

高精度・高磁場発生のための
高温超電導コイル化技術に関する研究

Study on an HTS Magnet Technology for
High-Intensity and High-Accuracy Field
Generation

2016年7月

早稲田大学大学院 先進理工研究科
電気・情報生命専攻 超電導応用研究

王 韜

Tao WANG

目次

第1章 序論

1.1 本研究の背景.....	3
1.1.1 早期がん診断用 MRI の現状.....	3
1.1.2 最先端粒子線がん治療用サイクロトロン of 現状.....	5
1.1.3 次世代高磁場 MRI とサイクロトロン用コイル of 高温超電導化.....	6
1.2 本研究で確立する基盤技術.....	8
1.2.1 高精度磁場発生 of ための高精度巻線技術.....	8
1.2.2 高電流密度化と高熱的安定化を両立する高温超電導パンケーキコイル of 基礎特性解析用プログラムの開発.....	9
1.2.3 高電流密度・高熱的安定性・高励磁特性 of 3 課題(トリレンマ)を同時に解決する of ための技術の開発.....	10
1.2.4 常電導転移検出技術 of 開発.....	10
1.3 本論文 of 構成.....	11

第2章 REBCO 超電導パンケーキコイル of 巻線精度 of 影響評価

2.1 概要.....	15
2.2 巻線精度評価試験.....	16
2.2.1 径方向巻線誤差測定結果.....	22
2.2.2 軸方向巻線誤差測定結果.....	24
2.3 サイクロトロン用実規模超電導コイル of における巻線精度 of 発生磁場に与える影響.....	24
2.3.1 サイクロトロン用超電導コイルシステム.....	24
2.3.2 スプリットメインコイルシステム of 発生磁場精度評価用数値計算モデル.....	24
2.3.3 径方向巻線精度がスプリットメインコイルシステム of 発生磁場精度に与える影響.....	25
2.3.4 軸方向巻線精度がスプリットメインコイルシステム of 発生磁場精度に与	

える影響.....	28
2.3.5 負荷率の最適化による発生磁場精度の改善.....	31
2.4 まとめ.....	31

第3章 無絶縁 REBCO パンケーキコイルの電磁的・熱的挙動解析用プログラム

3.1 概要.....	35
3.2 高電流密度と高熱的安定性の両立を可能とする無絶縁コイル巻線技術...36	
3.2.1 無絶縁高温超電導コイル巻線方式.....	36
3.2.2 無絶縁高温超電導コイルの特長.....	37
3.2.3 無絶縁高温超電導コイルの特性解析.....	37
3.3 無絶縁高温超電導コイルの基礎特性解析のための数値解析モデル.....40	
3.3.1 部分要素等価回路(PEEC)に基づく電流分布解析.....	40
3.3.2 有限要素法に基づく温度分布解析.....	41
3.3.3 超電導特性(I - V 特性).....	42
3.3.4 無絶縁コイル内の電流分布および発熱・温度分布の連成過渡解析	43
3.3.5 無絶縁高温超電導パンケーキコイルの臨界電流値の計算.....	43
3.4 無絶縁高温超電導パンケーキコイルの基礎特性解析.....44	
3.4.1 過電流通電特性評価試験.....	44
3.4.1.1 過電流通電試験.....	44
3.4.1.2 過電流通電時の特性解析.....	46
3.4.1.3 過電流通電時における臨界電流の裕度.....	46
3.4.1.4 過電流通電時における無絶縁高温超電導パンケーキコイル内の電 磁的・熱的振舞い.....	47
3.4.2 励磁特性評価.....	49
3.4.2.1 解析条件.....	49
3.4.2.2 励磁速度が励磁遅れに与える影響.....	51
3.4.2.3 励磁遅れの要因.....	51

3.4.2.4 実規模 (m 級) 無絶縁パンケーキコイルの励磁特性	53
3.4.3 遮断特性評価	54
3.4.3.1 遮断特性評価実験およびその解析	55
3.4.3.2 無絶縁高温超電導パンケーキコイルのターン数と層間接触電気抵抗が遮断時の電磁的・熱的振舞いに与える影響	56
3.4.3.3 無絶縁高温超電導パンケーキコイルの励磁・減磁特性の改善	59
3.4.4 層間接触電気抵抗のばらつきが遮断特性に与える影響	59
3.4.4.1 解析条件と方法	59
3.4.4.2 解析結果と考察	60
3.4.5 常電導転移特性解析	60
3.4.5.1 解析条件	62
3.4.5.2 解析結果(無絶縁高温超電導コイルの熱安定性)	62
3.5 まとめ	67

第4章 無絶縁 REBCO パンケーキコイルの熱的安定性の解析・評価

4.1 概要	73
4.2 無絶縁高温超電導パンケーキコイルを設計するための指標	73
4.3 解析条件	75
4.3.1 小型無絶縁高温超電導モデルパンケーキコイル	75
4.3.2 m 級大口径・実規模無絶縁高温超電導モデルパンケーキコイル	76
4.4 高電流密度と高熱的安定性を両立する技術	76
4.4.1 銅安定化層厚みが無絶縁高温超電導パンケーキコイルの熱的安定性に与える影響	76
4.4.1.1 常電導転移発生時における電流分布の銅安定化層厚み依存性	79
4.4.1.2 常電導転移発生時に生じるジュール発熱の銅安定化層厚み依存性	80

4.4.1.3 m 級実規模無絶縁高温超電導コイルが達成できる電流密度.....	80
4.4.2 負荷率が無絶縁高温超電導パンケーキコイルの熱的安定性に与える影響.....	81
4.4.2.1 常電導転移発生時における電流分布とジュール発熱の負荷率依存性.....	81
4.4.2.2 m 級実規模無絶縁高温超電導パンケーキコイルの負荷率の決め方.....	82
4.5 高励磁特性と高熱的安定性の両立を達成できる技術.....	86
4.5.1 小型無絶縁高温超電導コイルにおける常電導転移発生時の電流分布の層間接触電気抵抗率依存性.....	90
4.5.2 小型無絶縁高温超電導コイルにおける常電導転移発生時のジュール発熱の層間接触電気抵抗依存性.....	90
4.6 m 級実規模無絶縁高温超電導パンケーキコイルにおける高電流密度・高励磁特性・高熱的安定性の 3 課題(トリレンマ)の同時解決の可能性.....	91
4.7 まとめ.....	96

第5章 無絶縁 REBCO パンケーキコイルの常電導転移検出技術

5.1 概要.....	99
5.2 無絶縁高温超電導パンケーキコイルの常電導転移検出.....	99
5.3 両端電圧に基づく局所的常電導転移検出法.....	102
5.3.1 解析条件.....	102
5.3.2 コイルの両端電圧に関する数値計算モデル.....	102
5.3.3 ピックアップコイルに発生する誘導電圧に関する数値計算モデル....	102
5.3.4 両端電圧に基づく局所的常電導転移検出法の有効性に関する検討.....	103
5.4 ピックアップコイルによる局所的常電導転移検出.....	107
5.4.1 円形ピックアップコイルによる局所的常電導転移検出法に関する検討.....	107

5.4.1.1 円形ピックアップコイルによる小型無絶縁モデルパンケーキコイル の局所的常電導転移検出の有効性.....	107
5.4.1.2 円形ピックアップコイルによる m 級実規模無絶縁パンケーキコイル の局所的常電導転移検出の有効性.....	109
5.4.2 C 形ピックアップコイルによる局所的常電導転移検出の有効性.....	111
5.5 まとめ.....	111
第6章 総括.....	115
参考文献.....	121
付録 A.....	128
A.1 REBCO 超電導線材の超電導特性.....	128
A.2 解析に用いられた諸物理量の温度依存性.....	129
研究業績.....	130
謝 辞.....	132

第1章 序論

1.1 本研究の背景

近年日本においては、癌罹患者の5年間生存率は50%であり、癌による死亡者は全国の死亡者総数の約三分の一を占めている。また、癌で死亡する患者が年間32万人、新たに癌と診断される患者がおよそ60万人となっている[1-3]。さらに、高齢化社会の進展は、癌罹患者の増加だけでなく、それに起因する膨大な社会保障費の支出増加を生み、日本経済にとって大きな負担となることが予測される。従って、癌の早期発見とともに、患者の「QOL」(Quality of Life: 生活品質)の向上を可能とする先進的な診断・治療技術や機器の開発が急務となっている。本研究は、高温超電導技術を磁気共鳴画像装置(MRI)および粒子線がん治療用サイクロトロンに応用し、機器の高性能・小型化による普及・拡大を目指すものである。

1.1.1 早期がん診断用 MRI の現状

MRI は、非侵襲的に癌の検出が可能なイメージング装置として1973年に開発され、1980年英国で初めて臨床応用されたのち、世界的に広く普及した。MRI は人体の水分や脂肪に多く含まれる水素原子核を強い磁場により磁化し、特定周波数の電磁波による「共鳴」を検出し、コンピュータで画像化する装置である。MRI を用いた中枢神経系や体幹部などの全身的診断法として世界に普及した。

Fig. 1.1 に世界各国における MRI の保有状況を示す[4]。発展途上国では100万人あたりのMRI保有台数は2台未満であり、また、多くの先進国でも100万人あたりのMRI保有台数はOECD平均(8台)を下回っている。現在最も普及している1.5 T級MRIはSN比が十分でないために高い空間分解能が得られず、撮像時間も20~30分となっている。MRIの分解能を向上するためには、Fig. 1.2に示すように、高磁場化が必要となる[5]。そこで近年、3 T級MRIが徐々に普及しはじめており、今後さらに7 T以上のMRIの普及も望まれている。さらに10 T級MRIの開発が行われるようになったが、これにより炭素やリンなどの核種の検出や画像取得ができるようになる、すなわち、癌の早期診断だけではなく、糖尿病、心臓疾患、認知症やうつ病の脳内疾患を診断できるなどの付加機能が期待されている。Table. 1.1に近年販売しているシーメンス社製1.5 T MRIとGE社製のスリム型3.0 T MRIの諸元を示す[6, 7]。最近のMRI装置は従来の機器より、患者が入

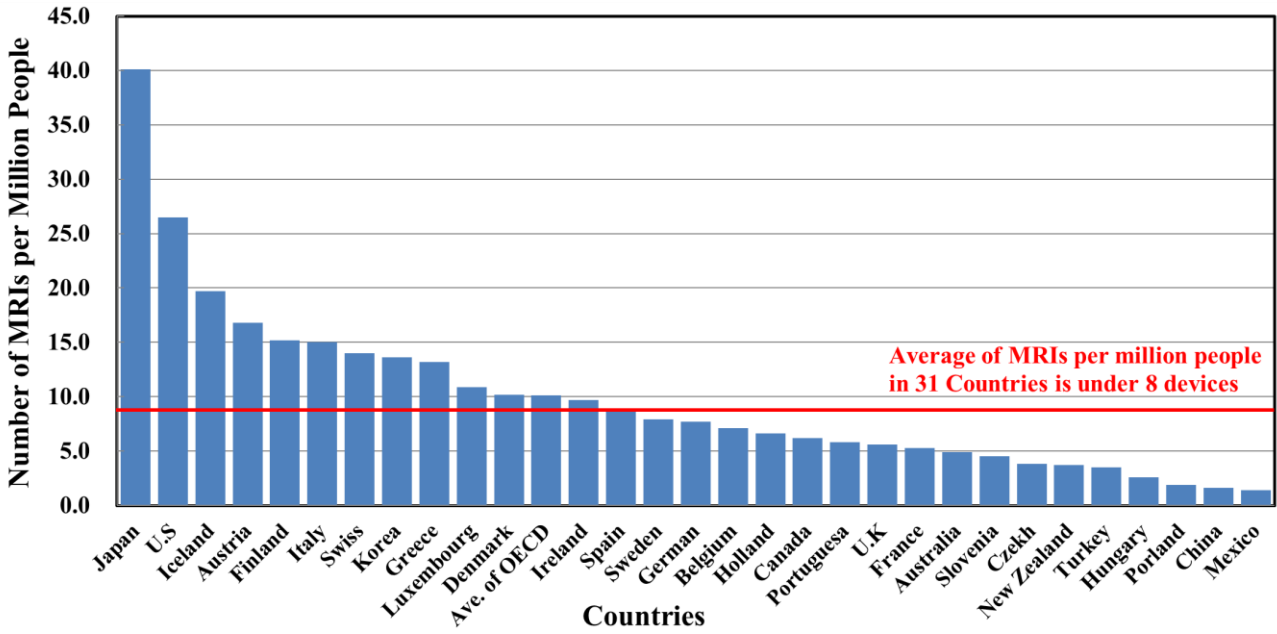


Fig. 1.1 世界各国におけるMRIの保有状況 [4]

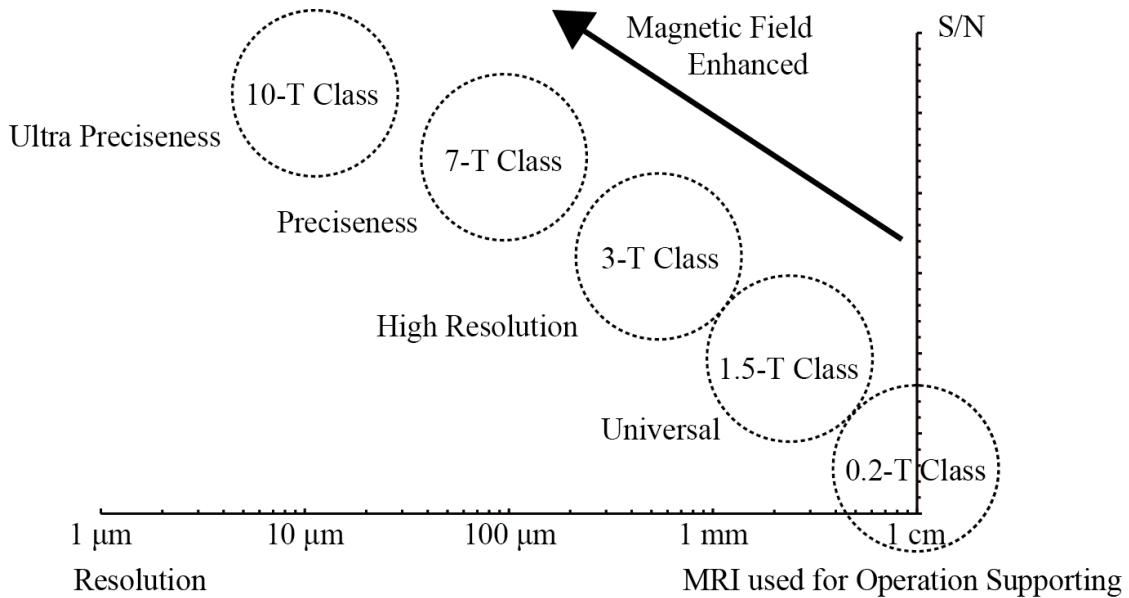


Fig. 1.2 MRIの強磁場化と分解能の関係 [5]

Table. 1.1 市販MRIの比較 [6, 7]

Intensity of Magnetic Field	Required Area	Diameter of Central Bore	Weight
1.5 T (Made by Siemens)	8.5 m ²	600 mm	5.5 t
3.0 T (Made by GE)	29 m ²	600 mm	4.6 t

るボアが大きく、装置の軸が短く、開放的となっている[6-8]。また、撮像するための磁場は 1.5 T から 3 T へと 2 倍向上されたが、必要となる設置面積が 3.5 倍となり、普及・拡大には更になる小型・軽量化が必要となる。

1.1.2 最先端粒子線がん治療用サイクロトロン現状

癌に対する主な治療法としては、主に手術療法、化学療法、放射線治療法の 3 つがある。その中で、放射線治療は、悪性腫瘍を根治的に治癒させるだけでなく、QOL(Quality of Life)の向上が期待でき、高齢者を含めた広い範囲で適用できるという長所を有すると言われている。ところが、日本における放射線利用率は 20%台であり、米国の 60%に比べ治療の有効性に関する認識と機器の活用がされていないのが現状である[9, 10]。

本研究では、重粒子線(炭素線)癌治療用加速器としてサイクロトロン方式の採用を考え、その高温超電導化を目指した。重粒子線治療は、加速器を用いて炭素イオンを光速の 70%程度まで加速して、体外から体内の癌を照射し殺傷する癌治療法である。重粒子線治療のメリットとしては、まず、手術をせずに体内の癌を治療することができ、Fig. 1.3 に示すように、一般の放射線治療に比べ、癌の周りにある正常な体内組織や臓器に対するダメージが少ない。また、癌の大きさや形状にあわせて線量を調節し狙い撃ちできる。そして、最も魅力的なのは、重粒子線の集中性が高く癌細胞の致死効果が陽子線の約 3 倍となっていることである[9, 10]。

さらに重粒子線癌治療には、癌患者の QOL の向上だけでなく、治療時における体の負担が低減されることにより高齢者でも治療を受けられること、そして、癌患者が数週間の治療で社会復帰できるので、治療費の抑制が可能で、社会負担の低減に大きな波及効果を与えることが期待できるなどの利点がある。しかし極めて巨大な装置が必要であり、運営コストも膨大である。日本放射線医学総合研究所の重粒子癌治療装置 HIMAC(Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba)を一例として挙げると、これまで多くの症例に対して良好な成果を積み上げてきたが、装置の大きさは 140 m×60 m で、およそ標準仕様のサッカーフィールドと同等な敷地を占めている。

放射線医学総合研究所(HIMAC)をはじめ、重粒子線癌治療装置に使われているシンクロトロン加速器は、コイルの数が多く、コイルを設置するために巨大なスペースが必要となる。さらに、粒子

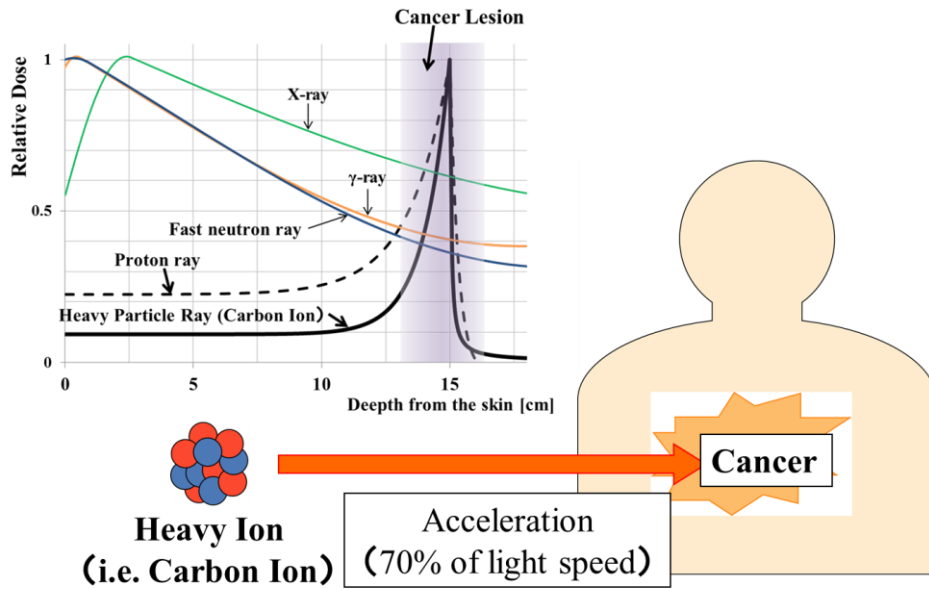


Fig. 1.3 重粒子線治療の簡略図 [10]

の速度と同期して磁場を強くし、加速電場の周波数も変化させる必要があり、制御が複雑でオペレータも多い。それに対して、近年検討が行われている高温超電導サイクロトロンの特長としては、わずかに数個のコイルで構成されることが可能で、コイルを収める敷地がわずかで済むこと；そして、発生磁場が一定なので加速電場の周波数が一定にしてもよいことなどが挙げられる。このようなサイクロトロンが実現すれば、粒子線癌治療装置の小型・軽量化を図ることができる。

1.1.3 次世代高磁場 MRI とサイクロトロン用コイルの高温超電導化

一般的に、超電導コイルの発生磁場が高ければ、構成する医療用機器の性能は良くなるが、高磁場を発生するために必要となる超電導線材長が長くなり、小型・軽量化を図ることが困難となるとともに、コイル製作コストおよび運転コストが高くなってしまいうため、超電導化の特長が薄れてしまう。現状の医療用 MRI とサイクロトロンには、低温金属系超電導線材 (NbTi 線材) を巻線したコイルが用いられているが、低温超電導線材は電流密度に限界があるため、それを用いて 7 T 以上の高分解能 MRI に適用することが難しい [11-13]。また、低温金属系超電導線材は液体ヘリウム (He) を用いて 4 K まで冷却させることが必須である。しかし、ヘリウムは天然ガス採掘時の随伴品として生産されているため、天然ガスの生産状況によりヘリウムの生産量は大きく左右される。現在、世界のヘリウムの約 8 割は米国から供給されているが、ヘリウムを含有したガスフィールドの産出の減少に

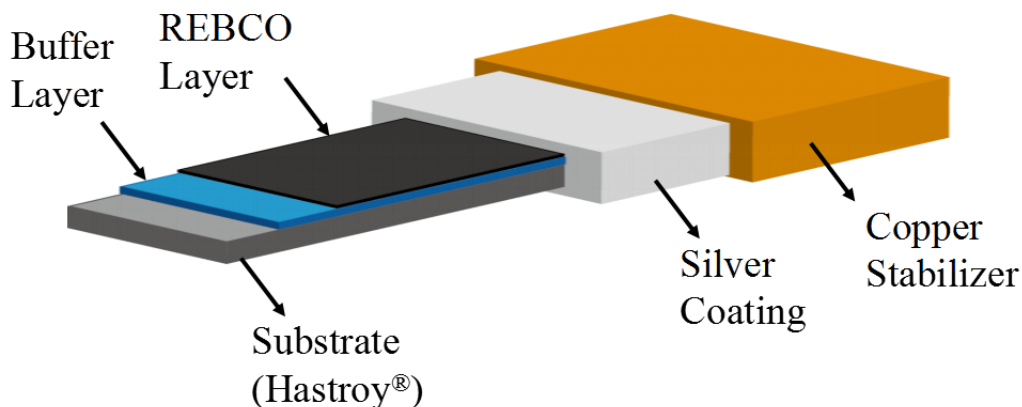


Fig. 1.4 REBCO 高温超電導テープ線材

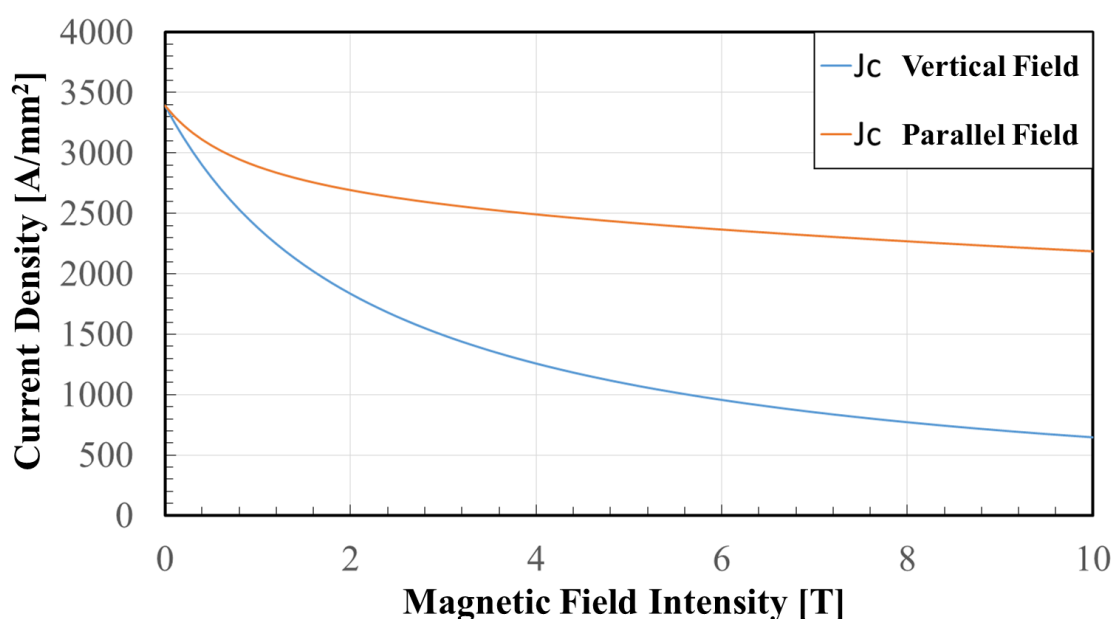


Fig. 1.5 20 K における REBCO 高温超電導体の電流密度の磁場依存性

よる供給の不安定化が発生している[14]。

そこで、近年進展が著しい高温超電導技術を利用した医療用 MRI、加速器の高温超電導化が話題となってきた。REBCO 高温超電導線材 (Fig. 1.4) には、高温領域で優れた超電導特性を有していること、低温領域 (例えば 20 K) に冷却することにより、Fig. 1.5 に示すように高磁場中でも 500 A/mm² 以上の臨界電流密度を達成できるため、コイルシステムの高磁場化・小型化が実現される可能性が高いこと、そして、高い熱的安定性により、安全性・信頼性の高いシステムの実現が可能となること、さらに、基板としてハステロイを使用することから、引張強度が強く、高磁場下での耐電

磁応力特性に優れていることなどの特長がある[11-13, 15-20]。また、REBCO 超電導線の臨界温度は 90 K 程度であるため、液体ヘリウムによる冷却が不要となり、廉価な液体窒素(77 K)を冷媒として使用できる、あるいは小型冷凍機による伝導冷却方式の採用の可能性がある。

一方、高温超電導コイルは、経済性(線材コスト)や利便性(冷却装置の扱いや、励磁・減磁速度の制限など)などにより、現状では、工業製品として普及させるには更なる技術開発が必要となっている。例えば、超電導コイルの製作コストを下げるため、高磁場・小型化が必要とされ、高熱安定性を保ちつつ、高電流密度化を目指すことが必須となる。また、次世代高磁場 MRI と粒子線がん治療サイクロロン用高温超電導磁石には、発生磁場の空間的均一性と時間的安定性の確保、すなわち、MRI では数 ppm, 加速器では数十～数千 ppm の磁場均一度(加速器応用においては以下「 10^{-3} ～ 10^{-5} の磁場精度」と表現する。)を達成する必要がある。この要求を達成するために、磁場均一度と精度に影響する要因である遮蔽電流や、応力変形(電磁応力と熱応力を含む)、およびコイルの高精度巻線技術の確立が必要となる[17-19]。さらに、患者に診断中閉塞感を与えない大口径コイルの開発と、事故時でも高い信頼性を確保するためのコイル保護技術も重要である。一刻でも早くそれらの課題を解決し、最先端の高温超電導技術を活用した高磁場発生用コイルを、次世代高磁場 MRI とがん治療用サイクロロンへ適用できるようにすることが本研究の最終目的である。

1.2 本研究で確立する基盤技術

本研究の最終目標と必要となる基盤技術を、Fig. 1.6 に示す。同図にあるように、高磁場精度、高電流密度、高熱的安定性、および高機械的強度の実現と、それらに基づく高温超電導コイルシステムの高磁場・小型化が必要となる。このようなコイルシステムを「5 H (High) 高温超電導コイルシステム」と称する。本論文は、これらの内、特に高磁場精度、高電流密度および高熱的安定性に必要となる基盤技術の確立を目指して行ってきた研究開発についてまとめたものである。以下にその概要をまとめる。

1.2.1 高精度磁場発生のための高精度巻線技術

テープ形状をした REBCO 超電導線材でパンケーキコイルを製作すると、線材の長手方向厚みの不均一性により、コイル巻厚にばらつきが発生し、結果として径方向の巻線誤差が発生する。ま

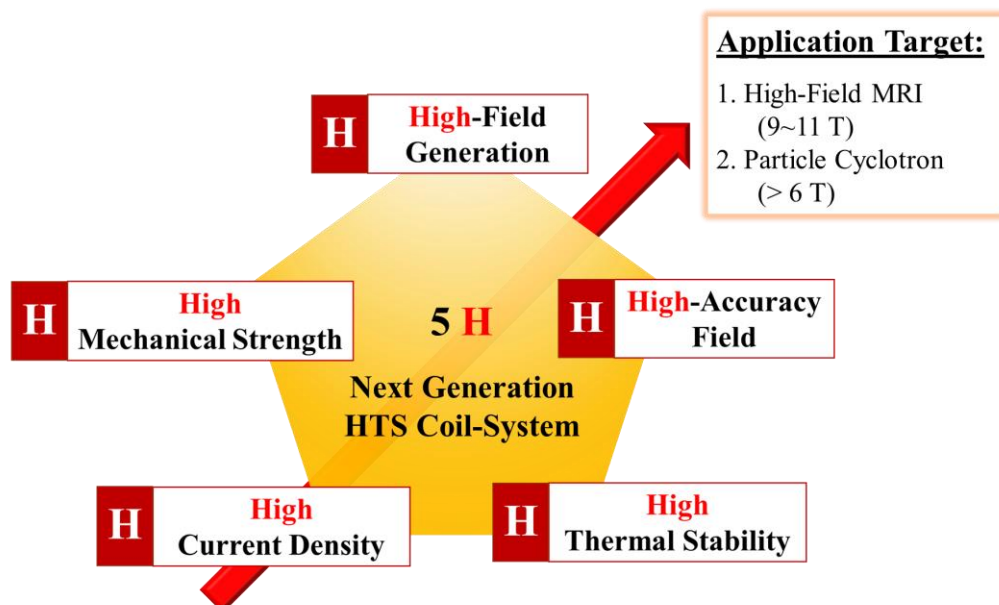


Fig. 1.6 本研究が目指す最終目標と必要となる基盤技術

た、コイル巻線機の回転軸の振動により、軸方向の巻線誤差が発生する。そこで本研究では、レーザー変位計と表面粗さ測定機を用いた高精度測定系を構築し、市販の REBCO 線材を対象に線材厚みのばらつきおよびコイル軸方向の巻線誤差に関する基礎データを取得した。そしてこの基礎データを用いて、重粒子線治療を目的とするサイクロトロン等の等時性磁場発生用実規模コイルを対象に、巻線誤差が磁場精度に与える影響を解析・評価した。そして、目的とする高磁場精度を実現するための巻線誤差の許容範囲を明らかにした。

1.2.2 高電流密度化と高熱的安定化を両立する高温超電導パンケーキコイルの基礎特性解析用プログラムの開発

近年、高電流密度化と高熱的安定化を両立する高温超電導パンケーキコイルを実現できる新たなコイル巻線技術として、無絶縁巻線方式が期待されている。従来の高温超電導コイルの巻線間に絶縁を施すが、無絶縁巻線方式は、高温超電導コイルの巻線間に絶縁を施さない手法である。それにより、高温超電導コイルの電流密度と熱的安定性を大幅に向上させることが期待されている。しかし、無絶縁コイル巻線内の電磁的・熱的振舞いは極めて複雑となることから、これらをより正確に解析できる適切な解析モデルの開発が不可欠となっていた。これまで無絶縁コイルの特性解析には、コイル周方向の電流パスと、コイル半径方向、すなわち巻線層間を流れる電流パスの2方向

のみを考慮した簡易等価回路モデルが用いられてきたが、巻線内の局所的な挙動を再現・評価することができなかった。そこで、本研究では、部分要素等価回路(PEEC: Partial Element Equivalent Circuit)モデルに基づく回路解析と、有限要素法に基づく温度解析を連成して解析できる計算機プログラムを開発した。そして、これを用いて、これまで明らかにされていなかった無絶縁コイル巻線内の電磁的・熱的挙動を解析・評価できるようになった。また、先行研究で行われた無絶縁REBCOコイルの過電流通電試験の結果との比較によりその妥当性を確認した。さらに、開発したプログラムにより、無絶縁コイル内の電流や発熱・温度分布の時間変化を可視化することができるようになり、励磁・遮断・過電流・常電導転移時における巻線内の複雑な電磁的・熱的現象の把握ができるようになった。

1.2.3 高電流密度・高熱的安定性・高励磁特性の3課題(トリレンマ)を同時に解決するための技術の開発

無絶縁高温超電導コイルは、高電流密度と高熱安定性の両方を満足するが、従来の層間絶縁高温超電導コイルに比べて大きな励磁遅れが発生することが課題となっている。また、高電流密度を達成するための設計・製作に必要となる条件、すなわち、銅安定化層の厚みや負荷率(運転電流とコイル臨界電流の比)の適正值を決定する基準が明確にされていなかった。そこで、本研究では、小型無絶縁高温超電導コイルと m 級大口径・実規模無絶縁高温超電導コイルを対象として、開発した無絶縁高温超電導コイル巻線内の電磁的・熱的挙動を解析できる数値解析プログラムにより、熱的安定性を確保しつつ高電流密度を達成するための負荷率と巻線の銅安定化層厚みの評価・決定法を提案した。また、熱的安定性を確保しつつ磁場遅れを向上するために必要な層間接触電気抵抗率を示した。以上で検討・提案した銅安定化層の厚み、負荷率、および層間接触電気抵抗率を m 級大口径・実規模無絶縁高温超電導コイルに適用し、常電導転移時の電流と熱の振舞いについて検討した結果、ここに掲げた無絶縁コイル巻線方式の高電流密度・高励磁特性・高熱的安定性という3つの課題(トリレンマ)を解決できる可能性があることを示すことができた。

1.2.4 常電導転移検出技術の開発

無絶縁高温超電導コイルは、常電導転移発生時の巻線内電流分布が極めて複雑であるため、

従来の常電導抵抗発生に伴う電圧検出法をそのまま利用することが困難である。本研究では、局所的常電導転移発生時の無絶縁コイル巻線内の電流分布の変化に伴う発生磁場の変化に着目し、ピックアップコイルを用いて常電導転移を検出する方法について解析・評価を行った。すなわち、中心ボア中の磁束変化を検出できる円形ピックアップコイル、巻線部の磁束変化を検出できるC形ピックアップコイルを対象として、有効性の評価を、開発した PEEC モデルに基づく電流分布解析とビオ・サバル法に基づく磁場分布解析により行った。その結果、評価対象としたモデルコイルにおいては、中心ボアに設置した数十ターンの円形ピックアップコイル、および巻線部に設置した C 形ピックアップコイルにより局所的常電導転移を十分検出可能であることが示された。また、従来の常電導転移に伴う電圧検出法についても評価を行った結果、コイル両端電圧による局所的常電導転移の検出は極めて困難であることがわかった。

1.3 本論文の構成

本論文は、高温超電導技術を活用した次世代高磁場 MRI と粒子線がん治療用サイクロトロンへの応用を目的として、高精度・高磁場発生のための高温超電導コイル化技術の開発を行ってきた成果をまとめたものである。まず、次世代高磁場 MRI と粒子線がん治療用サイクロトロンに必須となる高精度の磁場発生を実現するための高精度巻線技術について、第 2 章で述べる。次に、高電流密度化・高熱的安定化・高励磁特性の 3 つ(トリレンマ)を同時に満足できる高性能コイル化技術について、第 3 章と第 4 章で述べる。さらに、高温超電導コイルに適した常電導転移検出技術の開発について、第 5 章で述べる。

第 1 章と第 6 章は、それぞれ「序論」と「総括」である。

第2章

REBCO 超電導

パンケーキコイルの巻線精度の 影響評価

2.1 概要

本章では、レーザー変位計と表面粗さ測定機で構成される高精度巻線誤差測定システムを構築し、これを用いて高温超電導パンケーキコイルを作製する時の巻線精度に関する評価試験を行い、測定から得られた巻線精度が、次世代癌治療用超電導サイクロトロンを構成する等時性磁場発生のためのスプリットコイルの磁場精度に与える影響を評価した結果について述べる。

コイルの磁場精度に影響を及ぼす要因としては、1)コイル設計時の精度、2)コイル製作時の巻線精度、3)コイル冷却時の熱応力と励磁時の電磁応力によるコイルの変形、4)超電導線材に誘導される遮蔽電流による不整磁場などが挙げられる[21–24]。本研究では、高温超電導パンケーキコイル製作時の巻線精度の発生磁場精度に与える影響に着目した。そしてここでは、先行研究において提案され、概念設計が行われた Fig. 2.1 に示すような「次世代重粒子線癌治療用高温超電導 AVF (Azimuthally Varying Field) サイクロトロン」を対象とする[24]。AVF サイクロトロンでは、等時性磁場(加速されて軌道半径が大きくなり質量が増加する粒子の等時性を維持するための磁場)と、AVF(軌道からはずれないように粒子を収束させるための周方向に周期的に強弱をつけた磁場)という2種類の磁場が必要となる[24–27]。Fig. 2.1 の色分布図は、AVF サイクロトロンにおいて粒子が加速される軌道面における磁場分布を示しており、粒子を安定に加速・集束するために 10^{-3} ~ 10^{-5} という高い精度での磁場を形成させる必要がある[24]。先行研究で提案された高温超電導サイクロトロンは、イオンビームの入射・加速・引き出しに必要な磁場形成を「空芯の超電導コイルのみにより行う」点が従来のサイクロトロンと大きく異なっている。従って、上述のような高い磁場精度を達成するための高温超電導コイルの設計・製作技術の開発が不可欠となる。

本研究では、現状、高温領域で最も高い超電導特性を有する希土類系高温超電導テープ線材(以下、REBCO テープ線材と呼ぶ)をパンケーキ上に巻線したコイルの適用を前提とする。一般的に、市販の REBCO テープ線材は、長手方向厚みの不均一性やコイル巻線機の回転軸の振動などにより、コイル巻線時に、径方向と軸方向に巻線誤差が発生する。そこで、本研究では、まず REBCO テープ線材を対象に、線材厚みのばらつきとコイル巻線時の半径方向の誤差をレーザー変位計により、そしてコイル軸方向の巻線誤差を表面粗さ測定機によりそれぞれ高精度で測定す

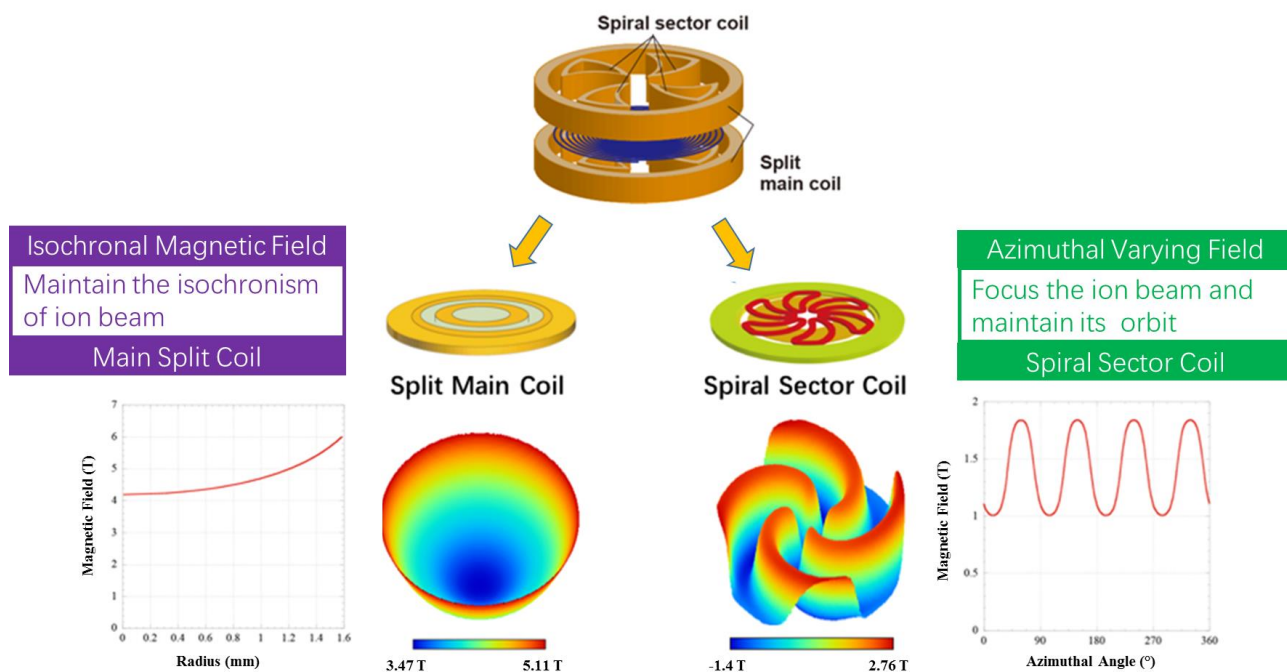


Fig. 2.1 次世代癌治療用サイクロトロン概念図 [24]

るための巻線誤差測定システムを構築した。次に、巻線誤差測定で得られた基礎データを用いて、対象とする次世代高温超電導サイクロトロンを構成する等時性磁場発生用スプリットコイルシステムの発生磁場精度に与える影響について検討・評価した。そして、巻線誤差によって発生する不整磁場を低減するための方策の一つとして、等時性磁場発生用スプリットコイルシステムの負荷率（臨界電流値に対する通電電流の割合）を最適化する方法を提案し、その有効性を数値解析により検証した。

2.2 巻線精度評価試験

本研究では、Fig. 2.2(a)に示すような高精度巻線機を用いて、3種のREBCO高温超電導モデルパンケーキコイル(Fig. 2.2(b))の製作を行った。その諸元をTable 2.1に示す。また、それらのモデルパンケーキコイルの製作時に、レーザー変位計および表面粗さ測定機を用いて、テープ線材厚みのばらつき、巻線中における径方向の巻線精度およびコイルの軸方向の巻線精度について測定を行った。なお、試作したモデルパンケーキコイルに使用したREBCOテープ線材の諸元をTable 2.2に、そして、線材を構成する各層の諸元(カタログ値)をTable 2.3に示す。3種のモデルコイルのうち、モデルコイル1の使用線材には、 $50\ \mu\text{m}/\text{side}$ の絶縁層が塗布されている。またモデ

Table. 2.1 製作した3種の高温超電導モデルパンケーキコイルの諸元

	Model 1	Model 2		Model 3	
	Single Pancake	Double Pancake		Double Pancake	
	Coil	Upper Coil	Lower Coil	Upper Coil	Lower Coil
Inner Radius (mm)	50	50	50	50	50
Outer Radius (mm)	67.3	75.855	75.045	74.916	74.661
Coil Thickness (mm)	5	5	5	5	5
Turns	54	103	103	97	96

Table. 2.2 使用した高温超電導線材の諸元

Material	GdBCO	Width	4.99 mm
Serial No.	FUJIKURA FYSC-SC05	Thickness	Shown in Table. 2.3
Ic@77 K	278 A		

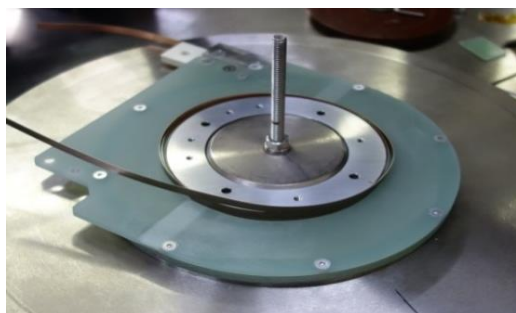


(a)

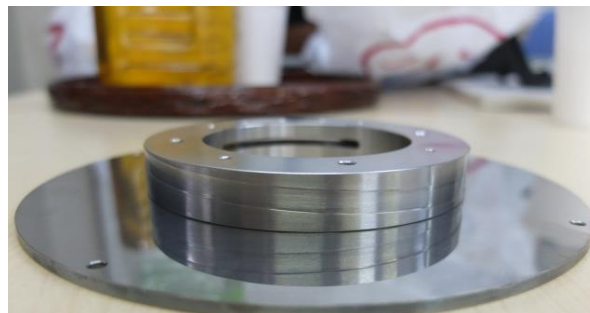


(b)

Fig. 2.2 実験装置の写真:(a) 高精度巻線機;(b) モデルパンケーキコイル



(a)

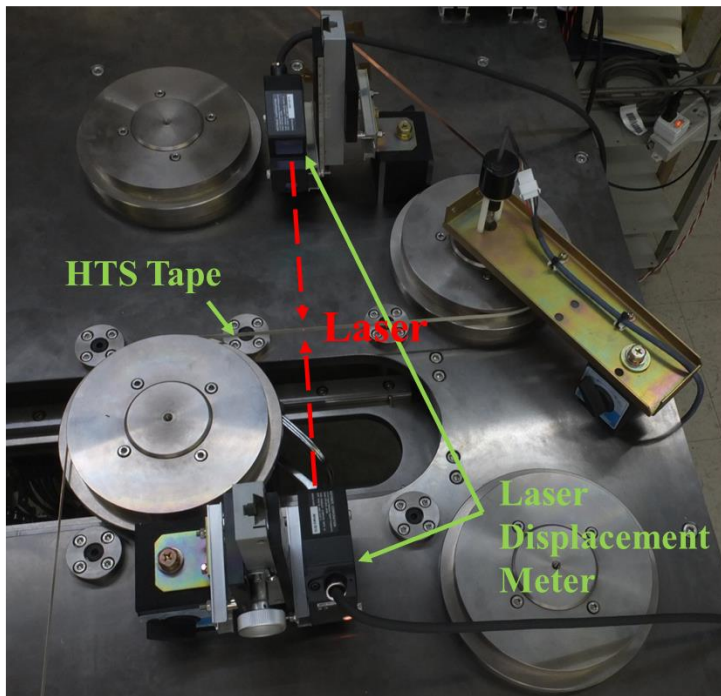


(b)

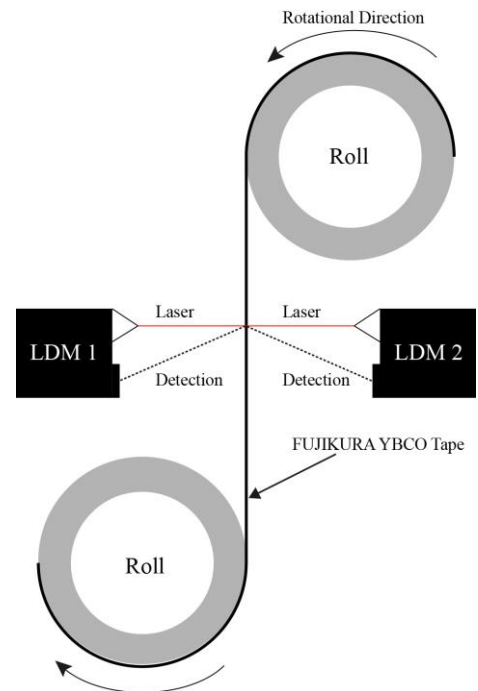
Fig. 2.3 高真円度巻枠:(a) 巻線時の様子;(b) ダブルパンケーキコイルの巻枠

Table. 2.3 高温超電導テープ線材を構成する各層の諸元

Cu-Stabilizer	100 μm	Ag Layer	6.2 μm
Solder Layer	2~4 μm	Superconducting Layer	2.4 μm
Buffer Layer	0.53 μm	Substrate	100 μm
Insulating Layer	Model 1	50 $\mu\text{m}/\text{side}$	
	Model 2	10 $\mu\text{m}/\text{side}$	
	Model 3	20 $\mu\text{m}/\text{side}$	

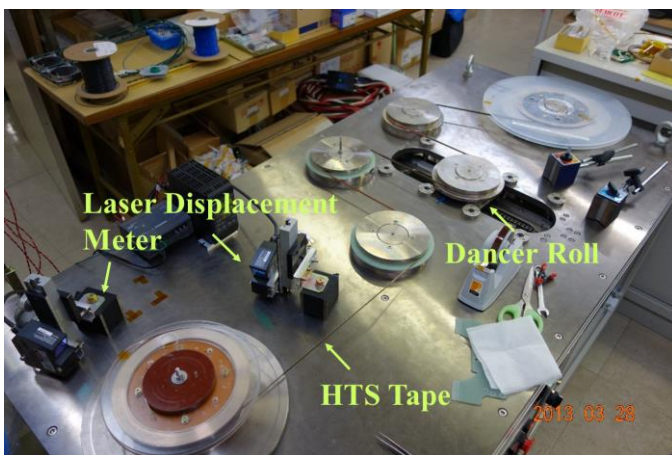


(a)

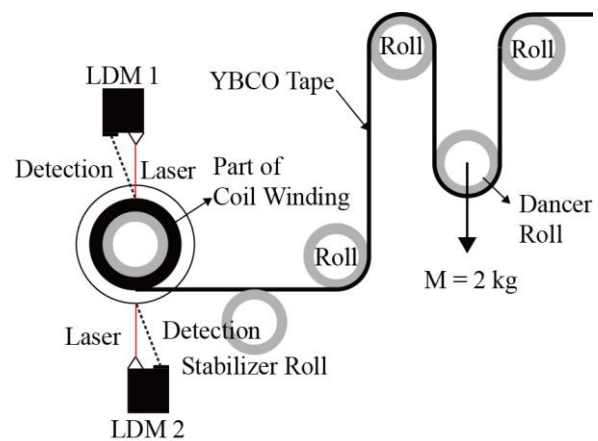


(b)

Fig. 2.4 高温超電導線材厚みのばらつきの測定の仕組み:(a) 装置の写真;(b) 装置の配置図

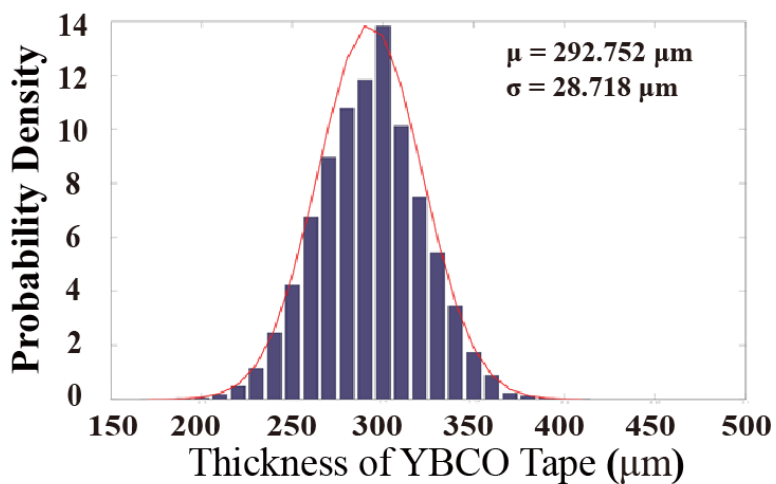


(a)

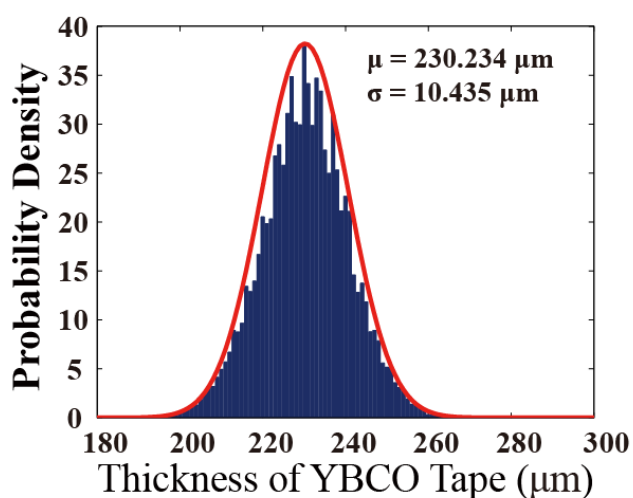


(b)

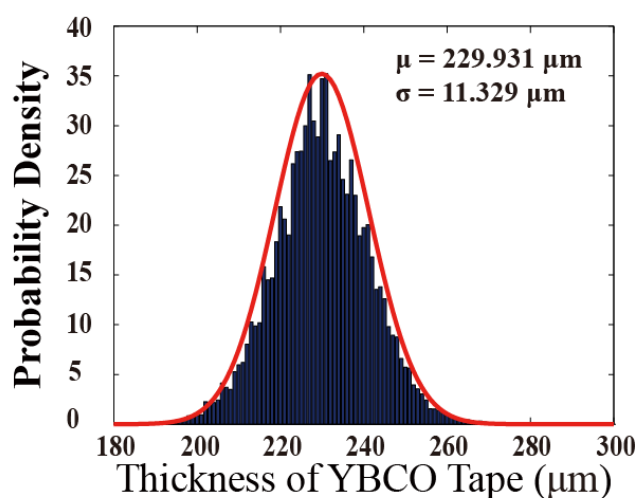
Fig. 2.5 径方向巻線精度測定の仕組み:(a) 測定装置の写真;(b) 測定装置の配置図



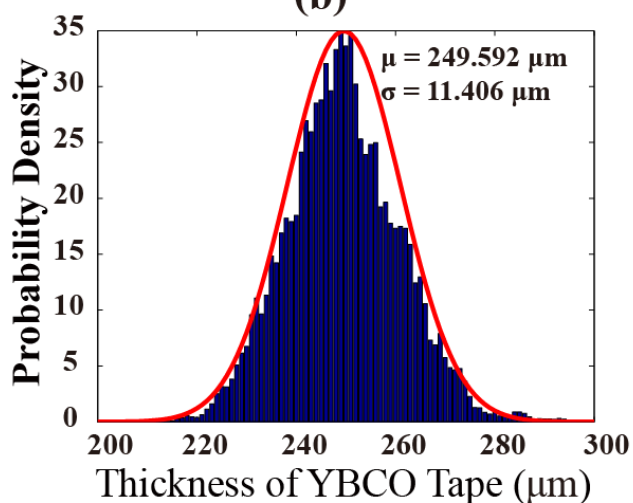
(a)



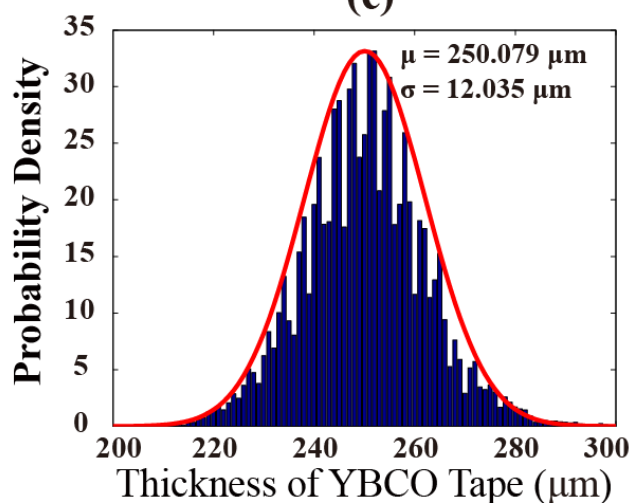
(b)



(c)



(d)



(e)

Fig. 2.6 各モデルパンケーキコイルに使用されたテープ線材の厚みの確率分布:(a) Model 1;(b) Model 2 の上部コイル;(c) Model 2 の下部コイル;(d) Model 3 の上部コイル;(e) Model 3 の下部コイル

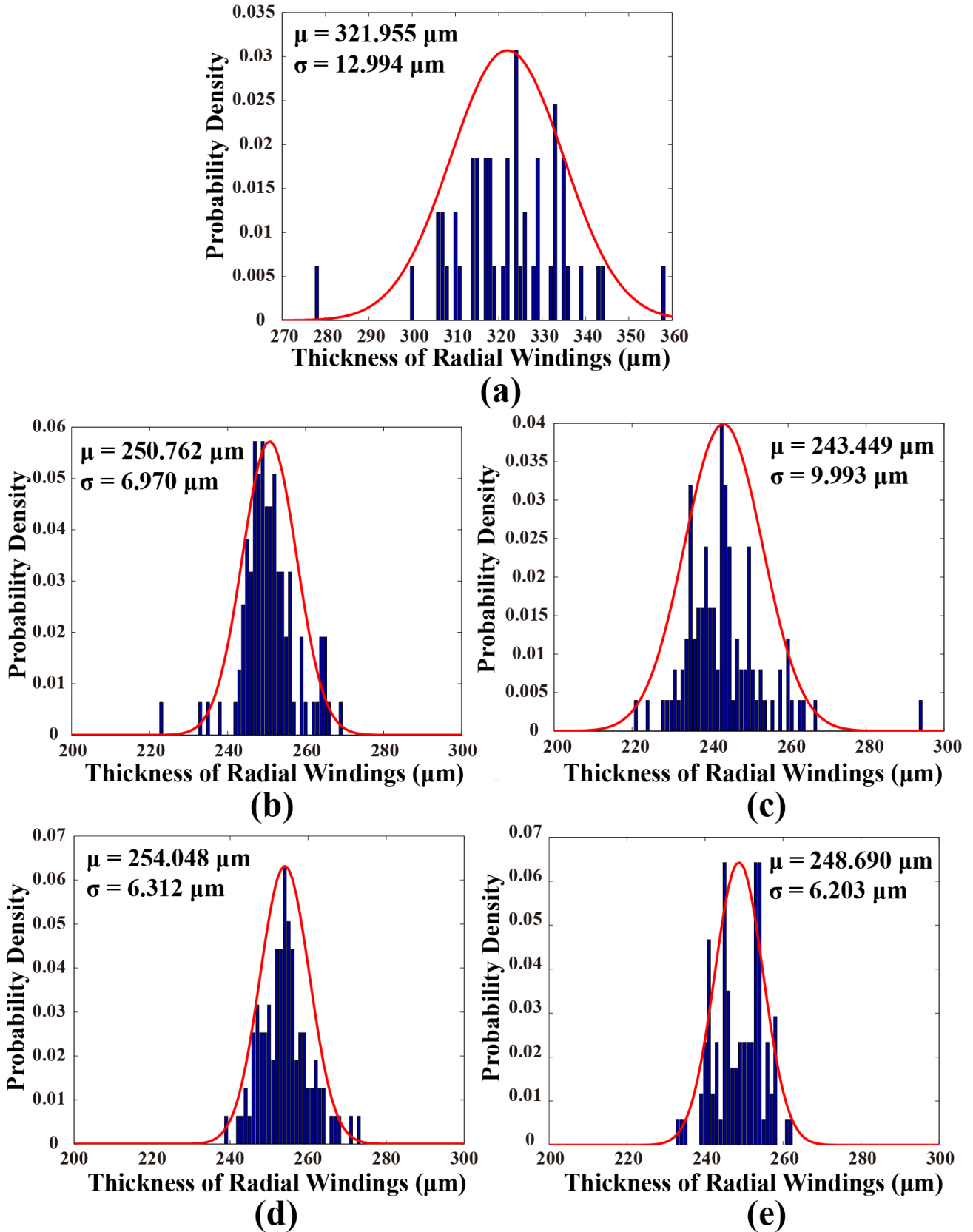


Fig. 2.7 各モデルパンケーキコイルの径方向巻線精度:(a) Model 1; (b) Model 2 の上部コイル; (c) Model 2 の下部コイル; (d) Model 3 の上部コイル; (e) Model 3 の下部コイル

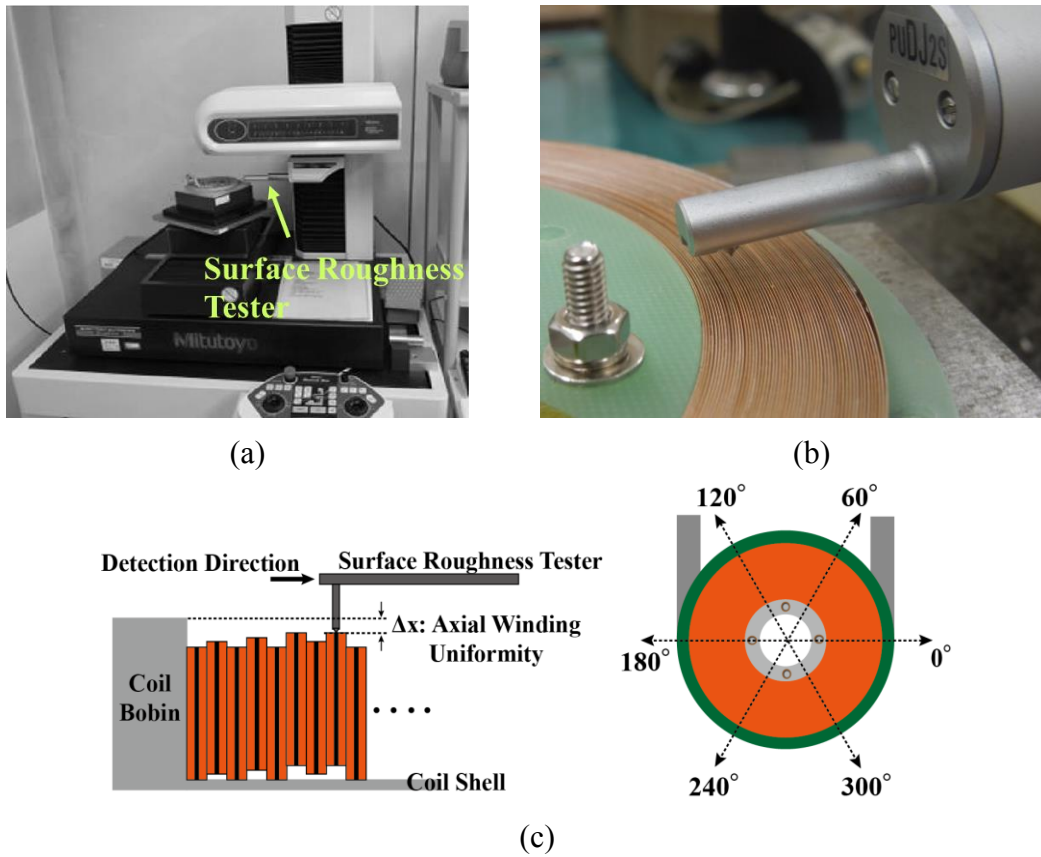


Fig. 2.8 軸方向巻線精度測定の仕事: (a) 表面粗さ測定機の写真; (b) 表面粗さ測定探針; (c) 軸方向巻線精度測定の仕事

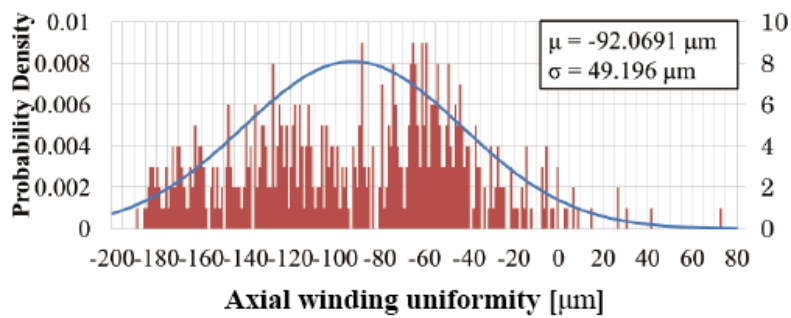
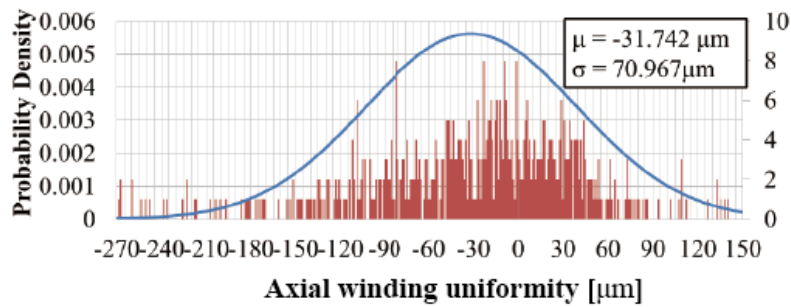


Fig. 2.9 Model 3 パンケーキコイルの軸方向巻線精度: (a) 上部コイル; (b) 下部コイル

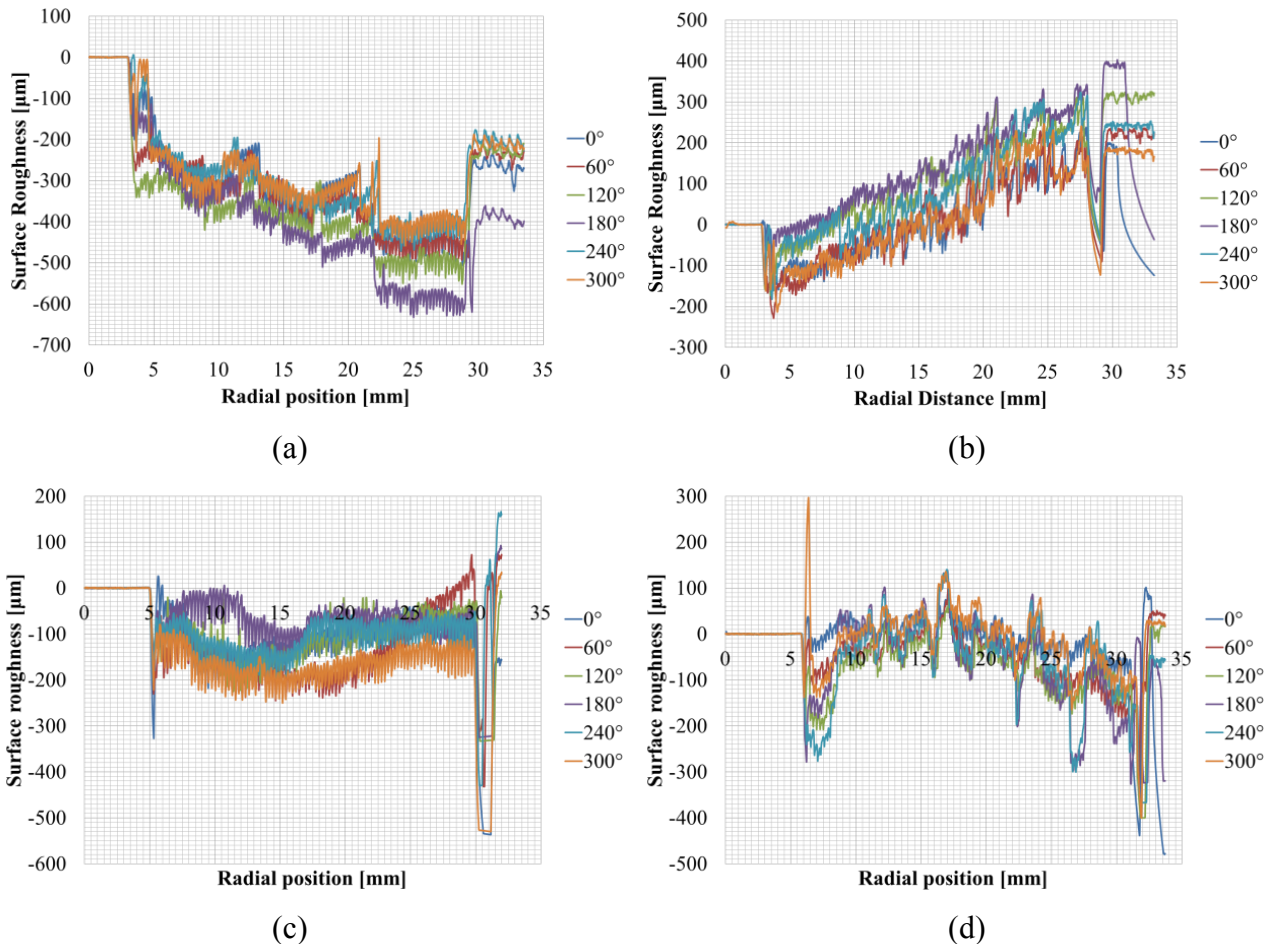


Fig. 2.10 モデルパンケーキコイルの軸方向巻線のばらつき:(a) モデル 2 の上部コイル; (b) モデル 2 の下部コイル; (c) モデル 3 の上部コイル; (d) モデル 3 の下部コイル

ルコイル 2 と 3 の使用線材には、それぞれ $10 \mu\text{m}/\text{side}$ と $20 \mu\text{m}/\text{side}$ の絶縁層が被覆されている。また、使用した高精度巻線機には、高精度・高安定なペアリングを使用すること、および Fig. 2.3 に示したような高真円度巻枠を用いることにより、コイルの巻線時における径方向の偏心率および軸方向の機械的振動を最大限に抑える工夫がなされている。

2.2.1 径方向巻線誤差測定結果

使用した REBCO テープ線材の絶縁塗布の不均一性により、線材厚みのばらつきがある。このばらつきを定量的に把握するため、ここでは、2 台のレーザー変位計(分解能: $0.25 \mu\text{m}$)を用いて、供試テープ線材の長手方向の厚みのばらつきを測定した(Fig. 2.4)。また、同テープ線材を用いて、シングルパンケーキコイルを 1 個、ダブルパンケーキコイルを 2 個、合計 3 個のモデルパンケーキコイルを製作した。次に、Fig. 2.5 に示す測定系(上記と同じレーザー変位計を使用)を用いて、3

Table. 2.4 高温超電導テープ線材の長手方向における厚み精度, および径方向巻線精度

	Model 1	Model 2		Model 3	
	Single Pancake	Double Pancake		Double Pancake	
	Single Coil	Upper	Lower	Upper	Lower
Thickness of insulated Tape (μm)	292.75 ± 57.44	230.23 ± 20.87	229.93 ± 22.66	249.59 ± 22.81	250.08 ± 24.07
Thickness of each Radial Winding (μm)	321.96 ± 25.98	250.76 ± 13.94	243.45 ± 19.98	254.05 ± 12.62	248.69 ± 12.40

つのモデルパンケーキコイル巻線時の径方向の巻厚みの増加量, すなわち, 径方向の巻線精度を測定した。

得られた測定結果から, Fig. 2.6 に各モデルパンケーキコイルに使用されたテープ線材の厚みのばらつきの確率分布を, Fig. 2.7 に各モデルパンケーキコイルの径方向巻線精度を示す。これらの図から, 対象とした REBCO テープ線材の長手方向の厚み分布がほぼガウス分布に従うこと, そしてガウス分布に従う厚みのばらつきを有する線材を用いて巻線すると, パンケーキコイルの径方向巻線精度もほぼガウス分布になることがわかった。Table. 2.3 には 3 種のモデルコイルの製作用高温超電導テープ線材の諸元を, そのテープ線材の長手方向の厚み精度がモデルコイルの径方向巻線精度に与える影響を Table. 2.4 にまとめた。モデルパンケーキコイル1においては, テープ線材に塗布した絶縁層の厚みが $50 \mu\text{m}/\text{side}$ のため, 線材厚みに最も大きなばらつきがあり, その大きなばらつきに起因してコイルの径方向巻線精度が悪化している。一方, テープ線材に塗布した絶縁層の厚みがそれぞれ $10 \mu\text{m}/\text{side}$ と $20 \mu\text{m}/\text{side}$ のモデルパンケーキコイル 2 と 3 においては, テープ線材長手方向の厚みのばらつきが絶縁層の厚みが $50 \mu\text{m}/\text{side}$ の場合の 50%程度となっている。そして, これらのテープ線材で巻かれたモデルパンケーキコイルの径方向巻線精度もよくなっている。今回のモデルコイルに関しては, $20 \mu\text{m}/\text{side}$ 以下の薄い絶縁層を塗布したテープ線材が径方向巻線精度の向上に対して効果的であることを確認した。

2.2.2 軸方向巻線誤差測定結果

試作したモデルダブルパンケーキコイル 2 と 3 に対して、表面粗さ測定機(分解能:0.2 μm)を用いて、Fig. 2.8 に示した装置を用いて、中心から半径方向直線上の巻線軸方向のばらつきを同図(c)に示すように周方向に 60 度ずつ測定した。測定結果の例として、Fig. 2.9 に、モデルダブルパンケーキコイル 3 の測定結果を示す。同図より、試作したダブルパンケーキ上下部コイルの軸方向巻線のばらつきは、 $\pm 100 \sim \pm 142 \mu\text{m}$ であった。Fig. 2.10 に、巻線時に巻線の軸方向振動を抑えるガイドロールを使用していないモデルパンケーキコイル 2 と、ガイドロールを使用したモデルパンケーキコイル 3 の軸方向巻線のばらつきを示す。同図から、ガイドロールを使用することにより、軸方向巻線精度が大きく改善されていることがわかる。

以上の実験で得られた径方向と軸方向の巻線精度の測定データを用いて、巻線精度が実規模のサイクロトロン用超電導コイルの発生磁場に与える影響について以下に評価していく。

2.3 サイクロトロン用実規模超電導コイルにおける巻線精度の発生磁場に与える影響

2.3.1 サイクロトロン用超電導コイルシステム

研究背景で述べたように、次世代癌治療用サイクロトロン用超電導コイルシステムには $10^{-3} \sim 10^{-5}$ という極めて高い磁場精度が要求される。ここでは、先行研究[24]で試設計が行われた Fig. 2.1 に示した HIMAC の癌治療装置と同等の出力(400 MeV, 30 nA)を持つ次世代癌治療用サイクロトロンのためのコイルシステムのうち、等時性磁場発生用スプリットメインコイルシステムを対象として、2.2 節の評価実験で取得した径方向と軸方向の巻線精度が発生磁場に与える影響について、ビオ・サバール法を用いた磁場解析により評価した。

2.3.2 スプリットメインコイルシステムの発生磁場精度評価用数値計算モデル

本研究は、従来のビオ・サバール法に基づく矩形断面円形コイル磁場計算モデルを改良し、Fig. 2.11 に示したように、パンケーキコイルにある各巻線断面のそれぞれの位置を考慮できる磁場計算モデルを作成した。磁場計算モデルは以下の方程式に従うとする。

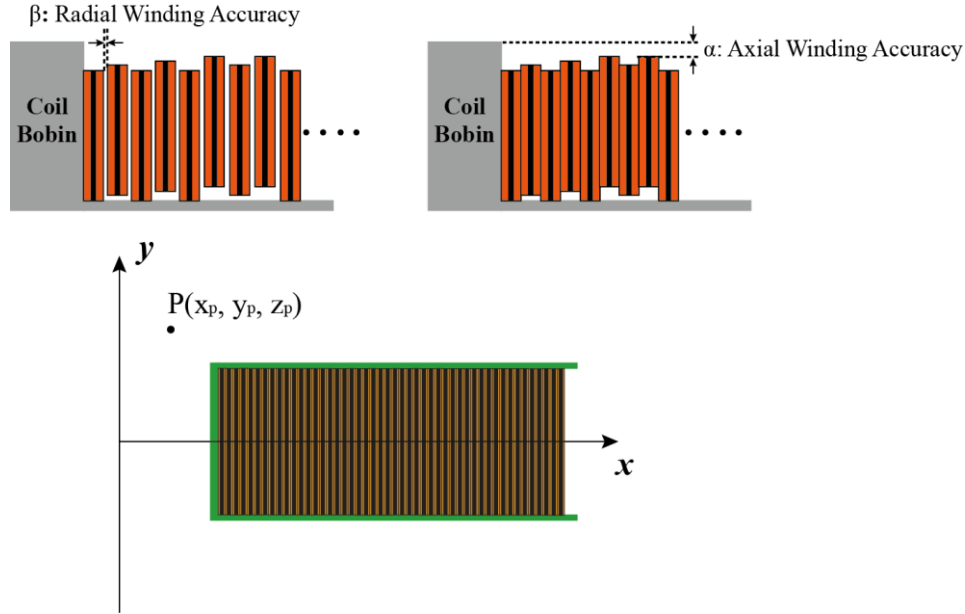


Fig. 2.11 巻線精度を考慮できる計算モデルの概略図

$$\mathbf{B} = \sum_{i=1}^{Turn} \frac{\mu_0 J}{4\pi} \int_{r_{in}^{(i)}}^{r_{out}^{(i)}} \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{width}{2}}^{\frac{width}{2}} \frac{\mathbf{n}_J \times \mathbf{R}}{R^3} r dr d\theta dz \quad (2.1)$$

$$\mathbf{R} = (x_p - r \cos\theta) \mathbf{a}_x + (y_p - r \sin\theta) \mathbf{a}_y + (z_p - z) \mathbf{a}_z \quad (2.2)$$

$$\mathbf{n}_J = -\sin\theta \mathbf{a}_x + \cos\theta \mathbf{a}_y \quad (2.3)$$

$$R = \sqrt{(x_p - r \cos\theta)^2 + (y_p - r \sin\theta)^2 + (z_p - z \pm \alpha^{(i)})^2} \quad (2.4)$$

$$r_{out}^{(i)} = r_{in}^{(i)} + \beta^{(i)} \quad (2.5)$$

ここで、 \mathbf{B} , \mathbf{n}_J , \mathbf{R} はそれぞれ磁場、電流が流れる方向の単位ベクトル、及び積分点から磁場観測点へのベクトルを表す。磁場観測点 (x_p, y_p, z_p) はデカルト座標系における点座標を表す。 J と R は、電流密度および積分点から磁場観測点への距離を表す。 α と β はそれぞれ各巻線の軸方向と径方向の巻線精度を表す。 $r_{out}^{(i)}$ と $r_{in}^{(i)}$ は各巻線における内半径と外半径を表す。

本解析は、評価実験で取得したガウス分布となった径方向と軸方向の巻線精度を上記の磁場計算モデルに代入し、その解析で求めた磁場を設計磁場と比較した。

2.3.3 径方向巻線精度がスプリットメインコイルシステムの発生磁場精度に与える影響

先行研究で設計を行ったスプリットメインコイルシステムの寸法を、Table 2.5 にまとめた[24]。同

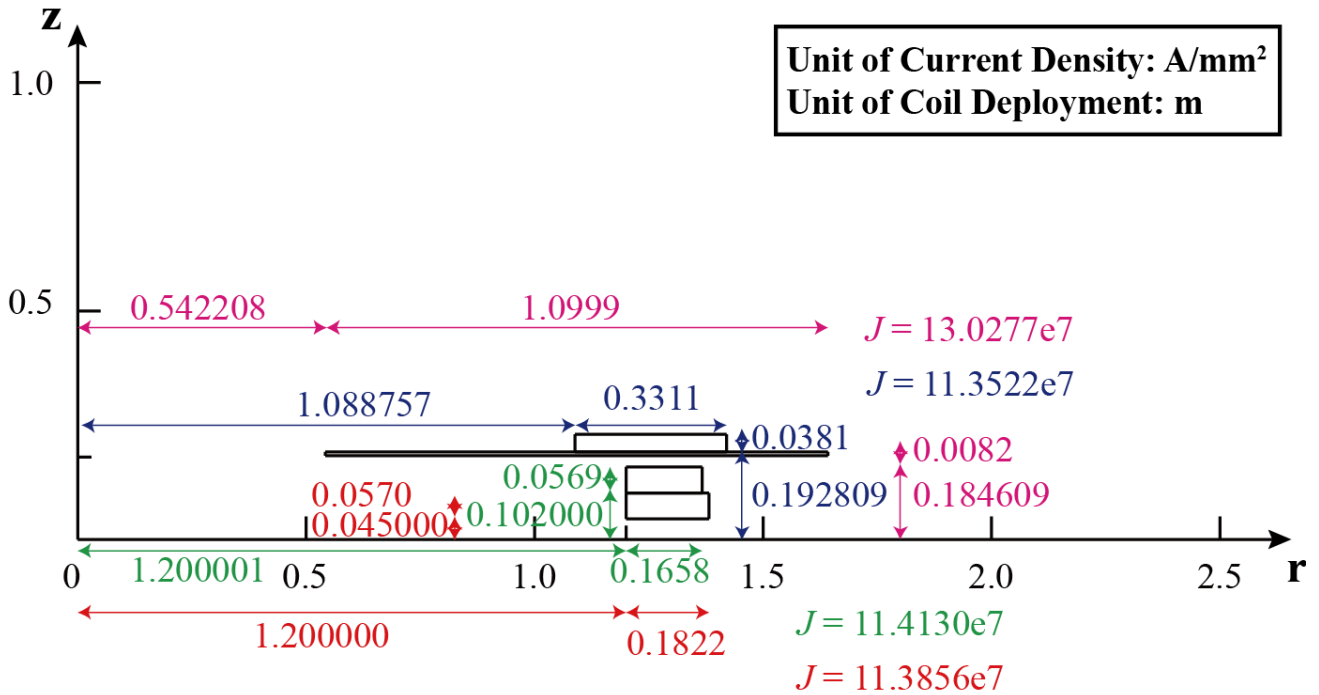


Fig. 2.12 スプリットメインコイルシステムモデルのコイル配置図 ($z=0$ 面に対して、対称に4つのコイルがある) [24]

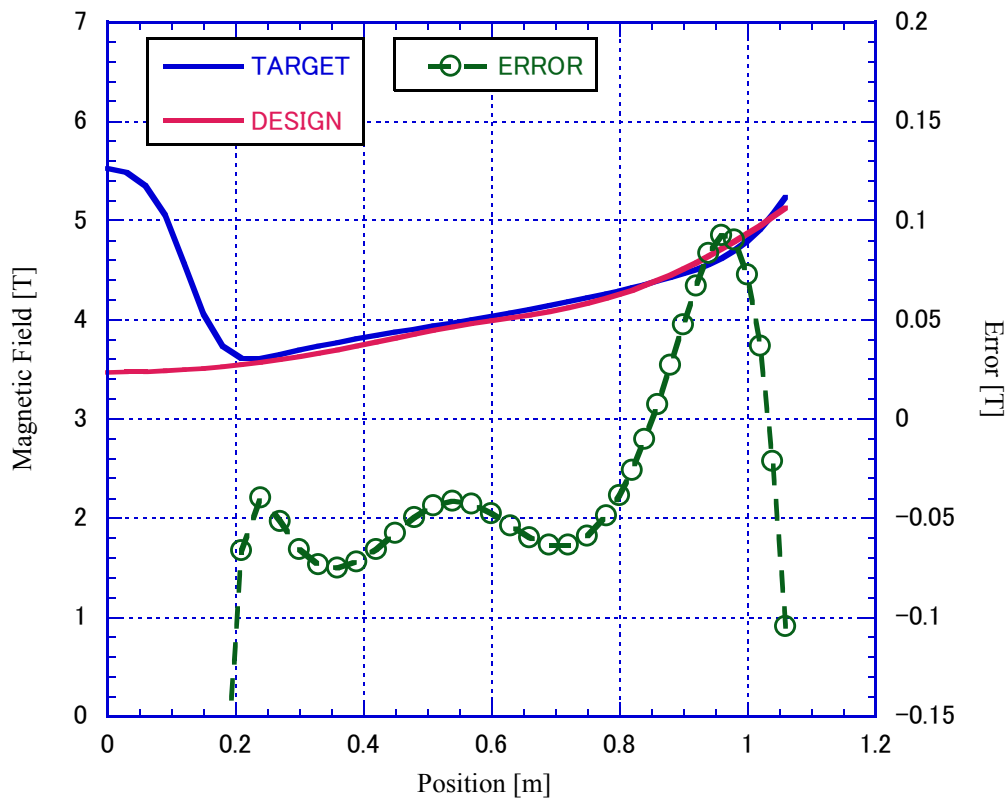


Fig. 2.13 粒子の加速面 ($z=0$ 面) におけるビームの入射点から取出し点までの磁場分布 [24]

Table 2.5 次世代癌治療用サイクロtron加速器の設計寸法 [24]

Type	AVF Cyclotron			
Particle	$^{12}\text{C}^{6+}$			
Energy	400 MeV			
Magnetic Field at Extraction	6 T			
Extraction Radius	1.06 m			
Wire Length	334 km			
	Coil 1	Coil 2	Coil 3	Coil 4
Coil Quantity	1 pair	1 pair	1 pair	1 pair
Inner Radius (m)	1.2	1.200001	0.542208	1.088757
Outer Radius (m)	1.3822	1.365801	1.642108	1.419857
Coil Thickness (m)	0.0570	0.0569	0.0082	0.0381
Current Density (A/m ²)	1.13856×10^8	1.14130×10^8	1.30227×10^8	1.13522×10^8
Distance from Mid-Plane (m)	0.045	0.102	0.184609	0.192809

Table. 2.6 巻線の平均厚みがスプリットメインコイルシステムの発生磁場に与える影響

		Coil 1	Coil 2	Coil 3	Coil 4
Load Factor (%) (Ideal design)		46.06	46.25	63.04	53.79
230 μm	Turns	792	720	4782	1440
	L. F (%)	52.90	53.25	72.37	61.87
240 μm	Turns	759	691	4583	1380
	L. F (%)	55.20	55.56	75.52	64.56
250 μm	Turns	729	663	4400	1324
	L. F (%)	57.50	57.88	78.67	67.25
260 μm	Turns	701	638	4230	1273
	L. F (%)	59.80	60.19	81.82	69.94

コイルシステムは4対のダブルパンケーキコイルで構成され、コイルの配置は Fig. 2.12 のようになっている。そして、スプリットメインコイルが作る磁場(設計磁場)を Fig. 2.13 の赤い線で示した。磁場分布の形を維持するには、まず、コイルの内外径と高さを固定する必要がある。そこで、本解析で、線材の平均厚みをパラメータとして設計した各ダブルパンケーキコイルの寸法に従って最大のターン数と運転負荷率(Load Factor: I_{op}/I_c , ここでは I_{op} が運転電流, I_c が臨界電流)について計算した。線材の平均厚みがコイルのターン数と運転負荷率に与える影響を Table 2.6 にまとめた。その結果から、巻線の平均厚みが薄いと、同様の内外径で巻けるターン数が増やせるため、運転負荷率を低減されることが出来る。また、今回の3番の扁平ダブルパンケーキコイルは、平均厚みが 250 μm 以内の線材で巻くと、設定した最大の負荷率(80%)を超えないため、平均厚みの小さいテープ線材でパンケーキコイルを製作すれば負荷率を低減することができると考えられる。また、上述のターン数と線材平均厚みを用いて、スプリットメインコイルシステムの粒子軌道面($z=0$ 面)における磁場分布を計算し、その磁場分布を設計値(Fig. 2.3 の赤線)と比較することにより磁場精度を求めた。その結果を、Fig. 2.14 に示す。線材の平均厚みが 250 μm 以内であれば、負荷率を抑えつつ、目的とするスプリットメインコイル発生磁場精度 $10^{-3}\sim 10^{-5}$ が達成できることがわかる。

また、Table 2.4 に示したモデルパンケーキコイル2のガウス分布に従う径方向巻線精度を用いて、スプリットメインコイルの発生磁場精度を求めると、Fig. 2.15 に示す結果が得られた。その結果から、径方向巻線の厚みが $243\pm 19.98 \mu\text{m}$ の精度でばらついても、スプリットメインコイル発生磁場精度は $10^{-3}\sim 10^{-5}$ を達成できることがわかった。

2.3.4 軸方向巻線精度がスプリットメインコイルシステムの発生磁場精度に与える影響

巻線の軸方向誤差の最大値を 100~500 μm とし、それ以下の値でばらついたとした時のスプリットメインコイルシステムの発生磁場精度を求めた。その結果を、Fig. 2.16 に示す。結果から、スプリットメインコイルシステムの発生磁場精度は軸方向の巻線精度に対する感度が低く、巻線の軸方向のばらつきの最大値が 500 μm であっても、コイル発生磁場精度は $10^{-3}\sim 10^{-5}$ を満足することがわかった。

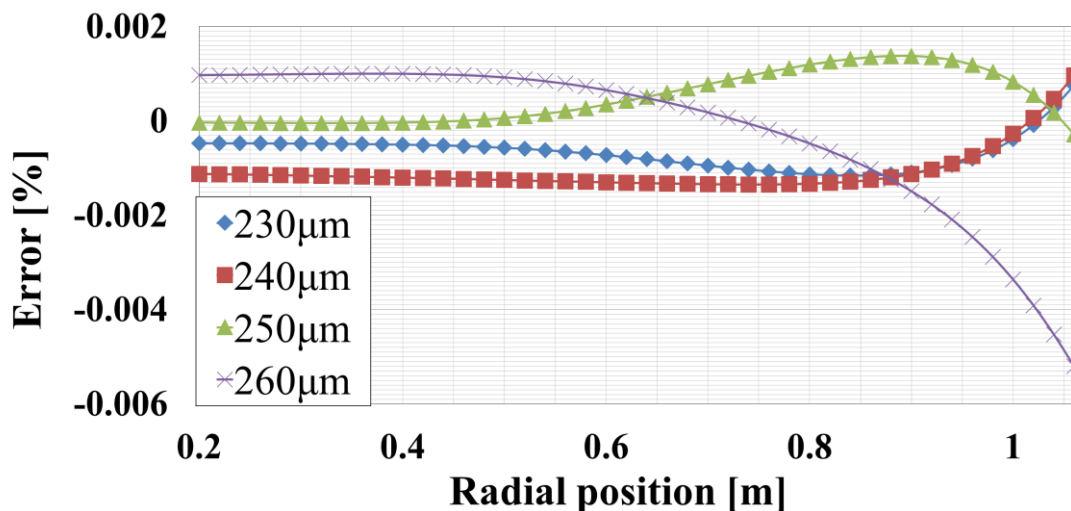


Fig. 2.14 巻線の平均厚みがスプリットメインコイルシステムの磁場発生精度に与える影響

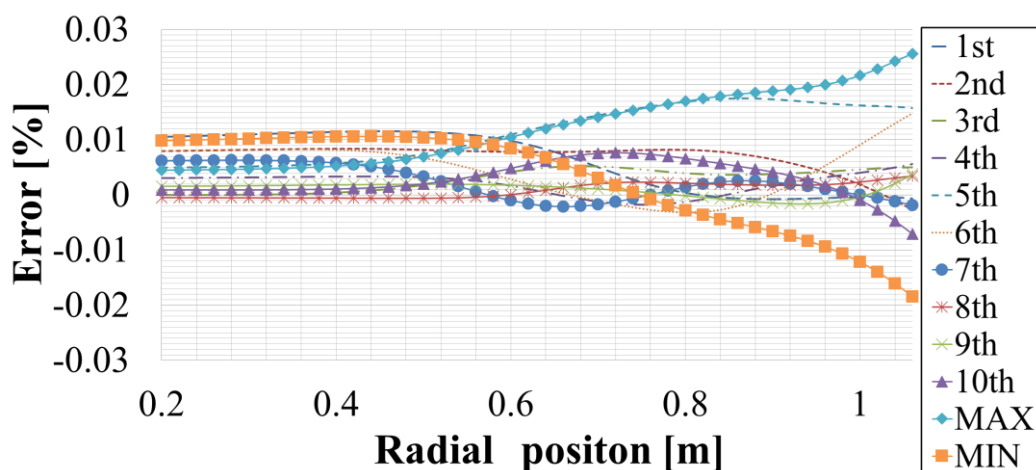


Fig. 2.15 モデルコイル2の径方向巻線精度がスプリットメインコイルシステムの磁場発生精度に与える影響

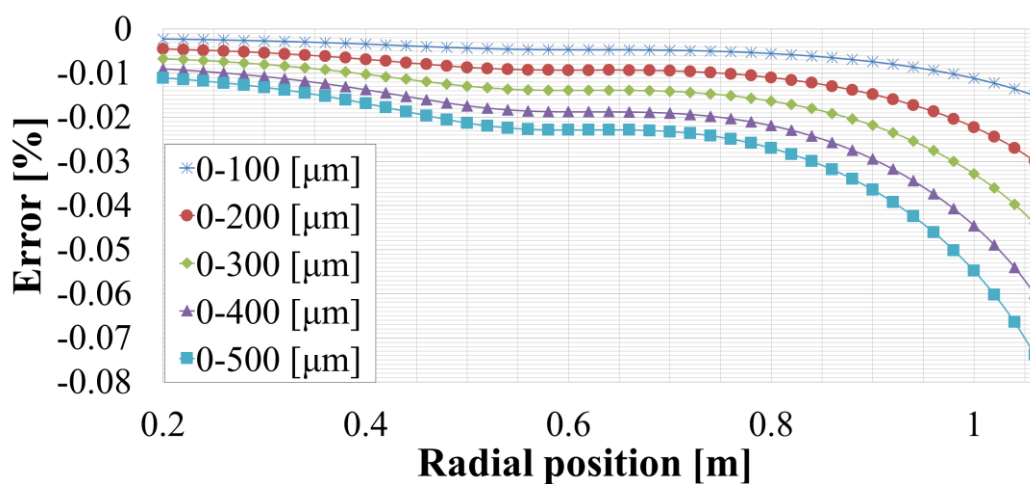


Fig. 2.16 軸方向巻線精度がスプリットメインコイルシステムの磁場発生精度に与える影響

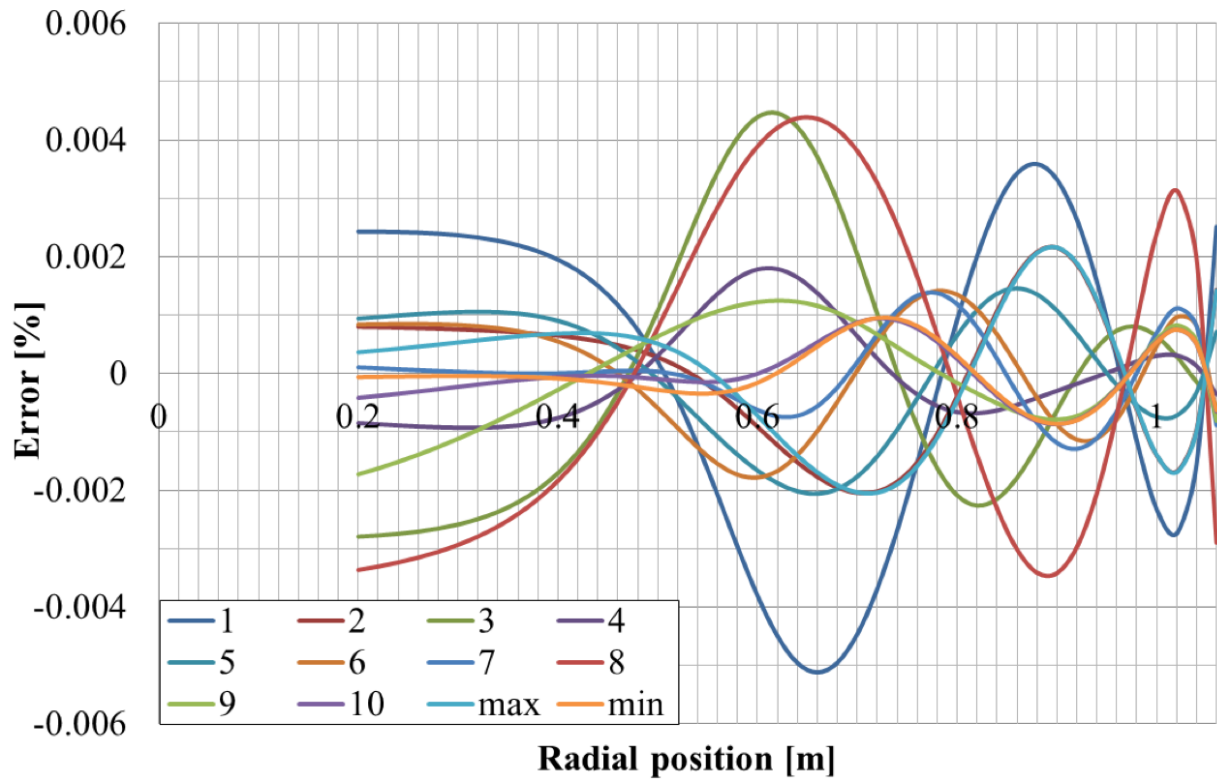


Fig. 2.17 径方向巻線誤差による磁場発生精度を改善するための負荷率の最適化

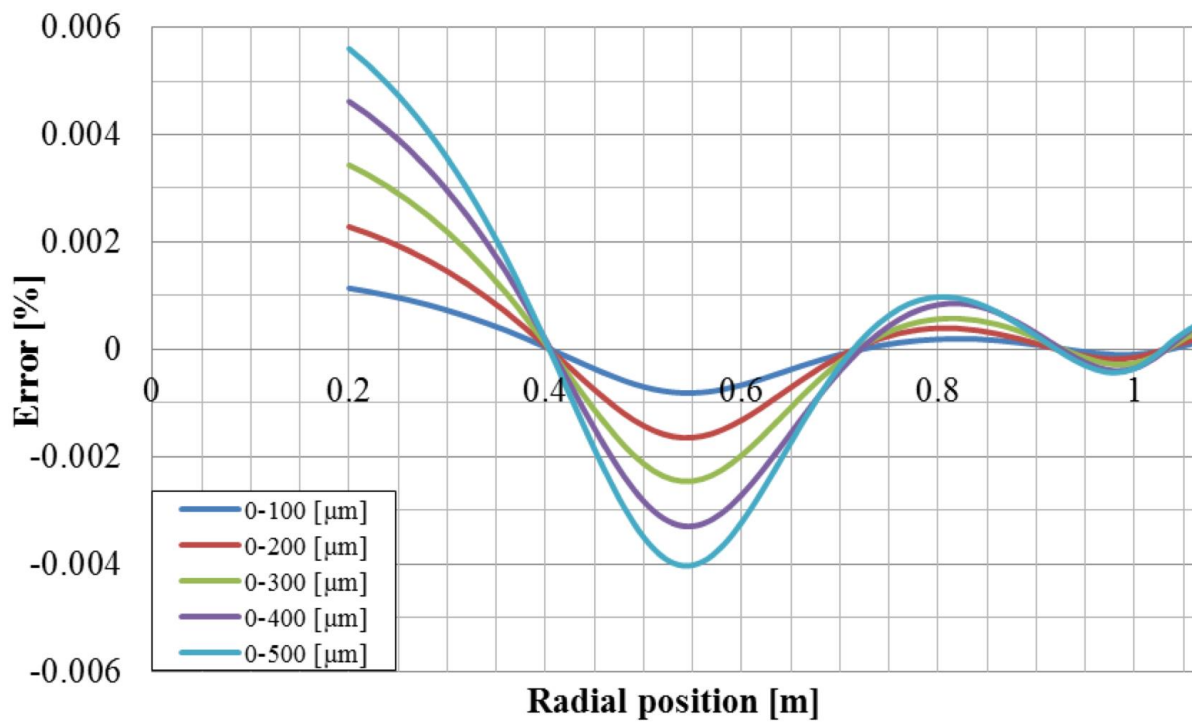


Fig. 2.18 軸方向巻線誤差による磁場発生精度を改善するための負荷率の最適化

2.3.5 負荷率の最適化による発生磁場精度の改善

上記のビオ・サバル法に基づいた磁場精度計算モデルにより、評価実験から取得した径方向と軸方向巻線精度がスプリットメインコイルシステムの発生磁場に与える影響について評価を行った。ここでは、巻線精度の磁場精度に及ぼす影響を抑える方策として、負荷率を最適化する方法を提案する。すなわち径方向および軸方向の巻き乱れのあるコイルの発生磁場が設計磁場にできるだけ近づくように、次の式を解くことにより、最適な負荷率を求めるという方法である。

$$\begin{bmatrix} B_0^{(1)} \\ B_0^{(2)} \\ \vdots \\ B_0^{(i)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_{z1}^{(1)} & \cdots & B_{z4}^{(1)} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ B_{z1}^{(i)} & \cdots & B_{z4}^{(i)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \\ \eta_3 \\ \eta_4 \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

$$\begin{bmatrix} \eta_1' \\ \eta_2' \\ \eta_3' \\ \eta_4' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \eta_1 \times \varepsilon_1^{(std.)} \\ \eta_2 \times \varepsilon_2^{(std.)} \\ \eta_3 \times \varepsilon_3^{(std.)} \\ \eta_4 \times \varepsilon_4^{(std.)} \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

ここで、 $B_0^{(1)} \sim B_0^{(i)}$ は、目標磁場分布を示し、 $\eta_1 \sim \eta_4$ は、スプリットコイル 1~4 の負荷率に対する最適化乗数を表す。 $\varepsilon_1^{std.} \sim \varepsilon_4^{std.}$ は、Table 2.6 に、示したスプリットコイル 1~4 負荷率を示す。 $\eta_1' \sim \eta_4'$ は、最適化したスプリットコイル 1~4 の負荷率を表す。

Fig. 2.17 と Fig. 2.18 は、負荷率の最適化を行った後の径方向と軸方向巻線誤差による磁場発生精度を示した。同図より、径方向の巻線誤差による磁場発生精度を改善するために、スプリットコイル 1~4 の負荷率を-4.01~6.13%の間で調節すれば、また、軸方向の巻線誤差による磁場発生精度を改善するために、その負荷率を-0.22~0.40%調節すれば、磁場発生精度が負荷率の最適化をする前より、一桁程度改善できることを示した。

2.4 まとめ

レーザー変位計と表面粗さ測定機を用いた高精度測定システムを構築し、市販の高温超電導 REBCO テープ線材を対象に線材厚みのばらつきと、パンケーキコイル巻線時の径方向および軸方向巻線誤差の測定実験を行った。高精度巻線機で製作した3種類のモデルパンケーキコイルの巻線精度に関する測定データを用いて、実規模サイクロトロンを想定して設計された等時性磁場発

生用スプリットコイルの発生磁場に与える影響を評価し、そして、影響の大きな線材厚みのばらつきと、線材の径方向のばらつきの許容値、すなわち、 $10^{-3} \sim 10^{-5}$ を満足するばらつきの上限値を示した。さらに径方向のばらつきの影響を改善する方法として、スプリットメインコイルの負荷率を最適化する方法を提案し、その有効性を示した。

第3章

無絶縁 REBCO パンケーキ コイルの電磁的・熱的挙動解析 用プログラム

3.1 概要

本章では、高電流密度化と高熱的安定化を両立する技術として期待されている無絶縁高温超電導巻線方式(以下、「無絶縁コイル」と称する)に着目し、まず、これまで明らかにされていなかった無絶縁コイル巻線内の電磁的・熱的挙動を解析できる計算機プログラムの開発について述べる。次にその計算機プログラムに基づく数値解析と先行研究[28]の過電流通電実験との比較から計算機プログラムの妥当性を示す。また、数値解析用計算機プログラムにより、無絶縁コイルの基礎特性の解明、励磁・遮断遅れの要因について検討を行う。

無絶縁コイルは、電気絶縁を施していない超電導線材で巻線を行うもので、線材間の銅安定化層を共有できるため巻線内の平均電流密度を高くすることができる。また、無絶縁コイルの巻線内に局所的常電導転移が発生した場合、電流が隣接する線材に迂回できるため、熱的安定性の向上が期待できる[28-37]。しかし、巻線内の電磁的・熱的振る舞いは極めて複雑となることから、これらをより正確に解析・評価できる適切な解析モデルの開発が不可欠となっていた。これまで無絶縁コイルの特性解析には、コイル周方向の電流パスと、コイル半径方向、すなわち巻線層間を流れる電流パスの2方向のみを考慮した簡易等価回路が用いられてきたが、巻線内の局所的・過渡的挙動を再現・評価することができなかった[38]。

そこで本研究では、部分要素等価回路(PEEC:Partial Element Equivalent Circuit)モデルを用いた無絶縁コイル内電流分布解析と、有限要素法に基づく巻線内発熱・温度分布解析を連成した計算機プログラムを開発した。そして先行研究における無絶縁 REBCO コイルの過電流通電試験[28]の結果との比較によりその妥当性を検証した。つぎに開発した計算機プログラムを用いて、無絶縁コイル内の電流や発熱・温度分布の時間変化を計算・可視化し、無絶縁コイルの励磁・遮断、過電流通電、および局所的常電導転移時の振舞いについて検討を行った。さらに、無絶縁コイルの励磁・遮断遅れの要因および市販 REBCO テープ線材で巻線した無絶縁コイルの成立性についても検討・評価した。

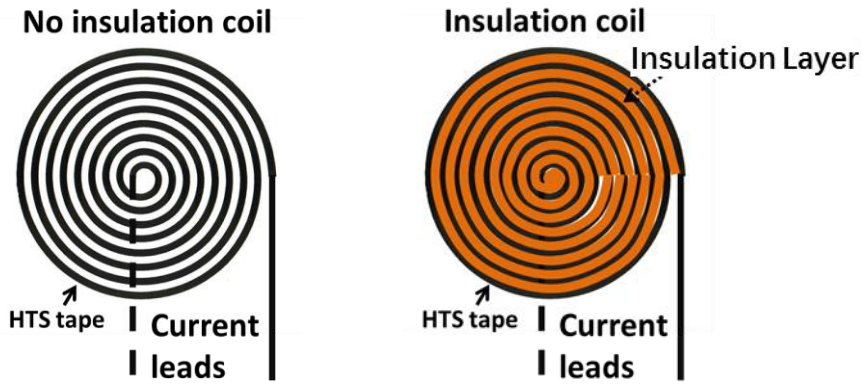


Fig. 3.1 無絶縁, および層間絶縁高温超電導パンケーキコイル

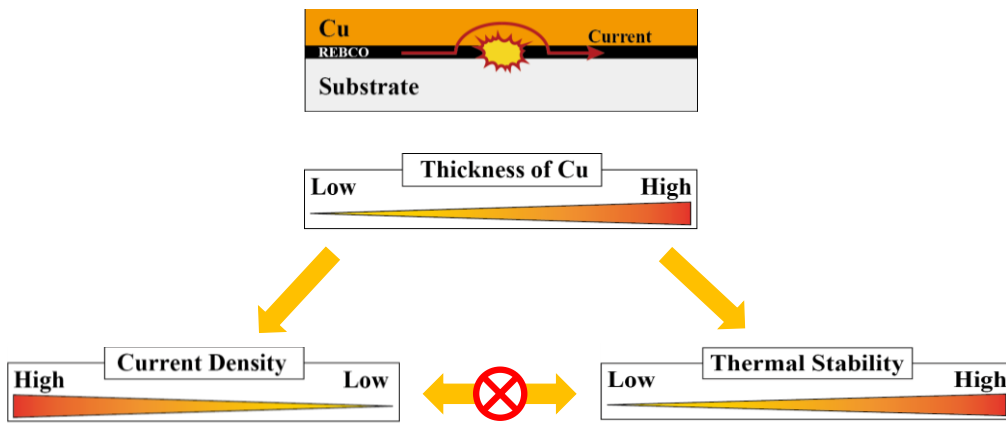


Fig. 3.2 従来の層間絶縁高温超電導パンケーキコイルにおける電流密度と熱的安定性の関係

3.2 高電流密度と高熱的安定性の両立を可能とする無絶縁コイル巻線技術

3.2.1 無絶縁高温超電導コイル巻線方式

従来の高温超電導コイルは、Fig. 3.1 のように、線材間が電氣的に絶縁されている(以下、「絶縁コイル」と称する)。このような高温超電導コイルは、巻線内において局所的に常電導転移が発生すると、Fig. 3.2 のように、電流が線材内の銅安定化層に迂回する。そのため、銅安定化層を厚くすると、長手方向の電気抵抗が小さくなり、発生するジュール発熱が小さくなる。従って、高温超電導コイルの熱的安定性を高くするためには、銅安定化層を厚くする必要がある。しかしその反面、銅安定化層を厚くすることで使用線材の厚みも増加し、コイル巻線部全体の電流密度は低下する。以上より、従来の絶縁超電導コイルにとって高熱的安定化と高電流密度化は二律背反の関係にあると言える。

本研究の対象である次世代医療用高温超電導コイルの高性能化・小型化を実現するためには、高熱的安定化と高電流密度化を両立させる技術の開発が不可欠となる。そこで、層間絶縁を施さない「無絶縁コイル」の適用可能性とその効果の評価が必要となった。

3.2.2 無絶縁高温超電導コイルの特長

無絶縁高温超電導コイルには以下に挙げる特長がある (Fig. 3.3)。

1) 超電導線材間の銅安定化層が共有できることから、必要となる安定化層の必要量を削減でき、また同時に、同等の磁場発生のために必要となる巻線長を削減できるため、コイルの高電流密度化を図ることができる [28–37]。

2) 局所的常電導転移が発生すると、電流は巻線間の電氣的接触を通して自動的に常電導転移部を回避し、超電導特性が壊されていない隣接線材に迂回できる [29, 35]。

3) 常電導転移時のジュール発熱密度が低減できる。そしてジュール発熱を巻線内の広い範囲での熱容量で許容・分担することにより、ホットスポットの形成が抑制できる [28–37]。

4) 絶縁を施さないのでテープ線材の厚みのばらつきが少なく、高精度磁場発生用コイルへの応用に適している (Fig. 3.4)。

無絶縁コイルの応用は、低温金属系超電導コイルにおいても一時検討されたことがあったが、その後、研究開発は中断していた。近年になって、MIT や岡山大のグループから、高温超電導コイルへの応用の提案があった [28, 29]。Fig. 3.5 に、MIT が行った 30 ターンの小型無絶縁高温超電導コイルの過電流通電実験の結果を示す [28]。コイルの臨界電流が 54 A に対して、実験では臨界電流の 2.5 倍の過電流を流してもコイルの焼損が観測されなかった。この検証実験により、無絶縁コイルが高温超電導コイルの高電流密度化と高熱的安定化を両立させることのできる技術として認識・期待されるようになった。

3.2.3 無絶縁高温超電導コイルの特性解析

無絶縁高温超電導コイル巻線方式は、高電流密度下で高い熱的安定性を実現できる可能性を有していることが期待されるが、巻線内の電磁的・熱的振舞いは極めて複雑であることから、これらをより正確に解析できる適切な数値解析モデルの開発が不可欠となった。これまで無絶縁コイルの

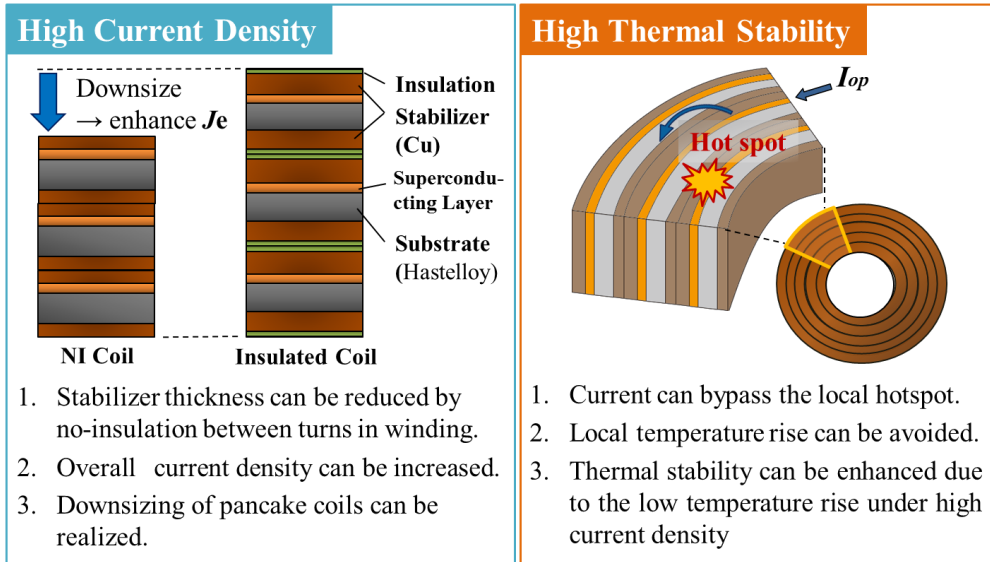


Fig. 3.3 無絶縁高温超電導コイルの特長

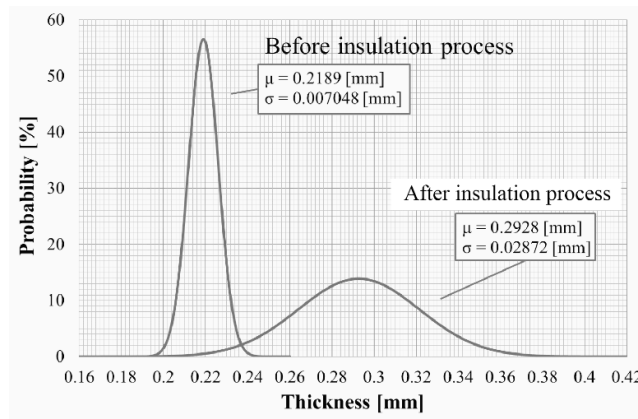


Fig. 3.4 絶縁を施さない高温超電導線材および絶縁を施した高温超電導テープ線材の厚み精度の比較

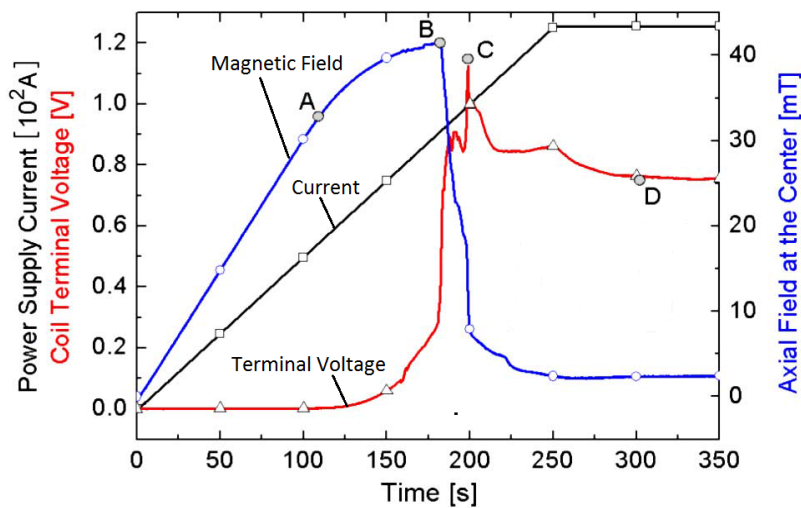


Fig. 3.5 米国 MIT における無絶縁高温超電導コイルの過電流通電試験結果 [28]

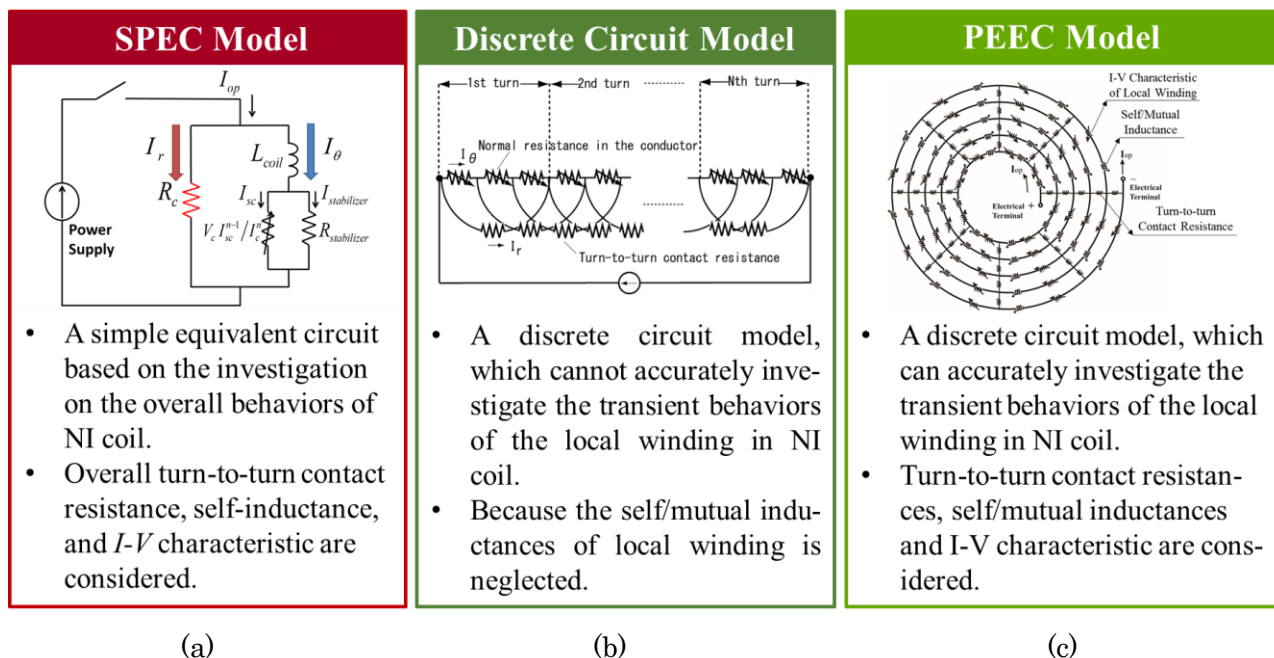


Fig. 3.6 無絶縁高温超電導コイルの特性解析用数値モデル:(a) 簡易回路モデル;(b) 離散化回路モデル;(c) PEEC 回路モデル

特性解析用モデルは、Fig. 3.6 (a)に示すような簡易等価回路モデル(以下、「SPEC モデル」と称する)と、理化学研究所が提案した離散化回路モデル(各部の抵抗成分のみを考慮。巻線の自己・相互インダクタンスは考慮せず)が用いられてきた[37, 38]。SPEC モデルは、コイル周方向、すなわち超電導テープ線材長手方向の電流パスと、コイル半径方向、すなわち巻線層間を流れる電流パスの2方向のみを考えたものであり、無絶縁コイル全体の電流分布特性しか評価ができず、巻線内の局所的な電磁的・熱的振舞いを再現・評価することはできない[38]。また、理化学研究所で開発された離散化回路モデルは、Fig. 3.6 (b)に示すように、コイルの局所的振舞いを解析することができるが、コイル巻線の自己・相互インダクタンスが考慮されていないため、巻線内の過渡的な電磁的・熱的振舞いを正確に再現・評価することができない[37]。

そこで、本研究では、より詳細に巻線内の局所的・過渡的な電磁的・熱的特性を再現・評価することのできる数値解析モデルとそれに基づく計算機プログラムの開発を行った。そして開発した計算機プログラムを用いて、無絶縁コイルの通電、遮断、過電流通電および常電導転移時の無絶縁コイル巻線内の振舞いを再現・可視化をすること、無絶縁コイルの問題点である励磁時における発生磁場の遅れの要因を抽出すること、そして、無絶縁コイルに適した新しい保護方式を提案するこ

とを目指して検討を行ってきた。

3.3 無絶縁高温超電導コイルの基礎特性解析のための数値解析モデル

3.3.1 部分要素等価回路(PEEC)に基づく電流分布解析

無絶縁コイルの通電、遮断、過電流通電、および常電導転移時におけるコイル内の過渡的電磁的・熱的振舞いを解析するため、本研究では、Fig.3.7 に示した部分要素等価回路モデル(PEEC モデル)を用いた解析モデルを採用した。

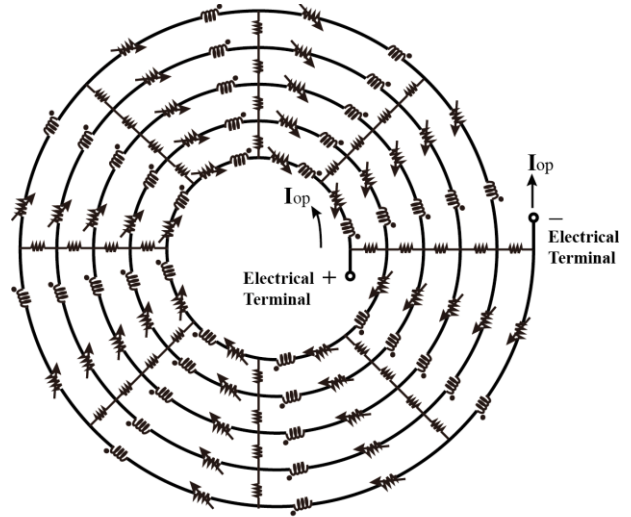
PEEC モデルは、層間接触電気抵抗、REBCO 超電導テープ線材の $I-V$ 特性、および巻線の自己・相互インダクタンスを考慮したモデルであり、従来提案されてきたモデルに比べて、コイル内の局所電磁現象をより正しく再現できるモデルであると考えられる(Fig.3.7)。PEEC では、無絶縁コイル内の各層の巻線を周方向に n 個のセグメントに分割し、Kirchhoff の第一と第二法則に従って回路解析モデルを構築した。回路方程式は以下となる。

$$R_{\theta}^{(i)} I_{\theta}^{(i)} + \sum_{j=1}^N M_{ij} \frac{dI_{\theta}^{(j)}}{dt} + R_{\theta}^{(i+1)} I_{\theta}^{(i+1)} = R_{\theta}^{(i+Div\theta)} I_{\theta}^{(i+Div\theta)} + \sum_{j=1}^N M_{(i+Div\theta)j} \frac{dI_{\theta}^{(j)}}{dt} + R_r^{(i)} I_r^{(i)} \quad (3.1)$$

$$I_{\theta}^{(i)} + I_r^{(i)} = \begin{cases} I_{op} & (i = 1) \\ I_{\theta}^{(i-1)} & (1 < i \leq Div\theta) \\ I_{\theta}^{(i-1)} + I_r^{(i-Div\theta)} & (Div\theta + 1 < i < N - Div\theta) \end{cases} \quad (3.2)$$

$$I_{\theta}^{(i)} = I_{\theta}^{(i-1)} + I_r^{(i-Div\theta)} \quad (N - Div\theta + 1 < i < N) \quad (3.3)$$

$$I_{\theta}^{(i)} + I_r^{(i-Div\theta+1)} = I_{op} \quad (i = N) \quad (3.4)$$



- Local Contact Resistance between the Turn-to-turn Windings, R_c
- Resistance of Local REBCO Winding due to $I-V$ characteristic, R_{sc}
- Self and Mutual Inductances of Local Winding, L, M

Fig. 3.7 部分要素等価回路(PEEC)

ここで、 $R_{\theta}^{(i)}$ と $R_r^{(i)}$ はそれぞれ高温超電導線材の I - V 特性に基づいた各巻線セグメント長手方向の電気抵抗と層間接触電気抵抗を表す。 $Div\theta$ は周方向の分割数、 N は周方向巻線の総分割数を表す。 $I_{\theta}^{(i)}$ 、 $I_r^{(i)}$ と I_{op} は各セグメントの周方向電流と径方向電流、およびコイルの運転電流を表す。 M_{ij} は各セグメントの自己・相互インダクタンスマトリクスを表す。

各セグメントの自己・相互インダクタンスは、以下のノイマン方程式により算出した。

$$M_{ij} = \frac{\mu_0 r_i r_j}{4\pi w^2} \int_0^w \int_{\theta_j}^{\theta_j+\Delta\theta} \int_0^w \int_{\theta_i}^{\theta_i+\Delta\theta} \frac{\cos(\theta - \Theta)}{R_{ij}} d\theta dz d\Theta dZ \quad (3.5)$$

$$R_{ij} = \sqrt{r_i^2 + r_j^2 - 2r_i r_j \cos(\theta - \Theta) + (z - Z)^2} \quad (3.6)$$

ただし、 r_i 、 r_j 、 θ_i と θ_j はセグメント i と j からコイル中心までの距離と、それぞれの回転角を表す。 $\Delta\theta$ と $\Delta\Theta$ はそれぞれセグメント i と j の角度間隔を表す。 w は巻線の幅を表す。

3.3.2 有限要素法に基づく温度分布解析

過電流通電時および常電導転移時におけるコイルの局所的発熱・温度上昇を詳細に解析するために、有限要素法に基づく温度分布解析を行った。

本解析では、比熱と熱伝導率の温度依存性を考えた非線形過渡有限要素法解析である。基礎方程式は以下となる。

$$\rho c(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_x(T) \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \lambda_y(T) \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + Q_J + Q_c \quad (3.7)$$

ただし、 $c(T)$ と $\lambda(T)$ はそれぞれ温度に依存する高温超電導巻線の比熱と熱伝導率を表す。 Q_J と Q_c はジュール発熱と冷却条件を表す。

巻線のジュール発熱は、径方向転流電流による銅安定化層の発熱と長手方向電流による超電導巻線の発熱の和とした。

$$Q_J = I_r^2 R_r^2 + I_{\theta}^2 R_{\theta}^2 \quad (3.8)$$

なお、冷却条件としては、簡単のため、ここでは巻線は断熱されていると仮定し、

$$Q_c = 0 \quad (3.9)$$

とした。

Partial Element Equivalent Circuit Analysis

$$R_{\theta}^{(i)} I_{\theta}^{(i)} + \sum_{j=1}^N M_{ij} \frac{dI_{\theta}^{(j)}}{dt} + R_{\theta}^{(i+1)} I_{\theta}^{(i+1)} = R_{\theta}^{(i+Div\theta)} I_{\theta}^{(i+Div\theta)} + \sum_{j=1}^N M_{(i+Div\theta)j} \frac{dI_{\theta}^{(j)}}{dt} + R_r^{(i)} I_r^{(i)}$$

$$I_{\theta}^{(i)} + I_r^{(i)} = \begin{cases} I_{op} & (i = 1) \\ I_{\theta}^{(i-1)} & (1 < i \leq Div\theta) \\ I_{\theta}^{(i-1)} + I_r^{(i-Div\theta)} & (Div\theta + 1 < i < N - Div\theta) \end{cases}$$

$$I_{\theta}^{(i)} + I_r^{(i-Div\theta+1)} = I_{op} \quad (i = N)$$

$$I_{\theta}^{(i)} = I_{\theta}^{(i-1)} + I_r^{(i-Div\theta)} \quad (N - Div\theta + 1 < i < N)$$

R_{θ} : Resistance in rotational direction
 I_{θ} : Current in rotational direction
 R_r : Resistance in radial direction
 I_r : Current in radial direction
 M : Inductance matrix including self and mutual inductance

Import heat generation
 $Q_j = I_r^2 R_r + I_{\theta}^2 R_{\theta}$

Calculate Critical Current and feedback to PEEC analysis

Temperature Distribution Analysis

> Formula of 2D Thermal Conduction Analysis:
 $\rho c(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_x(T) \frac{\partial T}{\partial x^2} + \lambda_y(T) \frac{\partial T}{\partial y^2} + Q_j + Q_c$

> Cooling Effert: $Q_c = h(T)(T_{LN_2} - T_i)$
 > Heat Generation: $Q_j = I_r^2 R_r + I_{\theta}^2 R_{\theta}$

ρ : Density
 $c(T)$: Specific heat
 $\lambda_x(T), \lambda_y(T)$: Thermal conductivity in horizontal and vertical direction

Export temperature

I-V Characteristic of Superconductivity

> Formula of Biot-Savart
 $B = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{n_j \times R}{R^3} dv$

> N-Value Model
 $V = V_c \left(\frac{I}{I_c(B, T)} \right)^n = E_c \lambda^{(i)} \left(\frac{I}{I_c(B, T)} \right)^n$

$R^{(i)} = \frac{\partial V}{\partial I} = \frac{E_c \lambda^{(i)}}{n I_c(B, T)^n} \cdot I^{n-1}$

Fig. 3.8 部分要素等価回路 (PEEC) と温度分布解析の連成解析

3.3.3 超電導特性 (I-V 特性)

超電導体の電気抵抗値は完全にゼロではなく、実際は電流密度の増加に従い電界が発生・上昇する特性を有している。そこでここでは、この特性を表現するために、電界 E が電流密度 J の n 乗で表される「 n 値モデル」を採用した。すなわち、

$$E = E_c \left(\frac{J}{J_c} \right)^n \tag{3.10}$$

ここで、 E_c は、臨界電流を定義するための基準電界値 (通常 $1 \mu\text{V/cm}$) であり、この時の電流密度を臨界電流密度 J_c とする。また本解析では、REBCO 超電導テープ線材の電気抵抗を、以下の式により求めた。

$$V = V_c \left(\frac{I}{I_c} \right)^n = E_c \lambda^{(i)} \left(\frac{I}{I_c} \right)^n \tag{3.11}$$

$$R^{(i)} = \frac{\partial V}{\partial I} = \frac{E_c \lambda^{(i)}}{n I_c^n} \cdot I^{n-1} \tag{3.12}$$

ただし、 $\lambda^{(i)}$ と $R^{(i)}$ は各巻線セグメントの長さと電気抵抗を示す。なお、臨界電流 I_c の磁場、磁場印加角度および温度に対する依存性を付録 A に記す。

3.3.4 無絶縁コイル内の電流分布および発熱・温度分布の連成過渡解析

Fig. 3.8 に、本研究で開発した PEEC に基づいた電流分布解析と、有限要素法に基づく温度分布解析の連成解析の構成を示す。以下のように計算・解析を進めた。

- 1) PEEC に基づいた電流分布解析により、ある瞬間の無絶縁コイル巻線内の電流分布を計算する。そして、超電導テープ線材内および線材間の接触電気抵抗により発生するジュール発熱分布を求める。
- 2) 1)で求めた巻線内の発熱を入熱量として有限要素法に基づく温度分布解析を行い、巻線内の温度分布を求める。
- 3) 1)で得られた電流分布により生じる巻線内の磁場をビオ・サバルの式に基づいて計算し、超電導テープ線材に加わる磁場を求める。そして、(3.10)～(3.12)式を用いて、超電導テープ線材長手方向の電気抵抗 $R^{(i)}$ を求める。
- 4) 3)で求めた $R^{(i)}$ を1)の PEEC 解析に用い、次の時間ステップの巻線内電流分布を計算する。

以上を繰り返して行くことにより、無絶縁コイル内の電磁的・熱的過渡特性を再現した。なお、解析に用いた REBCO 高温超電導テープ線材の超電導特性(I - V 特性)と熱的特性等を付録 A に記す。

3.3.5 無絶縁高温超電導パンケーキコイルの臨界電流値の計算

高温超電導パンケーキコイルを通電する際、コイルの内側の巻線に印加する磁場が最大となるので、コイルの臨界電流は最内層の巻線で決まる。Fig. 3.9 には、内径 30 cm, 60 ターンの高温超電導コイルを一例とし、通電電流 I_{op} を 5 A/s で上昇させていった時の、REBCO 高温超電導線材の I - V 特性から求めた($1\mu\text{V}/\text{cm}$ の電界発生を基準とした)臨界電流 I_c を示す。同図より、通電電流の増加、すなわち発生磁場の増加により臨界電流がわずかに低下する。そして、通電電流 I_{op} と臨界電流 I_c が交わる点があり、その時の I_c がコイルの臨界電流となる。

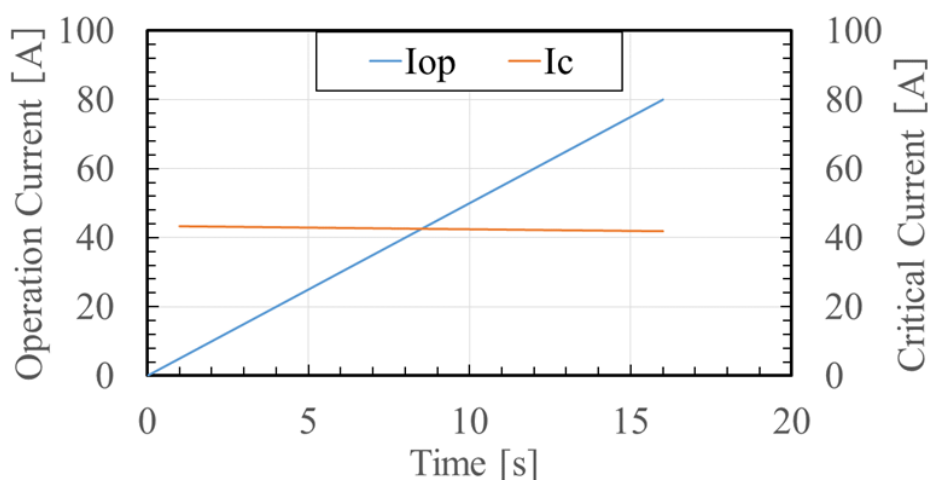


Fig. 3.9 無絶縁高温超電導パンケーキコイルの臨界電流の決め方

3.4 無絶縁高温超電導パンケーキコイルの基礎特性解析

ここでは、3.3 節で述べた無絶縁コイル用電流・温度分布解析モデルとそれに基づく計算機プログラムの妥当性を確認するために、米国 MIT で行われた過電流通電試験[28]についてシミュレーションを行い、試験結果との比較を行った。

3.4.1 過電流通電特性評価試験

3.4.1.1 過電流通電試験

一般的に、従来の層間絶縁コイルでは、過電流通電を行うと、コイル巻線内にホットスポットが形成され、最終的に熱暴走に至る。その結果、超電導線材の特性劣化や焼損が起こる。一方、無絶縁コイルには、従来の絶縁コイルより高い熱的安定性、すなわち、過電流通電時でも劣化や・焼損が起こりにくい特性を有していることが期待されている。この優れた特性を評価・確認するために、MIT の研究グループが無絶縁モデルパンケーキコイルを試作し、過電流通電特性評価試験を行った。試験に用いられた無絶縁高温超電導パンケーキコイルの諸元を Table 3.1 に、コイルの写真を Fig. 3.10 に示す[28]。

Fig. 3.11 (a)に、過電流通電特性評価試験の結果を示す。横軸は時間、青色の曲線はコイル中心点における発生磁場、黒色の折線はコイルの励磁電流(0.5 A/s で上昇した後、125 A で一定)を表す。図中の A 点(励磁電流:54 A)までは、コイルの中心磁場は、電流上昇と共に線形に上昇し

Table 3.1 過電流通電特性実験に用いられた無絶縁高温超電導コイルの諸元 [28]

Parameters	Values
HTS conductor type	SuperPower [®] SCS4050
Conductor width; thickness [mm]	4.0; 0.1
Copper stabilizer thickness [mm]	0.04
$I_c@77K$, self-field [A]	85
$I_c@77K$, coil [A]	54
n-Value @ 77K	30
Insulation	Bare (no-insulation)
Number of turns	30
i.d.; o.d.; height [mm]	60; 66; 4.0
Sweep rate [A/s]	0.5
Inductance	110.0

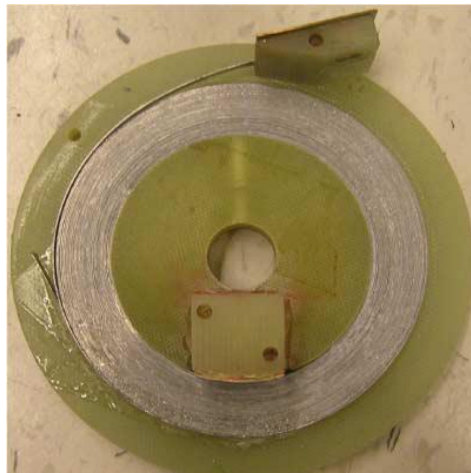


Fig. 3.10 過電流通電特性実験に用いられた無絶縁高温超電導パンケーキコイルの写真 [28]

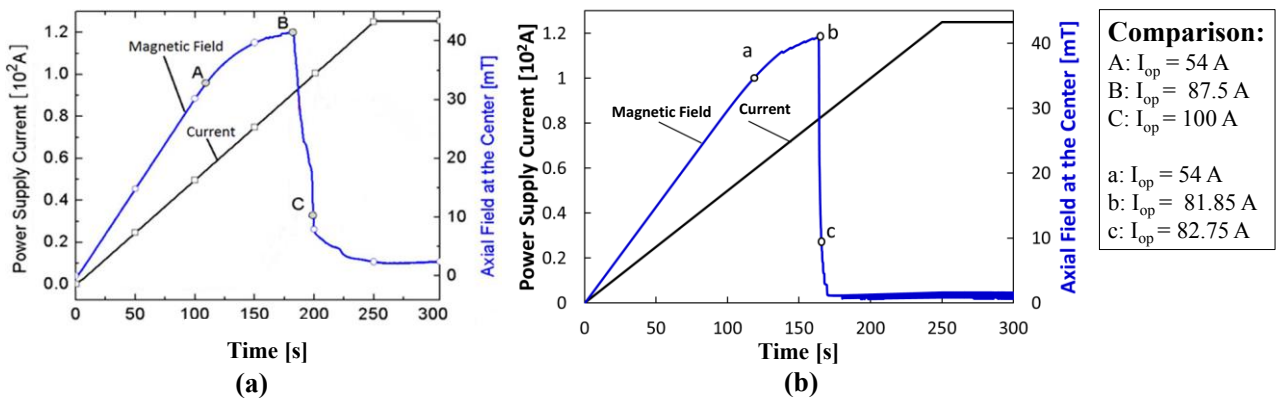


Fig. 3.11 過電流通電特性試験の結果と解析の比較:(a) 実験結果 [28];(b) 解析結果

ている。その後、電流は線形に上昇しているにもかかわらず、中心磁場の上昇は鈍り始め、B 点 (励磁電流:87.5 A)を超えると急激に減少、C 点以降一定値に収束している。以上のように、従来の絶縁コイルと全く異なる振舞いが観測された。また結果として、コイルの臨界電流値の約 2.5 倍の電流を通电しても、劣化・焼損が発生しなかった。

3.4.1.2 過電流通電時の特性解析

上述した過電流通電試験を対象として、開発した計算機プログラム(PEEC に基づく電流分布解析と有限要素法に基づく温度分布解析の連成解析)を用い、シミュレーションを行った。超電導特性としては、 n 値を 30 一定とし、層間接触電気抵抗は、他の先行研究で得られた実測値 ($70 \mu\text{m}/\text{cm}^2$)を用いた[38]。温度解析における境界条件(冷却条件)は断熱条件を採用し、径方向の熱伝導率は周方向の $1/20$ と仮定した。また繰り返し計算の時間刻みは 0.01 秒とした。

Fig. 3.11 (b)に解析結果を示す。縦・横軸は試験結果のものと同じである。同(a)図の試験結果との比較から、本解析は無絶縁コイルの複雑で特異な振舞いをよく再現していると言える。ただし、c 点以降の振舞いにおいて、中心磁場が一定値に落ち着くという特性は定性的になんとか再現されているが、値が試験結果と異なっている。誤差の主な原因としては、解析で用いた材料特性が供試コイルそのものの特性ではなかったことと、試験は液体窒素中で行われたが、解析では断熱状態を仮定したことの 2 点が挙げられる。

3.4.1.3 過電流通電時における臨界電流の裕度

Fig. 3.12 に、供試無絶縁パンケーキコイルの各ターンにおける臨界電流と印加磁場を示す。図のように無絶縁コイル内の各ターンが経験する磁場が変化する。従って、臨界電流値は、磁場がゼロクロスする付近でピークを持って分布する。従来の層間絶縁コイルでは、巻線層間に絶縁を施しているため、過電流通電時にコイル中間あたりのターンの臨界電流の裕度を十分活用できない。しかし、無絶縁コイルでは、巻線層間が電氣的に接触しているため、過電流通電によりコイル巻線内で臨界値を超えても、電流が層間を通過して臨界電流の高いターンに転流することができる。従って、臨界電流を超える過電流が通电されても、層間絶縁コイルのように、すぐに熱暴走が起きない。これらの特性について、開発した数値解析プログラムを用いて、供試無絶縁パンケーキコイル内の過

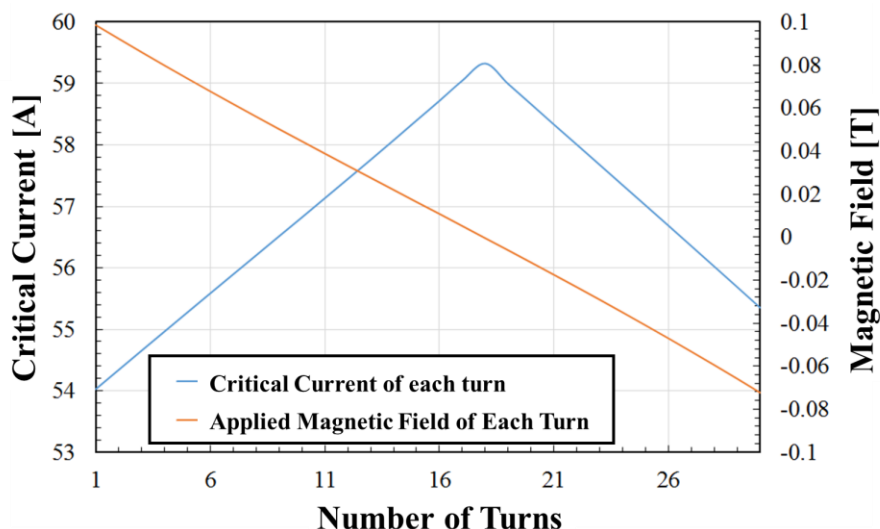


Fig. 3.12 供試無絶縁高温超電導パンケーキコイルの各ターンにおける印加磁場と臨界電流

渡的な振舞いを求め、これを可視化することにより検証していく。

3.4.1.4 過電流通電時における無絶縁高温超電導パンケーキコイル内の電磁的・熱的振舞い

Fig. 3.13 と Fig. 3.14 に、数値解析により求めた供試無絶縁パンケーキコイルの過電流通電試験におけるコイル内の電流分布と温度分布を示す。まず、励磁電流がコイルの臨界電流を超えてコイル中心磁場が鈍り始めるまで (Fig. 3.11 中の a~b 点) の電流分布を見ていく。Fig. 3.13 (a) と Fig. 3.13 (c) より、巻線内の臨界電流を超えたターンの電流が臨界電流裕度のあるターンに転流していき、励磁電流が 81.85 A (Fig. 3.11 中の b 点) になる際に臨界状態に達していることがわかる。しかし、層間接触電気抵抗が極めて小さく、そして、電流の径方向転流による発熱がコイル巻線の熱容量で分担できるため、大きな温度上昇が起こらない (Fig. 3.14 (a))。その後、電流がさらに上昇して 82.25 A 以上になると (Fig. 3.11 中の b~c 点)、巻線の臨界電流裕度をすべて使い切るため、Fig. 3.13 (b) と Fig. 3.13 (d) に示されるように、熱暴走が瞬間的に発生し磁場が急降下している。その過程においては、巻線の臨界電流で許容できない余剰電流が電極間の接触抵抗をわたって外側の電極に集中するため、Fig. 3.14 (c) に示されるように、外側の電極付近の巻線に集中して発熱が生じている。そして、この発熱は電流の増加に伴い急速に増加し、熱伝導により内側の巻線部に伝播する。その結果、Fig. 3.14 (b) に示されるように、外側の巻線がまず常電導転移し、電流は層間接

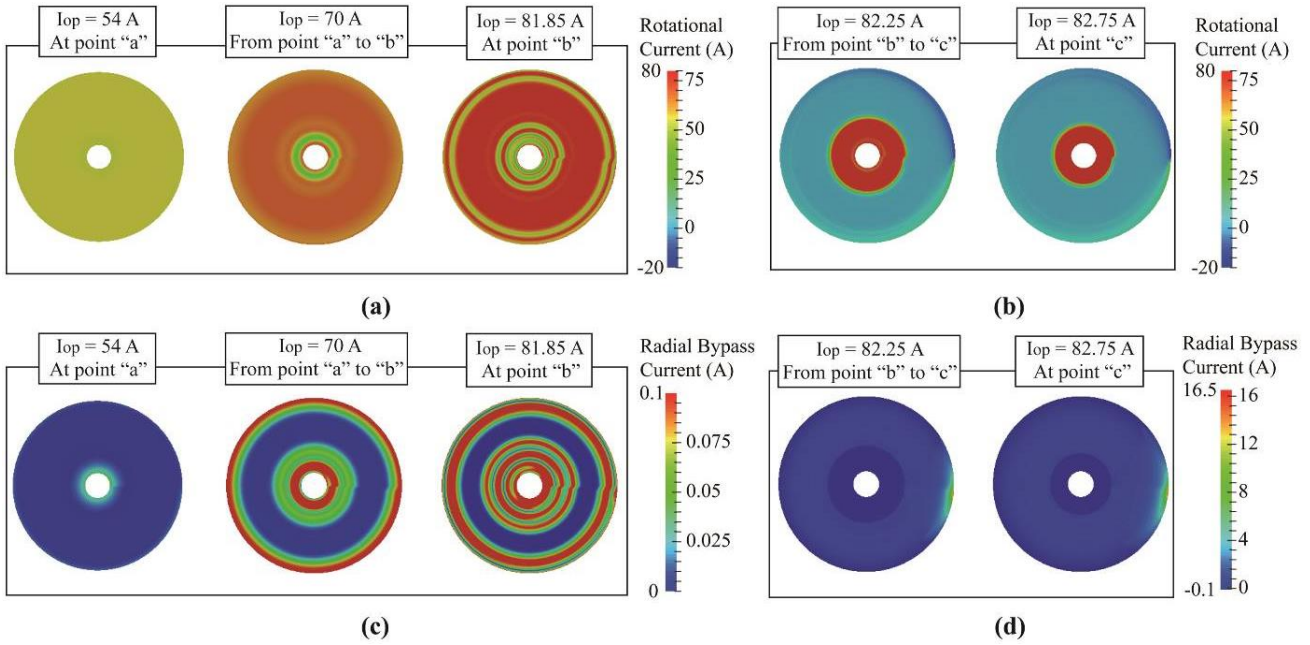


Fig. 3.13 無絶縁高温超電導コイルの過電流通電時における電流の過渡的振舞い: (a) 中心磁場の上昇が鈍っていく時の周方向電流分布; (b) 中心磁場が急激に減少する時の周方向電流分布; (c) 中心磁場の上昇が鈍っていく時の径方向電流分布; (d) 中心磁場が急激に減少する時の径方向電流分布

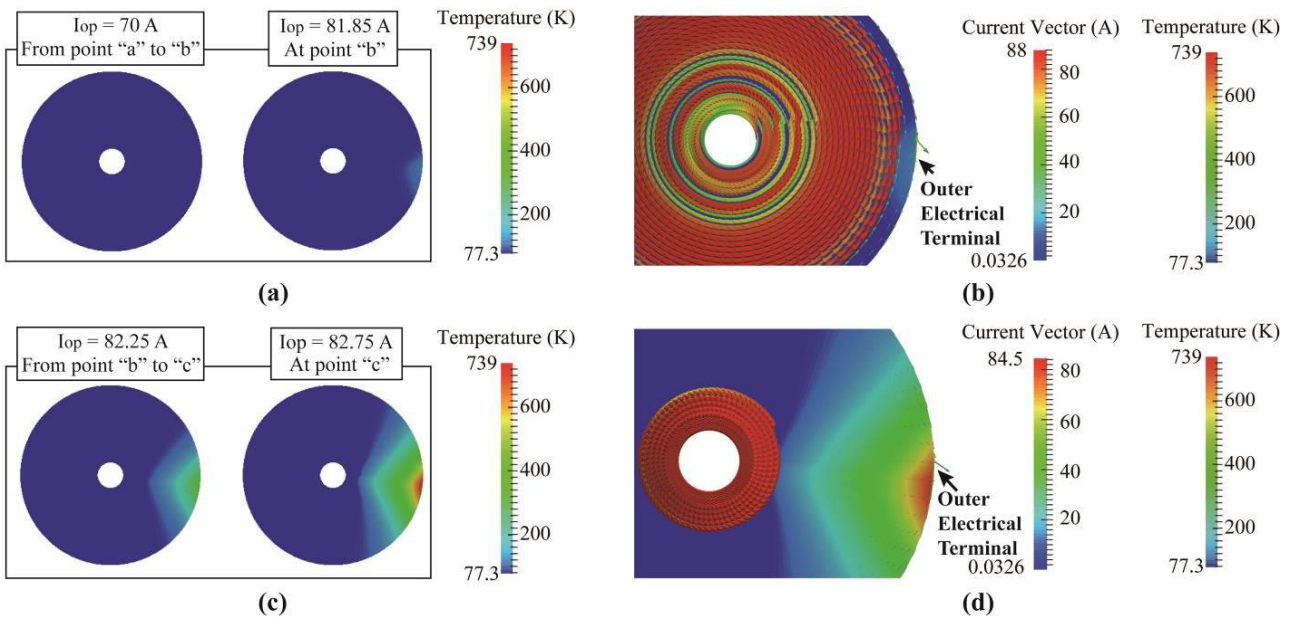


Fig. 3.14 無絶縁高温超電導コイルの過電流通電時における熱の過渡的振舞い: (a) 中心磁場の上昇が鈍っていく時の温度分布; (b) $I_{op} = 81.85$ A (b 点) の時の温度および電流分布; (c) 中心磁場が急激に減少している時(b 点~c 点)の温度分布; (d) $I_{op} = 82.75$ A (c 点) の時の温度および電流分布

触電気抵抗を経て外側の電極へ流れ出す。そして外側の巻線から発生した常電導転移領域の拡大によって各層の周方向電流が減少し磁場の急降下を生むことになる。

Fig. 3.14 (d)には、磁場の急降下後 ($I_{op}=82.75$ A) の温度および電流分布を示す。同図より、電極付近の巻線部を発熱源とする熱が外側の電極付近から内側の巻線へ伝播し、広い領域で常電導転移が発生することにより、周方向電流は内側のわずか数ターンの巻線にのみ残されていることがわかる。一方、磁場の急降下により、内側の巻線が経験する磁場はわずか数十ガウスとなるため、臨界電流は逆に大きくなる。そして、励磁電流が 250 A に達しても、臨界電流を超える余剰電流はすべて径方向の層間接触電気抵抗により広い範囲で回収されるため、局所的な温度上昇は発生せずにある安定状態を保って推移することになる。

以上のような無絶縁コイル内の電流分布解析と発熱・温度分布解析に基づいて、過渡的振舞いを可視化し、考察することにより、層間接触電気抵抗が過電流通電によるエネルギーを広い範囲で回収し、且つコイル全体の熱容量でジュール発熱を分担しながら、常電導転移によるコイルの劣化・焼損を防ぐことができていることわかった。これにより、無絶縁コイル巻線方式が、高電流密度化と高熱的安定化の両立に有効である可能性を確認することができた。

3.4.2 励磁特性評価

無絶縁コイルの欠点の1つとして、励磁・減磁時の発生磁場の遅れが挙げられる[38-41]が、この特性を定量的に評価するために、無絶縁コイル励磁時の巻線内の電流分布の時間変化について PEEC および SPEC モデルに基づいた回路解析により検討を行った。また、MRI およびサイクロトロン用を想定した実規模 (m 級) 無絶縁コイルの励磁特性とその改善法について PEEC 解析により検討を行った。

3.4.2.1 解析条件

ここでは、文献[38]で報告された励磁特性評価用小型無絶縁高温超電導モデルコイルを対象とする。その諸元を Table 3.2 に示す。モデルコイルは、内直径が 60 mm、外直径が 67.6 mm であり、幅 4 mm の REBCO 線材を 60 ターン巻かれている。コイルの臨界電流は 43 A、層間接触電気抵抗は $71.3 \mu\Omega \cdot \text{cm}^2$ (実測データから推測した値) とする。

Table 3.2 励磁特性解析に用いた小型無絶縁高温超電導モデルコイルの諸元 [38]

REBCO wire	Overall width; thickness (mm)	4.0; 0.063
	Copper stabilizer thickness (μm)	10 (5 per side)
Coil	Inner diameter (mm)	60.0
	Outer diameter (mm)	67.6
	Height (mm)	4.0
	Turns	60
	I_c at 77 K, self-field (A)	43
	B_z per amp at coil center (mT/A)	1.17
	Inductance (μH)	432.3
Turn-to-turn contact resistance, R_c ($\mu\Omega$)		534
Contact surface resistivity, R_{ct} ($\mu\Omega \cdot \text{cm}^2$)		71.3

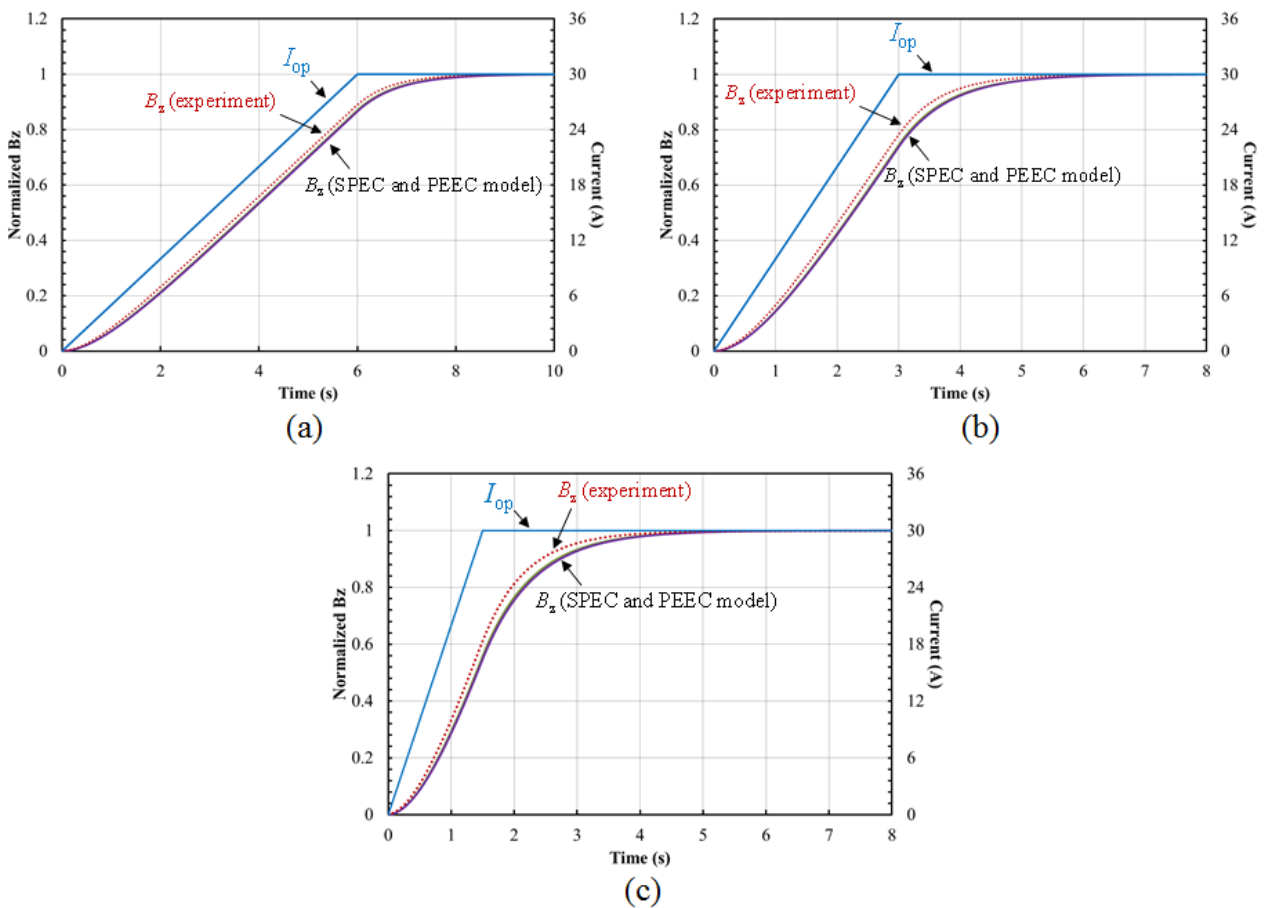


Fig. 3.15 無絶縁高温超電導コイルの励磁特性: (a) 励磁速度が 5 A/s の場合; (b) 励磁速度が 10 A/s の場合; (c) 励磁速度が 20 A/s の場合;

Table 3.3 励磁速度が励磁遅れに与える影響

Ramp rate (A/s)	Experiment	SPEC	PEEC
5	1.11 s	1.62 s	1.52 s
10	2.20 s	2.68 s	2.58 s
20	2.61 s	3.12 s	3.02 s

解析・実験において、発生磁場の遅れを次のように定義し、これを無絶縁コイルの励磁特性評価に用いた。すなわち、モデルコイルを 0 A から 30 A まで通電し、その時に生じる発生磁場の遅れを通電電流が最大 (30A) になった時間と、発生磁場が最大値の 99% に達した時間との時間差として定義した。励磁特性を評価するモデルとして、PEEC モデルと SPEC モデルの両方を採用した。また、解析条件として、PEEC モデルの周方向分割を 18 とし、時間刻みは 0.01 s とした。

3.4.2.2 励磁速度が励磁遅れに与える影響

Fig. 3.15 に、励磁速度が 5 A/s, 10 A/s, および 20 A/s における無絶縁コイルの励磁特性の解析結果を示す。同図より励磁速度が速くなるにつれ中心発生磁場の遅れが大きくなっていくことがわかる。Table 3.3 は、Fig. 3.15 に示した励磁速度の励磁遅れに対する影響をまとめたものである。その結果から、励磁速度が 5A/s から 10A/s になると、励磁遅れがほぼ 2 倍となり、励磁速度が 10 A/s から 20 A/s については、励磁遅れの変化の割合が緩和していく傾向を示している。また、PEEC と SPEC の回路解析結果はともに実験結果をよく再現していることがわかる。このことから、無絶縁コイルの励磁時の振舞いについては、巻線内の電流パスを周方向と径方向の 2 つのみとする SPEC モデル (Fig. 3.6 (a)) でも解析・評価することが可能であるといえることができる。

3.4.2.3 励磁遅れの要因

PEEC モデル解析に基づいて、励磁速度が 20 A/s の場合における無絶縁コイルの径方向と周方向電流分布の時間変化を可視化した結果を Fig. 3.16 に示す。無絶縁コイルの励磁時においては、周方向の電圧 (誘導性電圧) と径方向の接触抵抗により発生する電圧 (抵抗性電圧) のバランスにより、コイル巻線内の電流が周方向だけでなく、径方向にも流れることになる。励磁後、運転電流が一定電流になると、時間経過とともに径方向の電流が減少し、最終的に周方向電流のみとなる。中

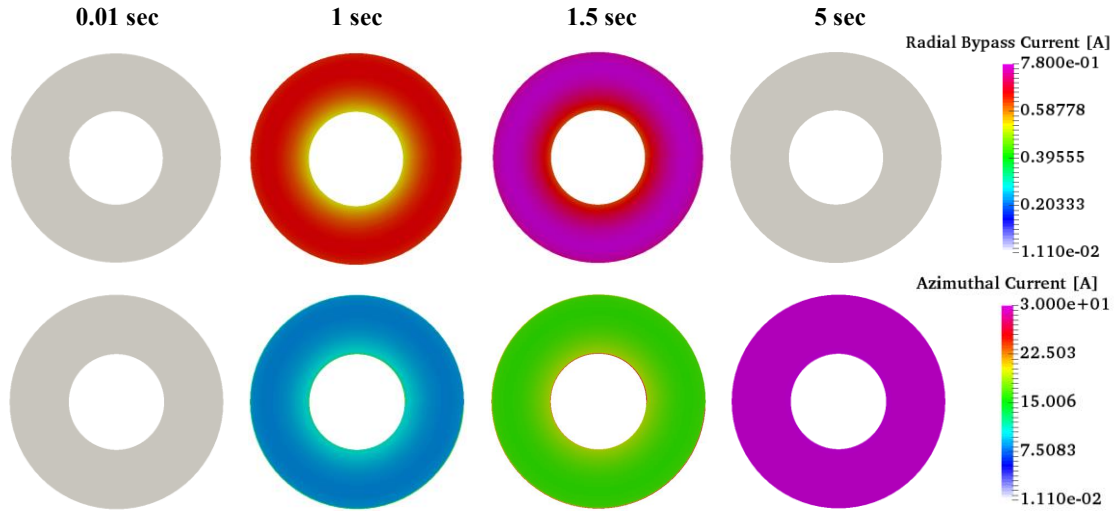


Fig. 3.16 励磁速度が 20 A/s の場合における径方向と周方向電流分布の変化

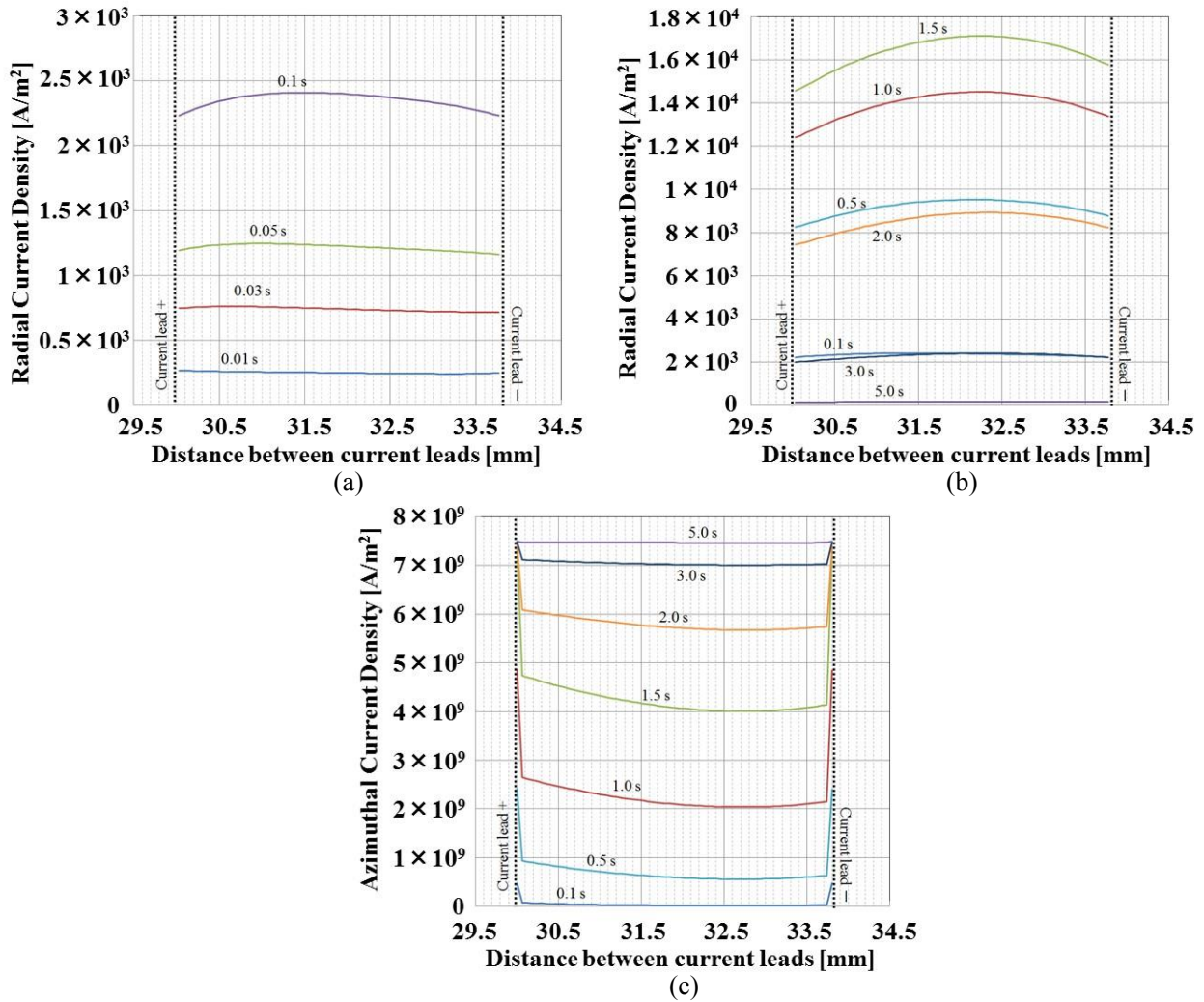


Fig. 3.17 励磁速度が 20 A/s の場合における巻線内の電流密度分布の時間変化: (a) 励磁開始から 0.1 s までの径方向電流密度分布; (b) 励磁開始から 5 s までの径方向電流密度分布; (c) 励磁開始から 5 s までの周方向電流密度分布

心磁場の発生に寄与するのは周方向電流のみでことあるから、発生磁場に遅れが生じることになる。Fig. 3.17(励磁速度が 20 A/s の場合)にコイル巻線内の電流密度分布の時間変化を示す。この図の横軸はコイル中心からの距離で、縦軸は正電極から負電極間の周方向電流と径方向の電流密度である。励磁時における径方向の電流転流はほぼ回転対称に分布しているが、Fig. 3.17 に示されるように、コイル半径方向の径方向電流密度は一様でない。これは、無絶縁コイルの内側巻線のインダクタンスが外側巻線より小さいことにより生じるものであると考えられる。無絶縁コイルにおいて、インダクタンスが小さい内側巻線には電流が流れやすく、径方向の転流が発生しにくく、ターン数の増加によりインダクタンスが大きくなる外側巻線には電流が流れにくくなり、径方向の転流が発生しやすくなる。従って、インダクタンスが最大になる巻線部の 2/3 辺りの径方向電流密度が最大となる。

3.4.2.4 実規模(m 級)無絶縁パンケーキコイルの励磁特性

無絶縁コイルの励磁遅れは層間接触電気抵抗に依存する。ここでは、まず MRI および加速器応用を想定した実規模 (m 級) 無絶縁コイルの励磁遅れへの層間接触電気抵抗の影響を PEEC および SPEC 回路解析により評価する。Table 3.4 に解析用 m 級無絶縁モデルパンケーキコイルの諸元を示す。まず解析結果より、Table 3.5 にモデルパンケーキコイルを対象とした場合の層間接触電気抵抗が励磁遅れに与える影響を示す。解析条件としては、無絶縁パンケーキコイルに対して運転温度 20 K の下で、負荷率 80%になるまで励磁する (励磁速度: 20A/s) ことを想定した。解析結果を Fig.3.18 に示す。Fig. 3.18(a)と(b)は、層間接触電気抵抗を $70 \mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ として、それぞれ SPEC モデル, PEEC モデルを用いて解析した結果を示す。両者はほぼ同じ結果となっている。同図(c)と(d)は、層間接触電気抵抗が $70 \mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ と $7000 \mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ の場合の中心磁場と巻線内に発生する全発熱量の時間変化を、PEEC モデルに基づいて解析した結果を示したものである。なおここではコイル内の温度分布変化は無視している。まず、Fig. 3.18(a), (b) と Table 3.5 (層間接触電気抵抗と励磁遅れの関係) より、層間接触電気抵抗を $7000 \mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ とした場合、磁場の遅れが大きく低減されていることがわかる。

一方、Fig. 3.18(c)と(d)に示されるように、励磁に伴うジュール発熱[W]は層間接触電気抵

Table 3.4 m 級無絶縁モデルパンケーキコイルの諸元

Inner diameter (m)	1.0
Outer diameter (m)	1.054
Height (m)	0.235
Operating temperature (K)	20
Coil I_c (A)	250
Operating current (A)	202.5
Current density (A/mm ²)	405
Turn	270 per pancake coil (47 single pancake coils)
Inductance (H)	231.7 (204.8 mH per pancake coil)
Magnetic field at center (T)	3.0

Table 3.5 m 級無絶縁モデルパンケーキコイルにおける層間接触電気抵抗と励磁遅れ

R_{ct} ($\mu\Omega \cdot \text{cm}^2$)	70	700	7000
SPEC	7560 s	504 s	11 s
PEEC	7520 s	500 s	20 s

抗にほとんど依存しないが、層間接触電気抵抗が高いと励磁中の全ジュール熱[J]が大きくなる。従って、無絶縁パンケーキコイルの実応用に向けた励磁特性の改善には、今後励磁速度と層間接触電気抵抗の最適化が必要となる。

3.4.3 遮断特性評価

地震・火災あるいはコイルシステムの真空断熱系や冷却系などの不慮の事故が発生した場合、直ちに高温超電導コイルを遮断し、コイルに蓄えられている磁気エネルギーを速やかに、且つ安全に消費・回収する必要がある。これに対し、これまでコイルと並列に接続された外部保護抵抗によりエネルギーを回収する方法(コイル保護法)が多用されてきた[42-44]。しかし、無絶縁コイルは従来の層間絶縁コイルと異なり、巻線層間が電氣的に導通しているため、通常的外部保護抵抗によるエネルギー回収が効果的に行えない可能性があることから、無絶縁コイルに適したコイル保護法

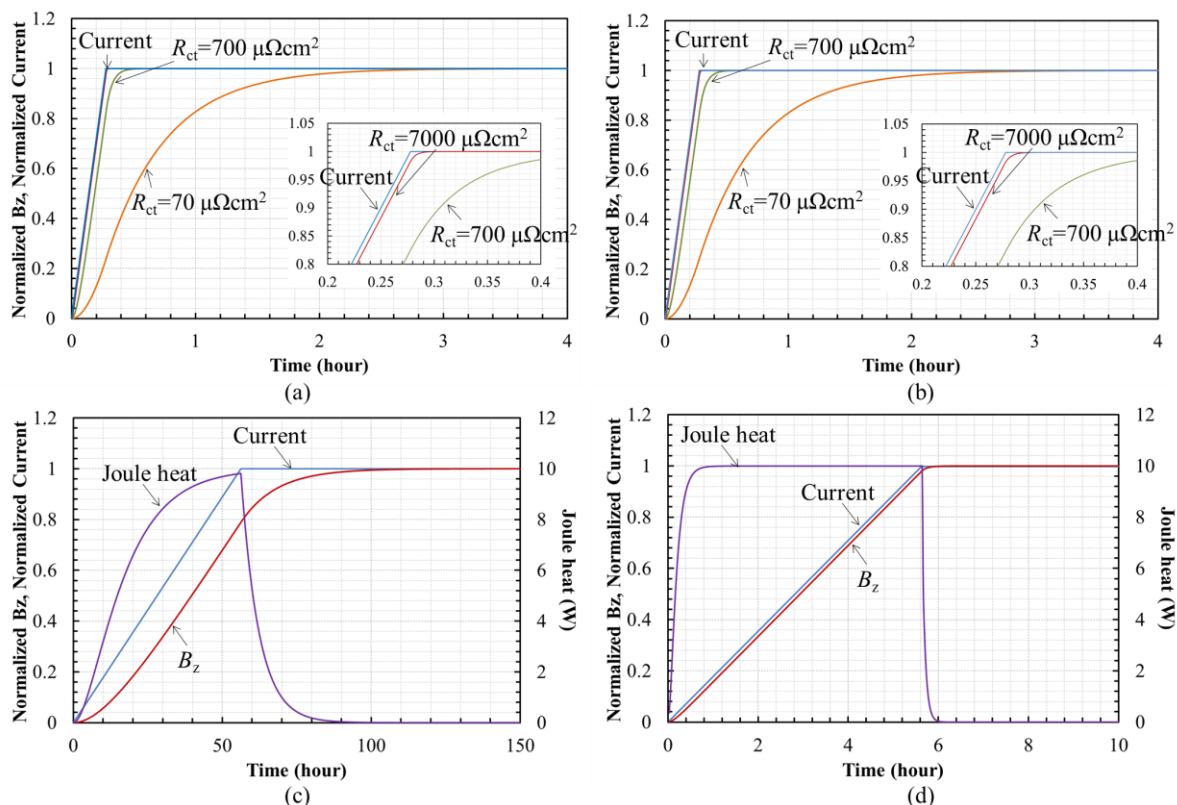


Fig. 3.18 m 級無絶縁モデルパンケーキコイルを対象とした場合の層間接触電気抵抗が励磁遅れおよび発熱に与える影響: (a) 簡易回路 SPEC 解析の結果; (b) PEEC 解析の結果; (c) 層間接触電気抵抗率が $70 \mu\Omega\text{cm}^2$ の場合における励磁遅れと発熱; (d) 層間接触電気抵抗率が $7000 \mu\Omega\text{cm}^2$ の場合における励磁遅れと発熱

の開発・確立が不可欠となる。そこで本研究では、従来の外部保護抵抗の役割を、コイル巻線内の層間接触電気抵抗が担うという保護法を提案する。すなわち、常電導転移発生の検出と同時に無絶縁コイルを電源から切り離し、コイル両端を開放状態として、蓄積されている磁気エネルギーを全てコイル巻線内で消費・回収するという方法である。しかしこの提案法では、蓄えられているエネルギーが大きくなっていくと、コイル内の発熱量が増加し、温度上昇が許容範囲を超え、劣化・焼損に至る可能性がある。そこで、ここでは、Fig.3.8 に示した PEEC モデル解析と温度解析により、提案法の妥当性・有効性について評価・検証を行った。また、実規模コイルへの適用可能性を検証するため、コイルの大きさ・蓄積エネルギーとコイルの温度上昇について解析・評価を行った。

3.4.3.1 遮断特性評価実験およびその解析

文献[38]で報告された小型無絶縁モデルパンケーキコイル (Table 3.2 に諸元を示した) を対象に、負荷率 70% (30 A) の定電流運転状態で電源遮断を行ったときの特性を PEEC モデル解析と

温度解析により評価した。文献[38]の遮断実験結果の一例を Fig. 3.19 に示す。図中の黄色の点線は電源遮断を行った後にコイル中心で測定した中心磁場の変化である。文献[38]では、実測した結果から、SPEC 回路モデルを用いてモデルコイルの層間接触電気抵抗を推定している。すなわち、遮断後の中心磁場の減衰時定数(0.81s)からコイルの層間接触電気抵抗率を $70 \mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ であると算出している。本研究では、この層間接触電気抵抗値を PEEC モデルに基づいた回路解析に利用・代入して遮断特性を解析した結果を、Fig. 3.19 中に青色実線として示した。解析と実験(黄色点線)の結果がよく一致している。Fig. 3.20 に、解析結果を用いて遮断後の無絶縁モデルコイル内の電流分布を可視化したものを示す。(a)が 0.01s 後の、(b)が $\tau(=0.81\text{s})$ 後の電流分布図で、左図が周方向電流の大きさ、右図が径方向電流の大きさの分布図である。同図より、周方向・径方向電流ともにコイル内ではほぼ均一となっている。時間とともに周方向の電流が径方向に分流し、結果として層間接触電気抵抗により発熱が生じ、コイルに蓄積されていたエネルギーが回収されることを裏付ける結果となった。また、この発熱はコイル巻線内全体にわたってほぼ均一に発生する(Fig.3.20(c))。

次に、層間接触電気抵抗の大きさの遮断特性に対する影響を解析・評価した。すなわち、PEEC モデルを用いて層間接触電気抵抗率を $350 \mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ と $700 \mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ として解析を行った。その結果を Fig. 3.20 の破線(オレンジ色: $350 \mu\Omega\cdot\text{cm}^2$, 灰色: $700 \mu\Omega\cdot\text{cm}^2$)として示す。また Table 3.6 に、前述の層間接触電気抵抗が $70 \mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ の場合の結果と合わせて、層間接触電気抵抗を $350 \mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ と $700 \mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ としたときの減衰時定数の解析結果を示す。同じ表にコイル遮断時の温度上昇 $\Delta T(=0.017\text{K})$ を示す。解析では断熱条件を仮定しているため、遮断時の通電電流が同じであればコイルの蓄積エネルギーは無絶縁モデルコイル内で全て熱としてほぼ均等に散逸・回収されるため、温度上昇は接触抵抗に依存しない。ただし、層間接触電気抵抗を大きくすると、遮断時にコイル内の周方向電流が早く減衰し、中心磁場の減衰も早くなる。

3.4.3.2 無絶縁高温超電導パンケーキコイルのターン数と層間接触電気抵抗が遮断時の電磁的・熱的振舞いに与える影響

前節で明らかにされたように、遮断時におけるコイルの蓄積エネルギーは層間接触電気抵抗に

Table 3.6 層間接触電気抵抗が小型無絶縁モデルパンケーキコイル遮断特性に与える影響

	60-turn NI pancake coil		
Contact surface resistivity, R_{ct} ($\mu\Omega \cdot \text{cm}^2$)	70	350	700
Time constant, τ (ms)	810	170	80
Inductance, L_{coil} (μH)	432		
Operation current, I_{op} (A)	30		
Stored magnetic energy (mJ)	194.5		
Energy consumed by turn-to-turn contact resistance, Q_I (mJ)	194.5		
Coil temperature increase, ΔT (K)	0.017		

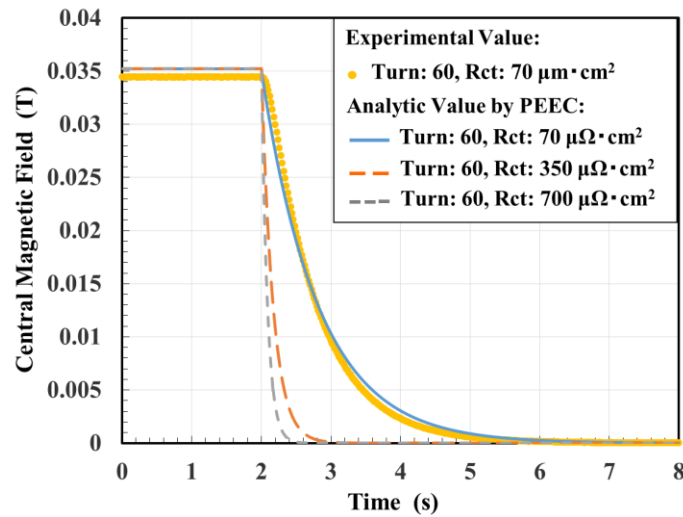


Fig. 3.19 遮断特性に関する実験と解析の比較

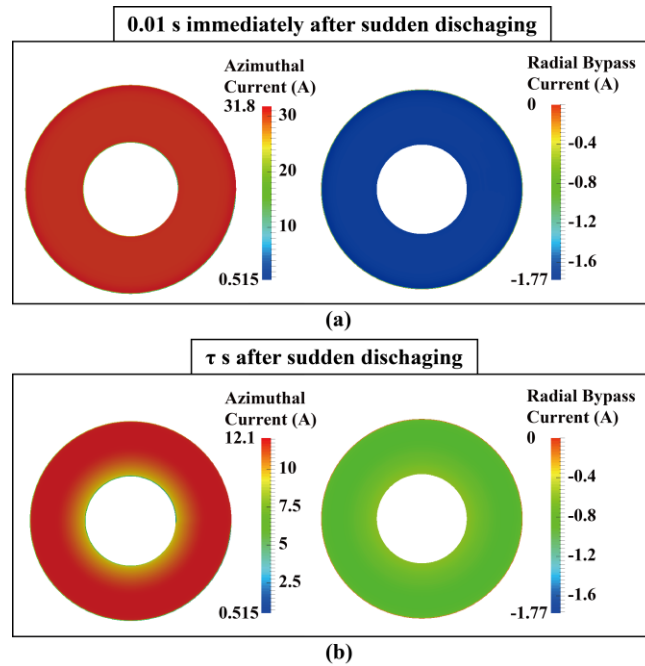


Fig. 3.20 遮断時の無絶縁コイル内の電流分布:(a) 0.01 s 後;(b) τ (=0.81 s) 後

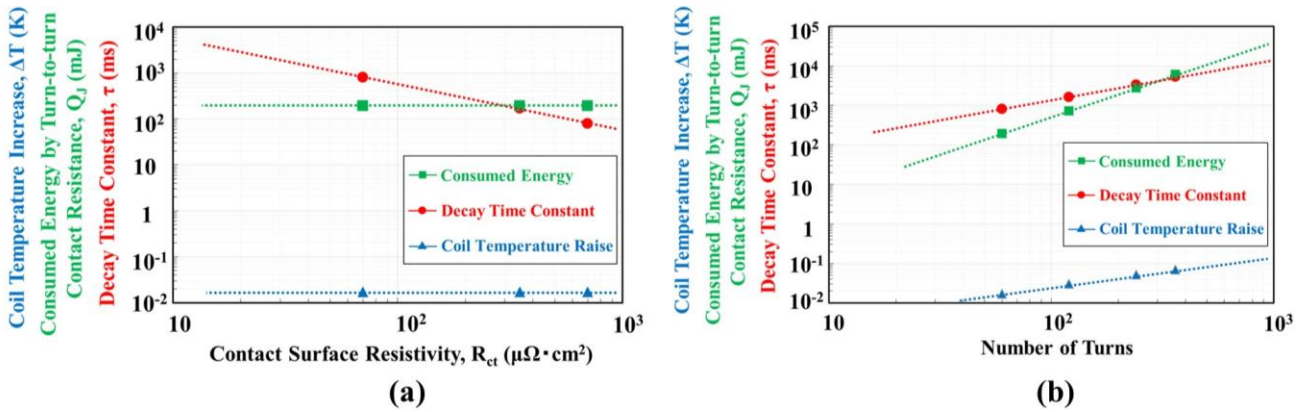


Fig. 3.21 遮断時における無絶縁パンケーキコイルの温度上昇, 散逸エネルギー, と時定数の(a) ターン数依存性, および(b) 層間接触電気抵抗率依存性

Table 3.7 無絶縁コイルのターン数がコイルの諸元に与える影響

	Number of Turns		
	120	240	360
Contact surface resistivity, R_{ct} ($\mu\Omega \cdot \text{cm}^2$)	70		
Time constant, τ (ms)	1620	3350	5320
Inductance, L_{coil} (μH)	1623	6157	13706
Operation current, I_{op} (A)	30		
Stored magnetic energy (mJ)	730.4	2770.7	6167.7
Energy consumed by turn-to-turn contact resistance, Q_J (mJ)	730.4	2770.7	6167.7
Coil temperature increase, ΔT (K)	0.031	0.052	0.070

よる発熱によって回収されるが、蓄積エネルギーが増加すると遮断時のコイルの電流減衰時定数と温度上昇は大きくなる。それらを定量的に評価するために PEEC と熱解析の連成解析を行った。まず解析結果から、Fig. 3.21 (a)と Table3.7 に遮断時における無絶縁パンケーキコイルの温度上昇、散逸エネルギー(蓄積エネルギーと等しい)、と遮断時における中心磁場の減衰時定数のターン数依存性を示した。Table 3.7 より、同じ内径、同じ層間接触電気抵抗を有する無絶縁コイルにおいては、ターン数が 3 倍になると、それに応じて蓄積エネルギーはほぼ 10 倍となるが、減衰時定数とコイルの温度上昇はわずか 2~3 倍に収まっている。これは、コイルのターン数が増えることにより散逸エネルギー(蓄積エネルギー)は大きくなるが、コイル巻線体積も大きくなるので大きな温度上昇

は生じないためであると考えられる。Fig. 3.21 (b)に同じ寸法・同じターン数の無絶縁パンケーキコイルにおける層間接触電気抵抗の中心磁場の減衰時定数に与える影響を示す。

3.4.3.3 無絶縁高温超電導パンケーキコイルの励磁・減磁特性の改善

医療用 MRI およびサイクロトロンにおいては、高磁場化による高性能・小型化、および高安定化が必要とされる。この要求を満足するため、無絶縁コイルの応用が期待されている。前述したように、無絶縁コイルは従来二律背反の関係にある高電流密度化と高熱的安定化の両立を図ることのできる新たなコイル巻線技術であるが、励磁遅れが実応用時の大きな問題点となる。この問題を解決するため、本節では層間接触電気抵抗率を高めることにより、無絶縁コイルの励磁・減磁特性を改善できることを、数値解析に基づいて定量的に示した。一方、実規模 (m 級) 無絶縁コイルでは、コイルの蓄積エネルギーが大きくなるため、励磁・遮断、および常電導転移発生時に層間接触電気抵抗により無視できない発熱・温度上昇が発生する可能性がある。この課題については、第4章「層間接触電気抵抗が無絶縁コイルの熱安定性に与える影響」にて詳述する。

3.4.4 層間接触電気抵抗のばらつきが遮断特性に与える影響

REBCO テープ線材を巻線した無絶縁高温超電導コイルでは、線材の厚みのばらつきにより線材同士が均一に面接触しない可能性がある。そして巻線層間に接触不良の領域が存在すると、無絶縁コイル運転時の電流分布に偏りや集中が発生する可能性がある。そこで、本節では、巻線層間にランダムな接触不良領域を想定した無絶縁コイルを対象として、PEEC モデルに基づいた数値解析により、電源遮断後における無絶縁コイル内の電流とジュール発熱の振舞い・分布について検討・評価を行った。また、遮断時における接触不良部分の占積率が中心磁場の減衰時定数に与える影響について検討した。

3.4.4.1 解析条件と方法

PEEC 解析で用いた無絶縁モデルパンケーキコイルの諸元は Table 3.2 と同じとする。接触不良領域の合計面積をパラメータとして、絶縁部以外の層間接触電気抵抗は $70 \mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ とした[38]。そして、局所的接触不良領域の電気抵抗は近似的に $10^{25} \Omega$ であると仮定した。PEEC モデルにおいては、周方向に 36 分割を行い、30 A 定電流運転状態で電源を遮断することを想定した。

3.4.4.2 解析結果と考察

Fig. 3.22 に巻線間の接触不良部が全接触面積に占める割合(占積率)が5%、20%および50%の場合の、遮断後0.01 sにおける無絶縁コイル内の径方向電流、周方向電流、ジュール発熱および電気抵抗の分布を示す。まず各ターンの巻線に接触不良部分がある巻線内の過渡的な電流分布を図に示すように可視化することにより、遮断時の巻線内の電流の偏りや集中を確認することができた。

層間に接触不良部分が多い箇所ではその部分での電流減衰時定数が小さくなる。他方、層間に接触不良部分が少ない箇所では電流減衰時定数が大きくなる。その結果、電流の減衰が遅い箇所は、電流が早く減衰する箇所から電流が流入し、電流集中が起きると考えられる。接触不良部面積の占積率が50%のとき、遮断時における電流転流による増加は1.74 Aであった。この時の局所的ジュール発熱は占積率が20%の場合のときの2倍となるが、今回のモデルコイルの解析では、接触不良部の占積率が50%の場合でもジュール発熱の最大値は僅か0.02 Wであり、それによる温度上昇により局所的な常電導転移を引き起こすまでに至らないことが確認できた。

Table 3.8 に、局所的接触不良が無絶縁コイルの遮断特性に与える定量的な影響をまとめた。同表から、まず接触不良面積の占積率が、遮断時定数に与える影響が少ないことがわかる。しかし、接触不良部面積の占積率が50%以上になると、遮断时无絶縁コイルの周方向電流の局所的最大値(42.38A@占積率50%)が、臨界電流(43A)を超える恐れがあることが示された。実規模の無絶縁パンケーキコイルの製作時においても、本節で示したような解析・評価法を適用することにより、巻線層間の接触不良面積の許容値を提示することが可能となると考える。

3.4.5 常電導転移特性解析

従来の層間絶縁高温超電導コイルでは、局所的常電導転移が発生すると、コイル巻線内にホットスポットが形成され、その結果、高温超電導コイルが熱暴走し、最悪の場合、線材の劣化・焼損に至ることが知られている[45-47]。一方、無絶縁高温超電導コイルにおいては、局所的常電導転移時に、電流が層間接触電気抵抗を経て隣接する層(線材)に迂回できるため、従来の層間絶縁されたコイルのようなホットスポットの形成や熱暴走は発生しにくい可能性があることを本章3.2.2節に

Table 3.8 局所的接触不良が無絶縁パンケーキコイルの遮断特性に与える影響

Area of Contactless [%]	Time constant [s]	Minimum of I_r [A]	Maximum of I_θ [A]
0	0.38	-0.910	32.48
5	0.36	-0.955	33.19
10	0.34	-1.013	34.40
20	0.31	-1.133	36.30
30	0.27	-1.293	37.95
50	0.20	-1.738	42.38

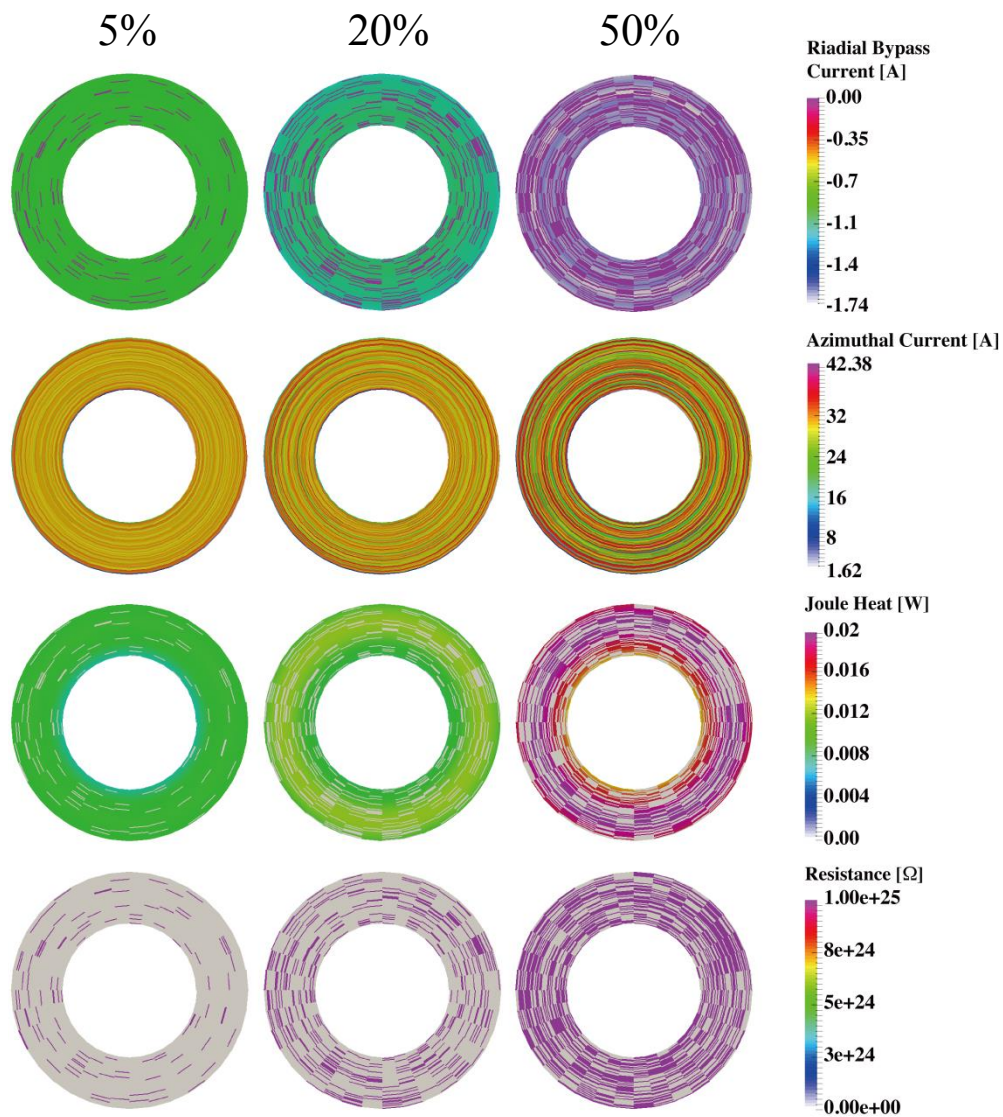


Fig. 3.22 局所的接触不良部が接触面積に占める割合が5%、20%および50%の場合の無絶縁高温超電導パンケーキコイルの遮断後0.01sにおける(a) コイル内の径方向電流, (b) 周方向電流, (c) ジュール発熱, および(d) 電気抵抗の分布

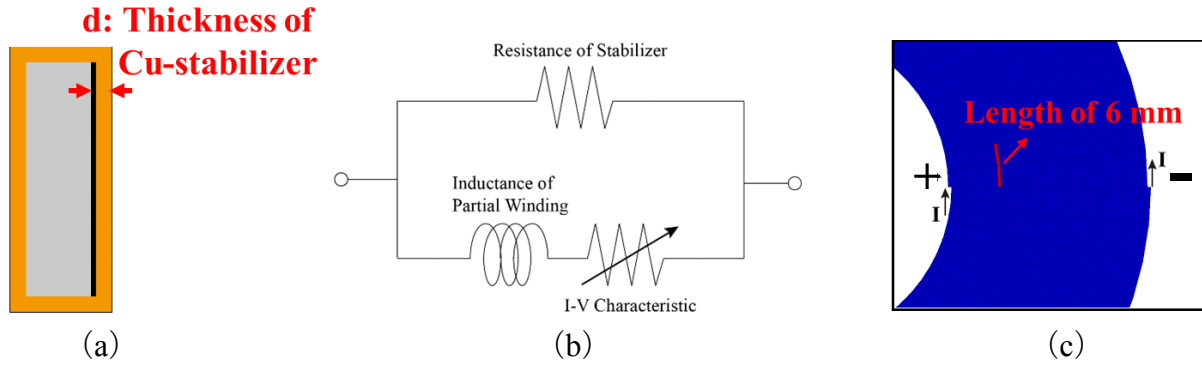


Fig. 3.23 局所的常電導転移発生による巻線の電気抵抗の計算モデル:(a) 銅安定化層の概略図;(b) 巻線の I - V 特性を決める等価回路モデル;(c) 初期常電導転移の発生位置

記した。本節では、開発した PEEC モデルに基づいた電流分布解析と、有限要素法に基づく温度分布解析の連成解析により、常電導転移時のコイル内の電流と熱的挙動について以下の検討を行った。

3.4.5.1 解析条件

解析対象となる小型無絶縁高温超電導モデルパンケーキコイルの諸元を Table 3.2 に示す。モデルパンケーキコイルは、幅 4 mm、厚み 63 μm の REBCO テープ線材を使用し、内直径 60 mm の巻枠に 60 ターン巻かれているものとした。巻線の層間接触電気抵抗率は、これまでの検討・評価時と同様 $70 \mu\Omega \cdot \text{cm}^2$ とする[38]。

解析条件として、モデルパンケーキコイルに負荷率 70%に相当する 30 A 一定通電状態で、局所的な常電導転移が発生するとした。PEEC モデルでは、周方向の分割数を 100 として、14~15 ターンの繫目部分の約 6 mm (4 メッシュ分) を初期常電導転移部と設定した。線材の電気伝導条件として、同じ厚みの銅安定化層を被覆した超電導線材同士が径方向にわたり均一に接触し、かつ常電導転移時に銅層で均一な電流が流れると仮定した。また、常電導転移を模擬するため、初期常電導転移部の巻線の臨界電流値を 0 A と設定し、銅安定化層の厚みを考慮した超電導線材の I - V 特性を考慮した (Fig. 3.23)。以上の解析条件のもとで、常電導転移発生時の無絶縁高温超電導コイル内の電流、ジュール発熱、および温度分布の時間変化を解析・評価した。

3.4.5.2 解析結果(無絶縁高温超電導コイルの熱安定性)

Fig. 3.24 に、常電導転移時における無絶縁高温超電導コイル内の周方向電流分布の時間変化

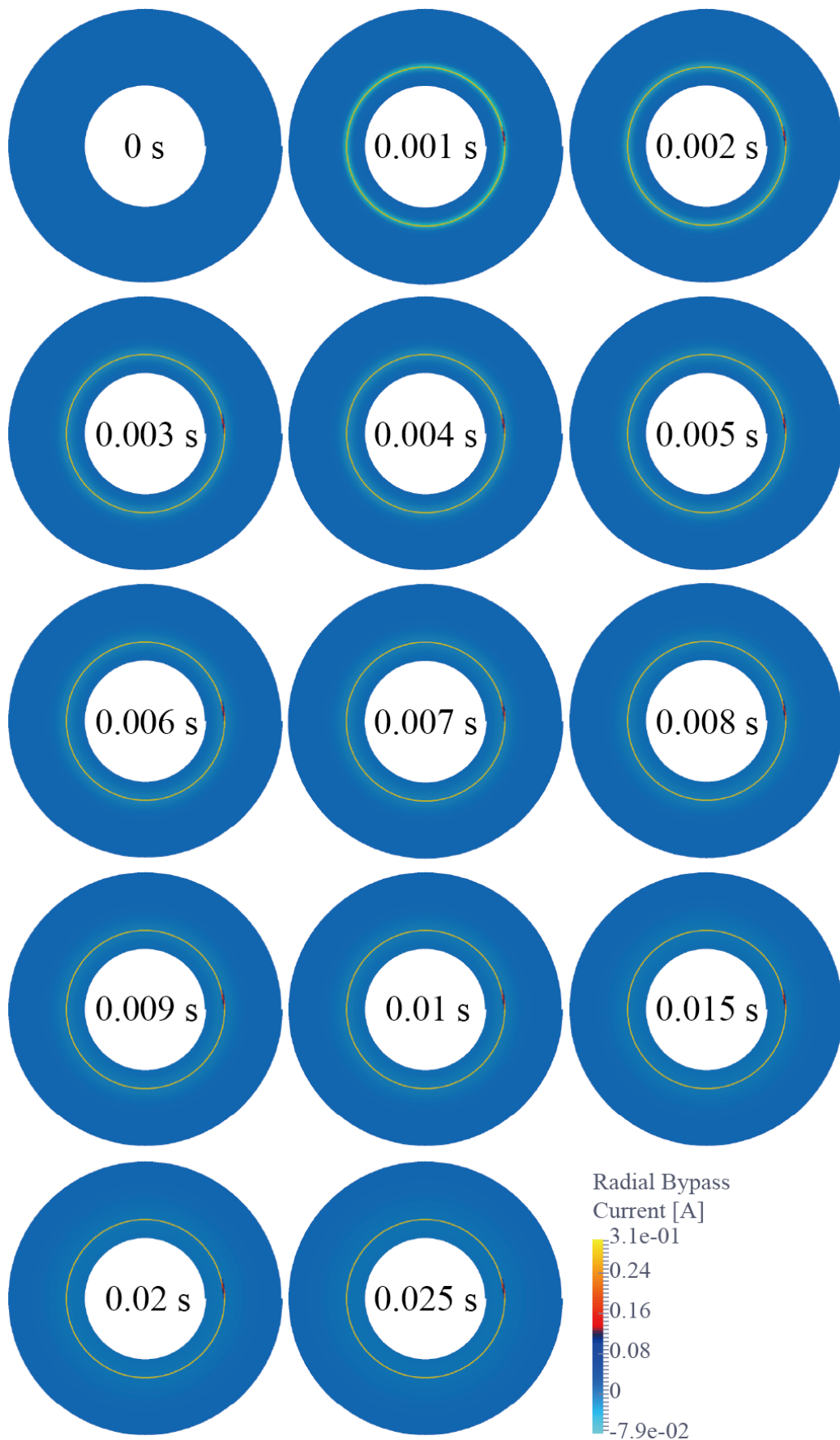


Fig. 3.24 常電導転移時の無絶縁高温超電導パンケーキコイルの径方向転流電流分布

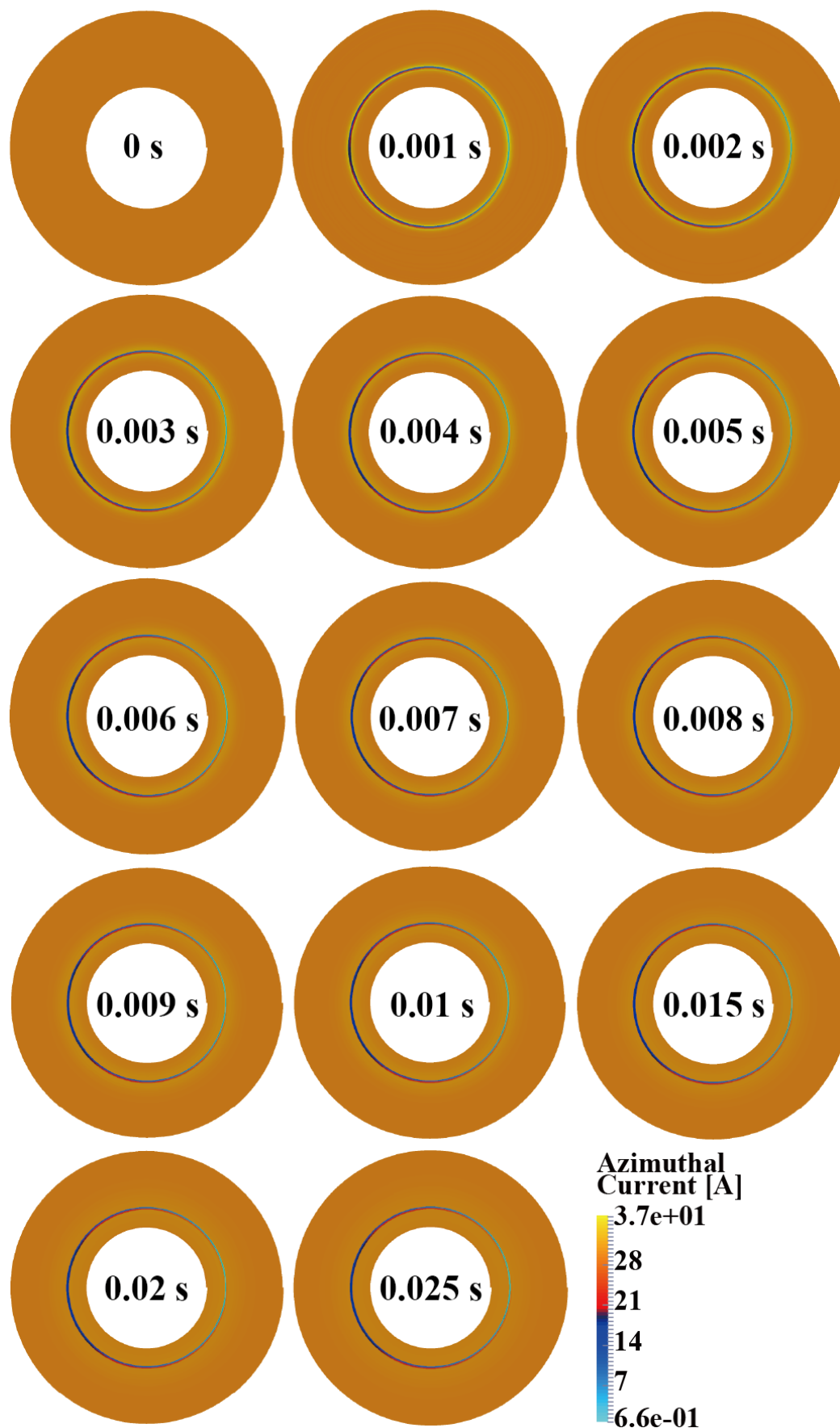
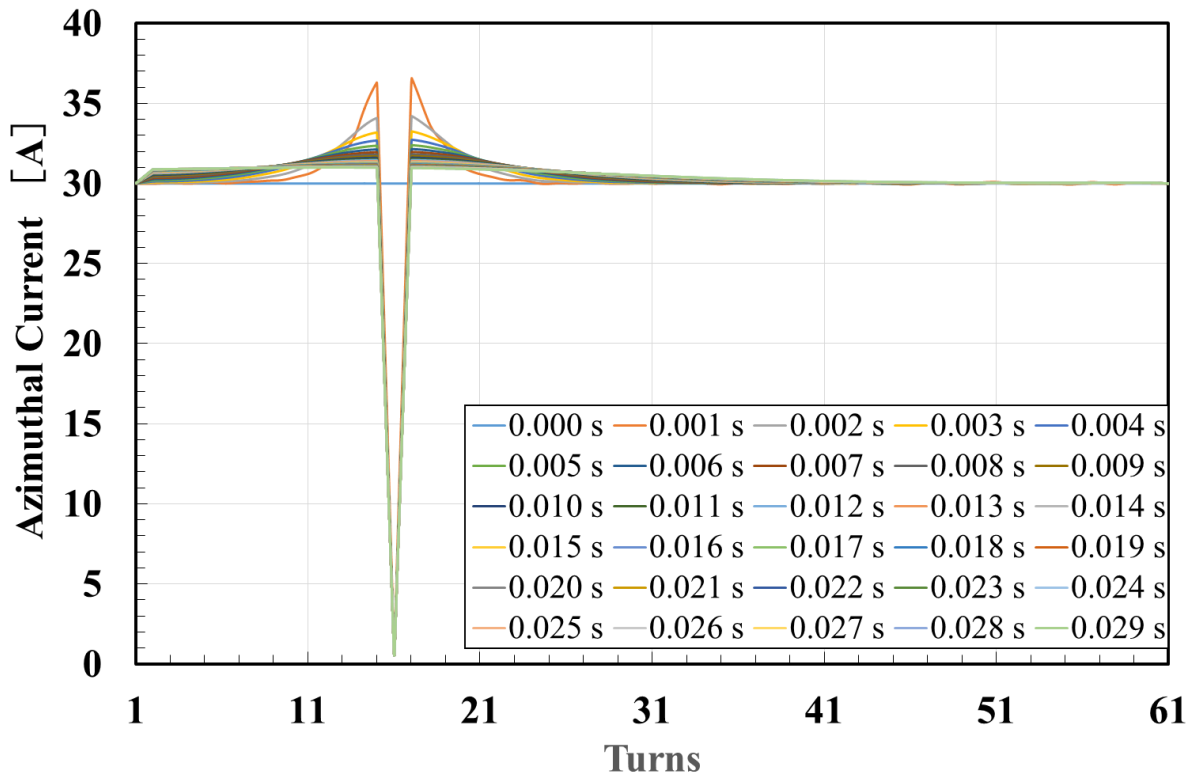
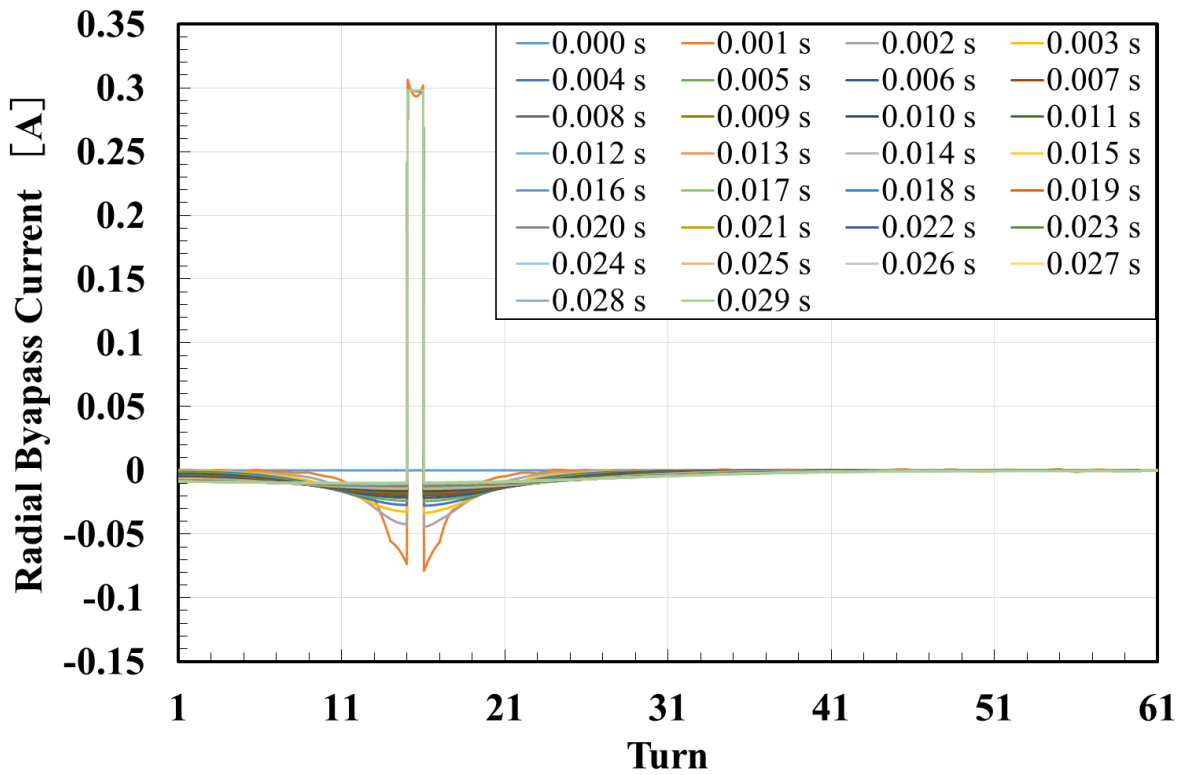


Fig. 3.25 常電導転移時の無絶縁高温超電導パンケーキコイルの周方向電流分布



(a)



(b)

Fig. 3.26 常電導転移時における無絶縁高温超電導パンケーキコイルの各ターンの電流分布: (a) 周方向電流分布; (b) 径方向の転流電流分布

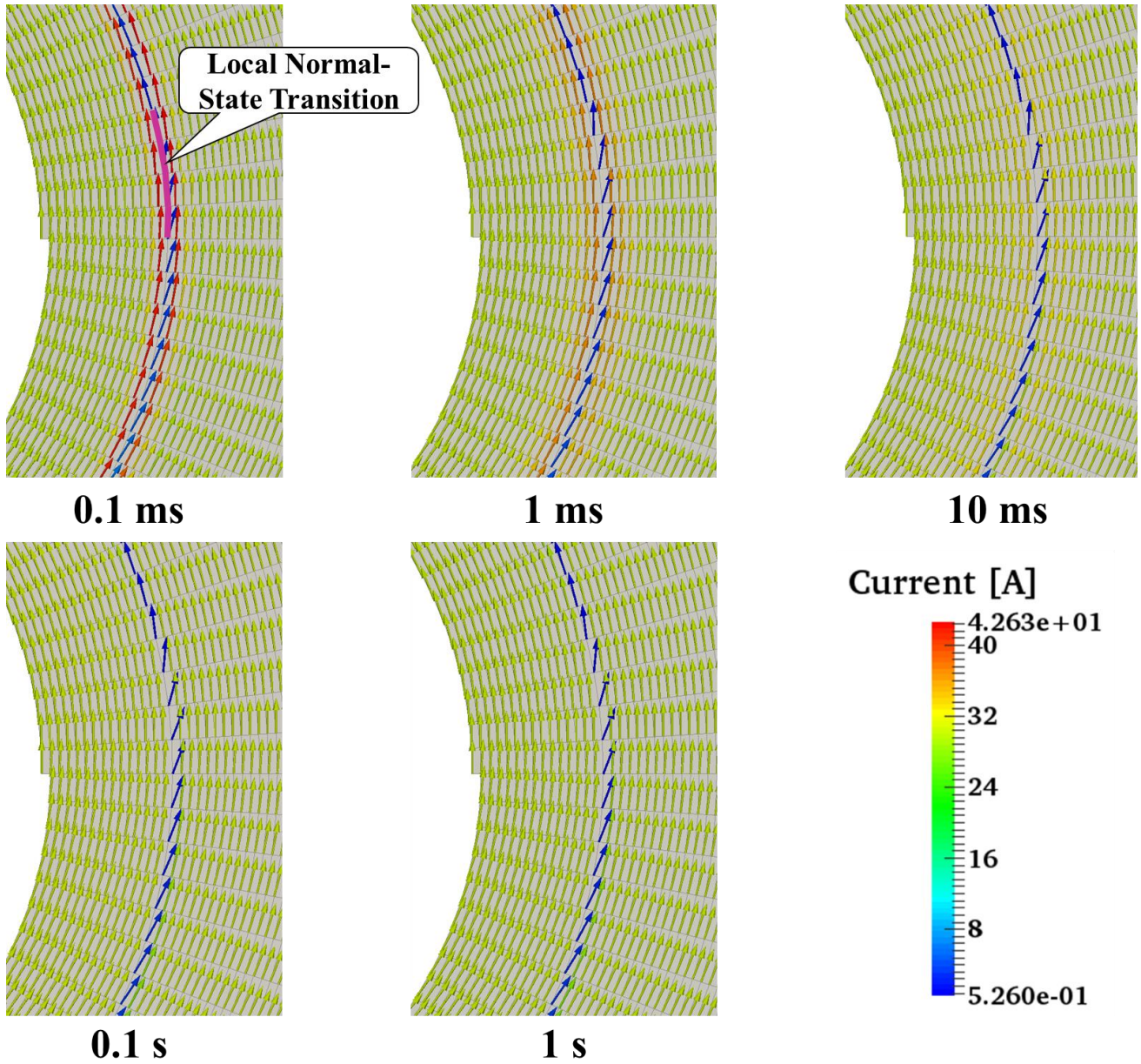


Fig. 3.27 常電導転移部付近の電流ベクトル分布の拡大図

を示す。そして、Fig. 3.25 に、径方向の転流電流分布の時間変化を示す。これらの結果から、常電導転移発生時に電流が常電導転移部を迂回することにより、常電導転移部を中心とする 14～15 ターンの巻線の周方向電流は消失する。また、常電導転移に起因するコイル内の電流再分配は、常電導転移発生直後に始まることがわかった。Fig. 3.26 に各ターンの周方向電流と径方向の電流分布を、そして、Fig. 3.27 に、局所的常電導転移部付近の巻線内の電流ベクトル分布図の時間変化を示す。これらの結果から、常電導転移発生部の周方向電流は、常電導転移発生直後、一時的に常電導転移部に隣接する両側の巻線に転流し、常電導転移部を迂回する。その後、電流はエ

エネルギーが最小になるように再分配され、最終的に14ターンの初めから流れ込む電流が15ターンの超電導部分にほぼ均一に層間接触電気抵抗をわたり転流し、1ターンの電流がほぼ無くなる (Fig. 3.27)。さらに、常電導転移部に隣接する巻線の周方向電流が電流再分配により徐々に周りの巻線に転流していき、結果的にすべての巻線内の周方向電流は一様に近づいていく。Fig. 3.28に常電導転移時の転流電流による層間接触電気抵抗のジュール発熱分布を、Fig. 3.29に常電導転移後0.03 sまでの無絶縁高温超電導コイル全体のジュール発熱総量を示す。これらの図から局所的ジュール発熱が常電導転移直後0.001 sで最大0.14 mWに達し、時間の増加と共に減少していくことがわかる。また、ジュール発熱総量は常電導転移直後で最大9 mWになり、常電導転移発生から0.005 s後、電流再配分により一様になっていくことがわかる。以上の解析結果により、無絶縁高温超電導パンケーキコイルで常電導転移発生時においては、電流が層間接触電気抵抗を経て常電導転移部を回避することができ、ジュール発熱が大幅に抑えられることが確認できた。次に、常電導転移発生時の層間絶縁コイルと比較しながら、無絶縁コイルの熱安定性に対する効果について考察する。

Fig. 3.30に無絶縁高温超電導コイルの常電導転移後0.05 sまでの局所的溫度上昇を示す。無絶縁高温超電導コイルは、層間接触電気抵抗により常電導転移発生時のジュール発熱が大幅に抑えられ、かつ線材の熱容量により発生したジュール発熱を回収することができるため、断熱条件の下でも、常電導転移発生後0.05 sまでの局所的溫度上昇は0.01 K未満となった。また、Fig. 3.31に断熱条件の下で常電導転移後5 s後の無絶縁と層間絶縁コイルの溫度上昇を示す。同図では、無絶縁コイルが局所的常電導転移発生後の最大溫度上昇は0.06 Kしか上がらないが、層間絶縁コイルが同等条件で発生した局所的 maximum 溫度上昇は35.9 Kとなった。以上により、無絶縁高温超電導コイルは従来の層間絶縁コイルに比べて極めて高い熱的安定性を有することが確認できた。

3.5 まとめ

本研究では、部分要素等価回路 (PEEC) モデルを用いた無絶縁コイル内電流分布解析と、有限要素法に基づく巻線内発熱・溫度分布解析を連成した計算機プログラムを開発した。そして先行

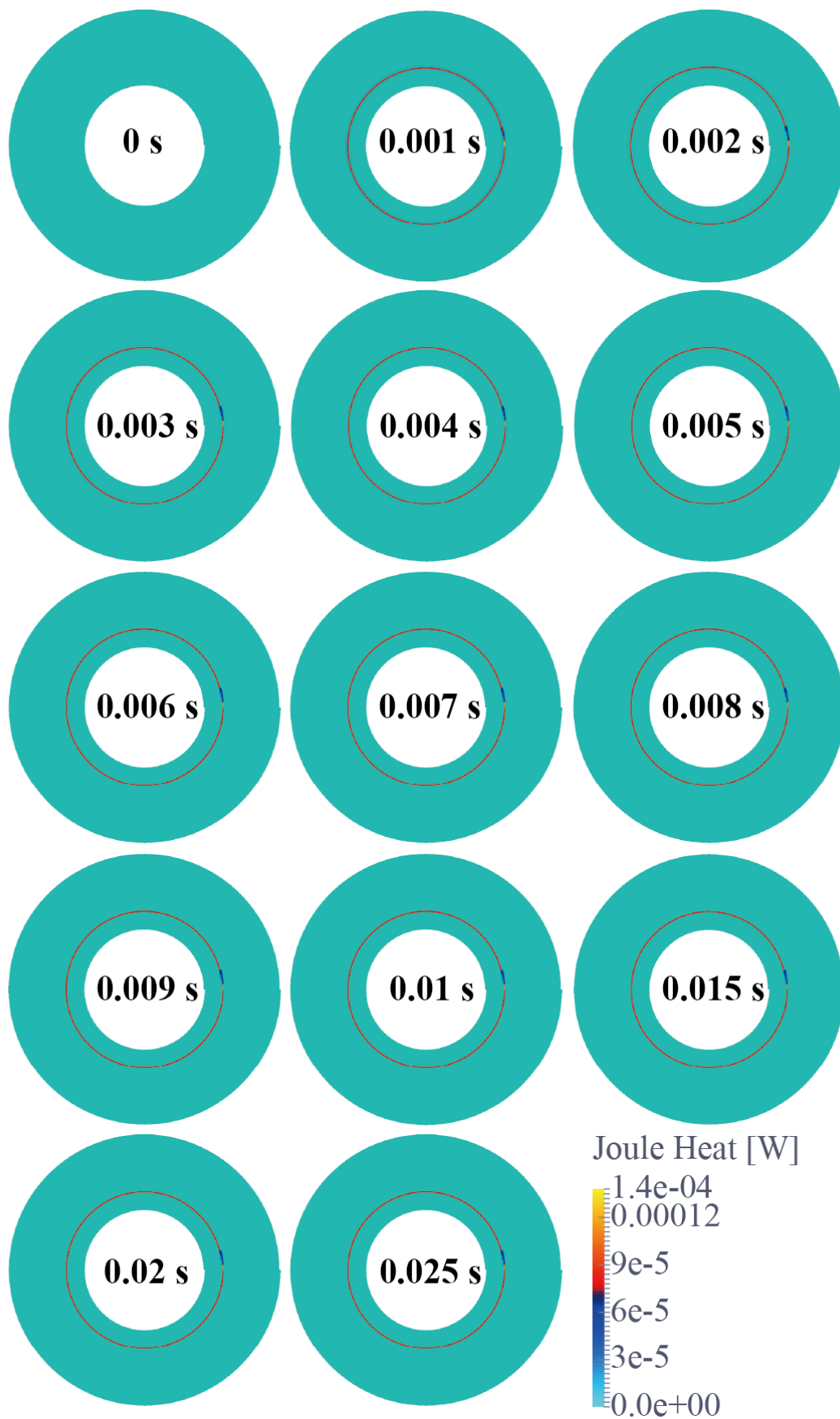


Fig. 3.28 常電導転移時の無絶縁高温超電導パンケーキコイルのジュール発熱分布

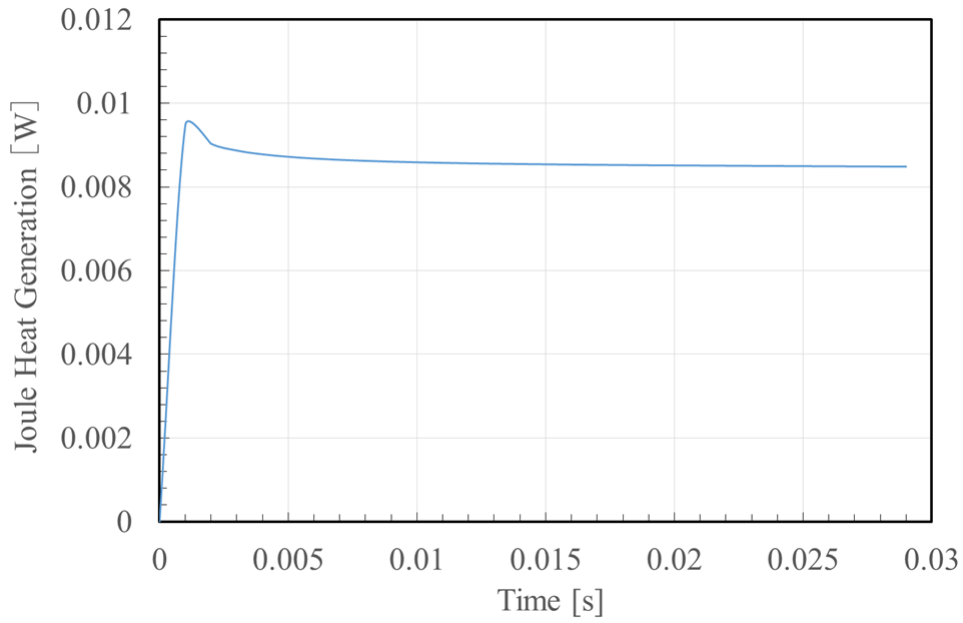


Fig. 3.29 常電導転移時の無絶縁高温超電導パンケーキコイルの総発熱量

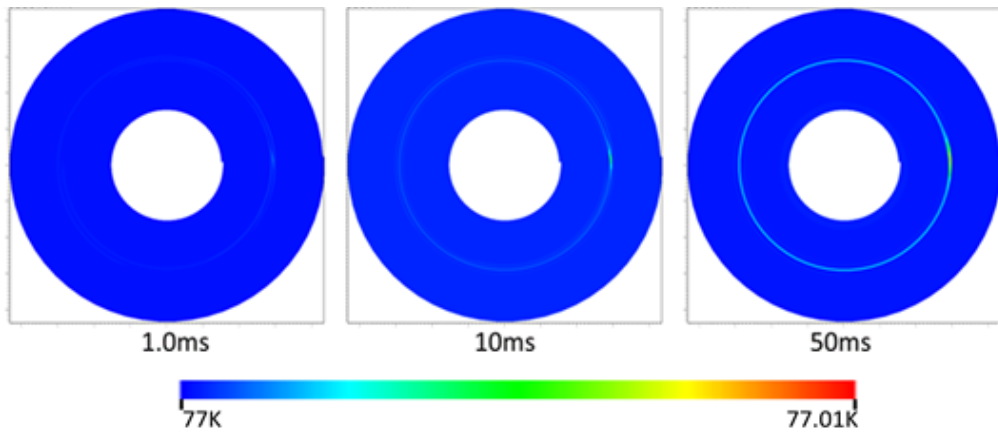


Fig. 3.30 無絶縁高温超電導コイルの常電導転移後 0.05 s までの局所的な温度上昇

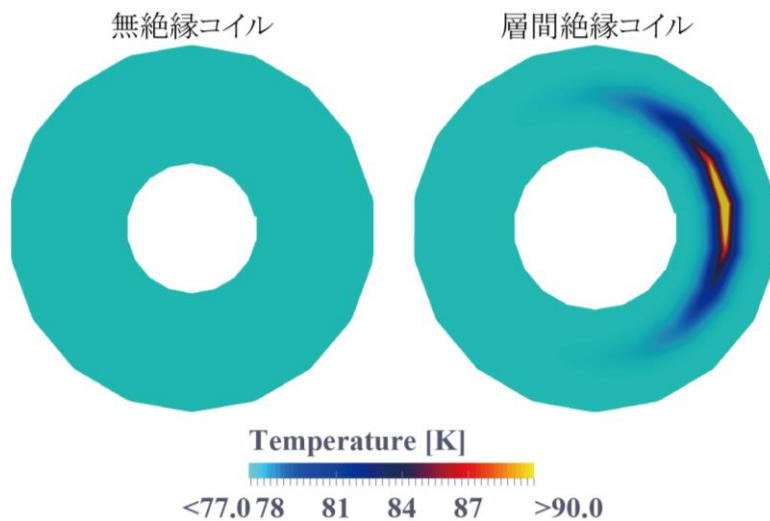


Fig. 3.31 常電導転移後 5 s における無絶縁と層間絶縁パンケーキコイルの温度上昇の比較

研究における無絶縁 REBCO コイルの過電流通電試験の結果との比較によりその妥当性を確認した。開発したプログラムにより、励磁・遮断・過電流転移時に於ける無絶縁コイル内の電流や発熱・温度分布の時間変化を可視化することができ、複雑な電磁的・熱的現象の把握ができるようになった。その結果に基づいて、励磁・減磁時に於ける磁場遅れの原因を究明し、それを改善する対策として、無絶縁高温超電導コイルの層間接触電気抵抗の向上が有効であることを定量的に示した。また、巻線厚みのばらつきがある REBCO テープ線材で製作した無絶縁高温超電導コイルを対象として、層間接触不良部分の占積率が遮断時における磁場減衰時定数、および巻線内の電流の偏りや集中に与える影響について検討した。それにより、実規模の無絶縁パンケーキコイルの製作時における巻線層間の接触不良面積の許容値を提示することができた。

次に、開発した PEEC モデルに基づく電流分布解析と有限要素法に基づく温度分布解析により、常電導転移時の無絶縁コイルの巻線内の電流と熱的振舞いについて検討した。その結果と常電導転移時における層間絶縁コイル内の電流と熱的振舞いと比較した結果、無絶縁高温超電導コイルは従来の層間絶縁コイルより極めて高い熱的安定性を有することが確認できた。

第4章

無絶縁 REBCO パンケーキコイルの熱的安定性の解析・評価

4.1 概要

本章では、第3章で述べた無絶縁コイルの挙動解析用計算機プログラムを用いて、無絶縁 REBCO パンケーキコイルの電流密度に影響する要素である負荷率(運転電流とコイル臨界電流の比)と銅安定化層の厚み、および励磁特性に影響する要素である層間接触電気抵抗が局所的常電導転移発生時における無絶縁コイルの熱的安定性に与える影響を解析・評価した結果について述べる。

先行研究で行われてきた試作・実験[28, 29]により、無絶縁 REBCO 超電導パンケーキコイルが高い熱的安定性を有していることが示されているが、その設計・製作に必要となる条件、すなわち、層間接触電気抵抗、銅安定化層の厚みや負荷率の適正值を決定する基準が明確にされていなかった[48–55]。そこで本研究では、まず第3章で述べた無絶縁コイルの電磁的・熱的挙動解析用プログラムを用いて、巻線内に局所的に常電導転移が発生したときの過渡的な振舞いを解析し、層間接触電気抵抗、銅安定化層の厚み、負荷率が局所的常電導転移発生時におけるコイルの熱的安定性に与える影響に関する検討・評価を行った。次に、実用規模(例えば、人全身用 MRI や癌治療用サイクロトロン)への応用を想定し、m 級大口径・実規模無絶縁高温超電導パンケーキコイル(以下:「m 級実規模無絶縁コイル」と称する)の挙動解析・評価を行った。これらの解析結果に基づき、無絶縁コイルの常電導転移発生時の巻線内の過渡的な電流と熱の挙動、および局所的なジュール発熱などが従来の層間絶縁コイルに比べ大きく異なることを示す。最後に、高電流密度(500 A/mm² を目標値とした)と高熱的安定性(熱暴走が発生しない)の両方を達成するための銅安定化層の厚みと層間接触電気抵抗値、負荷率の適正值の決定法を提案する。

4.2 無絶縁高温超電導パンケーキコイルを設計するための指標

第3章までの検討により、無絶縁高温超電導パンケーキコイル(以下:「無絶縁コイル」と称する)では、局所的常電導転移発生時に、電流は超電導特性が壊されていない隣接の巻線へ自動的に転流するため、局所的温度上昇が抑えられ、高い熱的安定性を有しつつ高電流密度化が達成できることを示した(Fig. 4.1)。しかし、本研究の目標である次世代医療用高磁場 MRI や癌治療用サイクロトロンに用いられる m 級大口径・実規模高温超電導パンケーキコイルに無絶縁巻線方式を適

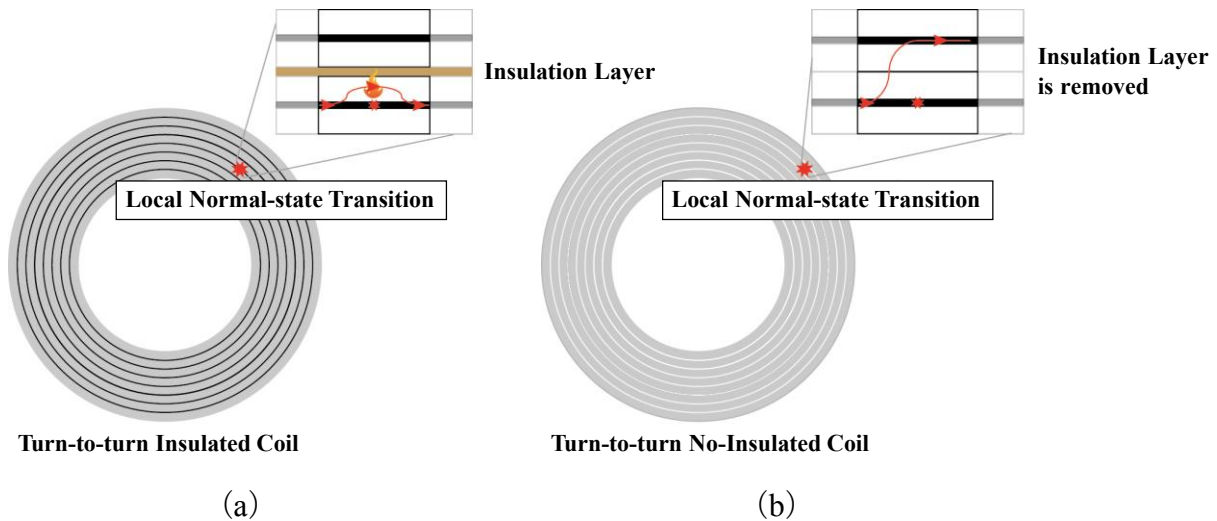


Fig. 4.1 常電導転移時における(a)層間絶縁, および(b)無絶縁コイル内の電流挙動

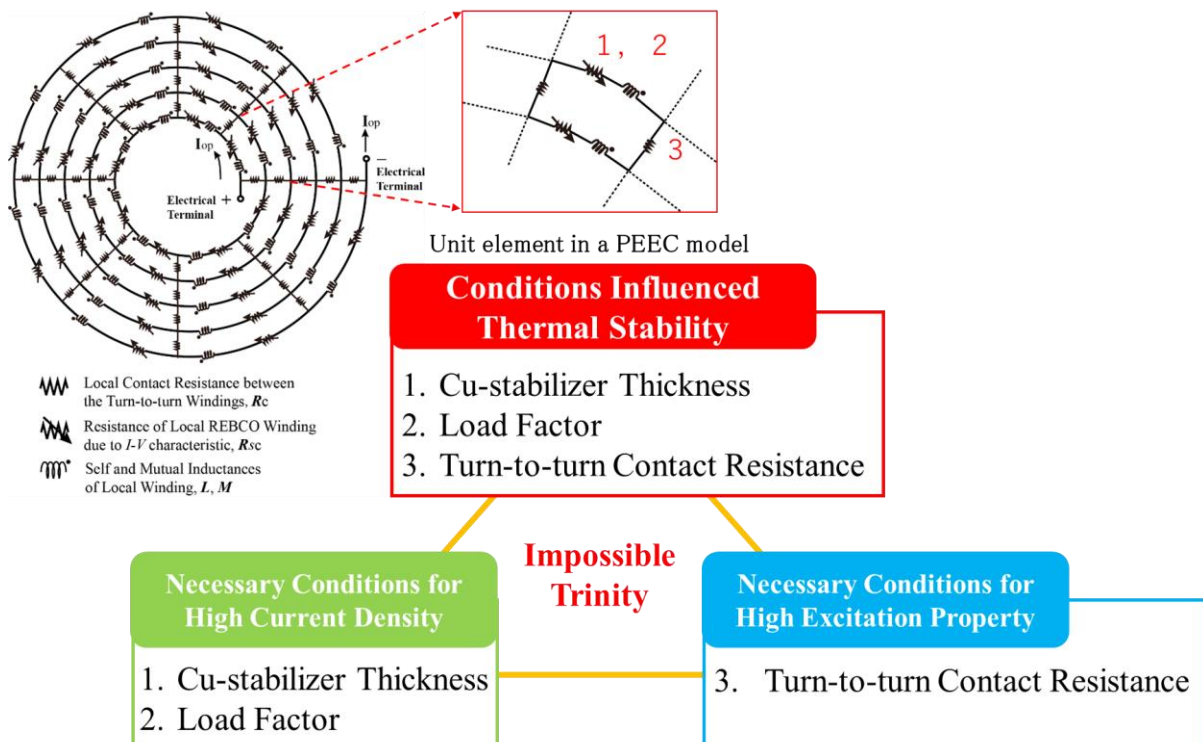


Fig. 4.2 無絶縁コイル開発のための3つの課題(トリレンマ)

用するためには, 1) 高熱安定性と高電流密度の両立, に加え, 2) 高熱的安定性と高励磁特性の両方を達成することが課題となる (Fig. 4.2)。ここでは, 特に従来の高温超電導コイルに採用された諸設計指標に比べ, 無絶縁コイルの優位性を考慮した新しい設計指標について検討を行うことが重要である。そこで, 本研究では, 以下のような項目について, 小型(内直径 60mm ϕ)無絶縁モデルパンケーキコイルと m 級実規模無絶縁コイルを対象として検討を行った。

- 1) 無絶縁コイルの熱的安定性については、局所的常電導転移発生時におけるジュール発熱を対象として、従来層間絶縁高温超電導パンケーキコイル(以下:「層間絶縁コイル」と称する)の熱安定性評価に利用される評価指標である最小クエンチエネルギー(MQE)と比較しながら検討を行った。なお, MQE は, 熱擾乱によって局所的な常電導転移が発生し, その後常電導領域の伝播・拡大を引き起こす最小となる熱擾乱エネルギーであると定義されている[15, 16]。一般的に, 従来の REBCO 超電導絶縁コイルの MQE は数十 J/cm^3 であると報告されている[15, 16]。
- 2) 高電流密度化については, ここでは $500 \text{ A}/\text{mm}^2$ を目標値として設定した。また, 無絶縁コイルの常電導転移発生時におけるジュール発熱に注意しながら, 目標となる高電流密度化と高熱的安定化の両方を達成するために必要となる巻線の銅安定化層の厚み, およびコイル運転時の負荷率(運転電流と臨界電流の比)について検討する。
- 3) 高励磁特性を達成する(励磁遅れの低減)のために, ここでは励磁遅れを数十秒程度に抑えるための設計指標について検討する。すなわち, 無絶縁コイルの常電導転移発生時におけるジュール発熱の上昇に注意しながら, 目標となる励磁遅れを達成する巻線層間接触電気抵抗率について検討する。

以上のうち, 小型無絶縁高温超電導モデルパンケーキコイル(以下:「小型無絶縁モデルコイル」と称する)の検討で得られた巻線の銅安定化層厚み, 負荷率および層間接触電気抵抗率を用いて, 研究対象である 3 T MRI 用無絶縁コイルを想定し, 電流密度, 励磁特性および熱安定性を, 開発した PEEC に基づく回路解析と有限要素法に基づく温度解析の連成解析により検討・評価を行う。

4.3 解析条件

4.3.1 小型無絶縁高温超電導モデルパンケーキコイル

小型無絶縁コイルは, Table 3.2 に示した諸元と同じものを想定した[38]。幅 4 mm, 厚み 63 μm の REBCO 超電導線材が, 内直径 60 mm の巻枠に 60 ターン巻かれている。PEEC 解析モデルにおいては, コイルの周方向分割数を 100, 過渡解析のための時間刻みを 0.001 s と設定した。また

常電導転移時の初期条件として、一定電流(負荷率をパラメータ)運転状態において 14~15 ターンの繋目で約 6 mm(周方向メッシュの 4 個分)の常電導部が発生したと想定した。ここで常電導転移を模擬するため、初期常電導転移部の線材の臨界電流値を 0 A と設定した。そして銅安定化層の厚みを考慮した超電導線材の I - V 特性(温度、磁場依存性を考慮)を導入した(Fig. 3.25)。また、線材の電気伝導条件として、同じ厚みの銅安定化層を被覆した超電導線材同士が径方向で均一に接触し、常電導転移時に銅層で均一な転流電流が流れると仮定した。層間接触電気抵抗率は $70 \mu\Omega \cdot \text{cm}^2$ を使用した。

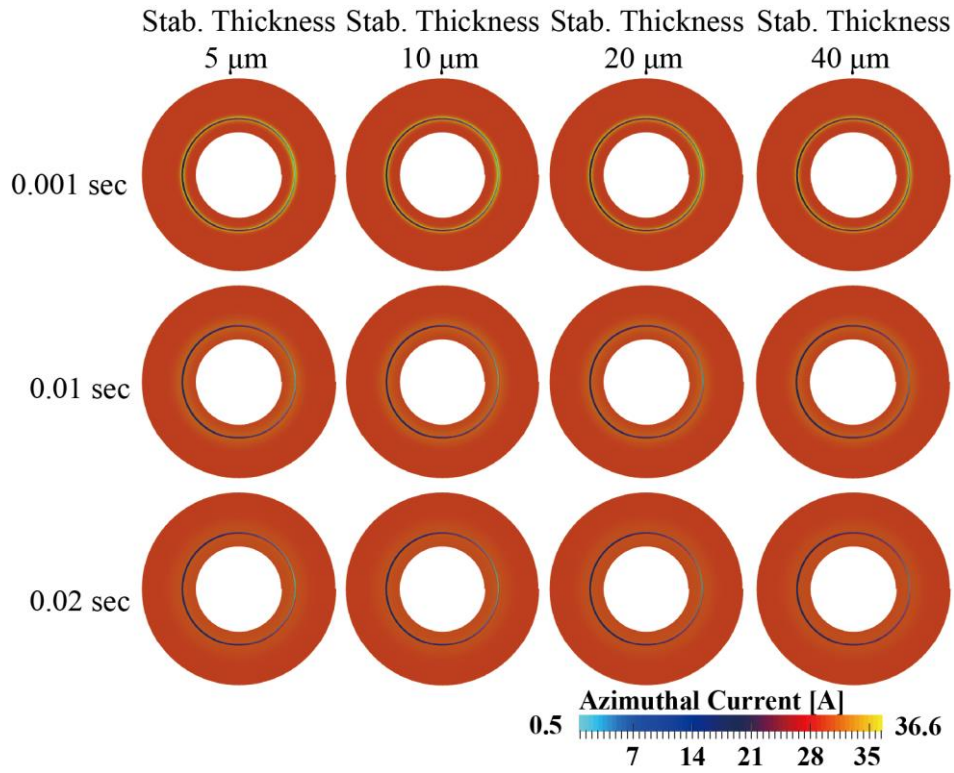
4.3.2 m 級大口径・実規模無絶縁高温超電導モデルパンケーキコイル

m 級実規模無絶縁コイルは、Table 3.4 に示した諸元と同じものを想定した。直径 1000 mm の巻枠に、幅 4 mm、厚み 63 μm の REBCO 超電導線材が 270 ターン巻かれているとした。PEEC 解析モデルにおいては、コイルの周方向分割数を 60、過渡解析のための時間刻みを 0.001 s と設定した。また常電導転移時の初期条件として、一定電流(負荷率をパラメータ)運転時に、50~51 ターンの繋目で約 10 cm(周方向メッシュの 4 個分)の常電導部が発生したと想定した。ここで常電導転移による初期常電導転移部の巻線の臨界電流値、銅安定化層の厚みをパラメータとした超電導線材の I - V 特性、また、線材の電気伝導条件および層間接触電気抵抗率は小型無絶縁モデルパンケーキコイルと同様とした。

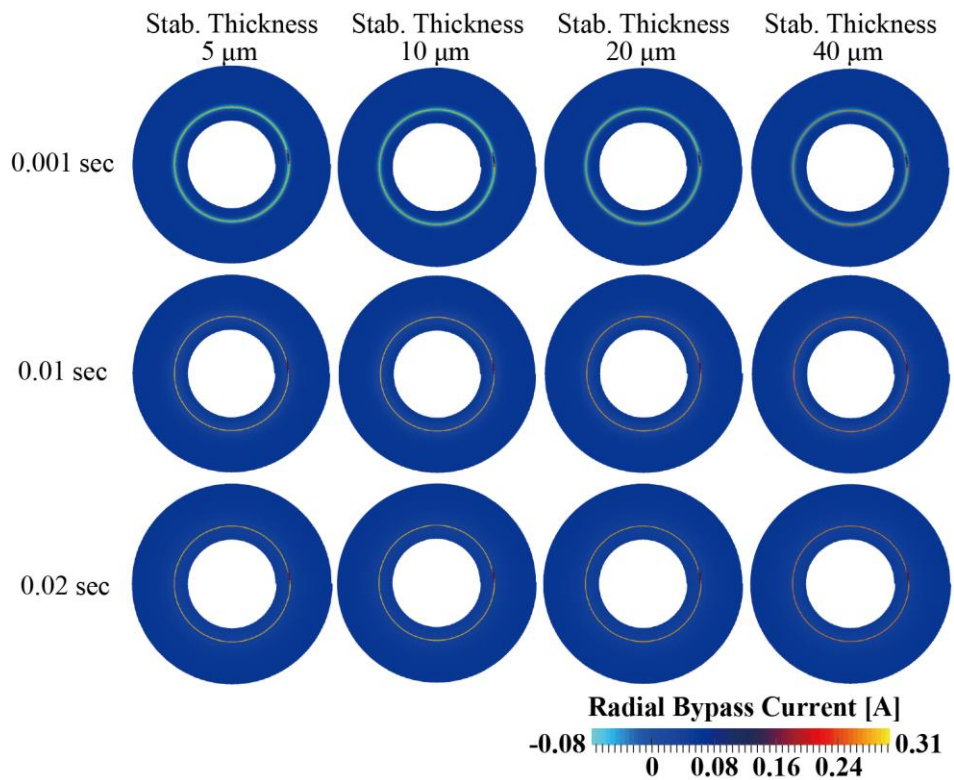
4.4 高電流密度化と高熱的安定化を両立する技術

これまで、無絶縁コイルを高電流密度にするための設計・製作に必要な条件、すなわち、銅安定化層の厚みと負荷率の適正値をどのように決めたらよいかなどの基準が明確にされていない。そこで本節では、局所的常電導転移発生時の銅安定化層の厚みと負荷率が無絶縁コイルの電流分布とジュール発熱に与える影響に注目し、 500 A/mm^2 の高電流密度と高熱的安定化の両方を満足するための銅安定化層の厚みと負荷率の決定法について検討する。

4.4.1 銅安定化層厚みが無絶縁高温超電導パンケーキコイルの熱的安定性に与える影響



(a)



(b)

Fig. 4.3 小型無絶縁モデルコイルの常電導転移時における電流分布の銅安定化層の厚み依存性: (a)周方向電流分布の銅安定化層の厚み依存性; (b)径方向転流電流の銅安定化層の厚み依存性

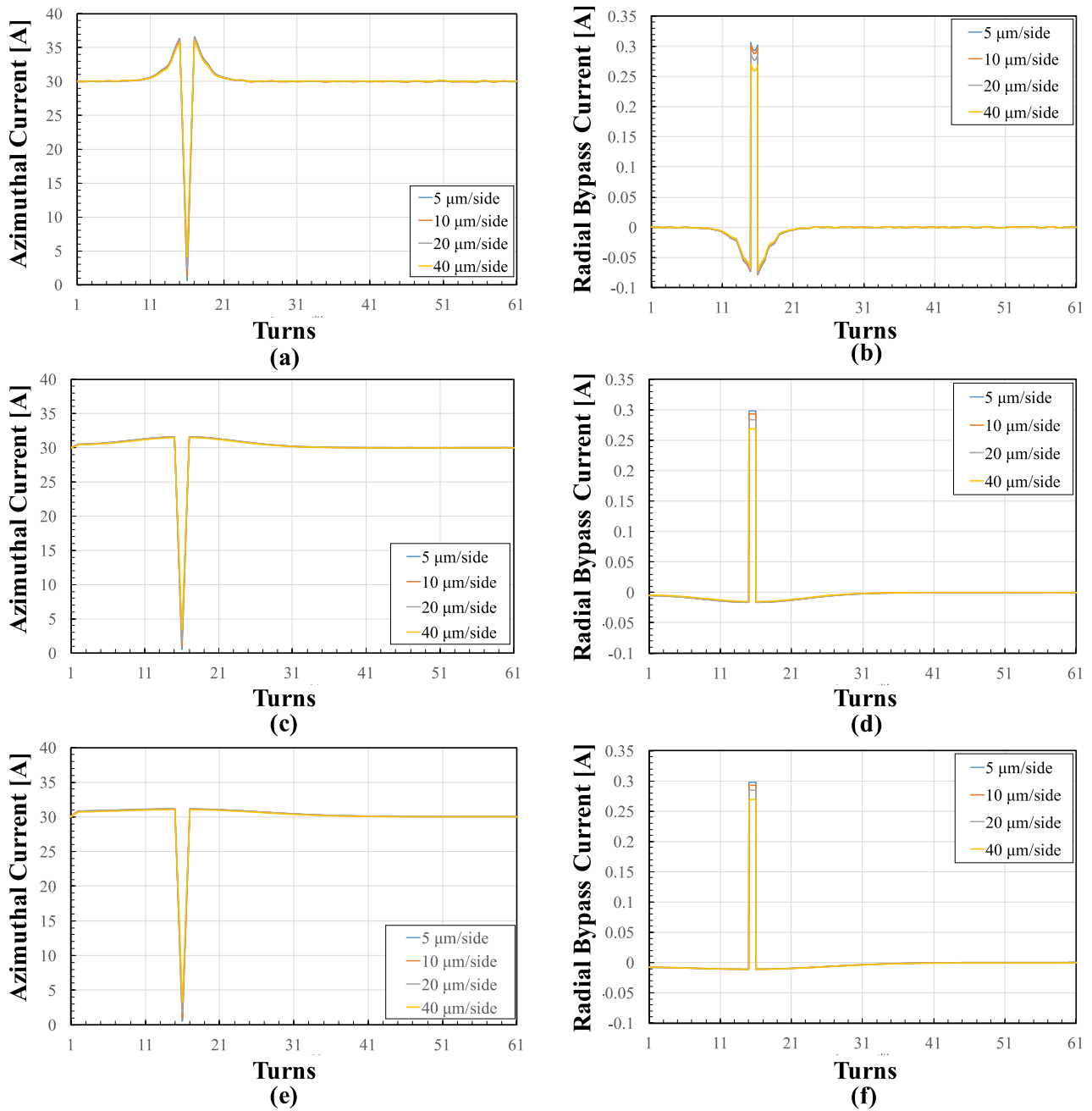


Fig. 4.4 小型無絶縁モデルコイルの常電導転移時における各ターンの電流の銅安定化層の厚み依存性: (a)0.001 s 後の周方向電流分布の銅安定化層の厚み依存性; (b)0.001 s 後の径方向転流電流の銅安定化層の厚み依存性; (c)0.01 s 後の周方向電流分布の銅安定化層の厚み依存性; (d)0.01 s 後の径方向転流電流の銅安定化層の厚み依存性; (e)0.02 s 後の周方向電流分布の銅安定化層の厚み依存性; (f)0.02 s 後の径方向転流電流の銅安定化層の厚み依存性

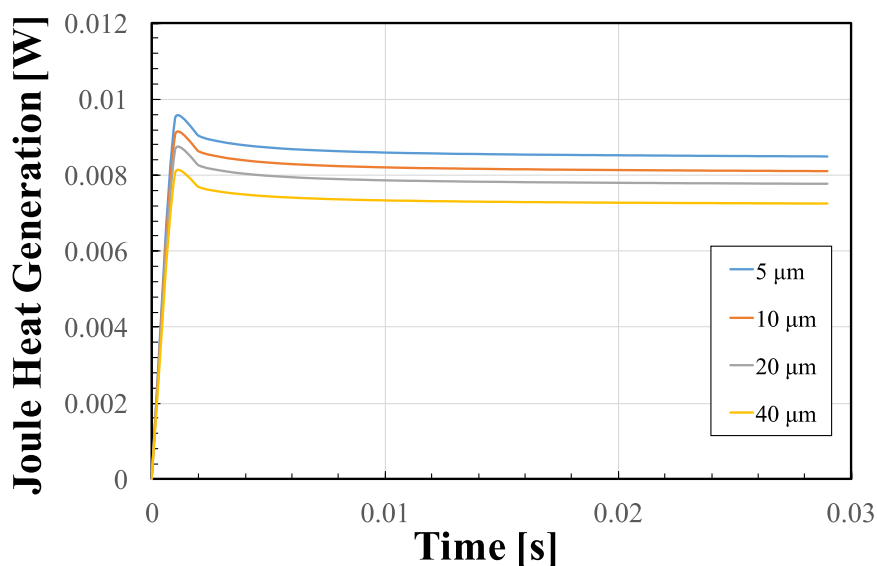


Fig. 4.5 負荷率が70%の場合の常電導転移時における小型無絶縁モデルコイル全体のジュール発熱の銅安定化層厚み依存性

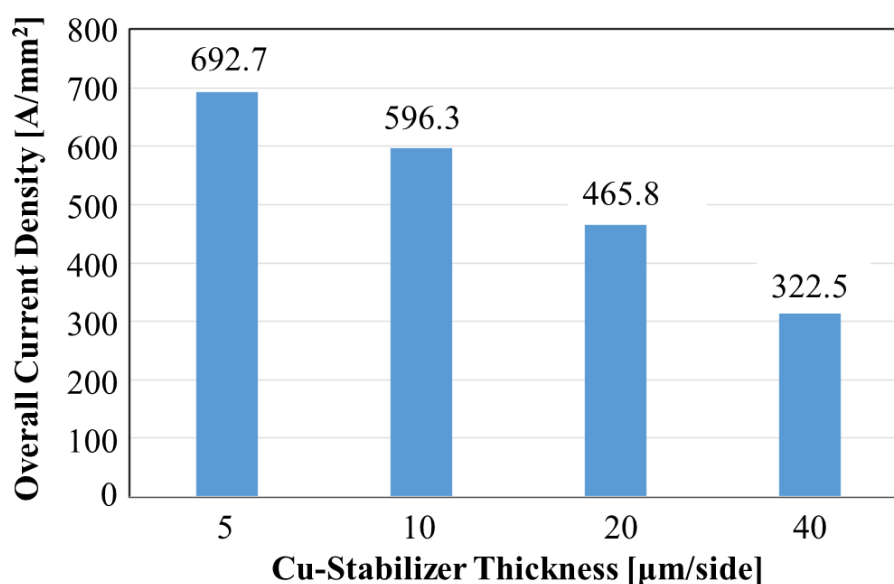


Fig. 4.6 m級実規模無絶縁コイルの電流密度の銅安定化層の厚み依存性

4.4.1.1 常電導転移発生時における電流分布の銅安定化層厚み依存性

Fig. 4.3とFig. 4.4(負荷率70%)に、解析結果を用いて小型無絶縁モデルコイルの常電導転移時における電流分布、および各ターンに流れる電流の銅安定化層の厚み依存性を示す。これらの図において、常電導転移時における周方向電流および層間方向の転流電流には、銅安定化層の厚み依存性がほとんど見られない。このことから、銅安定化層の厚みを薄くしても、常電導転移発

生時の無絶縁コイル内の電流分布はほとんど変化しないことがわかった。

4.4.1.2 常電導転移発生時に生じるジュール発熱の銅安定化層厚み依存性

負荷率が70%の小型無絶縁モデルコイルの常電導転移時におけるジュール発熱の銅安定化層厚み依存性を Fig. 4.5 に示す。ここで、「コイル全体のジュール発熱」とは、常電導転移時における半径方向の電流転流による層間接触電気抵抗のジュール発熱と、長手方向の電流分流による銅安定化層におけるジュール発熱の和である。常電導転移発生時の小型無絶縁モデルコイルにおいては、銅安定化層厚みが $40 \mu\text{m}/\text{side}$ の場合のモデルコイル全体のジュール発熱は 8 mW となった。その厚みを $5 \mu\text{m}/\text{side}$ ($40 \mu\text{m}/\text{side}$ の 87%) に削減しても、コイル全体のジュール発熱の増加はわずか 20 % で 9.6 mW となった。この要因としては、常電導転移時における小型無絶縁モデルコイルの各ターンの周方向電流が臨界電流 (43 A) を超えないため、常電導転移部周りの電流は層間接触電気抵抗を経て均一に隣接する巻線に転流することにより、半径方向の電流転流によるジュール発熱は巻線の銅安定化層厚みに依存しないためと考えられる。以上から、本節で対象とした小型モデルコイルにおいては線材の銅安定化層厚みを薄くしても、常電導転移時の無絶縁コイルの熱的安定性が大幅に低下することがないと言える。

4.4.1.3 m 級実規模無絶縁高温超電導コイルが達成できる電流密度

本節では、第3章の Table 3.4 に示した 3 T 磁場発生用 m 級大口径・実規模無絶縁高温超電導パンケーキコイルシステムの概念設計[24]に対して、現状の特性を有する REBCO テープ線材で巻かれた無絶縁コイルが導入されたと仮定した時に達成できる電流密度について検討を行う。m 級実規模無絶縁コイルの電流密度の銅安定化層の厚み依存性を Fig. 4.6 に示す。運転温度を 20 K とし、この温度での臨界電流 250 A に対して負荷率を 70% (すなわち、運転電流 175 A) と仮定することにより、m 級実規模無絶縁コイルが達成できる電流密度を算出した。Fig. 4.6 の結果から、銅安定化層厚みが $10 \mu\text{m}/\text{side}$ 以下であれば、目標の $500 \text{ A}/\text{mm}^2$ を達成できることがわかった。

一方、Fig. 4.7 に、m 級実規模無絶縁コイル全体のジュール発熱の銅安定化層の厚み依存性を示す。この結果から、負荷率が 70%、層間接触電気抵抗が $70 \mu\Omega \cdot \text{cm}^2$ の条件の下、m 級実規模無絶縁コイルの熱安定性は、小型無絶縁モデルパンケーキの結果と同様に銅安定化層厚みにほと

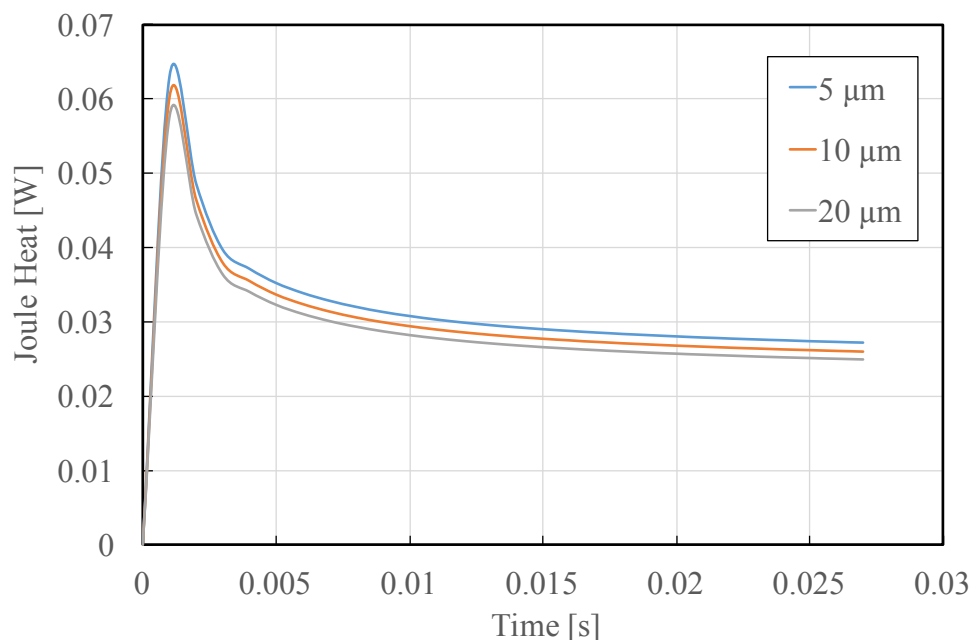


Fig. 4.7 m 級実規模無絶縁コイル全体のジュール発熱の銅安定化層の厚み依存性

んど依存しないことがわかった。すなわち、m 級実規模無絶縁コイルにおいても、銅安定化層厚みを薄くしても、熱安定性が悪化することがないことが明らかになった。

4.4.2 負荷率が無絶縁高温超電導パンケーキコイルの熱的安定性に与える影響

本節では、無絶縁コイルが、一定電流(負荷率 70%~90%)運転状態で局所的常電導転移が発生した時の電流と熱的振舞いについて解析・評価する。解析条件は、4.3 節で述べた条件を用いる。ただし、巻線の銅安定化層厚みは 5 $\mu\text{m}/\text{side}$ と仮定した。

4.4.2.1 常電導転移発生時における電流分布とジュール発熱の負荷率依存性

Fig. 4.8 に、小型無絶縁モデルコイルが常電導転移発生した直後の周方向電流分布の負荷率依存性を示す。また、Fig. 4.9 に、常電導転移発生後 0.027 s までの各ターンに流れる周方向電流の負荷率依存性を示す。これらの結果から、常電導転移後のコイル巻線内の周方向電流(特に隣接する巻線において)、および径方向の電流分布が負荷率に依存することがわかる。負荷率が 90%になると、Fig. 4.8 (e)の黄色部分に示したように、常電導転移発生時に常電導転移部に隣接する巻線の周方向電流が臨界電流(43 A)を超えている。すなわち、負荷率が 90%の場合、常電導転移部に隣接する巻線に流れる電流が臨界値を超え、常電導転移する恐れがある。

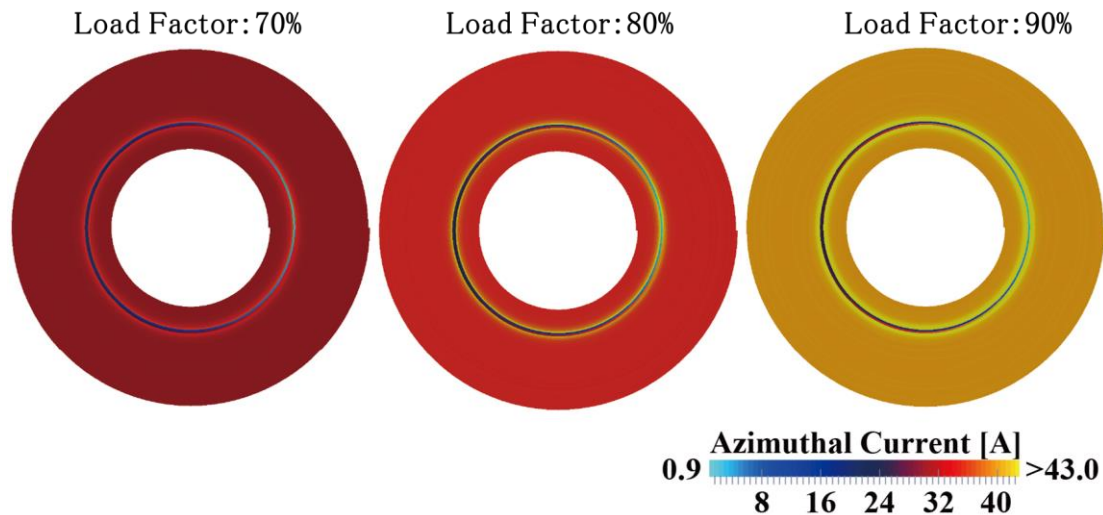


Fig. 4.8 常電導転移発生 0.001 s 後の周方向電流分布の負荷率依存性

Fig. 4.10 に、常電導転移時における小型無絶縁モデルパンケーキコイル全体のジュール発熱の負荷率依存性を示す。この図から、負荷率が 70% の場合の無絶縁コイル全体のジュール発熱は 9.6 mW となり、負荷率が 10% 上昇すると(負荷率が 80%)ジュール発熱は約 40% 増加し、結果的に 13.2 mW となっている。以上から、本節で対象とした小型無絶縁モデルパンケーキコイルにおいては、負荷率が少なくとも 80% 以下の通電条件のもとでは、常電導転移時のジュール発熱が超電導特性に影響する程の温度上昇が発生しないという結果となった。

4.4.2.2 m 級実規模無絶縁高温超電導パンケーキコイルの負荷率の決め方

前節の検討により、負荷率が 90% のときは無絶縁巻線内の局所的常電導転移が隣接巻線に波及する恐れがあるため、負荷率 70%~80% で通電すると安全運転が図れる可能性があることが示された。そこで本節では、m 級実規模無絶縁コイルの安全運転に適する負荷率について検討を行う。

m 級実規模無絶縁コイルの負荷率が 70%~90% で達成できる電流密度、および常電導転移発生時に局所的常電導転移部に隣接する巻線部の臨界電流裕度(巻線内の各ターンの周方向電流の、そのターンの磁場に依存する臨界電流値に対する裕度)の負荷率依存性を Fig. 4.11 に示す。この結果から、m 級実規模無絶縁コイルは、銅安定化層厚みが $5\mu\text{m}/\text{side}$ 、負荷率が 70% 以上となる場合、20 K の運転温度で局所的常電導転移発生時に熱暴走せずに目標となる $500\text{ A}/\text{mm}^2$

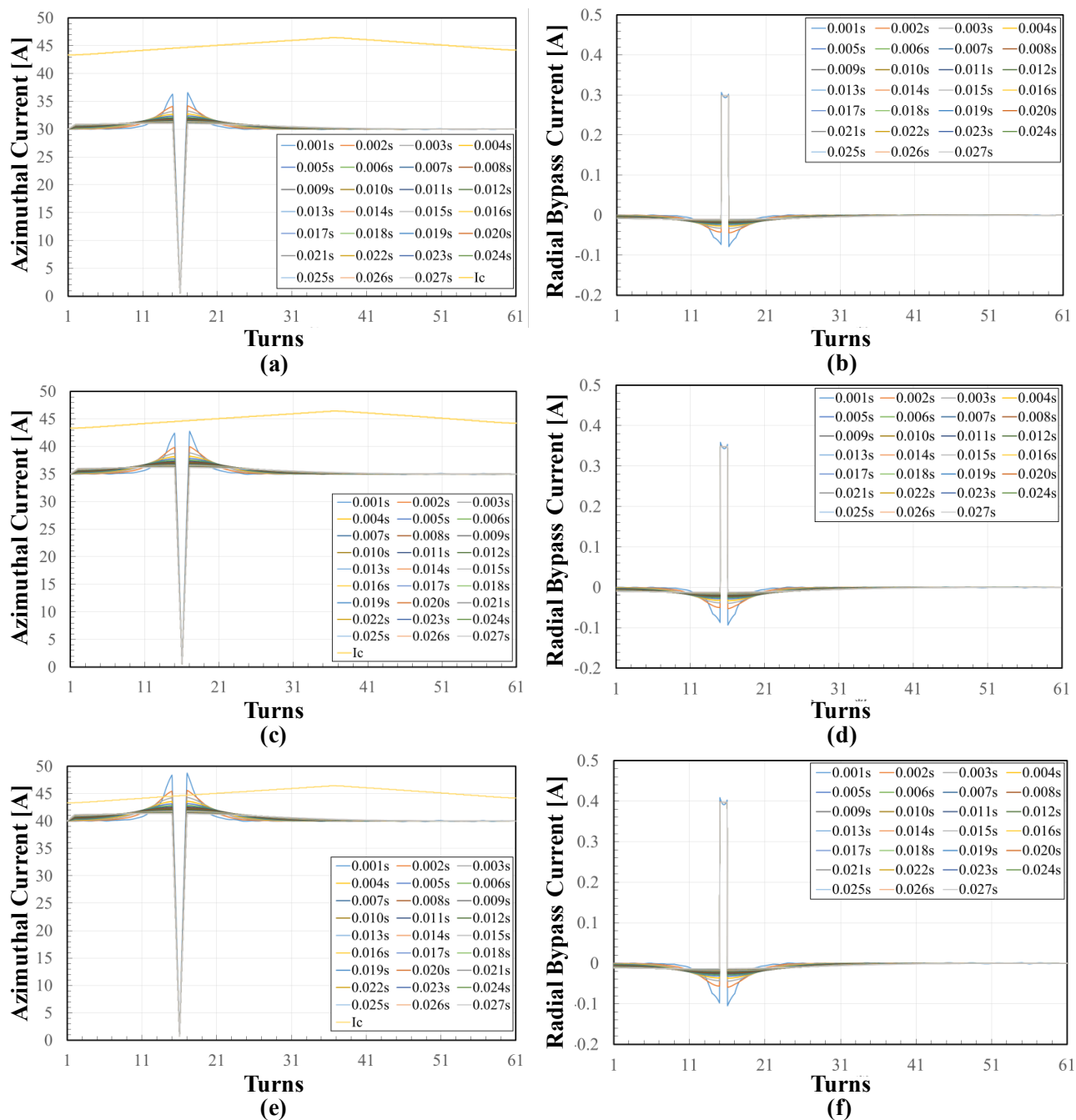


Fig. 4.9 小型無絶縁モデルコイルの常電導転移時における各ターンの電流の負荷率依存性: (a) 負荷率が70%の場合の周方向電流分布; (b) 負荷率が70%の場合の径方向の転流電流分布; (c) 負荷率が80%の場合の周方向電流分布; (d) 負荷率が80%の場合の径方向の転流電流分布; (e) 負荷率が90%の場合の周方向電流分布; (f) 負荷率が90%の場合の径方向の転流電流分布

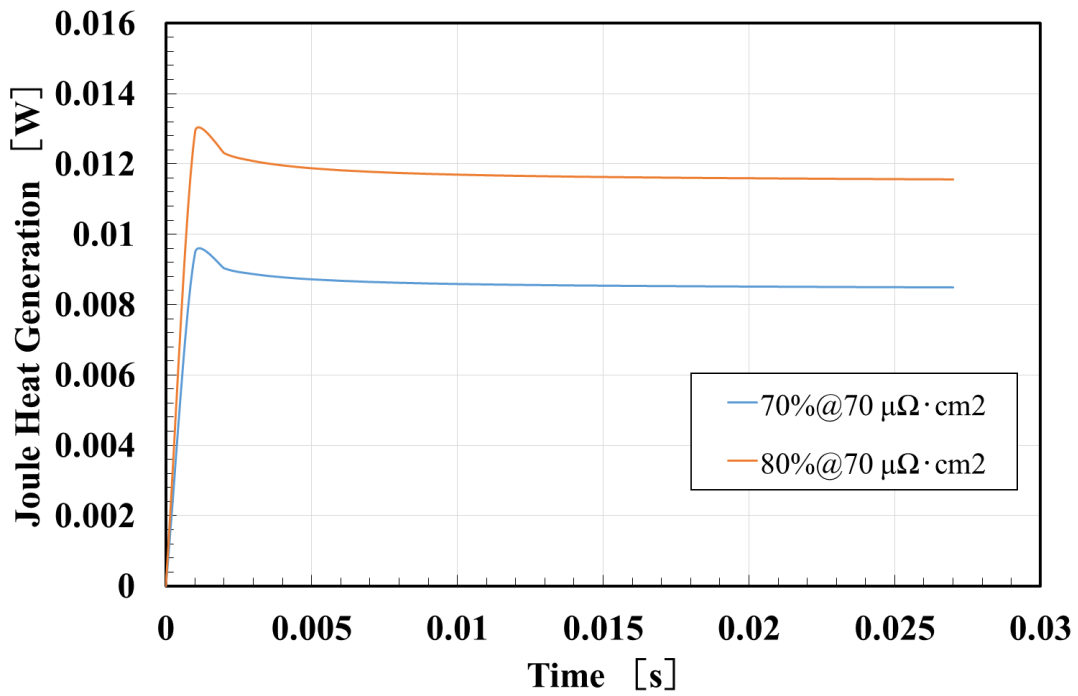


Fig. 4.10 常電導転移時における小型無絶縁モデルコイル全体のジュール発熱の負荷率依存性

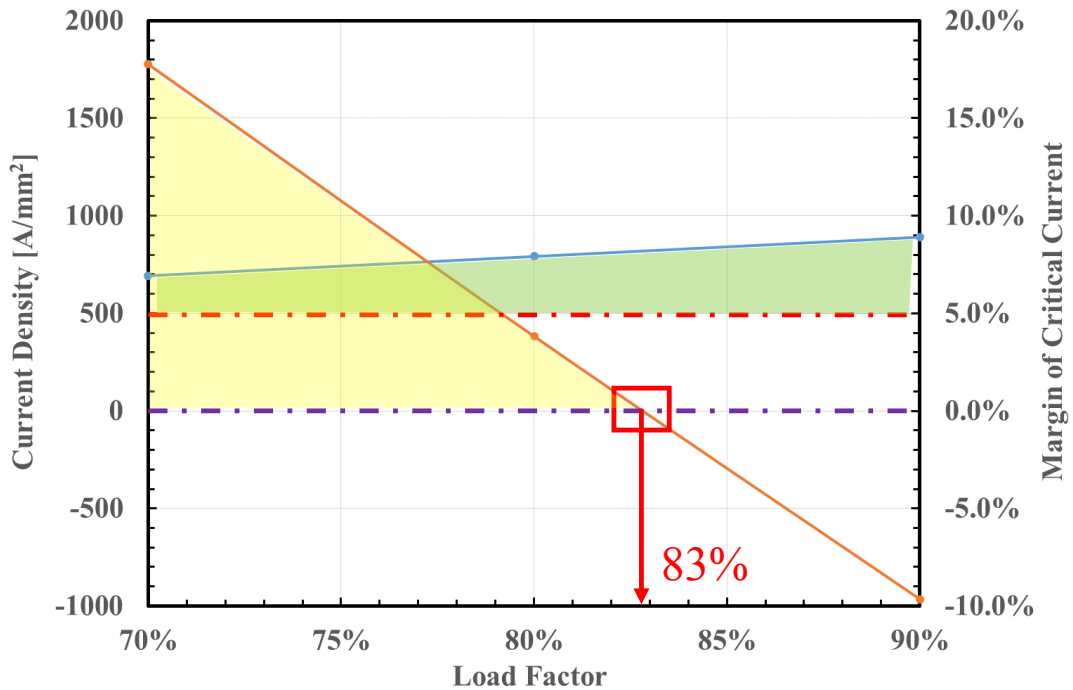
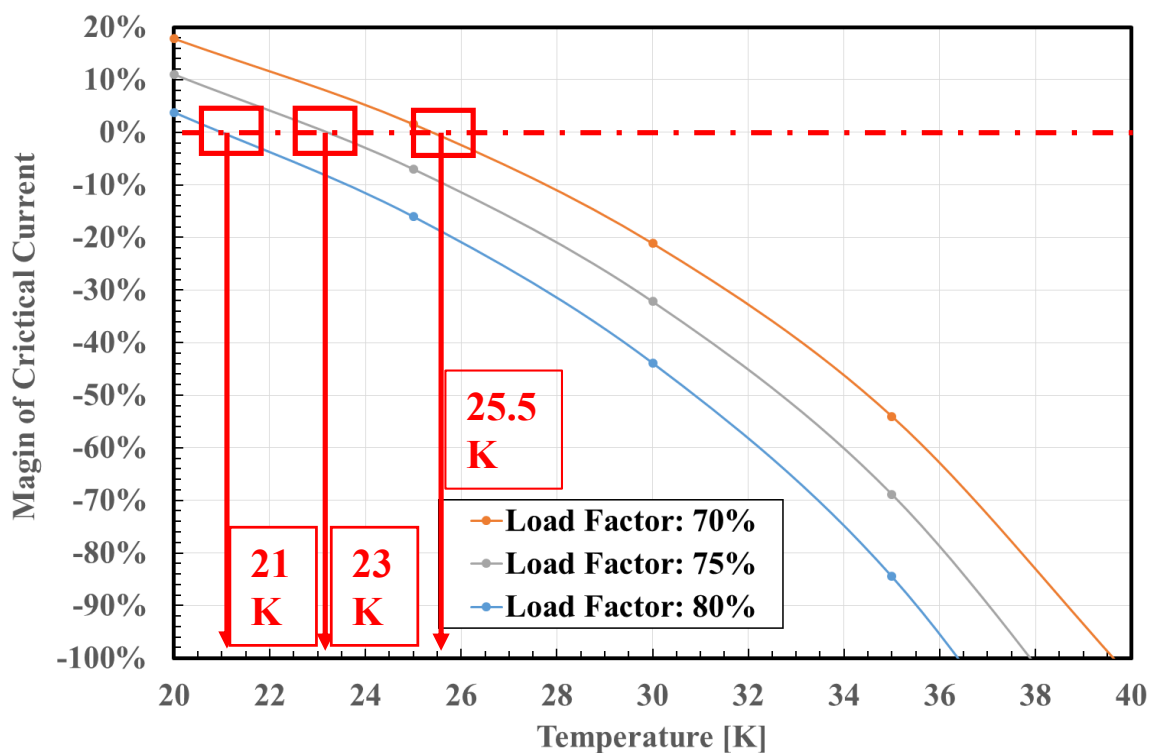
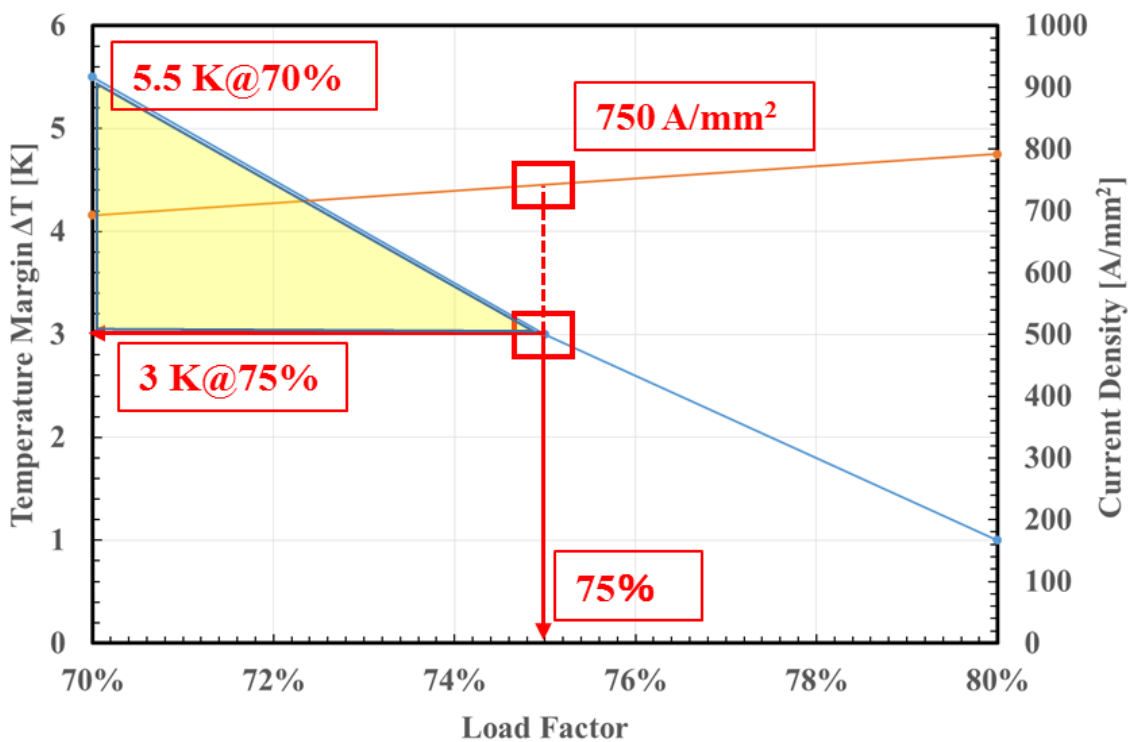


Fig. 4.11 m 級実規模無絶縁コイルの電流密度の負荷率依存性(運転温度 20K)



(a)



(b)

Fig. 4.12 (a) コイル全体の温度が常電導転移時における巻線の臨界電流裕度, および, (b) 温度マージンと電流密度の負荷率依存性

以上の高電流密度を達成できることがわかる (Fig. 4.11 の緑の領域)。しかし、負荷率が 80%になると、常電導転移発生時における巻線内の臨界電流の裕度が 3.8%に落ちること、そして、負荷率が 83%以上になると、常電導転移発生時における一部の巻線内の周方向電流は、臨界電流を超えることが同図から見て取れる。

実運転時に起こりうる事故として、冷却系や断熱系の故障によりコイル巻線全体が温度上昇していくことが最悪のケースとして想定され得る。そこで Fig. 4.12(a)に、m 級実規模無絶縁コイルの負荷率が 70%の場合において、コイル巻線内の平均温度の上昇が、常電導転移時の臨界電流裕度の低下率に与える影響を示す。この図から、負荷率が 70%、運転温度が 20 K のもとでは、コイル巻線部で最も低い臨界電流裕度が 17.8%であるが、巻線内の平均温度が 25.5 K に上昇すると臨界電流裕度がなくなる。一方、負荷率が 80%、運転温度が 20 K のもとでは、コイル巻線部で最も低い臨界電流裕度が 3.8%であり、臨界電流裕度がなくなるまで許容する温度は 21 K となった。さらにこれらの結果を用いて得られた温度マージン (温度上昇) の負荷率依存性と、達成できる電流密度とを合わせて Fig. 4.12(b)に示す。この図から、負荷率が 70%、75%、80%のときの温度マージン ΔT は、それぞれ 5.5K, 3K, 1K となった。以上のような検討・評価に基づいて得られた Fig. 4.12(b)のような特性曲線を利用することにより、適切な負荷率を選定することができると考えられる。例えば、今回の例では、70%から 75%までの区間 (Fig. 4.12(b)の黄色領域) が、対象とした m 級実規模無絶縁コイルに適する負荷率の区間と考えられる。そしてその時に達成できる電流密度は、目標値 (500 A/mm²) を超える 692~750 A/mm² となった。

以上から、Fig. 4.11 と Fig. 4.12 に示したような常電導転移発生時の局所的常電導転移部に隣接する巻線部の臨界電流裕度と温度マージンを評価することにより、目的とする電流密度を確保しつつ、熱的に安定な負荷率の適切な範囲を決めることができると考える。

4.5 高励磁特性と高熱的安定性の両立を達成できる技術

第3章では、巻線の層間接触電気抵抗率を高めることにより、励磁時の巻線径方向への電流分流を抑え、発生磁場の遅れを改善できることを示したが、一方で層間接触電気抵抗率の増加により無絶縁コイルの熱的安定性が低下する可能性がある。特に、m 級実規模無絶縁コイルの励磁特

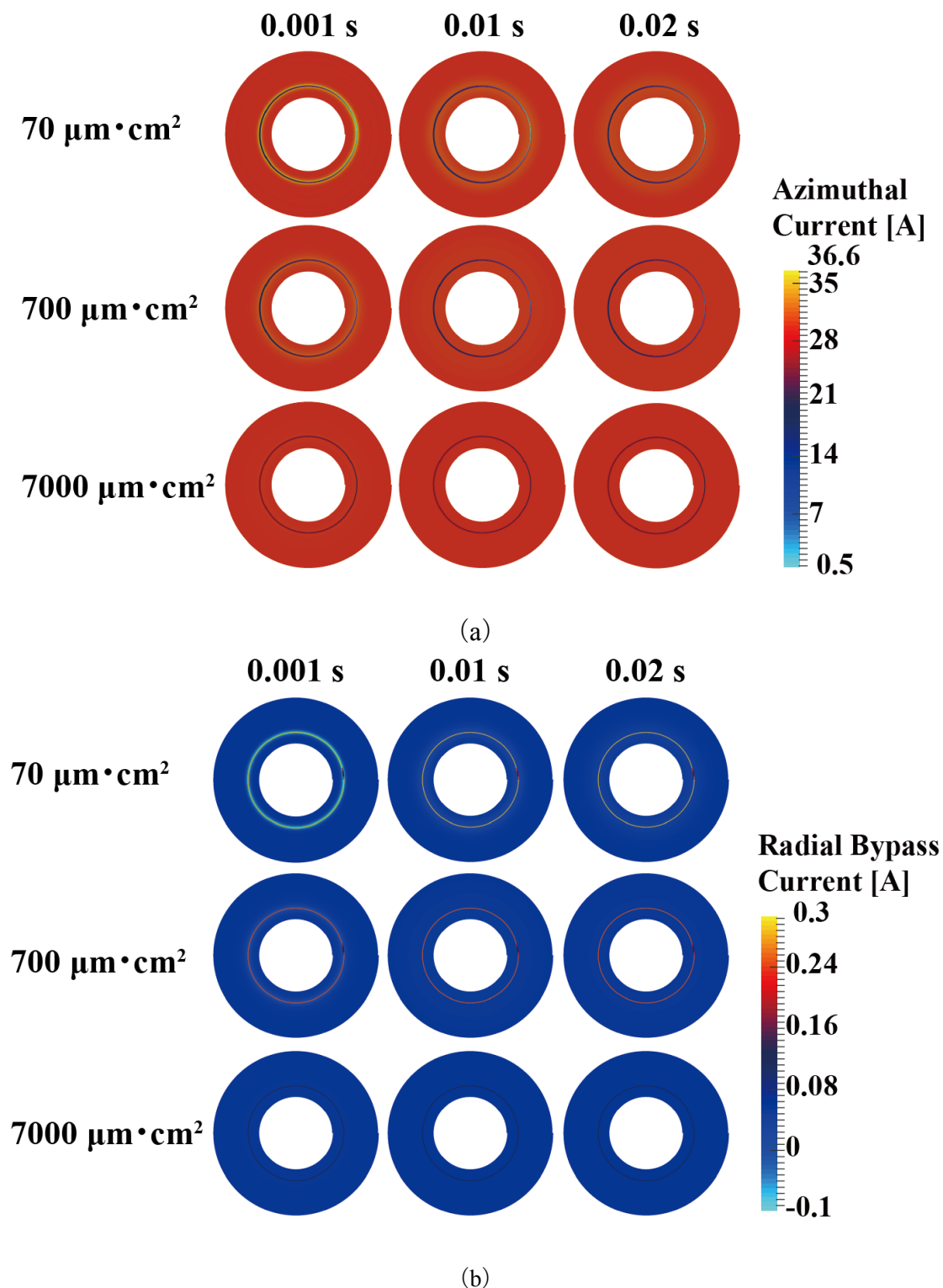


Fig. 4.13 小型無絶縁モデルコイルの常電導転移時における電流分布の層間接触抵抗率依存性: (a)周方向電流分布の層間接触抵抗率依存性; (b)径方向転流電流の層間接触抵抗率依存性

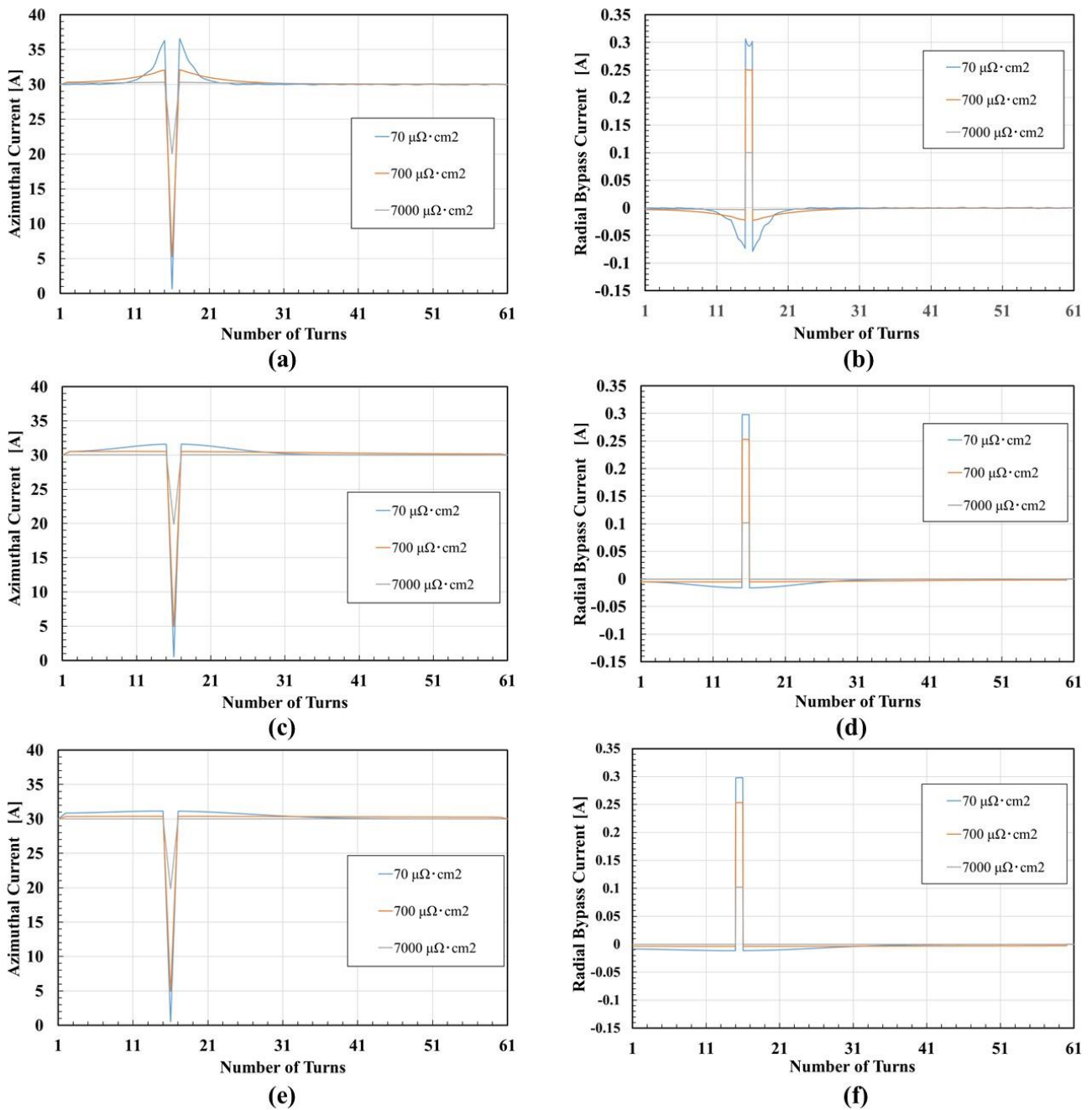


Fig. 4.14 小型無絶縁モデルコイルの常電導転移時における各ターンの電流の層間接触抵抗率依存性: (a) 0.001 s 後の周方向電流分布の層間接触抵抗率依存性; (b) 0.001 s 後の径方向転流電流の層間接触抵抗率依存性; (c) 0.01 s 後の周方向電流分布の層間接触抵抗率依存性; (d) 0.01 s 後の径方向転流電流の層間接触抵抗率依存性; (e) 0.02 s 後の周方向電流の層間接触抵抗率依存性; (f) 0.02 s 後の径方向転流電流の層間接触抵抗率依存性

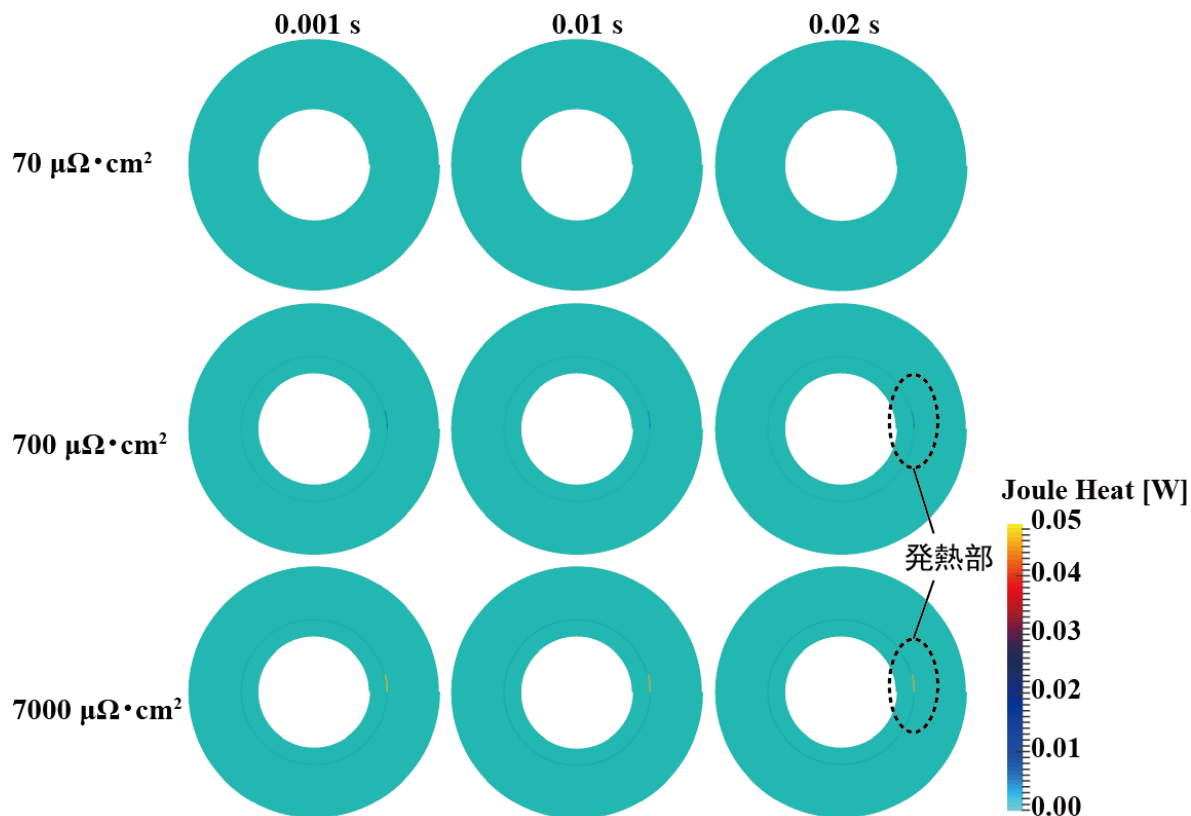


Fig. 4.15 小型無絶縁モデルコイルの常電導転移時における局所的ジュール発熱の層間接触抵抗率依存性(70 $\mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ では発熱が顕著ではないが、700~7000 $\mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ では発熱がある。)

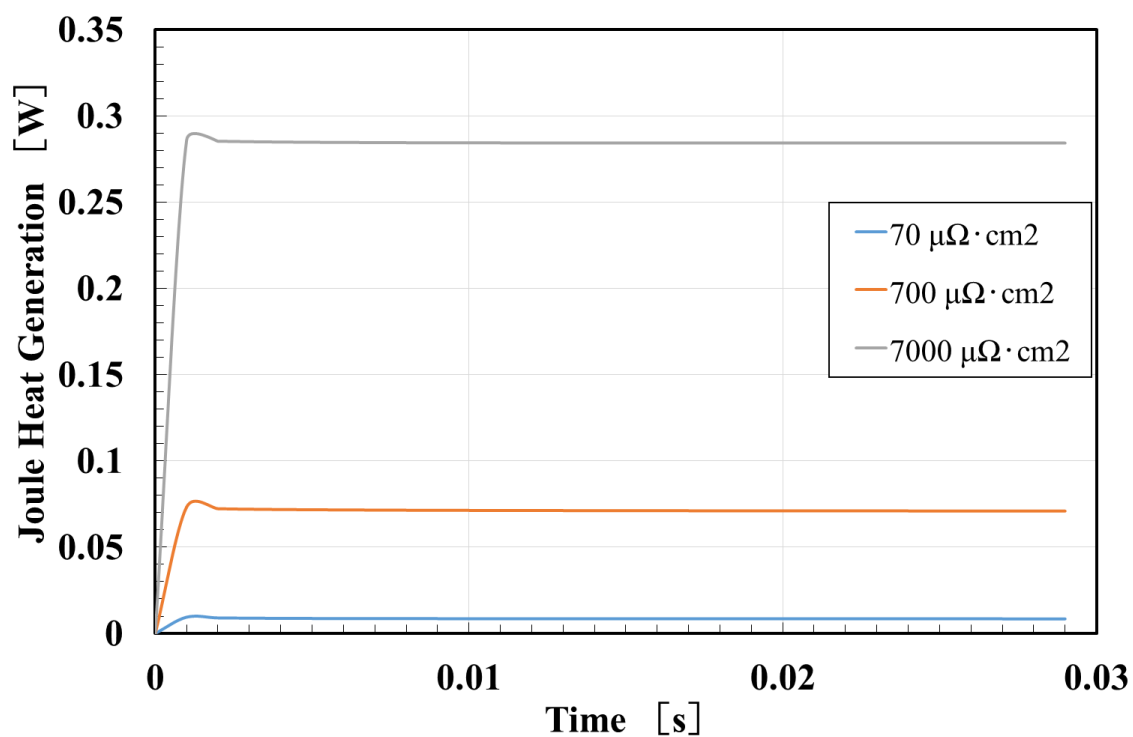


Fig. 4.16 小型無絶縁モデルコイルの常電導転移時におけるジュール発熱の層間接触抵抗率依存性

性を向上するための設計・製作に必要となる条件, すなわち, 層間接触電気抵抗をどのように決めたらよいかなどの基準が明確にされていない。そこで本節では, PEEC モデルによる電流分布解析と熱解析の連成解析プログラムを用いて, 層間接触電気抵抗が常電導転移時の無絶縁コイル巻線内のジュール発熱量に与える影響を評価しながら, 高熱的安定性と高励磁特性の両方を達成できる層間接触電気抵抗値について検討する。

4.5.1 小型無絶縁高温超電導コイルにおける常電導転移発生時の電流分布の層間接触電気抵抗率依存性

小型無絶縁モデルコイルの解析条件は, 4.3.1 節と同様とした。ただし, 層間接触電気抵抗率を $70 \sim 7000 \mu\Omega \cdot \text{cm}^2$ まで変化させた。巻線の銅安定化層厚みは $5 \mu\text{m}/\text{side}$ とし, 負荷率は 70% と仮定した。この条件の下, モデルコイルの常電導転移時における各ターンの電流の層間接触電気抵抗率依存性を, Fig. 4.13 と Fig. 4.14 に示す。これらの結果から, 常電導転移部の銅安定化層に流れる周方向電流は層間接触電気抵抗率の増加により増加するが, 径方向の電流転流はそれにより減少している。すなわち, 層間接触電気抵抗率が増加していくと, 無絶縁コイル内の電流の振舞いは層間絶縁コイルに近づいていく傾向となる。

4.5.2 小型無絶縁高温超電導コイルにおける常電導転移発生時のジュール発熱の層間接触電気抵抗依存性

小型無絶縁モデルコイルの常電導転移時における局所的ジュール発熱分布の層間接触電気抵抗依存性を Fig. 4.15 に示す。また, 無絶縁モデルコイル全体のジュール発熱量の層間接触電気抵抗依存性を Fig. 4.16 に示す。これらの結果から, 層間接触電気抵抗が増加することにより, 巻線の局所的ジュール発熱およびモデルコイル全体のジュール発熱量が増加することがわかる。ここで, 層間接触電気抵抗が $7000 \mu\Omega \cdot \text{cm}^2$ の場合, 巻線の局所的ジュール発熱は最大 49 mW となり, 無絶縁コイル全体のジュール発熱量は最大 290 mW となった。しかし, いずれも対象とした小型無絶縁モデルパンケーキコイルの超電導特性を損なうほどの発熱とはなっていない。

次に, 負荷率を 80% としたときの, 無絶縁モデルコイル全体のジュール発熱量の層間接触電気

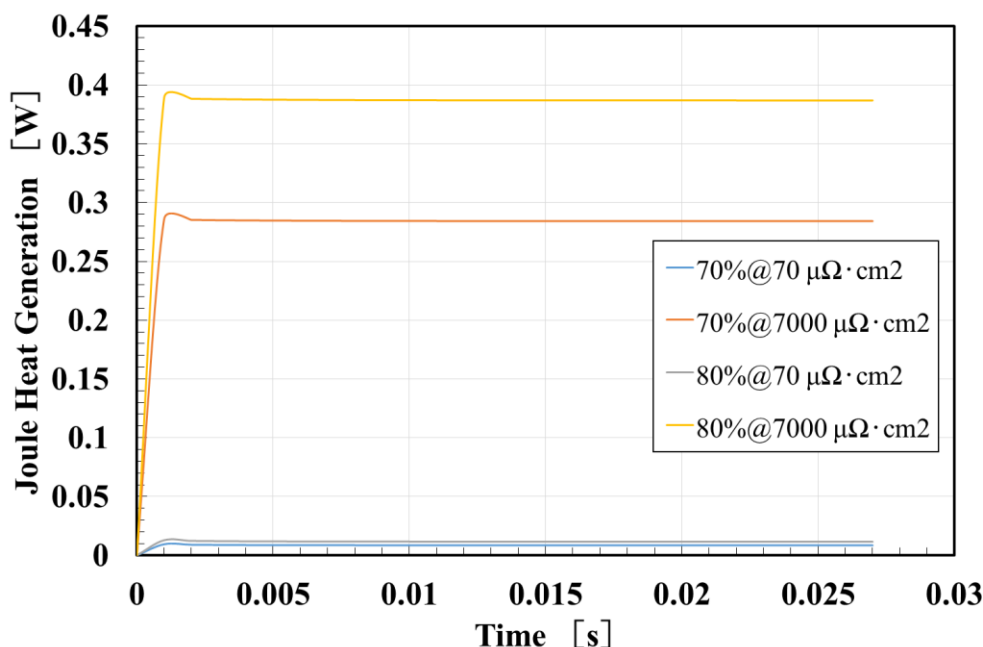


Fig. 4.17 負荷率が70%と80%の場合、小型無絶縁モデルコイルの常電導転移時におけるジュール発熱の層間接触抵抗率依存性

抵抗依存性について評価した結果を Fig. 4.17 に示す。この図から、層間接触電気抵抗率が低い場合 ($70 \mu\Omega\cdot\text{cm}^2$) は、常電導転移時におけるジュール発熱量の負荷率依存性は極めて少ないが、層間接触抵抗率が高い場合 ($7000 \mu\Omega\cdot\text{cm}^2$)、負荷率が70%から80%に10%上昇すると、ジュール発熱量が30%程度増加している。しかしこの場合も、超電導特性を損なうほどの発熱とはなっていない。

4.6 m 級実規模無絶縁高温超電導パンケーキコイルにおける高電流密度・高励磁特性・高熱的安定性の3課題(トリレンマ)の同時解決の可能性

前節で、層間接触電気抵抗: $7000 \mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ 、負荷率:70%、銅安定化層厚み: $5 \mu\text{m}/\text{side}$ という値を小型無絶縁モデルコイルの解析に用いて、運転温度が 77 K で常電導転移が発生したとした時のコイル全体のジュール発熱を評価した結果、無絶縁コイルの超電導特性に影響する程の温度上昇が発生しないことが確認された。すなわち、小型無絶縁コイルにそれらの基準値を適用すれば、高電流密度・高励磁特性・高熱的安定性を達成する可能性があると言える。しかし、これらの基準値は小型無絶縁モデルパンケーキコイルに適用できるとしても、運転温度が 20 K の m 級実規模無絶縁コイルに適用できるとは限らないため、ここでは層間接触電気抵抗率が $7000 \mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ 、負荷

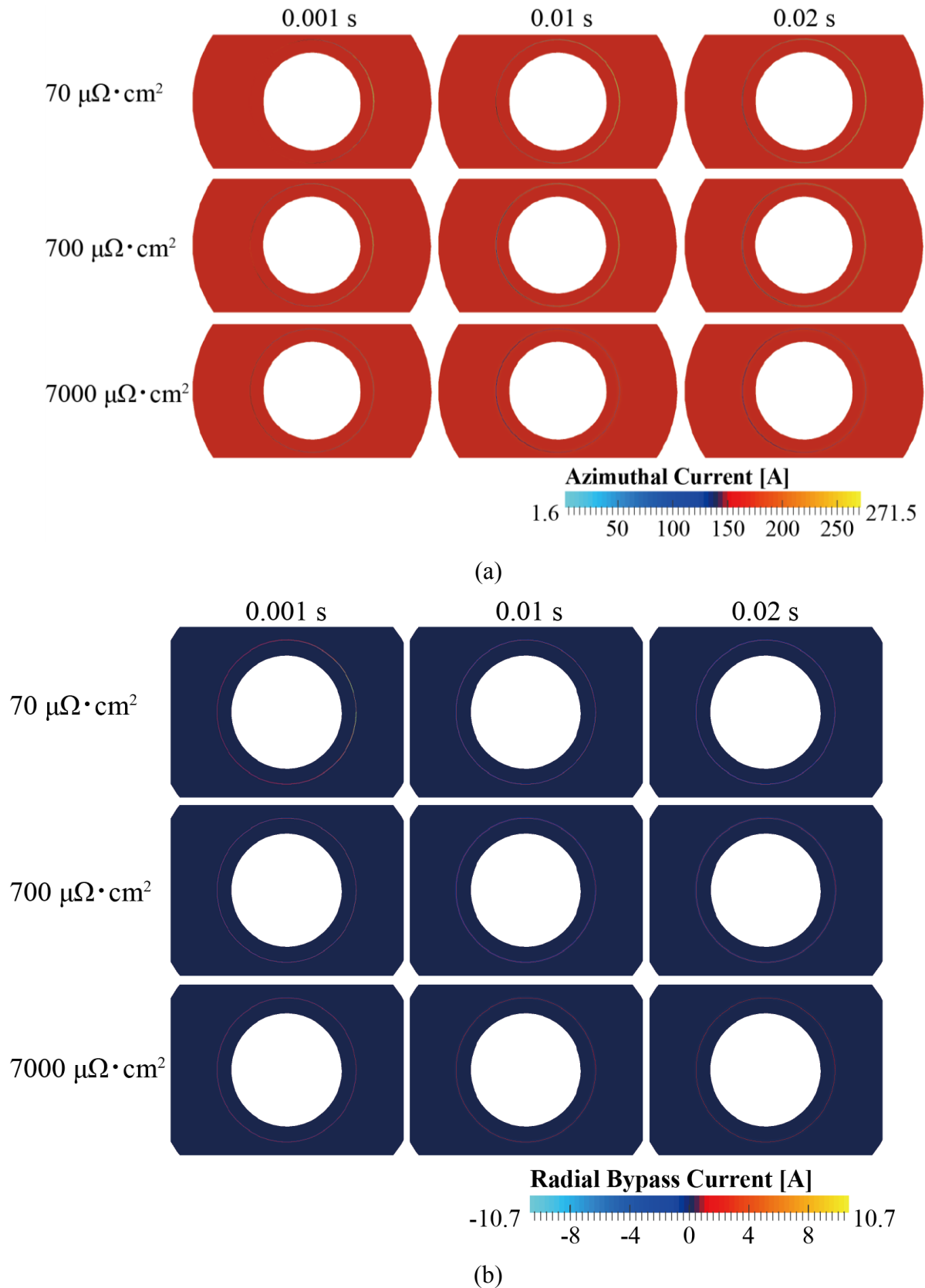


Fig. 4.18 運転温度が 20 K, 銅安定化層厚みが $5 \mu\text{m}/\text{side}$ および負荷率が 70% に固定された場合に, m 級実規模無絶縁高温超電導コイルの常電導転移時に於ける電流分布の層間接触抵抗依存率性: (a) 周方向電流分布; (b) 径方向の転流電流分布

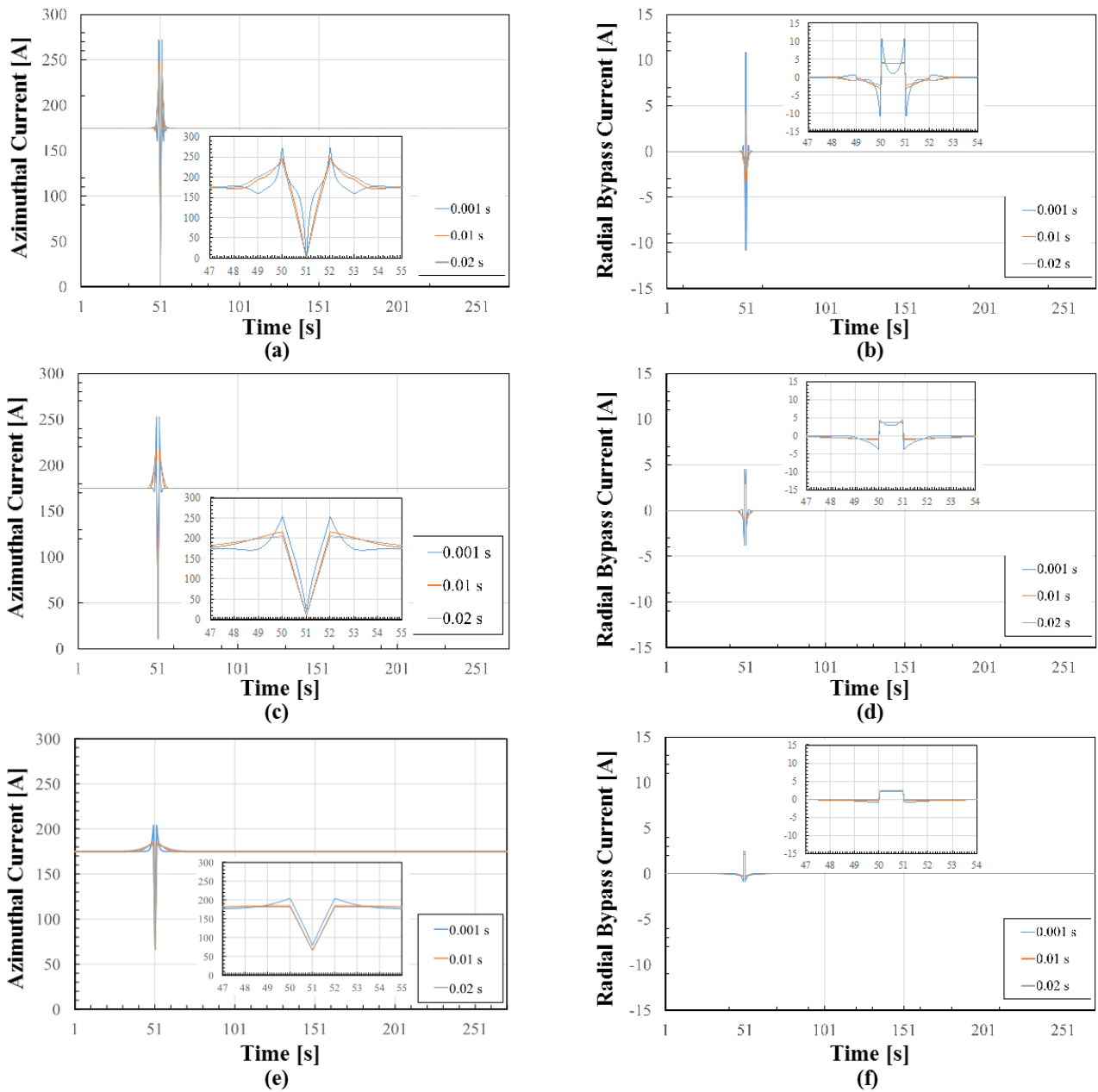


Fig. 4.19 運転温度が 20 K, 銅安定化層厚みが 5 μm および負荷率が 70%に固定された場合に, m 級実規模無絶縁高温超電導コイルの常電導転移時における電流分布の層間接触抵抗率依存性: (a) 層間接触抵抗率が 70 $\mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ の場合の周方向電流分布; (b) 層間接触抵抗率が 70 $\mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ の場合の径方向の転流電流分布; (c) 層間接触抵抗率が 700 $\mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ の場合の周方向電流分布; (d) 層間接触抵抗率が 700 $\mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ の場合の径方向の転流電流分布; (e) 層間接触抵抗率が 7000 $\mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ の場合の周方向電流分布; (f) 層間接触抵抗率が 7000 $\mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ の場合の径方向の転流電流分布

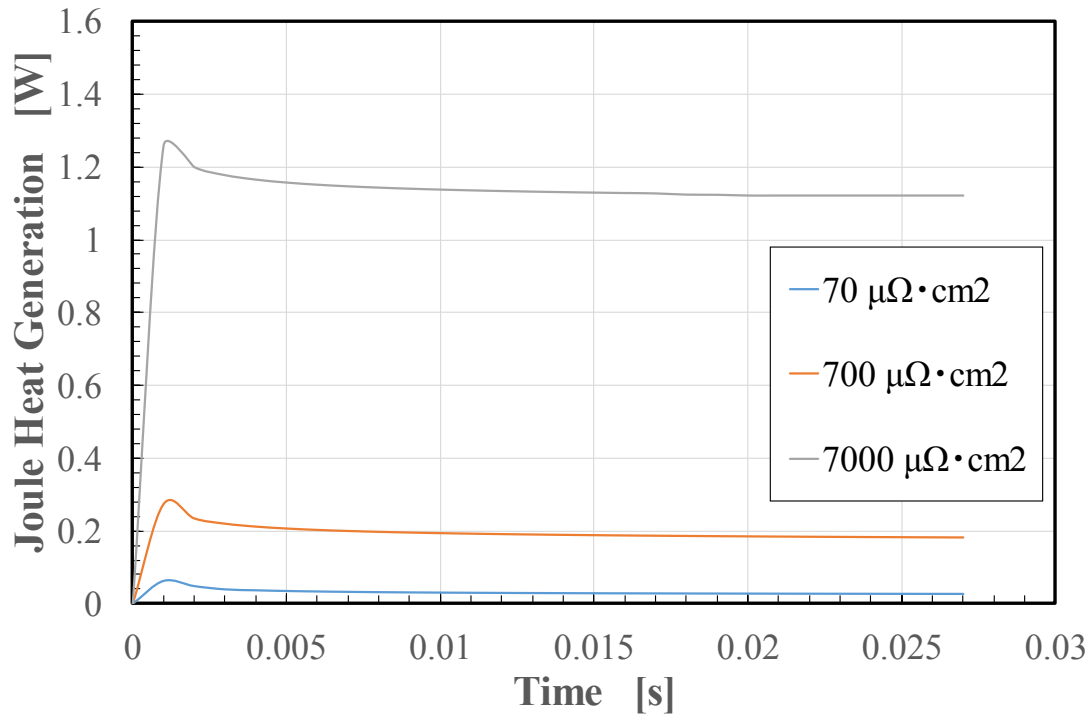


Fig. 4.20 運転温度が 20 K, 銅安定化層厚みが $5 \mu\text{m}/\text{side}$ および負荷率が 70% に固定された場合に, m 級実規模無絶縁高温超電導コイルの常電導転移時におけるジュール発熱の層間接触抵抗率依存性

率が 70%, 銅安定化層厚みが $5 \mu\text{m}/\text{side}$ という基準値を m 級実規模無絶縁パンケーキコイルに用いて, 無絶縁コイル全体のジュール発熱, 局所的ジュール発熱分布およびジュール発熱分布について検討した。

Fig. 4.18 と Fig. 4.19 に, それぞれ, 運転温度が 20 K の下で, 銅安定化層厚みが $5 \mu\text{m}/\text{side}$ および負荷率が 70% に固定した場合の m 級実規模無絶縁コイルの常電導転移後の巻線内電流分布と各ターンに流れる電流を示す。これらの結果から, 層間接触電気抵抗が低い ($70 \mu\Omega \cdot \text{cm}^2$) m 級実規模無絶縁パンケーキコイルにおいて, 常電導転移時の不均一な周方向電流分布が一様になるまでの電流再配分の持続時間(時定数)は, 層間接触電気抵抗が高い ($7000 \mu\Omega \cdot \text{cm}^2$) m 級実規模無絶縁コイルにより長くなっている。一方, 層間接触電気抵抗率の増加により, 常電導転移時に一部の電流が周方向の銅安定化層に分流されるため, 無絶縁コイル全体のジュール発熱は上昇する可能性がある。

Fig. 4.20 に, m 級実規模無絶縁コイルの常電導転移時におけるジュール発熱の層間接触電気抵抗率依存性を示す。同図では, 層間接触電気抵抗が $7000 \mu\Omega \cdot \text{cm}^2$ の場合, 常電導転移時に実

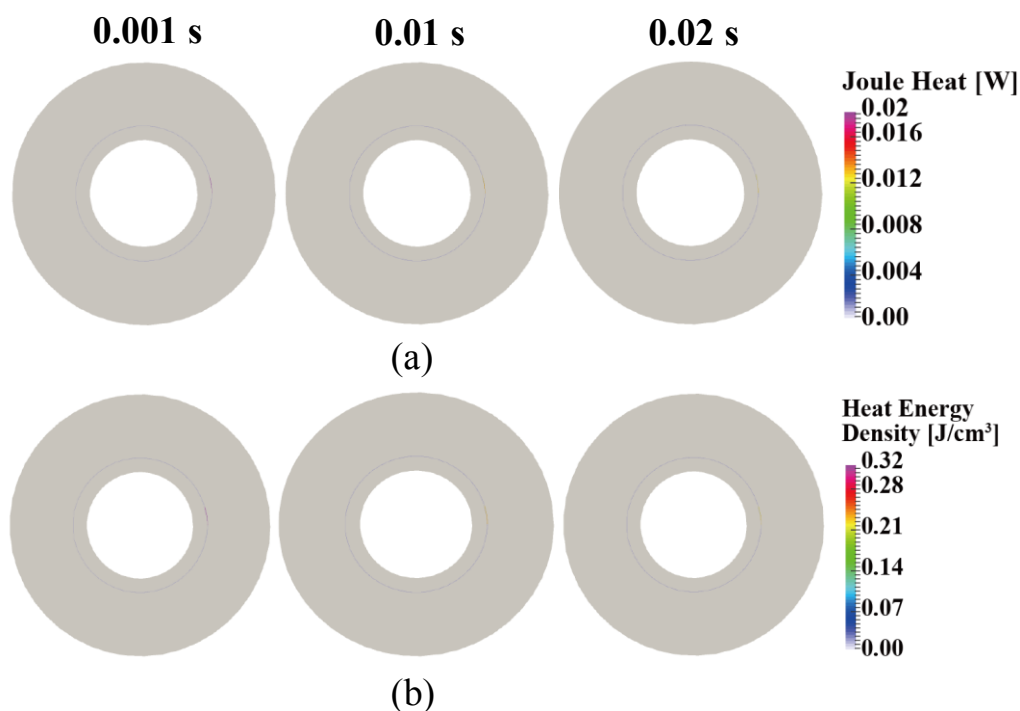


Fig. 4.21 運転温度が 20 K の場合、5 $\mu\text{m}/\text{side}$ の銅安定化層厚み、7000 $\mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ の層間接触抵抗、および 70% の負荷率を設定した時の m 級無絶縁高温超電導コイルの常電導転移時における (a) 局所的ジュール発熱分布、および (b) 熱エネルギー密度分布

規模コイル全体のジュール発熱が大幅に上昇し、層間接触電気抵抗が 70 $\mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ の場合と比べて 16 倍となり、1.3 W になった。Fig. 4.21 は、本節に用いられた層間接触電気抵抗、負荷率および銅安定化層厚みの基準値を適用した m 級実規模無絶縁高温超電導コイルの常電導転移時における局所的ジュール発熱分布、および熱エネルギー密度分布を示す。この結果では、m 級無絶縁高温超電導コイルの常電導転移時における巻線の局所的ジュール発熱が最大 0.02 W となること、そして、最大となる熱エネルギー密度が 0.32 J/cm^3 となることが示された。文献[15, 16]で高温超電導コイルの熱暴走を引き起こす最小クエンチエネルギー (MQE) が数十 J/cm^3 (20 K) が挙げられているが、本節で得られた m 級実規模無絶縁コイルの常電導転移時における最大ジュール発熱密度は MQE より二桁低くなっており、局所的常電導転移の発生後、常電導部が伝播・波及し超電導コイル全体が熱暴走する可能性はほとんどないと言える。

以上をまとめると、対象とした m 級実規模無絶縁コイルに対して、本節で示した評価・決定法により得られた 5 $\mu\text{m}/\text{side}$ の銅安定化層厚み、7000 $\mu\Omega\cdot\text{cm}^2$ の層間接触電気抵抗、および 70% の負

荷率は、最適値ではないが、これらの値を適用することにより、目標として設定した 500 A/mm^2 以上の高電流密度、励磁時定数が数十秒程度の高励磁特性、および常電導転移発生時に熱暴走に至らない高熱的安定性の3つ(当初掲げた3課題)を同時に実現する可能性があることを示すことができた。今後の研究では、今回の成果を活かしながら、実応用・運転時を想定した技術的要求に応じて本節で考察した各パラメータの最適化をしていく必要がある。

4.7 まとめ

第3章で述べた無絶縁コイルの挙動解析用計算機プログラムを用いて、まず無絶縁高温超電導コイルの常電導転移発生時の過渡的な挙動を解析・評価し、局所的な温度上昇が従来の層間絶縁コイルに比べ大幅に抑制されるメカニズムを明らかにした。次に、小型(60mm ϕ)無絶縁モデルコイルと大口径 m 級実規模無絶縁コイルを対象として、層間接触電気抵抗、銅安定化層の厚みや負荷率(運転電流とコイル臨界電流の比)が、局所的常電導転移発生時の熱的安定性に与える影響を解析・評価した。また、目標値とした 500 A/mm^2 を達成するために必要となる銅安定化層厚みと負荷率の評価・決定法を提案した。さらに数十秒程度の励磁遅れを達成できるための層間接触電気抵抗を示した。

以上の検討結果を利用して、本節で対象とした運転温度が 20 K の m 級実規模無絶縁コイルの設計において、5 $\mu\text{m}/\text{side}$ の銅安定化層厚み、70%の負荷率、および $7000 \mu\Omega \cdot \text{cm}^2$ の層間接触電気抵抗値を採用すると、常電導転移時に巻線内の発熱が、従来の絶縁高温超電導コイルの最小クエンチエネルギーに比較して十分小さく、ホットスポットの形成の可能性がほとんどないことがわかった。

以上より、無絶縁コイル巻線方式を採用することにより、本章のはじめに掲げた高電流密度・高励磁特性・高熱的安定性という3つの課題(トリレンマ)を解決できる可能性があることを示すことができたと考える。

第5章

無絶縁 REBCO パンケーキコイルの常電導転移検出技術

5.1 概要

本章では、第3章で述べた無絶縁コイルの挙動解析用計算機プログラムを用いて、無絶縁 REBCO パンケーキコイル巻線内の局所的常電導転移を検出する方法としてピックアップコイルを用いる方法の有効性を検証する。超電導コイルの運転においては、コイル巻線内の常電導転移事故を正確に早期検出し、速やかにコイルに蓄えられている磁気エネルギーを回収し巻線内の温度上昇を抑制する必要がある[42-44]。一般に層間絶縁された高温超電導コイルは、従来の低温金属系超電導コイルに比べて熱的に非常に安定であるが、一旦常電導転移が生じると常電導転移の伝播速度が極めて遅いため、コイルの両端電圧の変化から常電導転移を検出するのは困難であり、局所的なホットスポットの形成、さらに線材の劣化・焼損を引き起こす可能性がある[42-44, 56-59]。

本研究の対象である無絶縁コイルは、常電導転移によるホットスポットが形成されにくいコイル巻線方式として期待されているが、コイル実用時の信頼性を高めるためには、無絶縁コイルに適した有効な局所的常電導転移検出法を確立する必要がある[56-59]。しかし、無絶縁コイルでは、第3章で示したように常電導転移発生時の巻線内電流分布が極めて複雑であるため、従来の常電導抵抗発生に伴う電圧検出法を利用することが困難である可能性が高い。そこで、本研究では、局所的常電導転移発生時の電流分布変化に伴う発生磁場の変化に着目し、これをピックアップコイルにより検出する方法の有効性について、PEEC に基づいた回路解析、有限要素法に基づいた温度解析およびビオ・サバル法に基づいた磁場解析の連成解析により検討した。そして、実規模・大口径(m級)REBCO 高温超電導パンケーキコイルを対象に、コイル中心に設置した円形ピックアップコイルと、コイル巻線上に置いたC型ピックアップコイルの2つを挙げ、それらの有効性を検証した。また同時に、発生するコイル両端電圧を計算し、ピックアップコイルによる常電導転移検出結果と比較した。

5.2 無絶縁高温超電導パンケーキコイルの局所的常電導転移検出法

従来の低温金属系超電導コイルにおいては、線材間の摩擦や線間に含浸されているエポキシの破碎などによるわずか数 mJ の機械的擾乱によって局所的常電導転移が発生し、それがコイル

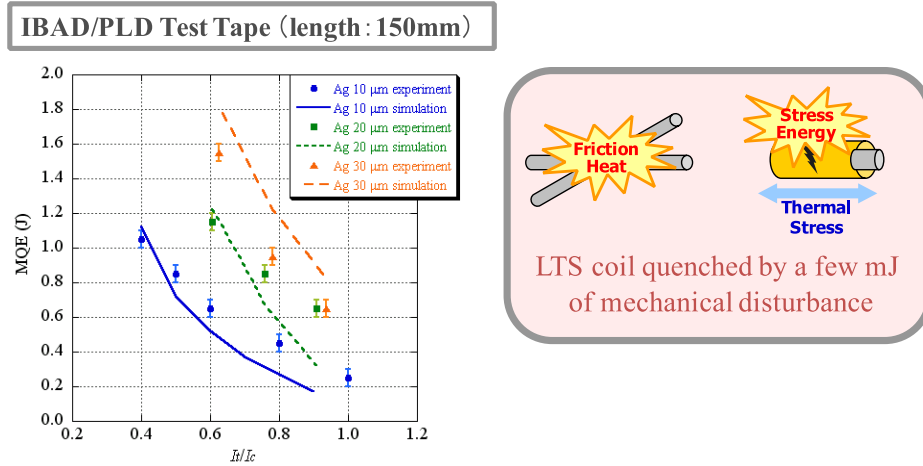


Fig. 5.1 YBCO テープの最小クエンチエネルギーの評価実験結果[19, 20]

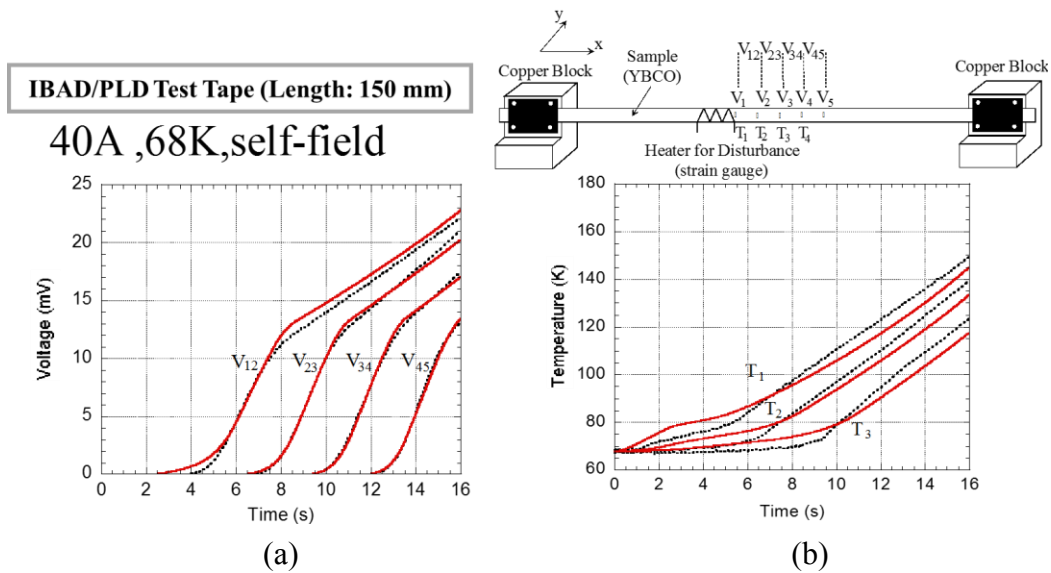


Fig. 5.2 YBCO テープの常電導転移時における, (a) 両端電圧と, (b) 温度上昇の時間依存性

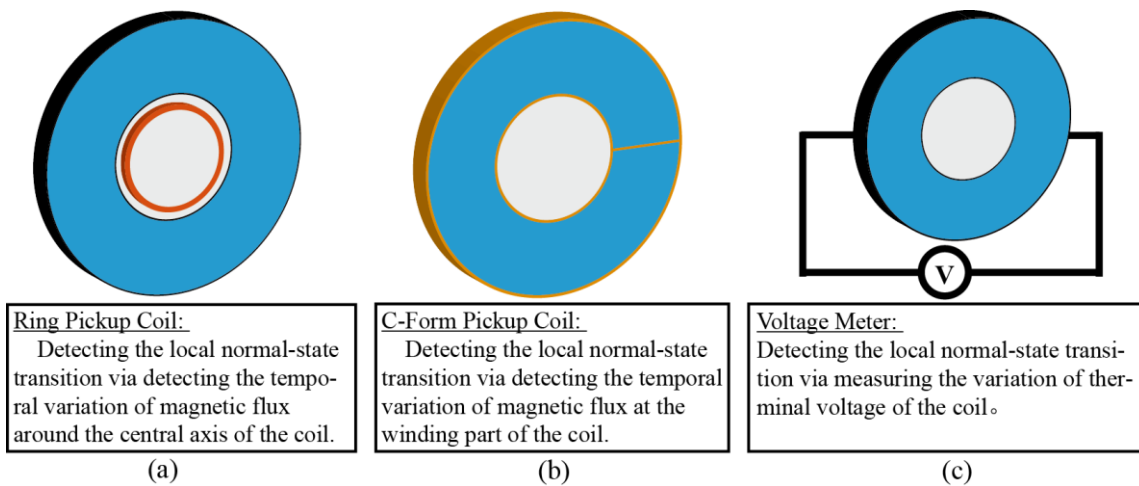


Fig. 5.3 無絶縁コイルの常電導転移を検出方法:(a) 円形ピックアップコイル;(b) コイル両端電圧検出

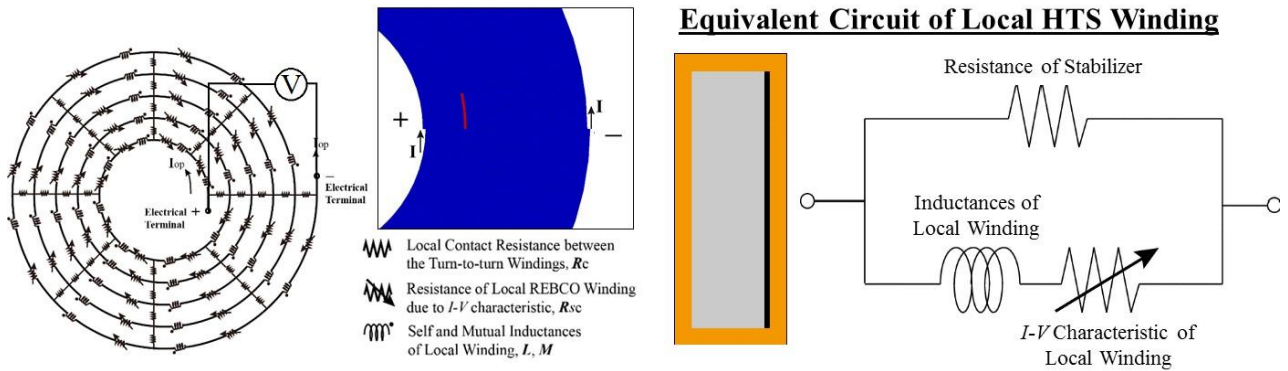


Fig. 5.4 常電導転移発生時の両端電圧を解析するための PEEC モデルおよび局所的巻線の電気抵抗の決め方

のクエンチに繋がるため、コイルの熱的安定性やコイル保護の技術開発が極めて重要であった[56–59]。一方、高温超電導コイルでは、運転温度を 20K 以上とすると、熱容量が 4.2 K 付近に運転される低温金属系超電導コイルより 2~3 桁大きいいため、クエンチを引き起こす最小のエネルギーが数 J となり、低温金属系超電導コイルの 2~3 桁大きな擾乱に耐えることができる[17–18, 56, 58] (Fig. 5.1)。しかし、一旦高温超電導コイル内に常電導転移が発生すると、常電導伝播速度はわずか数 cm/s となるため (Fig. 5.2), クエンチの検出が困難となる[56, 58]。従って、高温超電導コイルの信頼性を高めるために、局所的常電導転移の早期検出と、適切なコイル保護技術の開発・確立が必須となる。

本研究の対象である無絶縁コイルは、局所的常電導転移が発生すると、電流が隣接の巻線に迂回することにより、ホットスポットの形成が抑制され、従来の高温超電導コイルのような熱暴走が発生しにくいという特長がある。しかし、常電導転移時のコイル内の電流分布が複雑となるため、従来のコイル発生電圧から検出する方法の有効性の検証と、無絶縁コイルに適した新たな検出法の開発が不可欠となる。そこで、本研究では、無絶縁コイル巻線内で発生した常電導転移を早期に且つ確実に検出する方法として、Fig. 5.3(a)と(b)に示すような円形ピックアップコイルと C 形ピックアップコイルを用いる方法を採用し、その有効性を数値解析により検証する。ここで円形ピックアップコイルは、局所的常電導転移発生による無絶縁コイル内の電流再配分に伴うコイル中心ボアの発生磁束の時間的変化を検出するもので、C 形ピックアップコイルは巻線部周辺の磁束の時間的変化を検出するものである。また、常電導転移発生時に起きる無絶縁コイル巻線内の電流再配分に

基づくコイル両端電圧による常電導転移の検出法についても併せて解析・評価した (Fig. 5.3(c))。

5.3 両端電圧に基づく局所的常電導転移検出法

5.3.1 解析条件

対象となる小型無絶縁モデルパンケーキコイルの諸元を Table 5.1 に示す。解析条件として、PEEC モデルの周方向分割数を 60 とし、30 A 一定電流運転時 (負荷率 70% @ 77K) にモデルパンケーキコイルの 14 から 15 ターンの繋目で常電導転移が発生するとした。m 級実規模無絶縁パンケーキコイルは、Table 5.1 に示す諸元を使用した。解析条件として、PEEC モデルの周方向分割数を 45 とし、30 A 一定電流運転時 (負荷率 70% @ 77K) に 50 から 51 ターンの繋目で常電導転移が発生するとした。両モデルパンケーキコイルに使用した線材の銅安定化層厚みは 5 $\mu\text{m}/\text{side}$ とした。また、電流分布計算に用いた時間刻みは 0.001 s とし、層間接触抵抗率は先行研究で取得した 70 $\mu\Omega \cdot \text{cm}^2$ を使用した [38]。

5.3.2 コイルの両端電圧に関する数値計算モデル

常電導転移時の電流分布に基づいて、コイル両端電圧は、電極間の最短のパス (Fig.5.4 の赤線) における電流と、層間接触電気抵抗から求めた。すなわち、

$$R_{coil} = \sum_{n=1}^m R_r^{(n \times Div\theta)} \quad (5.1)$$

$$V_{thermal} = \sum_{n=1}^m I_r^{(n \times Div\theta)} R_r^{(n \times Div\theta)} \quad (5.2)$$

ただし、 R_{coil} と $V_{thermal}$ はコイルの電気抵抗と両端電圧を表す。 m と $Div\theta$ はそれぞれコイルの全ターン数と周方向の分割数を表す。 I_r と R_r は径方向の電流と層間接触抵抗を表す。 m はターン数である。

5.3.3 ピックアップコイルに発生する誘導電圧に関する数値計算モデル

まず、ピックアップコイル内を多数のメッシュに分割する。そして常電導転移発生による無絶縁コイル巻線内の電流再配分によって生じる各メッシュを鎖交する磁束 (5.3 式のビオ・サバル則) の

時間変化の和をとることにより、ピックアップコイル全体の鎖交磁束(5.5式)の時間変化を求める。そして、5.6式を用いてピックアップコイルに誘導される電圧を求めた。

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{n=1}^n \iiint \frac{\mathbf{J}_n \times \mathbf{R}}{R^3} dv \quad (5.3)$$

$$R = \sqrt{(x_0 - r \cos \theta)^2 + (y_0 - r \sin \theta)^2 + (z_0 - z)^2} \quad (5.4)$$

$$\psi_n = \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \sum_{i=1}^4 N_i B_i d\xi d\eta \quad (5.5)$$

$$V = -N \cdot \sum_{n=1}^n \frac{\partial \psi_n}{\partial t} = -N \cdot \sum_{n=1}^n \frac{\partial B_n}{\partial t} S_n \quad (5.6)$$

ただし、 B 、 J_n と R はそれぞれピックアップコイルの鎖交磁束密度、PEECの各要素に流れる電流密度と磁場観測点までの距離である。 Ψ_n と V は各メッシュの鎖交磁束と誘導電圧である。 N_i は一次補間関数である。 N はサーチコイルの巻数である。 x_0 、 y_0 、と z_0 は磁場観測点のデカルト座標である。

5.3.4 両端電圧に基づく局所的常電導転移検出法の有効性に関する検討

無絶縁コイルでは、局所的常電導転移発生時にコイル巻線内で複雑な電流再配分が起きるため、従来の絶縁された高温超電導コイルにおいて常電導転移時に発生するコイル両端電圧とは全く異なる要因によって電圧が発生する。そこで、本節では、無絶縁コイルにおいて局所的常電導転移発生したときに生じるコイル両端電圧を求め、両端電圧検出法の有効性について検討を行う。

局所的常電導転移発生時の電流分布に関する解析は、5.3.1の条件の下で行った。Fig. 5.5とFig. 5.6に、常電導転移発生後0.01sにおける小型無絶縁パンケーキコイルと、m(メートル)級実規模無絶縁パンケーキコイル内の電流分布を示す。また、PEECと熱の連成解析により求めた各時間の径方向転流電流と電極間の層間接触抵抗を用いて、5.3.3に述べた計算手法により、小型無絶縁パンケーキコイルとm級実規模無絶縁パンケーキコイルが局所的常電導転移発生後0.03s間で発生する両端電圧の変化を求めた。その結果をFig. 5.7に示す。小型無絶縁パンケーキコイルにおいては、局所的常電導転移発生後0sから0.03sまでの間で両端電圧は徐々に増加し、0.03sにおいて15 μ Vとなった。一方、m級無絶縁パンケーキコイルにおいては、層間接触抵抗が

Table 5.1 解析対象となる小型および m 級実規模無絶縁モデルパンケーキコイルの諸元 [38]

REBCO wire's overall width; thickness [mm]	4.0; 0.063	
Copper stabilizer thickness [μm]	10 (5 per side)	
Turn-to-turn contact resistivity [$\mu\Omega\cdot\text{cm}^2$]	70	
Operating Temperature [K]	77	
	Small No-insulation Pancake Coil	m-class NI No-insulation Pancake Coil
Inner; outer diameter [m]	0.06; 0.0676	1; 1.054
Number of turns	60	270
Height [m]	0.004	
Coil I_c @ 77K [A]	43	
Inductance [mH]	0.4323	204.8

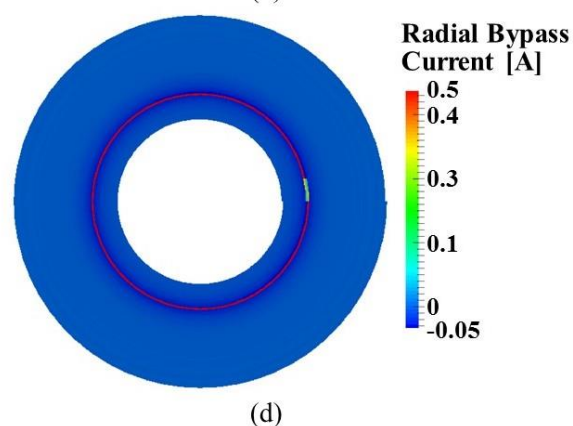
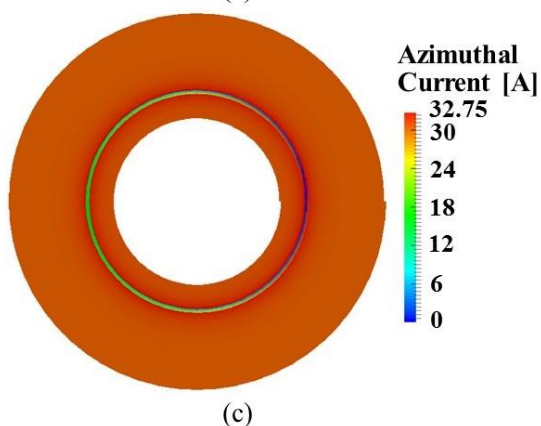
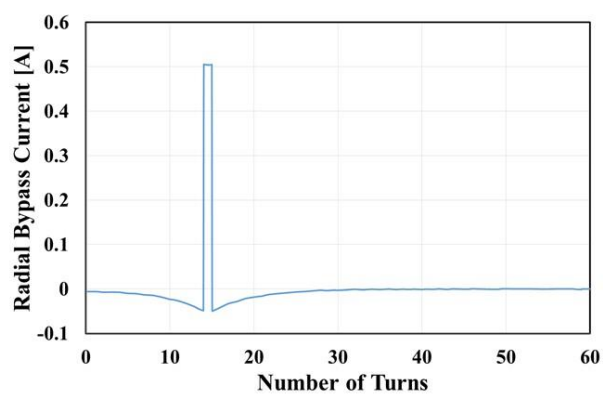
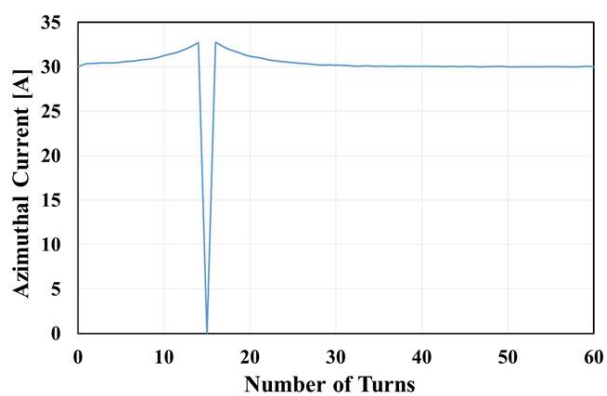


Fig. 5.5 局所的常電導転移発生後 0.01 s における小型無絶縁パンケーキコイル内の電流分布:
 (a) 各ターンの周方向電流分布;(b) 各ターンの径方向電流分布;(c) 周方向電流分布の可視化図;(d) 径方向電流分布の可視化図

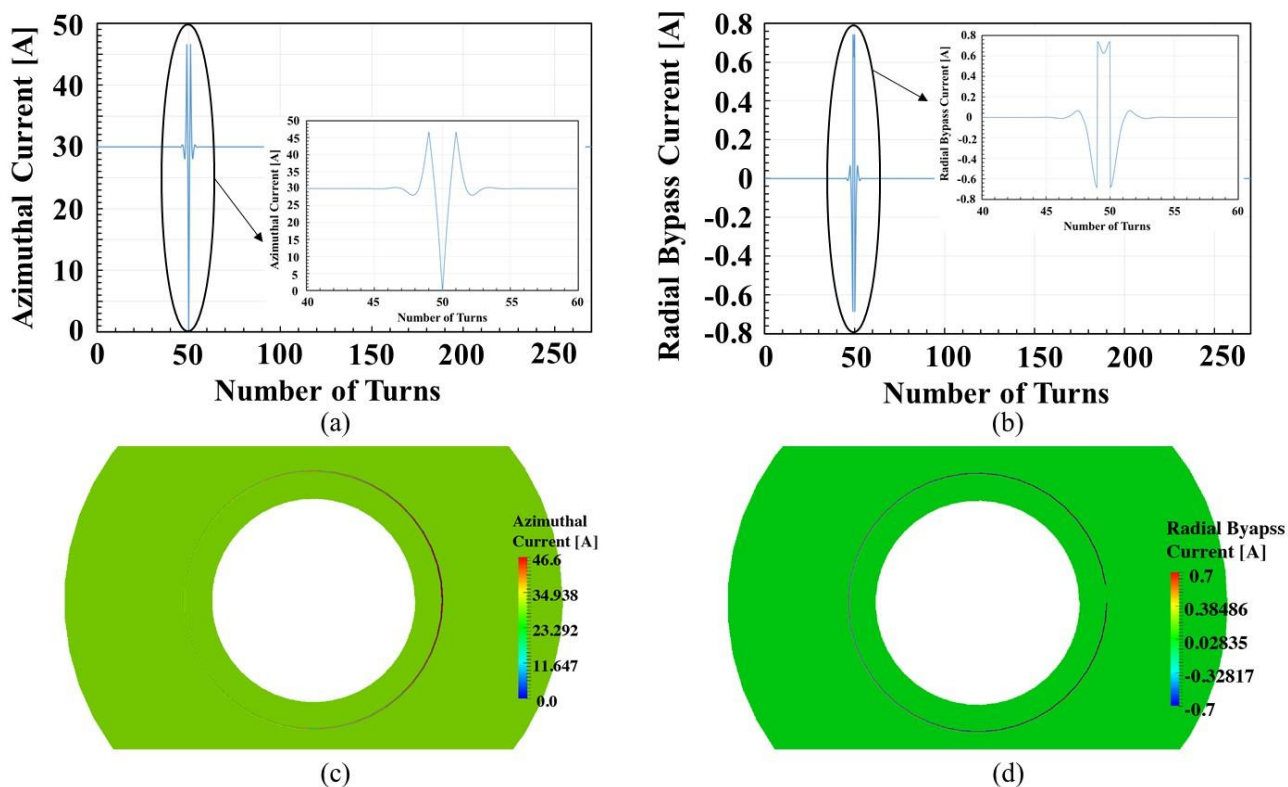


Fig. 5.6 局所的常電導転移発生後 0.01 s における m 級実規模無絶縁パンケーキコイル内の電流分布:(a) 各ターンの周方向電流分布;(b) 各ターンの径方向電流分布;(c) 周方向電流分布の可視化図;(d) 径方向電流分布の可視化図

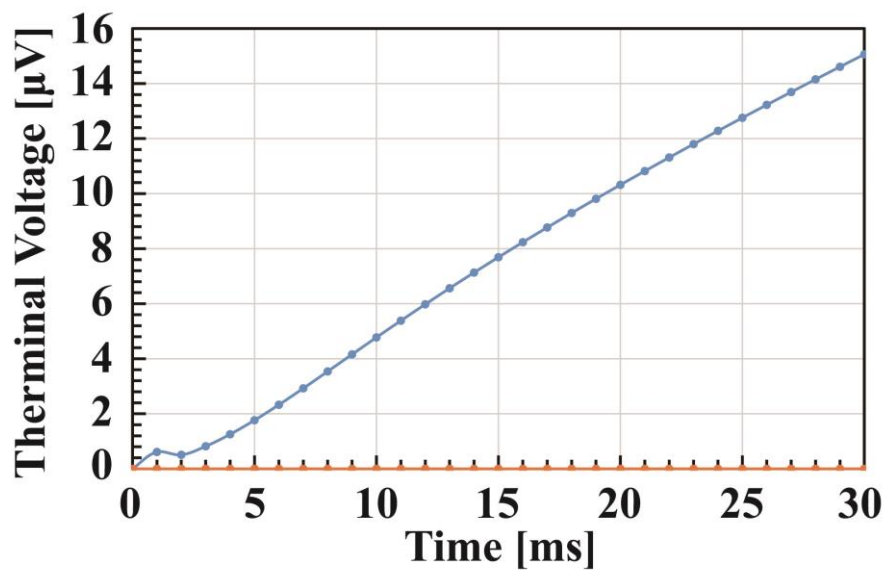


Fig. 5.7 局所的常電導転移時における小型無絶縁モデルパンケーキコイルの両端電圧

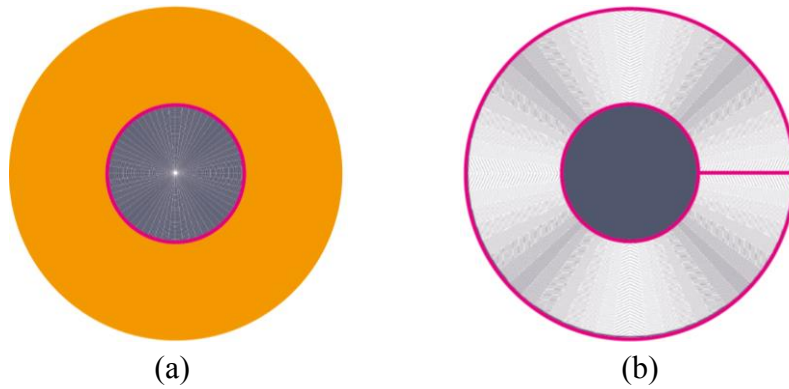


Fig. 5.8 ピックアップコイルの検出領域のメッシュ:(a) 円形ピックアップコイル;(b) C型ピックアップコイル

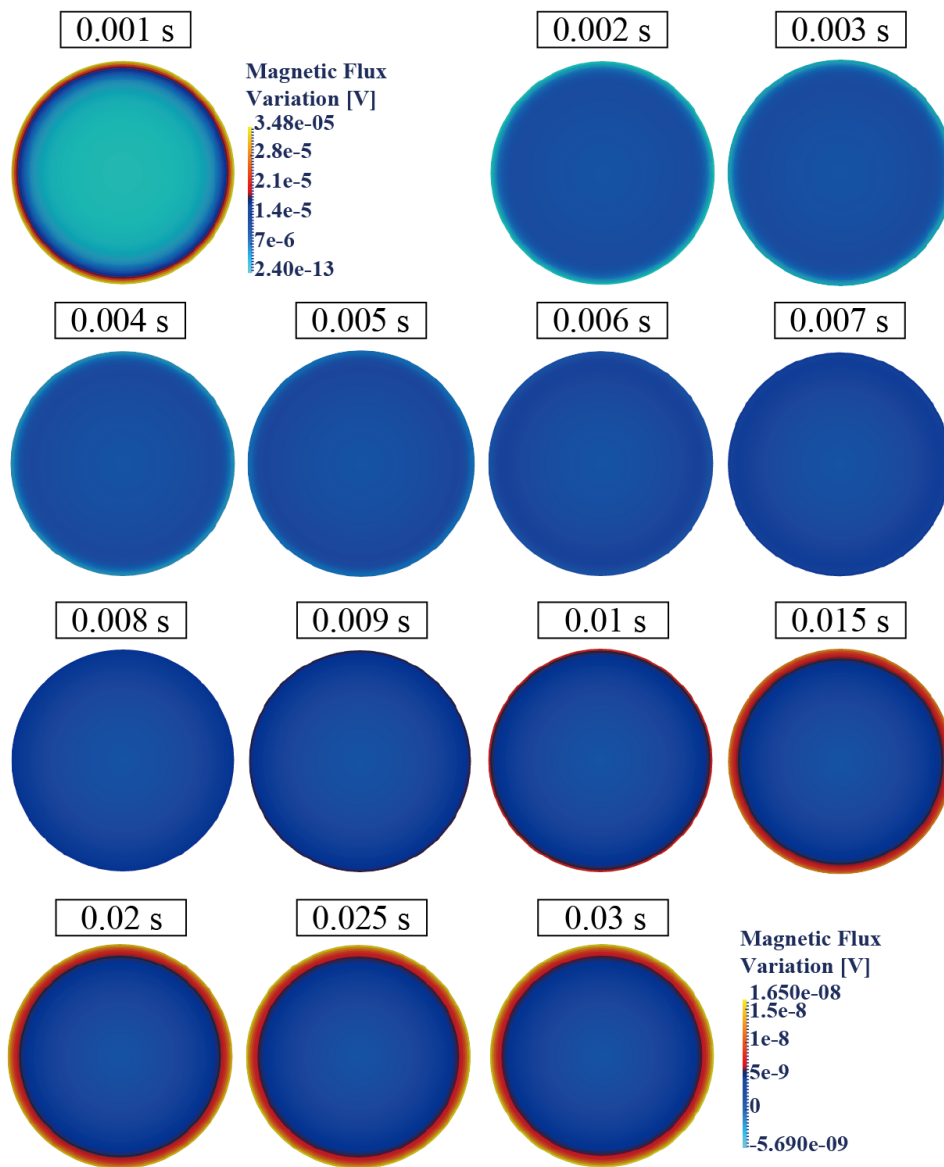


Fig. 5.9 小型無絶縁モデルパンケーキコイルの局所的常電導転移時における円形ピックアップコイル検出領域の磁束の時間的变化

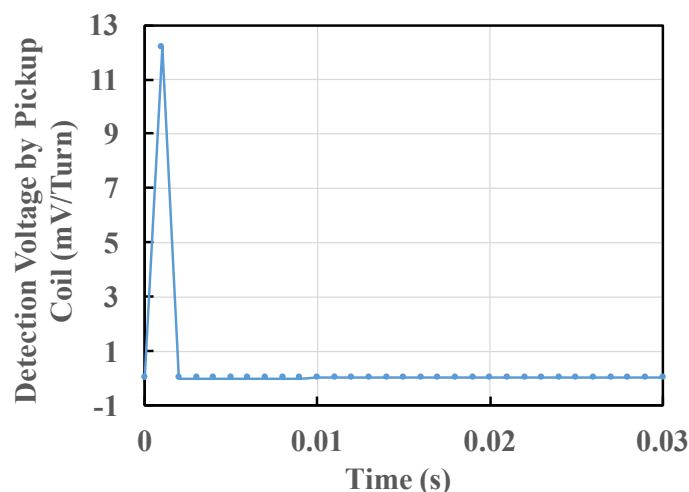


Fig. 5.10 小型無絶縁モデルパンケーキコイルの局所的常電導転移時における円形ピックアップコイルに誘導される電圧の変化

小さくなるため、両端電圧はほとんどゼロに近い。いずれの場合の両端電圧も、実用上においてはノイズにより検出が難しいレベルとなっている。すなわち、今回の解析対象においては、コイル両端電圧から常電導転移を検出する従来法の適用は有効ではないという結果となった。

5.4 ピックアップコイルによる局所的常電導転移検出

本節では、中心ボアの磁束変化を検出できる円形ピックアップコイルと、巻線部の磁束変化を検出できる C 形ピックアップコイルの 2 種類のピックアップコイル (Fig. 5.8) を対象として、無絶縁コイル用常電導転移検出法としての有効性について検討・評価を行う。

5.4.1 円形ピックアップコイルによる局所的常電導転移検出法に関する検討

Fig. 5.8 (a) に、円形ピックアップコイルの検出領域のメッシュ (半径方向 60 分割, 周方向 100 分割) を示す。なお、円形ピックアップコイルの設置場所は、無絶縁コイルのミッドプレーン ($z=0$ 面) に同心軸上に設置することを想定した。ただし、小型無絶縁モデルパンケーキコイルと m 級無絶縁パンケーキコイルに対する解析条件は 5.3.1 に記したものと同様である。

5.4.1.1 円形ピックアップコイルによる小型無絶縁モデルパンケーキコイルの局所的常電導転移検出の有効性

Fig. 5.9 に、局所的常電導転移時における円形ピックアップコイル検出領域内の鎖交磁束の時

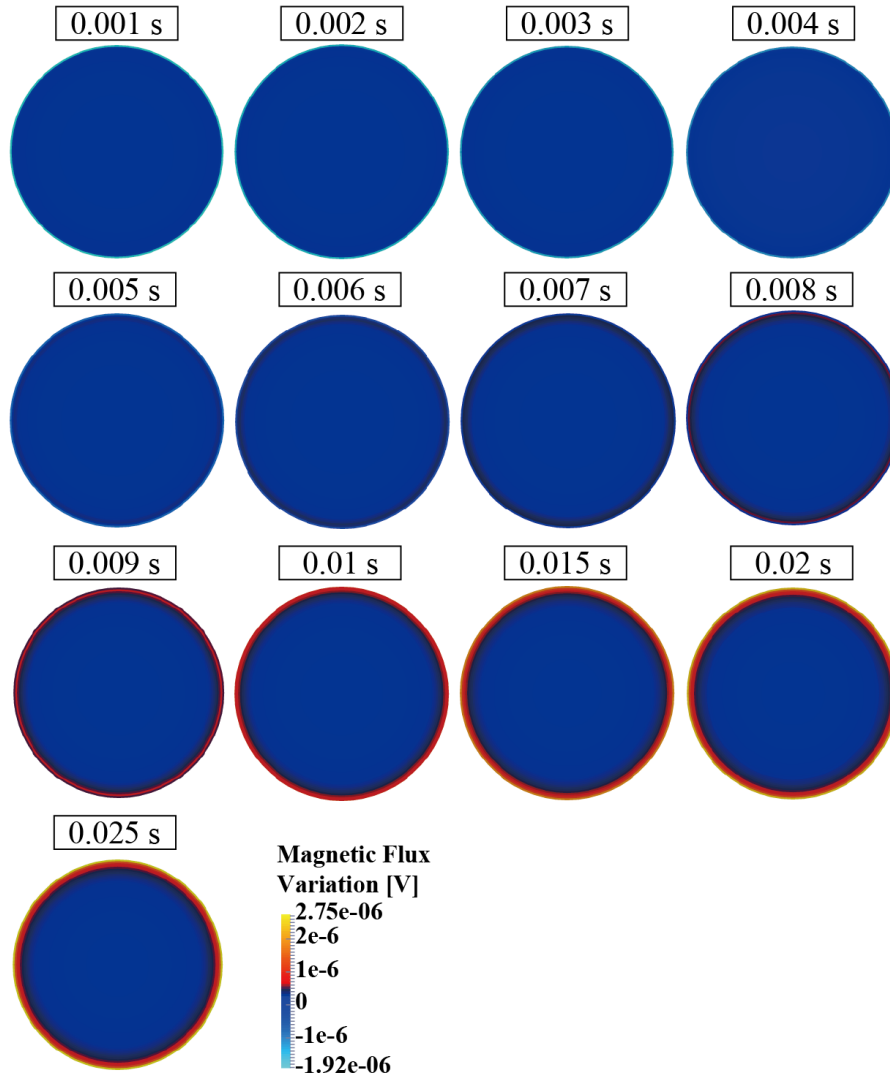


Fig. 5.11 m 級実規模無絶縁パンケーキコイルの常伝導転移時における円形ピックアップコイル検出領域の磁束時間的变化

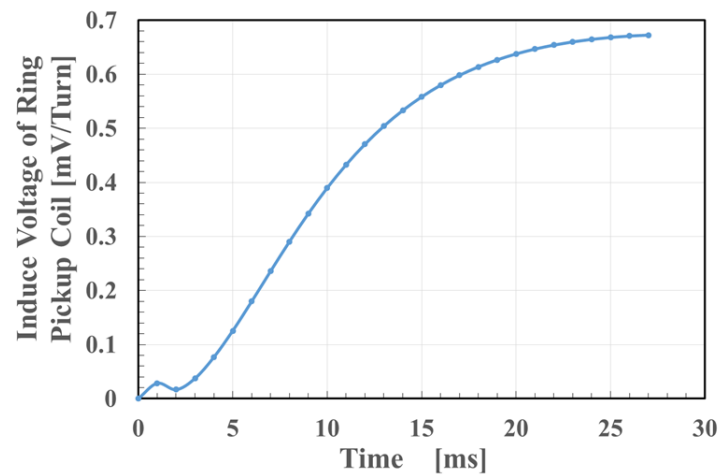


Fig. 5.12 m 級実規模無絶縁モデルパンケーキコイルの常伝導転移時に於ける円形ピックアップコイルのクエンチ検出電圧の変化

間の変化 ($V=-\partial\phi/\partial t$) の分布を示す。また, Fig. 5.10 に, 検出領域内で各時間刻み (0.001s) の磁束時間的変化を積分することで求めた円形ピックアップコイルの誘導電圧の変化を示す。局所的常電導転移直後, 径方向電流の電流転流により, 常電導転移部を中心とする巻線の周方向電流が瞬間的に消失する。これによりコイル中心ボア (=ピックアップコイル検出領域) における鎖交磁束が瞬間的に減少する。結果的に, 円形ピックアップコイルはその磁束変化を検出することになり, 今回の場合, その最大値がピックアップコイル 1 ターン当たり 12 mV 程度となった。その後, 周方向電流がコイル巻線全体に一様となるように電流再配分が進むため, コイル中心ボア (=ピックアップコイル検出領域) における鎖交磁束の時間変化がなくなり, 結果として円形ピックアップコイルに誘導される電圧は極めてわずかとなる。以上より, ピックアップコイルの巻数を数十ターン以上にすれば, 常電導転移に伴う瞬間的な鎖交磁束の変化を検出できる可能性があることが示された。

5.4.1.2 円形ピックアップコイルによる m 級実規模無絶縁パンケーキコイルの局所的常電導転移検出の有効性

本解析で対象とする m 級実規模無絶縁パンケーキコイルの諸元を Table 5.1 に示す。解析条件は, 5.3.1 の条件と同様である。解析結果より, Fig.5.11 に局所的常電導転移時における円形ピックアップコイル検出領域内の鎖交磁束の時間的変化 ($V=-\partial\phi/\partial t$) の分布を示す。また, Fig. 5.12 に, 検出領域内で各時間刻み (0.001 s) の磁束の時間的変化を積分することで求めた円形ピックアップコイルの誘導電圧の変化を示す。まず Fig.5.11 より, コイル中心点付近の磁束変化はあまり見られていないが, コイル巻線部に近い領域での磁束変化は大きくなっていることがわかる。また, 円形ピックアップコイルの 1 ターン当たりの最大誘導電圧は, Fig.5.12 より常電導転移後 0.027 s で 0.68 mV となった。従って, 数十から百ターン程度の円形ピックアップコイルを用意すれば実規模の無絶縁コイルにおいても常電導転移を検出できる可能性あることが示された。

m 級実規模無絶縁コイル (内直径: 1000 mm, 巻数: 270 ターン) は, 小型無絶縁コイル (内直径: 60 mm, 巻数: 60 ターン) に比べて電流再配分に要する時定数が極めて長くなるため, 常電導転移発生後, コイル各ターンの周方向電流が均一になるまでの時間が小型モデルコイルに比べ長くなる。このため Fig.5.12 のように, 検出される誘導電圧は徐々に上昇していくという傾向を示している。

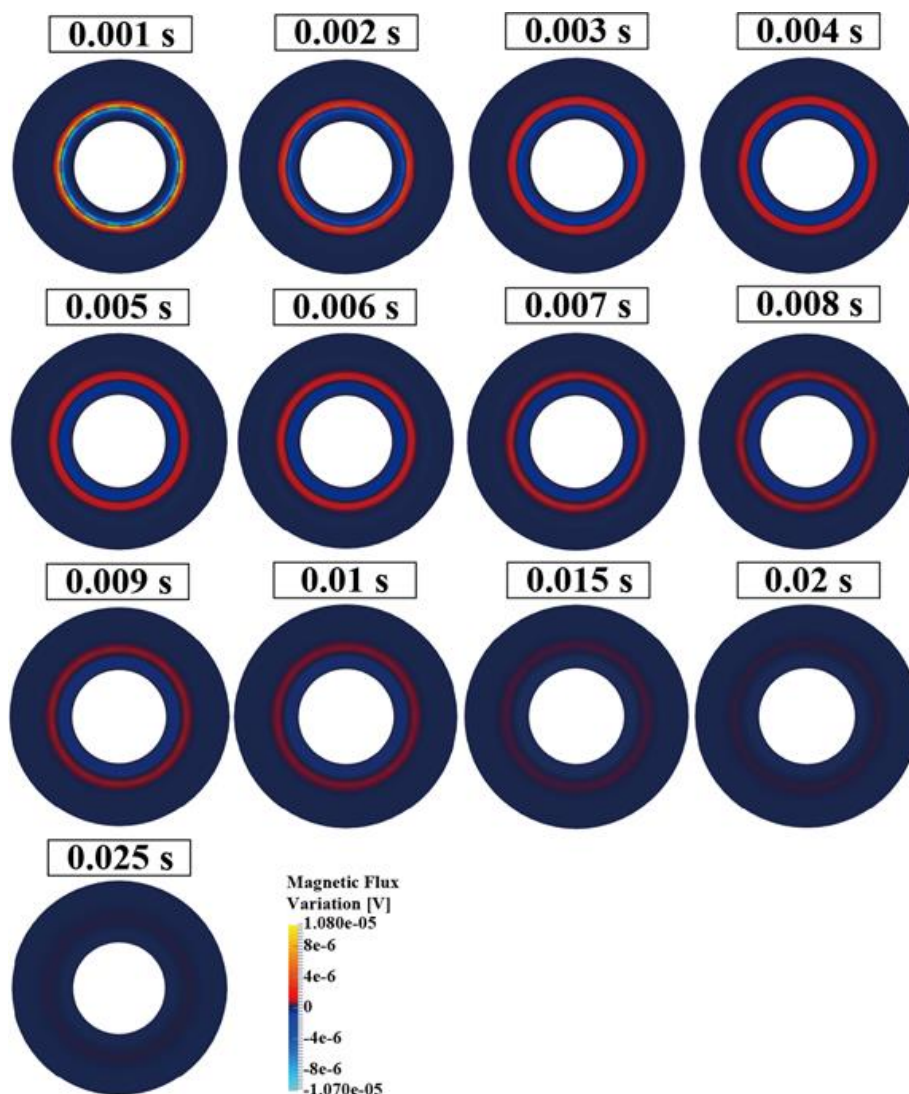


Fig. 5.13 m 級実規模無絶縁パンケーキコイルの局所的常電導転移時における C 形ピックアップコイル検出領域の磁束の時間的变化

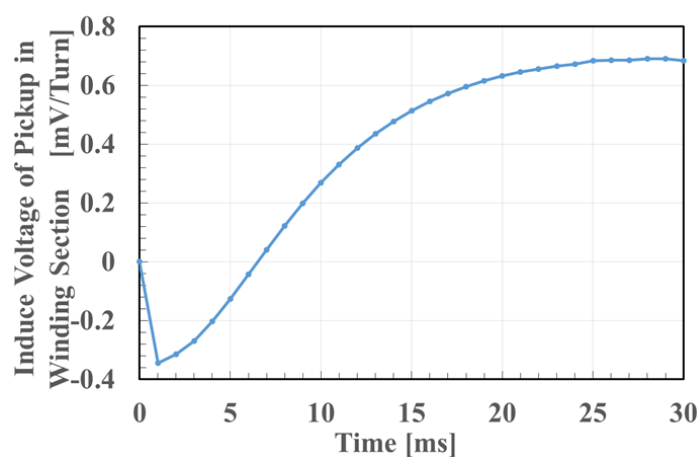


Fig. 5.14 m 級実規模無絶縁モデルパンケーキコイルの局所的常電導転移時における C 形ピックアップコイルに誘導される電圧の変化

5.4.2 C形ピックアップコイルによる局所的常電導転移検出の有効性

Fig. 5.8 (b) に、C 形ピックアップコイルの鎖交磁束の検出領域のメッシュ分割(径方向分割数=コイルのターン数, 周方向分割数:100)を示す。そして、対象とする m 級実規模無絶縁コイルの解析条件は 5.3.1 と同様だが、C 形ピックアップコイルは Fig. 5.8 (b) に示すように無絶縁コイル巻線部をカバーするように直上に設置するものとした。

Fig. 5.13 に、m 級実規模無絶縁パンケーキコイルの常電導転移後の C 形ピックアップコイル検出領域における鎖交磁束の時間的変化の分布を示す。この図より、実規模無絶縁コイル巻線内で局所的常電導転移が発生した後、常電導転移部を含むターンの周方向電流が消失する。そしてそれに伴うように鎖交磁束の変化の分布が現れていることがわかる。また、鎖交磁束変化は常電導転移発生時に最大となり、時間の増加と共に変化が少なくなっている。Fig. 5.14 は、C 形ピックアップコイルに誘導される電圧の変化を示す。同図より、今回対象とした実規模無絶縁コイルにおいては、常電導転移が発生すると、C 形ピックアップコイル検出領域の全鎖交磁束が一次的に増加することにより、ピックアップコイルの誘導電圧が一時的に負になる。その後、検出領域の全鎖交磁束が徐々に減少し、これに伴ってピックアップコイルの誘導電圧が徐々に増加する傾向を示す。また、今回の解析で得られたピックアップコイルの 1 ターンあたりの最大誘導電圧は 0.68 mV となり、円形ピックアップコイルとほぼ同様の誘導電圧となった。従って数十ターンから百ターン程度の C 形ピックアップコイルを用いることにより、今回対象とした m 級実規模無絶縁パンケーキコイルにおける常電導転移を検出できる可能性があることが示された。

5.5 まとめ

本章では、無絶縁コイルの局所的常電導転移発生時の巻線内の電流分布変化に伴う発生磁場の変化に着目し、これをピックアップコイルにより検出する方法の有効性を数値解析により検証した。すなわち、実規模・大口径(m 級)REBCO パンケーキコイルを対象に、これまで開発した PEEC モデルに基づいて求めた常電導転移発生後の無絶縁コイル巻線内の電流により発生する変動磁場を計算し、円形ピックアップコイルと C 形ピックアップコイルについて誘導される電圧を解析・評価した。その結果、両ピックアップコイルを用いて、局所的常電導転移を十分検出可能であることが示さ

れた。一方, 従来のコイル両端電圧による局所的常電導転移の検出は極めて困難であることが示された。

第6章 総括

近年、高齢化社会の進展と地域医療の高度化の要請から、死亡率の最も高いガンを早期に発見し治療を施すための、次世代早期・高精度診断を可能とする MRI 装置および癌治療用粒子線加速器の高性能化が必要とされている。そしてこのような医療用 MRI および加速器(本研究ではサイクロトン方式を対象)に用いられる超電導コイルの高磁場化による機器の小型・高性能化が強く望まれている。

超電導コイルは、従来の常電導(銅鉄)コイルでは達成不可能な高磁場を少ない電力で大空間に発生できるという特長を持つ。また、超電導コイルでは、鉄心を用いて磁路を形成する必要がないため、機器内の空間自由度を最大限に活かすことが可能となる。そして、高い運転温度領域で現在最も優れた超電導特性を有する REBCO 線材(臨界温度:約 95K)のような高温超電導線材を用いて 20K 以上の温度領域で運転することを想定した場合、線材およびコイル構造材の熱容量が従来の低温金属系コイル(液体ヘリウム温度 4.2K での運転)に比べ 2~3 桁大きくなるため、超電導コイルの熱的安定性が大きく向上する。そのような状況のもと、近年進展著しい高温超電導(HTS)技術を活用した高磁場発生用コイルの研究開発が内外で活発となっているが、経済性や利便性に課題があり、現状では普及・拡大が難しい状況にある。従って、本研究の目標である次世代医療用 MRI および癌治療用粒子線加速器(サイクロトン)の普及拡大を実現するためには、REBCO 高温超電導コイルシステムにおいて、高い信頼性を確保しつつ、高磁場・小型化を実現する技術の開発が不可欠とされている。

目的とする MRI およびサイクロトンへの適用を前提とする高温超電導コイルシステムの高信頼化・高性能化・小型化(高磁場化・高電流密度化)に向けて必要となる技術としては、1) 高精度磁場発生技術;2) 高電流密度度と高熱的安定性化を両立する技術;3) 高機械的強度化を実現する技術、が挙げられる。本研究では、これらの技術開発の内、高精度磁場発生技術開発としてコイル巻線精度が発生磁場に対する影響とその許容範囲の評価を、また、高電流密度化と高熱安定化を両立する技術として無絶縁コイル巻線技術の導入とその効果・有効性等の評価・検証を行ってきた。以下にその成果をまとめる。

第一章 「序論」

研究背景として、まず本研究の目標・対象である次世代医療用 MRI および癌治療用粒子線サイクロトロンの高温超電導化の必要性について述べた。また、これらの機器応用に求められる高温超電導コイルシステムの仕様・性能について概説した。さらに、目的とする超電導コイルシステムの開発・実現に必要となる技術課題を挙げるとともに、本研究の位置づけと意義についてまとめた。そして最後に本論文の各章の概要をまとめた。

第二章 「REBCO 高温超電導パンケーキコイルの巻線精度の影響評価」

本研究では、REBCO 高温超電導パンケーキコイル製作時の巻線精度が発生磁場精度に与える影響に着目した。テープ形状をした REBCO 高温超電導線材でパンケーキコイルを製作すると、線材の長手方向厚みの不均一性やパンケーキコイル巻厚のばらつきが発生し、結果として径方向の巻線誤差が発生する。また、コイル巻線機の回転軸の振動により、パンケーキコイル軸方向にも巻線誤差が発生する。そこで本研究では、レーザー変位計と表面粗さ測定機で構築した高精度巻線誤差測定系により、市販高温超電導 REBCO 線材を対象として、線材厚みのばらつき、および巻線の径方向と軸方向巻線誤差に関する基礎データを取得した。そして得られた基礎データを用いて、先行研究で試設計された重粒子線治療を目的とするサイクロトロン等の等時性磁場発生用スプリットメインコイルシステムを対象に、ビオ・サバル法に基づく磁場計算により巻線誤差がコイルの発生磁場精度に与える影響を解析・評価した。それらの結果を以下にまとめる。

- 1) 高精度巻線機で製作した3種類のモデルパンケーキコイルの巻線精度に関する測定データを用いて、実規模サイクロトロンを想定して設計された等時性磁場発生用スプリットコイルの発生磁場に与える影響を評価し、そして、影響の大きな線材厚みのばらつきと、線材の径方向の巻線精度の許容値、すなわち、 $10^{-3} \sim 10^{-5}$ を満足する巻線精度の上限値を示した。
- 2) 径方向の巻線誤差の影響を改善する方法として、スプリットメインコイルの負荷率を最適する方法を提案し、その有効性を示した。

上述の成果は、本研究のもう一つの目標である次世代医療用高磁場 MRI を構成する高磁場精度超電導コイルシステムの設計・製作のための目安・基準として貴重なデータおよび技術的指針を

提供するものとする。

第三章 「無絶縁 REBCO パンケーキコイルの電磁的・熱的挙動解析用プログラム」

従来の超電導コイルにおいて、二律背反の関係にある高電流密度化と高熱的安定化の両立が可能となることが期待される無絶縁コイル巻線方式に対して、これまで明らかにされていなかった無絶縁コイル巻線内の電磁的・熱的挙動を解析・可視化・評価できる計算機プログラムを開発した。すなわち、まず、電流分布解析には、PEEC(部分要素等価回路)モデルに基づくプログラムを開発した。熱解析には、有限要素法を用い、これとPEECモデルに基づく電流分布解析を連成したプログラムを新たに構築した。そして、 n 値モデルに基づいた非線形な超電導特性(I - V 特性)を考慮できるようにした。以上により、無絶縁コイル内の電流分布、発熱・温度分布の時間変化をより正確に再現・可視化・評価できるようになった。

開発した無絶縁コイル巻線内の電磁的・熱的挙動解析用プログラムの妥当性を確認するために、共同研究を実施してきた米国 MIT の研究者による先行研究で行なわれた無絶縁モデルパンケーキコイルの過電流通電試験を対象として、数値解析を行い、実験結果との比較を行った。解析結果は過電流通電評価試験の結果とよく一致し、開発した挙動解析用プログラムの妥当性を確認できた。

開発した無絶縁コイル内電磁的・熱的挙動解析用プログラムを用いた解析・評価により得られた結果を以下にまとめる。

- 1) 無絶縁コイル内の励磁・遮断および常電導転移時における電流や発熱・温度分布の時間変化を可視化することができ、複雑な電磁的・熱的現象の把握ができるようになった。
- 2) 無絶縁コイルが抱える課題である励磁時における発生磁場の遅れに対して、最も重要なパラメータである層間接触電気抵抗の影響を定量的に把握・評価することができるようになった。
- 3) 層間接触不良部分の占積率が、遮断時における磁場減衰時定数に与える影響、および巻線内の電流の偏りや集中の発生可能性について検討した結果から、実規模の無絶縁パンケーキコイルの製作時における巻線層間の接触不良面積の許容値を提示することができ

た。

- 4) 常電導転移時における層間絶縁コイル内の電流と熱的振舞いと比較することにより、無絶縁高温超電導コイルが従来の層間絶縁コイルより極めて高い熱的安定性を有することが確認できた。

今後、適切な層間接触電気抵抗値の設定・制御に有用な解析ツールとなると考える。

本章で記した無絶縁コイル用電磁的・熱的挙動解析用プログラムを、第4章の無絶縁コイルの高電流密度化・高熱的安定化の設計、および第5章の無絶縁コイルの保護技術の確立に適用した。

第四章 「無絶縁 REBCO パンケーキコイルの熱的安定性の解析・評価」

高温超電導コイルの高電流密度化・高熱的安定性化の両立を達成しつつ高励磁特性を確保する方策として、励磁負荷率の向上、銅安定化層の削減と層間接触電気抵抗の増加等に着眼した。しかし、励磁負荷率、銅安定化層の厚みおよび層間接触電気抵抗が無絶縁コイルの熱的安定性に与える影響について、これまで十分な検討されていなかった。そこで、本研究では、新たに開発した無絶縁コイルの電磁的・熱的挙動解析用プログラム(第3章)により、励磁負荷率、銅安定化層の厚みおよび層間接触電気抵抗が無絶縁コイルの熱的安定性に与える影響について検討・評価を行った。それらの結果に基づき得られた成果を以下にまとめる。

- 1) 無絶縁高温超電導コイルの常電導転移発生時の過渡的な挙動、および局所的な温度上昇が従来の層間絶縁に比べ大幅に抑制されるメカニズムを明らかにした。
- 2) 熱的安定性を確保しつつ、目標とする電流密度(今回は 500 A/mm^2)を達成するために必要となる銅安定化層厚みと負荷率の評価・決定法を提案した。さらに励磁特性の向上できるための層間接触電気抵抗値を示した。
- 3) 運転温度が 20 K の m 級実規模無絶縁高温超電導コイルを対象として、上記の解析・評価および決定法を用いて得られた、 $5 \mu\text{m}/\text{side}$ の銅安定化層厚み、 70% の負荷率、および $7000 \mu\Omega \cdot \text{cm}^2$ の層間接触抵抗を採用すると、常電導転移時に巻線内の発熱が、従来の絶縁高温超電導コイルの最小クエンチエネルギーに比較して十分小さく、ホットスポットの形成

の可能性がほとんどないことがわかった。

以上より、無絶縁コイル巻線方式を採用することにより、本章のはじめに掲げた高電流密度・高励磁特性・高熱的安定性という 3 つの課題(トリレンマ)を解決できる可能性があることを示すことができたと考える。

第五章 「無絶縁 REBCO パンケーキコイルの常電導転移検出技術」

地震・火災あるいはコイルシステムの真空断熱系や冷却系などの不慮の事故により、極めて熱的安定性の高い無絶縁コイルにおいても熱暴走・クエンチが発生する可能性があるため、確実な常電導転移検出とコイル保護システムの構築は実用上不可欠となる。しかし、無絶縁コイル内の電磁的・熱的振舞いは、従来の層間絶縁コイルと大きく異なるため、無絶縁コイルに適した常電導転移検出法とコイル保護法の開発・確立が必要となる。無絶縁コイルの場合は、常電導転移発生時の巻線内電流分布・発熱分布が複雑となるため、従来の常電導抵抗発生に伴う電圧検出法をそのまま利用することが困難である。そこで、本研究では、局所的常電導転移発生時の電流分布変化に伴う発生磁場の変化に着目し、ピックアップコイルを用いて常電導転移を検出する方法について解析・評価を行った。具体的には、中心ボア中の磁束変化を検出できる円形ピックアップコイルと、巻線部の磁束変化を検出できる C 形ピックアップコイルを対象として、有効性の評価を、開発した PEEC モデルに基づいた電流分布解析とビオ・サバール法に基づいた磁場分布解析により行った。また、従来の常電導転移に伴う電圧検出法についても評価を行った。得られた成果を以下に示す。

- 1) m 級実規模無絶縁コイルを対象に検討を行った結果、中心ボアに設置した数十ターンの円形ピックアップコイルおよび巻線部に設置した C 形ピックアップコイルにより局所的常電導転移を十分検出可能であることが示された。
- 2) 無絶縁コイルに従来のコイル両端電圧による局所的常電導転移の検出は極めて困難であることが示された。

以上は、次世代 MRI や加速器だけでなく、無絶縁高温超電導コイルの実応用に向けて、極めて重要な成果であると考えられる。

以上のように、本論文は、REBCO 超電導パンケーキコイルの次世代 MRI および粒子線がん治療用サイクロトロンへの応用を目的とし、高磁場・高精度磁場の発生と、高電流密度化と高熱的安定化の両立を可能とする高温超電導コイル化技術の開発を行ってきた成果をまとめたものである。特に、これまで明らかにされていなかった無絶縁コイル内の電磁的・熱的振舞いを解析・評価するための計算機プログラムの開発と、これを利用して、目的とする高電流密度化・高熱的安定化さらに高い励磁特性を有する無絶縁コイルの設計指針(銅安定化層の厚み, 負荷率, 層間接触電気抵抗の評価・決定法の提案)を示すことができたことが重要な成果であったと考える。本研究で得られた成果が、実用化が切望される普及型粒子線がん治療用サイクロトロンと高磁場 MRI の高性能・小型化を実現するための高度化した高温超電導コイルシステムの早期開発に結びついて行けば幸いである。

参考文献:

- [1] 国立がん研究センターがん対策情報センター「がん情報サービス がん登録・統計」統計ページ
http://ganjoho.jp/reg_stat/statistics/brochure/hosp_c_reg_surv.html
- [2] 厚生労働省の平成26年度「日本における人口動態 ー外国人を含む人口動態統計ー」
<http://www.mhlw.go.jp/toukei/saikin/hw/jinkou/tokusyuu/gaikoku14/index.html>
- [3] がん情報サービス がんの統計'14
http://ganjoho.jp/reg_stat/statistics/brochure/backnumber/2014_jp.html
- [4] OECD 各国 CT, MRI 人口 100 万人当たり保有台数(柳韓大学保健医療福祉研究所 HP により)
yuhan.jp/11topics/009CT,MRI.xls
- [5] MRI の磁場強化(特定非営利活動法人 未来技術フォーラム神戸 HP により)
http://www.npo-ftk.or.jp/NL_files/NL_pdf/No13p_0710/2_MRI_R.pdf
- [6] 株式会社 東日本メディカル HP
http://higashinihon-medical.co.jp/product_siemens.html
- [7] GE Healthcare HP
http://www3.gehealthcare.co.jp/ja-jp/products/categories/magnetic_resonance_imaging/signa_pioneer
- [8] 杉浦 聡, 岡本 和也, 「商品化から30年,MRIの進化と今後の展望」, 東芝レビュー, 69巻2号, pp. 11~14, 2014年
- [9] 公益財団法人 医用原子力技術研究振興財団
http://www.antm.or.jp/05_treatment/0201.html
- [10] 国立研究開発法人 放射線医学総合研究所
<http://www.nirs.go.jp/hospital/index.shtml>

- [11] 前田 秀明,「超電導マグネット開発のこれまでとこれから その1」, 超電導 Web21, 2012年2月1日発行
- [12] 前田 秀明,「超電導マグネット開発のこれまでとこれから その2」, 超電導 Web21, 2012年4月2日発行
- [13] 前田 秀明,「超電導マグネット開発のこれまでとこれから その3」, 超電導 Web21, 2012年7月2日発行
- [14] 平成 26 年度製造基盤技術実態調査 –ヘリウムの世界需給に関する調査–(経産省 HP により)
http://www.meti.go.jp/meti_lib/report/2015fy/000155.pdf
- [15] Yukikazu Iwasa (2009), Case study in superconducting magnets, Springer US.
- [16] 仁田 且三 (2006),『超電導エネルギー工学』, オーム社
- [17] 前田 秀明,「超電導マグネット開発のこれまでとこれから その4」, 超電導 Web21, 2012年9月3日発行
- [18] 柳澤 吉紀,「超電導マグネット開発のこれまでとこれから その5」, 超電導 Web21, 2012年10月1日発行
- [19] 柳澤 吉紀,「超電導マグネット開発のこれまでとこれから その6」, 超電導 Web21, 2012年12月10日発行
- [20] 低温工学・超電導学会 HP 超電導線材
<http://www.csj.or.jp/products-map/products-map-3.pdf>
- [21] Y. Yanagisawa, H. Nakagome, T. Takematsu, T. Takao, N. Sato, M. Takahashi, and H. Maeda, “Remarkable weakness against cleavage stress for YBCO-coated conductors and its effect on the YBCO coil performance”, *Physica C*, 480-485 (2011).
- [22] Ueda, H.; Fukuda, M.; Hatanaka, K.; Wang, T ; Ishiyama, A.; Noguchi, S., “Spatial and Temporal Behavior of Magnetic Field Distribution due to Shielding Current in HTS Coil for Cyclotron Application”, *IEEE Trans. Applied Supercond.*, Volume: 23 , Issue: 3 , Part: 2 ,

2013, Page(s): 4100805

- [23] Hiroshi Ueda, Mitsuhiro Fukuda, Kichiji Hatanaka, Kenta Michitsuji, Hiraku Karino, Tao Wang, Xudong Wang, Atsushi Ishiyama, So Noguchi, Yoshinori Yanagisawa, and Hideaki Maeda, "Measurement and Simulation of Magnetic Field Generated by Screening Currents in HTS Coil." *IEEE Trans. Applied Supercond.*, vol. 24, no. 3, Art. No. 4701505, 2014.
- [24] Ueda, H.; Fukuda, M.; Hatanaka, K.; Wang, T.; Wang, X.; Ishiyama, A.; Noguchi, S.; Nagaya, S.; Kashima, N.; Miyahara, N., "Conceptual Design of Next Generation HTS Cyclotron." *IEEE Trans. Applied Supercond.*, Volume: 23 , Issue: 3 , Part: 2 , 2013, Page(s): 4100205
- [25] A. Geisler, C. Baumgarten, A. Hobl, U. Klein, D. Krischel, M. Schillo, J. Timmer, "Status report of the ACCEL 250 MeV medical cyclotron." *Cyclotrons04*, p178, 2004.
- [26] A.E. Geisler, J. Hottenbacher, H.-U. Klein, D. Krischel, H. Röcken, M. Schillo, T. Stephani, J.H. Timmer, "Commissioning of the ACCEL 250 MeV proton cyclotron." *In: Proc. of 18th Int. Conf. on Cycl. and their Appl.*, Giardini Naxos, Italy, p. 9-14, 2007.
- [27] C. Baumgarten, A. Geisler, U. Klein, D. Krischel, H. Rocken, M. Schillo, T. Stephani, J.H. Timmer, "Isochronism of the ACCEL 250MeV medical proton cyclotron." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol 570, no. 1, pp. 10-14, 2007.
- [28] S. Hahn, D. K. Park, J. Bascuñán, and Y. Iwasa, "HTS pancake coils without turn-to-turn insulation," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 21, no. 3, pp. 1592–1595, Jun. 2011.
- [29] S. B. Kim, A. Saito, T. Kaneko, J. H. Joo, J. M. Jo, Y. J. Han, and H. S. Jeong, "The characteristics of the normal-zone propagation of the HTS coils with inserted Cu tape instead of electrical insulation," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 22, no. 3, Art. No. 4701504, Jun. 2012.
- [30] S. Hahn, D. K. Park, J. Voccio, J. Bascuñán, and Y. Iwasa, "No-insulation (NI) HTS inserts for > 1 GHz LTS/HTS NMR magnets," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 22, no. 3, p. 4302405, Jun. 2012

- [31] Y. H. Choi, et al. "A study of the electromagnetic characteristics of no-insulation GdBCO racetrack coils under an external magnetic ripple field." *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 29, No. 4, 045010. 2016
- [32] Sukjin Choi, Hyun Chul Jo, Young Jin Hwang, Seungyong Hahn, and Tae Kuk Ko, "A Study on the No Insulation Winding Method of the HTS Coil." *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 22, no. 3, p. 4904004, Nov. 2011.
- [33] O. J. Kwon, K. L. Kim, Y. H. Choi, H. J. Shin, S. Hahn, Y. Iwasa and H. G. Lee, "Effects of turn-to-turn compactness in the straight sections of HTS racetrack coils on thermal and electrical characteristics." *Superconductor Science and Technology* vol. 26, no. 8, 085025, 2013.
- [34] Y. Kim, S. Hahn, K. Kim, O. Kwon, and H. Lee, "Investigation of HTS racetrack coil without turn-to-turn insulation for superconducting rotating machines," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 22, no. 3, p. 5 200 604, Jun. 2011.
- [35] Y. Yanagisawa, K. Sato, K. Yanagisawa, H. Nakagome, X. Jin, M. Takahashi, and H. Maeda, "Basic mechanism of self-healing from thermal runaway for un-insulated REBCO pancake coil," *Physica C: Supercond.*, vol. 499, pp. 40–44, Apr. 2014.
- [36] Jung-Bin Song, Seungyong Hahn, Thibault Lécresse, John Voccio, Juan Bascuñán and Yukikazu Iwasa, "Over-current quench test and self-protecting behavior of a 7 T/78 mm multi-width no-insulation REBCO magnet at 4.2 K." *Superconductor Science and Technology* vol. 28, no. 11, 114001, 2015
- [37] K. L. Kim, Y. H. Choi, D. G. Yang, J. B. Song and H. G. Lee, "Transient characteristics of a GdBCO racetrack pancake coil without turn-to-turn insulation." *Superconductor Science and Technology* vol. 27, no. 1, 015001, 2013
- [38] X. Wang, S. Hahn, Y. Kim, J. Bascuñán, J. Voccio, H. Lee, and Y. Iwasa, "Turn-to-turn contact characteristics for an equivalent circuit model of no-insulation ReBCO pancake coil," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 26, no. 3, Art. No. 035012, 2013.

- [39] Tae Sung Lee, Young Jin Hwang, Jiho Lee, Woo Seung Lee, Jinsub Kim, Seung Hyun Song, Min Cheol Ahn and Tae Kuk Ko, “The effects of co-wound Kapton, stainless steel and copper, in comparison with no insulation, on the time constant and stability of GdBCO pancake coils.” *Superconductor Science and Technology* vol. 25, no. 6, 065018, 2014
- [40] Kyoko Yanagisawa; Seiya Iguchi; Yi Xu; Jing Li; Akiko T. Saito; Hideki Nakagome; Tomoaki Takao; Shinji Matsumoto; Mamoru Hamada; Yoshinori Yanagisawa, “A Long Charging Delay for a No-Insulation REBCO Layer-Wound Coil and Its Influence on Operation with Outer LTS Coils.” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, no. 4, Article No. 4602304, 2016.
- [41] Sangwon Yoon, Jaemin Kim, Hunju Lee, Seungyong Hahn and Seung-Hyun Moon, “26 T 35 mm all-GdBa₂Cu₃O_{7-x} multi-width no-insulation superconducting magnet.” *Superconductor Science and Technology*, vol. 29, no. 4, 04LT04, 2016.
- [42] Atsushi Ishiyama; Hiroshi Ueda; Yoshiaki Aoki; Koji Shikimachi; Naoki Hirano; Shigeo Nagaya, “Quench Behavior and Protection in Cryocooler-Cooled YBCO Pancake Coil for SMES.” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 21, no. 3, pp. 2398-2401, 2011.
- [43] Philippe Fazilleau, Franck Borgnolutti, Thibault Lécrevisse, “.Coupled Analysis and Protection of the HTS DC Magnet for DC Induction Heater in Dynamic Disturbance.” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, no. 3, Article No. 4700705, 2016.
- [44] Y. Iwasa, “Stability and Protection of Superconducting Magnets-a Discussion.” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 15, no. 2, pp. 1615-1620, 2005.
- [45] Y. Yanagisawa, E. Okuyama, H. Nakagome, T. Takematsu, T. Takao, M. Hamada, S. Matsumoto, T. Kiyoshi, A Takizawa, M. Takahashi and H. Maeda¹, “The mechanism of thermal runaway due to continuous local disturbances in the YBCO-coated conductor coil winding”, *Supercond. Sci. Technol.* Vol. 25, 075014 (10pp), 2012.
- [46] J. M. Pfotenhauer, J. W. Lawrence, “Characterizing thermal runaway in HTS current leads.” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 9, no. 2, pp. 424-427, 1999.
- [47] H. Tanaka, M. Furuse; K. Arai, M. Umeda, S. Fuchino, “Thermal runaway and resistive

- properties of a Bi2223 pancake coil subjected to overcurrent.” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 15, no. 2, pp. 2094-2097, 2005.
- [48] A. Ishiyama, H. Ueda, T. Ando, H. Naka, S. Bamba, and Y. Shiohara, “A criterion for determining stabilizer thickness of YBCO coated conductors based on coil protection,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 17, no. 2, pp. 2430–2433, 2007.
- [49] A. Ishiyama, H. Asai, “A stability criterion for cryocooler-cooled HTS coils.” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 11, no. 1, pp. 1832–1835, 2001.
- [50] Ying Min Cui, Yin Shun Wang, Gang Lv and Wei Pi, “Stability test of conduction-cooled LTS/HTS composite coil.” *Supercond. Sci. Technol.* Vol. 29, 065010, 2016.
- [51] Jorma Lehtonen, Risto Mikkonen and Jaakko Paasi, “A numerical model for stability considerations in HTS magnets.” *Supercond. Sci. Technol.* Vol. 13, 251, 2000
- [52] Jaakko Paasi, Jorma Lehtonen, Tapio Kalliohaka and Risto Mikkonen, “Stability and quench of a HTS magnet with a hot spot.” *Supercond. Sci. Technol.* Vol. 13, 949, 2000
- [53] Honghai Song, Kevin Gagnon and Justin Schwartz, “Quench behavior of conduction-cooled YBa₂Cu₃O_{7-δ} coated conductor pancake coils stabilized with brass or copper.” *Supercond. Sci. Technol.* Vol. 23, 065021, 2010
- [54] X. Wang, U. P. Trociewitz and J. Schwartz, “Self-field quench behaviour of YBa₂Cu₃O_{7-δ} coated conductors with different stabilizers.” *Supercond. Sci. Technol.* Vol. 22, 085005, 2009
- [55] Hyung-Wook Kim, Jin Hur, Senior Member, IEEE, Seog-Whan Kim, Dong-Woo Ha, Rock-Kil Ko, Jung-Pyo Hong, Ji Hyung Kim, Ho Min Kim, Jin-Hong Joo, Seok-Beom Kim, and Young-Sik Jo, “Electrical Characteristic Analysis According to Contact Resistance Between Turns of HTS Coil.” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, no. 3, Article No. 4601504, 2016.
- [56] A.Ishiyama et al. “Normal Transition and Propagation Characteristics of YBCO Tape”, *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, Vol. 15, No. 2, pp.1659-1662, 2005
- [57] Jin-Hong Joo, Hayato Sano, Seok Beom Kim, Satoru Murase, Young Kil Kwon, Ho Min Kim, “Development of Quench Detection Method Based on Normal Transition Behaviors for HTS

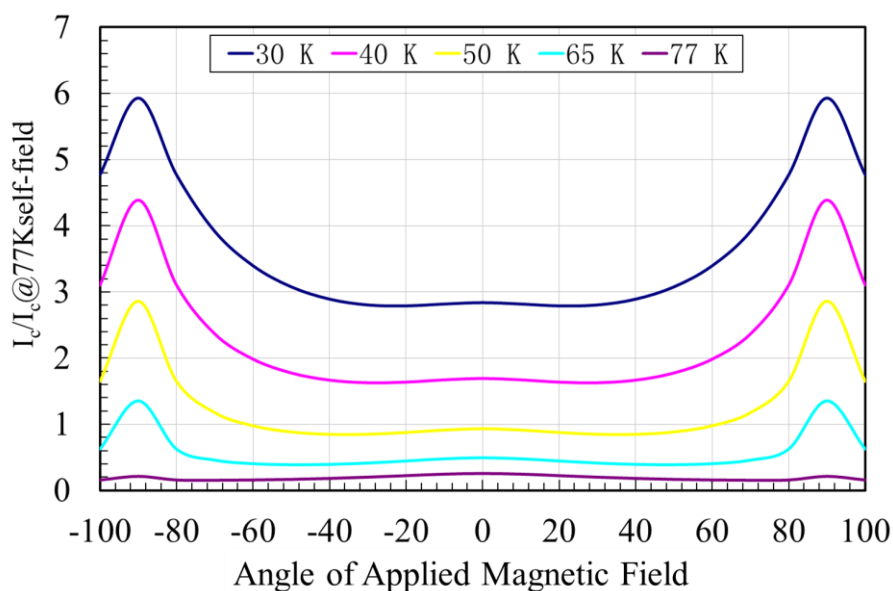
Coils.” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 19, no. 3, pp. 2415-2418, 2009.

- [58] Hiroshi Ueda, Atsushi Ishiyama, Kazuki Muromachi, Takahiro Suzuki, Koji Shikimachi, Naoki Hirano, Shigeo Nagaya, “Quench Detection and Protection of Cryocooler-Cooled YBCO Pancake Coil for SMES.” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 22, no. 3, Article No. 4702804, 2012.
- [59] Yi Li, Qiuliang Wang, Shunzhong Chen, Yuanzhong Lei, Yinming Dai, Zhipeng Ni, Xinning Hu, “Quench Protection Design of an 8-T Magnet Built With Low- and High-Temperature Superconducting Coils.” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 22, no. 5, Article No. 4705907, 2012.
- [60] Selvamanickam, V., et al. "The low-temperature, high-magnetic-field critical current characteristics of Zr-added (Gd, Y) Ba₂Cu₃O_x superconducting tapes." *Superconductor Science and Technology* 25.12 (2012): 125013.
- [61] National Institute of Standards and Technology U.S.Department of Commerce
<http://www.nist.gov>

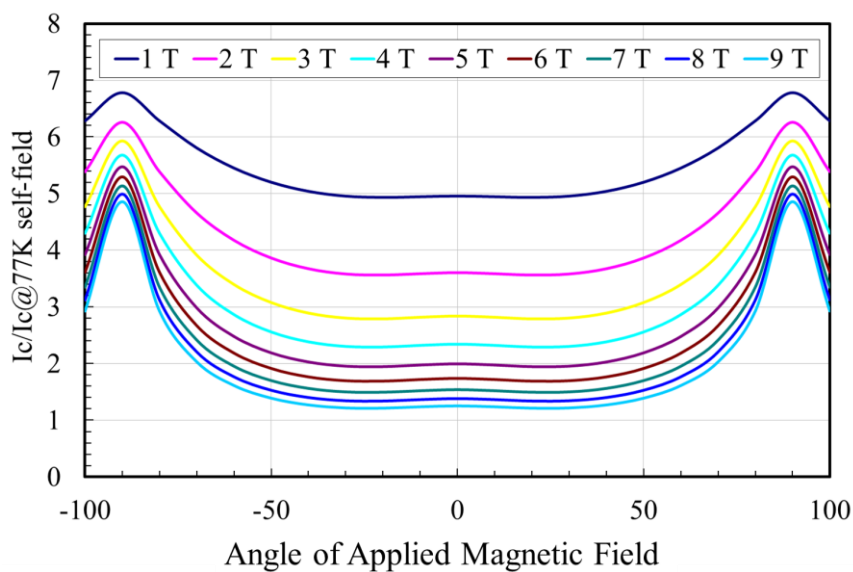
付録 A: 解析に用いた物性値

A.1 REBCO 超電導線材の超電導特性

本研究の解析で用いた REBCO 超電導テープ線材の温度(T), 磁場(B)および磁場印加角度(θ)に依存する特性を Fig. A.1 に示す[60]。



(a)



(b)

Fig. A.1 REBCO 高温超電導線材の I-V 特性: (a) 印加磁場が 3 T の場合における臨界電流の角度依存性; (b) 温度が 30 K の場合に於ける臨界電流の角度依存性

A.2 解析に用いられた諸物理量の温度依存性

アメリカ国立標準技術研究所[61]から報告されている銅の比熱、銅と銀の電気抵抗率、および銅の熱伝導率の温度依存性を Fig. A.2(a)～(c)に示す。

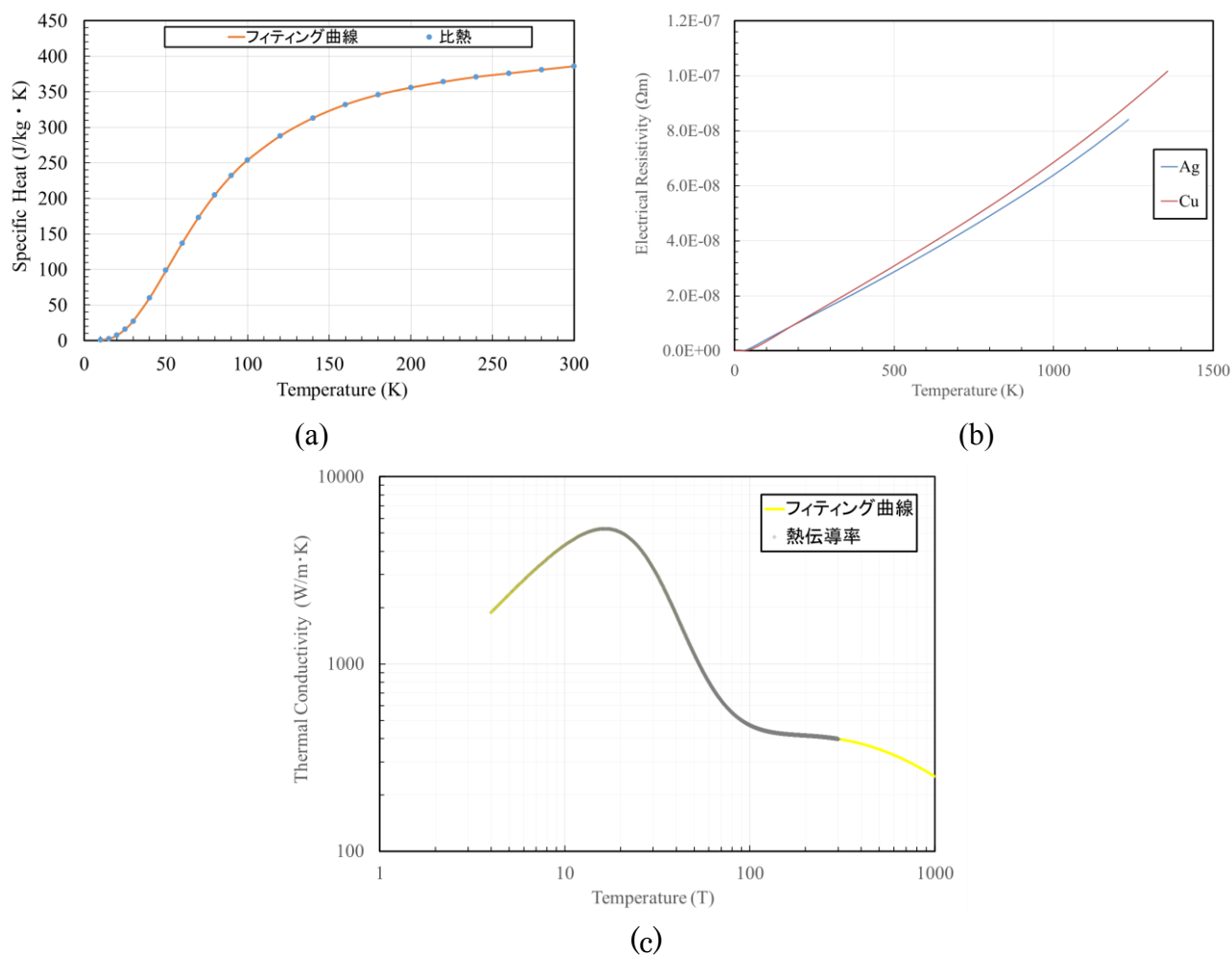


Fig. A.2 (a)銅の比熱の温度依存性; (b)銅と銀の電気抵抗率の温度依存性; (c)銅の熱伝導の温度依存性

研究業績

(2016年7月現在)

分類	著者(申請者含む), 題名, 発行掲載誌名/発表場所・巻号・ページ, 発表/発行年月
査読論文	<p>○Tao Wang, Hiroshi Ueda, Koh Agatsuma, Atsushi Ishiyama, “Evaluation of Positional Stability in Active Magnetic Levitation Using Spherical HTS Bulk for Inertial Nuclear Fusion”, <i>IEEE Trans. Appl. Supercond.</i>, vol. 21, no. 3, Part: 2, 2010, pp. 1579 – 1583</p> <p>○Tao Wang, Hiraku Karino, Kenta Michitsuji, Xudong Wang, Atsushi Ishiyama, Hiroshi Ueda, Mitsuhiro Fukuda, Tomonori Watanabe, and Shigeo Nagaya, “Influence of Winding Accuracy on Magnetic Field Distribution in YBCO Pancake Coil for Cyclotron Application,” <i>IEEE Trans. Appl. Supercond.</i>, vol. 24, no. 3, Art. No. 9002005, 2014.</p> <p>○Tao Wang, So Noguchi, Xudong Wang, Issei Arakawa, Katsuhiko Minami, Katsutoshi Monma, Atsushi Ishiyama, Seungyong Hahn, and Yukikazu Iwasa, “Analysis on Transient Behaviors of No-Insulation REBCO Pancake Coil during Over-Current and Sudden Discharging”, <i>IEEE Trans. Appl. Supercond.</i>, vol. 25, no. 3, Art. No. 4603409, 2015</p> <p>Wang, X.; Wang, T.; Ishiyama, A.; Yagi, M.; Maruyama, O.; Ohkuma, T.; “Experiments and Numerical Simulations on Local Degradation Characteristics of Coated Conductor Due to Overcurrent,” <i>IEEE Trans. Applied Supercond.</i>, vol. 23, no. 3, 8002205, (2013)</p> <p>Xudong Wang, Tao Wang, Erika Nakada, Atsushi Ishiyama, Ryusei Itoh, and So Noguchi, “Charging Behavior in No-Insulation REBCO Pancake Coils,” <i>IEEE Trans. Appl. Supercond.</i>, vol. 25, no. 3, No. 4601805, 2015</p> <p>Aika Ikeda, Takahiro Oki, Tao Wang, Atsushi Ishiyama, Katsutoshi Monma, So Noguchi, Tomonori Watanabe, and Shigeo Nagaya, “Transient Behaviors of No-Insulation REBCO Pancake Coil During Local Normal-State Transition.” <i>IEEE Trans. Appl. Supercond.</i>, vol. 26, no. 3, No. 400204, 2016</p> <p>Takahiro Oki, Aika Ikeda, Tao Wang, Atsushi Ishiyama, So noguchi, Katsutoshi Monma, Tomonori Watanabe, and Shigeo Nagaya, “Evaluation on Quench Protection for No-Insulation REBCO Pancake Coil,” <i>IEEE Trans. Appl. Supercond.</i>, vol. 26, no. 3, 2016 (accepted)</p> <p>Hiroshi Ueda, Atsushi Ishiyama, Yuta Ariya, Tao Wang, Xudong Wang, Koh Agatsuma, Hiroshi Miyazaki, Taizo Tosaka, Shunji Nomura, Tsutomu Kuruu, Shinichi Urayama, and Hidenao Fukuyama, “Evaluation of Magnetic-Field Distribution by Screening Current in Multiple REBCO Coils,” <i>IEEE Trans. Appl. Supercond.</i>, vol. 25, no. 3, Art. No. 4700705, 2015</p> <p>Hiroshi Ueda, Jun Saito, Yuta Ariya, Ayumu Mochida, Tao Wang, Xudong Wang, Koh, Agatsuma, and Atsushi Ishiyama, “Reduction of Irregular Magnetic Field Generated by Screen Current in REBCO Coil,” <i>IEEE Trans. Appl. Supercond.</i>, vol. 25, no. 3, Art. No. 6603205, 2015</p>

分類	著者(申請者含む), 題名, 発行掲載誌名/発表場所・巻号・ページ, 発表/発行年月
国内学会	<p>王 韜, 植田 浩史, 我妻 洸, 石山 敦士, 「球状バルク超電導体を用いたアクティブ磁気浮上装置の開発: 慣性核融合への応用を目指して」, 第 19 回 MAGDA コンファレンス講演論文集, PS1-MA25, 日本 AEM 学会, 2010.11</p> <p>王 韜, 狩野 開, 道辻健太, 矢崎 真二郎, 柄澤 彰良, 王 旭東, 石山 敦士, 宮原 信幸, 植田 浩史, 鹿島 直二, 長屋 重夫, 「次世代超電導サイクロトロンの開発: YBCO パンケーキコイルの巻線精度評価」, 電気学会研究会資料, ASC-13-012, 2013.1</p> <p>梅田大貴, 齋藤 隼, 有谷 友汰, 狩野 開, 道辻 健太, 王 韜, 王 旭東, 石山 敦士, 植田 浩史, 渡部 智則, 長屋 重夫, 「次世代超電導サイクロトロンの開発: YBCO パンケーキコイルの巻線精度評価」, 電気学会研究会資料, ASC-13-042, 2013.10</p> <p>大木 隆広, 池田 愛花, 荒川 一誠, 南 克彦, 中田 恵理香, 王 韜, 石山敦士, 王 旭東, 野口 聡, Seungyong Hahn, 岩佐幸和, 「無絶縁 REBCO パンケーキコイルの過電流特性に関する数値解析・評価」, 電気学会研究会資料, ASC-14-023, 2014. 9</p> <p>持田 歩, 今市 洋平, 齋藤 隼, 有谷 友汰, 王 韜, 石山 敦士(早大), 植田 浩史(阪大), 「REBCO マルチコイルにおける遮蔽電流による不整磁場の評価」, 電気学会研究会資料, ASC-14-021, 2014. 9</p> <p>荒川 一誠, 南 克彦, 中田 恵理香, 大木 隆広, 池田 愛花, 王 韜, 石山 敦士, 野口 聡, 王 旭東, 渡部 智則, 長屋 重夫, 「無絶縁および部分絶縁 REBCO パンケーキコイルの通電特性解析・評価」, 電気学会研究会資料, ASC-15-003, 2015. 1</p> <p>王 韜, 植田 浩史, 我妻 洸, 石山 敦士, 「球状バルク超電導体のアクティブ磁気浮上における安定性評価」, 2009 年秋季低温工学・超電導学会, 2P-p34, 岡山, 2009 年</p> <p>王 韜, 石山 敦士, 植田 浩史, 福田 光宏, 畑中 吉治, 長屋 重夫, 鹿島 直二, 宮原 信幸, 「次世代超電導サイクロトロンの開発: YBCO パンケーキコイルの磁場精度解析」, 2012 年秋季低温工学・超電導学会, 2P-p39, 盛岡, 2012 年</p> <p>王 韜, 池田愛花, 大木隆宏, 王旭東, 石山敦士, 野口聡, HAHN Seungyong, 岩佐幸和, 「無絶縁 ReBCO 線材を巻線したパンケーキコイルの過電流通電特性に関する数値解析・評価」, 2A-a10, 2014 年度春季低温工学・超電導学会, 東京, 2014</p> <p>王 韜, 池田 愛花, 大木 隆宏, 賈 昀昊, 石山 敦士, 野口 聡, 門馬 克敏, 渡辺 智則, 長屋 重夫, 「無絶縁 REBCO パンケーキコイルの局所的常電導転移時における銅安定化層厚が熱安定性に対する影響」, 2015 年度春季低温工学・超電導学会, 筑波, 2015</p> <p>王 韜, 賈 昀昊, 勝俣 一輝, 池田 愛花, 大木 隆広, 石山 敦士 (早大); 野口 聡, 門馬 克敏 (北大); 渡辺 智則, 長屋 重夫 (中部電力), 「m級無絶縁 REBCO パンケーキコイルの基礎特性評価: 局所的常電導転移の検出法に関する提案」, 2P-p16, 2015 年度春季低温工学・超電導学会, 姫路, 2015</p>
国際学会	<p>Tao Wang, Atsushi Ishiyama, So Noguchi, Katsutoshi Monma, Tomonori Watanabe, Shigeo Nagaya, "Detection Method of Local Normal-State Transition in No-Insulation REBCO Pancake Coil," P07, ACASC 2015, Hangzhou, China, 2015</p>

謝 辞

本研究は、早稲田大学先進理工学部電気・情報生命工学科の石山敦士教授のご指導のもとに遂行されたものであり、終始懇切丁寧なご指導、ご鞭撻を賜りました。ここに深甚なる謝意を表す次第であります。さらに本研究をまとめるにあたり、格別な激励と指導を賜りました早稲田大学先進理工学部電気・情報生命工学科の岩本伸一教授、若尾真治教授、林泰弘教授に厚く御礼申し上げます。

本研究の一部は、平成 26 年度科研費基金若手研究 B「高電流密度・高熱的安定性が両立する高温超伝導コイルシステムの開発」により実施したもので、研究に多大なご助言を賜りました北海道大学情報科学研究科の野口聡准教授に深謝いたします。

そして、日々の研究活動を通じて多大なる御指導を頂きました、大阪大学の植田浩史特任助教、早稲田大学の我妻洸研究員、上岡泰晴研究員、斎藤隆研究員、さらに石山研究室の先輩諸氏ならびに研究の遂行にあたり支援、激励してくれた同輩、後輩の諸氏に心から感謝いたします。

最後に、私の博士課程進学を快く許し、勉学の機会を与えてくださった親族に深く感謝いたします。