

令和7年度 卒業論文

有限要素法を用いた超伝導線材の接合が
電流特性に与える影響の解析

九州工業大学情報工学部

物理情報工学科 電子物理工学コース

学生番号 222C3012

稲田 楓人

指導教員：小田部 荘司

目次

第1章 序論.....	- 1 -
1.1 超伝導体.....	- 1 -
1.1.1 超伝導体の歴史.....	- 1 -
1.1.2 銅酸化物超伝導体.....	- 2 -
1.1.3 ビスマス系超伝導体.....	- 3 -
1.1.4 RE系超伝導体.....	- 3 -
1.1.5 第1種・第2種超伝導体.....	- 3 -
1.1.6 超伝導体の n 値.....	- 4 -
1.2 鉄道への超伝導ケーブルの導入.....	- 4 -
1.3 有限要素法.....	- 5 -
1.3.1 モデル構築.....	- 6 -
1.3.2 節点と要素.....	- 6 -
1.3.3 支配方程式の構築.....	- 6 -
1.3.4 境界条件の設定.....	- 6 -
1.3.5 数値解法.....	- 6 -
1.3.6 結果の解釈.....	- 6 -
1.4 JMAG.....	- 7 -
1.5 \mathbf{A} - ϕ 法.....	- 7 -
1.6 臨界状態モデル(Beam モデル).....	- 9 -
1.7 本研究の目的.....	- 10 -
第2章 FEMによる解析方法と理論.....	- 11 -
2.1 解析方法.....	- 11 -
2.1.1 接合の理論.....	- 11 -
2.1.2 計算用回路.....	- 13 -
2.2 JMAGによる電気特性の妥当性の検証.....	- 13 -
2.3 解析内容.....	- 15 -
2.3.1 幅依存性が生まれた際の理論通りの電流分布が得られるかの検証.....	- 15 -
2.3.2 a/b が大きくなった場合に理論通りの電流分布が得られるかの検証.....	- 16 -
2.3.3 テープスケールの際に理論通りの電流分布が得られるかの検証.....	- 17 -
2.3.4 実際の超伝導ケーブルのようにテープ線材をねじったときに理論通りの電流分布が得られるかの検証.....	- 18 -
2.3.5 超伝導線材の安定化銅による電圧降下効果.....	- 19 -
2.3.6 途中に劣化した部分を含む超伝導線材の電界電流特性の検証.....	- 20 -
第3章 結果及び考察.....	- 22 -
3.1 幅依存性が生まれた際の理論通りの電流分布が得られるかの検証.....	- 22 -

3.2 a/b が大きくなった場合に理論通りの電流分布が得られるかの検証.....	- 26 -
3.3 テープスケールのときに理論通りの電流分布が得られるかの検証	- 26 -
3.4 実際の超伝導ケーブルのようにテープ線材をねじったときに理論通りの電流分布 が得られるかの検証.....	- 31 -
3.5 超伝導線材の安定化銅による電圧降下効果	- 32 -
3.6 途中に劣化した部分を含む超伝導線材の電界電流特性の検証	- 34 -
第4章 結論.....	- 37 -
参考文献.....	- 39 -
謝辞.....	- 40 -
研究業績.....	- 41 -

第 1 章 序論

1.1 超伝導体

1.1.1 超伝導体の歴史

超伝導体のルーツは 1911 年まで遡る。ライデン大学の物理学者ヘイケ・カメルリング・オネス (Heike Kamerlingh Onnes) によって、水銀を冷却する実験を行った結果、極低温において水銀の電気抵抗が急激に低下し、完全に消失することを発見した[1]。通常の導体よりも電気抵抗が著しく低下する性質を持つ物質は超伝導体と呼ばれ、この現象が起こる温度を臨界温度と定義している。臨界温度以上の超伝導体の抵抗は、通常の抵抗を持つ導体と大差ないが、臨界温度以下では超伝導状態に変化し、電気抵抗ゼロと完全反磁性を示す。超伝導状態と常伝導状態の関係を図 1.1 に示す。超伝導体は、温度 T が上昇するにつれて超伝導状態から常伝導状態に転移する。また、常伝導状態への転移は、超伝導体に印加する磁場を増加させるか、超伝導体を流れる電流密度を増加させることによって達成される。これらの相境界はそれぞれ温度 T_c 、磁場 H_c 、電流密度 J_c として定義される。

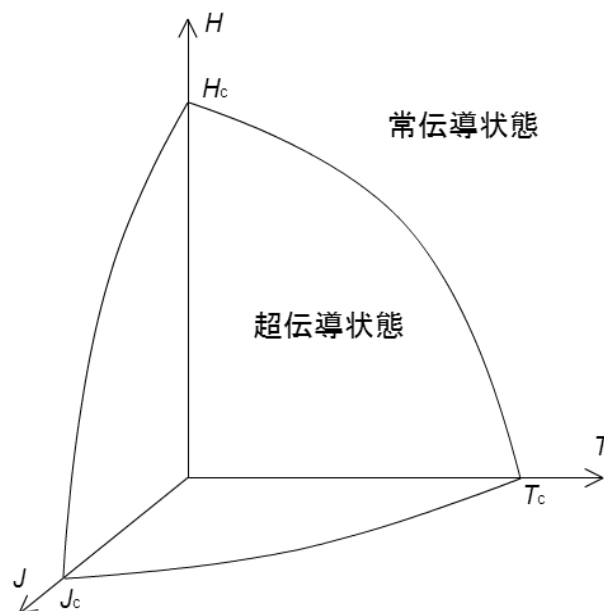


図 1.1 超伝導状態と常伝導状態の関係

1957 年、3 人の物理学者 (ジョン・バーディーン、レオン・クーパー、ロバート・シュリーファ) は、超伝導現象を理論的に説明するために BCS 理論を提唱した。この理論は低温に

おける超伝導のメカニズムを説明するものであり、電子の対はクーパー対として知られている。この理論によって、超伝導体の臨界温度 T_c が 30 K を超えないと予想された[2]。

1986 年に IBM の研究者らが酸化物の化合物において、液体窒素の温度でも超伝導現象が観測されることを報告した。臨界温度 T_c が 35 K である $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ などの LaBaCuO 系超伝導体である。この物質は、それまでの低温超伝導体とは異なり、高温超伝導体として注目を集めた。この発見はヨハネス・ベドノルツ (Johannes Georg Bednorz) とカール・アレクサンダー・ミュラー (Karl Alexander Müller) によるものである。この発見を契機として、より高い臨界温度を有する超伝導体の探索が活発に行われるようになった。その後、銅及び酸素を含む超伝導体は銅酸化物超伝導体と呼ばれ、超伝導体に関する研究は急速に発展した。1987 年に T_c が液体窒素の沸点(77.3 K)以上で超伝導を示す高温超伝導体(HTS: High Temperature Superconductor)も発見され、現在もさらなる高臨界温度超伝導体の発見を目指した研究が進められている。

2008 年には鉄系超伝導体が発見され、新たな高温超伝導体として注目を集めた。鉄系超伝導体は、これ以前に知られていた超伝導体とは異なり、高温 (液体窒素 77.3 K の温度程度) で超伝導を示すという点で注目されており、実用化の可能性に対する期待が高まった。

2013 年、グラフェンと呼ばれる炭素原子の単層からなる物質が超伝導であることが報告された。近年パワーデバイスに利用される半導体であるシリコンカーバイド (SiC) 結晶基板の表面上に、単一原子層のグラフェンを作製し、その上にカルシウム (Ca) を蒸着 (真空中で原子を堆積すること) して加熱処理してできた試料が、冷やすと超伝導を発現することを発見した。これにより、新しいタイプの超伝導体の可能性が示唆された[3]。

こうした発見と発展により、超伝導体の理論的理解と実用化は大きく前進し、さまざまな分野での応用が模索されている。超伝導体はすでに磁気浮上列車や磁気共鳴画像装置 (MRI) などの技術に利用されており、今後も新たな発見と応用が期待されている。

1.1.2 銅酸化物超伝導体

銅酸化物超伝導体は、1986 年に IBM の研究者によって発見され、銅と酸素から構成される二次元銅酸素シートを基本構造として、銅酸化物超伝導体になる。これらの物質は、通常の超伝導体よりも高温で超伝導を示し、主にイットリウム・バリウム・銅・酸素 (YBCO) 系超伝導体が代表的である。Y 系の銅酸化物超伝導体の臨界温度は 92 K に到達した。また 1993 年に臨界温度 135 K の水銀系銅酸化物超伝導体「 $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 」が発見された、このような超伝導体を線材化、電力輸送や MRI などへの応用が期待されている[4]。銅酸化物超伝導体は複雑な結晶構造を有しており、高温超伝導のメカニズムにおいて BCS 理論では説明しきれない相互作用が重要視されている。

1.1.3 ビスマス系超伝導体

ビスマス系超伝導体は、希土類元素を含まない酸化物超伝導体の一種で、主にビスマスとカルシウム、ストロンチウム、銅から構成される化合物である。代表的なものには Bi-2212 (ビスマス・ストロンチウム・カルシウム・銅・酸素) や Bi-2223 (ビスマス・ストロンチウム・カルシウム・銅・酸素) などが代表例として挙げられる。ビスマス系の超伝導体 Bi-2223 ($\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10-\delta}$) が 1988 年に科学技術庁金属材料技術研究所(現・物質・材料研究機構)の前田弘らのグループによって開発された。ビスマス系超伝導体は複雑な結晶構造を持っている。ビスマス酸化物層や銅酸化物層が積層され、この層状構造が高温超伝導のメカニズムに寄与していると考えられている。ビスマス系超伝導体は、液体窒素の温度範囲 (約 30 K から 110 K まで) 以上で高温超伝導を示すことが特徴である。この特性により、液体窒素を冷却剤として利用することが可能になり、実用的な応用が期待されている。また、液化天然ガス (LNG) の蒸発温度である 110 K の温度を持つため、高価な液体ヘリウムが不要となり、冷却コストを大幅に削減することも期待されている[5]。

1.1.4 RE 系超伝導体

RE 系超伝導体 (Rare Earth 系超伝導体) は希土類元素を含む複雑な結晶構造を持つ化合物で、その中でも高温超伝導を示すものがあり、代表的なものとして、RE123 系の Y123 ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) の臨界温度 T_c は 93 K となっている[6]。Y 系超伝導体 (Y123) を含む RE123 系超伝導体は、液体窒素中 77 K 付近の磁場中で高い臨界電流密度 J_c を有することから、液体窒素温度で動作可能な高温超伝導線材として期待されている。

1.1.5 第 1 種・第 2 種超伝導体

超伝導体には第 1 種と第 2 種の 2 種類があり、その磁気的な性質により区別されている。第 1 種超伝導体は図 1.2 に示すように臨界温度以下では磁場を完全に排除し、超伝導体内の磁場はゼロに保たれるという性質である。1933 年にマイスナー (Fritz Walther Meissner) とオクセンフェルト (Robert Ochsenfeld) によって発見されたことから、マイスナー効果と呼ばれる。内部に超伝導電流が流れる。臨界磁場を超えると急激に超伝導状態から正常な状態 (通常の金属状態) に転移する。一般的に、低温での超伝導が見られる金属や合金である。

第 2 種超伝導体は図 1.2 に示すように臨界温度以下では下部臨界磁場 H_{c1} までマイスナー状態を示し、上部臨界磁場 H_{c2} まで磁束の侵入を許し、内部に部分的な超伝導電流が存在する。外部磁場が増加すると超伝導電流の通る領域が増加し、最終的に超伝導状態から通常の状態へと転移する[7]。

高温超伝導体の中には第一種超伝導体も存在するが、一般的には第二種超伝導体が多い。例えば、 $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ （水銀・バリウム・カルシウム・銅・酸素）など、一部の化合物が高温超伝導性を示す中で第一種超伝導体の特徴を持っていることがある。高温超伝導体が主に第二種超伝導体である理由は、通常の冷却手段（液体窒素や液体ヘリウムなど）で冷却されることが一般的で、その範囲では第二種超伝導体が安定することができる。第二種超伝導体は外部磁場に対して部分的な超伝導状態を保ち、磁場の侵入を許容するため、高磁場応用などで利用することが可能である。

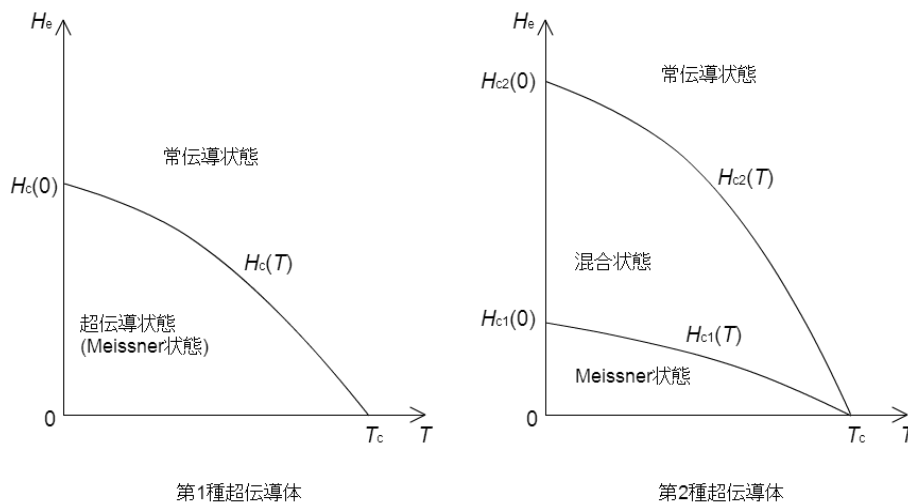


図 1.2 第 1 種超伝導体(a)・第 2 種超伝導体(b)

1.1.6 超伝導体の n 値

従来の第 2 種超伝導体には、ある臨界電流以下でゼロ抵抗状態、それ以上では抵抗状態という単純な近似を用いることによって、 E - J 特性は以下のように表される。

$$E = E_0 \left(\frac{J}{J_c} \right)^n \quad (1.1)$$

ここで、 E_0 は超伝導体の臨界電流密度 J_c を定義する基準値である。このような超伝導体内の電磁現象を記述するモデルは n 値モデルと呼ばれる。

指数 n を n 値と呼び、第 2 種超伝導体の非線形性を示すパラメータとして、 J_c とともに用いられている。[8]

1.2 鉄道への超伝導ケーブルの導入

超伝導ケーブルは、その特異な性質から電気抵抗がほとんどないため、エネルギーの効率的な伝送を可能にする技術として注目されている。本節では、鉄道分野における超伝導ケー

ブル導入の利点および開発状況について述べる。

高温超伝導線材は、臨界温度以下において一般の銅線と同様に使用することができる。臨界温度以下では電気抵抗がゼロとなるため、送電線に活用すれば、長距離でも電力の損失が極めて少なくなる。これにより、鉄道の電力供給において効率が向上し、エネルギーの節約が期待できる。超伝導ケーブルは高電流密度を有するため、限られたスペース内で大量の電力の伝送が可能となり、車両の動力伝送において効率的なシステム構築が可能である。また、超伝導ケーブルは強力な磁場を生成することができるため、磁気浮上鉄道（Maglev）において車両を浮上・推進するための駆動システムとして利用することが可能である。これにより、地上との摩擦がほぼない状態での高速で静音かつエネルギー効率の良い運行が可能になる。

鉄道への導入に向けた超伝導線材を応用するため、コイル状や螺旋状に巻き線をし、ケーブルとする。図 1.3 に示すように、超伝導ケーブルを鉄道のき電線へ応用すると、電気抵抗がゼロである性質から、損失なく電気を遠くまで運ぶことができるため、電力供給の安定性が向上する。電力の損失が少ないため、電力の変動や電圧の低下が軽減され、鉄道網全体の信頼性が上がる。変電所の負荷平準化や電圧効果の低減による変電所数の削減、回生効率の向上が期待できる。また、レールに流れる帰線電流を超伝導ケーブルに流すことで大地への漏れ電流もなくなり漏電の問題も解決できる[9]。

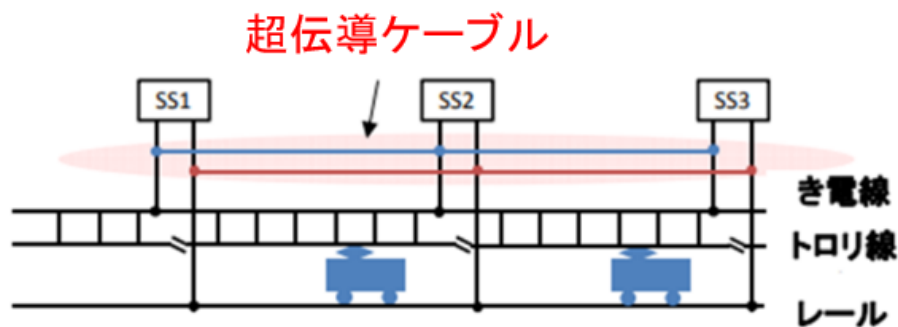


図 1.3 超伝導ケーブル導入時の概念図

1.3 有限要素法

有限要素法（Finite Element Method, FEM）は数値解析手法の一つである。解析的に解くことが難しい微分方程式の近似解を数値的に得る方法の一つであり[10]、Turner, Clough, Martin, Topp によって導入された[11]。方程式が定義された領域を小領域（要素）に分割し、各小領域における方程式を比較的単純で共通な補間関数で近似する[12]。構造力学分野で発達し[6]、その後、他の分野にも広く応用されるようになった。その背景となる理論は、関数解析(リースの表現定理、ラックス＝ミルグラムの定理など)と結びついて、数学的に整然としている。主に工学、物理学、地球科学、生体医工学などの分野で広く使用されている。ここで、FEM の基本的な概念と手順について説明する。

1.3.1 モデル構築

FEM は対象となる領域を有限な数の要素に分割し、それぞれの要素に対して数学的なモデルを適用する。この際、物体や領域を要素で近似することにより、連続体の問題を離散的な問題に変換して計算する。

1.3.2 節点と要素

モデルの構築では、要素と呼ばれる小さな部分に対して、計算の基本となる物理的な特性や挙動を定義する。これらの要素は、節点と呼ばれる端点で接続され、節点には変数が関連付けられる。

1.3.3 支配方程式の構築

各要素において物理法則（弾性力学、熱伝導など）を数学的にモデル化し、連立方程式を構築する。これには、節点の変位や温度などの未知数が含まれる。これにより、対象となる物理的な問題に関する支配方程式が得られる。

1.3.4 境界条件の設定

未知数が含まれる連立方程式を解くには、適切な境界条件が必要である。これには、物体や領域の境界での変位や温度、力などが含まれる。境界条件を与えることで、解の一意性を確保することができる。

1.3.5 数値解法

連立方程式を解くために、数値解法（ガウスの消去法、反復法など）が適用される。この際、コンピュータを用いて大規模な計算が行われる。解の精度や計算効率は選択された数値解法に依存する。

1.3.6 結果の解釈

計算が終了したら、各節点や要素での変位、応力、温度分布などの解を得ることができる。これらの結果を解釈し、設計や解析のための意思決定を行う。

FEM は複雑な物理現象や構造の解析において非常に強力なツールであり、多岐にわたる応用が可能である。有限要素法は構造解析、熱解析、電磁場解析、流体力学など、様々な分野で利用されている。

1.4 JMAG

「JMAG Designer」は、電磁場解析および設計のためのソフトウェアツールで、主に電磁気、磁気、電気機械エネルギーシステム的设计と解析に使用されている、JMAG は 1983 年に株式会社 JSOL が開発した電気機器設計、開発のためのシミュレーションソフトウェアであり、有限要素法を用いて高速に解析することによりバルク内部の複雑な物理現象を正確に捉えることができる。これにより、電磁場中の様々な物理現象をモデリングし、解析することができる。また、電動機、変圧器、発電機などの電気機械エネルギーシステム的设计に利用されている。

JMAG は、様々な材料の特性をモデル化するための機能を提供している。これには磁気特性、電気特性、熱特性なども含まれ、非線形および非同次材料のモデリングが可能であり、実際の物理現象に対してより現実的なシミュレーションを行うことができる。電気機械エネルギーシステム的设计や解析において、エンジニアや研究者にとって非常に役立つツールの一つである[13]。

1.5 $A-\phi$ 法

渦電流問題を高速に解く方法として、磁気ポテンシャル A と電気スカラーポテンシャル ϕ を未知数として解くベクトルポテンシャル法 ($A-\phi$ 法) というものがある[14]。

磁束密度 B は、磁気ポテンシャル A を用いると、

$$B = \nabla \times A \quad (1.2)$$

と表せる。これを Maxwell 方程式

$$\nabla \times E + \dot{B} = 0 \quad (1.3)$$

に代入すると、

$$\nabla \times E = -\dot{B} = -\nabla \times \dot{A} \quad (1.4)$$

すなわち、

$$\nabla \times (E + \dot{A}) = 0 \quad (1.5)$$

と表せる。ここで E は電場の強度、 \dot{B} は $\partial B / \partial t$ である。任意のスカラー関数 ϕ について、 $\nabla \times \nabla \phi = 0$ であるから、 E は

$$E = -\dot{A} - \nabla \phi \quad (1.6)$$

と表せる。

透磁率 μ 、電気伝導率 σ の導体中の磁場強度を \mathbf{H} 、電流密度を \mathbf{J} とする。

$\nabla \times \mathbf{H}$ に関する Maxwell 方程式は

$$\nabla \times \mathbf{H} = \dot{\mathbf{D}} + \mathbf{J} = 0 \quad (1.7)$$

であるが、周波数が極めて低い場合を考えるので電束密度 \mathbf{D} の時間微分は無視できると考える

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (1.8)$$

となる。式(1.8)に、式(1.2)および関係式

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (1.9)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B} \quad (1.10)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (1.11)$$

を代入すると

$$\nabla \times \mathbf{H} = \nabla \times \left(\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A} \right) \quad (1.12)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = \nabla \cdot \sigma \mathbf{E} = -\sigma \nabla \cdot (\nabla \phi + \dot{\mathbf{A}}) = 0 \quad (1.13)$$

となる。任意のベクトル \mathbf{A} において

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} \quad (1.14)$$

が成立する。これにクーロンゲージ条件($\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$)を代入する、

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = -\nabla^2 \mathbf{A} \quad (1.15)$$

となる。式(1.12)、式(1.13)に代入すると、

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} = \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \phi) \quad (1.16)$$

となる。ここで $\phi = \Phi$ と定義して、式(1.13)、式(1.16)に代入すると、それぞれ

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} = \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \Phi) \quad (1.17)$$

$$\nabla \cdot \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \Phi) = 0 \quad (1.18)$$

となる。これらが導体中の支配方程式である。

次に、空気領域では、 \mathbf{J}_{ex} を外部電流密度とすると、Maxwell 方程式より

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_{ex} \quad (1.19)$$

$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{A}$ (μ_0 は空気中の透磁率)と Maxwell 方程式から。

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{J}_{ex} \quad (1.20)$$

よって空気中の支配方程式は、

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{A} = -\mathbf{J}_{ex} \quad (1.21)$$

となる。

支配方程式を空間で離散化すると誤差が生じる。たとえば、導体中の支配方程式では、

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{A} - \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \Phi) = \delta \mathbf{x} \quad (1.22)$$

となり、 $\delta \mathbf{x}$ が誤差である。有限要素法では、左辺の微分方程式と右辺の誤差に重み $\delta \mathbf{w}$ をかけて体積積分したものをゼロと考えることにより、誤差 $\delta \mathbf{x}$ を考慮しなくてもよいようにしている。

$$\int_V \delta \mathbf{w} \cdot \left\{ \frac{1}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{A} - \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \Phi) \right\} dV = \int_V \delta \mathbf{w} \cdot \delta \mathbf{x} dV = 0 \quad (1.23)$$

\mathbf{A} - ϕ 法の有限要素法では、重み $\delta \mathbf{w}$ を \mathbf{A} の各成分の微小変化

$$\delta \mathbf{w} = (\delta A_x, \delta A_y, \delta A_z) \quad (1.24)$$

とする。

他の支配方程式についても同様の操作を行う。

1.6 臨界状態モデル(Bean モデル)

第2種超伝導体では、混合状態下に磁束線が超伝導体内部に入り込むことから、超伝導電流の影響により磁束線は Lorentz 力を受ける。Lorentz 力 \mathbf{F}_L は超伝導体に流れる電流密度 \mathbf{J} と超伝導体に侵入する磁束密度 \mathbf{B} から表すことができ、 $\mathbf{F}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$ である。磁束線は Lorentz 力による駆動力を受け動こうとするが、この磁束線の動きを止めるようにこの力に等しい制動力が働く。その一つがピンニング力 \mathbf{F}_P であり、もう一つが粘性力 \mathbf{F}_V である。これらの力が釣り合っているモデルのことを、臨界状態モデルという。臨界状態モデルは、

$$\mathbf{F}_L + \mathbf{F}_P + \mathbf{F}_V = 0 \quad (1.25)$$

で表せる[8]。

ここで、無限円柱を想定した超伝導体について考える。このとき、準静的に外部磁場が変化するような過程においては、磁束線の速度 \mathbf{v} が小さいため、粘性力 \mathbf{F}_V は無視できる。そのため、

$$\mathbf{F}_L + \mathbf{F}_P = 0 \quad (1.26)$$

で表せる。対称性より、半径方向の磁束密度 B_r 、動径方向の磁束密度 B_ϕ はそれぞれ0となる。ここで、 δ は磁束線の半径方向の移動を示すものとし、1、または-1を示すものとする。また、 B_z はz方向の磁束密度、 J_c は臨界電流密度、 r はバルク中心からの動径方向の距離、 μ_0 は真空の透磁率とすると、

$$F_L = \frac{B_z}{\mu_0} \frac{dB_z}{dr} \quad (1.27)$$

$$F_p = \delta J_c B_z \quad (1.28)$$

より、

$$-\frac{B_z}{\mu_0} \frac{dB_z}{dr} = \delta J_c B_z \quad (1.29)$$

となる。

1.7 本研究の目的

ビスマス系高温超伝導体 Bi-2223 の開発以降、超伝導線材の長尺化および線材化技術は大きく進展し、超伝導ケーブルとしての実用化に向けた研究が活発に行われている。特に液体窒素温度域で動作可能であるという特性から、冷却コストの低減や高電流密度化が可能となり、鉄道き電線をはじめとする電力輸送分野への応用が期待されている。一方で、実用的なケーブル長を実現するためには、複数の超伝導線材を接合する技術が不可欠であり、接合部における電流伝達特性がケーブル全体の性能を左右する重要な要素となる。

これまでに、超伝導線材同士の接合部における電流分布については、一次元モデルに基づく対称接合理論が提案され、接合長さや超伝導層の非線形抵抗特性が電流分布に与える影響が理論的に示されてきた。しかし、この理論は幅方向や厚さ方向の依存性を無視したモデルであり、実際の三次元構造を有する超伝導線材やケーブルに対して適用可能であるかについては、十分な検証が行われていない。

そこで本研究では、有限要素法解析ソフトウェア **JMAG Designer** を用いて、超伝導線材の接合部における電流分布を三次元モデルで解析し、対称接合理論が三次元構造においても成立するかを検証することを目的とする。具体的には、接合部の幅、接合長さ、テープ線材スケールおよびねじり構造といった条件が電流伝達特性に与える影響を系統的に評価する。さらに、超伝導線材の安定化銅層や線材途中の劣化部が電界-電流特性に及ぼす影響についても解析を行い、実用的な超伝導ケーブル設計に対する基礎的な指針を得ることを目的とする。

第2章 FEM による解析方法と理論

2.1 解析方法

本解析では、JMAG-Designer 24.0 を用いて超伝導線材の電気特性のシミュレーションを行った。

2.1.1 接合の理論

本研究で対象とした接合方式は、下層の超伝導層から通電された電流が常伝導層を經由し、上層の超伝導層へと流れる構造である。この接合構造は、長さ方向依存性のみ考慮した一次元モデル、すなわち幅方向および厚さ方向の依存性を無視したモデルである。したがって、この x は長さ方向の位置を表していることになる。このとき、

- 電流分布は、接合長さ a と特徴的長さ b との比である b/a 、および超伝導層の n 値で決まる
- 短い接合のとき、超伝導層の単位長あたりの非線形抵抗の影響は小さく、接合層の電流は均一となる
- 長い接合のとき、超伝導層の単位長あたりの非線形抵抗の影響が大きく、接合層の電流は端部に集中する

以上が、接合部における電氣的挙動を記述する接合の理論の概要である。以後、この理論を「対称接合理論」と呼ぶ。また、対称接合理論のモデル図を図 2.1 に示す。[17]

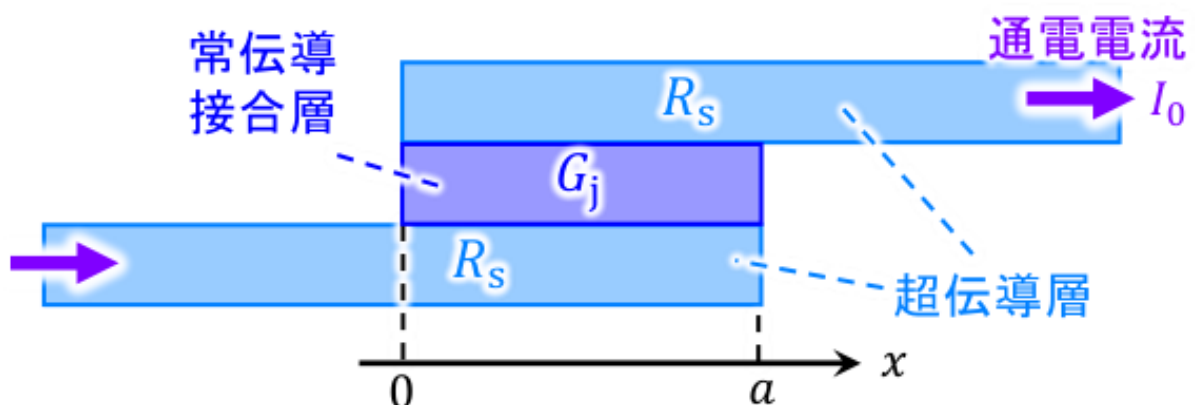


図 2.1 モデル

特徴的長さ**b**は

$$b = [2G_j R_s (I_0)]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.1)$$

で得られる。ここで、 G_j は常伝導層の単位長さあたりのコンダクタンス、 R_s は超伝導層の単位長さあたりの非線形抵抗、 I_0 は通電電流である。上側の超伝導層について、理論をグラフ化したものを図 2.2 に示す。

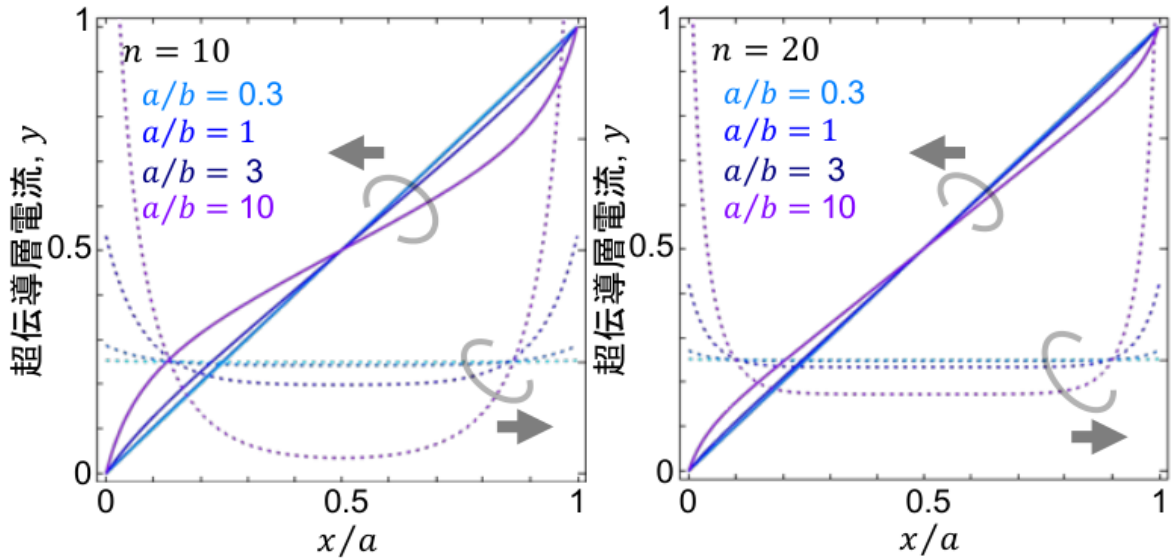


図 2.2 対称接合理論のグラフ化

縦軸 y は I_1/I_0 、横軸 x/a は長さ方向の位置を示す。ここで、 I_1 は超伝導層の電流、 a は接合長さである。このグラフは式 2.2 の微分方程式を解いたグラフである。

$$2b^2 \frac{d^2y}{dx^2} = y^2 - (1-y)^n \quad (2.2)$$

短い接合のとき、すなわち b/a が小さい時、超伝導層の抵抗の影響が小さく、接合層の電流は均一であるため、直線的になる。対して長い接合のとき、すなわち b/a が大きい時は、超伝導層の抵抗の影響が大きく、接合層の電流は端部分に集中するため、前半と後半が少し曲がったようになる。また、 n 値が大きくなるほど、超伝導層の単位長さあたりの非線形抵抗は小さくなるため、 $n=20$ は、 $n=10$ に比べて曲がり小さくなる。簡潔に言い換えると、線が直線的なほど、無駄が少ない接合、曲がるほど、無駄が多い接合となる。また、このグラフは上側の超伝導層のグラフであるため、下側の超伝導層のグラフは右肩下がりようになり、上側下側のグラフを重ねると直交するようになる。しかし、この理論は先述したとおり、一次元モデルでの理論であるため、三次元にも応用できるかを JMAG にて検証する。

2.1.2 計算用回路

本研究で用いた計算用回路を図 2.3 に示す。直流電流 DC は左から超伝導体を通して右へ流し、最後に接地されるという回路構成とした。

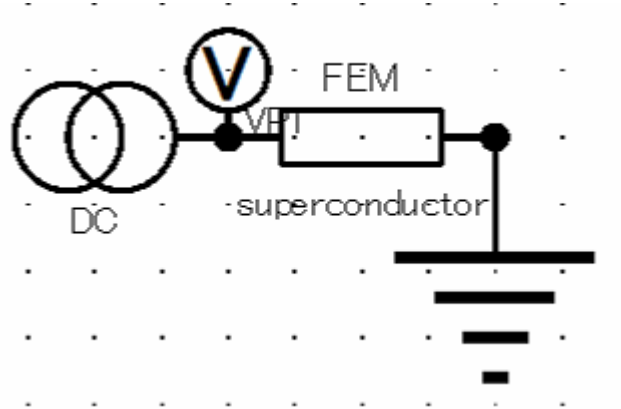


図 2.3 計算用回路図

2.2 JMAG による電気特性の妥当性の検証

操作とモデルによって、シミュレーション結果の妥当性を調べるために、Brandt らの論文による理論値と比較した[15]。この計算の臨界電流密度の磁場依存性は Bean モデルで行った。理論式によると、外部から超伝導平板内に電流を流す時、平板内の電流密度 $J(y)$ は

$$J(y) = \begin{cases} \frac{2J_c}{\pi} \arctan\left(\frac{a^2-b^2}{b^2-y^2}\right)^{1/2}, & |y| < b \\ J_c, & b < |y| < a \end{cases} \quad (2.3)$$

となる。この電流密度を積分すると、電流 I が得られる。

$$I = 2J_c(a^2 - b^2)^{1/2}, \quad b = a(1 - I^2/I_{\max}^2)^{1/2} \quad (2.4)$$

ここで、 $I_{\max} = 2aJ_c$ (超伝導平板厚さ $d = 1 \mu\text{m}$)は完全侵入する時、 $b = 0$ で発生する最大電流である。

電流密度 $J(y)$ による発生する磁場 $H(y)$ は

$$H(y) = \begin{cases} 0, & |y| < b \\ \frac{H_c y}{|y|} \operatorname{arctanh}\left[\frac{y^2-b^2}{a^2-b^2}\right]^{1/2}, & b < |y| < a \\ \frac{H_c y}{|y|} \operatorname{arctanh}\left[\frac{a^2-b^2}{y^2-b^2}\right]^{1/2}, & |y| > a \end{cases} \quad (2.5)$$

となる。ここで、 a は薄膜の幅、 b は $b = a(1 - I^2/I_{\max}^2)^{1/2}$ 、臨界磁場は $H_c = J_c/\pi$ である。

理論計算式により、理論値の結果は図 2.4 に示す[15]。

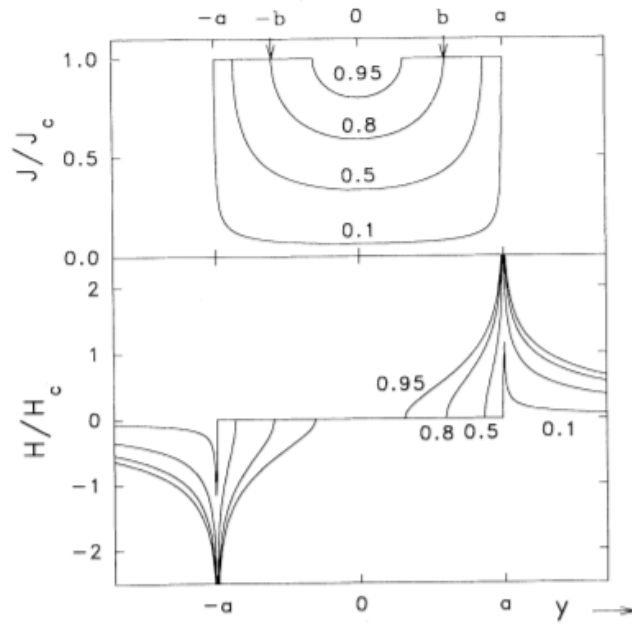


図 2.4 電流密度 $J(\mathbf{y})$ (上)と磁場 $H(\mathbf{y})$ (下)の理論値結果[12]

解析値は JMAG の解析結果である。解析値と理論値の比較結果を図 2.5 と図 2.6 に示す。

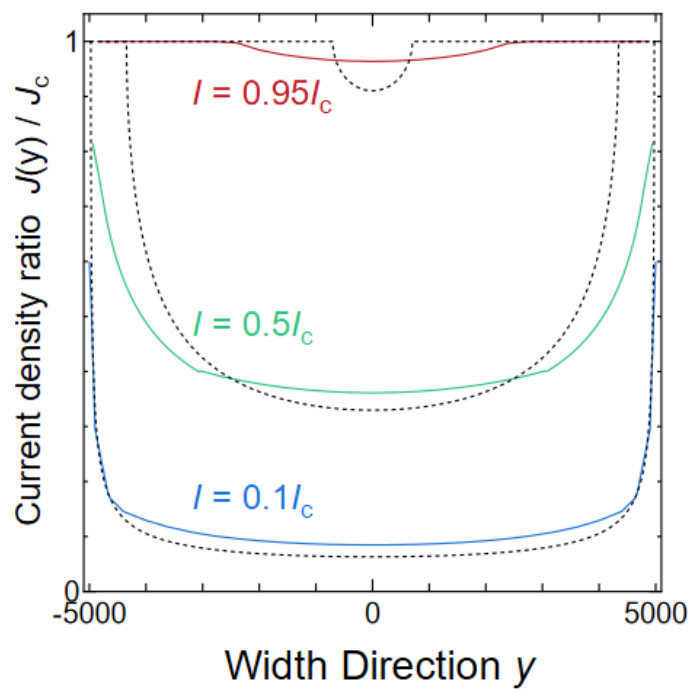


図 2.5 電流密度 $J(\mathbf{y})$ の解析結果と理論の比較

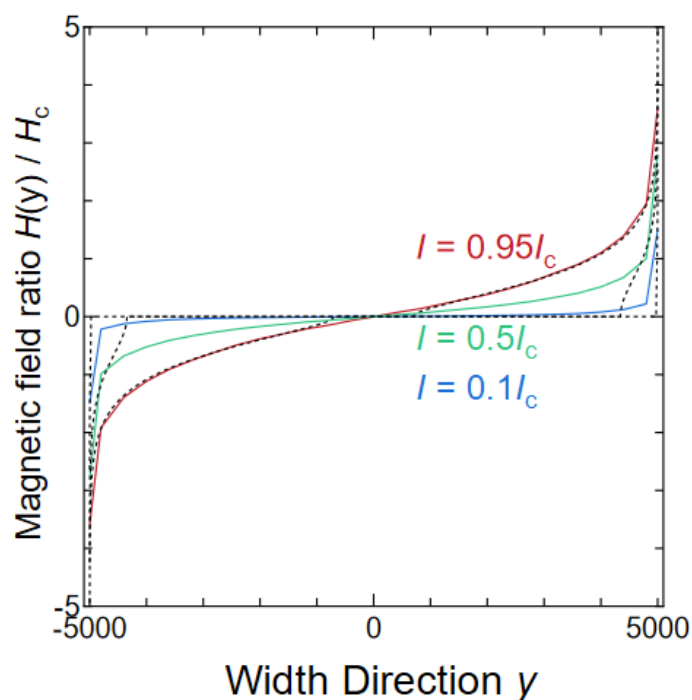


図 2.6 磁場 $H(y)$ の解析結果と理論値の比較

図 2.5 は電流密度の結果で、図 2.6 は磁場の結果である。比較結果は概ね一致し、適切であるといえる[16]。

2.3 解析内容

2.3.1 幅依存性が生まれた際の理論通りの電流分布が得られるかの検証

一次元モデルでの理論が三次元にも応用できるかを検証するために幅依存性が大きく生じると考えられる幅 100 mm のモデルで解析を行った。超伝導層と常伝導層のどちらも厚さは 0.1 mm である。常伝導層は電気伝導率 1.0×10^{10} S/m の銅を、超伝導層は臨界電流密度 3.03×10^{10} A/m²、 n 値は 10 のレアアース系高温超伝導線材で図 2.7 のようなモデルを作成した。通電電流 I_0 は 1000[A]でこのときの a/b は 1.41 である。図 2.8 は側面図であり、青色が超伝導下層、灰色が常伝導層、赤色が超伝導上層である。

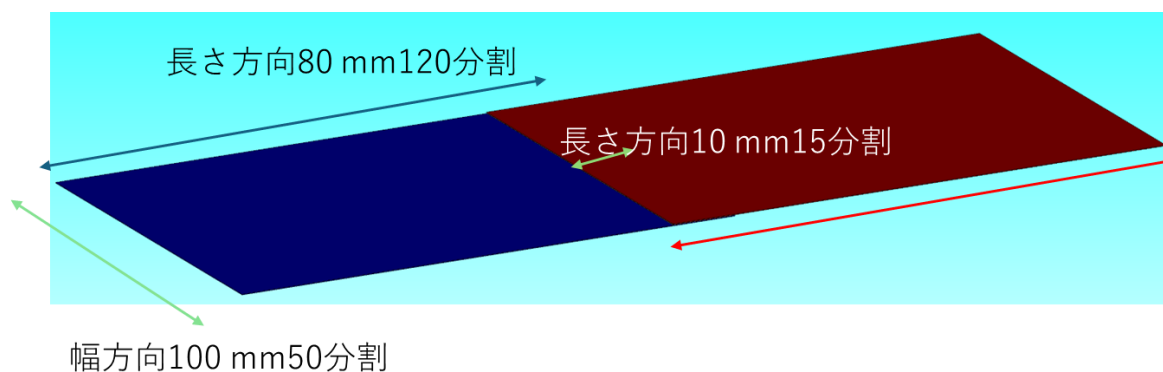


図 2.7 幅 100 mm、接合長さ 10 mm のモデル

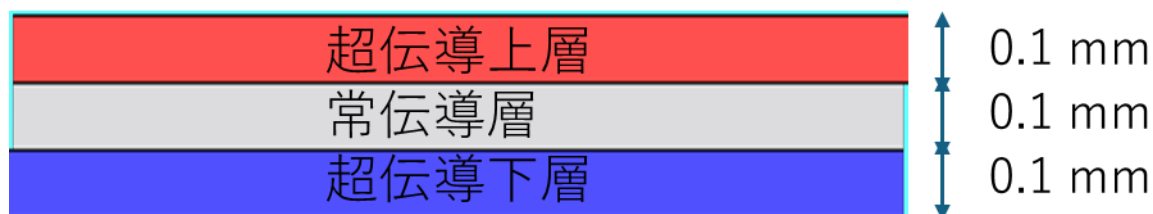


図 2.8 幅 100 mm のモデルの接合部の側面図

接合部分の長さは 10 mm で幅方向に 50 個、長さ方向に 15 個、厚さ方向に 10 個メッシュを分割し、そのメッシュの中心の電流密度を求め、理論値との比較を行った。

2.3.2 a/b が大きくなった場合に理論通りの電流分布が得られるかの検証

2.3.1 節のモデルの接合長さを 10 mm から 50 mm へ変更し、 a/b を大きくした際、理論通りグラフが曲がるかの検証を行うために図 2.9 のようなモデルを作成し、解析を行った。接合長さを 10 mm から 50 mm へ変更したことにより、 a/b は 7.07 となった。接合長さ以外の条件は 2.3.1 節と同じである。

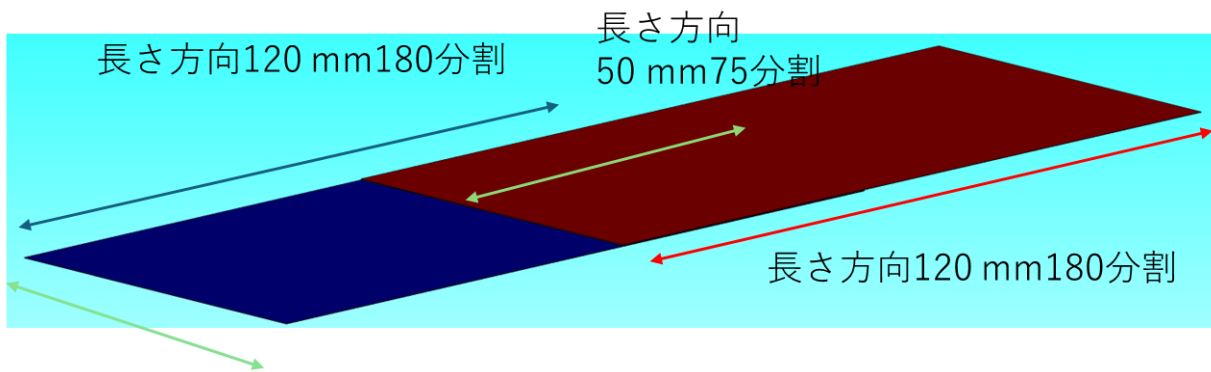


図 2.9 幅 100 mm、接合長さ 50 mm のモデル

2.3.3 テープスケールのときに理論通りの電流分布が得られるかの検証

2.3.1 節および 2.3.2 節の幅 100 mm というのは、超伝導ケーブルに流用するには現実的ではない幅である。そこで、すべてのパラメータを実際の超伝導ケーブルに用いられているテープ線材に近づけて解析を行った。超伝導層と常伝導層のどちらも幅を 4 mm、厚さを 0.2 mm に設定し、接合長さを 10 mm と 30 mm の二種類のモデルを作成した。ここで、厚さに関しては、実際の厚さは $2\ \mu\text{m}$ と非常に薄い、 $2\ \mu\text{m}$ の厚さを JMAG で解析しようとする、計算時間が膨大になってしまうため、厚さを 100 倍の 0.2 mm にし、それに伴い臨界電流密度を 100 分の 1 の $3.03 \times 10^8\ \text{A/m}^2$ に変更し、電気的には厚さ $2\ \mu\text{m}$ の線材と同じ、という状況にして電流密度を求めた。電気的に同じとき、結果もほぼ同じになることは確認している。また、どちらも n 値は 20、通電電流 I_0 は 200 A とし、このときの a/b は 0.63、1.89 となる。接合長さ 10 mm、30 mm のモデルはそれぞれ、図 2.10、図 2.11 である。また、側面図を図 2.12 に示す。

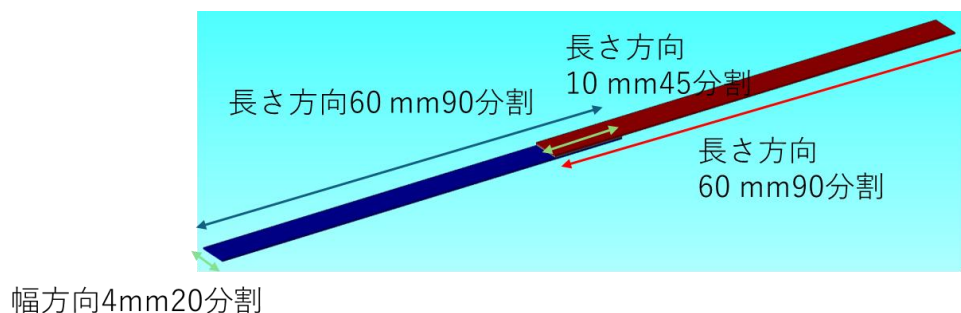


図 2.10 幅 4 mm、接合長さ 10 mm のモデル

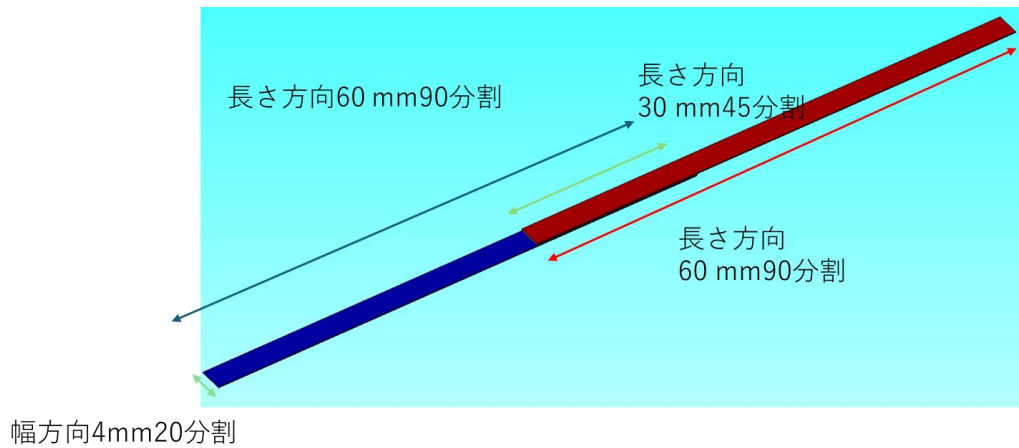


図 2.11 幅 4 mm、接合長さ 30 mm のモデル

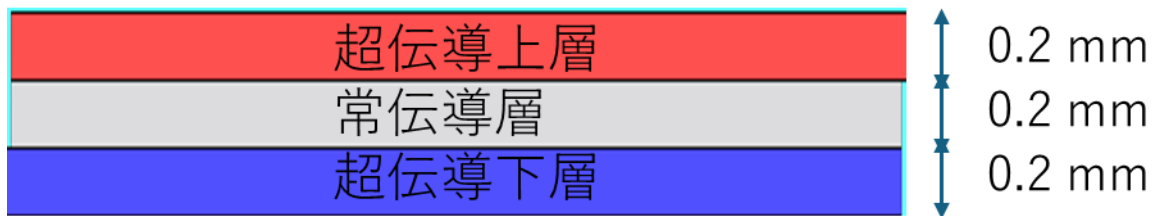


図 2.12 幅 4 mm のモデルの接合部の側面図

2.3.4 実際の超伝導ケーブルのようにテープ線材をねじったときに理論通りの電流分布が得られるかの検証

2.3.3 節の 2 つのテープ線材のモデルを実際の超伝導ケーブルのように円柱に巻き付けるようにねじっても理論通りに流れるかの検証を行った。モデルの形状以外は 2.3.3 節と同じである。作成した接合長さ 10 mm、30 mm のモデルはそれぞれ、図 2.13、図 2.14 である。

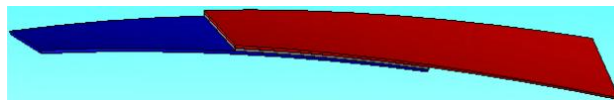


図 2.13 幅 4 mm、接合長さ 10 mm のモデルをねじったモデル



図 2.14 幅 4 mm、接合長さ 30 mm のモデルをねじったモデル

2.3.5 超伝導線材の安定化銅による電圧降下効果

これまでの節では、超伝導線材同士の接合部に着目し、常伝導層を介した電流伝達特性について検討を行ってきた。しかし、実際の超伝導ケーブルにおいては、接合部のみならず、線材そのものの過電流特性や安定性も重要な設計要素となる。超伝導線材は高い臨界電流密度を有する一方で、過負荷条件下では電圧が急激に上昇し、線材の損傷につながる可能性が指摘されている。このため、実用的な線材では超伝導層に加えて銅安定化層が付与されることが多く、その電氣的役割を把握することが重要である。そこで本節と次節では、接合構造から視点を移し、超伝導層および安定化銅層から構成されるコート線材単体に着目し、銅安定化層が電圧降下特性に与える影響について検証を行う。解析では、超伝導層と銅安定化層を有するモデルを用い、銅安定化層の厚みを変化させた場合の電界-電流特性を評価する。この解析により、安定化銅層が過電流条件下においてどのように電流を分流し、電圧上昇を抑制するかを明らかにすることを目的とする。

2.3.3 節の超伝導層である、 n 値は 20、幅 4 mm、厚さ 0.2 mm、臨界電流密度 3.03×10^8 A/m² の超伝導線材の周りに抵抗率 1.673×10^{-9} Ω・m の銅安定化層を接着させ、臨界電流を大きく上回っている 400 A を流し、電圧降下効果を測定する。銅安定化層の厚さを 5 μm、20 μm、40 μm と変化させ、20 μm においては、さらに幅 4 mm、厚さ 0.34 mm の銅線材を、厚さ 50 μm 接続抵抗 50 nΩ・m の半田を用いて接着し、より大きな電圧降下効果を期待する。それぞれのモデルの断面図を図 2.15～図 2.18 に示す。



図 2.15 銅安定化層 5 μm



図 2.16 銅安定化層 20 μm

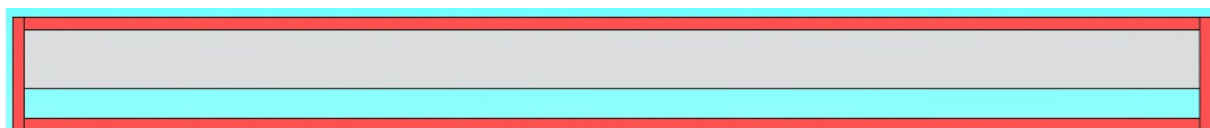


図 2.17 銅安定化層 40 μm

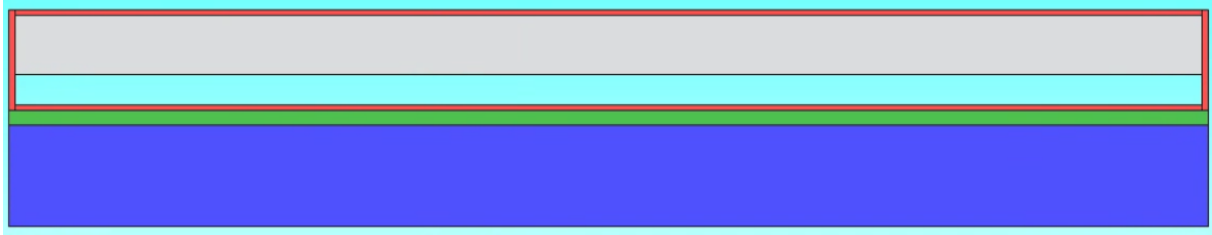


図 2.18 銅安定化層 20 μm + 銅線材（間は半田）

白色部分が超伝導層、赤色部分が銅安定化層、緑色部分が半田、青色部分が銅線材であり、超伝導層と銅安定化層の間は、厚さ 100 μm のハステロイ基盤を想定するため、空気層として

2.3.6 途中に劣化した部分を含む超伝導線材の電界電流特性の検証

2.3.5 節では、健全なコート線材を対象として、安定化銅層が電圧降下特性に与える影響について検討を行う。一方、実際の超伝導線材では、製造ばらつきや外的要因により、線材途中に超伝導特性が低下した劣化部が生じる可能性がある。このような劣化部が存在する場合、局所的な電流集中や電界の増大が生じ、線材全体の電気特性に影響を及ぼすことが懸念される。そのため、劣化部を含む線材において電流がどのように流れるかを把握することは、実用上重要な課題である。そこで本節では、線材途中に劣化した部分を含むコート線材モデルを作成し、その電界-電流特性について検証を行う。解析モデルでは、線材の一部に超伝導特性が低下した領域を設定し、電流流入および流出条件下における電界分布および電流分布を評価する。この検証により、劣化部の存在が電界-電流特性に与える影響を明らかにするとともに、安定化銅層が劣化部を含む場合においても電氣的安定性に寄与し得るかを検討することを目的とする。

図 2.15、図 2.17 の断面の途中に臨界電流密度が半分である $1.515 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ の超伝導層を挟んだ際に電界電流特性がどのようになるかの検証を行う。作成したモデルは図 2.19 である。

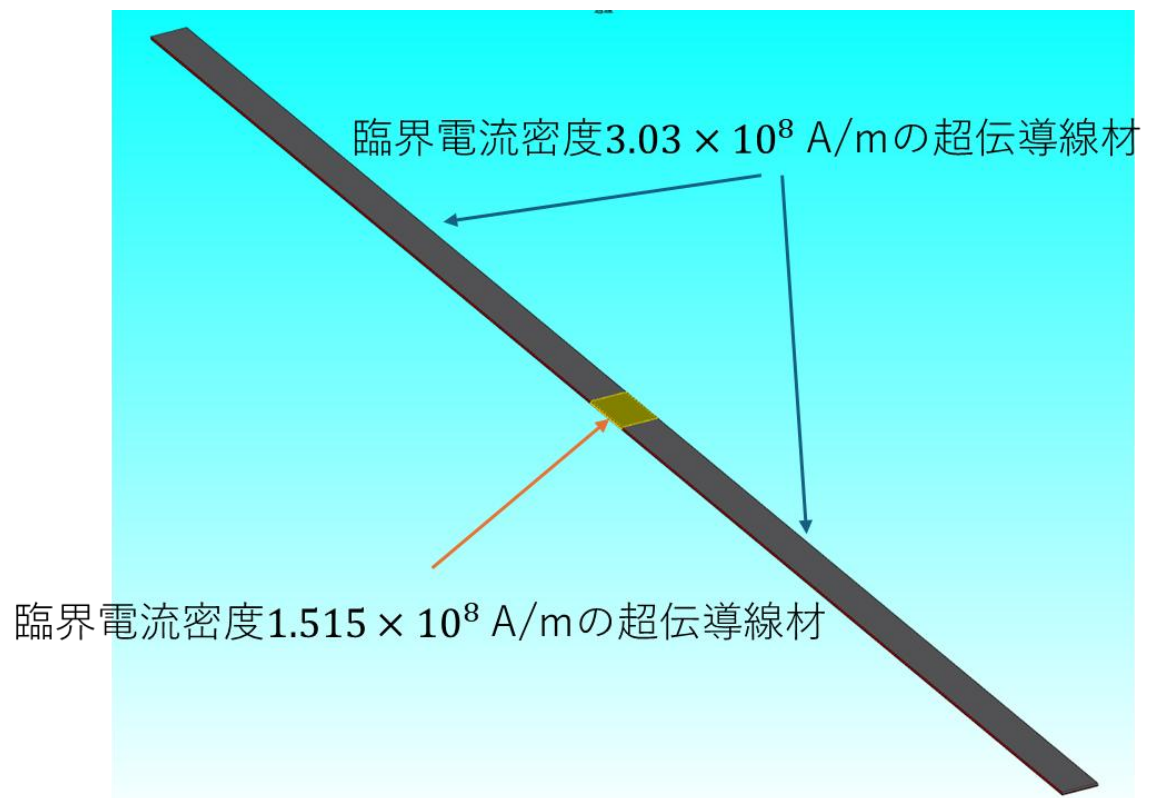


図 2.19 途中に劣化した部分を含む超伝導線材

第3章 結果及び考察

3.1 幅依存性が生まれた際の理論通りの電流分布が得られるかの検証

2.3.1 節のモデルの解析を行った。理論値すなわち、2.3.1 節の条件での式(2.1)の微分方程式の解との比較を行う前に、幅依存性の可視化つまり幅方向にどのように電流が分布しているかの可視化を行った。図 3.1、図 3.3 は超伝導下層と超伝導上層の幅方向の電流分布の可視化のグラフ、図 3.2、3.4 は超伝導下層と超伝導上層の幅方向の電流分布のコンタープロット図、図 3.5 は幅方向の断面の位置を表した図である。

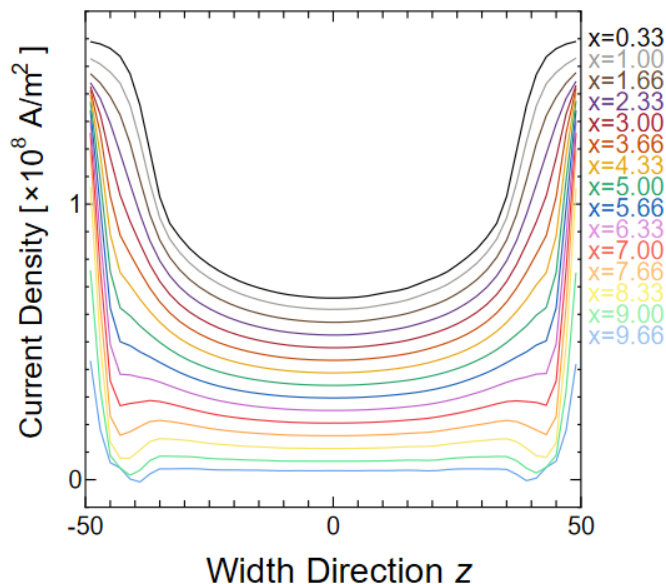


図 3.1 幅 100 mm の超伝導下層の幅方向の電流分布

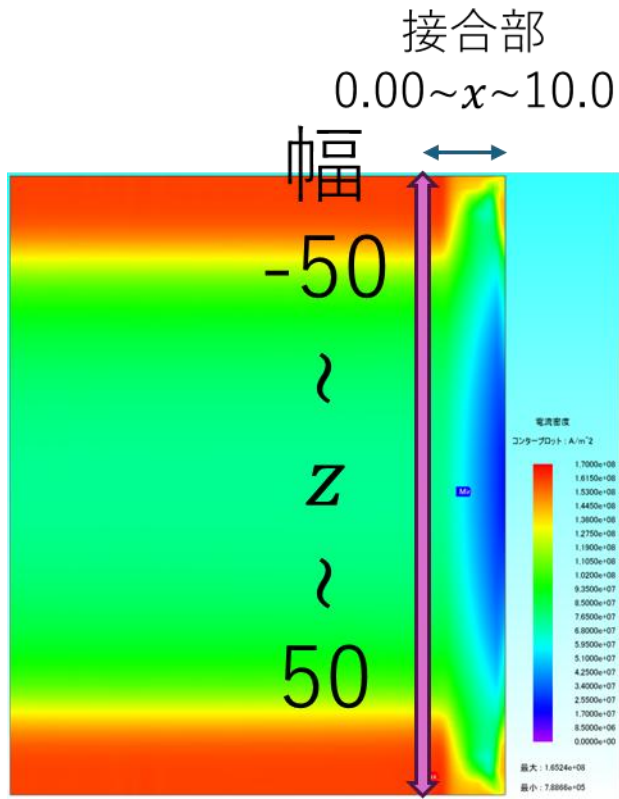


図 3.2 幅 100 mm の超伝導下層の幅方向の電流分布のコンタープロット図

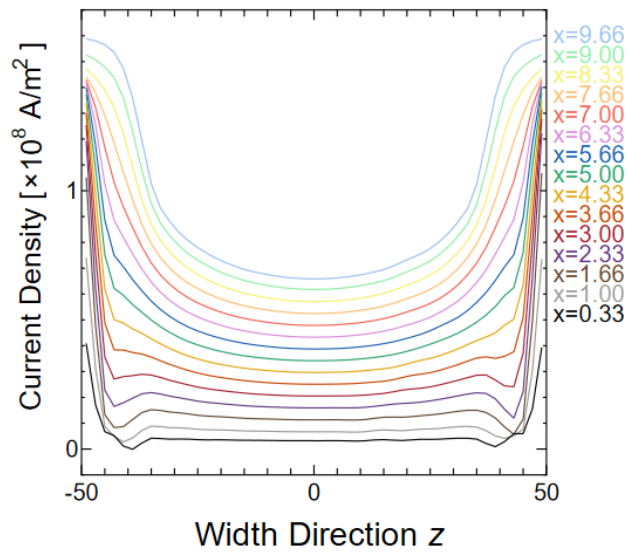


図 3.3 幅 100 mm の超伝導上層の幅方向の電流分布

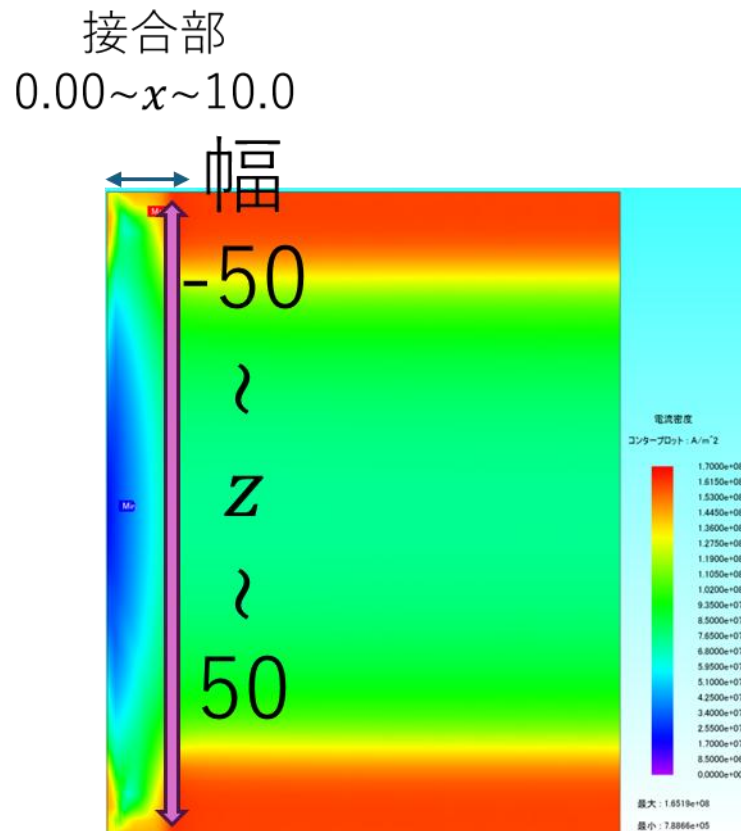


図 3.4 幅 100 mm の超伝導上層の幅方向の電流分布のコンタープロット図

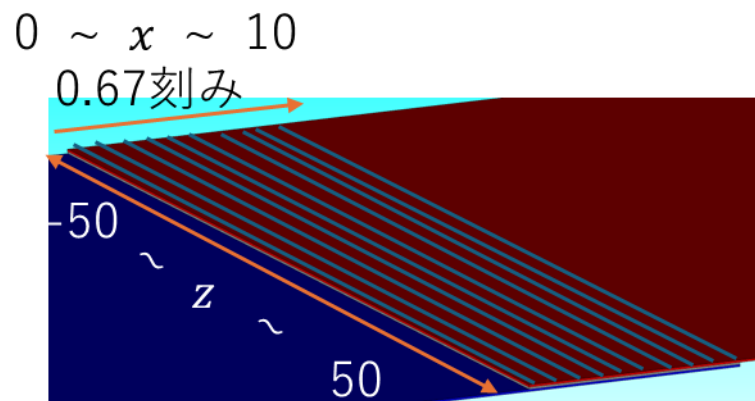


図 3.5 測定断面の位置

グラフの横軸は、 x 座標で切った断面の位置、すなわち幅方向の座標 z を表しており、縦軸はその z に対応する電流密度である。

$x = 0.33$ から 0.67 刻みで切っていく、15 か所の断面の、幅方向の電流密度の分布が読み取れる。

下の層上の層、どちらも端は高く、内側が低くなっていた。また、接合初め、すなわち x が

小さい時は下の層が大きく、接合終わり、すなわち x が大きいときは上の層が大きいうようになっていた。この2つのグラフより、幅 100 mm のときは幅依存性が大きく現れるということが明らかになったため、これらのグラフの積分値をそれぞれ求め I_1 とし、通電電流 I_0 との比すなわち 2.2.1 節の y を求めた。求めた結果を図 3.6 に示す。

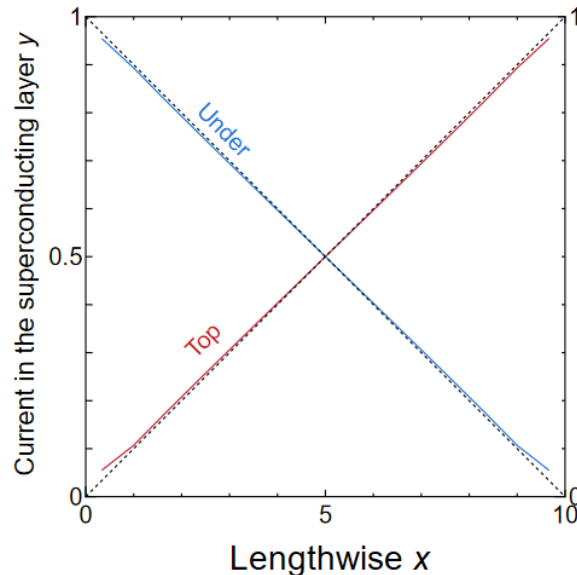


図 3.6 幅 100 mm、接合長さ 10 mm のモデルの電流比

縦軸は y つまり I_1/I_0 で、青線が下の層で、赤線が上の層である。点線は、 a/b が 1.41 のときの理論値のグラフである。接合初めは、下の層が大きく、上の層が小さい、接合中盤は、どちらも同じくらい、接合終わり、下の層が小さく、上の層が大きい、というようになっており、電流が理論通りに伝達されていることが確認された。幅依存性が大きい場合でも、グラフが対称接合理論のグラフと同様に直線的であることから、対称接合理論は、三次元にも適用可能であることが示唆された。

以上の結果より、幅方向に顕著な電流密度分布が存在する場合であっても、幅方向積分によって得られる電流比は理論値と一致することが確認された。したがって、幅依存性が大きい条件下においても、接合部全体の電流伝達挙動は一次元的な評価で把握可能であると考えられる。

3.2 a/b が大きくなった場合に理論通りの電流分布が得られるかの検証

2.3.2 節のモデルの解析を行った。

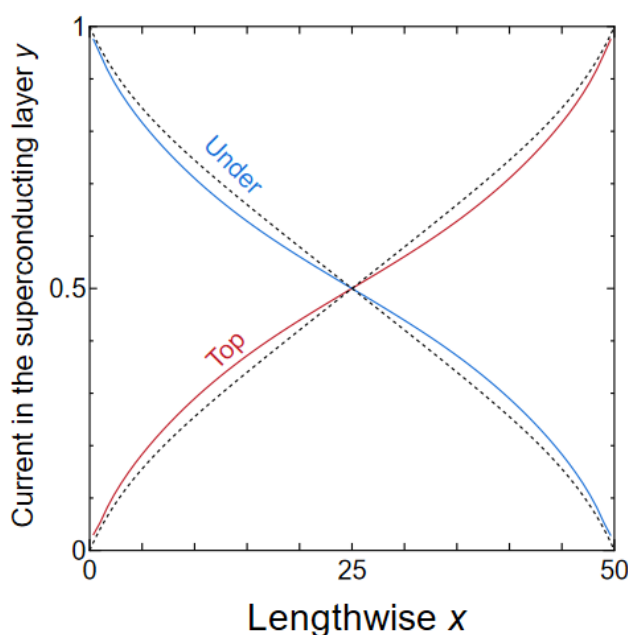


図 3.7 幅 100 mm、接合長さ 50 mm のモデルの電流比

対称接合理論通り、 a/b が大きくなったとき、グラフが曲がり、理論値と近いグラフになった。3.1 節の結果とこの結果より、対称接合理論が三次元にも応用できることがより有力になった。

このように、特徴的長さ比を大きくした条件では、電流比の分布形状が理論で示される傾向と同様に変化することが確認された。これにより、接合長さの変化が電流伝達特性に与える影響は、三次元解析においても理論的予測と整合していると考えられる。

3.3 テープスケールの際に理論通りの電流分布が得られるかの検証

3.1 節と 3.2 節より、対称接合理論が三次元にも応用できることが明らかになったため、実際のテープスケールではどのように電流が流れるかの検証を行うために、2.3.3 節のモデルの解析を行った。幅 100 mm と同様に幅依存性の可視化を行う。

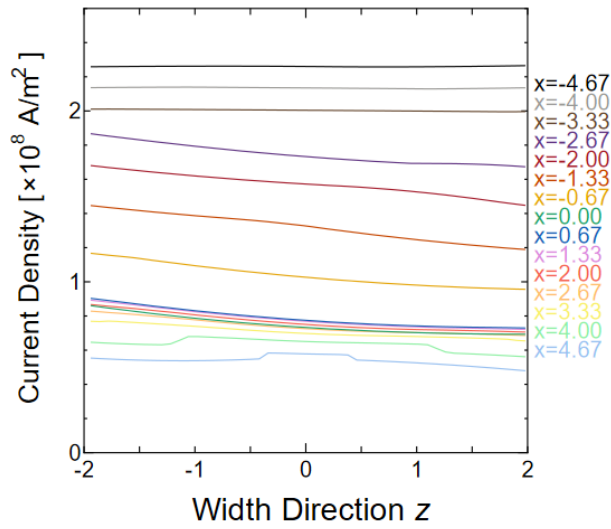


図 3.8 幅 4 mm、接合長さ 10 mm の超伝導下層の幅方向の電流分布

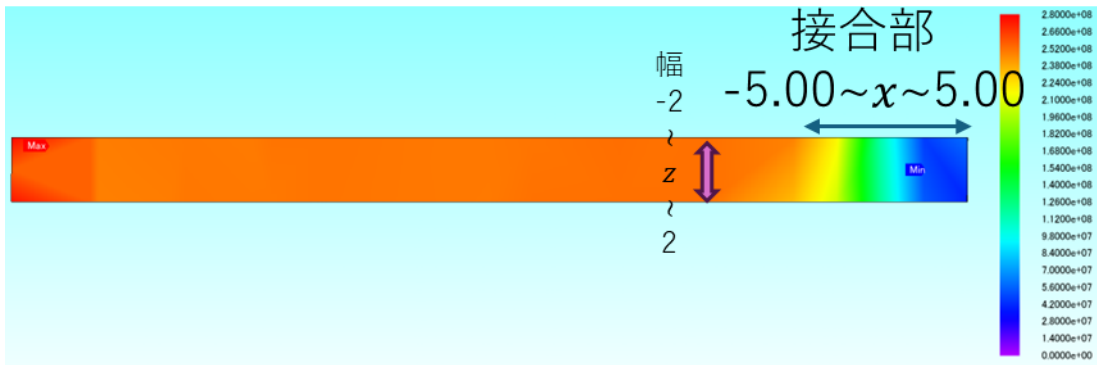


図 3.9 幅 4 mm、接合長さ 10 mm の超伝導下層の幅方向の電流分布のコンタープロット図

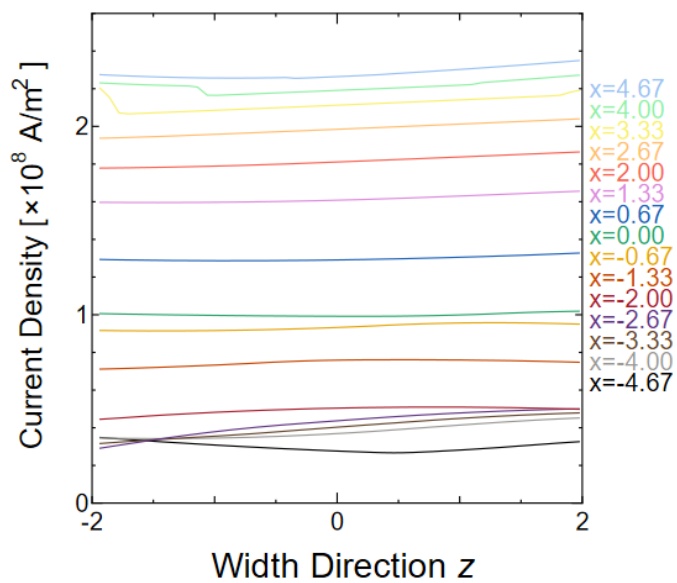


図 3.10 幅 4 mm、接合長さ 10 mm の超伝導上層の幅方向の電流分布

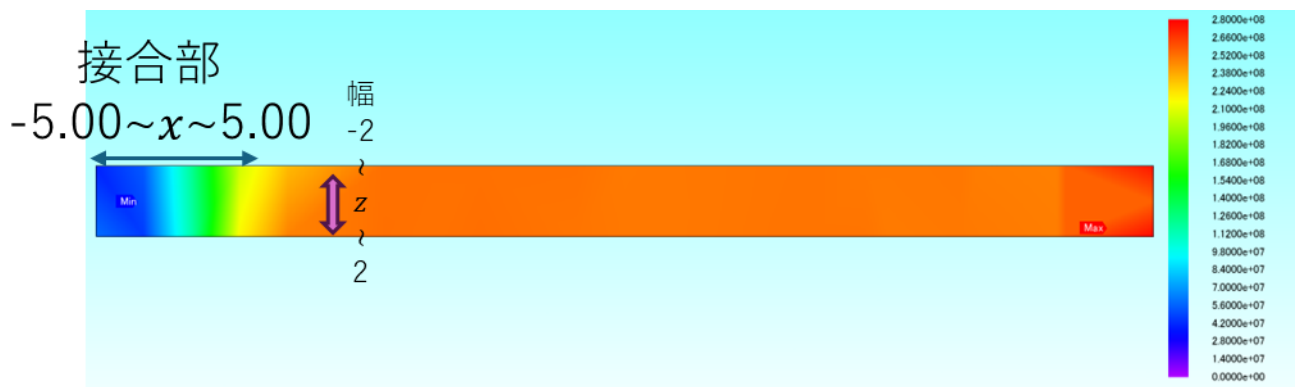


図 3.11 幅 4 mm、接合長さ 10 mm の超伝導上層の幅方向の電流分布の
コンタープロット図

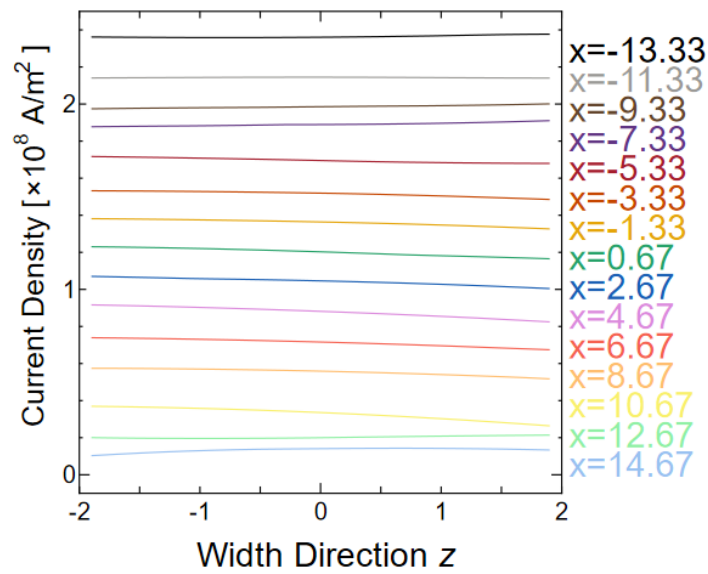


図 3.12 幅 4 mm、接合長さ 30 mm の超伝導下層の幅方向の電流分布

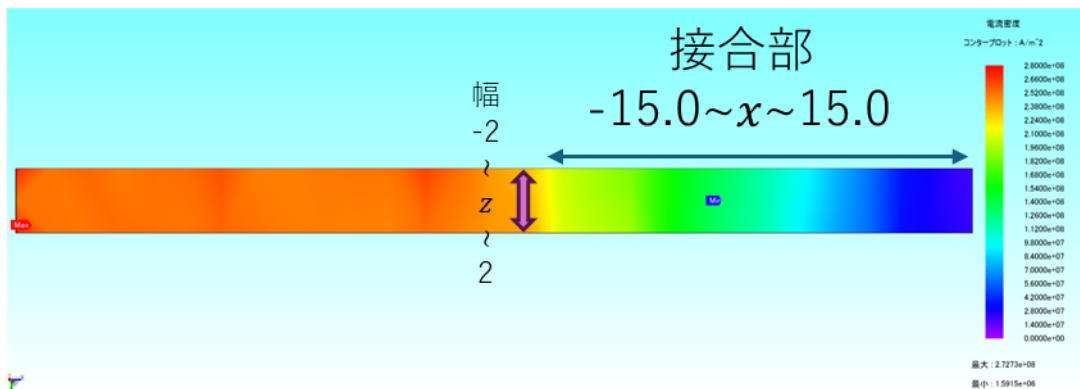


図 3.13 幅 4 mm、接合長さ 30 mm の超伝導下層の幅方向の電流分布の
コンタープロット図

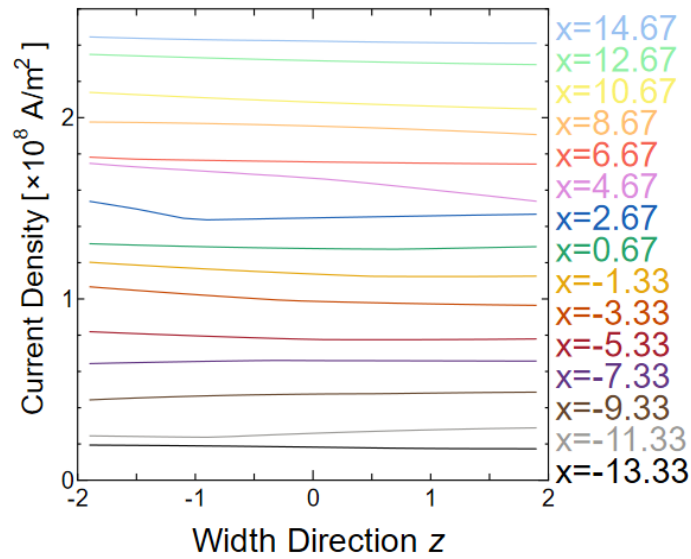


図 3.14 幅 4 mm、接合長さ 30 mm の超伝導上層の幅方向の電流分布

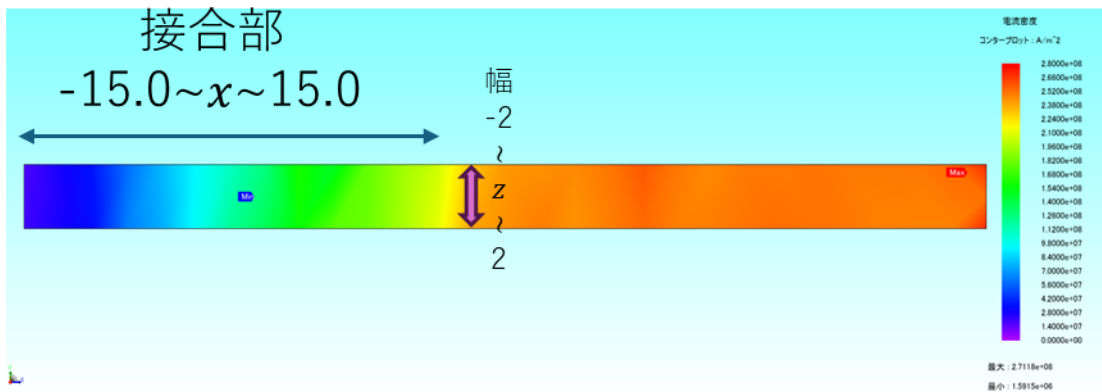


図 3.15 幅 4 mm、接合長さ 30 mm の超伝導上層の幅方向の電流分布のコンタープロット図

幅 100 mm と比べて、分布がほぼ一定となっていた。このことより、幅が 4 mm のときは、幅依存性は極めて小さいということが明らかになった。また、接合長さ 10 mm は、30 mm と比べて、少し傾いていたり、グラフの間隔が狭かったりした。このことより、接合長さが短すぎる場合、電流伝達に微小な偏りが生じてしまうことが明らかになった。次に、それぞれの I_1 と I_0 の比を表すグラフを図 3.16、図 3.17 に示す。

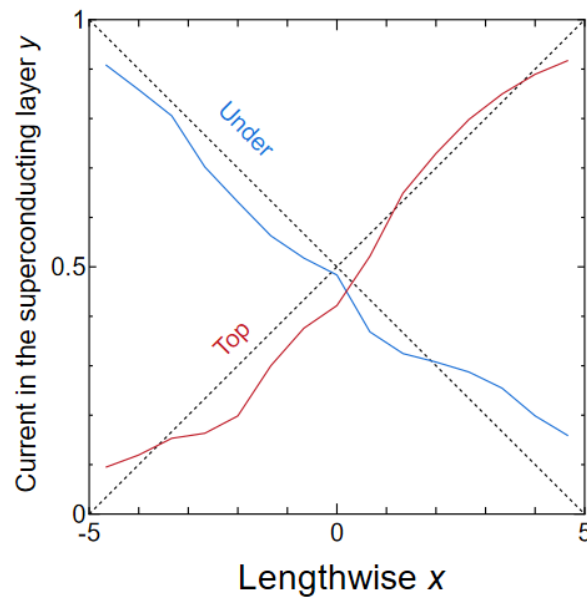


図 3.16 幅 4 mm、接合長さ 10 mm のモデルの電流比

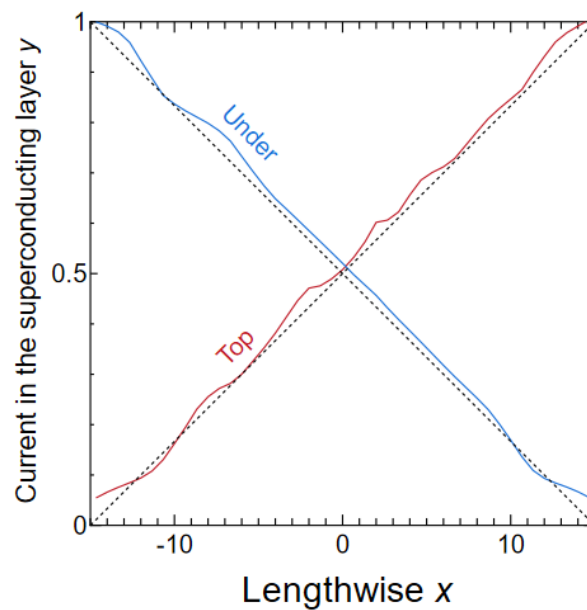


図 3.17 幅 4 mm、接合長さ 30 mm のモデルの電流比

どちらのグラフも理論通り直交していたが、接合長さ 10 mm は、理論値から少しはずれていたのに対し、接合長さ 30 mm は、ほぼ理論値通りであった。接合長さ 10 mm が、理論値から少しはずれた原因は、電流伝達に微小ながら偏りが生じてしまったことに起因していると考えられる。

以上の結果から、テープスケールにおいては幅方向の影響は小さい一方で、接合長さの違いが電流伝達の理論一致度に影響を与えることが明らかとなった。したがって、実用的なテープ線材接合では、接合長さの設定が重要な要素となると考えられる。

3.4 実際の超伝導ケーブルのようにテープ線材をねじったときに理論通りの電流分布が得られるかの検証

3.3 節より、実際のテープスケールでも、理論通り電流を伝達できることが明らかになったため、より実際のケーブルに近づけたとき、ではどのように電流が流れるかの検証を行うために、2.3.4 節のモデルの解析を行った。図 3.18、図 3.19 は、それぞれの I_1 と I_0 の比を表すグラフである。

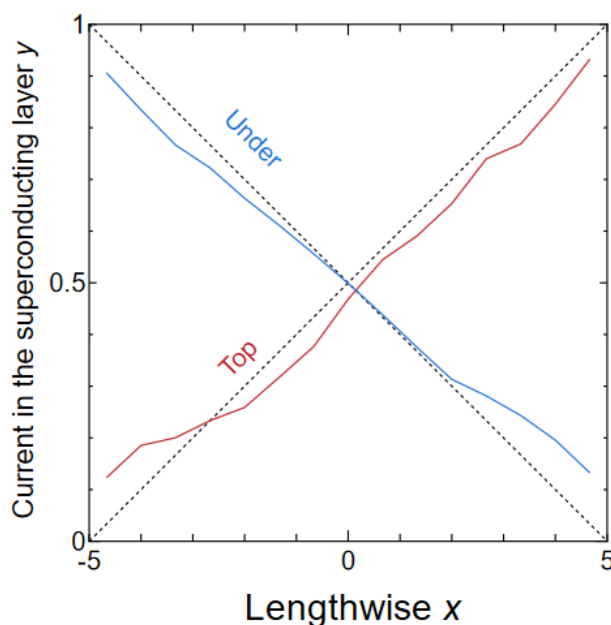


図 3.18 幅 4 mm、接合長さ 10 mm のねじったモデルの電流比

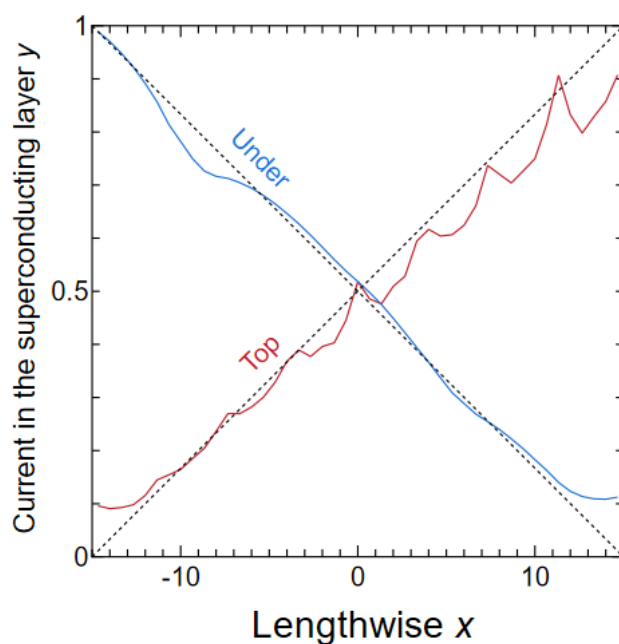


図 3.19 幅 4 mm、接合長さ 30 mm のねじったモデルの電流比

どちらのグラフも理論通り直交していたが、接合長さ 30 mm は、少し凹凸があるのに対し、接合長さ 10 mm は、比較的穏やかな直線になっていた。この原因は、接合部分におけるねじれ具合の違い、すなわち接合部分で何度ねじれたかの違いに起因していると考えられる。このことと、3.3 節の結果より、実際のケーブルのような超伝導線材を接合する際は、短すぎない長さで、かつ接合部をねじりすぎないような接合が適切であると考えられる。

3.5 超伝導線材の安定化銅による電圧降下効果

安定化銅による電圧降下効果の結果を図 3.20、図 3.21 に示す。それぞれ、銅安定化層の厚さを表しており、Solder は半田を用いて銅線材を接着させたものを指しており、図 3.20 は線形グラフ、図 3.21 は両対数グラフである。銅安定化層が厚くなるほど、電界は小さくなり、半田を用いて銅線材を接着させたものに関しては、銅安定化層 40 μm よりもさらに小さくなっていた。

最も電圧降下効果が大きかった Solder すなわち図 2.17 のモデルに関して、臨界電流を遥かに上回る 1000 A、5000 A を流した結果を図 3.22 に示す。低電流、高電流のときは、それぞれ超伝導層のみ、銅安定化層のみに流れ、傾きは $n = 1$ となり、臨界電流を超えてから銅安定化層のみに流れるまでは、傾きは $n = 20$ となり、 n 値モデルとなる。このことより、電流値を増加させた場合においても、銅安定化層を有するモデルでは電圧の立ち上がりが緩やかとなり、過電流条件下における電圧上昇が抑制されている。これは、超伝導層が臨界状態

に達した後、電流の一部が銅安定化層へ分流することで、超伝導層に集中する電流密度および電界が低減されたためであると考えられる。

以上より、銅安定化層は低電流領域のみならず、高電流・過電流領域においても電圧降下を抑制する効果を有しており、線材の電氣的安定性向上に寄与することが考えられる。

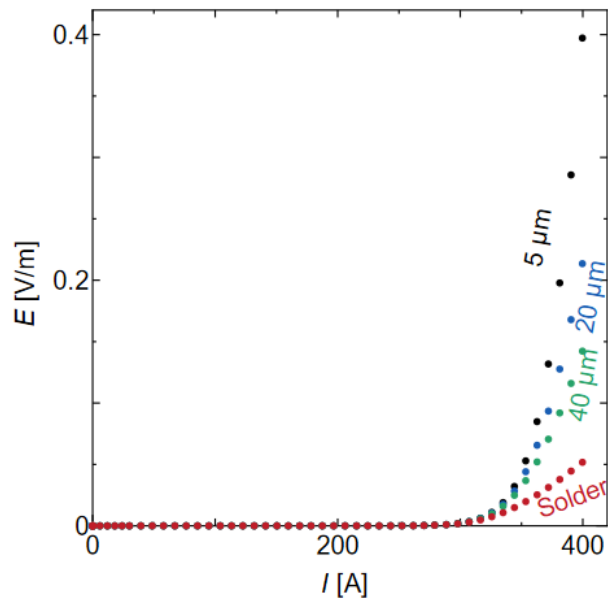


図 3.20 銅安定化層による電圧降下効果（線形グラフ）

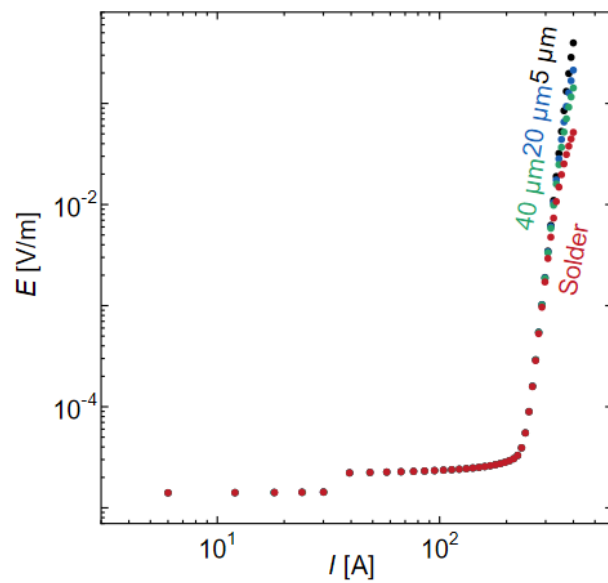


図 3.21 銅安定化層による電圧降下効果（両対数グラフ）

高電流：銅安定化層に移行 $n = 1$

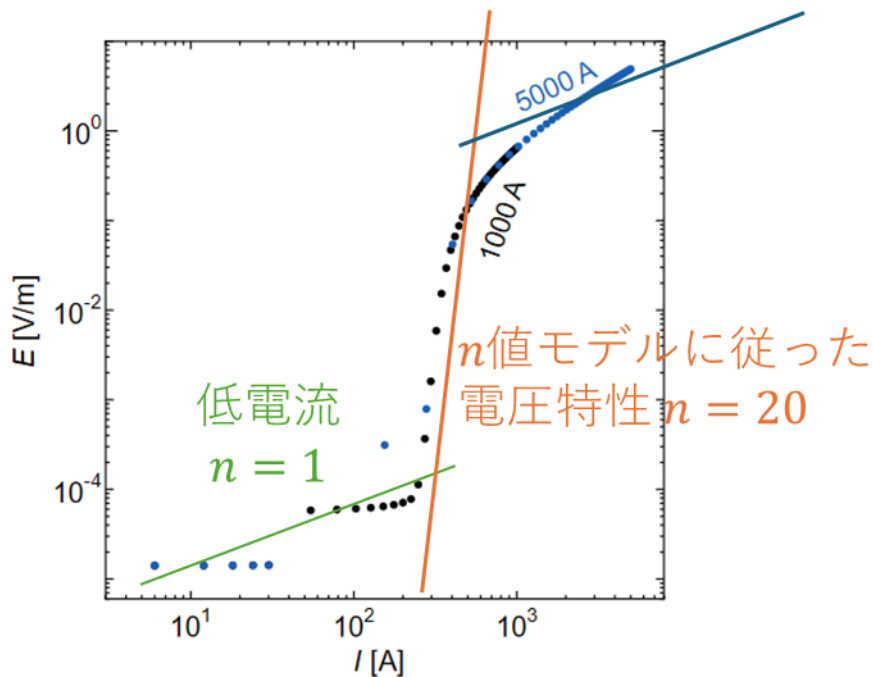


図 3.22 図 2.17 のモデルに高電流を流した際の電流電圧特性

3.6 途中に劣化した部分を含む超伝導線材の電界電流特性の検証

途中に劣化した部分を含む超伝導線材の電界電流特性の結果を図 3.23、図 3.24 に示す。No Damage は劣化した超伝導線材を含まず、図 2.15 のモデル、Half J_c は途中に臨界電流密度が半分の超伝導層を含む図 2.15 のモデル、Solder & Half J_c は途中に臨界電流密度が半分の超伝導層を含む図 2.17 のモデルを指しており、図 3.25 は図 3.24 の $E = 10^{-4}$ V/m 周辺を拡大したグラフである。Solder & Half J_c において、Half J_c と比べ、No damage に近づいていることと、300 A 以上で電圧の立ち上がりが緩やかになっていることが読み取れる。このことより、途中に劣化した部分を含む超伝導線材に、銅安定化層及び銅線材を施すと、劣化した部分をカバーできることが示された。

一方で、図 3.25 において、電圧基準 ($E = 10^{-4}$ V/m) に基づいて算出される臨界電流値に着目すると、Half J_c は 152.7 A、Solder & Half J_c は 154.6 A と銅線接合による明確な改善は確認されなかった。この原因は、本解析における臨界電流値の定義が、電圧の立ち上がり開

始点に基づくものであり、過電流領域における電圧上昇の緩和効果を直接反映しにくいためであると考えられる。

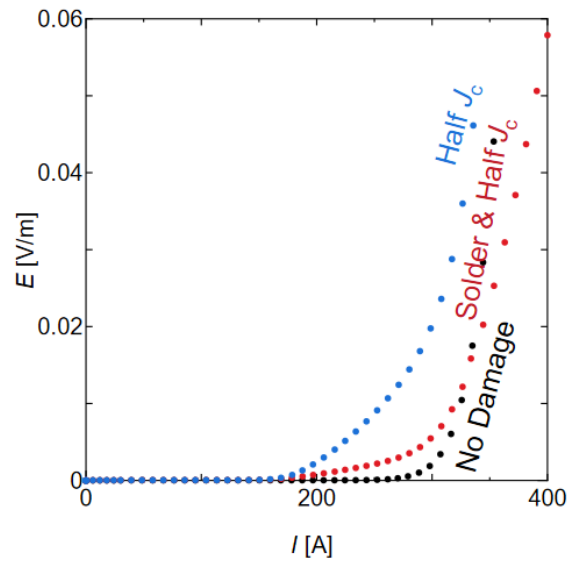


図 3.23 劣化した部分を含む超伝導線材の電界電流特性（線形グラフ）

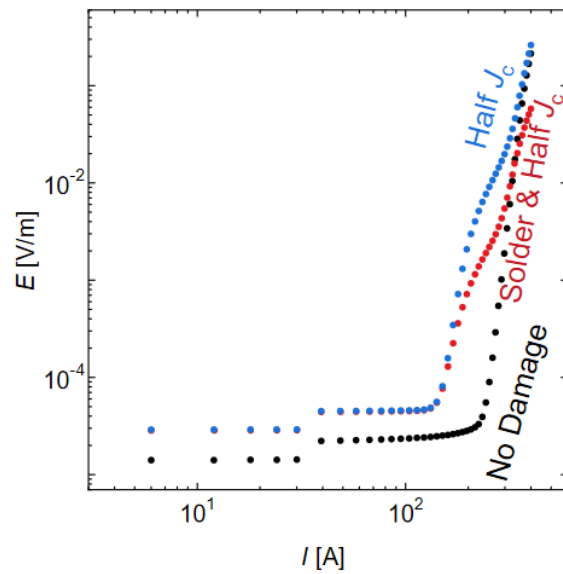


図 3.24 劣化した部分を含む超伝導線材の電界電流特性（両対数グラフ）

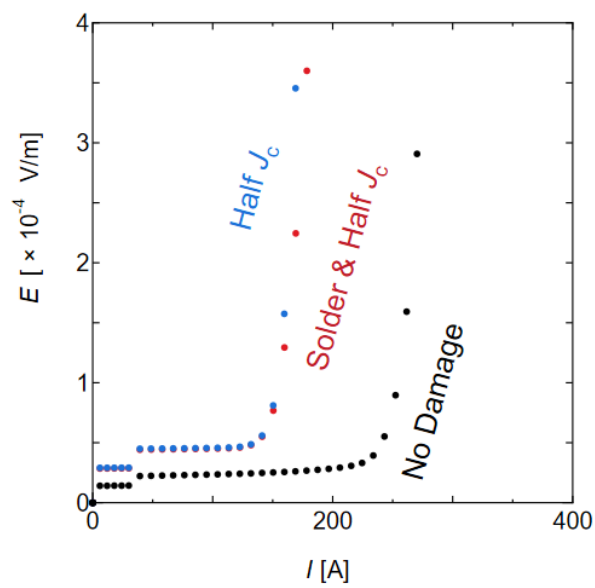


図 3.25 図 3.23 について $E = 10^{-4}$ V/m 周辺を拡大

第4章 結論

超伝導線材を用いた送電ケーブルでは、線材同士の接合部が全体の電流特性を左右する重要な要素となる。そのため、接合部における電流伝達特性を正確に把握し、適切な設計指針を得ることが求められている。これまでに提案されている対称接合理論は一次元モデルに基づくものであり、実際の三次元構造を持つ超伝導線材やケーブルに対して適用可能であるかは十分に検証されていなかった。

本研究では、有限要素法解析ソフトウェア JMAG Designer を用いた電磁場解析により、超伝導線材の接合部における電流分布を三次元モデルで評価し、対称接合理論が三次元構造においても成立するかの検証を行った。まず、Bean モデルを用いた理論値と解析結果の比較を行い、電流密度および磁場分布が概ね一致することを確認することで、本研究で用いた解析モデルの妥当性を示した。

幅 100 mm のモデルを用いて幅依存性が顕著に現れる条件下で解析を行った。その結果、幅方向には電流密度の分布に端部分と中央部分で差が生じるものの、幅方向の電流密度を積分して得られた電流比は、一次元モデルに基づく理論値と良好に一致した。このことから、幅依存性が存在する場合であっても、対称接合理論を用いて電流伝達特性を評価できることが明らかになった。

接合長さを増加させて特徴的長さ比を大きくした場合の解析を行ったところ、理論で予測されるように接合部端部への電流集中が生じ、電流比の分布が曲がる挙動が確認された。これにより、接合長さの特徴的長さの比が電流伝達特性に与える影響が、三次元モデルにおいても理論通りに再現されることが明らかとなった。

実際の超伝導ケーブルに用いられるテープ線材スケールを想定した幅 4 mm のモデルでは、幅依存性は極めて小さく、電流はほぼ一様に分布することが明らかになった。一方で、接合長さが短い場合には微小な電流伝達の偏りが生じ、理論値からわずかに外れる傾向が確認された。十分な接合長さを確保することで、理論値と良好に一致する電流伝達の実現できることが示された。

実際の超伝導ケーブルを模擬してテープ線材をねじったモデルにおいても解析を行った。その結果、ねじりを加えた場合であっても全体としては理論通りの電流伝達が可能であることが確認されたが、接合長さやねじり具合によっては電流分布に波打ちが生じることが明らかになった。

これらの結果より、超伝導線材の接合部における電流伝達特性は、一次元理論である対称接合理論を三次元構造に対しても適用可能であることが示された。また、実用的な超伝導ケーブルの接合においては、接合長さを適切に設定し、接合部で過度なねじりを避けることが重要であることが明らかとなった。

さらに、本研究では接合部解析に加え、超伝導線材単体の電氣的安定性に着目し、安定化銅層が電界-電流特性に与える影響について検討を行った。その結果、銅安定化層の厚さを増

加させることで、過電流条件下における電圧上昇が抑制されることが明らかになった。また、半田を介して銅線材を接合したモデルでは、銅安定化層のみの場合と比較して、より顕著な電圧降下効果が確認された。これらの結果から、安定化銅層および追加的な銅線材の導入は、超伝導線材の過電流耐性を向上させる有効な手段であることが示された。

また、線材途中に超伝導特性が低下した劣化部を含むモデルを用いて解析を行った結果、劣化部の存在により局所的な電界の増大および電圧上昇が生じることが確認された。一方で、安定化銅層および銅線材を付与したモデルでは、過電流領域における電圧上昇が緩和され、健全な線材に近い電界-電流特性を示すことが明らかになった。このことから、安定化銅構造は、線材途中に劣化部を含む場合においても電氣的安定性の確保に寄与することが示唆された。ただし、本解析における電圧基準に基づく臨界電流値の評価では、銅線材接合による明確な改善は確認されず、臨界電流評価指標の選択が結果の解釈に影響を与える可能性が示された。

以上より、本研究は、超伝導線材接合部における電流伝達特性のみならず、安定化銅層および線材劣化を考慮した電氣的安定性についても三次元有限要素解析により明らかにした。これらの知見は、超伝導ケーブルの接合設計および線材構造の最適化に対する基礎的な指針を与えるものであり、今後の超伝導ケーブルの信頼性向上および実用化に貢献することが期待される。

参考文献

- [1] H. K. Onnes (1911) Comm. Leiden.120
- [2] J. Bardeen, L. Cooper and J. R. Schrieffer, "Theory of superconductivity," Phys. Rev. 108 (1957) 1175.
- [3] Toyama H, Akiyama R, Ichinokura S et al. Two-Dimensional Superconductivity of Ca-Intercalated Graphene on SiC: Vital Role of the Interface between Monolayer Graphene and the Substrate ACS Nano 2022, 16, 3, 3582–3592
- [4] T. Machida, Y. Kohsaka, K. Matsuoka, K. Iwaya, T. Hanaguri and T. Tamegai, Nature Communications 7 11747(2016)
- [5] Recent Progress of Bi2223 HTS Wires and Their Applications. (2007)
- [6] H. Fuji, T. Izumi and Y. Shiohara, J. Japan Inst. Metals 66 No. 4 207-213(2002)
- [7] 松下照男, 「超伝導応用の基礎」, 産業図書, 2004.2
- [8] 松下照男, 「磁束ピンニングと電磁現象」, 産業図書(1994)
- [9] M. Tomita Railway Research Review 70 No. 10(2013)
- [10] Brenner, S., & Scott, R. (2007). The mathematical theory of finite element methods (Vol. 15). Springer Science & Business Media.
- [11] Clough, R. W., Martin, H. C., Topp, L. J., & Turner, M. J. (1956). Stiffness and deflection analysis of complex structures. Journal of the Aeronautical Sciences, 23(9).
- [12] 山本哲朗『数値解析入門』(増訂版)サイエンス社〈サイエンスライブラリ 現代数学への入門 14〉、2003年6月。ISBN 4-7819-1038-6。
- [13] JMAG Simulation Technology for Electromechanical Design, 「JMAG とは」
<<https://www.jmag-international.com/jp/products/>>
- [14] 本庄昇一, “超伝導ケーブルに生じる交流損失の数値解析”, JMAG Users Conference 2001 6-2
- [15] E. H. Brandt and M. Indenbom *Phys. Rev. B* **48** 12893(1993)
- [16] 鐘宇軒, “有限要素法による超伝導接合の臨界電流特性の評価”, 九州工業大学大学院 2022 年度修士論文
- [17] 馬渡康徳, “常伝導層を介した超伝導線材の接合抵抗に及ぼす超伝導層の抵抗の影響” 2025 年第 72 回応用物理学会春季学術講演会 16a-K206-4

謝辞

本研究を遂行するにあたり、多大なるご指導とご助言を賜りました九州工業大学大学院 情報工学研究院 物理情報工学研究系 エレクトロニクス分野の小田部荘司教授に、心より感謝申し上げます。超伝導ケーブルの接合に関する研究内容についての貴重なご助言をはじめ、研究の進め方や解析手法、論文執筆に至るまで、終始温かく丁寧なご指導を賜りました。

超伝導ケーブル接合に関する研究を進めるにあたり、共同研究先として多大なるご協力をいただきました、産業技術総合研究所の馬渡康德氏に深く感謝申し上げます。接合部の電気的特性や評価手法に関する専門的な知見をご教示いただくとともに、議論を通じて多くの有益なご助言をいただき、本研究を進める上で大きな助けとなりました。

また、研究内容に関して貴重なご助言をいただきました清水拓真氏に感謝申し上げます。解析結果の解釈や研究の方向性についての確なご指摘をいただき、本研究の理解を深めるうえで大変参考になりました。

研究室の先輩および同期の皆様には、日々の研究活動において多くの助言や励ましをいただき、議論を通して数多くの学びを得ることができました。皆様との交流がなければ、本研究を最後までやり遂げることはできなかつたと感じております。

最後に、公私にわたり支えてくださった小田部研究室の皆様、ならびに本研究に関わりご支援くださったすべての方々に、心より感謝申し上げます。

研究業績

発表

九工大情報工 稲田 楓人, 佐久川 露, 有田 拳, 清水 拓真, 小田部 荘司, 産総研 馬渡 康德
“超伝導線材および超伝導ケーブルの接続に関する研究”, 2025 年度応用物理学会九州支部
学術講演会, 6Ap-4