

# 高 Tc 超伝導電磁石の臨界磁束密度の解析

## Critical Magnetic Flux Density Analysis of High Tc Superconducting Electromagnet

拓殖大学大学院 工学研究科 機械・電子システム工学専攻 吉森研究室

史 筱雨

指導教員 教授 吉森 茂

キーワード：高 Tc 超伝導体、超伝導電磁石、有効コヒーレンス長モデル、TDGL 方程式

### 1. まえがき

超伝導電磁石は 3[T]程度の強磁場を容易に発生させることができることから、MRI のような医療用診断装置や超伝導リニアモーターカーに採用されている。ただし、現在、実用化されている超伝導電磁石は液体ヘリウムを使用しなければならないのが弱点である。液体ヘリウムの原料であるヘリウムガスの全量をアメリカから輸入しているが、高価である上、近い将来、輸入できなくなる。日本で開発された Bi 系高 Tc 超伝導体を使用すれば、安価な液体窒素によって超伝導現象を実現できるので、高 Tc 超伝導体を使用した超伝導電磁石の実用化が期待されている。しかし、高 Tc 超伝導体の結晶が強い異方性を示すことから、どのくらい強力な超伝導電磁石を実現可能であるか明らかになっていない。

本研究では、Bi 系高 Tc 超伝導線材の臨界電流解析には時間依存の GL(TDGL)方程式を使用し、「有効コヒーレンス長モデル」に基づいて、超伝導電磁石の臨界磁束密度（実現可能な磁束密度の最大値）を解析した。[1]

### 2. TDGL 方程式に基づく Bi 系高 Tc 超伝導線材の臨界電流の解析

TDGL 方程式を用いて解析した Bi 系高 Tc 超伝導線材の臨界電流を図 1 に示す。市販の Bi 系超伝導線材の使用を仮定し、線材の幅を 4.5[mm]、厚さを 0.31[mm]とした。Bi 系超伝導体の結晶は強い異方性を有し、電流の流れやすさは結晶軸と電流のなす角度に依存する。

最も電流の流れにくい場合 ( $\gamma=1$ ) でも、印可磁束密度の影響がなければ、液体窒素温度で  $2 \times 10^7$ [A] もの大電流を流すことができる。しかし、臨界電流はわずかな印可磁束密度によって大きく減少する。

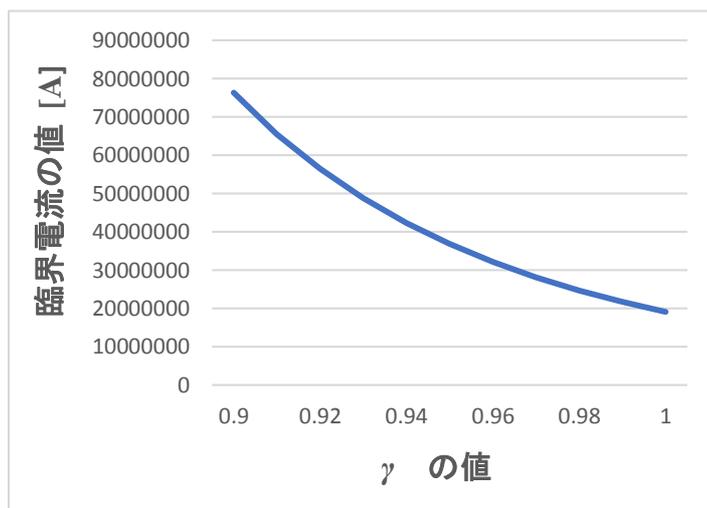


図 1. TDGL 方程式を用いた Bi 系超伝導線材の臨界電流の解析結果(T=77[K])

### 3 解析モデルと解析結果

本研究で考察する Bi 系高 Tc 超伝導電磁石（棒状ソレノイド）の解析モデルを図 2 に示す。ここで、L は電磁石の長さ、D は直径、W は Bi 系高 Tc 超伝導線材の幅、d はその厚さで、超伝導電磁石の形状因子と呼ぶ。

図 3 に示すように、真っ直ぐに高 Tc 線材をコイルに巻くことはできないので、やや傾けて巻くことになる。その傾けた角度を  $\theta$  とすると、 $\theta$  が  $90^\circ$  であれば理想的であるが、Bi 系高 Tc 超伝導線材の幅 W は 4.5[mm]

と広いために 90° にはできなくて、コイルを流れる電流の作り出す磁束密度の影響によって Bi 高 Tc 超伝導線材の臨界電流は減少する。臨界電流が減少すれば、達成できる磁束密度の上限（臨界磁束密度）も減少する。本研究の解析の元になるのが、現象論的な「有効コヒーレンス長モデル」であり、Bi 系高 Tc 超伝導線材の臨界電流密度  $J_c$  と印可磁束密度の関係は式(1)によって与えられる。[1]

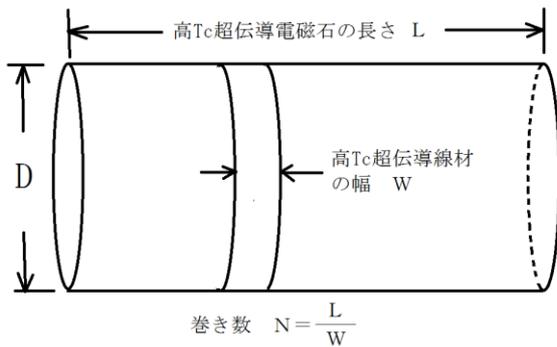


図 2. Bi 系高 Tc 超伝導電磁石の解析モデル

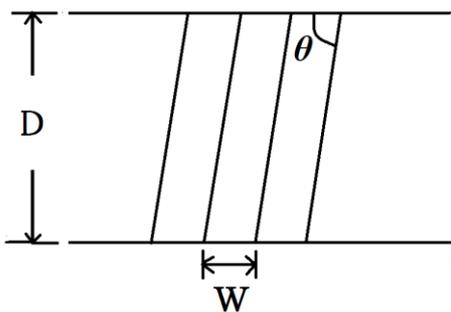


図 3. 角度  $\theta$  の説明図

$$J_c = \alpha - \beta \ln(B \cos \theta) \quad (1)$$

ここで、 $\alpha$  と  $\beta$  は実験的に決定された定数であり、 $\alpha = 0.602 \times 10^8$  [A/m<sup>2</sup>]、 $\beta = 0.665 \times 10^8$  [A/m<sup>2</sup>] という値をとる。[1]  $B$  は棒状ソレノイド内部の磁束密度に対応する。

次に、図 3 の角度  $\theta$  を棒状ソレノイドの形状因子を用いて表し、さらに式(1)を変形することによって臨界電流密度の決定方程式として式(2)を得る。 $L=1$ [m]、 $D=0.1$ [m]で空芯の棒状ソレノイド構造の場合について、液体窒素温度における巻き数と臨界磁束

$$\frac{J_c}{\beta} = \frac{10^{-3} e^{\frac{\alpha}{\beta}}}{\beta \mu_0 \mu_r N F(L, D, W, d)} e^{-\frac{J_c}{\beta}} \quad (2)$$

ここで、 $\mu_r$ は棒状ソレノイド内部の磁性体の比透磁率であり、 $N$ はコイルの巻き数、

$$F(L, D, W, d) = \frac{W^2 d}{2 \sqrt{L^2 + \left(\frac{D}{2}\right)^2} \sqrt{(\pi D)^2 + W^2}} \quad (3)$$

である。式(2)、(3)を用いて求められた臨界電流密度から臨界磁束密度  $B_c$  は次式(4)によって計算できる。

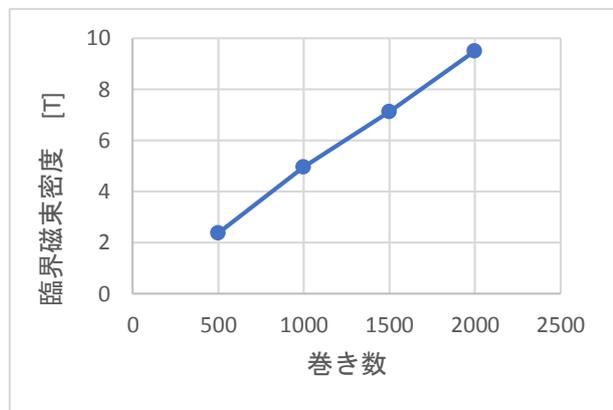


図 4. 巻き数と臨界磁束密度の関係 ( $T=77$  [K])

$$B_c = \frac{\mu_0 \mu_r L d J_c}{2 \sqrt{L^2 + \left(\frac{D}{2}\right)^2}} \quad (4)$$

密度の関係の解析結果の例を図 4 に示す。それぞれの巻き数における臨界電流値は  $7.6 \times 10^4$  [A] 程度である。

#### 4. まとめ

本研究では、現象論的な「有効コヒーレンス長モデル」に基づいて、Bi 系高 Tc 超伝導電磁石で実現できる臨界磁束密度を解析した。その結果、巻き数 2000 回の場合に 9.5 [T] という強磁場を実現可能であることが明らかになった。

#### 参考文献

[1] 吉田、他 “Bi-2223 高温超電導テープ材臨界電流密度の磁場方向依存性”、低温工学 Vol. 33, No.6, pp.363-370(1998).