

目次

| | | |
|-------|--------------------------------|----|
| 第 1 章 | 序論 | 1 |
| 1.1 | はじめに | 1 |
| 1.2 | 超伝導体の物理と応用 | 2 |
| 1.2.1 | 超伝導体の物理 | 2 |
| 1.2.2 | ジョセフソン接合 | 7 |
| 1.3 | 単一磁束量子回路 | 13 |
| 1.3.1 | SFQ 回路の構成 | 13 |
| 1.3.2 | SFQ 回路の動作速度 | 15 |
| 1.3.3 | SFQ 回路の現状と課題 | 18 |
| 1.4 | SIS ミクサ | 19 |
| 1.5 | MgB ₂ の超伝導回路への応用 | 20 |
| 1.5.1 | MgB ₂ の特徴 | 20 |
| 1.5.2 | 超伝導回路の高信頼化 | 22 |
| 1.5.3 | 超伝導回路の高性能化 | 26 |
| 1.6 | 研究目的 | 28 |
| 1.7 | 本論文の構成 | 28 |
| 第 2 章 | MgB ₂ 薄膜の作製 | 31 |
| 2.1 | はじめに | 31 |
| 2.2 | 研究開始前の MgB ₂ 薄膜作製技術 | 32 |
| 2.3 | MgB ₂ 共蒸着法の化学的描像 | 33 |
| 2.4 | 共蒸着による MgB ₂ の成膜 | 34 |
| 2.4.1 | MgB ₂ 成膜装置 | 34 |
| 2.4.2 | 基板材料 | 36 |

| | | |
|-------|---|----|
| 2.5 | MgB ₂ 薄膜の評価 | 36 |
| 2.5.1 | 評価法 | 36 |
| 2.5.2 | MgB ₂ 薄膜の Mg 比率依存性 | 37 |
| 2.5.3 | MgB ₂ 薄膜の基板温度依存性 | 39 |
| 2.5.4 | MgB ₂ 薄膜の膜厚依存性 | 41 |
| 2.5.5 | MgB ₂ 薄膜の評価についてのまとめ | 41 |
| 2.6 | まとめ | 45 |
| 第 3 章 | MgB ₂ グランドプレーンを用いた磁束トラップの抑制 | 47 |
| 3.1 | はじめに | 47 |
| 3.2 | モートの効果の物理描像 | 48 |
| 3.3 | 磁束トラップ抑制効果の評価法 | 50 |
| 3.3.1 | 評価法の概要 | 50 |
| 3.3.2 | 評価回路の構成 | 51 |
| 3.3.3 | 評価回路による磁束トラップの評価 | 53 |
| 3.3.4 | 評価回路の作製プロセス | 55 |
| 3.4 | MgB ₂ 、NbN グランドプレーンにおける磁束トラップ抑制効果の評価 | 62 |
| 3.4.1 | 評価回路の電気的特性 | 62 |
| 3.4.2 | 弱磁場における磁束トラップ抑制効果の評価 | 65 |
| 3.4.3 | 強磁場における磁束トラップ抑制効果の評価 | 73 |
| 3.5 | まとめ | 76 |
| 第 4 章 | MgB ₂ ジョセフソン接合の作製 | 79 |
| 4.1 | はじめに | 79 |
| 4.2 | MgB ₂ ジョセフソン接合の現状及び課題 | 79 |
| 4.3 | MgB ₂ ジョセフソン接合の作製プロセス | 80 |
| 4.4 | 絶縁体障壁層を用いた MgB ₂ 接合 | 82 |
| 4.4.1 | 絶縁体障壁層を用いた MgB ₂ 接合作製の狙い | 82 |
| 4.4.2 | MgO 障壁層による MgB ₂ 接合作製 | 84 |
| 4.4.3 | AlN 障壁層による MgB ₂ 接合作製 | 86 |
| 4.4.4 | 絶縁体を用いた MgB ₂ 接合のまとめ | 90 |
| 4.5 | アモルファス半導体障壁層を用いた MgB ₂ 接合 | 90 |

| | | |
|-------|---|-----|
| 4.5.1 | アモルファス半導体導入のねらい | 90 |
| 4.5.2 | アモルファスボロン障壁層を用いた MgB_2 接合 | 90 |
| 4.5.3 | アモルファスシリコン障壁層を用いた MgB_2 接合 | 93 |
| 4.5.4 | アモルファス半導障壁層を用いた MgB_2 接合のまとめ | 95 |
| 4.6 | まとめ | 97 |
| 第 5 章 | 総括 | 99 |
| 5.1 | 本研究で得られた成果 | 99 |
| 5.2 | 今後の課題 | 100 |
| 謝辞 | | 101 |
| 参考文献 | | 103 |

第 1 章

序論

1.1 はじめに

電子の流れを制御するエレクトロニクス技術は 20 世紀初頭の真空管の発明を初めとして発展し、通信や情報処理に応用されてきた。現代において、それらの技術は主に半導体デバイスを用いた電子回路で構成されている。半導体回路はテレビ、携帯電話やパソコンなどに取り入れられ、現代の生活には必要不可欠となっている。しかし、そのような半導体回路において、消費電力の増加や THz 帯でのスイッチング動作、増幅及び周波数の変換が困難などの限界が見え始めている。超伝導体を用いた電子回路である超伝導回路は、半導体回路にはないユニークな特性を持つ。その特性を生かすことで、半導体の限界を超えた領域で活用が期待されている。

その例として、単一磁束量子 (Single Flux Quantum, 以下 SFQ) 回路が挙げられる。SFQ 回路は、半導体回路ではなし得ない高速動作かつ低消費電力を特徴とする、超伝導体を用いたデジタル回路である。また、SFQ 回路は 2009 年の国際半導体ロードマップ (ITRS2009)[1] の中でも次世代の論理デバイスの候補として挙げられており、すでにプロセッサ [2] やネットワークスイッチ [3] の 20 GHz ~ 50 GHz での高速動作が実証されている。

一方、超伝導体を用いたデバイスはすでいくつか実用されている。その例の一つとして、超伝導体-絶縁体-超伝導体 (Superconductor-Insulator-Superconductor, SIS) ミクサの電波望遠鏡への応用があげられる [4]。SIS ミクサは数百 GHz のサブミリ波を増幅しやすい周波数帯に非常に低雑音で変換できるため、電波天文学の分野で実用化されている。実際、Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) 望遠鏡において最も高い周波数帯である 800 GHz 帯での電波検出に SIS ミクサが用いられている [5]。また次の例として、超伝導量子干渉計 (SQUID) があげられる。SQUID は最も感度のよい磁気センサであるため、磁性の研究に用いられており、冷凍機も含めたシステムとして市販

もなされている。また、脳磁気計測による医療への応用も研究されている。

これらの超伝導回路やデバイスにおける超伝導体材料は主に Nb である。超伝導回路の特性は超伝導材料に大きく依存する。Nb は単元素で扱いやすい材料ではあるが、超伝導回路において材料的な限界が課題となっている。例えば SIS ミクサの動作帯域や SFQ 回路の動作周波数は超伝導材料固有の超伝導エネルギーギャップ Δ により制限される。その課題の根本的な解決には、超伝導材料の変更が必要である。

MgB₂ は 2001 年に発見された比較的新しい超伝導体である [6]。40 K の転移温度と 7.5 mV の Δ (a-b 軸方向、後述) は金属系超伝導体の中で最も高い。この転移温度は YB₂Cu₃O_{7-x}(YBCO[7]) などの銅酸化物超伝導体より低いものの、MgB₂ は 2 元素で単純な構造であることから、デバイスや回路応用を考えると、歩留まりや再現性といった工学的な意味で優位性を持つ。

本論文においては上記のような特徴をもつ MgB₂ の超伝導回路やデバイスにおけるポテンシャルを実験的に示すことを目的としている。本章の次節以降で超伝導回路やデバイスにおける課題について詳しく述べる。またそれらに MgB₂ を応用する理由についても述べていく。

1.2 超伝導体の物理と応用

1.2.1 超伝導体の物理

本節では超伝導回路を扱うための基礎として、超伝導の物理現象の説明を行う。ここでは、超伝導体中のすべてのクーパー対が同じ波動関数になることから出発し、マイスナー効果、磁束の量子化、GL 方程式や Abrikosov Vortex などの重要な現象や方程式の説明を行う [8][9]。

クーパー対と波動関数

超伝導体中ではスピンの逆向きの 2 個の電子がクーパー対を形成していることが超伝導現象を表現する上で重要となる。BCS 理論によると、このクーパー対の形成は電子-フォノン相互作用などによる引力相互作用を起源とするが、ここでは、詳細な説明は省く [10]。超伝導現象においてクーパー対は一つの波動関数で近似される。その波動関数とクーパー対密度や電流密度との関係について説明していく。なおここでは、熱励起によりクーパー対が壊れることにより発生する準粒子は考慮しない。

クーパー対は通常の電子と同じように波動関数により振る舞いが記述でき、その波動関数の絶対値の二乗は存在確率を示している。クーパー対はフォトンと同じようにボース統計で扱うため、超伝導体中の多数のクーパー対は同じ波動関数となっている。そのため、巨視的波動関数の振幅の二乗は超伝導体中のクーパー対密度に比例する。超伝導体におけるクーパー対の波動関数は超伝導体中の位置

を r 、クーパー対密度 $n_s(r)$ 、 $\theta(r)$ 位相として

$$\Psi(r) = \sqrt{n_s(r)} \exp^{i\theta(r)} \quad (1.1)$$

となる。この表現では、振幅の二乗は $n_s = \Psi^*(r)\Psi(r)$ とクーパー対密度を直接表わす。クーパー対による電流密度 $J(r)$ もクーパー対の波動関数を用いて表現できる。どのように表わすかを示すため、まず1つ電子の確率の流れ $j(r)$ についての説明する。確率の流れとは1電子の波動関数 $\varphi(r)$ を用いて。

$$j = \frac{1}{2} \left(\left(\frac{\hat{P} - eA}{m} \varphi \right)^* \varphi + \left(\frac{\hat{P} - eA}{m} \varphi \right) \varphi^* \right) \quad (1.2)$$

となるベクトル量である。ここでは \hat{P} は運動量演算子、 e は電気素量 ($e = 1.6022 \times 10^{-19}$ C)、 m は電子の質量 ($m = 9.1096 \times 10^{-31}$ kg)、 A はベクトルポテンシャルを表わす。この確率の流れ j は存在確率の流れとして考えられ、湧き出しは存在確率の時間変化と等しい。

$$\frac{\partial(\varphi^* \varphi)}{\partial t} = -\nabla \cdot j \quad (1.3)$$

式 1.3 の波動関数に対してクーパー対の波動関数を適用すると、 $j(r)$ は存在確率の流れではなくクーパー対密度の流れとなる。そのためクーパー対による電流密度 $J(r)$ はちょうど $j(r)$ に対してクーパー対の波動関数を適応して $-2e$ をかけたものとなり

$$J = \frac{\hbar}{m} \left(\nabla \theta - \frac{e}{\hbar} A \right) e n_s \quad (1.4)$$

のように表現できる。式 1.4 から、超伝導体の電流は波動関数の位相差と関係をもつ。つまり観測できる電流というマクロな量に量子的な位相が直接現れることが分かる。

式 1.4 の発散をとると、1つの超伝導体のかたまりの θ はいたるところで一定値になることが分かる [8]。そのため $\nabla \theta = 0$ となり、超伝導体内の電流とベクトルポテンシャルは比例することになる。すなわち、

$$J = -\frac{e^2 n_s}{m} A \quad (1.5)$$

となる。ただし $\hbar = h/2\pi$ で、 h はプランク定数を表わす ($h = 6.62606896 \times 10^{-34}$ J·s)。この式は London 兄弟により提案されたため London 方程式と呼ばれている [11]。

マイスナー効果

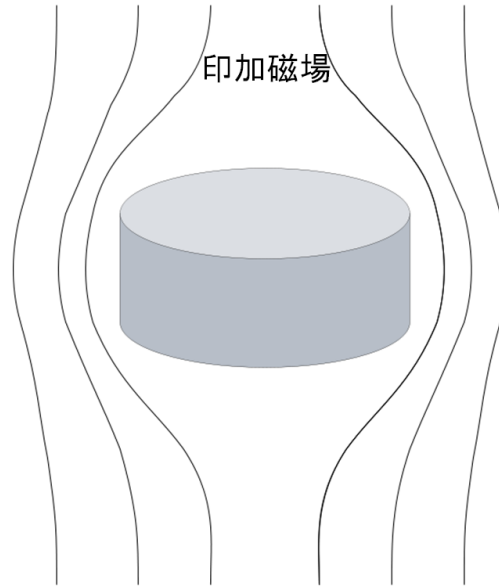


図 1.1 超伝導体におけるマイスナー効果。矢印は印加磁場を表わす。超伝導体の内部の磁場は排除される。

超伝導体に磁場を印加すると図 1.1 のように超伝導体内から磁場を排除する現象が起こる。この現象をマイスナー効果と呼ぶ。式 1.5 を Maxwell 方程式の Ampere の法則 $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}$ に代入し、両辺の回転をとるとマイスナー効果が記述する以下の式が得られる。

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{H} = 0 \quad (1.6)$$

$$\lambda_L = (m/\mu_0 n_s e^2)^{1/2} \quad (1.7)$$

上記の \mathbf{H} を満たす方程式を解くことによりその結果がどうなるかを調べる。ただし μ_0 は真空の透磁率を表わす。一次元の場合は e^{-x/λ_L} と e^{x/λ_L} と指数関数の形の解をとる。解が無限大に発散しないためには、指数関数的に減少しなければならない。磁場は超伝導体の内部に λ_L の長さ浸み込むことになる。この λ_L は磁場侵入長と言う。

磁束の量子化

磁束の量子化とは超伝導体の環の中を貫く磁束がある値の整数倍しかとることができない現象をさす。外部磁場を印加した状態で超伝導転移を起こすと図 1.2(a) のように磁束が超伝導体から排除され、環の中を貫く。さらにその外部磁場を除いてしまうと、(b) のように環を貫いていた磁束がそのまま捕捉されてしまう。その磁束 Φ は n を整数とすると、

$$\Phi = n\Phi_0 \quad (\Phi_0 = h/2e = 2.0679 \times 10^{-15} \text{ Wb}) \quad (1.8)$$

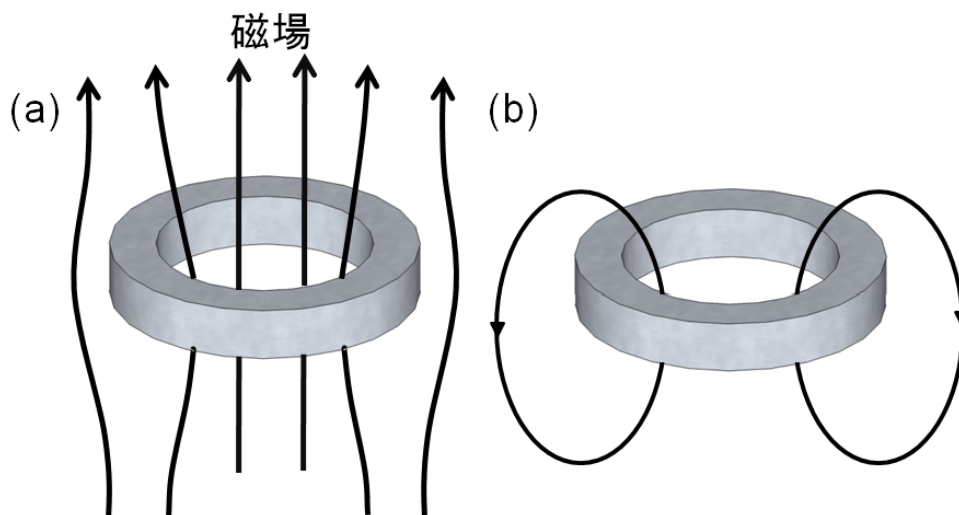


図 1.2 (a) 外部磁場を加えたまま金属の環を冷やして超伝導転移させる。(b) 超伝導体の環から外部磁場を除いた状態

となる。これは貫いた磁束が磁束量子 Φ_0 の整数倍の値しか取れないことを表わす。この量子化された磁束は超伝導回路においても SFQ 回路の情報担体となるなど重要な位置を占めている。

第二種超伝導体と Abrikosov Vortex

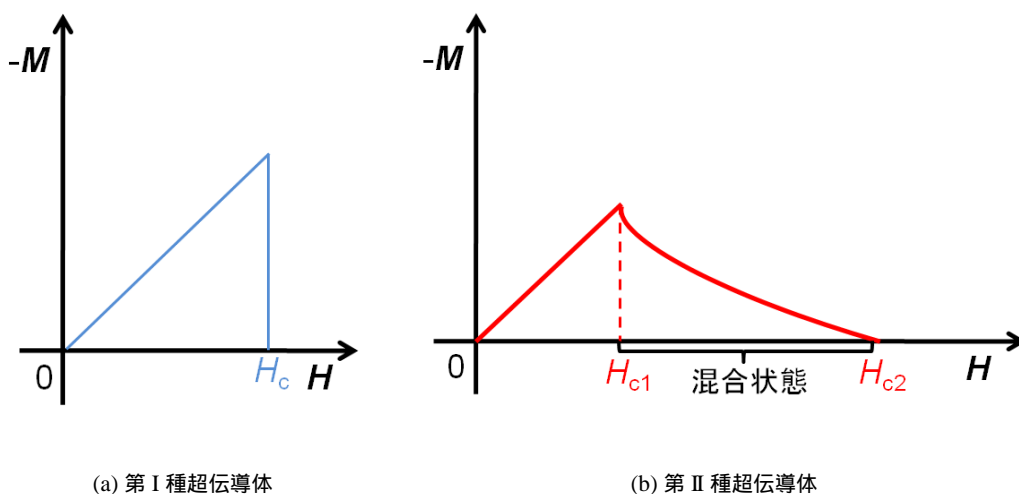


図 1.3 印加磁場 H による超伝導体内の磁化 M の変化。第 I 種超伝導体では印加磁場 H_c まで遮断する。第 II 種超伝導体では H_{c1} 以上の印加磁場で混合状態という磁束量子を超伝導体内に取り込んだ状態になる。 $B = \mu_0(H + M)$ で定義される。

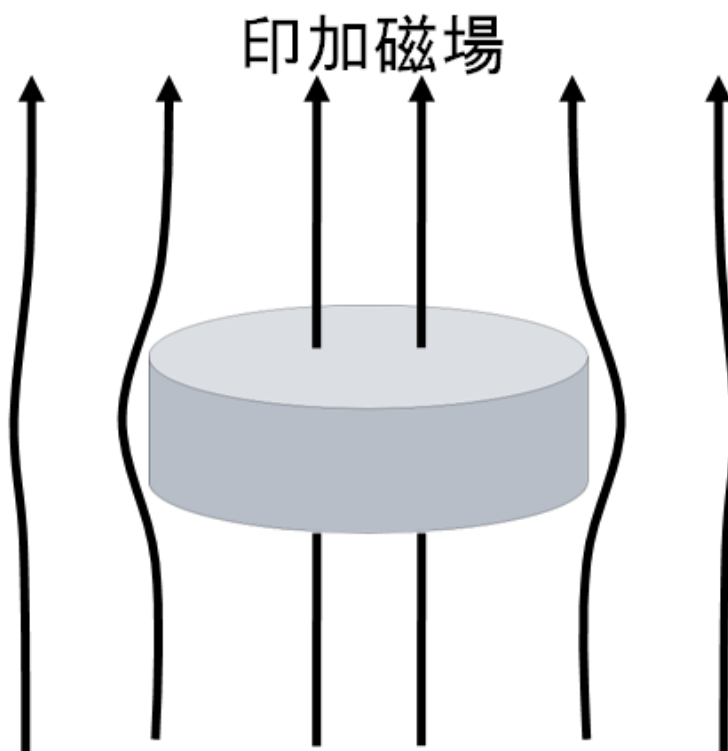


図 1.4 第 II 種超伝導体における混合状態

前々項において超伝導体が磁場を排除するマイスナー効果を説明したが、印加磁場を強めていった時の超伝導体の磁化 M の振る舞いが図 1.3 のように二通りに分けられる。一つ目は第 I 種超伝導体で、印加磁場が H_c まではマイスナー状態 ($M = -H$) となり、それ以上の大きさでは超伝導状態が破壊される。二つ目は第 II 種超伝導体で、印加磁場が H_{c1} 以上になると、完全に磁場を排除する状態ではなくなり、超伝導を維持したまま、一部の磁場を超伝導体内に取り込む。このような状態を混合状態と呼ぶ。印加磁場が H_{c2} 以上になると超伝導状態が破壊される。

混合状態では、図 1.4 のように磁場を取り込むが、その磁束は $1\Phi_0$ 大きさの単位で細分化されて取り込まれる。その細分化された磁束を磁束量子、あるいは Abrikosov Vortex と呼ぶ。以後本論文では、特にこの磁束の事を磁束量子と呼ぶ。

磁束量子が超伝導体中に固定される現象をピン止め効果という。この磁束は歪みや不純物などの超伝導性が弱い場所に固定され、その場所をピンニングセンターという。固定された磁束量子は印加磁場を弱めても、熱活性などにより磁束量子が移動しない限りそのままとなる。

臨界温度 T_c の高い超伝導体は一般的に第 II 種超伝導体であり、本研究で用いる Nb、NbN や MgB_2 もそれに当たる。通常、超伝導回路やデバイスは H_{c1} 以下の外部磁場領域で使用する。しかし、実際

の超伝導チップは磁束量子を取り込み、後述の磁束トラップなどの問題を引き起こす。これは超伝導体のバルクではなく、薄膜を用いることによる形状効果で H_{c1} が低下することや、冷却の際に取り込んでしまった磁束量子がピン止めによって排除できない事が要因と考えられる。

磁束量子の振る舞いは後述の磁束トラップやモートなどと大きくかわるため第3章でもう少し詳しく述べる。

1.2.2 ジョセフソン接合

ジョセフソン接合は SFQ 回路や SQUID、SIS ミキサなどの超伝導デバイスにおける主要素子として重要であるため、以下でその基本的な構造や特性を述べる。ジョセフソン接合は異なる超伝導体を弱結合で結んだ素子である。弱結合とは超伝導体中のクーパ対を別の超伝導体に移す（例えばトンネル効果などで）ことが可能な状態を言う。また電気的な特性の大きな特徴として超伝導体間の位相差を介して電流と電圧が発生する。この現象をジョセフソン効果という。これについて以下に述べる。

ジョセフソン効果

ジョセフソン接合は弱結合の方法や形状によってさまざまな種類に分かれるが、ここでは超伝導回路応用でおもに用いられるサンドウィッチ型の接合を図 1.5 に示す。



図 1.5 ジョセフソン接合の構造。超伝導体の間に薄い中間層を挟んでいる。中間層が絶縁体の場合その厚さは 1 nm 程度とっている。

ジョセフソン接合は超伝導体の間に薄い中間層を挟み込んだ構造をしている。中間層には様々な種類があり、その材質ごとに SIS (Superconductor-Insulator-Superconductor)、SSeS (S-Semiconductor-S)

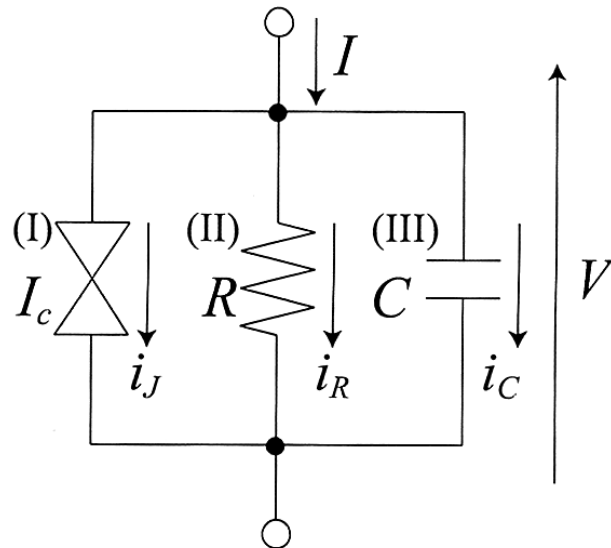


図 1.6 ジョセフソン接合の RSJ モデル。 I_c はジョセフソン効果の成分、 R は接合の抵抗、 C はキャパシタンス

や SNS (S-Normal metal-S) 接合などに分けられている。超伝導デバイス応用に多く用いられる SIS 接合の場合、中間層は障壁層と呼ばれ、典型的な厚さは 1 nm 程度である。SIS 接合の場合はトンネル効果によりクーパー対が両超伝導電極間を移動する。

ジョセフソン接合に電流 I_J を加えると、ある電流の大きさまで零電圧で電流が流れる。その電流値を Josephson 臨界電流 (以下 I_c) と呼ぶ。また、電圧 V_J が発生しているときは、その電圧に比例した周波数の交流電流が流れる。上記のような電流と電圧に対する振る舞いをジョセフソン効果と言う。この効果は中間層を挟んだ両超伝導電極の巨視的波動関数の位相差 ϕ を用いて式 1.9、1.10 で表わすことができる。

$$I_J = I_c \sin \phi \quad (1.9)$$

$$V_J = \frac{\hbar}{2e} \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (1.10)$$

また面積あたりの臨界電流を臨界電流密度 J_c 言う。一般的に中間層が薄いほど、または中間層に絶縁体や半導体を用いた場合は障壁高さが低いほど J_c は高くなる。

RSJ モデル

ジョセフソン接合の電流-電圧 (I - V) 特性はジョセフソン効果のみでは表現できない。実際の I - V

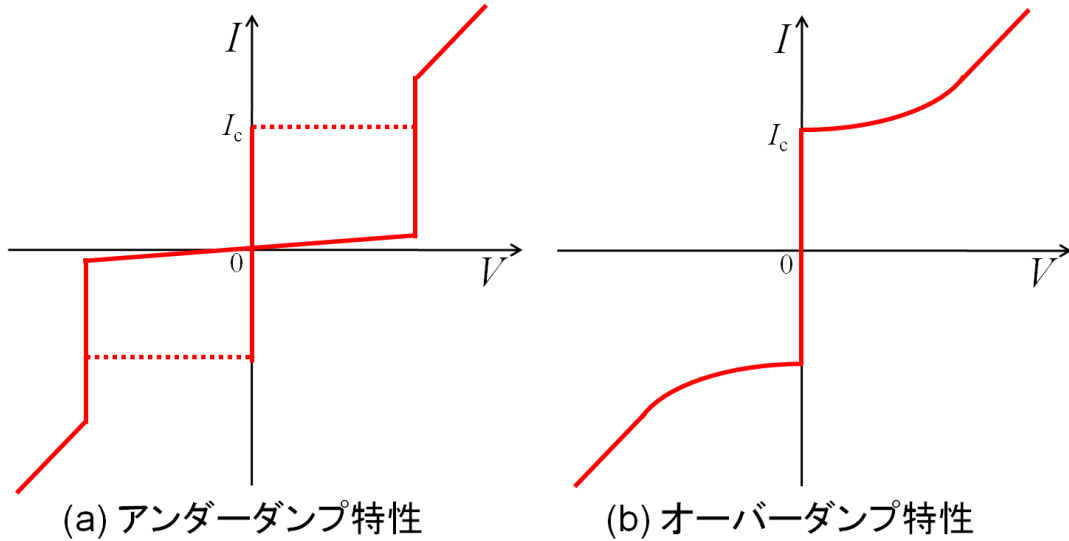


図 1.7 ジョセフソン接合の電流-電圧特性

特性は図 1.6 のような (I) 非線形素子であるジョセフソン効果による成分、(II) 抵抗 R 、(III) キャパシタンス C で構成される等価回路によって表すことができる。この電気回路のモデルを Resistively Shunted Junction (RSJ) モデルという。このとき接合両端の電圧を V とすると、接合に流れる電流 I は、

$$I = I_c \sin \phi + C \frac{dV}{dt} + \frac{V}{R(V)} \quad (1.11)$$

となり、式 (1.10) を代入して無次元化すると、

$$\beta_c \frac{d^2 \phi}{d\tau^2} + \frac{d\phi}{d\tau} + \sin \phi = \frac{I}{I_c} \quad (1.12)$$

となる。ここで、 τ と β_c は、

$$\tau = \frac{2\pi I_c R}{\Phi_0} t \quad (1.13)$$

$$\beta_c = \frac{2\pi I_c R^2 C}{\Phi_0} \quad (1.14)$$

である。

β_c はマッカムバ係数 (McCumber Parameter) と呼ばれ、接合の静的な電流-電圧 (I - V) 特性はこの値によって大きく変化する。SIS 接合のような $\beta_c > 1$ である接合では図 1.7(a) に示すようなヒステリシスを持つ電流-電圧特性となる。このような特性をアンダーダンプ特性と呼ぶ。これに対して SNS 接合や、SIS 接合に対して並列に抵抗を挿入し $\beta_c < 1$ となる場合に図 1.7(b) に示すようなヒステリシスのない電流-電圧特性となる。このような特性をオーバーダンプ特性と呼ぶ。

ジョセフソン接合の電流-電圧特性の解析

ここではジョセフソン接合の解析に用いられるギャップ電圧や $I_c R_n$ 積について説明する。図 1.8 に示す、電極に Nb、障壁層に AlO_x を用いた Nb/ AlO_x /Nb ジョセフソン接合の I - V 特性を例として用いる。ギャップ電圧とは図中の V_g のことで、これは超伝導電極材料に固有の超伝導エネルギーギャップ Δ と $V_g = \Delta/2e$ の関係がある。Nb の場合 $\Delta = 1.45 \text{ meV}$ 程度となり、Nb を両電極に用いると $V_g = 2.9 \text{ mV}$ となる。この値の低下は障壁層界面の結晶欠陥、組成ずれなどによる超伝導性の劣化を示唆する。

$I_c R_n$ 積も材料固有のパラメータで解析によく用いられる。SIS 接合の場合 R_n は準粒子のトンネル、 I_c はクーパー対のトンネル伝導によるものなので両者には相関があり、その積は

$$I_c R_n = \frac{\pi \Delta(T)}{2e} \tanh \frac{\Delta(T)}{2k_B T} \quad (1.15)$$

という Ambegaokar-Baratoff の式で記述できる。 $I_c R_n$ 積は理想的には障壁層厚さや接合面積によらず決まり、理論的な上限が決まっているため接合品質のパラメータとして用いられる。この値の低下は界面劣化やリーク電流の存在などを示唆している。また、超伝導回路の性能を決める要素ともなるので、この値の大きさは重要となる。ここで Δ は超伝導エネルギーギャップと呼ばれ、一般的に超伝導材料の転移温度 T_c に比例する。 $I_c R_n$ 積は Nb/ AlO_x /Nb 接合の実験値は 1.8 mV 程度である。

品質パラメータ V_m もジョセフソン接合の評価で用いられる。 V_m は I_c とサブギャップ領域 (図 1.8 では $0 \sim 2.9 \text{ mV}$ の領域) での抵抗値 R_{sg} との積、 $V_m = I_c R_{sg}$ で表わされる。 R_{sg} は Nb/ AlO_x /Nb 接合の場合多くは 2 mV での抵抗値としており、 V_m は品質の良い接合で 60 mV 程度となる。障壁層の劣化によりリークが生じた場合などは V_m は低下する。

磁場及びマイクロ波による変調

ジョセフソン接合の I - V 特性は磁場やマイクロ波により特徴的な変調を受ける。それらの現象は位相差によって電流が流れるジョセフソン接合特有の現象であるため、磁場応答やマイクロ波応答はジョセフソン接合の実証に用いられている。以下にそれら二つの現象について簡単に述べる。

一辺の長さ L の正方形のジョセフソン接合に対して図 1.9 のような方向に磁場を印加すると臨界電流 I_c が図 1.10 のようフラウンフォーファーパターンの変調を示す。 I_c の変調は式 1.16 で表わされる。

$$I_c(B) = I_c(0) \left| \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{(\pi\Phi/\Phi_0)} \right| \quad (1.16)$$

ここでの Φ は、超伝導体の間を横切る磁束の大きさを磁場侵入長を λ 、障壁層に水平に印加した磁場の大きさを B としてとして、 $\Phi = (d + 2\lambda)LB$ となる。このような変調は印加磁場によるベクトルポ

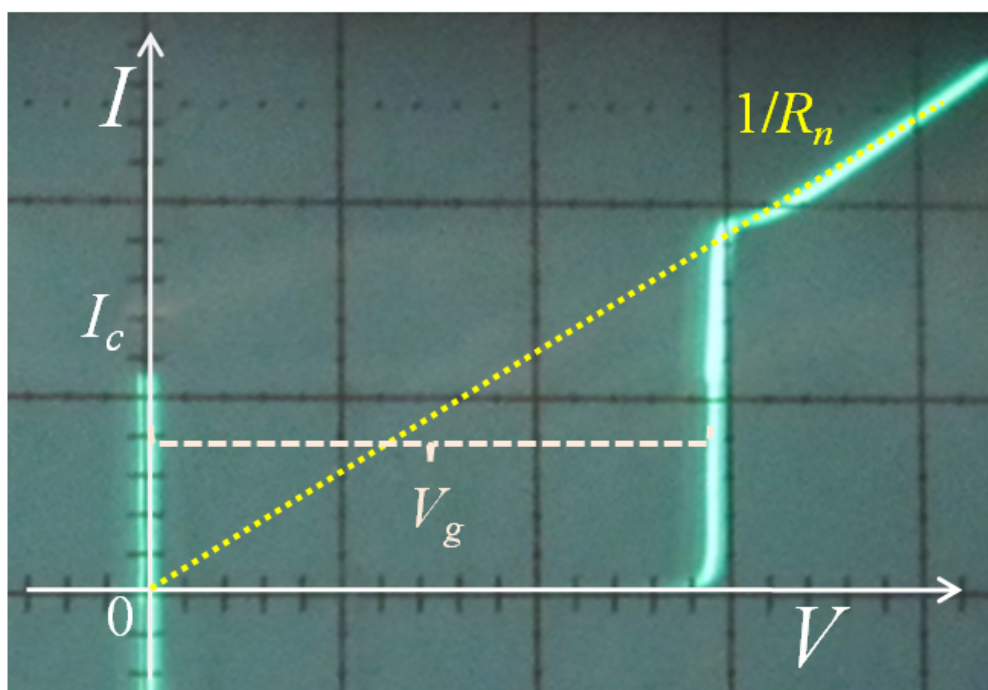


図 1.8 実際のジョセフソン接合の I - V 特性の例。Nb/ AlO_x /Nb 接合 X: 1 mV/div, Y: 500 μA /div。

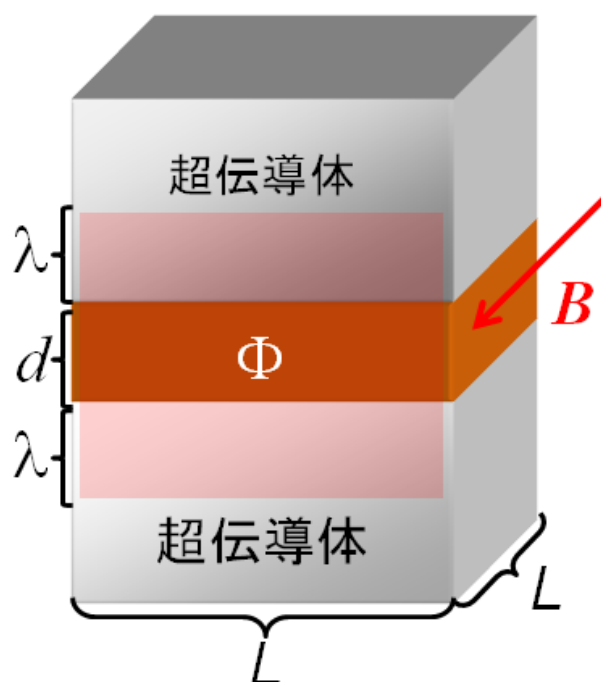


図 1.9 ジョセフソン接合への磁場の印加。磁場は厚さ d の障壁層を中心に磁場侵入長 λ 程度侵入する。

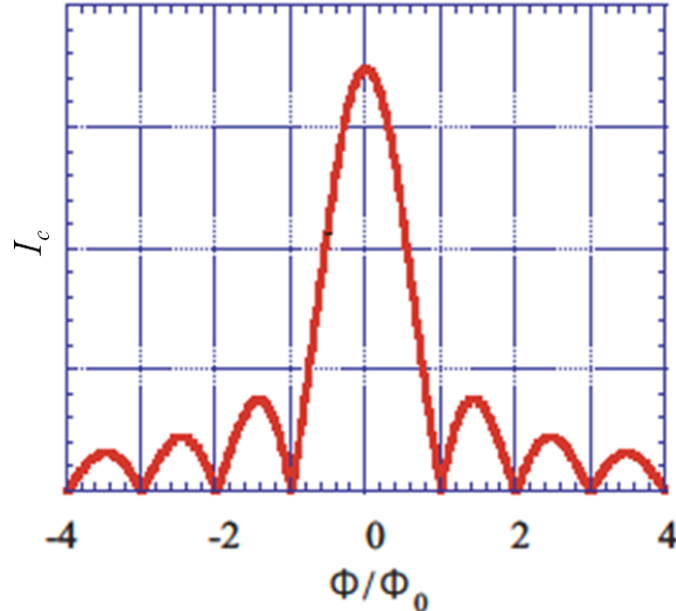


図 1.10 一辺が λ_J より小さい正方形のジョセフソン接合における I_c の印加磁場による変調。

テンソルがジョセフソン接合の位相差に影響を与えるためである。ただし、この磁場による変調はジョセフソン接合に流れる電流が作る磁場 (自己磁場) を考慮していない。この影響は

$$\lambda_J = \left(\frac{\hbar}{2eJ_c\mu(2\lambda + d)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.17)$$

で定義される Josephson 侵入長を境に現れる。ただし、 J_c は臨界電流密度で面積当たりの I_c を表わし、 μ は絶縁層の透磁率を表わす。図 1.10 のような変調は接合の一辺が λ_J より小さい場合に正しい。そのような接合は一般的に小さい接合と呼ばれている。

全臨界電流中の磁場抑制される電流成分の比率を変調率と呼ぶ。変調率は臨界電流中のジョセフソン電流成分をあらわす指標であり、この変調が 100 % でないことは臨界電流は超伝導ショートによる電流成分が含まれていることを示す。

ジョセフソン接合にマイクロ波を照射すると I - V 特性上に図 1.11 のようなシャピロステップという特徴的な階段状の変調が現れる。各電圧ステップの間隔 V_s はマイクロ波の周波数 f できまり、

$$V_s = f\Phi_0 \quad (1.18)$$

のようになる。

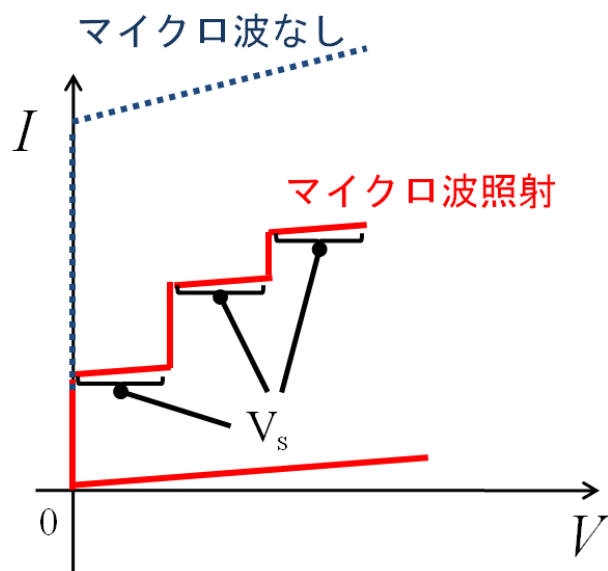


図 1.11 マイクロ波照射時のジョセフソン接合の I - V 特性 (シャピロステップ)

1.3 単一磁束量子回路

1.3.1 SFQ 回路の構成

前節までに超伝導の物理や超伝導回路の基本素子となるジョセフソン接合について説明してきた。ここからはそれらの応用である超伝導回路について説明する。1.1 節では SFQ 回路が高速で低消費電力なデジタル回路であることを述べた。ここでは SFQ 回路はどのような構成でデジタル処理を行うかについて説明する。

半導体のデジタル回路が電圧の大小を 2 値論理の”1”, ”0”に割り当て、デジタル処理を行うのに対して、SFQ 回路においては SFQ の有無を”1”, ”0”に当てはめてる。SFQ とは 1.2.1 節で説明した $1\Phi_0$ 分の量子化された磁束のことである。具体的にどのように SFQ を”1”, ”0”に当てはめるかを最も簡単な SFQ 回路であるジョセフソン伝送線路 (JTL) を例に説明する。

SFQ 回路の JTL における”1”, ”0”を図 1.12 に示す。図のように伝送路はジョセフソン接合 (JJ) 及び超伝導ループで構成されている。SFQ を磁束の向きとともに黒い矢印で表わしている。JTL 路は”1”の情報を SFQ により左から右へ伝搬して伝えていく。一方”0”の場合は SFQ 自体が存在していない。

次に、SFQ がジョセフソン接合を介して超伝導ループ間を移動する動作を電気回路図を用いて詳しく述べる。JTL を詳しく回路図で書くと図 1.13 となる。SFQ 回路の場合一般的に $\beta_c \approx 1$ となるよ

うにジョセフソン接合に並列に抵抗 R_s を挿入している。ジョセフソン接合には SFQ が伝搬のためバイアス電流が加わっている。

SFQ がジョセフソン接合を横切る際には SFQ パルスと呼ばれる電圧パルスが発生する。SFQ 回路は非線形回路であるためその動作は数値解析のみで正確に導き出される。その結果は図 1.14 のような電圧パルスとなり、その電圧は $I_c R$ (R は接合抵抗 R_n と後述のシャント抵抗 R_s の合成抵抗) 積程度で、幅はピコ秒オーダーとなる。接合には SFQ パルスの振動を減衰させる働きを持つ抵抗が並列に挿入される。この抵抗をシャント抵抗という。1 回のスイッチ動作あたり $\Phi_0 I_c$ であり、アト (10^{-18}) ジュールのオーダとなる。1 回のスイッチあたりの消費エネルギーは非常に低く、半導体回路と比べ、冷却コストを含めても優位性を持っている。

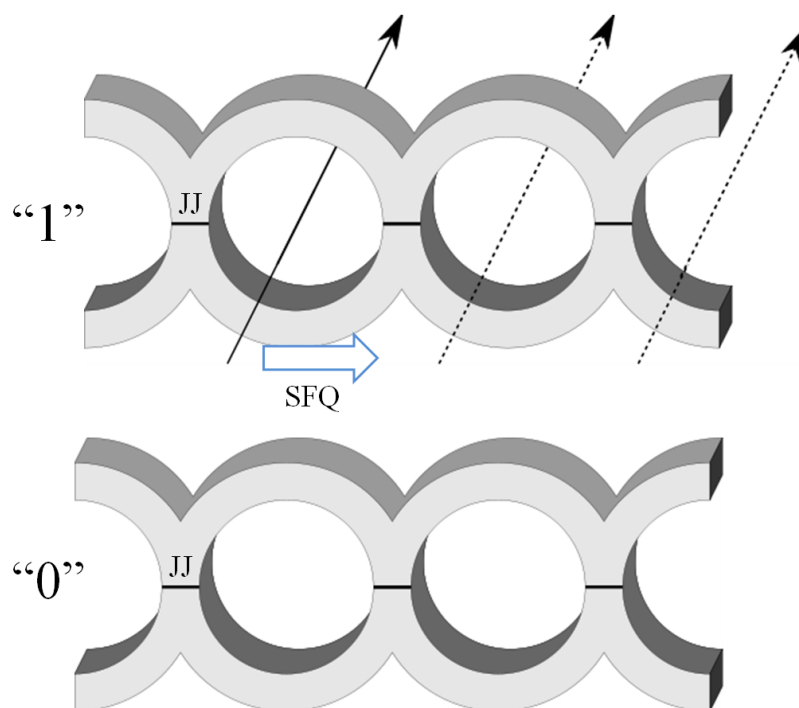


図 1.12 ジョセフソン伝送路 (JTL) による SFQ の伝送。"1"は単一磁束 (SFQ) を左から右へ伝送している。一方"0"は SFQ がない。JJ はジョセフソン接合を意味する。

JTL は単純な伝送回路であるが、これを基本に超伝導ループの組み方を変えることで様々な論理回路を構成することができる。論理動作ではループのインダクタンスと臨界電流の積 LI_c が Φ_0 より大きいときに SFQ がループに捕捉される現象を利用する。例として図 1.15 に a と b からの入力の排他的論理和を c に出力する XOR(exclusive OR) 回路を示す。この回路には 2 の入力と 1 つの出力と共にループに捕捉された磁束を追い出すための clk 入力が存在している。a から SFQ が入力されると、 $J_1 - J_3 - L_{s1} - J_5 - J_6$ と $J_1 - J_3 - L_{s1} - L_{s2} - J_4 - J_2$ の二手に周回電流が流れるよう SFQ が保持さ

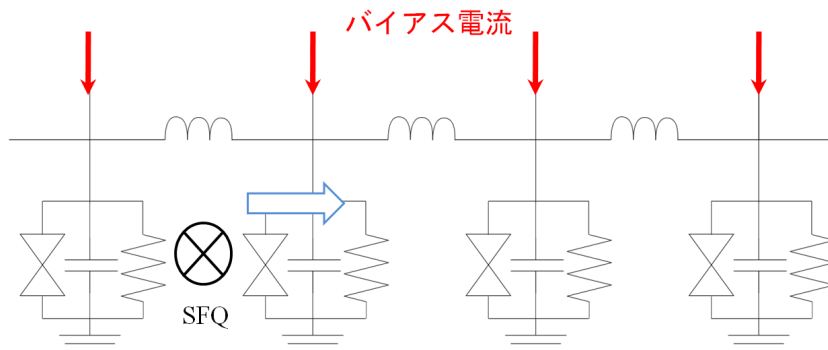


図 1.13 JTL の等価回路図

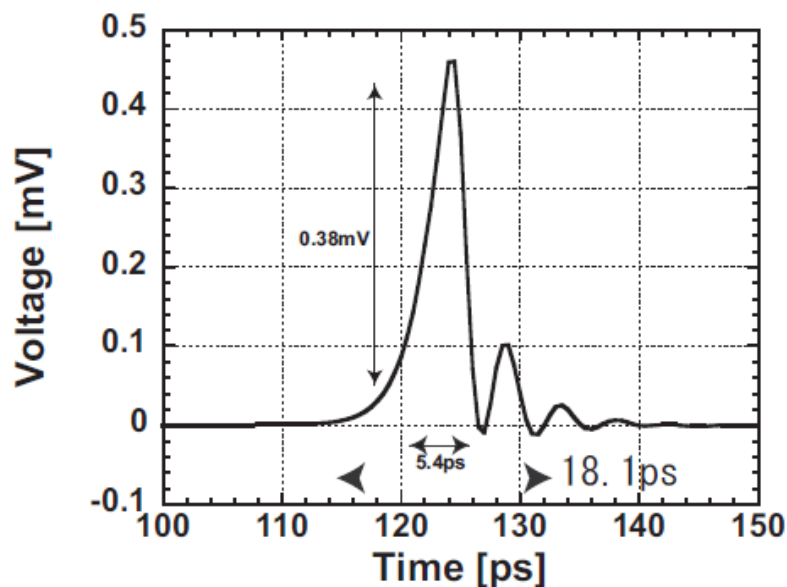


図 1.14 SFQ パルス、JSIM[12] によりシミュレーションを行った。

れる。この状態で clk から SFQ が入力されると、 J_7 、 J_6 がスイッチして、SFQ が c から出力される。b から SFQ が入力された状態で clk が入っても同様に c から出力される。a、b どちらか一方が入力された状態でもう一方から SFQ が入力されると、 J_5 と J_4 または J_3 がスイッチし、保持されていた SFQ が追い出され、初期状態に戻る。

1.3.2 SFQ 回路の動作速度

前項では SFQ 回路の構成とその動作を説明した。SFQ 回路では SFQ が一つの超伝導ループから別の超伝導ループへ移る際、ジョセフソン接合は SFQ パルス電圧発生することを述べた。このスイッチング動作は SFQ 回路の基本であり、これが早いほど SFQ 回路の動作が早くなる。SFQ 回路と

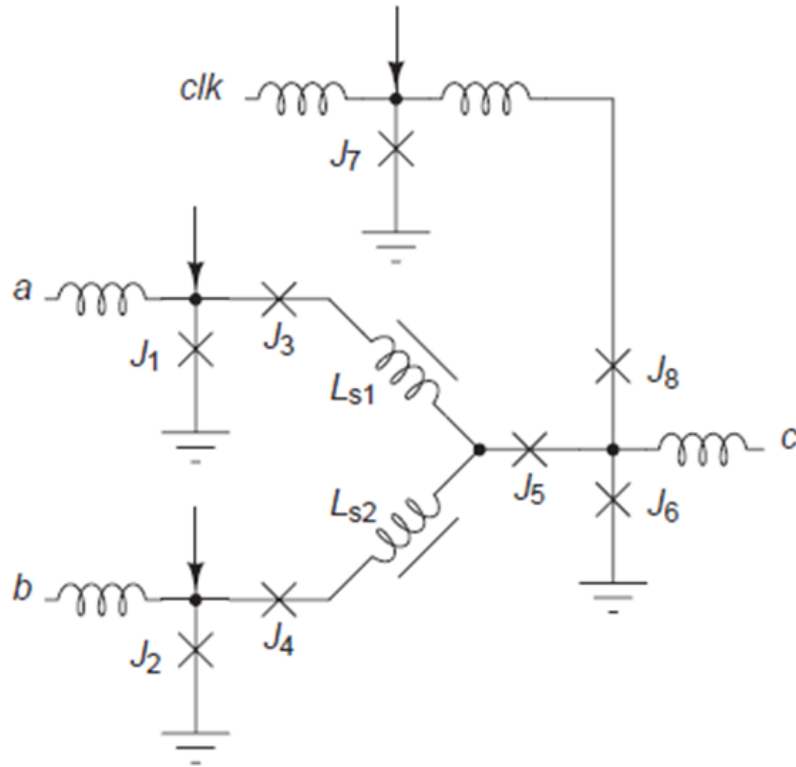


図 1.15 SFQ 回路の XOR。J₁ J₈ はジョセフソン接合、矢印はバイアス電流を表わす。

しての最終的な動作クロックはその回路内でクリティカルパスによって異なる。その回路におけるクリティカルパスはスイッチングが速いほど短くなるので、やはりスイッチングの速度が重要となる。

ジョセフソン接合は非線形素子であり、解析的に動作を求めることが出来ないため、スイッチング時間を見積もるためにはシミュレーションが必要となる。そこで本項では、ジョセフソン接合の時定数を求めることで、定性的なスイッチング時間について説明する。また、その時定数とジョセフソン接合の $I_c R_n$ 積や J_c などとの関係を述べる。ここではシャント抵抗つきのジョセフソン接合 1.16 の RSJ モデルを用いジョセフソン接合の時定数を求める。

式 1.9, を

$$\phi = \arcsin \frac{I}{I_c} \quad (1.19)$$

と表し、式 1.10 に代入すると

$$V = \frac{\hbar}{2e} \frac{1}{\sqrt{I_c^2 - I^2}} \frac{dI}{dt} \quad (1.20)$$

のように電圧を表せる。

上記の式 1.20 からジョセフソン接合は電流の時間微分が電圧に比例していることがわかり、一種

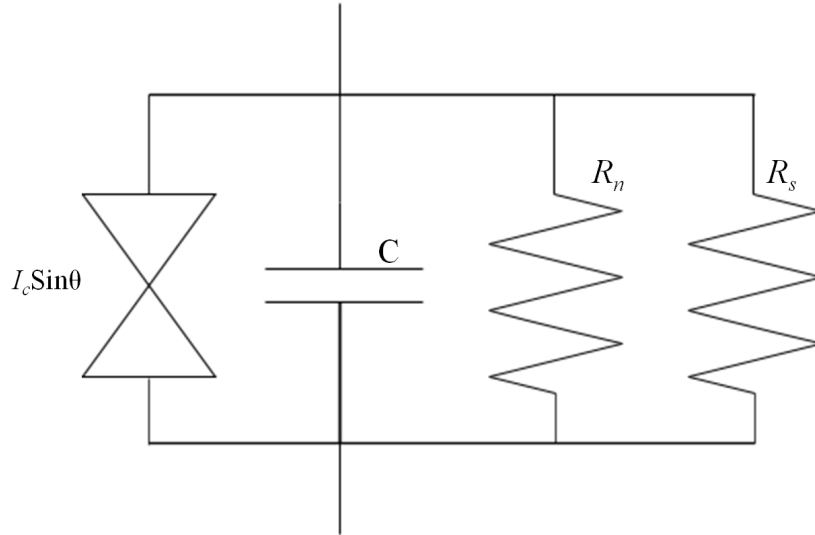


図 1.16 シャント抵抗つきのジョセフソン接合

のインダクタンスとみなせる。このインダクタンスはコイルなどとは異なり流す電流の大きさによってインダクタンスの大きさが変化する。このとき $I = 0$ でのインダクタンス成分をジョセフソンインダクタンス L_J と呼ぶ。その値は

$$L_J = \frac{\hbar}{2eI_c} \quad (1.21)$$

となる。

このとき RSJ モデルを適用すると二つの時定数が考えられる。ひとつはキャパシタンスと抵抗 CR 時定数 τ_c で

$$\tau_c = CR \quad (1.22)$$

もうひとつは L/R 時定数 τ_L で

$$\tau_L = \frac{L_J}{R} = \frac{\Phi_0}{2\pi I_c R} \quad (1.23)$$

となる。この時定数は $I_c R$ が大きいほど小さくなるが、 R は R_n と R_s の合成抵抗なので $I_c R < I_c R_n$ であるため下限は $I_c R_n$ 積が決めている。

このとき β_C を各時定数で表すことが出来て

$$\beta_C = \frac{2\pi I_c R^2 C}{\Phi_0} = \frac{\tau_c}{\tau_L} \quad (1.24)$$

となる。SFQ 回路の場合 β_C は 1 程度になっている。仮に $\beta_C = 1$ とすると CR 時定数と L/R 時定数は一致する。また、 $\beta_C = 1$ の条件から

$$R = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi I_c C}} \quad (1.25)$$

となる。式 1.25 を用いて L/R 時定数を表すと

$$\tau_L = \sqrt{\frac{\Phi_0 C}{2\pi J_c}} \quad (1.26)$$

となる臨界電流密度 J_c と単位面積あたりのキャパシタンスを C_a とする。このとき臨界電流 J_c とキャパシタンスはともに面積に比例するため

$$\tau_L = \sqrt{\frac{\Phi_0 C_a}{2\pi J_c}} \quad (1.27)$$

となる。臨界電流密度、面積あたりのキャパシタンスはともに障壁層厚さ d により変化する。しかし、 d の変化に対して J_c は指数関数で変化するのに対して、キャパシタンスは $1/d$ でしか変化しない。そのため臨界電流密度の変化に対して面積あたりのキャパシタンスはあまり変化しないといえる。以上を踏まえると式 1.27 は

$$\tau_L \propto \sqrt{1/J_c} \quad (1.28)$$

となり J_c の二乗根に反比例して時定数が小さくなるため、高速化には高い J_c が必要となる。

1.3.3 SFQ 回路の現状と課題

前項までに SFQ 回路の構成と動作速度について述べてきた。本項では SFQ 回路の現状について述べる。

1.1 節において述べたように、SFQ 回路の低消費電力という視点から半導体のデジタル回路に対し大きな優位性を持つ。現在の半導体デジタル回路は素子微細化により高速化や高集積化がなされてきたが、消費電力という大きな問題に直面している。半導体回路中のスイッチング素子であるトランジスタを微細化すると単体の消費電力は減少する。しかし、それ以上にトランジスタ数の増加により全体としては消費電力が増加する。スイッチング時の発熱は現在外部に放熱しきれる限界であり、これ以上の集積化と高速化を阻む要素のひとつとなっている。トランジスタの漏れ電流を抑えることや部分的に回路ユニットの電源を切るなどの改善がなされてはいるものの依然として根本的な解決には至っていない。

半導体 LSI を多数組み合わせで構築するスーパーコンピュータなどにおいても消費電力は問題となっている。2010 年 5 月にの集計において最も高速なスーパーコンピュータである Cray の Jaguar における消費電力は 7 MW に及ぶ。また次世代の目標である 1 エクサ FLOPS (Floating point number Operations Per Second) のスーパーコンピュータにおいては 150 MW に及ぶことが予想されている。

超伝導体を用いたデジタル回路である単一磁束量子 (SFQ) 回路は消費電力の問題を解決する候補の一つとしてあげられる。前節までに述べたように、超伝導ループ中の SFQ の有無を 2 値論理

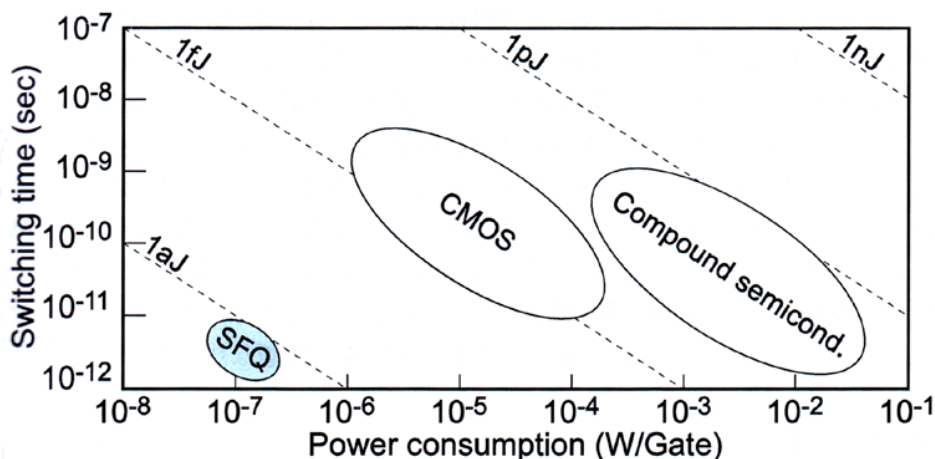


図 1.17 SFQ 回路の消費電力及びスイッチング速度

の”0”、”1”に対応させることにより実現される。図 1.17 に示すように、SFQ 回路のスイッチング素子であるジョセフソン接合はスイッチングにおける消費電力は非常に小さい（トランジスタの 1000 分の 1）という特徴を持つ。またそのスイッチング動作も非常に高速で 100 GHz 以上での動作も可能である。そのため半導体技術が直面していた消費電力の問題を抜本的に解決し、きわめて高性能な集積回路を実現できると考えられる。また発熱量が極めて小さいため、3次元実装などの高密度パッケージングが可能である。

消費電力や高速化が優れている一方、SFQ 回路の高集積化は半導体比べて進んでおらず、現在のところ複雑な処理は行えていない。例えば、前述の SFQ プロセッサは半導体マイクロプロセッサには存在する浮動小数点演算回路が実装されていない。この回路を実装するためには 4 万接合程度必要だと見積もられており、これは現状の最大規模の回路の 2 から 3 倍の接合数を必要とする。また、実用的演算を行うアクセラレータを構成するためには 1000 万接合が必要だと見積もられている [13]。これらの実現のために、SFQ 回路はさらなる大規模化が求められている。

1.4 SIS ミクサ

SIS ミクサとは SIS(超伝導体-絶縁体-超伝導体) ジョセフソン接合を用いた、低雑音に周波数変調が可能なミクサである。実際、ショットキダイオードバリアを用いたミクサに比べ SIS ミクサは一桁以上低い雑音温度を持つ。このように雑音が小さいため、電波望遠鏡において数百 GHz のサブミリ波を増幅しやすい周波数に変換するために実際に用いられている [5]。

SIS ミクサの検出には SIS 接合に電磁波を照射した際に SIS 接合の $I-V$ 特性が図 1.18 のように変

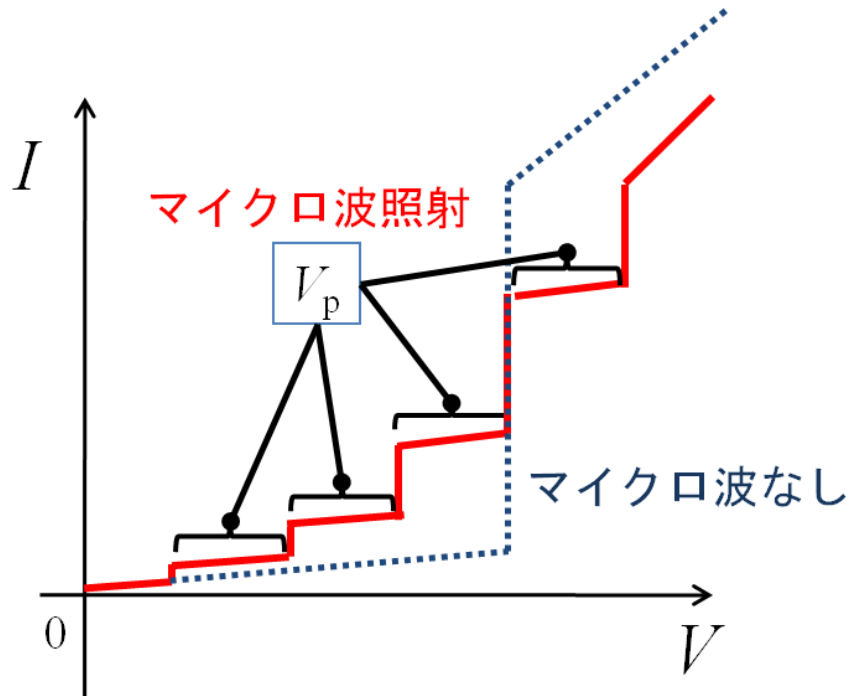


図 1.18 電磁波による SIS 接合の I - V 特性の変調

調する現象を利用する。この変調は準粒子の励起により起こる。この変調に見られるステップ幅 V_p は照射した電磁波の周波数を f とすると $V_p = 2\Phi_0 f$ とちょうどシャピロステップの 2 倍の幅となる。上記のような変調を使うため、SIS 接合のギャップ電圧 V_g が高い方が、より高い周波数まで変換できる。

宇宙の解明ため 1~3THz の周波数帯の電磁波であるテラヘルツが注目されている。テラヘルツ帯には分子振動などのスペクトルが含まれているため、この周波数帯の観測は重要である。現在の SIS ミクサは主に Nb が用いられているが、THz 帯での変調は V_g の大きさから考えると困難であるため、さらに高い V_g の SIS 接合が求められている。

また同時に変調においての雑音を減らすため、高い J_c も求められている [14]。

1.5 MgB₂ の超伝導回路への応用

1.5.1 MgB₂ の特徴

前節までは、いくつかの超伝導回路の構成やその動作について述べてきた。MgB₂ のそれら超伝導回路へ応用は大きな利点がある。本節では、その利点を述べるためにまず MgB₂ の特徴について述べる。

MgB₂ は比較的新しい超伝導体で 2001 年に発見された。図 1.19 に超伝導体発見の歴史を示す。最初に発見された超伝導体は Hg で、1911 年にライデン大学の H. Kamerlingh Onnes によってなされた [16]。この発見は He の液化が可能になったことによる。その後、さまざまな金属や合金で超伝導現象が発見されるようになった。MgB₂ はこの系統に分類される金属系超伝導体で最も高い 39 K の転移温度を持つ。1980 年代後半に入り YBCO などの高い転移温度を持つ銅酸化物超伝導体が発見された。これらは高い T_c を持つものの、ペロブスカイト構造という複雑な結晶構造を持つ。2008 年にはこれまで超伝導と相いれない磁性体の象徴である鉄を含む超伝導体である LaO_{1-x}F_xFeAs [17] が発見された。これは現在鉄ヒ素系超伝導体に分類されており 55 K 以上の超伝導転移温度を持つ物質も発見されている。

MgB₂ は転移温度は銅酸化物超伝導体に比べて低い、二元化合物かつ、図 1.20 のように簡単な構造をとっている。この特徴が薄膜作製の歩留などの工学的な点で大きな利点となる。この利点については後に具体的に説明する。ここでは、MgB₂ と他の主な超伝導体の物性パラメータを表 1.1 にまとめる [18][19]。

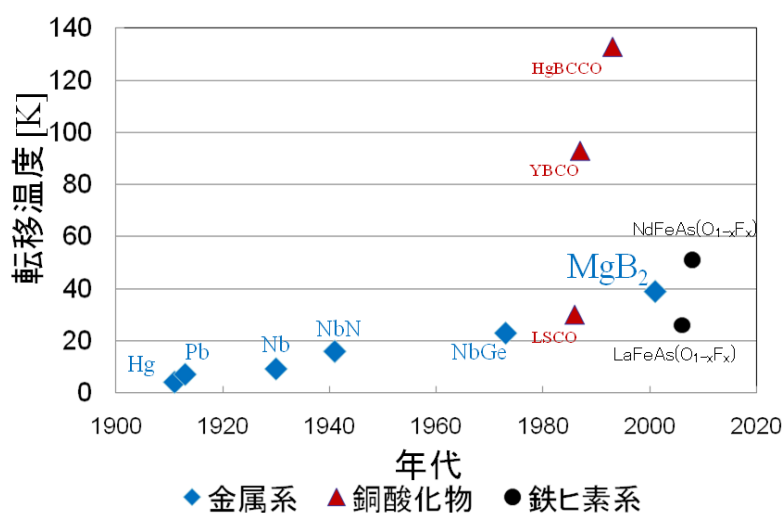
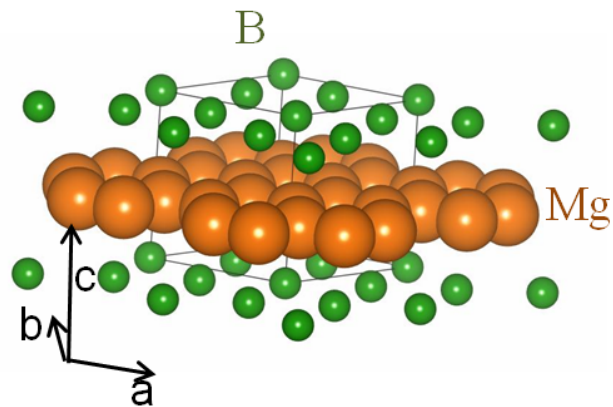


図 1.19 超伝導転移温度とその材料の発見年度

MgB₂ の物性において、2 ギャップという他の金属超伝導体にはない特徴がある。それは、SIS ジョセフソン接合におけるギャップ電圧や $I_c R_n$ 積が障壁層界面の結晶方位によって異なること表わす。障壁層に対して両電極 MgB₂ が c 軸配向であったとすると、 $I_c R_n$ 積は 4.2K で 4 mV となる [20]。一方障壁層に対して両電極が a-b 軸配向であったとすると、 $I_c R_n$ 積は 4.2K で 10 mV 以上に達する。

表 1.1 超伝導体の物性パラメータ

| 層 | MgB ₂ | Nb | NbN |
|-----------------------|------------------|-----|------|
| T_c [K] | 40 | 9.3 | 17.3 |
| Δ_σ [meV] | 7.5 | 1.5 | 3 |
| Δ_π [meV] | 2.5 | | |
| ξ_{ab} [nm] | 10 | 38 | 5 |
| ξ_c [nm] | 2 | | |
| λ_{ab} [nm] | 70 | 39 | 200 |
| λ_c [nm] | 70 | | |

図 1.20 MgB₂ の結晶構造

1.5.2 超伝導回路の高信頼化

前節まで幾つかの超伝導回路や MgB₂ の特徴について述べてきた。本節においては超伝導回路において、特に大規模な SFQ 回路において問題となっている磁束トラップについて述べる。また、MgB₂ などの高い T_c の超伝導体を用いた磁束トラップの抑制による、超伝導回路の高信頼化について述べる。

磁束トラップ

ここでは超伝導回路における磁束トラップについて説明する。磁束トラップ対策の現状について述べる。磁束トラップとは図 1.21 のように磁束量子が回路中のジョセフソン接合を貫くことにより臨界電流が低下する現象を意味する。また臨界電流の低下がチップ内に一つでも生じれば、回路の誤動

作を引き起こす。この磁束量子の起源はチップ冷却時の環境磁場にある。この磁束の固定にはピン止め現象がかかっている。また磁束量子が貫く方向は接合面に対して垂直であることがわかっている。ピン止め現象において磁束量子は超伝導体中の欠陥に捕捉される。超伝導回路においてはジョセフソン接合の電極形成時の加工のダメージがピニングセンターになると考えている。ピニングセンターへの捕捉は確率的であるため、昇温と冷却何度か繰り返すことで磁束トラップの影響を排除することが可能である。

1.3 節で述べたように SFQ 回路には大規模化が求められている。大規模化への障害は磁束トラップの他にジョセフソン接合の歩留まりや均一性、微細加工などのプロセスに関わる問題、回路の配線の増大などの回路の設計に関する問題などもある。しかし、これらの問題は他の材料のデバイス作製技術の知見が応用できる可能性がある。例えばハードディスクのヘッドとして用いられる TMR (Tunnel Magneto-Resistance) 素子はサブミクロンの微細化や高品質化がなされている。TMR 素子はジョセフソン接合と同じトンネル構造であるため、TMR 素子の作製技術をジョセフソン接合の高品質化に応用できる可能性がある。しかし、磁束トラップは、超伝導の物理に関わる、超伝導回路特有の現象であり、超伝導回路独自の解決法を見出す必要があるため、重大な問題である。

大規模化には大きく分けて二つの方法が考えられる。ひとつはチップ面積の拡大や Multi-Chip Module (MCM) 技術による素子の微細化を伴わない大規模化、もうひとつは素子の微細化による大規模化である。前者の方法による大規模化は、一接合あたりの磁束トラップが生じる確率が変化することは考えにくい。したがって、大規模化により磁束トラップが起こらず正常動作する確率は指数関数的に減少する。現状では 1 万接合の SFQ 回路において 10 回の冷却試行に対し 5 回の割合で磁束トラップによる動作不良が生じている。この割合から計算すると 10 万接合の回路においては冷却試行回数のうち 90 % 以上の確率で磁束トラップが生じ、100 万接合の回路においては 100 % 近く磁束トラップが生じてしまう。磁束トラップが生じる確率が非常に高くなると、加熱と冷却を多数繰り返す必要があるため、現実的に時間がかかりすぎることや熱応力による素子の破壊などが問題となる。

後者の方法である高密度化による大規模化は素子数が増えるとともに一素子あたりが受ける外部磁場は減少するため、正確な見積もりは難しい。しかし、接合数の増加により加工欠陥が増えるため、磁束トラップに対しては悪化の方向をたどると考えられる。また、スーパーコンピュータ応用などを考えると結局多数のチップを組み合わせることで大規模なシステムを構築することになり、磁束トラップは大きな問題になると考えられる。

磁束トラップ対策の現状

前項において述べたように磁束トラップは SFQ 回路で問題となっていることを述べた。現在、磁

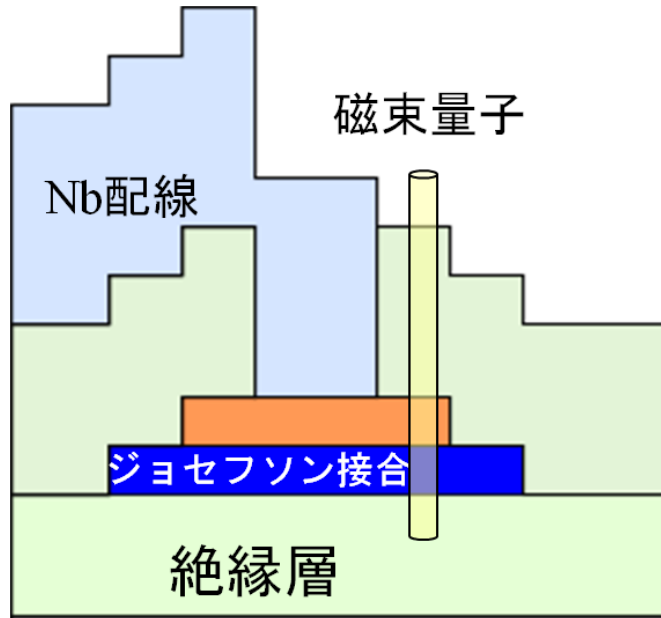


図 1.21 超伝導回路中のトラップ

束トラップを防ぐため、主に3つの手法が用いられている。本節では磁束トラップ抑制技術における現状と課題について述べる。磁束トラップを抑制するために、これまで磁気シールド、モート、冷却速度の調整という3つの方法を用いてきた。以下にそれぞれについて詳しく説明する。

磁気シールドとは高い透磁率の材質で超伝導回路を囲み外部磁場を低減する手法を指す。一例をあげると、我々の環境では50 dBの磁場の減衰効果を持つ二重の磁気シールドを用いている。その結果、超伝導回路の受ける残留磁場は約 $0.1 \mu\text{T}$ となる [21]。これは超伝導状態になると、5mmのSFQ回路チップ上に約1000本の磁束量子が存在することになる。そのため、磁気シールドのみでは磁束トラップを防ぐことが困難であり、ほかの対処法を併用しなければならない。

超伝導回路におけるモートは図 1.22 に示したようにグランドプレーン中に意図的に形成された穴のことを示す [22]。モートは大きな欠陥として働き、磁気シールドでは防ぎきれず発生した磁束量子を捕捉し、磁束トラップを回避する効果がある。モートの物理やこれまでの先行研究については第3章にて詳しく説明する。

冷却速度を低減させることにより磁束トラップを抑制できることも知られている。磁束トラップを抑制できる理由は二つ考えられる。ひとつは熱起電力による電流の抑制である。室温から4.2 Kへの冷却の際、SFQ回路のチップには温度のむらが生じる。そのむらにより、渦電流が生じて、磁束量子を生み出す。ゆっくりと冷却することにより温度のむらが抑えられるため、熱起電力による電流を低減できる。二つめは磁束量子の熱励起による移動である。超伝導回路中にはモート以外にも磁束量子

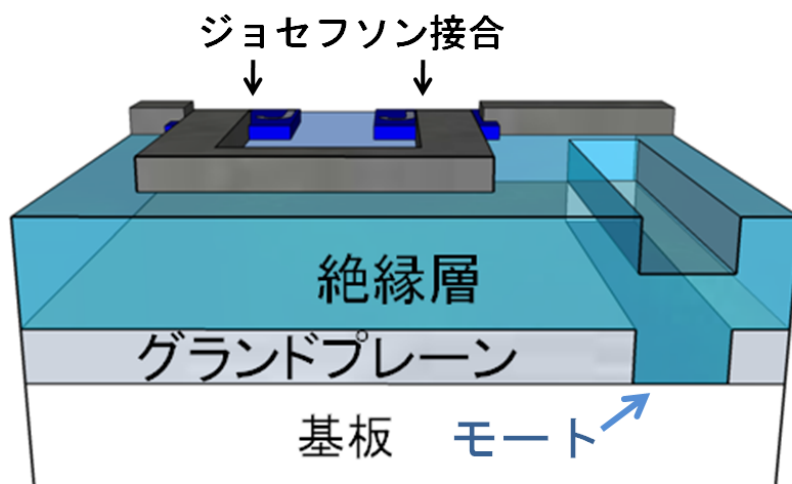


図 1.22 モートの模式図

にとってポテンシャルエネルギーの低い、欠陥が存在する。このような磁束量子も熱励起の影響を受けて移動し、最終的にモートに捕捉される場合がある。その現象が生じ易い温度は T_c 直下である。そのためゆっくり冷却することにより T_c 直下に長くとどまるので、磁束量子のモートへの捕捉を促進する。

磁束トラップの対策には上記のような3つの手法を用いるが、現状においては1万接合以上の回路においては磁束トラップが問題となっている。磁束量子はモートではなく、チップ上のジョセフソン接合の欠陥などのピンニングセンターに捕捉されることで起こるため、より磁束量子の捕捉がしやすいモートが必要となる。

MgB₂ グランドプレーンによる磁束トラップの抑制

これまでモートの効果を高めるため超伝導回路より高い T_c のグランドプレーンを用いることが有効だといわれてきた。その理由は SFQ 回路の動作温度への冷却時にグランドプレーンが先に磁束量子を引き付けることにある。磁束量子のモートへの捕捉が行われる温度は熱的散乱の効果が最も高いグランドプレーンの T_c 直下である。高い T_c のグランドプレーンを用いることにより、モートへの補足の際に図 1.23 に示すようにグランドプレーンのみ超伝導状態となる。この状態ではグランドプレーン中のモートは磁束量子を引き付ける効果を発揮するのに対して、ジョセフソン接合の加工による欠陥などは常伝導状態であるため磁束量子に影響を与えない。

しかし、現在の Nb を用いた集積回路においては高い T_c のグランドプレーンを用いていない。Nb は単元素の超伝導体のなかで最も高い T_c を持つ。これ以上高い T_c の超伝導体は化合物となるため、

成膜には組成比の制御や基板材料の選定などの技術的な難しさが存在する。このような成膜技術と SFQ 集積回路作製技術を兼ね備えることができなかつたために、 T_c のグランドプレーンを組み合わせた SFQ 集積回路はこれまで構築されてこなかつた。

表 1.2 に Nb より高い T_c を持つ超伝導材料の代表を示す。

表 1.2 Nb より高い転移温度の超伝導材料の候補

| 材料 | 転移温度 [K] | 利点 | 欠点 |
|------------------|----------|---------------|--------|
| NbN | 15 | 長い磁場侵入長、平坦性良好 | 転移温度低い |
| MgB ₂ | 39 | 中程度の転移温度 | 加工が難 |
| YBCO | 90 | 転移温度高い | 平坦性が悪い |

表 1.2 の中でまず YBCO は凹凸が激しいためグランドプレーンとして用いることは難しい。本論文では MgB₂ 及び NbN をグランドプレーンの候補として扱っていく。NbN は磁場侵入長が長いためモートとの引力が遠方まで働く（第三章で後述）といった点で優位である。一方、MgB₂ は NbN に比べ転移温度が高いため、磁束量子が熱励起により移動しやすく、モートに捕捉され易いことが期待できる。これらの T_c の高いグランドプレーンによる磁束トラップ抑制の効果は実験的に評価を行う必要があり、これを本論文の 3 章にて詳しく述べる。

1.5.3 超伝導回路の高性能化

前節までに超伝導回路は Δ の高い超伝導材料のジョセフソン接合を用いることで高性能化が可能であることを述べた。この高性能化により、半導体回路などに対する優位性が高まる。1.3 節において SFQ 回路の高速化には $I_c R_n$ 積が高い接合が必要であることを述べた。また 1.4 節において、SIS ミクサのさらなる広帯域化にはギャップ電圧 V_g の高い SIS 接合が必要であることを述べた。 $I_c R_n$ や V_g は超伝導材料のギャップエネルギー Δ によって決まってくる。そのため Nb より Δ の高い超伝導材料電極を用いたジョセフソン接合で超伝導回路を構築できれば高性能化が期待できる。

また、超伝導材料の変更は動作温度の向上によるシステム全体の低消費電力化も期待できる。転移温度高い超伝導材料を用いることで動作温度が向上し、より効率のよい冷凍機や、He に代わり液体水素などの低コストな冷媒を用いることができる。この場合は配線も含めて高い転移温度の超伝導材料を用いる必要がある。

以上のように超伝導回路の高性能化について高い T_c の超伝導体を用いたジョセフソン接合の作製や配線技術の確立が重要である。これまでも SFQ 回路の高速化、高温動作化を目指し YBCO を用い

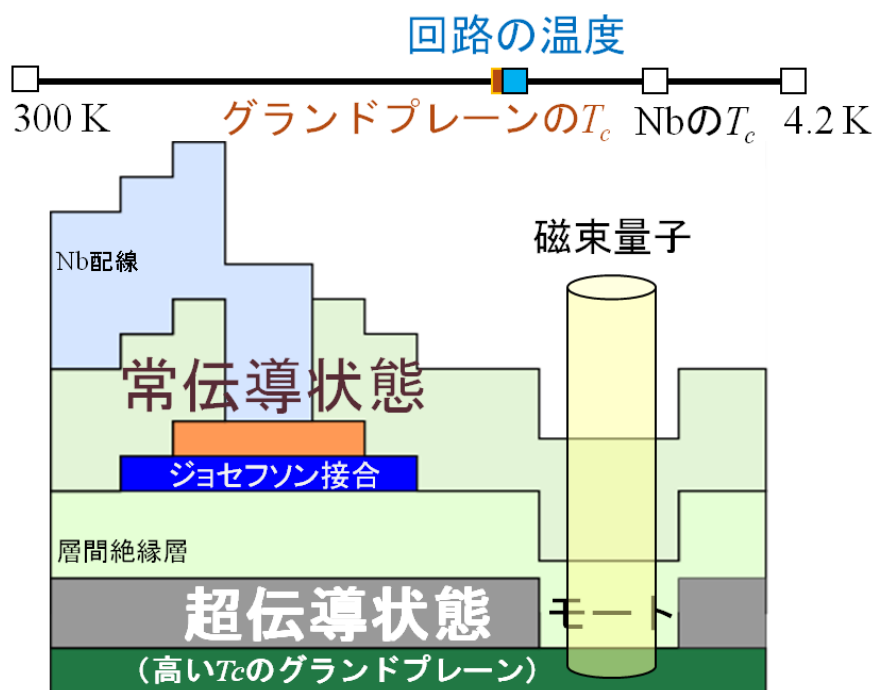


図 1.23 接合電極材料より高い T_c のグランドプレーンのモートによる磁束トラップの排除。グランドプレーンのみが超伝導状態であるため、接合の欠陥のピンニングセンターの影響を受けない。

た SFQ 回路が研究されてきた [24]。しかし、配線技術や接合の歩留まりなどが問題となり高速動作や高温動作などは実現に至っていない。また、これらの研究で作製される表面改質型接合は主にオーバングン特性となるため、SIS ミクサ応用は現実的でない。

そこで本研究では MgB₂ を超伝導体材料として用いたジョセフソン接合を超伝導回路へ応用することを目指した。次に MgB₂ 接合の具体的な利点を示す。

MgB₂ 接合

MgB₂ 接合を超伝導回路に応用することで Nb 接合を用いるより高性能化が図れる。これまで見てきたように MgB₂ は Nb よりも高い T_c と Δ をもつ。また軸方向によっては NbN よりも高い Δ を持つため NbN に対しても優位性がある。一方、YBCO に対しては上記のような優位性は持っていないが以下に述べるような別の点で優位性がある。

材料的な優位性

MgB₂ は YBCO に比べ材料的にさまざまな優位性がある。ここでは特に少数元素と長いコヒーレンス長を取り上げる。MgB₂ は YBCO に比べ少ない元素で構成されている。そのため組成のずれに

対し鈍感である。また MgB_2 は YBCO に比べコヒーレンス長が長い。ジョセフソン接合の特性は障壁層からコヒーレンス長程度の長さの超伝導性に大きく影響を受ける。YBCO のコヒーレンス長は ab 軸方向で 1.2 nm、 c 軸方向で 0.4 nm となる。これは 1 原子層程度で急峻な絶縁体/超伝導体界面を作る必要があることを意味している。一方 MgB_2 のコヒーレンス長は c 軸方向で 2 nm であるため YBCO に比べ急峻な界面を必要とされない。このような点からコヒーレンス長の長い MgB_2 は接合作製に優位であるといえる。

接合作製までの進展の早さ

MgB_2 は発見数年ですでに SIS 接合が作製されている [25]。しかし YBCO は SIS 接合の作製に 5 年以上かかっている。これは前述の材料的優位性ととも薄膜が研究初期段階から作製可能となった点大きい [26]。

配線技術の確立

超伝導配線技術は超伝導回路には不可欠である。 MgB_2 接合においてはすでに超伝導体である NbN による配線技術が確立されている [27]。また近年 MgB_2 による配線技術も報告されている [28]。高い T_c の材料で配線が可能となる利点は、より高温での動作が可能となる点である。一方 YBCO 配線はコンタクトに抵抗やジョセフソン接合が形成されるなど、超伝導コンタクトの確立はいまだ達成されていない。

1.6 研究目的

前節までに述べたように超伝導回路に MgB_2 を適用する意義は大きい。そこで本研究では超伝導回路及びデバイスにおける MgB_2 のポテンシャルを実験的に示すことを目的とした。具体的には以下の二つについて扱う。一つは SFQ 回路の大規模化を目指した、 MgB_2 グランドプレーンによる磁束トラップの抑制に関する研究である。これはグランドプレーンとして NbN を用いた場合についても同時に扱う。もう一つは SFQ 回路の高速化や SIS ミクサの広帯域化を目指した、 MgB_2 ジョセフソン接合の作製に関する研究である。

1.7 本論文の構成

本論文は 5 章からなる。第 1 章では超伝導回路及びデバイスの現状と課題について考察し、磁束トラップや高速動作などの課題を克服するために、 MgB_2 を導入する意義について述べた。第 2 章では

超伝導回路応用へ向けた MgB_2 薄膜作製技術の確立について述べる。第 3 章では薄膜作製技術を用い超伝導回路における磁束トラップの抑制を狙った MgB_2 のグランドプレーンへの応用について述べる。第 4 章では超伝導回路の高速化、広帯域化、高温動作化のため MgB_2 ジョセフソン作製技術の確立について述べる。第 5 章では全体の総括を行い、本研究から得られた結果と今後の課題について述べる。

第 2 章

MgB₂ 薄膜の作製

2.1 はじめに

第 1 章においては MgB₂ の回路応用における意義を述べた。ここでは MgB₂ グランドプレーンを用いた磁束トラップの抑制、あるいは MgB₂ ジョセフソン接合を用いた SFQ 回路の高速化や SIS ミクサの高帯域化の可能性を示した。本研究の目的である MgB₂ 薄膜の超伝導回路及びデバイスへの応用のためには、それ適した MgB₂ 薄膜が求められる。本章では本研究の第一歩として応用に適した MgB₂ 薄膜の成膜技術の確立について述べる。本章の研究の多くは共同研究先である東京農工大学によるものである [29]。

本研究では超伝導回路応用を目指すため、以下の 2 つの項目を重視した。

- ・高い T_c の MgB₂ 薄膜の再現性や歩留まり
- ・出来る限り低い温での MgB₂ 薄膜の成長

高い T_c は本研究で MgB₂ を用いる大きな動機のひとつであり、その再現性や歩留まりも重要である。低温での成長は熱によるデバイス構造の破壊、特にジョセフソン接合の障壁層の損傷を防ぐという意味で重要である。例えば、Nb/AlO_x/Nb 接合の障壁層は 200 程度で損傷が生じる [30]。本研究で上記を満たすような成膜方法の検討から行った。研究開始前にいくつかの成膜方法が提案されていたが、低温成長で高い T_c が実現できる共蒸着法による MgB₂ 成膜を選択した。また本研究では電子衝突発光分光レートセンサを用いて、Mg と B のフラックスの比率を精密に制御することで歩留まりや再現性の向上を図った。そのように組成比を十分に制御したもとで、成膜における MgB₂ の特性の成膜温度や膜厚による依存性について調べた。

2.2 研究開始前の MgB₂ 薄膜作製技術

MgB₂ は 2001 年の発見以来すぐに薄膜化技術が研究され、そして同年内には幾つかの方法で薄膜化が成されていたため、研究開始以前にはいくつかの成膜法の候補があった。本研究では、それらの候補から高い T_c 及び低温成長が満たせるような成膜法を選択を行った。表 2.1 に研究開始以前に提案されたの MgB₂ 成膜技術をまとめる。

表 2.1 研究開始以前に提案されたいくつかの MgB₂ 成膜と薄膜の典型的な T_c 及び成長温度

| 成膜方法 | 薄膜の転移温度 | 成長温度 | 特記 |
|---------------|---------|-----------|---------|
| 2 Step 法 [31] | 39 K | 700 ~ 900 | 再現性に難 |
| HPCVD 法 [32] | 39 K | 700 | |
| スパッタ法 [33] | 30 K | 270 | 加工が難 |
| PLD 法 [34] | 25 K | 400 ~ 450 | ウィンドウ狭い |
| 共蒸着法 [35] | 33-35 K | 200 ~ 300 | |

2step 法とはアモルファスボロンを Mg 蒸気中で焼成し薄膜を合成する方法である。HPCVD(Hybrid Physical Chemical Vapor Deposition) 法とは B₂H₆ ガスと Mg 蒸気中で熱分解して薄膜を作製する方法である。スパッタ法とは Mg 雰囲気中でボロンをスパッタすることにより成膜する方法である。PLD(Plused Laser Deposition) 法とはパルスレーザにより MgB₂ をアブレーションさせ、基板上に成膜する方法である。共蒸着法は Mg と B を同時に蒸着し基板上で結合させることにより MgB₂ を成膜する方法ある。

表 2.1 から HPCVD 法は高い T_c をえられるが、低温での成長は難しいことや、スパッタ法は低温で成長が可能だが、得られる T_c が低いことが分かる。前節で述べた条件から、我々はこれらの成膜法から薄膜の T_c がある程度高く、低温での成膜が可能な共蒸着法を選択した。

この共蒸着法においては成膜の際における蒸気流の組成比の制御が重要となることが分かっている。次節以降では、組成比の制御が重要となる理由と、組成比制御のために本研究で新たに導入した電子衝突発光分光 (Electron Impact Emission Spectrometry 以下 EIES) レートセンサーについて述べていく。

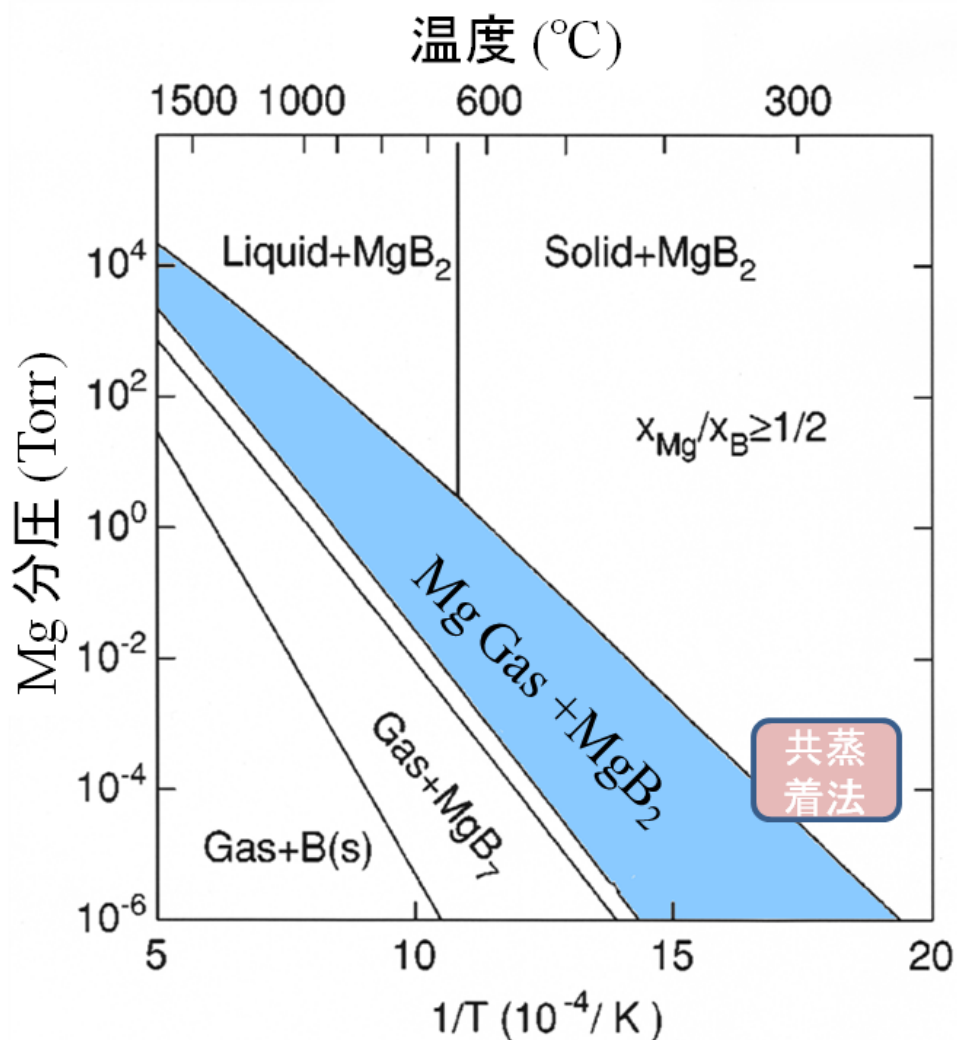


図 2.1 Mg-B 二成分系の Mg ガス圧-温度に関する相図 [36]

2.3 MgB₂ 共蒸着法の化学的描像

ここでは本研究で用いた共蒸着法における MgB₂ 成長の化学的描像を説明することで、組成比の制御の重要性について述べる。化学的描像を扱うための基本となる相図を図 2.1 に示す [36]。この図の青色の領域のような領域では Mg ガスと MgB₂ 固体が共存する相があることが分かる。Mg 蒸気圧を 10^{-6} から 10^{-4} Torr に保ち、成長温度を 250 ~ 400 程度に設定すれば、基板に MgB₂ が成長し過剰な Mg はガスとして放出されるよう成長するように思われる。実際、半導体である GaAs の薄膜成長は As ガスと GaAs 固体の共存する温度、分圧領域で行われ、GaAs は余分な As の放出により、組

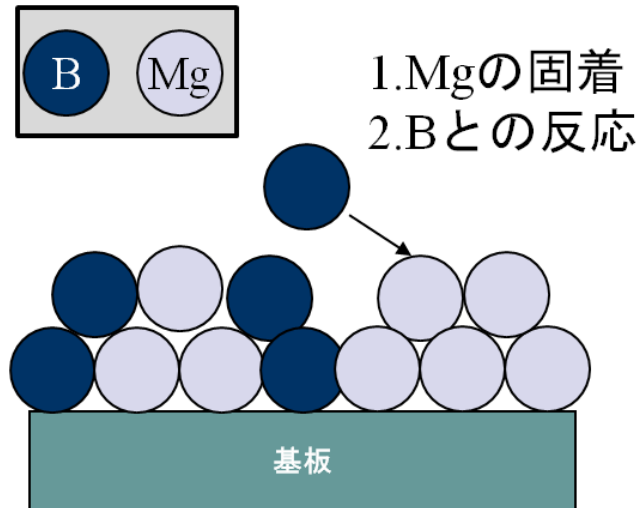


図 2.2 共蒸着法概念図 低温での成長では基板に長い時間とどまり、Mg と B が反応に長い時間をかけることができる。

成が自己調整された成長をする。しかし、 MgB_2 においては上記の蒸気圧-温度領域で成長をしない。その理由は Mg-B の化学反応は速度が遅く、Mg-B の結合が起こる前に Mg が基板上から再蒸発するためである。

共蒸着法は図 2.1 の低温、低 Mg 分圧領域で行われる。この際概念図を図 2.2 に示す。200 ~ 300 の低温領域では Mg が固体として基板上にとどまる。Mg と B の反応に長い時間をかけることができるため、上記の Mg と B の反応の問題の回避し MgB_2 の合成が可能となる。一部の Mg は再蒸発するため、B の蒸気流に対して Mg は 2 倍より少し多く必要となる。その調整のために Mg の B に対する比率の制御は重要となる。また、この反応を促進させるために、ある程度温度が必要であるが、再蒸発を抑制できる程度の低い温度でなければならぬため、温度の制御は重要となる。

2.4 共蒸着による MgB_2 の成膜

2.4.1 MgB_2 成膜装置

本研究では真空中で Mg と B を蒸発させ、対向する低温 (200 ~ 300) の基板上で MgB_2 を合成する共蒸着法を用いる。ここでは共蒸着法に用いた成膜装置について説明する。図 2.3 に成膜装置の概略図を示す。成膜装置には 4 元の電子ビーム (Electron-Beam 以下 EB) 蒸着源と K セルが 2 つが備わっている。本研究では Mg 及び B の蒸着とともに EB を用いた。B は高融点材料 (2080) であるため、原料を 3000 以上まで加熱できる EB を用いた。また Mg は B に比べ融点が高いが (648.8

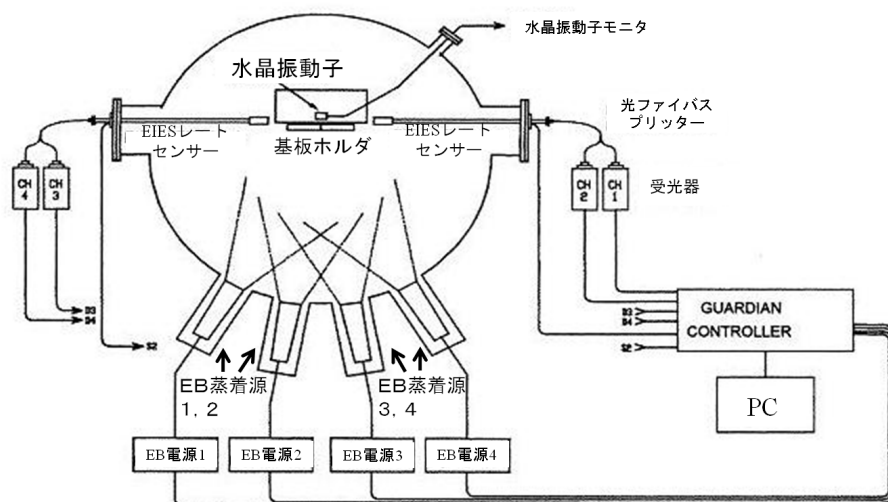


図 2.3 共蒸着法成膜装置概略図

)、EBはKセルに比べてレートの制御性が良いため、MgにもEBを用いた。他の蒸着源は4章にて作製するMgB₂ ジョセフソン接合における障壁層となるMgOやAl等の成膜のため用いられる。基板ホルダはEB蒸着源と対向する形で付けられておりヒータによる加熱が可能となっている。また成膜のむらを抑えるために、基板ホルダは成膜時にはDCモータにより水平に回転する。本装置はロードロック式になっており基板ホルダのみを取り外しサンプルの交換を行う。また、排気系にはターボ分子ポンプを用い到達真空度は 10^{-6} Torr程度である。この真空度はロードロック式の装置としては低い。この原因はMgに付着した水分や空気の蒸発によるものと推測される。

本研究ではMg-B比率の精密な制御のためのEIESレートセンサをもちいた。前節で示した通り、MgB₂は自己組成調整がなされないため成膜段階での組成比の制御は重要となる。図2.4にEIESレートセンサの概略図及び写真を示す。EIESレートセンサは、原料の蒸発流にフィラメントで発生させた熱電子を当て、元素固有の波長をもつスペクトルを発生させることで元素を特定し、また、そのスペクトルの発光強度から蒸発量を測定する。スペクトルの波長は元素ごとに異なっているため、同時に蒸発させる元素がもつそれぞれの波長の中から、互いに干渉することのない波長を選ぶことで、複数の元素の蒸発レートを同時に測定することが可能である。こうして測定された蒸発レートは、PCを介して電子ビームの出力にフィードバックされ、より精密な組成制御を実現する。

EIESレートセンサは複数の元素のレートの相対的な比率に対しては正確であるが、レートの絶対値は正確ではない。そのため水晶振動子膜厚計によるレートの較正を行った。膜厚計は較正を行う際には、基板ホルダを振り上げ、膜圧計を基板のあった位置に移動させ、各元素について較正を行う。

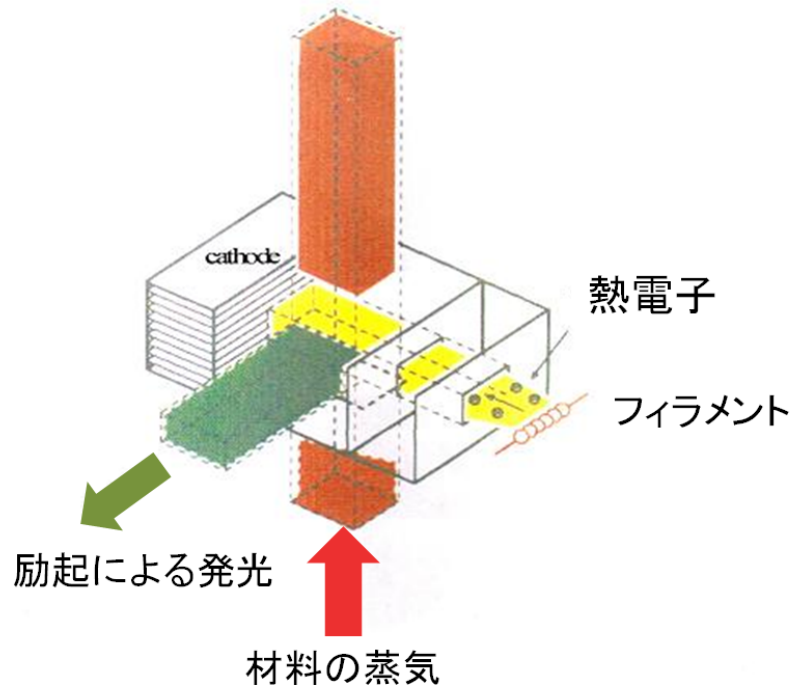


図 2.4 EIES レートセンサーの概略図。材料の蒸気に熱電子を照射することで発生する励起光の測定する。材料ごとに励起光のスペクトルは異なるため、レートの比率を求めることができる。

2.4.2 基板材料

本論文においては基板としてサファイア C 面基板を用いた。本来、結晶成長において基板材料が重要となるが、共蒸着法においては、基板材料によって T_c は大きく変化しない [18]。そのため、安価で割れにくいといった成膜以外の要素からサファイア基板を選んだ。

2.5 MgB₂ 薄膜の評価

2.5.1 評価法

本研究で成膜した MgB₂ は主に抵抗率-温度依存性、高速電子線回折 (Reflection High-Energy Electron Diffraction (RHEED))、X 線回折 (X-ray Diffraction (XRD)) の 3 つの方法で評価した。抵抗率-温度依存性の測定からは二種類の超伝導転移温度である $T_{c\text{onset}}$ と $T_{c\text{end}}$ 及び室温抵抗率に着目し、薄膜の特性を評価した。 $T_{c\text{onset}}$ とは抵抗率が急激に低下し始める温度である。 $T_{c\text{end}}$ とは抵抗率が 0 になる温度である。これら T_c は高い方が良質な MgB₂ が成膜されており、両 T_c の差が小さいほ

ど均質な膜が成膜されていると考えられる。また室温抵抗率はこれまで作製された MgB₂ 薄膜の中で最も高い T_c の薄膜 [32] の室温抵抗率が $8 \mu\Omega\text{cm}$ であったことからその値に近いほど良質な MgB₂ 薄膜であると考えている。抵抗率の測定は四端子法により行った。電流用と電圧測定用のプローブ 4 本を直接薄膜に接触させている。冷却は液体ヘリウムの蒸気により行い、その際の温度は Si ダイオード温度計で測定した。

RHEED は結晶表面の数 nm の結晶性が測定できる。表面の結晶性は急峻な超伝導-絶縁体界面が必要なジョセフソン接合において特に重要だと考えられる。また評価のための装置は成膜装置内に取り付けられているため、MgB₂ 膜を大気中に取り出すことなく評価できる。

XRD は結晶性とその結晶の配向の測定のために用いた。

2.5.2 MgB₂ 薄膜の Mg 比率依存性

本項以降では、実際に本研究でサファイア (0001) 基板上に成膜した MgB₂ 薄膜の抵抗率-温度依存性、RHEED や XRD などの評価を行った。それらの評価から T_c や結晶性が Mg 比率、成膜温度、膜厚などの成膜条件に対しどのように依存するか調べた。また、これらの結果から、どのような成膜条件が超伝導回路応用に適するかを考察する。

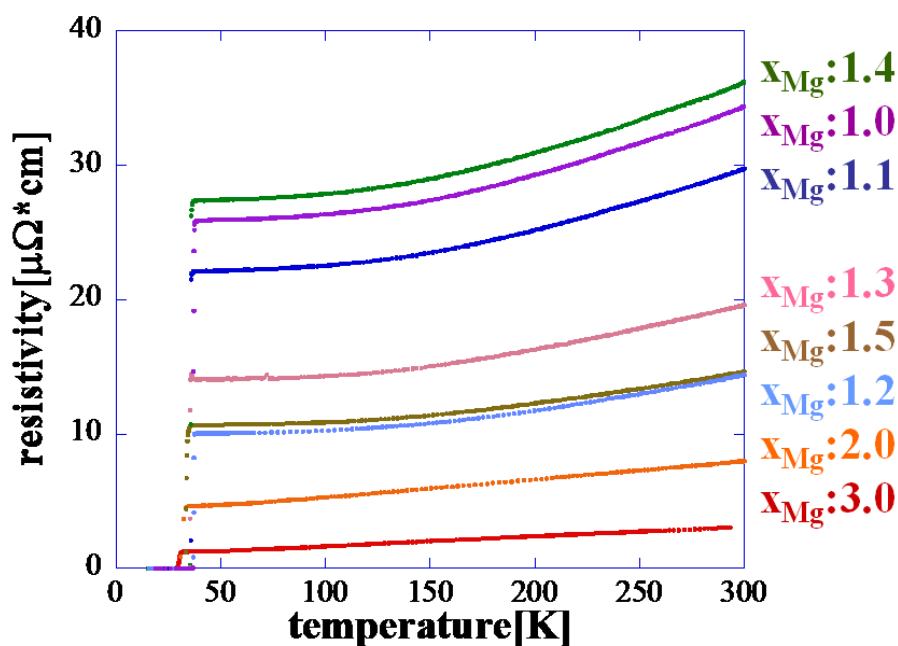


図 2.5 抵抗率の温度依存性

本項では基板温度は 240 K、膜厚は ~115 nm の MgB₂ を Mg 比率を 1.0 ~ 3.0 の範囲で変化させ、

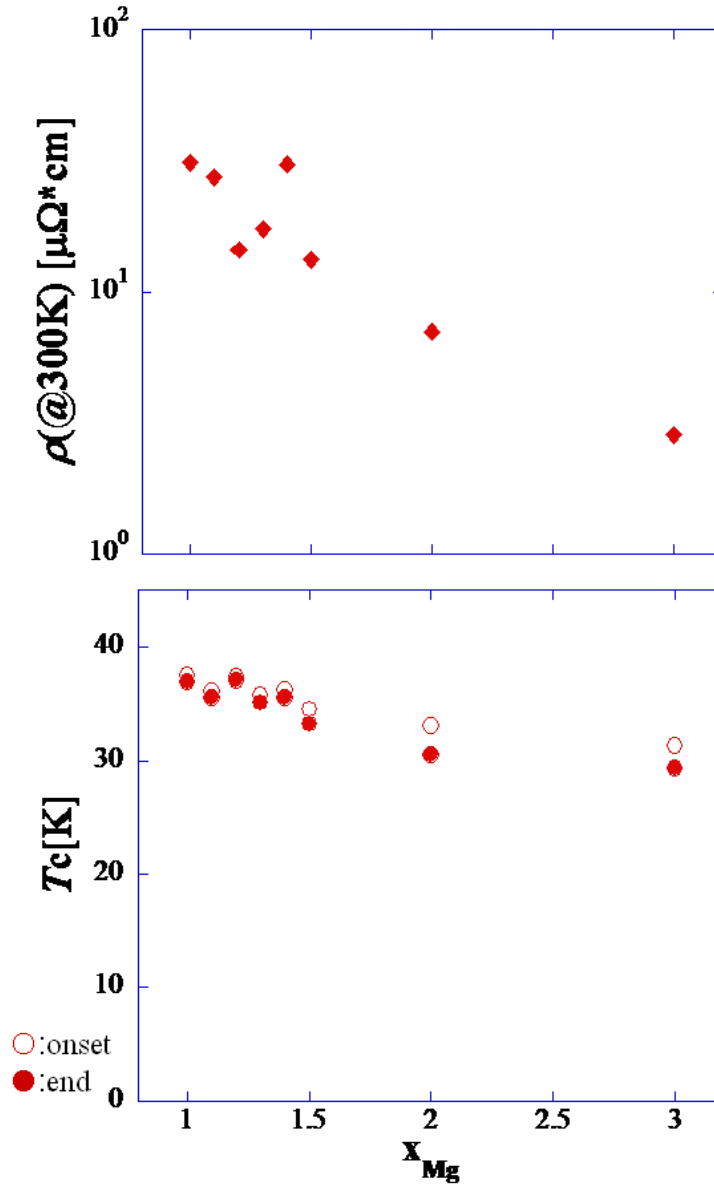


図 2.6 x_{Mg} vs T_c , (@300K)

成膜を行った。Mg 比率を表わす x_{Mg} とは $Mg_{x_{Mg}}B_2$ で表わされる、基板に到達する B の原子数の 2 分の 1 に対する Mg の原子数の比率である。この比率は EIES レートセンサーにより精密に制御されている。Mg 比率を変えて作製した試料の抵抗率の温度依存性を図 2.5 に示す。また、Mg 比率に対し、 T_c 、及び、室温の抵抗率をプロットしたものを図 2.6 に示す。

抵抗率については、 x_{Mg} が大きくなるにつれて、低下していく傾向がみられた。これは、MgB₂ が過剰な Mg を含むことで、より金属的になるためと考えられる。 T_c についても、 x_{Mg} が大きくなるにつれて緩やかに低下していく傾向がみられた。これは、MgB₂ が化学量論比からずれていくためと考

えられる。また Mg 比率を増やすことにより、MgB₂ の抵抗率を下げることはできるが、それは同時に T_c の低下を引き起こす。本研究の目的においては、MgB₂ 薄膜の成膜に対して、高い T_c 再現性が求められる。よって、本実験では、 T_c の最も高い $x_{Mg} \sim 1.2$ 程度で成膜を行うのが適当と判断した。

2.5.3 MgB₂ 薄膜の基板温度依存性

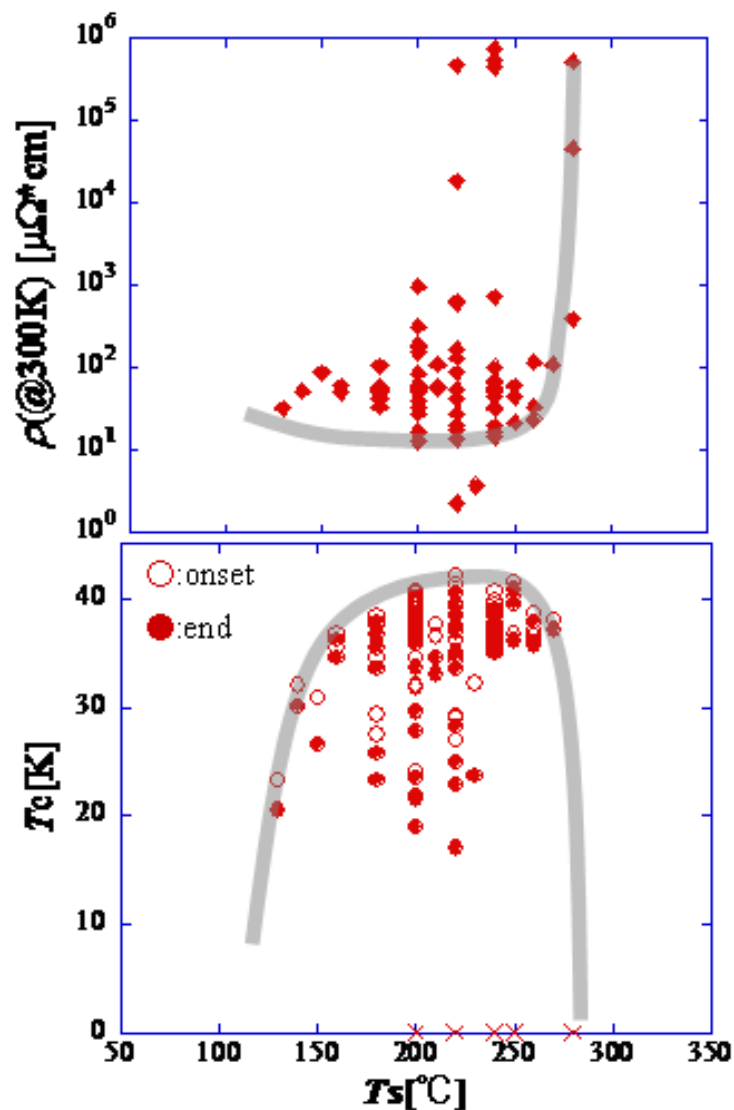


図 2.7 抵抗率と T_c の基板温度 T_s 依存性

基板温度 T_s に対し、 T_c 、及び、室温の抵抗率をプロットしたものを図 2.7 に示す。Mg 比率は $x_{Mg}=1.2$ 、膜厚は 115 ~ 150 nm である。 T_c に関しては、 $T_s \sim 200$ を中心として、前後 50 以上の幅広い温度領域で確認することができた。基板温度の上昇に伴って、 T_c も緩やかな上昇をみせるが、

$T_s \sim 250$ を超えると次第に低下しはじめるまた 280 以上においては T_c が確認できる MgB₂ 薄膜は成膜できなかった。室温の抵抗率に関しては、基板温度上昇に伴い、 $T_s \sim 200$ までは緩やかな低下をみせるといった傾向がみられた。なにより特徴的なのは、 ~ 260 を境に急激な上昇をみせることである。このことは、基板温度の上昇により最初は結晶性が高くなるが、 ~ 260 付近まで温度が上昇すると Mg の再蒸発が起こることを示唆している。

実際に Mg が大量に抜けた MgB₂ 薄膜は、その色の違いから容易に判断できる。図 2.8 にこの2種類の膜の写真を示す。良質な MgB₂ 薄膜は金属光沢のある黒色であるが、Mg が大量に抜けた薄膜は MgB₂ 膜の色とは異なる無色透明にの薄膜になる。以上のことから、基板温度は Mg の再蒸発を抑えつつ、MgB₂ の良好な結晶性を得ることのできる温度、つまり、Mg の再蒸発が起こらない温度範囲内で、可能な限りの高温が望ましい。今回の結果から、その温度は T_s $200 \sim 250$ であると考えられる。なお、本実験においては、ボロン蒸発のための電子ビームの輻射が、基板温度に与える影響を考慮する必要がある。基板温度は、基板ホルダー直上に設置された熱電対により測定しているが、この値は輻射の影響を含まない。成膜を繰り返す、ボロンの残量が減少していくにつれ、電子ビームの出力は同じレートを維持するために上昇していくので、この影響は徐々に大きくなっていく。従って、実際に MgB₂ 薄膜の特性を安定させるためには電子ビームの出力を定期的を確認しながら、基板温度を微調整する必要がある。

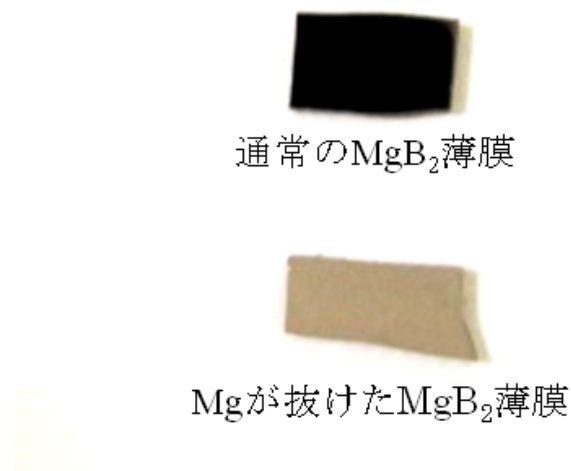


図 2.8 MgB₂ 薄膜における Mg 抜け

2.5.4 MgB₂ 薄膜の膜厚依存性

続いて、膜厚の変化による薄膜特性への影響を調べた。基板温度は 240 °C、Mg 比率は 1.2 として、11.5、23、57.5、115、230、460 nm の膜厚のサンプルを用意した。膜厚に対し、 T_c 、及び、室温の抵抗率をプロットしたグラフを図 2.9 に示す。膜厚が厚くなっていくと抵抗率は下がっていく傾向にある。しかし、115 nm 以上のものについては大きな変化はみられなかった。 T_c に関しては、膜厚が厚くなっていくにつれて上昇する傾向がみられたが、抵抗率と同様、~115 nm 以上のものについては大きな変化はみられなかった。この結果は、基板界面付近では MgB₂ 薄膜の膜質が良好でないことを示唆していると考えられる。さらに、115 nm 以上の膜厚については、良質な MgB₂ が得られたことから、その影響は 115 nm 以下と考えられる。

各膜厚で作製した試料の RHEED パターンを図 2.10 に示す。膜厚が厚くなるにつれて、RHEED パターンがリング状から、よりシャープなスポット状へと変化しており、結晶性が向上していることがわかる。

また、RHEED パターンと XRD のピーク強度に相関がみられたので、膜厚 115、230、460 nm の MgB₂ 薄膜についての結果を、それぞれ図 2.11 に示す。115 nm 以下の MgB₂ 薄膜においては XRD のピークは見られなかった。RHEED パターンのピークがはっきりと見えてくる 115 nm より厚い MgB₂ 薄膜においては、XRD における MgB₂(002) のピークは膜厚の増加に伴い高くなっていく。

これらの膜厚の増加に伴う結晶性の向上の原因は明確ではないものの、以下のようなことが考えられる。50 nm 程度の成長初期段階においては MgB₂ の成長は固着した Mg の付近などの膜中の一部で行われる。そのため、MgB₂ が RHEED パターンのスポットや XRD のピーク等に現れない。膜厚が増加すると MgB₂ 粒塊の上や淵には同じ物質である MgB₂ が成長しやすいため、粒塊が次第に大きくなり、やがて RHEED のスポットとして観測されるようになる。

2.5.5 MgB₂ 薄膜の評価についてのまとめ

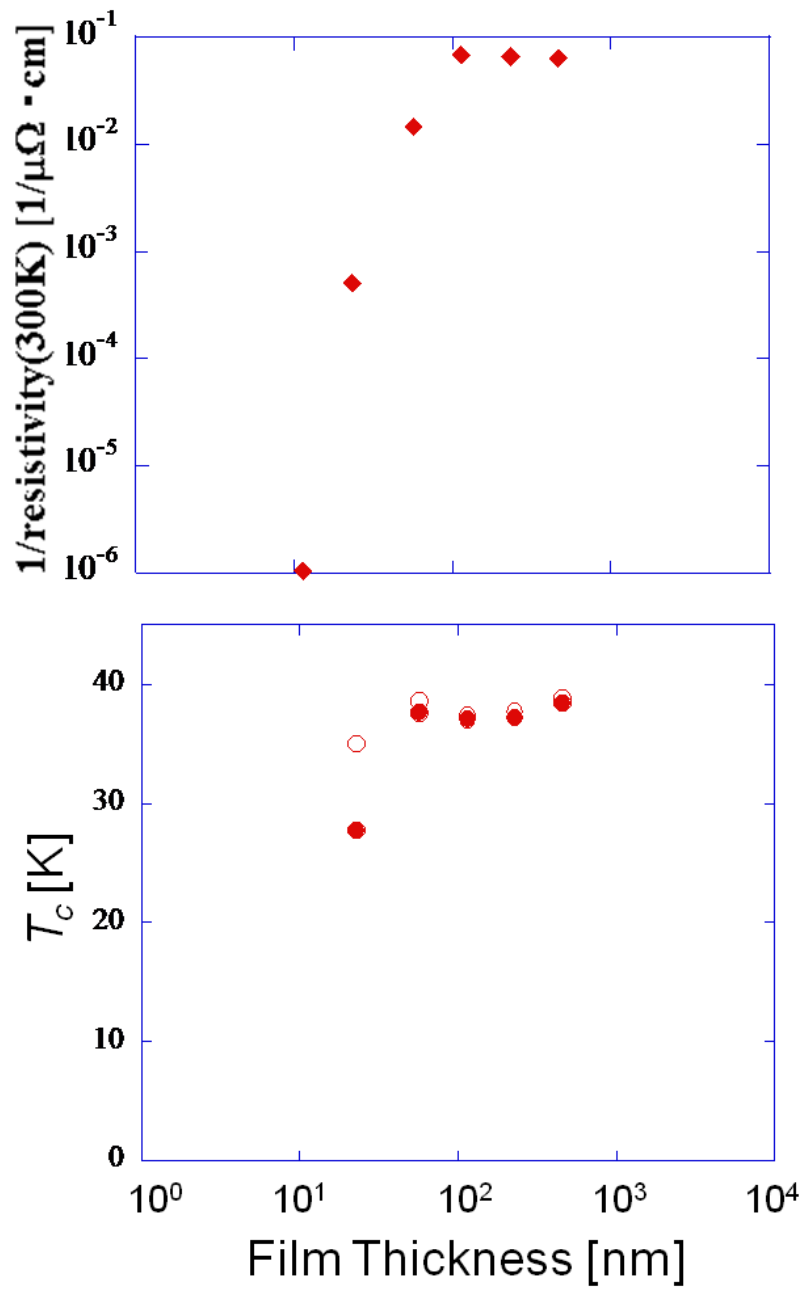
本節では MgB₂ の特性における Mg 比率、基板温度、膜厚などの成膜条件依存性について調べた。以下にその結果をまとめる。

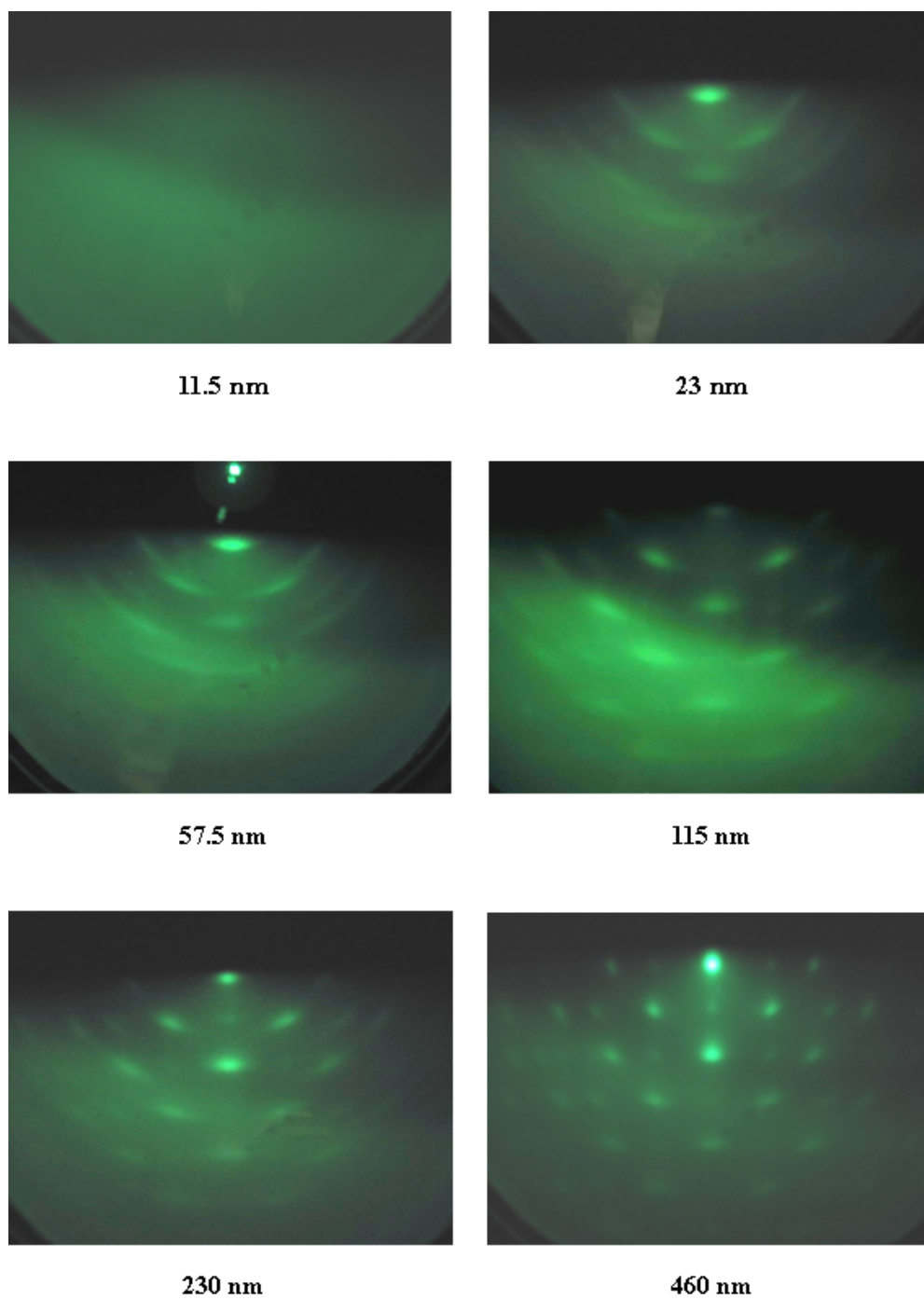
(1) Mg 比率

Mg が多くなるにつれて、MgB₂ の抵抗率は下がるが、それと同時に T_c は低下する。

(2) 基板温度

一般に、基板温度が高いほど MgB₂ の結晶性は良くなるが、260 °C 以上では Mg の再蒸発が起こ

図 2.9 抵抗率と T_c の膜厚依存性

図 2.10 異なる膜厚に MgB₂ 薄膜の RHEED パターンの推移

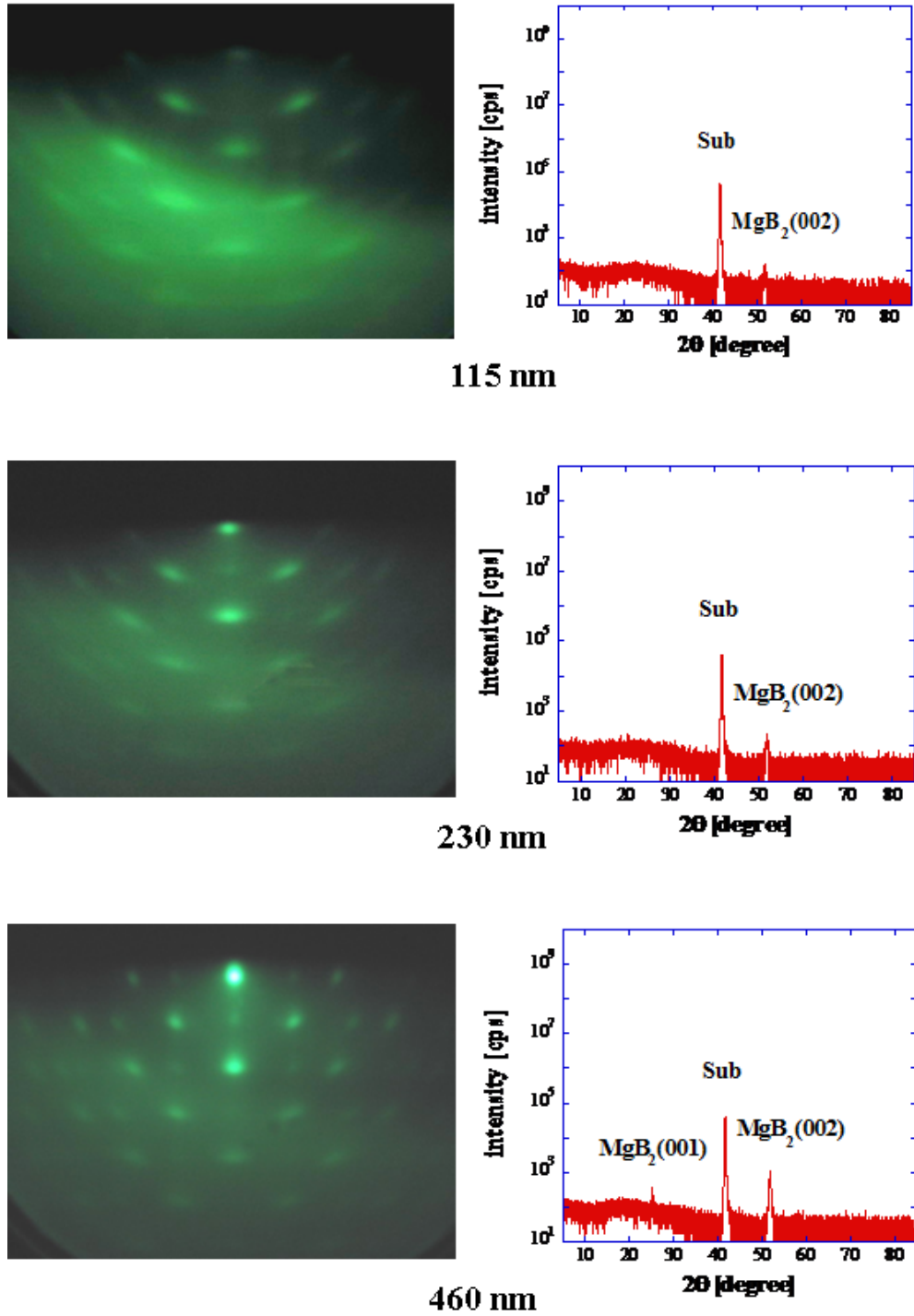


図 2.11 MgB₂ 薄膜の XRD パターンと RHEED パターンの相関。膜厚が厚くなるにしたがい、スポットと XRD パターンの MgB₂(002) ピークの強度が共に強くなっていく

り、著しい膜質の低下を招く。したがって、基板温度は 200 ~ 250 が良いと考えられる。また、電子ビームの輻射による基板温度上昇の影響も考慮する必要がある。

(3) 膜厚

膜厚が厚いものほど XRD のピークが高くなり RHEED のスポットが強くなるなど、良好な結晶性を示す。しかしながら、57.5 nm 以下の初期成長段階では XRD のピークも観測できず T_c が大きく劣化する。

2.6 まとめ

本章では MgB_2 薄膜作製技術の確立を行った。本研究では超伝導回路及びデバイス応用を念頭に置いているため、ジョセフソン接合などの作製に有利な低温成長が可能で、比較的高い T_c がえられる共蒸着法を MgB_2 成膜方法として用いた。共蒸着法でサファイア基板上に成膜した、 MgB_2 薄膜の特性の Mg 比率、基板温度や膜厚による依存性を、抵抗率温度依存性や RHEED、XRD など用いて評価した。その結果、Mg 比率 1.2、基板温度 200 ~ 250 の範囲で、 MgB_2 の歩留まりと T_c がバランスよく成膜できることがわかった。また、上記の成膜条件下では膜厚は 57.5 nm 以下の薄膜で T_c が大きく劣化するため、少なくとも応用上は 100 nm 以上の膜厚を用いる必要がある。

第3章

MgB₂ グランドプレーンを用いた磁束トラップの抑制

3.1 はじめに

本章では MgB₂ グランドプレーンによる磁束トラップの抑制に関する研究について述べる。第1章で述べたように大規模化の障害となる磁束トラップは解決すべき課題の一つとなっている。その対策として、接合の超伝導材料より高い T_c のグランドプレーンによる磁束トラップの抑制を提案した。しかし、Nb より高い T_c の薄膜の作製は化合物であるため組成比の制御が必要であったり、基板材料の選定が重要になるなど技術的に難しくなる。Nb より高い T_c の薄膜作製技術と Nb 接合を用いた SFQ 集積回路作製技術はそれぞれ高度な技術であるため、それらを共に持つ研究グループは稀なことであり、これ等の技術を組み合わせてモートの効果を高めた SFQ 回路は作製されてこなかった。

一方、我々の研究グループは、第二章で述べたように高い T_c を持つ MgB₂ の成膜技術や、本論文では述べていないが、NbN 成膜技術を確立している。それに加え我々の研究グループでは集積回路用 Nb 接合作製プロセスを備えている。その両者の技術が備わったため、本研究では高い T_c のグランドプレーンを用いた磁束トラップの抑制によって、SFQ 回路の大規模化を目指した。

本章では MgB₂ などの高い T_c の材料をグランドプレーンとした SFQ 大規模回路作製の第一歩として、 T_c の高いグランドプレーンによる磁束トラップの抑制の実験的検証を目指した。別の T_c の高い材料である NbN についても同時に検証を行う。その検証に用いるための評価回路の作製も同時に行った。本章では磁束トラップ抑制効果の評価法と評価回路の作製プロセス及び、評価の結果について述べる。

3.2 モートの効果の物理描像

本項では MgB₂ グラウンドプレーンの効果の説明のためモートに関する物理的描像について説明する。モートの効果は超伝導薄膜において磁束量子がどのように振舞うかという物理に関係する。そのため、まず磁束量子について説明する。

薄膜中の磁束量子

磁束量子を記述するためにマクロな超伝導体理論である Ginzburg-Landau (GL) 方程式を用いるがここでは詳細な説明は省く。図 3.1 に磁束量子の中心からの距離を r 、磁場 $b(r)$ と秩序パラメータ $\psi(r)$ の変化を示す。磁束量子は秩序パラメータが 0 の半径 ξ の芯とその周りを流れる周回電流から構成される。周回電流による磁束密度 b は中心からの半径 λ 程度広がる。 ξ は GL コヒーレンス長、 λ を磁場侵入長という。

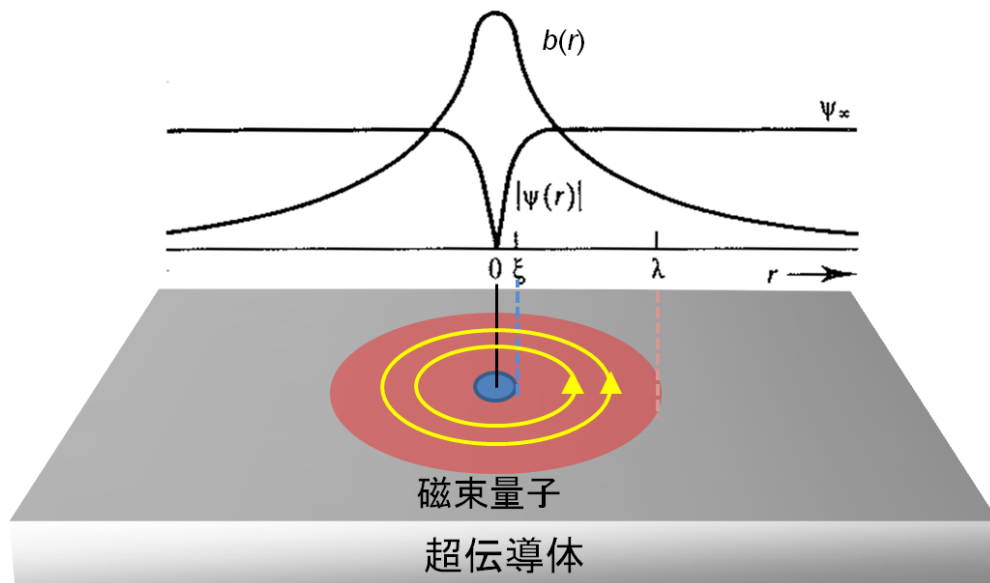


図 3.1 渦糸の秩序パラメータ ψ と磁束密度 $b(r)$ の分布 $K=8(\text{GL パラメータ } \lambda/\xi)$ [9]

この λ 及び、 ξ は温度に T_c に近づくほど大きくなり、 T を温度とし $T/T_c = t$ 、絶対零度の ξ を ξ_0 、 λ_0 とすると、GL 理論により T_c 近傍で

$$\xi(T) = 0.74 \frac{\xi(0)}{(1-t)^{1/2}} \quad (3.1)$$

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{(2(1-t))^{1/2}} \quad (3.2)$$

と変化する。

モートとの引力相互作用

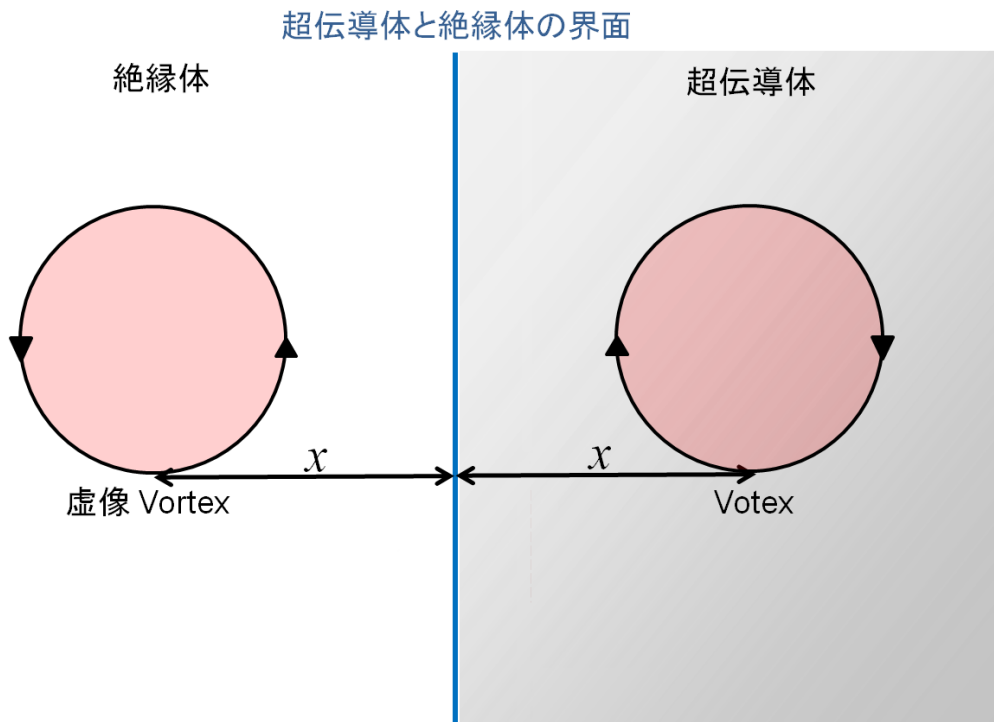


図 3.2 磁束量子の虚像 [40]

磁束量子とモートとの引力を考察するために、モートを超伝導体と絶縁体の界面として表わし簡単化する。その時の引力は図 3.2 に示すような磁束量子の虚像を考えることで表現できる。虚像との相互作用によるポテンシャル $V(x)$ は K_0 を第二種変形ベッセル関数として

$$V(x) = -\frac{\Phi_0^2 K_0(2x/\lambda(T))}{4\pi\mu_0\lambda^2} \quad (3.3)$$

と表される。

3.3 磁束トラップ抑制効果の評価法

3.3.1 評価法の概要

本研究では、高い T_c のグランドプレーンによる磁束トラップの抑制効果の実験的に評価することを目標とする。本項では磁束トラップ抑制効果の評価法の候補を簡単に示す。また、その中から本研究で用いたジョセフソン接合について詳しく述べる。

1 SQUID 顕微鏡による評価法

SQUID 顕微鏡とは物質の表面に SQUID を走査させることにより表面の磁束密度分布を測定出来る評価手法である [37]。この手法で高い T_c のグランドプレーンを走査することにより、その効果を調べることができる。この評価法の特徴は磁束量子のグランドプレーン中の位置の情報まで把握できることである。しかしながら、スキニングのシステムを組み上げることは技術的に難しく本研究では取り入れていない。

2 SFQ 回路による評価法

この手法は SFQ 回路を T_c の高いグランドプレーン上に形成し、その回路のバイアスマージンやエラーレートなどを測定することにより磁束トラップ抑制効果を検証する方法である [39]。この手法は T_c の高いグランドプレーン上に SFQ 回路を構成する技術は確立されていないため評価法として用いていない

3 ジョセフソン接合による評価法

この方法では図 3.3 のようにモートの近傍にあるジョセフソン接合の磁束トラップの有無を調べることで、磁束トラップ抑制効果を評価する。磁束トラップの有無は接合の I - V 特性から判断する。この評価法を用いて、Nb と T_c の高いの 2 種類のグランドプレーンで比較をすることで、高い T_c のグランドプレーンの有効性を調べることができる。この評価では、磁束トラップは外部磁場に影響を受けることが十分予想されるため、外部磁場はコントロールされていなければならない。この方法は T_c の高いグランドプレーン上にジョセフソン接合を作製するのみであり技術的に最も簡単に導入できる。そのため本研究ではこの方法による検証を行った。

磁束トラップは一万接合の SFQ 回路において 2 分の 1 程度で起こる、つまり万個の接合を集めることで、どれか 1 つの接合に表れる現象であるため、1 つのジョセフソン接合において磁束トラップ

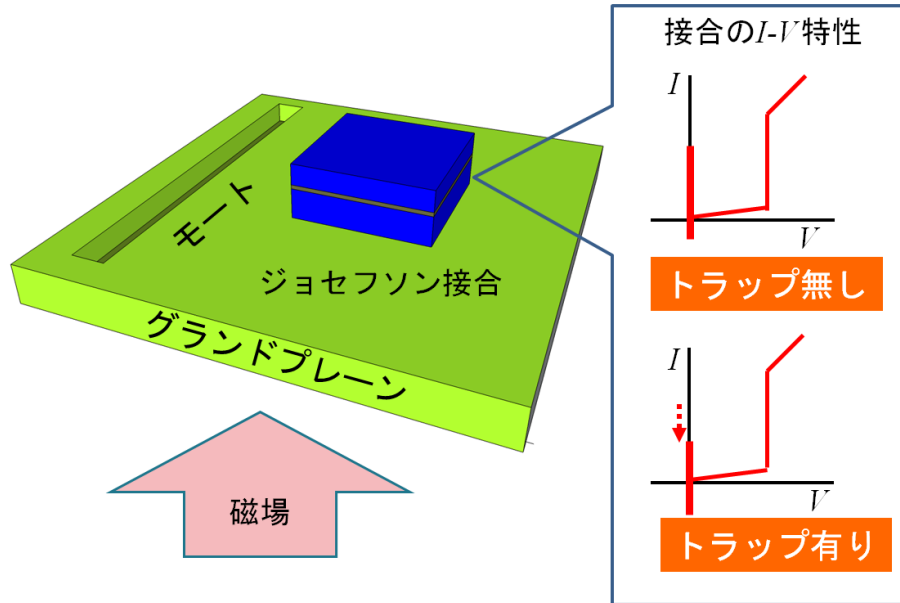


図 3.3 ジョセフソン接合による評価法。モート近傍のジョセフソン接合の I - V 特性を評価することで、磁束トラップの有無を判断する。この評価を多数繰り返すことで得られる磁束トラップ確率をグランドプレーン材料ごとに比較する。

が生じる確率は非常に低いと予想できる。磁束トラップ確率を求めるために非常に多くの回数の評価が必要となる。しかし、評価のたびに冷却、加熱のサイクルを行う必要があるため、熱サイクルによる接合の破壊やヘリウムが多量の消費が問題になると考えられる。

そこで本研究では 1 つの接合を多くの回数評価する代わりに、直列 1000 個のジョセフソン接合を評価に用いた。1000 個のジョセフソン接合の磁束トラップの有無を同時に評価することができるため、上記の問題を回避できる。しかし、実際の回路作製には難点が生じる。ジョセフソン接合は V_m 、 V_g の低下などに現れる品質の劣化によって、磁束トラップが促進されることが経験的に知られている。そのため、正確な評価のために 1000 個のジョセフソン接合は出来るだけ品質高く均一に作製する必要がある。また、1000 接合の配線を断裂やショートパスなく作製することにも留意しなければならない。

以下では実際の評価回路の構成とその作製プロセス及び具体的な評価の手順について説明する。

3.3.2 評価回路の構成

前項では本研究ではジョセフソン接合のトラップ確率を用いて T_c の高いグランドプレーンの有効性を検証することを述べた。本稿では実際に用いた評価回路について説明する。図 3.4 に本研究に用いた評価回路の一部を示す。実際の評価回路はメアング状に連なった直列 1000 個の Nb 接合となっ

ている。前項でも述べたように統計的な正確さのために多数の接合及びモートを用いた。本評価回路は基本的な単位セルを 500 個ならべて構成されている。

図 3.5 に評価回路の単位セルの模式図を示す。単位セルはモート一つとジョセフソン接合二つで構成されている。モートの形状は実際の SFQ 回路で用いられている、細長い形状のモートを用いた。SFQ 回路においては $1\ \mu\text{m}$ の幅でも効果が期待できるが、我々の作製プロセスにおいては加工精度の限界のためその細さにできない。そのためモートの幅は最小加工寸法である $3\ \mu\text{m}$ 程度である。またモートとジョセフソン接合との間隔は $15\ \mu\text{m}$ となっている。SQUID 顕微鏡によるモートの観察 [37][38] などの研究から考えると、 $15\ \mu\text{m}$ という距離はモートの効果が十分有効な距離である。モートの効果は接合とモートとの距離が短い方が高いと考えられるが、今回は 1000 個の接合を同時に作る際のパターンの重なりを考慮し、接合から少し離れた位置にモートを形成した。接合のサイズは $10\ \mu\text{m}^2$ である。この 1 ユニットに対して $1\ \mu\text{T}$ の外部磁場を印加した際に、この面積内に磁束量子 1 個分の磁束があることに相当する。

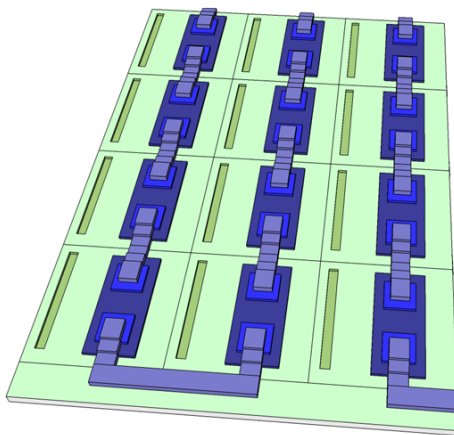


図 3.4 評価回路の一部。評価回路は多くの接合の磁束トラップの有無を同時に評価するため、1000 個のジョセフソン接合がメアンダ状に直列に連なっている。

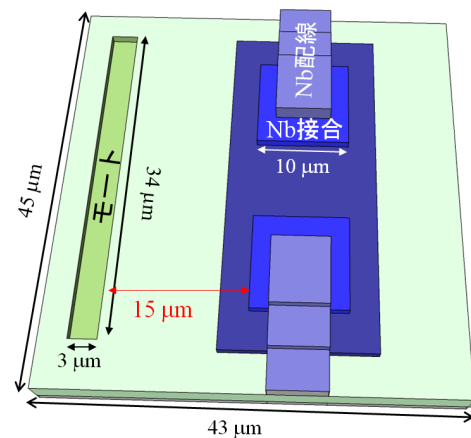


図 3.5 評価回路の単位セル。一つのモートに対して二つのジョセフソン接合が存在している。

図 3.6 に評価回路の層構造を示す。グランドプレーン上に SiO₂ を 300 nm 堆積し、ジョセフソン接合とは絶縁が図られている。ベース層、カウンタ層、配線層の厚さはそれぞれ 100 nm, 100 nm, 500 nm である。

本研究ではこのように設計した評価回路を各種グランドプレーンを用いて作製する。

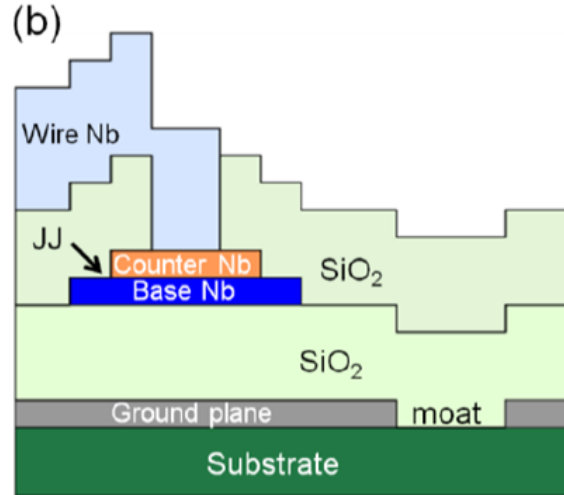


図 3.6 評価回路の層構造

3.3.3 評価回路による磁束トラップの評価

前項では評価回路の構成を述べた。評価回路に 1000 個の接合を用いることにより、確率的な現象である磁束トラップの統計的な正確さを高めることができる。本節では評価回路を用い実際にどのように磁束トラップの評価を行うかを述べる。評価において、 $4\ \mu\text{T}$ 以下を弱磁場領域と $5\ \mu\text{T}$ 以上を強磁場領域と定義して、異なる二つの磁束トラップの評価法を用いた。以下ではその測定法について詳しく述べる。

弱磁場領域での評価法

弱磁場領域では 1000 接合中の全ての接合が磁束トラップしていないか、あるいは一つ以上の接合が磁束トラップしているかを評価回路の I - V 特性から調べる。磁束トラップの指標として評価回路中の 1000 個の接合のうち最も小さい臨界電流値 (I_{cmin}) を印加磁場のもとで評価した。図 3.7 について説明する。評価回路においては 1000 個の接合のうち 1 つでも磁束トラップが起こると I_{cmin} の低下として反映されるため、 I_{cmin} を磁束トラップの指標として用いた。またこの実験においては、磁場を固定して熱サイクルを 10 回繰り返し、1 サイクルごとに I_{cmin} を評価した。評価の回数を増やすことにより統計的な正確さは増す。現在の SFQ 回路は一万接合程度で構成されているため、接合一万個分の磁束トラップの評価を模し、各磁場での測定回数は 10 回とした。

強磁場での測定

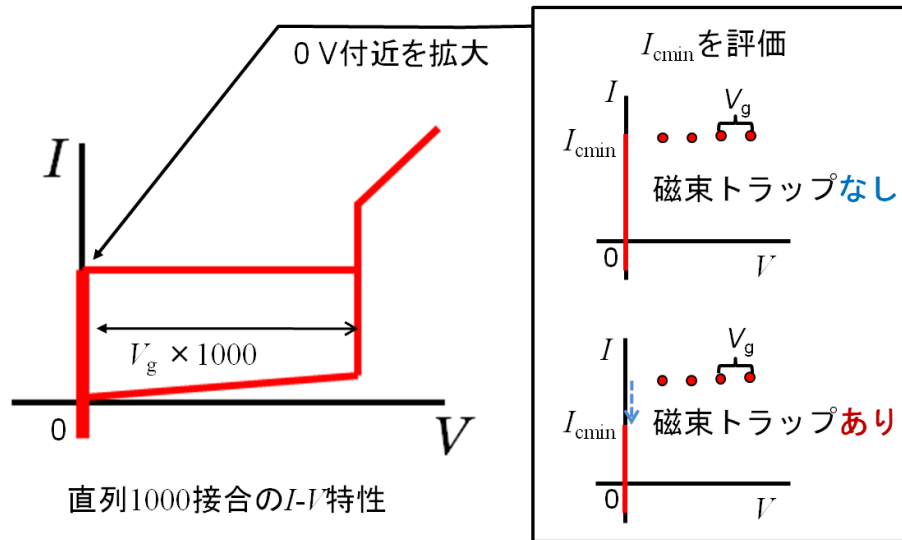


図 3.7 弱磁場での磁束トラップの評価

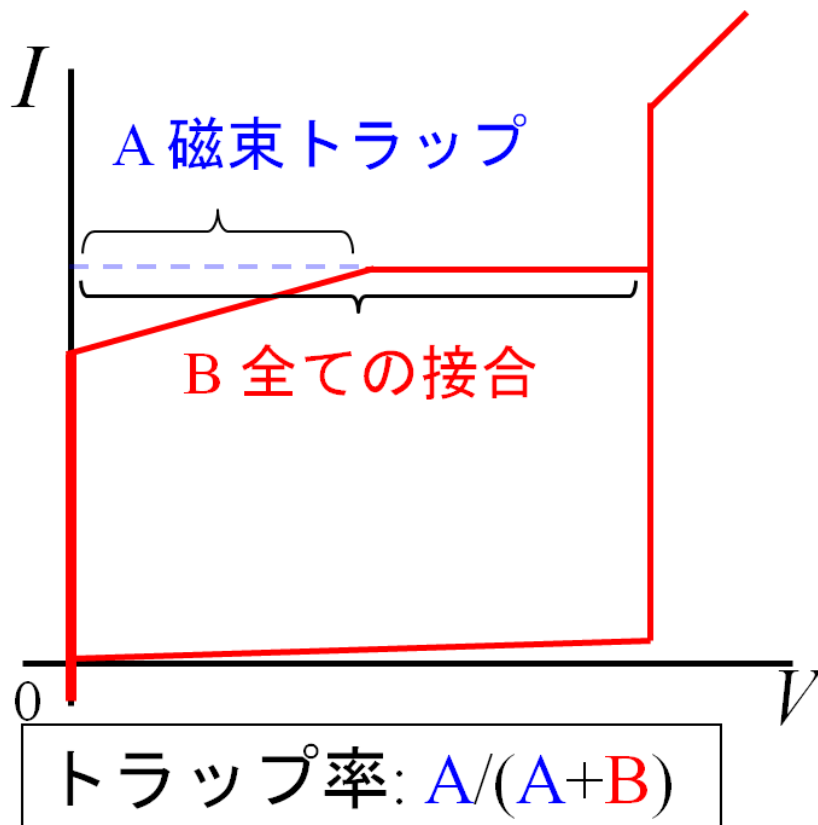


図 3.8 強磁場での磁束トラップの評価

前項では弱磁場による評価法について述べたが、最も I_c の小さい接合のみを評価するため、多数のばらつきのある接合の中で磁束トラップしやすい接合のみを評価している恐れがある。そこで本研究では強磁場での評価を取り入れた。4 μ T 以上の強磁場領域は実際の SFQ 回路の動作では用いない領域である。しかし、外部磁場により 1000 接合の多数の接合に磁束トラップが生じる領域であるため、接合品質のばらつきがある程度打ち消されると考えた。強磁場での抑制効果を評価は、直列接合 1000 個中のうちの磁束トラップが生じた接合の割合を、各種グラウンドプレーン材料ごとに比べることにより行う。その割合をここではトラップ率と呼び、全体の接合に対して零磁場での I_{cmin} より低い I_c の接合の割合 (図 3.8) と定義した。そのトラップ率の違いを各種グラウンドプレーンのサンプルごとに比較することで抑制効果の評価を試みた。

3.3.4 評価回路の作製プロセス

前項までに評価回路に用いる Nb 接合の直列 1000 接合の構成について述べた。本稿では評価回路の作製プロセスについて述べる。本研究での磁束トラップの評価のためには以下の二つの点が満たされていなければならない。

- 1 1000 個の直列接合を欠陥なく作製
- 2 個々の接合を品質良く作製

1000 個の直列接合の欠陥ない作製とは、配線の断裂やショートパスがないこと及び臨界電流がほかの接合に比べ極端に異なる接合がないことを表わす。配線に断裂が生じると直列 1000 個の接合の評価回路の電気的特性の評価は不可能になる。また今回は臨界電流の変化により磁束トラップの有無を判断する。その際、1000 個の接合の臨界電流を同時に測ることから、磁束トラップによる臨界電流の変化と区別するため、極端に異なる臨界電流が存在することは望ましくない。そのため、接合形状がレジスト残さやほこりで、変形することなども防がなければならない。

また、前述のように品質の悪い接合は磁束トラップが生じやすいことが、経験的に知られている。ここでいう品質とは品質パラメータ V_m やギャップ電圧 V_g の低下のことを指す。そのため個々の接合をできるだけ品質良く作製し、接合品質の磁束トラップへの影響を抑えなければならない。これら高い歩留まりや、高品質を留意しプロセスを最適化しつつ接合の作製を行った。

図 3.9(a)-(h) は評価回路作製におけるプロセスフローを示す。このプロセスの中から特に高歩留まり化、高品質化のために配慮した点について述べる。

(a) グラウンドプレーンの成膜

本研究では Nb、 MgB_2 、NbN をグラウンドプレーン材料として用いる。高い歩留まりで高品質な評

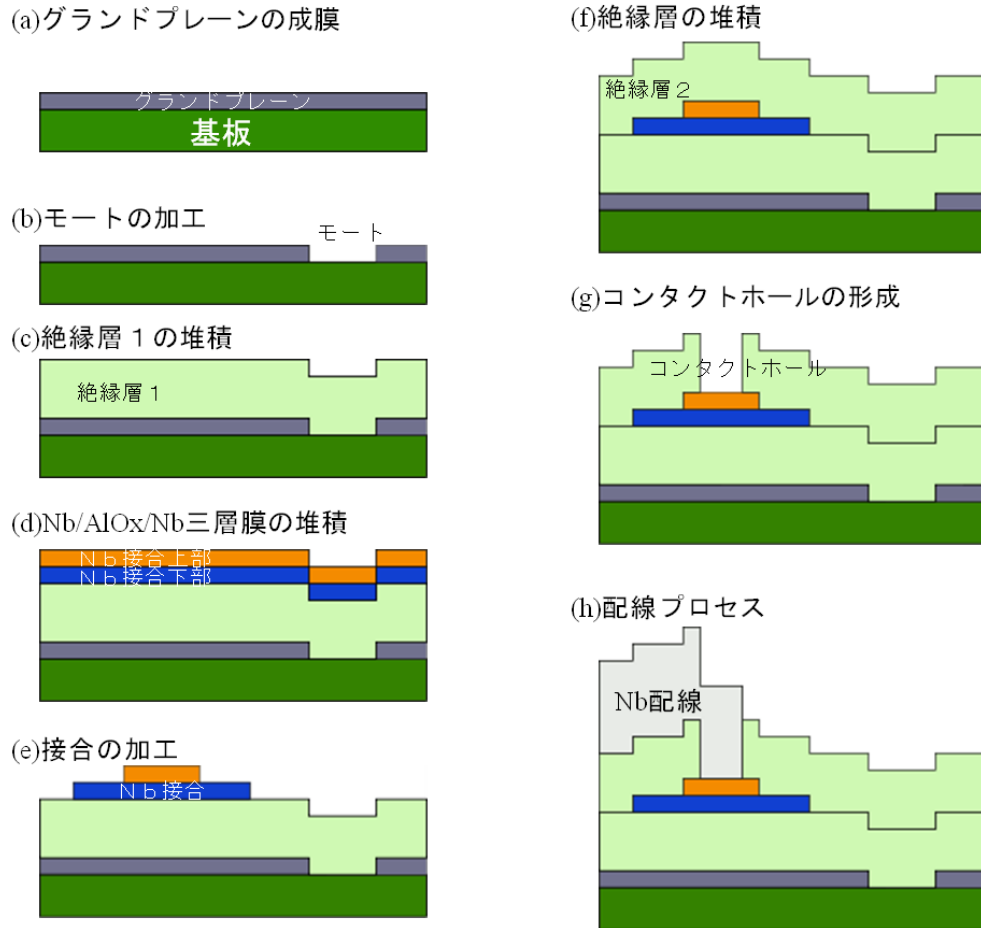


図 3.9 評価回路作製プロセスフロー

価回路を作製するための第一歩として、それぞれの薄膜の成膜条件について検討を行った。

まずは Nb をグランドプレーンに用いた場合を述べる。グランドプレーンの成膜においては膜の表面凹凸と応力の制御が重要になる。グランドプレーンは最も下の層に来るため、凹凸が激しい場合、絶縁膜を介してその上に成膜される Nb/AlO_x/Nb 三層膜のトンネル障壁層へのダメージが懸念される。障壁層は 1 nm 程度と非常に薄いため、凹凸によりリークが生じやすい。一方、応力に関しては基板からグランドプレーンから剥離することを防ぐために、小さくする必要がある。まとめると、凹凸が少なく応力の小さい薄膜が求められる。

本研究では、Nb グランドプレーンは DC マグネトロンスパッタリングを用い酸化被膜 Si 上に成膜を行った。またその凹凸は、原子間力顕微鏡 (AFM) をもちいて評価した。図 3.10 にプラズマの電力 100 W (ターゲットのサイズ 5 インチ)、圧力 1.0 Pa、膜厚 100 nm の Nb 膜の AFM 画像を示す。フィラメント形状の 50 nm 程度の粒塊の成長が確認できる。ここから凹凸を評価する際の指標には膜の凹凸の二乗平均平方根 (RMS) を用いた。この Nb 膜における RMS は 0.994 nm になる。これは

平均で膜の中で 1 nm 程度の凹凸が存在していることを示す。

応力は XRD から求められる格子定数とバルクの格子定数 3.306 とのずれから評価する。上記の条件の Nb 膜においては格子定数は 3.3057 となった。成膜の際の Ar ガス圧により凹凸やストレスが変化することが経験的に知られている。そのため Ar ガス圧を変化させ、RMS と格子定数を調べた。その結果を図 3.11 に示す。RMS は Ar ガス圧によりあまり変化しない結果となった。格子定数に着目すると 1.0 Pa 程度が最適であることが分かる。我々は、この条件の Nb 膜をグラッドプレーンに用いた。この最適な条件は時間とともにずれが生じるため、定期的に RMS と格子定数を測定し、条件の調整を行った。

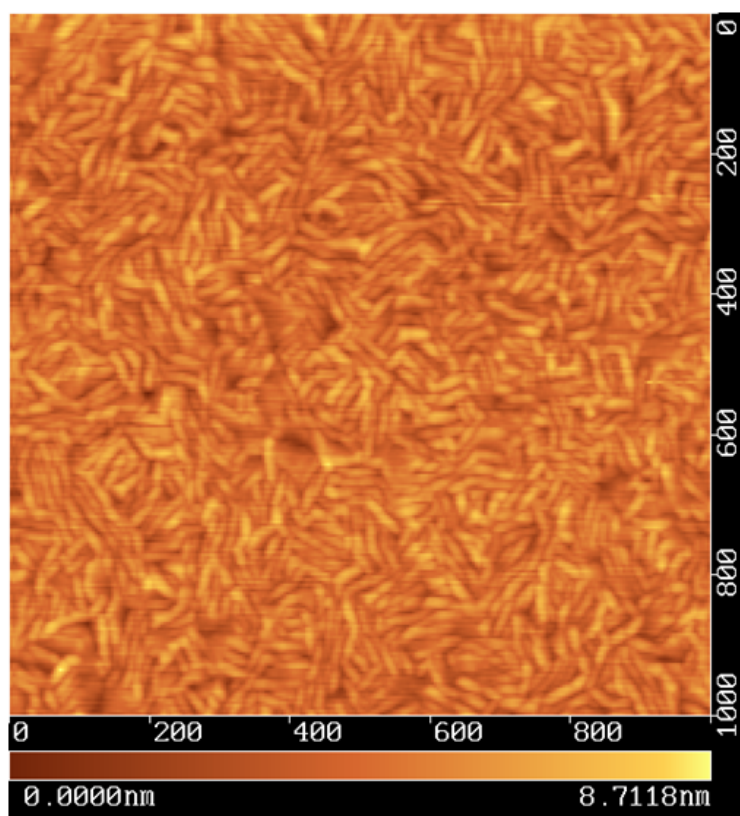


図 3.10 Nb 膜の AFM 画像 ($1 \mu \times 1 \mu\text{m}$)

MgB₂ においても表面凹凸と応力は重要であるが、第 2 章で述べたように我々は歩留まりと T_c の十分な高さを得られる薄膜を優先した。したがって成膜条件は、基板温度 200 、Mg 比率 1.2 とした。膜厚は加工のしやすさを考え 100 nm とした。また、MgB₂ 膜は XRD による評価に MgB₂ のピークが観測されないため、格子定数の評価はできなかった。図 3.12 に MgB₂ 膜の AFM 画像を示す。この膜の AFM による評価では RMS は 1.6 nm と Nb に比べ凹凸が大きいことが分かっている。

最後に NbN グラッドプレーンについて述べる。本研究において NbN は反応性マグネトロンス

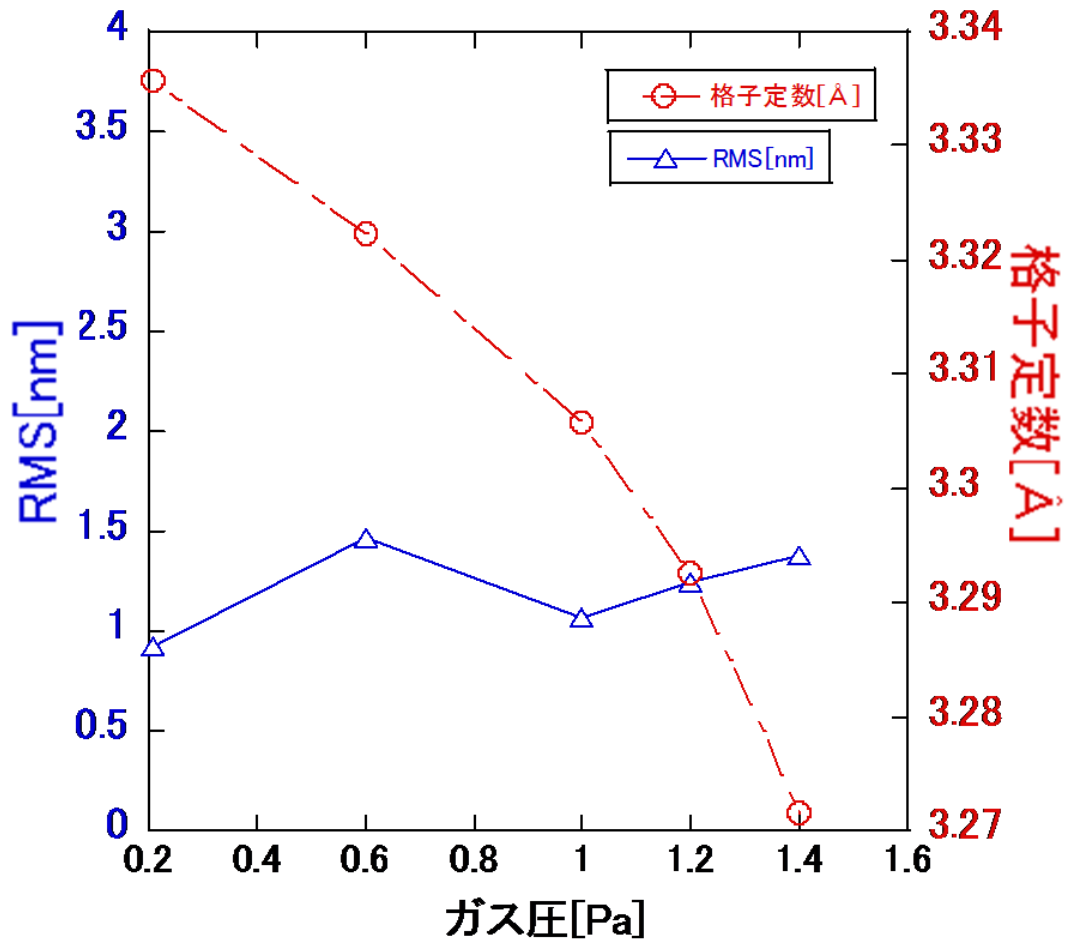
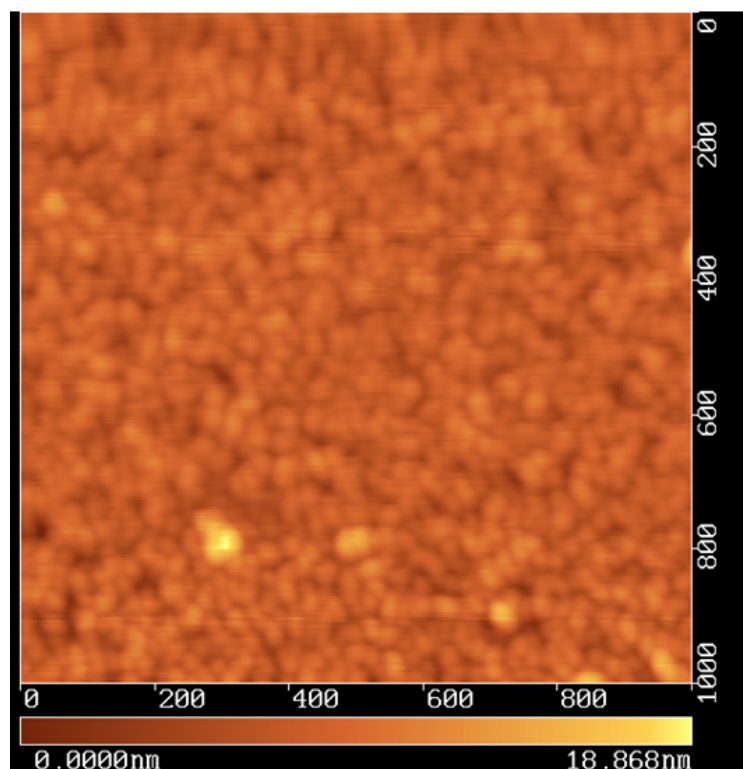


図 3.11 Nb 膜の RMS と格子定数における Ar ガス圧依存性

パタリングにより MgO 基板上に成膜する [41]。NbN 薄膜においても、膜の表面凹凸および応力は重要であるが、応力に関しては MgO 基板と NbN の付着力が高いため剥がれにくい。そのため応力よりも凹凸の少ない成膜条件を優先した。その際、問題となるのは Nb と N の組成ずれによる析出である。成膜中に Nb が過剰となると Nb が析出しそれが表面に大きな凹凸を作る。一方 N が過剰となると T_c の低い膜が成膜される。本研究では組成は N_2 流量により調整を行う。Nb 流量の調整により成膜条件として全圧 (Ar+N₂) 0.8 Pa、Ar 流量 40 sccm、N₂ 流量 3.2 sccm、電流 500 mA の条件を用い、100 nm の NbN において析出のない $T_c=13.8$ K の薄膜が成膜可能となった。また図 3.13 に NbN による AFM 画像を示す。NbN の RMS は 0.21 nm で、Nb 膜と比べても十分平坦な膜が得られた。

以上のように膜の表面凹凸、応力及び T_c に着目して、グランドプレーンに用いる超伝導体薄膜の

図 3.12 MgB₂ 膜の AFM 画像 (1 μ × 1 μm)

成膜を行った。Nb、NbN においてはグラッドプレーン応用のためにできる限り平坦な膜を成膜した。また MgB₂ においては第 2 章で示したように歩留まりと T_c に着目し成膜を行った。

(b) モートの加工

このプロセスはグラッドプレーン加工しモートを形成するプロセスである。Nb 及び NbN については、すでに我々が Nb 接合の接合作製のために用いていた反応性イオンエッチング (RIE) を利用することによりモートの形成が可能となった。図 3.14 に膜厚 100 nm の NbN 薄膜上に形成されたモートの顕微鏡写真を示す。長方形の穴が形成されていることが確認できる。したがってここでは、MgB₂ の加工について詳しく扱う。

MgB₂ はフッ化物の揮発性が乏しいため、RIE での加工は難しい。よって、本研究ではイオンミリングを用いてモートの形成を目指した。イオンミリングによる MgB₂ の加工の概略図を図 3.15 に示す。イオンミリングとはイオン源に電界を加えイオンを引き出し、そのイオンをサンプルに衝突させて物理的にエッチングすることである。化学反応によらないため、化学的に安定な物質も加工できる利点がある。本研究におけるミリング装置においてイオン源は Ar ガスによる ECR プラズマを用

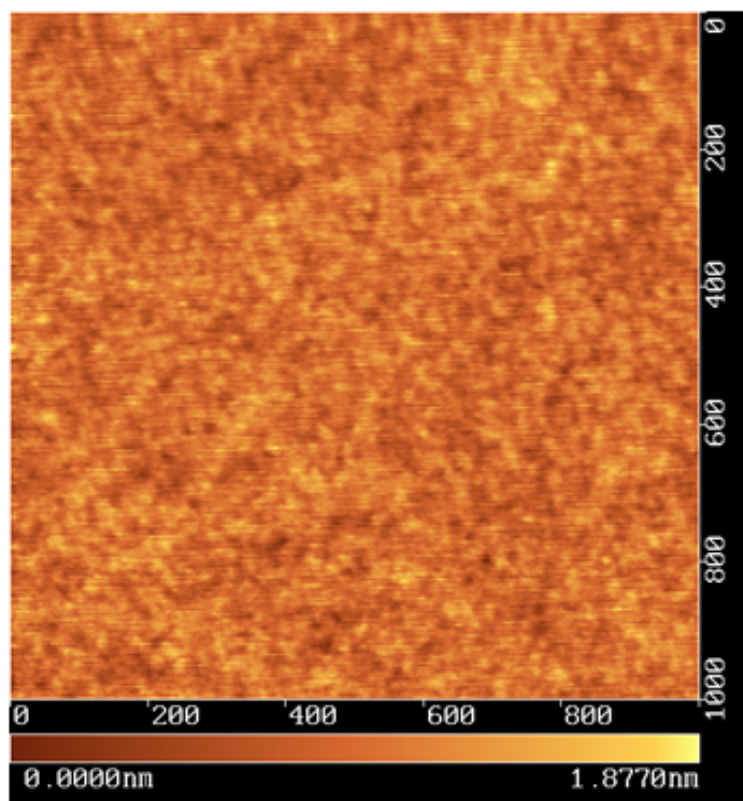
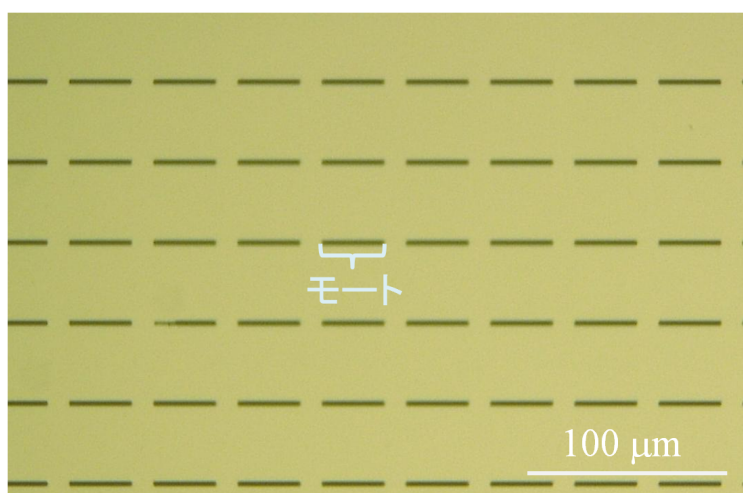
図 3.13 NbN 膜の AFM 画像 ($1\ \mu \times 1\ \mu\text{m}$)

図 3.14 NbN グランドプレーンに形成されたモート

いた

モートの形状のパターニングはレジストによって行った。レジストが覆われていない部分の MgB_2 が削られることで、所望の形状を得ることができる。その際レジストも同時に削られることになる。

モートの加工において重要となることは、 MgB_2 を削りおえるまで、レジストが残存していることである。それを達成するためには MgB_2 とレジストの選択比が重要である。選択比とはそれぞれの材質のミリングレートの比である。加速電圧 1000 V、ECR プラズマ 50 W の場合では選択比 (MgB_2 /レジスト) は 0.09 となる。本研究の MgB_2 の厚さは 100 nm、レジストの厚さは 3000 nm であるので、選択比 0.09 の場合 MgB_2 を 100 nm 加工する間にレジストは 1110 nm エッチングされることになるので、1890 nm 残る。したがって、十分加工できると思われるが、実際は加工の際に発生する熱によりレジストの加工レートが増加し、さらにレジストが硬化する (図 3.16)。このように硬化したレジストを剥離することは難しい。

また異なる加速電圧によっても選択比はあまり変化しなかった。加工の際の基板ホルダのイオンビームに対する角度を 60 度程度傾けることにより選択比が改善されるが、モートは細い形状であるため、イオンビームに対して垂直に保つ必要がある。そのため、 MgB_2 グランドプレーン上のモートの形成には困難が生じた。本研究ではモートの加工のために以下の対策を行った。

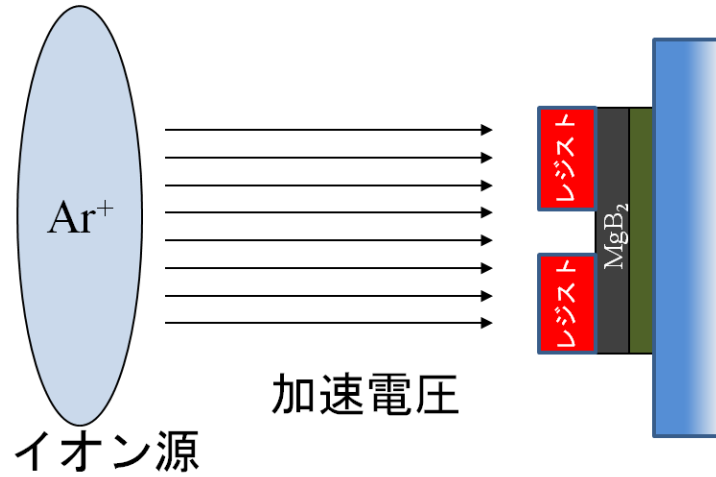
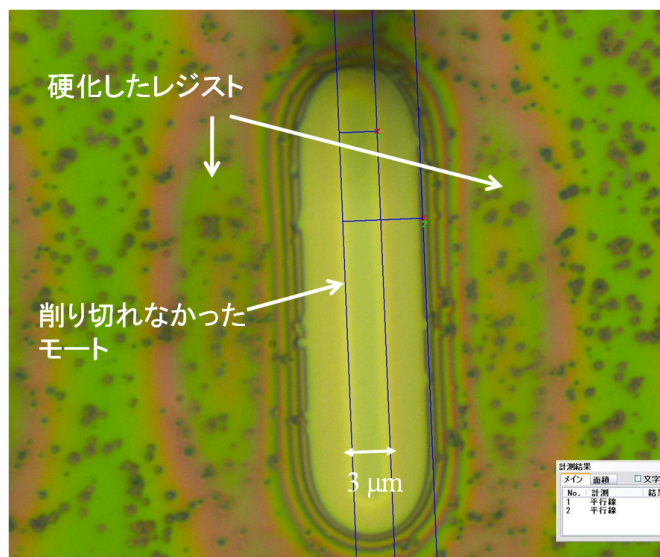
熱伝導シートによる冷却効率の改善

レジスト厚さの増加 (3000 ~ 5000 nm)

熱伝導シートにより冷却効率の改善を行った。これにより加工の際に発生する熱を抑えることができ、レジストの加工レートの増加やレジスト硬化を防ぐ。また、レジストの厚さを厚くすることにより低い選択比に十分耐える。以上の改善により図 3.17 のようにモートの形成が可能となった。

評価回路の作製

これまで、評価回路作製プロセスのいくつかのポイントについて示した。実際に 100 nm の Nb グランドプレーン上に作製した評価回路の顕微鏡写真を図 3.18 に示す。顕微鏡で見える限りにおいて、配線の断裂やショートパスのない評価回路の作製が可能となった。次節において、この評価回路を電氣的な測定から直列 1000 個の接合の欠陥や品質などを評価する。

図 3.15 イオンミリングによる MgB₂ の加工図 3.16 MgB₂ グランドプレーン加工時のモート

3.4 MgB₂、NbN グランドプレーンにおける磁束トラップ抑制効果の評価

3.4.1 評価回路の電気的特性

前節では評価回路及びその作製プロセスについて説明した。評価回路は 1000 個の接合が欠陥なく、個々の接合を品質良く作製することが求められている。本節ではグランドプレーンに Nb、MgB₂、

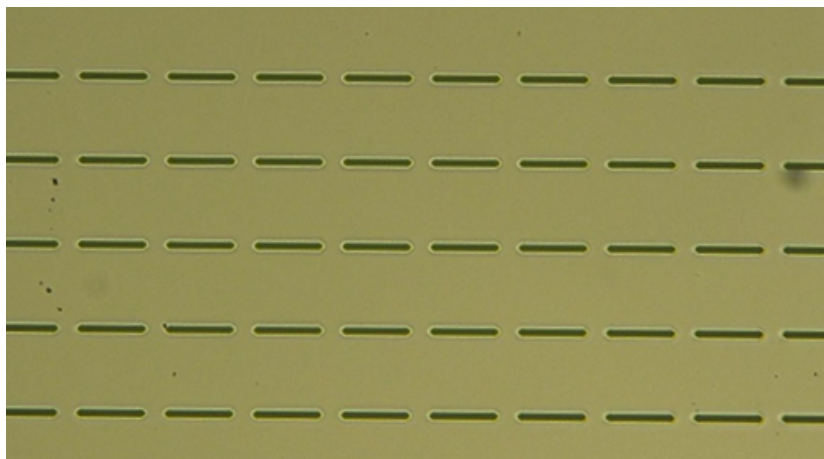
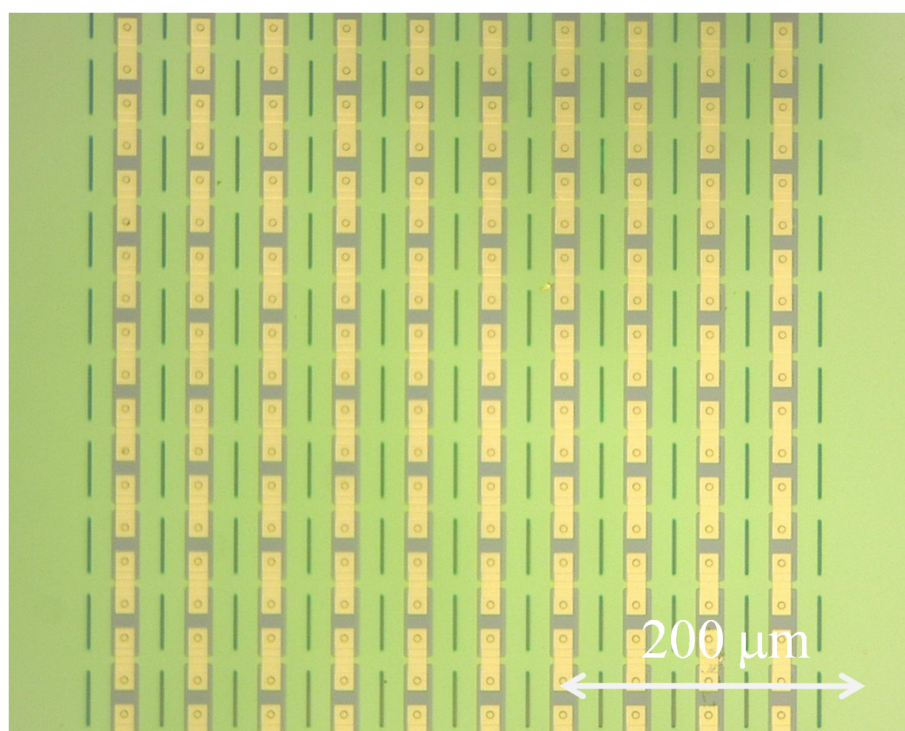
図 3.17 MgB₂ グランドプレーンに形成されたモート

図 3.18 評価回路の顕微鏡写真 (Nb グランドプレーン厚さ 100 nm)

NbN を用いた評価回路の電気的特性の評価を行うことで、上記の条件を満たすかを調べる。本項におけるグランドプレーンの厚さはすべて 100 nm である。

まずは Nb グランドプレーンの評価回路の電気特性の評価を行う。図 3.19 に Nb グランドプレーン上の評価回路 (サンプル名 Nb#46) の 4.2 K での電流-電圧 (I - V) 特性を示す。ギャップ電圧 (白矢印) は 2.9 V となった。これは接合 1000 個分のギャップ電圧に相当するため、評価回路の配線に

断裂やショートパスがなく、1000 個の接合が直列に繋がっていることを示唆している。臨界電流は 530 μA から 580 μA まで 550 μA を中心に $\pm 5\%$ の程度にばらついた。この評価回路は極端に異なる臨界電流を持つ接合が存在しない。0 V から 0.3 V の間に臨界電流の飛びが表れている。これは同期スイッチと呼ばれる現象で、ひとつの接合が電圧状態になると、それに同期して同程度の大きさの臨界電流の接合が電圧状態にスイッチする現象である [42]。0 から 0.3 V の間の臨界電流は I - V 特性上には表示されていないだけで、その大きさは 530 μA 程度となる。

接合の品質については、 I - V 特性上の 2 V に 1000 接合の R_{sg} の和が表れていると考えると、一つの接合の品質パラメータ V_m は平均して 30 mV とある程度高い品質だとわかる。また同一チップ内の 10 μm の単一接合の I - V 特性を図 3.20 に示す。単一接合においては $V_m=58$ mV と良好な特性が得られている。以上のように Nb グランドプレーンにおいては直列 1000 接合が欠陥なく、また品質も良好な評価回路が作製された。

次に MgB₂ グランドプレーンを用いた評価回路の電気的特性を評価する。図 3.21 にサンプル MgB₂#8 の I - V 特性を示す。この評価回路はギャップ電圧の大きさと臨界電流のばらつきの二つに問題がある。評価回路のギャップ電圧は 2.8 V となる。これは理想的な 1000 接合のギャップ電圧 2.9 V と比べ小さく、評価回路の配線のショートパスもしくは接合の V_g の低下によるものと考えられる。同じチップ上の単一接合の特性 (図 3.22) では 2.9 mV の V_g が得られており、評価回路のギャップ電圧の低下はショートパスによる可能性が高い。また 0 V 付近において図 3.23 で示すような 180 μA の極端に低い臨界電流が観測された。この臨界電流は加熱冷却後の評価でも変化しなかったため、磁束トラップによる臨界電流の低下ではなく接合の劣化によるものである。評価回路のギャップ電圧の低下と極端に低い臨界電流の接合の存在のため弱磁場での評価は難しい。このような劣化の原因は定かではないが、MgB₂ グランドプレーンの表面凹凸など改善と共に原因の解析を進めていく。

最後に NbN グランドプレーンによる評価回路の電気的特性を評価する。図 3.24 にサンプル NbN#16 の I - V 特性を示す。この評価回路は欠陥なく直列 1000 接合が作製されており、品質もよい。評価回路のギャップ電圧は 2.9 V となり、直列 1000 個の接合のギャップ電圧として妥当である。また臨界電流も 440 μA ~ 490 μA と 460 μA を中心に $\pm 5\%$ 程度のばらつきで、極端に大きな臨界電流の接合は存在しない。

以上のように Nb、MgB₂、NbN 及びを用いたグランドプレーンによる評価回路、Nb#46、NbN#16、MgB₂#8 の品質を電気的特性により評価した。Nb、NbN グランドプレーンを用いた評価回路においては電気特性による評価により 1000 接合が欠陥なく作製されていることがわかった。一方 MgB₂ グランドプレーンを用いた評価回路はショートパスが存在する可能性があり、臨界電流の小さい接合が存在する。こういった点から弱磁場での磁束トラップ抑制の効果は Nb#46 と NbN#16 の比較により評

価した。

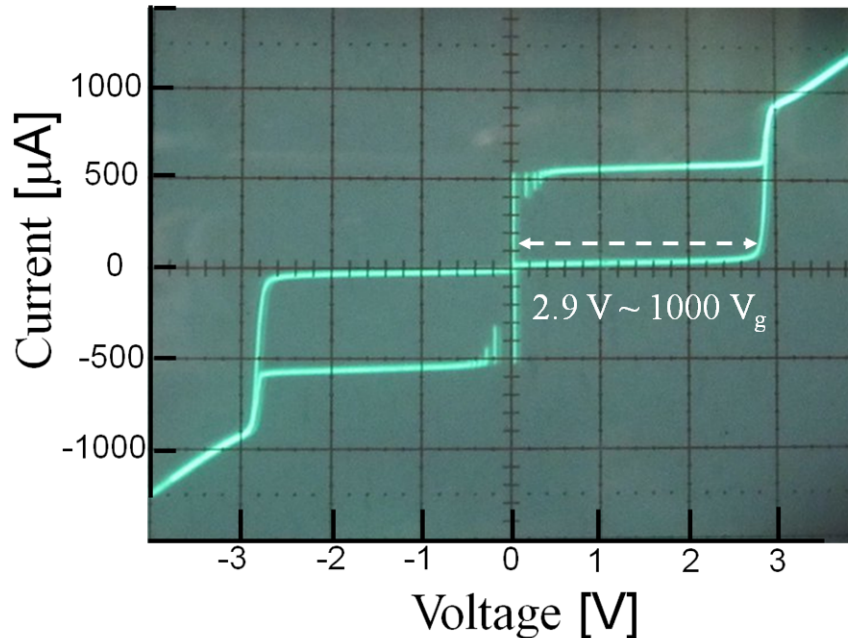


図 3.19 サンプル Nb#46 の評価回路の 4.2 K での I - V 特性。 I - V 特性上の白矢印で示された 2.9 V は 1000 個の接合の V_g 合計が反映されている。

3.4.2 弱磁場における磁束トラップ抑制効果の評価

前項では磁束トラップの評価回路の品質を電気的特性により評価した。そこでは Nb 及び NbN グランドプレーンを用いた評価回路である Nb#46 と NbN#16 が欠陥なく作製されたことが確かめられた。本項ではそれらの回路を用い弱磁場における磁束トラップ抑制効果の評価を行う。3.3.3 で示したように $-4.0\mu\text{T} \sim +4.0\mu\text{T}$ の磁束密度の範囲で $0.2\mu\text{T}$ 刻みでそれぞれの磁束密度で 10 回評価回路の磁束トラップの有無を調べた。そこから各磁束密度での 10 回中の磁束トラップ確率を求め、その確率をグランドプレーンごとに比較することにより、高い T_c のグランドプレーンによる磁束トラップ抑制効果の検証を行う。

まず基準となる Nb グランドプレーンによる磁束トラップ抑制効果の検証を行った。図 3.25 に印加磁束密度に対する、サンプル Nb#46 の磁束トラップ確率を示す。サンプル Nb#46 では、印加磁束密度が $-1.2\mu\text{T} \sim 0.6\mu\text{T}$ の磁束密度領域で磁束トラップが観測されなかった。この結果は Nb グランドプレーン中のモートであっても、Nb 電極のピンニングセンターに影響を受けず磁束を排除できることを意味している。また磁束トラップが観測されない領域は $-0.3\mu\text{T}$ ほど偏っており、この偏りはその他のサンプルにも表れた。原因は測定環境ないの除去しきれない残留磁場によるものと予想され

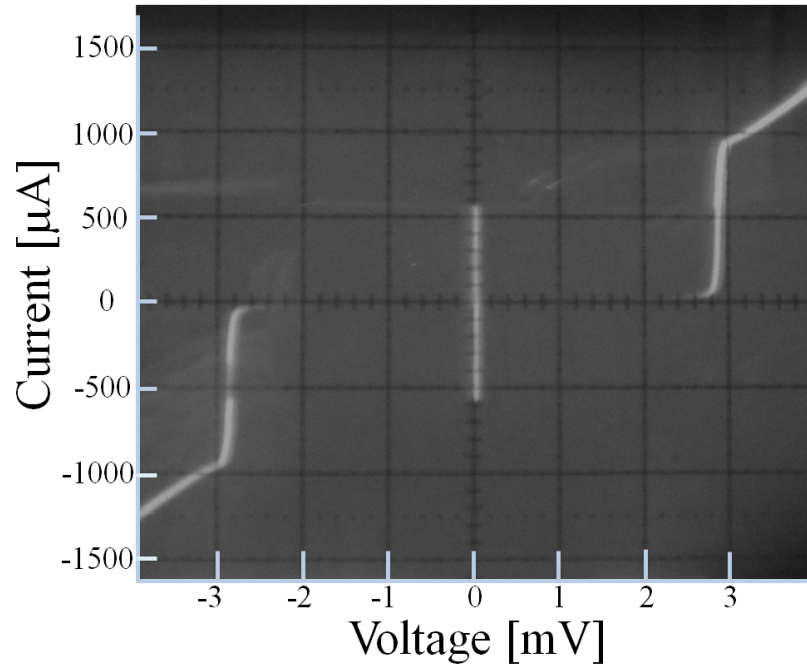


図 3.20 サンプル Nb#46 の単一接合の 4.2 K での I - V 特性。接合サイズ $10 \mu\text{m}$ 。

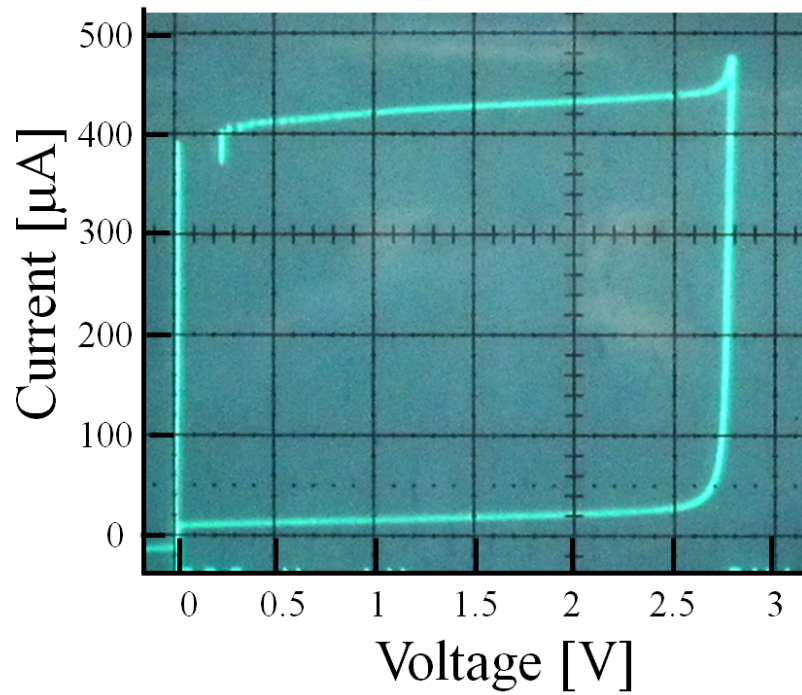
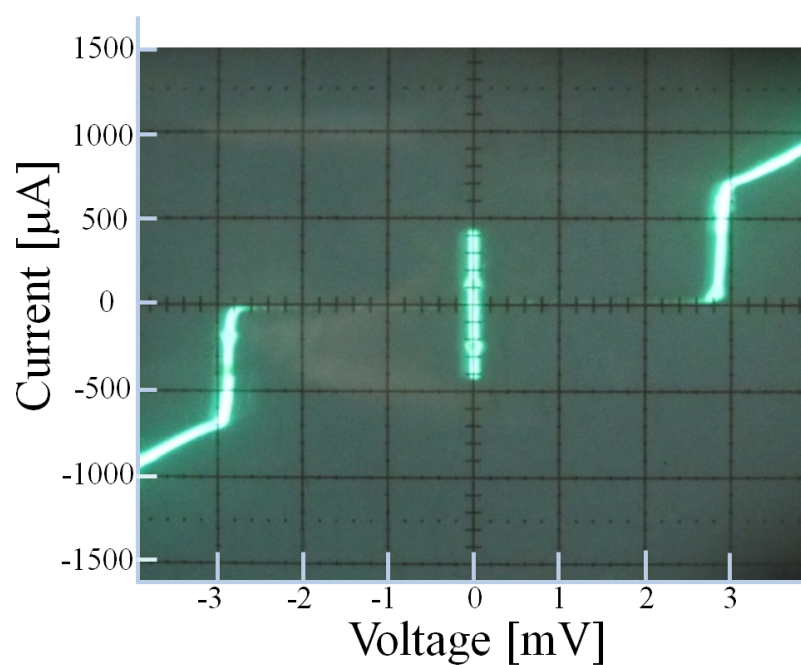
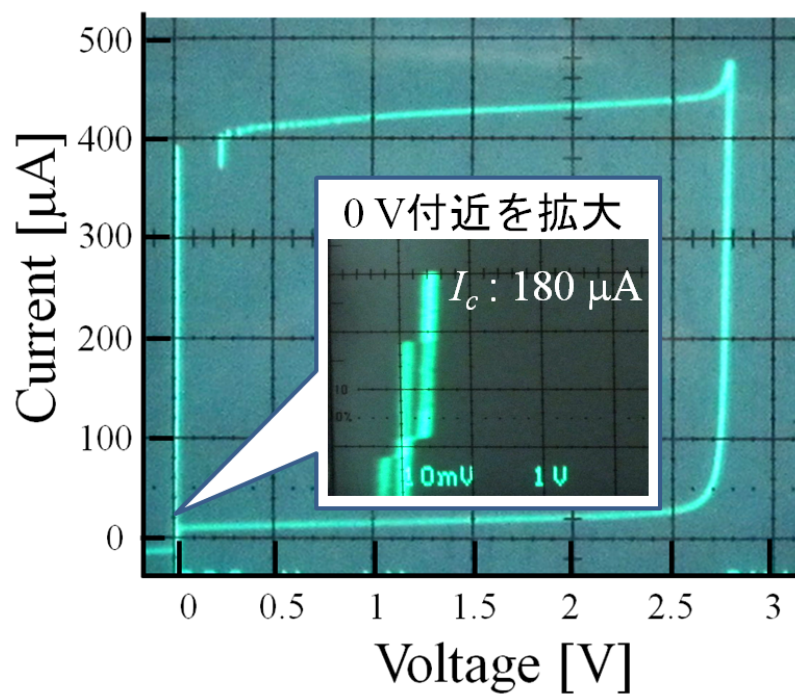


図 3.21 サンプル MgB₂#8 の評価回路の 4.2 K での I - V 特性

図 3.22 サンプル MgB₂#8 の同一チップ上の単一接合の I - V 特性図 3.23 サンプル MgB₂#8 の評価回路における I_c の低下

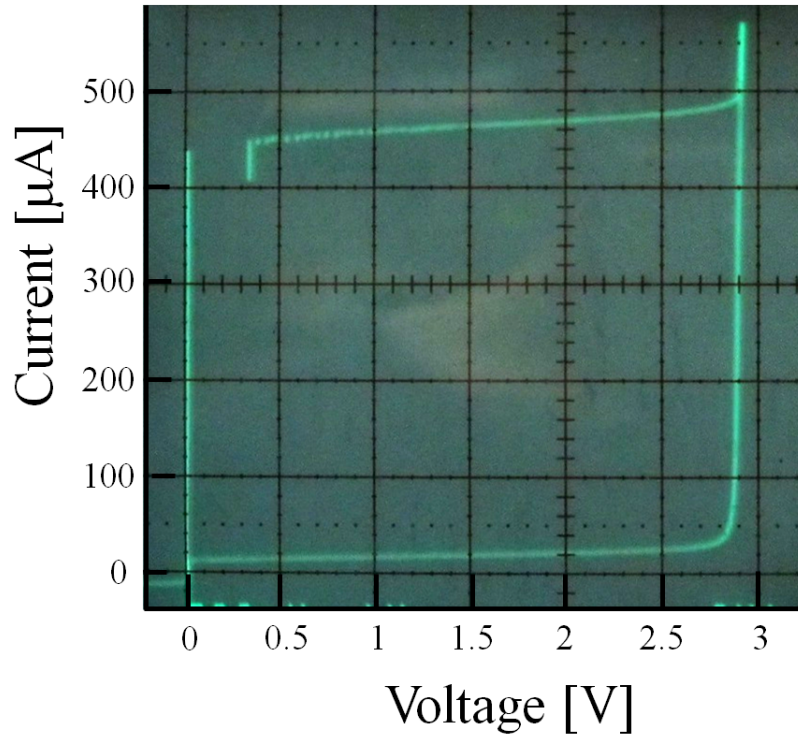


図 3.24 サンプル NbN#16 の評価回路の I - V 特性

る。前述したように、 $1 \mu\text{T}$ の磁束密度は、図 3.5 に示した 1 単位セルに 1 個の磁束量子が存在することに对应する。したがって、Nb グランドプレーンを利用した場合の磁場トラップは、モートに 1 個の磁束量子が捕捉された状況下から発生しやすくなると考えられる。

次に NbN グランドプレーンを用いた評価回路である NbN#16 の磁束トラップ確率を測定した。測定結果を Nb グランドプレーンの結果と共に図 3.26 に示す。NbN#16 では $-1.8 \mu\text{T}$ から $1.4 \mu\text{T}$ の磁束密度の範囲で磁束トラップがほとんど観測されなかった。この結果を NbN#16 と比べるとほぼ 2 倍の磁束密度の範囲で磁束トラップを抑制できることを意味している。評価回路内の磁束量子の個数を考慮すると、モートに概ね 2 個の磁束量子が捕捉可能だということを示している。ただし、NbN#16 では上記の磁束密度範囲内であっても、10 回の試行中 1 回磁束トラップが発生している。

さらに、この結果の再現性のため Nb、NbN グランドプレーンの評価回路 Nb#48、NbN#17 を加えてさらに磁束トラップ確率に関して評価を行った。この結果を図 3.27 に示す。Nb#48 において磁束トラップは $-0.6 \mu\text{T}$ から $-0.2 \mu\text{T}$ の磁束密度の範囲で磁束トラップが観測されなかった。また NbN#16 においては $-2.2 \mu\text{T}$ から $1.2 \mu\text{T}$ の磁束密度の範囲で磁束トラップが観測されなかった。4 つのサンプルにおいて磁束トラップが生じ始める閾値の磁束密度は 4 サンプルを通じて NbN グランドプレーンのほうが大きかった。

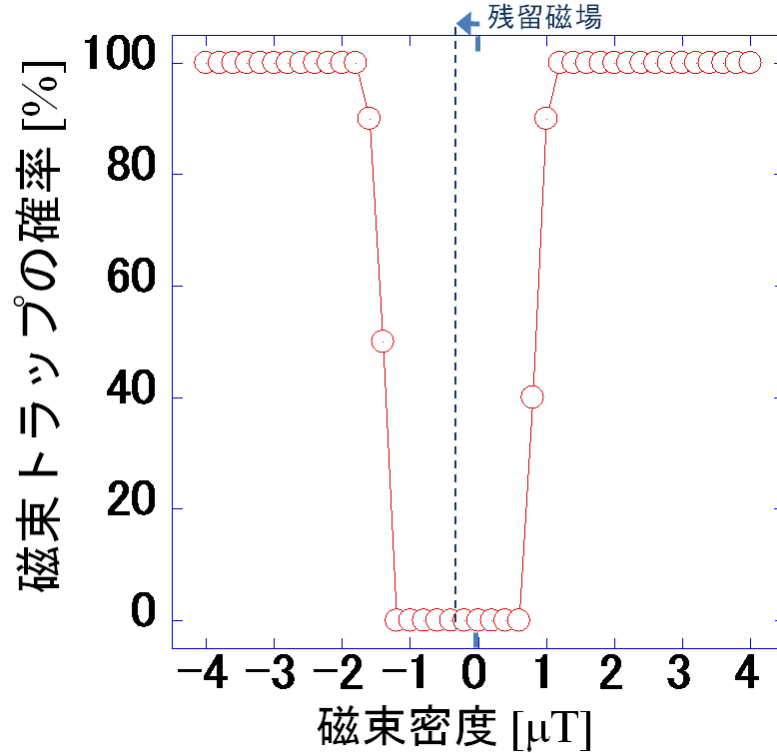


図 3.25 Nb₄₆ の磁束トラップ確率の印加磁束密度依存性

以上の結果から Nb と NbN グランドプレーンにおいて磁束トラップの確率に差が生じることが分かった。この二種類のグランドプレーンにおける磁束量子の挙動が異なる印加磁束密度領域で最も考えられる磁束量子の配置について考察した図を 3.28 に示す。Nb グランドプレーンについては磁束量子一個分以上の磁束密度から磁束トラップが生じ始める。単位セルで考えると一つ目の磁束量子はモートに捕捉され、二つ目の磁束量子はモートに捕捉されずモート以外の場所に捕捉される。一方 NbN グランドプレーンの場合は二つ目の磁束量子もモートへ捕捉しやすい。つまり、Nb と NbN グランドプレーンでは磁束量子が捕捉されたモートと二つめの磁束量子のふるまいが異なる。

その二つ目の磁束量子のふるまいの違いの原因を磁束量子とモートとの相互作用により考察した。磁束量子とモートとの相互作用を考えるため、モデル化を行った。そのモデルを図 3.29 に示す。一つ目の磁束量子がモートへ二つ目の磁束量子はグランドプレーン上に存在している状況を想定する。ここでは一つ目の磁束量子を磁束量子 A、二つ目の磁束量子 B と表わす。磁束量子 B の感じる力はモートと磁束量子 B との引力と、モートに捕捉された磁束量子 A による磁場と磁束量子 B との斥力で記述できる。しかし、このままではモートの形状による複雑さがあるため図 3.29 の右の図のように簡単なモデルであらわす。このモデルでは超伝導体中の穴としてモートを表現する代わりに、超伝

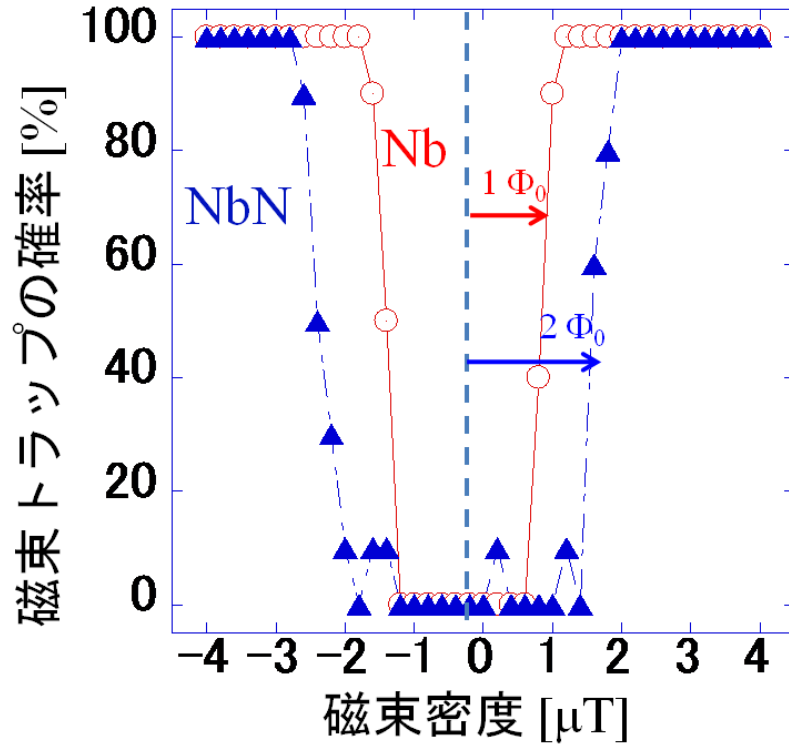


図 3.26 Nb#46 と NbN#16 の磁束トラップ確率の比較

導体と絶縁体の界面を考える。このときモート中の磁束量子による磁場は外部磁場として単純化される。その際その相互作用はちょうど Bean-Livingston モデルにあてはまり、ポテンシャルは式

$$V(x) = -\frac{\Phi_0 K_0(2x/\lambda(T))}{4\pi\mu_0\lambda^2} + \Phi_0 H_e \exp(x/\lambda(T)) \quad (3.4)$$

で記述される。 V は超伝導体の単位厚さあたりのポテンシャルエネルギーを表わす。 x は磁束量子と超伝導体の端との距離を表わす。 K_0 は第二種変形ベッセル関数を表わす。 λ は超伝導体の磁場侵入長を表わし温度 T の関数である。 H_e は外部磁場を表わす。式の第一項は磁束量子 B と超伝導体の端との引力で、これは界面を対称とした磁束量子の虚像との引力により表現できる。第二項は外部磁場と磁束量子 B との斥力を表わす。

この相互作用によるポテンシャルに実際の Nb と NbN のパラメータを当てはめて比較する。ここで当てはめるべき材料固有のパラメータは磁場侵入長である。3.2 節で示した通り、モートへの捕捉が生じる臨界温度に近づくにつれて磁場侵入長は増大する。また、磁場侵入長が超伝導体の膜厚 d より大きい場合は、取り入れるべき垂直方向の実効的な磁場侵入長 λ_{\perp} はさらに $\lambda_{\perp} = \lambda/d^2$ と増大する。いま、磁束のモートへの捕捉は T_c 直下の温度で起こるため、その温度を $T = 0.99T_c$ とする。絶対零度での膜厚 100 nm の Nb の磁場侵入長は λ_{Nb} を 100 nm、NbN の磁場侵入長 λ_{NbN} を 170 nm をとす

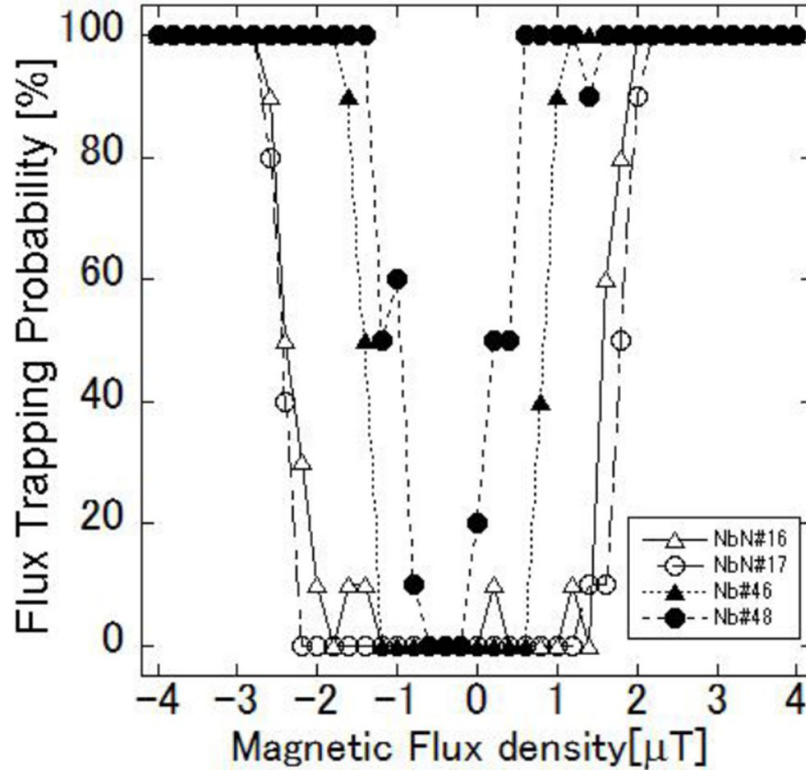


図 3.27 サンプル Nb#46、#48、NbN#16、#17 のトラップ確率。Nb と NbN グランドプレーンでトラップ確率の印加磁束密度依存性の傾向が一致している。

ると、その温度での Nb の磁場侵入長は $\lambda_{\perp Nb} = 5.0 \mu\text{m}$ 、NbN の磁場侵入長は $\lambda_{\perp NbN} = 14 \mu\text{m}$ となる [43]。ただし膜厚は 100 nm である。

上記のパラメータを式に代入し、それぞれの超伝導体中の磁束量子が感じるポテンシャルを図 3.31 に示す（下部の二つの曲線）。まずモートに磁束量子が捕捉されていない場合を考える。その際外部磁場は $H_e = 0$ となる。その際の磁束量子の感じるポテンシャルを図 3.30 に示す。それによると界面に対して引力のみが働くことが示されるため、一つ目の磁束量子は Nb、NbN グランドプレーンにかかわらず、捕捉される。

次にモートの中に磁束量子が一つ入った場合を考える。外部磁場 H_e は磁束量子による磁場はモートの端に磁場侵入長だけしみだすことを考慮すると、 $(3+2\lambda) \times (34+2\lambda) \mu\text{m}^2$ の長方形に磁束量子の磁束が分布すると考えられる。よって $H_{eNb} = 5.7 \text{ A/m}$ 、 $H_{eNbN} = 0.99 \text{ A/m}$ となった。

図 3.31 によると、それぞれ異なる高さのポテンシャルバリアが形成されており、Nb に比べ NbN のほうがバリアの高さが低いことが分かる。このバリアを表面バリアと云う。このバリアが低い方が磁束量子の熱励起によりバリアを超えて磁束量子が端に排斥されやすい。Nb と NbN の表面バリア

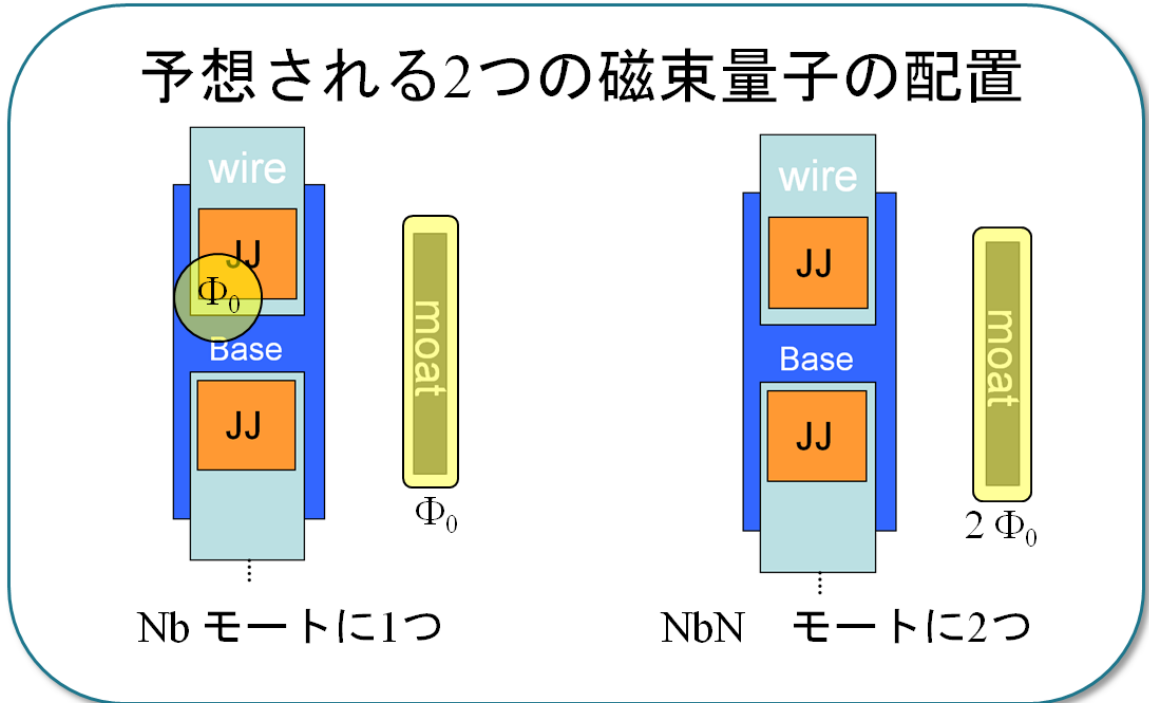


図 3.28 磁束量子の配置

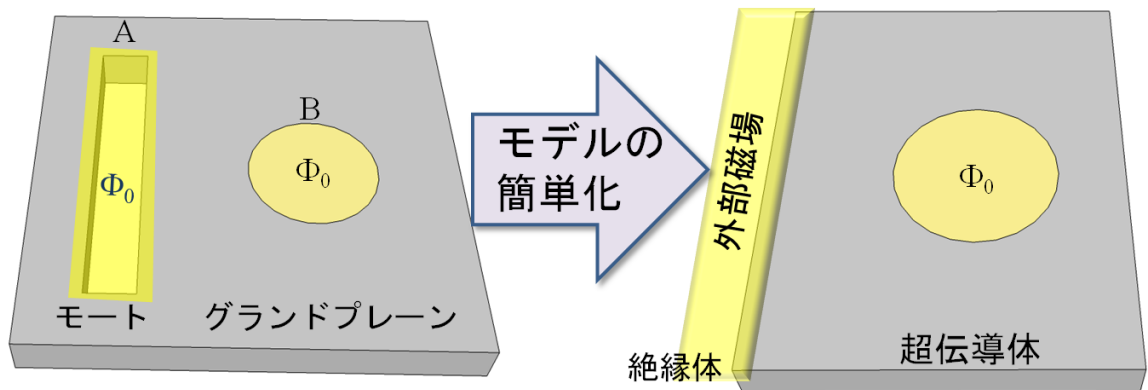


図 3.29 磁束量子とモートの相互作用のモデル化

アの高さはそれぞれ 9.5×10^{-23} J と 5.0×10^{-23} J となる。熱励起エネルギー $k_B T$ は Nb と NbN でそれぞれ 1.2×10^{-22} J (9 K) と 1.9×10^{-22} J (14 K) となり、NbN の場合はバリアを乗り越える十分なエネルギーとなる。

さらに考察を進め、MgB₂ における、表面バリアの高さを $\lambda = 70$ nm、 $T_c = 34$ K として計算したものを、Nb、NbN も加えて表 3.1 にまとめる。モートへの捕捉の指標として表面バリアの高さと

表 3.1 バリア高さと熱励起エネルギー

| 材料 | T_c [K] | $\lambda(0)$ [nm] | λ_{\perp} [μm] | バリア高さ [J] | 熱励起エネルギー [J] | バリアと熱励起の比 |
|------------------|-----------|-------------------|-------------------------------------|-----------------------|-----------------------|-----------|
| Nb | 9.1 | 100 | 5.0 | 9.5×10^{-22} | 1.2×10^{-22} | 0.8 |
| NbN | 13.8 | 170 | 14 | 5.0×10^{-23} | 1.9×10^{-22} | 2.9 |
| MgB ₂ | 34 | 70 | 2.4 | 9.5×10^{-23} | 4.6×10^{-22} | 2.4 |

熱励起エネルギーの比を計算した。この結果から MgB₂ はバリア高さが NbN にくらべ高いものの、熱エネルギーが大きいため、NbN 同様、1つのモードが多数の磁束量子を捕捉する可能性がある。

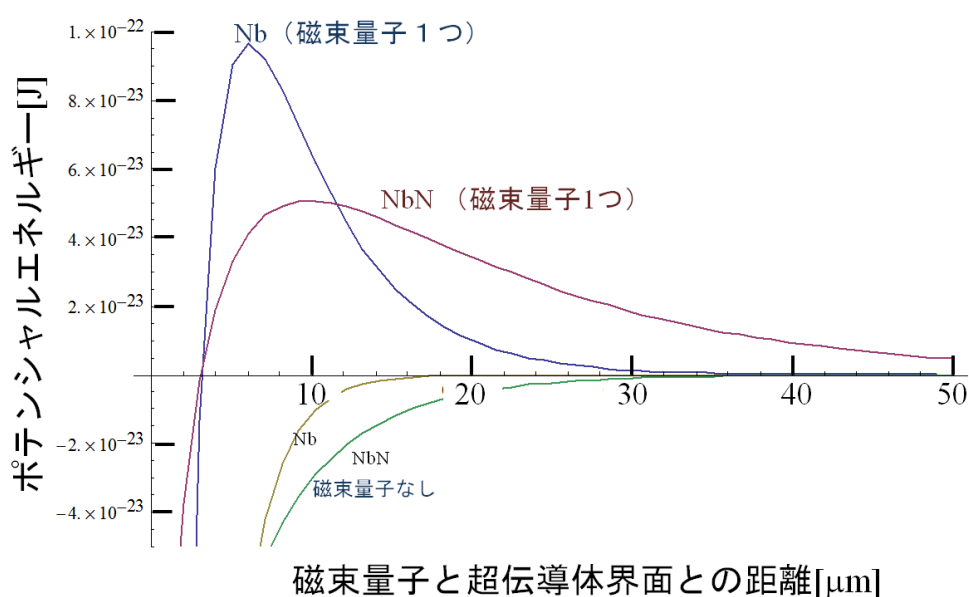


図 3.30 モートとの相互作用により磁束量子の感じるポテンシャル。モートに磁束量子がある場合ポテンシャルバリアがモートの付近の生じる。

3.4.3 強磁場における磁束トラップ抑制効果の評価

次に我々は強磁場による磁束トラップ抑制効果の評価をおこなう。弱磁場の評価においては最も小さい臨界電流のみを評価に用いるため、1000 接合の中で磁束トラップしやすい接合のみを観測している可能性がある。一方強磁場の測定においては全ての接合を同時に図るため、結果は平均化され特異な接合の影響を除外できると考えた。図 3.32 に実際に Nb#46 の 10 μT での I - V 特性によるトラップ率評価を示す。磁束トラップにより I - V 特性が大きく変調 (緑の曲線) している事がわかる。ト

ラップ率は零磁場の際の最も小さい I_c よりも小さい臨界電流の接合の割合として定義した。その結果このサンプルは 10 μ T の磁束密度で 60 % のトラップ率となった。

MgB₂ グランドプレーンを用いたサンプル MgB₂#8 は臨界電流が極端に小さい接合を含むため弱磁場でのトラップ確率は評価されなかった。しかし強磁場の測定においては平均化により特異な接合は除外されると考え測定を行った。図 3.33 に 10 μ T 印加時の I - V 特性を示す。この I - V 特性においてトラップ率は 13 % であり、Nb#46 よりも小さいトラップ率となった。

このような測定を幾つかのサンプルで行った結果を図 3.34 に示す。この結果を見ると NbN 及び MgB₂ は Nb グランドプレーンに比べトラップ率が低いという結果になった。また、NbN#17 と NbN#16 を比べると弱磁場での測定においてあまり結果が変わらないにもかかわらず、強磁場でのトラップ率が大きく異なるなど、同じ材料のグランドプレーンでも結果が大きくばらついている。

強磁場での測定の結果が何を反映しているかを調べるために、モートの無い直列 1000 個の接合の評価回路と、モートのある通常の評価回路のトラップ率を比較した。この測定には NbN グランドプレーンの厚さが 300 nm のサンプル NbN#18 を用いて行った。その結果を図 3.35 に示す。この図からモートのある評価回路のほうがトラップ率が大きいことがわかる。またこのサンプルは弱磁場での評価も行っており、弱磁場領域ではモート有無による磁束トラップの抑制の効果の違いが確認された。よって、この強磁場のトラップ率はモートの効果を反映していないことが言える。トラップ率はグランドプレーン材料により違いが現れるが、何を反映しているかは明確ではないため、今後の実験により解明が求められる。

3.5 まとめ

第3章では MgB₂ の T_c の高さを生かした磁束トラップ抑制効果の検証を行った。その検証には直列 1000 個のジョセフソン接合を用い、弱磁場と強磁場の二つの測定を行った。評価に用いるグランドプレーンは MgB₂ とともに Nb、NbN も用いた。その結果弱磁場においては磁束トラップが生じ始める外部磁束密度のしきい値が存在した。その大きさから NbN はモート 1 つに対して 2 つの磁束までと Nb モートの約 2 倍補足できる事がわかった。その結果を磁束量子とモートとの相互作用から考えたところ、磁場侵入長の違いによることが示唆された。また、MgB₂ グランドプレーンを用いた評価回路が品質よく作製できなかったため、MgB₂ については弱磁場での評価は行えなかった。強磁場における測定からは T_c の高いグランドプレーンにおいてはトラップ率が低減されているが、この結果がモートによる磁束の捕捉を反映した結果でないことが示されている。

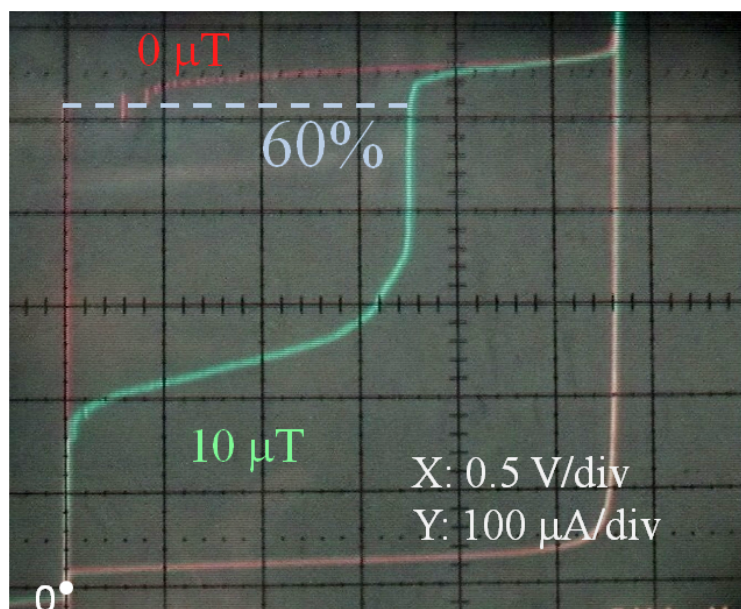


図 3.31 Nb#46 の $10 \mu\text{T}$ でのトラップ率の評価。赤は $0 \mu\text{T}$ 印加時の、緑は $10 \mu\text{T}$ 印加時の I - V 特性を示している。トラップ率は $0 \mu\text{T}$ で最も低い I_c (青の破線) と比べて低い I_c の接合の割合として計算される。ここでのトラップ率は 60 % となる。

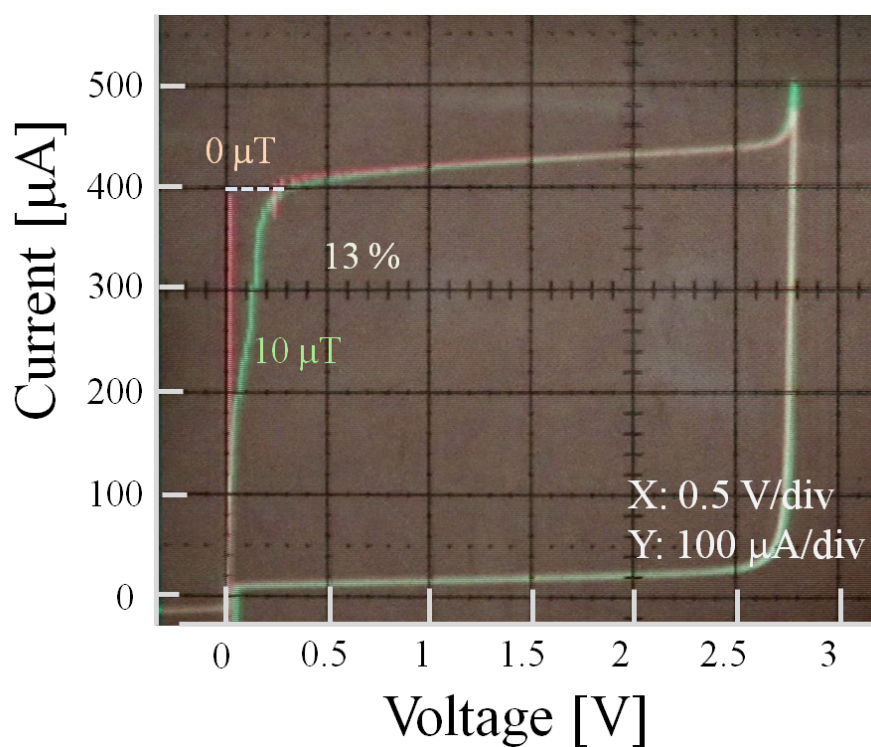


図 3.32 $\text{MgB}_2\#8$ の $10 \mu\text{T}$ でのトラップ率の評価。赤は $0 \mu\text{T}$ 印加時の、緑は $10 \mu\text{T}$ 印加時の I - V 特性を示している。トラップ率は 13 % となる。

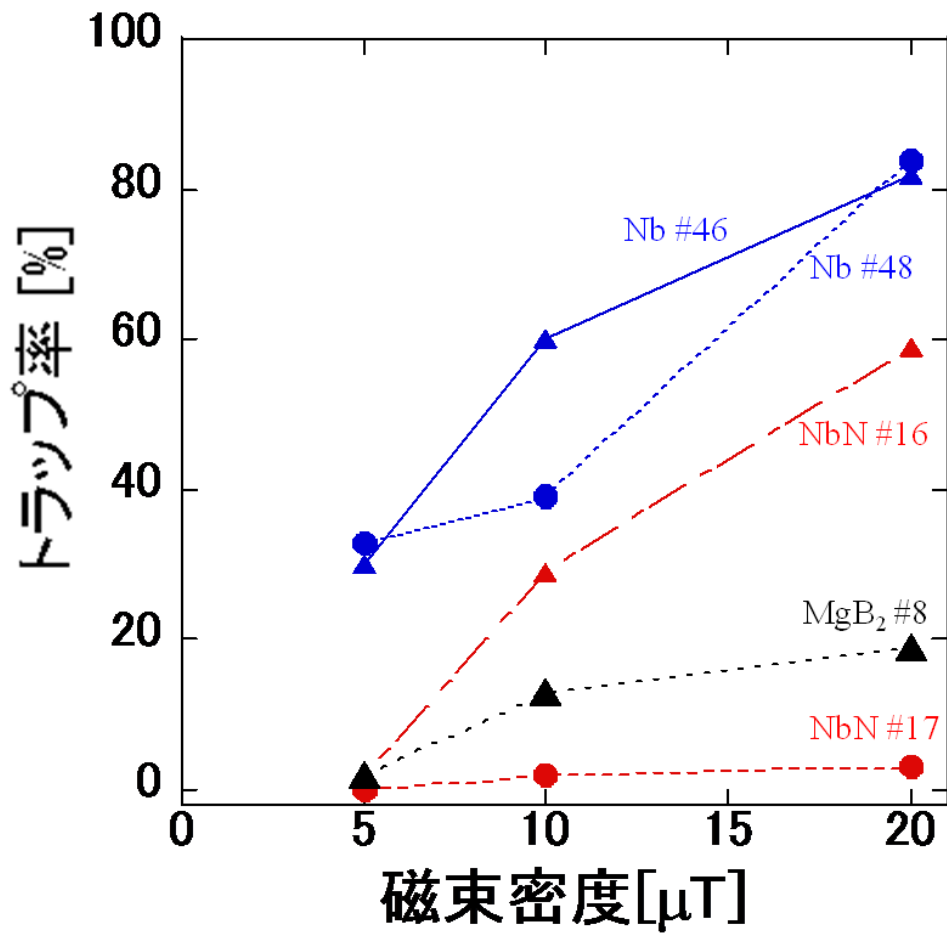


図 3.33 Nb、NbN、MgB₂ グランドプレーンによる強磁場のトラップ率の比較

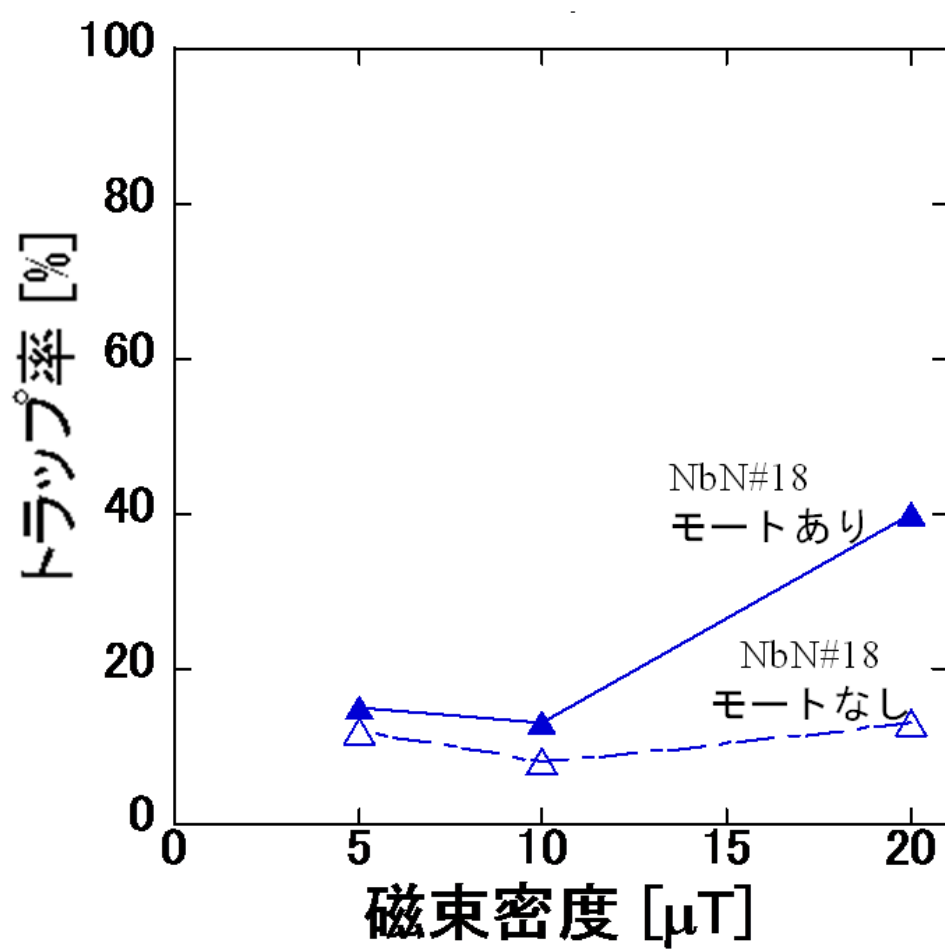


図 3.34 モートのない評価回路とモートのある評価回路のトラップ率の比較

第4章

MgB₂ ジョセフソン接合の作製

4.1 はじめに

第3章においては磁束トラップ抑制のために MgB₂ 薄膜の応用を行った。第4章では MgB₂ を含む3層の膜で構成されるジョセフソン接合の作製について述べる。MgB₂ ジョセフソン接合は 4 mV 以上の $I_c R_n$ 積を持ち、液体水素温度での動作が可能という高いポテンシャルを持っている。この MgB₂ 接合を用いることで、SFQ 回路の高速化や高温動作化、SIS ミクサの広帯域化、などが期待できることは第一章で述べた。実用化のためには高い臨界電流密度 J_c も同時に必要となることも述べた。研究開始以前において作製された AlO_x や AlN 障壁層による MgB₂ 接合が作製されてきたが、それらの接合において Nb 接合よりも高い $I_c R_n$ や J_c が得られていなかった。その課題に対し我々は障壁層材料に着目し研究を進めた。障壁層としてラジカル窒化 Al 障壁層、MgO 障壁層及び、アモルファス半導体障壁層という新たな材料を用いて接合特性の改善を目指した。

4.2 MgB₂ ジョセフソン接合の現状及び課題

研究開始前、幾つかの研究機関で MgB₂ ジョセフソン接合の作製に関する研究がなされてきた。一つは情報通信研究機構 (NICT) による AlN 障壁層を用いた MgB₂ 接合である [45]。この MgB₂ 接合に用いる MgB₂ はスパッタ法を用いて成膜されている。また AlN 層は一原子層よりも薄い 0.14 nm にもかかわらずリーク電流が顕著ではない。この特性は AlN 堆積に用いられる反応性スパッタリングにより下部 MgB₂ 電極が窒化され絶縁層が形成されていることを示唆している。

もうひとつは NTT による AlO_x 障壁層を用いた MgB₂ 接合である [46]。この接合では MgB₂ 薄膜を共蒸着法を用いて成膜している。この接合の障壁層は Al を蒸着で堆積したのち、酸素雰囲気中で酸化を行っている。

これ等の MgB₂ 接合においては臨界電流やギャップ電圧などは確認できるものの、 $I_c R_n$ 積や J_c が低いため、応用上十分な品質ではない。図 4.1 これまでの MgB₂ 接合の $I_c R_n$ 積をグラフにまとめる。いずれの $I_c R_n$ 積も MgB₂ の π バンドの $I_c R_n$ 積に到達しておらず、また現在の主流である Nb 接合よりも低い。図 4.2 にこれまでの MgB₂ 接合における J_c の障壁層厚さ依存性を示す。これまで SFQ 回路の高速動作に求められる数 kA/cm² 程度の臨界電流密度は得られていない。また障壁層の厚さは一原子層以下であり、これ以上薄くすることによる高臨界電流密度化は難しい。

上記のようにこれまでの MgB₂ 接合は $I_c R_n$ 積や J_c が低いという問題がある。これまでの MgB₂ 接合に用いられた AlN もしくは AlO_x 障壁層は Nb 接合 [47] や NbN 接合 [48] では実績があり、それらの障壁層で作られた接合は高い $I_c R_n$ 積、高い J_c が実現されている。

$I_c R_n$ 積の低下は障壁層界面の超伝導性の劣化やリーク電流などの原因が考えられる。また、文献には上部ギャップ電圧の低下により、上部電極の初期成長の不良が実験的に示されている [45]。一方、 J_c の低さは前述したように窒化や酸化による余分な障壁層の形成が原因と考えられる。以上をまとめると MgB₂ 接合の障壁層界面において

下部電極の窒化、酸化による意図しない障壁層の形成

上部電極の初期成長の不良

などが懸念される。MgB₂ 接合を超伝導回路及びデバイスに応用するためには、これらを改善することが必要となる。

本研究ではこれらの結晶界面における劣化を改善するために障壁層材料の見直しを行い高品質な MgB₂ 接合の作製を狙った。

4.3 MgB₂ ジョセフソン接合の作製プロセス

前節では研究開始前の MgB₂ 接合における $I_c R_n$ 積や J_c などが超伝導回路応用に対して十分ではないことを述べた。また、その問題に対して新たな障壁層材料を用いることにより、改善を目指すことを述べた。本節では、これ等の新たな障壁層材料を用いた MgB₂ 接合の作製プロセスについて説明する。

本研究では、接合特性を正確に測定するために、四端子法による測定が可能な作製プロセスを導入した。これを用いることで配線自身の抵抗や、接合との接触抵抗の影響を受けことなく測定が可能となる。本研究では超伝導回路応用を念頭に置いているために、接合作製プロセスにおいて超伝導配線を用いることや絶縁性の高い SiO₂ 絶縁層などを用いるなどの特徴をもつ。

図 4.3 に本研究の MgB₂ 接合作製におけるプロセスフローを示す。(a) において、MgB₂/障壁

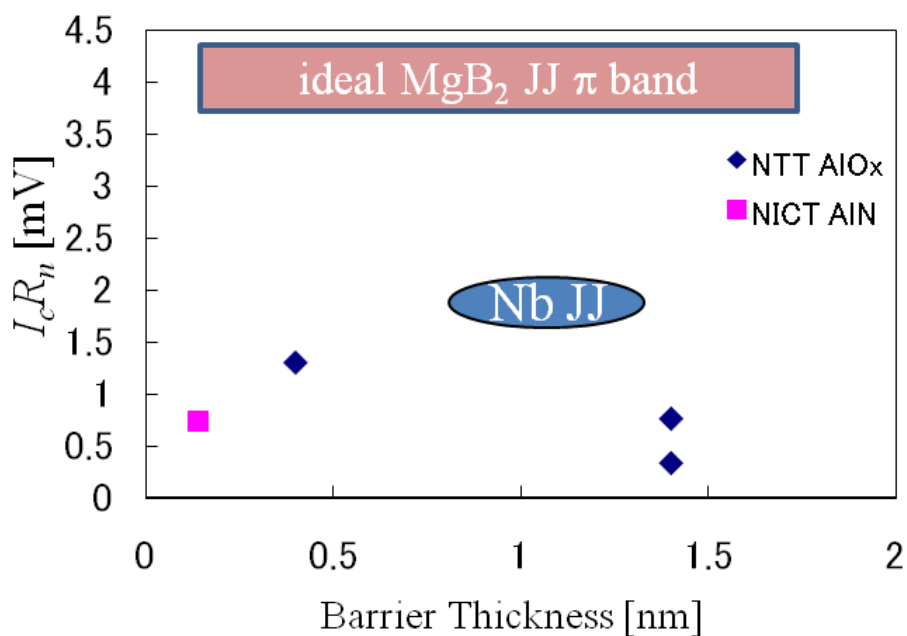


図 4.1 NICT 及び NTT によって作製された、MgB₂ 接合の $I_c R_n$ 積。青い領域は Nb 接合の $I_c R_n$ 積 1.9 mV。赤の領域は MgB₂ の理想的な $I_c R_n$ 積 (c 軸配向) 表し、4.0 mV

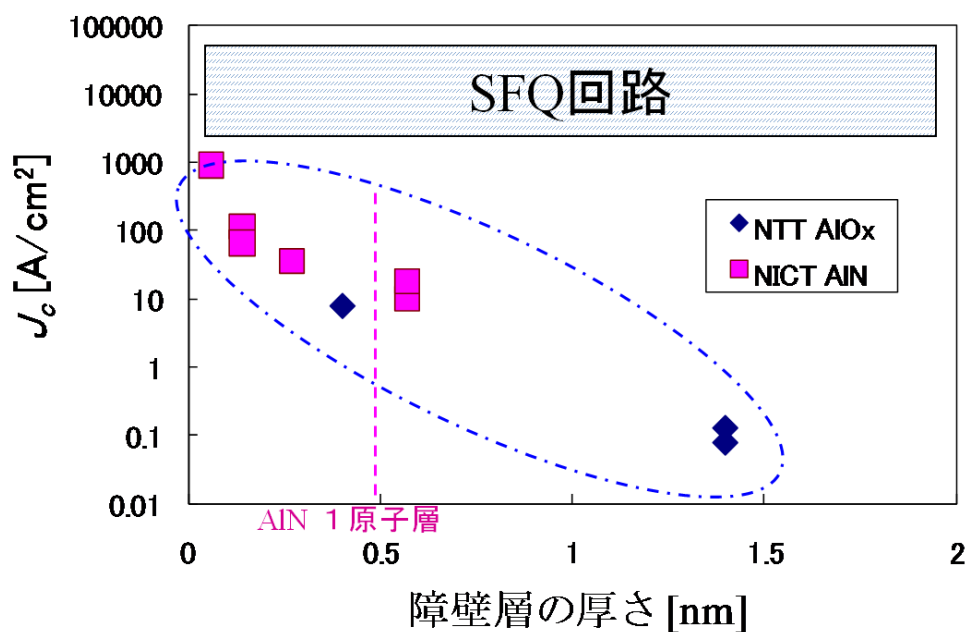


図 4.2 NICT 及び NTT によって作製された、MgB₂ 接合の J_c 。青の領域は SFQ 回路に用いられる典型的な J_c 。

層/MgB₂ 三層膜の成膜を行う。このプロセスは次節以降に各種障壁層材料ごとに述べる。(b)において、金の保護層を堆積する。この金の保護層によって、空気中の酸素や湿気、あるいは露光現像プロセスで用いる薬品から MgB₂ 表面を保護する。(c)において、MgB₂ 三層膜をイオンミリングを用いて電極の形状に加工する。パターンの形成には S1818 レジストを用いたフォトリソグラフィにより行った。(d)において、SiO₂ を用いて層間絶縁層を成膜した。本研究で用いた SiO₂ はこれまでの MgB₂ 接合で用いられてきた SiO やレジストなどの絶縁層に比べ絶縁性や耐熱性が高く超伝導回路応用に優位である。SiO₂ は RF マグネトロンスパッタリングにより 400 nm 堆積された。(e)において、SiO₂ 上にコンタクトホールを形成を行う。SiO₂ は CHF₃+O₂ ガスによる RIE を用いて加工を行う。(f)において配線層の成膜及び加工を行う。電極上に 2 本の配線を行うことで 4 端子法による測定が可能となり、配線との接触抵抗が生じたとしても、それに影響されず接合の測定が可能となる。また、超伝導配線を用いているため、超伝導ループが構成可能であり、SFQ 回路や SQUID 等への応用へ有用といえる。Nb 配線層の膜厚は 600 nm で、加工には SF₆ による RIE を用いる。

上記のプロセスを経て、図 4.4 の顕微鏡写真や図 4.5 の走査型電子顕微鏡 (SEM) 画像が示すような接合が作製された。顕微鏡写真や SEM 画像でわかるように、接合上に配線が二本配置されており四端子法による測定が可能となっている。次節以降ではこのような作製プロセスを用い、新たな障壁層を用いた MgB₂ 接合を作製し、評価を行う。

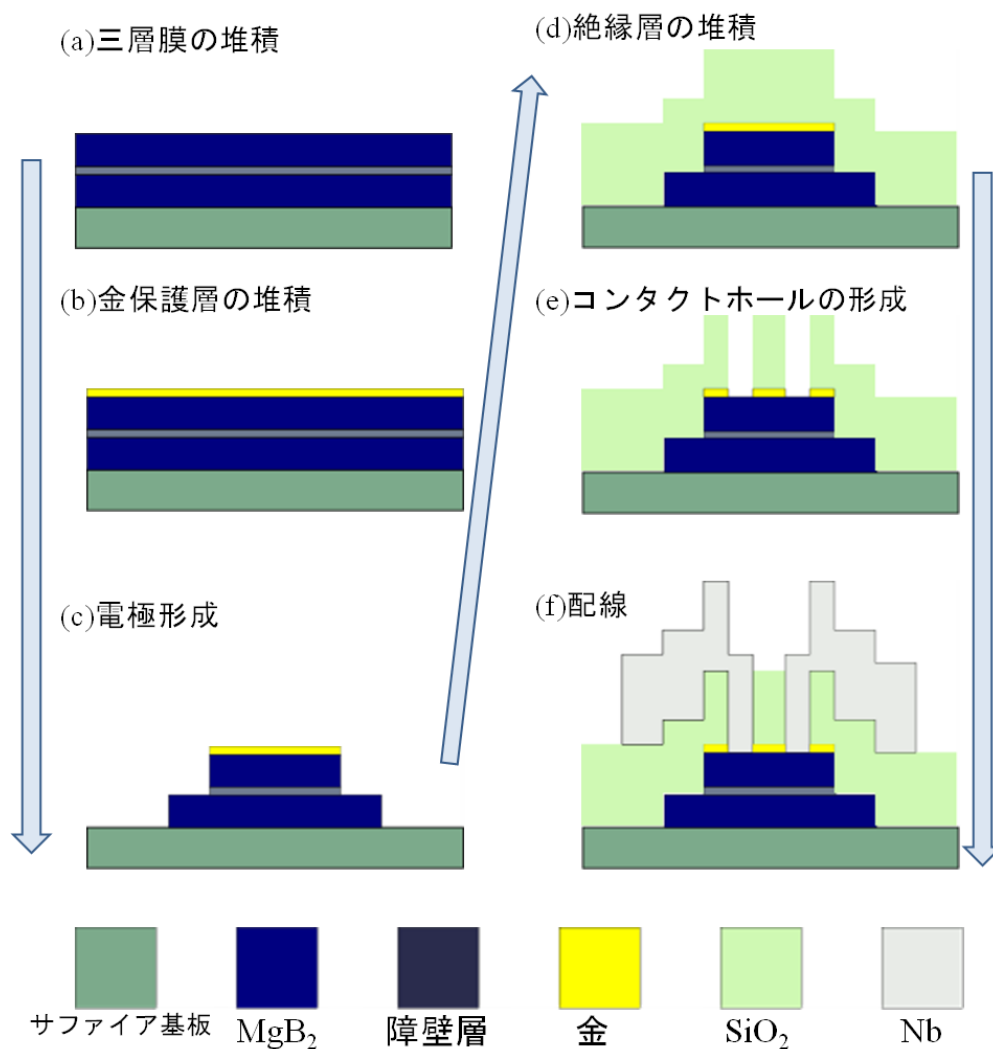
4.4 絶縁体障壁層を用いた MgB₂ 接合

4.4.1 絶縁体障壁層を用いた MgB₂ 接合作製の狙い

4.2 節では、これまでの MgB₂ 接合において下部電極の酸化や窒化による意図しない障壁層の形成や上部電極の初期成長の不良により、超伝導回路応用に求められる高い $I_c R_n$ 積や高い J_c が得られていない現状について説明した。本節ではこれらの問題解決するために新たな障壁層材料を用いて超伝導回路応用に耐えうる MgB₂ 接合の作製を目指した。本節では新たな障壁層材料として、主に絶縁体である MgO 及びラジカル窒化 AlN を用いた。以下にその狙いを示す。

MgO 障壁層

MgO は化学的に安定で、111 面が MgB₂ との整合が良いという二つの特徴がある。Mg と O の結合力が強く化学的に安定なため、障壁層界面での酸素の拡散が起こりづらく酸化による余分な障壁層を形成しにくいと思われる。また、低温成膜でも結晶化が起こりやすく特に 111 面は MgB₂ との整合性もよい。表 4.1 に MgB₂ や MgO の格子定数などの関係をまとめる。よって 111 面に配向した

図 4.3 本研究で用いた MgB₂ 接合作製におけるプロセスフロー

MgO 障壁層が作製出来れば、その MgO 上の上部電極 MgB₂ の初期成長を改善できる可能性がある。

表 4.1 MgO と MgB₂ の格子定数や整合

| 材料 | 結晶構造 | a ₀ [nm] | (111) 面 [nm] | MgB ₂ との整合 (°) |
|------------------|------------------|---------------------|--------------|---------------------------|
| MgB ₂ | AlB ₂ | 0.3086 | - | - |
| MgO | NaCl | 0.4211 | 0.2982 | 0.966 |

ラジカル窒化 AlN 障壁層

ラジカル窒化 AlN とは Al をラジカル窒素で窒化することで合成される AlN の事である。この方

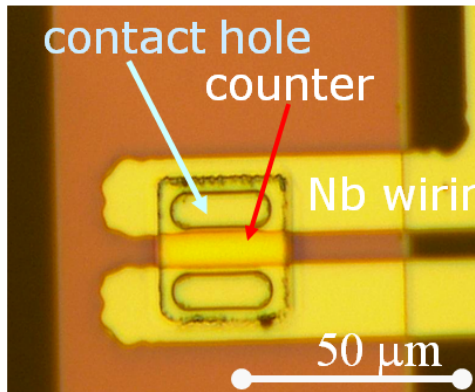


図 4.4 MgB₂ 接合の顕微鏡写真 接合サイズ
20 μm

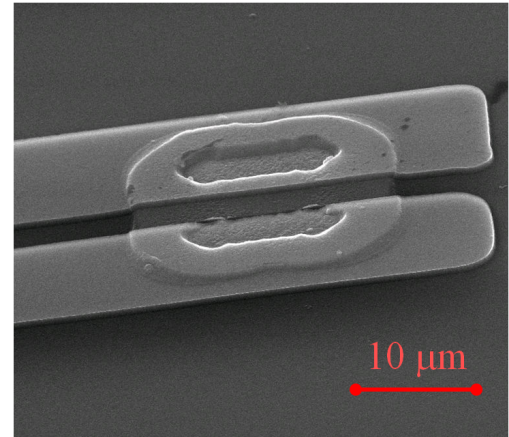


図 4.5 MgB₂ 接合の SEM 画像 接合サイズ
20 μm

法は Nb 接合 [48] や NbN 接合 [41] で実績のある方法である。ラジカル窒素は窒素分子やイオン化窒素より反応性が高く、その反応性の高さから窒化がより表面のみで起こりやすいと言われている。そのため、障壁層として用いたとき下部電極まで窒化させにくいことが期待されるため、本研究ではこれを用いた。

本研究では上記ような狙いで絶縁層を用い接合作製を行った。

4.4.2 MgO 障壁層による MgB₂ 接合作製

前項において化学的安定性と MgB₂ との整合性という特徴をもつ MgO を障壁層として用いることを述べた。本項では MgO 障壁層を用いた MgB₂(MgB₂/MgO/MgB₂) 接合を作製し評価を行う。MgB₂/MgO/MgB₂ 接合作製の第一歩として、MgO 自身の成膜条件や MgO 上での MgB₂ の成膜などを行った

MgO 及び MgB₂/MgO の成膜

本研究における MgO の成膜は粒状 MgO をソースとした EB 蒸着により行った。まず、大まかな MgO の成膜温度を知るためにサファイア c 面基板上に MgO を 20 nm 堆積した。300 °C で成膜された MgO の RHEED パターンを図 4.6 に、XRD パターンを図 4.7 に示す。RHEED パターンはリング状になり多結晶で面方位が揃っていないことがわかる。また XRD においては 220 のピークが若干観測できる程度で結晶性は低く配向も見えない。

次に常温のサファイア基板上に MgO を成膜した。RHEED パターンを図 4.8 に、XRD を図 4.9 に示す。RHEED パターン上には強いスポットが現れている。また XRD パターンにおいては MgO の

(111) を含む幾つかの配向のピークが見られた。これらの結果から MgO を配向させるためには低い温度の方が望ましいことが示唆される。

次に上部電極の MgB₂ の成長を調べるために、常温で成膜した 20 nm の MgO の上に 10 nm の MgB₂ を 225 °C で成膜した。薄い MgB₂ の T_c や抵抗率を調べることで、MgB₂ の初期成長の状態を推定する。MgO と MgB₂/MgO の RHEED パターンを図 4.10 に示す。下地となる MgO の RHEED パターンにはスポットが確認でき、配向していることがわかる。MgB₂ の RHEED パターンから弱いスポットを含むリングが確認できる。サファイア c 面基板上に直接成膜すると 20 nm の膜厚ではスポットが観測できないことを考慮すると結晶性は良い。図 4.11 に MgB₂ の抵抗率の温度依存性を示す。この結果から $T_{\text{conset}} = 18.5$ K、 $T_{\text{cend}} = 11.5$ K だとわかった。サファイア基板上的同じ厚さの MgB₂ は超伝導転移を示さない事から、MgO 上の MgB₂ の成長は良好だと考えられる。以上のような条件をもとに MgO を用いた MgB₂ 接合の作製を目指した。

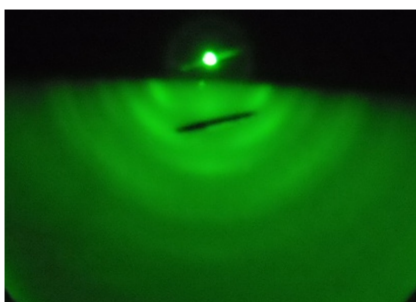


図 4.6 300 °C のサファイア基板上で成膜した MgO の RHEED パターン。MgO のピークが表れていない

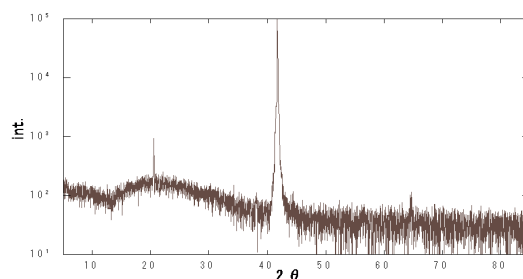


図 4.7 300 °C のサファイア基板上で成膜した MgO の XRD パターン。43° 付近のサファイア基板のピークのみが見える。

MgB₂/MgO/MgB₂ 接合の作製

MgB₂/MgO/MgB₂ 接合作製のため三層膜の成膜を行った。MgO の厚さは 1 nm と 2 nm の 2 種類のサンプルを作製した。成長温度は 225 °C 上部電極と下部電極の厚さはそれぞれ 50 nm、200 nm とした。図 4.12 に RHEED を示す。上部電極の RHEED にはリングが観測された。

このように作製した三層膜に 4.3 節で示したようなプロセスを経て接合を作製した。

MgB₂/MgO/MgB₂ 接合の評価

前述のように作製した接合サイズ 100 μm の MgB₂/MgO/MgB₂ 接合の 4.2K での I - V 特性を図 4.13 に示す。図のように 6 μA の臨界電流 I_c が観測された。また 2 mV から 4 mV の間でギャップ電圧を反映していると思われる非線形特性が見られる。 $I_c R_n$ 積は 0.014 mV また J_c は 0.06 A/cm² と

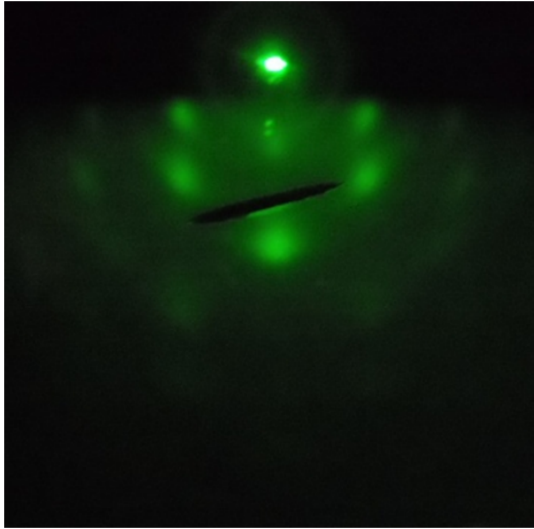


図 4.8 常温のサファイア基板上で成膜した MgO の RHEED パターン

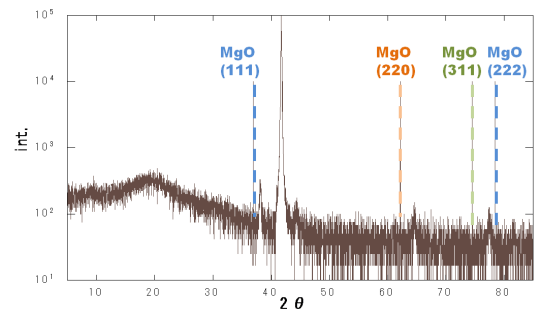


図 4.9 常温のサファイア基板上で成膜した MgO の XRD

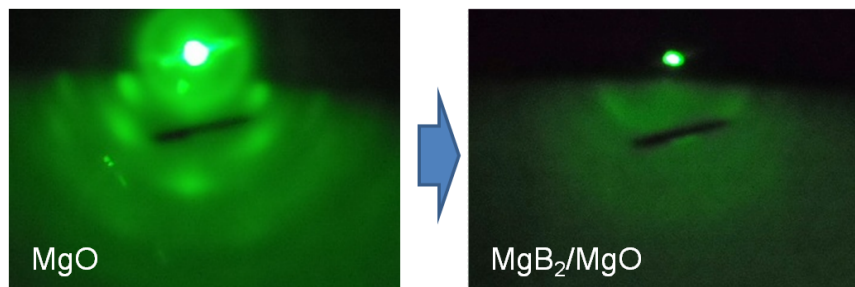


図 4.10 MgO とその上に成長させた MgB₂ の RHEED パターン。サファイア基板上に常温で MgO を 20 nm、225 °C で MgB₂ 10 nm と順に堆積した。

なった。

また MgO 厚さ 2 nm、接合サイズ 100 μm の MgB₂/MgO/MgB₂ 接合の 4.2K での I - V 特性を図 4.14 に示す。この接合においても I_c が観測され、その大きさは 0.3 μA であった。また障壁層 1 nm の接合よりも強い非線形性が観測されている。 $I_c R_n$ 積は 0.03 mV、 J_c は 0.003 A/cm² となった。

図 4.16、4.15 に MgB₂/MgO/MgB₂ 接合の J_c と $I_c R_n$ 積をまとめる。 $I_c R_n$ 積と J_c とともにこれまでの接合に比べ非常に低い。 $I_c R_n$ 積の低さから界面の超伝導性の劣化が懸念される。

4.4.3 AlN 障壁層による MgB₂ 接合作製

本研究では次にラジカル窒化 AlN 障壁層を用いた MgB₂ 接合の作製を行った。

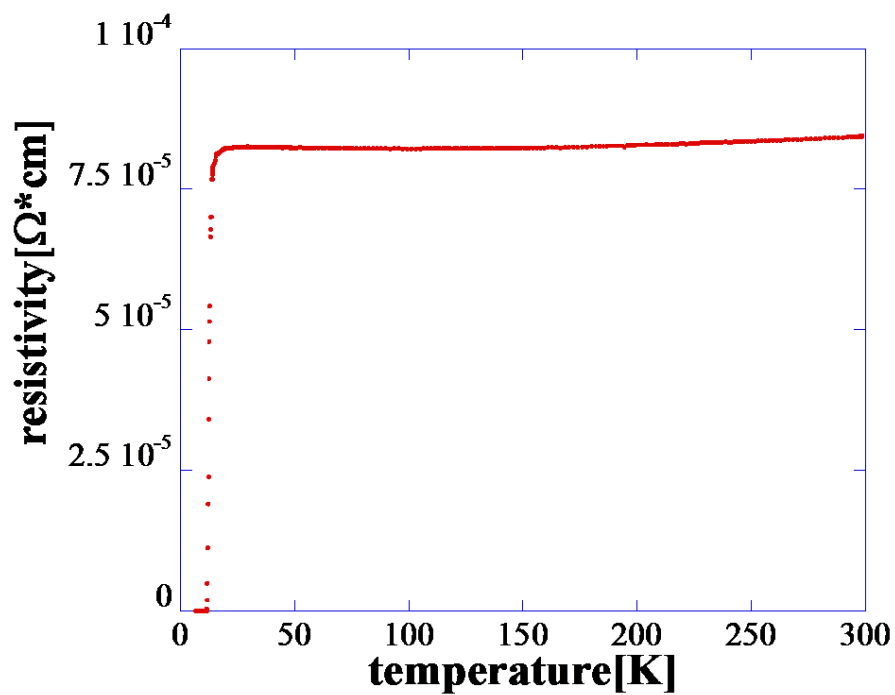


図 4.11 MgB₂/MgO 抵抗率の温度依存性。サファイア基板上に常温で MgO を 20 nm、225 °C で MgB₂ 10 nm と順に堆積した。 $T_{\text{onset}}=18.5$ K、 $T_{\text{c end}}=11.5$ K。

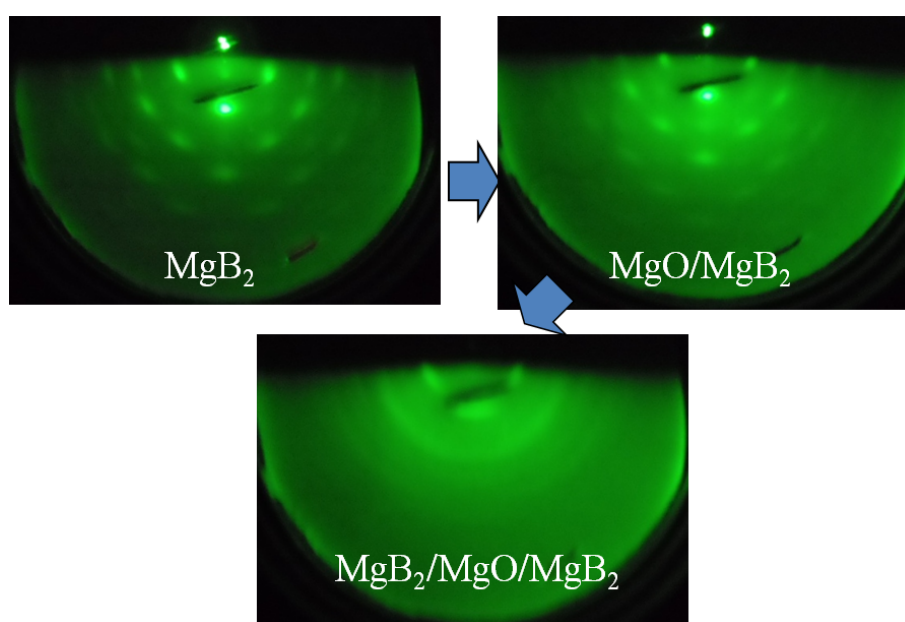


図 4.12 MgB₂/MgO/MgB₂ 三層膜の RHEED

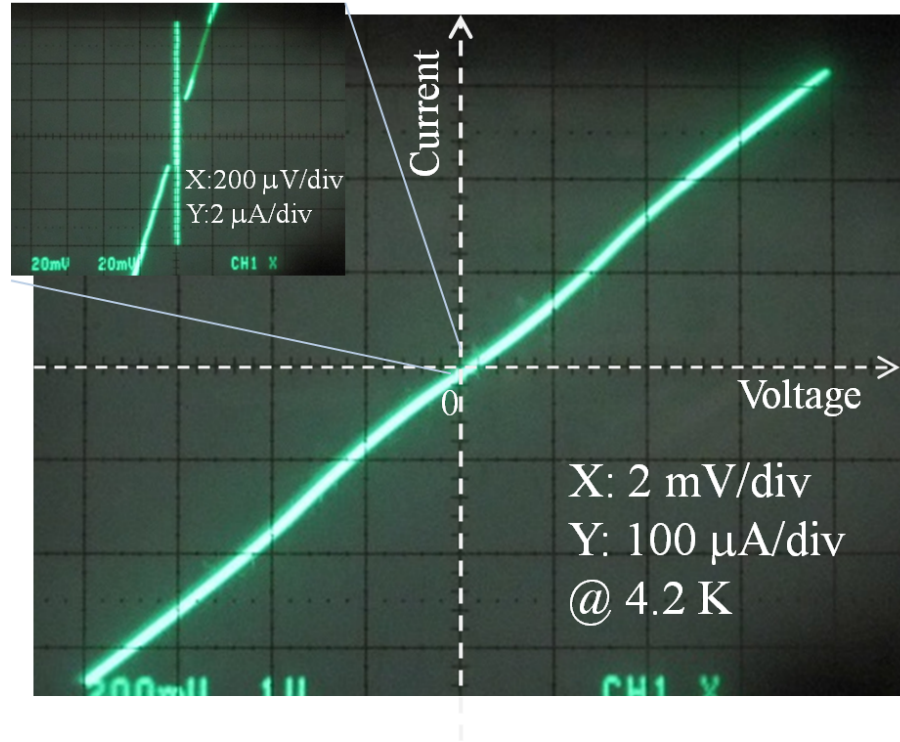


図 4.13 4.2 K での MgB₂/MgO/MgB₂ 接合の I - V 特性、MgO 膜厚 1 nm、接合サイズ 100 μm

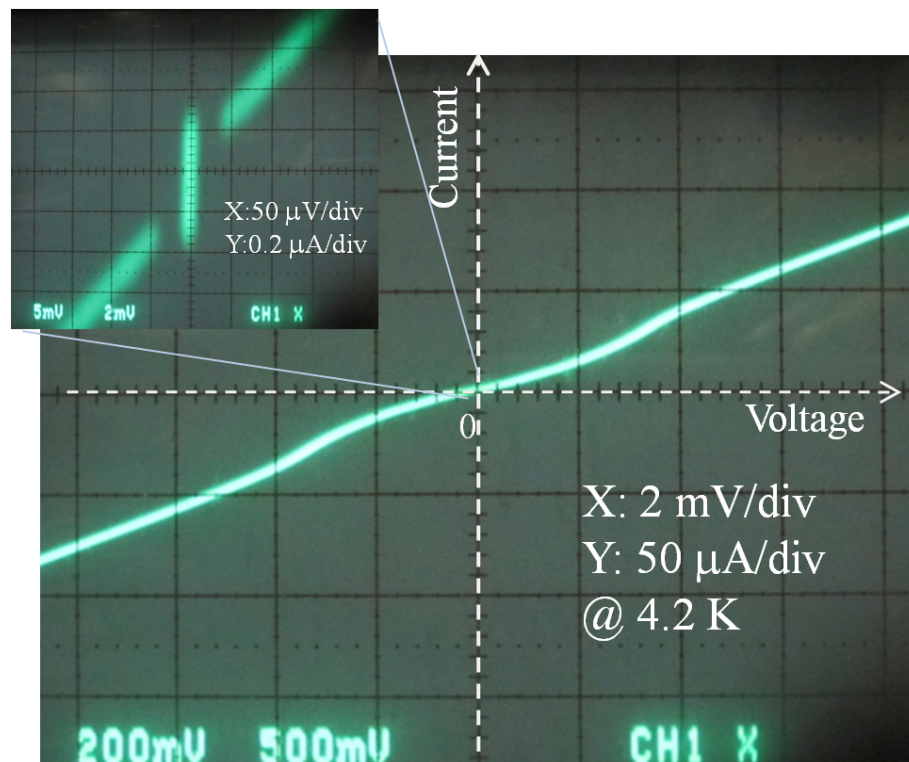
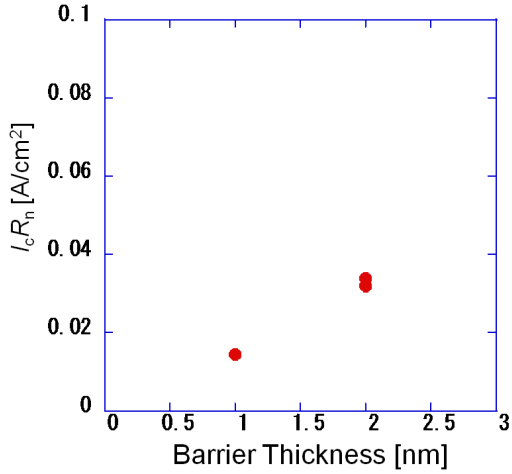
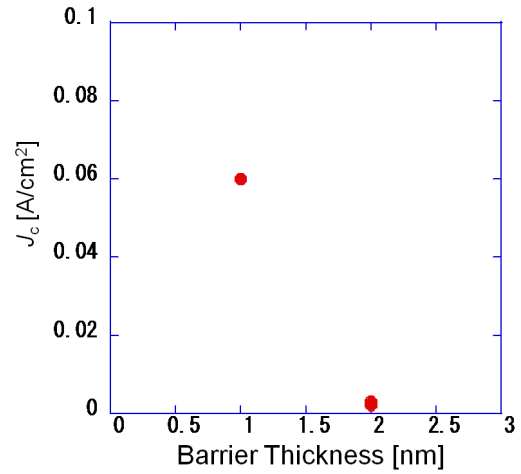


図 4.14 4.2 K での MgB₂/MgO/MgB₂ 接合の I - V 特性、MgO 膜厚 2 nm、接合サイズ 100 μm

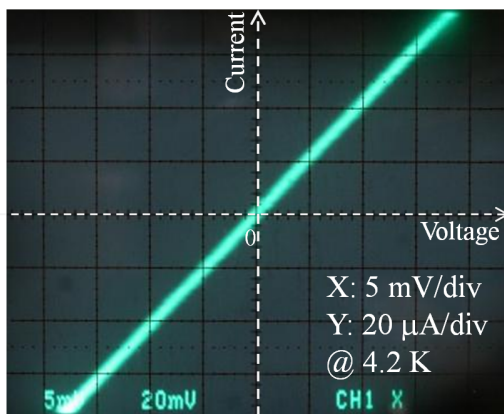
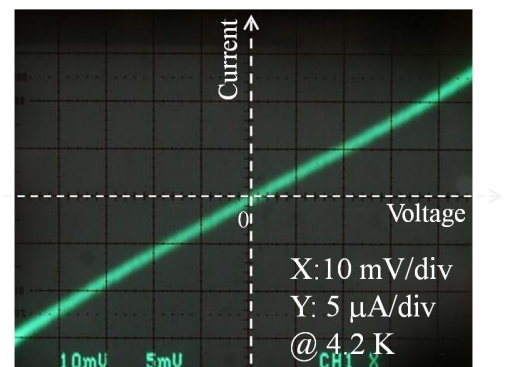
図 4.15 MgB₂/MgO/MgB₂ 接合の $I_c R_n$ 積図 4.16 MgB₂/MgO/MgB₂ 接合の J_c

MgB₂/AlN/MgB₂ 接合の作製

MgB₂/AlN/MgB₂ 接合作製のため三層膜の成膜を行った。窒化まえの Al の膜厚が 1 nm と 2 nm のサンプル 2 種類を作製した。窒素ラジカル源には RF プラズマを用いた。窒化は RF プラズマの電力を 300W で 20 秒間行った。Mg 下部電極は 200 nm、上部電極は 150 nm 堆積した。保護層の金は 100 nm 堆積した。このように作製した三層膜に 4.3 節で示したようなプロセスを経て接合を作製した。

MgB₂/AlN/MgB₂ 接合の評価

図 4.17、4.18 に AlN 1 nm 及び 2 nm の MgB₂ 接合の I - V 特性を示す。接合サイズはともに 20 μ m である。両方の Al 膜厚の MgB₂ 接合から I_c が観測されなかった。

図 4.17 Al 障壁層 2 nm の MgB₂ の接合特性の I - V 特性, 20 μ m図 4.18 Al 障壁層 1 nm の MgB₂ の接合特性の I - V 特性, 20 μ m

4.4.4 絶縁体を用いた MgB₂ 接合のまとめ

前項までに幾つかの絶縁体を用いた MgB₂ 接合の特性について説明した。MgO を用いた接合には臨界電流 I_c が観測された。しかし、 $I_c R_n$ や接合の T_c は低く電極の劣化を示唆していた。この劣化の原因は明確ではないが、MgB₂ 成膜時の昇温による酸素の拡散が原因として考えられる。

また AlN を用いた接合では臨界電流やギャップ電圧は表れず、抵抗の特性を示したこれらの接合は抵抗が高いため、窒素ラジカルによる過度の窒化が考えられる。次節では窒素や酸素を含まない障壁層について取り上げる。

4.5 アモルファス半導体障壁層を用いた MgB₂ 接合

4.5.1 アモルファス半導体導入のねらい

4.2 節で示したように酸化や窒化による接合の劣化が懸念されている。しかしながら、絶縁体の多くは酸化物や窒化物であるため、絶縁体をバリアとして用いると、酸化や窒化の影響を完全に避けることは難しい。そこで、本研究では酸素や窒素を含まない半導体を障壁層とした、MgB₂ 接合の作製を試みた。半導体を用いた SSeS 接合であっても電気的特性は SIS 接合と変わらず応用上は問題がない。さらに、半導体障壁層は障壁高さが低いため、厚い障壁層でも高い J_c が狙えるという、利点がある。厚い障壁層は電極の被覆性の点で接合作製に優位である。

本研究ではアモルファス半導体として二つの材料を選択した。一つはアモルファスボロン (a-B) である。この材料は MgB₂ を構成する元素のひとつであるため、容易に用いることができる。もう一つはアモルファスシリコン (a-Si) である。この材料は Nb ジョセフソン接合で実績のある材料である。また、これ等の障壁層材料はアモルファスであるため、障壁層の表面が平滑となることが期待できる。これにより、障壁層の上の MgB₂ の成長が向上する可能性がある。

本研究では前述のプロセスを用いて、これら二つの障壁層材料による MgB₂ 接合の作製及び評価を行った。

4.5.2 アモルファスボロン障壁層を用いた MgB₂ 接合

表 4.2 に a-B を用いた三層膜の成膜条件を示す。三層膜は全て 200 °C の成膜条件で行った。この温度で成膜されたボロンは結晶化せず、アモルファスとなる。このように成膜した三層膜を用い接合を作製した。

表 4.2 MgB₂/a-B/ MgB₂ 三層膜の成膜条件

| 層 | 膜厚 | 成膜温度 |
|-----------------------|------------------|------|
| 下部電極 MgB ₂ | 200 nm | 200 |
| 障壁層 B | 5, 10, 20, 40 nm | 200 |
| 下部電極 MgB ₂ | 150 nm | 200 |

図 4.19 に障壁層厚さ 10 nm の MgB₂/a-B/MgB₂ 接合の 4.2K での I - V 特性を示す。 I - V 特性には臨界電流 I_c 及び、ギャップ電圧を反映していると思われる非線形特性が確認された。 I_c は $60 \mu\text{A}$ 、臨界電流密度 J_c は 15 A/cm^2 であった。 $I_c R_n$ は 0.13 mV となったここでは R_n は $8 \text{ m}\Omega$ での抵抗値を表わす。さらに詳しい考察のために、この接合についての臨界電流の磁場依存性と温度依存性について調べた。

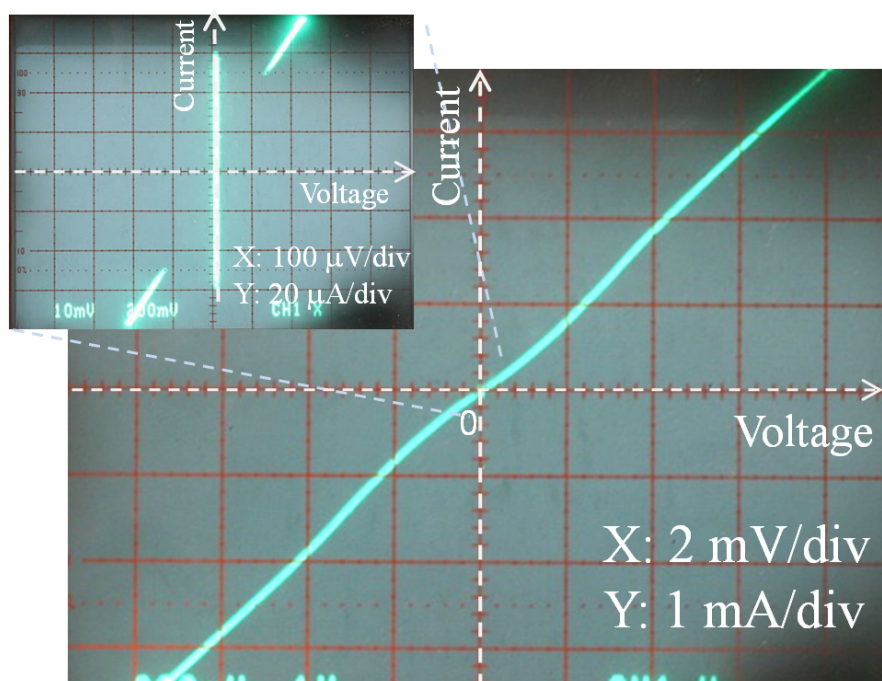
図 4.19 4.2 K での MgB₂/a-B/MgB₂ 接合の I - V 特性、a-B 膜厚 10 nm、接合サイズ $20 \mu\text{m}$

図 4.20 に臨界電流 I_c の磁場依存性を示す。この結果から零電圧電流の大部分はジョセフソン電流によるものとわかる。比較のため、ジョセフソン電流が面内に均一に流れた場合の理論曲線を破線として示しておく。理論曲線との比較からジョセフソン電流の面内均一性は十分ではないことがわかる。

図 4.21 に臨界電流の温度依存性を示す。臨界電流は 10K 程度で見られなくなったことから、接合の T_c が 10K 程度であることが分かる。この値は、MgB₂ 単層膜の $T_c=34\text{K}$ から大きく低下しており、障壁層界面の超伝導性が劣化していることを示唆している。また、SIS 接合の理論的な温度依存性とは一致していない。そこで、接合構造を超伝導層 絶縁層 常伝導層 超伝導層 (SINS) の I_c の温度依存性とのフィッティングを試みた。SINS 接合の場合、 $I_c R_n$ が $(1 - T/T_c)^{3/2}$ に比例することが知られてい [51] る。我々の接合において R_n の温度依存性は見られなかったため I_c の温度依存性のみを考えてフィッティングする。図 4.22 に $I_c^{2/3}$ のグラフを示す。この図から 8K 以下の領域で $I_c^{2/3}$ が温度と比例関係にあることが確認された。このことから、接合が SINS 特性となっていることが示唆される。

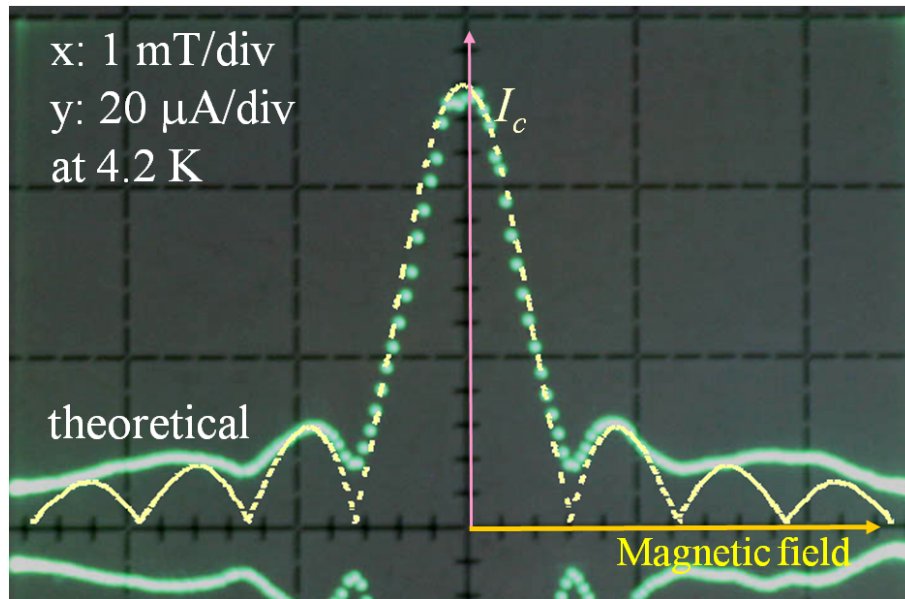


図 4.20 4.2 K での MgB₂/a-B/MgB₂ 接合の I_c の磁場依存性。障壁層厚さは 10 nm である。緑の曲線が実験データ、黄色い曲線は理算による理論値を表している。

次に、最も高い J_c が得られた a-B 膜厚 5 nm の MgB₂ 接合の I - V 特性を図 4.23 に示す。1.8 mA の I_c が観測されて、2 mV 近辺に弱いながらも非線形な特性が確認できる。接合サイズは $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ で J_c は 450 A/cm^2 となった。この J_c は今回作製した MgB₂ 接合のなかで最も高い値であった。

この接合がジョセフソン接合であること確かめるためマイクロ波照射した I - V 特性を測定した。図 4.24 に 16.06 GHz、9 dBm のマイクロ波を照射した際の接合の I - V 特性を示す。図に示すように $35 \mu\text{V}$ の間隔のシャピロステップの構造が確認できる。この電圧間隔はマイクロ波の周波数から予測される $33.21 \mu\text{V}$ となり、差動アンプなどの測定系による誤差が表れていると思われる。

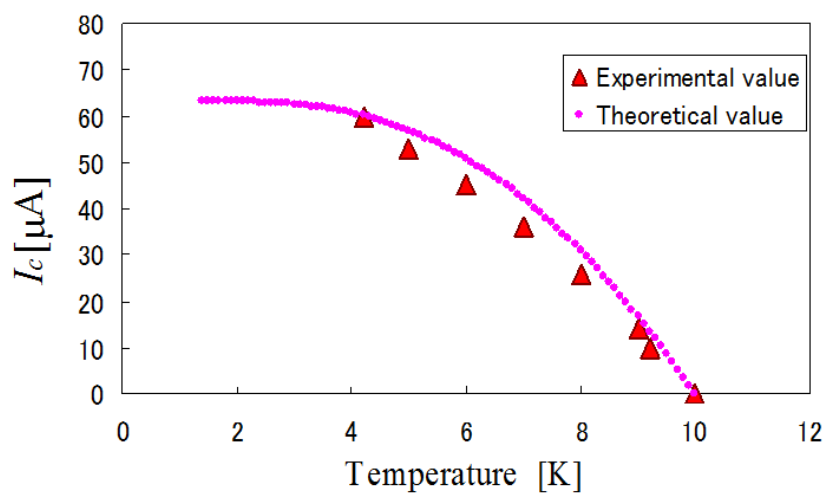


図 4.21 MgB₂/a-B/MgB₂ 接合の I_c の温度依存性、a-B 膜厚 10 nm、接合サイズ 20 μm

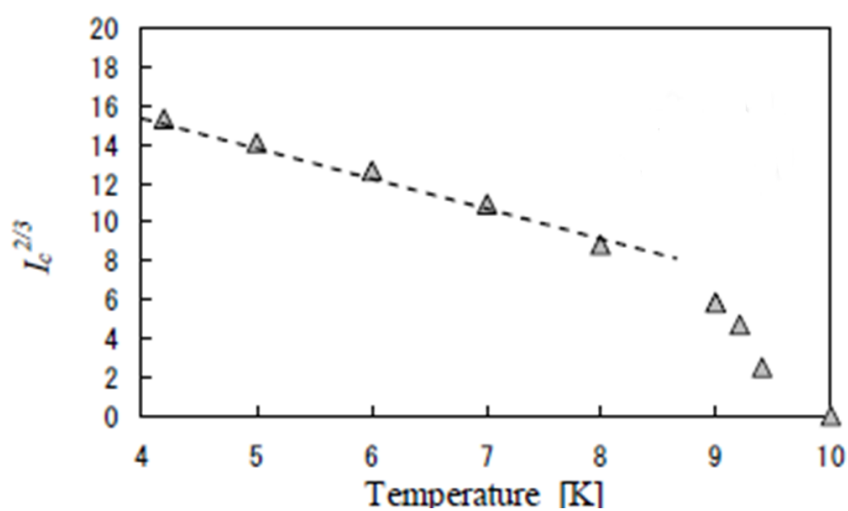


図 4.22 MgB₂/a-B/MgB₂ 接合の I_c の温度依存性、a-B 膜厚 10 nm、接合サイズ 20 μm

4.5.3 アモルファスシリコン障壁層を用いた MgB₂ 接合

表 4.3 に MgB₂/a-Si/MgB₂ 三層膜の成膜条件を示す。MgB₂ 成膜時の基板温度のまま Si を成膜すると結晶化するため、下部電極 MgB₂ 堆積後一度 90 °C 以下まで冷却を行い Si を堆積する。そのように堆積した Si は RHEED からアモルファスとなることが確認された。このように成膜した三層膜を用い接合を作製した。

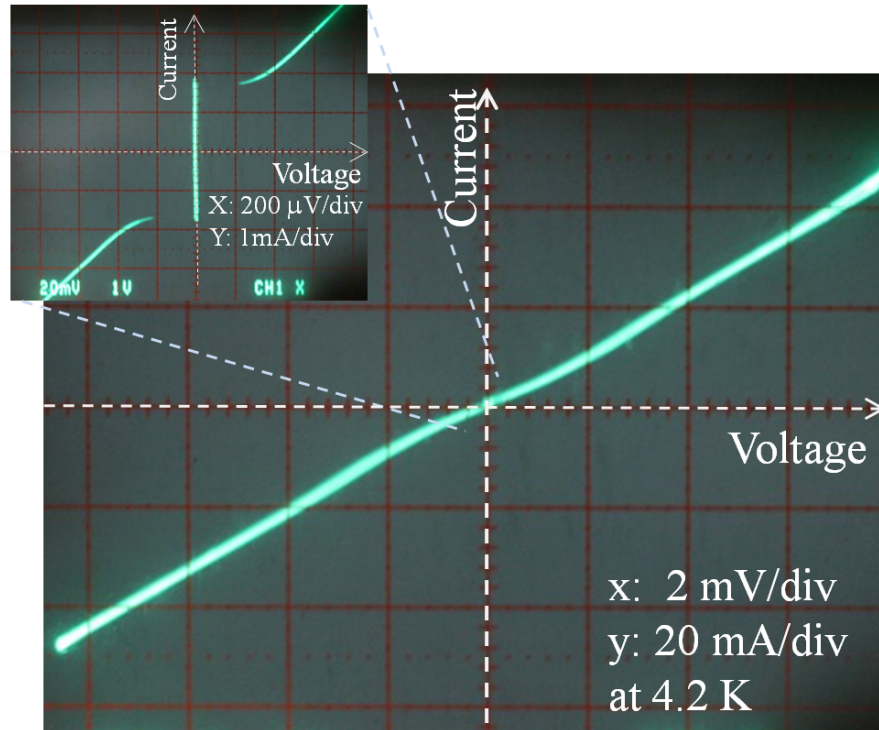


図 4.23 MgB₂/a-B/MgB₂ 接合の I - V 特性、a-B 膜厚 5 nm、接合サイズ 20 μ m

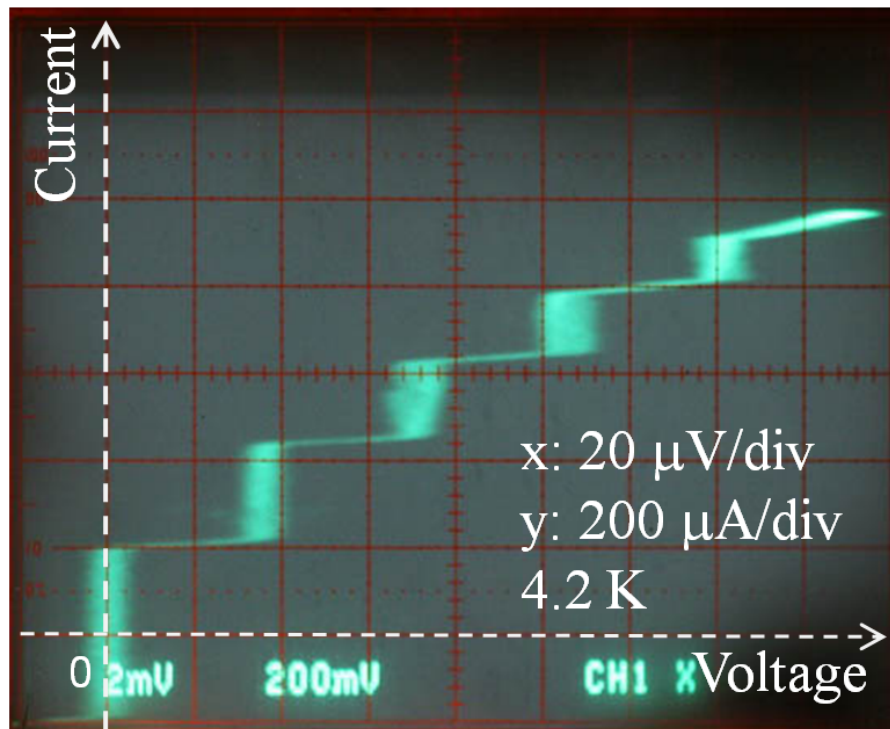


図 4.24 MgB₂/a-B/MgB₂ 接合 (図 4.23) のマイクロ波応答、マイクロ波の周波数は 16.06 GHz、電力は 9 dBm。35 μ V の間隔のシャピロステップが観測できる。

表 4.3 MgB₂/a-B/ MgB₂ 三層膜の成膜条件

| 層 | 膜厚 | 成膜温度 |
|-----------------------|---------------|-------|
| 下部電極 MgB ₂ | 200 nm | 200 |
| 障壁層 Si | 5,10,20,40 nm | 90 以下 |
| 下部電極 MgB ₂ | 150 nm | 200 |

図 4.25 に、膜厚 5 nm の障壁層を用いた MgB₂/a-Si/MgB₂ 接合の電流 - 電圧特性を示す。接合サイズは、20 μm である。I_c は 3.6 μA、J_c は 0.9 A/cm² となった。I_cR_n は 0.08 mV、であった。MgB₂/a-B/MgB₂ 接合にくらべ準粒子特性がより顕著に現れており、変曲点をギャップ電圧とみなすと、その値は 3.8 mV となる。MgB₂ の c 面方向の Δ は 1.7 ~ 3.7 meV[52] であることから、3.8 mV は小さいながらもギャップ電圧として妥当だと考えられる。しかし I_cR_n は MgB₂/a-B/MgB₂ 接合と同様に低く、なんらかの劣化が生じていると考えられる。

図 4.26 にこの MgB₂/a-Si/MgB₂ 接合の臨界電流の温度依存性を示す。B 障壁層の接合と同様、本接合においても臨界電流が 10 K 程度で見られなくなった。これは、本接合でも、障壁層界面の超伝導性が劣化していることを示唆している。a-B 障壁層の接合のときと同じように、(1 - T/T_c)^{3/2} でフィッティングすると、若干 a-B 障壁層の MgB₂ 接合よりずれが大きくなるものの、傾向は一致していた。つまり、N 層の存在を意味している。また、この接合では 10 K 以上で、SIN(超伝導体-絶縁体-常伝導体) 接合のように、片側の電極のみ超伝導状態であることを示す非線形特性が I-V 特性に見られた。従って、本接合においては、片方の電極のみ T_c が 10 K 程度に劣化していることがわかる。

4.5.4 アモルファス半導障壁層を用いた MgB₂ 接合のまとめ

前項までに幾つかのアモルファス半導体を用いた MgB₂ 接合の特性について説明した。それらの接合には臨界電流 I_c が観測され、I_c の磁場依存性によりジョセフソン接合であることが示された。しかし、I_cR_n や接合の T_c は低く電極の劣化を示唆していた。本項ではアモルファス半導体障壁層を用いた MgB₂ 接合を研究開始前の MgB₂ 接合と比較しその結果についてまとめる。

図 4.27 に I_cR_n 積の障壁層膜厚による分布を示す。a-B 障壁層による接合の I_cR_n 積は 0.01 mV から 0.3 mV の範囲で分布しており、膜厚が薄いほうが高い傾向がある。また、a-Si を用いた接合の I_cR_n 積は 0.03 mV から 0.1 mV に分布し、5 nm 障壁層厚さの接合のみに臨界電流が観測されているため、膜厚による依存性は不明である。これらの I_cR_n 積は研究開始前の他研究機関の MgB₂ 接合と比べ低い。これは、前節までに示された、界面の T_c の劣化や N 層の存在による低下が懸念される。

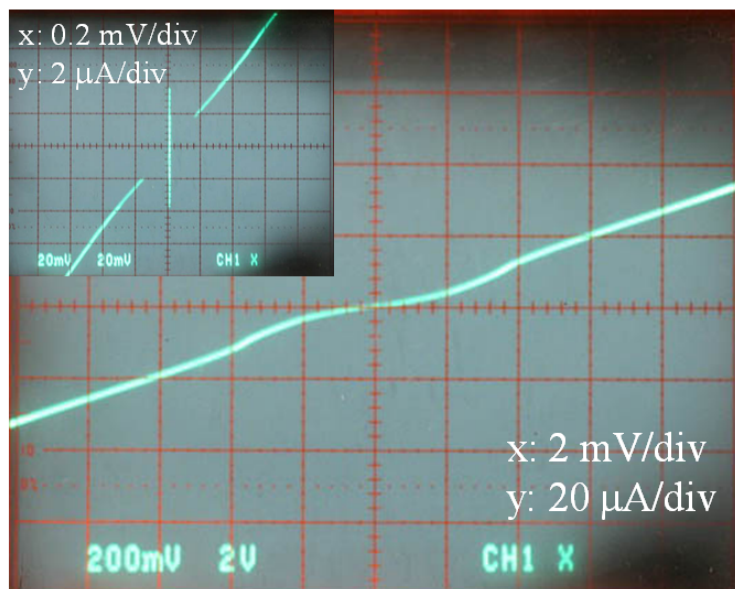


図 4.25 4.2 K での MgB₂/a-Si/MgB₂ 接合の I - V 特性、a-Si 膜厚 5 nm、接合サイズ 20 μ m

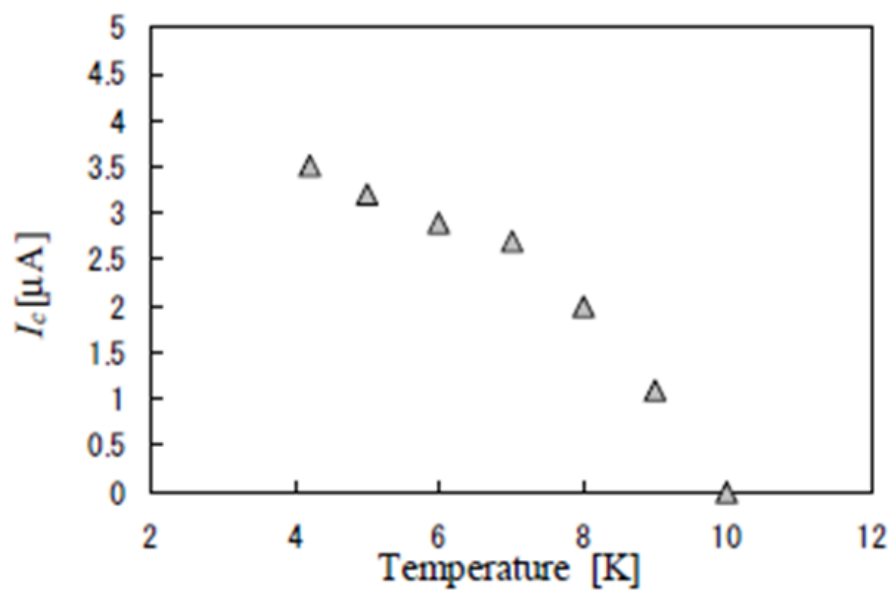


図 4.26 MgB₂/a-Si/MgB₂ 接合の I_c の温度依存性、a-Si 膜厚 5 nm、接合サイズ 20 μ m

図 4.28 に J_c の膜厚依存性を示す。a-B 障壁層接合においては本来の $J_c \propto \exp(-d)$ 依存性 (d は障壁層膜厚) は見られないが、障壁層が薄くなるに従い大きくなる傾向がある。a-Si 障壁層接合においては $I_c R_n$ 積と同じく障壁層膜厚 5 nm の接合のみ臨界電流が観測された。臨界電流の膜厚依存性は不明である。

研究開始前の他研究機関の MgB_2 接合の J_c と比較すると、我々の接合は厚さ比して高い J_c を得ることに成功している。そのため、今後の障壁層膜厚を薄くすることで、高い J_c が期待できる。しかし、実用化のためには $I_c R_n$ 積や動作温度が低く I - V 特性上に明確に V_g が表れていないため、界面の超伝導性の劣化も同時に解決しなければならない。

このような、接合劣化の原因を特定はまだなされていないが、幾つかの候補を図 4.29 に示す。今回の接合では酸化物や窒化物を障壁層として用いていないため、少なくとも接合劣化の原因は障壁層堆積の際の、下部電極の酸化や窒化だけが原因ではないことが示された。

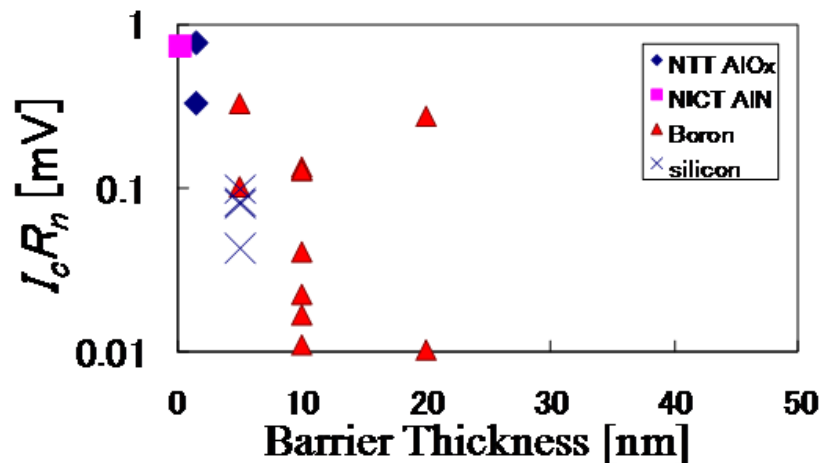


図 4.27 アモルファス半導体障壁層を用いた MgB_2 接合の $I_c R_n$ 積。研究開始前の MgB_2 接合の結果も含む。

4.6 まとめ

第 4 章ではを用いた超伝導回路及びデバイスへの応用に向けた MgB_2 ジョセフソン接合の作製を試みた。本研究より以前に NICT 及び NTT によって作製されていた MgB_2 接合は $I_c R_n$ 積が低いことや、 J_c が低いなどの問題があった。そこで、本研究ではいくつかの新たな障壁層材料をもちいた、高品質な MgB_2 接合の作製を目指した。障壁層として絶縁体である化学的に安定な MgO や Nb 、 NbN 接合で実績のある AlN を用いた MgB_2 接合を作製したが、高品質化にはいたらなかった。そこで、これまでの MgB_2 接合や本研究の絶縁体障壁層による MgB_2 接合では窒化や酸化による MgB_2 電極

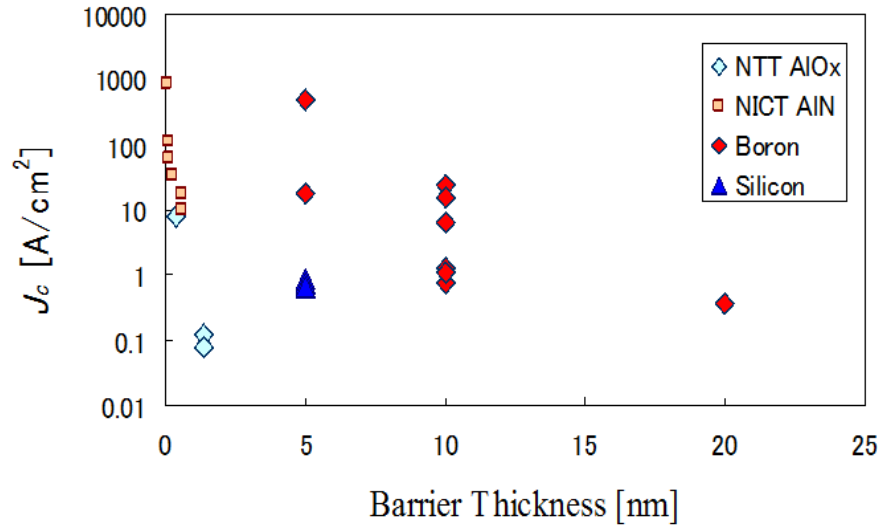


図 4.28 アモルファス半導体障壁層を用いた MgB₂ 接合の J_c 。研究開始前の MgB₂ 接合の結果も含む。

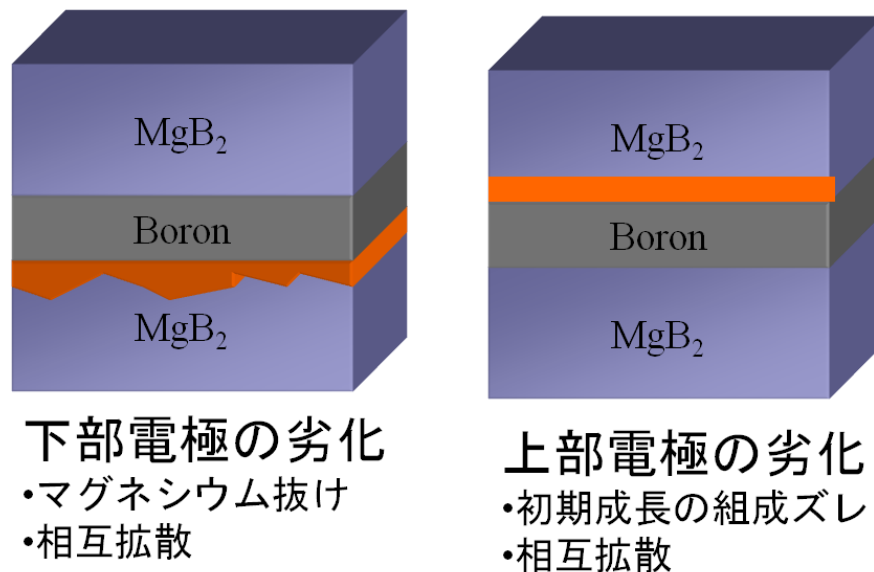


図 4.29 a-B 障壁層を用いた際の MgB₂ の界面劣化の候補

の劣化が疑われているため、窒素や酸素が含まれないアモルファス半導体である a-B と a-Si を障壁層として用いた MgB₂ 接合の作製を試みた。その結果、ジョセフソン接合が作製され、障壁層の膜厚に比して高い J_c を持つジョセフソン接合の作製に成功した。しかし、 $I_c R_n$ 積はこれまでの接合より低く、窒化や酸化以外の電極劣化の原因探索を行う必要があることがわかった。

第5章

総括

5.1 本研究で得られた成果

本論文では MgB_2 薄膜の超伝導回路及びデバイス応用へのポテンシャルを実験的に示すことを目的に行われた。第1章では、新たに MgB_2 グランドプレーンを用いることで、SFQ回路の大規模化の障害となる磁束トラップの抑制の可能性があることや、 MgB_2 ジョセフソン接合を用いることで、SFQ回路の高性能化、高温動作化、SISミクサの高帯域化が可能になることを示した。

第2章では超伝導回路応用への第一歩として MgB_2 薄膜の作製技術の確立を行った。超伝導回路作製に優れた低温成長において比較的高い T_c が得られる共蒸着法を用いた。基板温度による MgB_2 薄膜の特性の変化を実験的に調べ、結果として T_c が 30K 以上の MgB_2 薄膜を歩留まり良く作製することが可能となった。薄膜の成膜技術と持つ超伝導回路作製技術を組み合わせることで、 MgB_2 の回路応用へのポテンシャルを示す実験を行うことが可能となった。

第3章では第2章で作製技術を確立した MgB_2 薄膜を用いて SFQ 回路における磁束トラップ抑制の効果を検証した。磁束トラップに対する MgB_2 グランドプレーン中のモートの効果を評価するため、本論文ではジョセフソン接合による評価を用いた。実際の評価回路は直列 1000 個の Nb ジョセフソン接合を用いた。グランドプレーン材質として MgB_2 及び比較のための Nb、加えて NbN も用いた。磁束トラップ抑制効果は Nb よりも T_c が高い材料で起こることが予想されているため、NbN の効果も評価を行った。 MgB_2 グランドプレーンを用いた評価回路は品質良く作製することができなかったため、評価は Nb グランドプレーンと NbN グランドプレーンを用いた評価回路で行った。NbN グランドプレーン中のモートは Nb グランドプレーン中のモートに比べ多くの磁束量子を捕捉することが可能という結果となった。磁束量子とモートとの相互作用を考察すると、この結果は λ 及び T_c の違いによるものと予測された。 MgB_2 の λ 及び T_c を考慮すると、 MgB_2 、NbN でも同程度の磁

束量子を捕捉する可能性がある。

第4章では超伝導回路の高性能化を念頭に、 MgB_2 ジョセフソン接合の作製を行った。研究開始前の MgB_2 接合は障壁層として AlN や AlO_x を用いたものが報告されていた。それらの MgB_2 接合は Nb 接合に比べ $I_c R_n$ 積が低くさらに J_c が低い回路応用に対しては十分ではなかった。そのため、本論文では障壁層による窒化や酸化を防ぎつつ、 MgB_2 接合を作製するため、新たにいくつかの障壁層材料を用い MgB_2 接合の作製を目指した。障壁層として窒化や酸化の懸念のない a-B、a-Si を用いた MgB_2 接合を作製した結果、ジョセフソン効果を示すジョセフソン接合が作製された。その接合の J_c は障壁層の厚さに比して高い臨界電流密度であった。しかし、 $I_c R_n$ 積や接合の T_c に劣化が見られた。この結果から MgB_2 接合の劣化は障壁層堆積時の窒化や酸化によるものではないことがわかった。

5.2 今後の課題

本章では主に MgB_2 薄膜による磁束トラップの抑制と超伝導回路の高性能化を目指した MgB_2 接合の改善を行った。磁束トラップの抑制においては、 MgB_2 グランドプレーンを用いた評価回路の作製には至らなかった。その原因は明確ではないが、 MgB_2 グランドプレーンの凹凸のなどを改善し原因を突き止めることが必要となる。 MgB_2 接合の作製に関しては、障壁層厚さに比して J_c の高いジョセフソン接合の作製に成功したものの未だに $I_c R_n$ 積などは低いままであった。この劣化は、窒化や酸化などではなく上部 MgB_2 電極の初期成長不良や下部 MgB_2 電極表面の Mg 抜けなどによると推測している。劣化の原因を突き止めるため、これ等の劣化の改善を念頭において MgB_2 接合を作製する必要がある。

謝辞

本研究は2008年4月から2011年3月にかけて、名古屋大学大学院工学研究科量子工学専攻量子集積デバイス工学研究グループ（藤巻研究室）において行われたものです。

名古屋大学大学院工学研究科量子工学専攻、藤巻朗教授には本研究を行うに当り懇切丁寧なご指導、また精神的な心構えなどの大変有益なご助言をいただきました。それについて深く感謝しています。また、東京農工大学物理システム工学の内藤方夫教授には共同研究や本論文をまとめるにあたり大変お世話になり、数々の有り難い助言を頂きました。横浜国立大学大学院工学研究院知的構造の創生部門電気電子と数理情報分野、吉川信行教授にはお忙しい中、本論文をまとめる際に議論を通じ多くのご意見をいただき非常に有り難く思っています。また名古屋大学大学院工学研究科量子工学専攻、岩田聡教授には本論文をまとめるにあたり貴重なご助言を頂き感謝しております。名古屋大学大学院工学研究科量子工学専攻、井上真澄准教授には超伝導理論についての貴重なご助言を頂きました。またMgB₂の成膜において、東京農工大学の新原佳紘氏、岩田侑也氏、石井林太郎氏に多くを助けていただき有り難く感じております。名古屋大学大学院工学研究科量子工学専攻、赤池宏之助教には本研究についての多くの助言を受けたことに心から感謝します。名古屋大学、澤木弘二技術職員には測定機器の作成や実験装置全般のメンテナンスに対し大変お世話になり、深く感謝しています。藤巻研究室の諸先輩方には大変お世話になりました。角倉崇氏（現JR西日本）には実験装置の扱いご指導を頂きました。木村大至氏（現株式会社トヨタ中央研究所）には研究発表における多くの指摘をいただきました。また、同僚として研究生生活を有意義なものにしてくれた藤巻研究室の諸先輩、同期、後輩の方々に深くお礼を申し上げます。最後に私の研究生生活を精神的に支えてくれた家族に感謝いたします。

2011年3月 御田村直樹

参考文献

- [1] 半導体技術ロードマップ専門委員会「ITRS2009」<http://strj-jeita.elisasp.net/strj/>
- [2] M. Tanaka, T. Kondo, N. Nakajima, T. Kawamoto, Y. Yamanashi, Y. Kamiya, A. Akimoto, A. Fujimaki, H. Hayakawa, N. Yoshikawa, H. Terai, Y. Hashimoto, and S. Yorozu: *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **15**, 400, (2005).
- [3] T. Yamada and A. Fujimaki: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **45**, L262, (2006).
- [4] J.R. Tucker: *IEEE J. Quantum Electron.*, **15**, 1234, (1979).
- [5] <http://alma.mtk.nao.ac.jp/j/>
- [6] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani and J. Akimitsu: *Nature*, **410**, 63, (2001).
- [7] M. K. Wu, J. R. Ashburn, and C. J. Torng: *Phys. Rev. Lett.*, **167**, 908, (1987).
- [8] ファインマン、レイトン、サンズ著、砂川重信訳: ファインマン物理学 V, 岩波書店, (1979).
- [9] M. Tinkham 著、青木亮三、門脇和男 共訳: 超伝導入門 原書第 2 版, 吉岡書店, (2004).
- [10] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer: *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
- [11] H. London and F. London: *Proc. Roy. Soc. A* **149**, 71 (1925).
- [12] P. W. Anderson and J. M. Rowell: *Phys. Rev. Lett.*, **10**, 230, (1963).
- [13] N. Takagi, K. Murakami, A. Fujimaki, N. Yoshikawa, K. Inoue, H. Honda: *IEEE tans. electron.*, **91**, 350, (2008).
- [14] T. Uzawa, Z. Wang, and A. Kawakami: *信学技報*, **97**, no19, 25, (1997).
- [15] B. D. Josephson: *Phys. Lett.*, **1**, 251, (1962).
- [16] H. Kamerlingh Onnes: *Leiden Comm.*, (1911).
- [17] H. Takahashi, K. Igawa, K. Arii, Y. Kamihara, M. Hirano and H. Hosono: *Nature*, **453**, 376, (2008).
- [18] 内藤 方夫: *低温工学*, **41** 巻, 463, (2006).
- [19] Z. Wang, A. Kawakami, Y. Uzawa and B. Komiyama: *信学技報*, **93**, no453, 41, (1994).
- [20] A. Brinkman, J.M. Rowell: *Physica C*, **456**, 188, (2007).
- [21] 岩崎真悟: 名古屋大学大学院工学研究科量子工学専攻 修士論文, (2008).

- [22] S. Bermon and T. Gheewala: IEEE Trans. Magn., **19**, 1160, (1983).
- [23] H. Wakana, Y. Ishimaru, S. Adachi, K. Nakayama, Y. Oshikubo, O. Horibe, Y. Morimoto, K. Tanabe, K. Tsubone and Y. Tarutani: Physica C, **445 – 448**, 1049, (2006).
- [24] 木村大至: 名古屋大学大学院工学研究科量子工学専攻 博士課程論文, (2009).
- [25] K. Ueda, S. Saito, K. Semba, T. Makimoto and M. Naito: Phys. Rev. Lett., **86**, 172502, (2005).
- [26] J. M. Valles, Jr., R. C. Dynes, A. M. Cucolo, M. Gurvitch, L. F. Schneemeyer, J. P. Garno, and J. V. Waszczak: Phys. Rev. B, **44**, 11986-11996, (1991).
- [27] H. Shimakage, K. Tujimoto, Zhen Wang and M. Tonouchi: Appl. Phys. Lett., **86**, 072512, (2005).
- [28] K. Chen, C. G. Zhuang, Q. Li, Y. Zhu, P. M. Voyles, X. Weng, J. M. Redwing, R. K. Singh, A. W. Kleinsasser, and X. X. Xi: Appl. Phys. Lett., **96**, 042506, (2010).
- [29] 石井 林太郎: 東京農工大学物理システム工学専攻修士論文, (2009).
- [30] S. Morohashi and S. Hasuo: J. Appl. Phys., **61**, 4835, (1987).
- [31] W. N. Kang, H. J. Kim, E. Choi, C. U. Jung and S. Lee: Science, **292**, 1521, (2001).
- [32] X.H. Zeng et al: Nature Materials, **1**, 35, (2002).
- [33] A. Saito, A. Kawakami, H. Shimakage and Z. Wang: J. Appl. Phys., **41**, L127, (2002).
- [34] G. Grassano et al: Supercond. Sci. Technol., **14**, 762, (2001).
- [35] K. Ueda and M. Naito: Appl. Phys. Lett., **79**, 2046, (2001).
- [36] X. X. Xi, X. H. Zeng, A. Soukiassian, J. Jones, J. Hotchkiss, Y. Zhong, C. O. Brubaker, Z.-K. Liu, J. Lettieri, D. G. Schlom, Y. F. Hu, E. Wertz, Q. Li, W. Tian, H. P. Sun and X. Q. Pan: Supercond. Sci. Technol. **15**, 451, (2002).
- [37] M. Jeffery, T. V. Duzer, J. R. Kirtley and M. B. Ketchen: Appl. Phys. Lett., **67** 1769, (1995).
- [38] K. Suzuki, S. Adachi, Yi. Li, T. Utagawa, and K. Tanabe: IEEE Trans. Appl. Supercond. , **11**, 238, (2001).
- [39] Y. Polyakov, S. Narayana, and V. K. Semenov: IEEE Trans. Supercond., **17**, 520, (2007).
- [40] T. Van Duzer and C. W. Turner: Principles of Superconductive Devices and Circuits Second Edition, Prentice Hall, (1998).
- [41] Y. Nagai, H. Akaike, R. Kanada, N. Naito, and A. Fujimaki: Supercond. Sci. Technol. **22**, 114015, (2009).
- [42] H. Akaike, S. Nagasawa and M. Hidaka Physica C, **426 – 432**, 1541, (2005).
- [43] A. I. Gubin, K. S. Il'in, S.A. Vitusevich, M. Siegel and N. Klein: Phys. Rev. B, **72**, 064503, (2005).
- [44] K. Nakajima, H. Mizugaki, H. Sugahara and Y. Sawada: IEEE Trans. Appl. Supercond., **1**, 29, (1991).

- [45] H. Shimakage, K. Tsujimoto, Z. Wang and M. Tonouchi: Appl. Phys. Lett. **86**, 072512, (2005).
- [46] K. Ueda, S. Saito, K. Semba, T. Makimoto and M. Naito: Appl. Phys. Lett., **86**, 172502, (2005).
- [47] 杉山英行: 名古屋大学大学院工学研究科量子工学専攻 博士課程論文, (1993).
- [48] Z. Wang, H. Terai, A. Kawakami, Y. Uzawa: IEEE Trans. Appl. Suprcond. **9**, 3259, (1999).
- [49] A. Endo, T. Noguchi, T. Matsunaga and T. Tamura: IEEE Trans. Appl. Suprcond., **17** No. 2, 367, (2007).
- [50] H. Kroger, L. N. Smith, D. W. Jillie: Appl. Phys. Lett., **39**, 280, (1981).
- [51] A. Gilibert, C. Van Haesendonck, L. Van den driesand Y. Bruynseraede: Solid State Commu., **31**, 109, (1979).
- [52] M. Naito and K. Ueda: Supercond. Sci. and Tech. **17**, R1, (2004).