

超伝導トンネル接合を流れる超伝導電流の3次元磁界変調特性

渡邊 騎通* 阿部 晋** 中山 明芳***

Three-dimensional magnetic field dependence of Josephson current through Josephson junction

Norimichi WATANABE* Susumu ABE** Akiyoshi NAKAYAMA***

1. 緒言

二つの超伝導体で薄い絶縁層を挟んだ構造は、超伝導トンネル接合（ジョセフソン接合）と呼ばれ、二つの超伝導体間に電位差なしで電流を流すことができる。超伝導トンネル接合は、高感度な磁束計である SQUID（超伝導量子干渉素子）や SFQ（単一磁束量子）回路などに応用され、超伝導をエレクトロニクスに応用する際に、基本となるデバイスである^[1,2]。この超伝導トンネル接合を流れる超伝導電流 I_c は、外部磁界によって変調される。一般に、超伝導トンネル接合を流れる超伝導電流 I_c の外部磁界変調特性は、外部磁界を接合面に平行に一方から印加することにより測定され、バリア層の一様性が議論される^[3]。それに対して我々は、接合面に平行に二方向から外部磁界 (H_x , H_y) を印加して超伝導電流 I_c の外部磁界変調特性を測定してきた^[4]。外部磁界を二次元走査することにより、接合面における超伝導電流の分布について、より多くの情報を得ることができる。また、接合形状が変化したときに、超伝導電流の磁界変調特性がどのように変化するかを詳しく調べることが可能となる。さらに我々は、三方向目の磁界として、接合面に垂直な外部磁界 H_z を印加して超伝導電流の垂直磁界依存性を調べた^[5,6]。垂直磁界 H_z を印加した場合は、平行磁界を印加した場合は異なる磁界変調特性を示すが、垂直磁界を印加したときの超伝導電流の磁界変調特性についての研究報告例は少ない^[7,8]。垂直磁界 H_z を印加する場合も、同時に外部磁界 (H_x , H_y) を二次元走査し、垂直磁界 H_z を印加した状態で I_c -(H_x , H_y) 特性を測定したり、あるいは、垂直磁界 H_z を印加後、垂直磁界 H_z を取り除いた状態で I_c -(H_x , H_y) 特性を測定して二次元面でも磁界変調特性を観測することにより、なぜ超伝導電流 I_c が垂直磁界 H_z によって変調されるのかを、より詳しく調べることができる。本研究では、外部磁界 (H_x , H_y) を接合面に平行に二次元走査することにより調べた超伝導電流 I_c の二次元磁界変調特性の接合形状依存性や、接合面に平行な磁界 (H_x , H_y) に加えて、接合面に垂直な磁界 H_z を印加して測定した超

伝導電流 I_c の垂直磁界依存性について調べたので、その結果について報告する。

2. 実験

ロードロック方式の dc マグネトロンスパッタリング装置により、Nb と Al の積層膜を作製した。この装置では、Nb スパッタ室、Al スパッタ室、酸化室への試料の移動を、磁気移動棒を用いて行うため、高真空を破らずに Nb, Al の積層膜を作製することが可能である。バリア層は、Al 表面を純酸素中（大気圧）で酸化することにより作製し、接合領域は、フォトリソグラフィと陽極酸化法により決定した。各層の膜厚は、Base Nb 層300nm, Al 層5nm, Counter Nb 層50nm, Wiring Nb 層100nm で、接合のサイズは、 $50\mu\text{m} \times 50\mu\text{m}$ である。作製した Nb/Al-AIO_x/Nb 超伝導トンネル接合を液体ヘリウム中に挿入して超伝導状態にし、3対のヘルムホルツコイルを用いて、図1に示すように、接合面に平行に H_x , H_y 磁界を印加し、接合面に垂直に H_z 磁界を印加して超伝導電流 I_c の変調を行った。

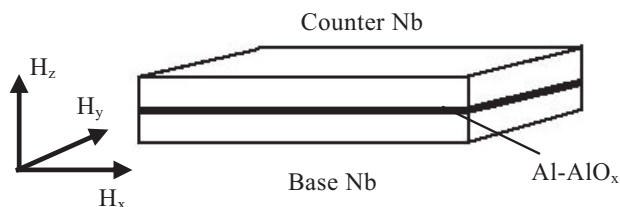


図1 Nb/Al-AIO_x/Nb 超伝導トンネル接合と外部磁界

3. ジョセフソン電流の二次元磁界変調特性

接合形状が正方形のジョセフソン接合の接合面に平行に二方向から外部磁界 H_x , H_y を印加して、接合を流れる超伝導電流 I_c の二次元磁界変調特性を測定した。ジョセフソン接合の接合面に平行に外部磁界を印加した場合は、超伝導電流が徐々に減少していき、周期的に接合を流れる超伝導電流がゼロになりながら減少していく。このような超伝導電流の磁界変調パターンは、フラウンホーファーパターンと呼ばれている^[3]。二方向から外部磁界 H_x , H_y を印加した場合は、図2(a)に示すように、 H_x , H_y の二方向にフラウンホーファーパターンが観測される結果となった^[4]。図2(b)は、接合形状が正方形の場合の二次元磁界変調特性をシミュレーションによって求めた結果である。シミュレーションでは、 H_x 方向と H_y 方向の磁界を合成した方向から磁界が加わり、接合内の電流分布は、印加さ

*助教 電気電子情報工学科

Assistant Professor, Dept. of Electrical, Electronics, and Information Engineering

**非常勤講師 電気電子情報工学科

Lecturer, Dept. of Electrical, Electronics, and Information Engineering

***教授 電気電子情報工学科

Professor, Dept. of Electrical, Electronics, and Information Engineering

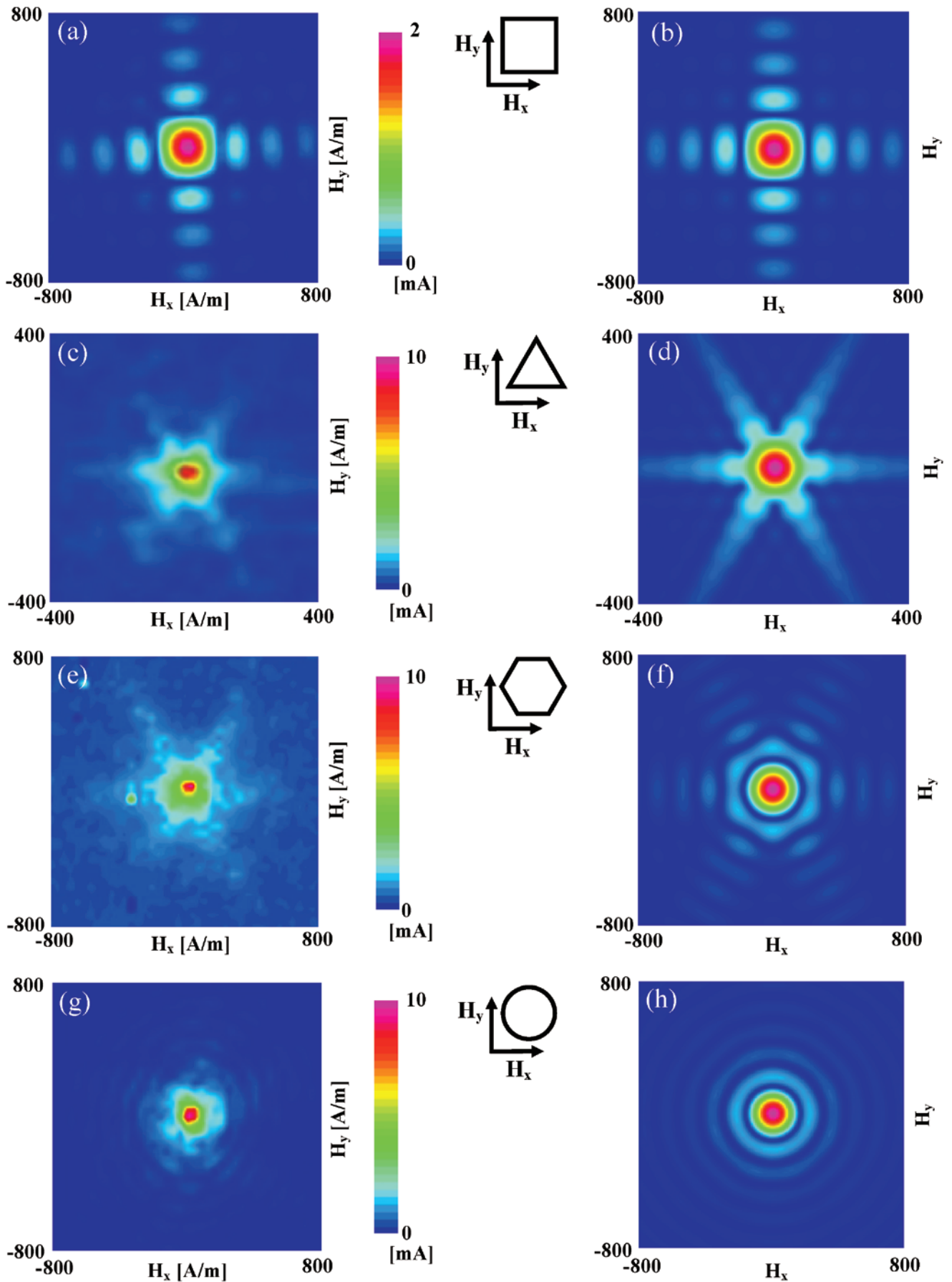


図2 ジョセフソン電流の二次元磁界変調特性. 接合形状が正方形(a)実験(b)シミュレーション, 接合形状が三角形(c)実験(d)シミュレーション, 接合形状が六角形(e)実験(f)シミュレーション, 接合形状が円形(g)実験(h)シミュレーション

れる磁界の向きと垂直な向きに \sin 波の形の電流分布となると考えた。電流分布の \sin 波の波長は磁界の大きさに反比例し、接合の各場所での電流密度をすべて足し合わせた値が接合全体を流れる超伝導電流である。 H_x, H_y の各磁界における接合内の電流分布を計算し、ジョセフソン電流 I_c の二次元磁界変調特性を求めた。接合形状が正方形の場合は、シミュレーションによって求めた場合も、実験結果と同じように、 H_x 方向と H_y 方向の二方向にフラウンホーファーパターンが観測される結果となった。同様に、接合形状が三角形、六角形、円形のジョセフソン接合を作製し、ジョセフソン電流 I_c の二次元磁界変調特性を測定し、また、シミュレーションによっても各接合の二次元磁界変調特性を求めた^[9]。図2(c), (d)は、実験とシミュレーションによって求めた接合形状が三角形のときのジョセフソン電流 I_c の二次元磁界変調特性である。三角形のそれぞれの辺に平行に、すなわち、 (H_x, H_y) 平面の原点のまわりに60度、120度、180度、240度、300度の方向に超伝導電流が現れ、減少していく特性となった。接合形状が六角形の試料においても、図2(e), (f)に示すように、それぞれの辺に平行な方向、 (H_x, H_y) 平面の原点のまわり60度、120度、180度、240度、300度の方向に超伝導電流が変調され、それぞれの方向に周期的に最小値をとりながら減少していく特性となった。接合形状が円形の試料では、図2(g), (h)に示すように、波紋状に中心から外側に波が広がっていくパターンとなり、 (H_x, H_y) 平面の原点のまわり360度すべての方向に超伝導電流のサブピークが観測された。三角形よりも角数が多い六角形の試料ではより円形に近い特性となっている。

4. ジョセフソン電流の垂直磁界依存性

図3に、ジョセフソン接合の接合面に平行な H_x, H_y 磁界に加えて、接合面に垂直な H_z 磁界を印加して測定したジョセフソン電流の垂直磁界依存性を示す^[10]。平行磁界 H_x, H_y は、 $\pm 800\text{A/m}$ の範囲で走査した。図3(a)は、 H_z 磁界が印加されていないときの測定結果で、ジョセフソン電流のメインピークが、 $H_x=H_y=0$ の時に観測され、 H_x 方向と H_y 方向の二方向にフラウンホーファーパターンが観測されている。図3(b)は、垂直磁界 H_z を 3000A/m 印加している状態で、平行磁界 H_x, H_y を走査してジョセフソン電流の変調を行った結果である。図3(b)では、 H_x, H_y 磁界が $\pm 800\text{A/m}$ の範囲でジョセフソン電流が観測されなかった。これは、図4(a)に示すように、Base Nb 層の Nb 超伝導薄膜に垂直磁界 H_z が印加されると、マイスナー効果により垂直磁界 H_z が Nb 超伝導薄膜から押し出されて曲げられ、その結果、垂直磁界 H_z から接合面に平行な磁界の成分が作られるからである^[10-13]。垂直磁界によって作られた平行な磁界の成分が、外部から印加している H_x, H_y 磁界に重ね合わさるため、たとえ、 $H_x=H_y=0$ のときでも平行磁界が存在し、ジョセフソン電流 I_c のメインピークが (H_x, H_y) 平面の原点からシフトしてしまう。特に垂直磁界の値が 3000A/m と大きい場合は、垂直磁界から作り出される平行磁界の成分も大きくなり、フラウンホーファーパターン全体が、 $\pm 800\text{A/m}$ の (H_x, H_y) 平面の外にシフトしてしまう。また、図4において、Base Nb 層の中心付近にジョセフソン接合がある場合よりも、Base Nb 層の端付近にジョセフソン接合がある場合の方が、より垂直磁界 H_z がジョセフソン電流に与える影響が大きくなる^[14-16]。図3の測定に用いたジョセフソン接合は、Base Nb 層の端に位置し

ているので、垂直磁界 H_z の影響を大きく受ける。図3(c)は、印加した 3000A/m の垂直磁界 H_z を取り除いた状態で、平行磁界 H_x, H_y を走査してジョセフソン電流 I_c の二次元磁界変調特性を測定した結果である。垂直磁界 H_z が印加されていないにもかかわらず、フラウンホーファーパターンのメインピークが (H_x, H_y) 平面の原点から大きくずれている。これは、図3(b)の測定で垂直磁界 H_z を 3000A/m 印加したときにジョセフソン接合周辺の Nb 超伝導薄膜に磁束がトラップされ、垂直磁界 H_z を取り除いても、磁束がトラップされたままになっているからである。図4(b)に示すように、ジョセフソン接合周辺のトラップ磁束が作り出す磁界の平行成分が、印加磁界 H_x, H_y に重なって、フラウンホーファーパターンがシフトすると考えられる。印加垂直磁界 H_z はゼロなので、フラウンホーファーパターンのシフト量は図3(b)よりも小さくなり、 $\pm 800\text{A/m}$ の走査範囲の (H_x, H_y) 平面内にフラウンホーファーパターンの一部が観測され、 (H_x, H_y) 平面の原点方向に戻ってきている。図3(d)は、図3(b)とは反対方向に、垂直磁界 H_z を -3000A/m 印加した状態で平行磁界 H_x, H_y を $\pm 800\text{A/m}$ の範囲で走査したときのジョセフソン電流 I_c の二次元磁界変調特性である。図3(d)においても、垂直磁界 H_z と Nb 超伝導薄膜にトラップされた磁束が作り出す平行磁界の成分によって、フラウンホーファーパターンが大きくシフトし、 (H_x, H_y) 平面内にジョセフソン電流は観測されなかった。同様に、図3(e)は、 -3000A/m の垂直磁界 H_z を取り除いた後に測定したジョセフソン電流 I_c の二次元磁界変調特性である。垂直磁界 H_z を取り除いても、Nb 超伝導薄膜にトラップされている磁束のためにフラウンホーファーパターンのメインピークは、 (H_x, H_y) 平面の原点に戻っていない。以上の実験結果より、 3000A/m の垂直磁界を印加すると、Nb 超伝導薄膜に磁束がトラップされることがわかった。次に、ジョセフソン接合の接合面に垂直な H_z 磁界のみを印加してジョセフソン電流の変調を行った。結果を図5に示す。垂直磁界 H_z を印加していくと、ジョセフソン電流 I_c は急激に減少していく。これは、図3の結果より、 H_z 磁界を印加していくと、 (H_x, H_y) 平面上でフラウンホーファーパターンがシフトしていくためである。 3000A/m の垂直磁界 H_z を印加して、その後、 H_z 磁界を取り除いた後も、磁束トラップにより超伝導電流はゼロのままである。これは、図3(c)において、磁束トラップによりフラウンホーファーパターンがシフトし、 (H_x, H_y) 平面の原点で、超伝導電流の値がゼロであることと一致する。次に、 H_z 磁界をマイナス方向に印加していくと、 -400A/m 付近でジョセフソン電流 I_c が大きく回復する。これは、図3において、プラス方向に垂直磁界 H_z を印加したときは、 (H_x, H_y) 平面において H_y のプラス方向にフラウンホーファーパターンがシフトし、マイナス方向に垂直磁界 H_z を印加したときは、 H_y のプラス方向にシフトしていたフラウンホーファーパターンが、 H_y のマイナス方向にシフトしていくため、 $H_z=-400\text{A/m}$ 付近で、フラウンホーファーパターンのメインピークが最も (H_x, H_y) 平面の原点に近づいたためであると考えられる。その後、印加 H_z 磁界をマイナス方向にさらに強くしていくと、フラウンホーファーパターンは、 H_y のマイナス方向にさらにシフトしていくので、 I_c-H_z 特性におけるジョセフソン電流 I_c は再び減少し、 -3000A/m 印加後、 H_z 磁界をゼロまで減少させても、磁束トラップによりジョセフソン電流 I_c の値はゼロのままである。これは、図3

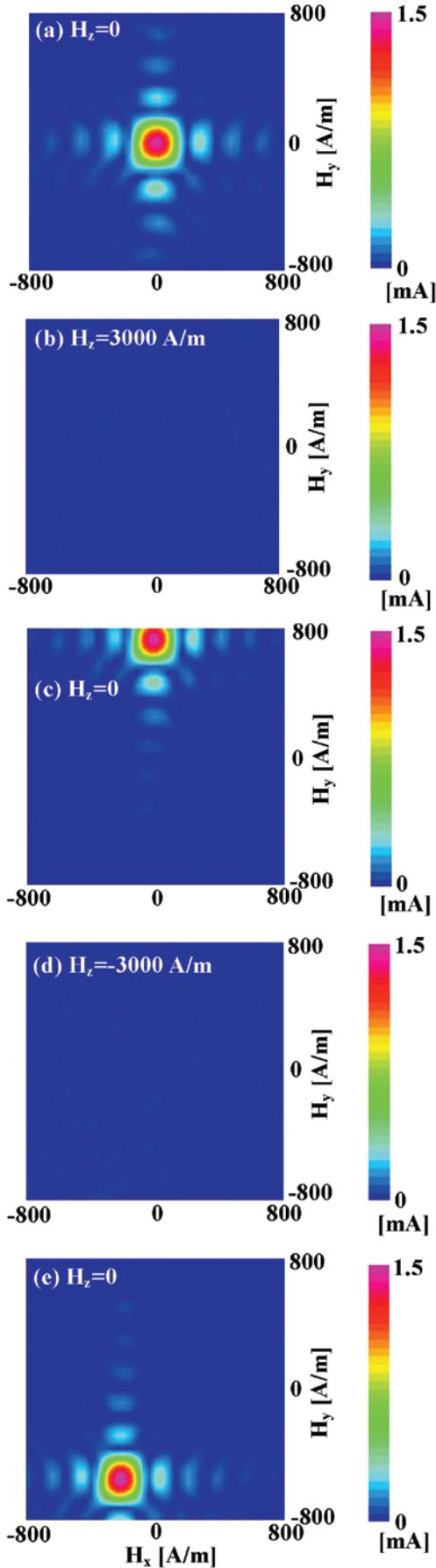


図3 接合面に平行な H_x , H_y 磁界に加えて、接合面に垂直な H_z 磁界を印加して測定したジョセフソン電流の垂直磁界依存性

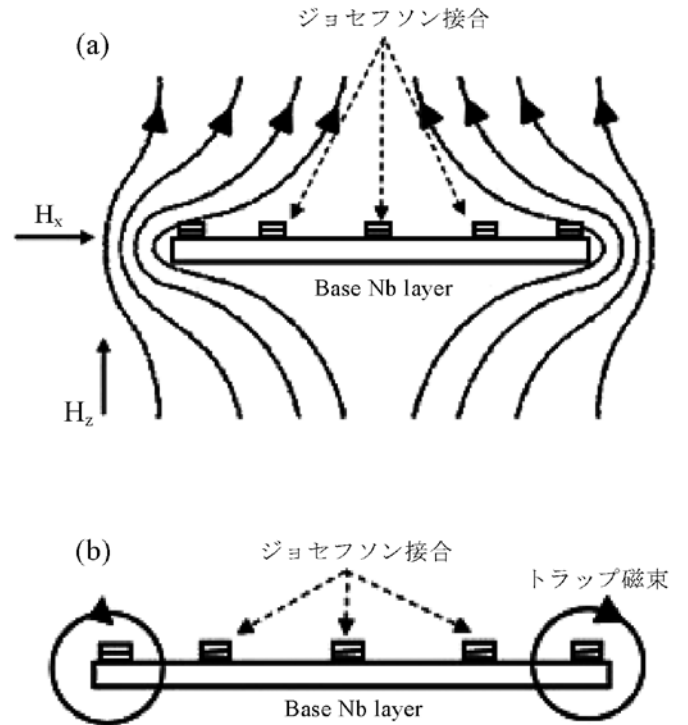


図4 Nb 超伝導薄膜と垂直磁界 H_z (a) 垂直磁界 H_z が作り出す平行磁界の成分 (b) トラップ磁束が作り出す平行磁界の成分

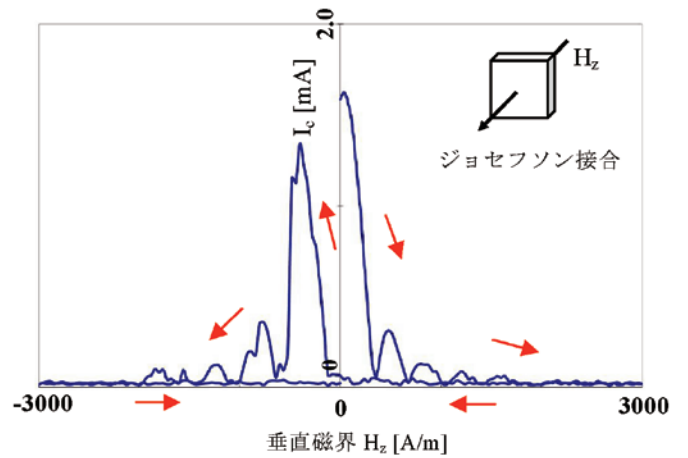


図5 ジョセフソン電流の垂直磁界依存性

(e)において、 (H_x, H_y) 平面の原点のジョセフソン電流 I_c の値がゼロであることと一致する。このように、 H_x, H_y の二方向から外部磁界を印加してジョセフソン電流 I_c の磁界変調特性を測定することにより、垂直磁界 H_z を印加したときに、なぜジョセフソン電流 I_c が変調されるのかについて、より詳しく解析することができる。

5. まとめ

接合形状が正方形、三角形、六角形、円形のジョセフソン接合を作製し、接合面に平行に、外部磁界を H_x, H_y の二方向から印加することによりジョセフソン電流を変調し、各接合形状におけるジョセフソン電流の二次元磁界変調特性を測定した。外部磁界を二次元走査することにより、接合形状によるジョセフソン電流の磁界変調特性の変化を明瞭に観測することができた。さらに、各磁界で

の接合内の超伝導電流分布を計算することにより、各接合形状におけるジョセフソン電流の二次元磁界変調特性をシミュレーションによって求めた。実験結果とシミュレーション結果は、よく一致した。

ジョセフソン接合の接合面に平行な H_x , H_y 磁界に加えて、接合面に垂直な H_z 磁界を印加して、ジョセフソン電流の垂直磁界依存性を測定した。ジョセフソン電流は、平行磁界 H_x , H_y に加えて、Nb 超伝導薄膜のマイスナー効果によって、垂直磁界 H_z やトラップ磁束が作り出す平行磁界の成分によっても変調された。Nb 超伝導薄膜にトラップされた磁束が作り出す平行磁界の成分のために、ジョセフソン電流は、垂直磁界 H_z に対して不可逆的に変調されることがわかった。

参考文献

- [1] K.K. Likharev and V.K. Semenov, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 1, 3-28 (1991).
- [2] J. Clarke and A. I. Braginski, The SQUID handbook, WILEY-VCH (2004).
- [3] Barone and G. Paterno, Physics and Applications of the Josephson Effect, Wiley-Interscience, New York (1982).
- [4] Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Tatsuyuki Morita, Makoto Iwata, and Yusuke Yamamoto, IEEE Transactions on Magnetism, 36, 3511-3513 (2000).
- [5] Norimichi Watanabe, Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe and Kunimori Aizawa, Journal of Applied Physics, 97, 10B116 (2005).
- [6] Norimichi Watanabe, Akiyoshi Nakayama and Susumu Abe, Journal of Applied Physics, 101, 09G105 (2007).
- [7] S. L. Miller, Kevin R. Biagi, John R. Clem, and D. K. Finnemore, Physical Review B, 31, 2684-2693 (1985).
- [8] O. B. Hyun, D. K. Finnemore, L. Schwartzkopf, and J. R. Clem, Physical Review Letters, 58, 599-601 (1987).
- [9] Norimichi Watanabe, Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Sho Kawai, Yohei Nishi, Koji Masuda, Journal of Applied Physics, 103, 07C707 (2008).
- [10] Norimichi Watanabe, Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe and Koji Masuda, Journal of Physics: Conference Series, 234, 042038 (2010).
- [11] Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Norimichi Watanabe and Yoichi Okabe, Microelectronic Engineering, 108, 93-98 (2013).
- [12] Norimichi Watanabe, Akiyoshi Nakayama and Susumu Abe, Journal of Applied Physics, 116, 033920 (2014).
- [13] Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe and Norimichi Watanabe, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 26, 1100606 (2016).
- [14] M. A.-K. Mohamed, J. Jung, and J. P. Franck, Physical Review B, 39, 9614-9617 (1989).
- [15] M. A.-K. Mohamed, J. Jung, and J. P. Franck, Physical Review B, 41, 6466-6478 (1990).
- [16] Norimichi Watanabe, Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Mitsunori Suda, Yohei Nishi, Koji Masuda and Chisato Sugaya, Journal of Applied Physics, 105, 07E312 (2009).