



# 長方形形状の超伝導ニオブトンネル接合の 超伝導電流と有限電圧電流ステップの2次元磁界特性

中山 明芳\*      阿部 晋\*\*      穴田 哲夫\*\*\*

## Two-dimensional Magnetic Field Characteristics

### of Superconducting Current and Current Steps at Finite voltage of Niobium junctions

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(クーパ対)のトンネル効果

がある。特に性質(v)について、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、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い、回路的に工夫することでこれまで種々の超伝導回路が製作されてきている。

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、超伝導二端子素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を接合面内で2次元走査し、外部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。

#### 2. 実験

##### 2.1 素子製作用スパッタリング装置

磁界センサー等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。

##### 2.2 磁界特性測定装置

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

\*教授 電気電子情報工学科

Professor, Electronics and Informatics Frontiers

\*\*准教授 電気電子情報工学科

Associate Professor, Electronics and Informatics Frontiers

\*\*\*教授 電気電子情報工学科

Professor, Electronics and Informatics Frontiers

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。

### 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。

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  $\gamma$ 」の  $\sin$  に比例し、

$$i = \sin \gamma \quad (1)$$

の関係が成り立つ。基準となる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、もう一方の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。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  $\gamma$ 」は、

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

である。ここでゲージ不変な位相差  $\gamma$  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  $A$  の線積分の項が入っている。さらに、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  $\gamma$  の、経路  $ab$  に沿うゲージ不変な位相差  $\gamma$  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  $\Phi_0$  1個分であれば、位相の増分は  $2\pi$  である。

$i = \sin \gamma$  により、接合全体について接合内の各点での電流値の和をとることにより、与えられた磁界における接合を流れる電流が得られる。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。

このように外部から磁界を加えることにより、サンドイッチ型超伝導接合を流れる超伝導電流は変調する。このとき、サンドイッチ型超伝導接合の酸化膜バリア自体を横切る経路に沿ってのゲージ不変な位相差は、バリア内部の磁界の向きに垂直な方向に空間的に変調するわけである。この変調周期は加える磁界の大きさに反比例する。このようなわけで、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の一様性等を診断することができる [1]。これまで quartic polynomial 形 [2,3] や  $x$  線解析のための normal-distribution-function 形 [4] の接合について調べられてきている。ただしこれまで、このような磁界特性は外部磁界を一次元方向に走査して調べられてきているのが現状である。これに対して我々は2方向、3方向に外部磁界を走査し、 $I_c-H(H_x, H_y)$  特性を調べたことを提案して、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。

### 4. 長方形接合の超伝導電流

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、長方形の接合を例に考えてみる。製作した長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  $300, 5, 150\text{nm}$  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1に示す  $L \times W = 150\mu\text{m} \times 75\mu\text{m}$  の接合寸法は、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。

測定は GPIB (General Purpose Interface Bus) システムで制御された電源により、最大 3000A/m の磁界を発生させることができるヘルムホルツコイル対に電流を流した。素子に加える外部磁界を段階的に変化させることで2次元の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。

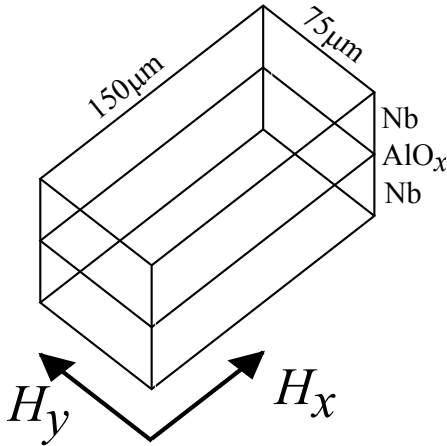


図 1. 長方形接合  
外部磁界は接合面内で、それぞれの辺に平行に  $H_x, H_y$  成分とする。

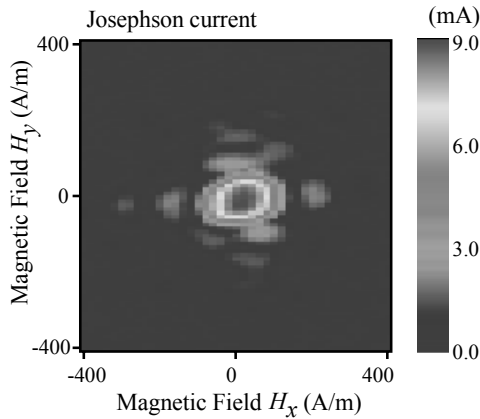


図 2. 長方形の接合の  $I_c-H(H_x, H_y)$  磁界特性の測定結果 数値解析した図 4 の数値解析結果との一致は良いといえる。やや実験結果の方が丸みを帯びているのは、実際に作製した接合の形のかどが丸みを帯びていることの反映である。

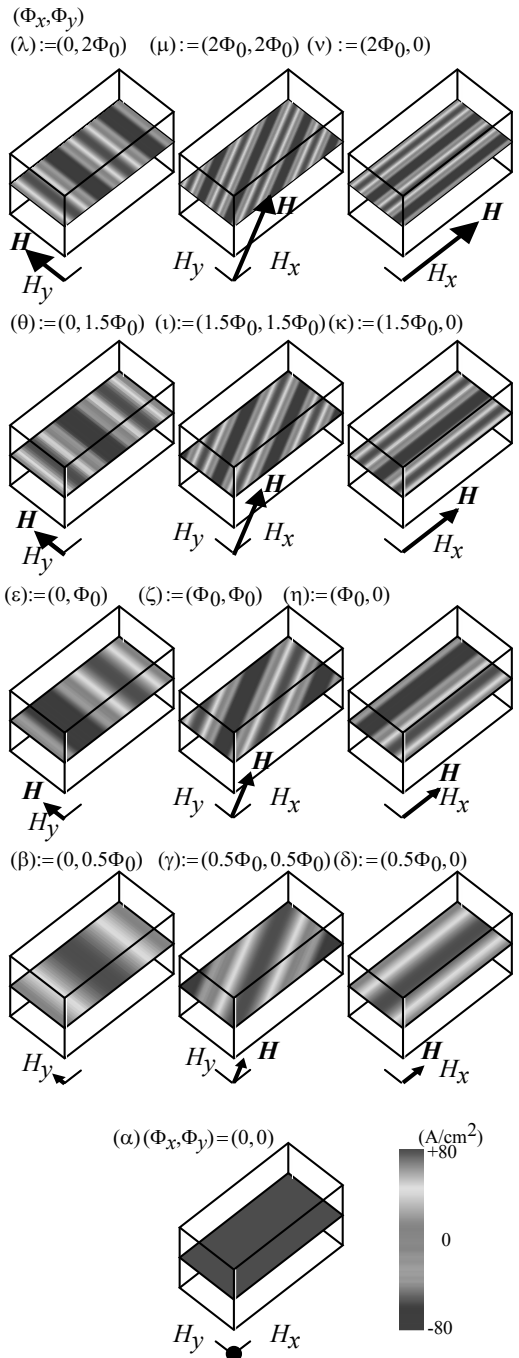


図 3. 外部磁界を加えたときの長方形接合内の超伝導接合電流分布

この超伝導接合が長方形の場合の  $I_c$ - $H$  ( $H_x$ ,  $H_y$ ) 磁界特性の測定結果を図2に示す。

この測定結果を説明するには、前の第3節で考えたように、接合面内において外部磁界に垂直な向きに接合電流が空間変調していると仮定する。種々の向き及び大きさの外部磁界を長方形接合の接合面に加えたときの、接合面内の超伝導電流の分布を図3に示す。電磁場のベクトルポテンシャル  $A$  の周回積分はその中を貫く磁束量に等しいので、仮に  $x$  方向に磁界を加えた場合は、接合各部の位相差と電流密度は  $y$  方向に変調される。 $y$  方向に磁界を加えた場合は、接合各部の位相差と電流密度は  $x$  方向に変調されることになる。また、その空間変調波長は、加える磁界の大きさに反比例する。

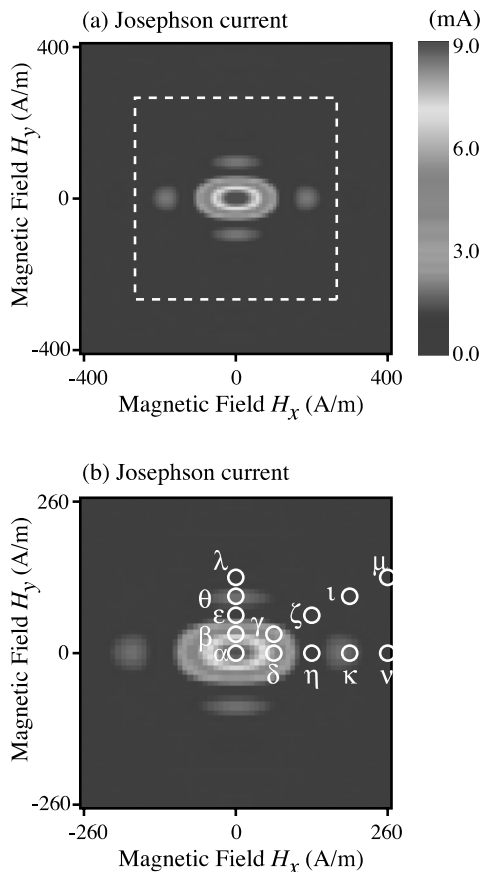


図4. 長方形接合を流れる超伝導電流の数値解析結果

図3において  $(\phi_x, \phi_y)$  はそれぞれ接合バリア領域を  $x$  方向および  $y$  方向に貫く磁束量とする。 $\phi_0$  を磁束量子  $h/2e$  とし、 $(\beta)$  では  $(\phi_x, \phi_y) = (0, 0.5\phi_0)$ 、 $(\gamma)$  では  $(0.5\phi_0,$

$0.5\phi_0)$ 、 $(\delta)$  では  $(0, 0.5\phi_0)$  である。この場合は  $\gamma(0) = \pi/2$  で最大の接合電流値をとることになる。さらに磁界を増やして、 $(\epsilon)$  では  $(0, \phi_0)$ 、 $(\zeta)$  では  $(\phi_0, \phi_0)$ 、 $(\eta)$  では  $(0, \phi_0)$  である。この3例では、変調周期がちょうど接合寸法になるので、 $\gamma(0)$  の値によらず接合電流値は零である。さらに、 $(\theta, \phi_y)$  は  $(0)$  で  $(0, 1.5\phi_0)$ 、 $(\kappa)$  で  $(1.5\phi_0, 0)$  になると変調周期が  $(2/3)L$  になり、おおよそ  $\gamma(0) = -\pi/2$  のとき特性全体からみて2番目に大きな極大値になる。また、 $(\iota)$  では  $(\phi_x, \phi_y) = (1.5\phi_0, 1.5\phi_0)$  であるが、 $\gamma(0) = \pi/2$  において極大値をとる。

このように分布する超伝導電流を長方形の接合全体について合計すると、接合を流れる超伝導電流を数値として求めることができる。その結果を図4に示す。数値解析した結果と実験結果の一致は良い。実際に作製した接合では、レジストの角が丸くなり、接合自体も丸みを帯びていることにより、特性そのものもやや実験結果の方が丸みを帯びている。

## 5. 電流電圧特性の有限電圧での電流共振ステップ

次に電流電圧特性の有限電圧に現れる共振ステップについても測定した。図5に示すように、電流電圧特性において参照電圧  $V_r$  を決めこの電圧を中心として  $\pm 20 \mu V$  の範囲の電流の最大値と最小値の差を電流ステップ高さとして定義した。

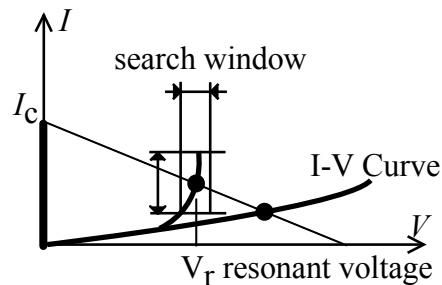
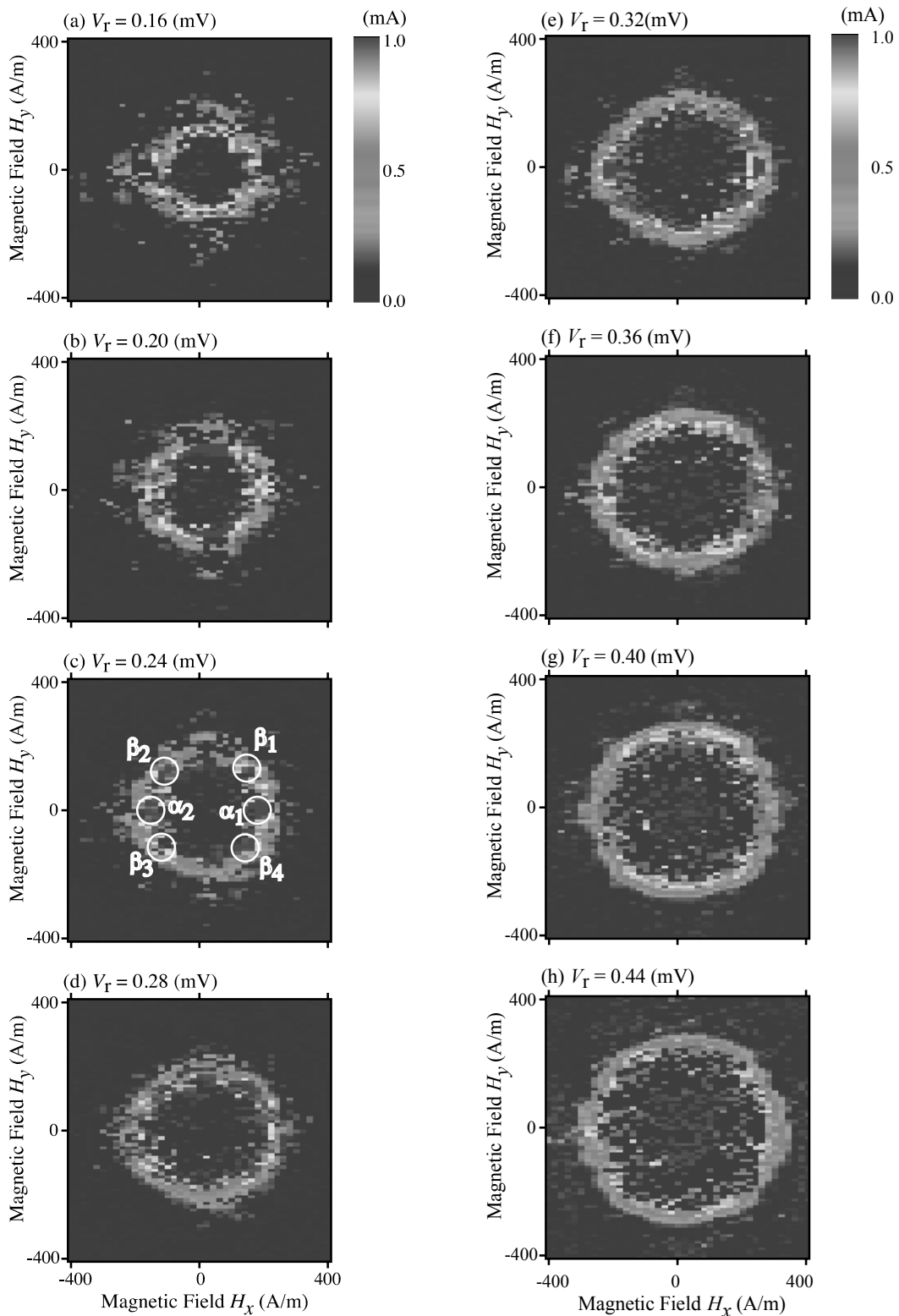


図5. 超伝導接合の I-V 特性に現れる電流ステップ

図6には I-V 特性上の電流ステップ高さが、外部から加えた磁界により変わる様子(2次元磁界依存性)を示す。共振ステップの現れる電圧  $V_r$  (図5参照) をパラメータとして変えて測定した結果が図6(a)-(l)である。



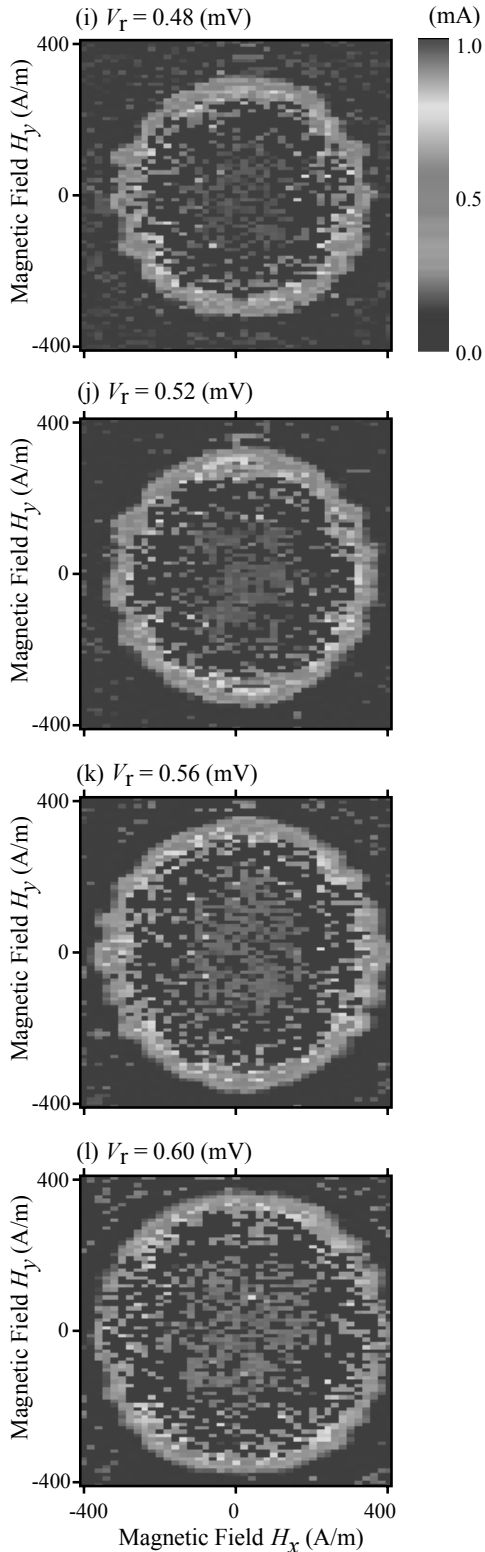


図6 有限電圧の電流ステップの測定

(a)  $V_T=0.16\text{mV}$  より (l)  $V_T=0.60\text{mV}$  まで素子の電流電圧特性上で共振ステップの現れる電圧をパラメータとしている。

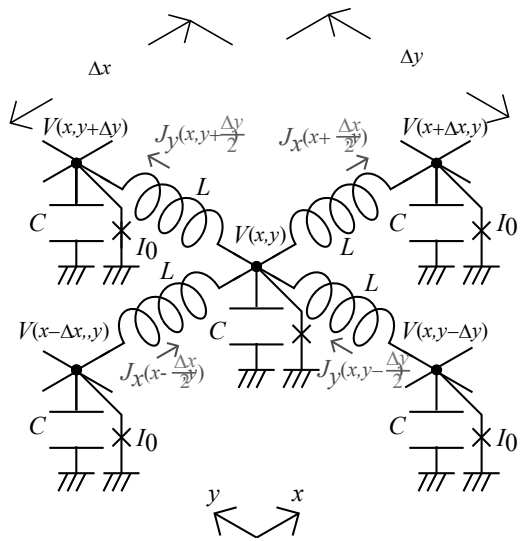


図7 分布するLC及び超伝導接合 $I_0$ 要素からなる等価平面回路  
有限電圧ステップは図7に示す分布LC回路に超伝導特有の接合要素(接合臨界電流 $I_0$ )を追加した等価回路で解析した。

図7に示すように、サンドイッチ型超伝導接合は上下の超伝導電極に挟まれた、一種の平面回路であり、大越先生のご提案の等価回路に超伝導接合要素を加えて、高周波等価回路を得る。

図8には、有限電圧での電流ステップを生じさせる共振モードの接合内電圧分布を示す。図8の上側は、図6(c)の中で $\alpha_1$ と $\alpha_2$ で示した共振モード(1,0)を説明する。このとき、鎖交磁束 $(\Phi_x, \Phi_y) = (\Phi_0, 0)$ であり、接合各部の電圧 $V$ は位相差の時間微分に比例し、電圧 $V$ の定在波は接合内の $y$ 方向に一波长あることになる。図8で図の左側は基準時刻 $t=0$ 、右側は共振周期の半分だけ後の時刻の接合内の様子である。図(a1-a2)は外部磁界のみを示し、磁束量子1個分が鎖交している。図(b1-b2)はこの外部磁界を除いた共振モードを示し、両者の和が図(c1-c2)である。図(d1-d2)は接合電流の接合内分布を示す。正方向の電流領域が共振の結果、増えていることがわかる。

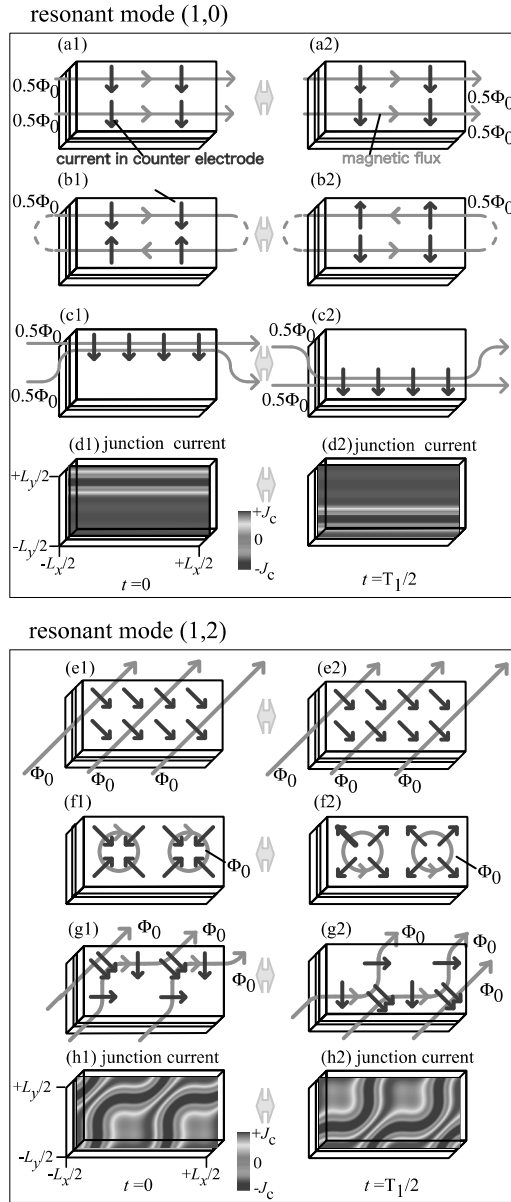


図8 共振ステップの接合内電磁界分布

一方で図8の下半分(e1)-(h2)では鎖交磁束( $\Phi_0$ ) $\neq 0$ ,  $\Phi_0$ )であり、電圧Vの定在波はやはり磁束と垂直な方向に変調され、接合内x方向に一波長あることになる。この場合も外部磁界分布(e1)-(e2)とこの共振モード(f1)-(f2)の組み合わせで、実際の共振分布(g1)-(g2)は成り立つ。その結果、接合内では(h1)-(h2)に示すように接合位相差がほぼ $\pi/2$ で、接合電流正の領域が広がり、時間的に平均した結果、下部電極から上部電極の向きに大きな電流が流れ、電流-電圧特性上の電流ステップになると

考えられる。

さらに、参照電圧  $V_r$  が 0.52 mV 以上の範囲では図6より、共振電流ステップの磁界  $H$  ( $H_x, H_y$ ) 依存性はおおよそ等方的になるようにみうけられる。接合ジョセフソン電流の位相速度がバリア領域の電磁波の位相速度  $\bar{c}$  と一致したとき共振が発生するので、特に電圧が比較的大きく空間波長が小さい領域で、最大の電流ステップの現れる共振電圧は外部からの印加磁界の大きさに比例する。

なお、図1-図8は文献[14]より引用した。

本共同研究の機会を与您え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) A. Barone and G. Paterno, "Physics and Applications of the Josephson Effect," Wiley-Interscience, New York, (1982)
- (2) R.L. Peterson, *Cryogenics*, Vol. 31, Pages 132- (1991)
- (3) J. G. Gijsbertsen, E.P. Houwman, B.B.G. Klopman, J. Flokstra, H. Rogalla, D. Quenter, S. Lemke, *Physica* Vol. C249, Pages 12- (1995)
- (4) K. Kikuchi, H. Myoren, T. Iizuka, S. Takada, *Appl. Phys. Lett.*, Vol.77, Pages.3660- (2000)
- (5) Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Tatsuyuki Morita, Makoto Iwata, and Yusuke Yamamoto, *IEEE Trans.Mag.*, Vol.36, Pages 3511-(2000)
- (6) A.Nakayama, S.Abe, T.Shoji, R.Aoki, and N.Watanabe, *Physica* Vol. B329-333, Pages 1493- (2003)
- (7) Norimichi Watanabe, Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Kunimori Aizawa, *J. Appl. Phys.*, Vol.97, Pages 10B116 1- May (2005)
- (8) N.Watanabe, A.Nakayama, S.Abe, K.Aizawa, *J. Appl. Phys.*, Vol. 97, Pages 10B116- (2005)
- (9) Akiyoshi NAKAYAMA, Susumu ABE, Tetsuya SHIMOYAMA, Norimichi WATANABE, Hsu Jui-Pang and Yoichi OKABE, *J.Phys.Conf.Ser.* Vol. 43 Pages 1092- (2006)
- (10) N.Watanabe, A.Nakayama, S.Abe, *J. Appl. Phys.*, Vol. 101, Pages 09G105- (2007)
- (11) N.Watanabe, A.Nakayama, S.Abe, et.al, *J. Appl. Phys.*, Vol. 103, Pages 07C707- (2008)
- (12) N.Watanabe, A.Nakayama, S.Abe, et.al., *J. Appl. Phys.*, Vol. 105, Pages 07E312- (2009)
- (13) A.Nakayama,S.Abe,N.Watanabe, *J. Appl. Phys.*, Vol.111. Pages 113907-1- (2012)
- (14) A.Nakayama,S.Abe,N.Watanabe,Y.Okabe, *Microelectronic Engineering.*, Vol.108. Pages 163-168 (2013)