/K、$G_{\rm abs}$ = 20 nW/K での各エネルギーに対するパルス波形を 10 keV のパルス波形で規格化したもの。下から E = 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100, 150, 200 keV。

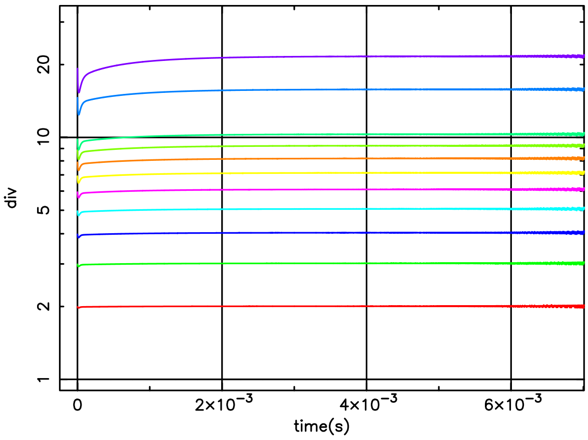

図 5.4: $C_{\rm abs}$ = 15 pJ/K、$G_{\rm abs}$ = 20 nW/K での各エネルギーに対するパルス波形を 10 keV のパルス波形で規格化したもの。下から E = 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100, 150, 200 keV。

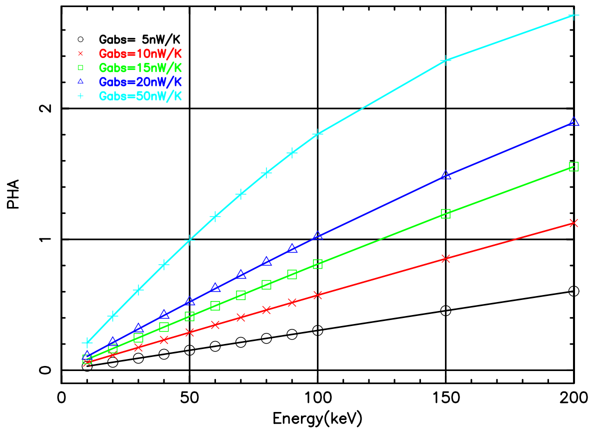

図 5.5: $C_{\rm abs} = 10$ pJ/K の時の各 $G_{\rm abs}$ に対するエネルギーと PHA の関係。下から $G_{\rm abs} = 5, 10, 15, 20, 50$ nW/K。

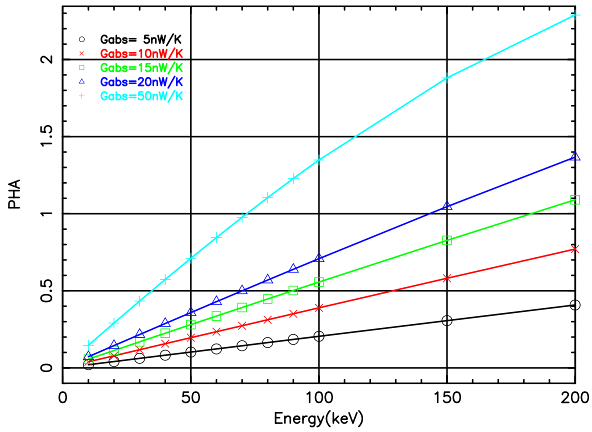

図 5.6: $C_{\rm abs} = 15$ pJ/K の時の各 $G_{\rm abs}$ に対するエネルギーと PHA の関係。下から $G_{\rm abs} = 5, 10, 15, 20, 50$ nW/K。

の飽和の影響が無視できるのは、$C_{\rm abs} = 10, 15$ pJ/K のそれぞれでおおよそ $E_{\rm max} = 150, 200$ keV までである。

次に、`digfilt` パッケージを適用したときの PHA の非線形性をプロットしたものが図 **??**である。ここでまずは、非線形性の定義を述べておく。データ群を直線でフィットし、その残差のうち最大のものを y 方向の最大振幅であるフルスケールで割った値を非線形性としている。さらに、非線形性は直線フィットに用いる最大エネルギー $E_{\rm max} = 40, 60, 80, 100, 150, 200$ keV のそれぞれについて求めてある。この図を見ると、$G_{\rm abs} = 50$ nW/K を除いて、$C_{\rm abs} = 10$ pJ/K でも $E_{\rm max} = 60$ keV で非線形性が 1%以下に収まることがわかる。また例え $G_{\rm abs} = 50$ nW/K であっても、非線形性は 2%以下に収まることも見てとれる。

以上から、$C_{\rm abs} \sim 10$ pJ/K であれば十分な線形性が確保でき、熱容量をこの程度に収めれば良いと結論できる。

5.2.3.3 単純積分を用いた線形性の評価

定電圧バイアス V_b 下における TES カロリメータのパルス波形 $V(t)$ の積分は、電熱フィードバックで戻してやる量であり、

$$E = -V_b \int V(t)\ dt \tag{5.4}$$

のように入射 X 線光子のエネルギー E に相当する。従って、パルス波形の単純積分を用いると高い線形性が得られるはずである。

そこで、実際に単純積分したときのエネルギーと SUM の関係を $C_{\rm abs} = 10, 15$ pJ/K のそれぞれに対して図 5.9、5.10 に示す。また、この時の非線形性をプロットしたものが図 5.8 である。PHA と SUM に対する非線形性の図 5.7、5.8 を比較すると、予想通り一見して単純積分の方が `digfilt` の結果よりも線形性が良いことが分かる。これからは、エネルギー分解能はさておき線形性のみを考慮した場合には、単純積分を用いることで飽和の影響はシビアな制限にはならないことになる。

ところで、$G_{\rm abs}$ が小さいところでは、その差は小さい。これは次に述べる量子化の影響が原因である。16-bit で digitize するときに同じ測定レンジを想定しているため、全ての条件で同じ量子化誤差を持つ。そこで、パルスハイトが小さいものは、量子化誤差の影響をより強く受ける。これは上述した図 5.3、 5.4 の波形の終わり部分での量子化の度合いを比較すると良くわかる。最もこの影響を強く受けるのが $G_{\rm abs}$ = 5 nW/K、$C_{\rm abs}$ = 15 nW/K、10 keV のデータである。このときの量子化の程度は、相対的に 2 桁程である。つまり、1/1000 のオーダーである。従って、非線形性もこの程度の誤差を含むことになる。

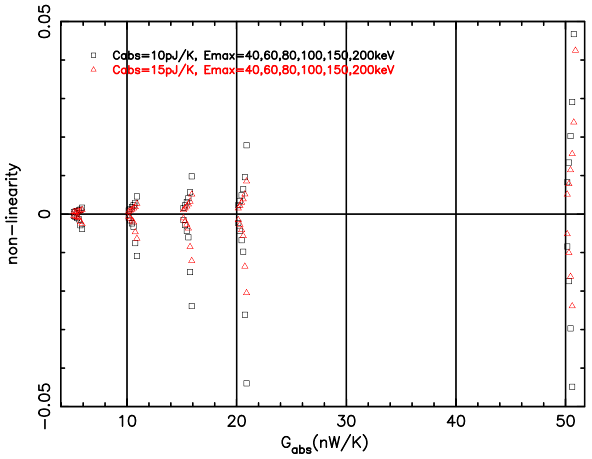

図 5.7: digfilt の PHA を用いた場合の、$C_{\rm abs}$ = 10, 15 pJ/K の時の各 $G_{\rm abs}$ と各 $E_{\rm max}$ = 40, 60, 80, 100, 150, 200 keV に対する非線形性。見易いように $G_{\rm abs}$ 方向に少しずらしてある。

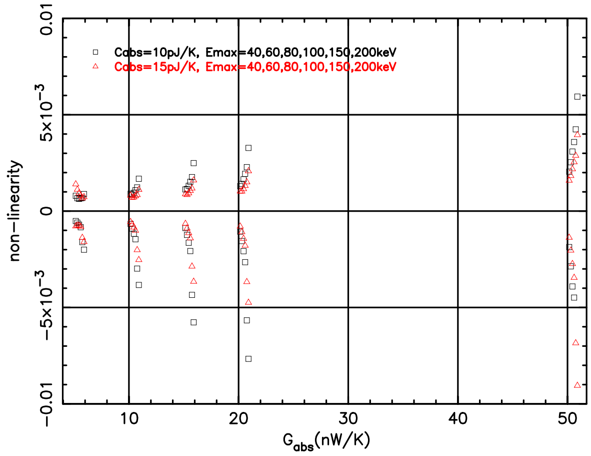

図 5.8: 単純積分 SUM を用いた場合の、$C_{\rm abs}$ = 10, 15 pJ/K の時の各 $G_{\rm abs}$ と各 $E_{\rm max}$ = 40, 60, 80, 100, 150, 200 keV に対する非線形性。見易いように $G_{\rm abs}$ 方向に少しずらしてある。

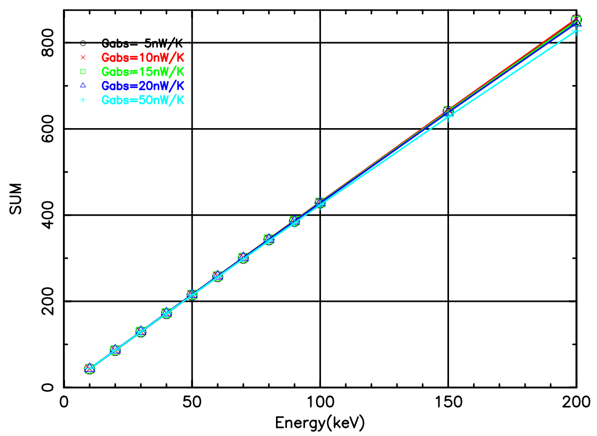

図 5.9: $C_{\rm abs}$ = 10 pJ/K の時の各 $G_{\rm abs}$ に対するエネルギーと SUM の関係。

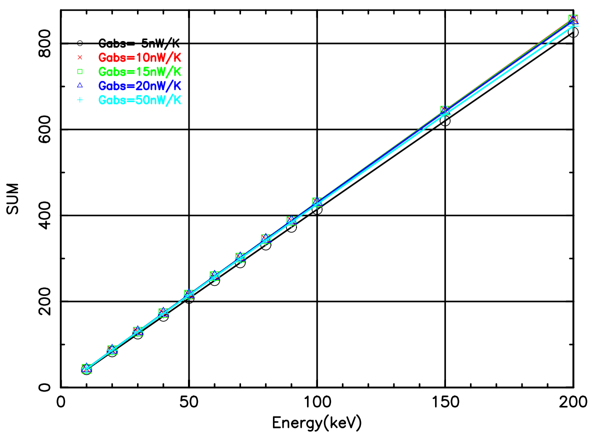

図 5.10: $C_{\rm abs}$ = 15 pJ/K の時の各 $G_{\rm abs}$ に対するエネルギーと SUM の関係。

5.2.4 結論

以上の非線形性の議論から、SII-155 の仮定した動作点では、吸収体の熱容量は 10 pJ/K 程度が望ましい。以下では、これを基に、形状は最も簡単な底面が正方形の直方体を前提としてスズ箔吸収体のサイズを決定する。

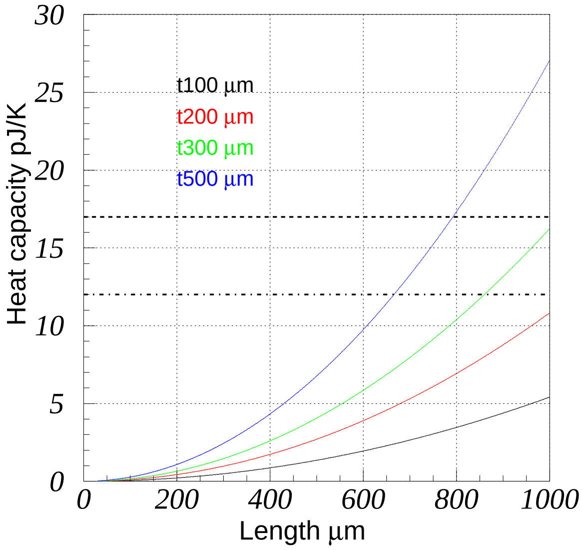

図 5.11: 厚さ 0.1, 0.2, 0.3, 0.5 μm のスズ箔吸収体の 150 mK での熱容量。横軸が直方体の底面の一辺の長さ。

図 5.12: 厚さ 100, 200, 300, 500 μm のスズ箔吸収体の量子効率。各厚さに対して 60 keV での量子効率は、それぞれ????, ????, ????, ????である。

図 5.11 は厚さ 100, 200, 300, 500 μm のスズ箔吸収体の熱容量を計算したものである。$C_{\rm abs} \sim$ 10 pJ/K より吸収体の一辺の長さはそれぞれの厚さに対して、およそ 1300, 970, 730, 600 μm となる。スズ箔吸収体が大きすぎると位置依存性が効いてくるので吸収体の面積は小さい方が望ましい。図 5.12 は各厚さのスズ箔の量子効率を計算したものである。これよりスズ箔の厚さは、入手性及び 60 keV に対する検出効率が 65% と手頃なこと、切断が十分可能な厚さであること等から 300 μm を選んだ。(500 μm 箔の切断は比較的困難である。) 次に、SII-155 の動作点においては、接着に用いるスタイキャスト 2850FT の熱容量 $C_{\rm sty} \sim 1.6$ pJ/K であることを考慮すると、$C_{\rm abs} = 10$ pJ/K は厚さ 300 μm のスズ箔に換算すると、その一辺は 0.73 mm に相当する。従って、スズ箔吸収体のサイズを 700 μm $\times$ 700 μm $\times$ t300 μm と決定する。

5.2.5 計測時の時間幅について

γ 線カロリメータのように時定数が遅い場合には、計測時間を有効に使うために計測に必要な時間幅を見積もっておく必要がある。例えば、時間幅を短くできればカウントレートを上げることができる。しかし、時間幅を短くすると低周波側の信号を捨てることになるので分解能が劣化する。また、低周波のうねりや分解できない 50 Hz ノイズなどを除去するためにハイパスフィルターを入れる際にも重要である。そこで、上記で作成した波形データの終わりを削って時間幅を減らしていくことで分解能がどのように変化するかを調べた。

波形データの終端を削り、波形の時間幅を 1 ms 刻みで 2–9 ms としたときの S/N から求まる分解能を `digfilt` パッケージで計算した。ただし、ホワイトノイズを仮定している。このときの S/N の分解能が時間幅を短くすると共に悪化していく様子を図 5.13 に挙げる。時間幅が 10 ms のデータを基準として、分解能の劣化を 10%以下に抑えるには時間幅が 5 ms 以上必要であることがわかる。もちろん、この時間幅は立ち下がりの時定数に対する相対値で考えなければならない。図では、$C_{\rm abs}$ が大きく $G_{\rm abs}$ が小さい程立ち下がりの時定数が長くなるので同じ時間幅でも分解能の劣化の度合が強い。また、もしも低周波側のノイズが大きいような場合には、この結果よりも時間幅を減らすことが可能なはずである。

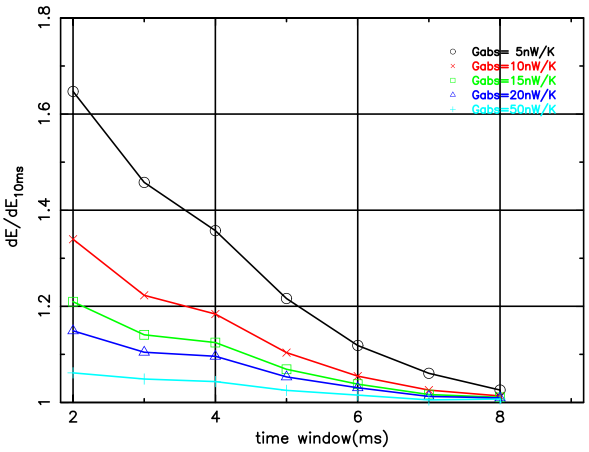

図 5.13: $C_{\rm abs} = 10$ pJ/K の時の各 $G_{\rm abs}$ に対するデータの時間幅と S/N から計算した分解能。時間幅 10 ms に対する劣化の度合としてある。

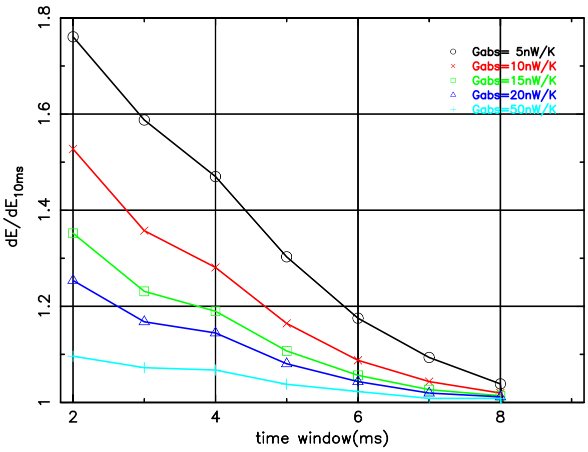

図 5.14: $C_{\rm abs} = 15$ pJ/K の時の各 $G_{\rm abs}$ に対するデータの時間幅と S/N から計算した分解能。時間幅 10 ms に対する劣化の度合としてある。

5.3 取り付け作業

5.3.1 スズ箔吸収体の切り出しと研磨

まず初めにスズ箔吸収体の切り出しは、厚さ 0.254 mm の炭素鋼製の剃刀で行った。スズ箔が曲らないように気をつけ、スズ箔に垂直にあて、パラスチック製のハンマーでストリップ状に叩いて切り出した。このときに余り強くハンマーで叩きすぎると剃刀が欠けるので注意が必要である。また、机の上に平らできれいで硬い金属板を敷き、更にその上に吸収体が汚れないように薬包紙を敷き、その上に吸収体をおいて作業した。スズは非常に軟らかいのでピンセットでつまむと後がついて形が変形してしまう。ストリップ状に切り出した後は片側だけを掴むようにしてその部分は吸収体として使わない方が良い。スズの表面が汚いと部分的に decouple した場所に熱溜めのような場所ができてしまう恐れがあるので SII-155 では粒径 3 μm のアルミナを蒸留水に混ぜ研磨した。図 5.15, 5.16 はそれぞれスズの研磨前後の写真である。これを NH3sp で断差測定した結果が図 5.17 と 5.18 である。この研磨によってスズ表面の R.M.S が ~ 2.5 μm から ~ 0.6 μm へと改善されているのがわかる。ストリップの状態で綺麗に研磨した後、正方形になるように切り出す。このときの断面も同様に研磨した。正方形に切り出した後は、ピンセットで持つことはやめ、竹串やつまようじに水やエタノールを含ませ、分子間力で吸着させて動かすようにした。

研磨した吸収体は、アルミナが残らないように入念にエタノールで超音波洗浄をした。このときエタノールの温度があまり高くならないように水を多めに入れる。

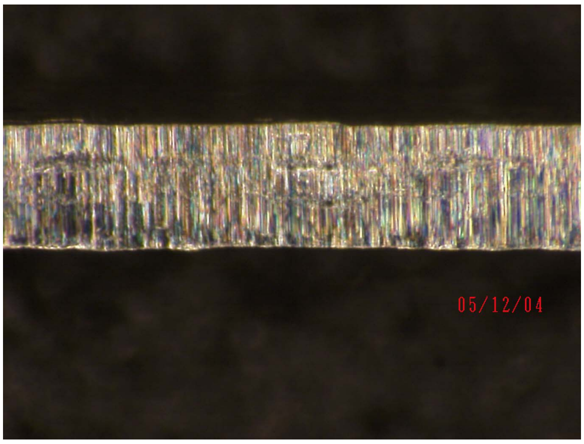

図 5.15: スズ箔吸収体の研磨前

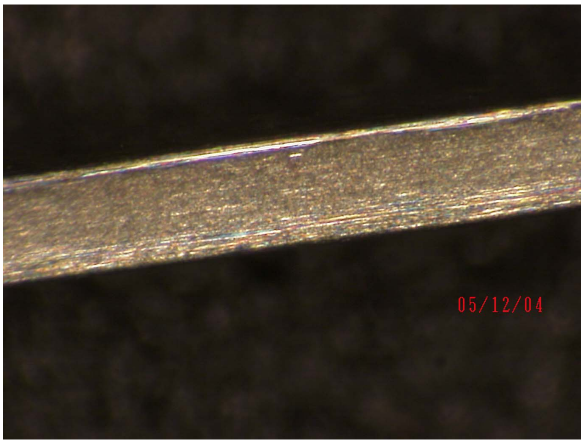

図 5.16: スズ箔吸収体の研磨後

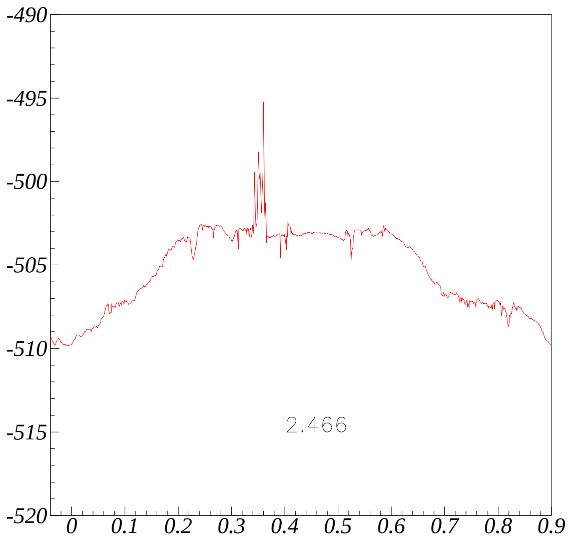

図 5.17: 研磨前のスズ箔吸収体の表面形状

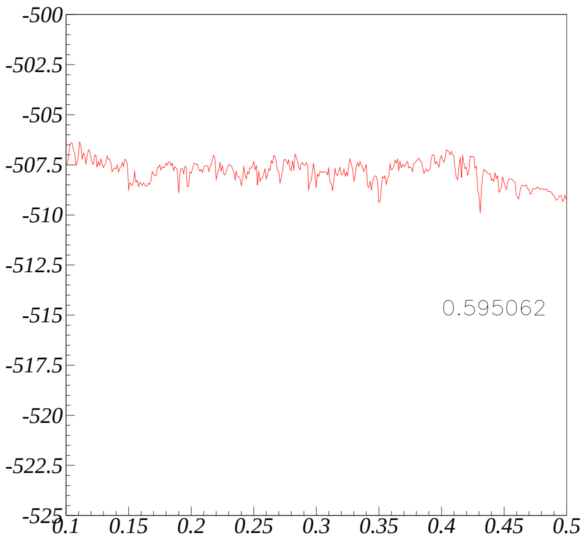

図 5.18: 研磨後のスズ箔吸収体の表面形状

5.3.2 吸収体の接着手順

まず初めに準備するものとして接着材、吸収体とメンブレンの熱接触を防止するためにスペーサー、接着材を付ける先の細い針が必要となる。接着材に低温実験にも良く利用されるエポキシ系接着材のスタイキャスト 2850FT を使用した。スペーサーは、厚さ 15 μm のスズを用いた。スペーサーの厚さは、結局はスタイキャストの厚さとなるので熱伝導度、熱容量なども考慮して選

択しなければならない。熱容量を小さく、熱伝導度を大きくするためにはスペーサーの厚さを低くするのが良い。

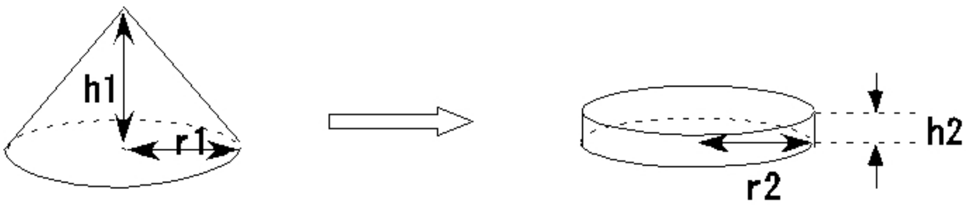

図 5.19: スタイキャストの形状変化の図

図 5.19 のように、スタイキャストを接着時は (a) のような円錐をしていて、吸収体を接着後、(b) のような円柱に変形し、底面の半径は変化しないと仮定すると、円錐の半径と高さをそれぞれ r_1、h_1 とし、円柱の高さを h_2 とした時、スタイキャストの体積は変化しないので次の式が成り立つ。

$$\frac{1}{3}\pi r_1^2 h_1 = \pi r_1^2 h_2$$

これより円柱の高さ h_2 は

$$h_2 = \frac{1}{3}h_1 \tag{5.5}$$

となる。接着時の高さ h_1 は、実際の接着時に同様にしてどこか別の場所にスタイキャストを付けておいたものを固化した後で断差計で測定すれは良い。このようにしてスペーサーの厚さを決定した後、スペーサーを吸収体と同様に剃刀等で曲らないように切り出す。スペーサーが曲っていると高さが違ってくるので注意が必要である。また、スタイキャストを付けるときの針の先の面積によってスタイキャストの接着面積が決定するので用途に合わせて先端の細さを変える必要がある。スタイキャストが Au 吸収体からはみ出した場合、スタイキャストから Au 吸収体という熱経路と TES へという 2 つの経路とができてしまう。これはパルスのばらつを引き起こす恐れがあるの避けなければならない。よってスタイキャストを付ける場所を Au 吸収体のみにするためには、直径が 300 μm より小さくなければならない。今回は、ϕ1 mm の真鍮製の棒をドリルに固定して、ϕ0.2 mm 程度になるまでやすりで削った。

次に接着行程について説明する。接着作業は、ボンディングマシンを用いて行なった。はじめに本来、ボンディングに用いて針を、準備した真鍮針に交換し、アルミワイヤは邪魔にならないように上の方へどけておく。スペーサー、スズ箔吸収体は素子のそばに用意しておく。以上の準備が出来たらスタイキャストとカタリスト 9 が分量を間違えないように良く混ぜる。混ぜ終わったら治具の端のほうに少しだけ付けておく。スタイキャストは混ぜてから 30 分くらいで固化が始まるので混ぜてから手早く作業した方が良い。また、安全のために少し固まり始めたものは使わない方が良い。

静電気を利用して、スペーサーを針で持ち上げ、図 5.21 のように TES のそばに設置する。この時、予め設置したい向きを考え、スペーサーを持ち上げてそのままの向きで TES の近くに置くだけにする。持ち上がらない時は、針の先を少しこすって静電気を起こしてやると良い。吸収体の辺の長さが TES より短い時は仕方が無いが出来るだけスペーサーが TES には触れないように注意する。また、ニオブ配線を傷つけないように注意が必要である。

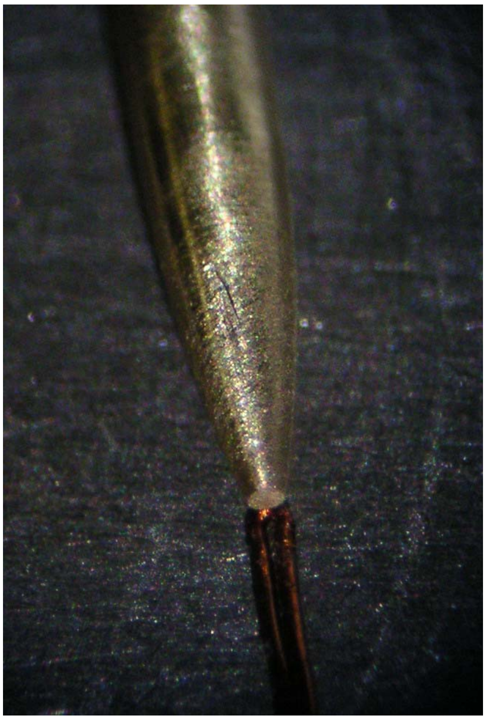

図 5.20: 真鍮針の写真

次にスタイキャストを TES にのせる (図 5.22)。針の先端にスタイキャストをつけ、治具に何回か練習しながらどのくらいスタイキャストを付ければ良いかチェックする。この時、必ず毎回、針の先端をアルコール染み込ませたキムワイプ等で拭いてやること。

スタイキャストを付け終わったらいよいよ吸収体の接着である。吸収体もスペーサーの時と同様に静電気によって持ち上げる。あまり、強く押すと吸収体が変形してしまうので気を付ける。図 5.23 は、SII-155 の吸収体を接着したときの写真である。吸収体の置いた時、衝撃でスペーサーが動いてしまうことがあるがあまり触らない方が良い。吸収体を設置後は、スタイキャストが完全に固まるまで動かさない方が良い。使用して余ったスタイキャストは捨ててしまわずに置いておき、十分に固化したかどうかの目安とする。十分時間が経過し、固まったらスペーサーを取り除く。吸収体を置いた時の衝撃でスペーサーが動いてしまいるときは特に注意が必要となる。

5.4 スズ箔吸収体とスタイキャストのサイズとパラメータ

使用したスズ箔吸収体のサイズを表 5.1 にまとめる。

表 5.1: スズ箔吸収体のサイズとパラメータ

	SII-115	SII-155
スズ箔吸収体の厚さ [μm]	300	300
サイズ [μm × μm]	790 × 870	627× 667
熱容量@150 mK [pJ/K]	11.16	6.79
吸収体の研磨	なし	あり

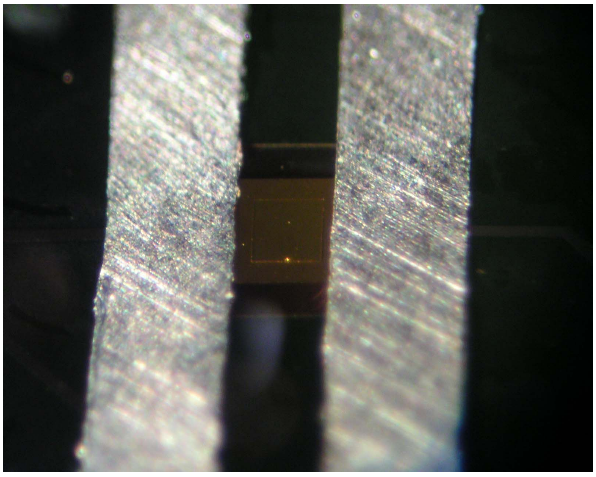

図 5.21: スペーサーを設置した時の様子

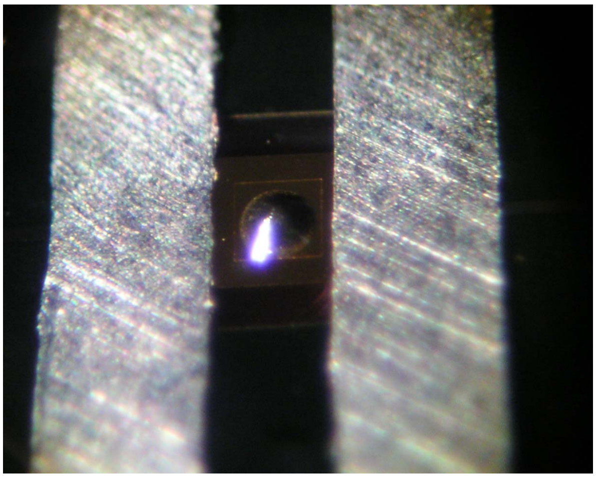

図 5.22: スタイキャストを付けた後の様子

D.Chow (2002) [ ] より以下の物理パラメータを見積もる。

Sn 吸収体の熱容量

$$C_{\mathrm{Sn}} = \alpha V T^3 \tag{5.6}$$

ここで、V, T はそれぞれ Sn の体積、温度で α は物質による定数で Sn の場合は、$\alpha_{\mathrm{Sn}} = 100.22\ \mathrm{eV}/\mu\mathrm{m}^3\mathrm{K}^4$ である。

スタイキャスト の熱容量

$$C_{\mathrm{sty}} = (B_1 T + B_3 T^3 + B_5 T^5)\rho_{\mathrm{sty}} V_{\mathrm{sty}} \tag{5.7}$$

ここで、$B_1 = 7 \times 10^{-6}\ \mathrm{J/gK^2}$、$B_3 = 4.56 \times 10^{-6}\ \mathrm{J/gK^4}$、$B_5 = 1.67 \times 10^{-6}\ \mathrm{J/gK^6}$、$\rho_{\mathrm{sty}} = 2.4\ \mathrm{g/cm^3}$。

スタイキャスト 内部の熱伝導

$$G_{\mathrm{sty}} = \kappa_{\mathrm{sty}} \frac{A_{\mathrm{sty}}}{L_{\mathrm{sty}}} = a T^n \frac{A_{\mathrm{sty}}}{L_{\mathrm{sty}}} \tag{5.8}$$

ここで、A_{sty} と L_{sty} は、それぞれ stycast を通る熱流の長さと断面積、$a = 92\ \mu\mathrm{W/cmK}$、$n = 2.65$ である。

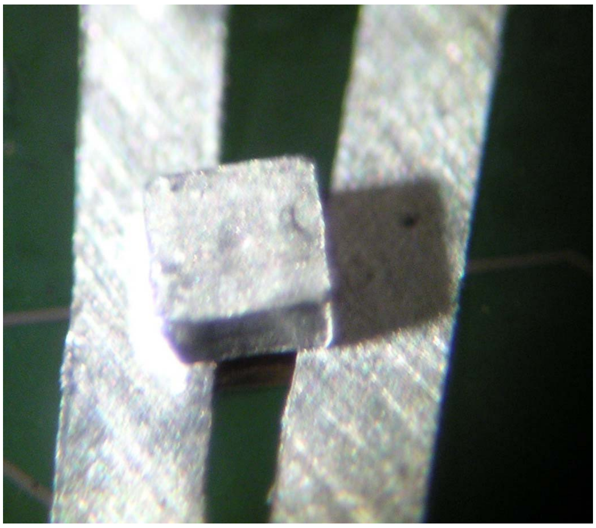

図 5.23: SII-155 の吸収体を接着後の様子

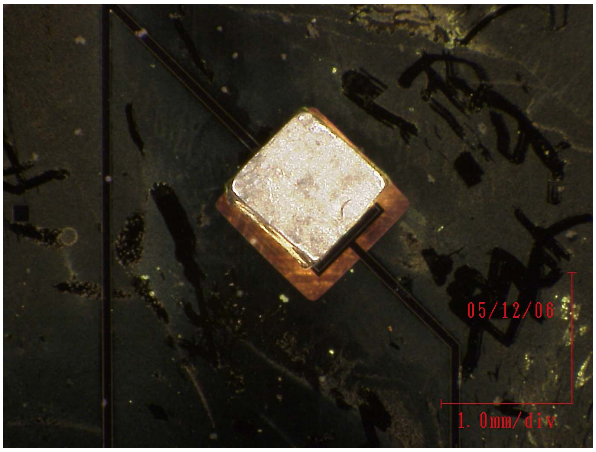

図 5.24: スペーサーを取り除いた後の様子

金属とスタイキャスト 間におけるカピッツァ抵抗

$$G_k = 1.6T^3 A \left[\frac{\mathrm{kW}}{\mathrm{m^2K^4}}\right] \tag{5.9}$$

ここで、A は接触面積。

5.5 SII-115 のサイズと構造

SII-115 は、SII-155 同様にセイコーインスツルで製作された素子で、TES は、Ti/Au の二層薄膜を採用しており膜厚は Ti/Au = 40 nm/70 nm、サイズは 0.5 mm×0.5 mm である。TES の上には X 線吸収体として Au がスパッタされており、厚さは 500 nm で、サイズは 0.3 mm×0.3 mm である。メンブレンは、SiN で SII-155 と異なりブリッジタイプである。当初は SII-109 素子での実験を予定していたが、スズ箔吸収体の取り付けに失敗したため、急拠、SII-115 を使うことになった。そのために吸収体無しの状態では RT 測定しか行っておらず、X 線照射実験は行っていない。

表 5.2: SII-115 の構造とサイズ

		SII-115
TES の材質		Ti/Au
厚さ	[nm]	40/70
サイズ	[μm]	500×500
吸収体の材質		Au
厚さ	[nm]	500
サイズ	[μm]	300×300

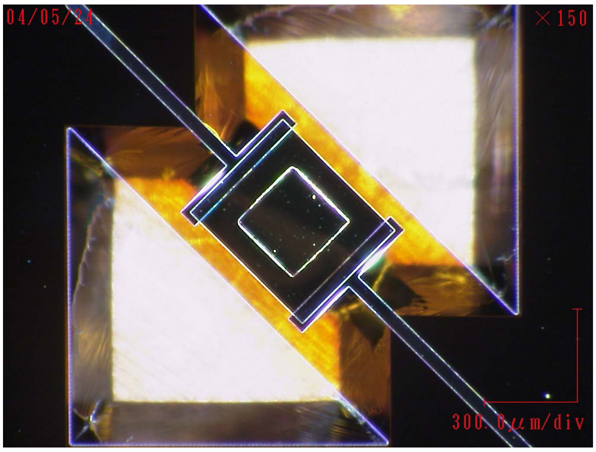

図 5.25: SII-115 の顕微鏡写真

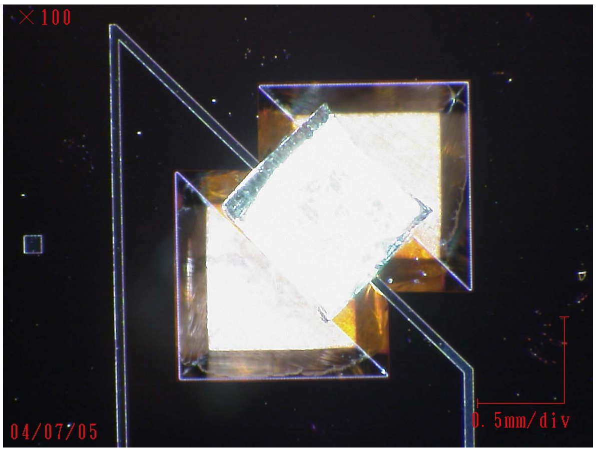

図 5.26: SII-115 にスズ箔吸収体接着後の顕微鏡写真

5.5.1 熱容量の見積もり

4.5.2 節で行ったのと同様に、SII-115 の熱容量を見積もる。表 **??**、5.2 より、表 5.3 のようになる。よって

$$\begin{aligned} C &= 0.810 + 0.306 + 0.462 \\ &= 1.58 \quad [\mathrm{pJ/K}] \end{aligned}$$

表 5.3: SII-115 の熱容量

TES		@ 150 mK
Ti	$2.46 \times 10^{-2}T^3 + 5.40T$	0.810
Au	$0.74T^3$+$2.024T$	0.306
吸収体		
Au	$1.90T^3$ $3.03T$	0.462

カウントレートの見積り

図 5.27 は CdTe 検出器、スズ箔吸収体、Ti/Au+Au の量子効率をプロットしたものでこのスズ箔吸収体では 60 keV の γ 線に対して約 75%の高い値が期待される。このスズ箔吸収体で ^{241}Am 線源を観測した場合の見積りは以下のようになる。まず、CdTe 検出器で ^{241}Am 線源を観測した場合のカウントレートは、21.7 counts/s あった。CdTe 検出器の量子効率は 97.6 %であり、有効面積は 2 mm×2 mm である。また線源からの距離は数 mm で等しいとするとスズ箔吸収体でのカウントレートは

$$21.7\ \mathrm{counts/s} \times \frac{0.87\ \mathrm{mm} \times 0.79\ \mathrm{mm}}{2.00\ \mathrm{mm} \times 2.00\ \mathrm{mm}} \times \frac{75.0\%}{97.6\%} = 2.84\ \mathrm{counts/s} \tag{5.10}$$

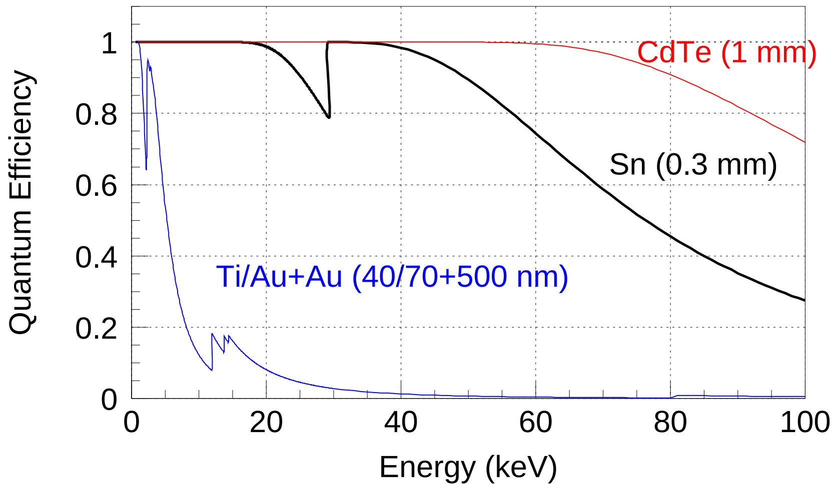

図 5.27: SII-115、スズ箔吸収体、CdTe 検出器の量子効率

5.6 R - T 測定

R - T 測定の結果のグラフを図 **??**に示す。吸収体貼り付け前後でそれぞれ 20 μV – 20 Ω(1 μA) レンジで測定を行った。緑が吸収体貼り付け前、赤が貼り付け後のデータである。点線は、吸収体貼り付け後のデータを (3.22) 式のフィットした時のフィット曲線である。スズ箔吸収体なしの状態で測定したデータと同様に、吸収体ありの状態でも 2 段転移は変わらず。吸収体を重さによるストレスのせいか吸収体のないときに比べ R-T カーブが少しなまっているのがわかる。転移温度 $T_{\rm c}$ は、吸収体なしの時と変わらず $T_{\rm c}$ ～150 mK であった。

5.7 ETF 測定

SII-115+Sn の ETF 測定の結果についてまとめる。

5.7.1 I - V 特性、I - R 特性

ETF 測定により得られた SII-115+Sn の I - V 特性をプロットしたのが図 5.29 である。また I - R 特性をプロットしたのが図 5.30 である。

5.8 エネルギースペクトル

ETF 測定で得られた結果から幾つかの動作点を選んで、各 2040 個のパルスとノイズデータを取得した。以下では、最もエネルギー分解能の良かった動作点での結果を述べる。

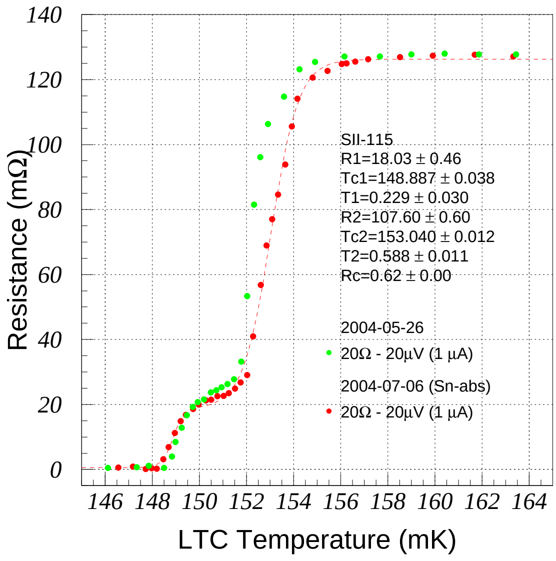

図 5.28: SII-115 の R - T 特性。緑が吸収体貼り付け前、赤が吸収体貼り付け後のデータ。点線は吸収体貼り付け後のフィット曲線で、貼り付け前後における転移温度は $T_c \sim 150$ mK

5.8.1 パルス波形

^{241}Am 線源を測定した場合、^{241}Am 60 keV のほかに、Np-L の特性 X 線のほかスズ箔吸収体のエスケープラインなど、さまざまなエネルギーのパルスが観測される。図 **??**は、実験で観測されたパルスを各パルスハイト毎に選別し、平均したパルスを重ねてプロットしたものである。パルスハイトの大きなものから順に E=60, 35, 31, 26, 20, 17, 13 keV に対応している。SII-115+Sn の γ 線照射実験で観測したパルスは、立ち上がりの時定数 τ_S と立ち下がりの時定数 τ_L がともにこれまでの X 線照射実験で観測されていたパルスのそれぞれの時定数に比べ、オーダーで大きかった。この時定数が吸収体を取り付けた効果によるものか調べるために、それぞれのエネルギーに対応する平均パルスを (**??**) 式でフィットしパルスの時定数を求めた。図 5.32 は、黒が $E = 60$ keV に対応する平均パルスで、赤がそのフィット曲線である。下はデータとフィット曲線との残差である。入射光子のエネルギー E と立ち下がり時定数 $\tau_{\rm fall}$、立ち上がり時定数 $\tau_{\rm rise}$ の関係が図 **??**である。この結果、時定数はエネルギーには依らずほぼ一定で、

$$\tau_{\rm rise} \sim 90 \quad [\mu{\rm s}]$$
$$\tau_{\rm fall} \sim 2.0 \quad [{\rm ms}]$$

である。吸収体のサイズを 870×790×300 μm、スタイキャストのサイズを $r = 100$ μm、$h = 50$ μm として、(**??**), (**??**) 式より求めた時定数の理論値は

$$\tau_{\rm rise} \sim 50 \quad [\mu{\rm s}]$$
$$\tau_{\rm fall} \sim 1.85 \quad [{\rm ms}]$$

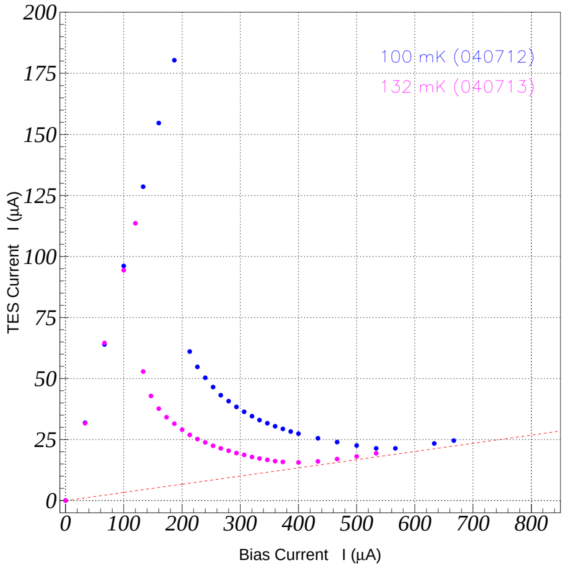

図 5.29: SII-115+Sn の I - V 特性。青、赤はそれぞれ熱浴温度 $T_{\mathrm{s}}=100$, 132 mK のデータである。

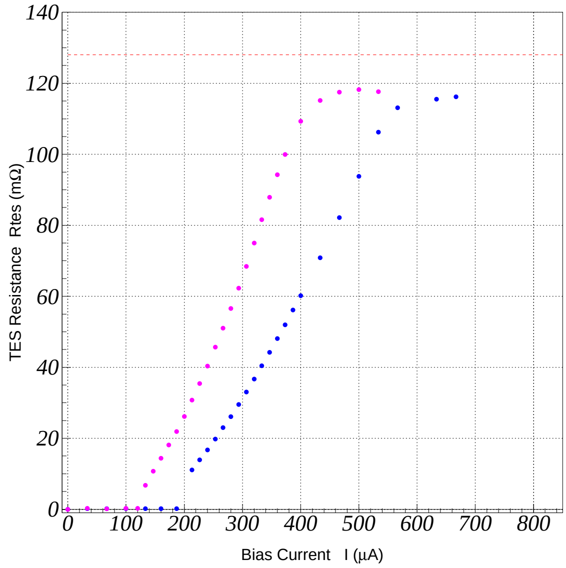

図 5.30: SII-115+Sn の I - R 特性。青、赤はそれぞれ熱浴温度 $T_{\mathrm{s}}=100$, 132 mK のデータである。

である。立ち下がりの時定数はだいたい一致するが、立ち上がりはファクターで ~ 2 も違いが生じた。スタイキャストの熱容量、熱伝導度を計算するにはスタイキャストのサイズが必要になるが、正確なサイズを求めることはできないので不定性が残る。理論式から予想されるパルスハイトは $PH \sim 148$ mV で観測されたパルスとほぼ一致する。

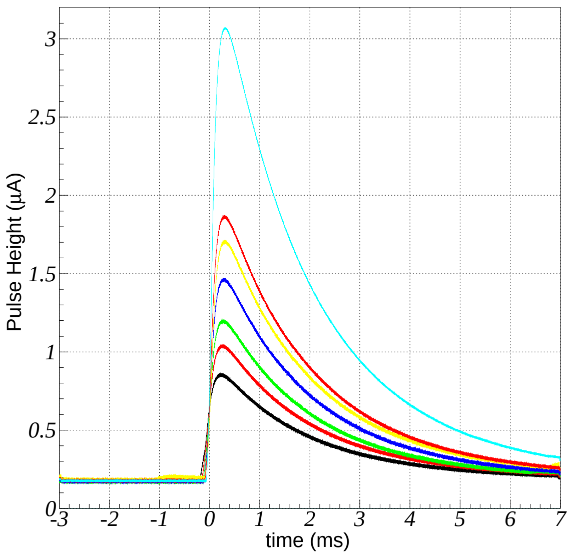

図 5.31: SII-115 で観測された様々なパルス波形。パルスハイトの大きなものから順に E=60, 35, 31, 26, 20, 17, 13 keV に対応している。

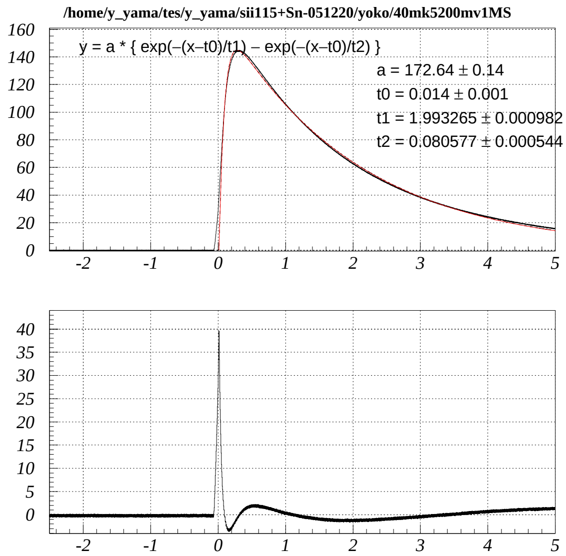

図 5.32: 黒は、60 keV に対応する平均パルスで、赤は、そのフィット曲線。下は残差。

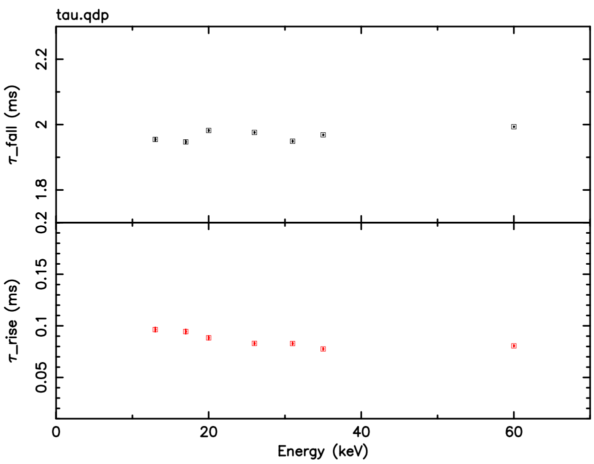

図 5.33: SII-115 ので観測された各パルスの時定数。

5.8.2 エネルギースペクトル

5.8.1 節で作成した 60 keV に対応する平均パルスを使って、最適フィルタ処理を行いった。最適フィルタ処理には、`digfilt` パッケージ v7.6 を用いて行い、カットオフ周波数は $f_c = 7.96$ kHz で解析を行った。積分時間は ∼750 s、総カウント数は 2040 カウントでカウントレートは ~ 2.72 count/s であった。得られた PHA チャンネルとカウント数のスペクトルが図 **??**である。PHA は、60 keV のラインが 59.54 ch になるようにしている。**??**を適当な間隔で分け、各ラインをガウス関数フィットし、PHA とエネルギー E の関係を求める。フィットに使用したラインの ID を **??**にまとめる。フィットは全てのラインについてパラメータをフリーパラメータとして行った。SII-115 では、1、2、3 次関数でフィットした結果の E と PHA の関係が図 5.35、5.36、5.37 である。である。比較的、線形性がよく保たれており、この原因について調べるために、パルスハイトの値 dI を温度変化 dT に換算して動作点からの抵抗変化 dR を、$R-T$ のグラフに重ねてプロットした (図 5.38)。赤丸が今回の実験のときに取った $R-T$ 測定のデータ、青丸がパルスハイトから換算したデータ、緑の曲線は $R-T$ 測定のデータの近似曲線である。見てわかるように今回の実験で linearty が良かったのは動作点からわずかしか抵抗値が変化していないからと考えられる。

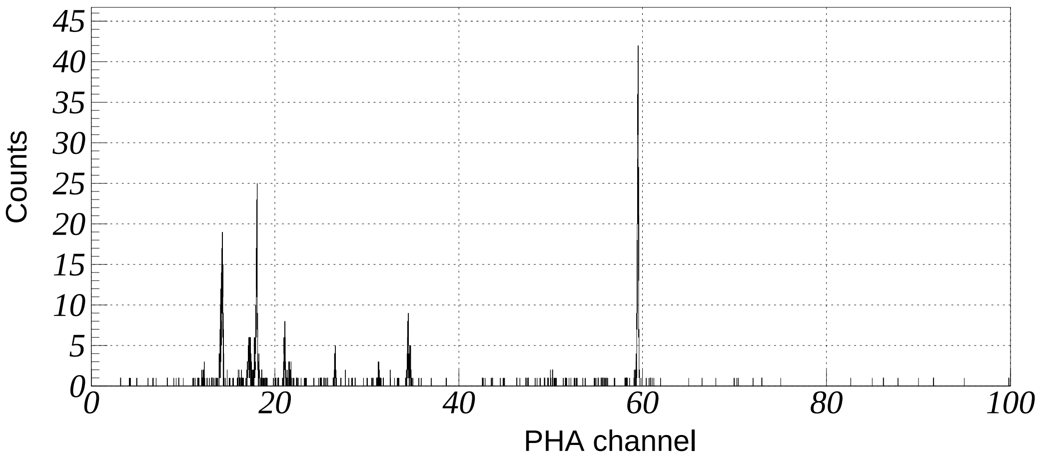

図 5.34: SII-115+Sn で観測した PHA スペクトル。60 keV のラインが 59.54 ch にくるように調整してある。^{241}Am からの核 γ 線の他に ^{237}Np の L 殻からの特性 X 線やスズ吸収体によるエスケープピークが観測された。

PHA をエネルギーに変換したスペクトルより、60 keV のラインをガウス関数でフィットしたのものが図 5.39 である。その結果、SII-115+Sn の 60 keV に対するエネルギー分解能は半値幅で

$$\Delta E = 138.2 \pm 5.2 \quad [\mathrm{eV}] \tag{5.11}$$

を得た。また同様してノイズデータに最適フィルタ処理をしたものが図 **??** である。これをガウス関数でフィットしてノイズ揺らぎで決まるベースライン分解能 ΔE_0 は

$$\Delta E_0 = 81.2 \pm 2.1 \quad [\mathrm{eV}] \tag{5.12}$$

が得られた。

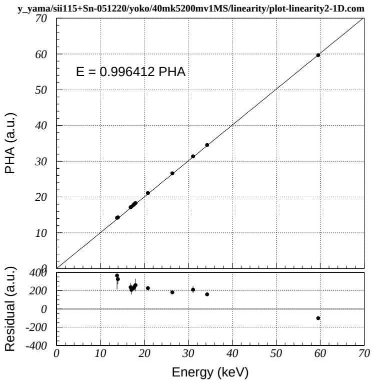

図 5.35: SII-115+Sn の E と PHA の関係 (1 次関数)

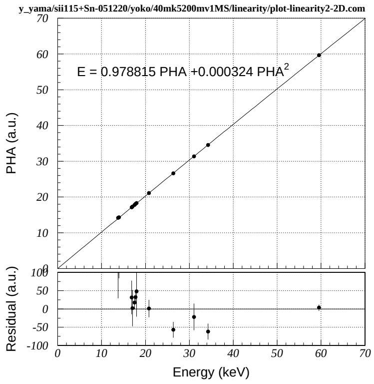

図 5.36: SII-115+Sn の E と PHA の関係 (2 次関数)

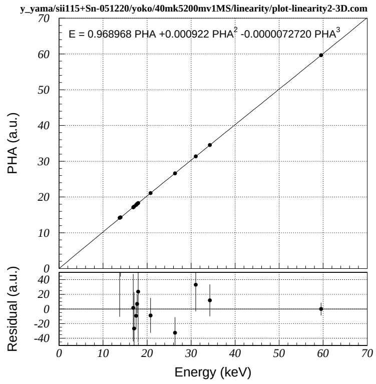

図 5.37: SII-115+Sn の E と PHA の関係 (3 次関数)

各ラインをフィットした結果、得られたラインの半値幅 ΔE と入射光子のエネルギー E の関係をプロットしたものが 5.41 である。$E = 0$ は、ノイズ揺らぎによるベースライン分解能を表している。カウント数が少なくフィットできてないラインを除いて、エネルギー分解能はエネルギーによらずほぼ一定である。

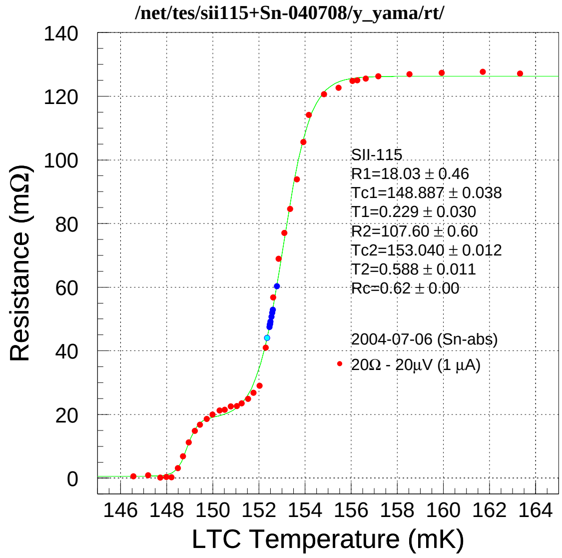

図 5.38: パルスの抵抗変化 dR。赤丸は $R-T$ 測定のデータ、青丸はパルスハイトから計算した抵抗変化。水色の丸が動作点。

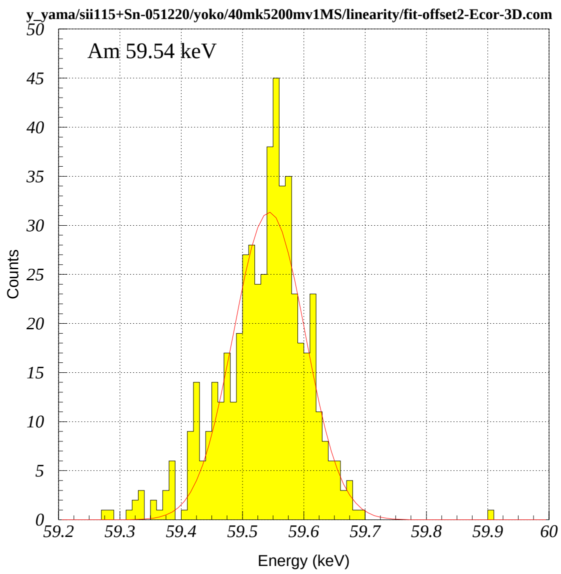

図 5.39: エネルギースペクトルの Am 60keV 付近の拡大したもの。赤線は 60 keV のラインをガウス関数でフィットしたときのフィット曲線。エネルギー分解能は $\Delta E = 138.2 \pm 5.8$ eV

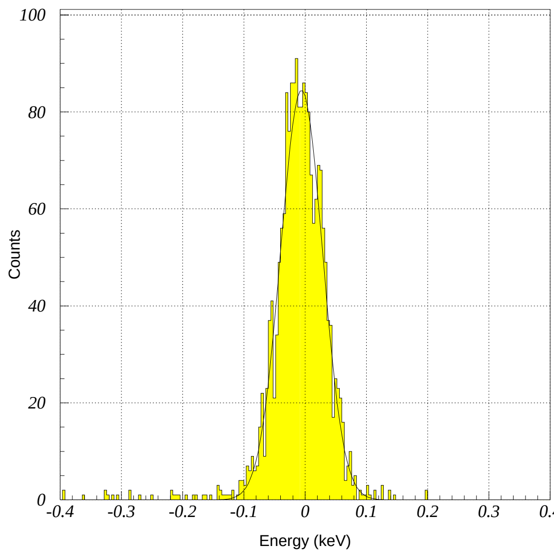

図 5.40: ノイズ揺らぎのスペクトル。ガウス関数でフィットした結果、ノイズ揺らぎは $\Delta E_0 = 81.2 \pm 2.1$ eV

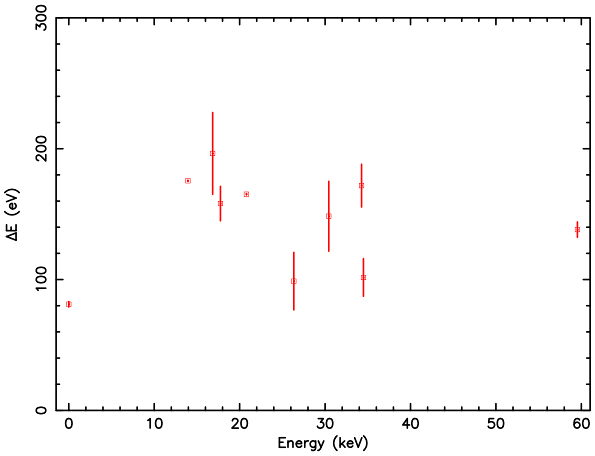

図 5.41: SII-115+Sn の入射エネルギー E とエネルギー分解能 ΔE の関係。$E=0$ は、ベースライン分解能を表している。カウント数が少なくフィットできてないラインを除いて、エネルギー分解能はエネルギーによらずほぼ一定である。

吸収体サイズ		0.87 mm×0.70 mm×t0.3 mm
stycast サイズ		ϕ0.2 mm, t50 μm
吸収体熱容量	$C_{\rm Sn}$	11.2 pJ/K
stycast 熱容量	$C_{\rm sty}$	4.0 pJ/K
stycast 熱伝導度	$G_{\rm sty}$	37.9 nW/K
カピッツァ抵抗	G_k	170 nW/K
実効的な熱容量	C_a	15.2 pJ/K
実効的な熱伝導度	G_a	26.2 nW/K
	τ_a	580 μs
	τ_0	1670 μs
	γ	7.6
立ち下がり時定数 (見積り値)	$\tau_{\rm L}$	1.85 ms
立ち上がり時定数 (見積り値)	$\tau_{\rm S}$	48.1 μs
TES 電流	I	31.6 μA
抵抗	R	44.2 mΩ
シャント抵抗	$R_{\rm s}$	4.44 mΩ
TES 温度	T	150 mK
熱浴温度	$T_{\rm s}$	100 mK
TES 熱容量	C	2 pJ/K
TES と熱浴間の熱伝導度	G	1.2 nW/K
ループゲイン	$\mathcal{L}_0$	9.6
温度計感度	α	40

表 5.4: 時定数と動作パラメータ

element	E (keV)	linearity 補正前 PH (keV)	linearity 補正前 ΔE (eV)	linearity 補正後 PH (keV)	linearity 補正後 ΔE (eV)	積分カウント
^{97}Np-Lα2	13.76	13.72±0.01	175±12	13.75±0.02	166±10	128
^{97}Np-Lα1	13.94	13.90±0.03	–	13.94±0.02	–	230
^{97}Np-Lβ2	16.84	16.90±0.03	336±25	16.92±0.04	377±30	129
^{97}Np-Lβ1	17.75	17.74±0.01	193±14	17.75±0.01	195±13	316
^{97}Np-Lγ1	20.78	20.80±0.02	133±16	20.79±0.02	142±14	74
^{241}Am	26.34	26.38±0.02	115±14	26.33±0.02	120±15	37
Sn-Kβ1 escape	31.05	31.16±0.04	186±33	31.07±0.04	167±30	31
Sn-Kα1 escape	34.27	34.38±0.02	136±14	34.27±0.02	138±17	80
Sn-Kα2 escape	34.50	34.61±0.02	–	34.49±0.02	–	40
^{241}Am	59.54	59.50±0.01	144±5	59.54±0.01	151±6	481

表 5.5: 中心エネルギーとエネルギー分解能。^{97}Np-Lα1, ^{97}Np-Lα2 については、エネルギー比を固定した。Sn-Kα1 escape, Sn-Kα2 escape については、強度比を 2:1 とし、エネルギー比も固定した。

5.9 ノイズスペクトル

この動作点におけるノイズスペクトルは図 5.42 のようになる。赤が実測データ、オレンジが読みだしノイズの見積もり、青が固有ノイズの見積もりで、黒がオレンジを青を足した最終的な見積もりのノイズスペクトルである。正確には吸収体と TES 間でも phonon noise が発生するためにこの図は正しくないが、これを見たかぎりでは、動作点におけるノイズスペクトルは 2 倍以上高く、excess ノイズが支配的であることがわかる。この excess ノイズは、スズ箔吸収体を付けない場合、^{55}Fe 線源による測定においてもほとんどの素子で同程度の寄与が観測されており、起源も同じものではないかと考えられる。

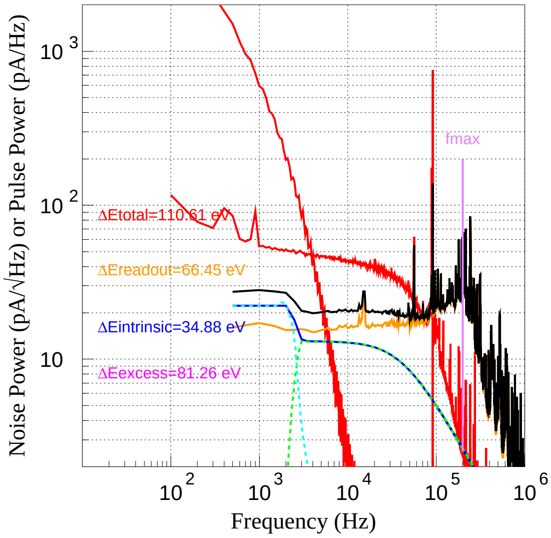

図 5.42: SII-115+Sn のノイズスペクトル。赤線が実測のパルススペクトルとノイズスペクトル、オレンジがバイアス 0 V、熱浴温度 T_s=166 mK として取得したノイズスペクトルで、ほぼ読み出しノイズに相当する。ただし、高周波側で食い違いがあるのは、前者はバンド幅 50 kHz、後者は 500 kHz で取得したため。

5.10 パルスのばらつきに対する考察

本来、TES カロリメータのエネルギー分解能は理想的にはノイズの揺らぎによって制限される。つまり、ベースライン分解能とラインのフィットから得られた分解能は一致すべきものである。しかし、今回の SII-115+Sn の γ 線照射実験で得られた測定結果では、両者の値は大きな隔たりが存在した。この不一致の原因としていくつかのことが考えられる。1 つは、光子の入射位置依存性である。SII-115 は、本来、X 線カロリメータとして使用している 300 μm 角の Au 吸収体の上に、非常に大きなスズ箔吸収体が貼り付けられている。これが原因であるならば径の小さいコ

リメータを使用すれば解決できると考える。2つめは、パルスのばらつきである。スズ箔吸収体は ∼150 mK の動作温度では超伝導状態となっている。超伝導体を吸収体として利用した場合、フォトンを吸収したときに準粒子が生成されることが知られている[]。この準粒子が数 ms の時間を経た後にフォノンになる。TES の温度を変化させるのはフォノンであるのでこの準粒子の寿命のばらつきによりパルスがばらつくことが予想される。

以下では、個々のパルスについてのばらつきを調べるために 3 種類のフィットを行い、考察する。

5.10.1 生パルスデータのフィット

TES と吸収体間が有限の熱伝導度でつながれている場合、フォトンが吸収体で吸収されたと仮定すると、熱伝導方程式から観測されるパルスの解析的な解は、2.8 節で述べたように二つの指数関数を持つ形をとる。ここでは、パルスのばらつきを調べるために個々の観測されたパルスを

$$dV = a\left\{\exp\left(-\frac{t-t0}{t1}\right) - \exp\left(-\frac{t-t0}{t2}\right)\right\} \tag{5.13}$$

のような関数でフィットした。ここで a はパルスの normalization、$t0$ はパルスの立ち上がった時刻、$t1$ は立ち下がりの時定数、$t2$ は立ち上りの時定数を表している。まず初めに、実験で得られた ^{241}Am 線源からの個々のパルスを (5.13) 式でフィットした。フィット時の誤差は、パルスが立ち上がる直前約 3 ms の区間のノイズの rms を誤差としている。また、ノイズスペクトルがホワイトであることを前提としている。この結果を横軸に normalization a、縦軸に立ち下がりの時定数 $t1$ の関係を表したものが、図 **??**である。また、この時の fitting による誤差 $dt1$ の関係を表したものが図 **??**である。

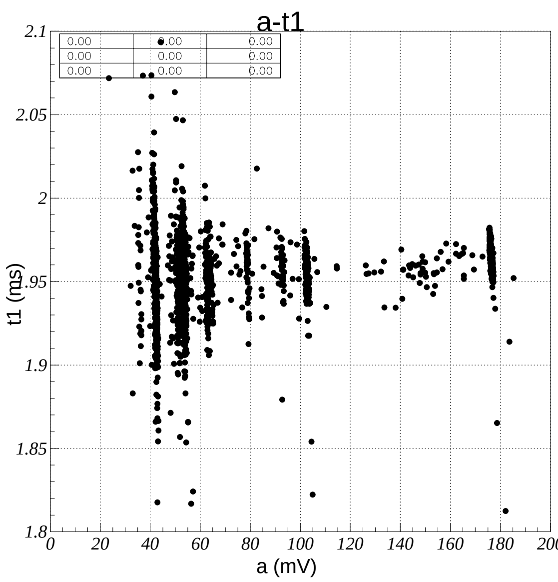

図 5.43: normalization a と立ち下がりの時定数 $t1$ の関係

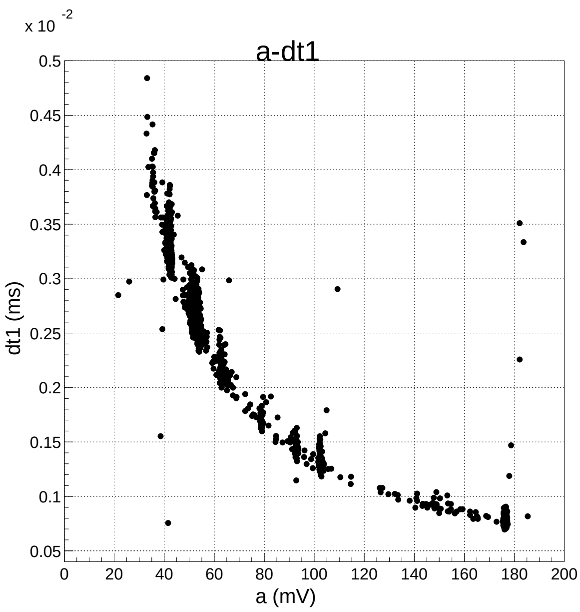

図 5.44: normalization a と立ち下がりの時定数の誤差 $dt1$ の関係

図 5.43 を見る限りでは明らかに時定数 $t1$ がばらついていて、さらに高エネルギー側に比べて、低エネルギー側の方が時定数のばらつきが大きいように見える。ここで図 5.44 のような $t1$ のば

らつきが実際に存在するのか、それともフィットの誤差 $dt1$ の方が大きいのかを調べるために、パルスをエネルギー毎に分け、時定数のヒストグラムを作成し、正規分布を仮定して時定数のばらつき σ を求めた。

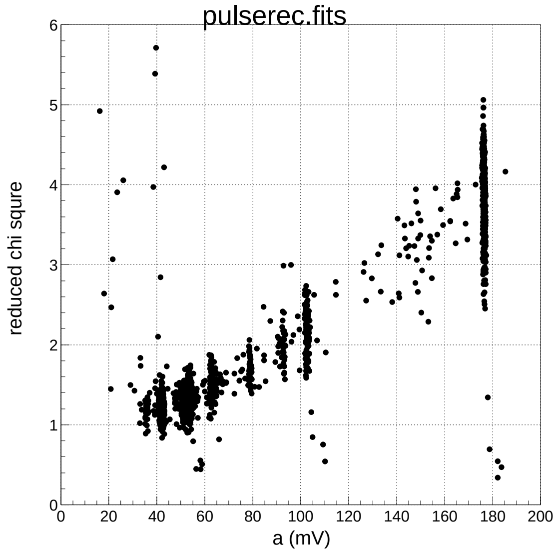

図 5.45: normalization a と χ^2_{red} の関係

表 5.6: 時定数のばらつき σ と誤差 $dt1$ の比較

E(keV)	σ(ms)	$dt1$(ms)
13	$2.80 \times 10^{-2} \pm 1.34 \times 10^{-3}$	$2.00 \times 10^{-3} \pm 1.03 \times 10^{-4}$
17	$2.22 \times 10^{-2} \pm 7.91 \times 10^{-4}$	$1.59 \times 10^{-3} \pm 8.96 \times 10^{-5}$
20	$2.15 \times 10^{-2} \pm 2.22 \times 10^{-3}$	$1.32 \times 10^{-3} \pm 7.68 \times 10^{-5}$
26	$1.26 \times 10^{-2} \pm 2.41 \times 10^{-3}$	$1.04 \times 10^{-3} \pm 4.87 \times 10^{-5}$
31	$1.23 \times 10^{-2} \pm 2.64 \times 10^{-3}$	$8.85 \times 10^{-4} \pm 5.24 \times 10^{-5}$
35	$9.86 \times 10^{-3} \pm 8.78 \times 10^{-4}$	$8.06 \times 10^{-4} \pm 4.70 \times 10^{-5}$
60	$5.66 \times 10^{-3} \pm 1.85 \times 10^{-4}$	$4.69 \times 10^{-4} \pm 3.16 \times 10^{-5}$

時定数のばらつき σ と誤差 $dt1$ の平均値を表 5.7 にまとめた。表 **??**のようにばらつきに比べ誤差はオーダーで小さく、明らかに時定数がばらついていると考えられる。しかし、実際には **??** 式での近似自体が合っていない可能性もある。そこで、上と同様に横軸 a 、縦軸にパルスのフィット時の χ^2_{red} の関係を表したのが図 **??**である。低エネルギー側に比べ、高エネルギーになるほどフィットできていないようである。しかし、これは高エネルギー、つまりパルスハイトが高くなるほど fitting の時に入れている誤差がパルスハイトに対して相対的に小さくなるためであると考えることもできる。つまり、実際には低エネルギー側でも合っていないと考えることもできる。

5.10.2 平均パルスデータ+ノイズのフィット

次に、実験で観測されたパルスデータで作った平均パルスにノイズデータを重ねたものを (**??**) 式で fitting した。パルスの平均を取ることによってパルス自体のノイズの寄与は、ほとんど効か

なくすることができる。また平均パルスにノイズを重ねているので、ばらつきはなくなるはずである。従って、ばらつきが存在するとすればノイズによるものか、それとも、近似している関数形が間違っていることが考えられる。以下では、**??**節と同様に解析を行なった。

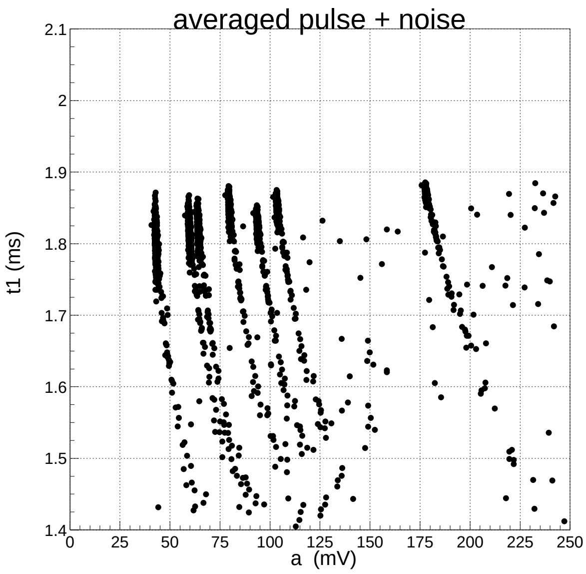

図 5.46: 平均パルスにノイズを重ねた時の normalization a と時定数 $t1$ の関係

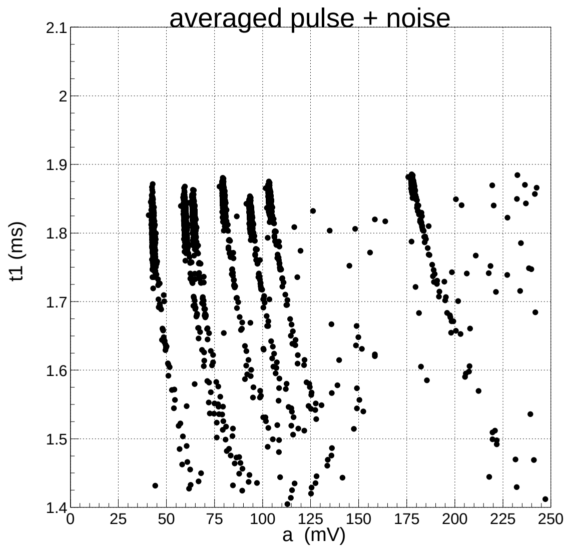

図 5.47: 平均パルスにノイズを重ねた時の normalization a と時定数の誤差 $dt1$ の関係

表 5.7: 時定数のばらつき σ と誤差 $dt1$ の比較

E(keV)	σ(ms)	$dt1$(ms)
13	$1.56 \times 10^{-2} \pm 3.17 \times 10^{-4}$	$3.08 \times 10^{-3} \pm 6.87 \times 10^{-4}$
17	$1.14 \times 10^{-2} \pm 2.36 \times 10^{-4}$	$2.25 \times 10^{-3} \pm 5.44 \times 10^{-4}$
20	$1.03 \times 10^{-2} \pm 2.05 \times 10^{-4}$	$2.03 \times 10^{-3} \pm 5.09 \times 10^{-4}$
26	$8.42 \times 10^{-3} \pm 1.96 \times 10^{-4}$	$1.64 \times 10^{-3} \pm 4.41 \times 10^{-4}$
31	$6.91 \times 10^{-3} \pm 1.67 \times 10^{-4}$	$1.35 \times 10^{-3} \pm 4.37 \times 10^{-4}$
35	$6.43 \times 10^{-3} \pm 1.31 \times 10^{-4}$	$1.24 \times 10^{-3} \pm 4.27 \times 10^{-4}$
60	$3.83 \times 10^{-3} \pm 5.50 \times 10^{-5}$	$7.11 \times 10^{-4} \pm 3.97 \times 10^{-4}$

この結果、図 **??**では、normalization a と時定数 $t1$ が相関しているのがはっきりと見ることができる。また、時定数のばらつき σ と、$t1$ の誤差 $dt1$ を比較したのが表 5.7 である。やはり、誤差 $dt1$ よりばらつき σ の方がオーダーで大きい。また、χ^2_{red} の関係を表したのが図 **??**である。**??**節の結果と同様で高エネルギー側で fitting 出来ていないことがわかる。

5.10.3 モデルパルス+ノイズデータのフィット

??、**??**節の結果、時定数のばらつきの原因として、(i) 近似する関数形が合っていない、(ii) ノイズ原因でばらついている、の 2 つが考えられる。この節では、次のような方法で (i) の可能性を除き、(ii) について考える。まず、**??**節で用いた平均パルスを (**??**) 式で近似する。次に、近似し

た関数形の上にノイズデータを重ねて、疑似的にパルスを再現する。以下では、このようにして再現したパルスをモデルパルスを呼ぶことにする。このモデルパルスは、元々、(??) 式の関数形を持つので、良く近似できるはずである。

モデルパルスを近似した結果を、a、$t1$ の関係を表したものが図 ??である。また、時定数 $t1$ のばらつき σ と誤差 $dt1$ を比較したものが表 5.8 である。??節の結果に比べると、ばらつき σ が少し小さくなっている。と言うよりも、ノイズが原因による時定数のばらつきがこの位、存在すると考えることもできる。χ^2_{red} の関係を表したものが図??である。当然のことであるが、fitting は良く合っている。

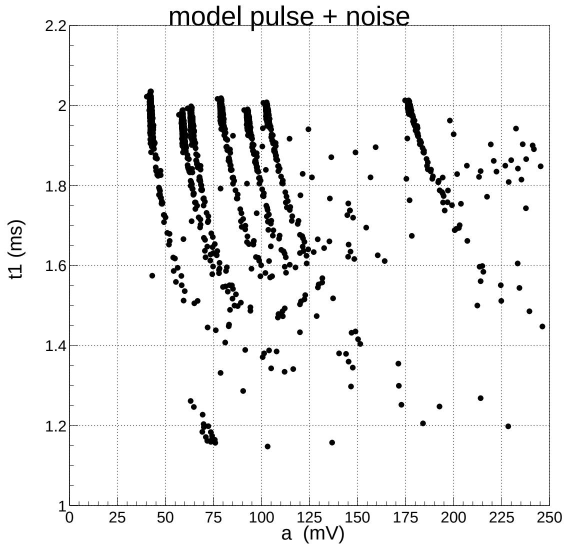

図 5.48: モデルパルスの normalization a と時定数 $t1$ の関係

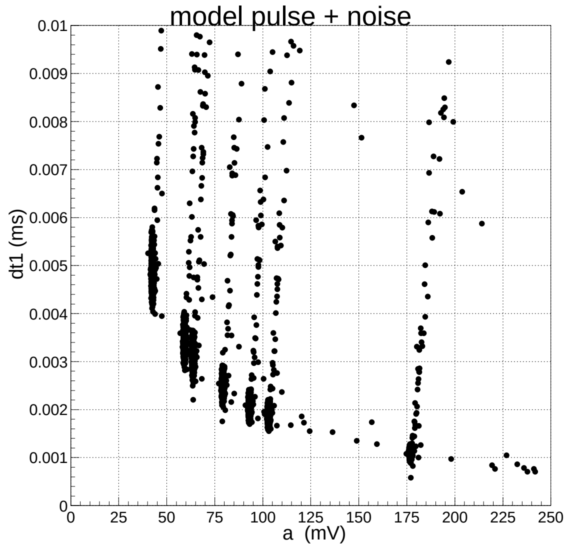

図 5.49: モデルパルスの normalization a と時定数の誤差 $dt1$ の関係

表 5.8: モデルパルスの時定数のばらつき σ と誤差 $dt1$ の比較

E(keV)	σ(ms)	$dt1$(ms)
13	$1.68 \times 10^{-2} \pm 3.38 \times 10^{-4}$	$2.90 \times 10^{-3} \pm 2.68 \times 10^{-4}$
17	$1.19 \times 10^{-2} \pm 2.43 \times 10^{-4}$	$2.05 \times 10^{-3} \pm 3.32 \times 10^{-4}$
20	$1.09 \times 10^{-2} \pm 2.25 \times 10^{-4}$	$1.87 \times 10^{-3} \pm 3.23 \times 10^{-4}$
26	$8.86 \times 10^{-3} \pm 2.12 \times 10^{-4}$	$1.50 \times 10^{-3} \pm 3.00 \times 10^{-4}$
31	$7.46 \times 10^{-3} \pm 1.49 \times 10^{-4}$	$1.26 \times 10^{-3} \pm 3.18 \times 10^{-4}$
35	$6.86 \times 10^{-3} \pm 1.51 \times 10^{-4}$	$1.16 \times 10^{-3} \pm 3.87 \times 10^{-4}$
60	$4.17 \times 10^{-3} \pm 5.39 \times 10^{-5}$	$6.97 \times 10^{-4} \pm 3.91 \times 10^{-4}$

5.10.4 考察

今回の解析では、パルスの offset と σ を決定するのにパルスの立ち上り直前の約 3 ms の時間を使い統計的な平均値を offset、誤差を σ としている。これは、noise に 50 Hz(周期は 20 ms) のような低周波ノイズがあった場合、サンプリング時間が短すぎる。例えば、50 Hz の sin 波の位

相のどこを取るかによって offset と σ は大きく変化する。周期 T の sin 波がある場合、$t=0$、$t=T/4$ で σ はそれぞれ最大、最小を取る。このように、低周波ノイズが存在した場合、fitting した時にパルスがばらつく原因となりうる。実際にこの低周波ノイズが分解能に影響しているかを確認するために、ハイパスフィルターを入れての測定を計画していたが途中でメンブレンが割れてしまい、残念ながら測定には至らなかった。

これまでの事からわかったは、$a-\chi^2_{red}$ の相関はパルス波形が指数関数からずれる影響だと考えられる。統計的な誤差だけを考慮すると、一見すると素子固有のばらつきがあるように見えるのは、ノイズがホワイトでないことが原因だと考えられる。

γ 線カロリメータの場合、パルスの時定数が 50〜100 Hz の周波数帯域にあるために 50 Hz のような低周波ノイズの影響が無視できなくなってしまう。50 Hz と高調波を落とせば良いのだが、信号も削ってしまうため、最も好ましいのは時定数をもっと短くする事である。時定数を短くするために、熱容量 C を小さくする。吸収体の体積を小さくすると熱容量 C は小さくなるが吸収効率が悪くなってしまう。熱容量は温度に強く依存するので素子の転移温度を下げた方が良い。熱伝導度 $G, G_{\rm sty}$ を大きくする。

5.11 エネルギー分解能に対する考察

まず、SII-115+Sn を用いてどこまで高いエネルギーの γ 線が検出できるかを見積もる。図 5.38 より、γ 線が入射した際の温度変化は小さく、線形性もよいことから、同程度の分解能で 60 keV よりもっと高いエネルギーまでの測定が可能であることが期待できる。60 keV におけるパルスハイトは $\sim 3\ \mu$A であり、$dT=0.4$ mK であった。図 5.38 より、$dT\sim 1$ mK までなら遷移端を越えないと考えると、この素子を用いて ~ 150 keV までならば、検出は可能であると考えられる。

次に、エネルギー分解能がどこまで改善可能であるかを考える。ノイズスペクトルは excess ノイズが支配的であり、これを下げるのは難しい。逆にパルスは見積もりとほぼ合うため、パルスハイトはパラメータを最適化することで、簡単に大きくすることができると考えられる。パルスハイトは $\propto \alpha/CT$ であるが、T については T_c によって決まり、今回の場合 $T_c\sim 150$ mK とほぼ理想的であり、α についても吸収体を付けた場合にすこしなだらかになった程度である。そこで、吸収体のサイズを変え C を小さくすることを考える。量子効率は 〜75 % であり、吸収体の厚みを半分にした場合は 49 % で、カウントレートは 1.87 count/s となることが予想される。このときパルスハイトは倍になることが期待でき、分解能は $\propto \sqrt{C}$ であるので、ベースラインのゆらぎで

$$\Delta E = 87\ (\mathrm{eV}) \times \sqrt{\frac{10\ (\mathrm{pJ/K})}{15\ (\mathrm{pJ/K})}} = 71\ (\mathrm{eV}) \tag{5.14}$$

まで改善可能である。これにパルスのばらつきの寄与を加えたものが実際の分解能となるが、今回吸収体の切断方法、接着方法はすべて手作業であり、この方法を改善することで小さくできないかと考える。

5.12 SII-155 の構造とサイズ

SII-155 の詳細については 4.5.1 で述べた通りである。貼り付けた吸収体のサイズは、627 μm×667 μm で厚さは 0.3 mm である。吸収体貼り付け後の素子の顕微鏡写真が図 5.24 である。

5.12.1 熱容量の見積もり

転移温度 $T_{\rm c} = 151.6$ mK での SII-155 の熱容量は、1.82 pJ/K である。ここでは、スズ箔吸収体、スタイキャストの熱容量を見積もる。まず、スズ箔吸収体の熱容量は、(5.6) 式を用いて、

$$\begin{aligned} C_{\rm Sn} &= 2.012 \times 10^{-9} \times T^3 \quad [\mathrm{J/K}] \\ &= 7.00 \quad [\mathrm{pJ/K}] \end{aligned}$$

となる。次にスタイキャストの熱容量を見積もる。スタイキャストの正確なサイズは分からないが、貼り付け時の写真より、$r \sim 127$ μm、$h \sim 15$ μm とすると (5.7) 式を用いて、

$$\begin{aligned} C_{\rm sty} &= 1.824 \times 10^{-12}(7 \times T + 4.56 \times T^3 + 1.67 \times T^5) \quad [\mathrm{J/K}] \\ &= 1.97 \quad [\mathrm{pJ/K}] \end{aligned}$$

となる。

5.12.2 熱伝導度の見積もり

スタイキャストの熱伝導度を見積もる。前節と同様に、$r \sim 127$ μm、$h \sim 15$ μm とすると (5.8) 式を用いて、

$$\begin{aligned} G_{\rm sty} &= 3.108 \times 10^{-5} \times T^{2.65} \quad [\mathrm{W/K}] \\ &= 210 \quad [\mathrm{nW/K}] \end{aligned}$$

となる。次に接着面におけるカピッツァ抵抗を見積もる。(5.9) 式を用いて、

$$\begin{aligned} G_{\rm k} &= 1. \times 10^{-5} \times T^{2.65} \quad [\mathrm{W/K}] \\ &= 210 \quad [\mathrm{nW/K}] \end{aligned}$$

5.13 R - T 測定結果

スズ箔吸収体貼り付け後に行った R - T 測定の結果が図 5.50 である。測定は SQUID を利用して行った。吸収体貼り付け前の状態でのデータと比較すると、転移温度が少し高くなり、転移が少し鈍っているのがわかる。転移温度が少し高くなっているのは半導体温度計の再現性の問題と考えられる。また転移幅が大きくなっているのは SII-115 のときと同様でやはり吸収体の貼り付けによるストレスが原因と考えられるが測定の問題になるほどではない。

5.14 ETF 測定結果

SII155+Sn の ETF 測定の結果についてまとめる。

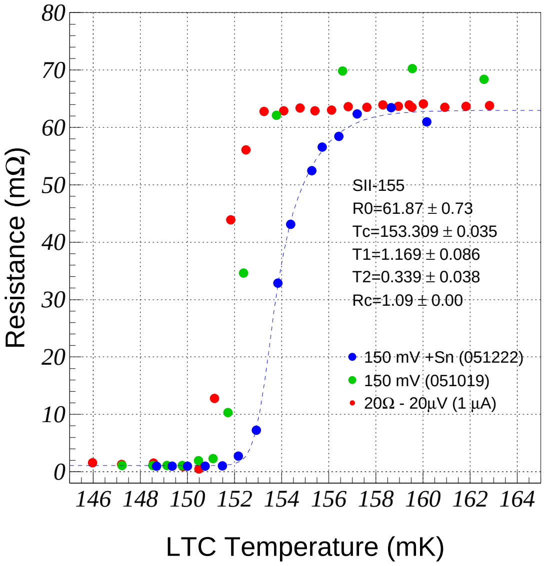

図 5.50: 吸収体貼り付け後の SII-155 の R - T 関係。青は吸収体貼り付け後のデータで、赤と緑はそれぞれ吸収体貼り付け前の (20 Ω-20 μV) レンジ、SQUID でのデータ。転移温度 $T_{\rm c} \sim 153$ mK

5.14.1 I - V 特性

ETF 測定により得られた SII-155+Sn の I - V 特性をプロットしたものが図 5.51 である。青と茶は、スズ箔吸収体貼り付け前の測定結果である。また、I - R 特性をプロットしたものが図 5.52 である。点線は RT 測定より得られたノーマル抵抗を表している。

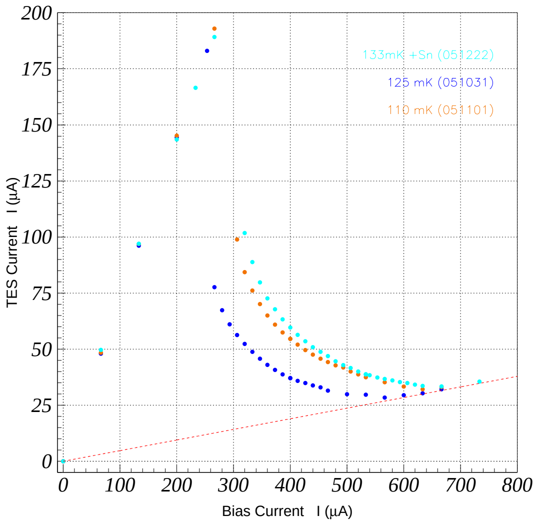

図 5.51: SII-155+Sn の I - V 特性。水色がスズ箔吸収体貼り付け後の熱浴温度 $T_{\mathrm{s}} = 132$ mK での測定結果。青と茶は貼り付け前。

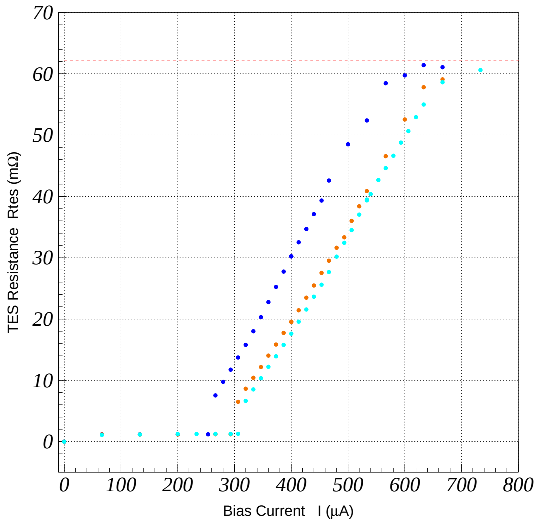

図 5.52: SII-155+Sn の I - R 特性。水色がスズ箔吸収体貼り付け後の熱浴温度 $T_{\mathrm{s}} = 132$ mK での測定結果。青と茶は貼り付け前。点線はノーマル抵抗の値

5.15 エネルギースペクトル

これまでと同様に、ETF 測定の結果より決定したいくつかの動作点においてパルス、ノイズデータを取得した。以下では最もエネルギー分解能の良かった $T_{\mathrm{s}} = 132$ mK、$R = 25.58$ mΩ の動作点における結果について述べる。

5.15.1 パルス波形

$T_{\mathrm{s}} = 132$ mK、$R = 25.58$ mΩ の動作点において、取得した様々なパルスをパルスハイト毎に選別し、求めた平均パルスが図 **??**である。パルスハイトの大きい方から順に $E = 60, 35, 31, 26, 20, 17, 13$ keV に対応している。それぞれのエネルギーの平均パルスを (**??**) でフィットして求めた立ち上りの時定数 τ_{rise}、立ち下がり τ_{fall} の時定数は

$$\tau_{\mathrm{rise}} \sim 46 \quad [\ \mu\mathrm{s}] \tag{5.15}$$
$$\tau_{\mathrm{fall}} \sim 517 \quad [\ \mu\mathrm{s}] \tag{5.16}$$

である。図 5.54 の上の黒は 60 keV に対応するパルス、赤がそのフィット曲線である。また下はパルスとモデルの残差である。**??**節、**??**節で計算した値を用いて、**??**、**??**式より立ち上がり、立ち下がりの時定数を計算すると、

$$\tau_{\mathrm{rise}} \sim 15 \quad [\ \mu\mathrm{s}] \tag{5.17}$$
$$\tau_{\mathrm{fall}} \sim 500 \quad [\ \mu\mathrm{s}] \tag{5.18}$$

となる。立ち下がりの時定数はだいたい一致するが、立ち上がりの時定数に関しては SII-115+Sn の場合と同様にあまり合っていない。これは、パルスを全体的にを合わせるために τ_{fall} で合わせてからである。図 5.55 は、各エネルギーに対して、対応するパルスをフィットして得た時定数をプロットしたものである。また、エネルギーが高くなるにつれ、立ち上がりの時定数は短く、立ち下がりの時定数は長くなる傾向が見られる。

5.15.2 エネルギースペクトル

ETF 測定の結果より、決定した動作点においてパルス、ノイズデータのそれぞれを約 2 万個取得した。データ取得は、YOKOGAWA オシロ で自動的に行い、20 ms の時間幅でデータを取得し、トリガの発生位置を 65 %とし、前半の 10 ms をノイズデータ、後半の 10 ms をパルスデータとしている。取得条件を表 5.9 に示す。

表 5.9: SII-155+Sn でのデータ取得条件

日時	2005/12/21
サンプルレート	2 MS/s
レコード長	40 k
バンド幅	500 kHz
トリガレベル	60 mV

また、ETF 測定より得られた動作点における素子のパラメータを表 5.10 にまとめる。

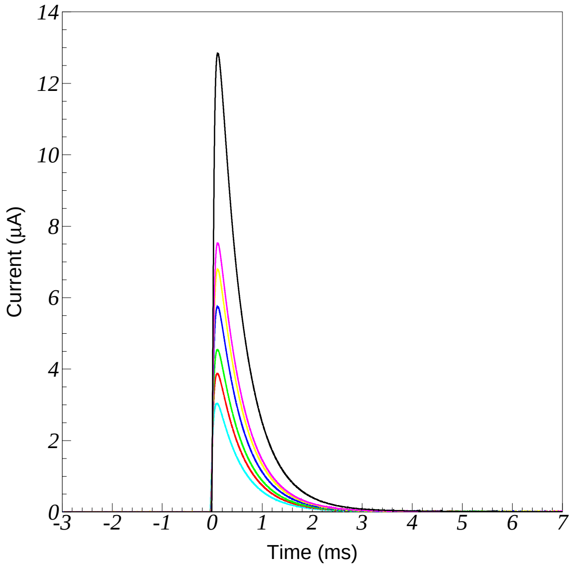

図 5.53: SII-155+Sn で観測された様々なパルス。パルスハイトの大きい方からそれぞれ $E = 60, 35, 31, 26, 20, 17, 13$ keV に対応している。

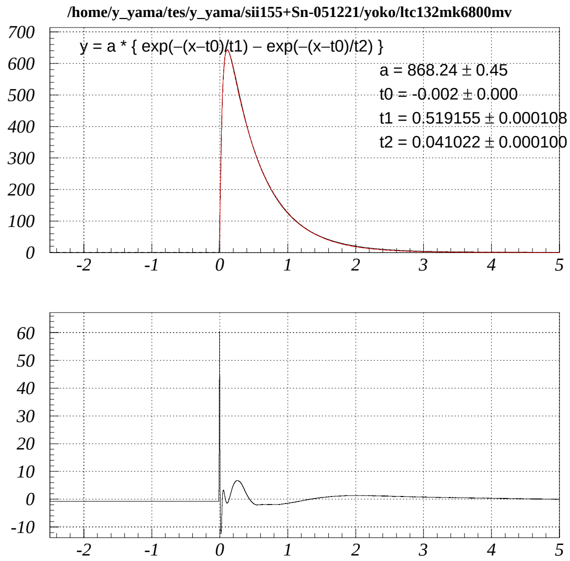

図 5.54: 黒は、60 keV に対応する平均パルスで、赤は、そのフィット曲線。下は残差。

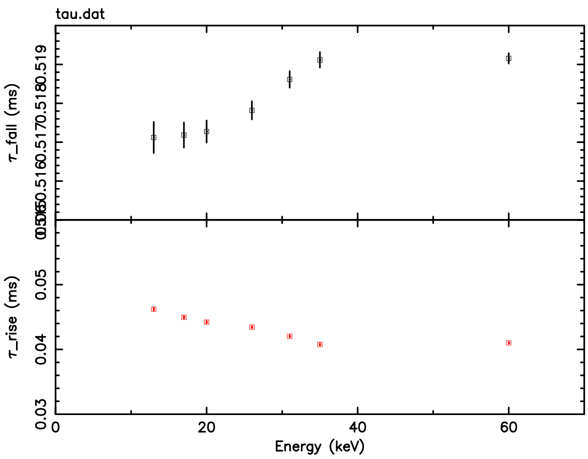

図 5.55: パルスの時定数とエネルギーの関係。上は立ち下がりの時定数 τ_{fall}、下は立上りの時定数 $\tan_{\mathrm{rise}}$。

表 5.10: II-155+Sn の動作点のおけるパラメータ

熱容量	C	[pJ/K]	11.13
スズ箔吸収体	C_{Sn}		7.30
スタイキャスト	C_{sty}		1.99
TES	C_{TES}		1.84
熱伝導度	G_{SiN}	[nW/K]	3.35
実効的な熱抵抗	G_{a}	[nW/K]	87.65
カピッツァ抵抗	G_{k}	[nW/K]	294
スタイキャスト内部の熱抵抗	G_{sty}	[nW/K]	217
熱浴温度	T_{s}	[mK]	132.74
TES 温度	T	[mK]	153.63
TES 電流	I_{TES}	[μA]	48.82
TES 抵抗	R_{TES}	[mΩ]	25.58

5.15.1 節で作成した 60 keV に対応する平均パルスを用いて、最適フィルタ処理を行った。最適フィルタ処理には、`digfilt` パッケージ v7.6 を用いて行い、カットオフ周波数は $f_{\mathrm{c}} \sim 160$ kHz で解析を行った。得られた PHA チャンネルとカウント数のスペクトルが図 **??**である。^{241}Am 60 keV のピークが 59.54 ch になるように調整してある。また、DC レベルと 60 keV に対応するパルスの PHA をプロットしたものが 5.56 である。見て明らかなように DC レベル (OFFSET) の変動と相関しているのが分かる。この DC レベルの変動の原因は、スズ吸収体以外の周辺に当たって吸収された際の熱浴の温度変化が考えられる。

$$PHA = a \times OFFSET + b \tag{5.19}$$

の 1 次式でフィットし、PHA と $OFFSET$ の関係を求め、補正する。

図 5.56: DC レベルと PHA の関係。赤線は近似曲線で、$PHA = -.9483OFFSET + 59.455$

このスペクトルより、個々のラインをガウス関数でフィットして、PHA とエネルギー E の関係を求め、エネルギー校正を行う。エネルギー校正に使用した各ラインの ID と中心エネルギーを表 5.11 にまとめる。**??**と同様に 1 次、2 次、3 次関数で PHA と E の関係をフィットしたのがそれぞれ図 5.58、5.59、5.60 である。

SII-115+Sn の場合と同様に RT 特性のプロットを使い、60 keV を吸収したとき動作点からどれだけ動いているかをパルスハイトから見積もる。60 keV の平均パルスより、

$$PHA = 12.6 \quad \mu\mathrm{A} \tag{5.20}$$

であるから、

$$\begin{aligned} \Delta R &= \frac{R_{\mathrm{TES}} + R_{\mathrm{s}}}{I_{\mathrm{TES}}} \Delta I \\ &= 7.0 \quad \mathrm{m}\Omega \end{aligned} \tag{5.21}$$

と計算できる。図 5.61 は、SII-155+Sn の RT 特性と動作点の変化を表している。青は、図 5.50 と同じ吸収体貼り付け後の RT 特性、赤は平衡状態での素子の温度、抵抗を表しており、緑は γ

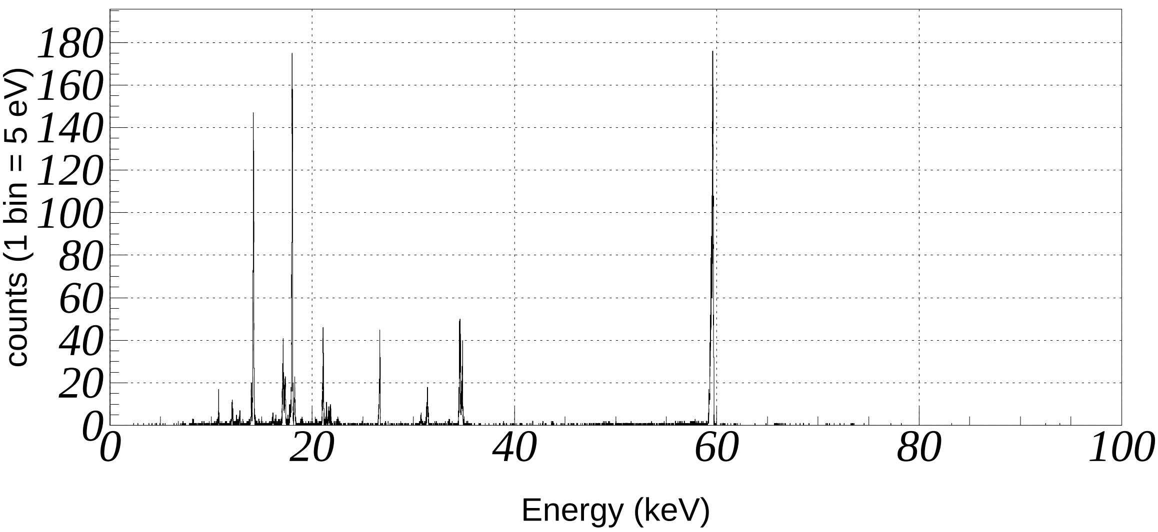

図 5.57: ^{241}Am の SII-155+Sn による PHA スペクトル。^{241}Am 60 keV のピークが 59.54 ch になるように調整してある。

線吸収時の動作点変化を表している。これを見る限りでは、〜数 100 keV まで遷移端を越えないように見えるが実際の動作中には、10 倍以上の電流を素子に流しているのであまり正確はない。それでも 100 keV 程度までは良い線形性を保ったまま使用できそうである。

エネルギー校正後のスペクトルが図 5.62 である。これより、^{241}Am 60 keV に対して、ガウス関数でフィットした結果、エネルギー分解能

$$\Delta E = 38.4 \pm 0.9 \quad [\mathrm{eV}] \tag{5.22}$$

が得られた。同様にして、適当な間隔で区切り、それぞれのラインをガウス関数でフィットし、得られたエネルギー分解能をまとめたものが表 5.12 である。エネルギー E とエネルギー分解能 ΔE の関係をプロットしたものが図 5.67 である。また、ノイズ揺らぎによって決まるベースライン分

表 5.11: ライン ID とそのエネルギー

ライン ID	エネルギー (keV)	ライン ID	エネルギー (keV)
Pb-Lα1	10.5515	Np-Lγ5	20.120
Np-Ll	11.890	Np-Lγ1	20.7848
Pb-Lβ1	12.6137	Np-Lγ2	21.110
Np-Lα2	13.7597	Np-Lγ3	21.340
Np-Lα1	13.9441	Np-Lγ6	21.480
Np-Lη	15.876	Np-Lγ4	22.200
Np-Lβ6	16.130	Am	26.34
Np-Lβ2	16.840	Sn-Kβ2 escape	30.4307
Np-Lβ4	17.0607	Sn-Kβ1 escape	31.054
Np-Lβ5	17.5081	Sn-Kα1 escape	34.2687
Np-Lβ1	17.7502	Sn-Kα2 escape	34.496
Np-Lβ3	17.989	Am	59.54

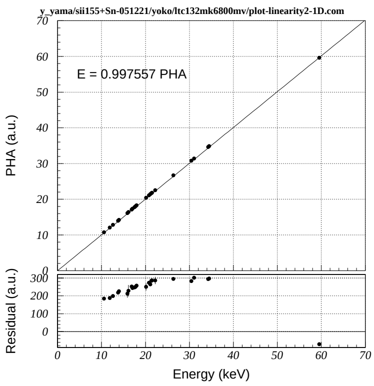

図 5.58: SII-155+Sn の E と PHA の関係 (1 次関数)

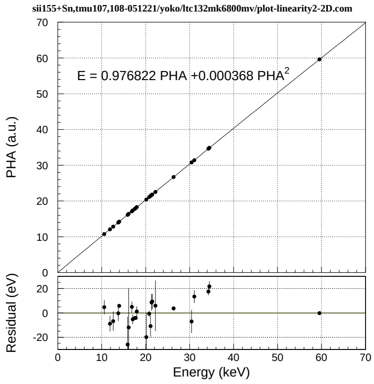

図 5.59: SII-155+Sn の E と PHA の関係 (2 次関数)

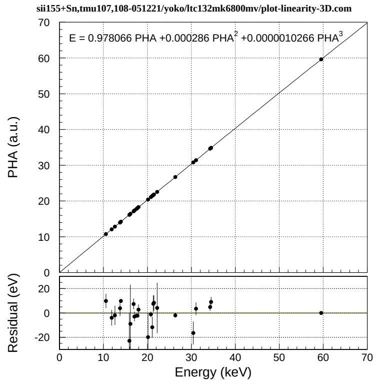

図 5.60: SII-155+Sn の E と PHA の関係 (3 次関数)

解能は

$$\Delta E_0 = 37.9 \pm 0.7 \quad [\mathrm{eV}] \tag{5.23}$$

が得られた。Am 60 keV, 26 keV に対しては、ベースライン分解能と一致しているが、他のラインでは、有意に大きな値となっているのがわかる。これは、各ラインの自然幅や微細構造が原因と考えられる。

表 5.12: エネルギー E とエネルギー分解能 ΔE の関係

エネルギー E (keV)	エネルギー分解能 ΔE (eV)
0	37.9 ± 0.7
10.5515	41 ± 5
11.890	71 ± 6
12.6137	51 ± 15
13.7597	74 ± 6
13.9441	65.8 ± 1.7
15.876	57.6 ± 1.4
20.120	55 ± 2
26.34	36 ± 2
30.4307	71 ± 18
31.054	77 ± 5
34.2687	75 ± 3
34.496	80 ± 4
59.54	38.4 ± 0.9

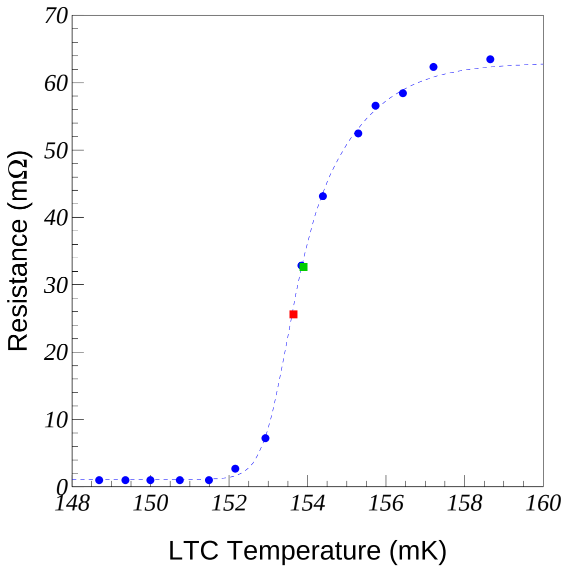

図 5.61: SII-155+Sn の 60 keV を吸収した時の動作点の変化。吸収前の平衡状態での位置で赤の位置にいて 60 keV を吸収すると緑まで抵抗、温度が変化する。

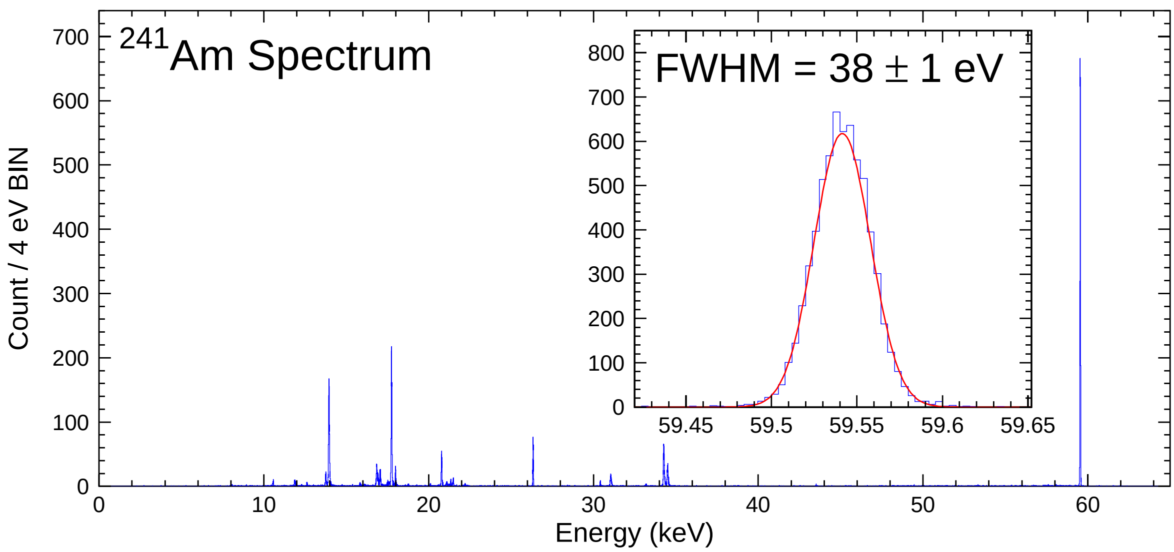

図 5.62: エネルギー校正後のスペクトルと 60 keV 付近を拡大したもの

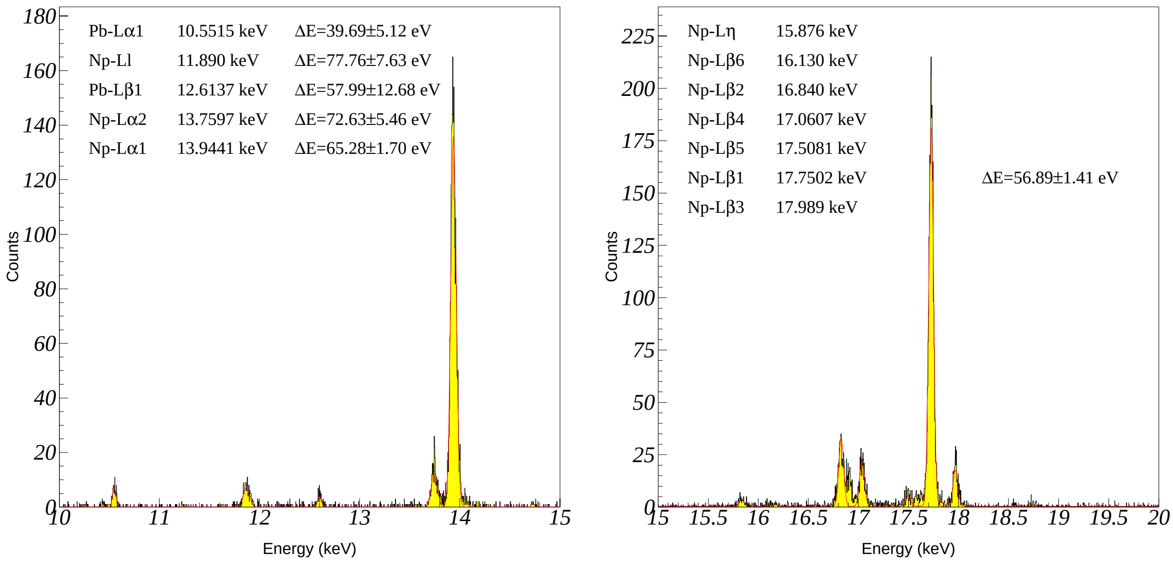

図 5.63: エネルギー校正後のスペクトル。左は 10〜15 keV を拡大したもの。Np-Lα のラインとコリメータとして使用した Pb-L のラインが見えている。右は 15〜20 keV を拡大したもの。Np-Lβ のラインが見えている。

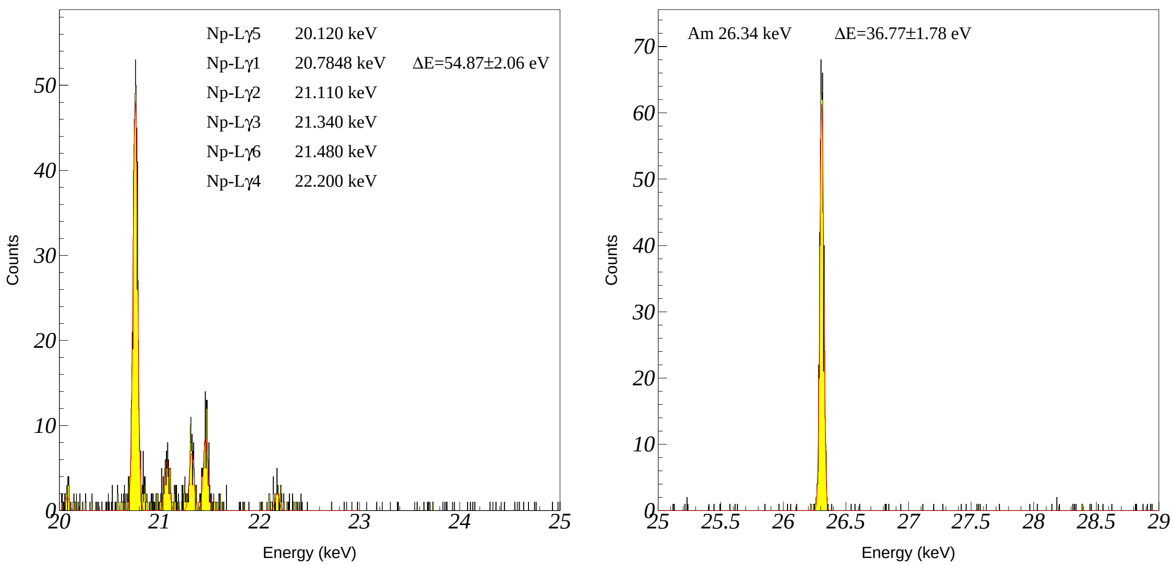

図 5.64: エネルギー校正後のスペクトル。左は 20〜25 keV を拡大したもの。Np-Lγ のライン右は 30〜35 keV を拡大したもの。Am 26.34 keV のラインが見えている。

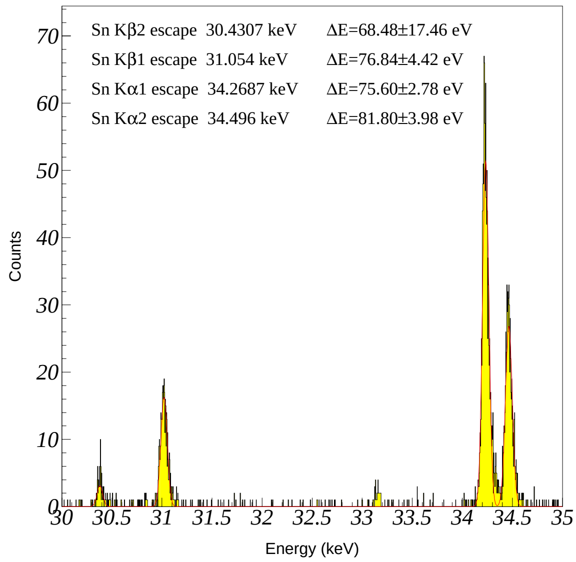

図 5.65: エネルギー校正後のスペクトル。30〜35 keV を拡大したもの。スズ箔吸収体の K 殻のエスケープラインが見えている。

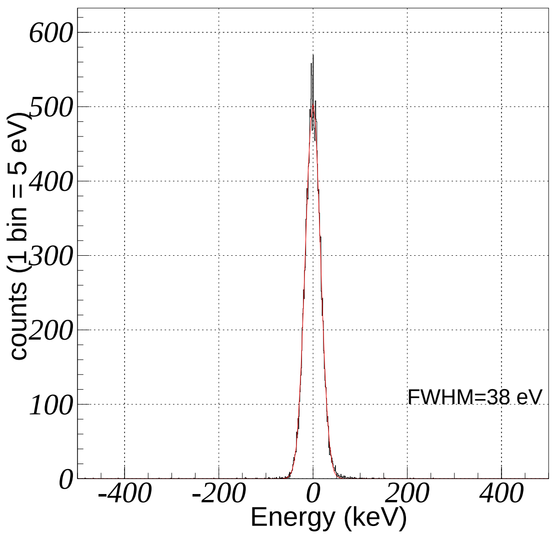

図 5.66: SII-155+Sn のベースラインのスペクトル

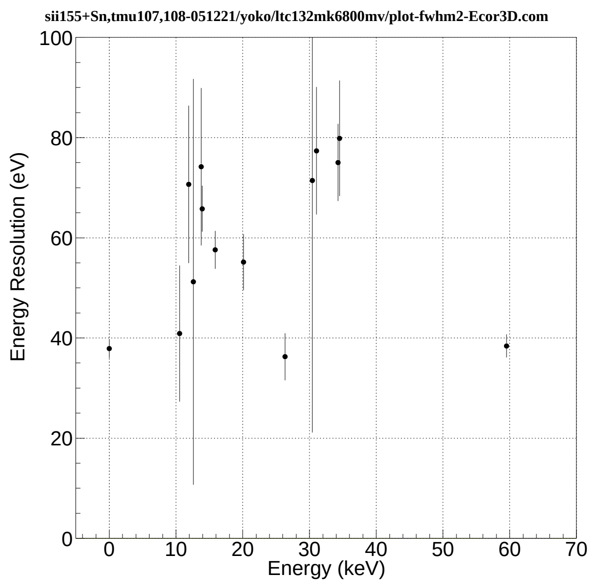

図 5.67: SII-155+Sn の入射エネルギー E とエネルギー分解能 ΔE の関係。エネルギー $E=0$ はノイズ揺らぎのベースライン分解能を表している。

5.16　ノイズスペクトル

??節と同様に、ノイズスペクトルの成分について計算し、表したものが図 5.68 である。赤が動作点で観測したノイズスペクトル、オレンジが常伝導状態でのノイズスペクトル、青が固有ノイズの計算値を表している。黒が見積もったノイズスペクトルである。実際には、TES とスズ箔吸収体間でもフォノンノイズが発生するので見積もりはもう少し大きくなるが、やはり excess ノイズが支配的である。

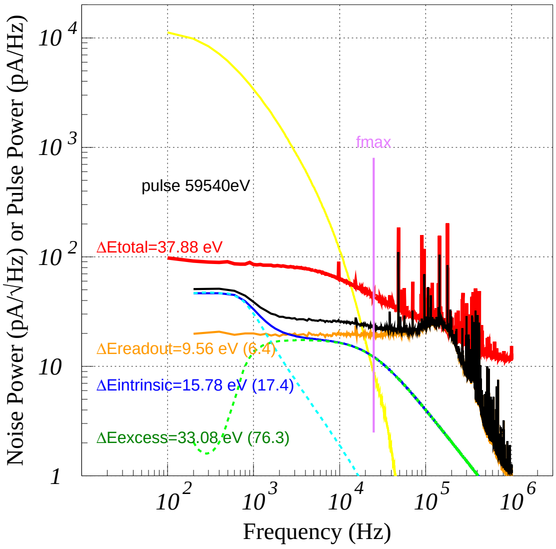

図 5.68: SII-155+Sn のノイズスペクトル。

5.17　パルスのばらつきについて

SII-155+Sn の測定結果では、ベースライン分解能と Am 60 keV のラインから得られエネルギー分解能は、誤差の範囲内で一致していた。これは、素子の性能はノイズによって制限されていることを意味している。

以下では、 5.10 節と同様なパルスフィットを行い。パルスのばらつきについて考察する。

5.17.1　生パルスデータのフィット

(??) 式で取得したパルスデータのフィットを行った。時定数 $t1$ のばらつきについて考える。図 5.69 は、normalization a と立ち下がりの時定数 $t1$ の関係をプロットしたものである。図 5.70 は、normalization a と立ち下がりの時定数のフィット時の誤差 $dt1$ の関係をプロットしたものである。SII-115+Sn での結果と同じく、一見するとやはり時定数がばらついているように見える。5.13 は時定数のばらつき σ を誤差の平均 $dt1$ のをまとめたものである。時定数のばらつき σ の方が明らかに大きい。次に、図 ??は、normalization a と $\chi^2_{\rm red}$ の関係をプロットしたものである。これも SII-115+Sn のフィット結果と同じく、エネルギーが大きくなるとパルスをうまくフィットできていないことがわかる。

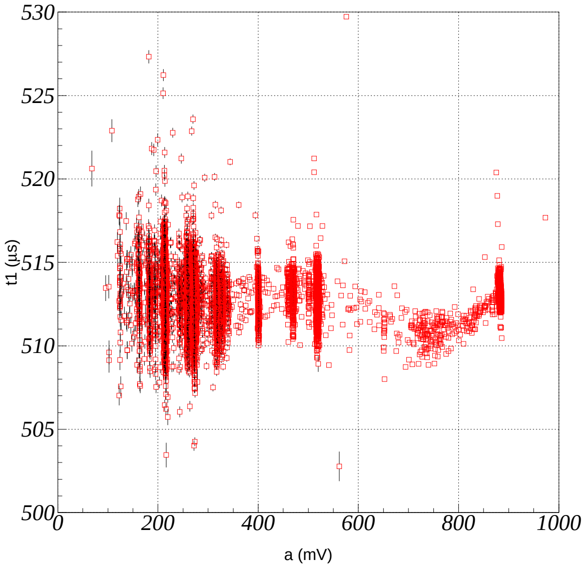

図 5.69: SII-155+Sn の生パルスのフィットした時の normalization a と立ち下がりの時定数 $t1$ の関係。

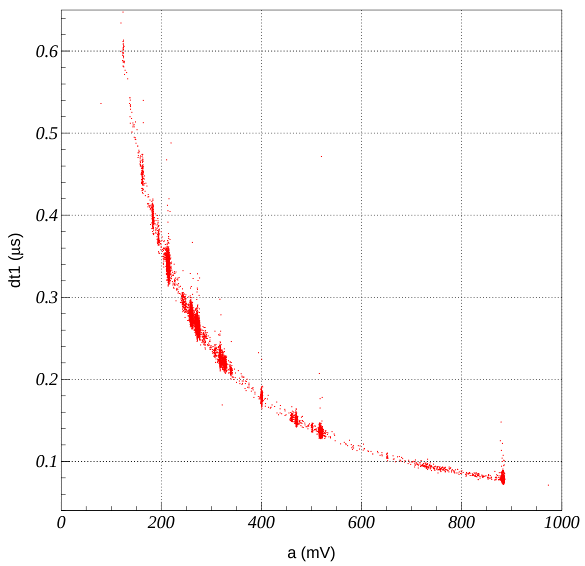

図 5.70: SII-155+Sn の生パルスのフィットした時の normalization a と時定数の誤差 $dt1$ の関係

表 5.13: 時定数のばらつき σ と誤差の平均 $dt1$ の比較

E (keV)	σ (μs)	$dt1$ (μs)
13	2.23 ± 0.02	$0.765 \times 10^{-2} \pm 0.012 \times 10^{-2}$
17	1.93 ± 0.02	$0.792 \times 10^{-2} \pm 0.001 \times 10^{-2}$
20	1.54 ± 0.02	$0.672 \times 10^{-2} \pm 0.016 \times 10^{-2}$
26	1.42 ± 0.08	$0.385 \times 10^{-2} \pm 0.013 \times 10^{-2}$
31	1.59 ± 0.01	$0.363 \times 10^{-2} \pm 0.015 \times 10^{-2}$
35	1.64 ± 0.03	$0.284 \times 10^{-2} \pm 0.005 \times 10^{-2}$
60	0.61 ± 0.01	$0.078 \times 10^{-2} \pm 0.001 \times 10^{-2}$

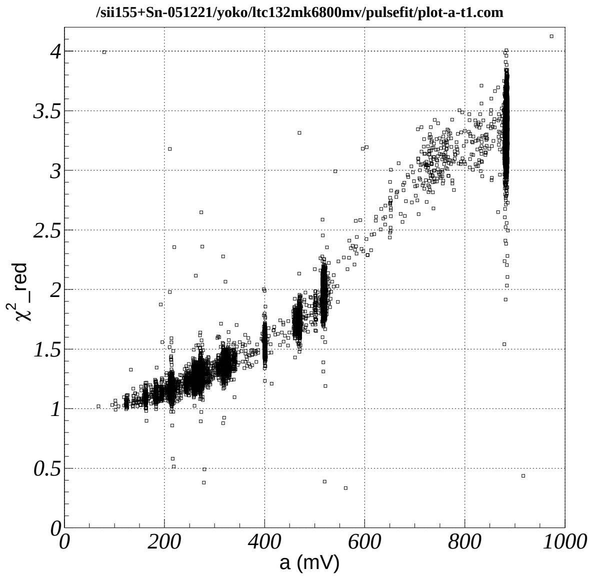

図 5.71: SII-155+Sn の生パルスのフィットした時の normalization a と χ^2_{red} の関係。

5.17.2 平均パルスデータ+ノイズのフィット

次に、5.15.1 節で作成した平均パルスに取得したノイズデータを重ねて (??) 式でフィットを行った。図 5.72 に normalization a と立ち下がりの時定数 $t1$ の関係をプロットものを、図 5.73 に normalization a と立ち下がりの時定数の誤差 $dt1$ の関係をプロットしたものを示す。また、時定数のばらつき σ と誤差の平均 $dt1$ の比較をしたものを表 5.14 にまとめる。

表 5.14: 時定数のばらつき σ と誤差の平均 $dt1$ の比較

E (keV)	σ (μs)	$dt1$ (μs)
13	2.52 ± 0.02	0.34753 ± 0.00001
17	1.97 ± 0.01	0.27205 ± 0.00007
20	1.68 ± 0.01	0.23194 ± 0.00009
26	1.34 ± 0.01	0.18304 ± 0.00005
31	1.12 ± 0.03	0.15477 ± 0.00004
35	1.05 ± 0.00	0.13954 ± 0.00004
60	0.64 ± 0.00	0.08084 ± 0.00003

5.17.3 モデルパルスデータ+ノイズのフィット

最後にモデルパルスのフィット結果について示す。normalization a と立ち下がりの時定数 $t1$ の関係をプロットしたものが図 5.75 である。また、normalization a と時定数の誤差 $dt1$ の関係をプロットしたものが図 5.76 である。時定数のばらつき σ と時定数の誤差の平均 $dt1$ を比較したものが表 5.15 である。やはり、フィット時の誤差に比べて、時定数のばらつき σ の方が大きい。

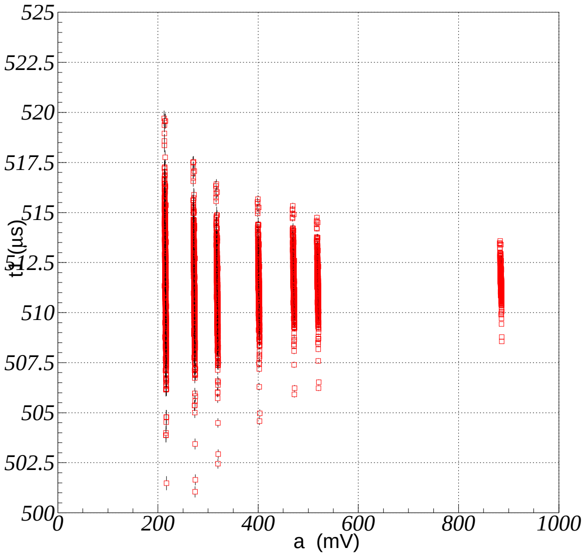

図 5.72: SII-155+Sn の平均パルスのフィットした時の normalization a と立ち下がりの時定数 $t1$ の関係。

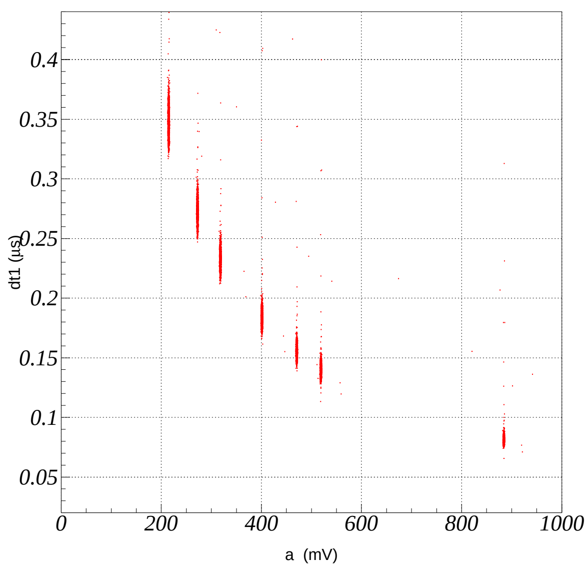

図 5.73: SII-155+Sn の平均パルスのフィットした時の normalization a と時定数の誤差 $dt1$ の関係

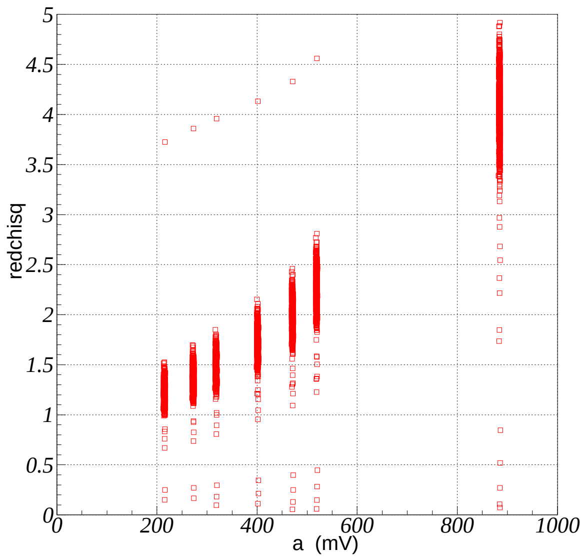

図 5.74: SII-155+Sn の平均パルスのフィットした時の normalization a と χ^2_{red} の関係。

図 ??は、normalization a と χ^2_{red} の関係をプロットしたものである。当然のことながら、高エネルギー側でもフィットは合っている。

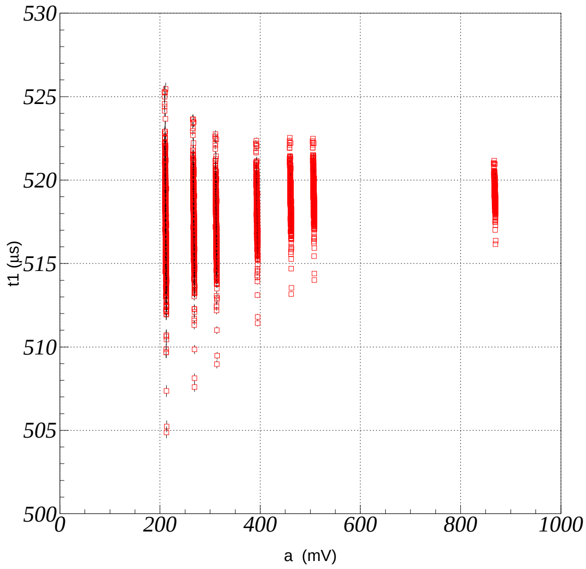

図 5.75: SII-155+Sn のモデルパルスのフィットした時の normalization a と立ち下がりの時定数 $t1$ の関係。

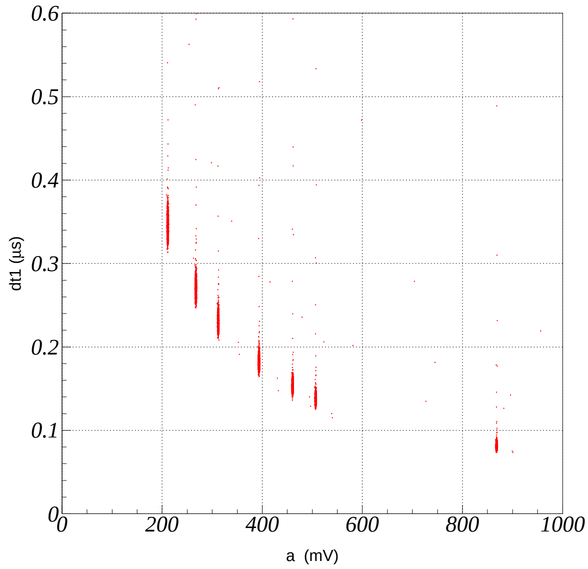

図 5.76: SII-155+Sn のモデルパルスのフィットした時の normalization a と時定数の誤差 $dt1$ の関係

表 5.15: 時定数のばらつき σ と誤差の平均 $dt1$ の比較

E (keV)	σ (μs)	$dt1$ (μs)
13	2.50 ± 0.02	0.56533 ± 0.00009
17	1.96 ± 0.07	0.44202 ± 0.00006
20	1.68 ± 0.08	0.37671 ± 0.00005
26	1.32 ± 0.04	0.29714 ± 0.00004
31	1.12 ± 0.00	0.25128 ± 0.00003
35	1.02 ± 0.00	0.22619 ± 0.00003
60	0.59 ± 0.00	0.13262 ± 0.00003

5.17.4 考察

図 5.78 は、5.17.1、5.17.2、5.17.3 節で得られたパルスのばらつき σ をプロットしたものである。3 つのフィットにおいて時定数のばらつきは同程度である。つまり、このばらつきの大きさは、ノイズのみによるもので、SII-155+Sn で測定したパルスは、ばらついていないということが言える。

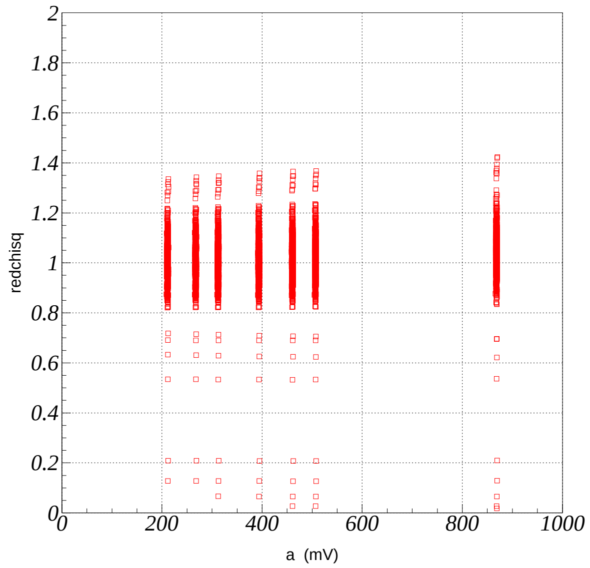

図 5.77: SII-155+Sn のモデルパルスのフィットした時の normalization a と χ^2_{red} の関係。

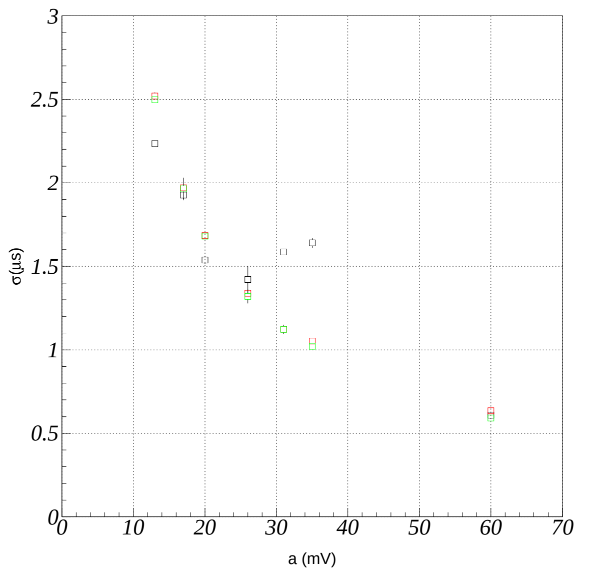

図 5.78: 時定数のばらつき σ の比較。黒、緑、赤がそれぞれ生パルス、平均パルス+ノイズ、モデルパルス+ノイズをフィットした時の σ

第6章　まとめと今後の課題

6.1　まとめ

6.1.1　SII 製素子と SRON 製素子の比較

SII 製、SRON 製素子では、ともに TES に Ti/Au の二層薄膜を採用しており、SII 素子では TES の上に吸収体が付いているのに対して SRON 素子では、熱容量を小さく抑え、エネルギー分解能を良くするために吸収体をつけていない。その結果、X 線吸収時の温度上昇で遷移端を越えてしまうという現象が起こる。これを防ぐためには素子に磁場をかけて温度計感度を小さくする必要がある。一方、SII 素子では吸収体がついているのでそのような問題は起こらない。ノイズの揺らぎに限ってならば、SRON において測定された結果と同様な性能が出ていることから SRON とわれわれとの間で、測定環境に大きな違いはないと言える。

6.1.2　SII-115+Sn

SII-115 にスズ吸収体を貼り付け、γ 線照射実験を行った結果、^{241}Am からの核 γ 線 (60 keV) に対して 138±5 eV、ベースライン分解能 81±2 eV を得た。この値の不一致の原因として、個々のパルスのばらつき、入射位置依存性などが考えられる。個々のパルスについて、理論式より導出される関数形でフィットした結果、低周波ノイズがパルスのばらつきとして影響してる可能性があることが分かった。X 線カロリメータでは、熱容量も小さく、典型的には時定数 $\tau_{\rm eff} \sim 100\ \mu$s に対して、SII-115 ではでは、熱容量が大きく時定数 $\tau_{\rm eff} \sim 2$ ms であった。このように SII-115 では、パルスの時定数が非常に遅く、低周波ノイズの影響を受けやすくなってしまってしるのが分解能劣化の原因である。この問題の改善策の一つは低周波ノイズをアナログフィルターで落とすことである。しかしこれではパルスデータも捨ててしまうことになる。2 つ目は、素子の時定数を早くすることである。そのためには、熱容量を小さくし、また吸収体–TES 間での熱伝導度を大きくすることが本質的である。しかし、熱容量を小さくしすぎるとエネルギーの線形性が劣化する恐れがでてきてしまう。

6.1.3　SII-155+Sn

SII-115 素子で問題となった素子の時定数について、SII-155 では、エネルギー分解能と線形性の観点から Spice シミュレーションを行い、吸収体の形状の最適化を行い、サイズを決定した。また、吸収体は表面形状を整えるためにアルミナ研磨剤で研磨した。この吸収体を同様に貼り付け、γ 線照射実験を行った結果、^{241}Am からの核 γ 線 (60 keV) に対して 38 eV、ベースライン分解能 37 eV を得た。この結果は世界最高レベルである。分解能とベースラインの揺らぎの不一致がなくなった要因として時定数の短縮が考えられる。熱容量を小さく抑えたことで 500 μs と約 1/4 と短くなった。

6.2 今後の課題

今回、製作した γ 線カロリメータ SII-155 を用いて、3 月に高エネルギー研究機構 (KEK) において X 線結晶回折実験を予定している。その場合、今回使用した希釈冷凍機ではなく、断熱消磁冷凍機を使うこととなるので、同様の結果を再現できるか調べる必要がある。

関連図書

[1] K.D.Irwin and G.C.Hilton and J.M.Martinis and S.Deiker and N.Bergren and S.W.Nam and D.A.Rudman and D.A.Wollman, NIMA, vol. 444, p184 (2000)

[2] W.M.B.Tiest and H.F.C.Hoevers and W.A.Mels and M.L.Ridder and M.P.Bruijn and P.A.de Korte and M.E.Huber, AIP Conference Proceedings, Proc. Low Temperature Detectors, vol. 605, p199 (2002)

[3] R.Fujimoto and K.Mitsuda and N.Iyomoto and M.D.Audley and T.Miyazaki and T.Oshima and M.Yamazaki and K.Futamoto and Y.Takei and Y.Ishisaki and T.Kagei and T.Hiroike and U.Morita and T.Ohashi and N.Y.Yamasaki and A.Kushino and H.Kudo and H.Sato and T.Nakaura and E.Goto and S.Shoji and T.Homma and T.Osaka and Y.Kuroda and M.Onishi and M.Goto and K.Tanaka and T.Morooka and S.Nakayama and K.Chinone, AIP Conference Proceedings, Proc. Low Temperature Detectors, vol. 605, p231 (2002)

[4] R.Fujimoto and K.Mitsuda and N.Iyomoto and T.Miyazaki and T.Oshima and K.Futamoto and Y.Takei and Y.Ishisaki and T.Hiroike and U.Morita and T.Ohashi and N.Y.Yamasaki and A.Kushino and H.Kudo and H.Sato and T.Nakaura and T.Arakawa and S.Shoji and H.Sato and H.Kobayashi and T.Homma and T.Osaka and Y.Kuroda and M.Onishi and K.Otake and K.Tanaka and T.Morooka and S.Nakayama and K.Chinone, RIKEN Review, vol. 47, p30 (2002)

[5] K.D.Irwin, Ph. D thesis, Stanford Univ. (1995)

[6] K.D.Irwin and S.W.Nam and B.Cabrera and B.Chugg and G.S.Park and R.P.Welty and J.M.Martinis, IEEE. Trans. Appl. Supercond., vol. 5, p2690 (1995)

[7] K.D.Irwin, Appl.Phys.Lett., vol. 66, p1998 (1995)

[8] R.Fujimoto, digfilt パッケージにおけるスペクトルの定義, report, 2002/12/25

[9] Y.Ishisaki, digfilt のパスル/ノイズスペクトル出力の値について, report, 2002/12/25

[10] J.C.Mather, Appl.Opt., vol. 21, p1125 (1982)

[11] T.Miyazaki, Pulse analysis of SII-14b, Report, 2002/12/13

[12] S.H.Moseley and J.C.Mather and D.McCammon, J. Appl. Phys., vol. 56, P1257 (1984)

[13] K.Maegami, Ti 薄膜を用いた X 線マイクロカロリメータの開発研究, master thesis, Univ. of Tokyo (1999)

[14] T.Kagei, Ti-Au 薄膜を用いたマイクロカロリメータによる X 線検出, master thesis, Tokyo Metropolitan Univ., (2001)

[15] T.Hiroike, Ti/Au 二層薄膜を用いた TES-ETF X 線マイクロカロリメータの研究開発, master thesis, Tokyo Metropolitan Univ., (2002)

[16] G.Hölzer and M.Fritsch and M.Deutsch and J.Härtwig and E.Förster, Phys. Rev. A., vol. 56, 6, p4554 (1997)

[17] S. R. Bandler, C. Enss, R. E. Lanou, H. J. Maris, T. More, F. S. Porter, G. M. Seidel, Journal of Low temperature Physics, vol. 93, p. 709 (1993)

[18] M. Bühler & E. Umlauf, Europhys. Lett. vol 5, p297 (1988)

[19] C. Enss, A. Fleischmann, T. Görlach, Y. H. Kim, G. M. Seidel, H. F. Braun, proceedings of LTD9 (AIP conference proceedings series 605) p.71 (2002)

[20] C. Enss, A. Fleischmann, K. Host, J. Schönefeld, J. Sollner, Journal of Low Temperature Physics, vol.121, p.137 (2000)

[21] A. Fleischmann, C. Enss, J. Schönefeld, J. Sollner, K. Horst, J. S. Adams, Y. H. Kim, G. M. Seidel, S. R. Bandler, NIM A, vol.444, p.100 (2000)

[22] A. Fleischmann, J. Schönefeld, J. Sollner, C. Enss, J. S. Adams, S. R. Bandler, Y. H. Kim, G. M. Seidel, Journal of Low temperature Physics, vol. 118, p. 7 (2000)

[23] A. Fleischmann, T. Daniyarov, H. Rotzinger, C. Enss, G. Seidel, will appear in LT23 proceedings (2003)

[24] V. Zakosarenko, R. Stolz, L. Fritzsch, H.G. Meyer, A. Fleischmann, and C. Enns, Supercond. Sci. Technol. 1404, (2003)

[25] D. T. Gillespie, J. Appl. Phys. 83, 3118 (1998)

[26] B. L. Zink, K. D. Irwin, D. P. Pappas, J. N. Ullom, M. E. Huber, LTD10 proceedings (2003)

[27] K. D. Irwin, LTD10 proceedings (2003)

[28] J. T. Harding and J. E. Zimmerman, Phys. Lett. A 27, 670 (1968)

[29] Irwin, K.D., Appl. Phys. Lett. 66, 1998-2000 (1995)

[30] Bergmann Tiest, W.M., Hoevers, H.F.C., Bruijn, M.P., Mels, W.A., Ridder, M.L., de Korte, P.A.J., and Huber, M.E., these proceedings. (LTD-9, 2001)

[31] Irwin, K.D., Hilton, G.C., Martinis, J.M., Deiker, S., Bergren, N., Nam, S.W., Rudman, D.A., and Wollman, D.A. Nucl. Instr. Meth. A 444, 184-187 (2000)

[32] 大島 泰, TES X 線マイクロカロリメータと SQUID アンプ読み出し系, 東京大学, (2000)

[33] 影井 智宏, Ti-Au 薄膜を用いたマイクロカロリメータによる X 線検出, 東京都立大学, (2001)

[34] 広池 哲平, Ti/Au 二層薄膜を用いた TES-ETF X 線マイクロカロリメータの研究開発, 東京都立大学, (2002)

[35] 森田 ウメ代, TES 型 X 線マイクロカロリメータの応答特性の研究, 東京都立大学, (2003)

[36] 竹井 洋, 超伝導遷移端 (TES 型)X 線マイクロカロリメータの熱的、電気的応答とノイズ原因の物理的考察, 東京大学,(2003)

[37] T.Morooka and K.Tanaka and K.Chinone,IEEE. Trans. Appl. Supercond. (2002)

[38] Ashcroft&Mermin, Solid State Physics, Saunders College, (1976)

[39] 木村 逸郎・阪井 英次 訳 (Glenn F. Knoll), 「放射線計測ハンドブック」, 日刊工業新聞社, (1991)

[40] 波岡 武・山下 広順 共編, 「X 線結像光学」, 倍風館, (1999)

[41] 宇野津 清・津屋 昇・森田 章・山下 次郎 共訳 (Charles Kittel), 「固体物理学入門 上、下」, 丸善, (1988)

[42] 小林 俊一 訳 (M.Tinkham), 「超伝導現象」, 産業図書, (1981)

[43] 久保 亮五, 「大学演習 熱学統計力学」, 裳華房, (1961)

[44] 後藤 憲一・山崎 修一郎 共編, 「詳解 電磁気学演習」, 共立出版, (1970)

[45] 田沼 静一, 「低温」, 共立出版, (1988)

[46] 岡村 廸夫, 「解析ノイズメカニズム」, CQ 出版社, (1987)

[47] 小林 俊一, 「物性測定の進歩 II –SQUID, SOR, 電子分光–」, 丸善, (1996)

[48] 国立天文台 編, 「理科年表」, 丸善, (2001)

[49] 黒田達美, 「物性論」, 裳華房, (2002)