修士論文

超伝導トンネル接合素子の

X線分光撮像特性の研究

東京都立大学大学院理学研究科物理学専攻 宇宙物理実験研究室 六反田 悦子

March 28, 1998

Contents

1	X 線	天文学	1
	1.1	X 線天文学の歴史	1
	1.2	X 線分光観測の重要性	2
	1.3	X 線検出器	3
		1.3.1 撮像型ガス蛍光比例計数管 (GIS)	3
		1.3.2 X線 CCD カメラ (SIS)	4
	1.4	これからの X 線検出器	5
		1.4.1 カロリメータ	5
		1.4.2 超伝導トンネル接合 X 線検出器 (STJ)	5
2	STJ	の基本原理	7
	2.1		7
	2.2	開発の歴史と現状	8
	2.3	X 線検出原理	9
		2.3.1 準粒子生成過程	9
		2.3.2 Tunneling Process	9
		2.3.3 Rothwarf-Taylor equation	1
	2.4	STJの特徴	13
		2.4.1 STJ の電流 - 電圧特性	13
		2.4.2 半導体モデル 1	4
		2.4.3 ジョセフソン電流 1	15
	2.5	直列接合素子	15
		2.5.1 直列接合素子の利点	15
		2.5.2 実効静電容量 1	17
		2.5.3 直列接合入射位置検出器 1	.8
3	実験	装置 2	20
	3.1	冷却系	20
		3.1.1 ³ He クライオスタット	20
		3.1.2 温度モニター	20
	3.2	測定系	21

		3.2.1	前置増幅器 (プリアンプ) 22	1
		3.2.2	I-V 特性測定回路	1
	3.3	その他		2
		3.3.1	磁場印加用コイル	2
		3.3.2	X線源	2
	3.4	前置増	幅器の考察	3
		3.4.1	測定系の等価雑音電荷 (ENC)	3
		3.4.2	FET の選別 24	4
		3.4.3	FET の動作温度依存性 24	4
4	STJ	の X 緩	教分光特性	L
	4.1	測定に	用いた素子の構造と I-V 特性	1
	4.2	スペク	トル測定	2
		4.2.1	測定システム	2
		4.2.2	エネルギースペクトル	3
5	STJ	の撮像	特性 35	5
	5.1	<i>α</i> 線を	用いた位置検出測定..................................33	5
		5.1.1	測定に使用した素子の構造と I-V 特性	5
		5.1.2	測定システム	5
		5.1.3	位置分解能	6
		5.1.4	パルスハイト、ライズタイムの考察	3
		5.1.5	エネルギー分解能	9
	5.2	α 線を	用いたエネルギー測定41	1
		5.2.1	測定に使用した素子の構造と I-V 測定	1
		5.2.2	エネルギー分解能 44	4
		5.2.3	ライズタイムの考察 40	6
	5.3	X 線を	用いた測定および課題	7
		5.3.1	直列接合素子 A の測定 42	7
		5.3.2	直列接合素子 B の測定 42	7
	5.4	サファ	イア基板中のフォノンの伝搬についての考察44	3
		5.4.1	フォノンの発生機構 44	3
		5.4.2	phonon focusing	9
		5.4.3	フォノンの伝搬速度)
		5.4.4	実験結果からの考察)

6	ま	と	め

 $\mathbf{52}$

List of Figures

1.1	電磁波が大気を通過できる限界高度
1.2	あすか衛星の概観図
1.3	「あすか」 SIS による NGC4636 のエネルギースペクトル
2.1	STJ 素子の構造
2.2	準粒子生成過程
2.3	Tunneling Process
2.4	Rothwarf-Taylor equation で記述される準粒子、フォノンのプロセス 12
2.5	STJ の電流 - 電圧特性の摸式図
2.6	半導体モデル
2.7	STJ の電流 - 電圧特性の半導体モデルによる説明
2.8	ジョセフソン 電流の磁場依存性 16
2.9	サファイアと Nb の X 線透過率 17
2.10	直列接合素子の等価回路18
2.11	直列接合素子の接合数と実効静電容量の関係
2.12	直列接合入射位置検出器 19
3.1	³ He クライオスタットの摸式図 25
3.2	冷却時の各ステージの温度変化 26
3.3	プリアンプ回路図 (CANBERRA 2002C)
3.4	プリアンプ回路図 (ORTEC 142C)
3.5	I-V 特性測定用アンプの回路図 28
3.6	FET 温度特性の測定システム
3.7	FET の温度特性
4.1	測定に用いた素子の I-V 特性 31
4.2	測定システム
4.3	単接合素子に ⁵⁵ Feを当てて得られたスペクトル
4.4	エネルギースペクトルの ガウシアンフィッティング結果
5.1	位置検出測定に使用した直列接合素子の構造36
5.2	直列接合素子 A の I-V 特性 37
5.3	位置検出測定の測定システム

5.4	PH と RT の定義	38
5.5	時間差スペクトル	39
5.6	線源、コリメータ、素子の配置	40
5.7	パルスハイト、ライズタイムの入射位置依存	41
5.8	放射線の入射により発生したフォノンの伝搬の摸式図:入射位置が素子に近いほ	
	どフォノンのロスが少ないことがわかる。	42
5.9	エネルギー測定に用いた直列接合素子の構造	43
5.10	直列接合素子 B の I-V 特性	44
5.11	パルスハイト分布	45
5.12	ライズタイム分布	46
5.13	直列接合素子の望まれる構造	48
5.14	直列接合素子 B に ⁵⁵ Fe を当てて得られたパルスハイト分布	49

List of Tables

1.1	GIS と SIS の性能	5
1.2	さまざまな X 線検出器のエネルギー分解能の限界	6
2.1	代表的な超伝導体・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	7
3.1	プリアンプのスペック	21
3.2	プリアンプ CANBERRA 2002C のノイズ特性	22
3.3	プリアンプ ORTEC 142C のノイズ特性	22
3.4	実験で使用した放射線源...............................	23
3.5	FET の性質	24
4.1	測定条件	32
5.1	時間差スペクトルのガウシアンフィッティング結果..............	37
5.2	直列接合素子 A のパルスハイト分布のガウシアンフィッティング結果	42
5.3	列接合素子 B のパルスハイト分布のガウシアンフィッティング結果	46
5.4	直列接合素子 B のパルスハイト分布のガウシアンフィッティング結果	47

Chapter 1

X 線天文学

宇宙から地球にやってくる電磁波は、宇宙空間で起こっているさまざまな現象に関する情報を与 えてくれる。しかし宇宙からのX線は地球大気に吸収されてしまうため、大気の外へ飛び出す 手段を手に入れてはじめて観測が可能となる。すなわち飛翔体 - 人工衛星の登場により幕を開け た。

1.1 X 線天文学の歴史

X線で宇宙を観測すると、可視光では見ることのできない宇宙の姿を見ることができる。数百万度から数億度の高温ガス、強い磁場、相対論的な速度で運動する粒子、強い重力の存在する天体などがその観測対象となる。たとえば、中性子星やブラックホールといった星の進化の最後に作られる高密度星は、可視光では暗いがX線で見ると降着物質が非常に明るく輝いている。星の最期の超新星爆発は星間空間にX線で輝く高温プラズマの泡を作り出す。誕生直後の原始星も温度が高いためX線を放出している。また、銀河から流れ出した高温プラズマの様子や、銀河団におけるダークマターの分布を、X線を放出する高温プラズマの観測から解明することができる。

X線天文学は、1962年、Giacconiらがロケット実験によりさそり座の方向に異常に明るい X線天体 (Sco X-1)を発見したことから始まる [1]。これをきっかけに、気球、ロケットなどの 観測で新しい X線源が続々と発見され、1970年にはアメリカが最初の X線天文衛星 Uhuru を 打ち上げることとなる。その後、Einstein(アメリカ、1978年打ち上げ)、ROSAT(ドイツ、1990 年打ち上げ)などを代表とする数々の X線天文衛星の活躍により、宇宙におけるさまざまな高エ ネルギー現象についての解明がなされてきた。

日本においては、1979年に最初のX線天文衛星「はくちょう」が打ち上げられた。その後、 「てんま」、「ぎんが」、そして1993年に打ち上げられ現在活躍中の「あすか」と4つの衛星 の打ち上げに成功し、さまざまな成果をあげてきた。とりわけ「あすか」は本格的なX線反射 望遠鏡を搭載することにより高感度で、広いエネルギー範囲にわたってすぐれた分光撮像観測を 行い、X線天文学における新たな可能性を切り開いたと言える。現在は「あすか」による観測 と並行して、2000年に打ち上げが予定されているASTRO-E衛星の開発が進められている。



Figure 1.1: 電磁波が大気を通過できる限界高度

1.2 X 線分光観測の重要性

X 線天文学のもたらした成果のひとつとして、銀河団の中の銀河と銀河の間の広大な空間が、実 は真空ではなく大量の高温ガスで満たされていることの発見があげられる。そしてこの高温ガス には、酸素、シリコン、鉄などの重元素が存在していることがわかった。宇宙初期は水素とヘリ ウムだけしか存在していなかったことを考えると、星が生まれ、星の内部で核融合が繰り返され ることによりはじめて重元素が作られる。そのため、銀河間空間にある重元素の起源は、進化を 終え年をとった星ばかりで構成される楕円銀河が放出する高温ガスであると考えられる。この楕 円銀河の放出する高温ガスは、銀河を構成する星が進化の過程で静かに放出する質量放出と星の 最期を飾る超新星爆発によるものである。

実際、Einstein 衛星の観測から楕円銀河には ~10⁷K の高温ガスのハローが存在していること が発見された。そして、優れたエネルギー分解能を持つ「あすか」の登場によってはじめて、高 温ガスの重元素量を求めることが可能となった。「あすか」の観測した楕円銀河からは、軒並 ~0.5~1solar(太 陽組成) という重元素比が求められたが [2][3]、銀河団の重元素量を説明するのに必要とされる理 論値は 2~3solar であり、この食い違いが問題となっている。

Fig.1.3は、「あすか」SIS により ~200ksec という長時間観測によって得られた楕円銀河 NGC4636 のエネルギースペクトルである。1.3keV 周辺には Mg、1.7keV 周辺には Si、 2.3keV 周辺には S の K-line が見えている。0.8-1.6keV は、Fe の L-line がプレンド状態になっている領域であ り、この領域には O の K-line、Ne の K-line も混在している。このように観測的に得られたス ペクトルに、高温ガスの状態を記述するプラズマモデルをフィッティングして重元素量を求める のであるが、Fe の L-line の物理的理論が不完全であるため、使用するモデルによって結果に大 きな違いが生じるという問題を招いている。これは、楕円銀河の重元素量の理論と観測の食い違



Figure 1.2: あすか衛星の概観図: 文献 [7] より。

いに影響を与えている要因のひとつとして考えられている。

文献 [4] では、鉄の L-line の理論不完全性の影響をできるだけ避けるような解析手法により、 ~1solar という重元素比が求められ、理論とのギャップを埋めることのできる可能性を示唆して いる。観測装置のエネルギー分解能が向上すれば、ラインの強度比から温度や電子密度のような 物理量が直接求まるようになり、理論モデルを設定する必要性がなくなる。逆に観測の側から理 論モデルに制限を加えることが可能となるであろう。このように、優れた分光観測の実現は、楕 円銀河の重元素量の謎の解決への糸口を与えてくれるかもしれない。

1.3 X 線検出器

X 線天文学の進歩は、観測装置である X 線検出器の進歩なくしてはありえない。今まで宇宙 X 線観測に使われてきた X 線検出器としては、比例計数管、マイクロチャネルプレート、半導体 検出器などがあげられる。ここではそれら X 線検出器の代表として、「あすか」衛星に搭載さ れている 2 種類の検出器、撮像型ガス蛍光比例計数管 (Gas Imaging Spectrometer : GIS) と X 線 CCD カメラ (Solid-state Imaging Spectrometer : SIS)の X 線検出原理を簡単にまとめる。

1.3.1 撮像型ガス蛍光比例計数管 (GIS)

GIS は、 1.2 気圧の Xe(+He4%) ガスが封入されたガスセルと位置検出型光電子増倍管から構成 されている。入射した X 線はガスセル内の Xe ガスに光電吸収されて電子に変換され、その電子 は 8kV の高電圧により加速されて Xe ガスを励起し、そこから紫外光が放出される。その紫外光 を位置検出型の光電子増倍管で検出し、発光量から入射 X 線のエネルギーを、また紫外光の分



Figure 1.3: 「あすか」 SIS による NGC4636 のエネルギースペクトル: 文献 [5] より。

布から X 線入射位置を測定するという原理である。

GIS は SIS と比べると、エネルギー分解能や位置分解能、低エネルギー側の感度の点では及 ばないが、高エネルギー側での感度や視野の広さの点では優れた性能を持っている。

1.3.2 X線 CCD カメラ (SIS)

CCD は、半導体検出器を小さくして多数配列したような構造をしているものである。半導体検 出器は、一方の電極が P 型、もう一方が N 型半導体となっており、逆バイアスをかけることに よって正孔または電子がそれぞれの電極から押しのけられて、両電極の間に電子も正孔も存在 しない領域 (空乏層) ができる。空乏層に X 線が入射すると光電効果により電子と正孔が生成さ れ、 X 線のエネルギーに見合った数の電子正孔対が生成され、これを電気信号として取り出す。

CCD のピクセル数は数十万から数百万にも及び、これにより位置検出能力をもつことができる。個々のピクセルに増幅器をつけることは無理なので、それぞれのピクセルで生成された電荷はクロック信号によりバケツリレーのように転送されて電気信号として取り出される。

	GIS	SIS
エネルギー帯域	$0.7{\sim}15{\rm keV}$	$0.5 \sim 10 \mathrm{keV}$
エネルギー分解能	$8\%(@6{ m keV})$	$2\% (@6 { m keV})$
位置分解能	$0.5 \mathrm{mm}(@6 \mathrm{keV}, \mathrm{FWHM})$	$27 \mu { m m}$
時間分解能	最高 $60\mu sec$	4sec(1chip のみ使用)
		最高 $16 \mathrm{msec}($ 位置情報なし $)$
視野	約 50 分角	22 分角 (4chip 合計)

Table 1.1: GIS と SIS の性能: 文献 [7] より。

1.4 これからの X 線検出器

第1.2節で述べたように、今後のX線天文学の発展には、すぐれた分光能力を持つX線検出器の登場が望まれる。ここでは、高エネルギー分解能を持つ2つの検出器、ASTRO-E衛星に搭載されるカロリメータ、そして本論文で取り上げる超伝導トンネル接合X線検出器(Superconducting Tunnel Junction: STJ)について簡単にまとめる。

1.4.1 カロリメータ

カロリメータはボロメータとも呼ばれ、これまで赤外線天文の分野では広く使われてきた。放射線の吸収体と温度センサーで構成され、入射した輻射のエネルギーによる吸収体の温度変化を温度センサーで検知するというものである。温度センサーとしては、 Ge や Si などの半導体に不純物をドープしたサーミスタが用いられる。

高性能の測定を実現させるためには吸収体の比熱が小さいことが望まれる。絶縁体や半導体の低温での比熱は、 Debye の $T^3 \parallel C \propto T^3$ に従うため、カロリメータは極低温で使用することが条件となる。

ASTRO-E 衛星に搭載されるカロリーメータ XRS(X-ray Spectrometer) は、 X 線吸収体と して HgTe が用いられる。そして 100mK 以下の温度環境で作動され、 10eV@5.9keV という極 めて高いエネルギー分解能を目指して開発が進められている。しかしカロリメータは、大面積化 が困難であり撮像能力を持たないこと、また、 X 線フォトンが入射して吸収体の温度が上昇し たのちもとの温度に戻るまでに長い時間 (約 10msec) を要するために、計数率を数 Hz 程度に抑 えなければならないといった欠点ももつ。

1.4.2 超伝導トンネル接合X線検出器 (STJ)

超伝導トンネル接合素子は、2枚の超伝導体の間に薄い絶縁体をはさんだ構造をしているいわ ゆるジョセフソン接合素子である。X線検出原理は次章でくわしく説明するが、優れたエネル ギー分解能と撮像能力を持つであろうと期待されるX線検出器である。

一般に、 X 線検出器の持つエネルギー分解能の限界 δE_{σ} は電荷キャリアの数の統計的ゆらぎ

のみに起因して、

$$\frac{\delta E_{\sigma}}{E} = \frac{\sqrt{FN}}{N} = \sqrt{\frac{F}{E}} = \sqrt{\frac{F\varepsilon}{E}}$$
(1.1)

$$\delta E_{\rm FWHM} = 2.35\sqrt{F\varepsilon E} \tag{1.2}$$

で与えられる。ここで F は Fano 因子、 N はエネルギー E の X 線フォトンが入射したときに生成される電荷キャリアの数、 ε は 1 つの電荷キャリアを生成するのに必要なエネルギーである。式 (1.1) から、生成される電荷キャリアの数が多ければ多いほどエネルギー分解能が良くなることがわかる。

Tab.1.2に、ガスカウンター、半導体検出器、STJのエネルギー分解能の限界をまとめる。こ

検出器	プロセス	ε	Fano 因子	$\delta E_{\rm FWHM}$ @5.9keV
ガス (Xe)	電離	$21.5 \mathrm{eV}$	0.17	$345 \mathrm{eV}$
半導体 (Si)	電子正孔対	$3.62\mathrm{eV}$	0.115	116 eV
超伝導体 (Nb)	準粒子	$2.5 \mathrm{meV}$	0.19	$4\mathrm{eV}$

Table 1.2: さまざまな X 線検出器のエネルギー分解能の限界

のように超伝導体のエネルギーギャップは ~ 数 meV のオーダーで[†]、従来のガスカウンターや 半導体検出器^{††}に比べ電荷キャリアを生成するのに必要とされるエネルギーが非常に小さい。そ のため、生成される電荷キャリアの数が極めて多くなるために、 STJ は理論的には 4eV という 非常に優れたエネルギー分解能を有する可能性を持っているということになる。現在ではエネル ギー分解能 29eV という素子も開発されている [11]。

また STJ は、

- 直列接合素子を用いることにより大面積化が可能で位置分解能を持たせることができる (2.5節 参照)
- パルスの立ち上がりが速いので計数率が高い
- 超伝導体として Nb を用いた場合の冷却温度は 0.3K 程度であるので、カロリメータほど 温度条件が厳しくない

というように、カロリメータより有利な点もある。そして、カロリメータのエネルギー分解能は 入射フォトンのエネルギーによらずほぼ一定であるのに対し、STJの場合は入射フォトンのエ ネルギーに比例して生じる電荷キャリアの数を数えるので、エネルギー分解能はほぼ \sqrt{E} に比 例する。そのため、1keV 以下の低エネルギーでは、カロリメータの分解能を上回る可能性もあ る。このように、STJ は将来の X 線天文学において有望な X 線検出器であると言えよう。

[†]準粒子のカスケード励起過程をモンテカルロ法で計算機シミュレーションすることにより、 ε =1.68 Δ 、F=0.2 という値が得られた [17]。ここで Δ はバンドギャップで Nb のバンドギャップは 1.5meV である。

^{††}半導体の場合には、バンドギャップを E_g とすると $\varepsilon = 2.8E_g + (0.5-1.0)$ という関係がある [15]。Siのバンドギャップは、77K で 1.12eV である。

Chapter 2

STJ の基本原理

STJ素子はいわゆるジョセフソン素子である。ジョセフソン素子は非常に興味深い性質を持っており、地磁気の測定や重力波検出器として使用される SQUID や、ジョセフソン計算機素子などその応用の範囲は広い。ここでは、X線検出器としての STJ素子の基本原理についてまとめる。

2.1 構造

STJ 素子は、サファイアなどの基板の上に構築され、厚さ数 100nm、 ~100µm 角の 2 枚の超伝 導体フィルムの間に厚さ数 nm の薄い絶縁体をはさんだ構造をしている。検出効率を高くするこ とを考えれば吸収層の厚みや面積が大きいことが望ましいが、層が厚いとトンネル確率が減り、 面積が大きすぎると素子の容量が大きくなってノイズの原因となる。

STJ 素子は、超伝導状態への転移温度以下に冷却する必要があるが、熱励起によるトンネル 電流を抑える目的からなるべく低温 $(T/T_c \le 0.1)$ で使用することが要求される。高エネルギー 分解能の実現という側面からは、エネルギーギャップの小さい超伝導体を使用することが望まし いが、そうすると要求される動作温度がより低温となり扱いが簡便でなくなるといった問題も 出てくる。その点 Nb は、比較的転移温度が高いため簡易な冷却装置の使用で済むこと、また熱 サイクルに強いといった長所を持つことから、 Nb 系の素子が研究対象の主流となっている。な お、本研究で使用した素子はすべて新日鐵先端技術研究所で製作されたものである。

超伝導体	原子番号 Z	転移温度 $T_{\rm c}[{ m K}]$	エネルギーギャップ $E_{ m g}[{ m meV}]$	臨界磁場 $H_{c}[Gauss]$
Al	13	1.196	0.34	105
Nb	41	9.23	3.1	1980
Sn	50	3.722	1.1	309
Ta	73	4.39	1.4	830

Table 2.1: 代表的な超伝導体



Figure 2.1: STJ 素子の構造

2.2 開発の歴史と現状

STJ によって放射線が検出できることが最初に報告されたのは、 1969 年である [31]。そのとき 用いられた接合は $Sn/SnO_x/Sn$ で、入射された放射線は α 線であった。これをきっかけにいく つかのグループで研究がスタートし、 1986 年にはX 線の検出に成功したことが報告された [28]。 その際用いられた接合はやはりSn系の素子である。Sn系の素子を用いて得た優れた結果とし ては、FWHM で 41eV@5.9keV のエネルギー分解能を得たという文献がある [27]。

その後、Sn系の素子に代わり、熱サイクルに強いNb系の素子へと研究対象が移行していった。そしてまた、エネルギーギャップの小さいAlをNbと絶縁層の間にはさむことによって検出効率をあげる(準粒子トラップ効果)という工夫も考案された。現在のところ、STJのエネルギー分解能のベストレコードは、1996年 Lawrence Livermore 研究所のグループによって報告された、29eV@5.9keV である[11]。このときの信号の読み出しには SQUID が用いられ、電気ノイズは 10eV という非常に低ノイズの環境による結果である。日本では、原子力研究所において低ノイズのプリアンプを実現させることにより 66eV@5.9keV という結果が報告されている[29]。

最近では、検出効率を上げることができるという理由から、Nbより原子番号の大きいTaを 用いた接合についての研究も進みつつある [22][24]。また、通常のSIS(Superconductor-Insulator-Superconductor)構造の超伝導体の一方を常伝導体に置き換えた NIS(Normal-Insulator-Superconductor) 構造の素子についての開発も進められている [9]。この構造の素子の場合にはジョセフソン電流 が流れないため、磁場を印化する必要がないといった利点がある。

2.3 X 線検出原理

2.3.1 準粒子生成過程

超伝導状態にある金属内では、2つの電子が相互作用によって対になり互いに近距離を保って 金属内を移動している。この電子の対は、クーパー対(Cooper pair)と呼ばれる。そして、この クーパー対がなんらかの作用により破壊されて単独状態になった電子のことを準粒子(quasiparticle)と呼ぶ。

X線がSTJの一方の超伝導体に入射すると、光電吸収により電子が生成される。その電子を きっかけにクーパー対の破壊が繰り返され大量の準粒子が生成され、トンネル効果によりもう一 方の超伝導体に通過した準粒子が信号電荷として取り出される。これがSTJのX線検出原理で あるが、この準粒子生成にはおもに次のプロセスが関与している。

- 1. Fermi エネルギー $E_{\rm F}$ よりも ~ $(E_{\rm D}E_{\rm F})^{1/2}$ ~ 数百 meV 以上高いエネルギーに励起された 電子は、クーパー対の破壊により準粒子を生成する。
- 2. それ以下のエネルギーとなった準粒子はおもにフォノンを放出する。
- エネルギーΩが2△より大きいフォノンは、クーパー対を破壊して準粒子を生成すること ができる。
- 4. エネルギー E が 3Δ よりも大きい準粒子は、 $\Omega \geq 2\Delta$ のフォノンを放出することができる。

これらのプロセスを Fig.2.2にまとめる。ここで $E_{\rm F}$ は Fermi エネルギー、 $E_{\rm D}$ は Debye エネ ルギーである。 2 Δ はクーパー対の結合エネルギーで、エネルギーギャップ $E_{\rm g}$ に相当する ($E_{\rm g}=2\Delta$)。 Δ はバンドギャップと呼ばれる。

フォノンの持ちうる最大のエネルギーは E_D 程度で、通常数 10meV 以下である。超伝導体の エネルギーギャップが数 meV と小さいために、フォノンによる準粒子の生成 (プロセス3) が可 能であることは STJ の持つ大きな特徴であると言える。半導体検出器では、このようなフォノ ンによる電荷生成は不可能である。エネルギー Ω が 2 Δ より小さくなったフォノン (subgap phonon) は準粒子生成に寄与することはできず、周囲に散逸して失われる。

2.3.2 Tunneling Process

超伝導体には電場が進入できないため、X線入射により生成された準粒子を電場により強制的 に集めることができない。そのため、2つの超伝導体の間にトンネル障壁をはさみ、適当なバイ アスを2つの超伝導体にかけることによりポテンシャルに差をつけ電荷を収集しようというの が、そもそもトンネル接合を用いている理由である。

X線は2枚の超伝導体フィルムどちらにおいても吸収されうる。超伝導体フィルムにX線が 入射して、クーパー対が破壊され準粒子が生成された後のプロセスはそれぞれ次のようになる。

● X線がポテンシャルの高い方の超伝導体フィルムで吸収された場合、生成された準粒子は トンネル効果によりもう一方の超伝導体フィルムに通過する。



Figure 2.2: 準粒子生成過程: X 線が入射した後の主な準粒子生成過程を摸 式的に表している。 *E* は準粒子のエネルギー、Ω はフォノンの エネルギーである。



Figure 2.3: Tunneling Process:縦軸はエネルギーで、2枚の超伝導体フィ ルムは、バイアス電圧 V_b により Fermi レベルに eV_b の差が生 じている。Fermi レベルにあるクーパー対は破壊されてバンド ギャップ Δ の上に準粒子を生成する。

● X 線がポテンシャルの低い方の超伝導体フィルムで吸収された場合、2つのフィルムの間で波動関数が重なり合っていることから、ポテンシャルの高い側のクーパー対の電子が低い側に通り抜けるということが起こりうる。

このように、どちらのフィルムで吸収されたイベントも同じ極性の信号を出力することになる。Fig.2.3は、それぞれの場合についての Tunneling Process を模式的に表したものである。

2.3.3 Rothwarf-Taylor equation

STJ に X 線が入射し、 2.3.1節で述べた過程を経て、準粒子の平均エネルギーが $E \sim \Delta \sim \text{meV}$ となるまでの時間は ~ 100psec と非常に短い。 2 枚の超伝導体フィルムにおける準粒子、フォノンの数は、次のような Rothwarf-Taylor equation で記述される [26] [13]。 N_1 、 N_2 はそれぞれフィルム1、 2 の準粒子の数、 P_1 、 P_2 はフォノンの数である。

$$\frac{d}{dt}N_1 = 2\frac{P_1}{\tau_{pb}} - \frac{N_1}{\tau_r(N_1)} - \frac{N_1}{\tau_{tun,1}} + \frac{N_2}{\tau_{tun,2}} - \frac{N_1 - N_{1,th}}{\tau_{loss,1}}$$
(2.1)

$$\frac{d}{dt}N_2 = 2\frac{P_2}{\tau_{pb}} - \frac{N_2}{\tau_r(N_2)} - \frac{N_2}{\tau_{tun,2}} + \frac{N_1}{\tau_{tun,1}} - \frac{N_2 - N_{2,th}}{\tau_{loss,2}}$$
(2.2)

$$\frac{d}{dt}P_1 = -\frac{P_1}{\tau_{pb}} + \frac{N_1}{2\tau_r(N_1)} - \frac{P_1}{\tau_{tb,1}} + \frac{P_2}{\tau_{tp,2}} - \frac{P_1 - P_{1,th}}{\tau_{pl,1}}$$
(2.3)

$$\frac{d}{dt}P_2 = -\frac{P_2}{\tau_{pb}} + \frac{N_2}{2\tau_r(N_2)} - \frac{P_2}{\tau_{tb,2}} + \frac{P_1}{\tau_{tp,1}} - \frac{P_2 - P_{2,th}}{\tau_{pl,2}}$$
(2.4)

 $\frac{P_{1,2}}{\tau_{pb}}$ の項は、エネルギー $\Omega \ge 2\Delta$ のフォノンによりクーパー対が破壊され 2 つの準粒子が生成されるプロセスを、 $\frac{N_{1,2}}{\tau_r(N_{1,2})}$ の項は、その逆のプロセス、すなわち 2 つの準粒子が再結合され

Figure 2.4: Rothwarf-Taylor equation で記述される準粒子、フォノンのプロセス

てクーパー対にもどり $\Omega \geq 2\Delta$ のフォノンが放出されるプロセスを、 $\frac{N_{1,2}}{\tau_{tun,1,2}}$ の項は、tunneling process を、 $\frac{P_{1,2}}{\tau_{tp,1,2}}$ の項は、フィルム間の phonon coupling、すなわちフォノンが障壁を越えてフィルム間を移動するプロセスをそれぞれ表している。そして4つの式すべての最後の項は、準粒子やフォノンの loss process を表している項である。

Fig.2.4にこれらのプロセスを図示する。

2.4 STJ の特徴

2.4.1 STJ の電流 - 電圧特性

STJ の電流 - 電圧特性の摸式図を Fig.2.5に示す。電流 - 電圧特性からは、素子のバンドギャップム、 normal resistance R_n 、 dynamic resistance R_d などの値を得ることができる。バイアス電圧 $V_b \gg 2\Delta/e$ では、障壁を越えて流れるトンネル電流が急増する。そのため X 線検出の際には、バイアス電圧を $0 < V_b < 2\Delta/e$ の範囲 (subgap region) に設定する。

dynamic resistance R_d は、原点における傾き dV/dI で、素子のリーク電流の目安となる。 normal resistance R_n は、トンネル電流に関する情報源となる。トンネル電流 I は、

$$I = \gamma e^2 V_{\rm b} \lambda A N_0 \tag{2.5}$$

と表せる [25]。ここで λ 、 A はそれぞれ障壁層の厚さと面積で、 N_0 は Fermi energy における 状態密度である。また、 γ は準粒子が単位時間あたりに障壁を通過する確率であり、準粒子が障 壁を通過する時間 (tunnel time) τ_t の逆数である。 τ_t は R_n を用いて次のように表せる。

$$\tau_{\rm t} = \gamma^{-1} = e^2 N_0 R_n \lambda A \tag{2.6}$$

Nb を用いた素子の場合、 $N_0=31.7 \times 10^{21}$ states/eV/cm³ で与えられるので、

$$\tau_{\rm t}[\rm ns] = 5.07 R_{\rm n} \lambda A \tag{2.7}$$

となる。



Figure 2.5: STJ の電流 - 電圧特性の摸式図

2.4.2 半導体モデル

Fig.2.6は、超伝導体中の電子の状態を半導体モデルを用いて表したものである。電子の状態密度をグレーで表現している。左図は温度 0K の時で励起している電子はない。温度が上がると熱的に電子が励起されて、Fermi エネルギー E_F の上に electron-likeの準粒子が、下に hole-likeの準粒子が生成される。これが右図である。holeの状態密度が白で表現されている。準粒子はこのように、 electolon としても hole としてもふるまうと仮定するのである。これはちょうど、結合エネルギー 2Δ のクーパー対が破壊されて 2 つの準粒子が生成される状態に相当している。



T = 0K

Figure 2.6: 半導体モデル

このような半導体モデルを用いて、STJの電流 - 電圧特性を説明することができる。Fig.2.7は、2枚の超伝導フィルムの間にトンネル障壁がはさまっている状態の図で、バイアス電圧により Fermi レベルに eV_b のポテンシャル差が生じている。図の左はバイアス電圧が $0 < V_b < 2\Delta/e$ の時で、右が $V_b \gg 2\Delta/e$ の時である。この図の矢印は電子の動きを表しているが、

- 2枚のフィルムの Fermi レベルの下で起きているトンネリング (左図および右図) は、右 側のフィルムの hole-like の準粒子が左側のフィルムにトンネリングした場合に相当する。
- 左側のフィルムの Fermi レベルの下と右側のフィルムの Fermi レベルの上の間で起きているトンネリング(右図)は、左側のフィルムで電子が励起することにより生成された electoronlike の準粒子が右側のフィルムにトンネリングした場合に相当する。

と表現し直すことができる。バイアス電圧が、 $V_{\rm b} \gg 2\Delta/e$ になるとトンネル電流が増えるのは、この2つ目のトンネリングプロセスによる。([13][12])



Figure 2.7: STJ の電流 - 電圧特性の半導体モデルによる説明

2.4.3 ジョセフソン電流

薄い障壁で隔たれた2つの超伝導体は互いに作用し合い事実上1つの超伝導体のようにふるま うため、クーパー対が一方から他方に通過することが可能な状態にある。このクーパー対が担い 手の、電位差ゼロで流れる電流がジョセフソン電流であり、磁場の存在に非常に敏感である。 (Fig.2.8参照。)放射線検出の際にはこのジョセフソン電流はノイズとなるので、適当な強さの 磁場をかけることによりジョセフソン電流を抑制して使用する。

2.5 直列接合素子

STJ素子は、あまり大きいと層を均一に作ることが困難であり、また素子の持つ浮遊容量が増大 するという理由から、高エネルギー分解能を維持するためには、せいぜい0.2mm 角程度までの サイズしか許されない。そこで、素子を直列に接続させることによって静電容量を実効的に減少 させ(2.5.2節を参照)、大面積化を可能とする直列接合素子が提案されている。直列接合の場合 は、STJの構成されている基板の裏側から放射線を入射させ発生したフォノンを介して検出す る。このように基板そのものが放射線の吸収体となっているため、エネルギーの高いX線に感 度を伸ばすことができるという利点もある。そしてまた、基板上に直列接合を複数配置すること により位置検出も可能である。

2.5.1 直列接合素子の利点

直列接合素子を単接合素子と比較した場合の利点をまとめる。

- (1) 大面積化が可能
- (2) 位置検出が可能



Figure 2.8: ジョセフソン電流の磁場依存性 (文献 [42] より。)

2.5.3節参照。

(3) 検出効率が高い

5.9 keVのX線に対するNbを用いた単接合素子の検出効率が $\sim 6\%$ であるのに対し、サファ イア基板を用いた直列接合素子の検出効率は $\geq 99.9\%$ となる。Fig.2.9に、サファイアとNbの X線透過率を示す。直列接合素子の場合は、X線の吸収体である基板を厚くすることができる ため、図に示されるように、たとえば5.9 keVのX線に対してサファイアはほぼ100%X線を止 めることができる。これが検出効率を高めることができる直接の原因である。

(4) 上部電極、下部電極によるダブルピークがない

直列接合素子の場合は、基板の裏側に放射線を入射する。発生したフォノンは常に基板の直上 にある電極で吸収されるため、ダブルピークが生じない。

(5) phonon signal がない

phonon signal は、単接合素子において、接合に吸収されずに基板で吸収されたイベントによる signal である。 phonon signal は、下部電極の信号波高の 40% より低い波高を持ち、下部電極の signal よりずっと多い。直列接合の場合は、基板で吸収して phonon そのものを測定しているため、単接合に見られるような phonon signal は存在しない。

(6) スペクトルがテールを引かない

Fig.4.3のスペクトルにも現れているように、単接合素子のスペクトルはテールを引く。この テールは、超伝導フィルムが薄いために生成された光電子の一部が逃げてしまったイベントによ るものである [30]。このテールのイベントの数は、ピークを構成しているイベントの数に匹敵す る。直列接合素子の場合は放射線の吸収体である基板が十分に厚いため、スペクトルにこのよう なテールは生じない。



Nb Density=8.57 Thickness=0.2 microns



Figure 2.9: サファイアと Nb の X 線透過率; (左) 400µm 厚のサファイア (右) 200nm 厚の Nb の X 線透過率

(7) エネルギーに対する信号波高の線形性が良い

STJ 素子の放射線検出の過程においては、生成された準粒子の再結合のプロセスも生じ得る。 高エネルギーの放射線ほど、生成される準粒子数が増えるために再結合の起こる頻度も高くなる ことから、エネルギーに対する信号波高の線形性が悪くなるという現象を招く。単接合素子では 放射線が吸収されるのが一点であるのに対して、直列接合では放射線がフォノンに変換されて基 板中を拡散して接合に達し吸収される。そのため、生成される準粒子の密度は単接合素子の場合 と比較して極端に小さくなるため、信号波高の線形性がかなり改善される。

2.5.2 実効静電容量

Fig.2.10は、直列接合素子の等価回路である。ひとつの接合の静電容量をC、直列につながれている接合の数をn 個、そしてその直列接合に並列につながれている前置増幅器の入力静電容量をC'とする。素子にはバイアス電圧Vが抵抗 $R_{\rm B}$ をはさんでかけられる。最初に接合のひとつひとつ、およびC'にQ'の電荷が存在していたとして、そこに放射線が入射することによって、図のように k 番目の接合に $Q_{\rm k}$ の信号電荷が生じた場合、直列接合に生じる信号電位 $V_{\rm s}$ は、

$$V_{\rm s} = (Q_1 + Q_2 + \dots + Q_{\rm k} + Q_{\rm n})/C - nQ'/C$$

$$= Q'/C'$$
(2.8)
(2.9)

よって、

$$V_{\rm s} = Q/(C + nC')$$

$$(Q = Q_1 + Q_2 + \dots + Q_k + Q_n)$$
(2.10)

このときの $Q/V_{\rm s}$ で実効静電容量 $C_{\rm eff}$ を定義すると、

$$C_{\rm eff} = C + nC' \tag{2.11}$$

ここで、ひとつの接合の単位面積当たりの容量を*C*₀、*n* 個の接合の総面積を*S*とすると、

$$C_{\rm eff} = SC_0/n + nC' \tag{2.12}$$

と表せて、 C_{eff} をnの関数と見なすと、 $C_{\text{eff}}(n)$ は、

$$n = (SC_0/C')^{1/2} \tag{2.13}$$

で最小値 $2(SC_0C')^{1/2}$ をとる。このように接合数には最適値が存在し、適当な数の接合を直列 につなぐことにより実効的に静電容量を減少させることができる。。 $n > SC_0/C'$ のときには、 $C_{\text{eff}} > SC_0 + C'$ となって通常の単接合素子の静電容量

$$C_{\text{eff}}(1) = C + C' = SC_0 + C'$$
(2.14)

を越えてしまう。



Figure 2.10: 直列接合素子の等価回路: (文献 [18] より。)

2.5.3 直列接合入射位置検出器

Fig.2.12に入射位置検出型の直列接合素子の例を示す。このように基板上に2つの直列接合を配置すると、それぞれの接合におけるフォノン到達時刻の差、すなわち信号検出の時間差が入射位置の情報となる。このような直列接合の組を2組垂直に配置すれば、二次元の位置情報を得ることができる。



Figure 2.11: 直列接合素子の接合数と実効静電容量の関係 [37]



Figure 2.12: 直列接合入射位置検出器: 各々の直列接合におけるフォノン到達 時刻の差が入射位置情報を与える。

Chapter 3

実験装置

ここでは、実験に使用した装置の説明を行なう。

3.1 冷却系

3.1.1 ³He クライオスタット

STJ 素子を超伝導状態にするために、素子を冷却する必要がある。 Nb の超伝導状態への転移 温度は 9.23K であるが、熱的に励起された準粒子のトンネル電流を少なくするために、なるべ く低温で動作させることが望ましい。本研究の冷却には、扱いが比較的簡便な³He クライオス タット (Infrared Laboratory 社)を使用した。³He クライオスタットは、数時間の冷却操作に より ~0.34K の温度を約 20 時間保持させることができる。

³He クライオスタットは、液体 ⁴He を減圧することにより \sim 1.7K にして ³He を液化し、さら にその液体 ³He を減圧することによって \sim 0.34K を得る。液体 ³He の減圧は、クライオスタット内部に配置されたチャコール(活性炭)に吸着することによって行なわれるため、長い配管を 使って真空引きする方法に比べて強い減圧が可能である。

Fig.3.1に、クライオスタットの構造の摸式図を示す。 STJ 素子は、 ³He ステージに取り付け、 X線源は素子の直上に配置させた。

3.1.2 温度モニター

³He クライオスタットの内部、⁴He ステージとチャコールにはシリコンダイオード温度計が、 ³He ステージにはゲルマニウム抵抗温度計が備えつけられてある。シリコンダイオード温度計の 精度は 30K 以上の温度範囲で 0.05K、 30K 以下では 0.01K である。一方ゲルマニウム抵抗温度 計は ~6K 以下で感度があり、 0.01K の精度を持っている。それらの温度計により測定される温 度変化を温度コントローラー (LakeShore 社 Model DRC-91CA) を用いてモニターする。

Fig.3.2は、実際の冷却の際の各ステージの温度変化のプロットである。

3.2 測定系

3.2.1 前置増幅器 (プリアンプ)

主に使用したプリアンプは CANBERRA 社製の Model 2002C である。これはもともと、ゲル マニウム検出器を用いた γ 線測定のための低雑音・高計数率のプリアンプである。初段 FET は、 窒素 (77K) ステージに置いて冷却して用いる。シリコンダイオード温度計を用いて FET の実際 の動作温度を確認したところ、自己発熱により ~100K で動作していることが確認された。そし て直列接合素子の測定の際には、もうひとつのプリアンプを併用した。 ORTEC 社の Model 142C である。こちらのプリアンプの初段 FET は冷却できるようなタイプになっていないため室温で 使用した。

またプリアンプには、STJ素子にかけられるバイアス印加回路が組み込まれている。素子に よって適当なバイアス電流が異なるため、STJ素子に直列につながれた分割抵抗を適宜変更し て(単接合素子の場合は~100MΩ、直列接合素子の場合は~10MΩ)測定を行った。また、電気 ノイズの評価に使われるテストパルスの入力端子も備わっている。

Tab.3.1はマニュアルから引用したプリアンプのスペック、そして Fig.3.3、 Fig.3.4は回路図 である。

	CANBERRA 2002C	ORTEC 142C
Decay Time	$50\mu { m sec}$	$1000 \mu sec$
Charge Sensitivity	$100 \mathrm{mV/MeV}(\mathrm{Ge~equivalent})$	$20 \mathrm{mV/MeV}(\mathrm{Si~equivalent})$
	(=2V/pC)	(=0.5 V/pC)
	$500 \mathrm{mV/MeV}(\mathrm{Ge\ equivalent})$	
	(=10V/pC)	
Noise	Tab.3.2 を参照。	Tab.3.3 を参照。

Table 3.1: プリアンプのスペック: CANBERRA 2002C の Charge Sensitivity は 2V/pC と 10V/pC のどちらかを選べる。また V/pC への換算は、電子 – 正孔対を一つ作るのに必要なエネルギー を Ge の場合 2.98eV、 Si の場合 3.62eV として計算してある。 (文献 [43][44] より。)

3.2.2 I-V 特性測定回路

I-V 特性の測定に用いた回路は Fig.3.5に示すような、簡単な差動アンプである。回路は四端子 回路でありオペアンプで増幅して出力を取り出すような形となっている。入力には 1~10Hz 程 度の三角波を用い、オペアンプの駆動はノイズの低減を考え電池で行っている。

そして、その回路の出力を波形デジタイザー (ソニー・テクトロニクス社 RTD710A) を用い て取り込むことにより I-V 曲線を得ることができる。

Detector Capacitance		Noise in eV (FWHM) (Ge)
$0 \mathrm{\ pF}$	typical	570
	maximum	600
$100 \ \mathrm{pF}$	typical	2200
	maximum	2300

Table 3.2: プリアンプ CANBERRA 2002C のノイズ特性

Detector Capacitance		Noise in eV (FWHM) (Si)
$400 \mathrm{pF}$	maximum	7200
$1000 \mathrm{pF}$	maximum	14500
$2000 \mathrm{pF}$	maximum	27000

Table 3.3: プリアンプ ORTEC 142C のノイズ特性

3.3 その他

3.3.1 磁場印加用コイル

STJ 素子に流れるジョセフソン電流を抑制するために、超伝導コイルを用いて磁場を印加している。コイルに使用している超伝導線 (鈴木商館 SWU-7A) は、直径 0.1mm で NbTi が使われており、抵抗値は常温で約 $5\Omega/m$ 、77K では約 $1\Omega/m$ である。コイルの形状から計算すると、コイルに流す電流が *I*A のときの磁場の強さは約 650I[Gauss] となる。ジョセフソン電流を抑制するために要求される磁場の強さはだいたい 100Gauss 程度なので、コイルに流す電流は数 100mAで十分である。

3.3.2 X 線源

STJ 素子に入射させる X 線源として、アイノトープ 55 Fe、および 109 Cd を使用した。これらの アイソトープは、おもに K 軌道の電子を捕獲してそれぞれ 55 Mn、 109 Ag に変化し、空になった K 軌道に外側の軌道から電子が落ちてくる際に特性 X 線が放出される。 L 軌道から落ちてきた 場合は K_α 光子が、 M 軌道から落ちてきた場合は K_β 光子が放出される。

また、直列接合素子を用いた実験においては、 α 線源 ^{241}Am も使用した。この線源は α 崩壊 によって α 線を放出する。

Tab.3.4に、これらの線源についてまとめる。

放射線源	半減期	エネルギー
55 Fe	2.73 年	Mn-K $_{\alpha}$ 5.896keV
		Mn-K_\beta 6.492keV
$^{109}\mathrm{Cd}$	463 日	Ag-K _{α} 22.103keV
$^{241}\mathrm{Am}$	432 年	$5.485 \mathrm{MeV}$

Table 3.4: 実験で使用した放射線源

3.4 前置増幅器の考察

3.4.1 測定系の等価雑音電荷 (ENC)

電荷型前置増幅器を使用した測定系の等価雑音電荷 ENC(Equivalent Noise Charge)は、主に次の5つの要因のたしあわせで表すことができる [29]。

ENC = (FET σ thermal noise) + (detector σ shot noise)

+ $(detector \mathcal{O}thermal noise) + (1/f 雑音) + (FET \mathcal{O} 生成結合雑音)$ (3.1)

このうち第2項の detector の shot noise は、電荷キャリア数のゆらぎによる電流性のノイズ でリーク電流に依存する。 detector のリーク電流を I_d とすると、

$$(\text{detector}\mathcal{O}\text{shot noise}) \propto 2eI_{\text{d}}$$
 (3.2)

と表せる。第3項の detector の thermal moise は、電荷キャリア速度の熱的なゆらぎ (ブラウン運動) に起因するノイズで detector の dynamic resistance R_d に依存する。よって第3項は、

$$(\text{detector}\boldsymbol{\mathcal{O}}\text{thermal noise}) \propto 4k_{\text{B}}T_{\text{d}}/R_{\text{d}}$$

$$(3.3)$$

ここで $k_{\rm B}$ はボルツマン係数、 $T_{\rm d}$ は detector の温度である。

そして第1項の FET の thermal noise は、

(FET
$$\boldsymbol{\sigma}$$
thermal noise) $\propto 4k_{\rm B}T_{\rm f}C_{\rm d}\frac{C_{\rm gs}}{g_{\rm m}}$
(3.4)

と表せる。ここで $T_{\rm f}$ は FET の温度、 $C_{\rm d}$ は detector の静電容量、 $C_{\rm gs}$ は FET のゲート・ソー ス間容量、 $g_{\rm m}$ は FET の相互コンダクタンスである。この項より、 $g_{\rm m}$ が大きく $C_{\rm gs}$ が小さい FET を選び、FET の動作温度を下げることによって ENC が減少することがわかる。また、 ENC は detector の静電容量が大きいと増大することがわかる。 STJ の持つ静電容量は ~2000pF と 大きいので ENC は大きな値をとることになる。

3.4.2 FET の選別

前節で述べたように、低ノイズの測定系を実現させるためには FET の選別が大きなポイントと なる。そこで、主に相互コンダクタンス g_m の大きな FET ばかりを候補として選んだ。 2SK190、 2SK162、 2SK147、 2SK152 の4種類である。このうち 2SK152 の g_m はとりたてて大きいわけ ではないのだが、比較のために候補に入れた。 Tab.3.5に規格表に載っているそれぞれの FET の性質をまとめる。

FET	2SK190	2SK162	2SK147	2SK152
$g_{\rm m}({\rm mS})$	45	45	40	30
$C_{\rm gs}({\rm pF})$	75	55	75	8

Table 3.5: FET の性質 (文献 [45] より。)

3.4.3 FET の動作温度依存性

式 (3.4) によると、 ENC は FET の動作温度が低いほど小さいということになる。 FET の温度 によるノイズの変化を見るために、前節の4種類の FET それぞれについて、テストパルスのパ ルスハイト分布の温度依存性を調べた。

測定システムを Fig.3.6に示す。 3.2.1節でも述べたように、 FET は窒素ステージに置かれて おり、冷却時には自己発熱により ~100K で動作している。 FET にシリコンダイオード温度計 をつけ、クライオスタットの窒素ベッセルとヘリウムベッセルに液体窒素を入れ、液体窒素が蒸 発した後の昇温の過程を利用して測定を行なった。流したドレイン電流はいずれの場合も 17mA である。 Fig.3.7に測定結果を示す。

Fig.3.7から、ノイズ環境はFET の温度によって大きく変化することがわかる。また、FET の種類によって温度依存が大きく異なる。このなかで~100K においては、2SK190 が最も良い ノイズ特性を示すことから、2SK190 を採用することとする。



Figure 3.1: ³He クライオスタットの摸式図



Figure 3.2: 冷却時の各ステージの温度変化



Figure 3.3: プリアンプ回路図 (CANBERRA 2002C): 直列接合素子測定時 は、直流デカップルコンデンサ C1 を 1nF に変更、そしてバイ アス分割抵抗 R1 を短絡させて使用。



Figure 3.4: プリアンプ回路図 (ORTEC 142C):単接合素子測定時には、バ イアス分割抵抗 R1 の 10MΩ をはずして使用。



Figure 3.5: I-V 特性測定用アンプの回路図



Figure 3.6: FET 温度特性の測定システム



Figure 3.7: FET の温度特性: (a) 信号波高の温度依存性 (b) 標準偏差の温 度依存性 (c) 分解能の温度依存性

Chapter 4

STJのX線分光特性

ここではSTJ単接合素子を用いたX線検出測定についてまとめる。

4.1 測定に用いた素子の構造と I-V 特性

測定に用いた素子は、 Nb/Al/AlO_x/Al/Nb という構造をしている 178μ m 角の単接合素子であ り、原子力研究所で 73eV@5.9keV の高エネルギー分解能を記録しているものである [41]。

Fig.4.1に I-V 特性を示す。 dynamic resistance は $14k\Omega$ である。



Figure 4.1: 測定に用いた素子の I-V 特性; $R_{d}=14k\Omega_{o}$

4.2 スペクトル測定

4.2.1 測定システム

Fig.4.2に測定システムを示す。X線源はアイソトープ⁵⁵Feを用いた。クライオスタットの中で 素子の直上に配置してある。プリアンプ出力信号をメインアンプ(ORTEC社 Model571)で波 形整形後、パルスハイトアナライザ(Laboratory Equipment社)で信号を取り込んだ。パルス ハイトアナライザの ADC は、フルスケール 8V、12 ビットで変換する。



Figure 4.2: **測定システム**

Tab.4.1に測定条件をまとめる。

	バイアス電流	11.8nA
	印加磁場	約 240Gauss
プリアンプ	charge sensitivity	10V/pC
	FET	2SK190
	FET ドレイン電流	$17 \mathrm{mA}$
メインアンプ	ゲイン	40 倍
	shaping time	$2\mu sec$

Table 4.1: 測定条件

4.2.2 エネルギースペクトル

Fig.4.3に測定の結果得られたスペクトル図を示す。 2000ch 付近に見えているのが Mn-K_{α}(5.9keV) によるラインで、 2200ch 付近に見えているのが Mn-K_{β}(6.5keV) によるラインである。これら は、 STJ 素子の上部電極で吸収されたイベントによるものであるが、もう一方の電極、下部電 極で吸収されたイベントによる Mn-K_{β} のラインが 400ch 付近に見えている。

また、150ch あたりから低エネルギー側に分布しているのは、素子で吸収されずに基板で吸 収されたイベントによる phonon signal である。phonon signal は、下部電極の signal より もずっと多い。そして、ラインの低エネルギー側でテールを引いているが、これは X 線入射後 の過程でできた準粒子の一部が超伝導体フィルムから逃げてしまったイベント、もしくはフォノ ンの基板への散逸や、電極リード近くに入射して超伝導フィルムの端に準粒子がトラップされる といった影響によりエネルギーの一部を失ったイベントによるものと考えられる [21]。



Figure 4.3: 単接合素子に 55 Fe を当てて得られたスペクトル: Mn-K_{α} と Mn-K_{β} のラインがはっきりと分離できており、下部電極で吸収 されたイベントによるラインも見えている。

1400ch 付近に見えているのは、Nb の L 殻のエスケープによるものと推定される。Nb-L_α は 2.2keV 付近なので、5.9-2.2=3.7[keV] に相当する \sim 1250ch にピークが見えるはずであるが、ず れが生じている。STJ の出力信号波高のエネルギーに対する線形性を悪くする要因として、準 粒子のクーパー対への再結合が考えられる [32]。エネルギーの高い X 線ほど大量の準粒子を生 成するが、準粒子が再結合する確率は準粒子の密度の 2 乗に比例する。そのためエネルギーが高 くなるほど、比例関係からはずれたパルスハイトが得られるということになる。

このデータの、 $Mn-K_{\alpha}$ のラインにガウシアンをフィットさせた。得られたエネルギー分解能 は FWHM で 112eV@5.9keV であった。現在の STJ の世界レベルと比較するとまだまだ悪いが、 従来の半導体検出器 (FWHM ~150eV) に優るエネルギー分解能を得ることのできた意味は大き い。また、この測定の際にテストパルス入力から得られたパルサーノイズは、95eV であった。 この値から考えるとまだ電気ノイズが支配的な状態であるため、もっと電気ノイズを低減させる ことにより、よりすぐれたエネルギー分解能を達成できる可能性が十分ある。



Figure 4.4: エネルギースペクトルの ガウシアンフィッティング結果 : 112eV@5.9keV という結果が得られた。プロットがデータで、 ヒストグラムがフィッティング結果。

Chapter 5

STJ の撮像特性

STJ は、非常に優れたエネルギー分解能を持っているが、同時に位置検出が実現できれば応用の 範囲は広がる。2章で述べたように、直列接合素子を用いればSTJ に位置分解能を持たせること が可能である。ここでは、直列接合素子を用いた実験についてまとめる。

5.1 *α* 線を用いた位置検出測定

5.1.1 測定に使用した素子の構造と I-V 特性

直列接合素子を用いて入射位置検出測定を行うために、Fig.5.1のような構造の直列接合素子を 用いて実験を行った。この素子は、サファイア基板上に直列接合素子が円環状に構成されており 4つに分割されている。サファイア基板は厚さ400µm、5mm四方の正方形で、基板上に構成 されている直列接合のひとつの接合は直径200µm、中心に設けられている単接合は直径150µm である。この素子には、5.2節で扱う素子と区別するために、直列接合素子Aとネーミングする。

放射線検出実験に用いたのは、互いに向かい合っている2つの素子 (Fig.5.1の a と b) で、適当なコリメータを通して放射線を入射させる。

また、 Fig.5.2は、測定に使用した素子の I-V 特性である。 2 つの素子の I-V 特性は異なって いる。 I-V 特性から得られた dynamic resistance は、素子 a が $4.1k\Omega$ 、素子 b が $20k\Omega$ である。 直列接合を構成している接合の特性がそろっていないことを反映しているといえよう。

5.1.2 測定システム

Fig.5.3に測定システムを示す。 a、 b それぞれの素子に前置増幅器を接続して、2つの信号波形 を同時に波形デジタイザに取り込んだ。取り込んだ波形は、ガウシアンでスムージングを行って から、パルスハイト (PH)、ライズタイム (RT)、信号検出の時間差等の情報を得た。

Fig.5.4で示すように、パルスハイトはピークの値である。ピークの近傍はなだらかであるためピークに達した時刻を正確に求めるのは難しい。そこで勾配の急なところを利用して、ピークの10%に達した時刻から90%に達した時刻までをライズタイムと定義する。また、信号検出の時間差はピークの10%に達した時刻の差とする。





Nb/ Al/ AlOx/ Al/ Nb

 Figure 5.1: 位置検出測定に使用した直列接合素子の構造:直列接合素子

 A。素子 a と素子 b を測定に使用した。

5.1.3 位置分解能

ここでは、 α 線源²⁴¹ Am(5.5MeV) を用いて行なった測定についてまとめる。使用したコリメー タは、 Mo 製で直径 0.1mm、 1mm の間隔で穴が3つあいているものである。2.5.3節で述べた ように、放射線の入射位置情報は2つの素子の信号検出の時間差から得ることができる。測定の 結果得られた時間差スペクトルを Fig.5.5に示す。ここでは、 (素子 a の信号検出時刻)-(素子 b の信号検出時刻)を時間差としている。図を見ると、はっきりと2つに分かれた分布を得ること ができた。時間差の定義より、左側の分布の方が素子 a に近い方のコリメータ穴から入射したイ ベントによるものと考えられる。コリメータが3つなのに対してピークが2つなのは、コリメー



Figure 5.2: 直列接合素子 A の I-V 特性: (左) 素子 a, $R_d=4.1k\Omega_{\circ}$ (右) 素子 b, $R_d=20k\Omega_{\circ}$

タの穴に対して線源がきちんと配置されていなかったためと思われる。また、信号検出時間差が ゼロのものが中心の穴から入射したイベントによるものであると考えられるので、α線が入射し ていたのは、中心と素子 a に近い穴であると考えられる。

得られた分布の広がりを用いて暫定的に位置分解能の評価を行う。2つの分布のピーク値の差 が入射位置の差1mmに相当することを用いて、分布のFWHMを位置分解能と定義し、それぞ れの分布にガウシアンフィッティングを行った。結果を、Tab.5.1にまとめる。

フィッティングの結果得られた FWHM は、右側の分布で 146nsec、左側の分布で 202nsec となった。また、ピーク値の差は 318nsec と得られ、これが 1mm に相当している量となる。このことを用いると、それぞれ 0.5mm、 0.6mm という位置分解能が得られたということになる。

	左側の分布	右側の分布
peak(nsec)	-320	-2
$\mathrm{FWHM}(\mathrm{nsec})$	202	146
位置分解能 (mm)	0.6	0.5

Table 5.1: 時間差スペクトルのガウシアンフィッティング結果

このように暫定的に 0.5mm という位置分解能を得ることができたが、本来、位置分解能は理想的な一点から入射された場合の検出器の応答で評価されるべきである。今回の結果は、 Fig.5.6で示されるようなコリメータの穴の大きさによる入射位置の広がりを考慮していない。これを補正するためには、径の違うコリメータを何種類か使って測定を行い、コリメータ径と位置分解能の相関を求め、経がゼロになる極限を位置分解能の極限とするという方法が考えられる。



Figure 5.3: 位置検出測定の測定システム



Figure 5.4: PH と RT の定義

5.1.4 パルスハイト、ライズタイムの考察

一方、得られたパルスハイトやライズタイムも入射位置依存を示した。 Fig.5.7に、素子 a のパ ルスハイトおよびライズタイムの信号検出時間差との相関、そしてパルスハイト分布、ライズタ



Figure 5.5: 時間差スペクトル

イム分布を示す。素子 a の信号検出には、 CANBERRA 2003C を用いた。

Fig.5.7(a)から、素子に近い方のコリメータ穴から入射したイベントの方が大きなパルスハイトとなることがわかる。これはFig.5.8で示されるように、入射位置から素子を見込む立体角が大きいほど、つまり、入射位置が素子に近いほど接合が無駄なくフォノンを吸収できるためと考えられる。

また、Fig.5.7(b)から、素子に近いほどライズタイムが短くなっていることがわかる。ライ ズタイムは、信号電荷の形成され始めから終了までの時間を反映している。つまり、STJの場 合には準粒子の生成過程を反映しているといえる。直列接合素子の場合には、基板中で発生し たフォノンが個々の接合に到達するまでの時間が接合の配置場所によって異なる。各々の接合の フォノン到達時刻の差が大きい素子ほどライズタイムは長くなるというわけである。得られた測 定結果は次のように説明される。素子に近ければフォノンは比較的すぐに一様に接合に吸収され るが、素子から離れるほど接合に吸収されるまでの時間のばらつきが大きくなる。それは、フォ ノンの伝搬時間が長いとその間に受ける基板中での散乱等の影響が大きくなるためである。サ ファイア基板中のフォノンの伝搬については、5.4節で考察する。

5.1.5 エネルギー分解能

ここでは、直列接合素子のエネルギー分解能についての考察を行う。 5.1.4節で述べたように、 直列接合素子の場合は出力パルスハイトが放射線入射位置に依存する。しかし、信号検出の時間 差が入射位置を反映していることを利用すれば、入射位置によるパルスハイトの違いを修正する ことができる。時間差の分布の広がりを、コリメータ内部での入射位置の違いによるものと考え





Figure 5.6: 線源、コリメータ、素子の配置

ると、コリメータの中心に入射したイベントは時間差スペクトルのピーク値付近に分布している ことになる。

そのようにして選び出したイベントにより作成したパルスハイト分布の広がりを、ガウシアン でフィッテイングを行い評価した。フィッティング結果を Tab.5.2にまとめる。

このようにして ~13% というエネルギー分解能の値が得られたが、この測定に使用した素子の構造は、良質なエネルギー分解能を得るにあたっては不利なものである。くわしい考察は、 5.2節 にゆずる。



Figure 5.7: パルスハイト、ライズタイムの入射位置依存: (a) 信号検出時 間差 vs パルスハイト (b) 信号検出時間差 vs ライズタイム (c) パルスハイト分布 (d) ライズタイム分布

5.2 α線を用いたエネルギー測定

5.2.1 測定に使用した素子の構造と I-V 測定

直列接合素子の場合には、放射線の入射により基板で発生したフォノンを効率良く接合に吸収さ せるような構造が望ましい。これは、入射位置によるパルスハイトの違いを少なくすることにな る上、最終的に生成される準粒子の数が多くなるためエネルギー分解能の向上にもつながる。 5.1.5節で、~13%のエネルギー分解能が得られたが、この測定では入射位置から素子を見込む



Figure 5.8: 放射線の入射により発生したフォノンの伝搬の摸式図:入射位 置が素子に近いほどフォノンのロスが少ないことがわかる。

選び出した時間差の範囲 (nsec)	peak(ch)	$\sigma({ m ch})$	エネルギー分解能 (%)
$-10 \sim 10$	126.0 ± 0.5	6.9 ± 0.4	12.8
$-20 \sim 20$	125.5 ± 0.5	8.2 ± 0.4	15.3
$-30 \sim 30$	125.0 ± 0.5	10.1 ± 0.6	18.9
$-330 \sim -310$	249.6 ± 1.1	13.6 ± 1.3	12.8
$-340 \sim -300$	251.3 ± 1.1	14.4 ± 1.1	13.1
$-350 \sim -290$	249.9 ± 0.7	14.0 ± 0.7	13.2

Table 5.2: 直列接合素子 A のパルスハイト分布のガウシアンフィッティン グ結果:信号検出の時間差でイベントをセレクトしている。

立体角が小さいので、フォノンの散逸が多くなるために高エネルギー分解能は期待できない。そこで、Fig.5.9のような入射位置をぐるりと囲む構造の直列接合素子を用いてエネルギー分解能の評価を行った。この素子には、前節との区別から直列接合素子Bとネーミングする。

この素子は、サファイア基板上に帯状の直列接合が正方形を形作っており、中心には単接合素 子が構成されている。この中心接合は、直列接合で得られた信号波高の入射位置による違いを補 正するために利用される。サファイア基板は厚さ 0.4mm、 5mm 四方の正方形で、図には示し ていないが、基板上にはこの素子以外に 3 つの直列接合が構成されている。測定に使用した直列



Nb/Ta/Al/AlOx/Al/Nb/Ta

Figure 5.9: エネルギー測定に用いた直列接合素子の構造:直列接合素子 B

接合を構成する個々の接合、そして中心接合は直径 $100\mu m$ である。この節では、この直列接合 素子 B を用いて行ったエネルギー測定についてまとめる。測定システムは、 5.1.2節と同様のも のを使用し、前置増幅器は直列接合素子に CANBERRA 2003C を、中心接合に ORTEC 142C を接続した。またコリメータは、厚さ 0.2mm の Mo 製で直径 0.1mm の穴が 0.6mm の間隔で 2 つ並んでいるものを図のように配置した。

また、 Fig.5.10に I-V 特性を示す。 I-V 特性から得られた dynamic resistance は、直列接合 が $50k\Omega$ 、中心接合が $1.7k\Omega$ である。



Figure 5.10: 直列接合素子 B の I-V 特性: (左) 直列接合, $R_{\rm d}$ =50k Ω (右) 中 心接合, $R_{\rm d}$ =1.7k Ω

5.2.2 エネルギー分解能

測定の結果得られた直列接合と中心接合のパルスハイト分布を Fig.5.11(a)(b) に示す。

図を見ると、直列接合の入射位置依存は小さくコリメータの穴による区別が見えていないが、 中心接合の分布は2つに分かれている。中心接合で得られるパルスハイトが入射位置依存を示す のはやはり、入射位置から接合を見込む立体角の違いによるものと考えられる。つまり、接合近 くに入射したイベント程大きなパルスハイトが得られる。そこで、このように中心接合のパルス ハイトが入射位置を反映することを利用して直列接合のパルスハイトに入射位置依存があるかど うかを見てみることにした。

Fig.5.11(c) は、中心接合のパルスハイトがそれぞれの分布のピーク付近 40ch 分に属するイベントだけを選び出し、選び出されたイベントによって作られた直列接合のパルスハイト分布である。図を見ると分布は2つに分かれており、それぞれの分布はコリメータの穴に対応していると考えられる。このことは、直列接合のパルスハイトに入射位置依存があり、コリメータの穴の大きさによってもパルスハイト分布が広がってしまうことを表している。

しかし、直列接合素子Aの場合と同様の考え方を用いれば、直列接合のパルスハイトの入射 位置依存を取り除くことができる。つまり、素子Bの場合には中心接合のパルスハイト分布を 利用してパルスハイトの入射位置依存を取り除くことができるのである。その上で、直列接合 のパルスハイト分布にガウシアンをフィットさせることによりエネルギー分解能を評価した。 フィッティング結果をTab.5.3にまとめる。~3%のエネルギー分解能が求められた。

以上より、直列接合素子 B の場合には中心から 0.6mm 離れた位置での信号波高は、中心での 波高の 97% となるという結果が得られた。一方、直列接合素子 A の測定では、中心から 1mm 離れると信号波高は 50% に減少している。パルスハイトの入射位置依存は、接合に吸収されず



 Figure 5.11: パルスハイト分布: (a) 直列接合 (b) 中心接合 (c) 中心接合のパルスハイトでセレクトされた直列接合のパルスハイト分布

に散逸してしまったフォノンによって生じる。発生したフォノンを無駄なく接合に吸収させるためには、入射位置から見た素子の立体角をできるだけ大きく、つまりぐるりと取り囲むように素子を配置して、なおかつ隙間なく接合を配置することが望ましい。2つの直列接合素子のパルス ハイト分布の違いは、このような理由で説明されよう。

文献 [20] では、基板の厚さと比較して直列接合素子の幅が小さいとフォノンが多く散逸して しまうことから、位置依存を小さくするためにはできるだけ幅広く直列接合を構成する必要があ り、0.4mm 厚のサファイア基板に対しては~1mm が望ましいと述べている。

選び出した中心接合の PH の範囲 (ch)	peak(ch)	$\sigma({ m ch})$	エネルギー分解能 (%)
$569 \sim 609$	839.8 ± 0.7	6.9 ± 0.6	1.9
$559 \sim 619$	839.6 ± 1.1	8.7 ± 1.6	2.4
$549\sim 629$	840.8 ± 0.5	9.9 ± 0.7	2.7
$180 \sim 220$	818.9 ± 1.3	12.9 ± 1.0	3.7
$170 \sim 230$	818.9 ± 0.7	12.7 ± 1.1	3.6
$160 \sim 240$	817.5 ± 1.2	13.8 ± 1.6	3.9

 Table 5.3: 直列接合素子 B のパルスハイト分布のガウシアンフィッティング結果:中心接合のパルスハイトでイベントをセレクトしている。

5.2.3 ライズタイムの考察

Fig.5.12に、測定の結果得られたライズタイム分布を示す。直列接合素子Aと同様、入射位置依存が見られる。このように、ライズタイムも入射位置情報を与えることから、前節と同様の方法、つまりライズタイム分布のピーク値付近だけのイベントを選び出してエネルギー分解能を評価した。Tab.5.4にガウシアンフィッティング結果をまとめる。



Figure 5.12: **ライズタイム**分布

このように、入射位置が中心から離れるとライズタイムが長くなるという結果が得られた。ラ イズタイムは個々の接合のフォノン到達時刻の差である。中心に入射した場合は、個々の接合ま での距離にあまり差がないが、中心から離れる程近い接合までと遠い接合までの距離の差が大き

選び出した RT の範囲 (ch)	$119 \sim 121$	$127\sim133$
peak(ch)	842.6 ± 0.6	821.1 ± 0.8
$\sigma({ m ch})$	12.1 ± 0.8	15.9 ± 0.6
エネルギー分解能 $(\%)$	3.4	4.6

 Table 5.4: 直列接合素子 B のパルスハイト分布のガウシアンフィッティン

 グ結果: ライズタイムでイベントをセレクトしている。

くなる。

5.3 X 線を用いた測定および課題

5.3.1 直列接合素子 A の測定

以上の α 線測定と同様の測定システムを用いて、直列接合素子Aにアイソトープ¹⁰⁹Cdを当て て測定を行った。前置増幅器は、素子aにCANBERRA 2002Cを、素子bにORTEC 142C を接続した。使用したコリメータは、銅製の直径 0.3mm、1mm 間隔で2つの穴があいている もので、1つの穴は基板の中心に、そしてもうひとつは、CANBERRA 2002Cの方が低ノイズ であることを考慮して素子bよりに配置した。

測定の結果、2つの素子両方ともで信号検出はできたものの、両方の信号を同時に検出することはできなかった。つまり、どちらの素子も自分に近い方の穴に入射したイベントしか検出できておらず、遠い方の穴からのイベントの検出はできていないようだ。

前節で示したように、直列接合素子Aのパルスハイトの入射位置依存は非常に大きい。パル スハイトの小さくなってしまったイベントはX線測定にとっては不利である。このことから、 直列接合素子でX線入射位置検出を行う際には、Fig.5.13のような、できるだけフォノンの散 逸を抑えた構造とする必要があるだろう。このような構造の素子を用いれば、互いに向かい合っ た2組の素子の時間差から二次元の位置情報を得て、エネルギー情報は4つの素子すべてで吸 収した信号波高から得ることができる。また、入射位置依存を修正するためにあらかじめゲイン マップを作成しておけば、さまざまなエネルギーのX線測定を同時に行うことも可能となる。

5.3.2 直列接合素子 B の測定

ここでは、直列接合素子Bにアイソトープ⁵⁵Feを当てて行った測定について述べる。使用した コリメータは、0.1mm厚のステンレス製で、直径0.1mmの穴が1つあいているものである。 穴は直列接合の中心に配置した。測定は、今まで同様波形レジタイザを用いたシステムで行っ た。前置増幅器はCANBERRA 2002Cを、そしてメインアンプとしてORTEC 571を使用し、 プリアンプ出力とメインアンプ出力の波形を取り込んだ。

測定の結果、信号の検出に成功することができた。得られたメインアンプ出力のパルスハイト 分布を Fig.5.14に示す。分布にガウシアンをフィッティングしたところ、 22%@5.9keV という エネルギー分解能が得られた。得られた直列接合の信号のプリアンプ出力は約 20mV で、現在



Figure 5.13: 直列接合素子の望まれる構造: 文献 [20] を参考

のノイズレベルは~15mV である。このように信号レベルが低いため、得られたエネルギー分解 能の値は決して良いとは言えないが、直列接合素子で 5.9keV の X 線が検出できたことは大きな 成果であるといえよう。

5.4 サファイア基板中のフォノンの伝搬についての考察

5.4.1 フォノンの発生機構

サファイア基板に X 線が入射すると光電効果により電子が生成され、その電子をきっかけとし て多数の電子が生成される。その多数の電子はそれぞれ \sim 10THz の振動数を持った optic phonon を生成するが [23]、 optic phonon の寿命は短く、すぐさま 2 つの acoustic phonon に decay す る。その際エネルギーは 2 つに等分されるので、それぞれの持つ振動数は \sim 5THz となる。その 後もエネルギーを二等分する decay を繰り返し、次々とエネルギーの小さいフォノンへ変化して いく。このような decay に対するフォノンの寿命 τ はエネルギーに大きく依存し、

$$\tau \simeq 8 \left(\frac{\Omega_{\rm D}}{\Omega}\right)^5 [\text{psec}]$$
 (5.1)

と表される [25]。ここで Ω_D は debye エネルギーである。 decay を繰り返して基板上の接合に 到達した phonon は、接合内でクーパー対を破壊する。



Figure 5.14: 直列接合素子 B に ⁵⁵Fe を当てて得られたパルスハイト分布

ところで、フォノンが持ち得る最大エネルギーは Debye エネルギー Ω_D で与えられ、サファ イアの場合 $\Omega_D \sim 90$ meV である。また信号に寄与するフォノンは、接合のエネルギーギャップ 以上のエネルギーを持つものである。 Nb のエネルギーギャップは $2\Delta=3.1$ meV であるので、今 注目すべきフォノンは、 3.1meV $\leq \Omega \leq 90$ meV のエネルギーを持つものということになる。こ れを振動数に直すと、 ~ 600 GHz から ~ 20 THz の範囲となる。式 (5.1) を考慮すると、このうち 振動数の高いフォノンは接合に到達できず、数回 decay を経験してある程度振動数の低くなった フォノンが接合に吸収されていることがわかる。

また、フォノンは、サファイア基板の表面での反射やアイソトープからのレイリー散乱、そし て結晶内の不純物や構造が不完全であることなどを理由とする散乱を受ける。これらの散乱に対 するフォノンの寿命 *τ*_s は、

$$\tau_{\rm s} \simeq \left(\frac{1}{\eta\Omega_{\rm D}}\right) \left(\frac{\Omega_{\rm D}}{\Omega}\right)^4 \tag{5.2}$$

と表せる [25]。ここで η は、結晶の純度であり、サファイアの典型的な値は~23ppm である。 フォノンの decay にこれら散乱を考慮に入れたフォノンの伝搬を "quasi diffusive" な伝搬と呼 ぶ。また、このような散乱の影響を受けずに伝搬する場合を"ballistic" な伝搬と呼び区別する。

5.4.2 phonon focusing

結晶内をフォノンが伝搬する際、フォノンの伝搬する方向に結晶構造を反映した特殊性が存在する。この特殊性を phonon focusing と呼び、サファイアの場合にもこの現象が見られる [10]。

もし、この phonon focusing の存在が支配的であるとすると、直列接合素子による入射位置検 出に影響を与えてしまうおそれがある。

文献 [16] では、Si におけるフォノンの伝搬の様子をモンテカルロ法でシミュレーションした 結果から、さまざまな散乱を考慮に入れない "ballistic" な伝搬では phonon focusing の現象が 見られるが、 "quasi diffusive" な伝搬であれば phonon focusing の影響はないと言及している。 また、Si の基板の上に STJ 素子を複数配置して基板の裏から α 線を入射させ、それぞれの素子 で検出される信号の入射位置依存を見る実験を行っている。その結果、 phonon focusing の影響 はなく、入射位置を顕著に表すパルスハイト分布が得られた。また、信号検出の時間差を利用し てフォノンの伝搬速度を求めたところ ~500m/sec という値が得られた。この値が、本来フォノ ンが持つとされる速度 ~5000m/sec より十分遅いことから、 "quasi diffusive" な伝搬を反映す るものであると結論し、フォノンを利用した位置検出の可能性を示唆している。

5.4.3 フォノンの伝搬速度

サファイア基板中におけるフォノンの平均速度は、Lモードで $v_l=10.9 \times 10^3 \text{m/sec}$ 、Tモード で $v_t=6.45 \times 10^3 \text{m/sec}$ で与えられる [14]。 5.9keVのX線が厚さ 400 μ mのサファイアに入射し た場合、ほぼ表面近くで吸収されると考えられる (Fig.2.9参照。)。このことより、 5.9keVのX 線が入射して生成されたフォノンが接合に吸収されるまでの平均時間はそれぞれ、 37nsec、 62nsec となる。

5.4.4 実験結果からの考察

直列接合素子 A の実験で得られた信号検出の時間差から、フォノンの伝搬速度を見積もること ができる。Fig.5.5の時間差スペクトルの左側の分布は、素子 b に近いコリメータから入射した イベントによるものである。(Fig.5.1参照。) このコリメータの位置から素子 a までの距離と素 子 b までの距離の差は 2mm で、信号検出の時間差が 320nsec であることから (Fig.5.5参照。)、 フォノンの伝搬速度は ~6600m/sec と見積もることができる。この速度は、前節で述べたフォ ノンの平均速度と同じ程度の値であり、あまり散乱の影響を受けていないように思われる結果と なった。

これは、得られた信号波高の10% に達した時刻を用いて導いた結果であるが、信号波高の90% に達した時刻を用いて時間差スペクトルを作ると、ピークの差が~780nsec と大きくなる。これ を用いて求めた伝搬速度は~2600m/sec となり、先ほどの見積もりより遅い値となった。この 結果の違いは次のように説明できるだろう。放射線が入射してフォノンが生成されると、まず、 散乱されずに"ballistic" に伝搬するフォノンが接合にたどり着く。そしてその後から散乱を受け た"quasi diffusive" なフォノンが遅れて接合にたどり着く。信号が検出される時刻を決定して いるのは主に"ballistic" に伝搬するフォノンであり、信号波高のピークに達する時刻は、"quasi diffusive" に伝搬するフォノンがすべて接合にたどり着いた時刻に対応している。そのため、波 高 90% で求めた伝搬速度~2600m/sec は、散乱を受けて速度が遅くなったフォノンによるもの と考えられる。

5.4.2節で述べたような phonon focusing が存在すると入射位置の情報を失ってしまうおそれ がある。しかし、 phonon focusing は "ballistic" に伝搬する phonon により生じるので、"quasi diffusive"に伝搬するフォノンから入射位置の情報を得ることができればよい。その手段のひと つとして、先ほど述べた理由により、信号検出の時間差を波形の立ち上がりの時刻ではなくピー クに達する近辺の時刻を利用することがあげられる。また phonon focusing の影響のために、 信号波高が突如大きくなるような入射位置が存在するかもしれない。それは、さまざまな入射位 置に対して得られる信号波高の分布を丹念に調べ、ゲインマップを作成することにより phonon focusing の影響を取り除くことができる。また、基板の結晶構造と素子の配置にも配慮が必要で あるといえる。

Chapter 6

まとめ

- 前置増幅器のノイズが、FET の種類および動作温度に大きく依存することを実験的に確認した。そして 2SK190 を動作温度 100K で使用することを採用し、ノイズをかなり低減させることができた。
- 単接合素子を用いた測定において、FWHM で 112eV@5.9keV、パルサーノイズ 95eV と いう値を得た。
- 直列接合素子を用いた位置検出測定を行い、 ≤0.5mm という位置分解能を得た。しかし、 この値はコリメータの大きさによる放射線入射位置の広がりを考慮していないため、もう 少し考察が必要である。
- 直列接合素子を用いた測定から、パルスハイトやライズタイムが入射位置に大きく依存することがわかった。
- 直列接合素子を用いて、 5.9keV の X 線の検出に成功することができた。

Bibliography

- [1] Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F.R., Rossi, B.B., Phys. Rev. Lett., 9, 439(1962).
- [2] Awaki,H., Mushotzki,R., Tsuru,T., Fabian,A.C., Fukazawa,Y., Loewenstein,M., Makishima,K., Matsumoto,H., Matsushita,K., Mihara,T., Ohashi,T., Ricker,G.R., Serlemitsos,P.J., Tsusaka,Y., Yamazaki,T., PASJ, 46, L65(1994).
- [3] Matsushita,K., Makishima,K., Awaki,H., Canizares,C.R., Fabian,A.C., Fukazawa.Y., Loewenstein,M., Matsumoto,H., Mihara,T., Mushotzki,R., Ohashi,T., Ricker,G.R., Serlemitsos,P.J., Tsuru,T., Tsusaka,Y., Yamazaki,T., ApJ, 436, L41(1994).
- [4] Matsushita,K., Makishima,K., Rokutanda,E., Yamasaki,N.Y., Ohashi,T., ApJ, 488, L125(1997).
- [5] Matsushita, K., Ph.D. thesis, Univ. Tokyo(1997).
- [6] 六反田悦子, 大橋隆哉, 山崎典子, 松下恭子, 「「あすか」による楕円銀河 NGC4636 の長時 間観測」, 日本天文学会秋季年会 (水沢市文化会舘), (1996)
- [7] 「平成4年度(1993年)第2次飛翔実験科学衛星ASTRO-D計画書」, 宇宙科学研究所 SES データセンター (1993).
- [8] 「M-3SII-7/あすか (ASTRO-D) 実験報告書」、 宇宙科学研究所 SES データセンター (1994).
- [9] Chow, D., Neuhauser, B., Frank.M., Mears, C.A., Abusaidi, R., Cunningham, M., Golzarian R.M., Hake, D.D., Labov, S.E., Lindeman, M.A., Owens, W.E., Sadoulet, B., Slepoy.A., Nicl. Instr. Meth., A370, 57(1996).
- [10] Every, A.G., Koos, G.L., Wolfe, P., Phys. Rev., 29, 2190(1984).
- [11] Frank, M., Nears, C.A., Labov, S.E., Azgui, F., Lindeman, M.A., Hiller, L.J., Netel, H., Barfknecht, A., Nucl. Instr. Meth., A370, 26(1996).
- [12] Giaever, I., Megerle, K., it Phys. Rev., **122**, 1101(1961).
- [13] le Grand, B.J., Ph.D. thesis (1994).

- [14] Kaplan, S.B., J. Low Temp. Phys., 37, 343(1979).
- [15] Klein, C.A., J. Appl. Phys., **39**, 2029(1967).
- [16] Kraus, H., Jochum, J., Kemmather, B., Gutsche, M., Feilitzsch, F.v., Mössbauer, "X-ray Detection By Superconducting Tunnel Junctions" ed. A.Barone (World Scientific, Singapole, 1990)p.41.
- [17] Kurakado, M., Nucl. Instr. Meth., A196, 275(1982).
- [18] Kurakado, M., Nucl. Instr. Meth., A314, 252(1992).
- [19] Kurakado, M., Takahashi, T., Matsumura, A., Ito, S., Katano, R., Isozumi, Y., Proc. SPIE, 1743, 351(1992).
- [20] Kurakado, M., Ohsawa, D., Katano, R., Ito, S., Isozumi, Y., Rev. Sci. Instrum. 68, 3685.
- [21] Matsumura, A., Takahashi, T., Kurakado, M., Nucl. Instr. Meth., A329, 227(1994),
- [22] Netel, H., Frank, M., Labov, S.E., Campbell, G.H., Mears., C.A., Brunet, E., Hiller, L.J., Lindeman, M.A., Nucl. Instr. Meth. A370, 26(1996).
- [23] Poelaert, A., Erd, C., Peacock, A., Rando, N., Verhoeve, P., J. Appl. Phys., submitted, (1995).
- [24] Porter, F.S., Vechten, D.v., Blamire, M.G., Burnell, G., Nucl. Instr. Meth., A370, 50(1996).
- [25] Rand,N., Peacock,A., Dordrecht,A.v., Foden,C., Engelhardt,R., Taylor,B.G., Gare,P., Lumley,J., Pereira,C., Nucl. Instr. Meth., A313, 173(1992).
- [26] Rothwarf, A., Taylor, N., Phys. Rev. Lett., 19, 27(1967).
- [27] Rothmind, W., Zhnder, A., "Superconductive Particle Detectors" ed. A.Barone (World Scientific, Singapole, 1988) p.52.
- [28] Twerenbold, D., Europhys. Lett., 1, 209(1986).
- [29] Ukibe, M., Kishimoto, M., Katagiri, M., Kurakado, M., Nakazawa, M., Nucl. Instr. Meth., A401, 299(1997).
- [30] Vechten, D.V., Blamire, M.G., Fritz, G.G., Kirk, E.C.G., Saulnier, G., Warburton, P.A., Wood, K.S., Zacher, R., J. Low Temp. Phys., 93, 671(1993).
- [31] Wood, G.H., White, B.L., Appl. Phys. Lett. 15, 237(1969).
- [32] Zehender, A., Hagen, C.W., Rothmund, W., Proc. SPIE, 1344, 286(1990).

- [33] 菊池健一,修士論文 「超伝導トンネル接合を用いた X 線検出器の開発」,東京都立大学, (1996).
- [34] 宮崎宏幸,修士論文 「超伝導トンネル接合素子による X 線検出とその特性評価」,東京都立 大学, (1997).
- [35] 浮辺雅宏, 修士論文 「 超伝導トンネル接合型 X 線検出器の開発」, 東京大学, (1995).
- [36] 倉門雅彦, 高橋徹, 応用物理, 63, 374(1994).
- [37] **倉門雅彦**, *RADIOISOTOPES*, **43**, 31(1994).
- [38] 倉門雅彦, 蓑輪眞, 日本物理学会誌, 51, 6(1996).
- [39] 林伸行, 坂本勲, 大久保雅隆, 電子技術総合研究所彙報, **60**, 4(1996).
- [40] 「第 43 回基礎科学セミナー 超伝導放射線検出器の開発 論文集」 日本原子力研究所 (1996).
- [41] 浮辺雅宏, 岸本牧, 片桐政樹, 中沢正治, 井口哲夫, 高橋浩之, 倉門雅彦, 日本原子力学会春の 年会 (1996)
- [42] バローネ,A., パルテノ,G., 「ジョセフソン効果の物理と応用」, 近代科学社 (1988).
- [43] Model 2002 Spectroscopy Preamplifier User's Manual, Canberra Industries, Inc.
- [44] Models 142A, 142B, and 142C Preamplifiers Oerating and service Manual, EG&G ORTEC.
- [45] '93 FET(電界効果トランジスタ) 規格表, CQ 出版社

