



外部磁界の2次元走査による超伝導ジョセフソン接合と 超伝導量子干渉計の電流電圧特性の変調

中山 明芳* 阿部 晋** 穴田 哲夫***

Modulation of Current-voltage Characteristics of Superconducting Josephson Junctions and Superconducting Quantum Interference Devices by Two-dimensional Scanning of External Magnetic Field

Akiyoshi NAKAYAMA* Susumu ABE** Tetsuo ANADA***

1. 緒言

超伝導は1911年カマリン オネスにより、約4.2K以下で水銀の抵抗値が測定できないほど小さくなるというかたちではじめて発見されている。この超伝導の 特徴的な性質としては

- (i) 超伝導体内の磁束密度が零(反磁場の効果で磁束線が超伝導体の外へ押し出される)
- (ii) 直流抵抗の消滅
- (iii) 超伝導体でつながれた接合間の干渉効果(超伝導量子干渉計(Superconducting Quantum Interference Devices)というかたちで利用)
- (iv) オーダパラメータにより表される超伝導状態
- (v) 超伝導サンドイッチ構造での超伝導電子(クーバー対)のトンネル効果等がある。

このうち性質(v)については、イギリスのケンブリッジ大学のジョセフソン氏は2枚の超伝導体で薄い酸化膜を

挟んだサンドイッチ構造で電流が流れても電位差が生じないことを1962年理論的に予想し、この現象は翌年実験的に観測されている。以来この共同研究で扱うような超伝導体を2つ弱く結合した構造は「ジョセフソン接合」と呼ばれる。ジョセフソン接合は基本的に二端子の素子である。超伝導デバイス及び超伝導集積回路は、3端子のトランジスタ素子ではなく、超伝導体/バリア/超伝導体の構造を基本とする2端子のジョセフソン接合を中心的な構成素子として使っている。論理回路動作は、この2端子素子を元に回路的に工夫することで得られ、超伝導集積回路への応用が研究されている[1, 2]。

我々のグループでは、ニオブウム金属を使った超伝導薄膜堆積、バリア層用のアルミニウムの堆積とその自然酸化プロセスの最適化、及びフォトグラフィーと陽極酸化方法を使った接合部決定プロセスの改善により、実際に超伝導二端子および超伝導干渉計構造を製作し、その基本特性を測定している。さらに外部から加える磁界に対する超伝導接合の電流電圧特性と超伝導電流の特性を測定する新しい測定手法を開発してきている。

* ,***教授 電気電子情報工学科
Professor, Department of Electrical and Electronics and Information Engineering
**准教授 電気電子情報工学科
Associate Professor, Department of Electrical and Electronics and Information Engineering

2. 実験

2.1 素子製作用スパッタリング装置

磁界センサーを応用とめざす超伝導接合の製作のためには、マグネトロンスパッタリング装置を使う。試料交換はロードロック室のみの真空を破ることにより短時間でおこなうことができる。主排気はターボ分子ポンプとドライポンプである[3]。

2.2 磁界特性測定装置

図1に示すように円形コイル[ヘルムホルツコイル]を3対使い、 x 、 y 、 z 方向の外部磁界を生成する。パーソナルコンピュータにより GPIB 制御された直流電源によりコイルに電流を流すと、その電流に比例して磁界が生じる。プログラムファイルであらかじめ設定したアルゴリズムにより、外部磁界を正確に生成し、デジタルオシロスコープで電流・電圧特性を計測することが可能となる[4,5]。

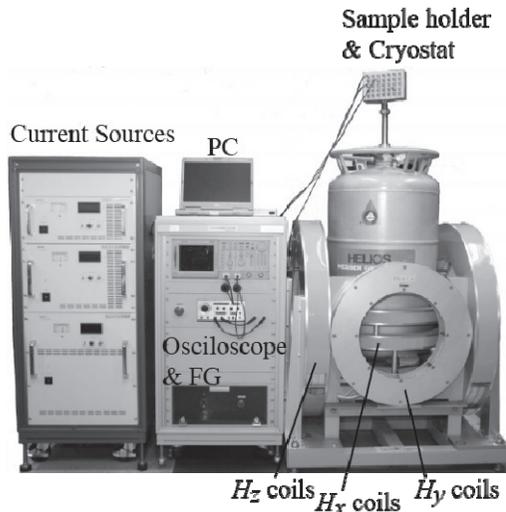


図1. 超伝導接合の磁界測定装置

液体ヘリウム中の超伝導接合のそれぞれの辺に平行に H_x , H_y 成分を有する磁界 H を外部よりヘルムホルツコイルを使い加えることができる。

3. 外部磁界による超伝導電流の変調

「非常に薄い絶縁膜を挟んで2つの超伝導体があるとき、2つの超伝導体の間に電流が流れていても、2つの超伝導体の間の電位差が0でありうるという現象」が、ジョセフソンにより理論的に予言され、翌年実験により確かめられ、ジョセフソン効果と呼ばれることになった。この現象は、言い換えると、一方の超伝導体から他方の超伝導体へ、電子のみならず、いわば、超伝導電子対(クーパー対)もトンネルするというわけである。

図2に示すサンドイッチ形の超伝導接合を電流が流れても、二つの超伝導電極間に電位差は生じない。このとき、2つの超伝導体間に電位差なしで、いくらでも大きな電流を流せるわけではなくて、流しうるある上限の値がある。2つの超伝導体を下部の超伝導体電極及び上部の超伝導体電極と呼ぶことにすると、この下部超伝導体電極から上部電極に向かって、接合を電位差なしで流れる電流 i は、二つの超伝導体電極間の「(ゲージ不変な)位相差 γ 」の \sin に比例し、

$$i = \sin \gamma \tag{1}$$

の関係が成り立つ[6]。

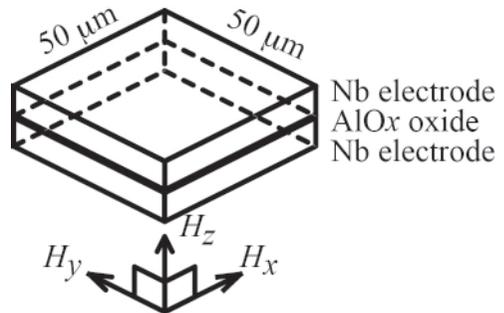


図2. 正方形接合

超伝導体の Nb でサンドイッチされた構造の中間の薄いアルミニウム酸化膜の正方形接合面のそれぞれの辺に平行に H_x , H_y 成分を有する磁界 H を外部よりヘルムホルツコイルで加えると、光の回折と同じように、 H_x , H_y 成分に対する依存性はフラウンホーファーパターンになる。

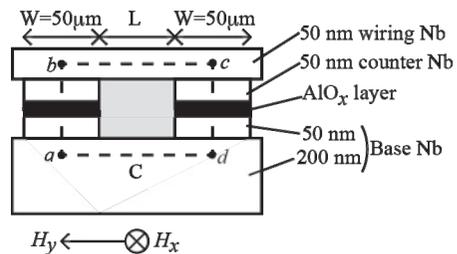


図3. 超伝導量子干渉計の構造

図2に示した超伝導接合が左右にあり、上側電極同士、下側電極同士を超伝導体でつなぐと、干渉計の構造となる。外部磁界の H_x , H_y 成分の向きは単一接合の場合と同じで、接合の辺に平行である。特に H_x 成分は干渉計のループCと鎖交する磁束を決める。

図2に示した単一の超伝導接合を二つ使い、接合の上側電極同士、下側電極同士を超伝導体でつないでループ構造にしたのが、超伝導量子干渉計である(図3)。この量子干渉計の構造で外部磁界の影響を以下説明する。図3で基準となる左接合の下部の電極内の任意の点 a のオーダパラメータの位相を $\theta(a)$ 、この点 a から垂直に酸化膜バリアを横切って、上部の電極内に入り点 b を考える。その点の位相を $\theta(b)$ としている。左接合面を垂直に横切る経路に沿ったゲージによらない「ゲージ不変な位相差 γ 」は、

$$\gamma = \theta(b) - \theta(a) + \frac{2\pi}{\Phi_0} \int \mathbf{A} \cdot d\mathbf{s} \quad (2)$$

である。ここでゲージ不変な位相差 γ の前半は、上部電極の点 b の位相 $\theta(b)$ と、基準となる下部電極の点 a のオーダパラメータの位相 $\theta(a)$ の差である。後半は点 a から垂直に酸化膜バリアを横切って、もう一方の電極の点 b までの経路に沿う電磁場のベクトルポテンシャル \mathbf{A} の線積分の項が入っている。さらに、右側接合の上部電極の点 c と下部電極の点 d を4点 $abcd$ が長方形 $abcd$ になるように考えてみる。このとき、経路 dc に沿うゲージ不変な位相差 γ の、経路 ab に沿うゲージ不変な位相差 γ に対する差分 $\Delta\gamma$ は、長方形 $abcd$ に鎖交する磁束 $\Delta\Phi$ の $2\pi/\Phi_0$ 倍であることになる。数式で書くと

$$\Delta\gamma = \frac{2\pi}{\Phi_0} \Delta\Phi \quad (3)$$

である。特に、長方形 $abcd$ に鎖交する磁束が磁束量子 Φ_0 1個分であれば、位相の増分は 2π である。

$i = \sin\gamma$ により、単一の接合の接合内の各点での電流値の和を接合全体でとれば、与えられた磁界における単一接合を流れる電流が得られる。以上をまとめると、(i)接合間の電流は(ゲージ不変な)位相差 γ の \sin に比例する。(ii)この位相差 γ のは電磁場のベクトルポテンシャル \mathbf{A} の項を含むので、外部磁界により、磁界と垂直に接合電流は空間変調する。(iii)特別な場合として、外部磁界がなければ、この位相差は、接合内で一定で、特に $\pi/2$ のとき、最大の電流 I_c が接合を流れる。この I_c は接合の臨界電流値とも呼ばれる。この変調周期は加える磁界の大きさに反比例する。超伝導ジョセフソントンネル電流の変調特性から、トンネルバリアそのもの一様性等を診断することができる[4,5]。これまで外部磁界を単に一次元方向に走査して quartic polynomial 形[7,8]や x 線解

析のための normal-distribution-function 形[9]の接合について調べられてきた。これに対して我々は2方向、3方向に外部磁界を走査し、 $I_c \mathbf{H}(H_x, H_y)$ 特性を調べることを提案して、実際に数値解析と、さまざまな接合形状の素子製作、実験により測定に成功している[10-20]。

超伝導量子干渉計では、左右の接合の超伝導電流の位相差が加える外部磁界により感度高く変調されることになる。超伝導ループ C に鎖交する磁束 Φ が Φ_0 の整数 n 倍のとき、干渉計の電流は $2I_c$ となり、逆にループ C に鎖交する磁束 Φ が Φ_0 の整数 $(n+1/2)$ 倍のとき、干渉計の電流は小さくなる。

4. 超伝導量子干渉計を流れる超伝導電流

2方向に外部磁界を走査したとき、接合に流れる超伝導電流が変調される様子を、正方形の接合を例に考えてみる。製作した正方形の接合の構造を図1に示す。素子はマグネトロンスパッタリング法により成膜したそれぞれ $200, 5, 50\text{nm}$ のニオブウム/アルミニウム-アルミニウム酸化膜/ニオブウムのサンドイッチ構造である。アルミニウム酸化膜は、アルミニウム薄膜堆積後、酸化室で純酸素を導入して表面を酸化し形成した。図2に示す $L \times L = 50\mu\text{m} \times 50\mu\text{m}$ の接合寸法および図3の超伝導量子干渉計の構造は、ポジレジストとコンタクト式マスクアライナーを使ったフォトリソグラフィ後での溶液中の陽極酸化法で決めた[21]。また、超伝導量子干渉計構造の第1層目のベース電極と最上部のワイヤリング電極は、フッ酸、硝酸、水からなる緩衝液での化学エッチング法により形成している。このワイヤリング層に $25\mu\text{m}$ の太さのアルミニウム線を超音波ボンディングして、素子特性が4端子法で測定できるようにする。測定においては、外部磁界 $\mathbf{H}(H_x, H_y)$ をパラメータとして特定のステップで変化させ、各々の外部磁界において超伝導接合もしくは干渉計の図4に示す電流電圧特性 (I - V 特性) をデジタルオシロスコープで取り込む。測定時のオフセットを考慮する必要があるが、この図4の I - V 特性の 0V での電流ステップが超伝導電流 I_c である。

測定は GPIB (General Purpose Interface Bus) システムで制御され、最大 3000A/m の磁界を発生させることができる H_x 及び H_y 用ヘルムホルツコイル対と、最大 8000A/m の磁界を発生させることができる H_z 用ヘルムホルツコイル対に、直流電源により電流を流した。素子に加える外部磁界を段階的に変化させることで2次元的磁界特性測定をおこなった。測定は液体ヘリウム中 4.2K である。

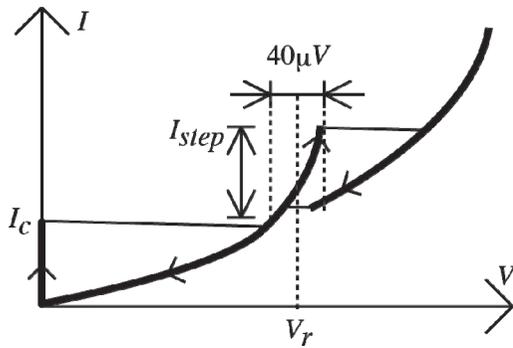


図4. 超伝導量子干渉計の電流-電圧特性

図3に示す干渉計の接合間の距離 L を 50、150、250 μm と変えることで、磁束捕獲断面積[ループCの面積]が異なる超伝導量子干渉計を作成した。図5に $I_c\text{-}\mathbf{H}(H_x, H_y)$ 特性を示す。図5の(a1-c1)は $H_y=0$ 固定での $I_c\text{-}H_x$ curves 変調特性であり、(a2-c2)は $I_c\text{-}\mathbf{H}(H_x, H_y)$ 変調特性である。(a1,a2) $L=50\mu\text{m}$ 、(b1,b2) $L=150\mu\text{m}$ 、(c1,c2) $L=250\mu\text{m}$ である。外部磁界の H_x 成分と H_y 成分はそれぞれ $-800 < H_x < 800(\text{A/m})$ と $-40 < H_y < 40(\text{A/m})$ の範囲で走査した。

超伝導量子干渉計を流れる全電流 I は左接合の電流と右接合の電流の和である。

$$I = I_L + I_R. \tag{4}$$

I_L と I_R はそれぞれ

$$I_{L,R} = \iint_{\text{Junction Area}} I_0 \sin\left(\frac{2\pi\mu_0 d}{\Phi_0} H_{y,x} - \frac{2\pi\mu_0 d}{\Phi_0} H_{x,y} + \gamma(\text{junction center})\right) dx dy. \tag{5}$$

となり、接合電流は、各接合中で外部磁界と垂直に空間変調している。

図5(a1), (b1), (c1)より、捕獲断面積の異なる3種類の干渉計の超伝導電流の変調の数 N を調べた結果を図6に示す。 $-800 < H_x < 800\text{A/m}$ の範囲で変調の数 N は、接合間距離に直線的に依存することがわかる。接合を貫く磁束と干渉計ループを貫く磁束の比はそれぞれ $L=50\mu\text{m}$

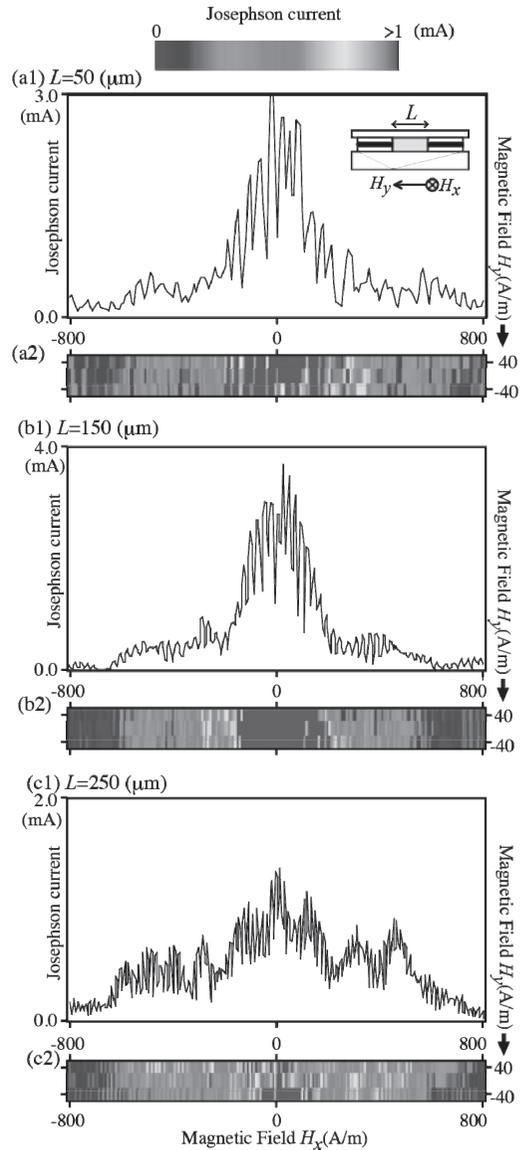


図5. 接合間隔の異なる超伝導量子干渉計を流れる超伝導電流の外部磁界変調特性

の場合 7:5、 $L=150\mu\text{m}$ の場合 7:15、 $L=250\mu\text{m}$ の場合 7:25 であり、図6での直線グラフの縦軸とのオフセット

25A/m は接合自体を磁束が貫いていることに対応する。磁界を加えない場合に接合端から内部に超伝導電流が流れる範囲はジョセフソンの侵入長と呼ばれる。ここで使用している接合のジョセフソンの侵入長は $40\mu\text{m}$ であり、接合の一边は $50\mu\text{m}$ なので、外部磁界を加えない状態では接合内で一様に接合電流が流れているとみなせる。

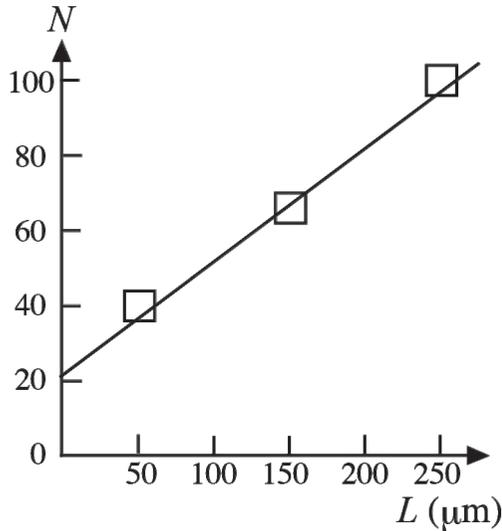


図6. SQUID 変調の数 N の接合間距離 L 依存性

λ_1, λ_2 を下部電極、上部電極への磁界のロンドン侵入長 [17,18]、 t_b を接合酸化膜の厚さとする、 $\text{和}[\lambda_1+\lambda_2+t_b]$ は単一接合の変調特性から 176 nm と調べられている [8]。干渉計の変調特性は等間隔とみなせるが、測定時の雑音により特に (a1) でいくつかの変調が隠れてしまっていることがわかる。測定結果より干渉計の磁束捕獲ループ C の垂直長さが 251 nm と求まる [22,23]。このループ C の垂直長さ 251 nm と $\text{和}[\lambda_1+\lambda_2+t_b]$ の 176 nm の差 (75 nm) は、干渉計を構成する中央の厚い酸化膜(陽極酸化による NbO_x) の実際の厚さ 60 nm と良い一致を示す。図 5(b) の大きな変調周期は接合自体の変調であり、この値 200 A/m もロンドン侵入長から計算される値とよく一致する。

5. 超伝導量子干渉計の有限電圧での共振ステップ

図 4 に示す超伝導量子干渉計の I - V 特性上の有限電圧での共振ステップの特性を調べた。 I - V 特性では、ゼロ電圧に超伝導電流 I_c のステップがあるので、共振ステ

ップの電流値がこの I_c の値を超えたときのみ、観察できることになる。 I - V 特性上で有限電圧 V_r をパラメータとして決めて、その前後 $\pm 20\mu\text{V}$ の領域を測定の窓としてこの領域の最大と最小の電流値の差 I_{step} をステップ長と定めることとした。測定結果を図 7 に示す。

図 7 の (a) は I_c - H (H_x, H_y) 特性、(b)-(c) は共振ステップ I_{step} の外部磁界 (H_x, H_y) 依存性である。それぞれ左列は円形接合、中央と右列はそれぞれ、 L が $150\mu\text{m}$ と $250\mu\text{m}$ の干渉計の特性であり、外部磁界の変調範囲はそれぞれ $-800 < H_x < 800$ と $-800 < H_y < 800$ (A/m) である。図 (b)-(c) は測定電圧 V_r がパラメータである。(a) の円形接合の I_c - H (H_x, H_y) 特性は (H_x, H_y) 面上でサブピークも中央のピークも円対称性をもつことがわかる。干渉計では超伝導電流が流れる領域の形は 2 つの離れた正方形の形であり、2 つの点と正方形接合の量み込みみである。2 つの点のフーリエ変換は等間隔の縞である。よってこの量み込みみのフーリエ変換は、正方形のフーリエ変換と等間隔縞の単純な積となる。図 7 から広範囲の $-800 < H_x < 800$ 、 $-800 < H_y < 800$ (A/m) の領域での I_c - H (H_x, H_y) 特性は単一の円形接合の I_c - H (H_x, H_y) 特性と似ている。これは、干渉計の 2 つの接合のフォトリソグラフィ過程で数 μm 接合の角が丸まってしまったことが一因である。

平面回路モデルで有限電圧の共振ステップを考察する。大越、三好の提案した平面回路モデルは、インダクタンス素子 L と容量素子 C から構成される [24,25]。超伝導量子干渉計の共振ステップを解析するため、図 8 に示すように超伝導版に改良したモデルを使う。各点 $a(x, y)$ での $V(x, y)$ は左右の接合領域では上下の電極間の電圧であり、接合と接合の間の厚い絶縁膜 NbO_x の場所では、上のワイヤリング層と下のベース電極の間の電圧を表す。この電圧 $V(x, y)$ は位相の時間変化に等しく [第 2 ジョセフソンの式];

$$V = \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{\partial \gamma}{\partial t}, \quad (6)$$

となる。式中の位相差 γ は上の電極 [カウンター電極もしくはワイヤリング電極] と下のベース電極の間の位相差である。

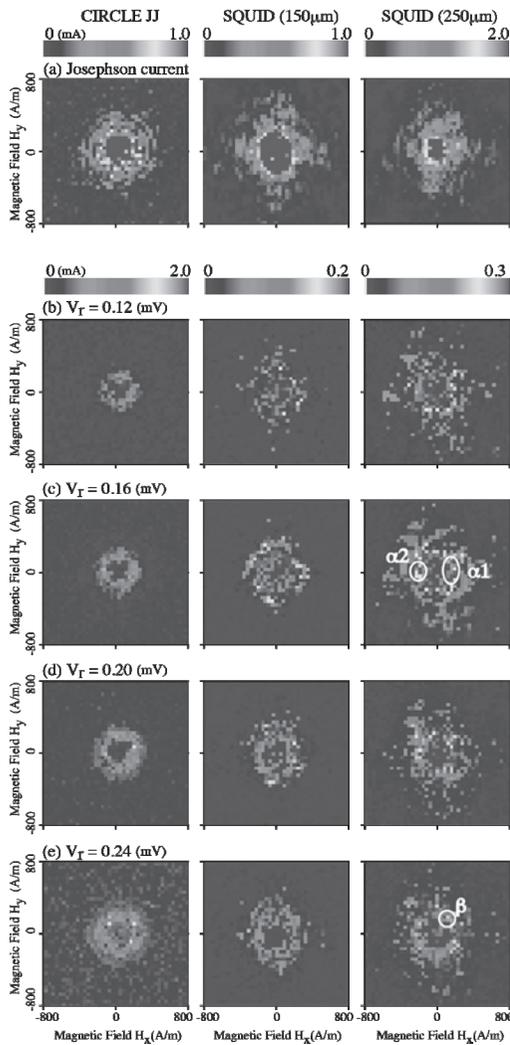


図7. 二次元磁界変調特性 (a) 超伝導電流の特性、(b) $V_r=0.12\text{mV}$ より (e) 0.24mV での共振電流ステップの磁界特性。共振ステップの現れる電圧 V_r をパラメータとしている。

図8中の $\mathbf{J}=[J_x, J_y]$ は接合部(超伝導接続部)のカウンター(ワイヤリング)電極の下表面を流れる2次元電流であり、以下単に電極電流 \mathbf{J} と略すことにする。接合部では、ジョセフソン電流と浮遊容量を充電する電流および電極電流 \mathbf{J} の発散の和は零であり、式で書くと

$$I_0 \sin \gamma + C \frac{\partial V}{\partial t} = -\text{div} \mathbf{J} \quad (7)$$

と電荷保存の式となる。

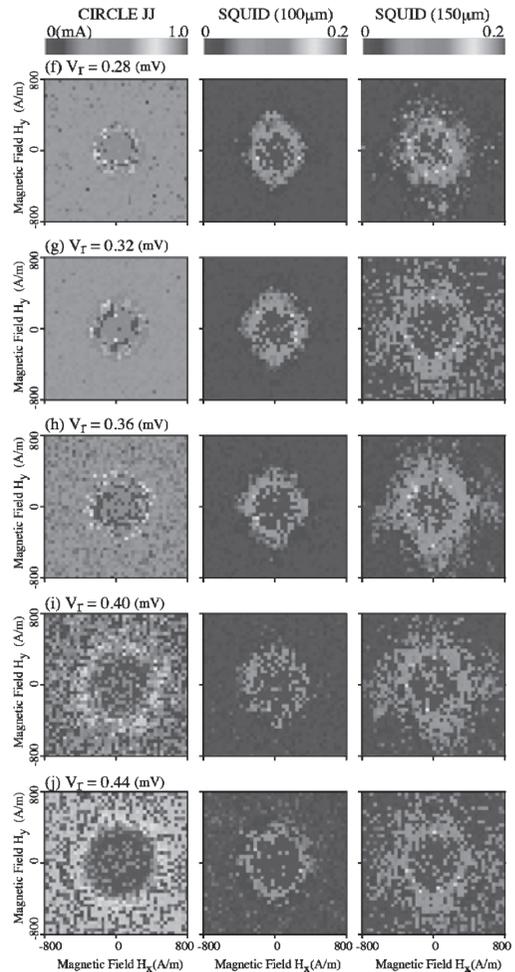


図7(f)-(j) 前図の続き：共振電流ステップの磁界特性 (b) $V_r=0.28\text{mV}$ より(j) $V_r=0.44\text{mV}$

超伝導接続部では厚い酸化膜の両端であるためジョセフソン電流は流れず、浮遊容量を充電する電流も極めて小さく

$$\text{div} \mathbf{J} = 0 \quad (8)$$

が成り立つ。モデルの垂直面内のループについてのファラデーの電磁誘導の法則の式は

$$L \frac{d\mathbf{J}}{dt} = -\text{grad}V, \quad (9)$$

これらの式に使われる、 div と grad は通常の 3 次元でなく、図 8 中の記号を使い 2 次元 x - y 面内で定義され、

$$\begin{aligned} \text{div}\mathbf{J} = & \left\{ J_x \left(x + \frac{\Delta x}{2}, y \right) - J_x \left(x - \frac{\Delta x}{2}, y \right) \right\} / \Delta x \\ & + \left\{ J_y \left(x, y + \frac{\Delta y}{2} \right) - J_y \left(x, y - \frac{\Delta y}{2} \right) \right\} / \Delta y \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \text{grad}V = & \left[\{ V(x+\Delta x, y) - V(x, y) \} / \Delta x, \{ V(x, y+\Delta y) - V(x, y) \} / \Delta y \right] \end{aligned} \quad (11)$$

と定める。

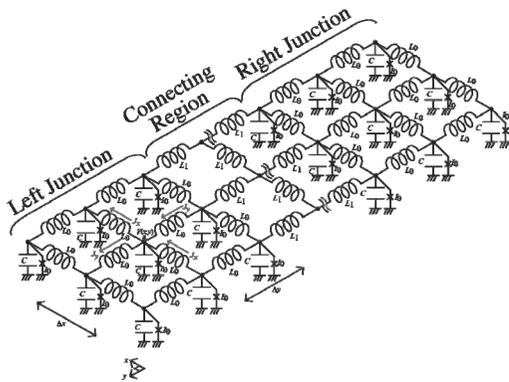


図 8. 超伝導量子干渉計の解析用平面回路モデル

この図 8 のモデルを使い電圧モードを考える。 $I_{\text{step}} \cdot \mathbf{H}(H_x, H_y)$ 特性の測定において H_x と H_y は +800 から -800 A/m まで変えている。図 9 は $\Phi = (N+1)\Phi_0$ から $\Phi = N\Phi_0$ へ干渉計の鎖交磁束を減らしたときの、左接合と右接合の平均的な位相差 $\bar{\gamma}_L$ 、 $\bar{\gamma}_R$ の時間変化を示している。干渉計の遷移モードは (a) 左接合の磁束転移、(b) 右接合の磁束転移、(c) 両接合の電圧モードである。磁束転移において転移(a) では $\bar{\gamma}_L$ が 2π だけ増え、転移(b) では $\bar{\gamma}_R$ が 2π だけ増える。モード(c) では両方の接合の位相差が同時に増える。鎖交磁束 Φ が $\Phi = (N+1)\Phi_0$ のとき、図 9 の {A} で示し

たように両接合の位相差は同時に増えている。次に図 9 の {B} で示したように磁束転移 (a) と磁束転移 (b) の数が同じであると、鎖交磁束は $\Phi = (N+1)\Phi_0$ のままである。転移 {C} では磁束転移 (a) の数が磁束転移 (b) の数より 1 だけ多く、量子計の鎖交磁束は $\Phi = (N+1)\Phi_0$ から $\Phi = N\Phi_0$ に減る。鎖交磁束が $\Phi = N\Phi_0$ になった後、転移 {D} では磁束転移 (a) の数が磁束転移 (b) の数と同じで、 $\Phi = N\Phi_0$ のままである。転移より {B} {C} {D} は恒久的でない転移である。定常的な外部磁束の下では、図で線 {D} もしくは {E} で示されるように、同位相で両接合の位相差が増える。

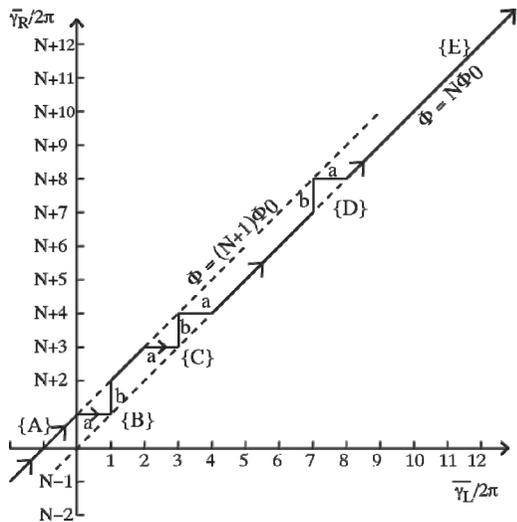


図 9. 超伝導量子干渉計の左接合の位相差と右接合の位相差の変化

図 7 (c) の (α1) (α2) でしめされたところで $(n_x, n_y) = (1, 0)$ と $(-1, 0)$ のモードが観察される。ここで対 (n_x, n_y) の n_x と n_y はそれぞれ x と y 方向に接合を鎖交する磁束量子の数を示す。図 7 (c) で (α1) で示されるモード (1, 0) のときの接合の磁束分布と接合電流分布を図 10 に示す。図 10 の上側は $t=0$ のときで、下側は $t=T/2$ [T : 共振の周期] のときの分布である。上側電極の下表面の電極電流と下側電極の上表面の電極電流は大きさ同じで向きが反対であるので上側電極の電極電流を説明する。図 10 では接合バリア領域を x 方向に磁界が貫いていて、共振がなければ電極電流 J_1 は一様で、上部電極の下表面を右方向 ($-y$ 方向) に流れ、反磁性電流として上部電極への磁界侵入を防いでいる。モード (1, 0) 共振状態では定在波は y 方向に片方の接合内に一波長分立つことになる。両接合の分布は同

じなので、左接合側で説明すると、共振状態自体に対応する電極電流 J_2 は $t=0$ のとき各接合領域外向き、 $t=T_1/2$ のときは内向きに流れる向きであるとする。 $t=0$ のときは、電流の和 $J = J_1 + J_2$ は接合の左半分領域 [$L_y/2 > y > 0$] では右向きに流れ、接合の右半分領域 [$L_y/2 > y > 0$] では J はほぼ零である。磁界分布は不均一であり磁束は接合の左半分に偏り磁束量子1個分貫いている。 $t = T_1/2$ のときは、電流の和 $J = J_1 + J_2$ は接合の右半分領域 [$L_y/2 > y > 0$] では右向きに流れ、接合の左半分領域 [$L_y/2 > y > 0$] では J はほぼ零である。 $t = T_1/2$ のときは、磁束は接合の右半分に磁束量子1個分貫いている。

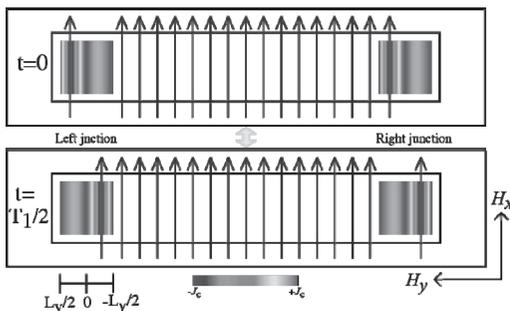


図 10. モード(1,0)共振状態の磁束線分布と接合電流分布 上側 $t=0$ のとき、下側 $t=T_1/2$ のとき (T_1 :共振周期)

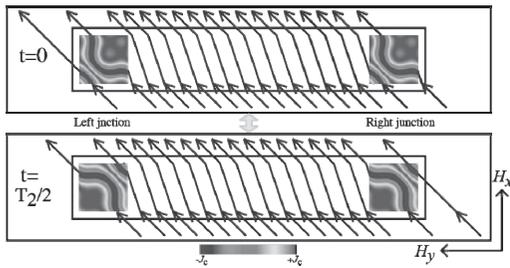


図 11. モード(1,0)共振状態の磁束線分布と接合電流分布 上側 $t=0$ のとき、下側 $t=T_2/2$ のとき (T_2 :共振周期)

図7(e)で(β)で示されるモード(1,1)のときの接合の磁束分布と接合電流分布を図11に示す。図11の上側は $t=0$ のときで、下側は $t=T_2/2$ [T_2 : 共振の周期]のときの分布である。外部磁界は図で斜め左上向きである。共振(1,1)モード自体では、 $t=0$ のとき1量子磁束が各接合バリア

内部に時計回りにあり、電極電流は各接合の中心へと流れる。 $t=T_2/2$ のときは1磁束量子が反時計回りにあり、電極電流は各接合で中心から外向きである。実際の磁束分布は、外部磁界と共振状態の磁界の和であり、図11のように $t=0$ では磁束線は各接合で左下側に曲がり、 $t = T_2/2$ では磁束線は各接合で右上側に曲がる。接合電流も磁束分布と位相差 γ 分布から図11のように求まる。この(1,1)共振モードでも、ベース電極からカウンター電極に流れる電流の領域がそれと逆向きの領域よりも各接合において広いので、全電流は上向きになる。このように、平面回路モデルを使うことで、共振モードが解析できる。

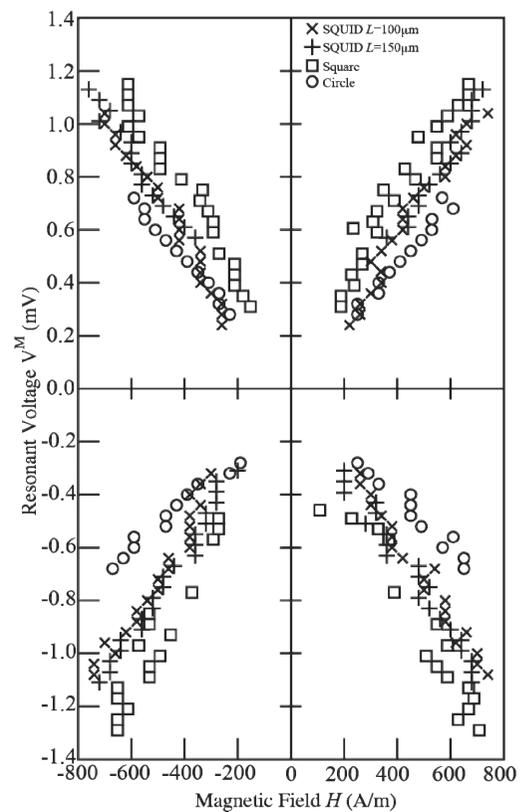


図 12. 最大共振ステップ電圧 V^M の外部磁界依存性

共振の電圧 V_r が 0.3mV 以上では、図(g)-(j)より(H_x, H_y)平面で等方的に共振ステップは生じている。電磁波の速度 \bar{c} が接合電流分布の位相速度と一致したとき、 $I-V$ 特性上に共振ステップが現われる。図7で最も大きな共振ステップが現われる電圧 V^M は加え外部磁界 H に線形に

依存している。

$$V^M = \bar{c}d\mu_0 H \quad (12)$$

図12はこの共振ステップが現われる電圧 V^M の外部磁界依存性を、円形接合、正方形接合、干渉計の場合について示している。この比例関係からバリア厚さ t_b とバリア材料比誘電率 ϵ_r の比 t_b/ϵ_r は 0.092nm と求まる。この比 t_b/ϵ_r は干渉計の接合のスウィッチング速度を決める重要な量である。このように図12の共振ステップの現われる電圧 V^M の外部磁界 H 依存性の線形関係からこの比 t_b/ϵ_r を決めるやり方は信頼性の高いものであるといえる。

6. まとめ

スパッタリングにより Nb/AlOx/Nb 接合2個から構成される SQUID を製作した。この SQUID の電流電圧特性から零電圧における超伝導ジョセフソン電流の二次元磁界変調特性を測定した。また、有限電圧での電流共振ステップを測定し、平面回路モデルを使って解析した。なお、図1、3-12は文献[26] 図2は文献[14]より引用した。

本共同研究の機会を与えてくださった神奈川大学工学研究所および工学研究所所長、共同研究審査委員会に感謝いたします。

参考文献

- [1] M. Hidaka, S. Nakagawa, K. Hinode, T. Satoh, IEEE Trans. Appl. Super. 23 (2013), 1100906.
- [2] S.K. Tolpygo, D.J.C. Amparo, R.T. Hunt, J.A. Vivalda, D.T. Yohannes, IEEE Trans. Appl. Super. 23 (2013), 1100305.
- [3] Barone and G. Paterno, Physics and Applications of the Josephson Effect, Wiley-Interscience, New York, 1982.
- [4] Akiyoshi Nakayama, Yoichi Okabe, Takuo Sugano, Jpn. J. Appl. Phys. 23 (1985) 1007.
- [5] Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Tatsuyuki Morita, Makoto Iwata, and Yusuke Yamamoto, IEEE Trans. Mag., 36 (2000) 3511.
- [6] R.L. Peterson, Cryogenics, 31 (1991) 132.
- [7] J. G. Gijssbertsen, E.P. Houwman, B.B.G. Klopman, J. Flokstra, H. Rogalla, D. Quenter, S. Lemke, Physica Vol. C249, (1995) 12.
- [8] K. Kikuchi, H. Myoren, T. Iizuka, S. Takada, Appl. Phys. Lett., 77 (2000) 3660.
- [9] Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Tomoko Shoji, Ryota Aoki, and Norimichi Watanabe, Physica B329-333 (2003) 1493.
- [10] Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Tetsuya Shimoyama, Norimichi Watanabe, Hsu Jui-Pang and Yoichi Okabe, J. Phys. Conf. Ser. 43 (2006) 1092.
- [11] Norimichi Watanabe, Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Kunimori Aizawa, J. Appl. Phys. 97 (2005) 10B116.
- [12] Norimichi Watanabe, Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, J. Appl. Phys. 101 (2007) 09G105.
- [13] Norimichi Watanabe, Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Sho Kawai, Yohei Nishi, Koji Masuda, J. Appl. Phys. 103 (2008) 07C707.
- [14] Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Norimichi Watanabe, J. Appl. Phys. 111 (2012) 113907.
- [15] Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Norimichi Watanabe, Microelectron. Eng. 108 (2013) 163.
- [16] Akiyoshi NAKAYAMA, Susumu ABE, Norimichi WATANABE, Yoichi OKABE, J. Nanoscience and Nanotechnology 12 (2012) 5016.
- [17] Norimichi Watanabe, Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Mitsunori Suda, Yohei Nishi, Koji Masuda, Chisato Sugaya, J. Appl. Phys. 105 (2009) 07E312.
- [18] Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Norimichi Watanabe, Yoichi Okabe, J. Nanoscience and Nanotechnology 12 (2012) 5021.
- [19] Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Norimichi Watanabe, Microelectron. Eng. 108 (2013) 93.
- [20] Akiyoshi Nakayama, Naoki Inaba, Shigenori Sawachi, Kazunari Ishizu, Yoichi Okabe, IEICE Trans. Electron. E77-C (1994) 1164.
- [21] H. Kroger, L. N. Smith, D.W. Jillie, Appl. Phys. Lett. 39 (1981) 280.
- [22] P. de Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, (Benjamin, New York, 1967).
- [23] U. Kawabe, Y. Tarutani, M. Tsukada, and Y. Harada, *Superconducting Electronics*, (in Japanese) (Maruzen, Tokyo, 1995).
- [24] T. Okoshi and T. Miyoshi, IEEE MTT, 20, 245 (1972).
- [25] Hsu Jui-Pang and T. Anada, IEEE MTT-S Int'l microwave symp. digest, V2, 574 (1983).
- [26] Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Yohei Nishi, Norimichi Watanabe, Yoichi Okabe, Microelectron. Eng. 146 (2015) 19.