

筑波大学大学院博士前期課程

数理物質科学研究科修士論文

ニュートリノ崩壊光探索実験のためのニオブとアルミニウムを  
用いた超伝導トンネル接合光検出器の性能評価

森内 航也

物理学専攻

2016 年 2 月



筑波大学大学院博士前期課程

数理物質科学研究科修士論文

ニュートリノ崩壊光探索実験のためのニオブとアルミニウムを  
用いた超伝導トンネル接合光検出器の性能評価

森内 航也

物理学専攻

指導教員 金 信弘 印



## 概要

ニュートリノの質量は未だ決定されていないが、ニュートリノ振動の観測によりニュートリノは有限質量を持つことが判明した。ニュートリノ振動の観測では各世代間の質量の自乗差がわかっている。我々の目的は重い質量固有状態のニュートリノが崩壊し、軽い質量固有状態へ遷移するときに放出する光子を観測し、ニュートリノの質量を決定することである。ニュートリノ崩壊光の探索にあたって、宇宙に大量に存在する宇宙背景ニュートリノからの崩壊光のエネルギーの観測を考えた。ニュートリノ崩壊光のエネルギーの観測のためには、回折格子と組み合わせて使用するための 25meV 程度の光子を 1 光子ずつ検出できる検出器が要求される。要請される性能の達成のため Nb/Al 超伝導トンネル接合素子 (STJ) 光検出器の研究・開発を進めている。

STJ は超伝導体/絶縁体/超伝導体という構造を持つ。超伝導体中には 2 つの電子が Cooper 対として存在し、光子の吸収により Cooper 対が解離、励起され準粒子を生成し、絶縁膜をトンネル効果で通過できるようになる。この時 STJ の電流の変化から光子の検出を行う。本研究では産業総合研究所 CRAVITY 施設で作製された Nb/Al-STJ の性能評価をおこなった。

STJ の静電容量の測定を行った。100 $\mu$ m 角の Nb/Al-STJ について配線の寄生容量含めて 1.3nF と測定された。現在の測定系では配線の寄生容量のほうが支配的であることがわかった。

検出器の測定系の改善を行った。改善後の測定系ではリークカレントが 100pA 程度まで減少させることができた。また、改善した測定系で光応答測定をおこなった。測定結果から可視光 1 光子の信号はベデスタルから十分分離可能であることがわかった。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>1</b>
1.1	はじめに	1
1.2	ニュートリノ	1
1.3	ニュートリノの観測	2
1.4	ニュートリノ振動	2
1.5	ニュートリノ崩壊光探索実験	4
1.5.1	ニュートリノ崩壊	4
1.5.2	ニュートリノ崩壊光と背景事象	6
1.5.3	シミュレーション及び微分解析	8
1.5.4	ニュートリノ崩壊光探索ロケット実験計画	10
<b>第 2 章</b>	<b>超伝導トンネル接合素子</b>	<b>11</b>
2.1	STJ の構造	11
2.2	STJ 検出器の動作原理	12
2.3	STJ の I-V 曲線	14
2.3.1	I-V 曲線	14
2.3.2	リーク電流	14
2.4	Nb/Al-STJ	15
2.4.1	バックトンネリング	15
2.5	産業総合研究所 CRAVITY 製 Nb/Al-STJ	16
<b>第 3 章</b>	<b>STJ の性能評価実験に用いた冷凍機及び測定系</b>	<b>20</b>
3.1	3 ヘリウムソーブション冷凍機	20
3.1.1	冷凍機内部の配線	22
3.1.2	冷凍機への光ファイバーの導入	24
<b>第 4 章</b>	<b>STJ の静電容量測定</b>	<b>26</b>
4.1	電流電圧特性の測定	26
4.2	LTspice による電流電圧特性のシミュレーション	30
4.3	最小二乗法による最尤値決定	31
<b>第 5 章</b>	<b>STJ 測定系の改善</b>	<b>35</b>
5.1	磁性体の除去, 磁場シールドの設置	35
5.2	測定系 GND の状態を改善	35

第 6 章	光応答測定	39
6.1	実験方法 . . . . .	39
6.2	結果 . . . . .	39
第 7 章	結論	44

# 目次

1.1	ニュートリノが崩壊し，光子を放出する時のファインマンダイアグラム . . .	5
1.2	ニュートリノ崩壊光のエネルギースペクトルと背景事象 [1].ZE:黄道光 (ダ ストによる熱放射の成分),ZL:黄道光 (太陽光散乱),CMB:宇宙マイクロ波背 景放射 . . . . .	7
1.3	シミュレーションによるニュートリノ崩壊光のエネルギースペクトルの結 果. 縦軸がそのエネルギーの光子数, 横軸は光子のエネルギー. ニュート リノ崩壊光のエッジの部分は検出器のエネルギー分解能ごとのスペクトル を示している. エネルギー分解能は 0%から 5%である. [1] . . . . .	8
1.4	ニュートリノ崩壊光のエネルギースペクトルのエッジ部分の微分. 検出器 のエネルギー分解能ごとに描いたものである. 縦軸はエネルギーごとの光 子数の変化量, 横軸はエネルギー. [1] . . . . .	9
1.5	ロケット実験に用いる検出器の概観. . . . .	10
2.1	STJ の模式図 . . . . .	11
2.2	STJ の動作原理の模式図 . . . . .	13
2.3	準粒子, フォノンの生成の様子 . . . . .	13
2.4	STJ の I-V 曲線 . . . . .	14
2.5	Nb/Al-STJ の構造 . . . . .	15
2.6	バックトンネル効果の様子 . . . . .	16
2.7	産総研 CRAVITY 作製 Nb/Al-STJ のデザイン . . . . .	17
2.8	Division1 の Nb/Al-STJ. . . . .	17
2.9	Division3 の Nb/Al-STJ. . . . .	18
2.10	Division5 の Nb/Al-STJ. . . . .	18
2.11	産総研で作製された Nb/Al-STJ のチップ. チップの ID は図中に示した番 号とアルファベットでつけた. . . . .	19
3.1	$^3\text{He}$ ソープション冷凍機の概略図 . . . . .	21
3.2	$^3\text{He}$ ソープション冷凍機バス内の写真 . . . . .	22
3.3	光位置調節ジグ. . . . .	23
3.4	光の照射位置と STJ の抵抗値の変化. 縦軸は減少した抵抗値である. . . .	24
3.5	光の照射位置と STJ の抵抗値の変化. 縦軸は減少した抵抗値である. . . .	25
4.1	実験で用いた測定回路 . . . . .	27
4.2	$100\mu$ 角 Nb/Al-STJ の電流電圧特性. 入力 sin 波 10Hz で測定. . . . .	28
4.3	$100\mu$ 角 Nb/Al-STJ の電流電圧特性. 入力 sin 波 500Hz で測定 . . . . .	28



4.4	100 $\mu$ 角 Nb/Al-STJ の電流電圧特性. 入力 sin 波 2000Hz で測定 . . . . .	29
4.5	シミュレーションに用いた回路 . . . . .	30
4.6	STJ の等価回路 . . . . .	31
4.7	20 $\mu$ 角 Nb/Al-STJ フィット結果 . . . . .	32
4.8	100 $\mu$ 角 Nb/Al-STJ フィット結果 . . . . .	33
4.9	100 $\mu$ m 角 Nb/Al-STJ の入力 sin 波 500Hz 測定に各静電容量のシミュレーション結果を重ね書きした図. 緑は測定値. シミュレーション結果は位相差が小さい方から 1.0nF,1.2nF,1.4nF の場合である. . . . .	33
4.10	100 $\mu$ m 角 Nb/Al-STJ の入力 sin 波 2000Hz 測定に対する $\chi^2$ 分布.ndf=1249,C=1.20nF で最小. . . . .	34
4.11	100 $\mu$ m 角 Nb/Al-STJ の入力 sin 波 2000Hz 測定に各静電容量のシミュレーション結果を重ね書きした図. 緑は測定値. シミュレーション結果は位相差が小さい方から 1.0nF,1.2nF,1.4nF の場合である. . . . .	34
4.12	100 $\mu$ m 角 Nb/Al-STJ の入力 sin 波 2000Hz 測定に対する $\chi^2$ 分布.ndf=1249,C=1.20nF で最小. . . . .	34
5.1	60K 輻射シールドに巻かれた磁場シールドテープ . . . . .	36
5.2	左図:磁場対策前. 右図:磁場対策後.0.4mV で 600nA ほどのリーク電流が 30nA 程度まで下がった. . . . .	37
5.3	20 $\mu$ m 角 Nb/Al-STJ の電流電圧特性 . . . . .	37
5.4	50 $\mu$ m 角 Nb/Al-STJ の電流電圧特性 . . . . .	38
5.5	100 $\mu$ m 角 Nb/Al-STJ の電流電圧特性 . . . . .	38
6.1	光応答測定実験の測定系 . . . . .	39
6.2	光ファイバーの先端と STJ. 光ファイバーから出た緑色の光が STJ チップを照らしている. . . . .	40
6.3	50 $\mu$ m 角 STJ の出力信号. . . . .	41
6.4	STJ 出力の積分値の分布 . . . . .	41
6.5	フィッティング関数.M は信号値の平均値. $\sigma_p$ はペDESTAL のシグマである. . . . .	42
6.6	カイ自乗分布 . . . . .	43

# 表 目 次

1.1	参考文献 [2] から引用したニュートリノ振動のパラメータ. $\Delta m^2 = m_3^2 - (m_2^2 + m_1^2)/2$ , $\delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ である.	4
1.2	シミュレーションのパラメータ	8
2.1	各物質のエネルギーギャップ	12
2.2	Nb/Al-STJ の各層の厚さ	16
4.1	実験装置	27
4.2	測定結果	32

# 第1章 序論

## 1.1 はじめに

素粒子物理学に於ける標準模型は多くの実験事実を記述し高い精度で一致することが知られている。しかし、標準模型で説明されていない現象も発見されており、その一つがニュートリノ振動という現象である。ニュートリノとはレプトンに分類される中世の素粒子である。ニュートリノ振動ではニュートリノが飛行中に電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノの3世代の状態を遷移する現象である。これはニュートリノが有限の質量を持つことを示す。標準模型ではニュートリノ質量を0としており、ニュートリノ振動は説明できない。この現象の観測からはニュートリノがもつ3つの質量固有状態の自乗差が測定されたが、ニュートリノの質量は未だ測定されていない。ニュートリノ質量の測定は標準理論の完成のため非常に重要である。

我々はニュートリノが重い質量固有状態から軽い質量固有状態へ光子の放出を伴い崩壊する現象を探索する実験を考えている。具体的には、ニュートリノ崩壊に伴い放出される光子のエネルギー測定を考えており、崩壊光子のエネルギーとニュートリノ振動から測定されたニュートリノ質量自乗差からニュートリノ質量そのものを決定する。ニュートリノ源としては宇宙背景ニュートリノを考えている。光子の波長領域は遠赤外領域（ $50\mu\text{m}\sim 90\mu\text{m}$ ）であり、この領域のスペクトル中にステップ構造を観測する。このため、遠赤外領域で1光子ずつ計数可能な検出器の開発が必要である。そこで、我々は超伝導トンネル接合素子光検出器の開発を行っている。本章ではニュートリノの物理、ニュートリノ崩壊光探索実験について記述する。

## 1.2 ニュートリノ

素粒子は物質を構成するフェルミオンと力を媒介するボソンに分けられる。さらに、フェルミオンは強い相互作用をするクォークと強い相互作用をしないレプトンに分けられる。ニュートリノはレプトンに分類される中性の素粒子である。レプトンは3つの世代から成り、以下のように構成される。

$$\begin{array}{ccc} \text{第一世代} & \text{第二世代} & \text{第三世代} \\ \left( \begin{array}{c} \nu_e \\ e^- \end{array} \right) & \left( \begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu^- \end{array} \right) & \left( \begin{array}{c} \nu_\tau \\ \tau^- \end{array} \right) \end{array} \quad (1.1)$$

これら3世代のニュートリノに対して、反粒子が存在し、 $\bar{\nu}_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu$ ,  $\bar{\nu}_\tau$  と表記される。ニュートリノは電荷を持たず、質量は非常に小さいため実質的に作用するのは弱い相互作用のみ

である。ニュートリノのヘリシティは左巻き、反ニュートリノのヘリシティは右巻きである。ニュートリノの質量は決定されていないが、ニュートリノ振動の観測により、ニュートリノに有限質量が存在することがわかっている。また質量の自乗差が判明している。

### 1.3 ニュートリノの観測

上述したようにニュートリノは中性で弱い相互作用のみが働くため観測が非常に難しい。ニュートリノの存在を観測する手段としては、荷電カレント反応、または、中性カレント反応を用いる方法が考えられる。荷電カレント反応とは、ニュートリノが  $W^\pm$  の交換を通して、同じ世代の荷電レプトンに転換される反応である。実験ではこの荷電レプトンを検出する。例としては、逆  $\beta$  崩壊があげられる。

$$\text{逆}\beta\text{崩壊} \quad \bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$$

この反応によって生成される陽電子を検出することでニュートリノの存在を証明し、フレーバーを決定することができる。代表的な実験として、T2K 実験がある。T2K 実験では茨城県東海村の J-PARC という大強度陽子加速器施設の加速器で作られた大強度ニュートリノビームを岐阜県飛騨市神岡町にあるスーパーカミオカンデ検出器で観測している。

中性カレント反応とはニュートリノが標的を反跳、または、破砕する反応である。以下の例があげられる。

$$\text{ニュートリノ - 電子の散乱} \quad \nu + e \rightarrow \nu + e$$

この反応ではニュートリノは同一のニュートリノとして残り、エネルギーを移行された電子を観測することでニュートリノの検出を行う。

### 1.4 ニュートリノ振動

標準理論では、ニュートリノの質量はゼロであるとされている。しかし、ニュートリノの世代間での遷移があることがわかり、これはニュートリノに質量がなければ起こりえないということから、ニュートリノに質量があることが判明した。この世代間で遷移する現象をニュートリノ振動と呼ぶ。

ニュートリノのフレーバー固有状態は質量固有状態で以下のようにあらわされる。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_j U_{\alpha j} |\nu_j\rangle \quad (1.2)$$

$\alpha$  はフレーバー固有状態 ( $e, \mu, \tau$ ) を表し,  $j$  は質量固有状態を表している.  $U$  は牧・中川・坂田行列 (MNS 行列) と呼ばれるものであり, 以下のように表される.

$$\begin{aligned}
U &= \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{12}e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} c_{13}c_{12} & c_{13}s_{12} & s_{13}e^{i\delta} \\ -c_{23}s_{12} - s_{13}s_{12}c_{12}e^{-i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{13}c_{23} \\ s_{23}s_{12} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{13}c_{23}s_{12}e^{-i\delta} & c_{12}c_{23} \end{pmatrix} \quad (1.3)
\end{aligned}$$

ここで  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ ,  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ ,  $\delta$  は小林・益川位相と呼ばれるものである. これらを用いてニュートリノ振動の確率を計算する.

簡単のため 2 世代でのみ遷移が起きているとする. ここでは,  $\nu_\alpha, \nu_\beta$  間での確率  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$  を計算する.

2 世代間の混合角を  $\theta$  とすると, フレーバーの固有状態は次のように表すことができる.

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

そして, フレーバーの固有状態の時間発展は次のように表される.

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_j U_{\alpha j} |\nu_j\rangle e^{-iE_j t} \quad (1.5)$$

これから確率  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$  は次のようになる.

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta(t) | \nu_\alpha(0) \rangle|^2 \\
&= \sin^2 2\theta \sin^2(\Delta m^2 L / 4E) \quad (1.6)
\end{aligned}$$

ここで  $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ ,  $L = ct$  である.

以上のことからわかるようにニュートリノ振動の観測から MNS 行列の混合角, ニュートリノの質量の二乗差がわかる. 現在, ニュートリノ振動の観測実験は盛んに行われている. SuperKamiokande による大気ニュートリノ, 太陽ニュートリノの観測, KamLAND 実験による原子炉ニュートリノの観測など各地でニュートリノ振動は観測されており各パラメータが判明している. Normal Hierarchy を仮定した場合の各パラメータを以下の表 1.1 に示す. [2]

表 1.1: 参考文献 [2] から引用したニュートリノ振動のパラメータ.  $\Delta m^2 = m_3^2 - (m_2^2 + m_1^2)/2$ ,  $\delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$  である.

パラメータ	<i>best fit</i>	$\pm 1\sigma$	$\pm 2\sigma$
$\delta m^2/10^{-5} eV^2$	7.54	7.32 - 7.80	7.15 - 8.00
$\sin \theta_{12}/10^{-1}$	3.07	2.91 - 3.25	2.75 - 3.42
$\Delta m^2/10^{-3} eV^{-2}$	2.43	2.33 - 2.49	2.27 - 2.55
$\sin \theta_{13}/10^{-2}$	2.41	2.16 - 2.66	1.93 - 2.90
$\sin \theta_{23}/10^{-1}$	3.86	3.65 - 4.10	3.48 - 4.48

## 1.5 ニュートリノ崩壊光探索実験

### 1.5.1 ニュートリノ崩壊

ニュートリノ振動の観測からニュートリノに質量があることがわかった. ニュートリノがディラック粒子である場合に, 重い質量固有状態が崩壊し軽い質量固有状態へと遷移する. この時に光子を放出する. 図 1.1 は  $\nu_3$  が  $\nu_2$  へ崩壊する時のファインマンダイアグラムである.

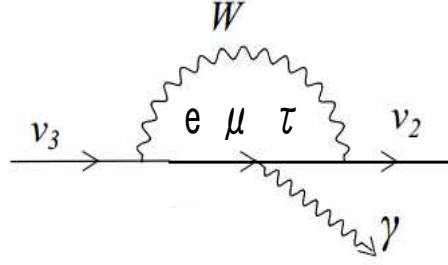


図 1.1: ニュートリノが崩壊し、光子を放出する時のファインマンダイアグラム

我々の目的はこのニュートリノ崩壊の時に放出される光子のエネルギーの観測することである．図 1.1 の崩壊の時の光子のエネルギーは  $\nu_3$  の静止系では

$$E_\gamma = \frac{m_3^2 - m_2^2}{2m_3} \quad (1.7)$$

となる．ニュートリノ振動観測実験から質量固有状態の自乗差が判明しているため、ニュートリノの崩壊過程で放出される光子のエネルギーの観測から質量  $m_3$  を決定できる．

次にニュートリノ崩壊の寿命について考える．Normal Hierarchy を仮定し、ニュートリノ振動により判明している質量固有状態の自乗差とニュートリノ質量に与えられている上限に矛盾しないようにニュートリノの質量を

$$m_3 = 50 \text{meV} \quad m_2 = 8.7 \text{meV} \quad (1.8)$$

と仮定すると標準理論ではニュートリノの寿命  $\tau \approx O(10^{43}) \text{year}$  となり非常に長いことがわかる．ここで Left-Right Symmetric Model での寿命を考える．標準理論では弱い相互作用は Left-hand(V-A) 型であり  $W_L$  のみが結合できるが、Right-hand(V+A) 型の相互作用をする  $W_R$  が存在し、 $W_L$  と  $W_R$  の混合があると  $W_L$ ,  $W_R$  が質量固有状態ではなくなる．W ボソンは混合角  $\zeta$  を用いて

$$\begin{pmatrix} W_1 \\ W_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \zeta & -\sin \zeta \\ \sin \zeta & \cos \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_L \\ W_R \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

と表される．現在までに  $W_2$  の存在が確認されていないのは、 $W_2$  が非常に重いためにみつからないと考えることができる． $W_2$  の質量が非常に重く、 $\sin \zeta = 0$  の場合、標準模型と一致する．Left-Right Symmetric Model で  $M_{W_2} = 1 \text{TeV}/c^2$ ,  $\zeta = 0.02$ ,  $m_3 = 50 \text{meV}$  を仮定すると  $\nu_3$  が  $\nu_2$  に崩壊する時の寿命は  $1.5 \times 10^{17} \text{year}$  となり、かなり短くなる．また、現在までの観測結果から寿命の下限値は  $3 \times 10^{12} \text{year}$  となっている．我々のニュートリノ崩壊光の探索はこのニュートリノのことを指す．

### 1.5.2 ニュートリノ崩壊光と背景事象

上述のように Left-Right Symmetric Model ではニュートリノ崩壊の寿命は標準理論での予言より短いことがわかる。しかし、寿命の予言値は  $1.5 \times 10^{17} \text{year}$  と長いことに変わりはない。そのため大量のニュートリノが必要となる。そこで、ニュートリノの崩壊光のエネルギーの観測を目指すにあたり、宇宙に大量に存在する宇宙背景ニュートリノからの崩壊光の探索を考えた。宇宙背景ニュートリノ (CνB) とは宇宙の初期に大量に生成されたニュートリノである。宇宙は誕生した時点から時間が進むにつれて温度が下がっていく。宇宙の温度が 1MeV 程度となるころ (宇宙誕生から 1 秒後) にはニュートリノは他の粒子と反応しなくなり、現在の宇宙に大量に残っている。宇宙背景ニュートリノは現在の宇宙に 1.9K で各世代密度  $\rho_\nu = 110 \text{ 個/cm}$  存在していると予言されている。

ニュートリノの質量を 1.5.1 と同じように  $m_3 = 50 \text{meV}, m_2 = 8.7 \text{meV}$  と仮定する。崩壊光子のエネルギーは 25meV となる。実験により宇宙背景ニュートリノからの崩壊光子エネルギースペクトルを測定する場合には、スペクトルは 25meV にエッジを持ち、赤方偏移の影響で低いエネルギーの方向にずれた光子を測定することになる。ニュートリノ崩壊光の表面輝度  $I_\nu$  は以下の式で与えられる。

$$\begin{aligned} I_\nu &= \frac{\rho_\nu c h}{4\pi\tau_\nu H_0} \left\{ \left( \frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^3 \Omega_M + \Omega_\Lambda \right\}^{-1/2} \\ &= \frac{2.5 \times 10^{12} \text{yr}}{\tau_\nu} \left\{ 0.3 \left( \frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^3 + 0.7 \right\}^{-1/2} \text{MJy/sr} \end{aligned} \quad (1.10)$$

$$\text{赤方偏移 } z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \quad (1.11)$$

式中の  $\lambda_0$  は  $z=0$  の時の波長である。 $H_0$  はハッブル定数、物質密度  $\Omega_M = 0.3$ 、宇宙定数  $\Omega_\Lambda = 0.7$  である。ニュートリノ崩壊光観測の背景事象としては黄道光がある。図 1.2 は AKARI 衛星による宇宙背景放射 (CIB) の測定実験で得られたエネルギースペクトルをバックグラウンドとして、シミュレーションによりニュートリノ崩壊光のエネルギースペクトルを描いたものである。



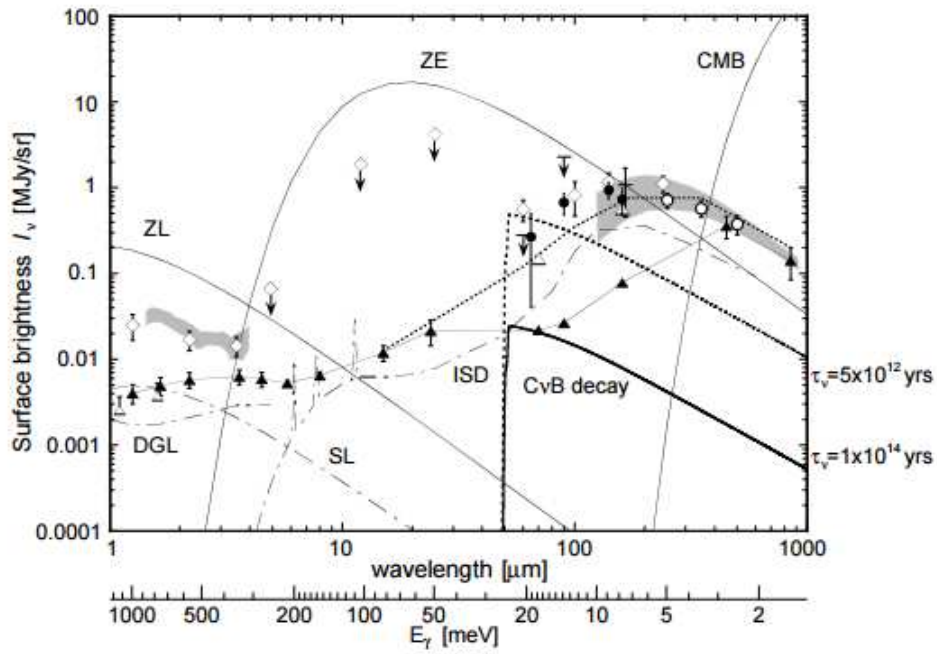


図 1.2: ニュートリノ崩壊光のエネルギースペクトルと背景事象 [1].ZE:黄道光 (ダストによる熱放射の成分),ZL:黄道光 (太陽光散乱),CMB:宇宙マイクロ波背景放射

図 1.2 からニュートリノ崩壊光観測実験において, 背景事象として黄道光のダスト放射成分であることがわかる. 図 1.2 中の●は AKARI による CIB(宇宙赤外背景放射) の測定結果, ◇は COBE による測定結果である. これらも背景事象となる.

### 1.5.3 シミュレーション及び微分解析

図 1.3 は CIB をバックグラウンドとして, ニュートリノ崩壊光のスペクトルを重ね描きしたものである. ニュートリノ崩壊光のスペクトルは以下の表 1.2 のパラメータ設定により出されたシミュレーション結果である.

表 1.2: シミュレーションのパラメータ

測定時間	10 時間
望遠鏡の直径	20cm
視野角	0.1 degrees
エネルギー分解能	1%刻みで 0 5%
$m_3$	50meV
$m_2$	10meV
寿命 $\tau_3$	$1.5 \times 10^{17}$ years

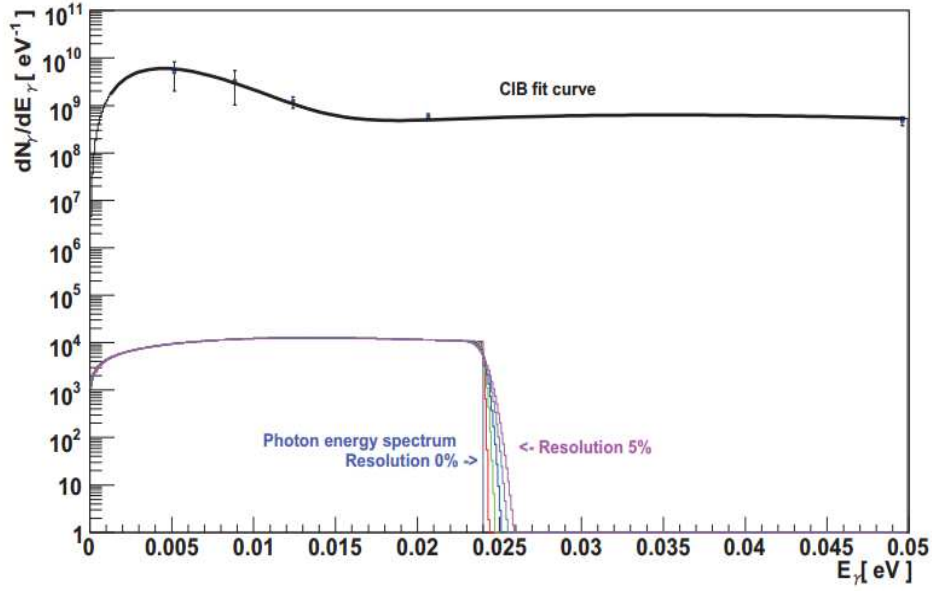


図 1.3: シミュレーションによるニュートリノ崩壊光のエネルギースペクトルの結果. 縦軸がそのエネルギーの光子数, 横軸は光子のエネルギー. ニュートリノ崩壊光のエッジの部分は検出器のエネルギー分解能ごとのスペクトルを示している. エネルギー分解能は 0%から 5%である. [1]

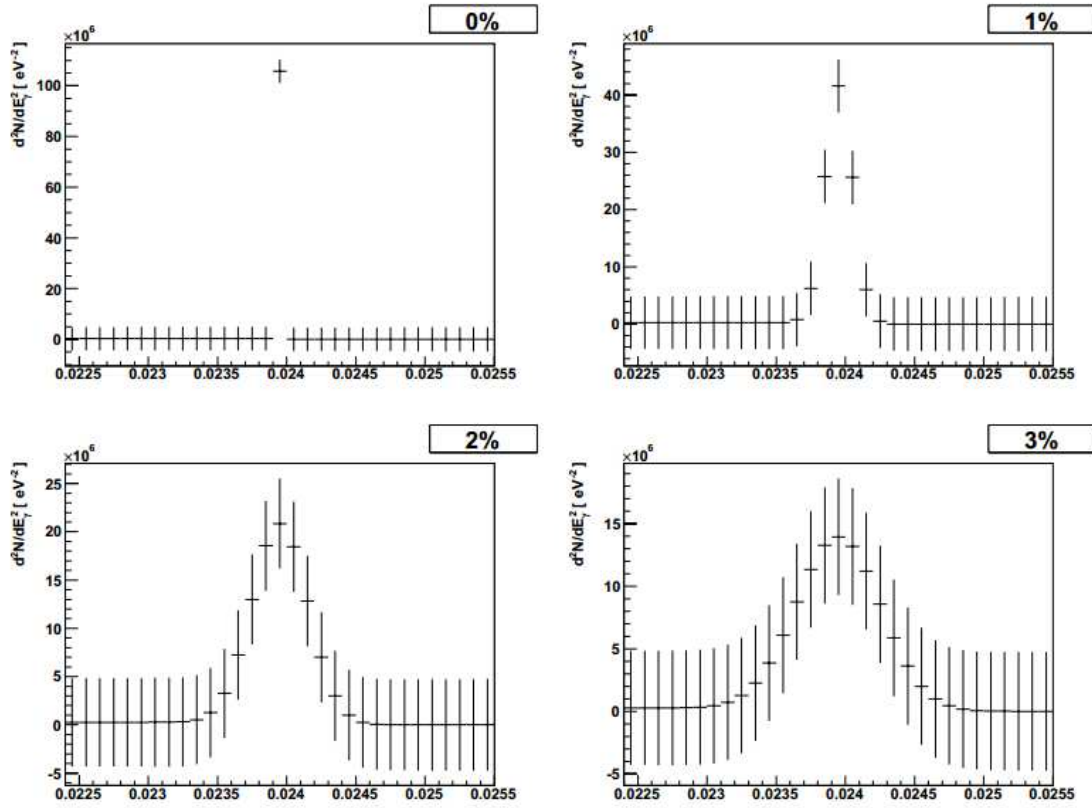


図 1.4: ニュートリノ崩壊光のエネルギースペクトルのエッジ部分の微分．検出器のエネルギー分解のごとに描いたものである．縦軸はエネルギーごとの光子数の変化量，横軸はエネルギー． [1]

シミュレーションの結果, エッジ部分の微分形から, 25meV 付近のエネルギー領域で 2%以上のエネルギー分解能を持つ場合にスペクトルのエッジ構造を  $5\sigma$  の差で観測できることがわかる. この条件を満たす光検出器として超伝導トンネル接合素子 (STJ) 光検出器の研究・開発を行う.

#### 1.5.4 ニュートリノ崩壊光探索ロケット実験計画

ニュートリノ崩壊光の観測のため、ロケットを使った宇宙観測を考えている。シミュレーションの結果から 25meV のエネルギー領域で分解能 2% を達成するため、回折格子による分光と光子計数をする検出器を組み合わせた観測装置を考えている。図 1.5 は観測装置の概観である。光子計数を行う検出器としては二オプとアルミニウムを用いた超伝導トンネル接合素子 (Nb/Al-STJ) を用いる。

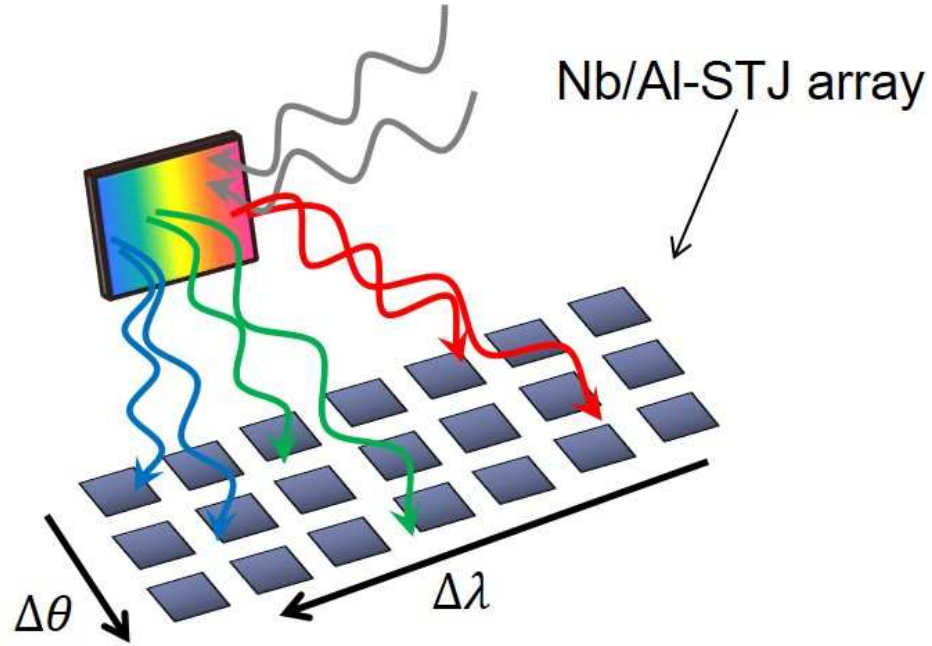


図 1.5: ロケット実験に用いる検出器の概観.

## 第2章 超伝導トンネル接合素子

前述のように， $m_3 = 50\text{meV}$  を仮定すると，ニュートリノ崩壊からの光子のエネルギーは  $25\text{meV}$  であると考えられるため，そのエネルギー領域で感度を持つ検出器を用いなければいけない．さらに，エネルギースペクトルからニュートリノ崩壊光として評価するためにはエネルギー分解能 2% を達成する検出器である必要がある．

検出器のエネルギー分解能はその物質のエネルギーギャップによって決まる．半導体を用いた検出器では上述の性能を達成できる検出器開発は不可能であると考えられる．そこで，目標を達成するため，超伝導トンネル接合素子 (STJ: Superconducting Tunnel junction) を用いることを考えた．STJ とは，うすい絶縁膜を 2 つの超伝導体ではさんだ構造で超伝導体の転移温度以下で動作させる検出器である．エネルギーギャップの小さい超伝導体を用いた検出器では目標のエネルギー分解能を達成できると考えられる．

### 2.1 STJ の構造

STJ の基本的な構造は厚さ数百 nm の超伝導体で厚さ数 nm の絶縁膜を挟んだ構造である．上下の超伝導体には読み出しのための配線が接続される．図 2.1 に模式図を示す．

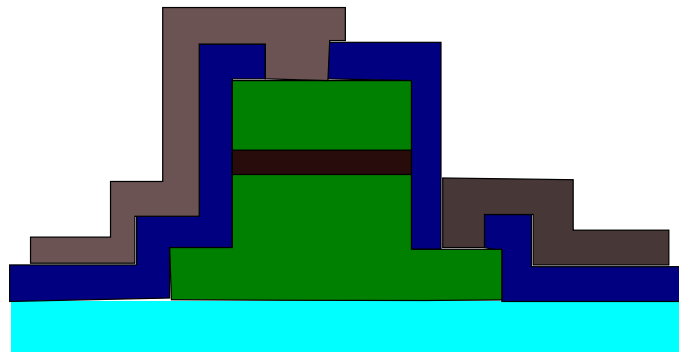


図 2.1: STJ の模式図

緑色の部分が超伝導体，黒色の部分が絶縁膜，灰色の部分が読み出し用の配線，水色の部分が基板，青色の部分は読み出し用配線と超伝導膜を絶縁するものである．

## 2.2 STJ 検出器の動作原理

STJ は超伝導体の転移温度以下で動作させる．超伝導状態の物質中では 2 個の電子が Cooper 対を形成し，エネルギー準位がフェルミエネルギーから  $\Delta$  低いところにボーズ粒子として存在する．この  $\Delta$  がエネルギーギャップであり， $\Delta$  が小さい方がエネルギー分解能の良い検出器が実現できると考えられる．代表的な半導体検出器の物質である Si と超伝導物質の転移温度  $T_c$ ，エネルギーギャップ  $\Delta$  を以下の表 2.1 に示す．

表 2.1: 各物質のエネルギーギャップ

	Si	Nb	Al	Hf
$T_c(K)$		9.23	1.20	0.165
$\Delta(meV)$	1100	1.550	0.172	0.020

検出器として動作させる場合，入射した光が超伝導物質中の Cooper 対を解離させ，常伝導状態に 2 個の電子を生成し，その電子がトンネル効果で絶縁膜を通過することが必要になる．この時，生成された電子を準粒子と呼ぶ．信号として電流を得るためには  $2\Delta$  のエネルギーが必要な最低エネルギーであり， $2\Delta$  が単位エネルギーとなる．エネルギー分解能は以下のように表される．

$$\delta_{FWHM} = 2.35\sqrt{(1.7\Delta)FE} \quad (2.1)$$

ここで、

$F$  :Fano Factor

$E$  :光子のエネルギー

である。

光検出器としての STJ の動作原理を説明する．入射光子は超伝導膜内で光電吸収され，そのエネルギーによって，準粒子が生成される．準粒子が絶縁膜をトンネル効果により通過していくことから信号を得る．この時，準粒子の収集のために上部の超伝導膜から下部の超伝導膜にバイアス電圧をかけ，2つの超伝導膜のフェルミ面に勾配をつけておく．動作原理の模式図を図 2.2 に示す．

また、光子のエネルギーを吸収し，解離させられ生成された準粒子のみではなく，準粒子が超伝導体中を拡散していく際に新たに準粒子またはフォノンを生成する．準粒子，フォノンが生成されていく様子を図 2.3 に示す．このプロセスは超伝導体のエネルギーギャップが十分小さいことによって効率的に進む．

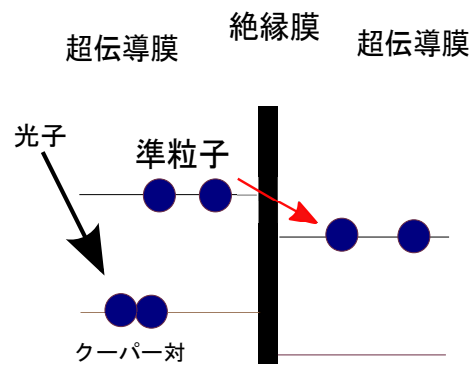


図 2.2: STJ の動作原理の模式図

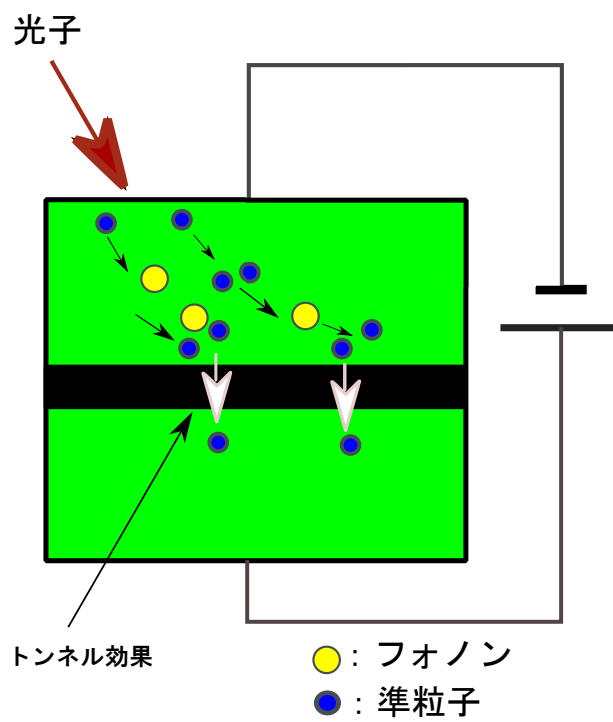


図 2.3: 準粒子，フォノンの生成の様子

## 2.3 STJ の I-V 曲線

### 2.3.1 I-V 曲線

STJはジョセフソン接合を持ち、特有の I-V 曲線を持つ。この特有の I-V 曲線を評価することで、STJ の性能の評価を行う。図 2.4 に典型的な I-V 曲線を示す。ジョセフソン接

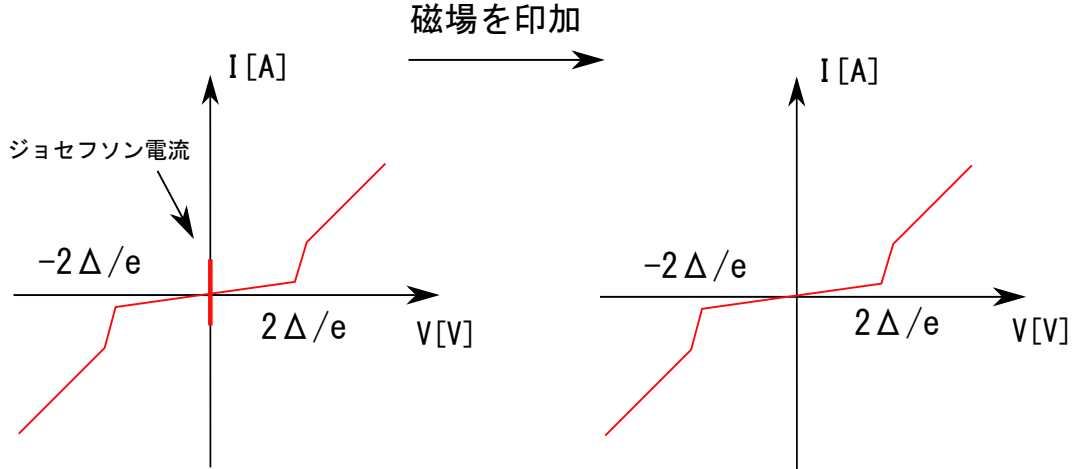


図 2.4: STJ の I-V 曲線

合とは二つの超伝導体を薄い絶縁膜を介してつなげたものである。超伝導体中では二つの伝導電子が Cooper 対を形成し、スピン 0 のボーズ粒子として存在する。この系では形成された Cooper 対が一つの状態に落ち込んだ状態になる。超伝導体中で多数の Cooper 対は一つの巨視的な波動関数で表される。絶縁膜を介した二つの超伝導体中では従う波動関数に位相差があると位相差  $\theta = \theta_1 - \theta_2$  に従って、電圧がかかっていない状態でも電流が流れる。電流は以下のように表される。

$$I = I_0 \sin \theta \quad (2.2)$$

この電流が流れる現象を直流ジョセフソン効果という。図 2.4 中のジョセフソン電流はこのためである。光応答性を見るときには、ジョセフソン電流は磁場をかけ抑制した状態で行う。電圧が  $\pm 2\Delta/e$  までは電圧を加えても電流が流れないが、それ以上の電圧をかけると Cooper 対は準粒子として流れるようになり、常伝導状態の I-V 特性と同じものになる。

### 2.3.2 リーク電流

リーク電流とは、磁場を印加したあとも流れ続ける電流であり、ノイズの原因となる。リーク電流が流れる原因いくつかある。

リークカレントの原因

- ・熱励起された電子のトンネル



- ・ STJ の絶縁膜に垂直な磁束の侵入
- ・ 測定系の振動による準粒子生成
- ・ 測定回路外からの電磁ノイズによる電位の不安定性
- ・ 絶縁膜の欠陥に流れる電流

熱によって励起させられ流れる電流については十分冷やすことにより減少させられる．具体的には超伝導膜の転移温度のおよそ十分の一の温度までリーク電流が減少し続けることがわかっている．測定系起因のノイズについては、それぞれ対策可能であり測定系の改善、及び改善された測定系での測定結果を本論文で述べる．

## 2.4 Nb/Al-STJ

Nb/Al-STJ とはニュートリノ崩壊光の観測するため、開発中の STJ である．超伝導膜に Nb と Al、絶縁膜に  $Al_2O_3$  を用いている．Nb/Al-STJ の構造を図 2.5 に示す．STJ は絶縁膜を超伝導膜で挟んだ構造をしているが、Ni/Al-STJ のように超伝導膜と絶縁膜の間に、さらにエネルギーギャップが小さい超伝導膜をいれることにより、バックトンネリングという効果を得られる．これは、収集電荷量を倍増させる効果である．

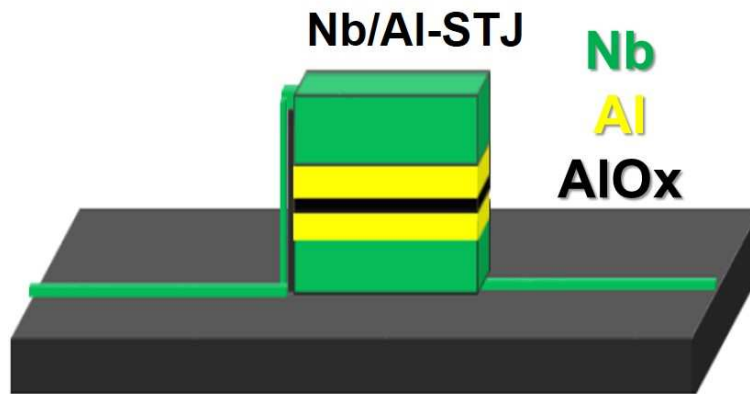


図 2.5: Nb/Al-STJ の構造

### 2.4.1 バックトンネリング

バックトンネリングとは、絶縁膜を挟むエネルギーギャップの小さい超伝導膜によって得られる効果である．この超伝導膜をトラップ層という．上部トラップ層からトンネルしてきた準粒子は、下部トラップ層で Cooper 対を形成する．この時、上部トラップ層の準粒子にエネルギーギャップ分のエネルギーを渡すことで準粒子がトンネルする前の状態になる．これを繰り返すことによって収集電荷量は倍増される．発生電荷量は以下のように表される．

$$\text{発生電荷量} \quad q = G_{Al} \frac{\epsilon_p}{1.7\Delta_{Nb}} e \quad (2.3)$$

$G_{Al}$  :トラッピングゲイン  
 $\epsilon_p$  :光子のエネルギー

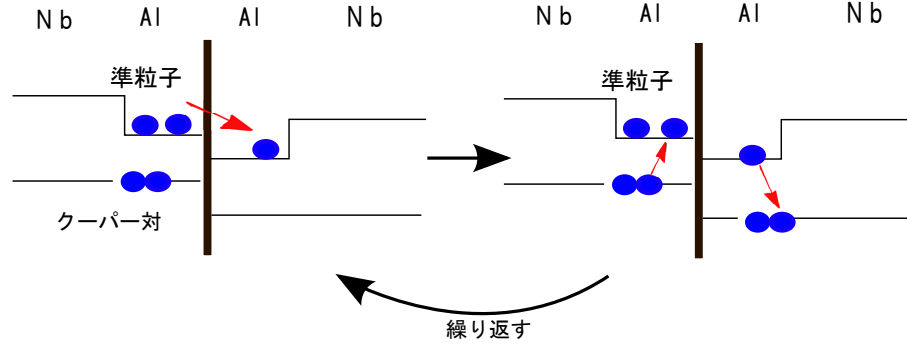


図 2.6: バックトンネル効果の様子

## 2.5 産業総合研究所 CRAVITY 製 Nb/Al-STJ

本論分では産業総合研究所の CRAVITY 施設で作製された Nb/Al-STJ の性能評価を行った. 作製された Nb/Al-STJ の各層の厚さを表 2.2 に示す.

表 2.2: Nb/Al-STJ の各層の厚さ

	厚さ (nm)
Nb	100
Al	80
$Al_2O_3$	1 から 5 程度
Al	80
Nb	100

図 2.7 は産業総合研究所 CRAVITY で作製された Nb/Al-STJ のデザインである. 本論分では Division1, Division3, Division5 の STJ を測定に用いた.

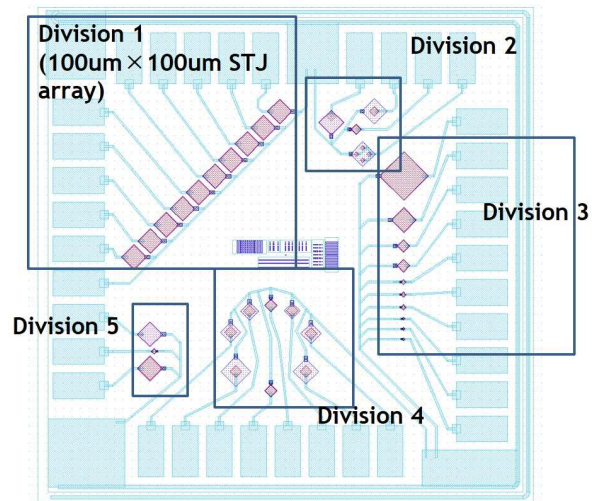


図 2.7: 産総研 CRAVITY 作製 Nb/Al-STJ のデザイン

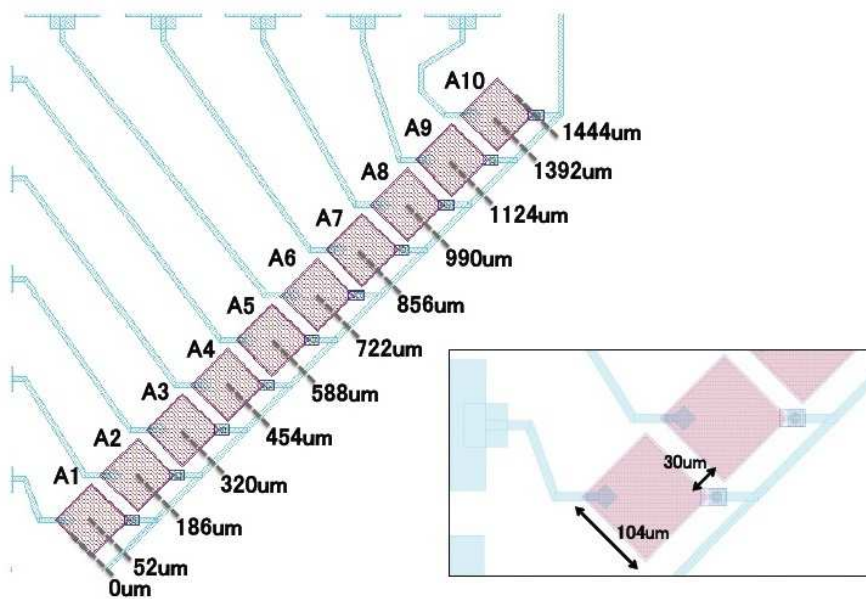


図 2.8: Division1 の Nb/Al-STJ.

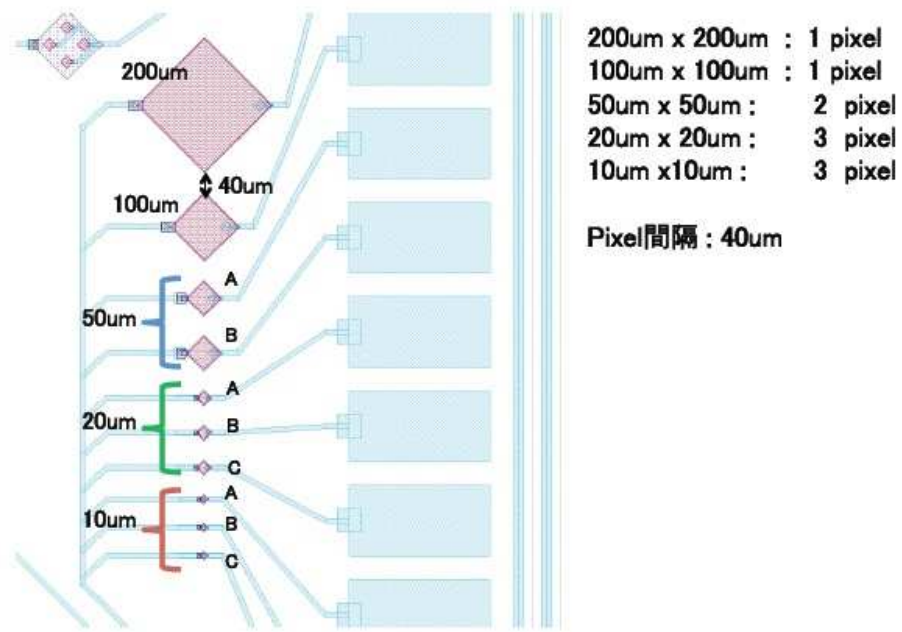


図 2.9: Division3 の Nb/Al-STJ.

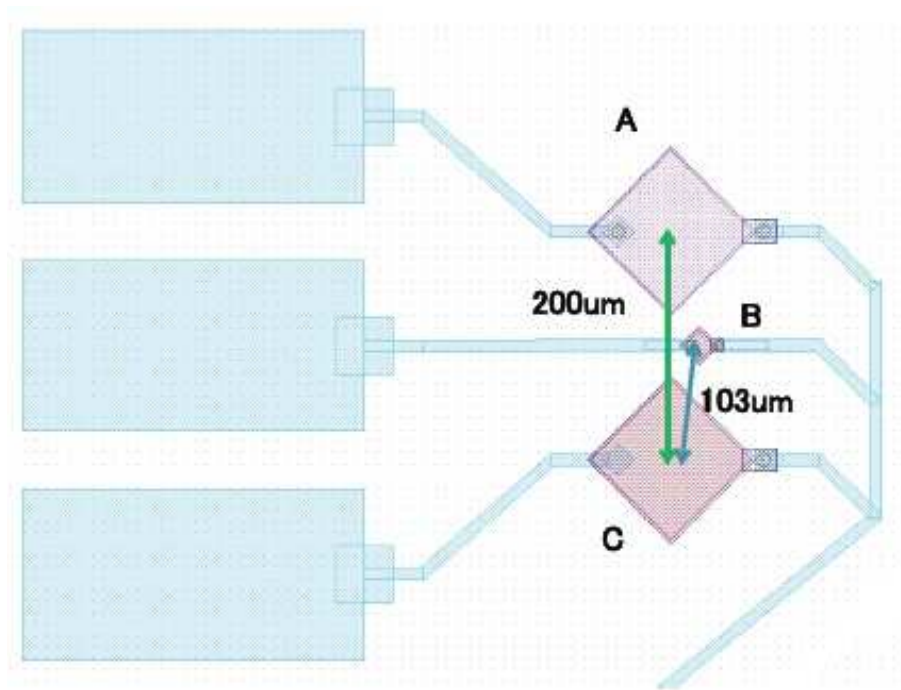


図 2.10: Division5 の Nb/Al-STJ.



図 2.11: 産総研で作製された Nb/Al-STJ のチップ. チップの ID は図中に示した番号とアルファベットでつけた.

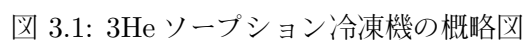
## 第3章 STJの性能評価実験に用いた冷凍機及び測定系

STJの特性評価は用いる超伝導体の転移温度以下で行わなければならない。Nb/Al-STJの測定では、3ヘリウムソーブション冷凍機を使い、特性評価を行った。

STJの特性測定においては、測定環境に存在する磁場、振動等が大きく影響を及ぼす。3ヘリウム吸着冷凍機では、これらの雑音源の除去を行い、測定系の改善を行った。改善方法、及び測定結果は第4章で述べる。本章では実験に用いた冷凍機、測定回路等の測定系について説明する。

### 3.1 3ヘリウムソーブション冷凍機

筑波大学STJグループではオクスフォード・インスツルメンツ社製の3ヘリウムソーブション冷凍機を用いている。この冷凍機は、パルスチューブ冷凍機 (PTR:Pulse Tube Refrigerator) と3ヘリウム吸着冷凍を行う部分の2つの系から構成されている。図3.1は3ヘリウムソーブション冷凍機の概略図である。





3ヘリウムソーブション冷凍機では, 最初に PTR を用いて, 室温から 3K 程度まで冷却を行う。その後, Sorb を Heat switch で 3K stage に冷却することで 3He Dump からヘリウムを引き出す。ヘリウムを引き出した後は Valve を閉じ, Heat Switch による接続を外す。Sorb に付いているヒーターを付けることで吸着されていたヘリウム放出させ, ヘリウムを 3He pot へ移動, 液化させる。液化が十分進んだところで Sorb のヒーターを止める。次に, Heat Switch による接続により Sorb を冷却する。3He pot から蒸発したヘリウムを Sorb で吸着することでソーブション冷凍が始まる。最低温部は 300mK まで冷却される。



図 3.2: 3ヘリウムソーブション冷凍機バス内の写真

### 3.1.1 冷凍機内部の配線

冷凍機内部には 24 本の配線が最低温部のステージのびている。現在は 1 本が断線しており, 使用可能なものは 23 本である。配線の材質はコンスタンタンである。配線は 2 本 1 組になったツイストペアである。ツイストペア配線を使い, 四端子法により STJ を測定するため, 一度の冷凍機運転では 5 素子まで測定可能である。

STJ の測定では絶縁膜に平行は磁場を印加する。そのため最低温ステージを囲む形でヘルムホルツ型のコイルが設置されている。コイルには 1A 程度まで電流を流す。大きな電流を流せるようにコイルへの配線は銅線を用いている。



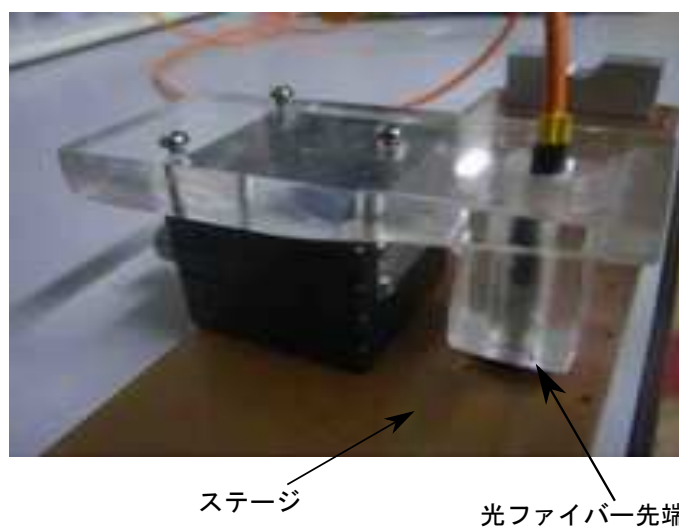


図 3.3: 光位置調節ジグ.

### 3.1.2 冷凍機への光ファイバーの導入

STJ の光応答を測定するため, 光ファイバーを使い, 最低温ステージの STJ に照射する. 冷凍機のトップからフィードスルーを介して冷凍機内に導入された光ファイバーは冷凍機中心を通る太いステンレス管に巻きつけながらステージへ導いた. 室温の部分から 60K のプレートまでは 7 回巻きつけた. その様子は図 3.4 である. 60K のプレートから 3K ステージまでの間では 16 回巻き付けた.

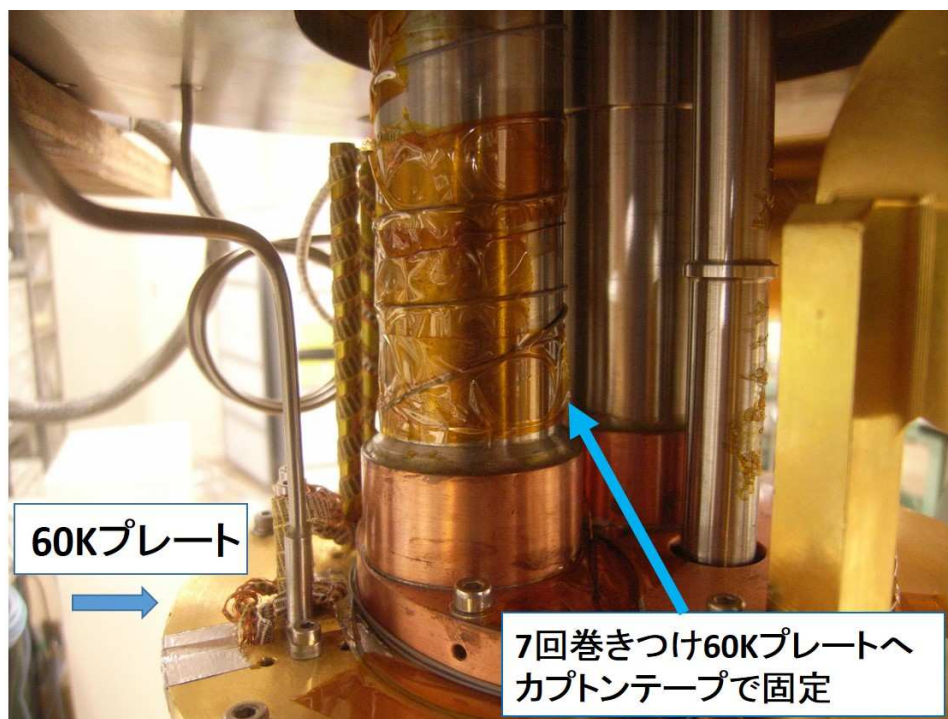


図 3.4: 光の照射位置と STJ の抵抗値の変化. 縦軸は減少した抵抗値である.

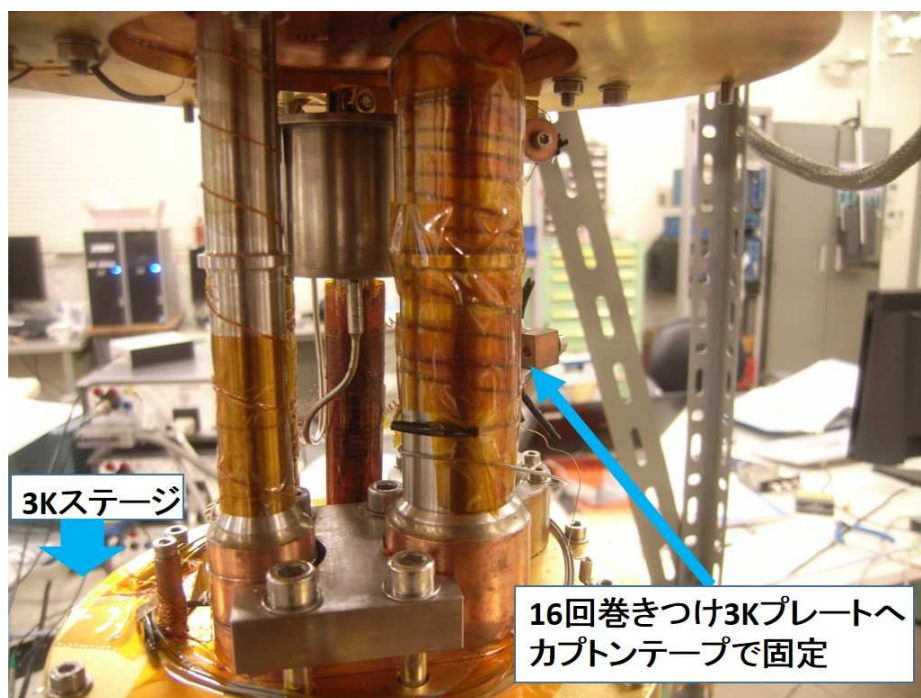


図 3.5: 光の照射位置と STJ の抵抗値の変化. 縦軸は減少した抵抗値である.

## 第4章 STJの静電容量測定

STJの信号は冷凍機内の長い配線により冷凍機外の室温部へ引き出される. この長い配線によりノイズが乗ることが考えられる. ノイズと信号を分離するため極低温で動作可能な増幅回路の開発計画がある. 回路設計のために知っておくべき数値の一つである検出器部分STJがもつ静電容量の測定を行った.

測定の手順は3つの過程からなる.

1. STJ素子の電流電圧特性の測定.
2. LTspiceによる電流電圧特性のシミュレーション.
3. 実測とシミュレーション結果を用いた最小2乗フィット.

### 4.1 電流電圧特性の測定

STJの電流電圧特性の測定は図4.1の回路を用いて行った. 基準抵抗 $1M\Omega$ はSTJの抵抗よりも十分大きく, STJに対して定電流源として働く. ファンクションジェネレータからSTJに正弦波で変化する電流を流し, 電流電圧特性を測定する. 静電容量を測定するため, 直流特性, 交流特性を測定する必要がある. そのため入力する正弦波の周波数は直流特性の測定のために10Hz, 交流特性の測定のために最高で2000Hzまでの周波数を用いた. 測定温度は300mK程度である.

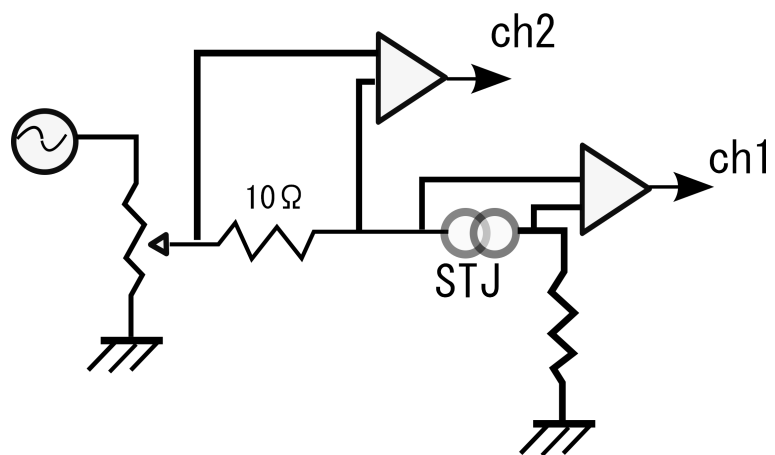


図 4.1: 実験で用いた測定回路

表 4.1: 実験装置

ファンクションジェネレータ	IWATSU SG-4105
作動増幅器	Tektronics ADA400A
オシロスコープ	Tektronix DPO4034 Digital phosphor oscilloscope

測定結果を以下に示す.

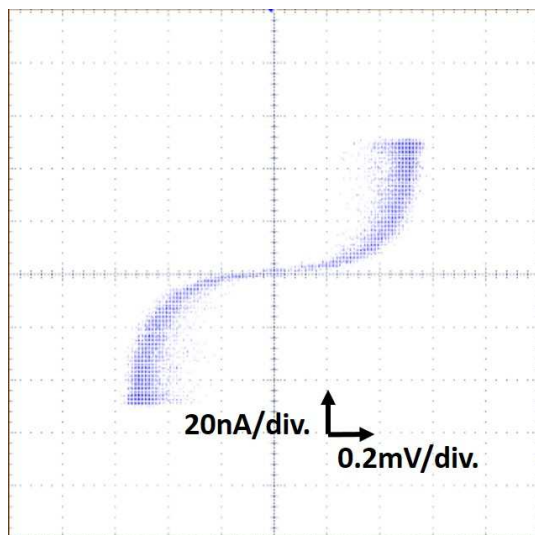


図 4.2:  $100\mu$  角 Nb/Al-STJ の電流電圧特性. 入力 sin 波 10Hz で測定.

図 4.2,4.3,??からわかるように高い周波数の入力に対して, 位相差が大きく表れる.

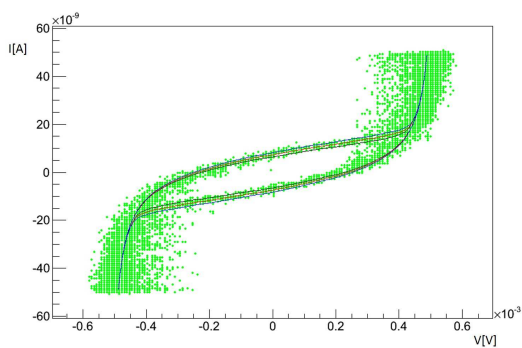


図 4.3:  $100\mu$  角 Nb/Al-STJ の電流電圧特性. 入力 sin 波 500Hz で測定

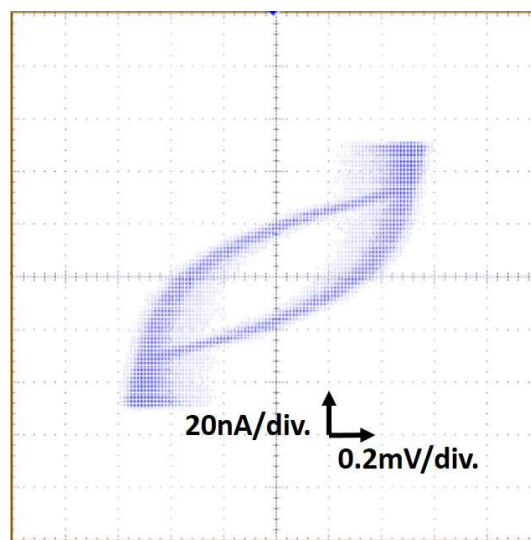


図 4.4: 100 $\mu$  角 Nb/Al-STJ の電流電圧特性. 入力 sin 波 2000Hz で測定

## 4.2 LTspiceによる電流電圧特性のシミュレーション

図 4.5 はシミュレーションに用いた回路である. 回路中の V1 は電圧源, Ref は基準抵抗である. 図 4.6 は STJ の等価回路である. STJ の DC 特性を表す電流源とキャパシタンスが並列接続されている. 理論的背景はないが, ここでは STJ の特性を式 4.1 で表すことを考えた.

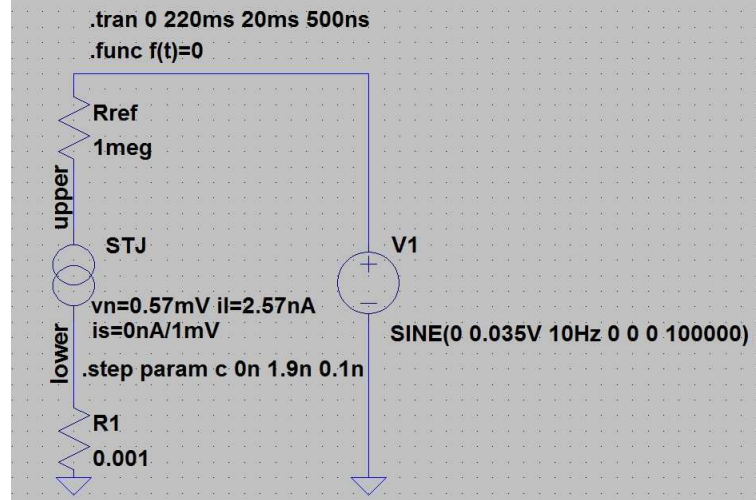


図 4.5: シミュレーションに用いた回路

$$I_{leak} = il \times \tan \frac{\pi}{2} \frac{V_{upper} - V_{lower}}{v_n} \quad (4.1)$$

ここで、

- $v_n$  :tangent 関数の漸近線の電圧値
- $il$  :tangent 関数全体にかかる係数. 漸近する電圧値の半分の電圧での電流値.
- $V_{upper}$  :STJ の直上の電位
- $V_{lower}$  :STJ の直下の電位

である

まず, 図 4.6 を用いてシミュレーションするため, 10Hz の sin 波入力により測定した STJ の電流電圧特性に tangent 関数でフィットする. 電流値を y 軸にしている場合に, tangent 関数でうまくフィットできないことがあった. これは tangent 関数が漸近線で無限に発散するためである. フィットを行う際は電流値を横軸, 電圧値を縦軸にとり Arctangent 関数でフィットを行った. 以下の図 4.8 にフィット結果を示す. フィッティングした関数は式 4.2 である.

$$V = P_0 \times \arctan P_1 \times (I - I_{offset}) + P_2 \quad (4.2)$$



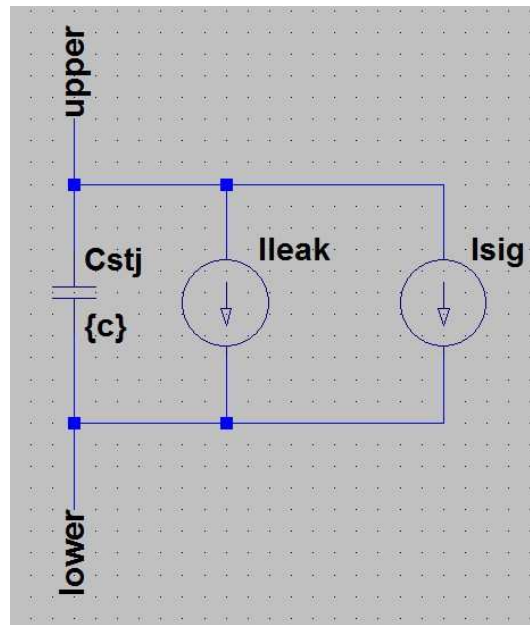


図 4.6: STJ の等価回路

ここで、

$I_{offset}$  : 電流値のオフセット  
 $V_{offset}$  : 電圧値のオフセット

である.

### 4.3 最小二乗法による最尤値決定

STJ 電流電圧特性の測定結果, シミュレーションを用いて, STJ が持つ静電容量を測定する. 一つの変数パラメータとして STJ が持つ静電容量を選ぶ. 静電容量以外のパラメータは実測時の数値に合わせてシミュレーションする. 実測と最も良く合うものをカイ自乗フィットで求める.

図 4.11 は  $100\mu m$  角 Nb/Al-STJ 入力 sin 波 500Hz の測定に対して, カイ自乗を計算した結果である.  $\chi^2$  値が最小になるのは 1.20nF である. 図 4.12 は同じ素子の入力 sin 波 2000Hz で測定した場合である. 二つの周波数での測定で一致している.

同様の測定を複数のサンプルについて行った. 以下の表 4.2 は測定結果をまとめたものである.

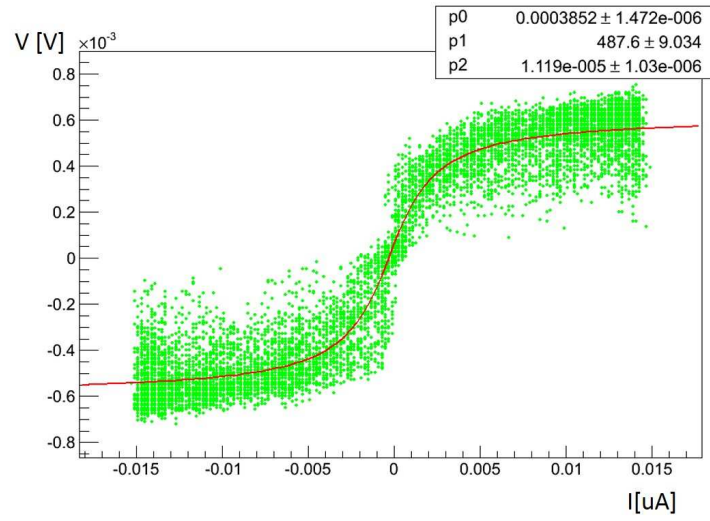


図 4.7: 20 $\mu$  角 Nb/Al-STJ フィット結果

表 4.2: 測定結果

サンプル ID	ジャンクションサイズ	静電容量
チップ 8H, 素子 20umA	20 $\mu m$ 角	$0.85 \pm 0.07 nF$
チップ 8D, 素子 stj-B	20 $\mu m$ 角	$0.83 \pm 0.05 nF$
チップ 8H, 素子 50umA	50 $\mu m$ 角	$1.09 \pm 0.01 nF$
チップ 7H, 素子 50umA	50 $\mu m$ 角	$1.02 \pm 0.01 nF$
チップ 8H, 素子 A10	100 $\mu m$ 角	$1.40 \pm 0.08 nF$
チップ 7H, 素子 A6	100 $\mu m$ 角	$1.33 \pm 0.03 nF$
チップ 7H, 素子 A9	100 $\mu m$ 角	$1.18 \pm 0.04 nF$
チップ 8D, 素子 A9	100 $\mu m$ 角	$1.20 \pm 0.01 nF$

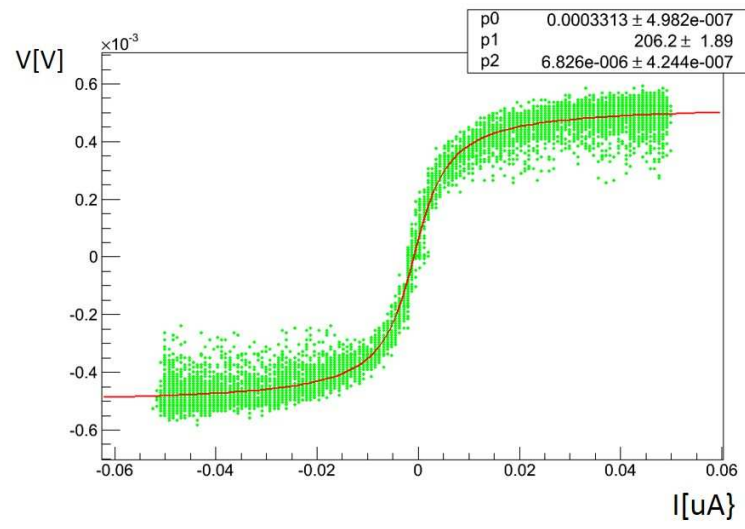


図 4.8: 100 $\mu$  角 Nb/Al-STJ フィット結果

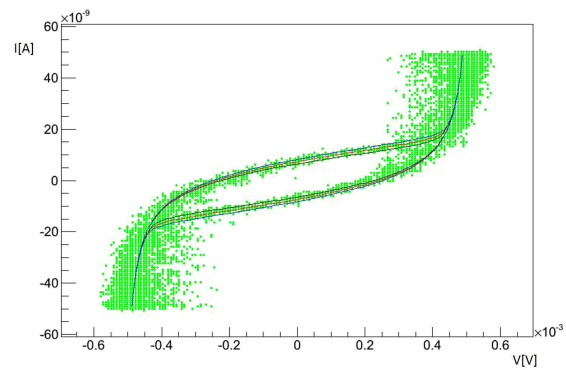


図 4.9: 100 $\mu$ m 角 Nb/Al-STJ の入力 sin 波 500Hz 測定に各静電容量のシミュレーション結果を重ね書きした図. 緑は測定値. シミュレーション結果は位相差が小さい方から 1.0nF, 1.2nF, 1.4nF の場合である.

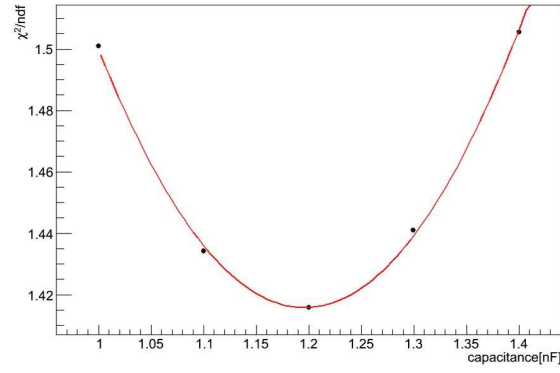


図 4.10:  $100\mu\text{m}$  角 Nb/Al-STJ の入力 sin 波 2000Hz 測定に対する  $\chi^2$  分布.ndf=1249,C=1.20nF で最小.

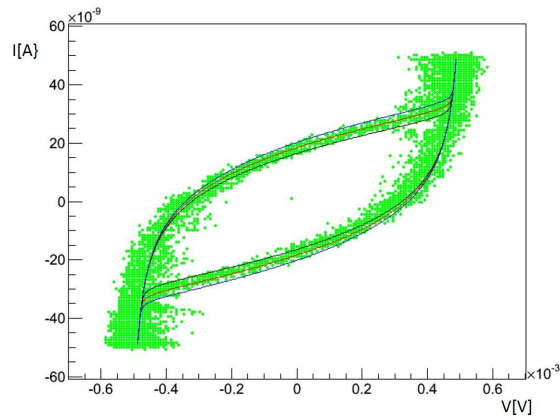


図 4.11:  $100\mu\text{m}$  角 Nb/Al-STJ の入力 sin 波 2000Hz 測定に各静電容量のシミュレーション結果を重ね書きした図. 緑は測定値. シミュレーション結果は位相差が小さい方から 1.0nF,1.2nF,1.4nF の場合である.

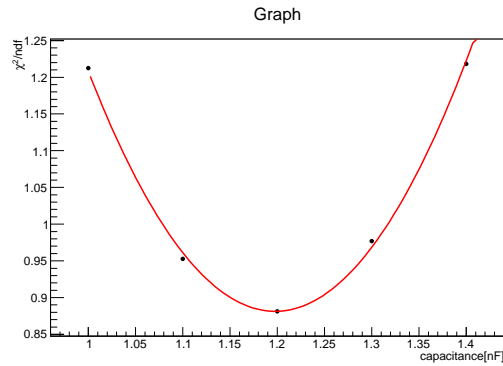


図 4.12:  $100\mu\text{m}$  角 Nb/Al-STJ の入力 sin 波 2000Hz 測定に対する  $\chi^2$  分布.ndf=1249,C=1.20nF で最小.

## 第5章 STJ測定系の改善

現在の Nb/Al-STJ の開発目標は可視光 1 光子の信号を測定することである。これを達成するため雑音の除去に取り組んだ。

### 5.1 磁性体の除去, 磁場シールドの設置

STJ の絶縁膜を垂直に貫く磁束は超伝導状態を壊す。これを原因にリークカレントが増大する。リークカレントはノイズ源であるため、対策を施した。

- ・ STJ を設置しているステージ周りからの磁性体の除去

改善前の測定系では STJ 周りに磁性体が使われていたため、一部取り替えた。一つは、STJ の直近にあったチップキャリアから冷凍機配線に接続するために付けられていたコネクタである。現在はチップキャリアに配線をはんだで直接付けている。

- ・ 磁場シールドの設置  
磁場に対するシールドの設置を行った。磁場シールドはパーマロイ製のテープ状のものである。測定ステージは 3K の輻射シールド, 60K の輻射シールドで囲まれているが、この二つの輻射シールドにパーマロイ製のテープを巻き付けた。

磁場対策後、リークカレントは減少したが、リークカレントのジャンクションサイズ依存性はみえない。どの素子でも 20 から 40nA 程度のリークカレントを測定した。

### 5.2 測定系 GND の状態を改善

STJ を測定する配線、また素子は冷凍機を駆動する機械と非常に近く、測定系全体の電位は不安定になっていると考えられる。これらへの対策のため、冷凍機筐体を GND としてとり、不安定にゆれている測定系の全体の電位を同じようにゆらすことを考えた。これにより各場所の相対的な電位を固定できると考えたためである。以下の項目を実施した。

- ・ アンプまでの配線の長さを短くする。
- ・ アンプ筐体 (GND) と冷凍機筐体の接続を強くする。
- ・ レモケーブルの外部導体にさらにシールド線を付け、GND の接続を強くする。

測定系改善後の電流電圧特性を以下に示す。リークカレントはすべて 0.4mV のところでの電流値としている。

100 $\mu$ m 角では 2nA, 50 $\mu$ m 角では 300pA, 20 $\mu$ m 角では 100pA ほどまでリークカレントの減少を達成した。次章では改善した測定系で実施した光応答測定実験について記述する。



図 5.1: 60K 輻射シールドに巻かれた磁場シールドテープ

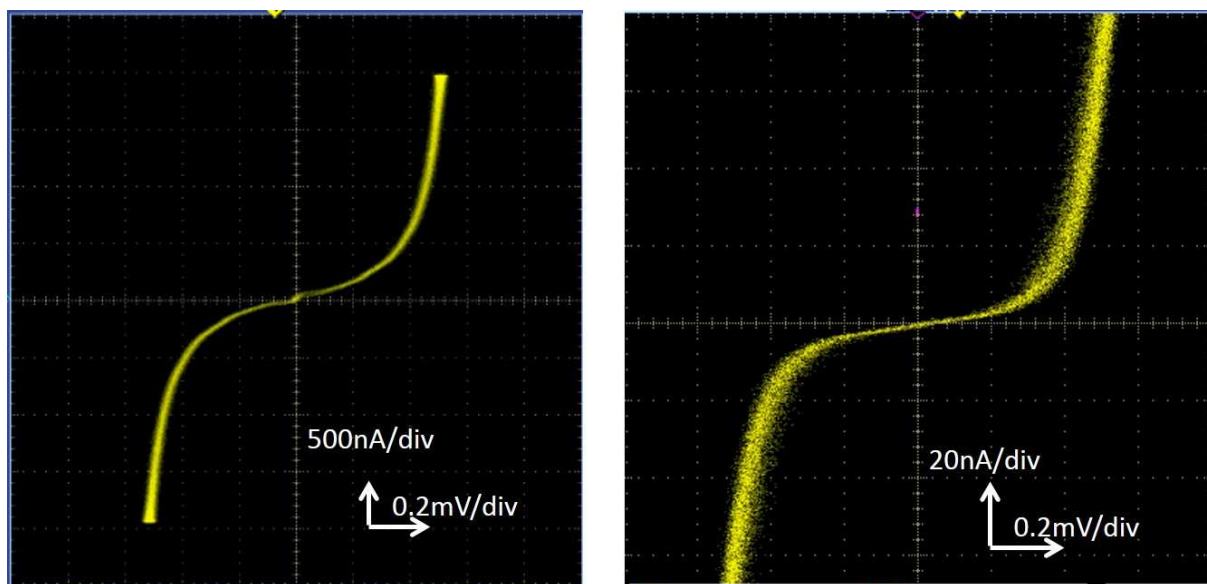


図 5.2: 左図:磁場対策前. 右図:磁場対策後.0.4mV で 600nA ほどのリーク電流が 30nA 程度まで下がった.

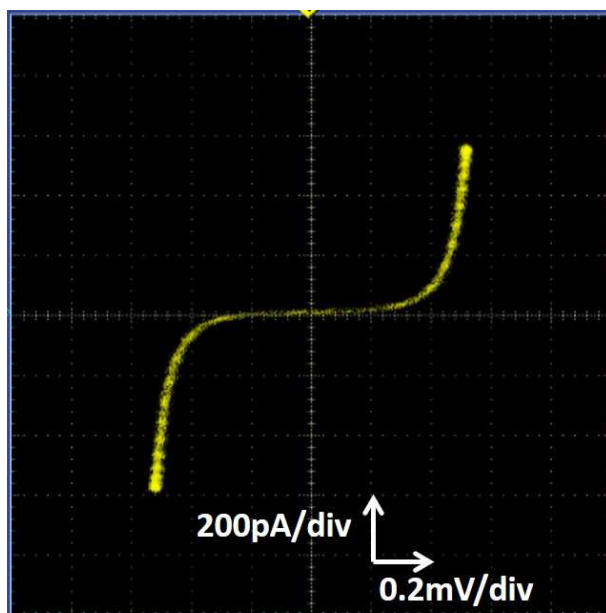


図 5.3: 20 $\mu$ m 角 Nb/Al-STJ の電流電圧特性

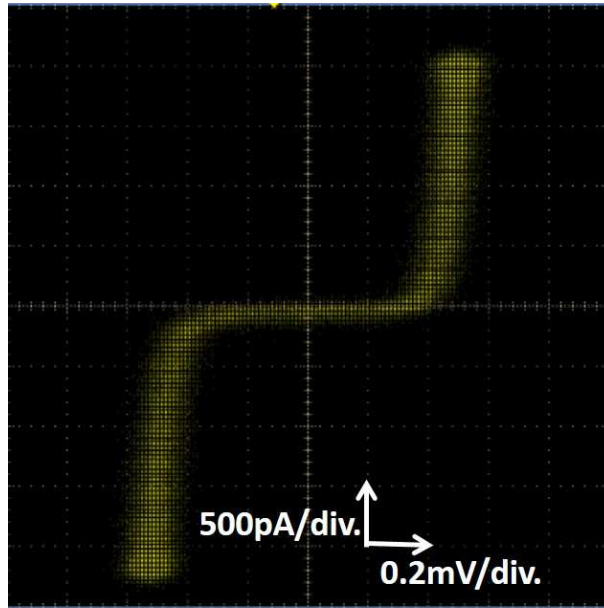


図 5.4: 50  $\mu\text{m}$  角 Nb/Al-STJ の電流電圧特性

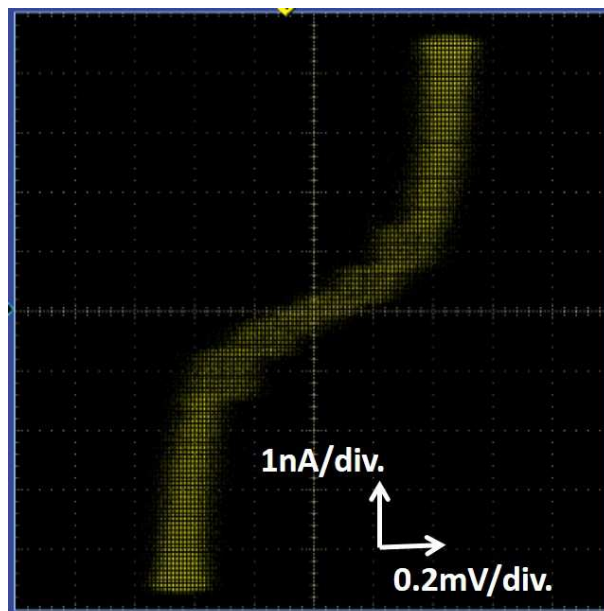


図 5.5: 100  $\mu\text{m}$  角 Nb/Al-STJ の電流電圧特性



## 第6章 光応答測定

### 6.1 実験方法

図 6.1 は光応答測定で使った測定系の模式図である. 回路図中の Charge amplifier は ORTEC142C, Shaper amplifier は ORTEC671 である. ファイバーの先端は STJ から約 1cm のところにくるように設置した. このとき肉眼でみえるスポットサイズはチップ全体を覆うほどである. 図 6.2 は光ファイバーの設置の様子である.

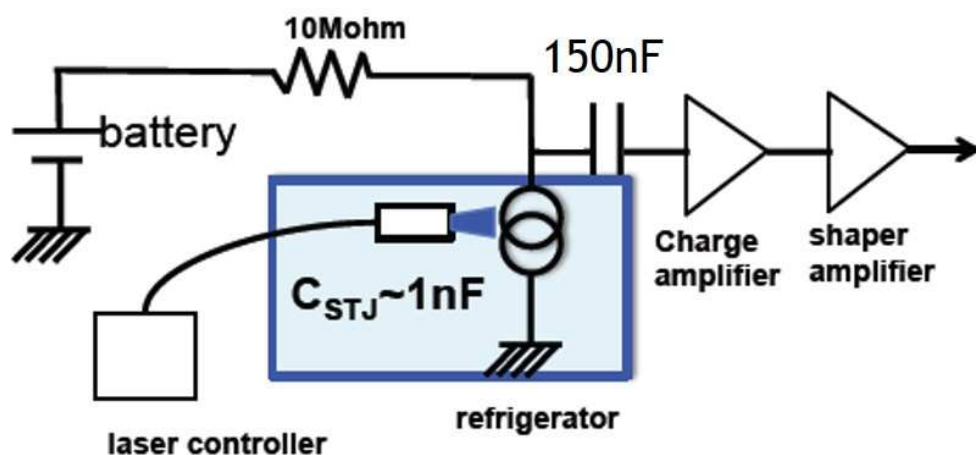


図 6.1: 光応答測定実験の測定系

光応答測定では冷凍機外のレーザーヘッド、コントローラから光を出し, 光ファイバーを用いて STJ まで光を送る. 用いるレーザーは波長  $465 \text{ nm}$ 、幅  $59 \text{ ps}$  のパルス光を出すことができる. これを用いてパルス光応答を測定した.

### 6.2 結果

図 6.3 はパルス光に対する STJ の応答信号である. このとき Shaper amplifier のゲインは 10, shaping time は  $10 \mu\text{s}$  を使用した. これを 4120 意イベント測定し 信号部分, と信号直前のペDESTALの部分をそれぞれ  $40 \mu\text{s}$  積分した値の分布を出した. 図 6.4 の赤色はペDESTALの分布, 青色は信号部分の分布である.

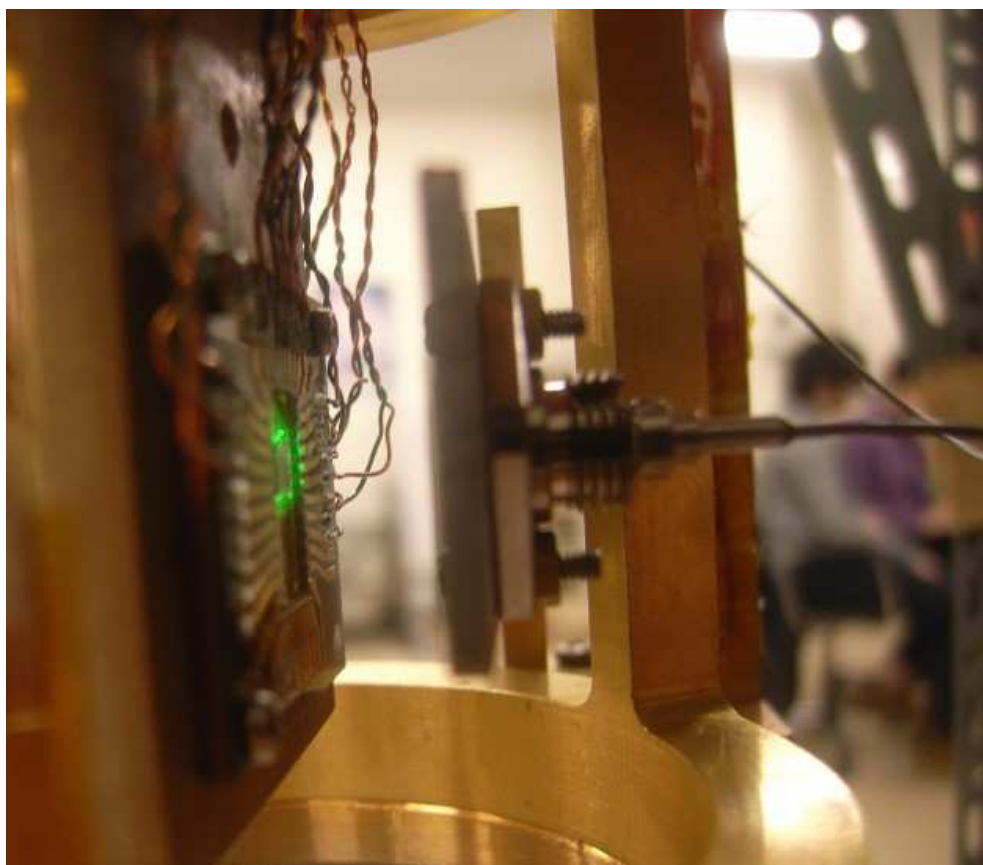


図 6.2: 光ファイバーの先端と STJ. 光ファイバーから出た緑色の光が STJ チップを照らしている.

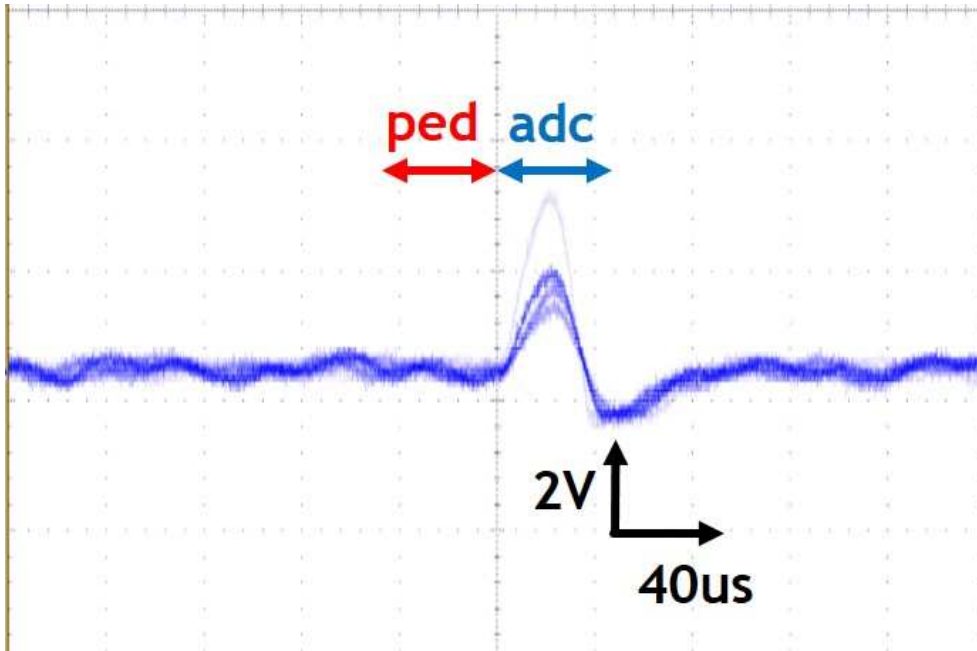


図 6.3: 50 $\mu$ m 角 STJ の出力信号.

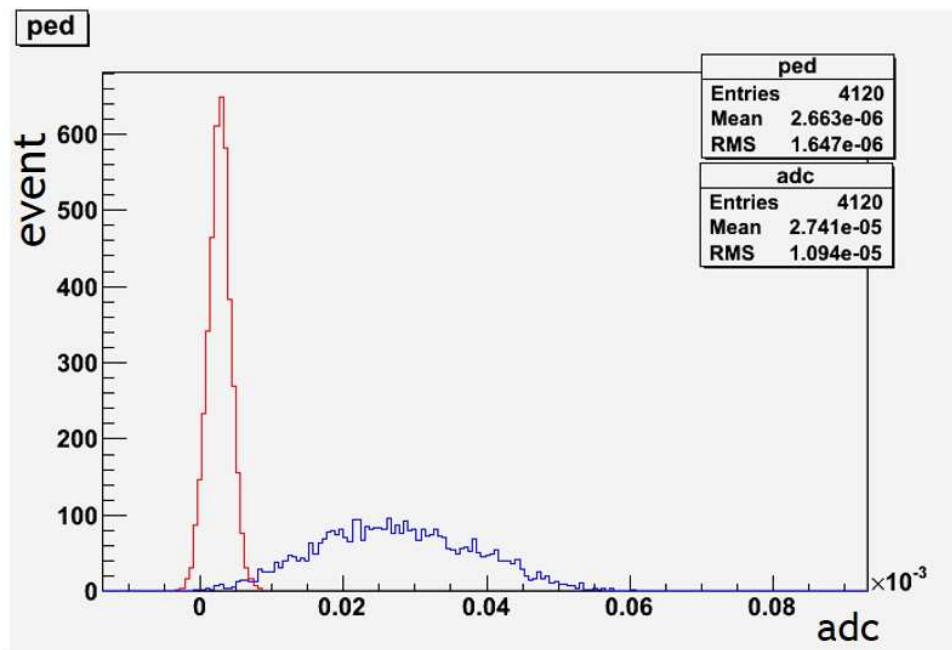


図 6.4: STJ 出力の積分値の分布

図 6.4 の分布に以下の式でカイ自乗フィットをし光子数を求めた. 図 6.6 は各光子数に對

$$f(x, \mu) = \frac{N_{obs}}{\sqrt{2\pi}\sigma_p} \sum_{n=0}^{10} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \exp\left(-\frac{(x - n(M/\mu))^2}{2\sigma_p^2}\right)$$

図 6.5: フィッティング関数.Mは信号値の平均値. $\sigma_p$  はペDESTALのシグマである.

するカイ自乗値を計算し分布を書いたものである. この分布から 6.5 光子相当の信号値であることがわかった. この見積りが正しければ, 1 光子に對する信号はペDESTALから十分分離されているといえる.

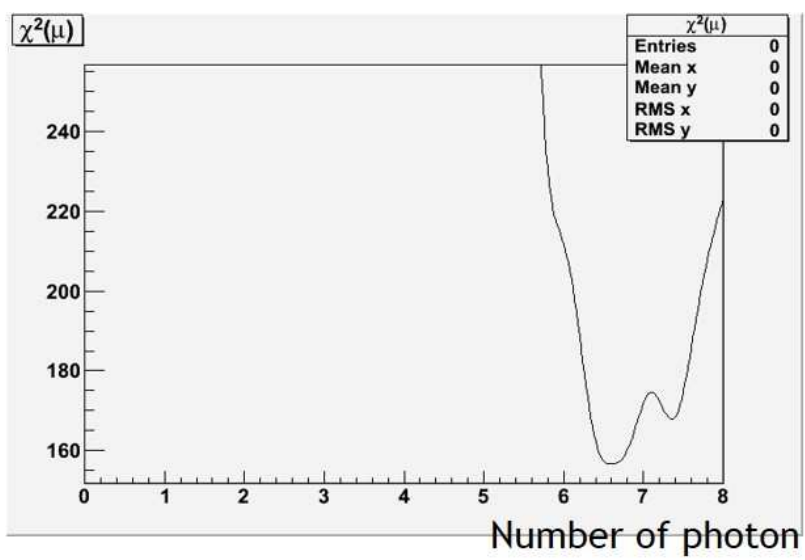


図 6.6: カイ自乗分布

## 第7章 結論

ニュートリノ崩壊光探索実験のため, ニオブとアルミニウムを用いた超伝導トンネル接合素子光検出器の開発に取り組んだ.

STJ がもつ静電容量の測定おこなった. 静電容量は増幅器の設計, 検出器からの信号読み出し方法を考える上で必要なパラメータである. 今回の測定では  $100 = \mu m$  角の STJ で平均  $1.3 nF$  程度の静電容量をもつことがわかった. しかし, この静電容量を半分以上である  $0.8 nF$  ほどは配線の寄生容量である. 現在の測定系では冷凍機内部の配線寄生容量のほうが支配的であることがわかった.

光検出器としての性能評価及び, 性能の改善を行うために測定系の改善, 光応答評価実験をおこなった. 改善された測定系ではリークカレントを  $100 pA$  程度まで減少させることができた. また光応答測定ではノイズの少ない状態を維持し, 実験を行うことができた. 測定では 1 光子信号をとらえられていないが, 十分 1 光子信号がペDESTAL と分離可能であることがわかった.

# 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方からご指導頂きました。金信弘教授には実験を進めていく過程でご指導、ご助言をいただきました。また修士論文にまとめる際は細かなご指導を頂きました。ありがとうございます。受川史彦教授には勉強、実験をすることができる環境を与えていただきました。ありがとうございます。武内勇司先生には実験を進めるなかで、わからないことばかりの私にたくさんのことを丁寧に教えていただきました。卒業論文を書き終えるまで多くのご指導をいただきました。そして、相談をきいていただきました。ありがとうございます。木内さんには実験を進めるなかで細かく指導していただきました。ありがとうございます。原和彦先生には野球やテニスを教えていただき、一緒になって運動を楽しませて頂きました。ありがとうございます。運動好きのみなさん、これからも共にがんばっていきましょう。佐藤構二先生は私が素粒子実験研究室に入るきっかけをつくって頂きました。ありがとうございます。研究室のみなさんには、卒業論文を書く際、たくさん会話をすることで励みになりました。ありがとうございます。心から感謝します。家族からは経済的なサポートのほかに精神的にも支えられました。心から感謝します。ありがとうございます。

## 参考文献

- [1] ShinHong KIM, Ken-ichi TAKEMASA, Yuji TAKEUCHI, and Shuji MATSUURA, Search for Radiative Decays of Cosmic Background Neutrino using Cosmic Infrared Background Energy Spectrum . J. Phys. Soc. Jpn81(2012)024101
- [2] G.L. Fogil *et al.*, Global analysis of neutrino masses, mixings and phases:entering the era of leptonic CP violation searches (2012)
- [3] 奥平 琢也,「ニュートリノ崩壊光探索のための Nb/Al-STJ の研究開発」日本物理学会 2013 年秋期大会, 高知, 2013 年 9 月.
- [4] 浜松ホトニクス,「光電子増倍管 その基礎と応用」(1993)
- [5] 奥平 琢也,「ニュートリノ崩壊光探索のための Nb/Al 超伝導トンネル接合素子 (STJ) 光検出器の評価システムの構築」. 卒業論文. 筑波大学. 2013
- [6] 永田 和樹,「ニュートリノ崩壊光探索のためのハフニウムを用いた超伝導トンネル接合素子光検出器の研究開発」. 修士論文. 筑波大学. 2013
- [7] 金井 伸也,「ハフニウムを用いた超伝導トンネル接合素子の光応答性測定システムの構築」. 卒業論文. 筑波大学. 2010