

TUMSAT-OACIS Repository - Tokyo

University of Marine Science and Technology

(東京海洋大学)

バルク超電導同期機における界磁磁束の安定性に関する研究

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2021-06-25 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 綿崎, 将大 メールアドレス: 所属:
URL	https://oacis.repo.nii.ac.jp/records/2123

博士学位論文

バルク超電導同期機における界磁磁束の
安定性に関する研究

2020 年度
(2021 年 3 月)

東京海洋大学大学院
海洋科学技術研究科
応用環境システム学専攻

綿崎 将大

博士学位論文

バルク超電導同期機における界磁磁束の
安定性に関する研究

2020 年度
(2021 年 3 月)

東京海洋大学大学院
海洋科学技術研究科
応用環境システム学専攻

綿崎 将大

目次

要旨	1
1. 高温超電導バルク体を界磁極とした同期回転機の開発と課題	4
1.1. 序論	4
1.2. 超電導体の歴史	5
1.3. 超電導体の特徴	6
1.3.1. 完全導電性	6
1.3.2. 完全反磁性	7
1.3.3. Ginzburg – Landau 理論	8
1.3.4. 第一種超電導体と第二種超電導体	9
1.3.5. ピンニング効果	10
1.4. 高温超電導バルク体	13
1.4.1. 結晶構造 (REBCO)	13
1.4.2. 熔融法による結晶成長	14
1.5. 高温超電導バルク体の着磁	15
1.5.1. 静磁場着磁	15
1.5.2. パルス磁場着磁	16
1.6. 超電導回転機	18
1.6.1. 超電導回転機の特徴	18
1.6.2. 高温超電導バルク体を界磁極とした同期回転機と課題	20
1.7. 参考文献	21
2. アキシアル型同期回転機の界磁極に応用したバルク体の捕捉磁束の挙動	26
2.1. 序論	26
2.2. アキシアル型超電導同期回転機の特徴	27
2.2.1. 電機子と界磁子の冷却構造	29
2.2.2. 超電導バルク界磁極	30

2.2.2.1.	超電導バルク材	30
2.2.3.	パルス磁場による着磁条件	32
2.2.4.	捕捉磁束密度の計測	33
2.2.5.	パルス磁場着磁試験	34
2.2.5.1.	超電導バルク材へのパルス着磁	34
2.3.	バルク体の捕捉磁束の変動と安定性	35
2.3.1.	実験装置の構成	35
2.3.2.	同期発電試験 (60 min ⁻¹) における磁束の挙動	37
2.3.3.	同期発電試験 (120 min ⁻¹) における磁束の挙動	40
2.3.4.	同期発電試験 (240 min ⁻¹) における磁束の挙動	43
2.4.	結論	46
2.5.	参考文献	47
3.	ラジアル型同期回転機の界磁極に応用したバルク体の捕捉磁束の挙動	50
3.1.	序論	50
3.2.	ラジアル型超電導同期回転機の特徴	51
3.2.1.	回転子と界磁極の構造	52
3.2.2.	電機子の構造	54
3.2.3.	冷却システムの構造	55
3.2.4.	静磁場着磁装置の構造	56
3.3.	集成バルク界磁極に対する静磁場着磁	58
3.3.1.	励磁中における界磁極の温度と印加磁場の制御	58
3.3.2.	ホール素子による捕捉磁束密度の計測	59
3.4.	磁氣的負荷を伴う回転試験の概要	61
3.5.	回転速度とトルク変動に対する捕捉磁束密度の安定性	63
3.6.	長時間連続負荷試験に対する捕捉磁束密度の安定性	67
3.7.	集成バルク界磁極の周辺磁場に対するモデル解析	71
3.8.	結論	72

3.9. 参考文献.....	74
4. 冷却システム停止に伴うバルク体の温度上昇と捕捉磁束の挙動	77
4.1. 序論	77
4.2. 停止中の同期機におけるバルク体の温度上昇と捕捉磁束の挙動	78
4.2.1. 実験装置の概要	78
4.2.2. 冷却システムの停止に伴うバルク体の温度上昇と捕捉磁束の挙動	79
4.3. 回転中の同期機における冷却システムの停止と捕捉磁束の挙動	82
4.3.1. 回転する界磁極の磁場計測システム.....	82
4.3.2. 1 T の定常磁場による静磁場着磁と捕捉磁束密度分布	84
4.3.3. 冷却システムの停止に伴うバルク体の温度上昇と捕捉磁束の挙動	86
4.4. 結論	89
4.5. 参考文献.....	90
5. 結論.....	93
謝辞.....	95

要旨

本博士論文は、高温超電導バルク体（以後、バルク体と称する）を同期回転機の界磁極として応用する際に課題となるバルク界磁極の磁束密度の安定性について評価・検討してきた成果をまとめたものである。以下、本博士論文の要約を示す。

第1章では、超電導現象ならびにバルク体の概略について記述した後、同期回転機の出力向上を目的としたバルク体の界磁極応用と課題について述べる。超電導材料の線材を用いて巻かれたコイルは、電気抵抗の消失によって大電流を流すことが可能である。また、超電導材料の塊であるバルク体は、外部から加えられた磁場による渦電流が流れ続けることによって磁束を捕捉することが可能である。これらによって得られる磁場は永久磁石を大きく上回ることが可能であり、回転機に応用することによって機器の小型化や高トルク化が期待できる。我々はバルク体を界磁極とした超電導同期回転機（以後、同期機と称する）の設計製作に取り組んできた。バルク体の回転機応用について、交流磁場中に配置されたバルク体の捕捉磁束密度は減衰傾向を示すことが指摘されており、界磁極としてバルク体を利用することに対して否定的な見解があった。これは、同期機の運転に伴うバルク体周辺の変動磁場によってバルク体内部を磁束が運動することで発生する熱が原因であり、バルク体の温度が上昇することで捕捉磁束が減衰するという主張である。しかし、交流磁場による捕捉磁束密度の減衰に関する論文が多数存在する中、多くの実験条件は交流磁場を発生させる励磁コイルの近傍にバルク体を配置したものであり、実際に同期機の界磁極として配置されたバルク体の捕捉磁束密度の挙動は十分に明らかにされていないと言える。従って、我々は同期機の界磁極に応用したバルク体の捕捉磁束密度の挙動について明らかとすることを目的として、アキシアル型とラジアル型の2機の同期機を用いた様々な負荷試験を行った。アキシアル型同期機を用いた研究結果を第2章、ラジアル型の同期機を用いた研究結果を第3章と第4章にて述べる。

第2章では、バルク体を界磁極としたアキシアル型同期機を用いたパルス着磁試験および発電運転試験によるバルク体の捕捉磁束密度の挙動について述べる。バルク体の着磁は電機子を利用した複数回のパルス磁場を加えることで行う。しかし、単純な過渡応答に従ったパルス磁場によって得られる最大捕捉磁束密度は、静磁場着磁と比較して低い値となる。バルク体に対するパルス磁場着磁によって得られる最大捕捉磁束密度とその挙動を明らかとするため、同期機の界磁極に用いたバルク体（計8個）に対する回転機内部におけるパルス着磁試験を実施した。同期機に応用したバルク体の捕捉磁束密度の挙動を確認するため、60、120、240 min⁻¹の異なった回転速度による発電試験を行った。60、120 min⁻¹の低速回転数での発電試験では、バルク体の温度は60 K以下に保たれており、試験後に計測された捕捉磁束密度は減衰していないことを確認した。240 min⁻¹の回転数における発電試験では、バルク体の大幅な温度上昇および

捕捉磁束密度の減衰が確認された。これは、発電電流の増大によって電機子が高温となり、放射熱としてバルク体の温度に影響を与えたことが原因と言える。これらの結果から、バルク体および電機子コイルに対する十分な冷却能力を備えることによって、同期機に作用するバルク体の捕捉磁束密度は安定的に利用することが可能であると結論付けた。

第 3 章では、バルク体を界磁極とした大出力な同期機の実証機として開発されたラジアル型同期機の負荷試験の結果から、より高い捕捉磁束を保持したバルク体における捕捉磁束密度の安定性について述べる。ラジアル型同期機では、電機子に作用する磁場を強くするため、複数のバルク体によって構成された集成バルク界磁極を採用している。集成バルク界磁極の着磁は超電導コイルを用いた静磁場着磁によって行われ、 3×5 列に配置された 15 個のバルク体を 3 T の外部磁場によって着磁する。同期機の主な使用環境は、加減速によって回転数とトルクが変動する環境、または一定の回転数を長時間維持する環境である。ラジアル型同期機を用いた負荷試験では、上記の 2 つの環境を条件とした際におけるバルク体の捕捉磁束密度の挙動について確認した。結果、バルク体の温度と捕捉磁束密度は、同期機とトルク変動、すなわち電機子電流の周波数と振幅の大きさに影響されることはなく、360 時間の連続運転においても同期機の出力を安定的に保持できることを明らかにした。また、集成バルク界磁極はバルク体を界磁極とした超電導同期機の標準的な界磁モジュールとして採用可能であり、バルク体を界磁極とした超電導同期機に対するひとつの指標となった。

第 4 章では、冷却システムの停止を想定した非常時における集成バルク界磁極の捕捉磁束密度ならびに同期機の出力変動について述べる。同期機が停止している状態と負荷を伴う運転状態の 2 通りについて、冷却システムの停止に伴うバルク体の温度上昇、捕捉磁束密度の減少傾向、同期機の出力変動を実験によって評価した。結果、バルク体の温度上昇の傾向はどの比熱に似た曲線を示したことから、同期機に使用される銅材料の熱容量がバルク体の温度上昇速度を決定する大きな要因となることを確認した。また、バルク体の温度上昇に伴って低下する臨界磁場がバルク体の最大捕捉磁束密度を下回るまでの期間では、回転機の出力に変化はみられず、冷却システムの停止から一定の期間において、運転を継続することが可能であることを確認した。

第 5 章では、本論文についてまとめる。本研究は、バルク体の捕捉磁束密度は同期機の界磁極として有用であることを実験的に明らかにしており、バルク体を用いた同期機の実用化に対して大きく貢献するものであると認識している。

第 1 章

高温超電導バルク体を界磁極とした 同期回転機の開発と課題

1. 高温超電導バルク体を界磁極とした同期回転機の開発と課題

1.1. 序論

近年、地球温暖化や異常気象などの環境問題が注目を集めており、2015年に定められたパリ協定をはじめ、世界規模で取り組むべき重要課題として対策が行われている。地球温暖化の原因とされる温室効果ガスには、二酸化炭素、メタン、一酸化二窒素、フロンガスなど様々なものが含まれている。その中でも全体の7割以上を占めている気体が二酸化炭素であり、石炭や石油といった化石燃料の利用を抑えた低炭素社会が求められている。低炭素化の手法としてしばしば挙げられる項目が再生可能エネルギーの利用である。日本国内の電力分野では、2011年に発生した東北地方太平洋沖地震以降の脱原子力発電所の動きも伴い、風力発電や太陽光発電などの自然エネルギーを利用した発電システムの導入が進んできている。しかし、太陽光や風は時間と共に大きく変化することから安定したエネルギー源として回収することは困難である。結果、現在の発電方式の主力である火力発電(石油・石炭・天然ガス)と比べて、再生可能エネルギーを利用した発電量は、まだまだ微々たるものである。

発電機の性能を向上することは排出される二酸化炭素量の低減につながる。従って、より効率の良い回転機が求められているが、回転機の効率は95%を超えており技術的に成熟しており、機械設計や損失低減による性能の飛躍的向上は困難な状況である。回転機の出力は、界磁極の磁束密度に大きく影響されるため、より高い出力を得るためには励磁コイルの大型化が必須である。しかし、超電導体によって得られる強磁場を用いた超電導回転機は、従来の回転機と比較して大幅な小型化、高トルク化を図ることができる。従って、次世代の推進システムや発電機としての高い期待と共に、各国において実用化を目指した研究開発が行われている。

研究されている多くの超電導回転機では超電導線材を用いた電磁石が採用されており、課題となるクエンチ対策や交流損失などに関する議論が行われている。そのような状況のなか、我々は超電導材料の塊である高温超電導バルク体（以後、バルク体と称する）を界磁極に用いた超電導同期回転機の開発を進めてきた。バルク体を回転機に応用するための課題を2つ挙げる。1つは、バルク体に磁束を捕捉させるために用いられる強力な外部磁場が必要である。もう1つは、交流磁場中に置かれたバルク体の捕捉磁束密度は減衰傾向を示すことである。本研究では、アキシアル型とラジアル型の同期回転機の界磁極に応用されたバルク体の着磁試験、ならびに同期回転機の負荷試験の結果に基づき、バルク体の捕捉磁束密度の挙動について述べる。また、産業応用において重要となる超電導回転機の信頼性について、運転中のバルク体の温度上昇と回転機の出力の関係を実験から明らかにするとともに、バルク体の回転機応用に対する有用性を示した。

1.2. 超電導体の歴史

1911 年、オランダの物理学者 Heike Kamerlingh Onnes は 4.2 K 以下の低温域において水銀の電気抵抗が消失することを発表した[1]。その後の研究により、超電導現象は水銀のみで観測される現象ではなく、多くの元素において発現することが発見された。また、元素系超電導体が 9.5 K 以下の温度領域で超電導状態を示すことに対して、化合物系超電導体はより高い温度領域であっても超電導状態を示すことが明らかとされた。電気抵抗の消失をはじめとする超電導現象の特異な性質は、電力分野において非常に魅力的である。しかし、1957 年に発表された BCS 理論[2]により、超電導現象が発言する臨界温度は 40 K を超えないとされ、長時間の安定的な極低温維持が困難であることが産業応用の大きな課題となった。

1986 年、IBM チューリッヒ研究所の Johannes Georg Bednorz と Karl Alexander Muller によって発表された論文にて、La-Ba-Cu-O ペロブスカイト系セラミックス材料が 30 K 以上の温度で超電導状態を示すことが明らかとなった[3]。この発表によって多くの研究者が LBCO と類似した構造を持つ銅酸化物について研究を行い、翌年の 1987 年には液体窒素温度である 77 K を上回る 92 K で超電導現象を示す Y-Ba-Cu-O 系酸化物高温超電導体が発見された[4]。このように臨界温度が 25 K を上回る超電導体は高温超電導体と呼ばれる。高温超電導体の発見によって液体ヘリウムに代わって安価で取り扱いの容易な液体窒素が冷却冷媒として利用可能となり、超電導体の産業応用の実現性を大きく押し進めた。

高温超電導体の発見以降、超電導材料に関する研究が世界中で活発に行われる事となる。超電導特性を決定づける臨界温度 T_c 、臨界磁場 H_c 、臨界電流 J_c の向上や超電導現象を発現する大型の結晶生成に関する研究の成果により、17.6T に達する高い捕捉磁束密度を示すバルク体や直径 100 mm に達する大型バルク体の生成などが実現されている[5-6]。材料開発の進展と合わせて産業応用における問題点は改善され、超電導体の産業応用に対する実用化を目指した研究が進められている。

1.3. 超電導体の特徴

1.3.1. 完全導電性

全ての物質は有限の電気抵抗率を有しており、最も電気抵抗の低い金属である銀の電気抵抗率は $1.59 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$ である。これに対して、超電導状態へ遷移した物質の電気抵抗率は、臨界温度を下回ると同時にゼロ（測定限界以下の値）を示す。この現象は、John Bardeen、Leon Neil Cooper、John Robert Schrieffer の三人によって提唱されたBCS理論によって説明されている[2]。物質を構成する原子の間を電子が通過したとき、マイナスの電荷を持つ電子の運動エネルギーの一部によってプラスの電荷を持つ原子は電子に引きつけられる。原子が引きつけられた領域は局所的にプラスイオンの密度が高まることになる。この状態で、別の電子が運動している場合、電子はプラスイオンの密度が高い場所へと加速しながら引き寄せられる（図 1-1）。このように、最初に通過した電子の運動エネルギーの一部は原子の格子振動をかえして受け渡されることにより、エネルギーの損失はゼロとなる現象が完全導電性である。

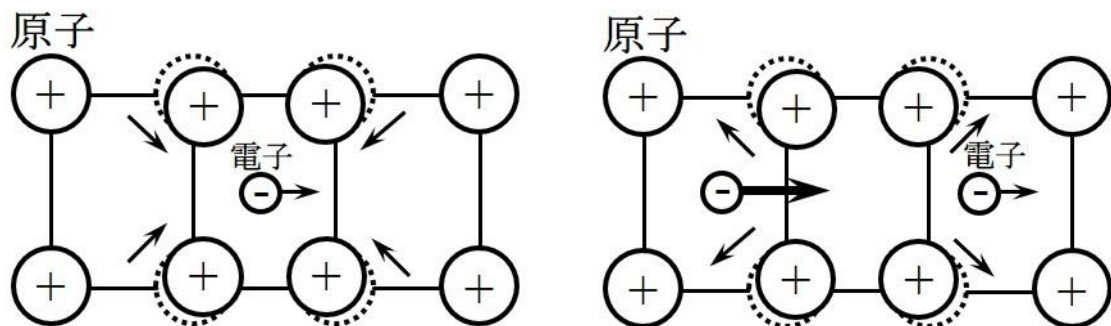


図 1-1 BCS 理論によるクーパーペア[7]

1.3.2. 完全反磁性

完全反磁性とは、臨界温度以下に冷却された物質に外部から磁場を加えた場合、磁場は超電導体の表面から侵入長 λ までしか侵入することができず、侵入長より深い領域では磁束密度がゼロとなる現象である。通常、物質に対して外部より磁場を加えた場合、磁場は物質内部を貫いた経路をたどる。しかし、この状態の物質を臨界温度にまで冷却した場合には、既に侵入していた磁束線も超電導体外部へ押し出される（図 1-2）。通常、金属に磁場を加えると、電磁誘導によって物質表面に渦電流が発生するが、物質の持つ電気抵抗によって短い時間で消失する。しかし、電気抵抗率がゼロである超電導体の内部に発生した渦電流は超電導体表面を流れ続けるため、超電導体へ侵入しようとする磁束は外部へ排除される。

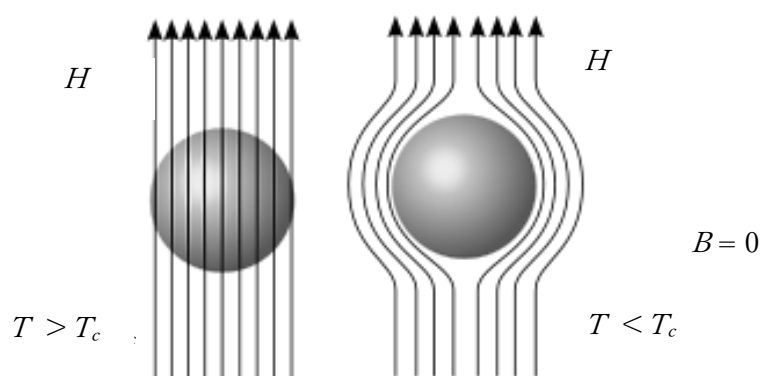


図 1-2 完全反磁性における外部磁場の概念図[8]

完全導電性はロンドン方程式(1-1)を用いることで定量的に説明されている。

$$\nabla \times j = -\frac{1}{\mu_0 \lambda^2} B \quad (1.1)$$

マクスウェルの方程式のひとつである(1-2)に対して、ロンドン方程式(1-1)を代入することで式(1-3)が得られる。

$$\nabla \times (\nabla \times B) = -\nabla^2 B = \mu_0 (\nabla \times j) \quad (1.2)$$

$$-\nabla^2 B = -\frac{B}{\lambda^2} \quad (1.3)$$

ここで、x 軸方向に深さを持つ超電導体を想定する。この超電導体の内部における磁場は(1-4)、

$$B(x) = B(0) \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \quad (1.4)$$

で表すことができ、超電導体表面から深さ λ における磁場は表面での磁場強度 $B(0)$ の $1/e$ 倍にまで減衰することを示す。

1.3.3. Ginzburg – Landau 理論

Ginzburg – Landau 理論（以後、G-L 理論と称する）は、超電導現象を巨視的に捉えた現象論であり、1950 年に旧ソ連で構築された。この理論では、超電導状態における物質内部の電子が単体で存在する場合と比べて、他の電子と対を成した場合の方が安定的である（エネルギーが低い）ことが示されており、1.3.1 完全導電性の項目にて記載した BCS 理論のクーパーペアに相当する。

G-L 理論は Landau 理論（平均場理論）を基として、超電導状態における運動量の秩序パラメータを

$$\psi(r) = f(r)e^{-i\theta(r)} \quad (1.5)$$

として導入しており、このパラメータを 2 乗したものが超電導電子密度 $n_{(r)s}$ を示す。

$$|\psi(r)|^2 = f^2(r) = n_{(r)s} \quad (1.6)$$

ここで、磁場がゼロの場合における超電導状態の自由電子密度 $f_s(0)$ と常電導状態の自由電子密度 $f_n(0)$ の関係式を次のように示す。

$$f_s(0) = f_n(0) + \alpha|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 \quad (1.7)$$

(1.6) より、この式は超電導電子密度が十分に小さい状況、すなわち臨界温度付近において、超電導状態と常電導状態の自由電子密度の差がゼロに近づくことを示す。

次に、超電導体の外部に磁場 H_e が存在する場合を考える。磁場中における超電導電子の運動量 p_s は、

$$p_s = -i\hbar\nabla\psi \quad (1.8)$$

で与えられる。磁場中では運動量 p はベクトルポテンシャル A に依存するため、(1.8) の複素共役は

$$i\hbar\nabla\psi = p_s\psi \quad (1.9)$$

となり、運動量密度は

$$\frac{1}{2m}|(-i\hbar\nabla - 2eA)\psi|^2 \quad (1.10)$$

として表せる。ここで、磁場がゼロである場合における自由エネルギーの差として (1.7) を用いると、全自由エネルギー差 f は

$$f = f_n + \alpha|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \frac{1}{2m}|(-i\hbar\nabla - 2eA)\psi|^2 \quad (1.10)$$

この式を変分することで得られる次の式を Ginzburg – Landau 方程式と呼ぶ。

$$\alpha\psi + \beta|\psi|^2 + \frac{1}{2m}|(-i\hbar\nabla - 2eA)\psi|^2 = 0 \quad (1,11)$$

この方程式より、波動関数の空間変動の長さである ξ および超電導体に対する磁場の侵入深さ λ をそれぞれ求めることが可能であり、これらの比率から外部磁場に対して異なる特徴を示す第一種超電導体と第二種超電導を分類することができる。

1.3.4. 第一種超電導体と第二種超電導体

超電導体には第一種超電導体と第二種超電導体が存在する。水銀や他の金属元素で構成される超電導体に対して外部から磁場を加えた場合、外部磁場が臨界磁場 H_c を下回ると同時に完全反磁性によって磁場は超電導体内部から排除される。しかし、臨界磁場 H_c を超える強い磁場を加えた場合、材料全体が常電導状態となる。このような性質を持つ超電導体を第一種超電導体と呼ぶ。第二種超電導体は第一種超電導体と同様に、外部磁場の強度が臨界磁場以下であれば完全反磁性によって侵入磁場を排除する。しかし、臨界磁場を超える強い磁場を加えた場合、超電導体内部に磁束が侵入するにもかかわらず、超電導状態を維持する。内部へ侵入した磁束は量子化され、磁束の存在する一部の領域のみ常電導状態となる。完全反磁性を示すことができる最大磁場を下部臨界磁場と呼び、超電導領域の中に常電導領域を持つ磁束が存在する状態を混合状態という。混合状態である超電導体に対して、外部磁場の強度を増加させると、磁束の持つ常電導領域の割合が増える。この割合が一定以上になると物質全体が超電導状態から常電導状態へ遷移する。このときの磁場を上部臨界磁場と呼ぶ。第一種超電導体と第二種超電導体における臨界磁場は図 1-3 のように表される。

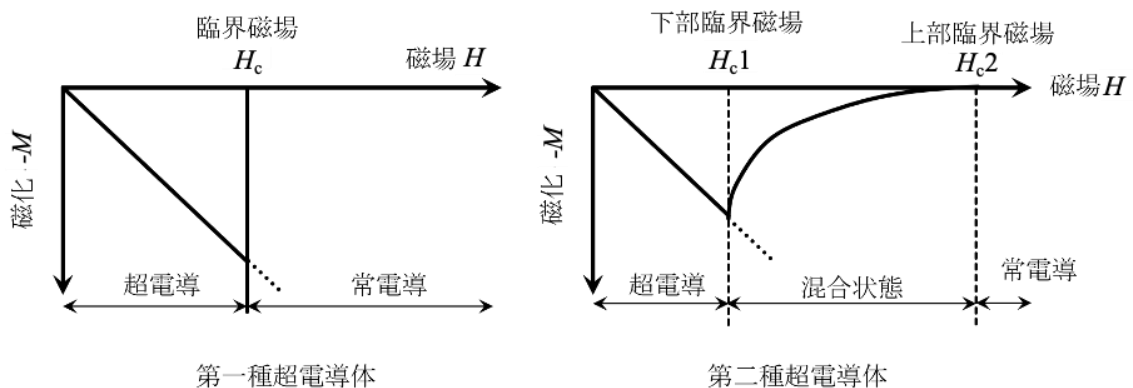


図 1-3 第一種超電導体と第二種超電導体の磁化曲線

1.3.5. ピンニング効果

外部磁場が下部臨界磁場を上回り、第二種超電導体の内部へ磁束線が侵入した場合、超電導体内部の電流密度 J と侵入磁束密度 B の相互作用により、式 1.5 で示すローレンツ力 F_L が働く。

$$F_L = J \times B \quad (1.12)$$

磁束線はローレンツ力により超電導領域内を運動する。この時、磁束線 velocities を v とすると、式 1.6 で示す電圧(電場 E)が発生することになる。

$$E = B \times v \quad (1.13)$$

電流に対して電圧が発生することは、すなわち超電導体の内部に式(1.7)で示す抵抗 ρ_f が存在することと等価であり、完全導電性が失われ損失が生じることを意味する。

$$\rho_f = \frac{E}{J} = \frac{B \times v}{J} \quad (1.14)$$

第二種超電導体の混合状態において、磁束線が物質内部を運動することを磁束フローと呼び、式(1.5)で示した ρ_f をフロー比抵抗と呼ぶ。

超電導体内部に存在する結晶構造の欠陥や不純物による常電導領域が存在する場合、磁束線は常電導領域において安定する(図 1-4)。これは磁束線を常伝導領域から超電導領域へ移動させる為に余分なエネルギーを必要とするためであり、このエネルギー差によって磁束線の運動が抑止されるためである。このようにして超電導体内部に存在する常電導領域に磁束線を捕まえる現象をピンニング効果と呼ぶ。

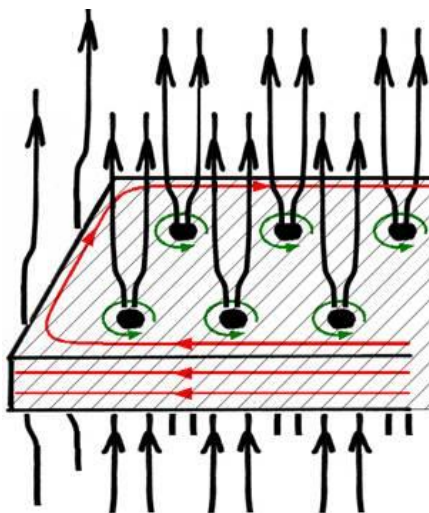


図 1-4 ローレンツ力によって移動する磁束線とピンニングされた磁束線[9]

超電導体が磁束を捕捉する過程について、ビーンモデル (Bean Model) を用いて考える。図 1-5 に示すような y 軸方向へ無限に伸びた直径 $2a$ の超電導体に対して外部磁場 H_e を z 軸方向より加えた場合、

$$\frac{\partial B}{\partial x} = \pm \mu_0 j_c \quad (1,15)$$

となり、超電導体内部の磁束密度の勾配が J_c に比例することがわかる。遮蔽電流による影響は無視できるとすると、表面 $x = \pm a$ における境界条件は $B(\pm a) = \mu_0 H_e$ となり、初期直家庭における磁場分布は、

$$B(x) = \begin{cases} \mu_0 H_e - \mu_0 J_c (x + a) & (-a \leq x \leq 0) \\ \mu_0 H_e + \mu_0 J_c (x - a) & (0 \leq x \leq a) \end{cases} \quad (1,16)$$

となる。外部磁場を H_M まで増加させた後に減少させた場合、磁束は超電導体の表面付近に存在するものから順に超電導体の外部へ抜けた後、その変化が内部に伝わる。

超電導平板の単位長さあたりの磁化を求める。超電導体の磁化は、次式のように定義される。

$$\begin{aligned} M &= \frac{1}{2a} \int_{-a}^a [B(x) - \mu_0 H_e] dx \\ &= \frac{1}{2a} \left\{ \int_{-a}^0 [\mu_0 H_e - \mu_0 J_c (x + a) - \mu_0 H_e] dx + \int_0^a [\mu_0 H_e + \mu_0 J_c (x - a) - \mu_0 H_e] dx \right\} \quad (1,17) \end{aligned}$$

初期磁化過程において磁束が超電導平板の中心 ($x = 0$) に達するときの外部磁場を中心到達磁場 H_p と呼び、

$$H_p = J_c a \quad (1,18)$$

(1,17)より、初期磁化過程の磁化 $M_\uparrow$ と減磁過程の磁化 $M_\downarrow$ は、中心到達磁場 H_p と最大印加磁場 H_M を用いて次式で表される。

$$\begin{aligned} M_\uparrow &= \frac{\mu_0}{2H_p} (H_c - H_p)^2 - \frac{\mu_0}{2} H_p \\ &= -\frac{\mu_0}{2} H_p \quad (H_p \leq H_c) \end{aligned} \quad (1,19)$$

$$\begin{aligned} M_\downarrow &= -\frac{\mu_0}{4H_p} (H_c - H_M + 2H_p)^2 + \frac{\mu_0}{2} H_p \\ &= \frac{\mu_0}{2} H_p \quad (H_c \leq H_M - 2H_p) \end{aligned} \quad (1,20)$$

これを図示すると、図 1-6 のようなヒステリシス曲線になる。これより、外部磁場 H_e をゼロに戻したとき、最大値まで完全磁化させるためには、 $2H_p$ 以上の印加磁場が必要であることがわかる。

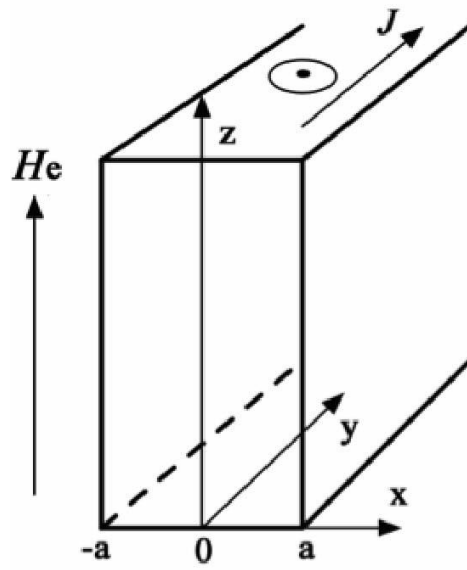


図 1-5 幅 $2a$ の無限平板状の超電導体

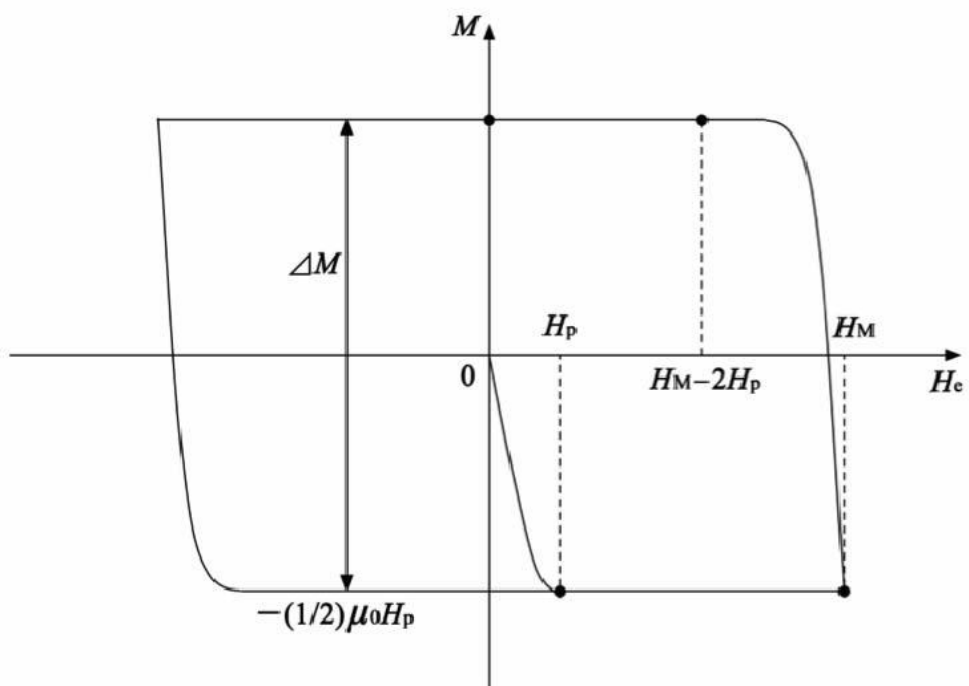


図 1-6 無限平板超電導体における磁化曲線

1.4. 高温超電導バルク体

1.4.1. 結晶構造 (REBCO)

酸化物系高温超電導体の発見により著しく上昇を見せた臨界温度は、1987年に発見された Y-Ba-Cu-O 高温超電導体により、ついに液体窒素温度である 77 K を超えた。また、多数の希土類元素(RE)が $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ (Y123) と同じ原子構造において、90 K を超える高い臨界温度を達成した。RE123 の結晶構造は、ペロブスカイト構造を基本とする層状構造であり、 CuO_2 面とブロック層が交互に積層する層状構造になっている(図 1-7)。

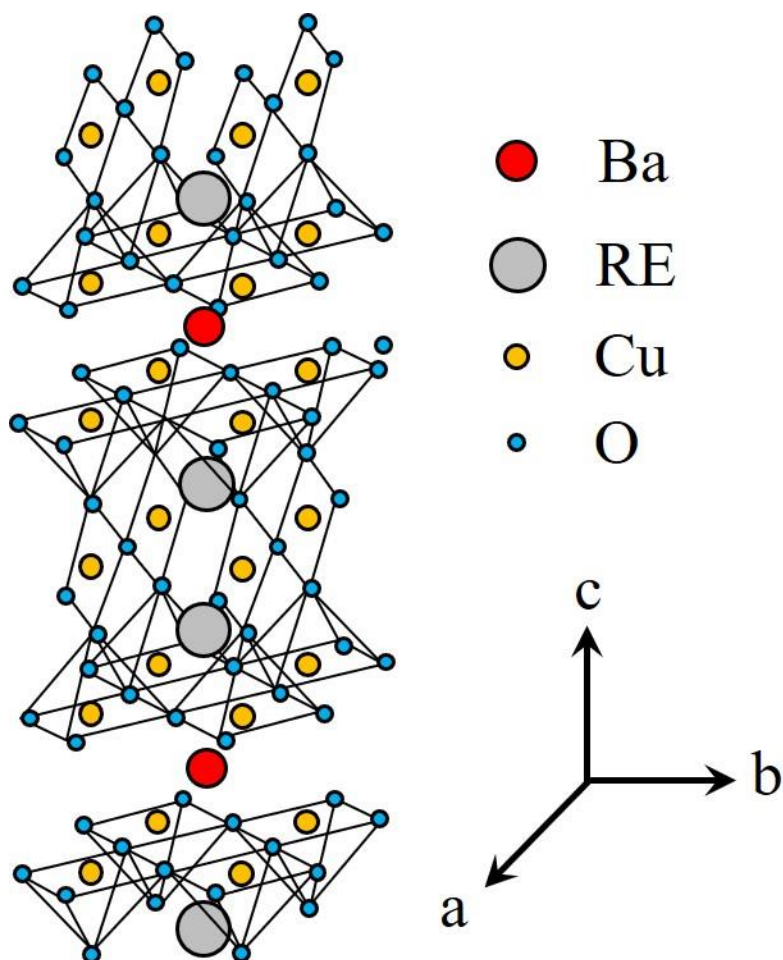


図 1-7 RE123 系高温超電導体の結晶構造[10]

1.4.2. 熔融法による結晶成長

高温超電導体の応用例として、従来の銅線にかわる超電導線材と永久磁石のかわりとなるバルク体が挙げられる。超電導線材は完全導電性の特性によって大電流を流すことが可能であり、強力な電磁石として利用することが可能である。また、バルク体は外部から加えられた磁束をバルク体内部にピンニングすることによって疑似的な永久磁石として扱うことができる。

RE123 バルク体は熔融法による結晶成長によって生成される。材料の中央に配置された単一の種結晶から結晶成長が進むため、4つの結晶成長領域が作られる(図 1-8)。結晶成長領域は Growth Sector(GS)、結晶成長領域境界 Growth Sector Boundary(GSB)と呼ばれる。これらの領域では超電導体内部に構成される欠陥の数が異なり、結晶性に多くの乱れが見られる GSB において、より多くの侵入磁束がピン止めされる。

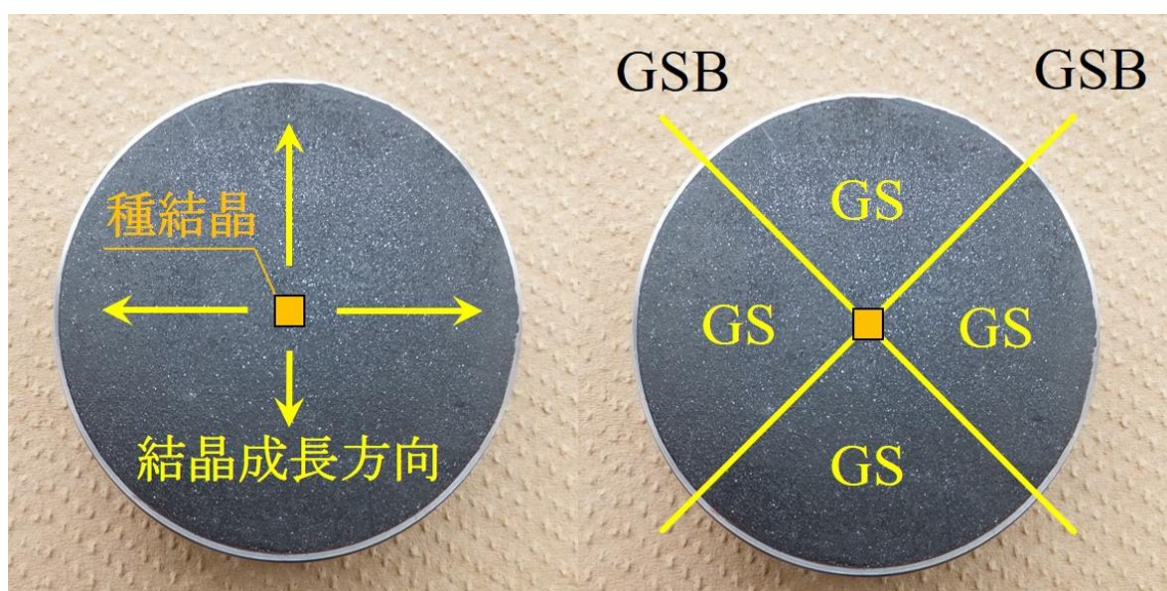


図 1-8 バルク体の結晶成長領域(GS)と結晶成長界面(GSB)

1.5. 高温超電導バルク体の着磁

超電導バルク磁石とは、第二種超電導体の示すピンニング効果を利用することにより物質内部に大量の磁束線を捕捉させた状態を示しており、バルク体が磁極を持つかのように振る舞う。一般的な永久磁石とは着磁の原理が異なる超電導バルク磁石は、永久磁石をはるかに上回る最大捕捉磁束密度を示すことが報告されており、回転機や磁気分離装置の性能向上が期待されている。

バルク体を磁石として使用するためには、外部磁場を用いた着磁プロセスが必要であり、主な方法は静磁場着磁とパルス着磁の2種類に分けられる。

1.5.1. 静磁場着磁

定常磁場を用いた静磁場着磁法は、着磁に必要とされる外部磁場を大型の電磁石によって生成することで、電磁石の放つ強磁場を超電導体内部へ捕捉させる手法である。

静磁場着磁法には磁場中冷却法（Field Cooling : FC）とゼロ磁場冷却法（Zero Field Cooling : ZFC）の2種類がある。磁場中冷却法は、臨界温度以上であり常電導状態であるバルク体を大型電磁石の中心へ配置し、定常磁場によって磁束をバルク内部へ侵入させる。そして、定常磁場に晒された状態のバルク体を臨界温度まで冷却し、侵入磁束をバルク内部に捕捉させる着磁法である。一方、ゼロ磁場冷却法は、外部磁場が存在しない環境において、バルク体を臨界温度まで冷却することで超電導状態へ遷移させる。その後、外部磁場を徐々に増加させることで磁束を十分に捕捉させる着磁法である。

静磁場着磁法の利点は、バルク体へ印加する外部磁場を長期に渡って維持すること可能な点である。バルク体内部へと侵入した磁束線は、バルク体内部に多数存在するピン止め点へ捕捉される。しかし、全ての磁束線がピン止め点にて捕捉されるわけではなく、一部の磁束線はピン止め点に留まることなくバルク体の外部へと抜ける。従って、外部印加磁場を保持することは、より多くのピン止め点へ磁束線を捕捉させる効果を発揮する。ただし、強力な磁場を数時間発生させるための大型定電流源を必要とする点。および、強磁場を連続的に発生させることが可能な超電導電磁石と、それを冷却するためのヘリウム冷凍機が必要となるため、装置が大型化するなどの欠点があげられる。即ち、静磁場着磁を行うためにはかなり大がかりな装置が必要であり、機器の大型化が懸念される。

1.5.2. パルス磁場着磁

バルク体を着磁するための外部磁場は、定常磁場である必要はない。パルス磁場着磁では、コンデンサ等に充電されたエネルギーを励磁コイルへ放電することによって瞬間的に発生する強力なパルス磁場をバルク体に捕捉させる（図 1-9）。

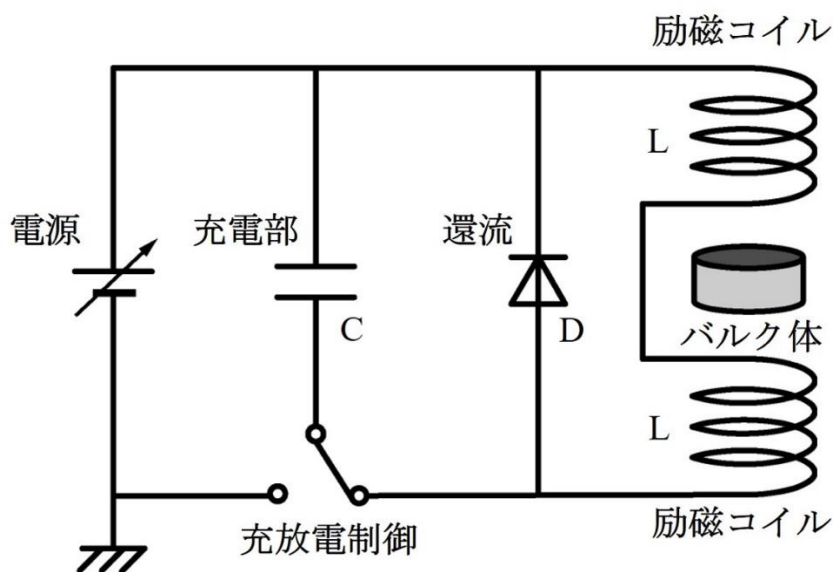


図 1-9 銅巻線を用いたパルス磁場着磁回路

マイスナー効果に対してパルス磁場が弱い場合、バルク体は十分な磁束を捕捉することができない。また、強すぎるパルス磁場はバルク体の発熱の原因となり、最大捕捉磁束密度が減衰する[11-12]。このように、パルス着磁法ではパルス磁場の強度および印加時間を適切に制御しなければ期待される高い捕捉磁束密度を得ることはできない。

パルス着磁によるバルク体の捕捉磁束密度を向上させる方法はいくつか研究されている。中でも成果を挙げている方法がマルチパルス着磁である。マルチパルス着磁は、同一のバルク体に対して複数のパルス磁場を印加する着磁方法であり、一度目のパルス磁場の印加と比較して、2 度目以降のパルス磁場の印加によるバルク体の発熱が少なくなることから、捕捉磁束密度が向上するといった報告が挙げられている[13]。これは、2 度目以降のパルス磁場を印加する場合、既にバルク体内部に磁束が捕捉されているため、バルク体の内部と外部における磁場勾配が小さくなることで磁束の運動に伴う発熱が抑えられた結果である。

第二種超電導体は磁束の存在を許す一方で、超電導領域と磁束が存在する常伝導領域にはエネルギーギャップが存在するため、磁束の運動に伴いエネルギーの消費が発生することになる。従って、パルス磁場による磁束の急激な侵入と運動によって発生した熱によってバルク体の温度

が上昇すると同時に臨界電流密度が減少する。臨界電流が減少すると、新たな磁束がバルク体内部に侵入するためバルク体の温度はさらに上昇する。このように、温度上昇による臨界電流密度の減少を起因として、磁束がバルク体内部のピン留め点から次々と移動する状況をフラックスジャンプと呼ぶ。フラックスジャンプが発生する印加磁場の強度よりも弱いパルス磁場による着磁では、十分な磁束がバルク体内部に侵入しないため、捕捉磁束密度は抑制される。また、フラックスジャンプが発生して以降も単純に印加磁場の強度を上げ続ける場合、次々と侵入する磁束によって発生するバルク体の温度上昇によって捕捉磁束密度は減衰する[14-15]。このフラックスジャンプが発生する磁場強度となるようにパルス磁場を制御したパルス着磁が波形制御パルス着磁法である。この着磁法では、対象となるバルク体の表面に磁場センサを配置することで、バルク体に印加されているパルス磁場の強度を常に監視しており、得られた情報を元に印加中のパルス磁場の強度を制御することによってバルク体の発熱を抑制している。結果、波形制御を行った単一のパルス磁場によって、静磁場着磁で達成される最大捕捉磁束密度の90%を超える捕捉磁束密度を得ることに成功している[16]。

最大振幅の小さい外部磁場を何度も繰り返し印加することでバルク体を磁化するフラックスポンピングという着磁方法がある。一般的なパルス着磁法では、同一のパルス磁場を複数回繰り返して加えた場合であっても、バルク体の捕捉磁束密度が必ずしも増加するとは限らない。これは、バルク体に対する印加磁場が増加する際にバルク体の外周部に流れる誘導電流と印加磁場が減少する際の誘導電流の向きが異なるため、パルス磁場毎に得られる電流を蓄積することができないためである。従って、フラックスポンピングによる着磁では、バルク体に誘導される電場が同じ向きとなるような小さな磁場を繰り返し印加することによって最終的に強力な磁場を得ることができる[17-18]。

これらのパルス着磁技術は、バルク体の産業応用における適切な着磁技法の必要不可欠であり、機器内部に配置されたバルク体など空間に制限をうけた場面において、その課題を解決する重要な技術となる。

1.6. 超電導回転機

1.6.1. 超電導回転機の特徴

回転機は工業において最も普及している電気機器であり、産業分野において消費される電力量の約 7 割を占めている[19]。従って、より省エネルギーであり効率の良い回転機が求められているが、今日に至るまでの多くの研究成果によって既に技術的に成熟している。回転機の機械的構造が技術的に完成していることから、回転機の高効率化は磁気的な観点から考える必要がある。従来の回転機は、内部に使用された磁性材料の磁気飽和もあり、Nb-Fe-B 系の永久磁石による最大磁束密度は 1.5～2.0 T 程度に制限されるため、今以上の出力を達成することは困難である[20]。

バルク体によって得られる永久磁石を凌駕する強磁場は、回転機に対して従来機とは一線を画す性能向上が期待される。超電導回転機は、界磁極に超電導コイルまたはバルク体を応用した回転機のことを指す。超電導回転機の出力 P は角速度 ω 、電流密度 i 、回転子径 L 、磁束密度 B を用いた次式で表される。

$$P = \omega \times B \times 2i \times \pi r^2 L \quad (1.8)$$

$\pi r^2 L$ の項目は回転機の体格である。この式から、高い磁束密度を有する超電導回転機は従来の回転機と比較して、最大で半分以下の軽量化を実現する[21]。図 1-10 は同じ定格出力の永久磁石回転機と超電導回転機の体格差を示したものである[22]。この回転機では、同形上の銅線と比較して 150 倍の電流を流すことが可能な超電導線材で作られたコイルを界磁として用いている。このような回転機に大幅な軽量化は、風力発電機のナセルや電気推進線のポットなど、回転機の設置空間に制限を受ける場面において、超電導回転機の小型・高トルクな特徴は非常に有用であり、多くのグループが研究開発を進めている。

超電導体の電気抵抗率はゼロであるため、大きな直流電流を流した場合であっても損失が発生しない。従って、回転機に応用される超電導部品は界磁用のコイルなど直流電流によって駆動する部品として設計されており、電機子など交流電流が作用する部品は従来の銅線材が使用されることが多い。超電導回転機の研究開発に関する主な成果報告として、米国の American Superconductor Corporation より、2004 年に 5 MW 級の超電導回転機を開発が報告されており、2011 年には 36.5 MW のモータ開発に成功している[23-24]。独国では、2012 年に Siemens によって 4 MW の回転機開発が報告されている[25]。また、国内においても、川崎重工業株式会社において、1 MW と 3 MW の出力を持つラジアル型超電導回転機（図 1-11）の開発に成功している[26-27]。

HTS Ship Propulsion Motors

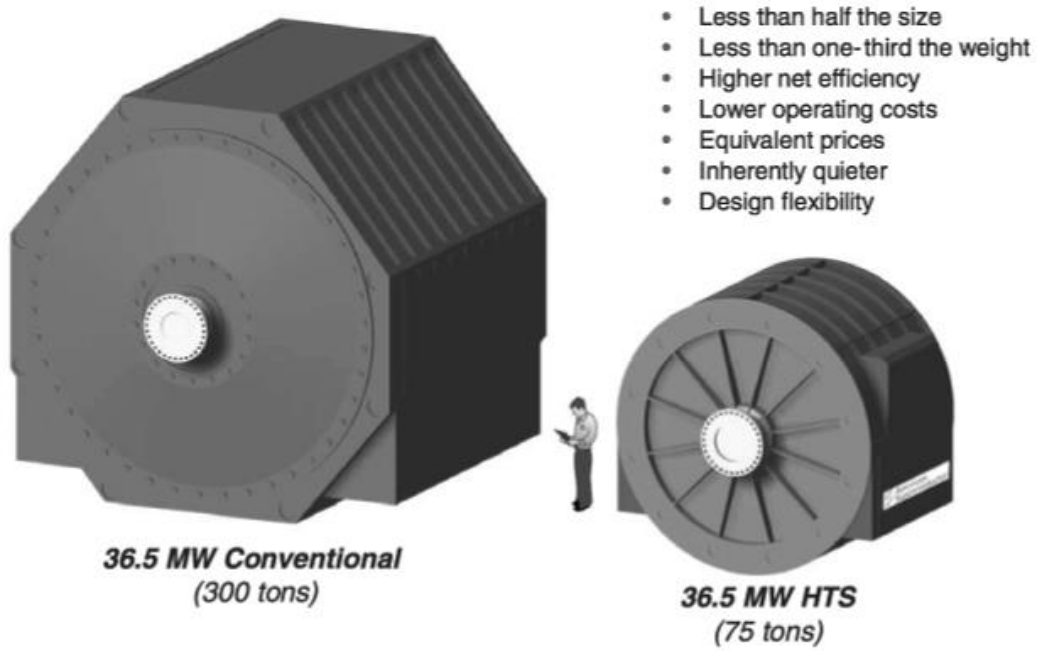


図 1-10 高温超電導体の界磁極応用による回転機の小型・軽量化[22]



図 1-11 川崎重工製 3 MW 高温超電導回転機[27]

1.6.2. 高温超電導バルク体を界磁極とした同期回転機と課題

開発が進められている超電導回転機の多くは、超電導コイルを界磁極として採用したものであり、バルク体を界磁極とした回転機の設計、開発報告は少数にとどまっている[28]。そのような中、我々はバルク体を界磁極に応用した同期回転機の開発を行ってきた[29-31]。超電導コイルを用いた回転機と比較して、バルク体を採用することはコストや効率の面において優れた性能を発揮する[32]。また、超電導コイルと異なり、励磁電流を流すための外部電源が不要であり、回転機構造の簡略化と小型化が可能である。

バルク体を用いた回転機の研究が少ない要因のひとつとして、周囲に交流磁界が存在する環境にバルク体を配置した場合、バルク体の捕捉磁束密度が減衰傾向を示す研究報告が挙げられる[33-36]。従って、回転機のように交流磁界を利用した機器に対するバルク体の応用は難しいと主張されている[35]。ただし、これらの報告の多くはバルク体に対して近接位置に配置した励磁コイルから交流磁界を加えた結果であり、同期回転機内部に界磁極として応用した場合におけるバルク体の捕捉磁束密度の減衰に関する報告は見られない。また、急激な回転速度の変化や回転界磁極のシャフトと回転機シャフトの中心にずれが生じている場合などを除き、同期回転機の界磁極が発生する磁界と電機子が発生する磁界は同期しているため、バルク体に対する交流磁界の成分は大きな値を取らないと考えられる。本論文では、同期回転機の界磁極に応用されたバルク体の捕捉磁束密度の安定性について、我々の開発したアキシアル型の小型超電導同期回転機とラジアル型の超電導同期回転機の2機を用いた発電試験・負荷試験によって実験的に明らかにするとともに、超電導回転機に対するバルク体の有用性を示すものである。

1.7. 参考文献

- [1] H. K. Onnes, “The resistance of pure mercury at helium temperatures,” *Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden*, b 120, 1911.
- [2] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, “Theory of superconductivity,” *Phys. Rev.* vol 108, Dec. 1957.
- [3] J. G. Bednorz and K. A. Muller, “Possible high T_c Superconductivity in the Ba-La-Cu-O system,” *Z. Phys. B*, 64, 189, 1986.
- [4] M. K. Wu, J. R. Ashburn, and C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang and C. W. Chu, “Superconductivity at 93 K in a New Mixed-Phase Y-Ba-Cu-O Compound System at Ambient Pressure,” *Phys. Rev. Lett.* vol. 58, Mar. 1987.
- [5] S. Nariki, N. Sakai and M. Murakami, "Melt-processed Gd-Ba-Cu-O superconductor with trapped field of 3 T at 77 K", *Superconductor Science and Technology*, vol. 18, no. 2, S126. Feb. 2005.
- [6] J. H. Durrell, A. R. Dennis, J. Jaroszynski, M. D. Ainslie, K. G. B. Palmer, Y.-H. Shi, A. M. Campbell, J. Hull, M. Strasik, E. E. Hellstrom and D. A. Cardwell, “A trapped field of 17.6T in melt-processed, bulk Gd-Ba-Cu-O reinforced with shrink-fit steel,” *Superconductor Science and Technology*, vol. 27, no. 5, 082001, Jun. 2014.
- [7] Dirk Manske, “Theory of Unconventional Superconductors Cooper-Pairing Mediated by Spin Excitations,” Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Germany, 2004.
- [8] W. Meissner and R. Ochsenfeld, “Ein neuer effect bei eintritt der supraleitfähigkeit”, *Naturwissenschaften*, vol. 21, 787, 1933.
- [9] Ame en Science Studio, “Vortex-Superconductivite.fr,” [Internet]. 2011. Available from: <http://www.supraconductivite.fr/en/index.php?p=supra-levitation-vortex-more>
- [10] S. Horii, A. Ishihara, T. Fukushima, T. Uchikoshi, H. Ogino, T. Suzuki, Y. Sakka, J. Shimoyama and K. Kishio, “Magnetic orientation and magnetic anisotropy in paramagnetic layered oxides containing rare-earth ions,” *Science and Technology of Advanced Materials*, vol. 10, no. 1, 2009.
- [11] H. Fujishiro, T. Oka, K. Yokoyama, and K. Noto, “Time evolution and spatial distribution of temperature in YBCO bulk superconductor after pulse field magnetizing,” *Superconductor Science and Technology*, vol. 16, no. 7, 809, Jul. 2003.
- [12] H. Fukai, H. Yamada, N. Sakai and M. Murakami, “Pulsed field magnetization of large-frail Gd-Ba-Cu-O bulk superconductor,” *Physica C: Superconductivity*, 392-396 (2003) 585.
- [13] H. Fujishiro, K. Yokoyama, T. Oka and K. Noto, “Temperature rise in an Sm-based bulk superconductor after applying iterative pulse fields,” *Superconductor Science and Technology*, vol. 17, no. 1, 51, Jan. 2004.

- [14] R. Weinstein, D. Parks, R.-P. Sawh, K. Parpenter and K. Davey, "Anomalous results observed in magnetization of bulk high temperature superconductors-A windfall for applications", *Journal of Applied Physics*, vol. 119, no. 13, 133906, 2016.
- [15] M. D. Ainslie, D. Zhou, H. Fujishiro, K. Takahashi, Y.-H. Shi and J. H. Durrell, "Flux jump-assisted pulsed field magnetisation of high-J c bulk high-temperature superconductors", *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 29, 2016.
- [16] T. Ida, Z. Li, M. Miki, M. Watasaki and M. Izumi, "Waveform control pulse magnetization for HTS bulk with flux jump" *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, vol. 28, no. 4, 6801905. Jun. 2018.
- [17] T. A. Coombs, Z. Hong, Y. Yan and C. D. Rawlins, "The next generation of superconducting permanent magnets: The flux pumping method" *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, vol. 19, no. 3, 2169. Jun. 2009.
- [18] Y. Zhai, Z. Tan, X. Liu, B. Shen, T. A. Coombs and F. Wang, "Research progress of contactless magnetization technology: HTS flux pumps" *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, vol. 30, no. 4, 4602905. Jun. 2020.
- [19] F. J. T. E. Ferreira, J. A. C. Fong and A. T. de Almeida, "Ecoanalysis of variable-speed drives for flow regulation in pumping systems," *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, vol. 58, no. 6, 2117. Jun. 2011.
- [20] M. Ainslie and H. Fujishiro, "Fundamentals of bulk superconducting materials," in *Numerical Modelling of Bulk Superconductor Magnetisation*, IOP, 2019, pp. 1-1 - 1-22, DOI: 10.1088/978-0-7503-1332-2ch1
- [21] G. Klaus, M. Wilke, J. Frauenhofer, W. Nick and H.-W. Neumueller, "Design Challenges and Benefits of HTS," in 2007 IEEE Power Engineering Society General Meeting, Tampa, FL, USA, 2007, DOI: 10.1109/PES.2007.385756
- [22] B. Wang, "36.5 Megawatt superconducting motor Successfully Tested at Full Power," 13 01 2009. [Online]. Available: <https://www.nextbigfuture.com/2009/01/365-megawatt-superconducting-motor.html>. [Accessed 07 12 2019].
- [23] G. Snitchler, B. Gamble, and S. Kalsi, "The Performance of a 5MW High Temperature Superconductor Ship Propulsion Motor," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, no. 2, Jun. 2005.
- [24] B. Gamble, G. Snitcher and T. MacDonald, "Full power test of a 36.5 MW HTS propulsion motor," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 21, no. 3, 1083, Jun. 2011.
- [25] W. Nick, JGrundmann, and J. Fraunhofer, "Test results from Siemens low-speed, high-torque HTS machine and description of further steps towards commercialization of HTS machines," *Physica C: Superconductivity and its Applications*, vol. 482, no. 20, 105, May 2012.
- [26] K. Umemoto, K. Aizawa, M. Yokoyama, K. Yoshikawa, Y. Kimura, M. Izumi, K. Ohasi, M. Numano, K. Okumura, M. Yamaguchi, Y. Gocho and E. Kosuge, "Development of 1MW-class HTS motor for

- podded ship propulsion system,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 234, 032060, 2010.
- [27] T. Yanamoto, M. Izumi, K. Umemoto, T. Oryu, Y. Murase and M. Kawamura, “Load Test of 3-MW HTS Motor for Ship Propulsion,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 27, no. 8, 5204305, Dec. 2017.
- [28] J. H. Durrell, M. . D. Ainslie, D. Zhou, P. Vanderbemden, T. Bradshaw, S. Speller, M. Filipenko and A. . D. Cardwell, "Bulk superconductors: a roadmap to applications," *Superconductor Science and Technology*, vol. 31, no. 10, 103501, 2018.
- [29] H. Matsuzaki, Y. Kimura, I. Ohtani, M. Izumi, T. Ida, Y. Akita, H. Sugimoto, M. Miki, and M. Kitano, “An axial gap-type HTS bulk synchronous motor excited by pulsed-field magnetization with vortex-type armature copper windings,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, no 2, 2222, Jun. 2005.
- [30] M. Watasaki, M. Miki, B. Felder, K. Tsuzuki, R. Sato, S. Kase, M. Izumi, and T. Ida, “Trapped magnetic flux of bulk HTS magnets in the external AC magnetic field at low temperatures,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 23, no 3, 8201604, Jun. 2013.
- [31] E. Shaanika, M. Miki, C. Bocquel, B.Felder, K.Tsuzuki, T.Ida, M. Izumi, S. Englebreton, R. Chin, J. Kolehmainen, M. Morita and H.Teshima, “Core Loss of a Bulk HTS Synchronous Machine at 2 T and 3 T Rotor Magnetisation,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 30, no 1, 2500106, Jan. 2020.
- [32] Kase S, Tsuzuki K, Miki M, Felder B, Watasaki M, Sato R and Izumi M “Three-dimensional analysis of magnetic flux deflector” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 23, no 3, 4900905, Jun. 2013.
- [33] Ogawa J, Fukui S, Oka T, Yamaguchi M, Sato T, Takada M, Sato R and Tomita M “Influence of high frequency AC magnetic field on trapped magnetic field” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 17, no 2, 3024, Jun. 2007.
- [34] Vanderbemden P, Laurent P, Fagnard J-F, Ausloos M, Babu N H and Cardwell D A “Magneto-thermal phenomena in bulk high temperature superconductors subjected to applied AC magnetic fields” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 23, 075006, May. 2010.
- [35] Yamagishi K, Ogawa J, Tsukamoto O “Rotation test of a superconducting bulk rotor shielded with superconducting rings” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 25, no. 3, 5201905, Jun. 2015.

- [36] Qiu M, Huo H K, Xu Z, Xia D, Lin L Z, and Zhang G M “Technical analysis on the application of HTS bulk in “Permanent magnet” motor” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, no. 2, 3172, Jun. 2005.

第 2 章

アキシシャル型同期回転機の界磁極に
応用したバルク体の捕捉磁束の挙動

2. アキシシャル型同期回転機の界磁極に応用したバルク体の捕捉磁束の挙動

2.1. 序論

地球温暖化をはじめとした環境問題は世界規模で取り取り組むべき課題となっており、様々な分野において省エネ・高効率化が求められている。海洋分野においても同様であり、特に船舶に搭載されたディーゼルエンジンによる推進システムは CO_2 や NO_x などの有害なガスを排出しており、環境負荷の低減を目的とした規制が強化されてきた。

新しい船舶用推進機として注目される電気推進システムは、船内という限られた空間に配置されるため、小型かつ高いトルク密度が求められる。しかし、従来の回転機では、界磁極に使用される永久磁石の性能が頭打ちしているため、機器の体格を小型とした場合、出力は制限されてしまう。我々が回転機に応用した $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (Gd123) 高温超電導バルク体 (以後、バルク体) は、強いピン止め効果によって従来の永久磁石を大きく上回る磁束密度を示す [1-4]。従って、バルク体を界磁極に応用した超電導同期回転機は、小型・軽量・高トルク密度を実現することが期待できる。

バルク体の回転機応用について、主に 2 つの課題が挙げられる。1 つは、回転機内部に配置したバルク体に対する着磁である。船内やポット推進機などの限られた空間では、静磁場着磁に必要な超電導コイルを配置することは難しいため、パルス磁場による着磁が必要となる。もう 1 つは、バルク体の周辺空間にある交流磁界である。特に回転機の内部では、常に電機子コイルから発生する交流磁界が存在する。バルク体に対して交流磁場を加えた場合、バルク体に捕捉された磁束密度が減衰する交流損失について複数の研究報告がなされており [5-9]、回転機に応用されたバルク体の捕捉磁束密度は、回転機の運転を継続することで減衰すると懸念されている。そこで我々は、回転機の電機子を励磁コイルとして利用することで、回転機内部においてパルス着磁が可能なアキシシャル型同期回転機を開発した。パルス着磁によって得られる捕捉磁束密度は静磁場着磁と比較して低くなる。多くの研究者がパルス磁場の制御による最大捕捉磁束密度の向上を試みるなか、我々はバルク体の機械的な加工による最大捕捉磁束密度の向上を検討し、8 個のバルク体をアキシシャル型同期機の界磁極として応用した。

本章では、バルク体の機械的な加工による捕捉磁束密度に対する影響、ならびに、同期機の発電試験によるバルク体の捕捉磁束密度の変動について述べる。発電試験では、 60 min^{-1} 、 120 min^{-1} 、 240 min^{-1} の回転数によって生じた交流磁場の強度、ならびに電機子コイルと界磁バルク体表面温度の変化が、バルク体の捕捉磁束密度に与える影響について明らかとした。

2.2. アキシタル型超電導同期回転機の特徴

東京海洋大学にて設計・開発された超電導回転機は、外径 500 mm、長さ 660mm のアキシタル型同期回転機である（図 2-1）。界磁極には、8 つのバルク体が円周に沿って配置されている（図 2-2）。電機子には鉄心を持たない渦巻き型電機子コイルが採用されており、界磁極であるバルク体を挟むように両側へ 6 個ずつ、合わせて 12 個が配置されている（図 2-3）。回転機本体は非磁性体（SUS304、Cu）で構成されており、磁気回路は形成しない。以下、超電導回転機の特徴を示す

1. 直径 60 mm、厚さ 20 mm の超電導バルク磁石 8 つを界磁極として応用。
2. 界磁子と電機子が回転軸方向にて交互に直列配置されるアキシタル型。
3. 界磁極が回転する回転界磁型。
4. 超電導バルク体の冷却には、凝縮ネオンガスを用いた熱サイフォン方式を採用。
5. モータ内部、回転子と電機子間は真空断熱。
6. 回転ブラシや鉄心を使用しない。
7. バルク体の着磁は電機子コイルを利用したパルス磁場着磁法によって行われる。
8. 電機子コイルは、電機子固定板内部を循環する液体窒素によって冷却される。

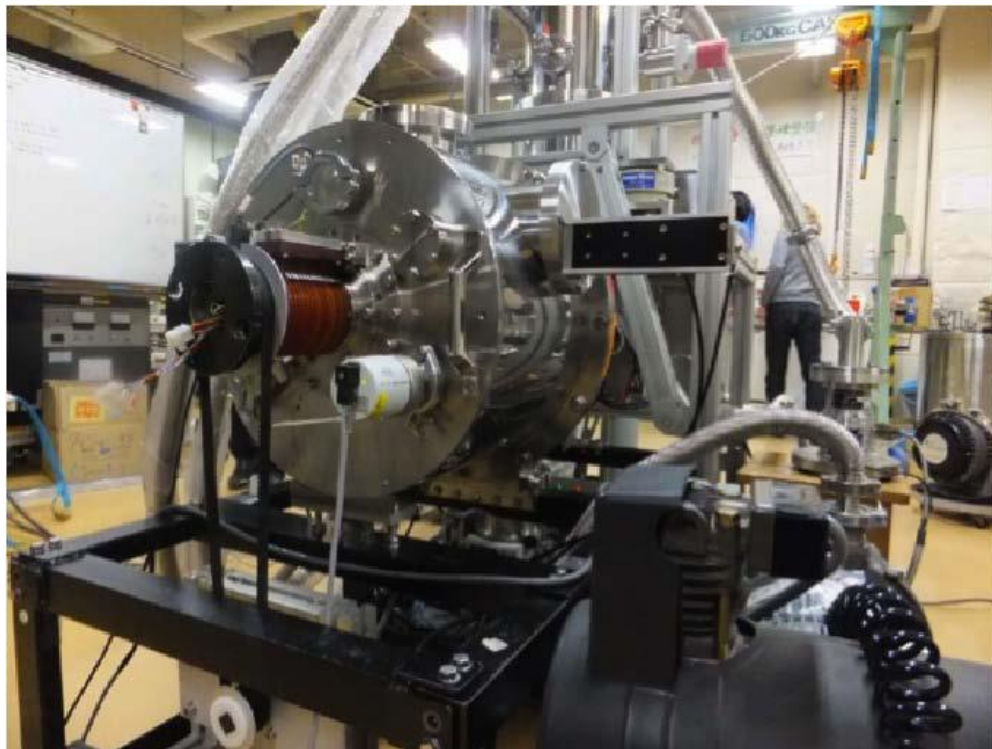


図 2-1 アキシタル型超電導同期回転機

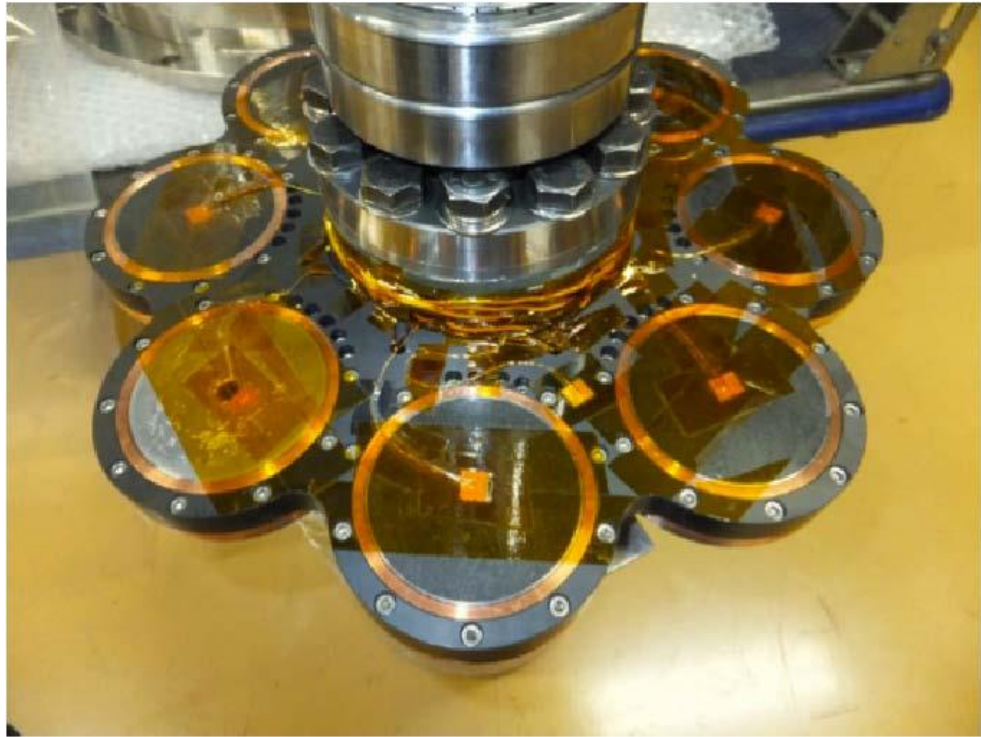


図 2-2 回転界磁極と 8 つのバルク界磁極

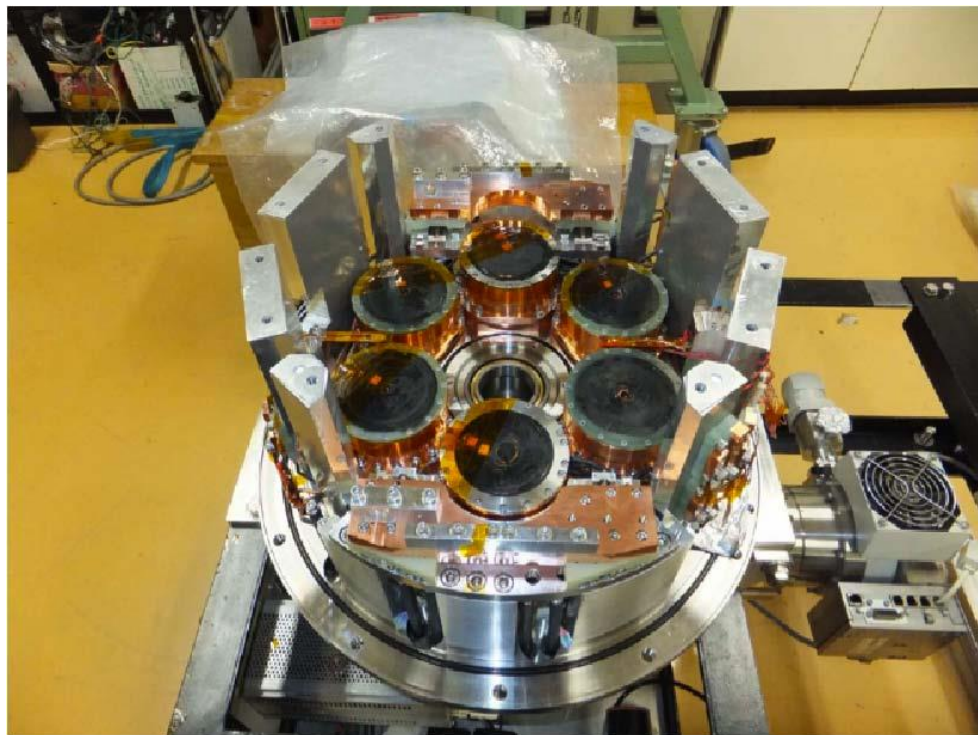


図 2-3 渦巻き型電機子コイル

2.2.1. 電機子と界磁子の冷却構造

バルク体に磁束を捕捉させるためには、バルク体の温度が臨界温度 T_c を下回るまで冷却しなければならない。超電導同期回転機に対する冷却方法では、液体窒素などの冷媒を回転機内部へ充填し、界磁極ごと浸漬する方式が主流であった。しかし、この方式では回転機運転時に液体冷媒の密度に応じた損失や回転機のケーシングなどの問題が発生する。界磁極だけをケーシングした後、その中に冷媒を満たす方法も考えられるが、ケーシングの厚みに応じて界磁子と電機子のエアギャップが広がるため、回転機の出力低下に繋がる。我々が製作した超電導回転機では、電機子と回転界磁子のエアギャップを可能な限り小さくするため、冷媒と熱伝導冷却の両方を用いた冷却方法を採用した。電機子の冷却は、台座となる電機子固定盤の内部に液体窒素冷媒を循環させ、熱伝導によって電機子コイルを約 90 K 程度に冷却することが可能である。これらの冷却方式では、電機子と界磁子をケーシングする必要がないため、浸漬方式では 5.5 mm であったエアギャップを 2 mm 以下にまで縮めることが可能となった（図 2-4）。

超電導バルク体の冷却には、凝縮ネオンを用いた閉サイクル型熱サイフォン式冷却を使用した[10-11]。回転機の後方から回転軸内を通じる冷媒配管内に満たされた凝縮ネオンガスは、冷凍機によって 30 K 程度にまで冷却された凝縮器によって液化する。液化したネオンは冷媒配管の側面を伝い、回転軸の中央に取付けられた蒸発器に流れ着く。蒸発器は液体ネオンの蒸発潜熱によって冷却され、銅板を伝った熱伝導冷却によって超電導バルク体を 40 K へ冷却する。蒸発器における熱交換によって気化したネオンガスは凝縮器へ返還され、再度凝縮されることで循環する。超電導バルク体の温度は、表面に取付けられた熱電対（Au/0.07 at % Fe - Normal silver）によって測定される。

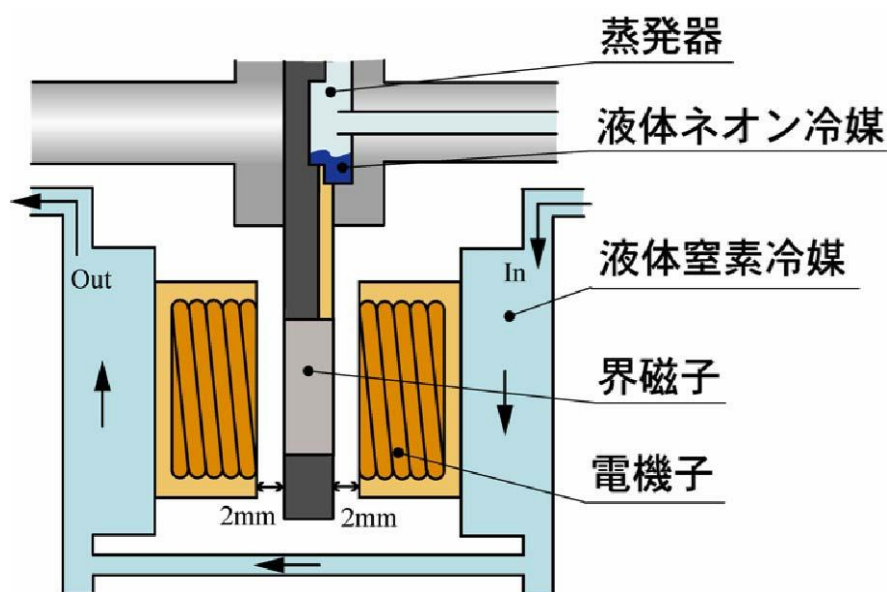


図 2-4 電機子およびバルク体の冷却構造

2.2.2. 超電導バルク界磁極

界磁極に応用したバルク体は、熔融法によって作成された Gd 系高温超電導体であり、外径 60 mm、厚さ 20 mm となるように整形されている。また、強い印加磁場によって着磁されたバルク体は捕捉された磁束と環状電流によるフープ力が原因となってバルク体自身が破壊される可能性がある。これを防ぐ為にバルク体の周囲にはステンレス製 (SUS304) の補強リングが取付けられている。また、アキシアル型回転機に採用したバルク体には、次に紹介する 4 種類の機械的な加工が施されている。

2.2.2.1. 超電導バルク材

超電導バルク体を示す (図 2-5)。組成は $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$: 70.9 wt %、 $\text{Gd}_2\text{BaCuO}_{5.0}$: 19.2 wt %、Ag 9.4 wt %、Pt 0.5 wt % であり、熔融法によって作成される。バルク体の上面に設置された単一構造を持つ種結晶により各軸方向へ結晶成長させることで、材料全体において超電導が起こりうる構造を作る。従って、結晶成長領域である GS とそれぞれの成長領域の境界である GSB が存在し、それぞれの領域において捕捉磁束密度特性が異なる特徴を持つ場合がある。



図 2-5 界磁極に適応したバルク体 (左) の概略図 (右)

回転機内部におけるパルス磁場着磁

バルク体の着磁に用いるパルス磁場は着磁コイルを流れるパルス電流によって発生する。パルス電流は様々な機器で利用されており、発生させる方法はいくつも存在する。パルス着磁試験では、大容量コンデンサを並列接続することによって形成した 65000 μF のコンデンサバンクに対して倍電圧整流回路を通した高圧電力を貯蔵した後、コンデンサバンクと渦巻型銅コイルを結線するリレー回路を駆動することによって着磁コイルにパルス磁場を発生させる。

パルス着磁によって十分な磁束を捕捉させるためには、静磁場着磁と比べて非常に強いパルス磁場を発生させなければならない。パルス発生源に要求される性能は、高電圧・大電流を扱うことが可能であり、大きな電荷を制御可能なことである。本実験で使用した着磁装置は単純な LCR 過渡応答によってパルス電流を放電している（図 2-6）。過渡応答によって得られるパルス波形の立ち上がり時間やピーク電流の大きさは LCR の定数によって決定される。従って、パルス着磁法では充電電圧の制御による印加磁場の強弱コントロールとバルク体の温度の2点を変数とした着磁条件によって行われる。

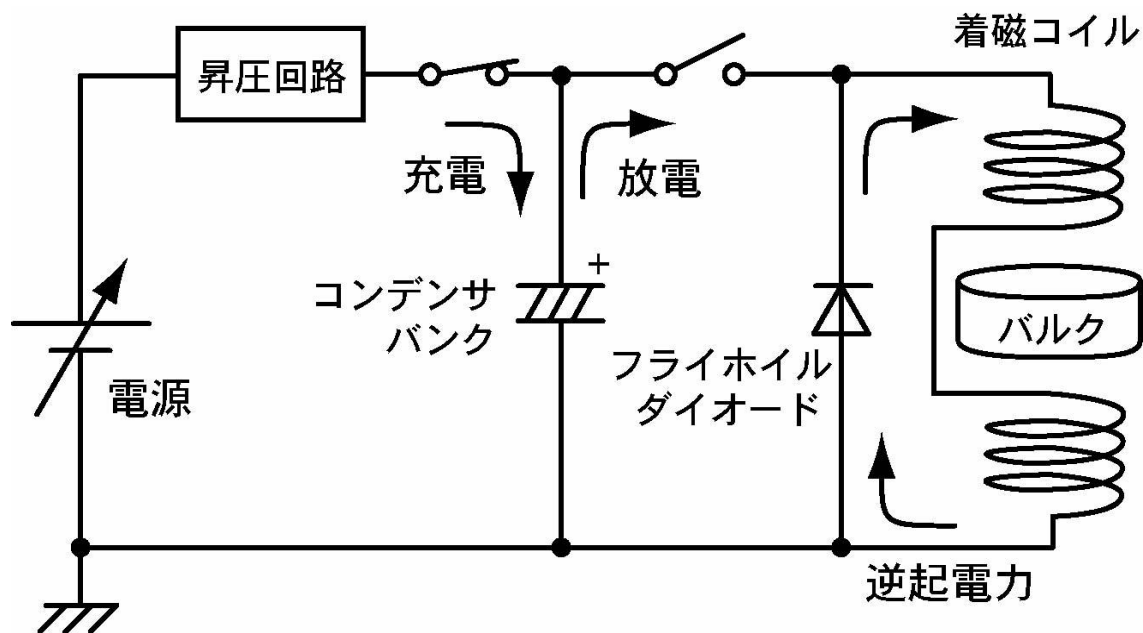


図 2-6 パルス着磁回路の結線図

2.2.3. パルス磁場による着磁条件

本実験では各バルク体の捕捉磁束密度の目標値を 1.0 T として、計 8 個のバルク体に対して複数回のパルス着磁を実施した。着磁回数は、各バルク体の捕捉磁束密度が 1.0 T 程度となるように調整を行った結果であり、1 度目の着磁の際は 70 K、2 度目以降は 65 K となるようにヒーターによる温度制御を実施した。表 2-1 に各バルク体に対する着磁回数、最大印加磁場、着磁の際のバルク温度を示す。

表 2-1 着磁条件

Sample A			Sample A'		
着磁回数	印加磁場 [T]	バルク温度 [K]	着磁回数	印加磁場 [T]	バルク温度 [K]
1	9.3	69.9	1	9.1	70.0
2	9.0	65.0	2	9.0	65.1
3	9.1	65.1			
Sample B			Sample B'		
着磁回数	印加磁場 [T]	バルク温度 [K]	着磁回数	印加磁場 [T]	バルク温度 [K]
1	9.1	70.3	1	8.8	69.9
2	9.2	70.0	2	8.8	69.8
Sample C			Sample C'		
着磁回数	印加磁場 [T]	バルク温度 [K]	着磁回数	印加磁場 [T]	バルク温度 [K]
1	8.8	69.8	1	9.0	70.1
2	9.3	70.1	2	9.1	64.9
3	10.1	65.0	3	9.2	64.7
			4	8.9	64.9
Sample D			Sample D'		
着磁回数	印加磁場 [T]	バルク温度 [K]	着磁回数	印加磁場 [T]	バルク温度 [K]
1	8.7	70.1	1	9.0	70
2	9.1	64.1	2	9.2	65.1

2.2.4. 捕捉磁束密度の計測

バルク体の捕捉磁束密度の挙動を計測する 2 種類のホールセンサ (BHT-921, F.W.BELL および HG116A, 旭化成) をバルク体中心表面から 2 mm の位置 (電機子表面と同じ高さ=エアギャップ: 2 mm) に配置した。回転軸と共に回転するバルク体がセンサプローブの上を通過することによって、バルク体の捕捉磁束密度を計測する (図 2-7)。BHT-921 は、センサへ 100 mA の定電流を流した状態で磁場中へ侵入させることで出力されるホール電圧を変化させる。この電圧変化がバルク体表面に対して垂直な磁場のベクトル成分となる。同じく、HG116A では 1 mA の定電流による出力電圧の変化から捕捉磁束密度を計測する。また、バルク体の中心部表面には温度測定用の熱電対 (Au/0.07 at % Fe - Normal silver) がワニス、銅テープによって取付けられており、パルス磁場を印加する際のバルク体表面温度を計測する (図 2-8)。超電導バルク体へ取付けられた熱電対は回転機に取付けられたスリップリングを通して計器へ出力される。

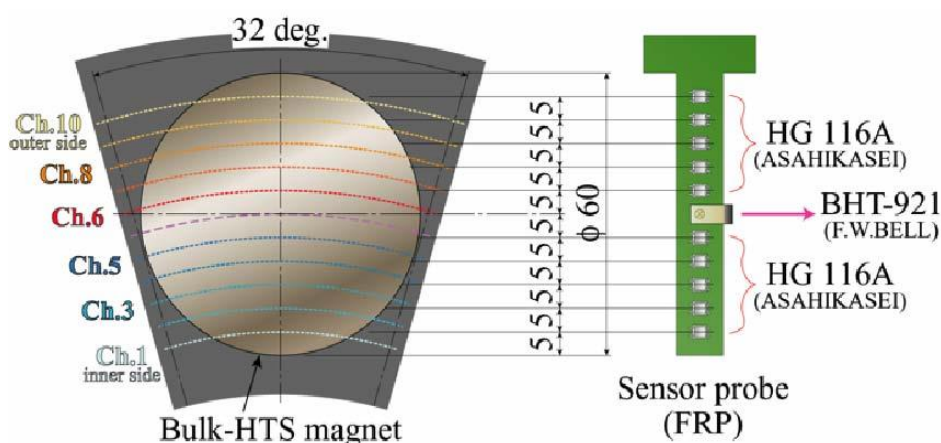


図 2-7 超電導バルク体の捕捉磁束密度計測位置

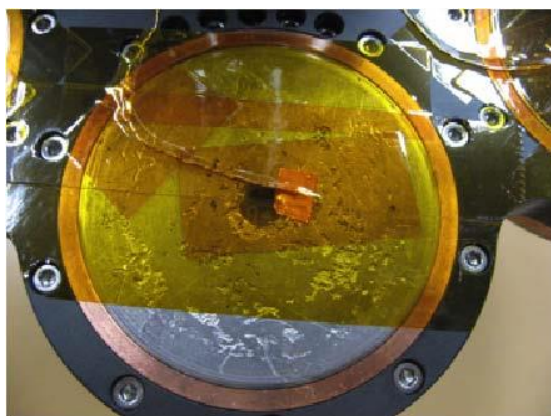


図 2-8 熱電対によるバルク体表面温度計測

2.2.5. パルス磁場着磁試験

2.2.5.1. 超電導バルク材へのパルス着磁

バルク体では、最大捕捉磁束密度が 1.0 T 付近となるために 4 度のパルス着磁が必要となった。1 度目から 4 度目までの各パルス着磁において、バルク体の中心付近の捕捉磁束密度を計測するホールセンサ（BHT-921）によって得られた磁場分布図を図 2-9 に示す。また、4 度目のパルス着磁後に、HG116A を含む 11 個全てのホールセンサによって得られた磁場分布図を次に示す（図 2-10）。

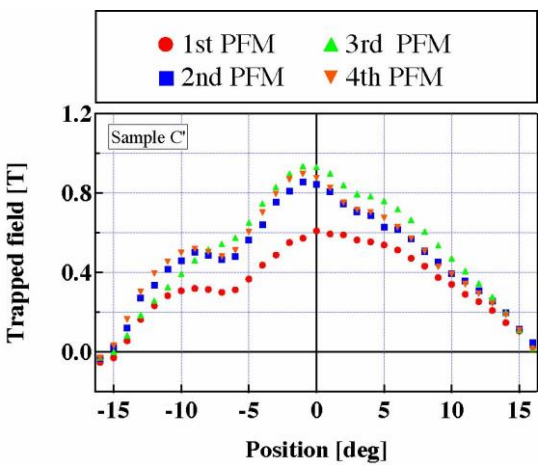


図 2-9 パルス着磁の回数と捕捉された磁束密度分布の変化。

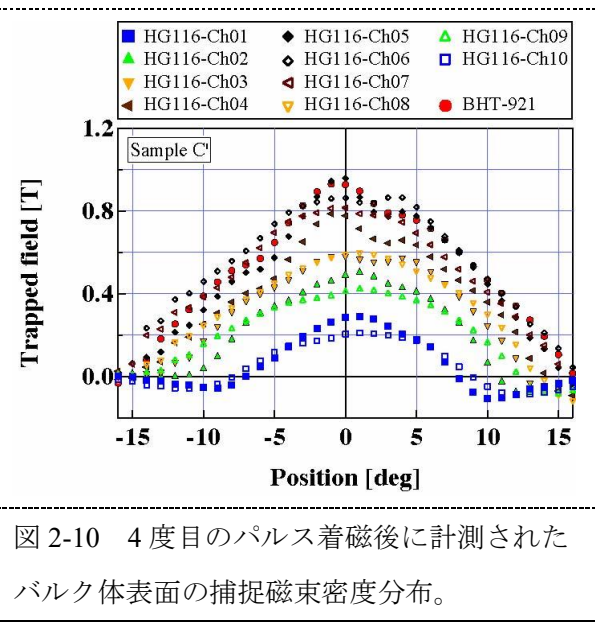


図 2-10 4 度目のパルス着磁後に計測されたバルク体表面の捕捉磁束密度分布。

バルク体の捕捉磁束密度は、1 度目のパルス磁場着磁から一部の磁束密度が大きく減少した形状を示した。捕捉磁束密度の分布を矯正するために複数回のパルス磁場を加えたが、4 回目のパルス着磁では主に中央付近の捕捉磁束密度が減少した。結果、捕捉磁束密度分布は歪な形状を示し、最大捕捉磁束密度 0.90 T、総磁束 12.7 μWb となった（表 2-2）。

表 2-2 パルス着磁回数における最大捕捉磁束密度、総磁束の変化

着磁回数	最大捕捉磁束密度 [T]	総磁束[μWb]
1	0.78	8.90
2	0.86	12.1
3	0.93	13.1
4	0.90	12.7

2.3. バルク体の捕捉磁束の変動と安定性

回転機の界磁極に応用されたバルク体は、電機子コイルを流れる電流によって発生する交流磁場に曝される。この時、バルク体内部に捕捉された磁束は交流磁場が与えるエネルギーによりバルク体内部を運動する。この運動は、パルス着磁のエネルギー量と比べて非常に小さいが運転中長時間に渡って熱エネルギーへと変換される。これに伴う温度上昇が、バルク体の捕捉磁束密度を減少させる原因となる。

超電導回転機は低速・高トルクといった特性から、船舶用推進機や潮流発電における利用が期待されている。ここでは、アキシャル型の超電導同期回転機を発電機として 12 時間連続運転することによって、界磁極として使用されるバルク体の捕捉磁束密度の変化について実験的に計測する。実験では、発電運転の回転速度 60 min^{-1} 、 120 min^{-1} 、 240 min^{-1} (4 Hz、8 Hz、16 Hz) として、発生する交流磁場の強度、超電導バルク体の温度ならびに捕捉磁束密度の時間変化を計測した。

2.3.1. 実験装置の構成

超電導同期機は、接続された誘導モータによって回転力を得ることで発電運転を行う。誘導モータ、超電導発電機、界磁極冷却システムによる実験機器構成を図 2-11 に示す。誘導モータは定格出力 15 kW（富士電機製）を使用し、インバータ制御によって 60 min^{-1} 、 120 min^{-1} 、 240 min^{-1} と設定された速度にて定速回転する。誘導モータの出力軸は超電導同期機の出力軸とカップリングを介して結合されており、超電導同期機が発電運転に必要な回転力を提供する。

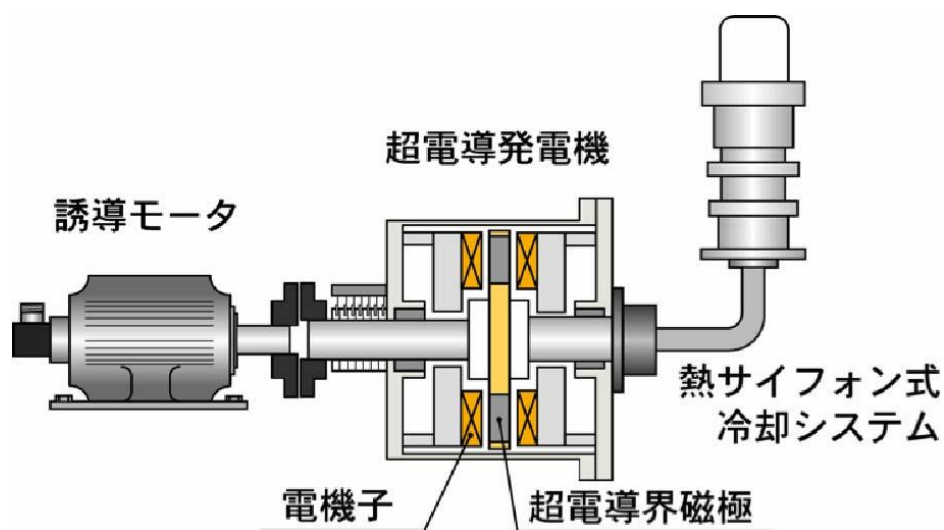


図 2-11 アキシャル型超電導同期機の発電試験における機器構成

超電導同期機は U-U'相、V-V'相、W-W'相となる 6 対(計 12 個)の渦巻き型銅コイルを電機子としており、電機子コイルの寸法は、直径 84 mm、厚さ 19 mm、コイルの自己インダクタンスは約 650 μH である。これらのコイルは $\phi 2\text{ mm}$ の銅線によって巻かれている。電機子と界磁子のエアギャップは上下方向にそれぞれ 2 mm である。発電試験の間、電機子コイルは液体窒素の循環によって冷却される。

アキシアル型超電導回転機の発電試験における回路構成を図 2-12 に示す。電機子コイルの配線は、U 相、V 相、W 相の三相から成るスター結線である。本実験では、同期機の出力を短絡することによって、電機子コイルを流れる電流が最も大きくなる結線とした。各相を流れる電流を計測するため、発電機の出力(負荷側)にはシャント抵抗が接続されている。

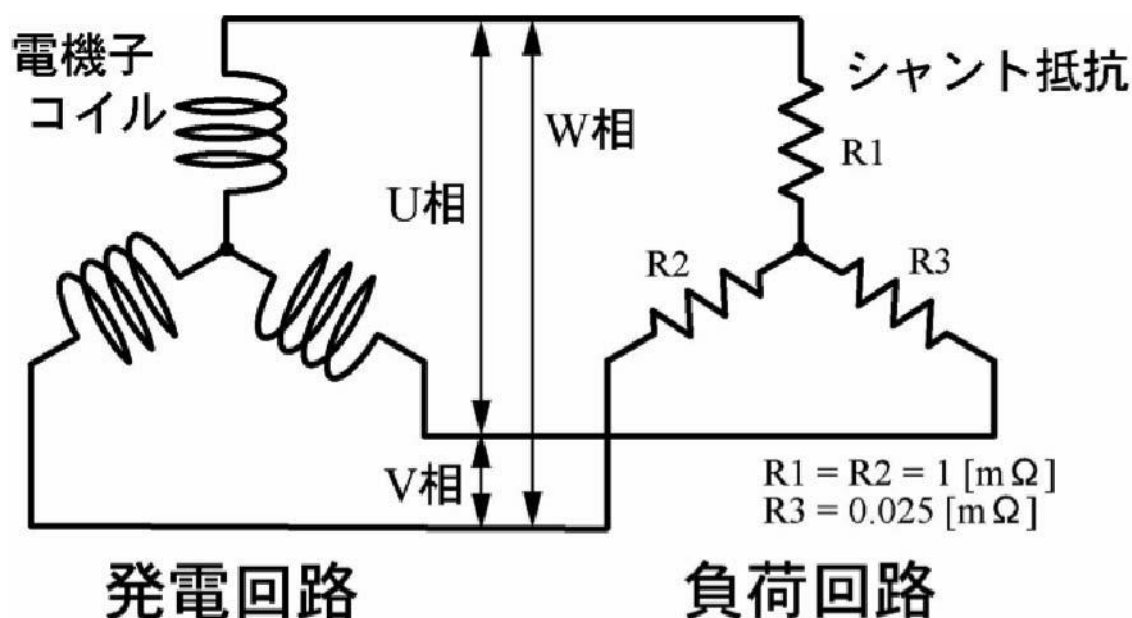


図 2-12 超電導同期機の発電運転における結線図

本実験では、超電導同期回転機の発電運転における超電導界磁の捕捉磁束密度変化を計測するため、3 種の異なる回転速度 60 min^{-1} 、 120 min^{-1} 、 240 min^{-1} の条件下にて試験を行った。発電試験の間、各バルク体の温度変化は 5 秒毎に計測した。一方、超電導バルク体の捕捉磁束密度分布の計測を行うためには発電運転を停止する必要があるため『運転直前』『6 時間後』『12 時間後』にて計 3 回の計測を行った。

2.3.2. 同期発電試験 (60 min^{-1}) における磁束の挙動

超電導同期回転機を 60 min^{-1} の回転速度で発電運転した際に計測された電機子コイルの温度と発電電流の時間変化を図 2-13 に示す。電機子コイルの温度は冷媒である液体窒素の流入量を調整することによって大まかな制御が可能である。 60 min^{-1} の運転条件時では、12 個の電機子コイルの平均温度が 273 K 付近を維持するよう制御した。発電運転によって電機子コイルに生じた電流は、負荷回路として接続したシャント抵抗の両端電圧より測定された。発電電流は運転開始から徐々に減少傾向を示した。これは、電機子コイルの持つ自己インダクタンスと発電電流による発熱によってコイル温度が上昇し、それに伴ってコイル抵抗が増加したことが原因である。運転開始より 6 時間後、バルク体の捕捉磁束密度を計測するために発電運転を停止した。この間、電機子コイルを流れる交流電流はゼロとなるため発熱もゼロとなり、電機子コイルの温度は急激な低下を見せる。12 時間の発電試験の結果、電機子コイルを流れる電流の平均値は 10 A 、 4 Hz であり、この電流によって電機子コイル生じる交流磁場は 32 mT であった。出力の平均値は 235 W であり、バルク体の温度変化は 41 K から最大 56 K にまで上昇した。

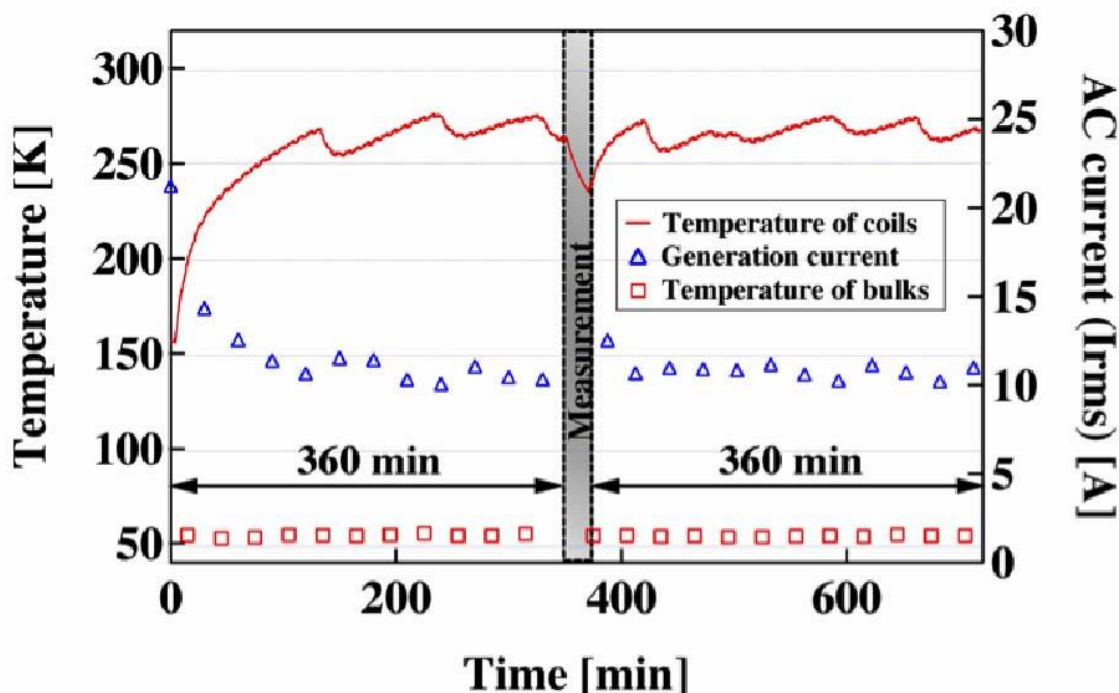


図 2-13 60 min^{-1} 発電試験において計測された電機子コイル温度、発電電流、バルク体温度の時間変化 [12]

60 min⁻¹における発電試験開始直前、発電運転 6 時間後、発電運転 12 時間後、それぞれのタイミングで測定されたバルク体の捕捉磁束密度分布を図 2-14 に示す。図 2-15 はバルク体の捕捉磁束密度を拡大したものである。表 2-3 は、計測された捕捉磁束密度を積算することで求めた総磁束の変化量を示す。運転開始直前に測定された総磁束を基準として比較した結果、6 時間後における変化量および 12 時間後における総磁束の変化は非常に微量であり、ここで計測された変化量はホールセンサの温度に起因した測定誤差による影響であると言える。結論として、60 min⁻¹の回転速度における発電試験では、4 Hz の周波数を持つ最大振幅 32 mT の交流磁場が 12 時間に渡って加えられた。これによって、バルク体の温度は 15 K の温度上昇を示したが捕捉磁束密度に対して影響しないと結論付ける。

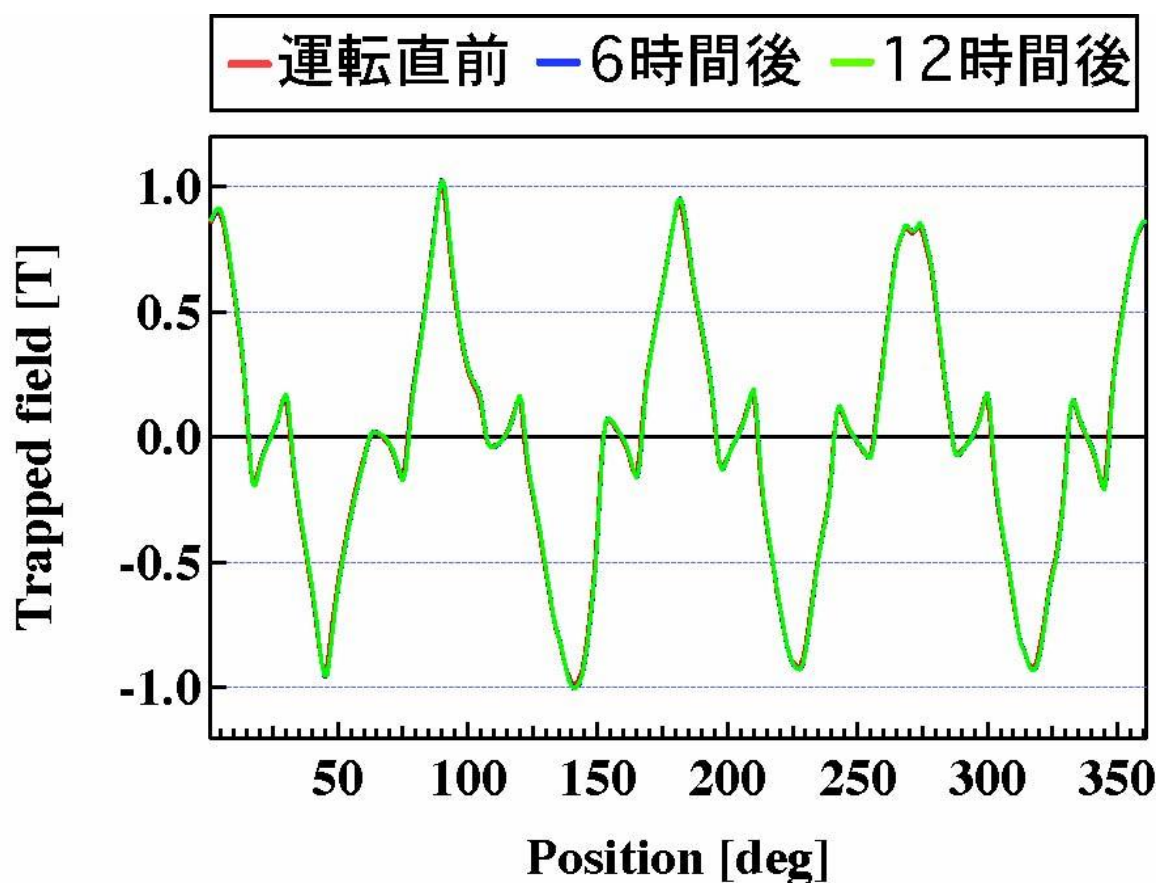


図 2-14 60 min⁻¹ 発電試験における各バルク体の捕捉磁束密度の時間変化

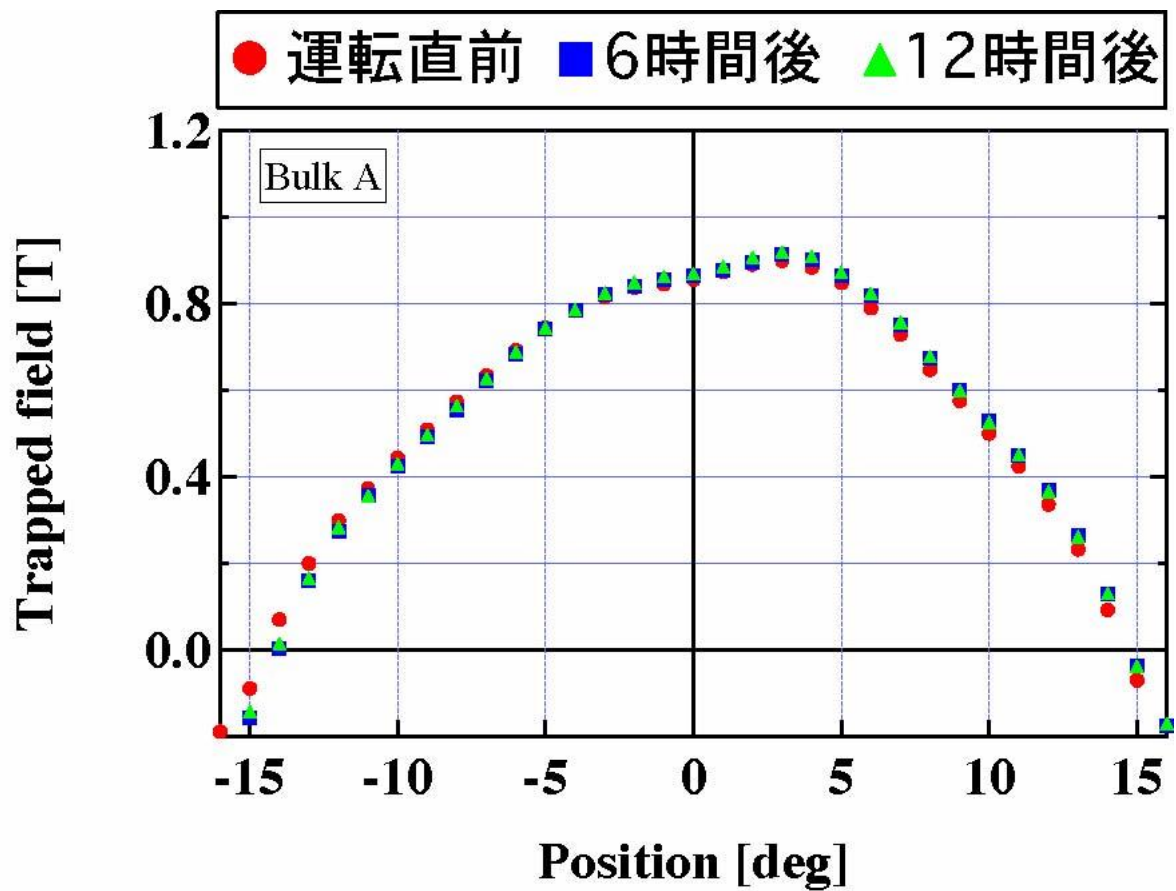


図 2-15 バルク体の捕捉磁束密度の拡大図 [14]

表 2-3 60 min⁻¹ 発電試験前を基準とした最大捕捉磁束密度の変化

種類	発電試験 6 時間後 捕捉磁束密度変化量 [%]	発電試験 12 時間後 捕捉磁束密度変化量 [%]
Bulk A	101	101
Bulk B	102	101
Bulk C	102	101
Bulk D	101	100
Bulk A'	101	101
Bulk B'	101	101
Bulk C'	101	101
Bulk D'	101	101

2.3.3. 同期発電試験 (120 min^{-1}) における磁束の挙動

120 min^{-1} 発電試験における電機子コイルの温度と発電電流の時間変化を図 2-16 に示す。発電試験の回転速度上昇に伴い、電機子コイルの温度上昇が激しくなったため、液体窒素冷媒循環によって 273 K を維持することが困難となった。従って、回転速度 120 min^{-1} における発電試験では、電機子温度を約 300 K となるよう制御した。実験条件 60 min^{-1} 、12 時間の発電試験では、電機子コイルの冷却に 50 L の液体窒素を必要としたが、実験条件 120 min^{-1} では、8 倍にあたる 400 L の液体窒素を消費した。電機子コイルの温度上昇は、発電電流の増加によるものであり、 120 min^{-1} 発電試験における平均発電電流は 17 A 、出力の平均値は 668 W である。発電電流によって電機子コイルに発生する交流磁場は、 8 Hz の周期であり 52 mT を最大値に持つ。バルク体の温度変化は、電機子コイルを流れる発電電流増加のため運転開始直後 41 K に対して最大 60 K を計測した。

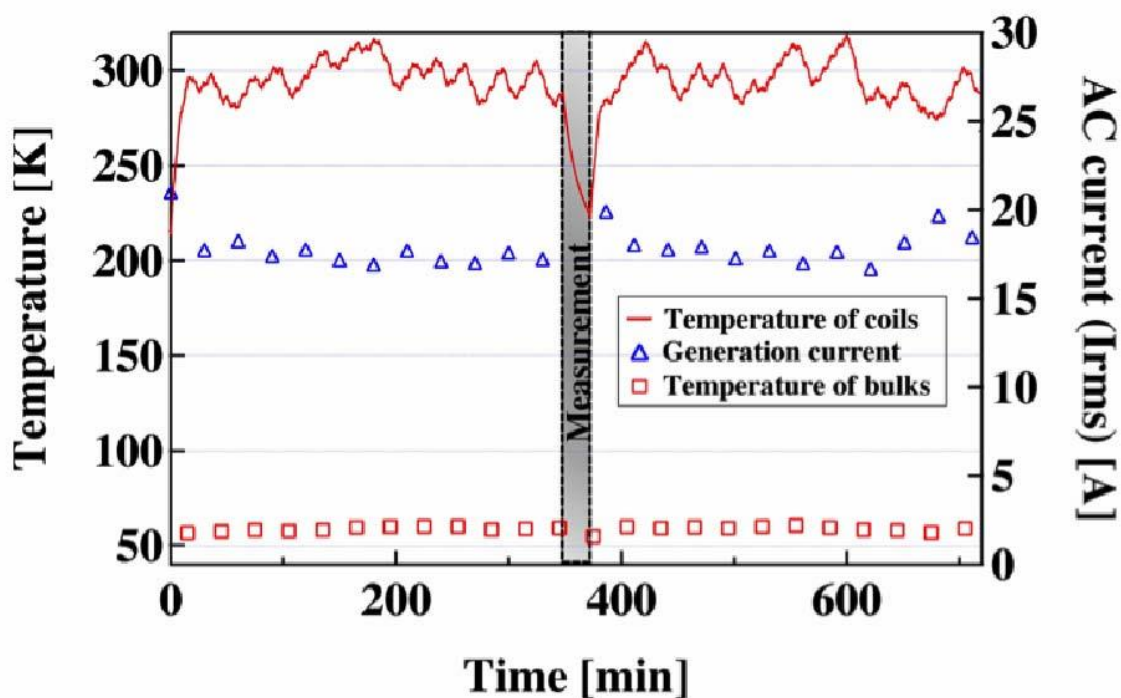


図 2-16 60 min^{-1} 発電試験において計測された電機子コイル温度、発電電流、バルク体温度の時間変化 [12]

120 min⁻¹の回転速度による発電運転において、発電開始直後、発電運転6時間後、発電運転12時間後のそれぞれのタイミングで測定された超電導バルク体の捕捉磁束密度分布を図 2-17 に示す。また、バルク体 A の磁場分布を拡大したものを図 2-18 に示す。表 2-4 は、120 min⁻¹ 発電試験における総磁束の変化量を示す。超電導バルク体の温度上昇は最大 60 K であり、実験条件 60 min⁻¹ の場合と同じく 65 K 未満を維持している。結果、発電試験開始直前を基準とした捕捉磁束密度変化量は、12 時間の実験終了後であっても最大 0.4 %であった。

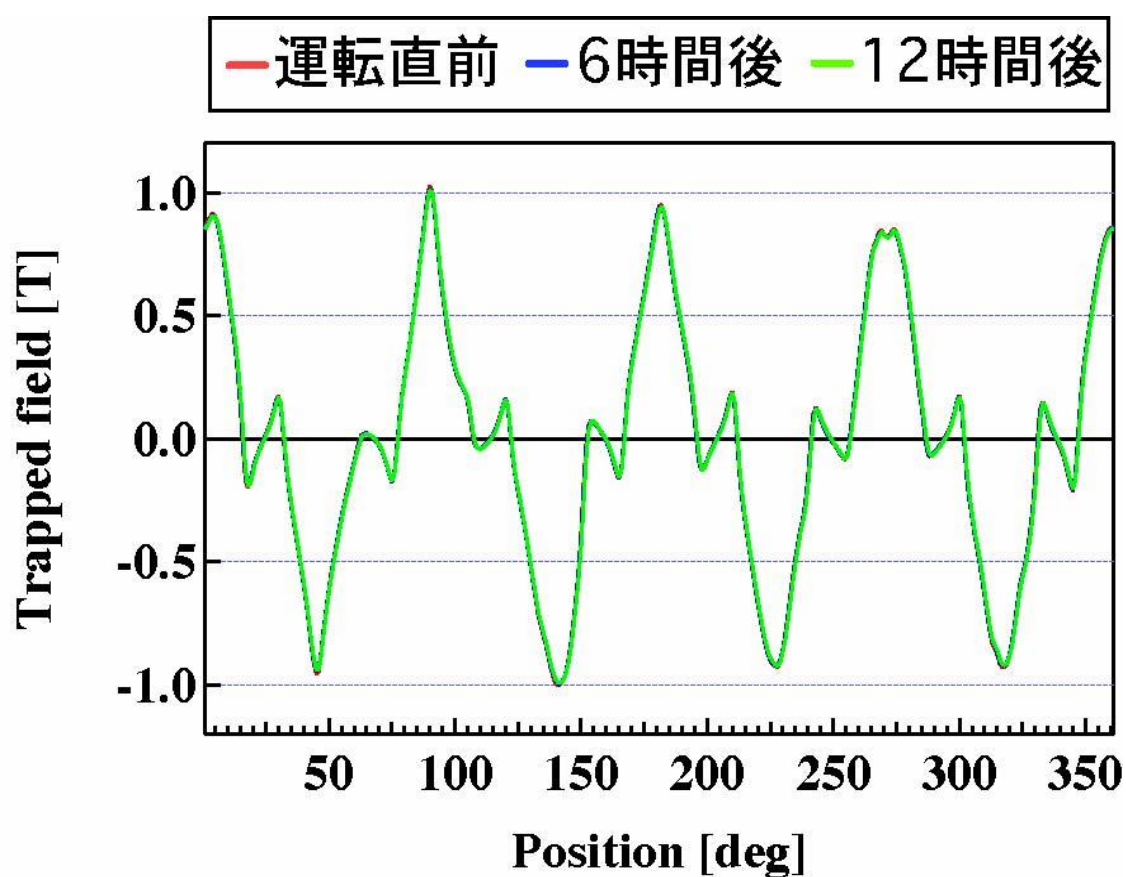


図 2-17 60 min⁻¹ 発電試験における各バルク体の捕捉磁束密度の時間変化

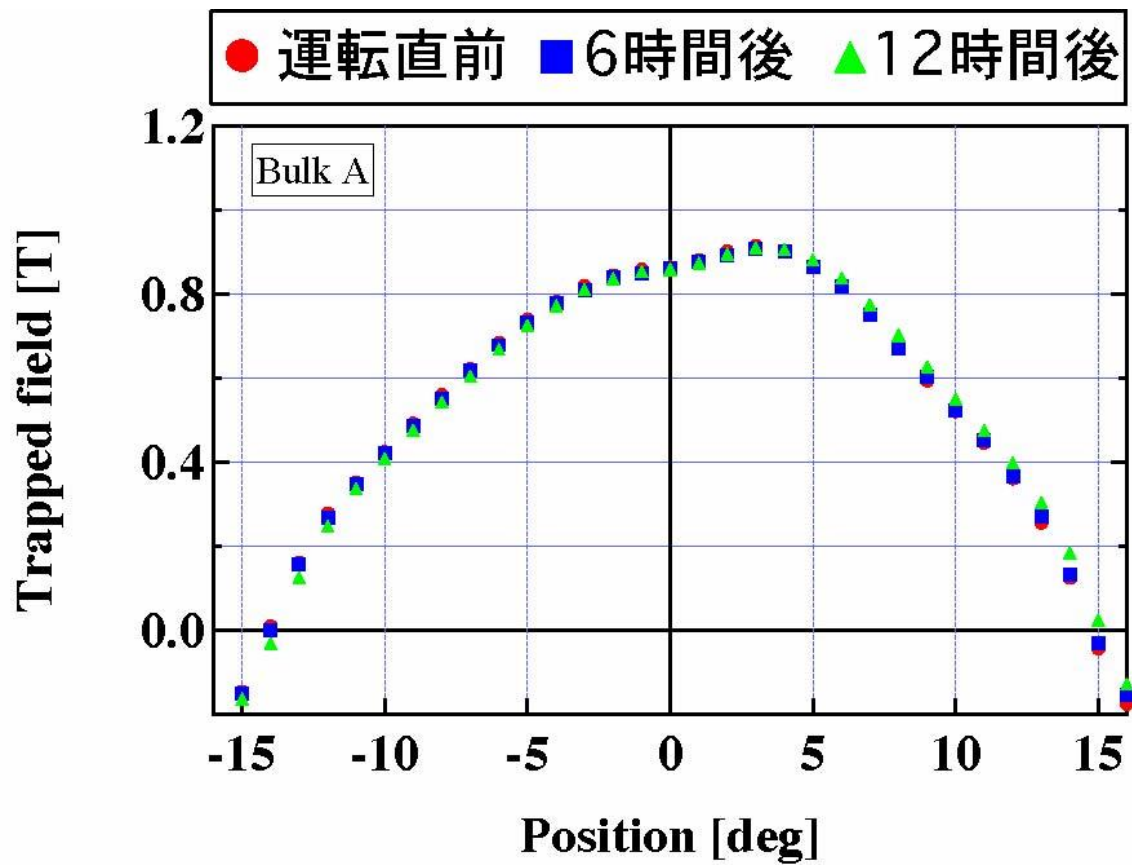


図 2-18 バルク体 A の捕捉磁束密度の拡大図 [14]

表 2-4 120 min⁻¹ 発電試験前を基準とした最大捕捉磁束密度の変化

種類	発電試験 6 時間後 捕捉磁束密度変化量 [%]	発電試験 12 時間後 捕捉磁束密度変化量 [%]
Bulk A	99.6	99.8
Bulk B	99.7	100.0
Bulk C	100.3	100.4
Bulk D	99.9	100.2
Bulk A'	100.1	100.1
Bulk B'	100.0	100.2
Bulk C'	99.9	99.9
Bulk D'	99.9	99.7

2.3.4. 同期発電試験 (240 min^{-1}) における磁束の挙動

240 min^{-1} 発電試験における電機子コイルの温度と発電電流の時間変化を図 2-19 に示す。本実験では、電機子コイルの温度上昇を抑制することが困難であることから 2.5 時間経過時点にてバルク体の捕捉磁束密度計測を行い、その変化量を計測した。実験条件 240 min^{-1} における平均発電電流は 21 A、出力の平均値は 1375 W に達した。このエネルギーは電機子コイルの温度を激しく上昇させ、液体窒素による循環冷却を最大限に行っても常温に留めることは出来なかった。結果、電機子コイルの温度は最大 373 K にまで上昇した。電機子コイルによって発生する交流磁場は、周波数 16 Hz、最大値 72 mT となった。バルク体の最大温度は低速運転による発電運転の際と比べて遥かに高い 110 K に達した。これは、電機子コイルの温度上昇と共に増大した輻射熱が、バルク体に対して多くの熱エネルギーを供給した結果と考える。

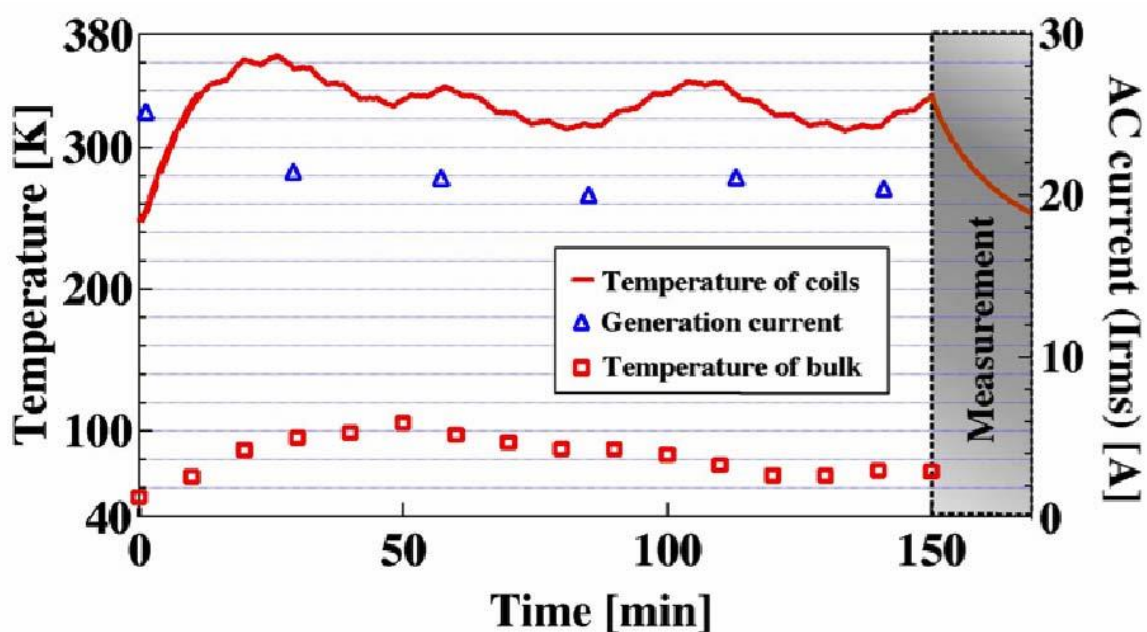


図 2-19 240 min^{-1} 発電試験において計測された電機子コイル温度、発電電流、バルク体温度の時間変化 [12]

240 min⁻¹ の回転速度における発電試験の開始直前、および発電運転から 2.5 時間後に測定されたバルク体の捕捉磁束密度分布を図 2-20 に示す。また、バルク体 A の捕捉磁束密度を図 2-21 に示す。表 2-5 は、240 min⁻¹ 発電試験における総磁束の変化量を示す。捕捉磁束密度分布は、バルク体の局所における温度が臨界温度を超える 110 K にまで上昇したことによって多くのピン止め点から磁束線が移動し、最大 42 % の減少幅を持つ分布となった。この結果から、60-120 min⁻¹ を超える回転速度による発電試験の評価を行うためには、電機子コイルの発熱および輻射熱に対する対策が必要と言える。

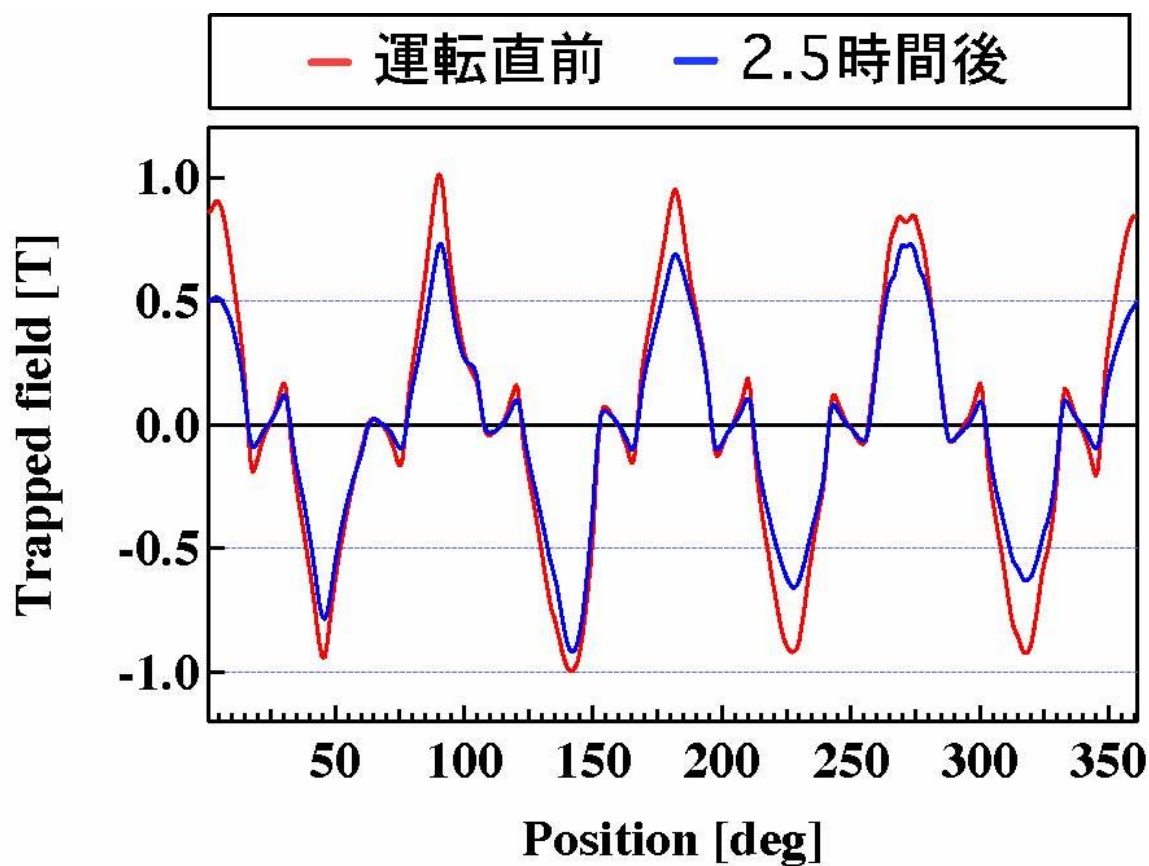


図 2-20 240 min⁻¹ 発電試験において計測された電機子コイル温度、発電電流、バルク体温度の時間変化

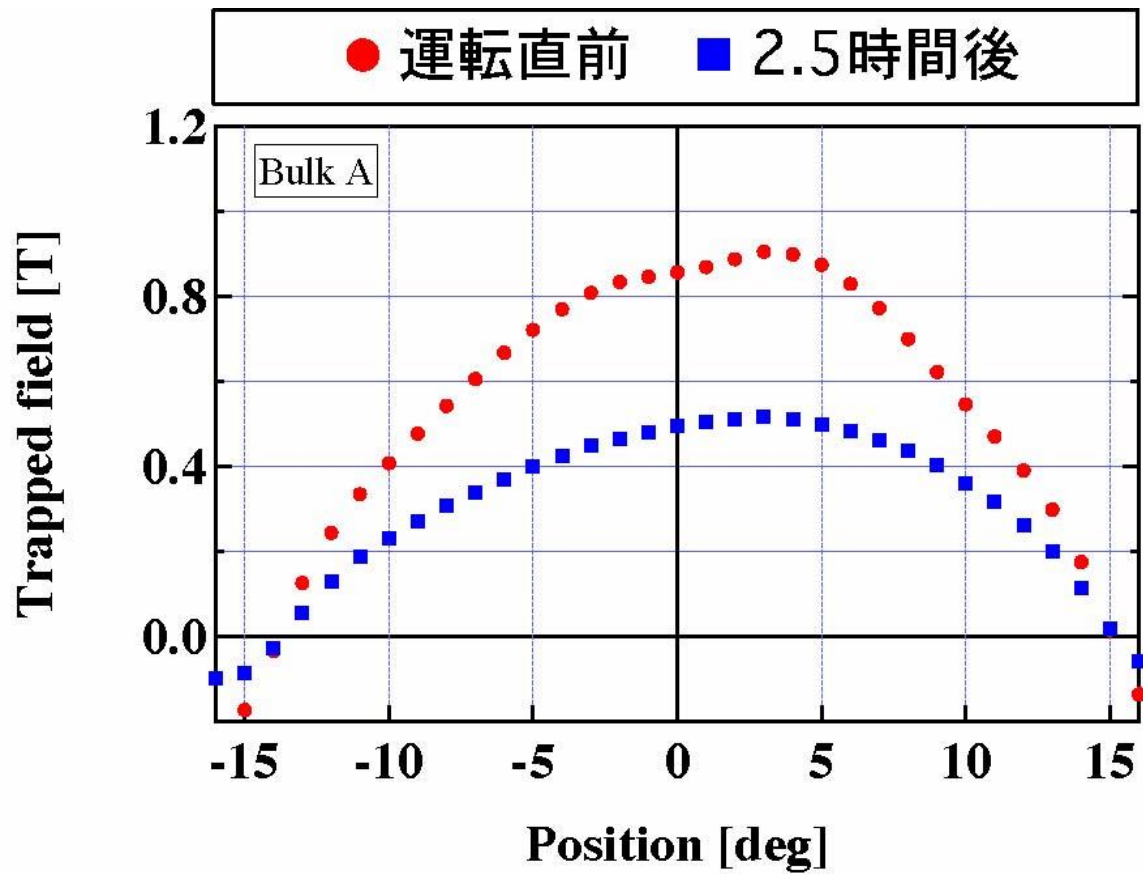


図 2-21 バルク体の捕捉磁束密度の拡大図[12]

表 2-5 240 min⁻¹ 発電試験開始前を基準とした各界磁極の総磁束の変化

種類	発電試験 2.5 時間後 捕捉磁束密度変化 [%]
Bulk A	58.0
Bulk B	83.2
Bulk C	76.1
Bulk D	83.0
Bulk A'	76.8
Bulk B'	72.4
Bulk C'	84.7
Bulk D'	69.5

2.4. 結論

本章では、同期機の発電試験によるバルク体の捕捉磁束密度の変動について実験的に明らかとすることにより、バルク体の界磁極応用に対する実用性の手掛かりを得ようとした。

バルク体に対して回転機の電機子コイルを利用したパルス着磁を実施した。パルス着磁では、バルク体内部へ侵入した磁束の運動により発熱が生じるため、超電導バルク体に対して 10 T を超えるパルス磁場を加えた場合、捕捉磁束密度の分布に乱れが発生すると共に最大捕捉磁束密度は減衰傾向を示した。

回転機内部にて着磁された 8 つのバルク体を界磁極とした超電導同期回転機の発電機試験では、電機子コイルから発生する交流磁界がバルク体の捕捉磁束密度に与える影響について明らかとした。最大捕捉磁束密度 1.0 T となるように着磁され、40 K 程度に冷却されたバルク体を用いた同期機を 60 min^{-1} の回転速度にて発電運転した場合、電機子コイルから発生する交流磁界の最大振幅は 32 mT、周波数は 4 Hz であった。結果、12 時間の発電運転の後に計測されたバルク体の捕捉磁束密度は変化せず、機器の出力を保つことが可能であると結論付けた。また、 120 min^{-1} の回転速度による発電試験では、バルク体に対して最大振幅 52 mT、周波数 8 Hz の交流磁場が電機子コイルから発生された。これにより、バルク体の温度は最大 60 K にまで上昇したが、12 時間の発電運転による捕捉磁束密度の低下は 0.4 % 以下に留まっており、バルク体の捕捉磁束の安定性を確立する大きな手掛かりを得た。 240 min^{-1} の速度による発電運転では、1400 W の出力を計測した。このとき、最大振幅 72 mT、周波数 16 Hz を持つ交流磁界および発電電流によるジュール熱の影響により、バルク体の温度は最大 110 K まで上昇した。この温度上昇によりバルク体の臨界電流が低下した結果、最大で 42 % の総磁束を失った。

これらの結果から、同期回転機の界磁極に応用されたバルク体の捕捉磁束密度は、電機子コイルの発熱に伴う輻射伝熱を主原因としたバルク体の温度上昇が原因となり、結果として減衰傾向を示した。従って、バルク体の高い捕捉磁束密度を界磁極として安定的に使用するためには、電機子コイルの輻射熱による影響を減衰する構造的改善、輻射シールドの採用、電機子コイルの超電導化による熱損失の抑制、またはバルク体に与える発熱を十分に補う冷却装置の追加が必要であると結論づけた。あわせて、バルク体の界磁極への応用の材料側からの今後のアプローチとしては、バルク材に金属含浸など 2 次加工を施すこと等によって、着磁特性のさらなる高特性化が期待できることを述べておきたい[13]

2.5. 参考文献

- [1] J.H. Durrel, A.R. Dennis, J. Jaroszynski, M.D. Ainslie, K.G.B Palmer, Y-H. Shi, A.M. Campbell, J. Hull, M. Strasik, E.F. Hellstrom and D.A. Cardwell, “A trapped field of 17.6 T in melt-processed, blk Gd-B-Cu-O reinforced with shrink-fit steel,” *Superconductor Science and Technology*, vol. 27, no. 8, 082001, Jun. 2014.
- [2] S. Awaji, K. Watanabe, H. Oguro, H. Miyazaki, S. Hanai, T. Tosaka and S. Ioka, “First performance test of a 25 T cryogen-free superconducting magnet,” *Superconductor Science and Technology*, vol. 30, no. 6, 065001, May. 2017.
- [3] J. Liu, Q. Wang, Y. Dai, L. Li and S. Song, “A 15-T ReBCO insert for a 30-T all superconducting magnet,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 27, no. 4, 4600705, Jun. 2017.
- [4] M. Tomita and M. Murakami, “High-temperature superconductor bulk magnets that can trap magnetic fields of over 17 tesla at 29 K,” *Nature*, vol. 421, pp. 517, Jan. 2003.
- [5] S. Kase, K. Tsuzuki, M. Miki, B. Felder, M. Watasaki, R. Sato and M. Izumi, “Three-dimensional analysis of magnetic flux deflector,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 23, no. 3, 4900905, Jun. 2013.
- [6] J. Ogawa, S. Fukui, T. Oka, M. Yamaguchi, T. Sato, M. Takada, R. Sato and M. Tomita “Influence of high frequency AC magnetic field on trapped magnetic field,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 17, no. 2, 3024, Jun. 2007.
- [7] P. Vanderbemden, P. Laurent, J-F. Fagnard, M. Ausloos, N.H. Babu and D.A. Cardwell, “Magneto-thermal phenomena in bulk high temperature superconductors subjected to applied AC magnetic fields,” *Superconductor Science and Technology*, vol. 23, no. 7, 075006, Jul. 2010.
- [8] K. Yamagishi, J. Ogawa and O. Tsukamoto, “Rotation test of a superconducting bulk rotor shielded with superconducting rings,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 25, no. 3, 5201905, Dec. 2014.
- [9] M. Qiu, H.K. Huo, Z. Xu, D. Xia, L.Z. Lin and G.M. Zhang, “Technical analysis on the application of HTS bulk in “Permanent Magnet” motor,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, no. 2, 3172, Jun. 2005.
- [10] T. Sano, Y. Kimura, D. Sugyo, K. Yamaguchi, H. Matsuzaki, M. Izumi, T. Ida, H. Sugimoto, and M. Miki, “Gd-123 bulk field pole magnets cooled with condensed neon for axial-gap type synchronous motor,” *Materials Science and Engineering B*, vol. 151, 111, June 2008.

- [11] B. Felder, M. Miki, K. Tsuzuki, M. Izumi, and H. Hayakawa, “Optimization of a condensed-neon cooling system for a HTS synchronous motor with Gd-bulk HTS field-pole magnets,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 234, 032009, July 2010.
- [12] M. Watasaki, M. Miki, B. Felder, K. Tsuzuki, R. Sato, S. Kase, M. Izumi, and T. Ida, “Trapped magnetic flux of bulk HTS magnets in the external AC magnetic field at low temperatures,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 23, no. 3, 8201604, Jun. 2013.
- [13] 森田 充, 手嶋 英一, 綿崎 将大, 都筑 啓太, 三木 基寛, 和泉 充、”多重リング QMG バルクマグネットの作製とパルス着磁特性,” 第 87 回 2013 年春季低温工学・超電導学会予稿集、1C-a05, p.32.

第 3 章

ラジアル型超電導同期機の界磁極に
応用したバルク体の捕捉磁束の挙動

3. ラジアル型同期回転機の界磁極に応用したバルク体の捕捉磁束の挙動

3.1. 序論

多くの超電導回転機が超電導コイルを界磁極として用いるなか[1-5]、我々は $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ (GdBCO)を原料とした高温超電導バルク体（以後、バルク体）を界磁極とした同期回転機の開発を行ってきた。Gd バルク体は、超電導コイルと比較して小型であり、単体で 17 T を超える非常に高い捕捉磁束密度を示すことができる[6-8]。従って、バルク体を用いた回転機は超電導コイルを用いた回転機と比較して小型化が可能であり、船舶推進用モータや潮流用発電機といった限られた空間での利用に適している。また、アキシアル型の超電導同機機では、回転機内部の電機子コイルを利用したパルス磁場着磁法の採用によって機器の更なる小型化と構造の簡略化を行ってきた[9]。しかし、回転子と電機子を交互に積層した形状に配置するアキシアル型では、機器の出力増加に合わせて電機子と界磁子の層が増えるため、バルク体および電機子コイルの冷却システムに対して構造的な制限を受けることになる。従って我々は、電機子を回転子の外周に配置することで、構造的な制限を改善したラジアル型の超電導同期回転機的设计・開発を行った[10]。

前章で述べた通り、バルク体の回転機応用では交流磁場による捕捉磁束密度の減衰が課題となっており、バルク体の温度上昇に伴う捕捉磁束密度の減少を回避することが重要である。アキシアル型同期回転機における捕捉磁束密度の減衰は、電機子コイルからの輻射熱が主な原因と考えられた。従って、新たに開発したラジアル型の同期回転機では、バルク体を内包する回転子のみを真空容器の内部に配置、電機子は大気開放による空冷構造を採用した。また、電機子コイルとバルク界磁極の間には真空断熱と輻射シールドが配置されており、前章にて計測された輻射熱によるバルク体の温度上昇と、それに伴う捕捉磁束密度の減衰を大きく低減する。

本章では、開発したラジアル型同期回転機を用いた 2 種類の負荷試験を実施した。1 つ目の試験では、回転機の加減速運転から想定される、回転数とトルクが変化する動作環境におけるバルク体の捕捉磁束密度の挙動について確認した。もう 1 つの試験では、定速・最大負荷で長時間連続の負荷試験によるバルク体の捕捉磁束密度の挙動について確認した。これらの 2 つの試験により、バルク体の持つ高い捕捉磁束密度は適切な設計を施されたラジアル型同期回転機の界磁極として安定的に使用可能であることを明らかにする。

3.2. ラジアル型超電導同期回転機の特徴

我々は、バルク体を捕捉磁束密度が同期機の界磁極として有用であることを明らかにするため、30 kW を定格出力として設計したラジアル型の超電導動機回転機を開発した。この同期機は主に回転機と冷却システムの2つの装置で構成される（図 3-1）。また、同期機の主なパラメータを表 3-1 に示す。

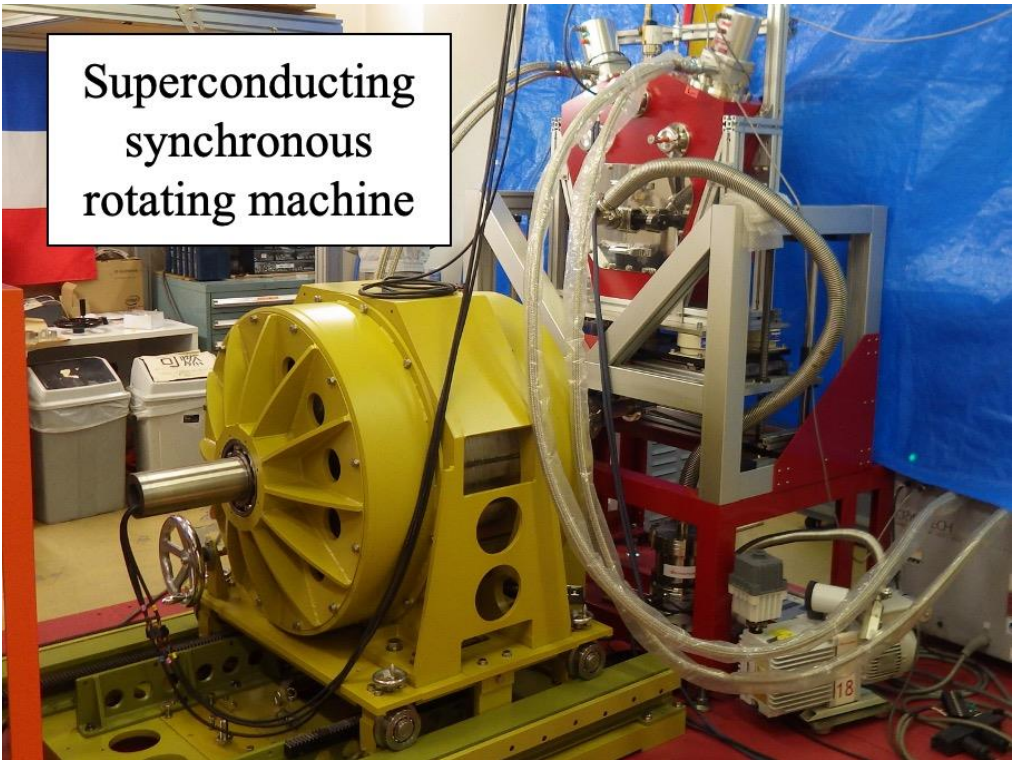


図 3-1 ラジアル型超電導同期回転機と冷却システム

表 3-1 ラジアル型超電導同期機の主要パラメータ

定格出力 (kW)	30
界磁極数 (poles)	4
定格回転数 (min^{-1})	190
定格電圧 (V)	220
エアギャップ (mm)	6.5
巻線形状	二重巻線
バルク体	GdBCO
極あたりのバルク数	15

3.2.1. 回転子と界磁極の構造

回転子の外見を図 3-2 に示す。回転子は直径が 587 mm、軸方向長さが 540 mm であり、外周部に A から D までの合計 4 極の界磁極が突き出した形状をしている。回転子本体は非磁性体であるステンレス材で構成されており、内部の真空状態を保つためのチャンバーとして機能する。各極の形状は軸方向長さが 334 mm、幅が 192 mm であり、内部には 15 個のバルク体が無酸素銅のケースに収められている（図 3-3）。



図 3-2 4 極の界磁極を備えた回転子の外見



図 3-3 15 個のバルク体で構成される集成バルク界磁極

使用された 15 個のバルク体は、溶融法によって製作された単結晶状の超電導バルク体（日本製鉄：QMG®）であり、各バルク体の寸法は 50 mm×50 mm×20 mm である[11-12]。Gd-QMG の臨界温度は 93 K であり[13]、直径 60 mm、厚み 20 mm の柱状のバルク体において、77 K の温度で 3 T の最大捕捉磁束密度を示すことが可能である[14]。

本来、ラジアル型回転機に使用される界磁極の形状は、軸と同心円上に湾曲した形状とすることによって、電機子コイルに到達する磁場分布をより均一にするよう設計される。しかし、3 列×5 個の集成バルク界磁極のバルク体配置では、中央列に位置する 5 つのバルク体が両辺のバルク体と比較して 10 mm だけ高い位置となる凸モデルを採用した。これは、有限要素法を用いた磁気解析ソフト（Magnet ver.7 / Infolytica）による磁場分布のシミュレートにおいて、台形モデルよりも凸型モデルの方が磁束密度の漏れが少なく、優れていることが判明したためである（図 3-4） [15]。

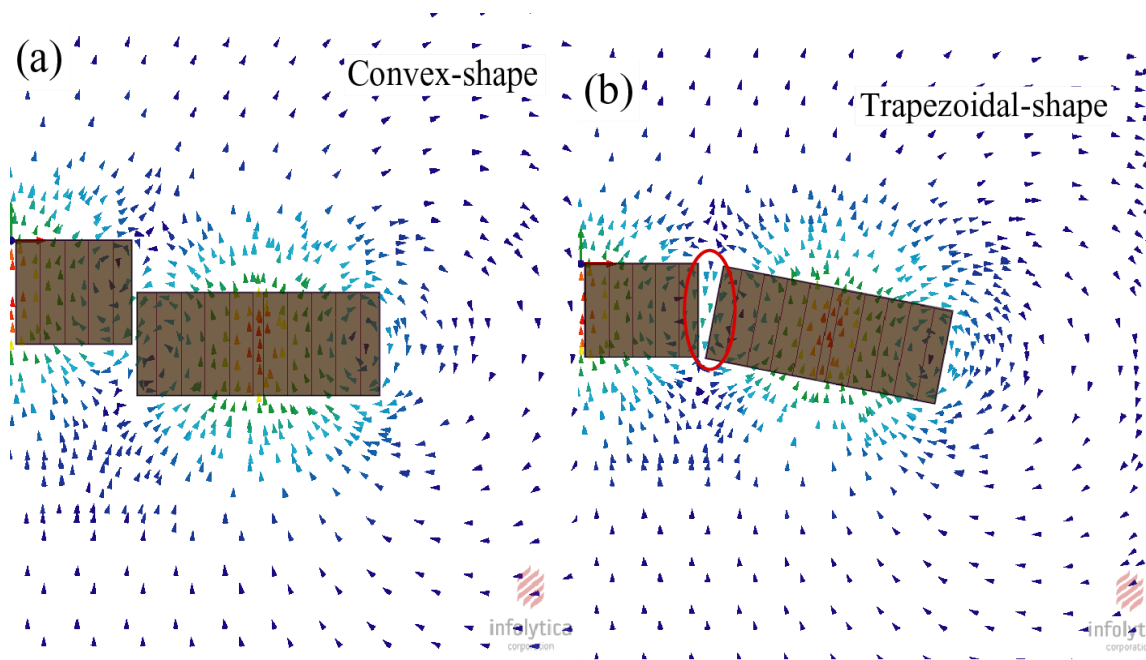


図 3-4 (a)凸型モデルにおける磁束線の分布図 (b)台形モデルにおける磁束線の分布図 [12]

回転子内部の構造を図 3-5 に示す。回転子の中央には、無酸素銅で構成された蒸発器と呼ばれる円筒状の部品が設置されている。蒸発器は回転子の後方の軸を通して冷却システムと接続されており、冷却システムから供給される冷媒が蒸発器内部で気化することで蒸発器の熱を奪う構造となっている。蒸発器から 4 方に伸びる無酸素銅は集成バルク界磁極の無酸素銅のケースに接続されており、バルク体と蒸発器の間で熱伝導を行っている。これらの接続部品は湾曲した薄い銅板を重ね合わせた構造をしており、温度変化による変形を吸収する。また、集成バ

ルク界磁極のケースには電気ヒータが設置されており、着磁の際に必要なバルク体の温度制御を担っている。

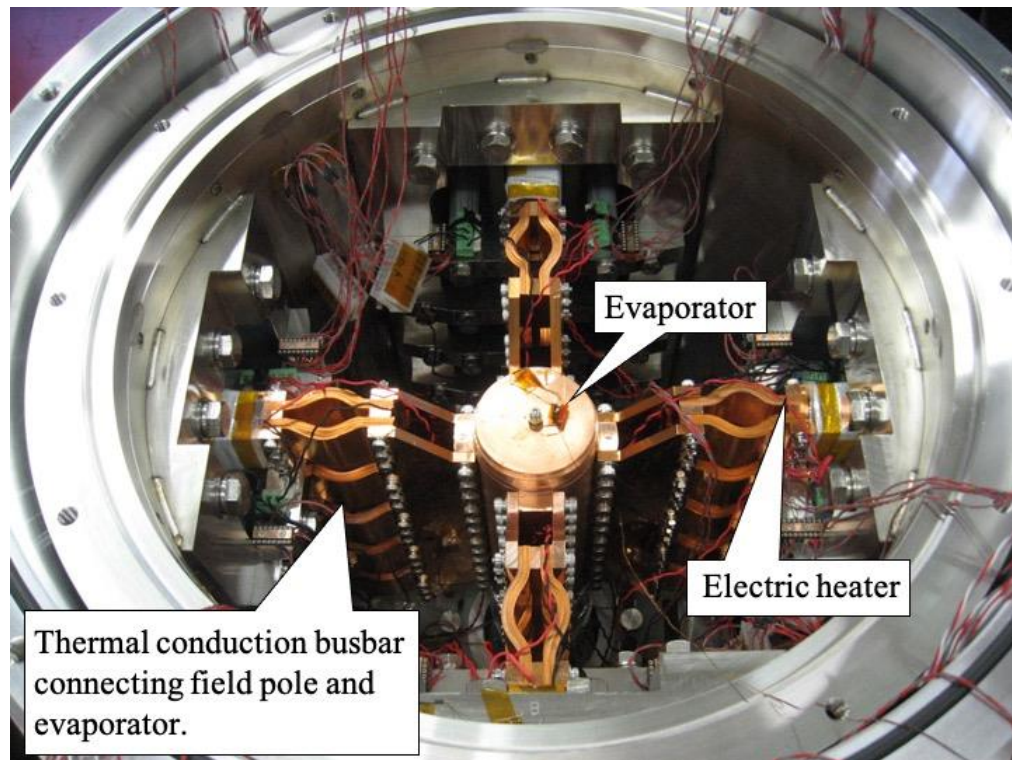


図 3-5 回転子の内部構造

3.2.2. 電機子の構造

電機子は 2 重巻線の無酸素銅線とステーターコアで構成されている。電機子内部は回転機が収められる空間が空いており、内径は 600mm、外径は 790 mm、ステーターコアの軸方向長さは 265 mm、重量は 358 kg である（図 3-6）。巻線の内部には PT100 温度センサが内包されており、電機子電流およびステーターコアにおける渦電流損による発熱を計測することが可能である。ステータコアにおける最大損失は、約 2 K の電機子コイルの温度上昇を引き起こすことが明らかとなっており[10]、大気開放型の空冷式による冷却方法で十分であると判断されている。

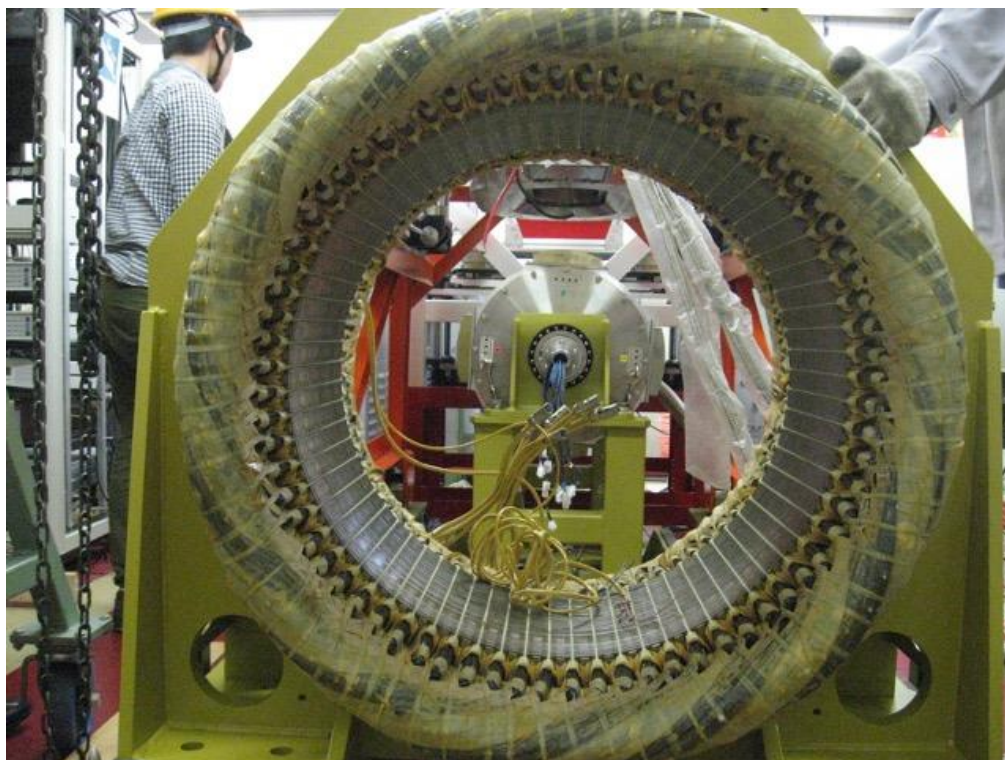


図 3-6 電機子二重巻線とステーターコア

3.2.3. 冷却システムの構造

超電導体は臨界温度以下に冷却することによって、期待される高い磁気的性能を発揮する。従って、超電導同期機は機器内部に設置されたバルク体を冷却することが可能な設備が必要となる。超電導同期機の冷却方法は大きく 2 種類に分けられる。ひとつは超電導体の臨界温度以下の温度状態にあるヘリウムガスを冷却配管内に循環することで熱交換を行う方法であり、川崎重工の開発した超電導モータ等において採用されている[16]。現在開発が進められている超電導同期機の多くはこの冷却方式を採用している。もうひとつの方法は、熱サイフォンを利用した冷却方法である。熱サイフォンによる冷却では、冷却配管内部に封入された冷媒が蒸発と凝縮を繰り返すことで熱交換を行うものであり、ヘリウムガス循環冷却と比べて構造的が簡潔であり、冷却システムの小型化が可能である。熱サイフォン冷却方法は Siemens の開発した超電導モータ等において採用されてており、我々もまた、超電導同期機の開発とともに研究を進めてきた[17]。

我々が開発した冷却システムの内部構造を図 3-7 に示す。2 台の冷凍機（AL330 : Cryomech）の並列接続によって構成されており、冷凍機の下部には冷媒を凝縮する凝縮器が取り付けられている[17]。また、凝縮器と冷凍機の間には凝縮器の温度を制御するためのシリコンダイオード温度センサ（DT-670-CU-1.4L : LakeShore）とカートリッジヒータ（E2A72 : Watlow）が取り

付けられている（図 3-8）凝縮器で液化された冷媒は 2 個の凝縮器を接続する Y 字配管を伝って回転機後方の回転軸から機器内部の蒸発器に流入される。

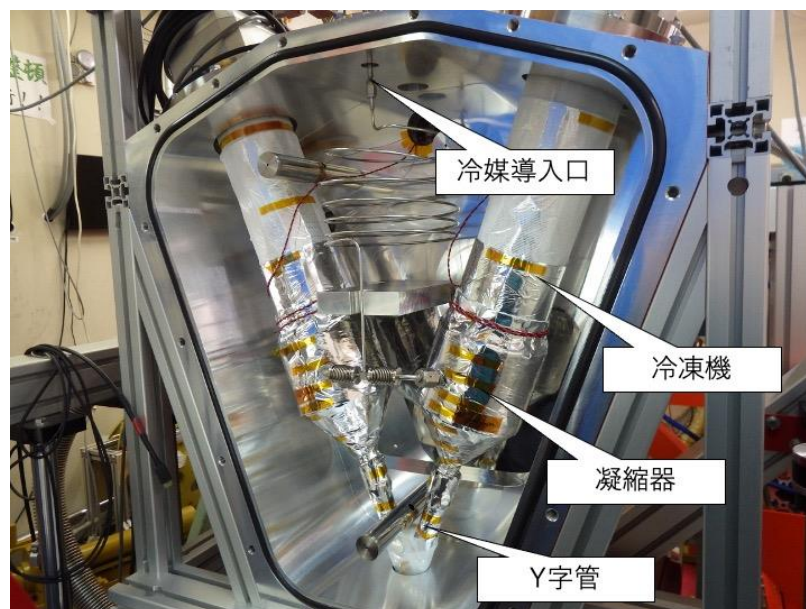


図 3-7 冷却システムの内部構造

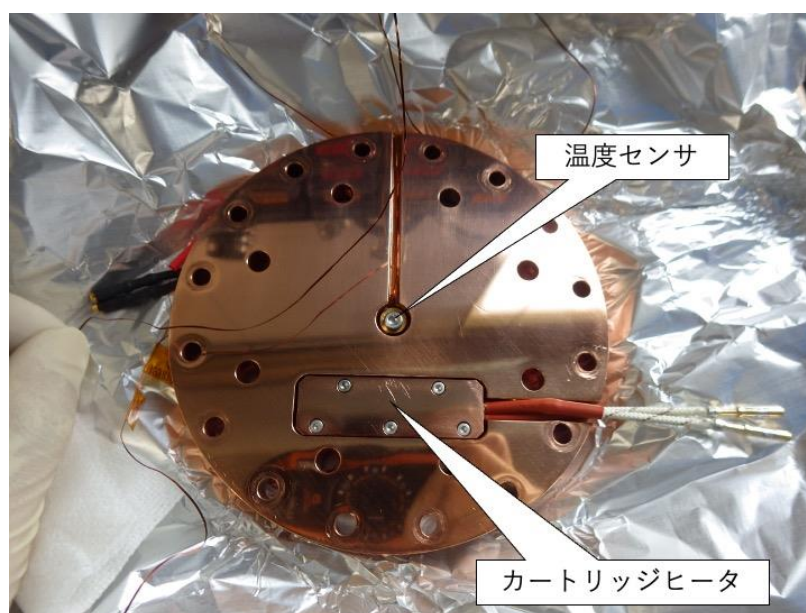


図 3-8 凝縮器と冷凍機の上に配置された温度センサとヒータ

3.2.4. 静磁場着磁装置の構造

集成バルク界磁極に使用された 15 個のバルク体は、DI-BISCCO を使用した 6 層のレーストラック型の超電導コイルを内包した静磁場着磁装置によって着磁される（図 3-9）。超電導コイ

ルは装置前方に設置された冷凍機（AL330 : Cryomech）によって 20 K 程度に冷却された後、導
入端子より 156 A の励磁電流を印加することによって最大 3 T の定常磁場を生成する。

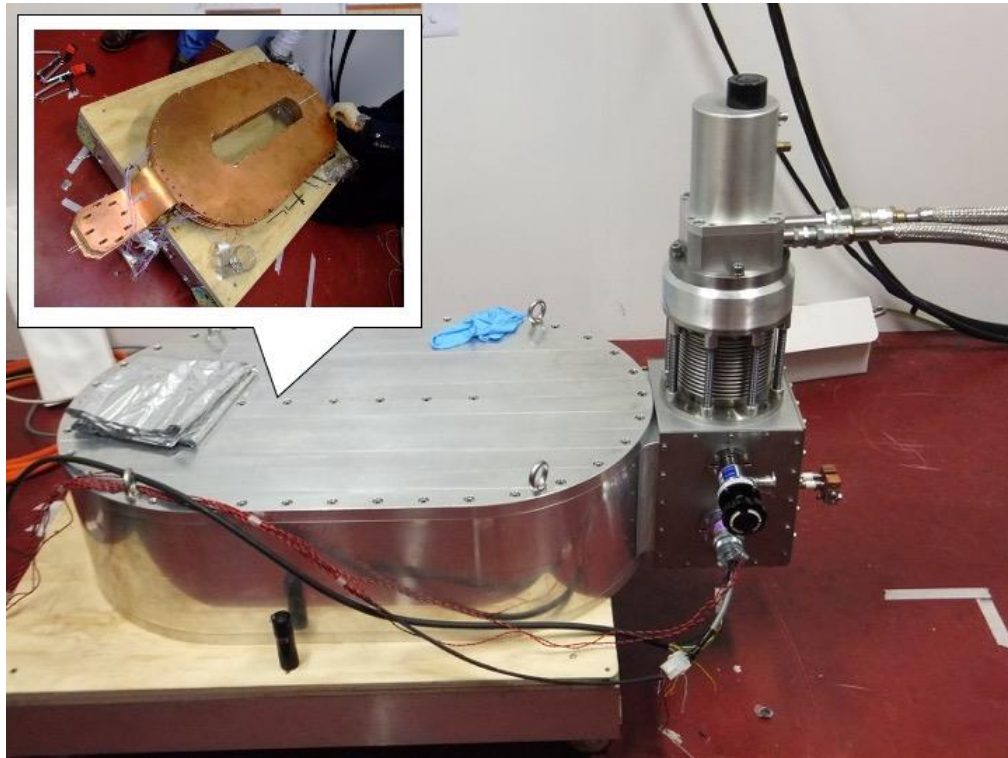


図 3-9 静磁場着磁装置の外見と内部に配置されたレーストラック型超電導コイル

バルク体の着磁を行う際の機器の位置関係を図 3-10 に示す。着磁はひとつの集成バルク界磁
極を対象に行われる。対象となる界磁極が上部となるように回転子を固定した後、界磁極が着
磁装置底面にある窪みに入り込むように位置を制御する。これにより、超電導コイルが発生す
る最も強い磁場を界磁極に加えることができる設計となっている。

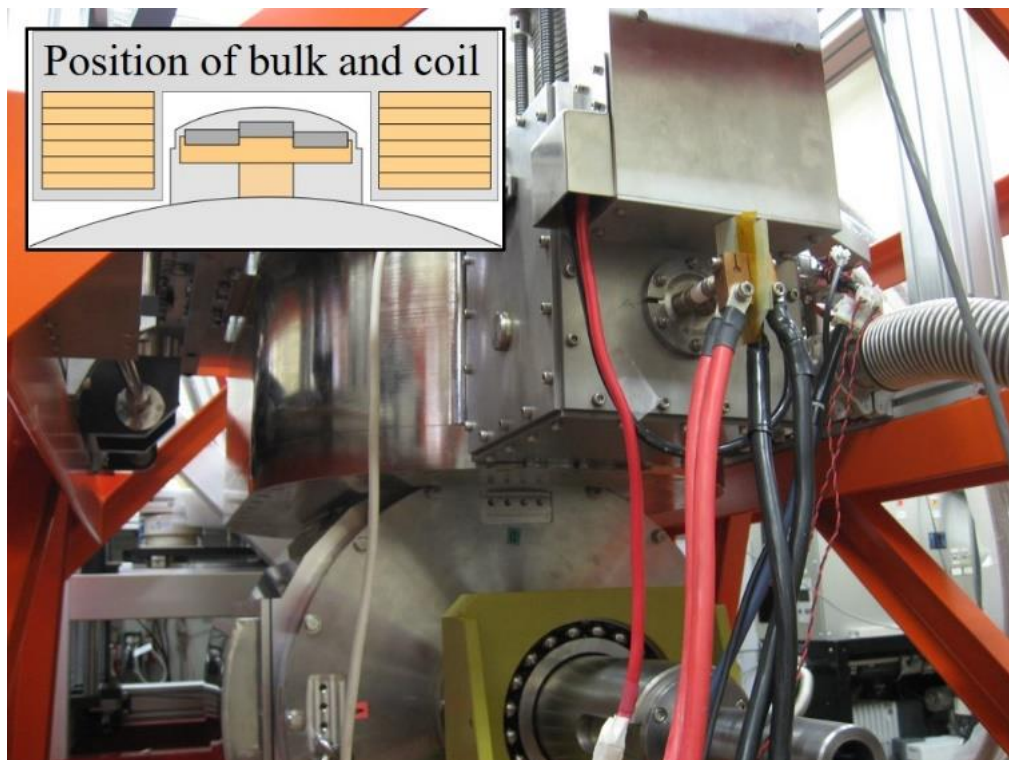


図 3-10 静磁場着磁装置と回転子の位置関係

3.3. 集成バルク界磁極に対する静磁場着磁

3.3.1. 励磁中における界磁極の温度と印加磁場の制御

4 つの界磁極のひとつである A 極を着磁した際に計測された各集成バルク界磁極と蒸発器の温度ならびに静磁場着磁装置が発生する磁場強度の時間変化を図 3-11 に示す。磁場中冷却着磁では、外部から磁場を加えた状態でバルク体の冷却を行う必要がある。従って、着磁対象である A 極の集成バルク界磁極に取り付けられたヒータによる温度制御によって、界磁極の温度を臨界温度である 93 K 以上となるまで加熱した。この時、蒸発器ならびに他の集成バルク界磁極 B,C,D の温度も同時に上昇傾向を示す。これは、各極が蒸発器を介して熱的に接続されているためであるが、最も影響を受けたバルク体の温度においても 50 K を下回る範囲であり、バルク体の捕捉磁束密度に対する影響は少ないと言える。A 極の温度が臨界温度を超えた後、静磁場着磁装置内部の超電導コイルに対して外部から励磁電流の供給を開始する。励磁電流の増加速度は超電導コイルの導入端子間に発生する電圧によって決定する。時間あたりの励磁電流の増加量が大きい場合、超電導コイル周辺の磁場の変動が急激となり、超電導コイル間に電圧が生じる。これにより生じる損失はクエンチの原因となり得る。本実験では、超電導コイルに発生する電圧が 10 mV 以下となる速度で励磁することによって、最大磁場である 3 T 到達時

の熱損失が 1.5 W 以下となるように制御した。超電導コイルの発生する定常磁場が 3 T に到達したところで、A 極の温度制御を終了することで、蒸発器との熱交換による再冷却を開始する。また、集成バルク体の温度が 65 K を下回ったところで外部磁場を減磁することによって着磁プロセスを終了する。

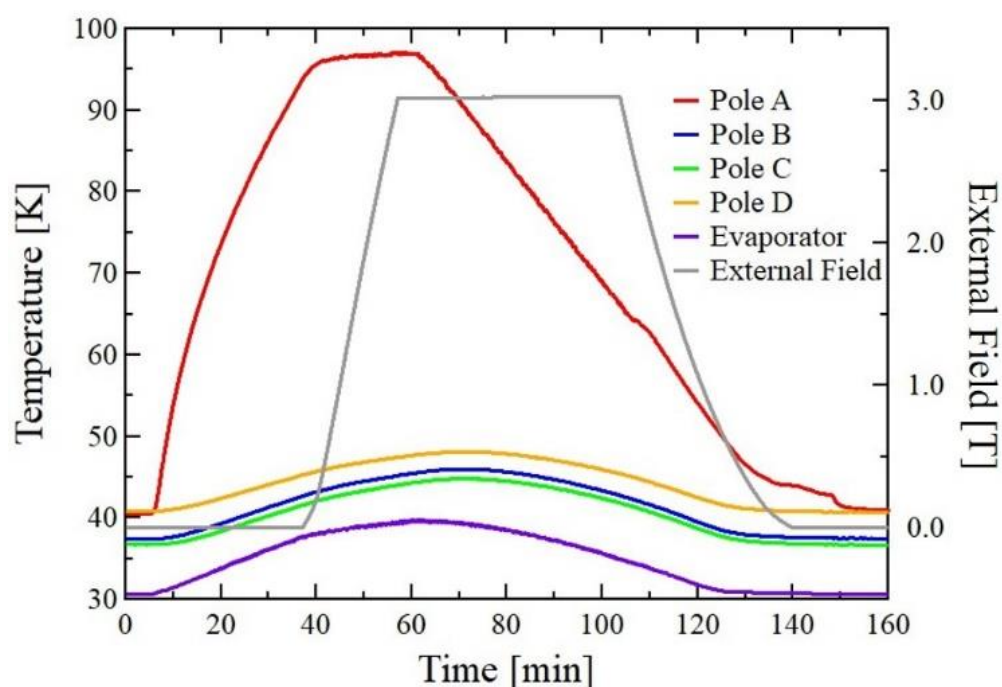


図 3-11 集成バルク界磁極（A 極）に対する着磁中の温度と外部磁場の制御

3.3.2. ホール素子による捕捉磁束密度の計測

集成バルク界磁極の持つ捕捉磁束密度は電機子巻線のティース表面に設置された 5 つのホール素子（BHT-921 : FWBELL）によって計測される。ホール素子と界磁極に使用されるバルク体の位置関係を図 3-12 に示す。CH1 は集成バルク界磁極の中央に位置するバルク体#1 の中央の捕捉磁束密度を計測する。同様に、CH2 はバルク体#2 の中央、CH3 はバルク体#2 と#3 の狭間、CH4 は最も端に位置するバルク体#3 の中央、CH5 は集成バルク界磁極の外周部の磁束密度を計測する。バルク体表面からホール素子までの距離（エアギャップ）は 17 mm である。

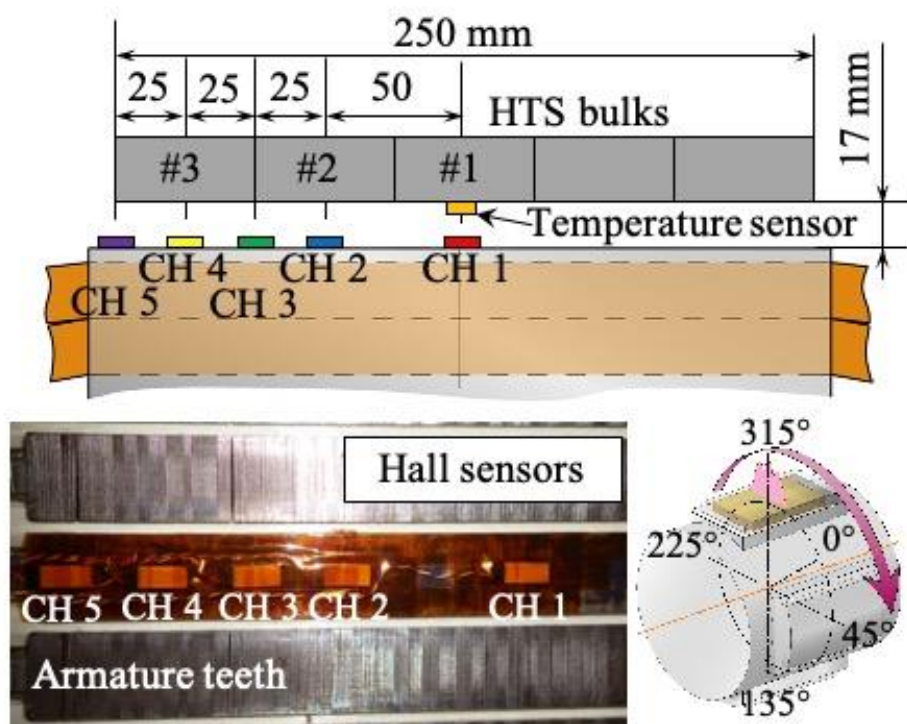


図 3-12 集成バルク界磁極とホール素子の位置関係

回転子の回転に伴い、A から D までの界磁極がホール素子の上部を通過することで得られた磁束密度の分布図を図 3-13 に示す。回転角度に対する捕捉磁束密度の分布では、全ての集成バルク界磁極において 3 つのピークを有する曲線が示された。この分布形状は集成バルク界磁極を構成するバルク体が回転方向に対して 3 列配置されている結果である。また、中央列のバルク体は両隣のバルク体と比較してホール素子に近い位置関係となるため、得られる捕捉磁束密度の中央に位置するピーク値が最も高い値を示す。この結果より、複数のバルク体によって構成された集成バルク界磁極に対する静磁場着磁法は、単一バルク体を着磁する場合と同様に高い捕捉磁束密度を得ることが可能であり、回転機に対する着磁方法として有用であると言える。

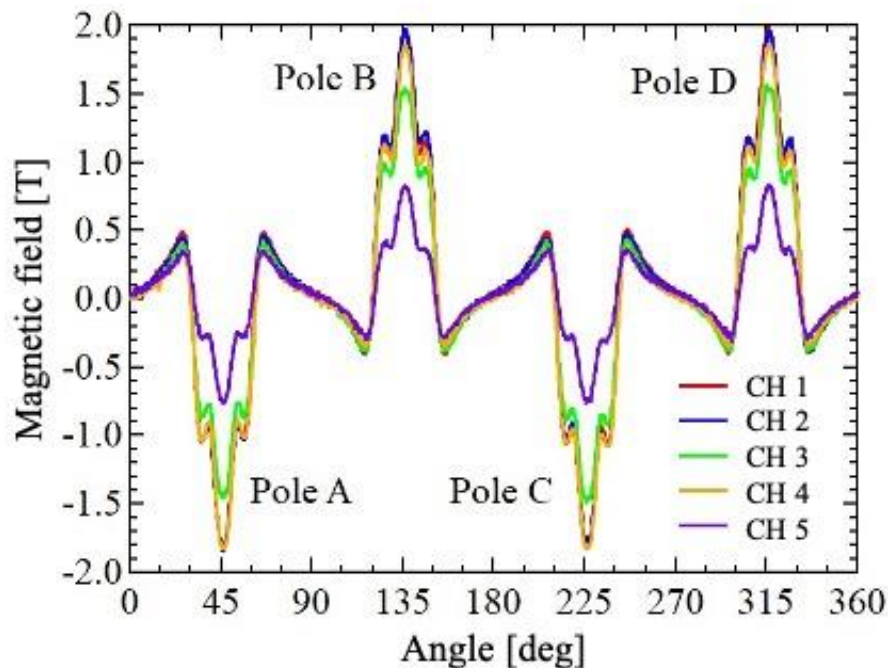


図 3-13 5つのホール素子によって得られた各集成バルク界磁極の捕捉磁束密度の分布

3 T の外部磁場による静磁場着磁の結果、集成バルク界磁極からホール素子に到達する磁束の最大密度は約 2 T となった。ただし、この値は電機子巻線のティースによって収束された磁束密度であることに注意が必要である。集成バルク界磁極単体における捕捉磁束密度は、Bean の臨界状態モデルと Biot-Savart の法則に基づく有限要素解析によって計算されている[18]。解析モデルでは、バルク体が磁場を発するための励磁電流密度を 27088 A/cm^2 と想定することによってバルク体表面において 3 T の捕捉磁束密度を得ることができると想定されている。従って、計測された最大捕捉磁束密度と解析モデルによるバルク体表面の最大捕捉磁束密度の差となる約 1.0 T が電機子ティースによって収束された磁束密度となる。これは、鉄芯の飽和磁束密度に近い値であり、磁氣的に最大のパフォーマンスで駆動できる状況を示す。

3.4. 磁氣的負荷を伴う回転試験の概要

図 3-14 に負荷試験における超電導同期機周辺の制御機器の構成を示す。同機器とポニーモータはカップリングを介して接続されており、インバータによって制御されたポニーモータの回転力はトルクメータを経て同期機に入力される（図 3-15）。従って、同期機の回転速度の制御はポニーモータに接続されたインバータ#1（ACS800：ABB）の操作によって行うことができる。本来、同期機の電機子には回転速度に同期した交流電流が流れることになるが、本負荷試

験では、電機子に流れる交流電流の位相をインバータ#2（ACS880：ABB）によって操作することによって、同期機の回転を妨げる回転力が生じるような磁氣的負荷を加えた。その際の電機子電流波形はパワーメータによって計測される。また、同期機に生じた逆向きの回転力はトルクメータによって計測される。これらに加えて、同期回転機の回転速度を計測することによって機器の出力を算出することができる。なお、同期機の電機子を無負荷状態（オープンサーキット）とした場合における特性については、同期機の鉄心における損失とともに明らかとされている[9]。

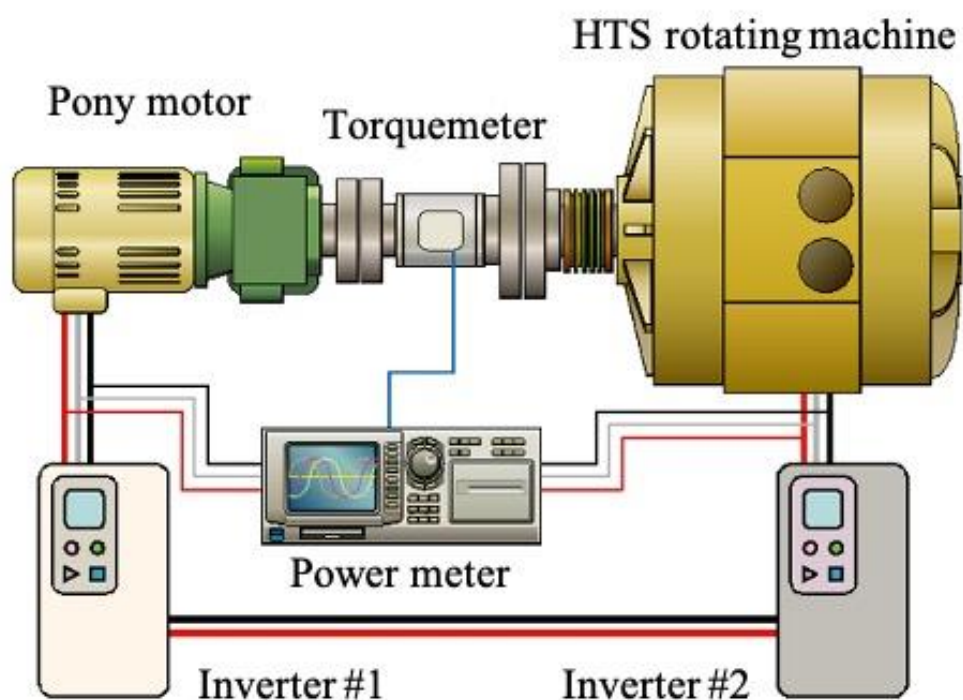


図 3-14 磁氣的負荷を伴った超電導同期機の負荷試験における装置接続図

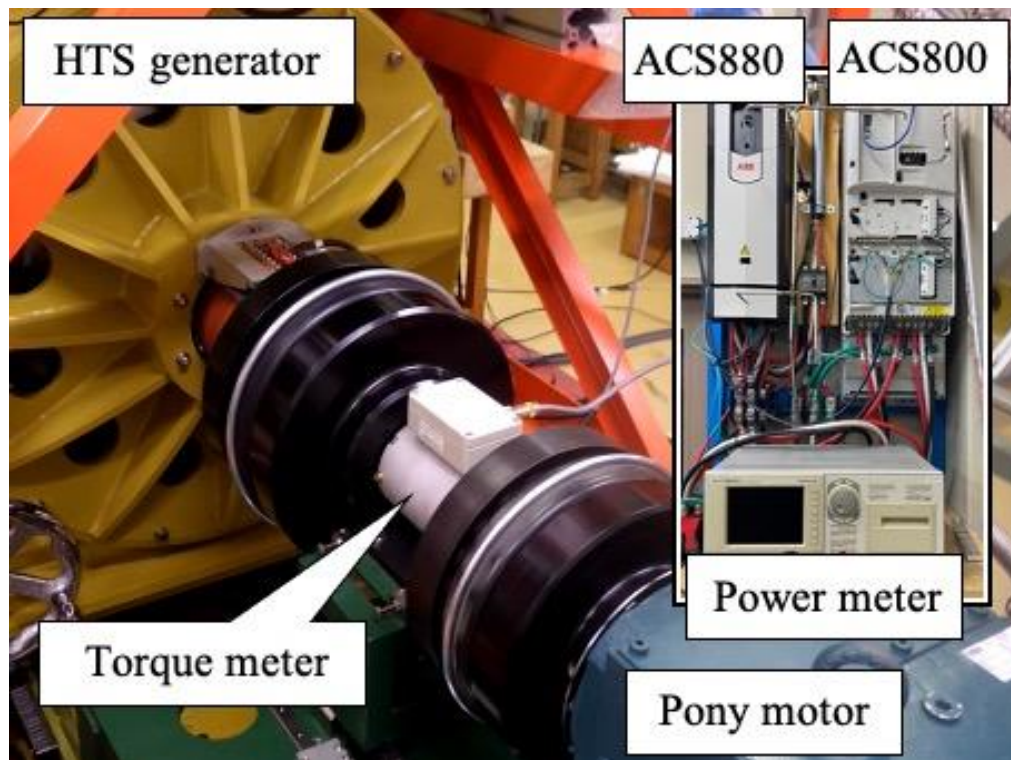


図 3-15 ポニーモータと超電導同期機の接続図

超電導同期機の界磁極として設置されたバルク体の捕捉磁束密度の安定性について明らかにするため、2種類の負荷試験を実施した。最初の実験は、回転速度と負荷率を様々に変化させた負荷試験であり、2つ目の実験では、 190 min^{-1} 定速にて長時間連続負荷試験を行った。それぞれの負荷試験において、試験開始前と終了後にホール素子によって計測された磁場分布図を比較することで、磁氣的負荷を伴った同期回転機における集成バルク界磁極の捕捉磁束密度の変化について明らかにした。

3.5. 回転速度とトルク変動に対する捕捉磁束密度の安定性

異なる回転速度における各集成バルク界磁極の温度、磁氣的負荷によって生じたトルク、回転速度の時間変化を図 3-16 に示す。負荷試験開始前に計測された各界磁極の温度は A 極の表面において 40 K 、B 極では 36 K 、C 極では 36 K 、D 曲では 37 K である。負荷試験は回転速度 50 min^{-1} 、負荷率 0% から開始して、5 分毎に 20% ずつ負荷率を上昇させた。負荷率 100% での運転を終了した後、回転速度を 10 min^{-1} 増速させた。これを 190 min^{-1} となるまで連続して繰り返した。負荷試験中のバルク体の温度は、回転による信号ノイズによって振動をしているが、各界磁極とも回転中の大幅な温度変化は見られなかった。負荷試験終了後に回転を停止して計

測した各極の温度は A, B, C, D 極において、それぞれ 41 K, 36 K, 37 K, 37 K であり、負荷試験開始前の温度に対して変化量は 1 K 未満であった。

同期機の電機子に対してインバータ#2 から供給された電機子電流の波形を図 3-17 に示す。各回転速度における電流波形は負荷率 100 % の場合に計測されたものである。電機子電流の周波数は回転数に応じて 1.67 から 6.33 Hz の範囲であった。また、回転速度 190 min^{-1} 、負荷率 100 % の際に電機子巻線を通れる三相交流電流（U, V, W 相）の波形を図 3-18 に示す。電機子巻線を通れる電流は三相共にピーク値を $\pm 90 \text{ A}$ とする正弦波であり、各相の周波数は 6.33 Hz である。単体の界磁極について考えた場合、同期機の電機子巻線から界磁極に影響を与える磁場は常に三相交流によって生じたピーク磁場に同期することになる、従って、周波数は 1 相あたりの周波数の 3 倍となるが、交流磁場の振幅は非常に小さいものになると予想される。また、各極のバルク体における外部交流磁場による発熱は計測されなかった。

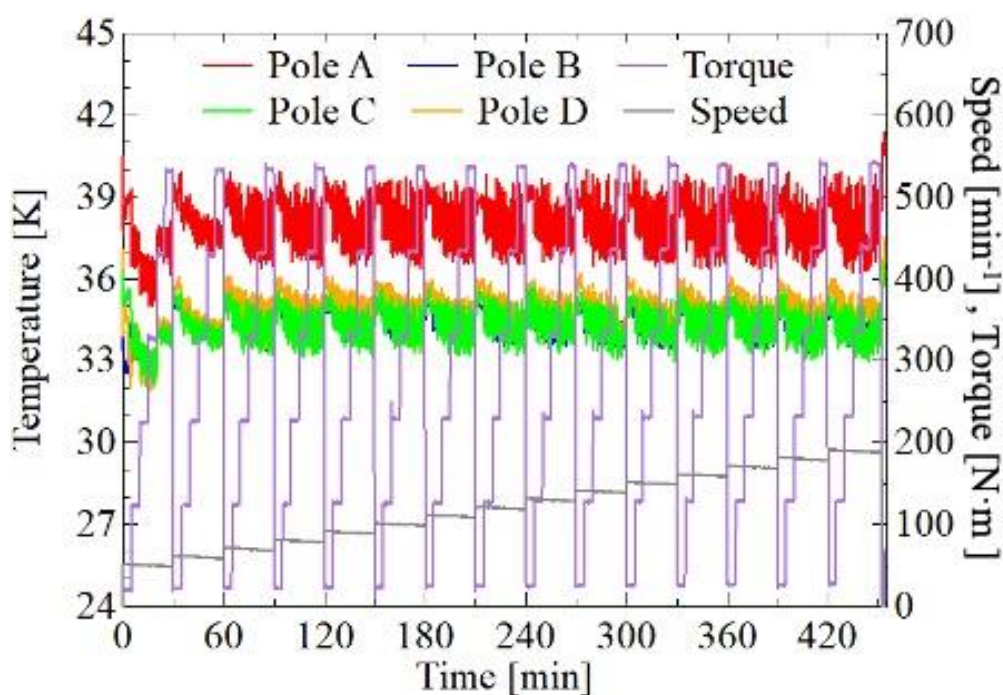


図 3-16 回転速度とトルクの変動を伴った負荷試験における各極の温度変化

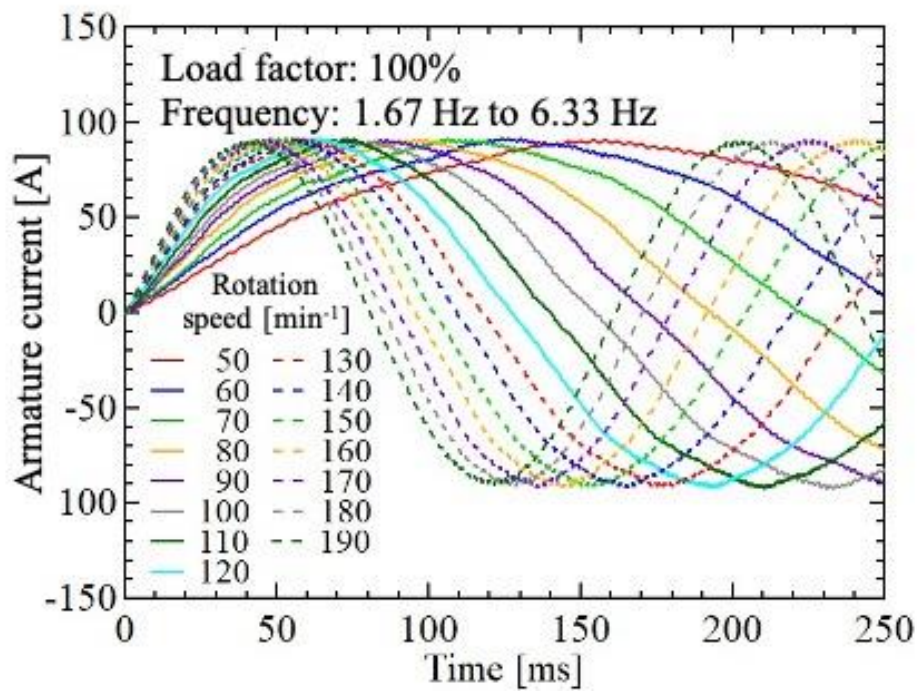


図 3-17 各回転速度にて確認された電機子電流

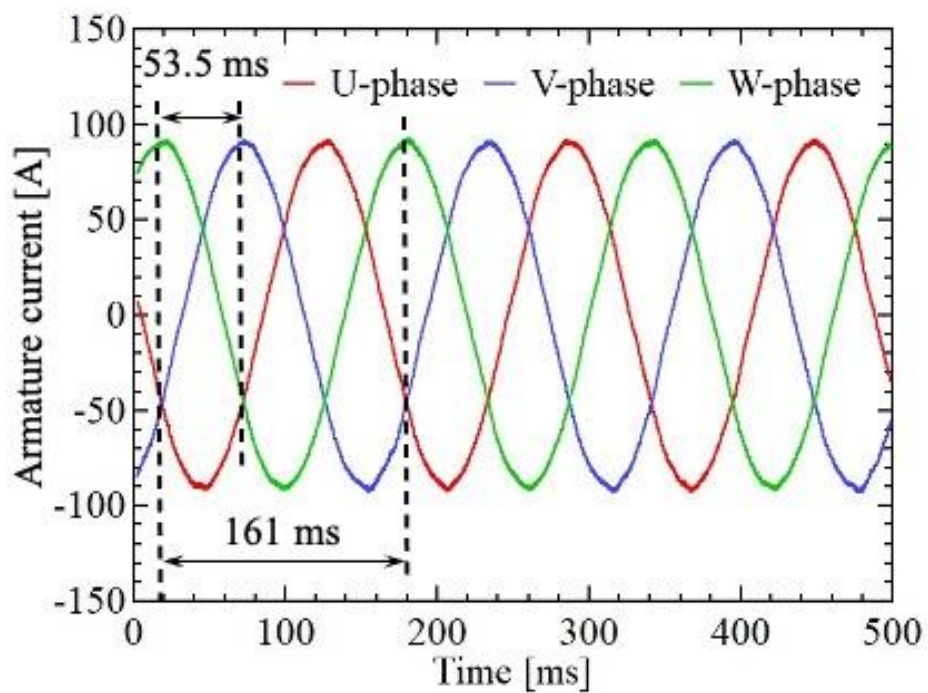


図 3-18 190 min^{-1} の回転速度における電機子巻線の三相交流電流波形

負荷試験の前後で計測された捕捉磁束密度の分布図を図 3-19 に示す。図中の点線は負荷試験実施前、実線は負荷試験後の分布図を示す。これらの分布図は、同期機を 0.25° 回転する度に計測された。A 極から D 極全ての界磁極において最大磁束密度並びに磁場分布の形状に変化が見られないことがわかる。

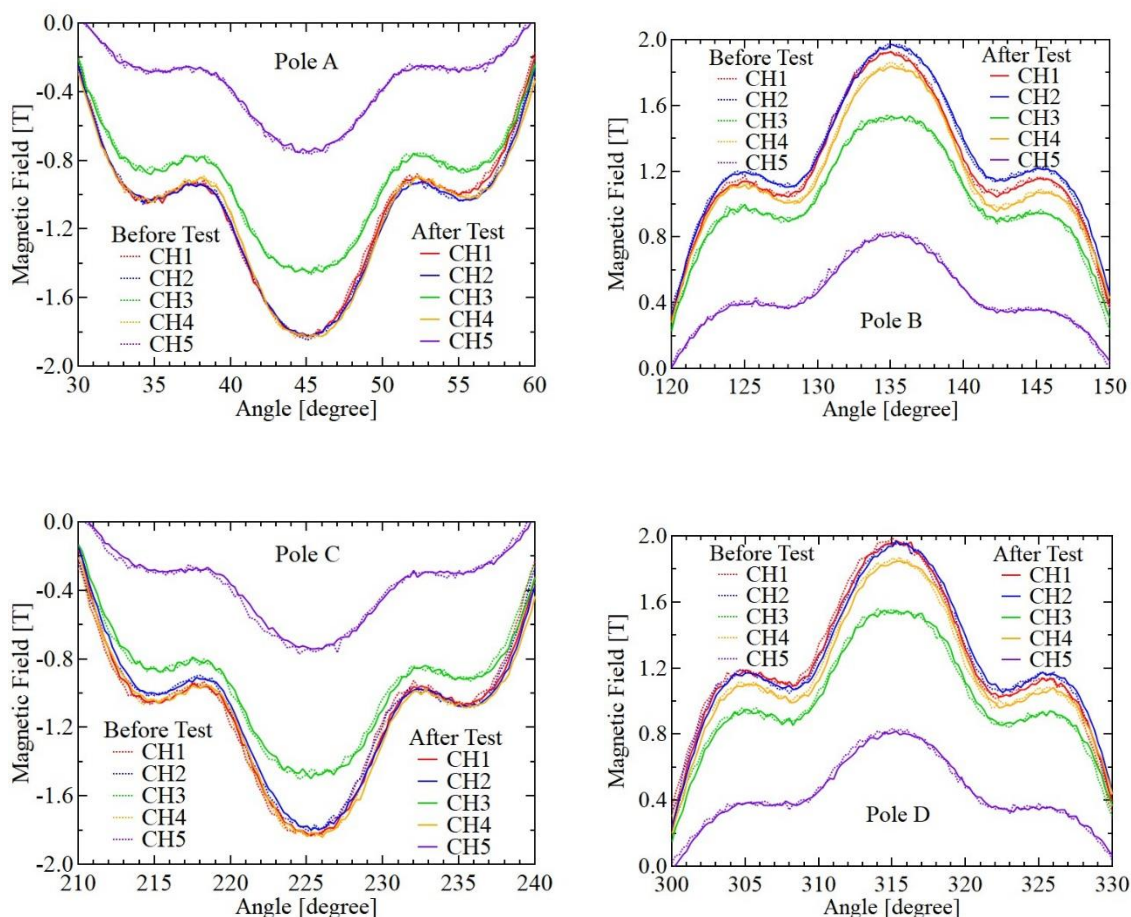


図 3-19 負荷試験の前後で比較した各界磁極の捕捉磁束密度分布

負荷試験開始前、終了後に計測された最大捕捉磁束密度、ならびに各界磁極中央を基準として左右 45° （計 90° ）の領域で計測された捕捉磁束密度を足し合わせて求められた総磁束の変化の割合を表 3-2 に示す。ホールセンサの CH1 と CH2 と CH4 は、バルク体の中央に位置しており、最も強い磁場を計測している。しかし、負荷試験による最大磁場の減少値は最大で 0.03 T であった。これは負荷試験前の値の 1.3% である。2 つの超電導バルクの間位置する CH 3 で計測された最大磁場の減少はわずか 0.01 T であった。超電導バルク磁石の最も端に位置する CH 5 で計測された最大磁場の減少値は最大で 0.03 T であり、CH2 で記録された変化値と等しい。しかし、変化の割合で表示すると 3.5% であり、他の計測地点より少し高い値を示した。

計測値の合計の変化の割合では、超電導バルク磁石のより広い範囲における磁場の減少を計測することができる。結果、CH1 から CH4 における最大変化率は 0.3%であった。これは、ホールセンサの持つ固有誤差 1%未満の値である。このことから、バルク体の中央付近およびバルク体とバルク体の間における捕捉磁束密度は、負荷試験による影響を受けていないことがわかる。また、CH5 における最大変化率は 1.4%であり、やはり他の計測地点より少し大きな値をしめす。これは、負荷試験において発生する交流磁場を含めたファクターは、複数のバルク体を二次元的に配置した場合に、最も端に位置するバルク体に強く影響を与えるが、その値も非常に小さいものである。以上の結果より、本実験条件における負荷試験では、複数のバルク体によって構成された集成バルク界磁極の捕捉磁束密度は回転速度並びに負荷率の変動に対しても安定的であると結論づけた。

表 3-2：負荷試験の前後で記録した各界磁極の最大捕捉磁束密度と総磁束の変化量

	負荷試験前				負荷試験後				総磁束			
	最大捕捉磁束密度 [T]				最大捕捉磁束密度[T]				試験前を基準とした変化量 [%]			
	Pole A	Pole B	Pole C	Pole D	Pole A	Pole B	Pole C	Pole D	Pole A	Pole B	Pole C	Pole D
CH1	-1.83	1.94	-1.83	1.99	-1.83	1.93	-1.83	1.97	99.7	100	99.7	99.9
CH2	-1.85	1.97	-1.80	1.96	-1.82	1.97	-1.80	1.97	100	100	100	99.8
CH3	-1.46	1.55	-1.50	1.56	-1.45	1.54	-1.50	1.55	101	101	100	100
CH4	-1.83	1.86	-1.83	1.87	-1.83	1.84	-1.84	1.85	100	100	100	99.9
CH5	-0.76	0.83	-0.77	0.84	-0.75	0.82	-0.74	0.82	99.2	98.6	99.3	98.8

3.6. 長時間連続負荷試験に対する捕捉磁束密度の安定性

369 時間の長時間連続負荷試験によって、集成バルク界磁極が保持する磁束密度の変化を計測した。負荷試験では、回転数 190 min^{-1} 、負荷 100%を保つように設定された。また、冷却システムで使用される 2 台の冷凍機は、それぞれが 72 時間ごと運転と停止を交互に繰り返すように設定した。これは、同期機の運転中に想定される入熱に対して、1 台で十分な冷却能力を確保できており、船舶応用など、実際の操作を想定したものである。

図 3-20 は負荷試験の間に計測された各極の温度、トルク、回転速度を示している。各極に設置されたバルク体の温度は計測ノイズを含めて $\pm 2 \text{ K}$ 程度で安定しており、磁氣的負荷や回転銅さに伴うバルク体の発熱は計測されなかった。また、同期機で発生するトルクは $540 \text{ N}\cdot\text{m}$ (出力換算 : 10.7 kW) で安定的であり、バルク体を界磁極に採用した超電導同期回転機として知る

限り世界最高値を記録した。これらのことから、連続負荷試験中に計測されたバルク体の微小な温度変化は同期機の性能に影響を与えないと言える。

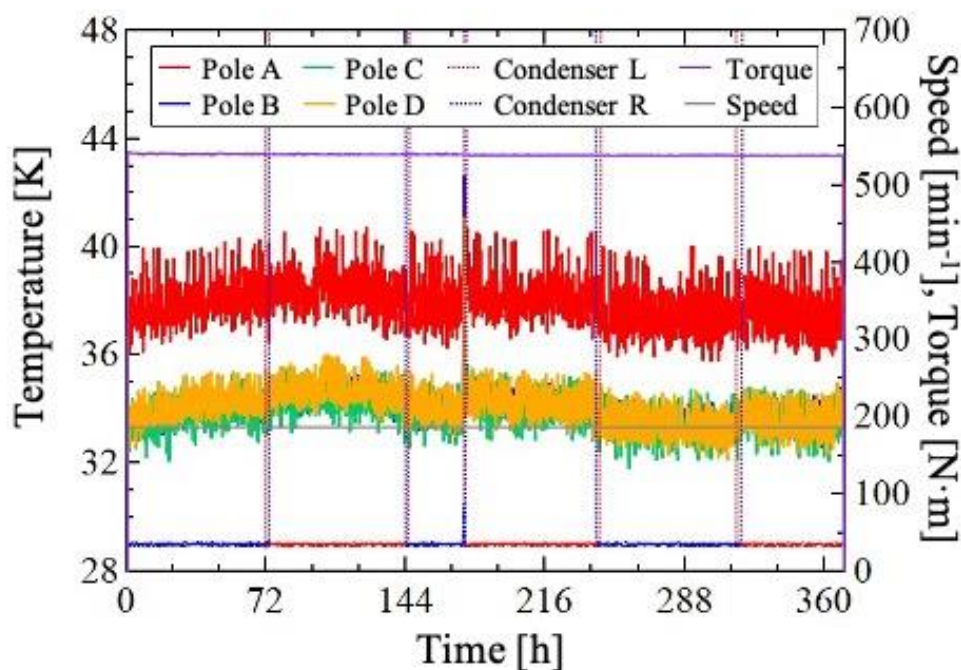


図 3-20 界磁極の温度、回転機の回転数とトルク、2 台の冷凍機の温度の時間変化

負荷試験の途中、一時的に冷却システムが停止したことにより凝縮器ならびに各界磁極の温度上昇が発生した。図 3-21 は冷却システムが停止した際の温度変化の詳細を示す。停止した右側冷凍機に接続されたコンデンサは 29K から 42K まで温度が上昇した。6 分後に冷凍機を再起動することにより、12 分後には 29K まで再冷却された。これにより、各極の超電導バルク磁石は 8K ほど温度が上昇した。しかし、この時の回転機の回転速度とトルクは一定の値を推移しており、回転機の出力に影響は出ていないことがわかる。このことは、超電導回転機の冷却装置停止に伴う回転機の出力低下に対して集成バルク界磁極は幾らかの時間的猶予を持つことを意味する。

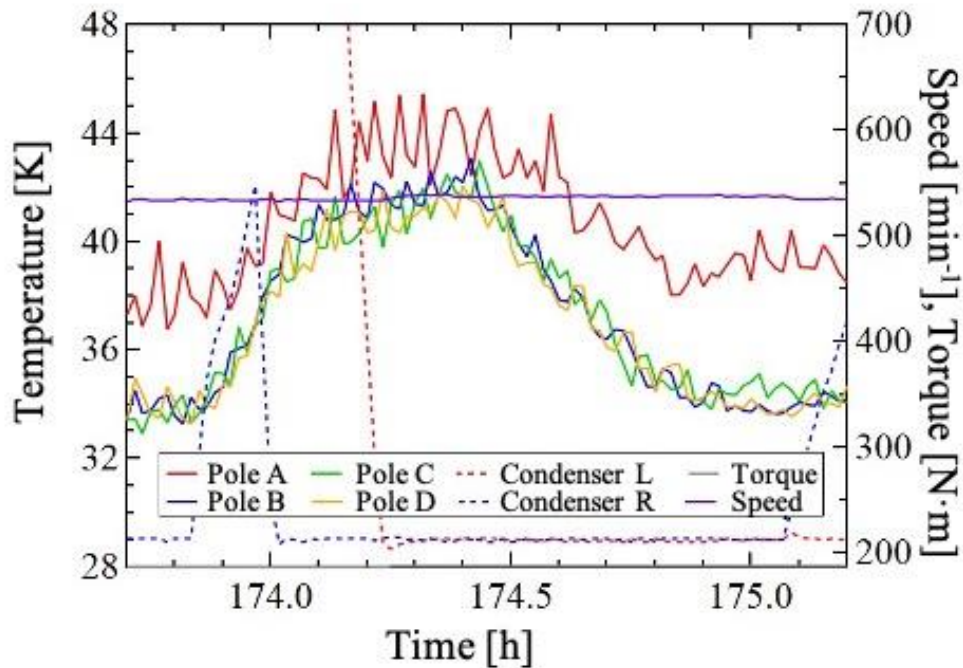


図 3-21 一時的な冷却システムの停止に伴う界磁極の温度上昇とトルクの時間変化

図 3-22 は、長時間負荷試験の前後で計測した各界磁極の捕捉磁束密度の分布である。また、各極で計測された最大捕捉磁束密度ならびに総磁束の変化を表 3-3 に示す。

369 時間の負荷試験を終えて計測された磁束密度分布は、試験前の分布と類似している。また、各極で計測された最大捕捉磁束密度についてもほとんど変化がなく、0.02T の減少が最も大きな変化であった。このことから、長時間の連続負荷試験においても、集成バルク界磁極の持つ捕捉磁束密度は磁氣的負荷を伴う回転運転の影響を受けていないことがわかる。ホール素子 CH5 のみ、すべての界磁極において総磁束の減衰傾向が示された。これは、3.5 の項目で行った実験の結果と同様である。従って、負荷試験がバルク界磁極の捕捉磁束密度に与える影響は、集成バルク界磁極の端の領域から作用することがわかる。しかし、長時間の発電試験であっても、その影響は 1%未満であり、ホール素子の誤差範囲を出ることはない。これらの結果から、バルク体を界磁極とした場合に懸念される捕捉磁束密度の減衰は、本実験で使用したラジアル型超電導同期回転機に適応されないと言える。また、一時的な冷却システムの機能消失においても、迅速な再起動、または予備の冷却装置の起動によって同期機の性能を低下することなく運転を継続できることを示した。このことは、バルク体を同期機の界磁極に採用する上での確かな優位性を示した。

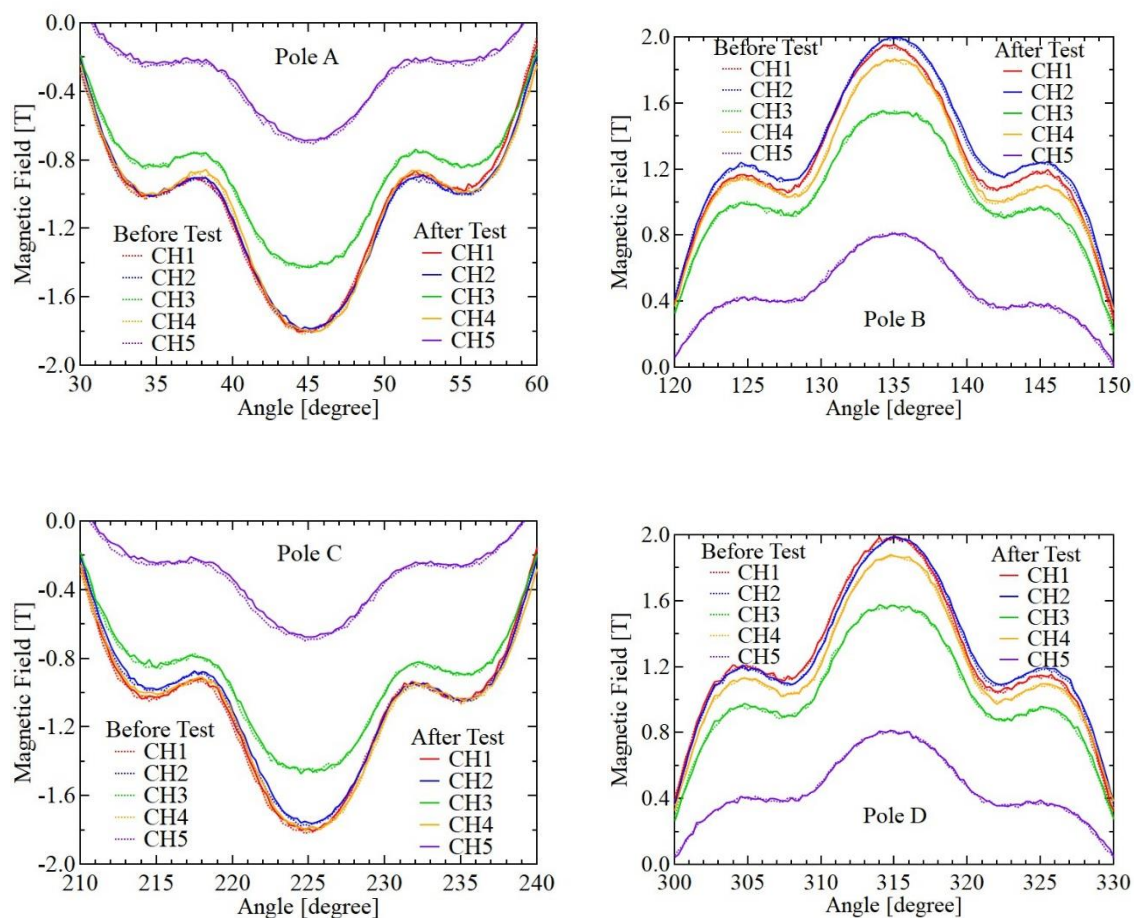


図 3-22 連続負荷試験による各界磁極の捕捉磁束密度の変化

表 3-3：連続負荷試験の前後で記録された各界磁極の最大捕捉磁束密度と総磁束の変化。

	負荷試験前				負荷試験後				総磁束			
	最大捕捉磁束密度 [T]				最大捕捉磁束密度[T]				試験前を基準とした変化量 [%]			
	Pole A	Pole B	Pole C	Pole D	Pole A	Pole B	Pole C	Pole D	Pole A	Pole B	Pole C	Pole D
CH1	-1.81	1.95	-1.82	1.99	-1.80	1.95	-1.81	1.99	100	100	100	100
CH2	-1.81	2.00	-1.78	1.99	-1.79	2.00	-1.76	1.99	100	100	100	100
CH3	-1.43	1.55	-1.46	1.57	-1.43	1.55	-1.47	1.58	100	100	99.8	100
CH4	-1.81	1.86	-1.81	1.88	-1.80	1.87	-1.79	1.88	100	99.5	100	99.7
CH5	-0.70	0.81	-0.70	0.81	-0.69	0.81	-0.68	0.82	99.8	99.3	99.9	99.3

3.7. 集成バルク界磁極の周辺磁場に対するモデル解析

ラジアル型同期機の集成バルク界磁極の周辺磁場について考察するため、電磁解析ソフト MagNet7 を用いた空間中の磁場分布のシミュレートを行なった。

図 3-23 に MagNet7 で使用した集成バルク界磁極と電機子巻線のモデルを示す。c 軸に沿って着磁されたバルク体のモデルは、円錐形状の磁場分布を示すように設計された。バルク体の下部には静磁場着磁の効率を高めることを目的とした強磁性材 (SUS410) が設置されている。また、バルク体の上部にはアルミ製の輻射シールドが配置されており、回転子のカバーはステンレス材を選択している。電機子巻線は U, V, W の三相巻線並びにティース部をモデリングした。このモデルを用いて、集成バルク界磁極周辺の磁場とバルク体の c 軸に垂直な成分を持つ磁束の分布をシミュレーションにより計算した。

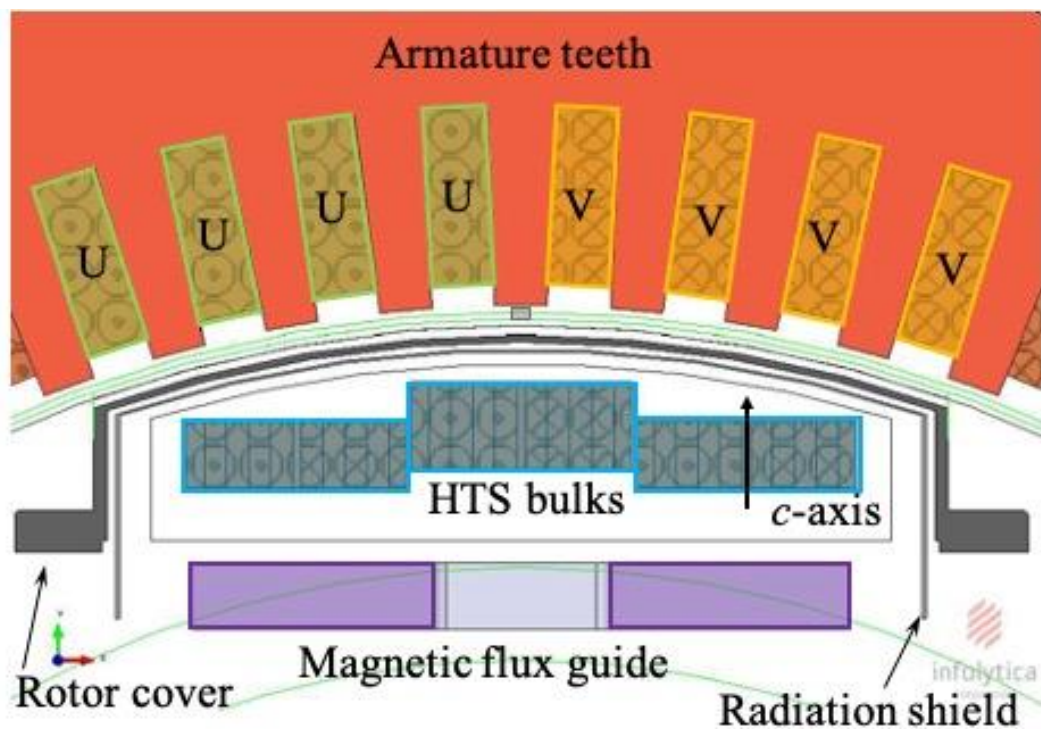


図 3-23 集成バルク界磁極の周辺磁場分布の解析に用いるモデル

図 3-24 に界磁極と電機子巻線周辺の磁場を解析した結果を示す。ホール素子が配置されている電機子のティース表面における磁束密度は 2.0 T であり、実際の着磁結果と同等の値が算出された。また、ティース内部における最大磁束密度は 2.3 T であり、材料の飽和磁束密度まで磁束を収集していることがわかる。解析の結果、中央に位置するバルク体の中心部の横磁場成分は 0 T であったが、バルク体が隣接する側面部では最大 1.2 T の横磁場成分が算出された。

これは、集成バルク界磁極の端に位置するホール素子が検出した捕捉磁束密度のみ微小な減少傾向を示した要因のひとつと考えることができる。また、実際の同期機の運転においては軸の振動や急激な加減速によりバルク体周辺の横磁場成分が変動する可能性もある。しかし、実験結果からも明らかなように、バルク体が同期回転機内部において c 軸に対する横磁場成分を受けることで生じる交流損失は無視できる程度である。

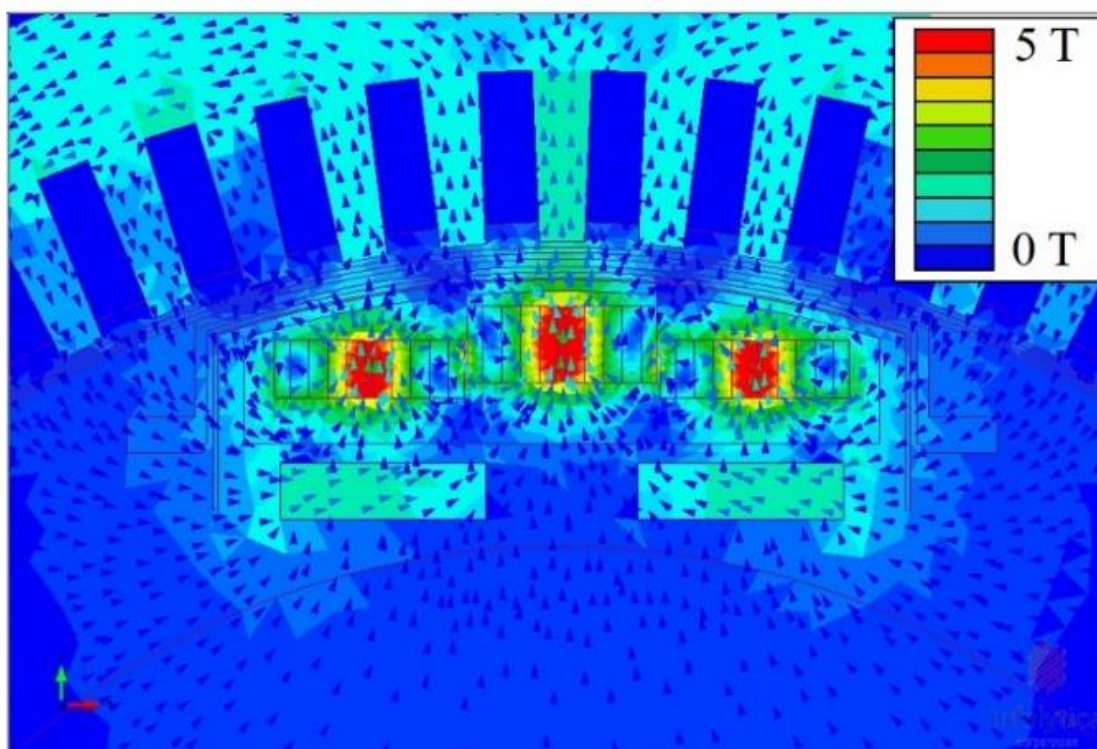


図 3-24 集成バルク界磁極周辺の磁束と c 軸に垂直な磁場強度の解析結果

3.8. 結論

本章では、複数のバルク体で構成された集成バルク界磁極を採用したラジアル型超電導同期機の負荷試験によって、同期機内部に配置されたバルク体の捕捉磁束密度が安定的であることを明らかとした。集成バルク界磁極を構成する 15 個のバルク体に対して 3 T の静磁場を加えることで、各界磁極の最大捕捉磁束密度は 2.0 T を記録した。負荷試験による捕捉磁束密度の挙動は、2 つの実験手法によって確認された。1 つは、回転数とトルクを変動させた負荷試験である。同期機の回転速度を 50 min^{-1} から 190 min^{-1} まで 10 min^{-1} ステップで増速させつつ、トルクを 0 % から 100 % まで 20 % のステップで変化させた負荷試験の結果、集成バルク界磁極の外周部に位置するバルク体でのみ減衰傾向が確認された。これは、二次元的に配置されたバルク体に対する交流磁場は外周部に配置されたバルク体の端から影響すること示している。ただ

し、確認された減衰は非常に小さい値であり、同期機に加減速による回転数やトルクの変動がバルク体の捕捉磁束密度に与える影響は無視できると結論づけた。

次に、 190 min^{-1} の回転速度を保ちつつ 360 時間以上の長期連続負荷試験に対するバルク体の捕捉磁束密度の挙動について確認した。負荷試験中に計測された各界磁極のバルク体の温度は $\pm 2 \text{ K}$ の範囲内で安定しており、電機子巻線によって生じる磁氣的負荷を起因とした急激な温度上昇などは確認されなかった。また、冷却システムの一時的な停止に伴い、各極の温度は最大で 8 K 上昇したが、その間に計測された回転機のトルクは一定の値を保持した。このことは、同期回転機の運転中におけるバルク体の多少の温度変化は回転機の出力に影響しないことを示している。360 時間の連続負荷試験後に計測された捕捉磁束密度分布についても、試験前後を比較して変化は見られず、回転機の出力は常に一定値を示した。以上の結果より、同期機の界磁極として応用されたバルク体の捕捉磁束密度は同期機内部に存在する電機子巻線からの交流磁場の影響を受けることなく、安定的な磁場を供給できることが示された。

また、本回転機にて使用した集成バルク界磁極は、バルク超電導回転機の標準的な界磁モジュールとして採用することが可能であり、すでに 4 MW 級の同期回転機的设计開発も行われている (図 3-25)。本実験によって集成バルク界磁極の捕捉磁束密度の安定性が示されたことは、バルク体を界磁極とした超電導回転機に対するひとつの指標となる。

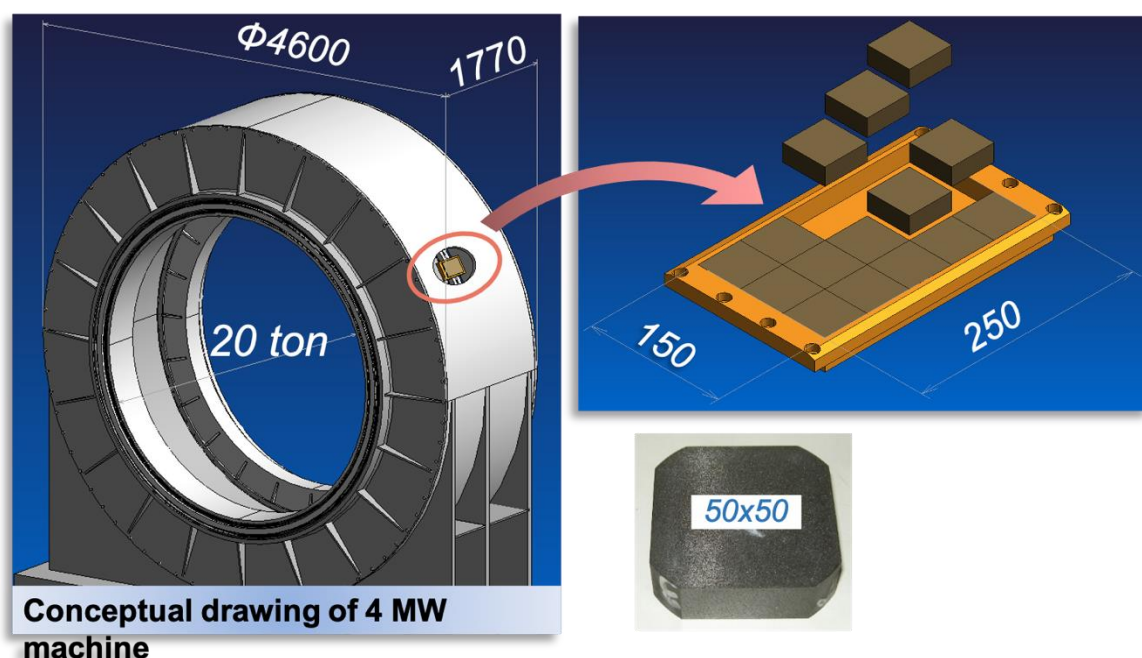


図 3-25 集成バルク界磁極を標準モジュールとした 4 MW 級超電導回転機的设计構造

3.9. 参考文献

- [1] H. Moon, Y-C. Kim, H-J. Park, M. Park and I-K. Yu, “Development of a MW-Class 2G HTS ship propulsion motor,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 26, no. 4, 5203805, Jun. 2016.
- [2] K. Umemoto, K. Aizawa, M. Yokoyama, K. Yoshikawa, Y. Kimura, M. Izumi, K. Ohashi, M. Numano, K. Okumura and M. Yamaguchi, “Development of 1MW-class HTS motor for podded ship propulsion system,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 234, 032060, 2010.
- [3] T. Yanamoto, M. Izumi, K. Umemoto, T. Oryu, Y. Murase and M. Kawamura, “Load test of 3-MW HTS motor for ship propulsion,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 27, no. 8, 520430, Dec. 2017.
- [4] J.L. Kirtley, A. Banerjee and S. Englebreton, "Motors for ship propulsion," *Proceedings of the IEEE*, vol. 103, no. 12. 2320, Dec. 2015.
- [5] D. Torrey, M. Parizh, J. Bray, W. Stautner, N. Tapadia, M. Xu, A. Wu and J. Zierer, “Superconducting synchronous motors for electric ship propulsion,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 30, no. 4, 5204708, Jun. 2020.
- [6] M. Corduan, M. Boll, R. Bause, M.P. Oomen, M. Filipenko and M. Noe, “Topology comparison of superconducting AC machines for hybrid electric aircraft,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 30, no. 2, 5200810, Mar. 2020.
- [7] The 17 Goals, Department of Economic and Social Affairs, Sustainable Development <https://sdgs.un.org/goals>
- [8] M. Tomita and M. Murakami, “High-temperature superconductor bulk magnets that can trap magnetic fields of over 17 tesla at 29 K,” *Nature*, vol. 421, pp. 517, Jan. 2003.
- [9] M. Watasaki, M. Miki, B. Felder, K. Tsuzuki, R. Sato, S. Kase, M. Izumi, and T. Ida, “Trapped magnetic flux of bulk HTS magnets in the external AC magnetic field at low temperatures,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 23, no 3, 8201604, Jun. 2013.
- [10] E. Shaanika, M. Miki, C. Bocquel, B. Felder, K. Tsuzuki, T. Ida, M. Izumi, S. Englebreton, R. Chin, J. Kolehmainen, M. Morita and H. Teshima, “Core loss of a bulk HTS synchronous machine at 2 and 3 T rotor magnetisation,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 30, no. 1, Jan. 2020.

- [11] S. Jim, T. H. Tidfel, R. C. Sherwood, M. E. Davis, R. B. van Dover, G. W. Kammlott, R. A. Fastnacht and H. D. Keith, "High critical currents in Y-Ba-Cu-O," *Applied Physics Letters*, vol. 52, 2074, 1988.
- [12] M. Morita, K. Miyamoto, K. Doi, M. Murakami, K. Sawano and S. Matsuda, "Processing and superconducting properties of high-Jc bulk YBaCuO prepared by melt process," *Physica C: Superconductivity*, vol. 172, no. 3-4, 383, Dec. 1990.
- [13] S. Nariki, H. Teshima, and M. Morita, "Development of high-performance QMG bulk magnets for high magnetic field engineering applications," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 26, no. 3, 7200404, Apr. 2016.
- [14] J-F. Fagnard, S. Kirsch, M. Morita, H. Teshima, B. Vanderheyden and P. Vanderbemden, "Measurements on magnetized GdBCO pellets subjected to small transverse ac magnetic fields at very low frequency: Evidence for a slowdown of the magnetization decay," *Physica C: Superconductivity and its Applications*, vol. 512, 42, May 2015.
- [15] M. Miki, "Study of a superconducting rotating machine with bulk high temperature superconductor," Tokyo University of Marine Science and Technology, Doctoral Dissertation, 2011
- [16] T. Yanamoto, "船舶推進機用高温超電導モータの実用化に関する研究," Tokyo University of Marine Science and Technology, Doctoral Dissertation, 2018.
- [17] K. Yamaguchi, M. Miki, K. Yamagata T. Ikeda, H. Kashima, M. Izumi, Y. Murase, E. Yanase and T. Yanamoto, "Study of HTS machine system cooling with a closed-loop thermosyphon: stability of unsteady heat load and transient conduction," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 26, no. 3, 5204405, Apr. 2016.
- [18] B. Felder, M. Miki, K. Tsuzuki, M. Izumi and H. Hayakawa, "Optimization of a condensed-neon cooling system for a HTS synchronous motor with Gd-bulk HTS field magnets," *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 23, 73, 1980.
- [19] T. Uchida, "船舶推進機用高温超電導モータの実用化に関する研究," Tokyo University of Marine Science and Technology, Mar. 2019.

第4章

冷却システム停止に伴うバルク体の 温度上昇と捕捉磁束の挙動

4. 冷却システム停止に伴うバルク体の温度上昇と捕捉磁束の挙動

4.1. 序論

超電導磁石は、船の推進用モータなどに求められる低速・高トルク回転機の界磁極として最適である[1-3]。高温超電導バルク体（以後、バルク体）は超電導コイルや永久磁石と比較してコストや効率の面において優れていることが示されている[4-5]。前章において、我々はバルク体が超電導同期機内部においても安定的に磁束を保持することを実験的に明らかとすることで、バルク体を同期機に応用することの有用性を示した。

超電導同期機を安定的に運転するためには、バルク体の温度管理が重要といえる。なぜなら、バルク体の捕捉磁束密度は自身の温度に依存しており、温度上昇によって磁束のピン留め特性と臨界電流密度が抑制された結果、磁束密度が減衰するためである[6-8]。我々はこれまで超電導同期機に適した冷却システムの開発を進めており、既に回転界磁の安定的な温度制御方法を確立している [9-12]。そのような中、前章で述べた負荷試験中において冷却システムの一時的な停止に伴うバルク体の温度上昇を計測した。この際、バルク体が保持する捕捉磁束密度および超電導同期機の出力に影響は見られなかったが、超電導同期機の実用化に対する次の段階として、冷却システムが故障した場合におけるバルク体の捕捉磁束密度の変化と超電導同期機の出力について明らかとすることが重要である。

本章では、ラジアル型の超電導同期機に接続された冷却システムの冷凍機を停止させることによって、バルク体の温度上昇に伴う捕捉磁束密度の減衰傾向と超電導同期機の出力変化について実機を用いた計測を行った。第一段階として、界磁極を 3 T の外部磁場によって着磁した後、回転子が停止した状況において冷却システムを停止することで、界磁極が提供する磁束密度変化と温度について計測した。その後、第二段階として、1 T の外部磁場によって着磁された界磁極を用いた負荷試験中に冷却システムを停止した場合における捕捉磁束密度の変化と温度および出力変化について実験的に明らかとした。

4.2. 停止中の同期機におけるバルク体の温度上昇と捕捉磁束の挙動

4.2.1. 実験装置の概要

本実験では、ラジアル型の超電導同期機の回転子を固定した状態において、冷却システムの停止に伴う集成バルク界磁極の温度上昇と捕捉磁束密度の減衰について計測を行った。超電導同期機の構造については、前章にて述べた通りである。

4 極ある集成バルク界磁極は、それぞれ 3 T の定常磁場によって着磁され、電機子コイルのティース表面に設置された 5 つのホール素子（BHT-921 : FW.BELL）によって捕捉磁束密度の計測を行った。このとき計測された捕捉磁束密度は電機子コイルに到達する磁束密度を示しており、本回転機における鎖交磁束である。ホール素子の配置と集成バルク界磁極の位置関係を図 4-1 に示す。本実験では、D 極にあたる界磁極がホール素子の直上となる回転角度にて回転子を固定した。

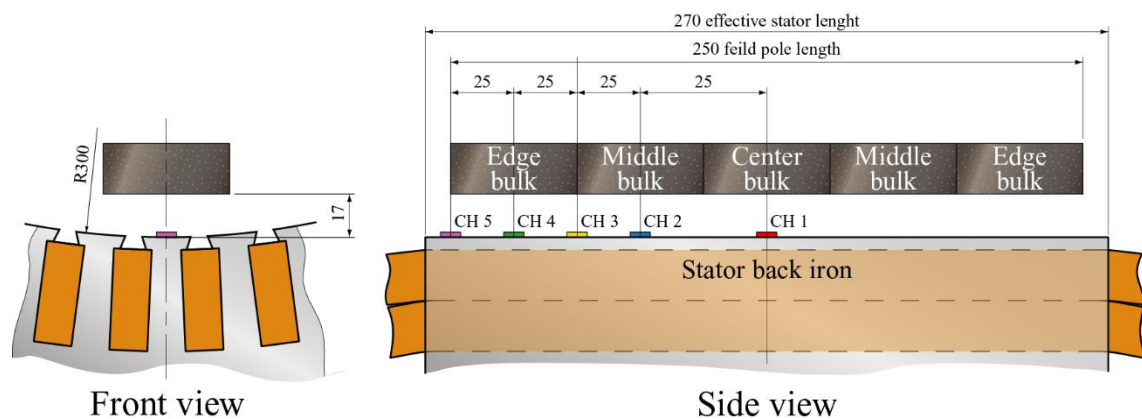


図 4-1 5 つのホール素子と集成バルク界磁極の位置関係

4.2.2. 冷却システムの停止に伴うバルク体の温度上昇と捕捉磁束の挙動

冷却システムで使用される 2 台の冷凍機を停止した後、600 分間において計測された集成バルク界磁極の温度上昇の推移を図 4-2 に示す。冷却システムの停止から 60 分が経過するまでの期間において、バルク体の表面温度は 35 K から 62 K まで 27 K/hour の急激な温度上昇を示したが、その後は時間当たりの温度上昇幅が緩やかとなり、120 分で 72 K、180 分で 80 K、240 k で 89 K と 9 K/hour の温度上昇速度に落ち着いた。そして、冷凍機停止から 320 分後にバルク体の温度は臨界温度である 93 K に到達した。

ここで、無酸素銅の比熱と温度の関係を図 4-3 に示す。この図からバルク体の温度上昇速度は銅の比熱と似た傾向を示すことがわかる。冷却システムの停止によって侵入する熱はバルク体と同時に、バルク体と熱的に接触している無酸素銅の昇温も行う。4 つの集成バルク界磁極のフレーム、蒸発器、蒸発器と界磁極の間に配置された熱交換板などはすべて無酸素銅で構成されており、無酸素銅の体積はバルク体の体積を上回っている。従って、バルク体の温度上昇速度はバルク体の比熱よりも銅の比熱の影響を受ける。

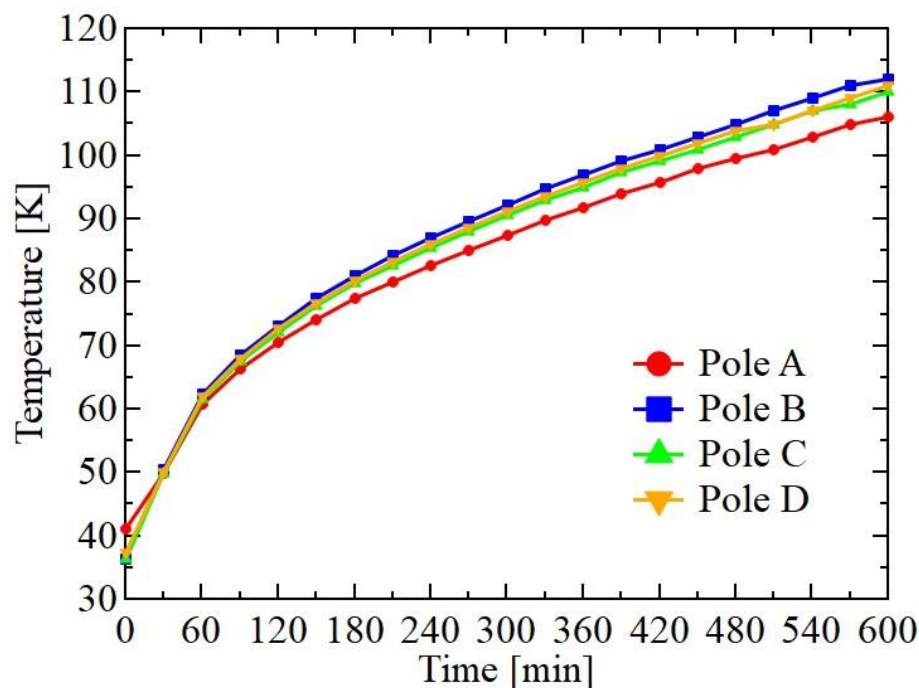


図 4-2 冷却システムの停止に伴うバルク体の温度上昇の時間推移

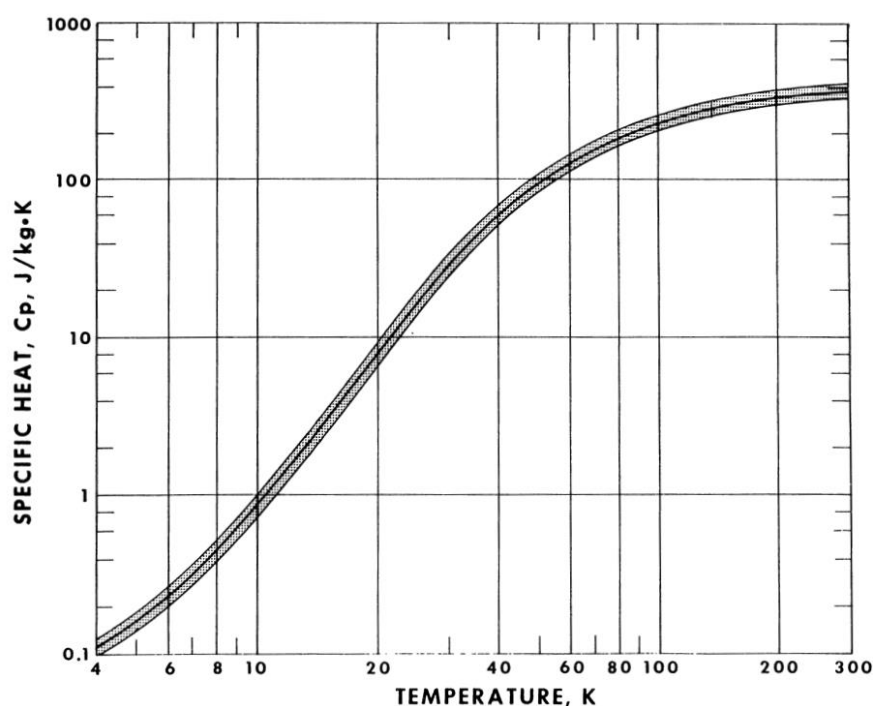


図 4-3 無酸素銅の比熱の温度依存性[13]

5つのホール素子（CH1～CH5）にて計測された捕捉磁束密度とバルク体の温度の関係を図 4-4 に示す。実験中、電機子コイルを流れる電流は 0 A であるため、各ホール素子が計測した磁束密度は超電導同期機の鎖交磁束である。3 T の外部磁場によって着磁された集成バルク界磁極が供給する鎖交磁束は、Point 1 にて 1.73 T、Point 2 にて 1.75 T、Point 3 にて 1.41 T、Point 4 にて 1.63 T、Point 5 にて 0.67 T の値を示した。その後、冷却システムの停止に伴ってバルク体の温度が 50 K を超えるまでの間、鎖交磁束はほとんど変化を示さなかった。従って、冷却システムが停止してから約 30 分間では、バルク体が供給する鎖交磁束は一定の値を保つことが可能であり、同時に超電導同期機の出力も安定していると予想できる。バルク体の温度が 50 K を超えて以降では、温度上昇に伴って鎖交磁束が減衰傾向を示し、95 K に達した際に磁束密度は 0 T となった。温度センサはバルク体の表面に設置されているため、バルク体内部の温度はセンサの示す温度よりも低い可能性があり、実験では臨界温度 93 K を超えて 95 K まで磁束密度が計測された。

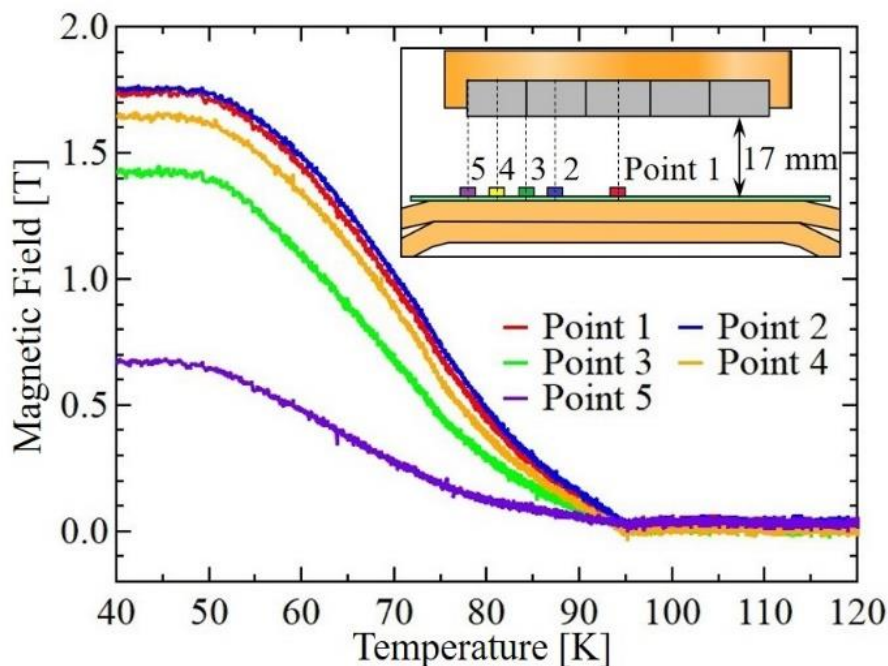


図 4-4 集成バルク界磁極の温度変化に伴う捕捉磁束密度の減衰

バルク体の温度上昇に伴う磁束の運動は、バルク体内部において発熱を引き起こす可能性がある。しかし、図 4-2 に示すバルク体の温度上昇は銅の比熱に従った傾向を示していることから、磁束の運動による熱量は超電導同期機に用いられた無酸素銅の熱容量に対して影響しないほど小さいことがわかる。銅の比熱は温度によって変化する。例えば、低温超電導磁石の動作温度に近い 4 K における銅の比熱は $0.092 \text{ J/Kg}\cdot\text{K}$ となるが、液体窒素の沸点に近い 77 K では $198 \text{ J/Kg}\cdot\text{K}$ 、本実験で使用する Gd 系 QMG バルク体の臨界温度に相当する 93 K では、 $236 \text{ J/Kg}\cdot\text{K}$ と 2000 倍を超える値となる[14]。このことは、臨界温度が高く、クエンチによる焼損の可能性が低いバルク体を同期機の界磁極に用いることのひとつの優位性となる。

図 4-2 および図 4-3 より、冷却システムの停止から鎖交磁束の減衰までには約 60 分の時間があることがわかる。これは、超電導同期機が冷却システムを失った後、ある程度の時間は同期機としての性能を維持することが可能であり、冷却システムに関するトラブルに対して対処するための時間的猶予があることを示す結果となった。

4.3. 回転中の同期機における冷却システムの停止と捕捉磁束の挙動

4.3.1. 回転する界磁極の磁場計測システム

超電導同期機の負荷運転中に冷却システムを停止した場合における界磁極の捕捉磁束密度の計測では、より詳細な磁束密度分布を計測するために、29 個のホール素子 (HG-116A: 旭化成) を一次元に配置した磁場計測システムを開発した。ホール素子と集成バルク界磁極の位置関係を図 4-5 に示す。界磁極であるバルク体表面からホール素子までの距離は前項と同じく 17 mm である。各ホール素子は 5mm の間隔で直列に配置した。回転方向に対する計測点の間隔は回転子の回転速度と計測システムのサンプリング周波数によって決まる。本実験ではサンプリング周波数を 2280Hz に設定することで 0.5° に一度の頻度で計測を行った (図 4-6)。これにより、軸方向に 1mm と回転方向 0.5° (2.5mm) の間隔で磁場分布の計測が可能となり、界磁極全体の詳細な磁束密度分布が得られる。

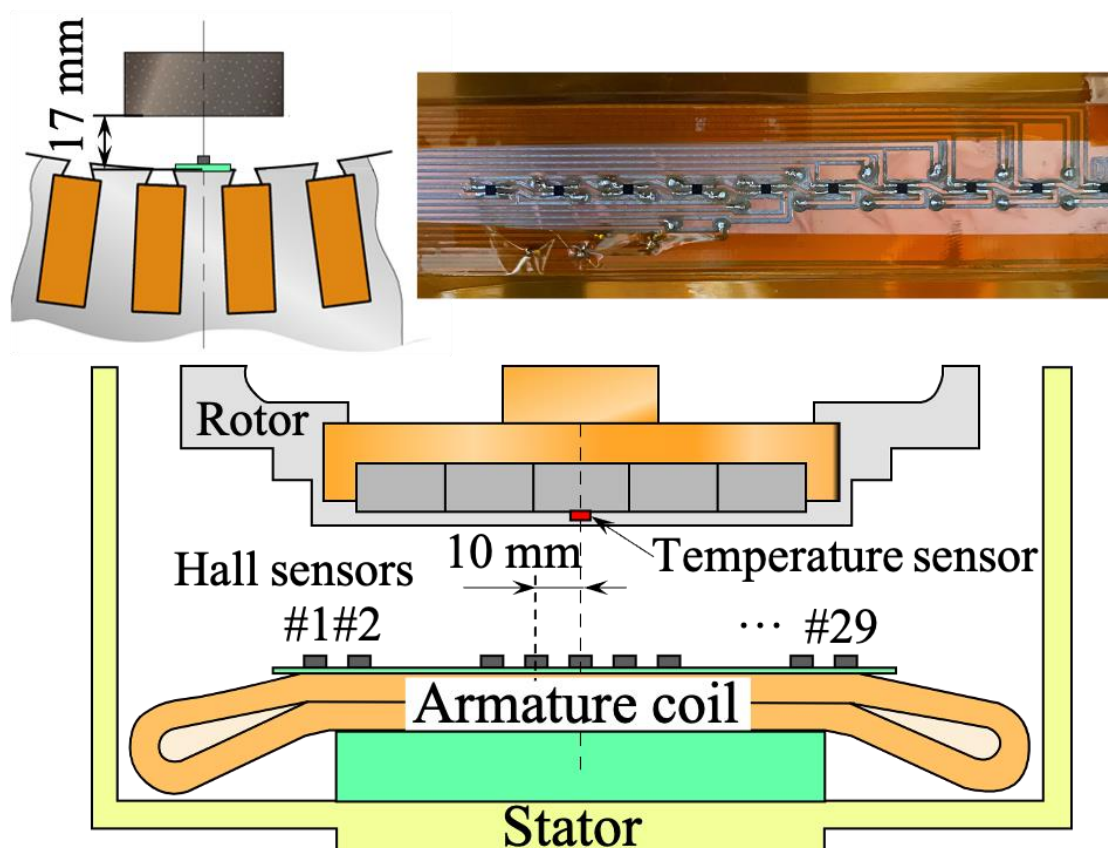


図 4-5 29 個のホール素子を用いた磁場計測システムと集成バルク界磁極の位置関係

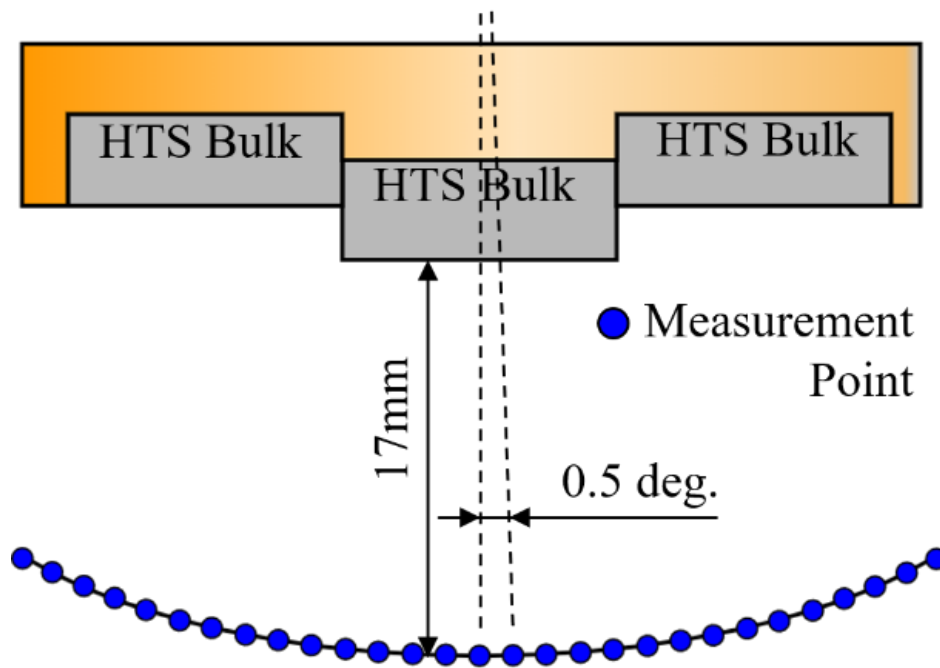


図 4-6 回転方向に対する磁束密度分布の計測間隔

各ホール素子の出力信号は、データロガー（U2356A : Keysight）を用いて収集した。ホール素子とデータロガーの接続回路を図 4-7 に示す。データロガーが 1 つの出力信号を記録するために必要な時間は $2\ \mu\text{s}$ である。従って、ホール素子 #1 と #29 の記録時間のタイムラグは $58\ \mu\text{s}$ となる。従って、回転子が $190\ \text{min}^{-1}$ で回転している場合、#29 のホール素子が計測する位置は、#1 のホール素子が計測する地点と比べて回転方向に 0.3mm 遅れた位置となることに注意が必要である。

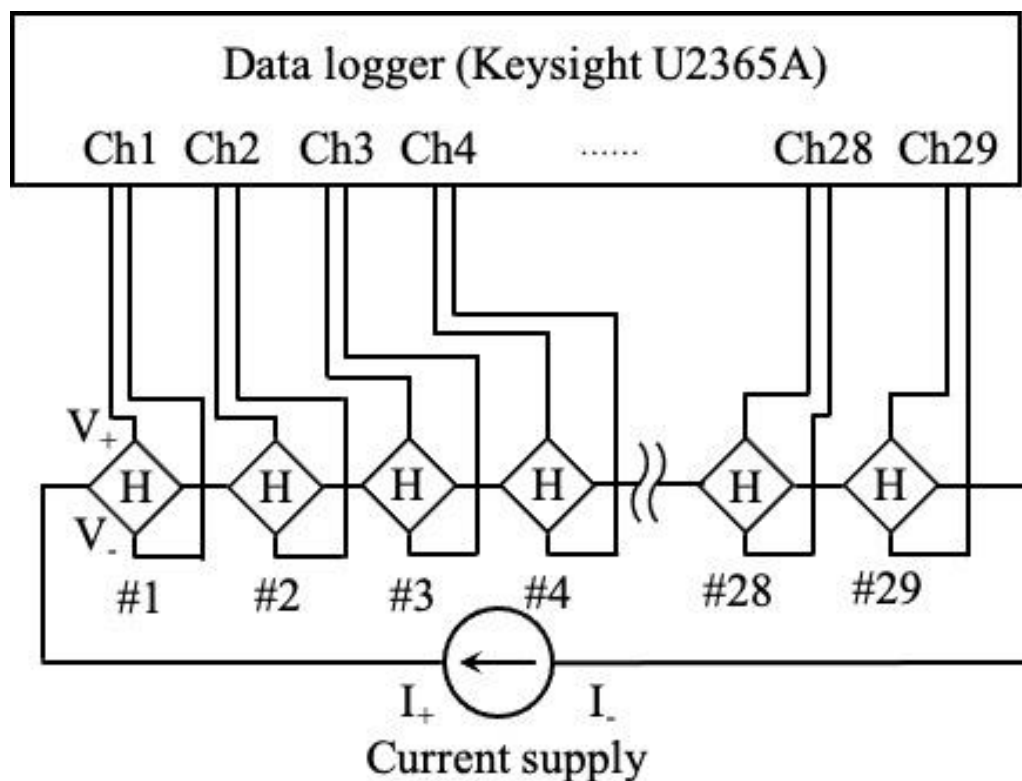


図 4-7 ホール素子とデータロガーの接続図

4.3.2. 1 T の定常磁場による静磁場着磁と捕捉磁束密度分布

同期機の負荷試験中に冷却システムを停止する試験は、安全のために 1 T に抑えた外部磁場によって集成バルク界磁極の着磁を行なった。図 4-8 は A 極の集成バルク界磁極が 29 個のホール素子の直上を通過した際に計測された磁場分布を示す。捕捉磁束密度の計測地点の密度が高くなった結果、集成バルク界磁極に使用されている 15 個のバルク体のピークを確認することができる。これは、集成バルク界磁極を構成する複数のバルク体に対する静磁場着磁法は、単一のバルク体を着磁する場合と同様の結果を得ることができ、一度に着磁するバルク体の数は着磁結果に影響しないことを示している[15]。

回転子を一周させることで計測された 4 極の集成バルク界磁極の捕捉磁束密度の分布を図 4-9 に示す。各極ともに同様の磁束密度分布を形成しており、正常に着磁できていることがわかる。0.5 T 付近においてステップ状の磁束密度分布が計測された。これは、集成バルク界磁極を構成する 15 個のバルク体の捕捉磁束密度の分布を重ね合わせた結果であり、バルク体の配置に依存している。回転機の磁束を増大させるためには、界磁極のもつ磁束密度分布が台形状であることが望ましい。通常、着磁に用いられる外部磁場はバルク体の c 軸方向と平行な向きに

印加するが、 c 軸と印加磁場との傾斜角が 30° 未満では捕捉される最大磁束密度に対する影響はほとんどないことが報告されている[16]。従って、超電導同期機の回転軸に対して c 軸が中心を向く形にバルク体を配置することで、電機子巻線に対する鎖交磁束が向上する可能性についても検討することができる。

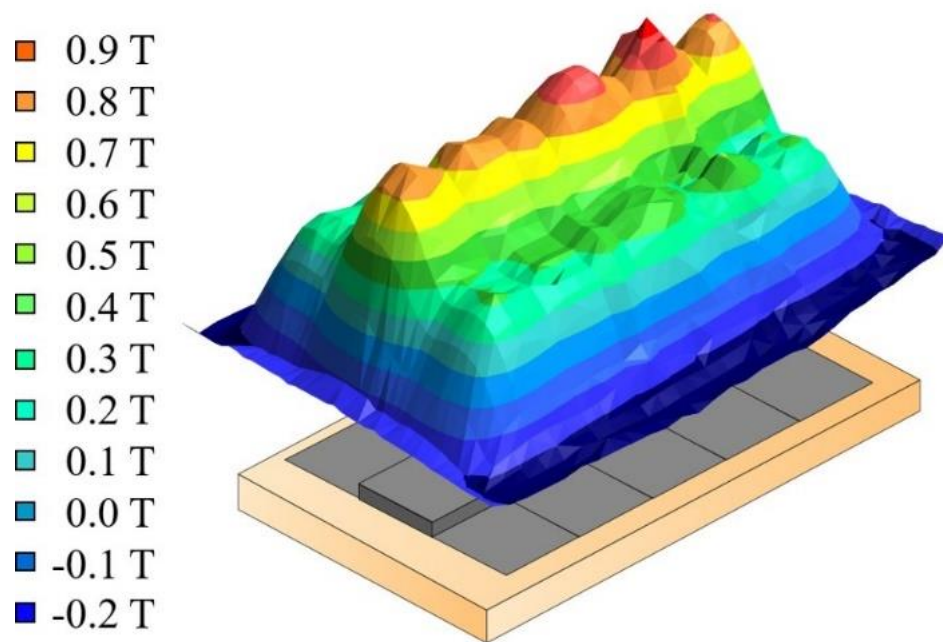


図 4-8 29 個のホール素子によって得られた集成バルク界磁極の磁場分布

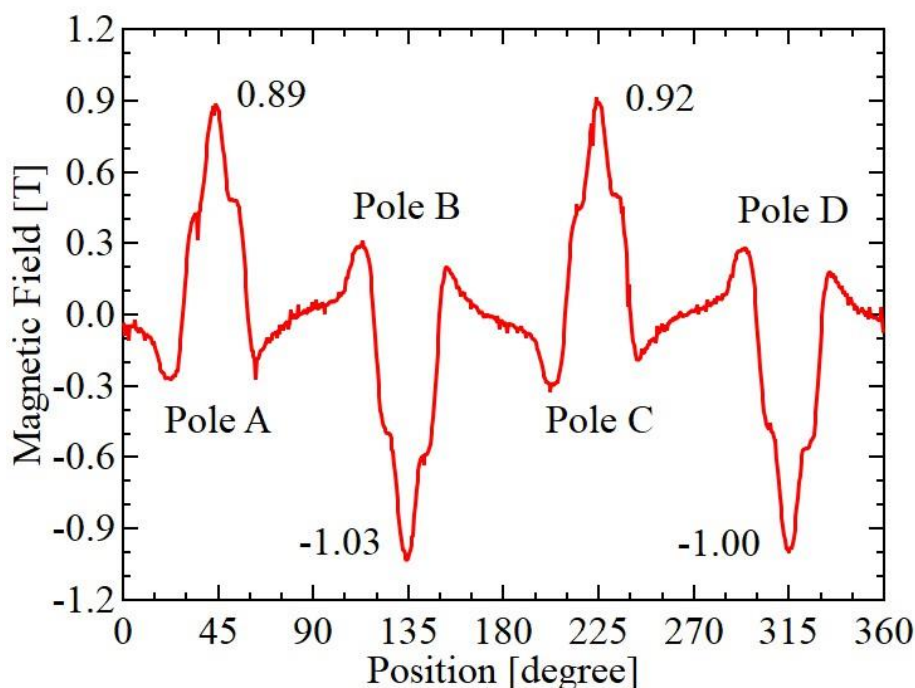


図 4-9 集成バルク界磁極の中心を通る磁束密度分布

4.3.3. 冷却システムの停止に伴うバルク体の温度上昇と捕捉磁束の挙動

冷却システムを停止した後のバルク体の温度、界磁極の総磁束、超電導同期機の実出力の時間に対する変化を記録した。超電導同期機は 190 min^{-1} の回転速度を維持した状態において機器の実出力が 0 kW となるまで継続した。

冷却システム停止から超電導同期機の実出力が消失するまでの 300 分間に記録された、界磁極の総磁束の変化を図 4-10 に示す。同期機の実出力は次の式によって算出される。

$$\text{output [W]} = \text{torque [Nm]} \times \text{speed [\text{min}^{-1}]} \times \frac{2\pi}{60} \quad (4.1)$$

本実験では、機器の回転速度は 190 min^{-1} で一定値となるように制御されているため、磁気的負荷によって発生したトルクによって出力が決まる。トルクは、界磁極の持つ磁束と電機子コイルから発生する磁束によって決まるため、界磁極の磁束密度の減少に合わせてトルクおよび機器の実出力が低下する事になる。

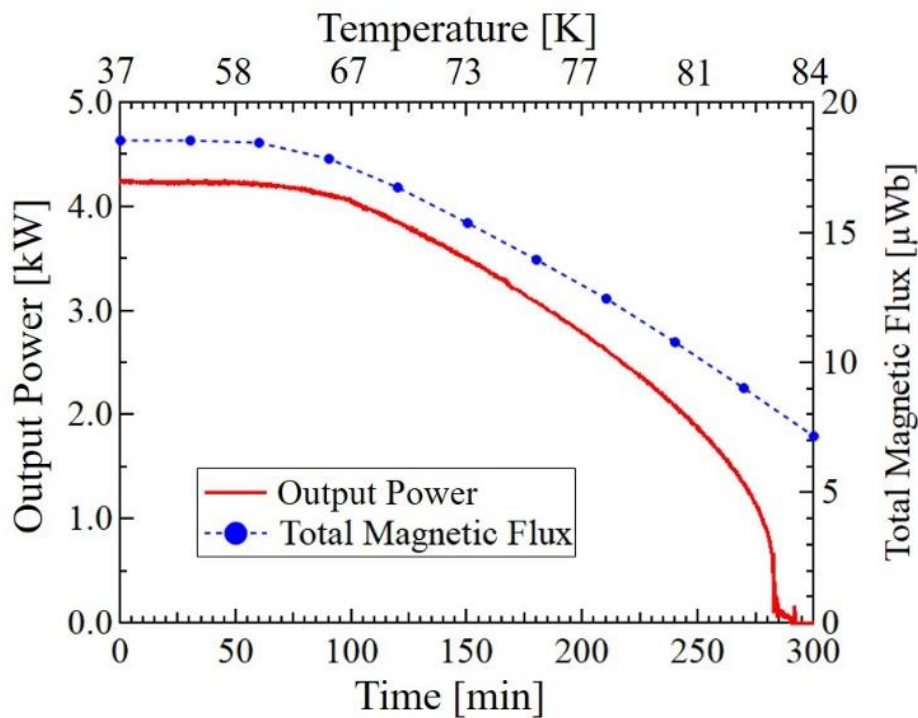


図 4-10 冷却システム停止後の同期機の出力和界磁極の総磁束の時間変化

バルク体の温度が 60 K に到達するまでの約 1 時間では、機器の出力ならびに界磁極の総磁束はほとんど変化を示さなかった。また、冷却システム停止から 2 時間 30 分の経過によって超電導バルク磁石が 73 K まで温度上昇した場合でも総磁束は本来の 80% を維持できており、出力も同様に本来の 80% を出力することができている。バルク体の温度上昇の速度は、回転子を停止した状態における実験の結果と一致している。つまり、電機子コイルより発生する磁気的負荷がバルク体に与える発熱量は、冷却システムの停止による熱侵入と比較して無視できる程度に小さいと言える。これは、バルク体の同期機における応用において重要な項目である。その後、バルク体の温度上昇に合わせて総磁束ならびに機器の出力が低下し、冷却システム停止から 300 分程度で機器の出力は 0 kW を示した。この間、界磁極の総磁束の減衰傾向は時間に対して直線的な比例であった。

冷却システムの停止から 30 分毎における各計測項目の変化を表 4-1 に示す。また、60 分毎に計測された A 極の磁束密度分布を図 4-11 と図 4-12 に示す。バルク体の温度上昇に伴う磁束密度分布の変化の様子は、一部の歪みや変形することなく、全体的に均一的な減衰傾向を示した。これは、本実験による影響として、バルク体が局所的な発熱、回転振動、遠心力といった環境による影響を受けなかったことを示す。また、バルク体は各温度で決定される臨界磁場に対して最大値の性能を発揮することが可能であり、超電導コイルのように臨界磁場と臨界電流の計測によるクエンチ保護システムを準備する必要もない。

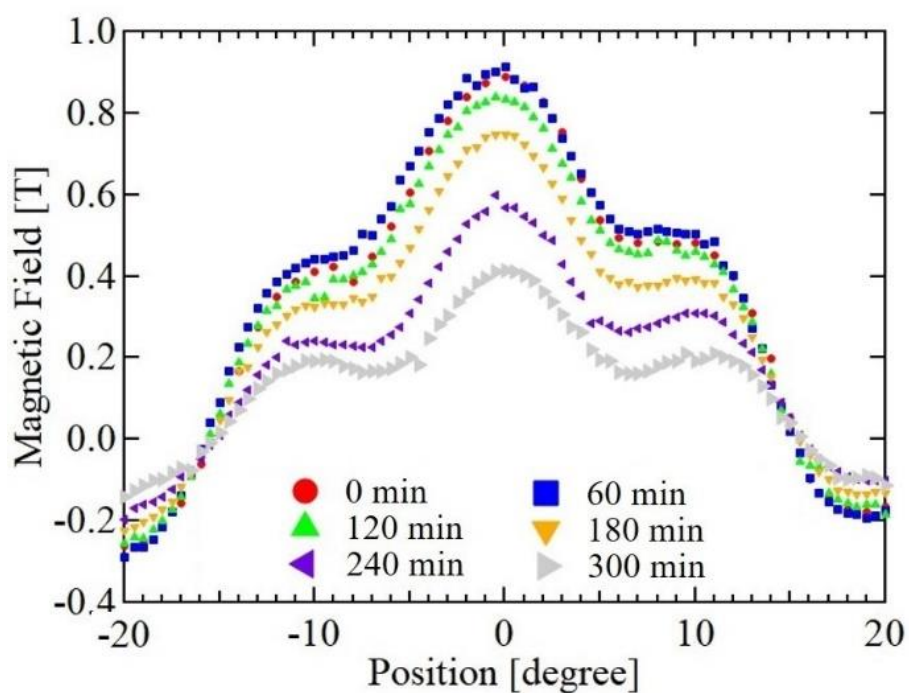


図 4-11 試験開始から 60 分毎に計測された A 極の捕捉磁束密度の分布図

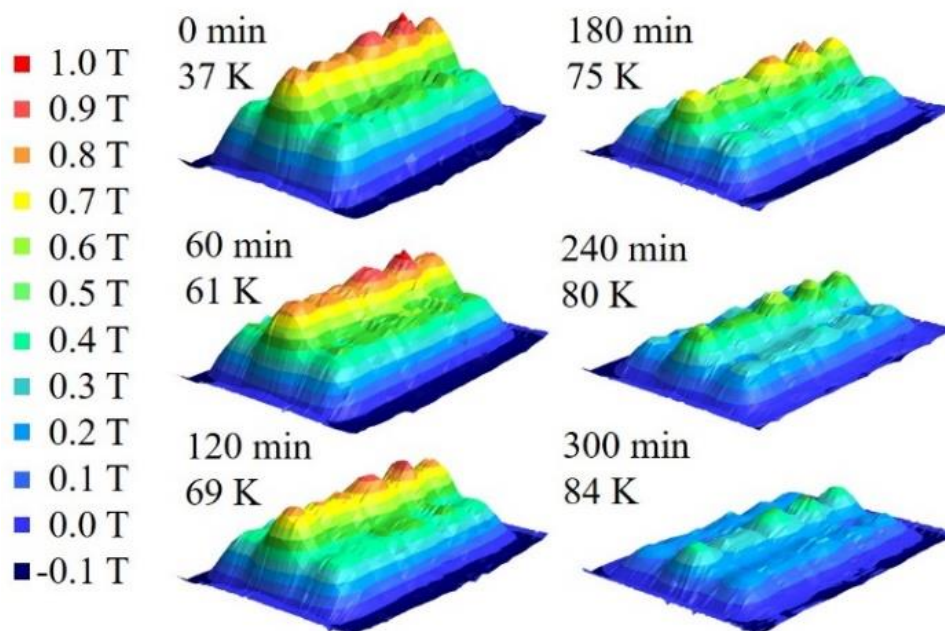


図 4-12 時間経過による温度上昇と磁場分布の減衰

4.4. 結論

本章では、ラジアル型の超電導同期機に使用されている 2 台の冷凍機を停止することによって、集成バルク界磁極の温度上昇に伴う捕捉磁束密度の減衰傾向および同期機のトルクと出力に対する影響について、同期機の停止中と回転中の 2 つの条件において実験を行った。

第一段階では、3 T の定常磁場によって集成バルク界磁極を磁化した後、回転子を固定した状態において冷却システムを停止した。界磁極が保持する捕捉磁束密度は電機子のティース表面に設置されたホール素子によって計測され、冷却システムの停止から 30 分経過後にバルク体の捕捉磁束密度の減衰傾向が確認され始めた。このことは、超電導同期機の産業応用において、冷却システムが停止した場合も、ある程度の期間ではバルク体の捕捉磁束密度を維持することが可能であることを示している。また、界磁極が磁束密度を維持できる時間は、同期機内部に用いられた銅材料の物理的体積（熱容量）に影響されることが実験的に明らかとなった。

第二段階では、電機子コイルに交流電流を加えることでバルク体に磁氣的負荷を加えた状態において冷却システムを停止した。実験の間、同期機は 190 min^{-1} の回転速度を維持した。冷却システムの停止から 120 分の間、同期機の出力は 90 % 以上を維持しており、240 分の経過にて出力は 50%、300 分の経過にて 0 % を示した。バルク体の温度上昇の傾向は、回転機を停止して行なった試験と同様であり、電機子電流によって生じる交流磁場が集成バルク界磁極の温度に与える影響は冷却システムの停止による入熱量と比較して無視できると言える。また、実験中に記録された捕捉磁束密度分布の減衰傾向を確認した結果、回転動作に起因したバルク体のクラックによる磁場分布の歪みなどは確認されなかった。

超電導コイルを界磁極とした同期機において冷却システムが停止した場合、超電導コイルのクエンチを防ぐために励磁電流をゼロにする、または、回転動作を少しでも長く維持するため、刻々と変化する超電導コイルの温度に対応した臨界電流を理解した上で、励磁電流を能動的に制御する必要がある。反面、バルク体を界磁極に用いることは、クエンチ保護のための複雑な制御を必要とせず、ある程度の期間に渡って運転を維持することを可能とする。

4.5. 参考文献

- [1] B. Gamble, G. Snitchler and T. MacDonald, “Full Power Test of 36.5 MW HTS propulsion motor,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 21, no. 3, 1983, Jun. 2011.
- [2] H. Moon, Y-C. Kim, H-J. Park, M. Park and I-K. Yu, “Development of a MW-Class 2G HTS ship propulsion motor,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 26, no. 4, 5203805, Jun. 2016.
- [3] T. Yanamoto, M. Izumi, K. Umemoto, T. Oryu, Y. Murase and M. Kawamura, “Load test of 3-MW HTS motor for ship propulsion,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 27, no. 8, 520430, Dec. 2017.
- [4] X. Feng, G. Gao, K. Davey, M. Werst, R. Hebner, R. Weinstein, D. Parks and R. Sawh, “Radial flux high temperature superconductor motor using bulk trapped field magnets,” *IEEE International Electric Machines and Drives Conference*, 10729081, Jun. 2009.
- [5] R. Bause, M. D. Ainslie, M. Corduan, M. Boll, M. Filipenko and M. Noe, “Electromagnetic design of a superconducting electric machine with bulk HTS material,” arXiv:1903.08906v1 [physics.app-ph] 21 Mar 2011.
- [6] K. Yamagishi, J. Ogawa and O. Tsukamoto, “Rotation test of a superconducting bulk rotor shielded with superconducting rings,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 25, no. 3, 5201905, Jun. 2015.
- [7] T. Matsushita, *Flux Pinning in Superconductors*, (Springer) pp. 201-307. 2014.
- [8] M. Ainslie and H. Fujishiro, *Numerical Modelling of Bulk Superconductor Magnetisation*, (IOP Publishing Ltd). 2020.
- [9] B. Felder, M. Miki, Z. Deng, K. Tsuzuki, N. Shinohara, M. Izumi and H. Hayakawa, “Development of a cryogenic helium-neon gas mixture cooling system for use in a Gd-bulk HTS synchronous motor,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 21, no. 3, 2213, Jun. 2011.
- [10] K. Yamaguchi, M. Miki, E. Shaanika, M. Izumi, Y. Murase and T. Oryu, “Study of neon heat flux in thermosyphon cooling system for high-temperature superconducting machinery,” *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 142, 258, 2019.
- [11] M. Miki, B. Felder, K. Tsuzuki, M. Izumi and H. Hayakawa, “Development of the cryo-rotary joint for a HTS synchronous motor with Gd-bulk HTS field-pole magnets,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 234, 032039, Jul. 2010.

- [12] B. Felder, M. Miki, K. Tsuzuki, R. Sato, H. Hayakawa and M. Izumi, "Cryogenic rotary joints applied to the cooling of superconducting rotating machinery," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 23, no. 3, 5201204, Jun. 2013.
- [13] N. J. Simon, E. S. Drexler, and R. P. Reed, "Properties of Copper and Copper Alloys at Cryogenic Temperatures," (ICA) pp. 7.2-7.11, 1992.
- [14] N. J. Simon, E. S. Drexler, and R. P. Reed, "Properties of Copper and Copper Alloys at Cryogenic Temperatures," (ICA) pp. 7.2-7.11, 1992.
- [15] W. Xian, Y. Yan, W. Yuan, R. Pei and T A. Coombs, "Pulsed field magnetization of a high temperature superconducting motor," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 21, no. 3, 1171, Jun. 2011.
- [16] Z. Li, T. Ida, M. Miki, and M. Izumi, "Trapped flux behavior in melt-growth GdBCO bulk superconductor under off-axis field cooling magnetization," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol.27, no 4, 6800604, Jun. 2017.

第 5 章

結論

5. 結論

高温超電導バルク体（以後、バルク体と称する）が示す高い捕捉磁束密度を界磁極に応用した超電導同期回転機は、機器の小型化や高トルク化を図ることが可能であり、船舶用推進機をはじめとした様々な産業分野において応用が期待されている。しかし、バルク体の捕捉磁束密度は交流磁場中に配置されることで減衰傾向を示す報告がなされており、回転機に対する応用は困難とされてきた。ただし、それらの研究の多くは、液体窒素を冷媒とした冷却環境であり、かつ実際にバルク体を界磁極に運用した実験による報告はほとんどない。誘導電動機とは異なり、同期回転機の界磁極に作用する磁場は電機子が発生する磁場に対して同期するため、急激な回転速度の増減や回転軸の偏心を除いて交流成分は小さいと考えられる。本論文では、バルク体を界磁極としたアキシアル型とラジアル型の超電導同期機を用いた負荷試験を行うことによって、バルク体の捕捉磁束密度が回転機の運転によって減衰することなく、安定的に応用することが可能であることを明らかにした。

初めに、構造的に工夫を施した 4 種類バルク体を界磁極としたアキシアル型超電導同期機を発電機として用いた試験に対するバルク体の捕捉磁束密度の挙動について確認した。バルク体の冷却はネオン冷媒を用いた閉サイクル熱サイフォン方式を採用しており、バルク体を 40 K 程度にまで冷却できる。また、渦巻き型銅コイルを用いた電機子コイルは液体窒素冷媒の循環によって冷却した。発電試験は 60、120、240 min^{-1} の 3 つの回転速度において、720 分の連続運転を目標に行った。このとき電機子コイルが発生する交流磁場の周波数は 4 Hz, 8Hz, 16 Hz である。実験の結果、60、120 min^{-1} の回転速度における実験では、発電電流によって電機子の温度は 300 K 程度まで上昇したものの、バルク体の温度は 60 K 以下に保たれており、720 分の連続運転を経たバルク体の捕捉磁束密度の減衰率は試験開始前の 1 %未満であった。この結果は、4 Hz や 8Hz といった低周波数の交流磁場が存在する同期回転機の界磁極にバルク体を配置した場合であっても、バルク体の捕捉磁束密度は交流磁場による影響を受けず、界磁極として利用することが可能であることを示した。ただし、240 min^{-1} の回転速度における実験では、発電電流の増加に伴う電機子コイルの大幅な温度上昇に影響され、バルク体の温度は最大で 100 K 程度にまで上昇しており、発電運転開始から 150 分後に計測された捕捉磁束密度の減衰率は最大で 42 %に達した。これらの実験結果より、バルク体に対する冷却能力の向上や電機子コイルからの輻射熱に対するシールドの採用など、同期回転機の構造改善を検討することによって、バルク体を同期回転機の界磁極として応用することが可能であると結論付けた。

次に、15 個のバルク体をひとつの界磁極として運用したラジアル型超電導同期機の負荷試験によって、より出力の大きな同期回転機に対するバルク体の捕捉磁束密度の安定性を明らかにした。4 極の界磁極は 3 T の静磁場によって最大 2 T の捕捉磁束密度となるように着磁され、2 台の冷凍機によって構成された冷却システムによる熱サイフォンによって 40 K 以下に冷却された。回転数を 50 min^{-1} から 190 min^{-1} まで 10 min^{-1} ずつ増加、負荷率を 0 % から 100 % まで 20 % ずつ増加させた負荷試験では、バルク体の捕捉磁束密度の減衰率は 1 % 未満であった。これは、実際の産業応用で想定される回転機の世界最高速度制御や負荷制御に対して、バルク体の捕捉磁束密度の維持が可能であることを示す。また、 190 min^{-1} かつ負荷率 100 % の定速定負荷による 360 時間の連続運転では、10.7 kW の出力を達成した。これは、バルク体を界磁極に採用した超電導同期回転機として知る限り世界最高値である。360 時間の連続運転の途中、一時的な冷凍機の停止により、バルク体の温度は 42 K 程度まで上昇したが、回転機のトルクは一定の値を推移しており、360 時間経過後の捕捉磁束密度に変化は見られなかった。以上の結果より、複数のバルク体を集成した界磁極であっても、同期回転機内部における捕捉磁束密度の減衰は計測されず、安定的な磁場を供給できることが示された。また、本回転機で使用した集成型のバルク界磁極は、他の超電導同期回転機における標準的な界磁モジュールとして採用することが可能であり、バルク体を界磁極とした超電導同期回転機のひとつの指標を示すことができた。

最後に、超電導同期機の実用化に対する次の段階として、冷却システムが故障した場合のバルク体の温度上昇と捕捉磁束密度の減衰、同期回転機の出力変化について明らかにした。負荷試験を継続した状態で冷凍機を停止した結果、停止直後からバルク体の温度は回転機に使用される銅材料の熱容量に従った温度上昇を示したが、回転機の出力は冷凍機停止から 120 分に渡って 90 % 以上を維持した。その後、バルク体の温度上昇に伴う臨界電流密度の減少に従って、捕捉磁束密度も減衰傾向を示し、停止から 300 分の経過を持って出力は 0 % を示した。この実験で計測された集成型のバルク界磁極の捕捉磁束密度の減衰傾向から、バルク体を界磁極とすることは、温度上昇に対する回転機の出力低下に対して時間的猶予を持つことが示され、かつ超電導コイルと異なり温度上昇に伴うクエンチなど、特別な対策を必要としない利点を明らかにした。

本論文により、バルク体の持つ高い捕捉磁束密度は交流磁場を伴う回転機においても安定的に利用できることが示され、集成型のバルク界磁極を用いたラジアル型の超電導同期回転機では、回転機の体格に対する出力として世界最高値を達成した。このことは、バルク体を用いた超電導同期回転機の実用化に対して大きく貢献するものであると認識している。

謝辞

博士学位論文を執筆するにあたって、多くの方々よりご指導とご助力をいただきました。

研究の遂行と論文の作成にあたり、終始親身なご指導と激励を賜りました東京海洋大学海洋資源エネルギー学部門の和泉充教授に心から感謝の意を表します。就職にあたり研究業務から離れていた私を博士課程の学生として受け入れていただき、博士学位論文作成に至るまで導いていただきましたことに深く感謝申し上げます。

副査として数多くのご助言をいただきました東京海洋大学海洋電子機械工学部門の吉岡諭教授、同部門の大貫等教授、東京海洋大学海洋資源エネルギー部門の井田徹哉准教授に心より感謝の意を表します。

超電導回転機の開発ならびに研究遂行全般において、長年に渡って知識・技術ともに支えていただきました三木基寛博士（現コスモサイエンス株式会社）をはじめとして、本研究を推進していただいた都築啓太博士（現国立高等専門学校機構豊田工業高等専門学校）、Brice Felder 博士（現株式会社鈴木商館低温機器部）、山口康太博士（現国立高等専門学校機構大島商船高等専門学校）、Erasmus Shaanika 博士（現ナミビア大学工学・情報技術学部講師）、Clement Bocquel（現コスモサイエンス株式会社）氏に心よりの感謝の意を表します。

ラジアル型の回転機の研究の一部は、東京海洋大学と ABB 社 Corporate Research, NC, USA、および日本製鉄株式会社技術開発本部先端技術研究所との共同研究によるものです。共同研究の推進にあたり、Steven Englebreton、Robert Chin 両博士、手嶋英一、森田充、澤村充の各研究員に大変お世話になりました。ここに感謝申し上げます。

最後に、陰ながら支えてくれた妻の裕子と息子の冬也に感謝いたします。