

| 令和5年度 修士論文概要 | | | |
|--------------|--|------|--------|
| 所属 | 情報創成工学専攻 | 指導教員 | 小田部 荘司 |
| 学生番号 | 226E0327 | 学生氏名 | 原岡 壮馬 |
| 論文題目 | 接合形状及び臨界電流密度分布の違いによるジョセフソン接合の斜め磁場中の直流臨界電流の磁気干渉 | | |

1. 緒言

ジョセフソン接合の接合面に平行な磁場を印加したときの臨界電流の磁場依存性は、Fraunhofer型の干渉パターンを示すことで知られている⁽¹⁾。接合面内の電流は、接合を形成する2種の超伝導体の位相差が磁場によって変調される。接合面内の電流密度 J_z と臨界電流密度 J_c は、

$$J_z(x, y) = J_c \sin \theta(x, y) \quad (1)$$

の関係にあり、 θ はゲージ不変な位相差である。

これまでの研究で、十字型接合とオーバーラップ接合の2種類について垂直及び斜め磁場を印加した際、形状によって異なる磁気干渉を示すことを明らかにしたが^{(2), (3)}、接合面内の J_c は均一であると仮定していた。本研究では、十字型接合とオーバーラップ接合における斜め磁場下の臨界電流の磁気干渉について、接合面内の J_c の空間的不均一性について理論的に考察した。

本研究は、非常に感度の高い磁気センサとして医療分野や資源探査に応用されている SQUID の機能向上に繋がることが期待される。

2. 接合形状と解析モデル

2.1. 十字型接合とオーバーラップ接合

十字型接合及びオーバーラップ接合の形状を Fig. 1 に示した。十字型接合は、上下の超伝導ストリップが十字になるように重ね合わせ、その間に薄い絶縁層を挟んだ構造である。一方、オーバーラップ接合は上下の超伝導ストリップを平行に重ね合わせ、その間に絶縁層を挟んでいる。スケールは、上下の超伝導ストリップの幅を w 、ストリップの厚みを d_s 、絶縁層の厚さを d_j 、接合面の面積を $w \times w$ とした。また、 x, y, z 軸それぞれに沿った磁束の方向を Φ_x, Φ_y, Φ_z と定義する。ここで、 Φ_x と Φ_y は、接合面に対して平行な磁束、 Φ_z は接合面に対して垂直な磁束で、それぞれの磁場が同時に印加された状態を斜め磁場という。

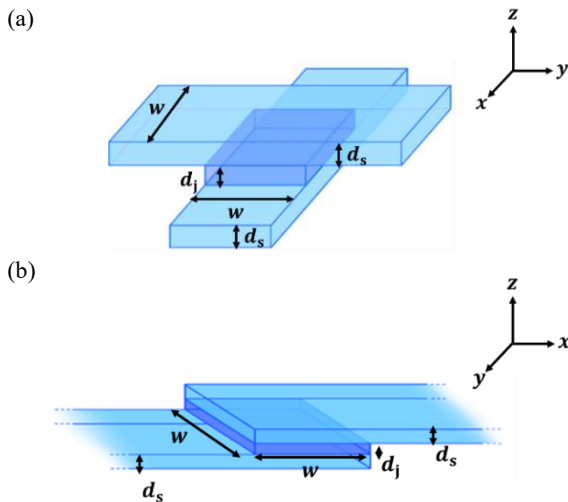


Fig. 1 Shape of (a) for cross-type junction and (b) for overlap junction, where d_s is thickness of top and bottom strips, d_j is thickness of insulator and junction region is $w \times w$.

2.2. 解析モデル

本研究では接合面内に J_c が均一に分布したモデルと、接合面内の外側にのみ J_c が分布したモデルの計算を行った。Fig. 2 (a), (b) は、接合面内の J_c の分布を示している。Fig. 2(a) は、 J_c が均一な場合、Fig. 2 (b) は、 J_c が不均一な場合である。縦軸は接合面の縦の長さ、横軸は接合面の横の長さを表している。水色は $J_c > 0$ が一定の領域、黒色は $J_c = 0$ の領域を示している。 x_0 は、 x 軸方向、 y_0 は y 軸方向の $J_c = 0$ で、その領域は $2x_0 \times 2y_0$ である。接合面内を流れる電流 I_z は、電流密度 $J_z(x, y)$ を面積分したものと等しい。式 (1)を用いて、

$$I_z = \int_{-\frac{w}{2}}^{+\frac{w}{2}} dx \int_{-\frac{w}{2}}^{+\frac{w}{2}} dy J_c \sin[\theta_0 + \theta_1(x, y)] \quad (2)$$

であらわされる。ここで、ゲージ不変な位相差 $\theta(x, y)$ は、場所に依存しない位相差 θ_0 と場所に依存する位相差 $\theta_1(x, y)$ に分けられる。なお、 $\theta_1(x, y)$ は、磁場によって変化する。 $\theta_1(x, y)$ を用いて、臨界電流 I_c は、

$$I_c(\Phi_x, \Phi_y, \Phi_z) = \left| \int_{-\frac{w}{2}}^{+\frac{w}{2}} dx \int_{-\frac{w}{2}}^{+\frac{w}{2}} dy J_c \exp i\theta_1(x, y) \right| \quad (3)$$

であらわされる。

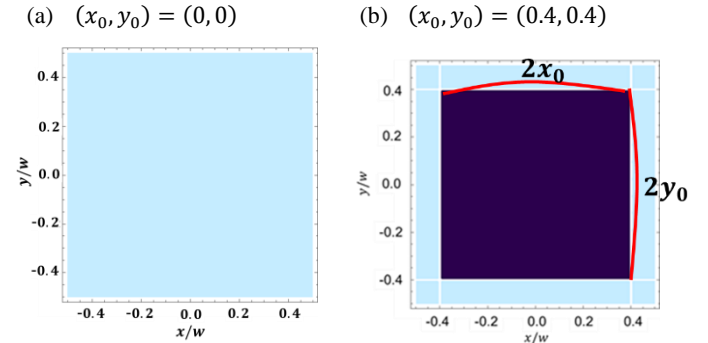


Fig. 2 Critical currents density J_c distribution of the junction region (a) for homogeneous J_c (b) for inhomogeneous J_c .

3. 結果

3.1. 十字型接合の2次元斜め磁場中の臨界電流

Fig. 3 (a), (b) は、ゼロ磁場中の臨界電流 I_{c0} で規格化した臨界電流 I_c を x 方向の磁束 $\Phi_x (\propto H_x)$ 及び z 方向の磁束 $\Phi_z (\propto H_z)$ の関数として等高線プロットした結果で、(a) は接合面内の J_c が均一な場合、(b) は、 J_c が不均一な場合である。カラーレンジは、 I_c の大きさをあらわしている。Fig. 3 (a) に示した水色のラインは、 Φ_x を単体で印加したとき、赤色のラインは、 Φ_z を単体で印加したときの磁気干渉をそれぞれ示している。水色のラインでは、 Φ_x が変化することで、色が変化していること明確である。これが磁気干渉をあらわしている。一方で、赤色のラインでは、 Φ_z の変化による色の変化は見られない。従って、このときは磁気干渉が生じていないことをあらわしている。

J_c が均一な場合、(Fig. 4(a)) は垂直磁場が大きい

($|\Phi_z| > 2|\Phi_x|$) と磁気干渉は消失するが、 J_c が不均一な場合 (Fig.4 (b))は、垂直磁場が大きくても磁気干渉が生じている。 Φ_z を印加した時の I_c の変化を示した 1 次元プロットにおいても、 J_c が不均一な場合、垂直磁場中でも磁気干渉が生じていることが分かる。

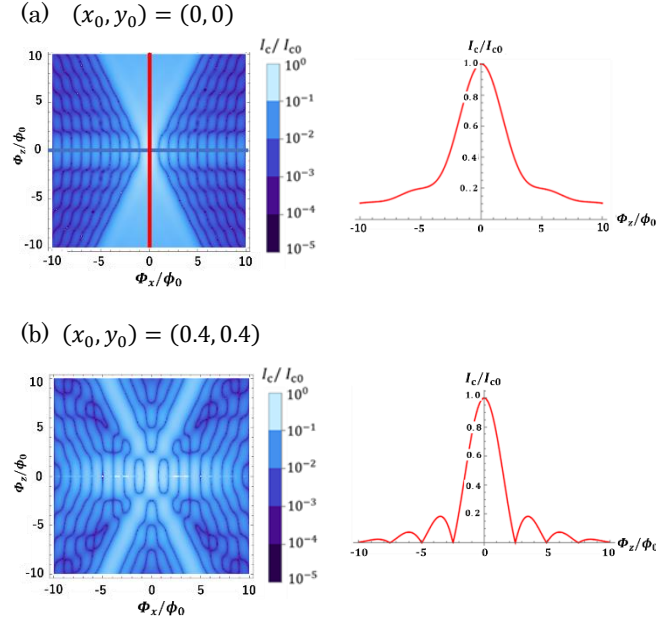


Fig. 3 Critical currents of cross-type junctions in 2D oblique magnetic fields (a) for uniform J_c and (b) for ununiform J_c .

3.2. オーバーラップ接合の臨界電流

Fig. 5 (a), (b) は、 J_c が均一な時の 3 次元斜め磁場中の I_c を等高線プロットした結果である。ここでは、横軸を $\Phi_x (\propto H_x)$ 、縦軸を $\Phi_y (\propto H_y)$ とし、 Φ_z を定数としている。Fig. 5 (a) は、 $\Phi_z/\Phi_0 = 0$ 、Fig.5 (b) は、 $\Phi_z/\Phi_0 = 4$ である。 Φ_z が接合面内に存在していないときは、 Φ_x および Φ_y の正負に関して対称的になっているが、 Φ_z が加わるとその対称性が破れ、臨界電流のピークが Φ_x の正方向に移動することが分かる。オーバーラップ接合では、 J_c 分布の違いによって、十字型接合のような垂直磁場中での大きな変化は見られなかった。

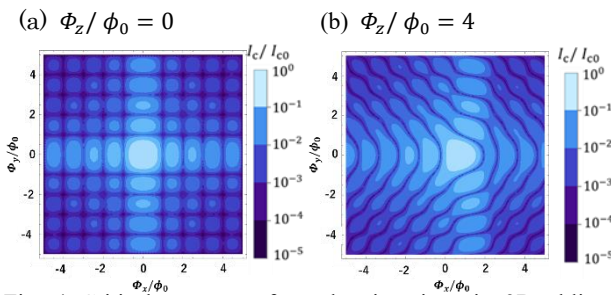


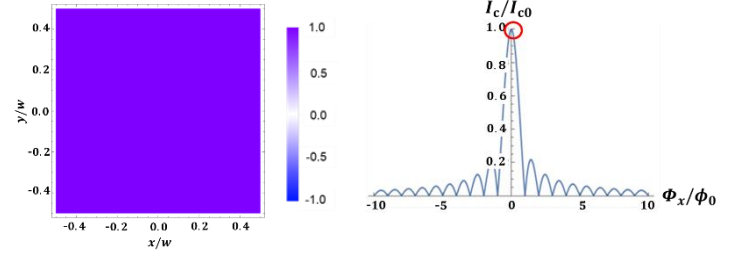
Fig. 4 Critical currents of overlap junctions in 3D oblique magnetic fields (a) for $\Phi_z/\Phi_0 = 0$ and (b) for $\Phi_z/\Phi_0 = 4$.

4. 考察

Fig. 5 は、十字型接合において磁場による位相の変化を $\sin \theta(x, y) = J_z(x, y)/J_{c0}$ から求めた結果である。ここで、 J_{c0} は、ゼロ磁場中の臨界電流密度である。Fig. 5 (a) は、ゼロ磁場中、Fig. 5 (b) は、 Φ_x を単体で印加したときである。縦軸と横軸は、 x 方向、 y 方向それぞれの接合面の長さをあらわしている。カラーレンジについて、紫色は、Fig. 1(a), (b) の z 軸の正の方向、青色は負の方向に流れる電流で、色の濃さは、 $J_z(x, y)$ の大きさをあらわしている。 Φ_x が印加されることで、電流が y 軸方向に沿って変調されていることが分かる。 Φ_y が印加されると電流は、 x 軸方向に変調される。紫色と青色の

総和が接合面内を流れる電流 I_z である。

$$(a) \left(\frac{\Phi_x}{\Phi_0}, \frac{\Phi_y}{\Phi_0}, \frac{\Phi_z}{\Phi_0} \right) = (0, 0, 0)$$



$$(b) \left(\frac{\Phi_x}{\Phi_0}, \frac{\Phi_y}{\Phi_0}, \frac{\Phi_z}{\Phi_0} \right) = (1, 0, 0)$$

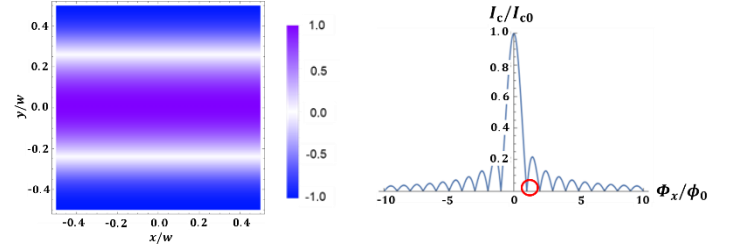


Fig. 5 Currents distribution of junction region (a) for zero magnetic field, (b) for Φ_x applied.

Fig.7 (a), (b) は、十字型接合において、(a) J_c が均一なとき、(b) 不均一なときの垂直磁場中での電流分布である。Fig. 7 (a) より、 Φ_z は接合面の 4 隅付近を流れる電流を変調する一方で、中央付近の電流は変調されておらず、その領域は広く維持されている。そのため、磁気干渉は起きず、 Φ_z が増加しても電流の大きさが単調に減少していく。一方、Fig.7 (b) では、中央付近で $J_c = 0$ になったことで、4 隅の変調される部分だけが残るため、磁気干渉が生じる。

一方、接合面の中央にのみ J_c が分布している場合は、 J_c が均一に分布したモデルを縮小したものと等価なので、 Φ_z 中で磁気干渉は生じない。

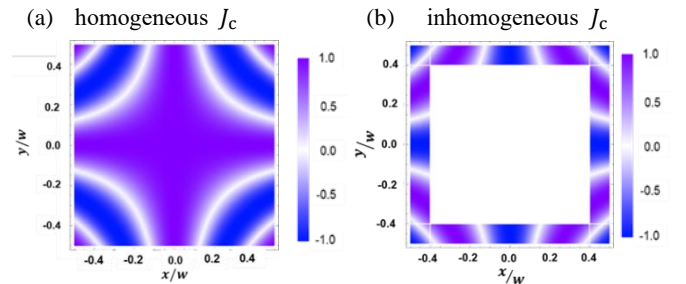


Fig. 6 Currents distribution of junction region of cross-type junction in perpendicular fields ($\Phi_x/\Phi_0, \Phi_y/\Phi_0, \Phi_z/\Phi_0 = (0, 0, 4)$) (a) for homogeneous J_c , (b) for inhomogeneous J_c .

5. 結言

接合形状及び接合面内の臨界電流密度分布の違いによって斜め磁場中の磁気干渉が異なることを明らかにした。磁気干渉が異なった理由としては、垂直磁場中での磁気干渉が接合形状によって異なることが大きな要因であると考えられる。本成果は、SQUID の機能向上に繋がることが期待される。

参考文献

- (1) A. Barone and G. Paterno, Physics and Applications of the Josephson Effect (Wiley, New York, 1982).
- (2) Y. Mawatari, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **55**, 200002 (2022).
- (3) 上田天馬, 九州工業大学大学院 2022 年度修士論文.