

論文概要

九州工業大学大学院情報工学府 情報創成工学専攻 物理情報工学分野

学生番号	236E0329	氏名	毛利 誠一
論文題目	マイスナー状態にある超伝導薄膜の縦磁場中臨界電流特性の研究		

1. 緒言

対破壊電流密度 J_d とは、超伝導状態で流すことのできる電流密度の理論限界である。通常観測される臨界電流密度は対破壊電流密度よりも桁違いに小さいことが多いが、厚さが薄くて幅が狭い超伝導ナノストリップにおいて、対破壊電流密度に匹敵する臨界電流密度が実際に観測されている。また、理想的な滑らかな表面の場合、マイスナー効果の安定限界である磁場は過熱磁場 B_{sh} と呼ばれる。本研究では、第二種超伝導薄膜に横磁場と縦磁場を印加した場合のマイスナー状態における臨界電流密度 J_c に加えて、超伝導薄膜内部の磁場およびオーダーパラメータ分布について Ginzburg-Landau (GL) 方程式に基づく数値計算を行い、臨界電流近傍での超伝導薄膜の状態について考察した。本研究により、 J_c が J_d に近づく条件が明らかになれば、超伝導薄膜の性能向上に寄与することが期待される。

2. 一次元 Ginzburg-Landau (GL) 方程式

yz 面に平行な幅の狭い超伝導薄膜に対し、 z 方向に輸送電流 I_t を通電し、かつ yz 面(薄膜面)に平行に外部磁場 B_a を印加する場合を考える。 B_a が y 方向のときは横磁場であり、 B_a が z 方向のときは縦磁場である。

超伝導薄膜内に量子化磁束が存在しないマイスナー状態は一次元 GL 方程式で記述され、極端な第二種超伝導体の場合は以下の非線形 London 方程式が導かれる^[1]。

$$\lambda^2 \frac{d^2 \mathbf{a}}{dx^2} = (1 - |\mathbf{a}|^2) \mathbf{a} \quad (1)$$

ここで、 λ は磁場侵入長、 \mathbf{a} は規格化したベクトルポテンシャルである。これを通電電流および外部磁場に関する境界条件の下で解析して、臨界電流 J_c およびマイスナー状態が安定である限界として定義される過熱磁場 B_{sh} につい

て考察する。

3. 計算結果および考察

3.1. ゼロ磁場中 J_{c0} と過熱磁場 B_{sh} の膜厚依存性

一次元 GL 方程式により数値的に求めた、ゼロ磁場中臨界電流密度 J_{c0} および過熱磁場 B_{sh} の膜厚 d_s 依存性を Fig. 1 に示す。Fig. 1 では、縦軸は J_d で規格化した J_{c0}/J_d および B_c で規格化した B_{sh}/B_c であり、横軸は磁場侵入長 λ で規格した膜厚 d_s/λ である。

膜厚が薄い ($d_s \leq \lambda$) 場合、 $J_{c0} \sim J_d$ および $B_{sh} \sim (\lambda/d_s) B_c$ である。膜厚が厚い ($d_s \gg \lambda$) 場合、 $J_{c0} \sim (\lambda/d_s) J_d$ および $B_{sh} \sim B_c$ となることが分かった。

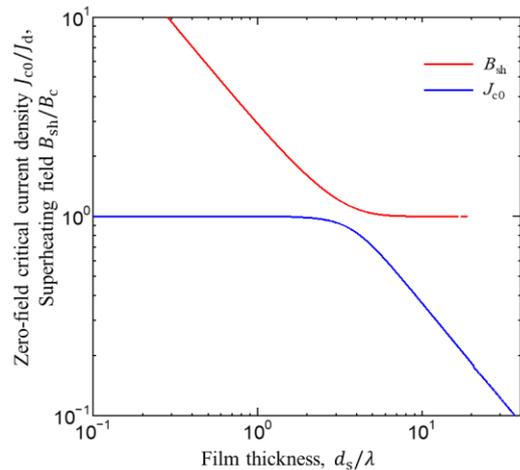


Fig. 1 Dependence of the zero-field critical current density J_{c0} and the superheating field B_{sh} on the film thickness d_s .

3.2. 縦磁場中の臨界電流密度

様々な膜厚の超伝導薄膜における縦磁場中の臨界電流密度の磁場依存性を Fig. 2 に示す。Fig. 2 では、縦軸はゼロ磁場での臨界電流密度 J_{c0} で規格した臨界電流密度 J_c/J_{c0} 、横軸は過熱磁場 B_{sh} で規格化した外部磁場 B_a/B_{sh}

である。

縦磁場中 J_c は、横磁場中 J_c より常に大きい。縦磁場中では、膜厚が薄い ($d_s \lesssim \lambda$) 場合の J_c は、ゼロ磁場付近では $J_c \sim J_d$ であり、外部磁場 B_a に対して緩やかに減少する。薄膜で J_c の磁場依存性が弱いのは、 B_{sh} が大きく、高い磁場までマイスナー状態が維持されるためである。一方、膜厚が厚い ($d_s \gg \lambda$) 場合、ゼロ磁場での J_c は小さく、磁場の増加に対して J_c は急激に減少する。厚膜の J_c の B_a 依存性は、以下の理論式の理論によく合う。

$$J_{c\parallel} = J_{c0} \left[1 - \left(\frac{B_a}{B_{sh}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2)$$

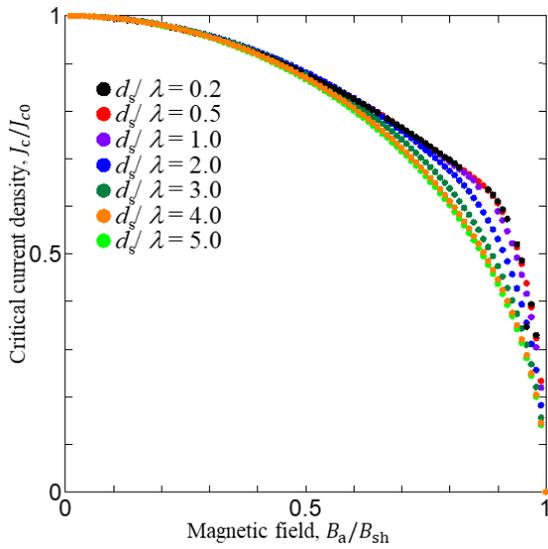


Fig.2 Dependence of the critical current density J_c on the longitudinal magnetic field B_a , where J_c is scaled by J_{c0} and B_a is scaled by B_c .

3.3. 縦磁場中の磁場およびオーダーパラメータ分布

縦磁場中の厚膜 ($d_s/\lambda = 5$) において、通電電流が臨界電流に達する条件を調べるため、臨界電流到達時の厚膜内部における磁場およびオーダーパラメータ分布を Fig.3 に示す。Fig. 3(a) は高磁場 ($B_a/B_{sh} = 0.9$)、Fig. 3(b) は低磁場 ($B_a/B_{sh} = 0.1$) の場合である。縦軸は磁場角度 θ 、過熱磁場 B_{sh} で規格化した y 方向と z 方向の磁場とそれらの絶対値 $B_y, B_z, |B|$ 、オーダーパラメータ (超伝導電子密度) f^2 、横軸は λ で規格化した超伝導薄膜の厚さ方向座標 x/λ である。縦磁場中の場合、 y 方向の磁場 B_y は通電電流による自己磁場 B_t に、 z 方向の磁場 B_z は外部磁場 B_a に主に対応する。

膜厚が厚い場合、超伝導薄膜の中心付近を除き、磁場の

角度 $\theta = \text{ArcTan}(B_y/B_z)$ はほぼ一定である。磁場が低い場合、自己磁場により磁場方向が大きく振られるため θ は大きい。一方、高磁場のときは、磁場はほぼ外部磁場に平行であり、 θ は小さい。厚膜 $d_s/\lambda = 5$ の場合、通電電流が臨界電流に達したとき、表面での磁場 B_s ($|B|_{x=\pm d_s/2}$) が B_{sh} に達し、表面でオーダーパラメータ $f^2 = 0$ になっている。

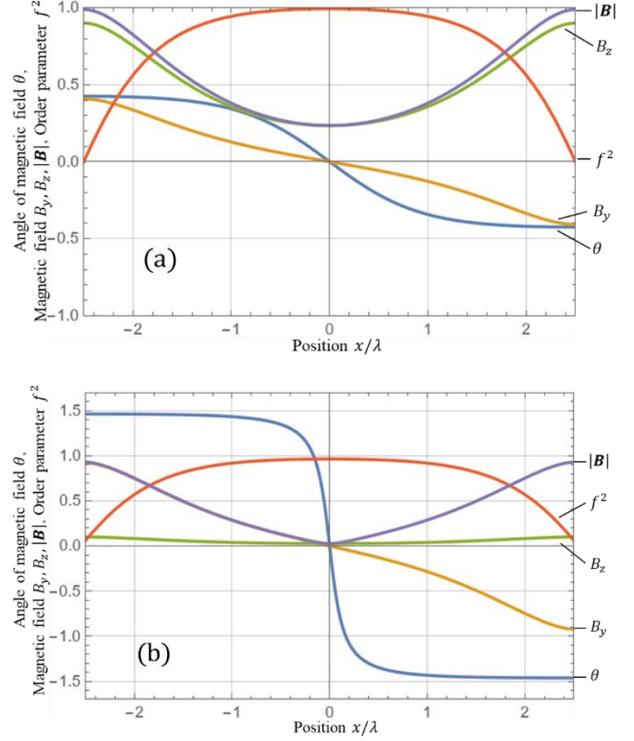


Fig3. Magnetic field distributions B_y , B_z , $|B|$, and order parameter f^2 in a superconducting film of $d_s/\lambda = 5$ exposed to the longitudinal magnetic field at critical current: (a) high magnetic field ($B_a/B_{sh} = 0.9$, $J_c/J_{c0} = 0.438$) and (b) low magnetic field ($B_a/B_{sh} = 0.1$, $J_c/J_{c0} = 0.995$).

4. 結言

一次元 GL 方程式を用いた数値計算を行い、 J_c の外部磁場依存性と膜厚依存性を議論した。その結果、縦磁場に対する J_c は横磁場に対する J_c よりも常に大きく、磁場に対して緩やかに減少する。厚膜の場合、 J_c は磁場の増加とともに急激に減少し、理論式と一致した。超伝導薄膜において、高い J_c を得る条件が明らかになった。本成果は、超伝導薄膜の性能向上に寄与することが期待される。

参考文献

- (1) P. G. de Gennes, Solid Dtat. Commun, **3**, 127 (1965).