

Title	超電導マグネットにおける熱的問題と冷却に関する研究
Author(s)	大内, 徳人
Citation	大阪大学, 1988, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/2377
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

超電導マグネットにおける熱的問題と
冷却に関する研究

大 内 徳 人

超電導マグネットにおける熱的問題と冷却に関する研究

内容梗概

本論文は、超電導マグネットにおける熱的問題と冷却に関する研究の成果をまとめたものである。

超電導マグネットは、医療における核磁気共鳴用高磁場均一マグネット及び高エネルギー物理学における素粒子検出用大型直流マグネットなど既に実用されている。又、現在研究段階のものとして高効率の電力貯蔵装置及び電力系統安定化装置への応用が試みられている他、高磁場発生源として原子力研究所が研究を進めている次期トカマク型核融合炉（FER）のトロイダル・ポロイダルコイルに利用されることも計画されている。超電導マグネットの動作温度は、現在実用されている NbTi、Nb₃Sn線の超電導転移温度が 9.5 K、18.4 Kであるために、液体ヘリウム温度（4.2 K）付近に限られる。この様な極低温領域での熱負荷は、その熱負荷によって失われた寒冷を取り戻すのに理想的なカルノーサイクルに対してでさえ室温において約70倍の仕事量に相当し、更に実際の装置では非理想的サイクルとなるため500-1000倍の仕事量を要する。このために、極低温領域での熱負荷を明らかにし、効率のよい冷却方式を確立することは超電導マグネットにとって重要な課題となる。特に、直流マグネットにおいては、室温領域からの侵入熱、またパルスマグネットでは交流損失の発熱量を解析することは、超電導マグネットの冷却装置の熱設計をするうえで必要不可欠である。

超電導マグネットの冷却方式は、現在液体ヘリウムによる浸漬冷却が主流を占めているが、超電導マグネットの巨大化にともない、マグネット内の電磁応力に対する強度、電気絶縁、高電流密度化、低温容器の簡素化等の利点を有する超臨界ヘリウムによる強制冷却方式が注目されている。この冷却方式は、導体内に超臨界ヘリウムを強制循環させ、超電導コイルを冷却材の強制対流熱伝達によって冷却する方法である。この方式においては、導体が熱負荷を受けた場合、超臨界ヘリウムが導体内部を通過するまでコイル内部に高温領域を持つことになり温度的に超電導の安定性マージンの劣化した領域を生じる。また、冷却材の流れに乱

れが生じ流体特性の面からも安定性マージンを定常的に決定できない。このような熱的問題は、浸漬冷却においては、マグネット内の冷却チャンネルにおける気泡の発生またそれに伴う急激な熱伝達率の劣化（核沸騰熱伝達→膜沸騰熱伝達）に相当する。このため、機械的或は電氣的に非常に優れた特性を持つ強制冷却方式を熱負荷の伴う超電導マグネット（特にパルスマグネット）に応用するには、このような熱的問題点を解析しなければならない。

本論文では、以上述べた超電導マグネットの熱的な特性に注目し研究を行った成果をまとめてある。本論文の前半部分では、大阪大学超電導工学実験センターに設置された0.5 MJパルスマグネットを用いその予冷特性及び定格運転時の熱負荷に関する解析結果を示してある。後半部分では、超臨界ヘリウム強制冷却方式によるホローコングクターコイルを用い、コイルが熱負荷を受けた場合の超電導安定性及び超臨界ヘリウムの流体特性を解析し、強制冷却超電導マグネットの安全運転領域を温度マージンより定義している。

本論文は7章より構成される。以下にその内容を示す。

第1章の緒論では、超電導マグネットを浸漬冷却方式と強制冷却方式に大別することにより、各超電導マグネットの持つ熱的問題点を明らかにし本研究の意義を述べる。

第2章では、浸漬冷却超電導マグネットを低温ヘリウムガス循環により室温から10 Kまで予冷した場合の熱特性について述べる。大阪大学超電導工学実験センターの0.5 MJパルスマグネットを予冷対象とし、予冷時に発生するコイル内部の温度分布より、冷却の機構及び低温ヘリウムガスのエンタルピー効率について検討を行っている。また、熱抵抗法によりマグネット内の熱伝導率をモデル化し、有限要素法を用いた数値計算によって0.5 MJパルスマグネットの予冷を解析している。その結果として、マグネット内の平均熱伝導率の決定方法及び超電導マグネットと冷却ヘリウムガス間の熱伝達率について明らかにしている。

第3章では、浸漬冷却超電導マグネット運転時の熱負荷について述べる。まず、液体ヘリウム貯液時のクライオスタット内部の温度分布より、室温領域から侵入してくる定常的な熱負荷を明らかにする。更に、0.5 MJパルスマグネットを定格運転（励磁・減磁速度：5 T/s）した場合の交流損失を、超電導ケーブルへの磁

界侵入とクライオスタット金属材料中の渦電流を考慮したコイル内磁界分布のモデルを基にして数値解析し、液体ヘリウムの蒸発量より算出した値と比較を行っている。これらの結果は、ほぼ一致した値となり、本解析により、浸漬冷却方式の超電導マグネットの熱設計において重要な指針を得ることが出来た。

第4章では、超臨界ヘリウム強制冷却コイルの安定性解析（第5章・第6章）に用いた実験装置について一括して述べる。強制冷却コイルについては、導体長が6.5 m のホロー導体コイル（SHETEM1）と実規模クラスの導体長を持つホロー導体コイル（SHETEM2）について述べる。また、超臨界ヘリウム強制冷却システムの構成を示し、特に超臨界ヘリウム発生装置及び超臨界ヘリウムの流体解析に用いた模擬冷却管試験装置については詳細に説明している。

第5章では、強制冷却導体内部での加熱時に発生する超臨界ヘリウムの流れの変化に着目し強制冷却超電導導体の安定性に与える影響を明らかにしている。加熱方法としてステップ状定常加熱したものと、パルスマグネットの交流損失を模擬した繰り返しパルス加熱の2種類について解析を行った。その結果として、加熱直後に現れる超臨界ヘリウムの流量の減少が超電導導体の安定性マージンを劣化させる結果を得た。また、以上の結果に対して、模擬冷却管路試験装置により加熱管の温度分布を測定し、安定性マージンの劣化の原因を示している。

第6章では、強制冷却コイルが導体の長い区間にわたり熱負荷を受けた場合の超電導安定性について述べ、強制冷却コイルの安全運転領域を示す。つまり、実規模の導体長（87 m）を持つ強制冷却コイル（SHETEM2a）を定常的或はパルスのに全体一様加熱し、超電導の安定性解析を行った。まず、定常熱負荷に対しては、常電導転移場所が加熱密度と超臨界ヘリウムの初期流量に依存する事を示し、コイル内の磁束流動開始温度の分布から、超電導破壊エネルギーがほぼ超臨界ヘリウムの熱容量によって決定されることを述べる。繰り返しパルス加熱に対しては、加熱密度と加熱周期によって決定される超臨界ヘリウムの流体特性から、強制冷却超電導パルスマグネットの安全運転領域を明らかにし、その領域内での超電導破壊エネルギーの決定方法を提案する。更に、0.5 MJパルスマグネットにより強制冷却コイル（SHETEM2b）に変動磁場を与え、実際に強制冷却導体内部に交流損失を発生させヒーター加熱試験で得られた結果の検証を行った。また、本章に於

て、SHITEM2aの予冷時のコールドフロント移動速度・圧力損失の測定結果より、長距離導体の予冷時の熱的問題を述べている。

第7章の結論で本論文の研究成果を総括する。

目次

第1章 緒論	1
参考文献	6
第2章 ヘリウムガス循環による0.5 MJパルスマグネットの予冷特性	8
2-1 緒言	8
2-2 液体ヘリウム浸漬冷却方式0.5 MJパルスマグネット	8
2-3 ヘリウムガス循環予冷システム	13
2-4 300 K から10 Kまでの0.5 MJパルスマグネットの予冷特性	15
2-4-1 予冷速度とコイル内温度分布	15
2-4-2 ヘリウムガスエンタルピー効率による予冷特性の評価	19
2-5 数値計算による予冷解析	22
2-5-1 熱抵抗法による超電導マグネットのモデル化	22
2-5-2 解析結果	24
2-6 緒言	25
参考文献	26
第3章 0.5 MJパルスマグネットの室温からの定常熱負荷と交流損失	28
3-1 緒言	28
3-2 室温からの定常熱負荷の解析	28
3-2-1 定常時のクライオスタット内温度分布	28
3-2-2 計算式による定常熱負荷の評価	30
3-2-3 定常熱負荷の測定	32
3-3 交流損失の理論的解析	33
3-3-1 磁界分布	33
3-3-2 UF/NC 複合多芯線の結合損失	35
3-3-3 0.5 MJパルスマグネット素線の結合損失	36
3-3-4 結合損失の計算	38

3-3-5	ヒステリシス損失	40
3-3-6	交流損失	41
3-4	交流損失の測定	42
3-5	結言	45
	参考文献	46
第4章	超臨界ヘリウムによる強制冷却マグネットシステム	48
4-1	緒言	48
4-2	強制冷却コイル	48
4-2-1	短尺強制冷却ホロー導体コイル	50
4-2-2	実規模長強制冷却ホロー導体コイル	53
4-3	超臨界ヘリウム強制冷却システム	57
4-3-1	強制冷却システム	57
4-3-2	超臨界ヘリウム発生装置	58
4-3-3	流体解析用模擬冷却管試験装置	59
4-4	0.5 MJパルスマグネットによる誘導加熱実験システム	65
4-5	結言	67
	参考文献	68
第5章	短尺強制冷却ホロー超電導導体 (SHETEM1) 内部での超臨界 ヘリウムの挙動	70
5-1	緒言	70
5-2	実験方法	70
5-3	ステップ状定常加熱に対する超臨界ヘリウムの挙動	72
5-3-1	加熱時の超臨界ヘリウムの熱特性	72
5-3-2	超臨界ヘリウムの流動特性と超電導導体の安定性	73
5-4	パルス熱負荷に対する超臨界ヘリウムの挙動	75
5-5	模擬冷却管による超臨界ヘリウムの流体解析	76
5-5-1	定常加熱模擬冷却管温度分布による流体解析	76

5-5-2	パルス加熱模擬冷却管温度分布による流体解析	81
5-6	結言	81
	参考文献	82
第6章	実規模長強制冷却ホロー超電導導体コイル (SHETEM2) の熱特性と超電導安定性	84
6-1	結言	84
6-2	SHETEM2a予冷時の熱パラメーターの評価	84
6-2-1	コールドフロント移動速度	85
6-2-2	圧力損失	87
6-3	定常全体一様加熱に対する強制冷却コイルの超電導安定性	89
6-3-1	実験方法	89
6-3-2	常電導転移場所の加熱密度依存性	90
6-3-3	常電導転移場所の超臨界ヘリウム流量依存性	92
6-3-4	超電導破壊エネルギー	95
6-4	繰り返し熱負荷に対する強制冷却コイルの超電導安定性	98
6-4-1	実験方法	98
6-4-2	繰り返し加熱による超臨界ヘリウムの温度分布と超電導破壊	99
6-4-3	超臨界ヘリウムの流体特性における加熱周期及び加熱密度依存性	101
6-5	0.5 MJパルスマグネットによる誘導加熱試験	106
6-5-1	実験方法	
6-5-2	SHETEM2bの熱特性	107
6-5-3	交流損失 (誘導加熱) に対する強制冷却マグネットの超電導安定性	109
6-6	結言	114
	参考文献	115

第7章 結論	117
謝辞	121
研究業績リスト	122

第1章 緒論

超電導の技術開発は1960年以降飛躍的な進歩を遂げ、その応用例としての超電導マグネットは医学或は物理学の分野で既に実用化されている。医学における核磁気共鳴用高均一磁界発生用超電導マグネット、物理学における高エネルギー物理学研究所の電子・陽電子衝突型加速器（トリスタンリング）に設置されている素粒子検出用超電導マグネット¹⁾がそれにあたる。又、エネルギー応用では超電導マグネットを高効率の電力貯蔵装置²⁾及び電力系統安定化装置³⁾として活用するための基礎的な研究が行われている他、核融合の分野では米国を中心に研究が進められている LCT計画（Large Coil Task）⁴⁾ に於て6個の超電導トロイダルコイルから成る試験装置によりその性能が実験的に確かめられている。この様に、超電導マグネットは非常に巨大な装置への応用が可能になってきている。

セラミックス（Y-Ba,Sr-Cu-O）に於て超電導特性の存在することが発見されて以来、超電導転移温度は急激な速度で上昇し、240 K で超電導現象を出現する物質も発見された。しかしながら、現在超電導マグネット線材として実用されているものはNbTi、Nb₃Sn など合金或は金属間化合物であり、その臨界温度は9.5 K、18.4 Kの極低温領域に限られる。又、これらの超電導導体は液体ヘリウムの飽和蒸気圧温度（4.2 K）下で各々13 T、22 Tの臨界磁界を持ち、8 Tの磁界中での電流密度は 0.8×10^5 A/cm²（Nb50%Ti 極細多芯線）、 6×10^5 A/cm²（Nb₃Sn テープ拡散生成）⁵⁾である。この様な超電導導体の特性から超電導マグネットはコンパクトな形状で高磁界を発生することが可能であるが、その運転温度は臨界値迄の安定性マージンを確保するために4.2 K 付近に限られる。この温度領域では、超電導導体の熱容量は非常に小さく、導体内に多量に用いられている安定化材のAl或はCuに対しては $0.8 \sim 1.0 \times 10^{-3}$ J/cm³のエネルギー密度で1 Kの温度上昇となる。つまり、超電導導体は僅かな発熱によって常電導転移する。又、室温領域からの侵入熱（伝導・ふく射）及び導体部分での発熱（線材の動きによる摩擦発熱・交流損失）により失われた寒冷を取り戻すのに約 500~1000倍の仕事量を必要とする。そのため、超電導マグネットを安定に動作させかつ冷却システムに対する負担を最小にするには極低温での熱負荷を明らかにし冷却方式を確立しなけ

ればならない。

冷却方式は、浸漬冷却方式と強制冷却方式に大別される。浸漬冷却方式は、超電導マグネットを冷却材の中に直接浸し冷却を行う方式である。強制冷却方式では、導体自体の持つ冷却管路に冷却材を圧送し、強制対流熱伝達機構により熱を除去する。これらの冷却方式の特徴は表1-1 にまとめてある。冷却材として浸漬冷却では1 atm の飽和液体ヘリウム (^4He) 及び超流動ヘリウム ($^4\text{He II}$) が用いられ、強制冷却では超臨界ヘリウム (SHE) と液体ヘリウムの2相流が用いられる。尚、強制冷却方式では超電導マグネットは真空中に設置される。本論文では、 ^4He 冷却の阪大0.5 MJパルスマグネットを浸漬冷却方式の実験対象とし、又強制冷却方式についてはSHE を用いたホロー導体コイル (SHETEM) により熱解析を行った。最終的には強制冷却方式をパルスマグネットに応用することを考えている。

超電導マグネットは表1-1 に示したように、各冷却方式に対して室温からの予備冷却 (予冷) 段階或はマグネット動作時に於て異なった問題点を持っている。以後これらの問題点について述べ、本論文の研究内容についてふれる。

浸漬冷却マグネットの予冷は、これまで液体窒素と液体ヘリウムにより行うのが一般的であったが、この予冷方式ではコイルを急激に冷却することになり、また非常に大きな温度勾配をコイル内に作る。このコイル内部の温度分布により局部的な熱収縮が発生する。超電導導体或は安定化材としてのAl、Cuの熱収縮は50 K でほぼ完了するため ($\Delta L/L \sim 3 \times 10^{-3}$)⁵⁾、液体窒素による予冷は一番収縮率の大きい温度領域を一度に冷却することになり、複合構造物である超電導マグネットを破損する危険性がある。そこで、大型マグネットの場合は冷凍機から供給される温度制御された低温ヘリウムガスにより予冷される方法が一般的に成りつつあるが、この場合においてもコイル内部での平均熱伝導率が小さいため、コイルの外周部と内部で大きな温度差が発生する可能性がある。特に、パルスマグネットにおいては平均熱伝導率が極度に小さくなるため、熱収縮の問題は重大である。これは、パルスマグネット運転時の線間電圧が高いため導体に熱伝導性の悪いポリエステル・アミド・イミド系の電気絶縁物が巻かれるうえ、交流損失による熱除去のためにコイル内部に冷却チャンネルを設けなければならないからであ

表1-1 強制冷却方式と浸漬冷却方式の特徴

冷却材	強制冷却方式		浸漬冷却方式	
	SHE	2相流	^4He	$^4\text{He II}$
温度 (K)	4.5~5.5	~4.5	4.2	<2.17
流れ方向温度勾配	0.3~1	~0	0	0
熱流束 (W/cm ²)	0.01~0.1	~0.3	~0.3	3×10^3
伝熱特性の急変	無し	液相成分 の消失	核沸騰→ 膜沸騰	超流動成分 の消失
使用圧力 (atm)	5~15	~1.5	1.0	≤1.0
圧力損失	SHE の流速 に依存	<0.3 atm	0	0
循環方式	低温ポンプ° 冷凍機	低温ポンプ° 冷凍機	無し	無し
流量制御	コイル発熱 時困難	困難	無し	無し
予冷時問題点	流量・温度 コントロール	流量・温度 コントロール	熱歪	2K迄の冷却 熱歪
$-W_{net}/Q_a$ (1/COP _i)	54~66	66	70	>137
電磁力支持	容易	容易	困難	困難
線間電気絶縁	強	強	弱	弱
クライスタット構造	簡素	簡素	複雑	非常に複雑

ここで、 W_{net} : カルノーサイクルでの仕事量、 Q_a : 冷媒により奪われた熱量、
COP_i : 300 K と各動作温度間でのカルノー冷凍サイクルに対する性能計数。

る。この絶縁物の熱伝導率は低温において銅の $1/10^4$ の値⁶⁾となる。このような超電導マグネット特有の熱パラメーターは実験と数値計算によるシミュレーションによって解析されなければならない。更に、超電導マグネットの熱伝導率及びヘリウムガスとの熱伝達率を明らかにすることは、予冷速度と冷却効率を決定する上でKey Pointとなる。

強制冷却マグネットの予冷は、冷凍機から供給される低温ヘリウムガスを導体の冷却管路に圧送して行われる。この時、予冷速度を決定するものはヘリウムガスの流速（流量）であるが、ヘリウムガス流量は導体部分の圧力損失により制限を受ける。つまり、圧力損失はヘリウムガス流量の1.8乗及び密度の-1乗に比例することが実験的に確かめられており⁷⁾、室温領域における密度の小さいヘリウムガスでは予冷のための十分な流量が取れないこともある。このため、導体部分の圧力損失は強制冷却の予冷速度を決定する上で重要であるが、冷却材の流れ方向に温度分布がある場合の解析は充分になされておらず検討の必要がある。本論分では、第2章、第6章で以上述べた超電導マグネットの予冷時の熱的な問題点について、浸漬冷却方式0.5 MJパルスマグネットと実規模長強制冷却ホロー超電導導体コイル（SHITEM2a）を予冷対象として解析を行っている。

超電導マグネット運転時の熱負荷は、室温からの伝導・ふく射による侵入熱、パルス運転時の交流損失、線材の動きによる摩擦熱がある。これらの熱負荷に対し、浸漬冷却方式と強制冷却方式では、熱除去の機構が異なるために超電導マグネットを安定に動作させるための運転条件も違ってくる⁸⁾。つまり、沸騰熱伝達により液体ヘリウムの蒸発潜熱で熱除去を行う浸漬冷却方式では、室温からの侵入熱はコイル周囲にある液体ヘリウムの蒸発により除去されるためコイル内部では温度上昇はないが、蒸発ヘリウムを補充するための冷凍負荷を増加させることになる。又、パルス運転時の交流損失はコイル内部にヘリウムガスの泡を発生させるため、コイル内部で熱伝達の状態を変化させる（液体ヘリウムの核沸騰熱伝達→膜沸騰熱伝達或はヘリウムガスの伝導による熱伝達）。つまりヘリウムガスの泡が冷却チャンネル中の液体ヘリウム量の30%程度になると液体ヘリウムの冷却能力は著しく低下すると言われており⁹⁾、連続に発生する交流損失によりマグネット内部で局部的な高温領域が作り出され超電導マグネットを常電導に移させ

る危険性がある。このため、浸漬冷却超電導マグネットの安定性及び運転のデューティサイクルを向上させる上で、室温からの侵入熱量を明らかにし、液体ヘリウムの伝熱劣化或はマグネットの温度上昇の原因となっている交流損失を解析することは重要な課題である。

超臨界ヘリウムを用いた強制冷却マグネットでは、発生熱をSHEの強制対流熱伝達により除去するが、この時温度上昇した冷媒がコイルより流れ出ない限り、導体には高温領域が存在することになる。また、導体が加熱された場合、SHEの膨張による流れの抵抗増加により流量は減少する。SHEの強制対流熱伝達率は流量の0.8乗に比例することから¹⁰⁾、この流量の減少により加熱面からの熱流束が減少し導体の温度を上昇させる。この様なことから、マグネットの安定性を考える上で加熱時の超臨界ヘリウムの流体特性を解析することは重要な課題である。他方では、局部加熱時の超臨界ヘリウムの流体特性が超電導の安定性に与える影響について Dresner等は加熱による超臨界ヘリウムの Induced Flow が加熱場所の熱伝達率を向上させ超電導の安定性に極めて有効であるという報告を行っている¹¹⁾。しかしながら、この報告は局部的な熱負荷に対するSHEの流体特性に起因するものであって、パルスマグネットなど導体の長い区間において大きな熱負荷（交流損失による発熱）が発生する場合にはSHEの流れの変化がマグネットの安定性を高める方向にはならない。又安定化理論に対しては、浸漬冷却方式では Stekly¹²⁾、 Maddock¹³⁾等の超電導マグネット完全安定化理論があるが、強制冷却マグネットの場合、これに相当する安定化理論はない。これは、長尺管路内での超臨界ヘリウムの加熱時の流体特性が充分解析されていないことと熱が導体内の超臨界ヘリウムの熱容量によってしか除去できないことに起因する。以上述べたことから、強制冷却導体内での超臨界ヘリウムの流体特性、特に交流損失などのように導体の長い区間で発生する熱負荷に対する特性を解析することは、電磁応力、電気絶縁、電流密度などの面で浸漬冷却マグネットよりも優位性を持つ強制冷却マグネットを安定に動作させるために必要不可欠である。

本論分では、第3章に於て、浸漬冷却方式 0.5MJパルスマグネットの定常熱負荷及び 5 T/s駆動時の交流損失を解析している。また、第5章に於て、先ず、強制冷却短尺ホロー超電導導体コイル (SHETEM1) により熱負荷時の超臨界ヘリウ

ムの挙動を明らかにし、第6章では、実規模長強制冷却ホロー超電導導体コイル (SHITEM2a,2b) により超臨界ヘリウムの流体特性と超電導破壊の関係について検討を行った上で、浸漬冷却方式における Stekly、Maddockの安定化理論に代わる強制冷却マグネットでの安全運転領域を提示している。本論分の研究成果により、超電導マグネットの予冷及び運転時の熱設計、或はパルスマグネットの運転モードの決定に際し重要な指針が得られた。

参考文献

- 1) M. Wake, et.al., "The first excitation of VENUS thin solenoid magnet", Proc. ICEC11, (1986)454.
- 2) 清水、他 「10 GWhトロイダル型超電導電力貯蔵システムの概念設計」 第29回低温工学発表会、B3-12、B3-13、B3-14、昭和58。
- 3) 三谷、辻、村上 「超電導エネルギー貯蔵装置における電力システムの安定化効果の評価の一方法」電気学会論文誌 B分冊、104 巻 9号、昭和59。
- 4) K. Yasukouchi, "Large coil task of IEA in the development of superconducting magnets for fusion", IEEE Trans. Magnetics, Mag-17, (1981)1720.
- 5) 「低温工学ハンドブック」 低温工学協会関西支部、海外低温工学研究会訳、低温工学ハンドブック編集委員会、内田老鶴園新社。
- 6) J. G. Hust and R. Boscardin, "Thermal conductivity of polyester-amide-imide film", Cryogenics Vol.21, (1981)297.
- 7) H. Ito, "Friction factors for turbulent flow in curved pipes", J. Basic Engr, (1959)123.
- 8) M. C. Jones and V. D. Arp, "Review of hydrodynamics and heat transfer for large helium cooling system", Cryogenics Vol.18, (1978)483.
- 9) 大西 「パルス超電導マグネットの熱設計」 文部省科学研究費補助金研

究成果報告書 (NO.59050055)、昭和59。

- 10) P. J. Giarratano, V. D. Arp, R. V. Smith, "Forced convection heat transfer to supercritical helium", Cryogenics Vol.11, (1971)385.
- 11) L. Dresner, "Stability of internally cooled superconductors : A review", Cryogenics Vol.20, (1980)558.
- 12) Z. J. J. Stekly, Proc. ICEC1, (1967).
- 13) B. J. Maddock, G. B. James, W. T. Norris, "Superconductive composites: Heat transfer and steady state stabilization", Cryogenics Vol.9, (1969)261.

第2章 ヘリウムガス循環による0.5 MJパルスマグネットの予冷特性

2-1 緒言

浸漬冷却は、超電導マグネットの冷却方式として、これまで一般的に用いられてきた方法であり、小型の超電導マグネットに対しては完成された技術の1つである。この冷却方式を大型マグネットに応用する場合、室温からの予冷方法として冷凍機により温度制御された低温ヘリウムガスで冷却するのが一般的に成りつつある。この場合、超電導マグネットの予冷速度及び冷却効率を決定するものは、複合構造物である超電導マグネットの平均熱伝導率とコイルとヘリウムガス間の熱伝達率である。この熱パラメータは、実験と理論により解明されなければならない。また、これらのパラメータは予冷中のコイル内部の熱応力を評価するためにも必要である。以上の理由により、大阪大学超電導工学実験センターに設置された0.5 MJパルスマグネットを低温ヘリウムガスで予冷を行い^{1,2)}、コイル内部の温度分布、ヘリウムガスのエンタルピー効率について測定した。更に、超電導マグネットの予冷を有限要素法によりシミュレーションし、コイル内部の平均熱伝導率及びヘリウムガスとコイル間の熱伝達率について解析した。

2-2 液体ヘリウム浸漬冷却方式0.5 MJパルスマグネット

本マグネット及びクライオスタットの断面図を図2-1 に示す。コイル本体の概念図とパラメータは図2-2 および表2-1 に示してある。超電導マグネットは14層のダブルパンケーキコイルより構成され、その貯蔵エネルギーは最大515 kJである。また、最大10 T/sの磁界変化が可能であり、コイル中心部分での最大磁界は5 T（電流1976 A）である。マグネットのボビン及びフランジは交流損失の発生がないように Fiber Reinforced Plastic (FRP) で作られ、又各FRP には導体部分での交流損失により発生する蒸発ヘリウムガスが抜け易い様に多数の穴が設けられている。超電導ケーブルには電気絶縁として、幅6 mm のノーメックステープが4 mm の液体ヘリウム通路空隙を設けて巻かれてある。マグネットの外周

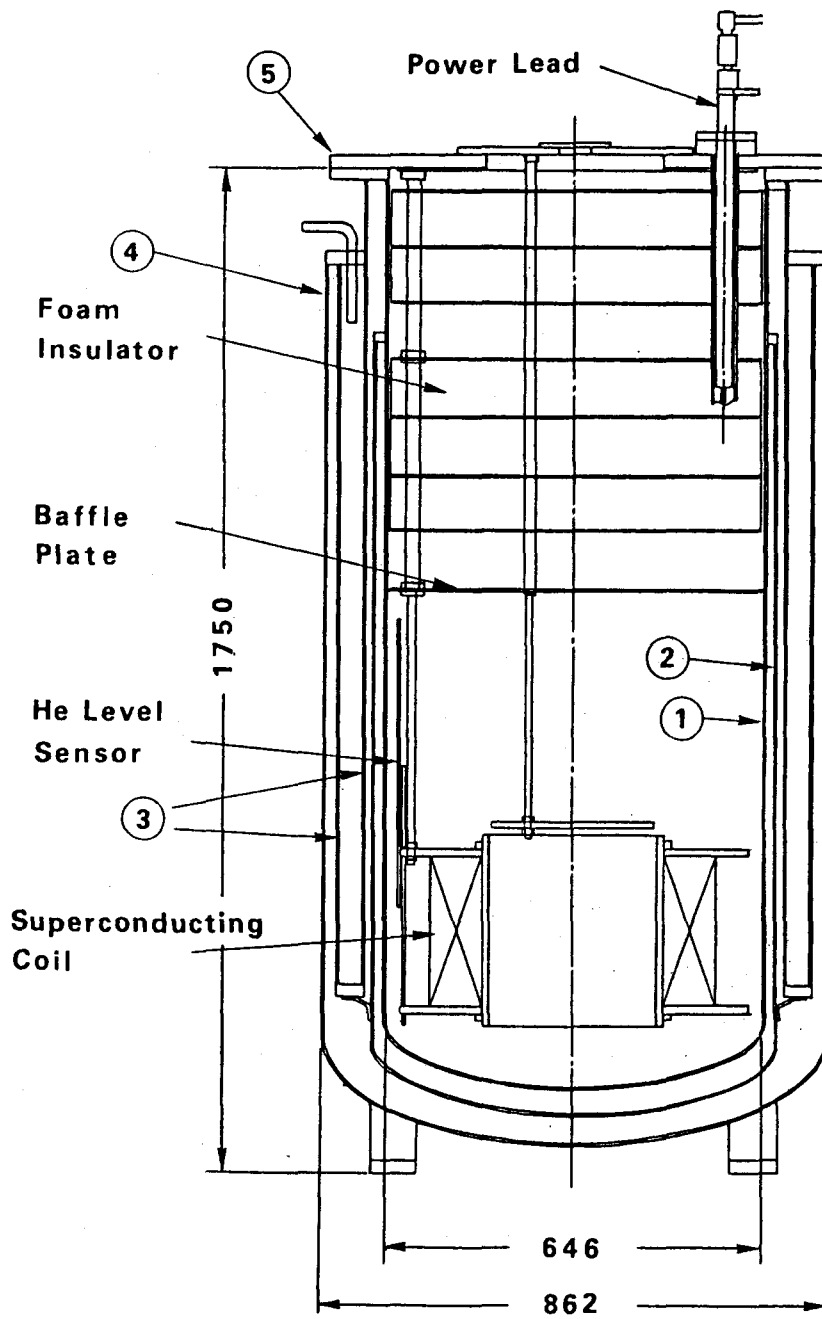


図2-1 0.5 MJパルスマグネットのクライオスタット断面図。

- 1:液体ヘリウム容器、2:ふく射断熱用銅板、3:ふく射断熱用液体窒素槽
4:クライオスタット真空槽、5:上端サービスフランジ。

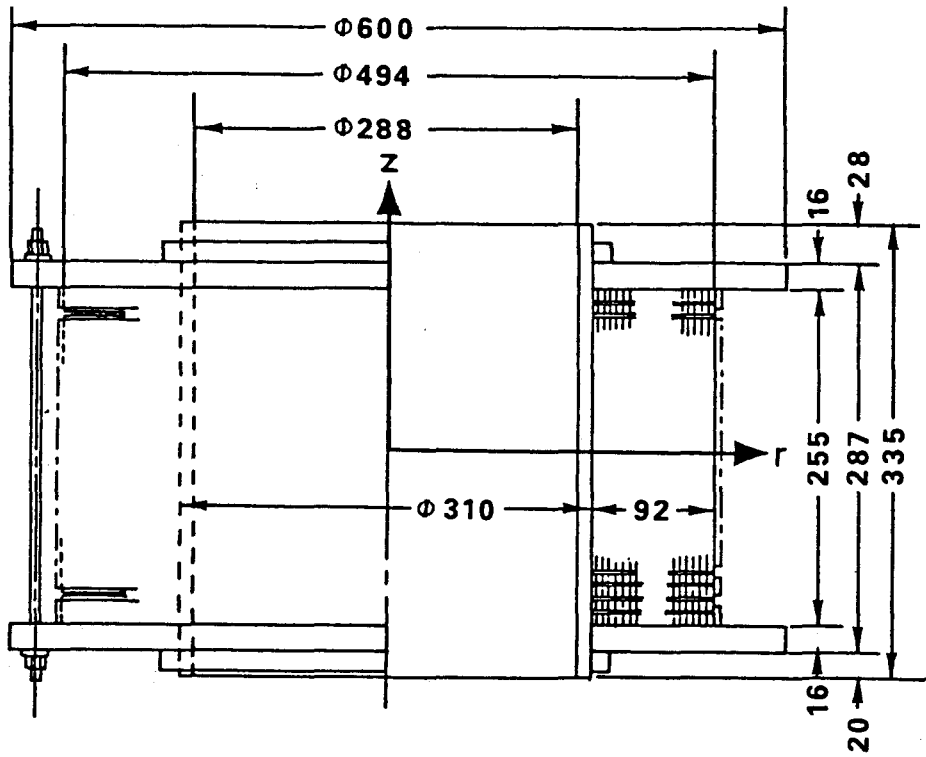


図2-2 0.5 MJパルスマグネットの断面図。

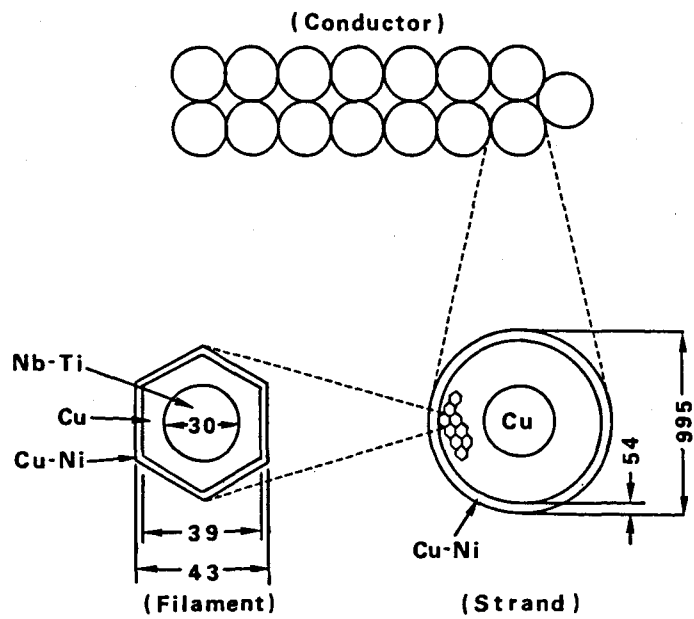


図2-3 超電導ケーブル。

表2-1 0.5 MJパルスマグネットのパラメーター

コイル巻棒内径	288 mm	ターン数	952 (28×34)
コイル巻線内径	310 mm	層数	28
コイル巻線外径	494 mm	巻線方法	ダブルパンケーキ
コイル巻線高さ	255 mm	ケーブル長	1202 m
定格電流	1976 A	平均電流密度	
中心磁界	5 T	(コイル断面)	79.7 A/mm ²
インダクタンス	0.264 H	(ケーブル断面)	168 A/mm ²
貯蔵エネルギー	515 KJ	コイル重量	155 kg

には、励磁時に発生する電磁力からマグネット線材のずれを防ぐようにFRPバンドで締め付けて熱処理をおこなっている^{3,4,5)}。

クライオスタットはステンレス鋼製で、液体ヘリウム槽、液体窒素ふく射断熱槽、真空断熱槽から成る。液体窒素槽の側壁にはアルミ蒸着マイラーによる多層断熱層があり、室温からのふく射熱の侵入を低減している。また液体ヘリウム槽と液体窒素槽の間及び底部には、液体窒素槽と接触した銅板が施されており、この熱伝導率のよい銅板により液体ヘリウム槽の周囲が常に液体窒素温度 (77 K) 近くの温度で囲まれるようになっている。

電流リードは、上部は長さ450 mm、通電部断面積 55mm²の AMI製 3000 A 用を使用し、下部は銅のプスバー (通電部断面積60 mm²、長さ0.86 m) でコイルに接続している。マグネットの電流は、二組のグレースブリッジ接続サイリスタ・コンバーターにより制御される⁶⁾。

超電導ケーブルは図2-3 に示す様に、15本の素線より構成される。素線は、中心部常電導銅コア (NC) 領域をNbTi多重フィラメント (UF) 領域で包む構造になっている。UF領域はNbTiフィラメントが Cu-CuNiマトリクスに埋め込まれた 216個の混合マトリクス領域で形成され、CuNi外皮で被覆されている。素線及びケーブルは、交流損失低減のため燃りが施されている⁷⁾。超電導ケーブルのパラメー

表2-2 ケーブルのパラメーター

ケーブル		NbTiフィラメント径	30.0 μm
断面	1.91 \times 7.9 mm ²	NbTiフィラメント数	216
素線数	15	Cu面積	50 %
撚ピッチ	95.5 mm	CuNi面積	27 %
素線		NbTi面積	23 %
直径	0.995 mm	CuNi外皮厚さ	54 μm
撚ピッチ	12 mm		

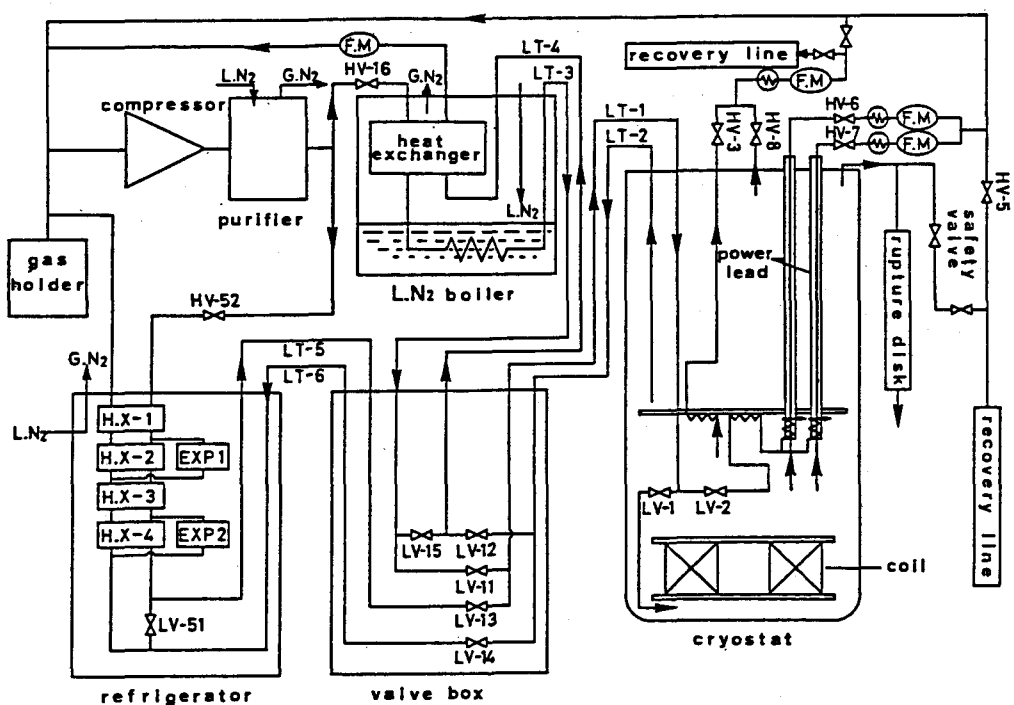


図2-4 0.5 MJパルスマグネット冷却系統図。(HV：手動弁、FM：流量計、LT：真空断熱低温配管、LV：低温用長軸手動弁)

ターは表2-2 に示されている。

2-3 ヘリウム循環予冷システム

0.5 MJパルスマグネットの予冷システムを図2-4 に示す。冷却機器は、圧縮機、液体窒素ボイラー、冷凍機、バルブボックス、及び低温配管から成る。これらのパラメーターは表2-3 に示されている。予冷システムは二系統に分けられ、マグネットの温度が90 K以上では液体窒素により熱交換された約150-80 Kのヘリウムガスにより予冷を行い（PNモード）¹⁾、それ以下の温度領域では冷凍機から供給される約60-10 Kのヘリウムガスを用いる（PRモード）。

PNモードでは、先ず圧縮機から圧送されるヘリウムガスを液体窒素ボイラーにより約80 Kまで冷却する。この低温ヘリウムガスは、LT-3、バルブボックス、LT-1を経てクライオスタット底部に吹き込まれる。コイルを冷却したガスは、HV-8からガスホルダーに戻るものと、LT-2、バルブボックス、LT-4を通り液体窒素ボイラー内部にある熱交換器に戻るものとに分けられる。熱交換器により、高圧・室温のヘリウムガスの温度を下げ液体窒素の消費量を減らしている。このモードの最大流量は、クライオスタットの内圧（ゲージ圧：大気圧との差圧）が0.3 kg/cm²以下となるように1.6 g/sとしている。

PRモードでは、寒冷発生源として冷凍機を用いる。冷凍機より供給される約20 Kのヘリウムガスは、LT-5、バルブボックス、LT-1を経て、クライオスタット内部まで圧送されるが、マグネットの温度が高い場合、クライオスタット内の配管部分で熱負荷を受け約60 Kとなる。PRモードでの最大流量は、冷凍機の能力によって決定され約0.6 g/sである。コイルの温度が20 K以下では戻りガスの寒冷を冷凍機に戻すことによって冷凍機の効率を高め、最終的にはコイルを10 Kまで冷却することが出来る。予冷モードは表2-4 に示されている。

予冷の監視に用いられた温度計の位置は図2-5 に示してある。FRP フランジの温度及びノズル部分のガスの温度は Pt-Co抵抗温度計により測定した。また、クライオスタット内部の温度分布を測定するためにバツフル板とマグネット下端のFRP フランジの間に6個の熱電対温度計を設置した。ダブルバンケーキコイルの

表2-3 冷却機器のパラメーター

クライオスタット		液体窒素ボイラー	
外径	862 mm	外径	460 mm
高さ	1750 mm	高さ	1170 mm
ヘリウム容器内径	646 mm	再生熱交換器	
ヘリウム容器高さ	1600 mm	外管	15.88mm(D)×1mm(t)
ヘリウム冷凍機		内管	9.53mm(D)×1mm(t)
型式	プラスチックエンジン2段 コリンズ型熱交換器 液体窒素シールド	流量	20 Nm ³ /h
エンジン	46 mm(D)×50 mm(行程)	極低温弁ボックス（寒冷発生源 変更用）	
冷凍能力	70 W (20 K) (液化能力 10L/h相当)	弁個数	
低温配管		液体窒素ボイラー系統	
LT-1、2	3745 mm (L)	マグネット行き	1
LT-3、4	2600 mm (L)	マグネット戻り	1
LT-5、6	4405 mm (L)	バイパス	1
圧縮機		冷凍機系統	
型式	3 段圧縮、油潤滑式、水冷式	マグネット行き	1
吸入／吐出圧力	0/20 kg/cm ²	マグネット戻り	1
処理量	150 Nm ³ /h、37 kW	純化槽	
		LN2 使用活性炭吸着式	
		処理量	150 Nm ³ /h

表2-4 予冷運転モード

モード	コイル温度	寒冷発生源	ヘリウム温度	流量
PN	300-90 K	液体窒素ボイラー	150-80 K	<1.6 g/s
PR	100-10 K	冷凍機	60-10 K	<0.6 g/s

平均温度はコイルの電気抵抗より求めた。ガス流量の測定は室温部で行われ、フロー式流量計が用いられた。

2-4 300 K から10 Kまでの0.5 MJパルスマグネットの予冷特性

2-4-1 予冷速度とコイル内温度分布

典型的な予冷曲線が図2-6 に示されている。室温から 250 Kまでは、ふく射断熱液体窒素槽による熱除去によって約一日かけて冷却される。 T_{F1} 、 T_{Fu} 、 T_{He} は下端及び上端FRP フランジ温度とノズル部分でのヘリウムガス温度である。このとき、流量 (\dot{m}) はPNモードでは1.51g/s、PRモードでは0.51g/sであった。これらの流量は、冷却システムの制約により各々のモードのほぼ最大値である。尚、流量の単位のg/s から Nm^3/h への換算は表2-5 に示してある。電流リードには、伝導による熱侵入を防ぐためにコイル予冷後のヘリウムガスを流しており、その結果予冷時のコイル内部の温度が十分に低下していない間は電流リード下端の温

表2-5 流量g/sから Nm^3/h への換算

g/s	0.5	1.0	1.5	2.0	3.0
Nm^3/h	11.2	22.4	33.7	44.9	67.3

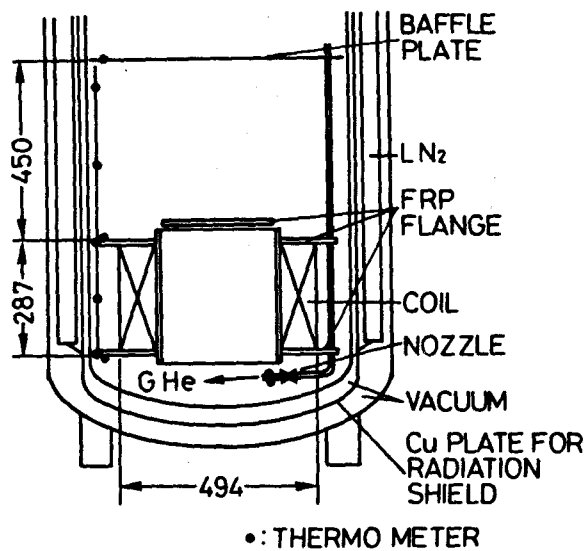


図2-5 温度計設置場所。

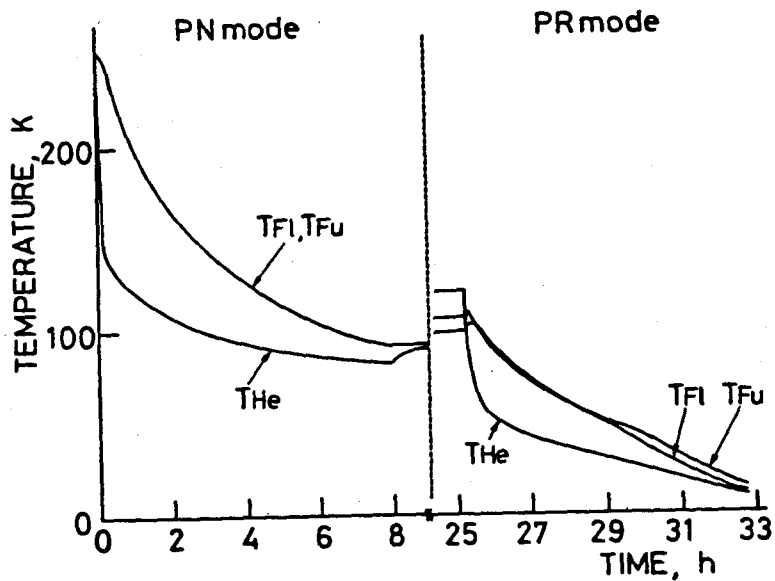


図2-6 予冷曲線。(T_{F1} 、 T_{Fu} 、 T_{He} は下端及び上端FRPフランジ、ノズル部分でのヘリウムガス温度。)

度の方が低くなるため、電流リードからの侵入熱は殆ど無視することが出来る。図2-6 に示すように、250 K から20 Kまでの予冷には 15.5 時間を要した。この二つの冷却モードでのコイルの温度分布は15分間隔で測定され、この結果は図2-7、8に示されている。PNモード（図2-7） に対しては、温度分布は上下対称（図中では左右対称）となっているが、PRモード（図2-8） では対称性を示さない。このような温度分布となる原因として、クライオスタット内部の冷却ヘリウムガスの速度の違いが考えられる。PNモードによる冷却では、ガスの密度が小さくノズル部分でのヘリウムガスの加速効果が大きいために、バップル板以下のクライオスタット内のヘリウムガス温度が均一にされ、その結果ダブルパンケーキコイルの平均温度分布は上下対称になったと考えられる。PNモードでの予冷中、バップル板以下の軸方向のヘリウムガスの温度差は2 K 以下であった。これに対し、PRモードでは冷却ガスの温度が低くまた密度が大きくなるため、ノズルの加速効果がPNモードほどにはでない。このため、クライオスタット内部でコイルの軸方向

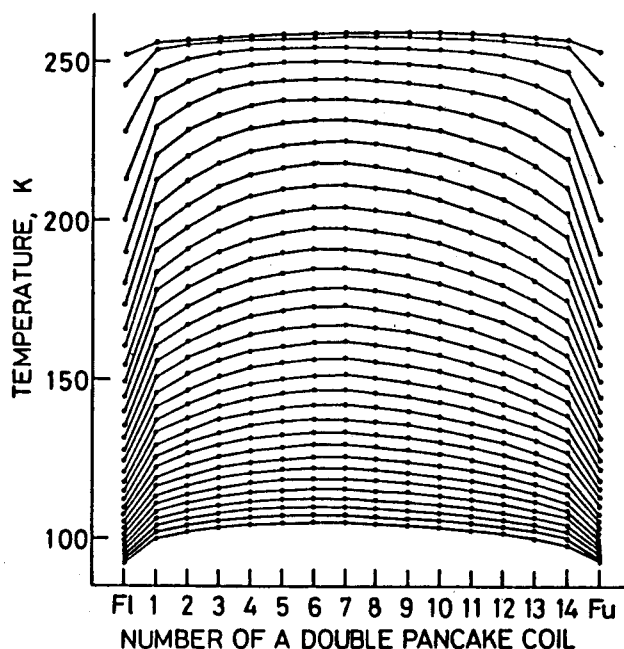


図2-7 PNモードでのコイル内部の温度分布。（ $\dot{m}=1.51$ g/s、コイルは下部より番号づけされている。）

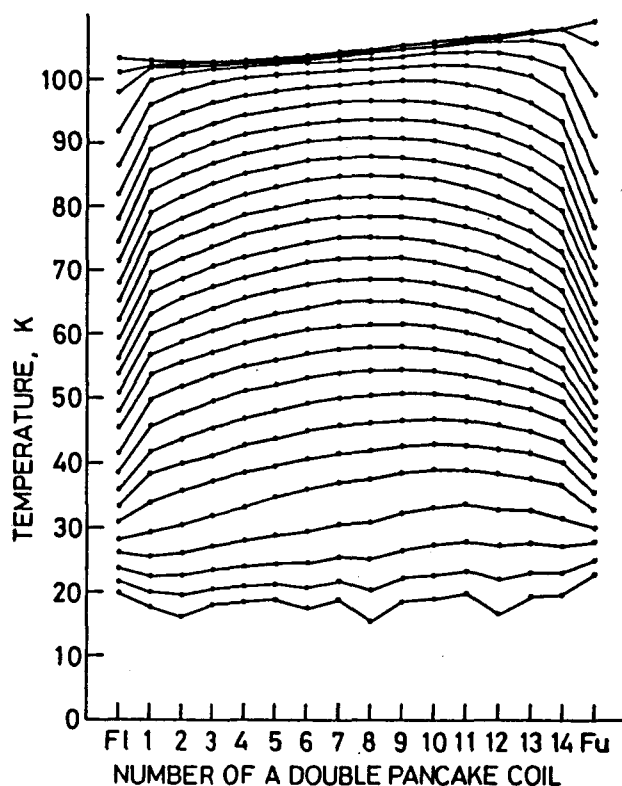


図2-8 PRモードでのコイル内部の温度分布。($\dot{m}=0.51$ g/s)

にヘリウムガスの温度分布がつきやすくなり、ダブルパンケーキコイルの平均温度分布も上下対称にはならず、下半部の冷却がよく行われるようになっている。予冷中、ノズル部分とバップル板付近のヘリウムガス温度の差は 12 K にまで達した。参考として、これらの実験ではクライオスタット内部のヘリウムガスが新しいガスと入れ替わるのにPNモードでは 70-110 秒 (T_{He} :100 K~ 80 K) であるが、PRモードでは 460-2680 秒 (T_{He} :60 K~11 K) 要する。更に、図2-6 で T_{F1} と T_{Fu} の差が著しくなるときには、クライオスタット底部に密度の大きなヘリウムガスが停滞し始め、そのために、FRP フランジの温度降下速度は大きくなっている。この効果は 1番から 8番のダブルパンケーキコイルの温度分布を温度の降下にともなって凹型から凸型へと変化させている。この場合、低温ヘリウムガスの密度は、 1.9 kg/m^3 ⁸⁾ よりも大きく、PNモードでの値と比べ5-10倍の値であっ

た。

2-4-2 ヘリウムガスエンタルピー効率による予冷特性の評価

前節で述べた、コイルの温度分布より冷却効率を評価するために各ダブルパンケーキコイルの単位時間当りに奪われた熱量 \dot{Q} (J/s) の時間変化について調べた。図2-9 と図2-10にはこの様子が示めされている。 \dot{Q} は式 (2-1) により定義する。添字 i はダブルパンケーキコイルを示す。

$$\dot{Q} = M_i \times C_i(T_i) \times (dT_i/dt), \quad (2-1)$$

M_i : コイルの重量 (g)、 $C_i(T_i)$: 温度 T_i でのコイルの比熱 (J/g·K)、 T_i : コイルの温度 (K)、 t : 時間 (s)。 T_i は温度の関数であるダブルパンケーキコイルの電気抵抗より得た。両方の運転モードに対して、予冷の初期の段階ではダブルパンケーキコイルの上下端の \dot{Q} は内部のコイルの \dot{Q} よりも大きい、その後コ

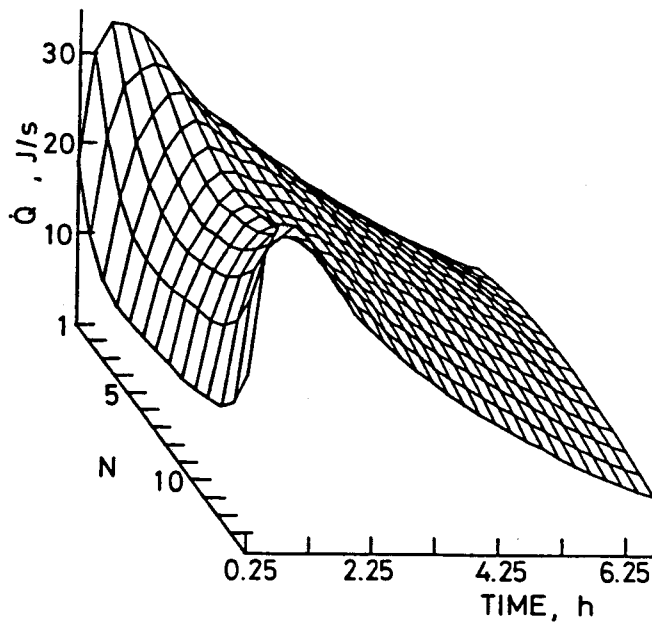


図2-9 PNモードでの各ダブルパンケーキコイルの単位時間に奪われた熱量。(N はダブルパンケーキコイルの番号を表す。 $\dot{m}=1.51$ g/s)

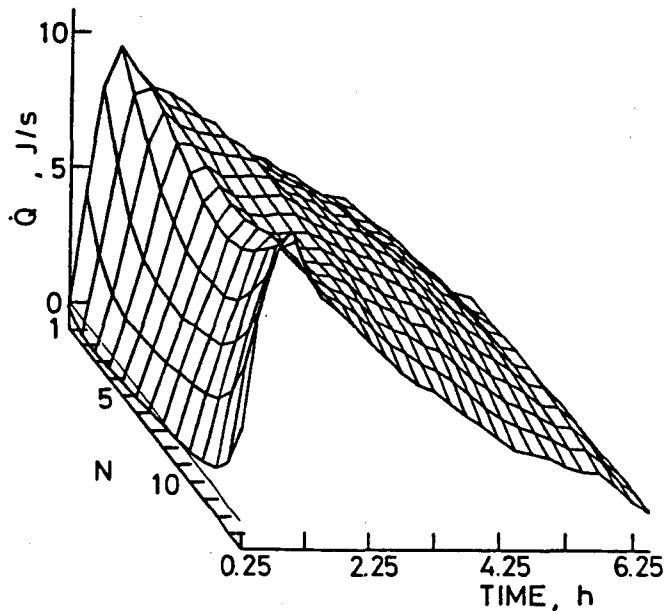


図2-10 PRモードでの各ダブルパンケーキコイルの単位時間に奪われた熱量。
($\dot{m}=0.51$ g/s)

イル内部の温度分布によってガスにより奪われる熱量よりも熱伝導により高温部分から低温部分へ移動する熱量が大きくなりこの状態は逆転する。

図2-11には、両予冷モードに対する冷却効率（全コイルの平均温度に対するヘリウムガスのエンタルピーの利用率： $E_{fr}(c, f, i)$ ）を全コイルの平均温度（ a, d, g ）及びヘリウムガス温度（ b, e, h ）と共に示している。平均温度は全コイルの電気抵抗より求めた。 E_{fr} は式（2-2）により定義する。

$$E_{fr} = M \times C(T) \times (dT/dt) / (\dot{m} \times (H_1 - H_2)), \quad (2-2)$$

M：全コイルの重量（g）、C(T)：温度 Tでの全コイルの比熱（J/g・K）、T：全コイルの平均温度（K）、 \dot{m} ：ヘリウムガス流量（g/s）、 H_1 ：温度 Tでのヘリウムガスのエンタルピー（J/g）、 H_2 ：ノズル部分でのヘリウムガスのエンタル

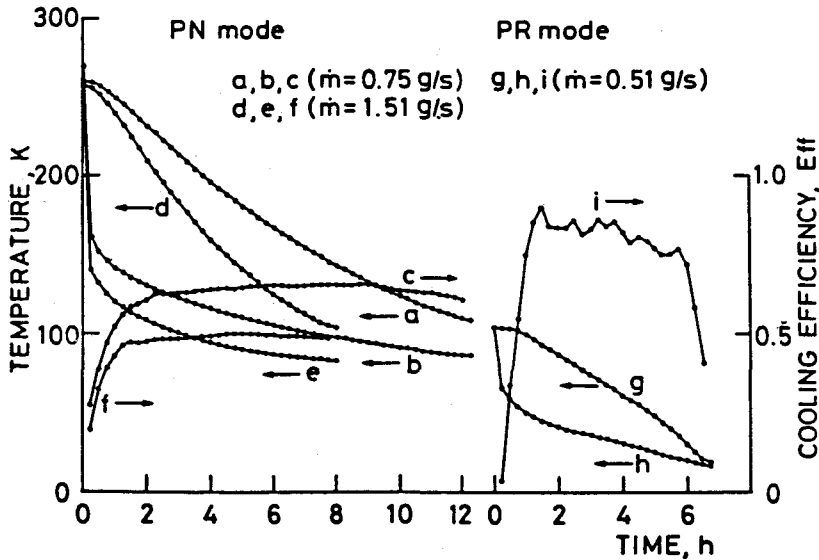


図2-11 冷却効率。(a,b,c)は $\dot{m}=0.75$ g/sに対する結果で、(d,e,f)は $\dot{m}=1.51$ g/sに対する結果である。PRモードの流量は0.51 g/sである。)

ピー (J/g)。各予冷モードの初期の段階の E_{ff} は、液体ヘリウム容器の熱容量のために低い値となっている。これは、250 K では上部 FRPフランジ以下のステンレス容器の熱容量はコイルの熱容量の13%⁹⁾に相当し、かつ冷却ヘリウムガスがコイルとステンレス容器の間を通過するため、先ずステンレス容器を冷却する結果、このように低い値となるのである。この初期の段階を除けば、ステンレス容器とヘリウムガスの温度はほぼ同一と考えられ、ヘリウムガスの温度変化よりステンレス容器の単位時間当りの熱容量の変化を概算するとコイルの熱容量の変化の約2%以下となるため、ステンレス容器の冷却に及ぼす影響は無視できる。その後、図2-9と図2-10に示すように \dot{Q} の値は時間の経過により減少するが、 E_{ff} は殆ど一定である。PNモードでは、流量0.75 g/sに対する E_{ff} (60%)は、1.51 g/sの E_{ff} (50%)よりも高い値を示している。この原因としては、コイルの平均熱伝導率が小さいためコイル表面の温度は低下するが、その結果ヘリウムガスとコイル表面の温度差が小さくなりヘリウムガスへの熱束が流量の増加に比例しては大きくならなかったからである。PNモードでは、流量の増加はコイルの

冷却時間を短くすることが出来るが、寒冷の利用の面からは悪い結果となる他、コイル内部の大きな温度勾配により熱歪が発生する。PRモードでは、 E_{rr} は非常に高い値を示し、80-90 %の値となっている。これは低温ヘリウムガスのよどみによる。つまり、冷却ヘリウムガスの温度の低下により、密度の大きなヘリウムガスがクライオスタット底部に停滞し導体間の隙間に入りやすくなった結果、熱伝達表面積を増大させ、更に伝達機構が希薄ガスよりも伝熱効率のよい液体の自然対流に近づいたためである。一方PNモードでは、ヘリウムガスの速度が非常に大きく、またコイル内の温度が高いため、ヘリウムガスが容器に停滞したり、線間に入ることは殆ど不可能である。そのため、ヘリウムガスとコイル間の熱伝達は主にコイルの側面で行われるためPRモードと比べ小さな値となったのである。

2-5 数値計算による予冷解析

2-5-1 熱抵抗法による超電導マグネットのモデル化

前節で述べたように、超電導マグネットの予冷状態を計算により知るためには、コイル内部の実効的な熱伝導率とヘリウムガス間の熱伝達率を明らかにする必要がある。そのため、PNモードの予冷結果を数値計算（有限要素法）によりシミュレーションし予冷中の 0.5 MJ パルスマグネットの熱伝導率と熱伝達率を得た。半径方向に 7分割、軸方向に16分割、合計 112の環状の円盤要素にコイルを分割した。最内部は FRPのボビンで、上端と下端は FRPのフランジである。熱伝達面は、コイルの上面と底部、内面、側面の上半分と下半分に分けられた。導体表面の60%は図2-12 (a) に示すように、絶縁テープ（ノーマックス）で覆われている。そのため、複合構造としてのコイル内の熱伝導率は、熱抵抗¹⁰⁾ の考えを用いて評価された。半径方向の熱抵抗は図2-12 (c) に示され、これには超電導線に沿った熱抵抗も考慮されている（図2-12 (b)）。軸方向では、FRPのスペーサーがダブルパンケーキコイル間にあるため、図2-12 (d) に示すように半径方向のものとは異なっている。本コイルでは、軸方向の熱伝導率 (λ_z) は半径方向 (λ_r) よりも約 2倍ほど大きいことが分かった。 λ_z 及び λ_r は次のように求めることが出来る。 $\lambda_z = \Delta z / (R_z \cdot A_z)$ 、 $\lambda_r = \Delta r / (R_r \cdot A_r)$ となるが、 R_z と R_r

は式 (2-3)、(2-4) により計算できる。 R_z 、 R_r は各々コイル軸方向及び半径方向の熱抵抗成分である。 Δz 、 Δr は各方向における導体の幅である。 A_z 、 A_r は各方向に垂直な導体の断面積を示す。

$$R_z = \frac{R_N R_H R_S}{R_H R_S + R_N R_S + R_N R_H} + \frac{R_N R_H}{R_N + R_H} + \frac{R_F R_H}{R_F + R_H} \quad (2-3)$$

$$R_r = \frac{R_S \cdot (R_N R_H R_S / (R_H R_S + R_N R_S + R_N R_H) + R_N R_H / (R_H + R_N))}{R_S + (R_N R_H R_S / (R_H R_S + R_N R_S + R_N R_H) + R_N R_H / (R_H + R_N))} \quad (2-4)$$

ここで、 R_N 、 R_H 、 R_S 、 R_F は各々ノーマックス、ヘリウム、超電導導体、FRP の熱

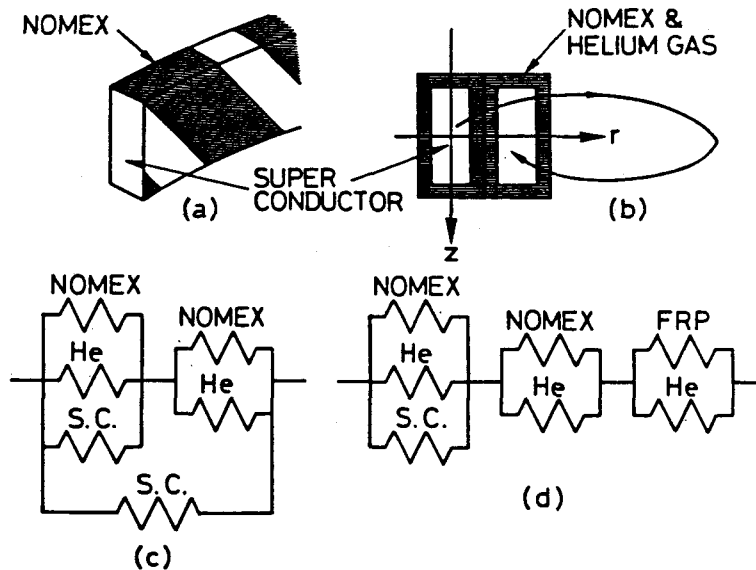


図2-12 超電導コイルの熱抵抗モデル。(a)、(b) は超電導導体の構造を示し、(c)、(d) は各々半径方向及び軸方向の熱抵抗モデルを示している。

表2-6 計算によるコイル側面での熱伝達率

$\Delta T(K)$	h_{1a}	h_{2a}	h_{1b}	h_{2b}	h_{1b}/h_{1a}	h_{2b}/h_{2a}
~0.0	11.9	10.3	6.21	5.34	0.52	0.52
20.0	11.1	9.72	5.78	5.06	0.52	0.52
50.0	10.3	9.17	5.56	5.00	0.54	0.55
80.0	8.89	7.50	5.46	4.73	0.61	0.63
100.0	6.11	5.56	3.46	3.17	0.57	0.57

ここで、 h_{nm} ($10^{-3}W/cm^2 \cdot K$) は熱伝達率である。1、2は各々コイルの上半分と下半分を示す。またa、bはヘリウムガス流量が1.51 g/s、0.75 g/sを示す。

抵抗成分を示す。例えば、温度 200 Kでは、 $\lambda_r=7.15 \times 10^{-3}W/cm \cdot K$ 、 $\lambda_z=1.67 \times 10^{-2} W/cm \cdot K$ 。この計算を行うのに、超電導導体の熱伝導率は、導体内部の銅の占積率が50%であることと銅の熱伝導率が NbTi や CuNi と比べ非常に大きいことより、銅の熱伝導率の半分とした。ノーメックス、ヘリウムガス、FRP の熱伝導率は、参考文献11) - 13) を引用した。

2-5-2 解析結果

PNモードの実験結果を計算によりシミュレーションしたが、計算ではプログラムの制約上、物質は等方的な熱伝導率を持つことが要求されており、そのため熱伝導率 λ を $\lambda_r < \lambda < \lambda_z$ の範囲で変化させコイルの温度分布を計算した。結果として、コイルの熱伝導率は、軸方向要素 ($\lambda_r / (\lambda_r + \lambda_z)$) $\times \lambda_z$ と半径方向要素 ($\lambda_z / (\lambda_r + \lambda_z)$) $\times \lambda_r$ の和となることが分かった。例えば、この値は 200 K で $9.72 \times 10^{-3}W/cm \cdot K$ である。熱伝達に関しては、最も多くの熱量がヘリウムガスへ伝えられた面はコイルの側面であり、これはコイル本体が直接ヘリウムと接触していたからと考えられる。計算で用いた側面での熱伝達率は ΔT の関数として表2-6 に示してある。これらの結果より、上半部での熱伝達率は下半分の値

の約1.1倍となる。上半部の熱伝達率が下半部よりも若干大きいのは、ヘリウムガスが下から吹き上げることとコイルの形状が影響していると考えられる。実験結果の流量に対してヘリウムガスの流れは層流状態となるが、管内流の層流に対する熱伝達の値は式(2-5)¹⁴⁾により知ることができる。

$$h = (\lambda/D) \times 1.86 \times (\text{Re} \times \text{Pr} \times (D/L))^{1/3} \times (\mu_b/\mu_w)^{0.14}, \quad (2-5)$$

ここで、 h ：熱伝達率 ($\text{W}/\text{cm}^2 \cdot \text{K}$)、 λ ：ヘリウムガスの熱伝導率 ($\text{W}/\text{cm} \cdot \text{K}$)、 D ：相当直径 (cm)、 Re ：レイノルズ数、 Pr ：プラントル数、 μ_b ：ヘリウムの粘性係数 ($\text{g}/\text{cm} \cdot \text{s}$)、 μ_w ：壁でのヘリウムの粘性係数 ($\text{g}/\text{cm} \cdot \text{s}$)、 L ：管の長さ (cm)。数値計算により求められた値は、流量が1.51 g/sに対しては式(2-5)で評価される値の1.75-2.0倍、流量が0.75 g/sに対しては1.05-1.2倍となることが分かった。流量が大きい場合に、式(2-5)で評価される値よりも熱伝達率がかなり大きくなる理由としては、ノズルの加速効果により、ヘリウムガスがコイルと容器の間の相当直径によって評価される Re 数よりも大きな Re 数でコイルの周囲を循環したことが考えられる。流量1.5 g/sに対する相当直径で求めた Re 数は1000であるのに対し、数値計算により求めた熱伝達率により、この時の Re 数を逆算すると約7000-12000に相当する値が得られノズルの効果が著しいことが分かる。更に、流量0.75 g/sに対する熱伝達率は、1.51 g/sに対する値の50%となり、殆ど流量比に等しくなっている。この様に、容器内部の熱伝達率は流量を増加させた場合ノズルの加速効果により格段に向上するが、コイルの平均熱伝導率が小さいためヘリウムガスのエンタルピー利用率は低下する。このため大部分の寒冷がクライオスタット外へ放出されることになり冷却システム全体の負荷を軽減するためには放出ガスの寒冷を冷却機器側で十分に利用しなければならない。

2-6 結言

本章では、浸漬冷却マグネットがヘリウムガス循環予冷された場合の熱特性について解析された。その結果を以下に示す。

(1) 低温ヘリウムガスを用いた超電導コイルの予冷特性は、ヘリウムのガス速度と温度及びコイル温度に依存する。

(2) コイル温度が100 K 以上では、コイルの熱容量が大きいため、その予冷には大きな冷却ガス流量を必要とするが、このためクライオスタット内部のガス温度が均一となりコイルは上下対称に冷却される。

(3) 100 K 以下では、ヘリウムガス温度の低下により、密度の大きなヘリウムガスがクライオスタット底部に溜りやすく、クライオスタット内部のガスの温度分布によりコイル下部より冷却される。また、この場合ヘリウムガスのエンタルピー利用率も非常によく80-90 %の高い値となった。

(4) 熱抵抗の考えを用いて予冷をシミュレーションすることにより、コイル内部の実効的な熱伝導率が複合構造のコイルの各熱伝導率の関数として与えられた。

(5) 熱伝達率はノズルにより加速されたガス速度に依存し、コイルとクライオスタット間の相当直径で計算される熱伝達率よりも大きな値が得られた。このノズルの効果は、大きな冷却ガス流量を必要とするコイル温度が100 K 以上の予冷の場合、非常に大きいことが分かった。

(6) 本研究は、コイル内部の熱応力、予冷時間、ヘリウムガスのエンタルピー利用率、複合構造としてのコイルの熱伝導率の解析に通じるものであり、大型の浸漬冷却超電導コイルに対し重要な情報が得られた。

参考文献

- 1) J. Yamamoto, et.al., "Thermal characteristics of a 0.5 MJ pulsed magnet", Proc. ICEC9, (1982)313.
- 2) N. Ohuchi, et.al., "Thermal analysis of superconducting coil pre-cooled by helium gas", Advances in Cryogenic Engineering, Vol.31, (1986)715.
- 3) Y. Murakami, et.al., "Experiments and analysis of thermal characteristics and stress/strain distributions of a 0.5 MJ pulsed coil",

Advances in Cryogenic Engineering, Vol.29, (1984)167.

- 4) T. Satow, et.al., "Development and characteristics of 0.5 MJ pulsed superconducting magnet", Proc. ICEC9, (1982)309.
- 5) Y. Murakami, et.al., "0.5 MJ pulsed magnet with its control and cooling system", Ibid., (1982)130.
- 6) 村上、他、「0.5 MJ 超電導パルスマグネットの特性とその制御システム」電気学会論文誌 B、104巻10号、(1984)669.
- 7) Takei, et.al., "Metallurgical and electromagnetic properties of superconducting cable for Osaka Univ.'s 0.5 MJ pulsed magnet", Proc. ICMC, (1982)485.
- 8) R. D. McCarty, "Thermodynamic Properties of Helium 4 from 2 to 1500 K at Pressure to 10^8 Pa", J. Phys. Chem. Ref. Data 2, (1973) 923.
- 9) 「低温工学ハンドブック」 低温工学協会関西支部、海外低温工学研究会 訳、低温工学ハンドブック編集委員会編、内田老鶴圃新社。
- 10) J. P. Holman, "Heat Transfer", McGraw-Hill Book Company (1976).
- 11) J. G. Hust and R. Boscardin, "Thermal conductivity of polyester-amid-imid film", Cryogenics, Vol.21, (1981)297.
- 12) R. V. Smith, "Review of heat transfer to Helium I", Cryogenics, Vol.9, (1969)11.
- 13) G. Hartwig, "Reinforced polymers at low temperatures", Advances in Cryogenic Engineering, Vol.28, (1982)179.
- 14) E. N. Seider and C. E. Tate, "Heat transfer and pressure drop of liquid in tubes", Ind. Eng. Chem., Vol.28, (1936)1429.

第3章 0.5 MJパルスマグネットの室温からの定常熱負荷と交流損失

3-1 緒言

現段階に於て実用化されている超電導線材の特性より、超電導マグネットは液体ヘリウム温度 (4.2 K) 近辺で動作させることが運転条件になっている。この温度領域での超電導マグネットの熱容量は室温領域の約 2×10^{-4} 倍となり僅かな熱侵入によってマグネットは超電導の転移点以上に昇温する。このため、超電導マグネットを極低温に保持するためのクライオスタットには非常に厳しい断熱構造が施されている。しかしながら、室温領域からの熱侵入を完全に遮断することは不可能で、又この熱負荷により失った寒冷を取り戻すのに約 500-1000 倍の仕事量を必要とするため、室温領域からの熱侵入量を測定し検討することは超電導マグネットの冷却機器を設計する上で重要である。更に、パルスマグネットにおいては、交流損失による発熱を伴うため冷却機器に対して大きな負担となる。

以上述べた理由により、本章では極低温領域への熱侵入の経路及び極低温領域での熱発生を明らかにすることを目的としている。定常的な熱負荷に対しては、0.5 MJパルスマグネットに液体ヘリウムを貯液した時のクライオスタット内部の温度分布より熱負荷の値を計算し、実測値との比較を行っている。交流損失については、数値計算によりその値を予測し、0.5 MJパルスマグネットを定格運転 (5 T/s) した時の実験値との比較をすることにより、パルスマグネット内の交流損失の値を明らかにし、その解析方法の妥当性を示す。

3-2 室温からの定常熱負荷の解析

3-2-1 定常時のクライオスタット内温度分布

0.5 MJパルスマグネット用クライオスタットには、液体ヘリウムへの侵入熱を低減するために、側部及び底部に真空断熱槽、液体窒素ふく射断熱槽、ふく射断熱用銅板が施されている。又液体ヘリウム槽内には、上部フランジからの熱侵入を防ぐため発泡スチロール断熱材及び銅のバッフル板が取り付けられている。

図3-1¹⁾には、コイル上部10 cm の位置まで液体ヘリウムを貯液したときのクライオスタット内縦方向温度分布 (A) とパワーリード外管の温度 (B) が示されている。測定位置は左図のクライオスタット断面の各位置に対応する。図3-1によると、発泡スチロールによる大きな熱抵抗のために、上部 SUSフランジから発砲スチロール下端までの約60 cm の区間で温度変化が大きく、この区間で温度降下は平均で4.1 K/cmとなっている。そのため、最下段バッフル板以下では温度変化は殆ど無く、最下段バッフル板から液体ヘリウムまでの温度降下は 0.43 K/cmであった。

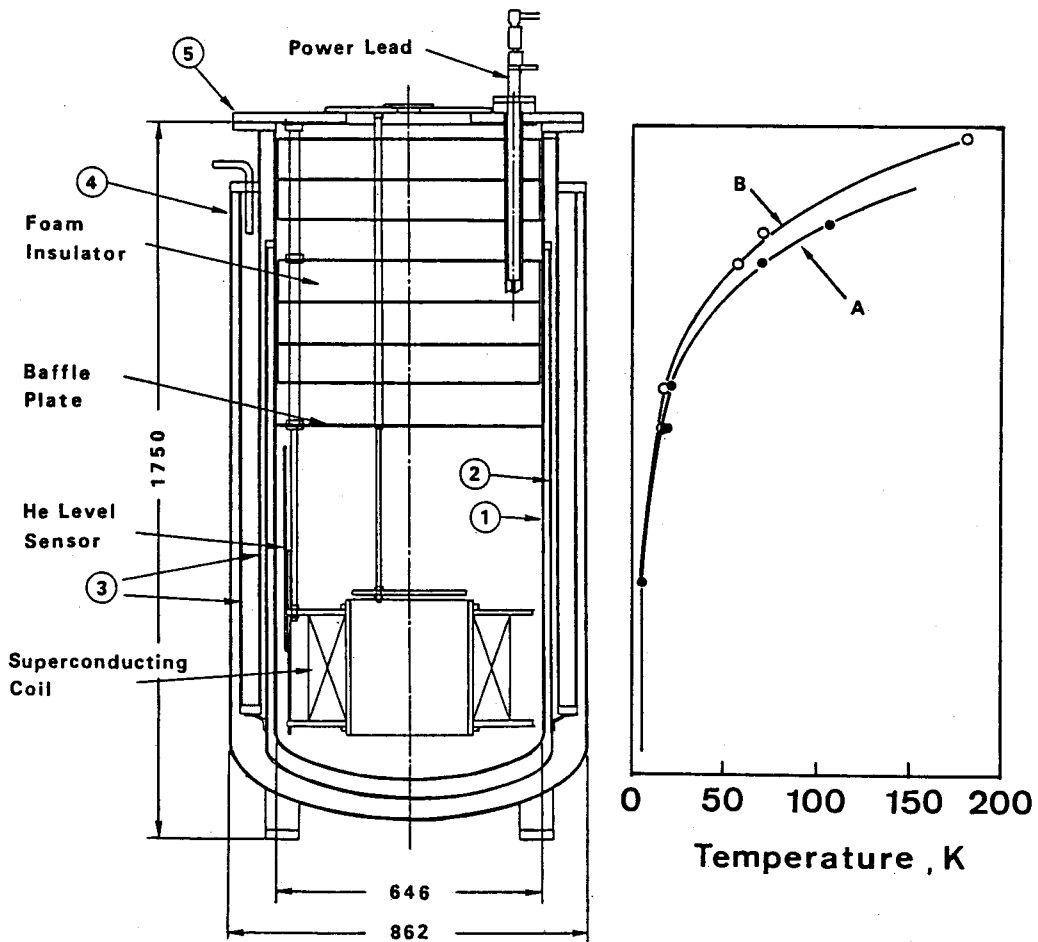


図3-1 クライオスタット断面図と温度分布

液体ヘリウムと室温領域を熱抵抗の非常に小さい銅で直接つないでいるパワーリードには、侵入熱を蒸発ヘリウムガスの顕熱により除去するために、蒸発ヘリウムガスの全量を流している。このため、パワーリード外壁温度はクライオスタット内部の同じ位置での温度よりも若干低くなっている。

3-2-2 計算式による定常熱負荷の評価

図3-1 に示されたクライオスタット内温度分布より熱侵入量を計算式により求めた。

(1) ふく射による侵入熱

上端 SUSフランジからのふく射による侵入熱は銅のバッフル板により吸収され、周囲のヘリウムガスにより冷却される。このため、最終的に液体ヘリウムに侵入してくる上部からのふく射熱は最下段のバッフル板によるものと考えられる。バッフル板の温度を20 K、液体ヘリウム中のコイル上端 FRPフランジの温度を4.2 Kとする。最下段バッフル板からのふく射熱 Q_U は式(3-1)²⁾により与えられる。

$$Q_U = \frac{\alpha(T_B^4 - T_F^4)}{((1 - \epsilon_B)/(\epsilon_B \cdot A_B) + 1/(A_F \cdot F) + (1 - \epsilon_F)/(\epsilon_F \cdot A_F))} \quad (3-1)$$

ここで、 α ：ステファン・ボルツマン係数 ($5.669 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$)、 T_B ：バッフル板温度 (20 K)、 T_F ：FRPフランジ温度 (4.2 K)、 ϵ_B ：バッフル板のふく射率 (0.1)、 ϵ_F ：FRPフランジのふく射率 (0.9)、 A_B ：バッフル板面積 (0.33 m^2)、 A_F ：FRPフランジ面積 (0.33 m^2)、 F ：形状係数 (0.26)。()内は計算に用いた値である。

式(3-1)より $Q_U = 2.3 \times 10^{-4} \text{ (W)}$ 。

次に液体ヘリウム槽を囲んでいる銅板からのふく射熱を求める。側面については液体ヘリウム槽と銅板は同心円筒とし、底面については銅板とクライオスタット底部の SUS板との間隔が狭いことより形状係数 $F=1$ とする。

側面に付いては、ふく射侵入熱は式(3-2)²⁾により与えられる。

$$Q_s = \frac{\alpha \cdot A_s \cdot \varepsilon_c \cdot \varepsilon_s (T_c^4 - T_s^4)}{\varepsilon_c + (A_s/A_c)(1 - \varepsilon_c) \varepsilon_s}, \quad (3-2)$$

ここで、 ε_c ：銅のふく射率 (0.1)、 ε_s ：ステンレス鋼のふく射率 (0.1)、 T_c ：銅板の温度 (80 K)、 T_s ：ステンレス鋼の温度 (4.2 K)、 A_s ：液体ヘリウム貯液部分のヘリウム槽面積 (1.01 m²)、 A_c ：銅板面積 (2.03 m²)。

この計算では、液体ヘリウムはコイル上10 cm までたまっているとし (クライオスタット底部より 50 cm)、銅板の面積はふく射の影響のある部分を下端より 100 cm と仮定している。

式 (3-2) より $Q_s = 1.6 \times 10^{-1}$ (W)。

底面へのふく射熱は、式 (3-3)²⁾ より求められる。

$$Q_B = \frac{\alpha (T_c^4 - T_s^4)}{(1 - \varepsilon_s) / (\varepsilon_s \cdot A_{SB}) + 1/A_{CB} + (1 - \varepsilon_c) / (\varepsilon_c \cdot A_{CB})}, \quad (3-3)$$

ここで、 A_{SB} ：液体ヘリウム槽底部の面積 (0.33 m²)、 A_{CB} ：銅板底部の面積 (0.33 m²)、 T_c ：100 K。

式 (3-3) より $Q_B = 9.8 \times 10^{-2}$ (W)。

以上の計算より、ふく射による侵入熱 Q_R は、

$$Q_R = Q_U + Q_s + Q_B \approx 0.26 \text{ (W)}. \quad (3-4)$$

(2) 伝導による侵入熱

クライオスタットの構造材料は、パワーリード以外ステンレス鋼 (SUS304) が用いられている。伝導による侵入熱は、ステンレス鋼部分と銅のパワーリードを経由してくるものに分けて考える。先ず、図3-1(B)に示したパワーリードの温

度分布からパワーリードからの熱伝導による熱侵入の概算を行う。熱伝導による値は式 (3-5) ³⁾ より得られる。

$$Q_c = (A/L) \int_{T_1}^{T_2} \lambda dT, \quad (3-5)$$

A: パワーリードの断面積 (60 mm²)、T₁、T₂: 長さL (cm) の両端での温度、λ: 熱伝導率 (W/cm・K)。この計算を行う場合、図3-1 のグラフより液体ヘリウムの上部14 cm の位置でのパワーリードの温度が約10 Kであると、又問題にしている区間でのパワーリードは銅の板が用いられているため蒸発ヘリウムガスへの熱伝達の効果は非常に悪いと考えられ、この区間でのヘリウムガスによる冷却は無いものと仮定する。式 (3-5) よりパワーリード 1本当りの侵入熱 Q_c は、Q_c = 1.45 (W) となる。又、ステンレス部分からの熱侵入Q_{SUS}は、最下段バツフル板の位置でガス温度が約20 Kであることから、この位置でのステンレス鋼の温度も同一と仮定して計算した。その結果、Q_{SUS} = 0.15 W となる。

以上の結果より定常状態での侵入熱 Q_{load} は、

$$Q_{load} = Q_R + Q_c \times 2 + Q_{SUS} = 0.26 + 2.9 + 0.15 = 3.3 \quad (W)。 \quad (3-6)$$

3-2-3 定常熱負荷の測定

無通電または直流電流 (1000 A以下) を流している場合 (抵抗発熱が無視できる時) の定常的な熱負荷の値が液体ヘリウムの蒸発量を測定することにより調べられた。液体ヘリウムの蒸発量は1000 A以下では、1時間当り4.2 Lであった。液体ヘリウムの蒸発潜熱が 20.91 J/g、密度124.8 g/L であることから、侵入熱量は3.0 W となる。この値はクライオスタット内部の温度分布より計算した侵入熱量とほぼ一致しており、全侵入熱量に対するパワーリードを經由した伝導による侵入熱の割合が如何に大きいかわかる。

3-3 交流損失の理論的解析

超電導パルスマグネット運転時の熱負荷（交流損失）を明らかにするために、先ず数値計算によりその値を推定した。多重フィラメント燃線の交流損失については、これまで多くの研究が行われている^{4)・7)・12)}。これらの成果を超電導コイルの交流損失に適用するためには、次のような問題点を解決しなければならない。

(1) 超電導ケーブルへの磁界侵入とクライオスタット金属材料中の渦電流による影響を考慮して磁界分布を定めなければならない。

(2) 素線軸と磁界の方向の相互関係により、素線中の結合電流の循環の様相が異なってくる。

(3) 材料の特性、例えば超電導体の臨界電流密度、銅の電導率特性、CuNiの電導率を適切に表現しなければならない。

3-3-1 磁界分布

電流変化率により超電導コイル中の磁界分布は異なり、又微視的に見れば各導体周辺においても磁界の分布は存在する。交流損失の計算においては、このような磁界分布を取り入れて解析することは極めて困難なため実用的な形で処理しなければならない。そこで各ダブルパンケーキコイルに発生する電圧から、パルス駆動時と直流駆動時の磁界分布の相違を推論した。このために、14層ダブルパンケーキコイルの端子電圧をパルス駆動時に記録し、直流駆動時の磁束鎖交による誘起電圧と比較した。

k 番目ダブルパンケーキコイルの電圧は磁束鎖交の時間変化率 $d\phi_k/dt$ で与えられる。これを次のようにコイル電流の変化率 di_k/dt と単位直流電流による磁束鎖交数 L_k 、すなわち k 番目コイルのインダクタンスとの積

$$V_k = d\phi_k/dt = (di_k/dt)L_k, \quad (3-7)$$

によって近似する。ここで円筒座標で表した z 軸方向磁界 $B_z(r, \phi, z, i(t))$ は、単位

電流による磁界 $B_z(r, \phi, z, i=1)$ と $i(t)$ の積により

$$B_z(r, \phi, z, i(t)) = i(t)B_z(r, \phi, z, 1), \quad (3-8)$$

により与えられ、 L_k は $B_z(r, \phi, z, 1)$ を k 番目コイルに鎖交する磁界の全領域にわたって積分して求められる。 $i(t)$ は電流値を示す。 $B_z(r, \phi, z, 1)$ は、ビオ・サバル則で与えられるコイル線素による微小磁界をコイル全体について積分して求めている。この様に計算で求めた式(3-7)の V_k と測定値を図3-2に示す。5 T/s 及び10 T/s の立ち上がり時に計算値と測定値との間に同じ傾向の相違がみられる。クライオスタット底部に近いダブルパンケーキコイル 1~4 層の電圧測定値が計算値より低い値を示すのは熱ふく射シールド用銅板に誘導される電流の影響によるものと考えられる。

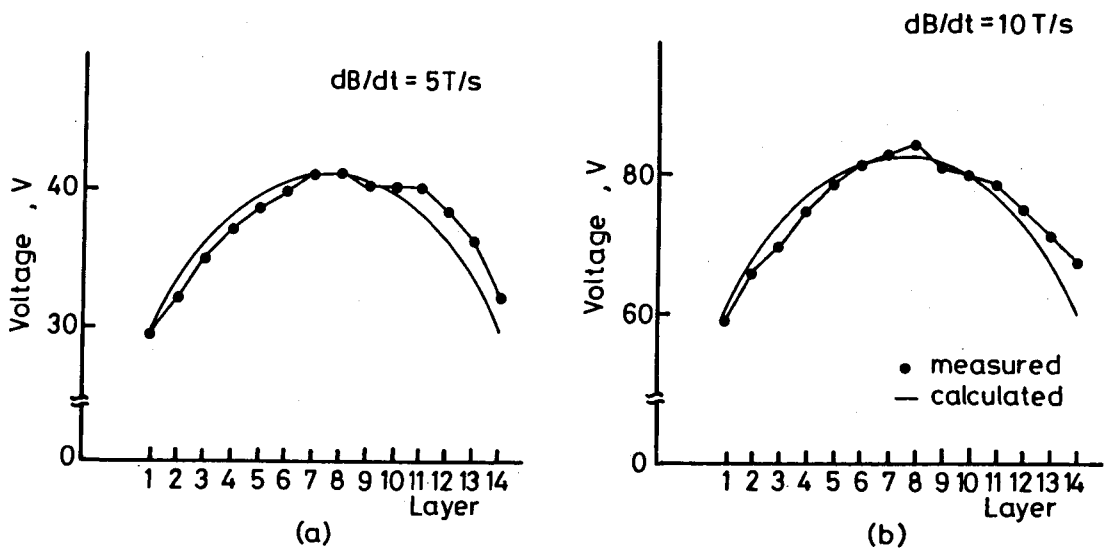


図3-2 層間電圧分布

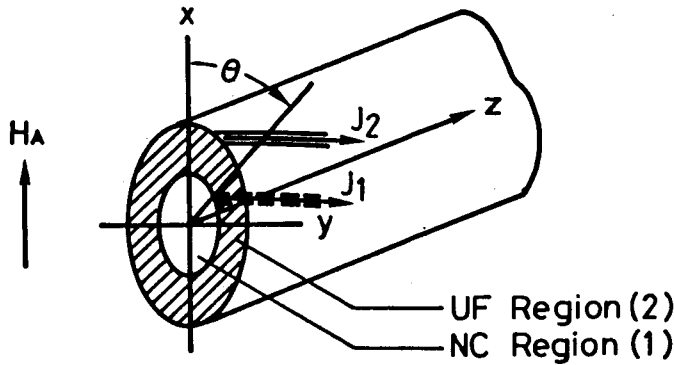


図3-3 UF/NC複合超電導多芯線

3-3-2 UF/NC 複合多芯線の結合損失

これまでに多重フィラメント (UF: uniformly distributed filaments) 領域のみで常電導 (NC: normal metal core) 領域のない、いわゆる複合多芯線について多くの解析が成されている^{4) - 6) 8)}。複合多芯線においては、燃ピッチ L と多芯線断面の電導率 σ とに関係する時定数 $\tau = \sigma \mu_0 L^2 / 4\pi^2$ が定義される。フィラメント間の渦電流 (結合電流) による損失 (結合損失) は、外部印加磁界の交番の周波数 ω について、 $\omega \tau$ の関数として特性が与えられる。 $\omega \tau \ll 1$ においては結合損失は τ に比例する。

しかし、ここではNC領域 (1) を多重フィラメントUF領域 (2) で囲んだ素線の結合損失を解析しなければならない。この場合の結合損失は、NC領域の時定数 $\tau_1 = \sigma_1 \mu_1 L^2 / 4\pi^2$ とUF領域の時定数 $\tau_2 = \sigma_2 \mu_2 L^2 / 4\pi^2$ に関係する。素線内の電界と磁界は次のように近似して求められる⁶⁾。

(1) 領域1, 2の境界層及び領域2の外周領域層ではフィラメントに沿って電流 J_1 及び J_2 が流れる。その電流分布は正弦波状となり図3-3の $\theta = \pi/2$ で最大値をとる。また条件、

$$\omega \tau_1 \ll 1, \omega \tau_2 \ll 1, \tau_1 \gg \tau_2, \quad (3-9)$$

のもとでは、UF領域によるNC領域への磁界シールド効果が僅かで $J_2 \simeq 0$ 、 J_1 は印加磁界 H_A の時間変化 \dot{H}_A に対して、 H_A を妨げるように $-\dot{H}_A$ に比例して流れる。この条件のもとでは内部の磁界分布は、線の断面 (x-y 面) において、 H_A と反対方向に $-\dot{H}_A$ に比例して一様平行磁界になる。これよりNC領域磁界 H_1 とUF領域磁界 H_2 は、

$$H_1 \simeq H_2 \simeq H_A, \quad (3-10)$$

と近似する。

(2) この磁界分布にともなう電界は、磁界と同様に平行で一様な分布となり、 $-\dot{H}_A$ に比例する。これより

$$E_1 \simeq E_2 = E, \quad (3-11)$$

と近似する。

(3) 電界 E による電流密度 J は、 $J = \sigma E$ より、単位体積あたりの損失は $\omega = EJ$ となる。すなわち

$$\omega_1 = \sigma_1 E^2, \quad \omega_2 = \sigma_2 E^2, \quad (3-12)$$

と近似される。

3-3-3 0.5 MJパルスマグネット素線の結合損失

前節の方針に従って 0.5 MJ パルスマグネット素線の結合損失の計算方法を導く。NC線の時定数 τ_1 を次式によって求める。

$$\tau_1 = \sigma_1 \mu_1 L^2 / 4\pi^2. \quad (3-13)$$

NC線中心部銅の電導率は磁界依存性があり、図3-4のように特性が示されている⁹⁾。同図より4.2 K、5 Tにおける値 $\sigma_1 = 3.33 \times 10^9 \Omega^{-1}m^{-1}$ を選ぶ。素線の

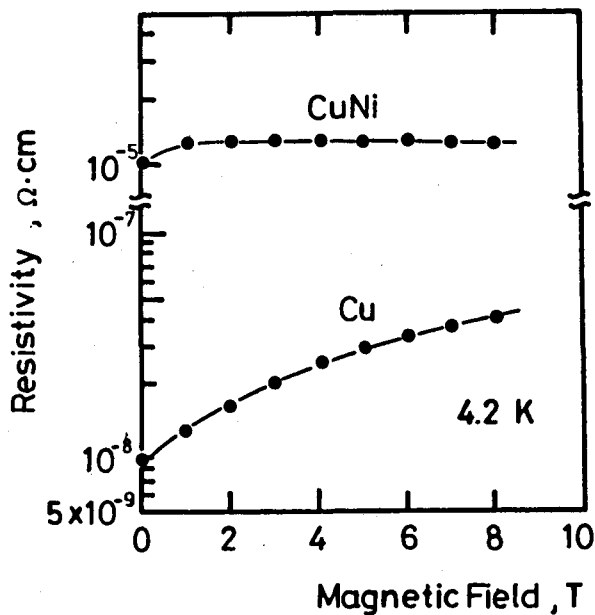


図3-4 Cu及びCuNiの抵抗率の磁界依存性

燃ピッチは $l = 12 \times 10^{-3} \text{ m}$ 、 μ_1 は自由空間の透磁率 μ_0 とする。これらの値について式 (3-13) を計算すれば $\tau_1 = 1.526 \times 10^{-2} \text{ s}$ を得る。FU線の時定数を

$$\tau_2 = \sigma_2 \mu_2 l^2 / 4\pi^2, \quad (3-14)$$

によって計算するとき、 σ_2 はCuNiとCuの混合マトリクス等の等価的な導電率として算定しなければならない。図3-4よりCuNiの4.2 K、5 Tの抵抗率は約 $10^{-7} \Omega \cdot \text{m}$ である。また、CuNi層の抵抗値に対してCu部及びNbTi部の抵抗は無視できるほど小さく、この部分はマトリクスを短絡すると考えられる。この想定に基づく等価抵抗率は

$$\rho_t = \rho_m (1 - \lambda) / (1 + \lambda), \quad (3-15)$$

によって与えられるとしている⁴⁾。ここで、 ρ_m はマトリクス of 抵抗率であるが、CuNiの抵抗率をとり $\rho_m = 10^{-7} \Omega \cdot m$ とする。 λ はCuNi/Cu 部の占積率0.5 とする。これより $\rho_t = 3.33 \times 10^{-8} \Omega \cdot m$ 、 $\sigma_2 = 1/\rho_t = 3.0 \times 10^7 \Omega^{-1} m^{-1}$ 、又式 (3-14) より $\tau_2 = 1.375 \times 10^{-4} s$ を得る。

磁界は、UF線により殆どシールドされずにNC線に侵入する。この条件のもとに立上がり/立下がり時間 $t_1 = 1 s$ 、保持時間 $t_0 = 1 s$ 、最大磁界5 T の台形波駆動について1 サイクルあたりNC部結合損失を求めると $\omega_1 = 145 \times 10^3 J/m^3$ で、UF線損失はその2.3 %である。マグネットの素線体積を $W_{\{t\}}$ に乗じると、 $2Q_c = 1,676 J$ を得る。

3-3-4 結合損失の計算

以上の考察から、マグネット全体の結合損失を次のように計算する。

(1) 図3-2 からパルス駆動時のパンケーキコイル端子電圧は、直流駆動時の磁界分布から得られたインダクタンスに誘起する電圧によって近似できることが推察される。従ってパルス駆動時の磁界をベクトル $B(r, \phi, z, i(t))$ で表すと、

$$B(r, \phi, z, i(t)) = i(t)B(r, \phi, z, i=1), \quad (3-16)$$

によって近似できるとする。

(2) 素線のNC線、UF線の各々に一定の抵抗率を仮定して台形状のパルス磁界駆動時1 サイクルあたりの素線の損失が求められた。抵抗率の磁界依存性を考慮して磁界と電界とを解き、一般的な計算式を導くことは困難であるが、UF線のNC線に対する磁界シールド効果は殆ど無いことが上記の解析から得られた結果である。そこで、NC線への印加磁界は素線への印加磁界と等しく式 (3-16) で表されるものとする。これより一定の電流立上がり/立下がり率でマグネットを駆動する時、電流の零と最大値の変化の間に生じる結合損失は、

$$q_c = \int_0^1 (1/\rho_{cu})(L/2\pi)^2 (dB_T/dt)^2 (\gamma \pi D_s^2/4) dt, \quad (3-17)$$

ここで、 B_T ：式 (3-16) で得られる磁界の素線に対する直交成分、 γ ：NC領域の素線に対する断面積比、 D_s ：素線径 (m)。

NC領域の銅の抵抗率 ρ_{Cu} ($\Omega \cdot m$) は磁気抵抗効果を考慮して

$$\rho_{Cu} = uB_T + v, \quad (3-18)$$

によって近似する⁹⁾。u, v は定数である。図3-4 に $\rho_{Cu} = (0.41B + 1.4) \times 10^{-10}$ $\Omega \cdot m$ による近似の結果を示す。式 (3-17) をマグネットの素線全体にわたって積分してマグネットのNC領域の交流損失を得る。UF領域の損失は、解析解で得られた比率 (約 2%) を乗じて近似する。

式 (3-17) で得られる q_c に体積素を乗じマグネットの素線の全体積にわたって数値積分するには、ケーブルのツイストピッチ長さに沿って素線を数個の領域に区分し、各区分について $B(r, \phi, z, i=1)$ の平均値から $B_T(r, \phi, z, i=1)$ の平均値 \bar{B}_T を求める。 $\bar{B}_T = \bar{B}_T i(t)$ について ρ_{Cu} を定めて $dB_T/dt \approx \bar{B}_T di/dt$ として式 (3-17) を積分する。この積分値に素線の区分体積を乗じた値をマグネットの素線の全体積にわたって加算する。

計算においては次のように分割した。マグネットは (2×14) 層×34 ターンのダブルパンケーキ構造で、磁界分布は回転対称である。そこで軸 (z) 方向にコイルを各層14個に、半径 (r) 方向には各ターン34個に分割し、一つのターンについて平均磁界を求め素線に対する直交成分 \bar{B}_T を得た。

この様に分割したのは次の理由による。結合損失の計算精度はパルス駆動時の磁界分布を直流駆動時の磁界分布で近似できる精度に依存する。この近似に於ける式 (3-7) のインダクタンス L_k は k 層の各ターンについての鎖交磁束の総和から求めている。即ち、インダクタンスの計算においては 1 ターン毎に分割している。この分割に対応して 1 ターンについて一つの B_T を用いている。

この様にして得られたマグネットの結合損失を図3-5 に dB/dt に対応して描いている。ここで、 $t_1 = 1$ sにおける最大中心磁界 $B_m = 5$ T、最大電流 $i_m = 1976$ A について、 q_c をコイルの素線全体にわたって積分して立ち上がり、または立ち下がりにおける結合損失として $Q_{c,n} = 581.9$ J を得ている。UF領域の結合損失は先に述べ

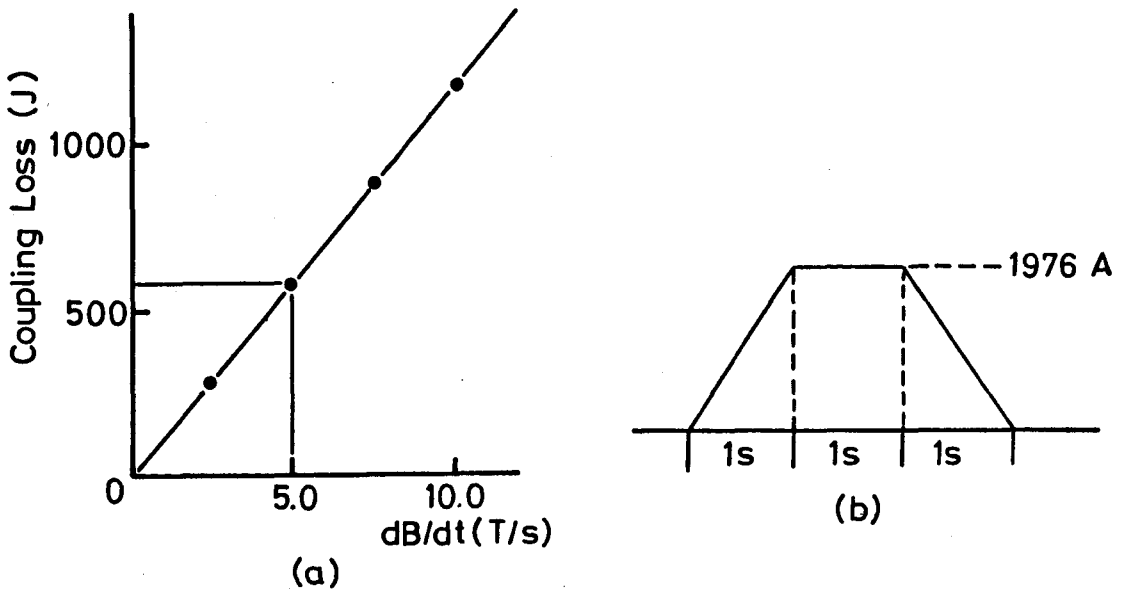


図3-5 結合損失のdB/dt依存性。(B_{max}=5 T)

たように $Q_{c,n}$ の約 2%で $Q_{c,r} = 0.02 \times Q_{c,n}$ によって近似する。

3-3-5 ヒステリシス損失

磁界のフィラメントに対する垂直および軸方向成分を考慮してヒステリシス損失の解析を行わなければならない。超電導フィラメントに垂直磁界が印加される時フィラメント内に磁界を遮へいする電流が流れる。電流密度には臨界値 J_c があるので、磁界が増加すると電流密度 J の通電領域が磁界増加と共にフィラメント内に侵入していくモデルが提案されている⁴⁾⁸⁾。フィラメント中心点まで磁界が侵入するときの磁界を B_p とすると、最大磁界 B_m と B_p の比 $\beta = B_m/B_p$ の大きさによりヒステリシス損失の計算式を選ぶことになる。このマグネットのフィラメントは、半径 $a = D_f/2 = 15 \mu\text{m}$ 、 $J_c = 3 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ (NbTi)として $B_p = 4 \mu_0 J_c a / \pi$ を求め最大磁界 $B_m = 5 \text{ T}$ とすれば、 $\beta \approx 65$ を得る。 β がこのように比較的大きな値をとるときには垂直磁界成分についてのヒステリシス損失は、次の方程式

$$q_{h1} = \int_0^{t_1} (2/3\pi) J_c D_f (dB_T/dt) dt, \quad (3-19)$$

によって求めるのが適当である⁴⁾。t₁は電流の立上がり／立下がり時間で、式(3-19)によって1サイクルのヒステリシス損失の1/2が求められる。B_Tは素線軸方向に対する垂直成分であるが、フィラメント軸方向の平均は素線軸方向であると考える。

J_c (A/m) の磁界依存性は

$$J_c = \exp(aB_T + b), \quad (3-20)$$

a、b は定数によって近似する¹⁰⁾。J_c = exp(-0.251•B + 22.2)によって近似した結果を図3-6に示す。q_{h1}をマグネットのフィラメント全体について積分して、B_m=5 Tについてマグネットヒステリシス損失Q_{h1}=190 Jを得る。輸送電流によるヒステリシス損失の増加は

$$q_{h2} = \int_0^{t_1} (2/3\pi) J_c D_f (dB_T/dt) (i/i_c)^2 dt, \quad (3-21)$$

によって与えられる。q_{h2}を全フィラメント体積にわたって積分すればQ_{h2}=7.2 Jとなる。フィラメント軸方向磁界によるヒステリシス損失は、この磁界成分がフィラメント軸の垂直磁界成分より小であることから無視する。

3-3-6 交流損失

結合損失とヒステリシス損失の和をとって、台形波繰り返し駆動における1パルスあたり交流損失Q_{ac}を式(3-22)によって求める。

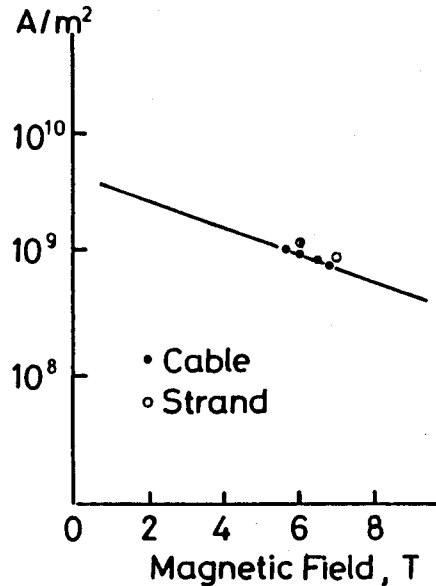


図3-6 NbTi超電導線臨界電流密度

表3-1 交流損失の計算式と値。

計算式	熱量 (J)
$Q_{cn} = \int_V \int_0^1 (1/\rho_{cu})(L/2\pi)^2 (dB_T/dt)^2 (\gamma \pi D_s^2/4) dt dV$	581.9
$Q_{cf} = 0.02 \times Q_{cn}$	11.6
$Q_{h1} = \int_W \int_0^1 (2/3\pi) J_c D_f (dB_T/dt) dt dW$	190.0
$Q_{h2} = \int_W \int_0^1 (2/3\pi) J_c D_f (dB_T/dt) (i/i_c)^2 dt dW$	7.2

ここで、V:マグネット素線全体積、W:フィラメント全体積。

$$Q_{AC} = 2Q_{cn} + 2Q_{cf} + 2Q_{h1} + 2Q_{h2}, \quad (3-22)$$

$t_1=t_0=1s$ 、最大中心磁界 $B_m=5 T$ 、 $i_m=1976 A$ の図3-5 (b) に示す台形波形について交流損失 $Q_{AC}=1581 J$ であった。表3-1 に各交流損失の計算式と値を示す。

3-4 交流損失の測定

0.5 MJパルスマグネット駆動時のコイル内部でのエネルギー損失はすべて液体ヘリウムの蒸発によりコイルから除去される。そのため、液体ヘリウムの蒸発量を測定することによって交流損失を推定することができる¹¹⁾。液体ヘリウムの蒸発量より交流損失を求めようとする場合、測定時間中での室温領域からの定常的侵入熱 (3.0 W) 及び蒸発ガスによるクライオスタット内圧の増加に伴う液面上昇などの問題がある。このため、まずクライオスタット内でヒーター加熱を行い、投入熱量 (Q_H) による蒸発ヘリウムの値と液面計の指示値から計算される液体ヘリウムの減少量が等しくなるクライオスタット内圧及びパワーリードガス流量の値を知ることにより、発熱量を液体ヘリウムの減少量により補正した。その結果を図3-7 に示す。ヒーター投入熱量と液体ヘリウムの蒸発から換算した熱量 (Q_{He}) との差は最大で23%あるが、 $Q_H > 2000 J$ ではその値は10%以下となる。

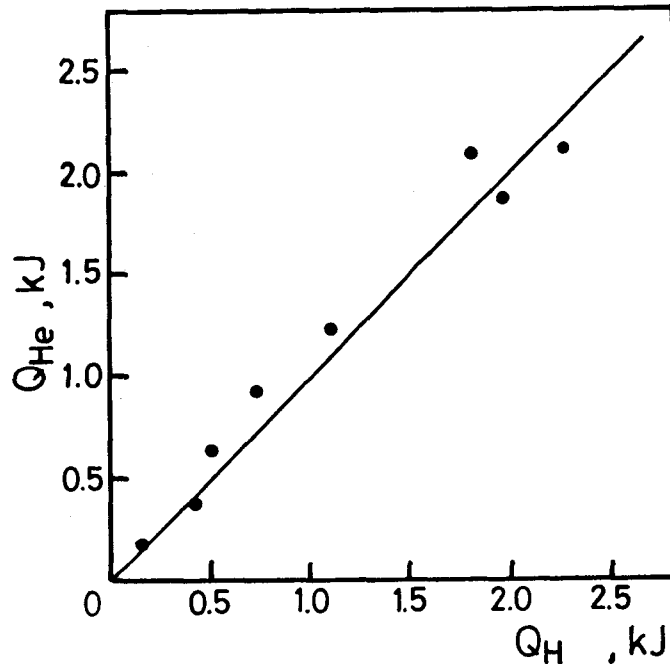


図3-7 熱入力-液体ヘリウム蒸発換算熱量

以上述べたことと本マグネットの定格運転時の交流損失が、理論上1581 Jと計算されていることから、交流損失の総量が理論的に2000 Jを越えるように、各電流モードについて最大電流値とパルス数を決定して実験を行った。この結果は、表3-2 に示されている。これらの電流の立上げ/立下げ速度はすべて中心磁界の $dB/dt=5 \text{ T/s}$ に対応して $dA/dt=1976 \text{ A/s}$ に設定している。図3-8 には最大電流値 (i_{max}) が1000 A及び1976 Aで立上げ/立下げ速度が $dB/dt=5 \text{ T/s}$ での液面の変化とクライオスタット内圧の上昇の様子が示されている。蒸発量の測定は、液面の振動がおさまリ、クライオスタット内圧及びヘリウムガス回収量がヒーター加熱で補正された値になったときに行われた。

表3-2 の繰り返しパルスによる熱損失 Q_1 は液体ヘリウムの蒸発量と蒸発潜熱 (20.91 J/g) との積である。 Q_1 を $dB/dt=5 \text{ T/s}$ 、 $i_{max}=1976 \text{ A}$ 、 $B_{max}=5 \text{ T}$ の定格

表3-2 パルス駆動による交流損失測定値

i_{max} (A)	n	t(s)	ΔP (kPa)	V(L)	Q_1 (kJ)	Q_2 (kJ)
1000	6	13.25	2.98	1.75	4.46	1.49
1500	4	10.75	3.47	1.75	4.46	1.49
1500	5	13.50	4.01	2.14	5.45	1.45
1500	6	16.25	4.73	2.47	6.30	1.40
1500	11	30.00	6.47	4.60	11.75	1.42
1976	3	9.50	3.86	1.80	4.59	1.53

i_{max} :最大電流、n:パルス数、t:パルス駆動時間、 ΔP :クライオスタット内圧増加量、V:液体ヘリウム蒸発量、 $Q_1 = V \times$ (液体ヘリウム蒸発潜熱)、 Q_2 : Q_1 を1976 A、1パルスに換算した損失

パルスに換算したものが Q_2 である。ここでは、次のように考察を加えて Q_1 より Q_2 への換算方法を導いた。式(3-17)より結合損失の決定要因は dB/dt であると考えられるため、 dB/dt が同一の場合その電流変化時の発熱密度は同じとし発熱量は交流動作時の時間間隔により決定されるものとした。又、ヒステリシス損失についても dB/dt が同一の場合 i_{max} が変化してもその発熱密度は同じであると仮定した。その結果 dB/dt が同一の場合、交流動作時間は i_{max} の値に比例するから Q_2 は式(3-23)により与えられる。

$$Q_2 = (Q_1/n)(1976/i_{max}) \quad (3-23)$$

ここで、n は Q_1 についてのパルス数である。 Q_2 の平均値は $\bar{Q} = 1460$ J である。さきに得られた計算値 $Q_{ac} = 1581$ J とほぼ同じ値が得られた。この様に、交流損失の解析による計算値と測定値とは極めてよく一致しており本解析手法が妥当であるといえる。

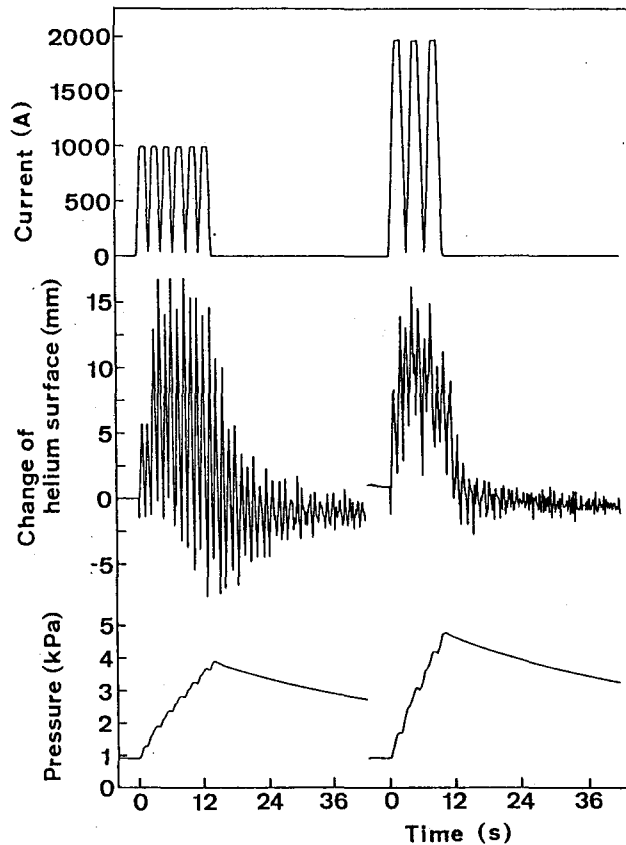


図3-8 繰り返しパルス駆動によるヘリウム液面振動とクライオスタット内圧上昇

3-5 結言

0.5 MJパルスマグネットの液体ヘリウム貯液時の無通電時及びパルス駆動時の熱侵入及び交流損失の値が解析され以下の点が明らかになった。

(1) 0.5 MJパルスマグネット貯液時の室温から液体ヘリウムへの侵入熱量は約3.0 Wで、4.2 L/hの液体ヘリウム蒸発量に相当する。又、このうち約90%までがパワーリードからの熱伝導による熱侵入であることが分かった。

(2) 0.5 MJパルスマグネットを定格速度 $dB/dt=5$ T/s、最大電流 $i_{max}=1976$ Aで駆動した場合の交流損失は1パルス当たり1460 Jであることが液体ヘリウムの蒸

発量を測定することにより確かめられ、この結果は数値計算による理論的解析値とよく一致した値となっている。

交流損失解析のためには以下のような実際的な方法がとられている。

(3) パルス駆動における磁界分布を直流駆動時のそれによって近似した。

(4) 多重フィラメント撚線素線を一様分布フィラメント領域 (UF) と常電導中心部 (NC) に分割した。更に $dB/dt=10$ T/s以下では、損失はNC領域にのみよるものとした。この計算法の妥当性は二つの領域の結合電流の時定数を算定して確かめた。

(5) NC領域の銅材料の磁気抵抗効果と、超電導フィラメントの臨界電流密度の磁界依存性を関数近似し、各々を結合損失及びヒステリシス損失の計算に於て適応した。

(6) 素線軸に対する磁界の垂直成分によって、結合損失及びヒステリシス損失を計算した。即ち、マグネットの交流損失はコイル各部の素線を微小体積に分割し、微小体積について素線軸への磁界の垂直成分を求めて交流損失を計算し、これを積算することによって得た。

(7) 本章の解析により、液体ヘリウム貯液時の超電導マグネットへの室温からの熱侵入経路を明らかにし、また交流損失の理論的予測をすることが可能になった。この結果は、超電導マグネットの冷却機器の能力を設計する場合において、極めて重要な情報である。

参考文献

- 1) Y. Murakami, et al., "Experiments and analyses of thermal characteristics and stress/strain distribution of a 0.5 MJ pulsed coil", Advances in Cryogenic Engineering, Vol.29, (1984)167.
- 2) J. P. Holman, "Heat Transfer", McGraw-Hill Book Company (1976).
- 3) 「低温工学ハンドブック」 低温工学協会関西支部、海外低温工学研究会 訳、低温工学ハンドブック編集委員会編、内田老鶴圃新社。

- 4) M. Wilson, "Superconducting magnets", Clarendon (1983).
- 5) T. Ogasawara, et al, "Alternating field losses in superconducting wires carrying dc transport currents", Cryogenics, Vol.19, (1979) 736.
- 6) F. Sumiyosi, et al., "Coupling current losses in a multi-filamentary superconducting wire with a normal metal core", Cryogenics, Vol.22, (1982)155.
- 7) O. Tsukamoto, "Stability of high current density composite superconductor subject to pulsive and local disturbance", IEEE Trans. on Magnetics, Mag-21, (1985)370.
- 8) 「超電導」 日本物理学会編、第11章、丸善 (1979)。
- 9) Takei, et al., "Development of stranded conductors for pulsed magnet", Proc. US-Japan Workshop on SMES, (1981)496.
- 10) T. Satow, et al., "Development and characteristics of 0.5 MJ pulsed superconducting magnet", Proc. ICEC9, (1982)309.
- 11) N. Ohuchi, et al., "Thermal characteristics of a 0.5 MJ pulsed coil", Tech. Rep. Osaka Univ., Vol.34, (1984)255.
- 12) 村上、他、「超電導パルスマグネットの交流損失」 電気学会論文誌、106巻11号、(1986)985。

第4章 超臨界ヘリウムによる強制冷却マグネットシステム

4-1 緒言

本章では、強制冷却マグネットの安定性解析及び超臨界ヘリウム (SHE) の流体特性解析 (第5・6章) に用いられた実験装置について述べる。被冷却体は、短尺強制冷却ホロー導体コイル (SHETEM1)、実規模長強制冷却ホロー導体コイル (SHETEM2a,b) 及び模擬冷却管路である。冷却材としてはいずれもSHE が用いられており、ここではその循環システムに付いても述べる。

4-2 強制冷却コイル

強制冷却導体は6個のLCTコイルのうち、Westinghouse(USA)、Swiss、Euratomの導体¹⁾²⁾³⁾に既に採用されている。その導体の断面は図4-1⁴⁾に示されている。強制冷却マグネットに用いられている導体は大別すると、冷却用導管の周りに超電導線が巻かれているホローコンダクタータイプ (図4-1のSwiss) と冷却用導管の内部に超電導線が存在するCable-in-Conduitコンダクタータイプ (図4-1のWestinghouse) に分けられる。Cable-in-Conduitコンダクタータイプは、素線を細分化できるため、SHEとの熱伝達表面積を大きくとれるうえ交流損失を低減することができ熱的には非常に安定である。しかしながら、導体部分でのSHEの圧力降下が大きくなる他、Conduit内での素線の電磁応力に対する処置がとられていないため素線の動きによる摩擦熱の発生があるなどの欠点を持つ。これに対し、ホローコンダクタータイプの導体は実際にはSHEの間接冷却になり急峻な発熱に対してはCable-in-ConduitタイプよりもSHEへの熱伝達時間は遅れるが、同じヘリウム通過断面積をもつ導体であればCable-in-ConduitタイプよりもSHEの圧力損失が小さく大きな流量がとれるためコイル内部の熱をコイル系から早く取り出すことが出来る。又、超電導線が冷却管路と一体化しているため電磁応力による素線の動きは殆ど無く直流動作のマグネットとして用いた場合、線材の動きによる摩擦発熱は無いと考えられる。これらの他に、Cable-in-Conduitコンダクタ

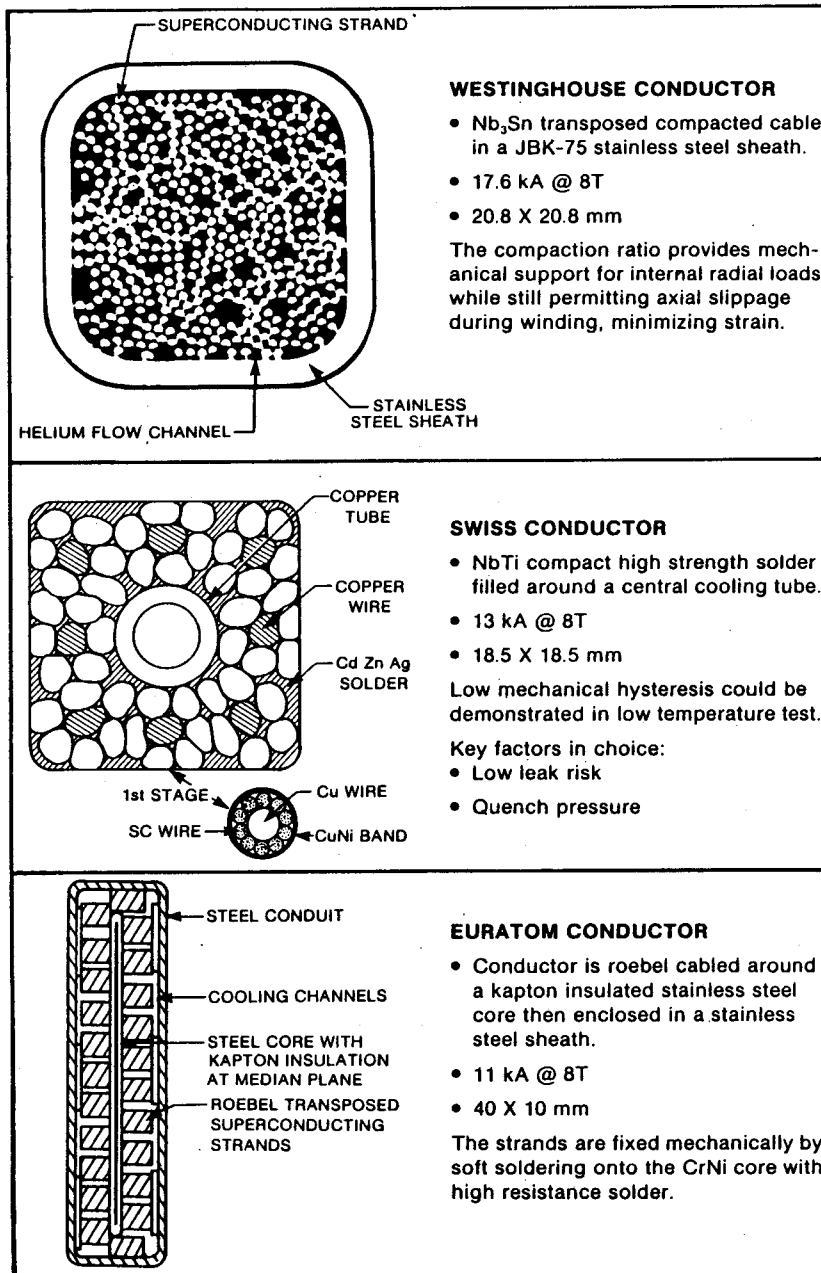


図4-1 LCT計画に用いられたWestinghouse、Swiss、Euratomの強制冷却導体。

一とホローコンダクターの中間的な構造を持つものも存在する⁵⁾。

本研究で用いられている強制冷却導体は後者のホローコンダクタータイプのもので、熱負荷時のSHEの流体特性が導体の超電導安定性に与える影響を解析することを研究の主目的としている。又、本研究では強制冷却のパルスマグネットへの応用を考えており、この場合熱負荷（交流損失）は導体の全長に及ぶため流れの変化は導体の軸方向が主となり、本研究目的に対してはホローコンダクターで強制冷却全体にわたる結果を得ることが可能である。

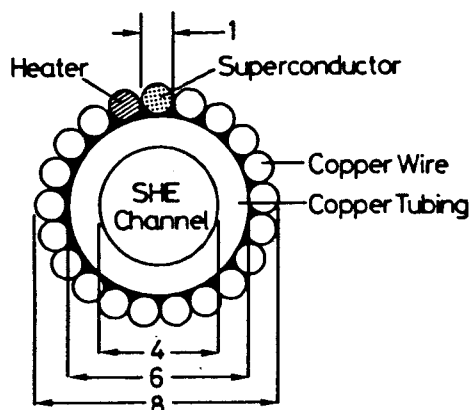


図4-2 SHETEM1導体断面図

4-2-1 短尺強制冷却ホロー導体コイル

ホローコンダクターの基本的な特性を確認するために、まず短尺（約6.5 m）の導体をコイルに巻いて実験を行った。以後、本コイルを SHETEM1 (SHE TEST MAGNET) と呼ぶ。SHETEM1 の断面図が図4-2 に示されている。冷却チャンネルとして銅パイプが用いられており、その周りに超電導線 1本、ヒーター線 1本、ダミー銅線19本が燃ピッチ80mmで巻かれている。超電導線と銅線は、銅パイプに直接半田付けされているがヒーター線はカプトンテープにより電気絶縁されている。冷却チャンネルの直径は4 mmあり、ポイド率（SHE の通過断面積／導体の全断面積）は28%である。超電導線は直径が 1.0 mm あり、その構成は直径が53.7 μm の NbTi のフィラメントを163 本より合わせた極細多芯超電導線で安定化材として銅を用いている。温度4.2 K での臨界電流は、2 T の磁場下で950 A、5 Tでは480 A となっている。ダミー銅線としては直径1 mmの無酸素銅線が使用されており、残留抵抗比（RRR）は214 である。このホローコンダクターに熱負荷を与えて常電導転移を起こさせるためのヒーター線は、導体全体にわたり超電導線に平行に取り付けられている。ヒーターの材質はCu-10.5Ni-0.2Mn が用いられており、

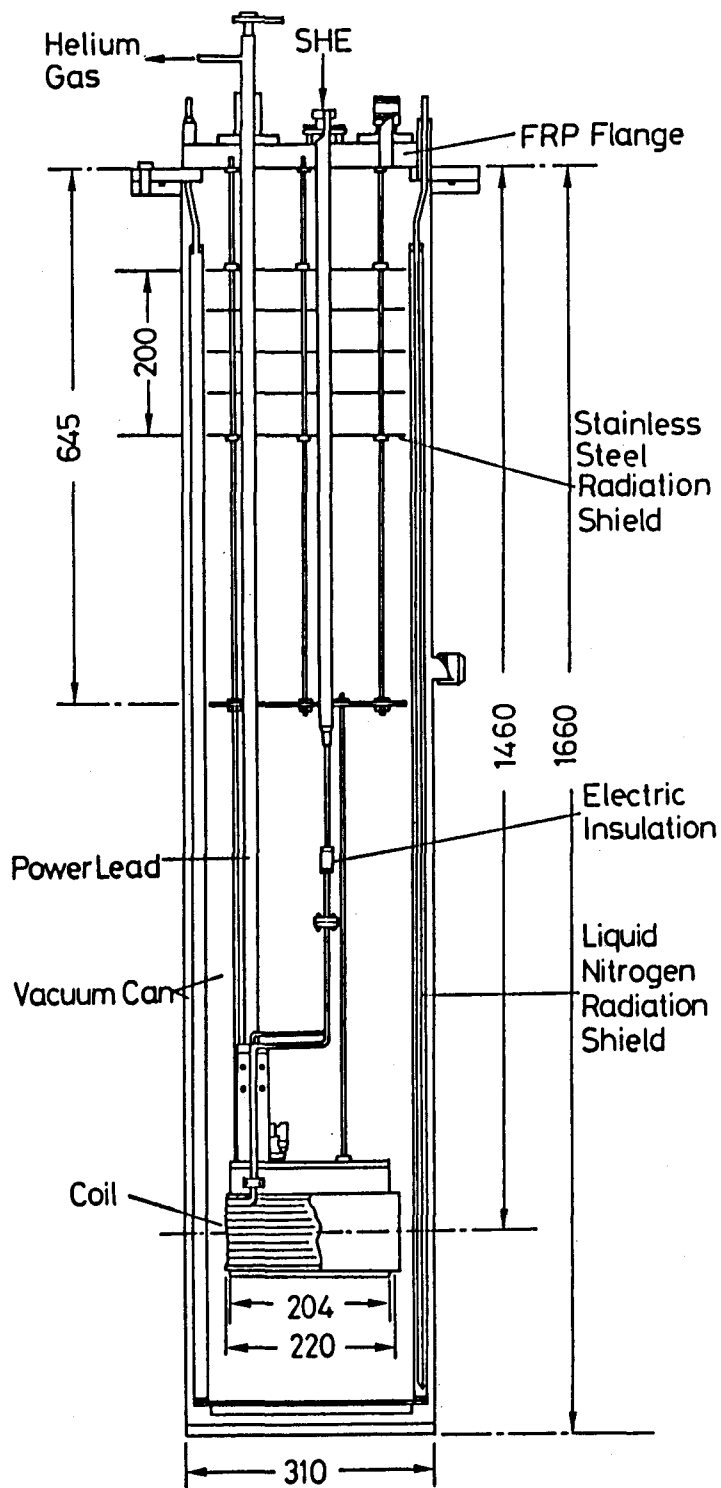


図4-3 SHETEM1コイルクライオスタット

表4-1 SHETEM1及びクライオスタットの仕様

コイル		ダミー銅線（無酸素銅）	
外径	220 mm	残留抵抗比（RRR）	214
内径	204 mm	ヒーター線（Cu-10.5Ni-0.2Mn）	
高さ	85 mm	抵抗値	0.23 Ω/m
ターン数	9.75		(4.2 K, 0 T)
導体（外部燃線型ホロー導体）		クライオスタット	
導体長	6500 mm（導体部）	高さ	1660 mm
外径	8.2 mm（含絶縁）	外径	350 mm
内径	4.0 mm	断熱室素槽内径	260 mm
断面積	44.7 mm ²	パワーリード（300 A 強制冷却型）	
ボイド率	28 %	全長	1340 mm
構成		通電断面積	25 mm ²
超電導線	1（φ1.0 mm）		（上部 600 mm）
ダミー銅線	19（φ1.0 mm）		15 mm ²
ヒーター線	1（φ0.84 mm）		（下部 740 mm）
銅パイプ	外径 6.0 mm	銅素線	
	内径 4.0 mm	直径	0.1 mm
燃ピッチ	80 mm	残留抵抗比（RRR）	83
超電導線（Cu/NbTi）		本数	3200（上部）
フィラメント数	163		1900（下部）
フィラメント径	53.7 μm	ボイド率	84 %（上部）
臨界電流	950 A（4.2K, 2T）		90 %（下部）
	480 A（4.2K, 5T）	熱侵入（1本当り）	0.15 W
			（SHE ガス量0.013 g/s）

その抵抗値は0 T、4.2 Kで $0.23 \Omega/\text{m}$ である。SHETEM1 は導体長が6500 mm でターン数が9.75のソレノイドコイルである。又、コイル巻径は212 mmで、コイルの高さは85 mm である。図4-3 にはSHETEM1 を真空容器に設置した断面図が示されている。本クライオスタットの高さは1660mm、外径が 350 mm で、内部にふく射断熱用の液体窒素槽がある。パワーリードは本コイル用に自作したものであり、全長が1340 mm で、上部 600 mm は通電断面積が 25 mm^2 、下部は 15 mm^2 の強制冷却型である。通電部分はステンレスパイプの中に設置された直径0.1 mmの銅線（RRR=83）から構成されており、その本数は上部で 3200 本（ポイド率84%）、下部で 1900 本（90%）である。パワーリード 1本当りの侵入熱は、SHE の流量を 0.013 g/s とした場合 0.15 W であった。コイルと冷却系の電気絶縁としてセラミック継ぎ手が用いられたが、極低温、高圧のSHE を流した場合でも真空に対する信頼性は充分であった。以上述べたSHETEM1 及びクライオスタットの仕様は表4-1 にまとめてある。

4-2-2 実規模長強制冷却ホロー導体コイル

SHETEM1 が導体長6.5 m の短尺の強制冷却コイルであったのに対し、SHETEM2 は実規模クラスの導体長を持つホローコンダクターが熱負荷を受けた場合にどのような振舞いをするのかを解析するために設計・製作された。SHETEM2 は、設計上 SHE の流れの特性及び予冷状態を解析するために製作されたSHETEM2aと、0.5 MJ パルスマグネットを用いた誘導加熱実験のために製作されたSHETEM2bの二つがある。これらは、基本的な導体の構造は同じであるが、導体長と導体の構成が各々の実験に応じられるように工夫が施されている。以下に、これらのコイルの説明を行う。SHETEM2aは、ホローコンダクター構造であることはSHETEM1 と同様であるが、SHE の流れの特性を評価する上では実用規模クラスの導

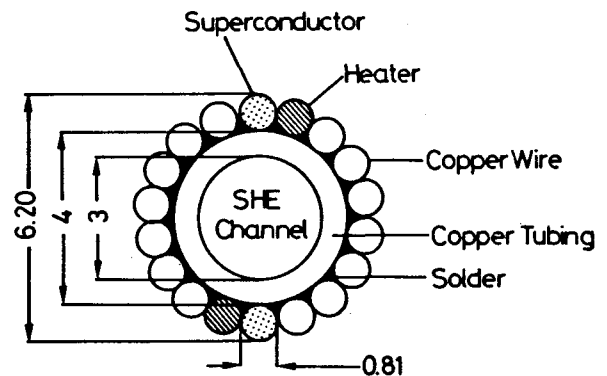


図4-4 SHETEM2a導体断面図

体長（87 m）を持つコイルである。SHETEM2aの導体断面図とコイルの概略図を図4-4、5に示してある。導体の構成は基本的にはSHETEM1と同じであるが、外部燃線型ホロー導体で銅パイプの周りに超電導線 2本、ヒーター線 2本、ダミー銅線14本が巻かれてある。超電導線とダミー銅線は銅パイプに半田付けされ、ヒーター線はSHETEM1と同様導体全長にわたり超電導線に平行に巻かれてある。このような加熱は、パルスマグネットの交流損失及びクライオスタットの真空劣化などにより発生する導体全体への熱負荷を模擬している。超電導線はNbTi線が用いられており、臨界電流は480 A（2 T、4.2 K）である。

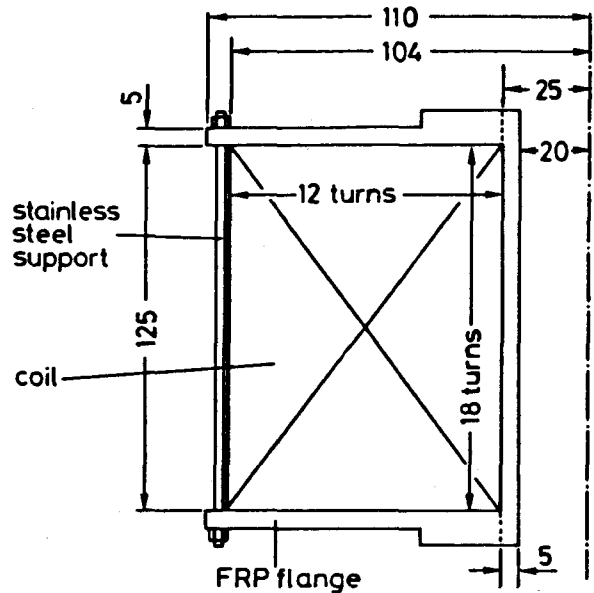


図4-5 SHETEM2aコイル概略図

SHETEM2aは、高さ125 mm、外径207 mmのソレノイドコイルである。本コイルはターン数が 215（半径方向12層、軸方向18ターン、最内層のみ17ターン）、自己インダクタンス2.36 mH であり、通電電流に対するコイル中心部分での磁界の強度定数は 1.55×10^{-3} T/Aである。また、本コイルには各層毎に電圧タップが設置されており加熱時の常電導転移場所を確認することが可能になっている。熱特性の面からは、各層間に0.5 mmのFRP シートが挿入されていることと導体自体に電気絶縁材としてカプトンテープを巻いていることなどから、導体のターン間の熱伝導率は非常に小さく、この間の熱的影響は殆ど無視することができる。

SHETEM2aは、SHETEM1 と同様の真空容器に設置され実験が行われた。パワーリードは、SHETEM2a用に自作したものをを用いており設計電流値は800 A である。全長は1400 mm あり、通電断面積は上部700 mmで42 mm²、下部700 mmでは28 mm² である。ボイド率は上部で76%、下部で84%である。SHETEM2aの仕様は表4-2 に示

表 4-2 SHETEM2aの仕様

コイル		超電導線 (NbTi極細多芯線)	
外径	205 mm	銅比	Cu/CuNi/NbTi=2/0.4/1
内径	50 mm	臨界電流	480 A (4.2K、2T)
高さ	125 mm	ダミー銅線 (無酸素銅線)	
ターン数	215	残留抵抗比	188
インダクタンス	2.36 mH	ヒーター線 (Cu-10Ni)	
磁場定数	1.55×10^{-3} T/A	抵抗値	0.23 Ω /m
導体 (外部燃線型ホロー導体)		パワーリード (800A強制冷却型)	
導体長	87 m	全長	1400 mm
外径	6.2 mm	通電断面積	42 mm ²
内径	3.0 mm		(上部700 mm)
断面積	22.8 mm ²		28 mm ²
ボイド率	31 %		(下部700 mm)
構成		銅素線	
超電導線	2 (ϕ 0.81 mm)	直径	0.1 mm
ダミー銅線	14 (ϕ 0.81 mm)	残留抵抗値	83
ヒーター線	2 (ϕ 0.7 mm)	本数	5380 (上部)
銅パイプ	外径 4 mm		3580 (下部)
	内径 3 mm	ボイド率	76 % (上部)
燃ピッチ	80 mm		84 % (下部)
		熱侵入 (1 本当り)	1 W
			(SHE 流量 0.04 g/s)

されている。

SHETEM2bがSHETEM2aと異なる点は、0.5 MJパルスマグネット内部に設置されて非常に急激な磁界変動を受けるため、超電導破壊検出用の電圧タップがコイルに誘起される電圧の影響を受けないように導体に対してバイファイラ一卷になっていることである。そのため、導体のダミー銅線数本を取り除きその部分に電圧検出用のリード線を設置した。この様子は図4-6 に示されて

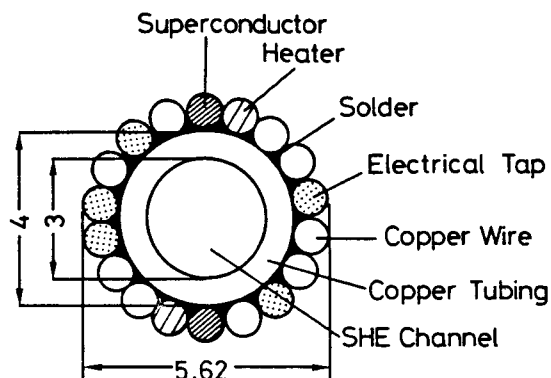


図4-6 SHETEM2b導体断面図

表4-3 SHETEM2bの仕様

コイル		銅パイプ	外径	4 mm
外径	220 mm		内径	3 mm
内径	187 mm	燃ピッチ		80 mm
高さ	165 mm	ヒーター線 (CuNi)		
ターン数	79.5			JIS、C-2532熱電対規格品
インダクタンス	1.1 mH	抵抗値		0.3 Ω/m
磁場定数	0.48×10^{-3} T/A	パワーリード (300 A 強制冷却型)		
導体 (外部燃線型ホロー導体)		全長		1400 mm
導体長	43.5 m	通電断面積		14 mm ²
構成		銅素線		
超電導線	2 (φ0.81 mm)	本数		1800
ダミー銅線	9~13 (φ0.81 mm)	ボイド率		85 %
ヒーター線	2 (φ0.45 mm)			

いる。常電導領域発生場所確認のため導体は約11 m毎に 5箇所からリード線が取り出されている。SHETEM2bの導体長は43.5 mで、ターン数79.5のソレノイド巻である（半径方向3層、軸方向26.5ターン）。超電導線及びダミー銅線はSHETEM2aと同じものを用いているが、ヒーター線は熱電対規格品のCuNi(JIS、C-2532)を用いている。又、ヒーター線と導体との熱接触を良くするためにアピエゾンNのグリースが含浸されている。SHETEM2bの自己インダクタンスは1.1 mHで、磁場強度定数は $0.48 \times 10^{-3} \text{T/A}$ である。ターン間及び層間の電気絶縁はSHETEM2aと同様である。パワーリードは300 A用のものが用いられた。SHETEM2bの仕様はSHETEM2aと異なる点について表4-3に示されている。

4-3 超臨界ヘリウム強制冷却システム

4-3-1 強制冷却システム

図4-7には実験システムのフロー図が示されている。寒冷発生源は、阪大 0.5 MJパルスマグネットの予冷に使用された設備（図2-4）と基本的に同じである。システムの構成機器は、圧縮機・冷凍機・液体窒素ボイラー・バルブボックス・SHE発生装置・コイルクライオスタットである。強制冷却コイルの予冷段階においては、圧縮機より圧送される約20 kg/cm²（以下kg/cm²で表示している時はゲージ圧力、即ち大気圧を0 kg/cm²としたときの差圧で表す）のヘリウムガスを液体窒素ボイラーあるいは冷凍機により、ガス温度を80 Kと20 K迄下げ、この低温ヘリウムガスによりSHE発生装置と強制冷却コイルを冷却する。SHE発生装置と強制冷却コイルの予冷終了後、SHE発生装置に液体ヘリウムを注入し冷凍機から供給される約10 KのヘリウムガスをSHE発生装置内部の熱交換器と液体ヘリウムにより4.5 Kまで下げSHE状態にする。この時、圧縮機で20 kg/cm²まで高められたヘリウム圧力は冷凍機の膨張エンジンで約15 kg/cm²、バルブボックスの低温弁により10 kg/cm²以下に下げられる。SHEは強制冷却コイルを冷却し超電導状態にするが、一部はパワーリードに分流され、この部分からの伝導による熱侵入を低減している。強制冷却コイル冷却後のSHEは、SHE発生装置に戻されJ-T弁による等エンタルピー膨張により一部再液化し液体ヘリウムの減少を防い

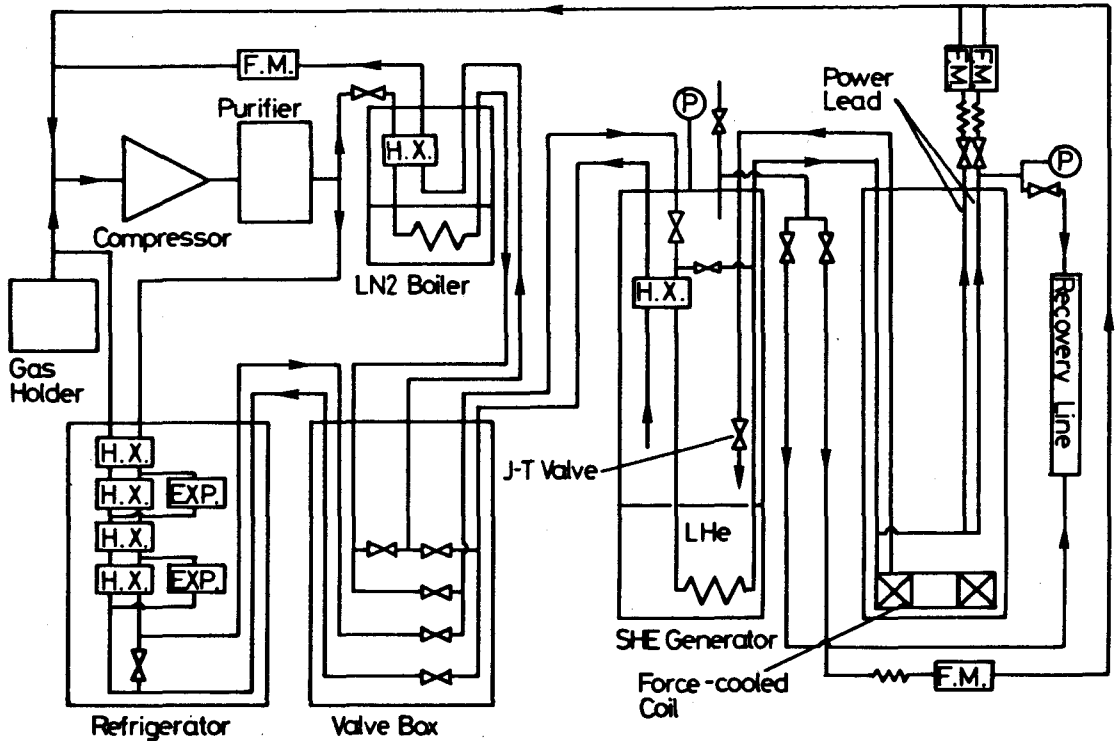


図4-7 強制冷却システムガスフロー図

でいる。図4-8 にはヘリウムの相図⁶⁾⁷⁾ が示されている。本実験では斜線部分の SHE が用いられた。

4-3-2 超臨界ヘリウム発生装置

SHE 発生装置は、冷凍機より送られてくるヘリウムガスをクライオスタット内部の熱交換器により蒸発ヘリウムガスと熱交換させ、更に下部のフィンチューブにおいて液体ヘリウムと再度熱交換させることによりSHE を発生させる装置である。図4-9 にその概略図が示してある。SHE の流量調節は、熱交換器手前の低温バルブとJ-T 弁により行われる。また、強制冷却コイル予冷用として熱交換器直前にバイパス弁を設けており、これにより予冷時にコイルから戻って来る温度の高いヘリウムガスの影響を少なくしている。フィンチューブ以後の配管は、オリ

フィス流量計部分を除きすべて二重管とし、真空断熱によりクライオスタット内でのSHE への熱負荷の影響を極力少なくしている。

本装置単体での能力は、コイル側の低温配管をクライオスタット出口部分で短絡することにより測定され約2L/hの割合で再液化できることが判明している。また、強制冷却コイル接続時では 1 g/sのSHE を安定に発生でき、連続して長時間の運転が可能である。表4-4 には、SHE 発生装置及びクライオスタットの仕様が示されている。

4-3-3 流体解析用模擬冷却管試験装置

流体解析用模擬冷却管試験装置の概略図が図4-10に示してある。クライオスタットは、SHE 発生装置に用いられたものを使用している。又、本装置はSHE の発生及び実験が一つの装置で行えるように設計、製作された。図4-11にはそのフロー図が示してある。冷凍機から送られてくる約10 Kのヘリウムガスを試験装置内のコリンズ式熱交換器により蒸発ヘリウムガスと熱交換させ 5 K迄下げる。この時点でヘリウムガスはすでに超臨界ヘリウム状態であるが、更に低温にするため液体ヘリウムと熱交換させ温度 4.5 K、圧力 0.5~1.0 MPa のSHE にする。このSHE は、同一装置内に取り付けられている試験容器（真空容器）内に運ばれ、実験区間を通過の後J-T 弁により再液化される。流量調節は試験容器の前後に取り付けられたJ-T 弁により行う。又、熱交換器を通過後、予冷用として或はSHE 動作時にはヘリウム液化用としてJ-T 弁を設けてある。本装置は、SHE が

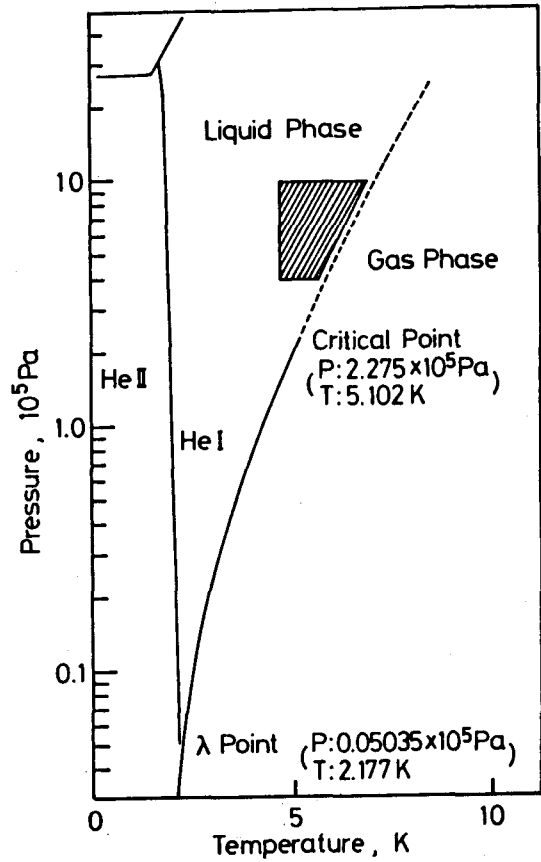


図4-8 ヘリウム相図

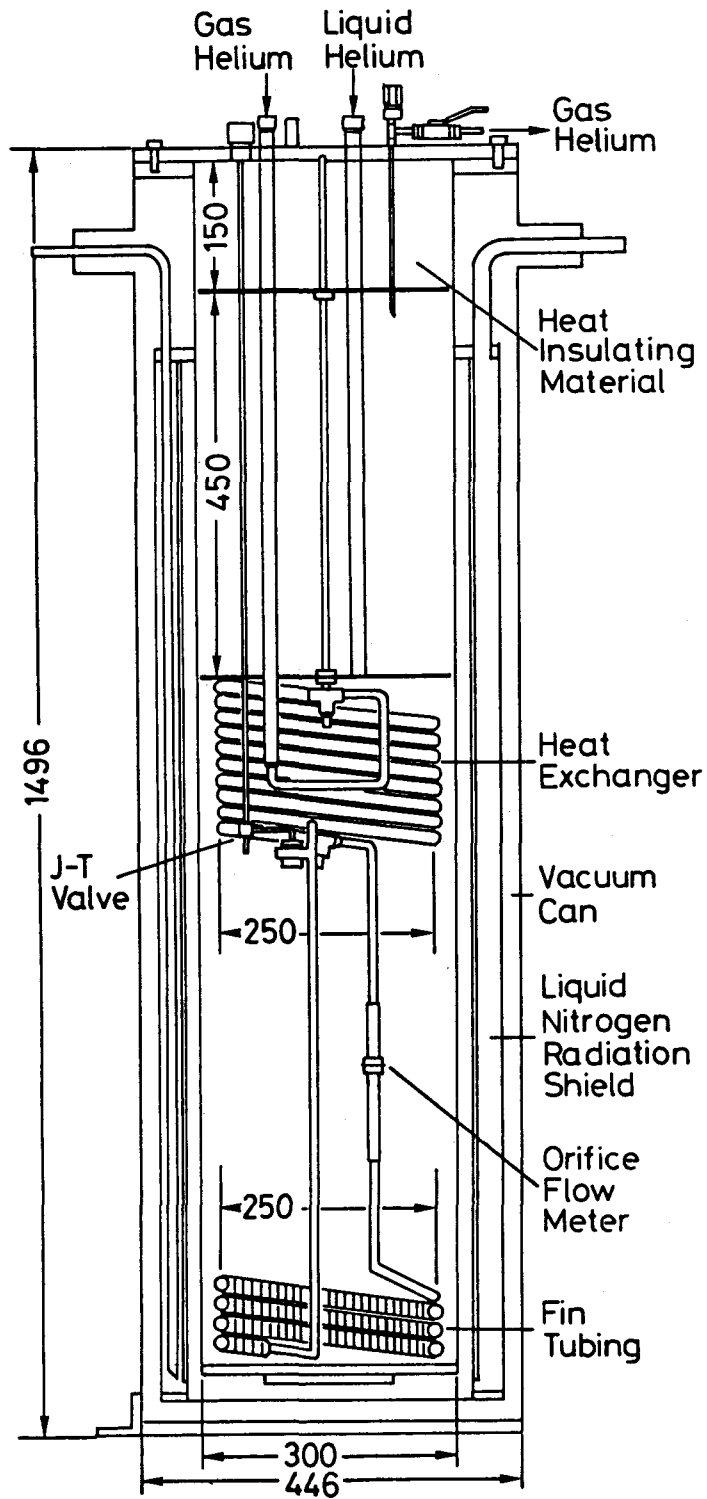


図4-9 超臨界ヘリウム発生装置

表4-4 SHE発生装置及びクライオスタット仕様

クライオスタット		フィンチューブ	
高さ	1496 mm	長さ	5600 mm
内径	300 mm	銅パイプ	5.1mm (OD)
外径	446 mm		×0.25mm (t)
寒冷再生熱交換器		フィン高さ	1.0 mm
形式	Tube-in-Tube	フィン厚	0.1 mm
長さ	5000 mm	フィン間隔	0.8 mm
外管	12.8mm (OD) ×0.8mm (t)	J-T弁	1 個
内管	6.4mm (OD) ×0.8mm (t)	流量調節低温弁	2 個

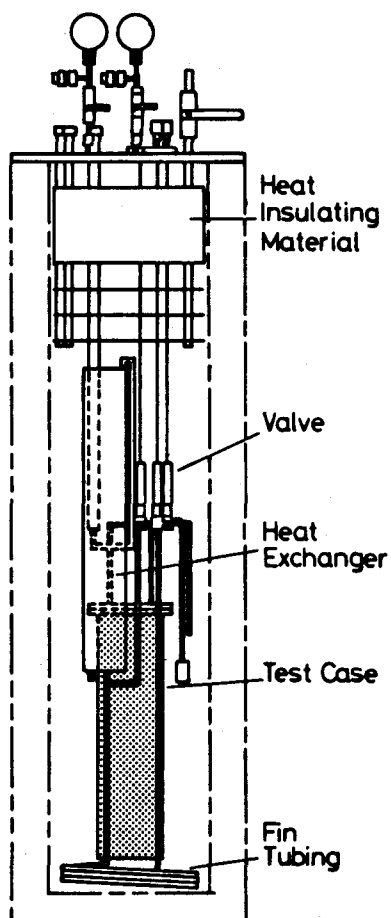


図4-10 流体解析用模擬
冷却管試験装置

室温部に出ないことから5 L/h の液化能力を持つことが確認されている。

図4-12には試験容器内部の様子が示されている。試験容器は、4.5~10 K のヘリウムガス雰囲気中に設置されかつ高真空を保持するためフランジ部分は全てインジウムによりシールされている。又、継ぎ手部分は金属 Oリング（銀コーティング SUS製）⁸⁾を用いることにより冷却管内を高圧、極低温のSHE が流れても真空リークの無い構造となっている。極低温領域でのリード線及び導圧管の取り出し部分は、エポキシ系の樹脂（Stycast 1266、2850GT）⁹⁾により固められ真空封じされている。この結果、容器内はつねに 10^{-6} Torr の圧力に保たれている。リード線は全て容器フランジに取り付けた 2個の銅ブロックによりサーマル・アンカーされ、室温からの熱侵入を排除している。以上のことより、サンプル部分への熱侵入は熱伝導によるものが7.2 mW、ふく射によるものが10 μ W以下であると考えられ、室温領域及び周囲のヘリウムガスからの熱的影響は殆ど無い。導圧管は外径1 mm内径0.5 mmの SUS製キャピラリー管が用いられており、室温領域で圧力測定が行われている。又、これによる圧力振動及び熱振動は観測されなかった。

図4-12に示されているサンプルは、SHETEM2aのSHE 流体解析に用いられたものである。このサンプル（Sample 2）は管路長が20 mあり、外径3 mm、内径2.7 mmのステンレス管を巻径 110 mm で60ターンのコイル状にしたものである。サンプルには4 m 毎に導圧管とカーボン抵抗温度計が全部で 6箇所取り付けられている。加熱は、SUS 管に電流を流し冷却管自体のジュール発熱により行う方式がとられている。そのため、導圧管は全て電気絶縁されており、又各ターン間も木綿糸で電氣的及び熱的に絶縁が取られている。SHE のガス温度は、冷却管内に直接カーボン抵抗温度計を挿入することにより測定を行っている。SHETEM1 の流体解析には、これよりも管路長の短いサンプル（Sample 1）が用いられた。Sample 1、2のパラメーターは表4-5 に示されている。

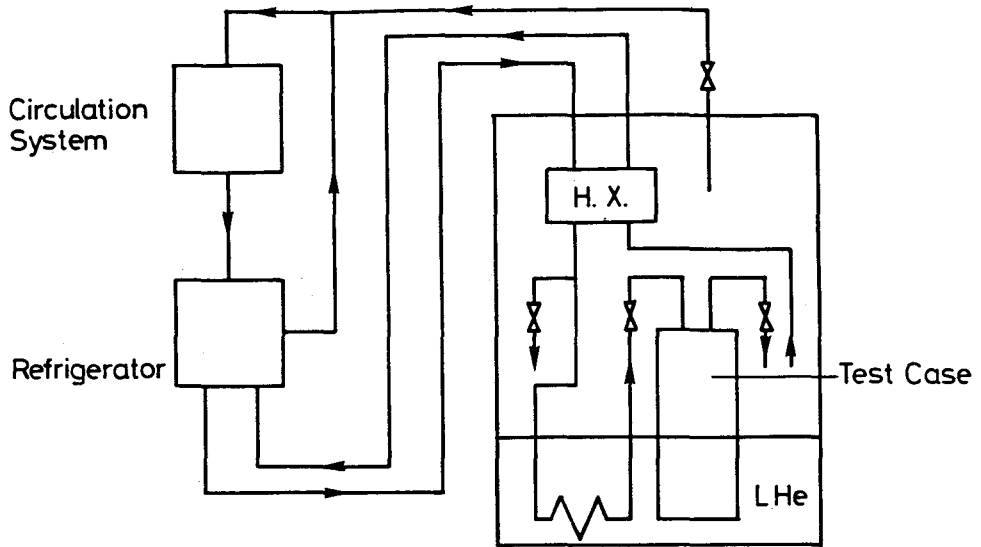


図4-11 流体解析用模擬冷却管試験装置フロー図

表4-5 Sample 1、2 のパラメーター

	Sample 1	Sample 2
材質	SUS 304	SUS 304
管路長	3 m	20 m
外径	3.18 mm	3.0 mm
内径	2.88 mm	2.7 mm
加熱区間	2.7 m	20 m
巻き径	100 mm	110 mm
ターン数	9.6	60
温度測定場所	10 (30 cm 間隔)	6 (400 cm 間隔)
圧力測定場所	2 (入口、出口)	6 (400 cm 間隔)

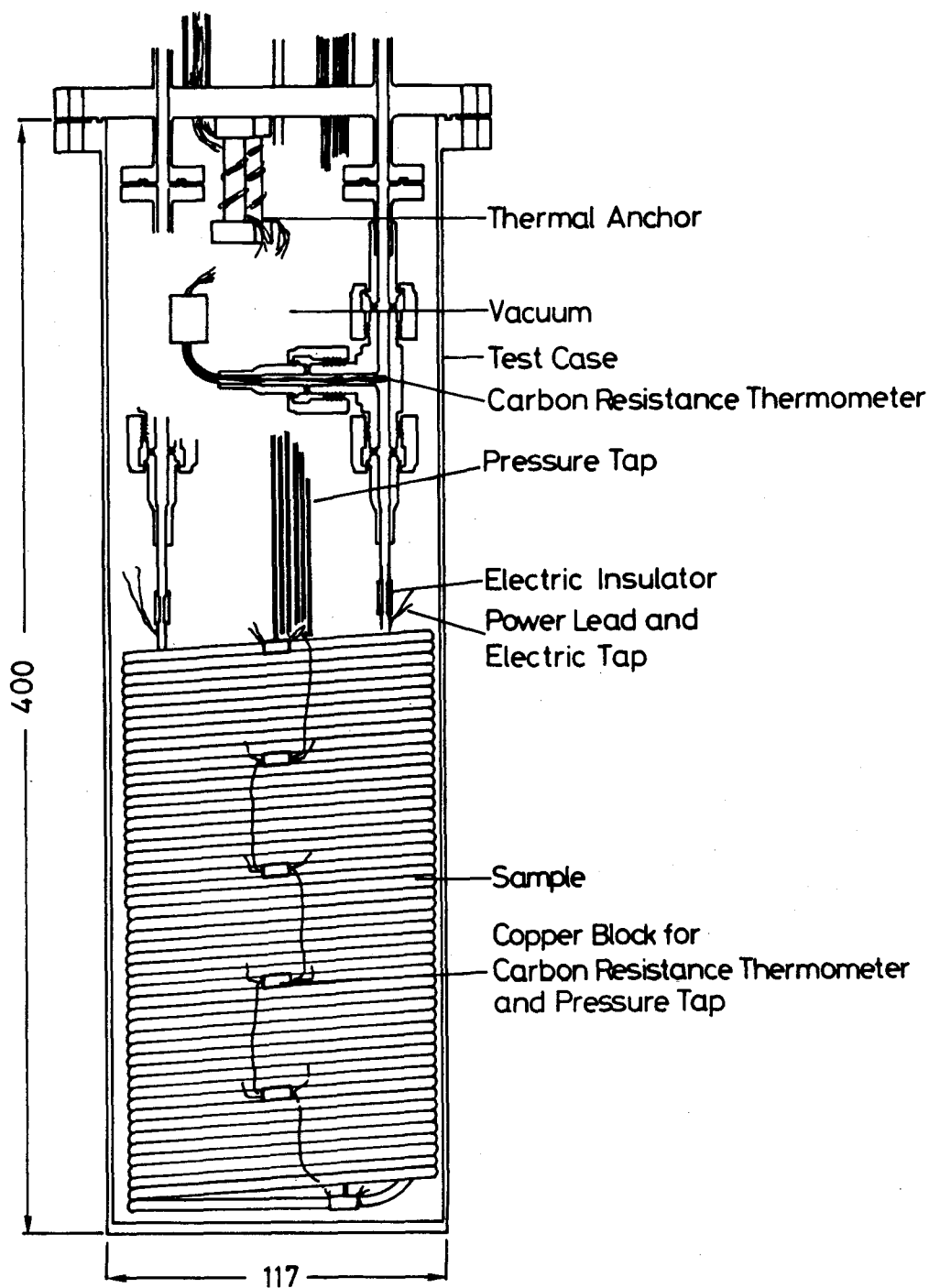


図4-12 流体解析用模擬冷却管試験装置テスト区間の詳細図

4-4 0.5 MJパルスマグネットによる誘導加熱実験システム

SHETEM2a及び模擬冷却管試験装置による加熱試験ではSHEの流体特性の面から強制冷却マグネットのパルス応用に対する問題点を検討した。本実験システムではこれらの実験結果を基にして、パルスマグネット応用の面からより現実的なモデルを模擬するために構成された。つまり、0.5 MJパルスマグネットをバイアスマグネットとして用い、強制冷却マグネットに変動磁界を印加し導体内部で交流損失を発生させる。0.5 MJパルスマグネットを連続運転し、断続的に発生する交流損失に対する強制冷却マグネットの安定性を解析する。0.5 MJパルスマグネットは前章でも述べたように最大 $dB/dt=10$ T/s、 $i_{max}=1000$ Aの励磁速度で運転することが可能である。0.5 MJパルスマグネットの内径及び高さが310 mmと255 mmであるのに対し、SHETEM2bのコイルの外径と高さは各々187 mm、165 mmであることから、0.5 MJパルスマグネットによりSHETEM2b全体にほとんど均一な磁場を与

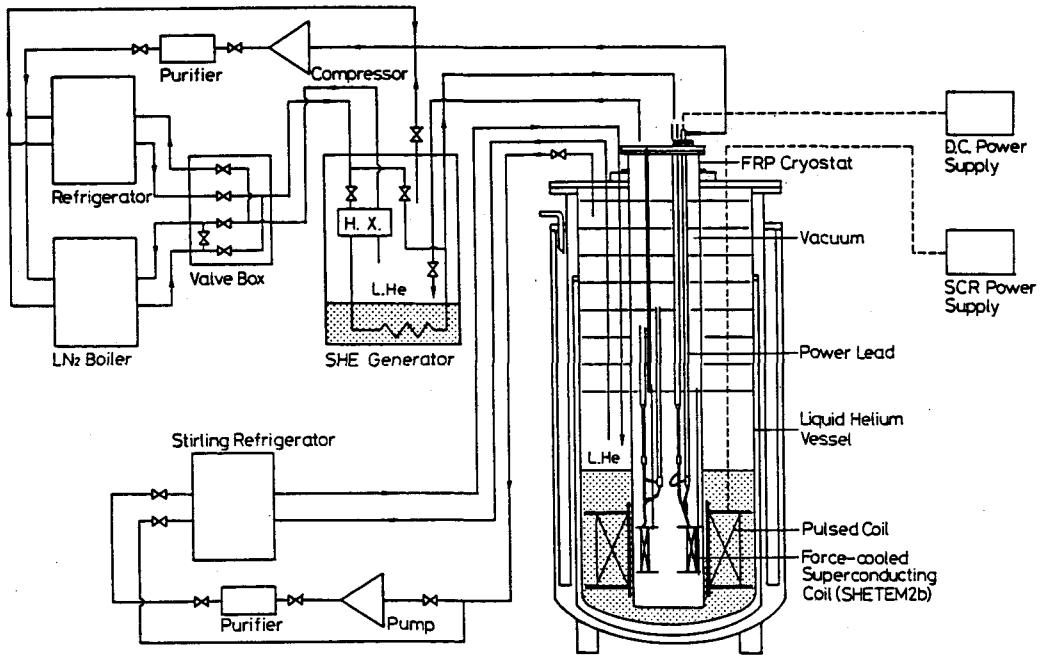


図4-13 強制冷却コイル誘導加熱実験システム

えることができる。図4-13には強制冷却コイル誘導加熱実験システムの概略図が示してある。SHETEM2bは0.5 MJパルスマグネットに対しコイルの軸方向及び半径方向が同一の中心点を持つように設置されている。SHETEM2bが0.5 MJパルスマグネットの中心に位置すれば、SHETEM2bに作用するコイル軸方向の電磁力は零である。各々のコイルの中心がずれた場合、SHETEM2bを中心に移動させようとする力が作用する。この電磁力は、SHETEM2bが軸方向に2層分(1.4 cm)ずれた場合69 kg重になる。但し、この値は0.5 MJパルスマグネット及びSHETEM2bの励磁が各々5 T、0.24 Tの場合である。コイルは直径8 mmのステンレス棒3本で保持されているが、このステンレス棒に働く力は0.46 kg重/mm²となり充分安全な値の範囲内である。

強制冷却コイルであるSHETEM2bは、浸漬冷却方式の0.5 MJパルスマグネットの液体ヘリウム槽とは分離される必要があるため真空容器内に設置した。また、パルスマグネットの励磁による渦電流損が真空容器に発生するのを防ぐために、クライオスタットはプラスチック(FRP)製のものが用いられた。

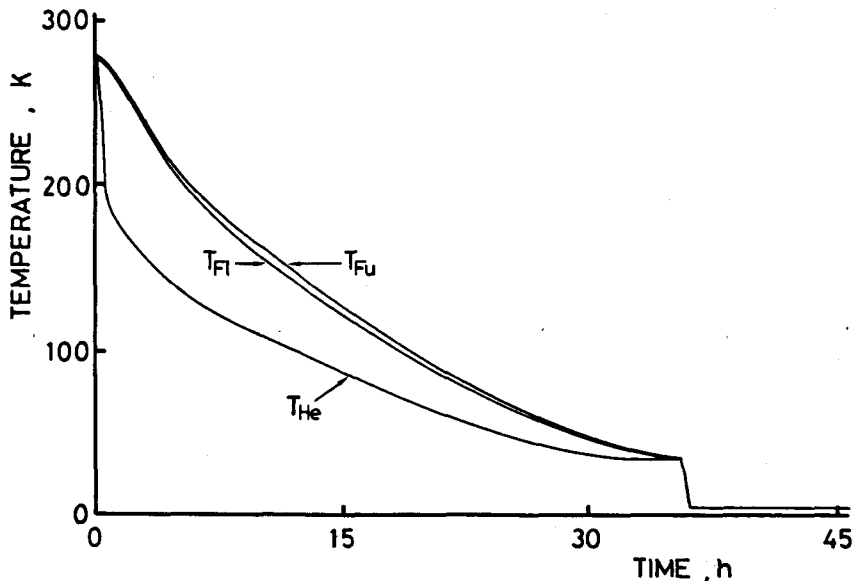


図4-14 スターリングサイクル小型冷凍機による0.5 MJパルスマグネットの予冷却曲線 (T_{Fl} :コイル上部FRP フランジ温度、 T_{Fu} :コイル下部FRP フランジ温度、 T_{He} :予冷管出口部分ヘリウムガス温度)

強制冷却システムはSHETEM2aの場合と全く同一であるが、SHETEM2bでは超臨界ヘリウム発生装置から強制冷却マグネット間の低温配管の長さが二倍近くなる（430 cm）ため、この区間での熱侵入が増加した。SHETEM2bの場合、SHE の流量 1 g/s に対しSHE 発生装置でのガス温度が4.5 K、コイル入口部分での温度が 5.3 K であったことより、片道での熱侵入が約3.23 Wと計算される。SHETEM2aの場合、この値は1.94 Wであった。しかしながら、SHETEM2bの場合ではパワーリード通電断面積がSHETEM2aの場合よりも、約 1/3～1/2 に抑えられているためシステム的な熱負荷の値は殆ど変化はなかった。

0.5 MJパルスマグネットの予冷システムは、強制冷却系とは完全に分離され、スターリングサイクル小型冷凍機¹⁰⁾ が用いられた。本冷凍機の能力は20 Kで40 W の冷凍能力を持っており、これは従来の冷凍機の能力の約 60 %に相当する。図4-14には、小型冷凍機を用いた場合の0.5 MJパルスマグネットの予冷曲線が示されている。循環ヘリウムガス流量0.3 g/s で、室温から35 Kまでの予冷を行うのに約35.5時間を要している。SHETEM2bの電源には最大電流値300 A の直流電源、0.5 MJパルスマグネットにはサイリスタ電源が用いられた。

4-5 結言

本章では、超臨界ヘリウムによる強制冷却マグネットシステム及び超臨界ヘリウム流体解析用模擬冷却管試験装置について述べた。これらの装置は、いずれも設計どりの動作をしており、以下に要点をまとめる。

(1) 強制冷却システムは、1 g/s の超臨界ヘリウムを安定にコイル系に供給することができ、強制冷却コイルがDC運転される場合であれば長時間の運転に耐えるものである。

(2) パワーリードは、熱伝達表面積の非常に大きなCable-in-Conduitタイプが用いられた。そのため、室温からの伝導による侵入熱を効率よく排除でき、コイルが安定に動作した一因となっている。

(3) コイルと冷却系の電気絶縁としてセラミック継ぎ手が用いられたが、極低温、高圧の超臨界ヘリウムを流した場合でも真空に対する信頼性は充分あること

が分かった。

(4) 強制冷却マグネットシステムにおける超臨界ヘリウムへの熱負荷の大きなものとして、パワーリードの他に低温配管があり、本実験装置ではこの部分の熱負荷が最大であった。実規模のシステムにおいては長距離の低温配管が用いられることが考えられ、冷却システムに対する負荷を低減するためには熱侵入の少ない低温配管の設計が必要である。

(5) 超臨界ヘリウム発生装置及び模擬冷却管試験装置単体では、各々2 L/h と5 L/h のヘリウム液化能力を持つことが確かめられており、本実験システムにおいては充分の能力を持つことが判明した。

参考文献

- 1) C. J. Heyne, et. al., "Westinghouse design of a forced flow Nb₃Sn test coil for the large coil program", Proc. 8th Symp. on Engr. Problems of Fusion Research, IEEE 79ch 1441-5 NPS (1979).
- 2) G. Vecsey, "Status of the Swiss LCT coil", IEEE Trans. on Magnetics, MAG-17, (1981)1739.
- 3) H. Krauth, et. al., "Status of the LCT coil", IEEE Trans. on Magnetics, MAG-17, (1981)1726.
- 4) J. L. Young, et. al., "The forced flow cooled coil for the international energy agency large coil task", Advances in Cryogenic Engineering, Vol.27, (1982)11.
- 5) K. Agatsuma, et.al., "Forced cooled Nb₃Sn Superconducting Magnet", Proc. MT-9, (1985)379.
- 6) 「低温工学ハンドブック」低温工学協会関西支部、海外低温工学研究会訳、低温工学ハンドブック編集委員会編、内田老鶴園新社、(1982) 31。
- 7) R. D. McCarty, "Thermodynamic Properties of Helium 4 from 2 to 1500 K at Pressure to 10⁸ Pa", J. Phys. Chem. Ref. Data 2, (1973)

999.

- 8) Cajon Company, VCR vacuum joint and 316 SUS gasket.
- 9) Emerson and Cuming, Inc., technical note No. 7-2-7 (Stycast 2850-GT), No. 7-2-26c (Stycast 1266).
- 10) 田中、他、「0.5 MJパルスマグネットのスターリング小型冷凍機による予冷」、第36回低温工学発表会、B3-10 (1968)。

第5章 短尺強制冷却ホロー超電導導体 (SHETEM1) 内部での超臨界ヘリウムの挙動

5-1 緒言

超臨界ヘリウム (SHE) を用いた強制冷却マグネットとしては、CERNのオメガマグネット¹⁾、東大中間子研究施設のミュオンチャンネル²⁾等定常磁場運転している例があり、核融合炉用トロイダルコイルのテスト (LCT)³⁾ においても3個のオーバル型コイルが作られている。この様に直流マグネットに対して、強制冷却方式の基礎技術はかなり確立されてきた。また、機械的な擾乱により発生する局所的な発熱に対する安定性解析は計算機シミュレーション及び短尺導体の実験により詳細に調べられてきた^{4, 5, 6)}。強制冷却コイルの次のステップとして、パルスマグネットに応用されることが考えられている。しかしながら、室温からの侵入熱が熱負荷の大半を占める直流マグネットと異なり、パルスマグネットは交流損失を伴うため、超電導マグネットに与える熱的不安定性要因は大きくなる。特に、マグネット発熱時に誘発される超臨界ヘリウムの流動不安定性^{7, 8, 9, 10)}、また熱負荷を導体内のSHEのみによって処理しなければならない制約条件があることから、強制冷却マグネットをパルスマグネットとして安定に動作させるためにはいくつかの障壁を乗り越えなければならない。本章では、パルス動作を行う強制冷却マグネットの設計のための基礎研究の一環として、超臨界ヘリウム強制冷却超電導導体が熱負荷を受けたときの熱的・流体的な挙動を明らかにしている。

以上の研究方針のもとに、導体全体に熱負荷がある場合の現象を定性的に説明するために、全長6.5mのホローコンダクターコイル (SHETEM1) をステップ状定常加熱及び連続パルス加熱し、そのときの超臨界ヘリウムの流体特性が超電導の安定性に与える影響を解析した。更に、テストコイルで発生している導体に沿った温度分布を明らかにするために、SHE で冷却された模擬冷却管路の加熱試験を行っている。

5-2 実験方法

超臨界ヘリウム発生装置より供給されるSHEにより、SHETEM1を強制冷却する。超臨界ヘリウム発生装置とSHETEM1間の輸送ラインでSHEは2.9 Wの熱負荷を受けるため、SHEの温度は流量0.6 g/sで4.5 Kから5.3 Kまで上昇する。また、パワーリードからのコイルへの熱侵入のため、コイル出口部分でのSHEの温度は5.5 Kとなっている。SHETEM1

が超電導転移していることを確認後、直流電源より300 Aの電流をコイルに通電する。加熱は超電導線に平行に巻かれたCuNiのヒーター線により行われる。ヒーター線からの熱負荷により超電導体は常電導転移するが、その後もコイルへの通電と加熱は続けられSHEの加熱時の流体特性及び強制冷却導体の安定性を解析する。流量の測定は超臨界ヘリウム発生装置内部のオリフィス流量計により行われた。入口・中間・出口部分の導体温度及び入口・出口部分のSHEの温度はカーボン抵抗温度計により測定した。導体内部の圧力は、オリフィス流量計の位置とJ-T弁直前での圧力差が常に0.02 MPa以下であったのでオリフィス流量計での圧力を用いている。圧力測定は歪ゲージ圧力計により行われた。

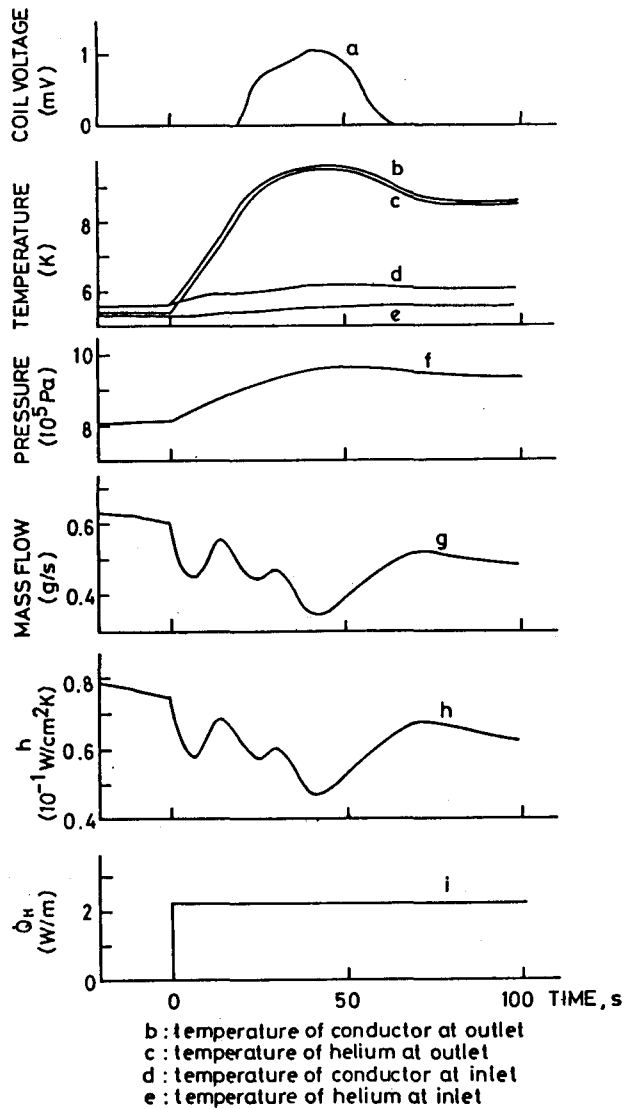


図5-1 超電導自己回復現象の典型的な熱特性
(コイル電流=300 A、 $\dot{Q}_H=2.3$ W/m)

5-3 ステップ状定常加熱に対する超臨界ヘリウムの挙動

5-3-1 加熱時の超臨界ヘリウムの熱特性

SHETEM1 にステップ状定常熱負荷が与えられた場合、一度超電導が破れても自発的に常電導部分が減少し、最終的には超電導状態に戻ることが観測された。この現象は導体を定常加熱したときSHEの流体特性の時間的な変化が現れることを示唆するものであり、以下のように実験的にこの時間的な推移を検討した。図5-1にはコイル電圧・導体温度・SHEの流れの状態・入口側でのSHEの熱伝達率の時間変化が示されている。通電電流は常電導発生中も300 Aに保持され、加熱密度(Q_H)は2.3 W/mであった。加熱密度は単位長さの導体に与えられた熱量で示している。熱伝達率の算出にはGiarratano等¹⁾による式(5-1)を用いた。

$$h = 0.0259 \times Re^{0.8} \times Pr^{0.4} \times (T_b/T_w)^{0.716}, \quad (5-1)$$

ここで、 h : 熱伝達率 ($W/cm^2 \cdot K$)、 Re : レイノルズ数、 Pr : プラントル数、 T_w : 導体温度 (K)、 T_b : SHE温度。式(5-1)より壁温と流体温度との差($\Delta T = T_w - T_b$)が大きいほど熱伝達率 h は小さくなる。また、式(5-1)は定常流に対するものであるが、一般に過渡熱伝達率は定常的なものよりも高くミリ秒程度で両者の差がなくなる²⁾ので、この実験の場合式(5-1)で熱伝達率を定義することができる。入口側では温度変化が小さく ($5.3 K < T_b < 5.8 K$ 、 $5.6 K < T_w < 6.0 K$)、式(5-1)においてレイノルズ数 Re は流量 m (g/s) の関数であるから、圧力 P が $0.8 MPa < P < 1 MPa$ では熱伝達率は式(5-2)で示すようになる。

$$h = 0.12 \times m^{0.8}, \quad (5-2)$$

図5-1より、加熱直後流量は振動しながら減少し初期値の55%程度になるが、圧力がほぼ一定となったときから回復し、初期値の約77%で安定となる。この流量減少の過程で式(5-2)に示す関係より導体からSHEへの熱流束が減少した熱負荷によりSHEそのものが温度上昇するために、導体温度が上昇し超電導破壊

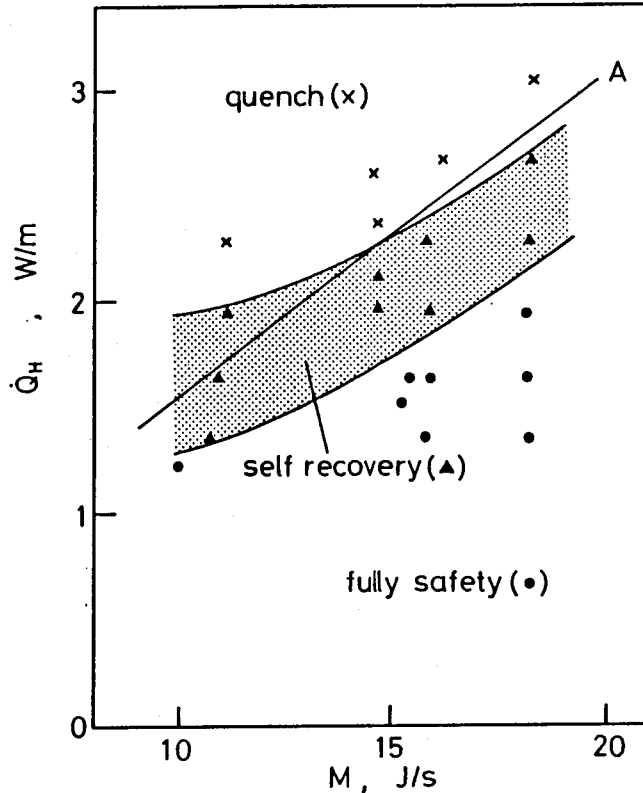


図5-2 強制冷却導体SHETEMIのクエンチ、自己回復及び完全安定領域

が起こる。しかしながら、加熱直後に発生する過渡的状态から熱平衡状態への推移により起こる流量回復の結果、熱流束が増え超電導状態は回復したと考えられる。更に、導体出口部分では常電導領域発生時の温度が超電導回復時の温度よりも低く、上流で発生した常電導部分が流量増加の結果、下流へ流され消滅したと考えられる。この様に、加熱直後に発生する流量の過渡的状态では、導体の温度は上流から下流へ一様に上昇するのではなく、導体温度の極大となる位置が時間の経過により上流から下流へ移動すると考えられる。

5-3-2 超臨界ヘリウムの流動特性と超電導導体の安定性

ステップ状定常加熱を行った場合、加熱直後のSHEの流体特性が超電導導体の安定性に著しく影響を与えることを示した。図5-2には導体の超電導自己回復領域を示してある。横軸の M (J/s) は式 (5-3) により定義する。

$$M = \dot{m}_0 \times (H_c - H_0) \quad (5-3)$$

\dot{m}_0 : 加熱前の流量 (g/s)、 H_0 : 加熱前のSHE ($T_b = 5.3 \sim 5.5$ K、 $P = 0.8$ MPa) のエンタルピー (J/g)、 H_c : 通電下 (300 A) でのコイルの臨界温度 (9.0 K) に対するSHE のエンタルピー (J/g)。つまり、 M は初期状態のSHE が導体を通過する間に与えられた熱負荷により、SHE の温度が超電導線の臨界温度に達する場合の熱負荷に相当する。本章では、以後 M により強制冷却マグネットの安定性マージンを検討するが、超臨界ヘリウムの熱容量が導体の熱容量の約 10^3 倍となるため金属部分の熱容量は無視できる。図中の実験結果は、電流値が300 A、加熱前のSHE の圧力0.79~0.83 MPa、温度5.3~5.7 Kに対する結果で陰の部分が超電導自己回復領域である。この領域よりも \dot{Q}_H の大きい領域では超電導に復帰しなかった。

SHE を非圧縮性流体と仮定した場合、SHE が導体を通過する間に受ける熱量と M が等しくなるところは直線A により示されている。実験結果と比較するために、 M は5.3 K、0.8 MPaのSHE の物性値を用いた。加熱後の流量の変動が無ければ、直線A により導体は超電導状態か常電導状態に分けられるが、実際には超電導自己回復領域が存在する。図5-2 によると、強制冷却導体を全体加熱した場合、導体に常電導領域が現れ始める \dot{Q}_H (自己回復領域の下限) は直線A と較べて小さく、加熱直後に発生するSHE の不安定性が導体に与えることの出来る許容加熱密度を小さくしていることが分かる。そこで、この自己回復領域の下限で与えられる境界を導体の安全領域の上限とすると、自己回復領域の下限の \dot{Q}_H は直線A で決定される \dot{Q}_H の74~80%の値となることから、強制冷却導体SHETEM1 を安定に運転するための許容加熱密度は M の0.74倍となる。

図5-3 は \dot{Q}_H に対する常電導領域発生後の熱伝達率 h の最大値 (h_{max}) と最小値 (h_{min}) の関係を示している。図5-1 では、 h_{min} はコイル電圧が最大となったときの熱伝達率の極小値であり、 h_{max} は自己回復時の極大値である。図中の斜線部分は、各 M に対する超電導に自己回復した \dot{Q}_H の範囲を示している。図5-3 によると h_{min} は \dot{Q}_H の増加により減少するため、常電導部分は発生及び拡大しやすい状態となる。しかしながら、 h_{max} は \dot{Q}_H が変化しても M の各値に対してほぼ一定の値を

持つため、常電導領域発生時よりも熱伝達率は増加し超電導の自己回復現象が起こるのである。

5-4 パルス熱負荷に対する超臨界ヘリウムの挙動

SHETEM1 を繰り返しパルス加熱した場合のSHE の特性および導体中間部分の温度が図5-4 に示されている。この実験では途中から加熱繰り返し周期 (t_p) を短くしている。前半では加熱時間 (t_H) が5秒で $t_p=20$ sであるが、後半では $t_p=10$ sである。そのため、 $\dot{Q}_H = 6.27$ W/mであるが、時間平均した加熱量 (Q_{ave}) は前半で 1.57 W/mであるのに対し、後半では3.14 W/mである。

図5-4 に示すように、繰り返しパルス加熱を行うことによってSHE の流量は振動していることが分かる。また、この場合の加熱密度 (6.27 W/m) は定常加熱実験の値よりも大きくなっているため、膨張したSHE が流れのせき止めを行い、その結果逆流さえも観測される。しかし、加熱を停止することにより流量は回復する。この状態は加熱繰り返し周期の長いほど周期性を保っているが、繰り返し周期が短くなると圧力・温度が上昇し規則性は乱れてくる。前半部で流量回復時の極大値が0.6~0.7 g/sとなり初期値 (0.4g/s) を大きく越しているのは、加熱終了時に導体部分での加熱による流れの抵抗の急激な消滅の結果、逆流したガスのやり戻しが起こっていると考えられる。

繰り返しパルス加熱時の導体の状態を前節の定常加熱と比較した時、前半部では $M=11$ 、 $Q_{ave}=1.57$ W/mであることから導体の状態は図5-1 で示す超電導自己回

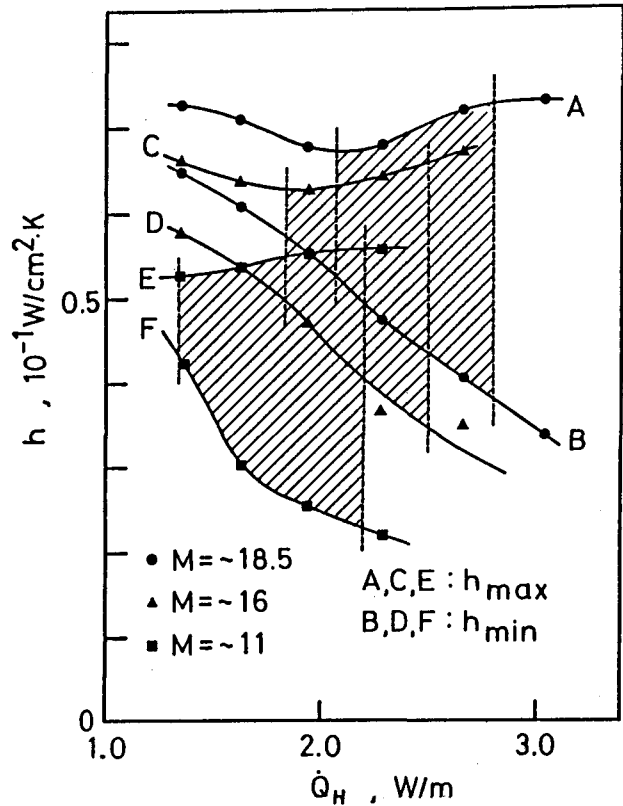


図5-3 入口での極大・極小熱伝達率の変化

復領域になり、その結果加熱終了と共に導体は温度が下がり超電導に復帰しているが、後半では完全クエンチ域にはいるため超電導状態は回復していない。この様に、 Q_{ave} に対する導体の超電導状態は定常加熱と対応付けることが出来るが、 Q_{ave} が同じ場合、定常加熱よりも繰り返しパルス加熱の方が Q_H が大きくなるため、加熱直後の流量の減少は大きくなり超電導状態は破壊されやすくなると考えられる。

5-5 模擬冷却管による超臨界ヘリウムの挙動

5-5-1 定常加熱模擬冷却管温度分布による流体解析

SHETEM1の実験結果に対し、加熱時の導体の温度分布を調べるためステンレス管により模擬実験

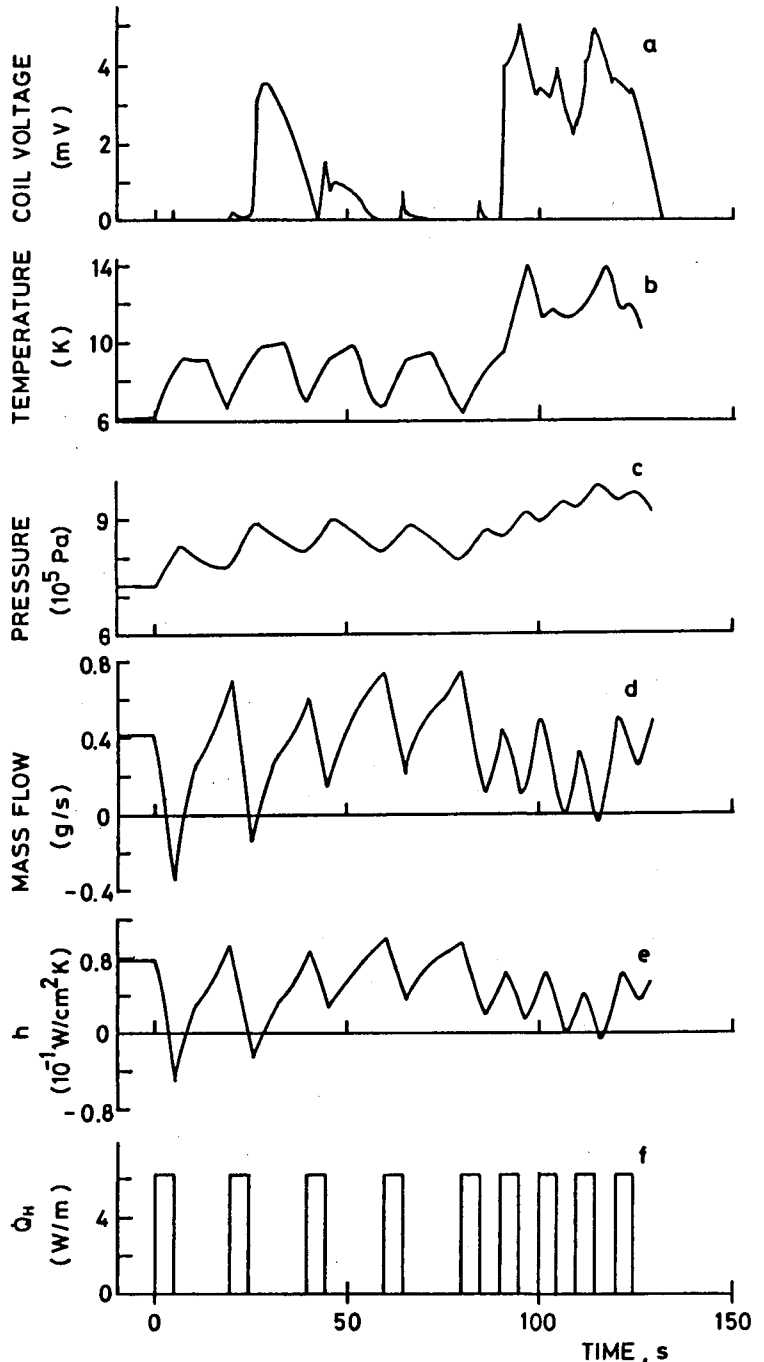


図5-4 繰り返しパルス加熱時のSHE及びSHETEM1の熱特性。(コイル電流 = 300 A、 $Q_H = 6.27$ W/m)

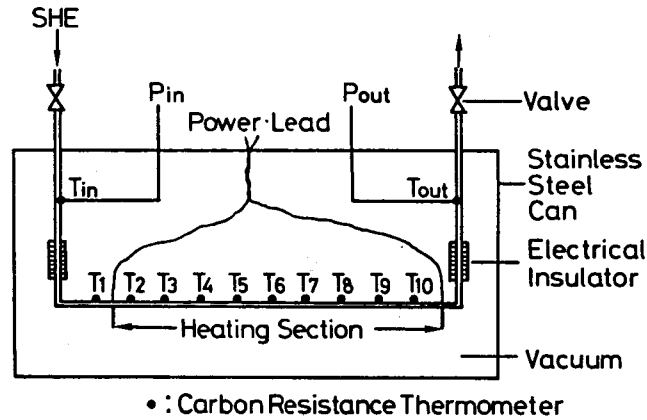


図5-5 ステンレス模擬冷却管実験装置の概念図

を行った¹³⁾。図5-5には模擬冷却管の概念図が示してある。加熱区間は2.7 m あり、全体を9 等分し、10個のカーボン抵抗温度計により管壁の温度測定を行った。加熱はパイプに電流を流しジュール発熱により行った。SHE の状態は管路の入口 (T_i より40cm上流側)、出口 (加熱下端より40cm下流側) でパイプ内に挿入されたカーボン抵抗温度計と室温で動作している歪ゲージ圧力計により測定した。図5-6 には、加熱前のSHE の状態が流量 $m_0=0.52$ g/s、圧力 $P=0.69$ MPa、加熱量 $Q_H=5$ W/m でのSHE の流量及び出口圧力の時間変化を示している。加熱後、流量は数回振動し安定しているが、これはホロー導体の場合と同じである。また、加熱直後SHE は入口側で一時的に逆流状態となっている。このため、導体内部ではチョーク状態となりSHE の流れが停止している所が存在する。この部分ではSHE の強制対流熱伝達による熱除去は期待できない。図5-7 には、この時の入口・出口でのSHE の温度 (T_{in} 、 T_{out}) と管の温度 (上流側より $T_1 \sim T_{10}$) の時間変化を示しており、加熱直後の流量の減少時に管壁温度は急激に上昇し、特に T_9 では最高19 K迄達したことが分かる。この管壁の高い温度状態がSHE の圧力を上昇させ流量・温度に振動を発生させている。しかし、加熱を続けることにより圧力と温度は初期値より大きく、流量は小さな値で一定となり、加えられた熱量が定常的にSHE によって取り去られている熱平衡状態になる。更に、熱平衡状態の管壁温度は過渡期と較べ低い値 (T_9 では10.7 K) でほぼ一定となることより、加熱直後は

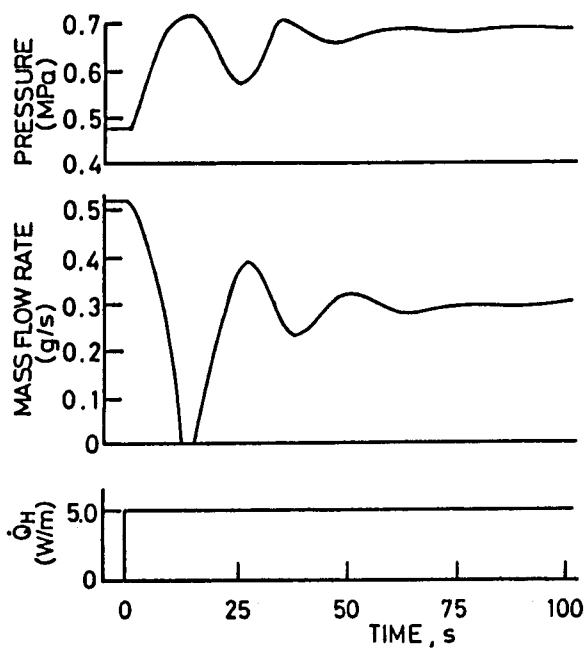


図5-6 定常加熱時の模擬冷却管出口部分における SHEの流量及び圧力変化。
($\dot{Q}_H=5.0$ W/m)

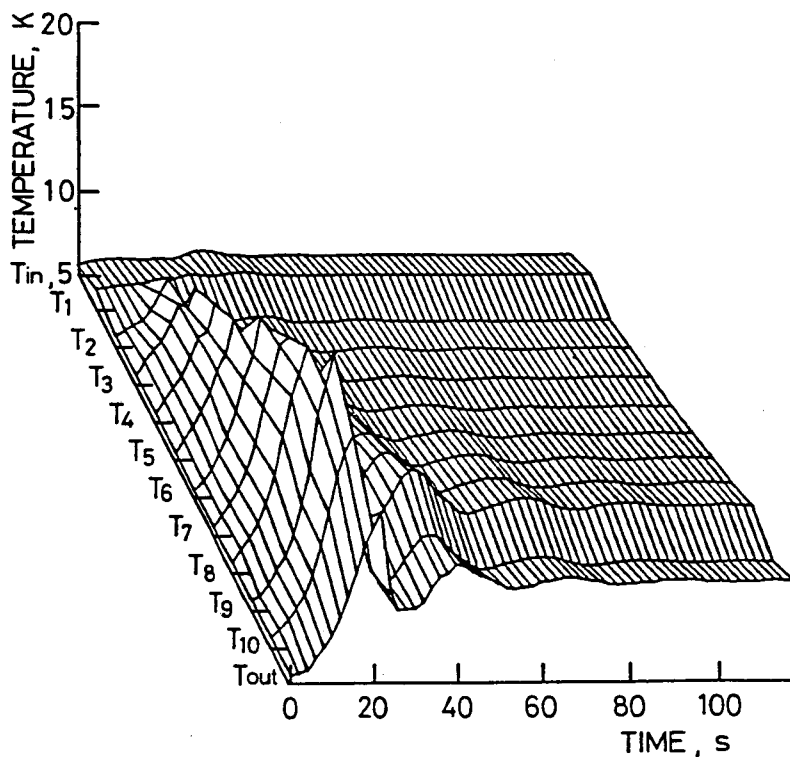


図5-7 定常加熱時のSHE及び模擬冷却管温度分布の時間変化

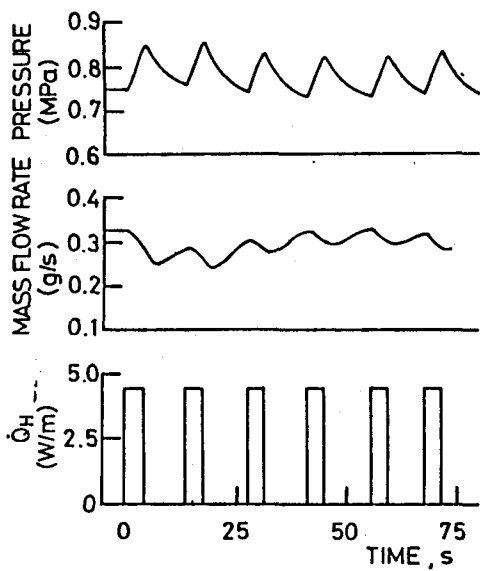


図5-8 繰り返しパルス加熱時のSHEの熱特性。($\dot{Q}_H=4.5$ W/m、 $t_H=4.4$ s、 $t_P=13.2$ s)

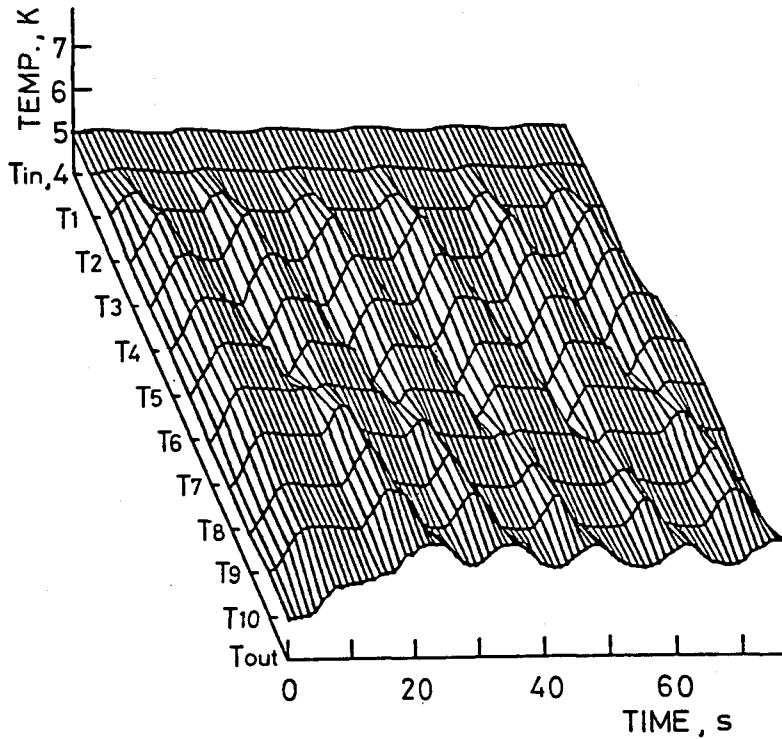


図5-9 繰り返しパルス加熱時(図5-8)のSHE及び模擬冷却管の温度変化

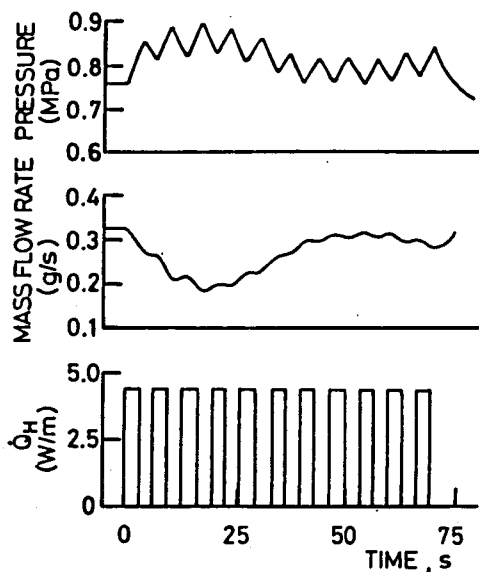


図5-10 繰り返しパルス加熱時の SHE の熱特性。($\dot{Q}_H=4.5$ W/m、 $t_H=3.3$ s、 $t_P=6.6$ s)

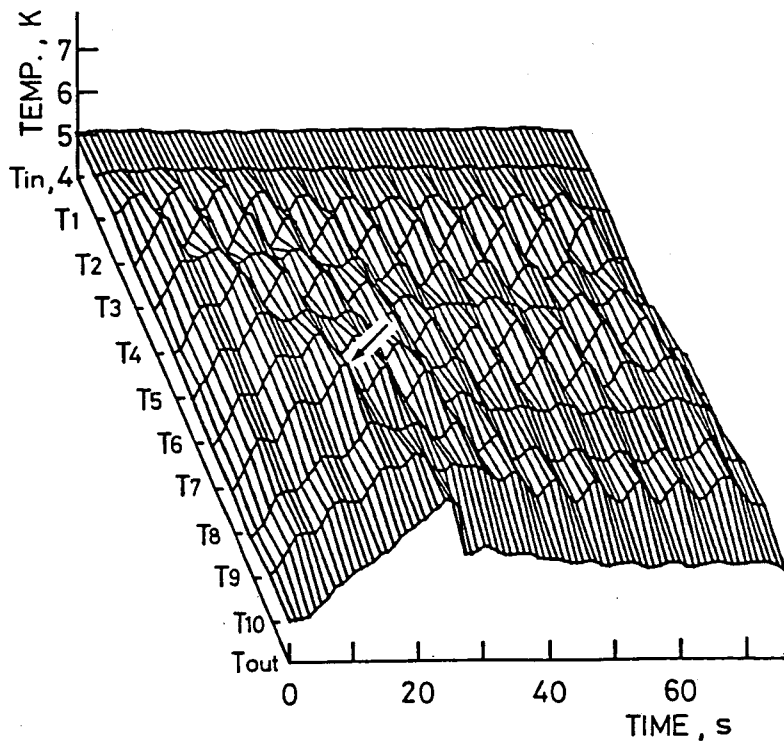


図5-11 繰り返しパルス加熱時 (図5-10) のSHE及び模擬冷却管の温度変化

SHE の冷却能力が著しく劣化したことが分かる。

以上述べたように、強制冷却導体では定常加熱された場合、加熱直後冷却能力が著しく低下するため、加熱前の定常状態で予想される常電導転移の加熱密度よりも低い値で超電導が破壊される。このため図5-2 で示したホロー導体の安全領域の上限が直線A よりも低い位置になったのである。更に、管壁温度が上流から下流へ一様に上昇するのではなく、極大となる位置が加熱区間の中間部分になることはホロー導体の実験より推測した温度分布の時間変化とも一致している。

5-5-2 パルス加熱模擬冷却管温度分布による流体解析

模擬管路に周期的な加熱をおこなった結果、温度波の挙動を明らかにすることができた。加熱状態 ($\dot{Q}_H=4.5 \text{ W/m}$ 、 $t_H=4.4 \text{ s}$ 、 $t_P=13.2 \text{ s}$) の圧力・流量の変化が図5-8 に示され、加熱に応じた周期的な変化がみられる。この時の温度波は、図5-9 に示されている。加熱により温度上昇したSHE が抜けきらない内に次の加熱を行っているため、 T_8 より下流では加熱のない場合6.2~6.3 Kとなっているが、模擬冷却管の各部分に於て規則的な温度変化が観測された。加熱量を増加 ($\dot{Q}_H = 4.5 \text{ W/m}$ 、 $t_H=3.3 \text{ s}$ 、 $t_P=6.6 \text{ s}$) すると、図5-10に示す通り流量は繰り返し加熱と同じ周期の振動の他に時間的にゆっくりした変動が重ね合わされるため大きく減少する。この結果、流量の最小となる場合に熱伝達率が劣化し図5-11の矢印のように導体温度に極大が現れる。この極大点は定常加熱の場合と同じように、加熱による流量及び圧力の振動が規則的になり熱的に安定になれば消滅し、導体の温度変化も規則性を持つようになる。原因としては、加熱繰り返し周期が短くなると加熱時の管壁及びSHE の温度分布特性が定常加熱値に近づくことが考えられる。この様に、繰り返し熱負荷がある超電導マグネットにおいては、熱負荷の投入される間隔及び熱負荷密度は安全な運転を決定する要因となる。

5-6 結言

SHE による強制冷却特性を実験的に研究するために、6.5 m ホロー導体を製作し、ヒーター加熱により超電導破壊に至るまでのSHE の流れ及び冷却特性に付い

て考察を行った。SHE の熱的擾乱を伴う流動特性に付いては、別に模擬冷却管により詳細な実験を行った。以下に結果を要約する。

(1) 強制冷却導体全体をステップ状に定常加熱した場合、加熱直後の流量の減少によりSHE の冷却能力が低下する過渡期が存在することが分かった。

(2) この過渡期では、導体温度は上流から下流へ一様に上昇するのではなく、その中間で極大を持つことが分かった。この原因としては、SHE の流れが加熱により乱され熱伝達率が導体の流れ方向に一様でないことが考えられる。特に、加熱によりSHE が管内でチョークする場合は、強制対流熱伝達率が零となる領域が発生するため局部的温度上昇は著しくなる。

(3) さらに、この過渡期が存在する結果、定常加熱に対する安定性マージンはSHE が定常流とした場合より低い値となる。実験ではこの値は定常流に対する値の約0.7 倍であった。

(4) 導体を繰り返しパルス加熱した場合、各パルス毎に流量の変動が観測された。また、繰り返しパルス加熱の周期を短くするとSHE 及び導体の温度分布特性が定常加熱値に近づくため、前項で述べた理由により加熱開始直後に冷却能力が低下することが分かった。

(5) しかしながら、加熱により温度上昇したSHE が抜けるのを待ち次の加熱を行えばSHE は導体に対して良好な冷却能力を持つため、加熱周期が流体の平均通過時間より長いと問題とならないことが分かった。

参考文献

- 1) 平林、「CERNにおける中空超電導線を用いた大型マグネットの開発」
低温工学協会誌、9 巻 1号、(1974)53。
- 2) 永嶺、「ミュオンチャンネル用大型超電導ソレノイドとその冷却系」
低温工学協会誌、20巻 4号、(1985)1。
- 3) K. Yasukouchi, "Large coil task of IEA in the development of
superconducting magnets for fusion", IEEE Trans. on Magnetics,

- Mag-17, (1981)1720.
- 4) M. C. M. Cornelissen and C. J. Hoogendoorn, "Thermal stability of superconducting magnets:dynamic criteria", Cryogenics, Vol. 25, (1985)3.
 - 5) J. R. Miller, "Empirical investigation of factors affecting the stability of cable-in-conduit superconductors", Cryogenics, Vol. 25, (1985)552.
 - 6) A. Y. Lee, "Cryogenic recovery analysis of forced-flow supercritical helium-cooled superconductors", Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 23, (1978)235.
 - 7) N. Ohuchi, et.al., "Thermal characteristics of forced flow supercritical helium in hollow superconductor", Proc. ICEC10, (1984) 398.
 - 8) 大内、他、「短尺強制冷却ホロー導体内部での超臨界ヘリウムの挙動」低温工学協会誌、21巻 3号、(1986)175。
 - 9) L. Dresner, "Parametric study of the stability of cable-in-conduit superconductors: Theory", IEEE Trans. on Magnetics, Mag-17, (1981) 753.
 - 10) J. W. Lue, et.al., "Parametric study of the stability of cable-in-conduit superconductors: Experiment", IEEE Trans. on Magnetics, Mag-17, (1981)757.
 - 11) P. J. Giarratano, et.al., "Forced convection heat transfer to supercritical helium", Cryogenics, Vol.11, (1971)385.
 - 12) P. J. Giarratano, et.al., "Transient forced convection heat transfer to helium during a step in heat flux", Trans. of the ASME, Vol.105, (1983)350.
 - 13) J. Yamamoto, et.al., "Analysis of flow instability of supercritical helium in curved tubing", Advances in Cryogenic Engineering, Vol.31, (1986)473.

第6章 実規模長強制冷却ホロー超電導導体コイル (SHETEM2) の熱特性と超電導安定性

6-1 緒言

第5章では、加熱時における超臨界ヘリウム (SHE) の流れの変化が短尺強制冷却導体の安定性に及ぼす影響について解析した。本章では、このような強制冷却方式独特の問題点について実規模の導体長さを持つホロー導体コイルを対象にして解析を行った。この結果として、定常的に全体均一加熱を行った場合、常電導領域発生場所は加熱密度が大きいほどまた流量が小さいほど超臨界ヘリウムの流れの上流側となり、更に超電導が破壊されるのに必要とするエネルギー量は、ほぼ超臨界ヘリウムの熱容量によって決定されることが判明した¹⁾。

強制冷却導体がパルスマグネットに応用される場合、交流損失による発熱のため、超電導マグネットの運転モードによっては導体全体は規則的にかつ断続的に熱負荷を受けることが考えられる。この様な熱負荷に対しては、各加熱毎に流れに乱れが誘発され超電導の安定性に及ぼす影響も大きいと考えられる。本章では、この熱的影響について解析し強制冷却マグネットをパルスマグネットとして用いる場合のSHEの流速の必要量、及び熱負荷許容量について述べる²⁾。

更に、強制冷却ホロー導体コイルを0.5 MJパルスマグネット内部に設置し、最大印加磁場 2.5 T、最大励磁速度 3.75 T/s のバイアス磁場下で運転し、導体に交流損失を発生させた場合の安定性についても解析を行っており、ヒーター加熱により得られた実験結果の検証及び強制冷却方式をパルスマグネットに応用することへの十分な可能性を示している³⁾。以上述べた他に、実規模長の強制冷却マグネットの重大な問題点となっている予冷についても述べている⁴⁾。

6-2 SHETEM2a予冷時の熱パラメーターの評価

強制冷却マグネットを室温から動作温度まで予冷する場合、その予冷速度を決定するものは被冷却体の熱容量、侵入熱量、冷媒の温度・流量、熱伝達面の形状

などがある。図6-1 には超電導導体に安定化材として用いられている銅と高圧ヘリウムガスの定圧比熱⁵⁾⁶⁾を10 K から300 K の温度領域で示している。これによると、100 K~300 Kに於ける銅の熱容量はヘリウムガスの約80~2000倍の値となり、充分な流量が取れない限り強制冷却マグネットの予冷は出来ないことになる。この様なことから、強制冷却マグネットの設計に於て予冷時のヘリウムガスの流量を予測することは重要となる。前章の短尺導体の場合、冷媒が導体から受ける抵抗（圧力損失）は問題にならなかったが長尺導体の流

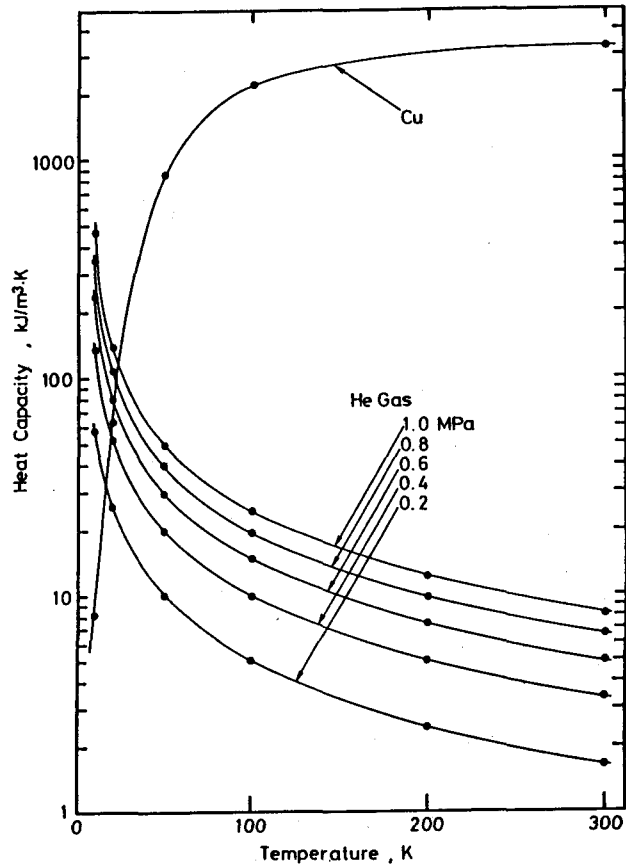


図6-1 銅と高圧ヘリウムガスの比熱。

量は圧力損失により決定される。そこで、予冷時のコイルの温度変化、及びヘリウムガスの流速に制限を与えている導体部分での圧力損失を解析した。

6-2-1 コールドフロント移動速度

図6-2 には、室温から90 Kまでの強制冷却コイルの予冷状態が示されている。図中の aはヘリウムガスのコイル入口側での温度、b・cは入口・出口での圧力を示している。この場合、ヘリウムガスのコイル入口圧力は 0.59~0.62 MPa に保

たれ、温度は100~80 K である。ヘリウムガスの流量は、初期の段階では 0.12 g/s であるが、導体の温度低下に伴って流れの抵抗が減少し 0.25 g/s まで増加している。この時の、ヘリウムガスの流速は0.12 g/s、100 K で59.3 cm/s、

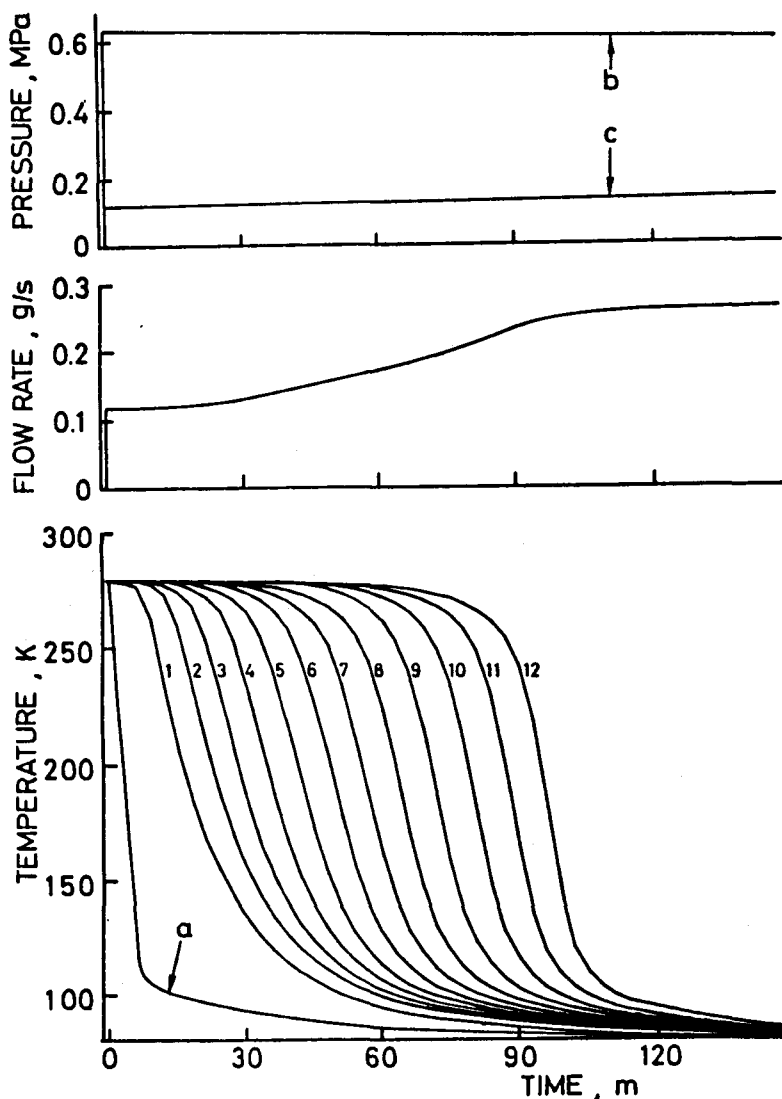


図6-2 室温から90 KまでのSHETEM2aの予冷特性。a：入口側でのヘリウムガス温度、b：入口側ヘリウムガス圧力、c：出口側ヘリウムガス圧力。温度特性を示す図中の番号はコイル層番号を示す。

0.25 g/s、80 K で 99.0 cm/s であった。この場合の強制冷却コイルの予冷状態は、コイル各層の電気抵抗の変化を測定することにより調べられた。図6-2 によると、各層はほぼ相似の温度降下曲線を示している。これは強制冷却ホロー導体がカプトンテープで電気絶縁され、又層間に FRPシートが挿入されているために、ターン間の熱抵抗が非常に大きくなり、熱の伝達が主にヘリウムガスにより行われていることに起因している。250 K~100 Kでのコールドフロント移動速度は、流入ヘリウムガスの $0.2 \times 10^{-3} \sim 0.27 \times 10^{-3}$ 倍となっている。この値は室温での導体とヘリウムガスの熱容量の比 0.22×10^{-3} とほぼ等しいことから、コールドフロント移動速度は各成分の熱容量とヘリウムガスの流速により決定される。典型的なコールドフロント移動速度として、200 K のコールドフロントが第 1層から第 2層へ移動する速度は9.5 mm/s（液体窒素予冷初期の段階）、又第11層から第 12層へは24.3 mm/s（予冷最終段階）であった。

6-2-2 圧力損失

流体の流れ方向に対して温度分布がない場合の曲管の圧力損失は次の式⁷⁾により示される。

$$-dP = f \cdot (\rho u^2 / 2D_h) \cdot dL, \quad (6-1)$$

$$f \cdot (R/r)^{0.5} = 1376 / (1.56 + \log_{10}(\text{Re} \cdot (r/R)^{0.5}))^{5.73}, \quad (\text{Re} < \text{Re}_c) \quad (6-2)$$

$$f \cdot (R/r)^{0.5} = 0.029 + 0.304(\text{Re} \cdot (r/R)^2)^{-0.25}, \quad (\text{Re} > \text{Re}_c) \quad (6-3)$$

$$\text{Re} = \rho \cdot u \cdot L_c / \eta, \quad (6-4)$$

$$\text{Re}_c = 2.0 \times (r/R)^{0.32} \times 10^4, \quad (6-5)$$

ここで、 P ：管内の流体圧力 (Pa)、 ρ ：流体の密度 (kg/cm^3)、 u ：管内の平均流速 (m/s)、 D_h ：相当直径 (m)、 L ：管軸方向距離 (m)、 Re ：レイノルズ数、 R ：曲管の曲率半径 (m)、 r ：パイプの流路内半径 (m)、 f ：摩擦圧力損失係数、 L_c ：代表長さ (この場合 D_h) (m)、 η ：粘性係数 ($\text{kg}/\text{m}\cdot\text{s}$)、 Re_c ：遷移レイノルズ数。

図6-3 に実験により得られた圧力損失 (ΔP_{meas}) と式 (6-1) ~ (6-5) より計算して求められた圧力損失 (ΔP_{cal}) の比が示されている。計算では、導体を 1 m 間隔で 87 分割し、各区間は温度一定であると仮定した。 ΔP_{cal} は 87 区間の圧力損失の合計である。図6-3 によると、予冷の初期と最終段階において ΔP_{meas} と ΔP_{cal} はほぼ一致した結果が得られており、導体に温度分布がない場合は計算により圧力損失は予測することが出来る。又、図6-2 に示すように、導体が流れ方向に非常に大きな温度勾配を持つ場合は $\Delta P_{\text{cal}}/\Delta P_{\text{meas}}$ は 1.3~1.5 の値となっている。これは導体の中間部分でヘリウムガスの遷移領域が存在するからである。

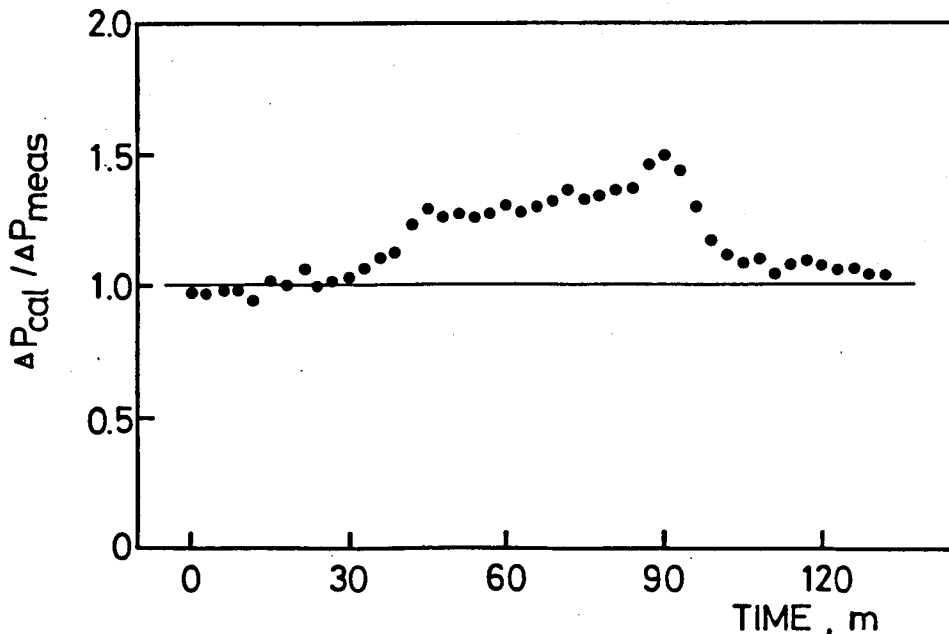


図6-3 予冷中の $\Delta P_{\text{cal}}/\Delta P_{\text{meas}}$ の変化。 ΔP_{cal} ：計算によるコイル部分での圧力損失、 ΔP_{meas} ：実験による圧力損失。入口圧力：0.59~0.62 MPa。

以上の結果より、管壁温度において分布がない場合は式(6-1)～(6-5)により十分に圧力損失を予測することが可能であり、また導体中間部分で流体が遷移状態となる場合においてはその誤差は最大で50%となることが判明した。

6-3 定常全体一様加熱に対する強制冷却コイルの超電導安定性

6-3-1 実験方法

図6-4 に実験システムの概略図が示されている。SHETEM2aに400 Aの電流を通電し、ヒーター加熱により常電導領域を発生させる。その時の超電導破壊エネルギー及び常電導領域の伝播を測定する。図中に示すように、超電導破壊による電圧発生はソレノイド2層毎に設置された電圧タップにより測定された。400 A 通

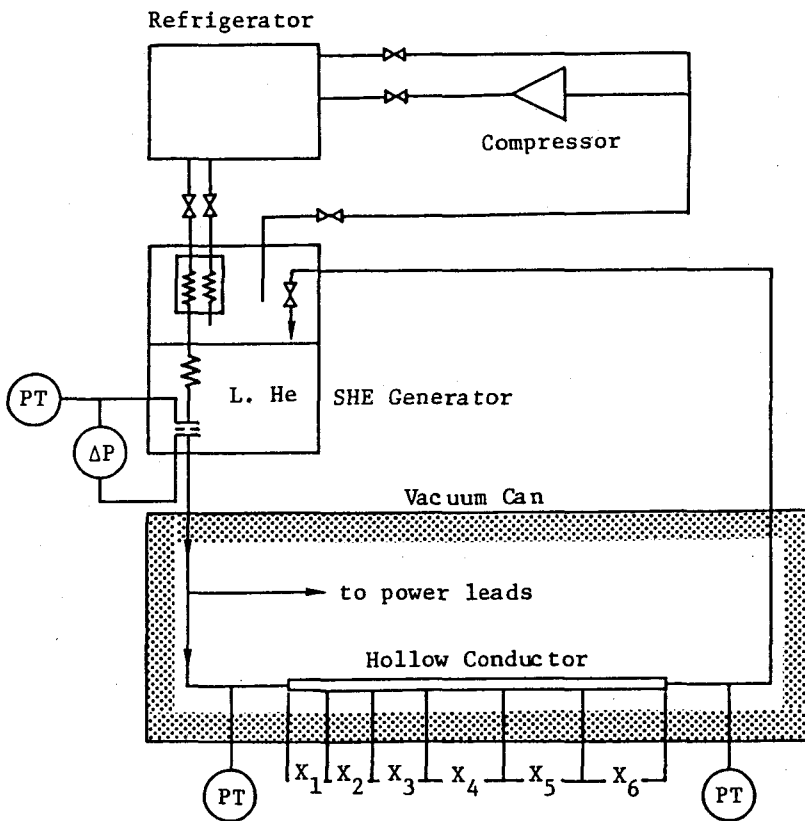


図6-4 超臨界ヘリウム強制冷却システムの概略図。

表6-1 測定区間の距離、位置及び臨界温度

	層番号	長さ (m)	入口からの距離 (m)	最大磁界強度 (T)	臨界温度 (K)
X ₁	1、2	6.95	0 - 6.95	0.62	7.93
X ₂	3、4	10.1	6.95 - 17.1	0.52	8.16
X ₃	5、6	13.1	17.1 - 30.1	0.41	8.39
X ₄	7、8	16.0	30.1 - 46.1	0.31	8.62
X ₅	9、10	19.0	46.1 - 65.1	0.21	8.85
X ₆	11、12	21.9	65.1 - 87.0	0.10	9.08

電時の各測定区間の磁界及び臨界温度を表6-1 に示してある。SHE は最内層から流されており、圧力及び温度はコイルの入口・出口部分で測定された。用いられたセンサーはカーボン抵抗温度計と歪ゲージ圧力計である。流量は超臨界ヘリウム発生装置内でオリフィス流量計により測定された。

6-3-2 常電導転移場所の加熱密度依存性

導体全体がヒーターにより均一加熱された場合の常電導転移時における熱特性について解析した。図6-5、6には加熱入力0.167 W/m に対するSHE の状態変化、及び常電導領域伝播の様子が示してある。SHE の初期状態は、流量0.50 g/s、入口温度5.85 K、入口圧力0.82 MPa、圧力損失0.03 MPa、コイル部分での室温領域からの熱負荷は2.0 W であった。

図6-5 に示すように、流量は熱擾乱による流れの抵抗増加のために0.2 g/s に減少している。加熱開始後72秒で常電導領域が発生している。コイル及びヒーター線にはコイル全区間に常電導領域が発生するまで通電しているため、常電導領域でのジュール発熱は242 W に達している。その結果として、SHE の膨張による急激な圧力上昇により入口側でSHE は逆流状態となり、入口温度は11 Kまで上昇

している。図6-6にはこの時の各層の常電導転移の様子が示されている。常電導領域は X_4 (7、8層)より発生し、約6.6秒で全層に伝播している。この場合、超電導破壊は導体の中間部分(入口より30.1~46.1 m)より発生しているが、この位置は加熱密度に依存することが分かった。図6-7には流量0.8 g/s (白丸)、0.5 g/s (黒丸)に対する常電導転移場所の加熱密度依存性を示している。図中の縦軸(tq)は、加熱開始から各測定区間に常電導領域が発生するまでの時間を示している。つまり、図6-7は与えられた定常加熱に対する導体に沿った常電導転移の時間推移を示している。実験時の入口部分でのSHEの初期状態は、圧力が約

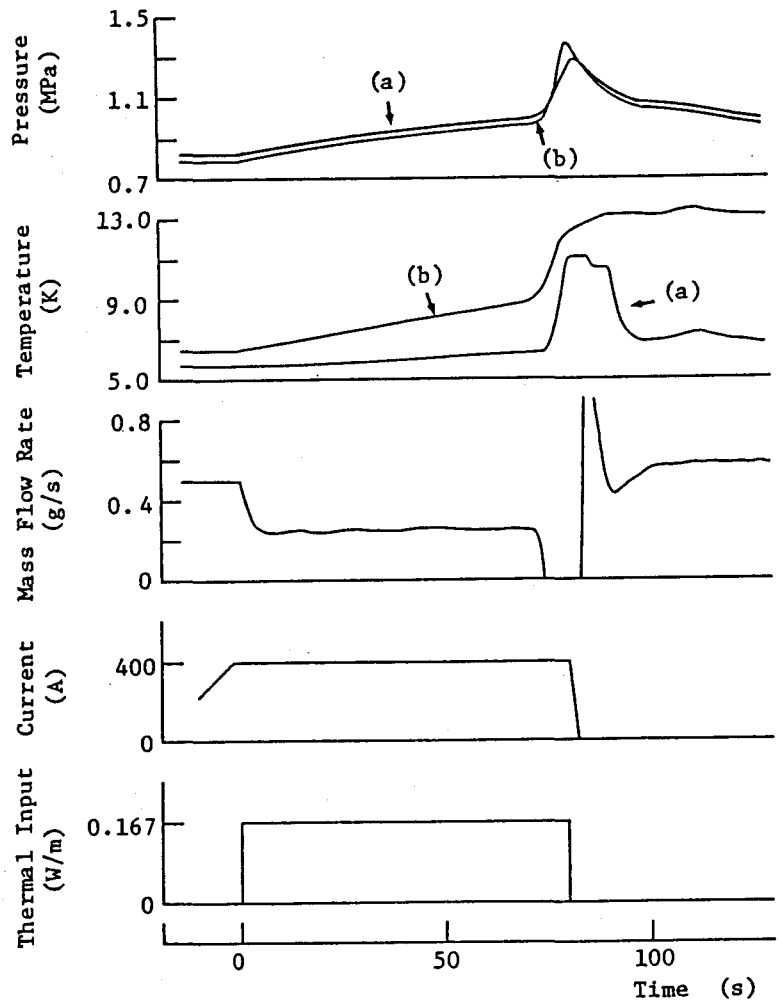


図6-5 初期流量 0.5 g/s、加熱密度0.167 W/m に対する常電導転移時の SHEの状態変化。(a)、(b)は各々入口及び出口での状態を示す。

0.8 MPa、温度は流量0.8 g/s で 5.45 K、0.5 g/s で 5.85 Kであった。コイル電流は全て400 Aである。流量0.8 g/s の場合、常電導領域の発生場所は加熱密度 0.205 W/m に対し X_6 であるが、この位置は加熱密度の増加により外層から内層へ移動する。最終的には加熱密度 0.465 W/m に対して、この位置は最内部分の X_1 となる。流量が 0.5 g/s の場合についても同様の結果が得られた。

6-3-3 常電導転移場所の超臨界ヘリウム流量依存性

流量の異なる場合の実験結果が図6-7 に示されている。これによると最初に常電導領域が発生する場所が同じであれば、超電導破壊に必要とする加熱密度は0.8 g/s の流量に対する値の方が0.5 g/s の流量の場合よりも大きくなる。

表6-2 には流量 0.8 g/s 及び 0.5 g/s に対する各測定区間で最初に常電導領域が発生した加熱量 ($Q_{0.8}$ 、 $Q_{0.5}$)、とその比 P_0 ($= Q_{0.8}/Q_{0.5}$) を示している。これによると、 P_0 は殆ど流量比1.6 に一致している。

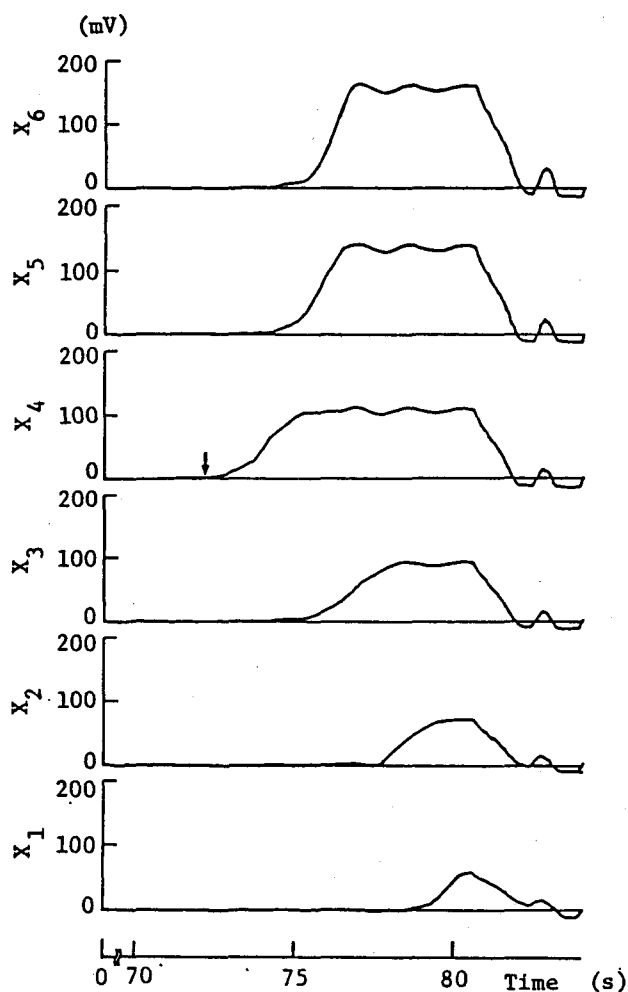


図6-6 初期流量 0.5 g/s、加熱密度 0.167 W/m に対する常電導領域の発生及び伝播の様子。81 秒後まで400 A の電流が一定に保たれた。

表6-2 各測定区間で最初に常電導転移を起こすのに必要な加熱密度

	X_6	X_4	X_3	X_2	X_1			
$\dot{Q}_{0.8}$	0.205	0.242	0.277	0.316	0.352	0.405	0.426	0.465
$\dot{Q}_{0.5}$	0.132	0.167	0.204	0.254	0.292			
P_0	1.55	1.45	1.66	1.55	1.73	1.59	1.58	1.59

$\dot{Q}_{0.8}$: 流量0.8 g/s に対する加熱密度 (W/m)、 $\dot{Q}_{0.5}$: 流量0.5 g/s に対する加熱密度 (W/m)、 P_0 : $\dot{Q}_{0.8}/\dot{Q}_{0.5}$ 。

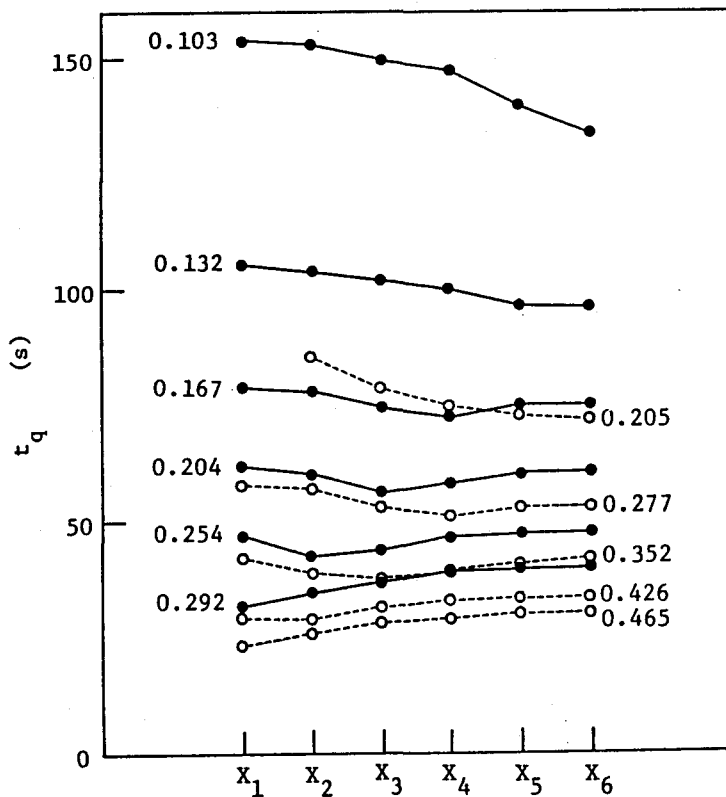


図6-7 定常加熱に対する常電導転移の時間推移。● : 流量0.5 g/s、○ : 流量0.8 g/s。図中の数字は加熱密度を示す。

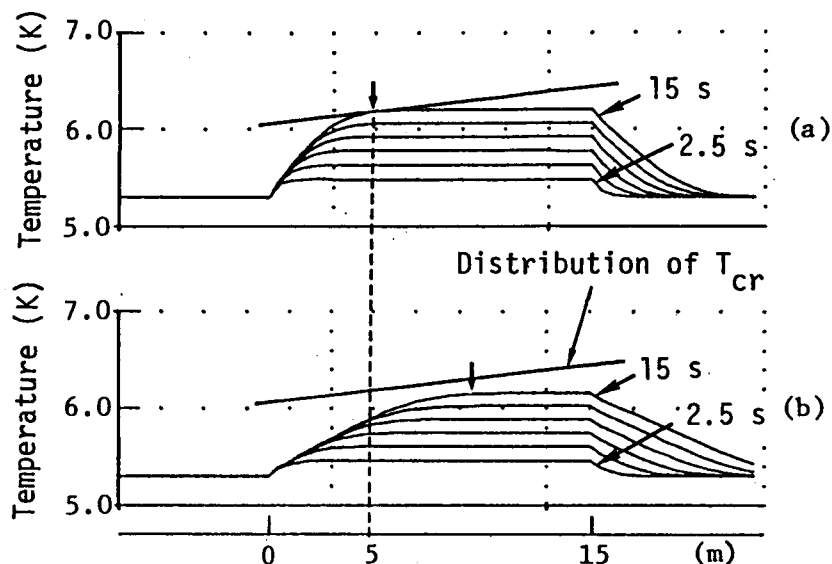


図6-8 全長15 mの導体の定常加熱時温度分布の計算結果。計算の初期条件は、入口温度：5.3 K、圧力：0.8 MPa、流量：(a) 0.25 g/s、(b) 0.5 g/s、加熱密度：0.25 W/m。計算結果の時間間隔2.5 s である。(加熱開始を時間 0とする。)

この様に同一場所で最初に常電導転移を発生するのに必要とする加熱密度は初期流量の比に比例し、その結果同一加熱密度であれば最初に常電導転移する場所は流量の増加によって下流へ移動する。

この現象は計算機シミュレーション⁸⁾によって得られた結果により説明することが出来る。図6-8 は15 mのSHETEM2aの導体を全体均一加熱した場合の実験結果である。計算条件は流量 0.5 g/s (a)、0.8 g/s (b)、SHE 温度 5.3 K、入口圧力 0.8 MPa、加熱密度0.25 W/mである。計算では室温からの侵入熱は無視されている。図6-8 に示されているように、各時間での導体の温度分布は温度増加部分と温度勾配のない部分に分けられる。この場合導体の全熱容量は殆ど超臨界ヘリウムによって決定されるので、導体の温度はほぼSHE の温度に等しい。磁界によって導体に沿った臨界温度分布が存在するため、導体の臨界温度はSHE の上流側の方が低くなる。このため、常電導領域は平坦な部分の最上流側つまり図6-8

に示す矢印の部分より発生すると考えられる。

常電導領域が0.25 g/sの流量に対して矢印で示した位置に於て発生し、又導体に沿った臨界温度が図6-8 に示す分布になると仮定すると、常電導転移場所（横軸で 5 mの位置）での導体温度は6.2 K である。しかしながら、流量0.5 g/s に対しては同時刻、同一場所での導体温度が5.9 K となり臨界温度に達していない。0.5 g/s に対する矢印で示された場所での臨界温度は0.25 g/sに対するものよりも高くなるため、常電導領域は0.5 g/s の場合には発生しないことになる。以上述べてきたように、常電導転移場所は温度分布の平坦な領域の最上流側の位置とコイルの臨界温度分布により決定される。そのため、より大きな流量或はより小さな加熱密度に対しては、常電導領域はソレノイドコイルの外層より発生したのである。

6-3-4 超電導破壊エネルギー

強制冷却導体の超電導安定性を調べるため、強制冷却導体が常電導転移するまでのエネルギー量が測定された。図6-9 には、流量0.5 g/s と0.8 g/s に対する常電導転移するのに必要なエネルギー量 $Q_J (= \dot{Q}_H \times t_q)$ と加熱密度 \dot{Q}_H (W/m) の関係が示されている。入口側での加熱前のSHE の温度は流量0.8 g/s に対しては5.45 K、0.5 g/s に対しては5.85 Kとなり異なっているので、0.8 g/s に対する5.45 Kの温度を初期状態の基準とするために、0.5 g/s に対する Q_J の値を式(6-6)により補正した。補正した結果を図6-9 に示す。

$$Q_J = Q_{J0.5} + V \int_{5.45}^{5.85} C_p \cdot \rho_{SHE} dT, \quad (6-6)$$

ここで、 V ：単位長さ当りの導体内部でのSHEの体積 (m^3/m)、 C_p ：SHEの定圧比熱 ($J/kg \cdot K$)、 ρ_{SHE} ：SHEの密度 (kg/m^3)、 $Q_{J0.5}$ ：流量0.5 g/s に対する超電導破壊エネルギー (J/m)。図6-9によると、同一加熱密度では0.8 g/s に対する Q_J は0.5 g/s に対する Q_J よりも大きくなる。例えば、 $\dot{Q}_H=0.25$ W/m では 0.5 g/s と0.8 g/s に対する Q_J の差は1.4 J/m に達する。図6-7 に示されたように、より大きな流量のSHE は最初に常電導転移する場所を臨界温度の高い導体の下流

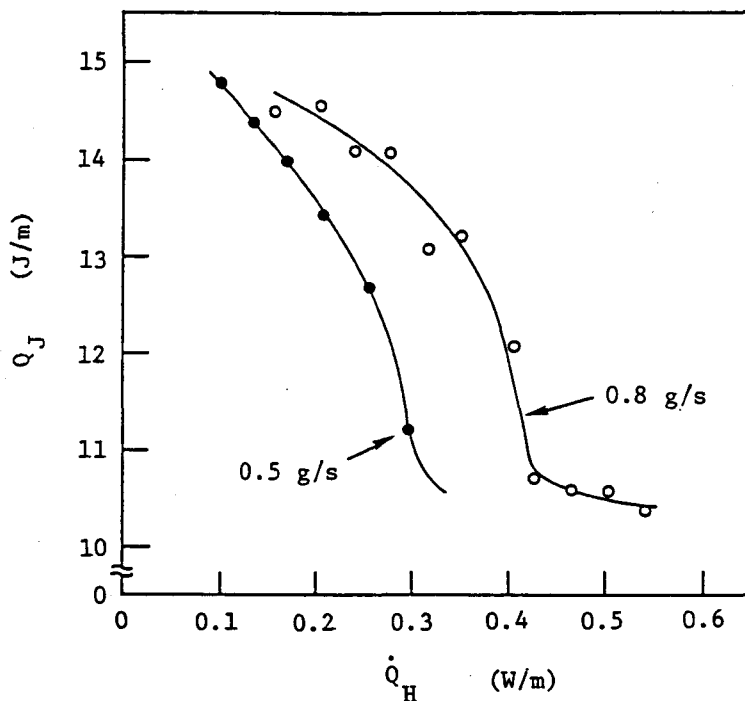


図6-9 クウェンチを発生するのに必要なエネルギー量 Q_J と加熱密度 Q_H の関係。

側へ押し流した。このようなことから、導体に常電導領域を発生させるためには、流量の小さい場合より高い温度まで加熱しなければならず、その結果流量の増加は Q_J を増加させることになったのである。同じ様な理由から、 Q_J が Q_H の増加により減少したのは最初の常電導転移場所が外層から内層に変化したことによる。

これまでの解析では導体に沿った臨界温度分布がコイルの安定性に大きく影響していることを示したが、この臨界温度分布の影響を無くすために式(6-7)により Q_J の値を評価した。 P_2 は単位長さ当りの導体中に含まれるSHEの温度を初期温度から超電導が破壊された場所での臨界温度まで上昇するのに必要なエネルギー量と Q_J との比を意味している。

$$P_2 = Q_J / V \int_{T_i}^{T_{cr}} C_p \cdot \rho_{SHE} dT, \quad (6-7)$$

ここで、 T_i ：初期状態でのSHEの温度(K)、 T_{cr} ：常電導転移場所におけるコイ

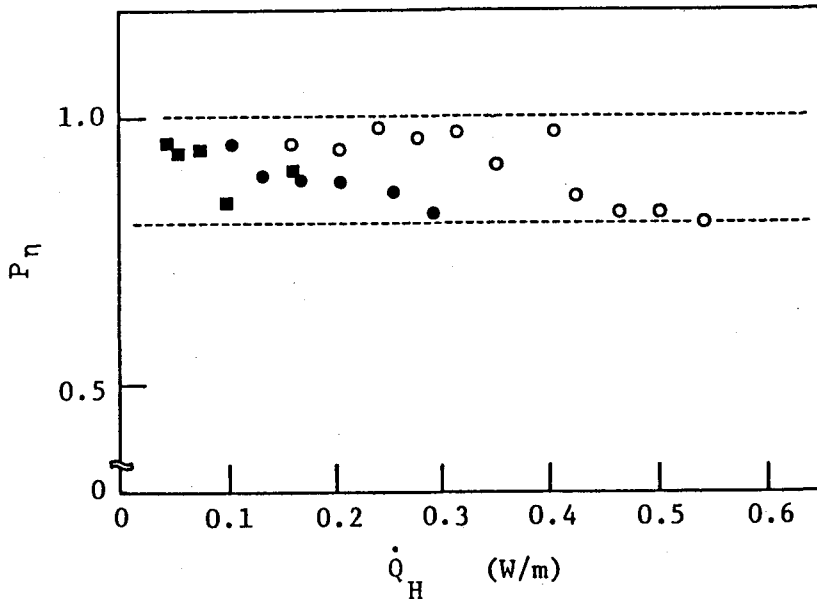


図6-10 流量0.2 g/s、0.5 g/s、0.8 g/sに対する P_n と \dot{Q}_H の関係。

■ : 0.2 g/s、● : 0.5 g/s、○ : 0.8 g/s。

ルの臨界温度 (K)。分母の計算において、 C_p と ρ_{SHE} は初期圧力のものが用いられた。図6-10より、 P_n は0.8~1.0の範囲をとり、 \dot{Q}_H は主にSHEの初期温度からコイルの臨界温度までの熱容量により決定される。各流量に対し、加熱密度が増加し常電導領域が内層側より発生する場合、 P_n は0.8に近づくがこの原因としては、実験による分母の値が強い加熱により誘起される急激な圧力上昇のために、初期圧力で求めた値よりも小さくなるからである。例えば、7 Kでの $C_p \cdot \rho_{SHE}$ の値は0.8 MPaと1.0 MPaでは各々0.83 J/K \cdot cm³と0.73 J/K \cdot cm³となる。

以上述べてきたことより、強制冷却マグネットの安全運転のための必要条件として式(6-8)を満足しなければならない。

$$Q_t < V \int_{T_c}^{T_0} C_p \cdot \rho_{SHE} dT, \quad (6-8)$$

ここで、 Q_t : SHEが強制冷却導体を通過中に導体に与えられる熱量 (J/m)。

6-4 繰り返し熱負荷に対する強制冷却コイルの超電導安定性

前節では定常加熱時のSHETEM2aの安定性解析により強制冷却マグネットの安全運転のための必要条件を提案した。パルスマグネットの場合、断続的な熱負荷を超電導体が受けるため、この条件式が安定条件として耐えうるものかどうか解析する必要がある。そこで、以下に示すように実験的にこの可能性を調べた。

6-4-1 実験方法

通電時(400 A)及び無通電時のSHETEM2aをヒーター線により断続的に加熱する。この様子は、図6-11に示されている。ヒーターによる加熱時間は10 sで、加熱密度と繰り返し加熱周期(t_p)を変化させ、その時の流れの変化が超電導の安定性に及ぼす影響を解析する。計測は前節の定常加熱に対するものと同じである。

又、繰り返し加熱に対するSHEの長軸管路内での流体特性を明らかにするため、20 mの冷却管を加熱し、その時の管壁の温度変化を調べた。この実験装置の概念図は図6-12に示されている。加熱はステンレス鋼の冷却管に直接電流を流し、ジュ

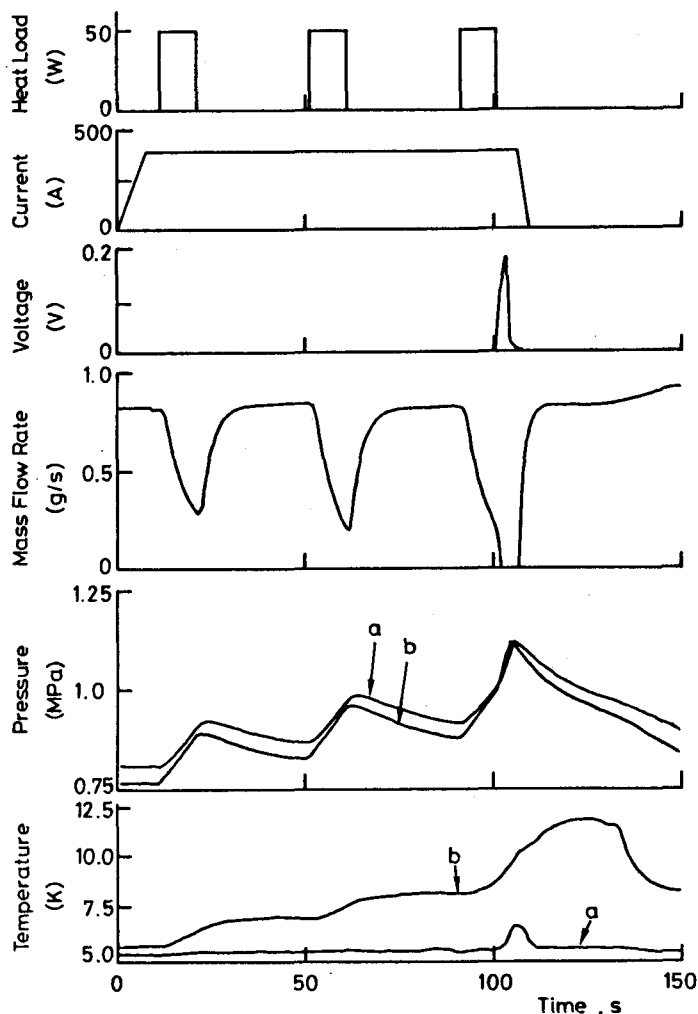


図6-11 SHETEM2aに繰り返し熱負荷を与えた場合の典型的なSHEの状態変化及び常電導転移の様子。

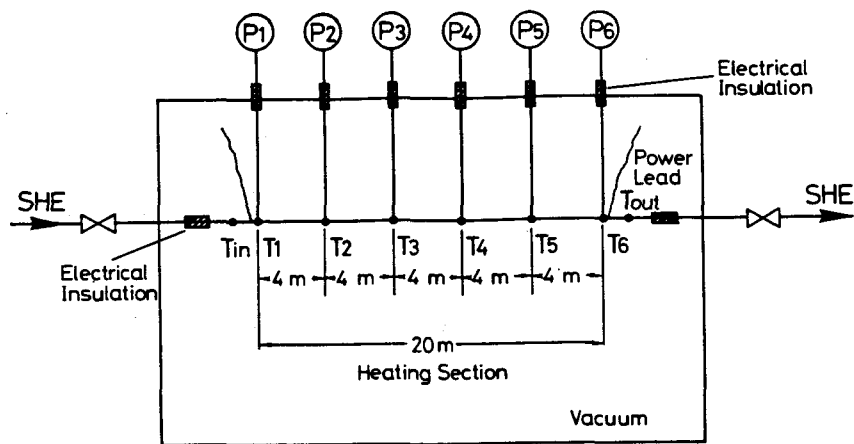


図6-12 模擬冷却管実験装置の概念図。

ール発熱により行った。

6-4-2 繰り返し加熱による超臨界ヘリウムの温度分布と超電導破壊

定常加熱に対する常電導転移を発生させる要因として、超臨界ヘリウムの熱容量と流れに沿った導体の温度分布が重要であることを示した。これに対し、断続的な繰り返し加熱においては熱負荷の無い期間が存在するため、パルス熱負荷の時間間隔及び熱負荷密度によって決定される導体の温度分布が超電導の破壊場所を決定すると考えられる。そこで、一定の加熱密度 ($\dot{Q}_H=0.57 \text{ W/m}$) で加熱周期 t_p を変化させた場合の繰り返し加熱時の導体の温度分布を実験的に調べた。図6-13には、この結果が示されている。図中の点線は各区間 ($X_1 \sim X_6$) での400 A 通電時の臨界温度を示す。この実験結果の初期流量は0.8 g/s で、この時SHE が導体を通過するのに要する時間は約100 s である。図6-13に示すように、導体の温度は流れ方向に対して階段状の温度分布となる。そのため、最初に常電導領域が発生する場所は各曲線の温度上昇部分が各区間の臨界温度 (点線) と交点を持つ区間となる。つまり $t_p=20 \text{ s}$ の場合、常電導領域の発生は X_3 となる。これは、400 A 通電時の実験結果からも確かめられた。この結果は、表6-3 に示してある。同表にはより少ない一定加熱量 (0.34 W/m) で加熱周期を変化させた時の常電導発生場所も示している。加熱量が、0.57 W/mの場合、図6-13で示した各加熱モー

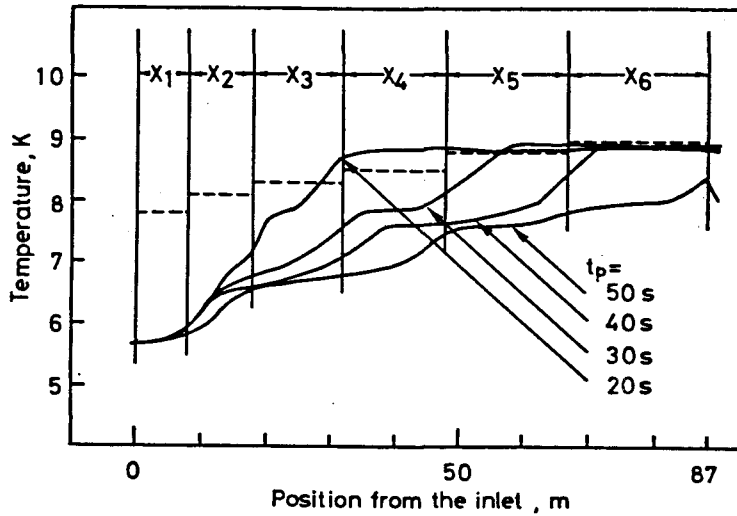


図6-13 繰り返し加熱時のSHETEM2aの導体の温度分布。SHEの初期流量：0.8 g/s、加熱密度：0.57 W/m、繰り返し加熱周期 $t_p=20\sim 50$ s。

表6-3 繰り返し加熱に対するSHETEM2aの常電導発生場所及び超電導破壊エネルギー (Q_J)

加熱量 (W/m)	加熱周期 t_p (s)	常電導発生場所	Q_J (J)
0.57	>50	常電導発生無し	
	40	X_6	1492
	30	X_5 、 X_6	1454
	20	X_3	1359
	定常加熱	X_1	1057
0.34	>30	常電導発生無し	
	20	X_6	1407
	定常加熱	X_3	1227

ドから推定される常電導領域発生場所と通電時の実験結果とは良く一致している。又 $t_p > 50$ s の場合、SHE の導体通過時間が100 s であることから、強制冷却導体は第3回目の加熱の影響を殆ど受けない。このため、SHE の温度上昇は最高でも 8.2 K となり導体の臨界温度を越えないため常電導領域は発生していない。加熱量が 0.34 W/m に対する結果も同様のことが言える。

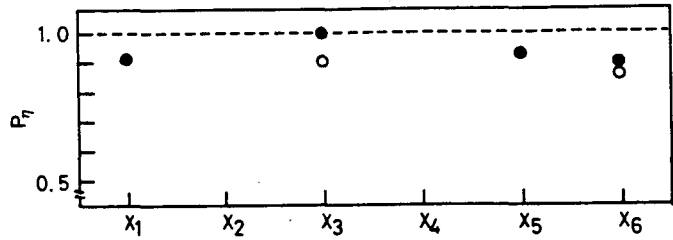


図6-14 繰り返し加熱時の P_2 と常電導発生場所。○：0.34 W/m、●：0.57 W/m。

表6-3 で示された Q_0 について式(6-7)による P_2 で評価した。この結果は、図6-14に示されている。図中の黒丸は加熱量0.57 W/m、白丸は0.34 W/mの結果を示している。横軸は常電導破壊測定区間である。この場合においても P_2 の値は1.0~0.8の間にあり、超電導破壊エネルギーはSHEの初期温度から導体の臨界温度までの熱容量により決定されることが分かる。つまり式(6-8)は繰り返し加熱に対しても充分有効であり、強制冷却パルスマグネットが安定に動作するための必要条件として用いることが出来る。

6-4-3 超臨界ヘリウムの流体特性における加熱周期及び加熱密度依存性

これまで示した実験結果は、SHEの流れの状態が定常的或は規則的であることを基本としてきた。しかしながら、第5章で示したように、繰り返し加熱された場合加熱直後に導体の中間領域において温度の最高点が現れる。これは加熱時に発生する流れの不安定性によるものであることを述べたが、強制冷却パルスマグネットの安全運転領域を示す式(6-8)を繰り返しパルス加熱に対して必要十分条件として用いるためには、この流れの不安定性が現れる領域を明らかにしなければならない。そのためには、長軸の冷却管における加熱時の流れに沿った加熱面の温度変化を調べる必要がある。実際のマグネットにおいては電気絶縁の問題

があるために、線間に温度計等のセンサーを取り付けることは不可能である。従って、図4-11で示した実験装置により、この温度変化の様子を解析した。

図6-15には繰り返し加熱周期 ($t_p=15$ s) が同じで、加熱量を変化させた場合の導体に沿った温度変化を示している。図中の番号は温度計の設置位置を示しており、図6-12の $T_1 \sim T_6$ に対応する。SHEの状態は、初期流量0.6 g/s、圧力0.75MPa、各パルスの加熱時間は5 sであった。図中の点線は T_5 の位置での加熱時における温度の極大値を結んだものであるが、加熱密度が 107 mW/cm^3 (ヘリウムの体積に対する加熱密度) (図中 b) 以下であれば、第2回目以降の加熱による温度変化は非常に規則正しいため、ほぼ直線となっている。しかしながら、加熱密度を上げると(図(c)、(d))この規則性は失われ、加熱密度 420 mW/cm^3 に対しては T_5 での第2回目の加熱時の

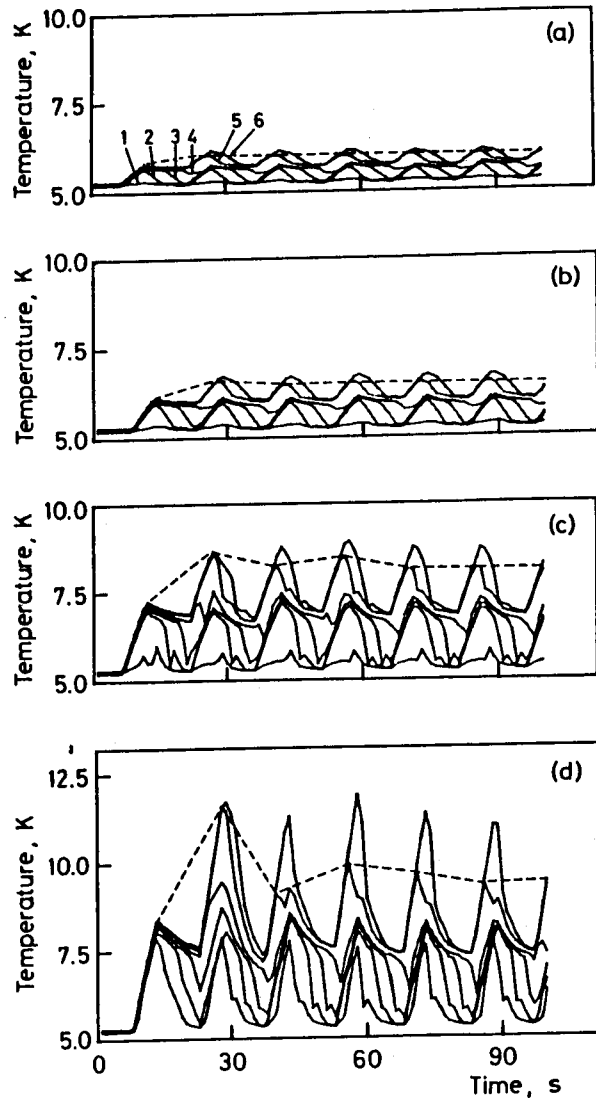


図6-15 繰り返し加熱周期が同じ場合の模擬冷却管温度変化。SHE初期流量：0.6 g/s、圧力：0.75 MPa、加熱周期：15 s、加熱密度： 61 mW/cm^3 (a)、 107 mW/cm^3 (b)、 265 mW/cm^3 (c)、 420 mW/cm^3 (d)。

最大値とそれ以後に現れる規則的な温度変化の極大値との差は2.0 K にまで達している。図6-16には、加熱密度 (265 mW/cm^3) が同一で t_p を変化させた場合の実験結果が示されている。SHE の状態は、流量 0.6 g/s 、圧力 0.75 MPa である。この場合においても、 $t_p = 25 \text{ s}$ に対しては非常に規則正しい温度変化を示しているが、 t_p がそれより小さくなると各部の温度変化において不規則性が現れる。この様な流れの不安定性による温度の異常な上昇が発生すると、超電導を破壊するのに必要とされるエネルギー量は、導体の温度分布をSHE の流量変化が規則的であると仮定した場合よりも極端に小さくなる。

この様な温度変化を発生する原因として、加熱時のSHEの熱容量の変化が考えられる。図6-17には、図6-16 (b, d) に対する $C_p \times \rho_{SHE} (=Q_c)$ の変化が示されている。図6-16 (b) にも示されている様に、 $t_p = 20 \text{ s}$ 、加熱量 265 mW/cm^3

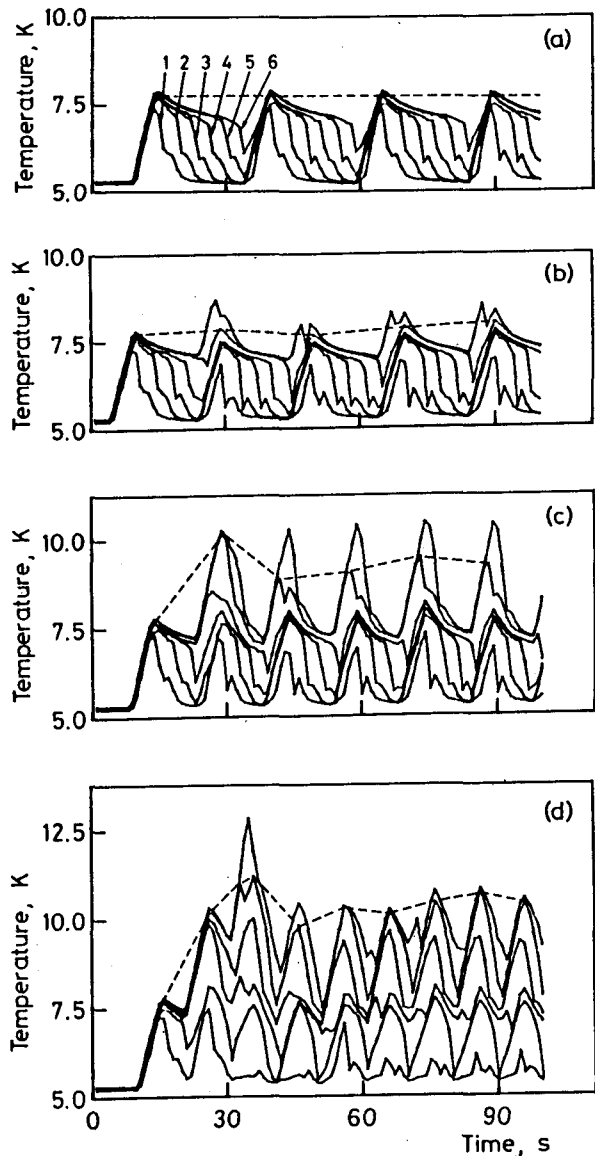


図6-16 加熱密度が同じ場合の模擬冷却管温度変化。SHE 初期流量： 0.6 g/s 、圧力： 0.75 MPa 、加熱密度： 265 mW/cm^3 、加熱周期： 25 s (a)、 20 s (b)、 15 s (c)、 10 s (d)。

に対して温度変化は比較的規則的であるが、この場合各測定区間の Q_c 。(図6-17 (a)) は初期値よりも大きくなっており熱負荷に対して温度の急激な変化は発生しにくい状態にある。つまり、熱的に安定な状態であることが分かる。しかしながら、図6-17 (b) については T_5 、 T_6 で Q_c の値が初期値よりも急激に減少しており、その値は初期値の35~40%となっている。このことから、熱的には非常に温

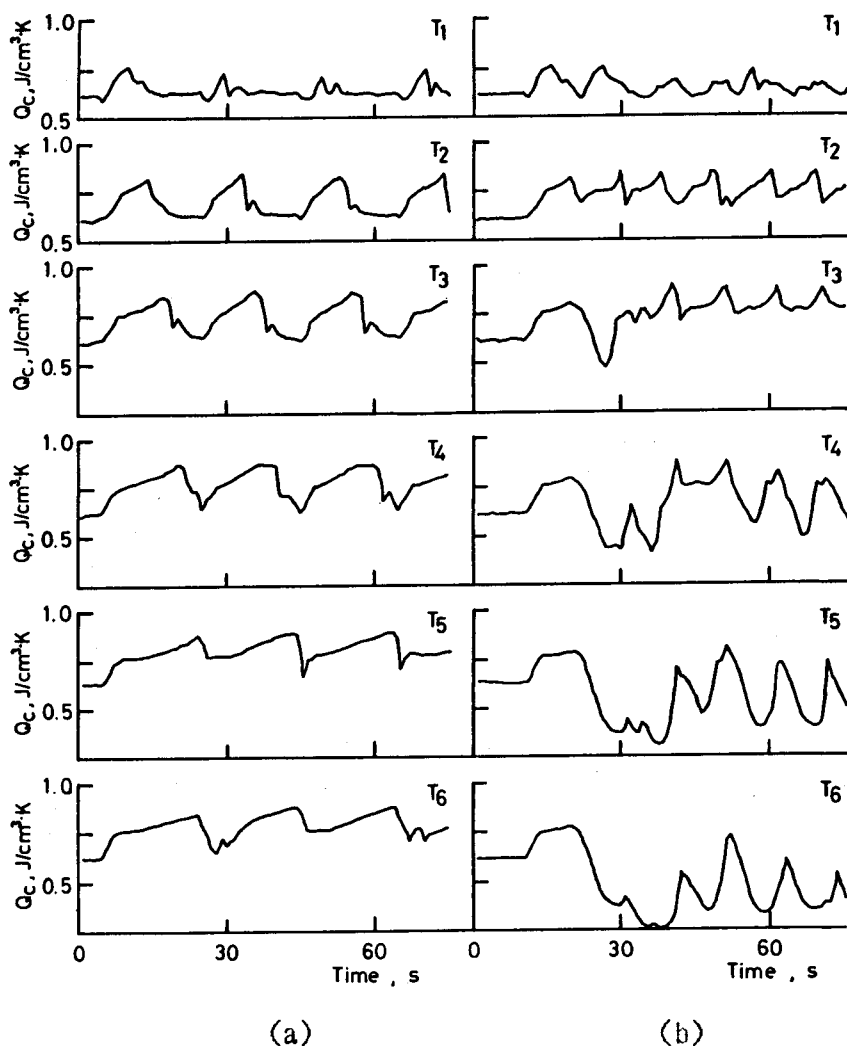


図6-17 加熱時各部分の Q_c ($C_p \times \rho_{SHE}$) の変化。(a) : 加熱周期20 s、加熱密度 265 mW/cm³、(b) : 加熱周期10 s、加熱密度265 mW/cm³。

度の影響を受けやすい状態となり、又この時間領域において温度の異常な上昇が観測されている。

以上述べたことから、SHE が導体を通過する間に受ける熱量がある制限値を越えた場合に、この様な流れの不安定性による温度変化が現れると考えられ、図6-18によりこの領域を明らかにした。図6-18の横軸はSHE の単位体積当りに加えられた加熱密度を示し、縦軸は式 (6-9) により定義される。

$$Q_p = \dot{Q}_{he} \times (t_{s0}/t_p) \times t_H \quad (6-9)$$

ここで、 Q_p : SHE が加熱区間を通過する間に受けた熱量 (J/cm^3)、 \dot{Q}_{he} : SHE への加熱密度 (W/cm^3)、 t_{s0} : 繰り返し加熱前の流量により決定されるSHE の加熱区間通過時間 (s)、 t_p : 繰り返し加熱周期 (s)、 t_H : 1パルスの加熱時間 (s)。

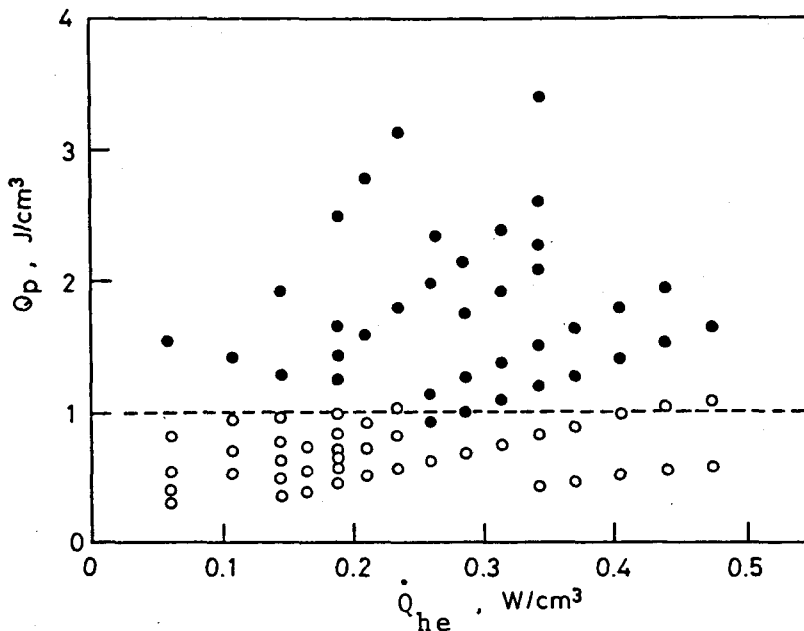


図6-18 加熱による流れの不安定性によって不規則な温度変化の現れる領域。

Q_p : SHEが加熱区間を通過する間に受けた熱量、 \dot{Q}_{he} : SHE の単位体積当りに加えられた加熱密度、○ : 規則的な温度変化の領域、● : 不規則な温度変化の現れた領域。

Q_p は SHE の単位体積当りに加えられる加熱量を示している。図中の黒丸は加熱時の流れの不安定性により現れた温度の最高値がそれ以後の加熱により現れる温度の極大値よりも 0.2 K 以上の値となった実験結果である。白丸はこの温度差が 0.2 K 以下の結果である。図6-18によると、この流れの不安定性による影響が著しく現れるのは $Q_p > 1.0\text{ J/cm}^3$ の領域であることが分かる。つまり、パルスマグネットのように断続的に熱負荷（交流損失）が発生する場合、SHE が導体を通過する間に受ける熱量が 1.0 J/cm^3 以下であり、かつ式（6-8）により定義される領域であるならば強制冷却パルスマグネットは十分に安定であることが分かる。

6-5 0.5 MJパルスマグネットによる誘導加熱試験

これまで示してきた強制冷却マグネットの安全運転領域の熱的条件は、ヒーター線による加熱試験或は模擬冷却管による試験で得られた結果である。そこで、これらの熱的条件をより現実的なモデルにより検証するために SHETEM2b に変動磁界を与え、実際に導体内部で交流損失を発生させ強制冷却マグネットの安定性を解析した

6-5-1 実験方法

先ず、0.5 MJパルスマグネットによる誘導加熱実験の予備実験として、定常的なバイアス磁場下での SHETEM2b の安定性及び SHE の熱擾乱に対する対応が調べられた。この実験では SHETEM2a の場合と同様 SHETEM2b 全体に巻かれてあるヒーター線により導体に熱擾乱が与えられ、又 0.5 MJパルスマグネットにより印加された定常的なバイアス磁場強度は $0\sim 3.5\text{ T}$ であった。常電導転移の発生は

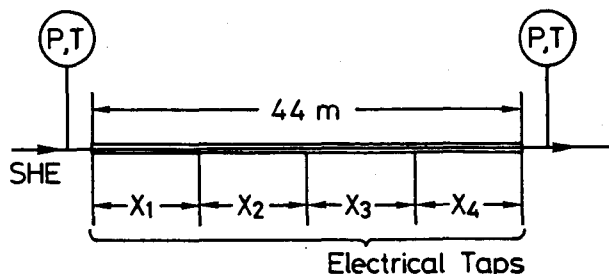


図6-19 SHETEM2bのセンサー及び電圧タップの位置。SHE はコイルの最内層より流されている。

図6-19に示してある様に11 m間隔に設置した電圧タップにより測定された。SHE の温度・圧力は、コイル入口及び出口部分でカーボン抵抗温度計と歪ゲージ圧力計により測定した。流量測定はコイル入口部分でオリフィス流量計により行った。

0.5 MJパルスマグネットによる誘導加熱試験時のSHETEM2b及び0.5 MJパ

ルスマグネットの運転モードは図6-20に示してある。0.5 MJパルスマグネットは1.25~3.75 T/sの変化率で励磁及び減磁され、最大磁界2.5 T で1 秒間保持された。時間間隔 t_i (s) 後、同一モードで励磁及び減磁が繰り返され、SHETEM2bには200 A の一定電流が流された。常電導転移及びSHE の状態変化の観測は、ヒーター加熱の場合と同じである。

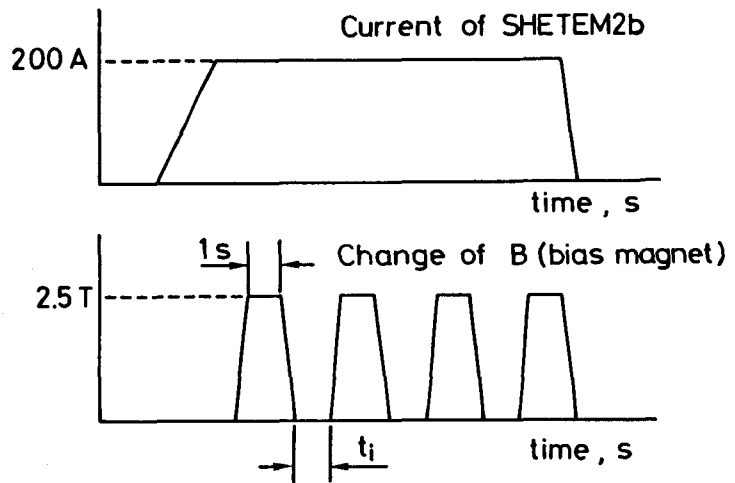


図6-20 誘導加熱実験時のSHETEM2b及び0.5 MJパルスマグネットの運転モード。

6-5-2 SHETEM2bの熱的特性

誘導加熱試験の予備実験として、バイアス磁場中(0~3.5 T)でのSHETEM2bの超電導破壊エネルギー(Q_J , J/m)及び加熱時の流量変化が調べられた。その時の Q_J はSHETEM2aと同様、式(6-7)により定義した P_2 を用いて評価を行った。用いたSHEの初期状態は、温度5.3 K、圧力0.83 MPa、流量1.0 g/sであった。実験結果は図6-21に、SHETEM2aの結果と一緒に示してある。図中の m_0 、 I_t 、 B は各々初期流量、強制冷却コイルの電流値、バイアス磁界を示している。図6-21によると、 P_2 は0.8~1.02の範囲にありSHETEM2aで得た結論が導体長の異なるコイルSHETEM2bにも当てはまることが確認できた。

式(6-8)に示したように、SHEの導体通過時間(t_c)は強制冷却マグネット

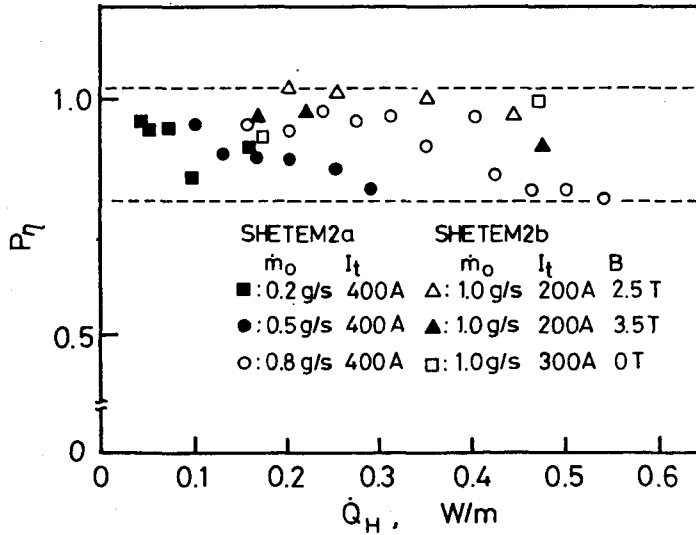


図6-21 バイアス磁場下でのSHETEM2bの P_n と \dot{Q}_H の関係。 \dot{m}_0 ：SHEの初期流量、 I_t ：SHETEM2のコイル電流、B：バイアス磁場。

の安定性に対して重要なパラメーターとなっている。 t_s はSHEの流量によって決定されるが、導体に熱擾乱が加えられた場合、流量はSHEの膨張と導体部分での流れの抵抗の増大により減少する。繰り返し加熱された場合、この流れの乱れは連続的に発生することから、加熱時の t_s を決定するためには加熱密度と加熱量に対するSHEの流量の変化を十分に把握しておかねばならない。

図6-22には、ステップ状の熱入力(a)がSHETEM2bの導体全体に加えられた場合の流量の変化(b)が示されている。図中の数字は実験番号である。加熱中、流量はほぼ直線的に減少している。しかしながら、加熱終了後10秒以内に流量は初期値に回復していることが分かる。図6-23には、加熱密度に対する流量の減少速度が示されており、加熱密度と流量の減少速度は比例関係となっている。つまり、図6-22、23より熱擾乱に対するSHETEM2bを通過するSHEの流量変化を予測することができ、その結果として t_s の値を知ることが出来る。

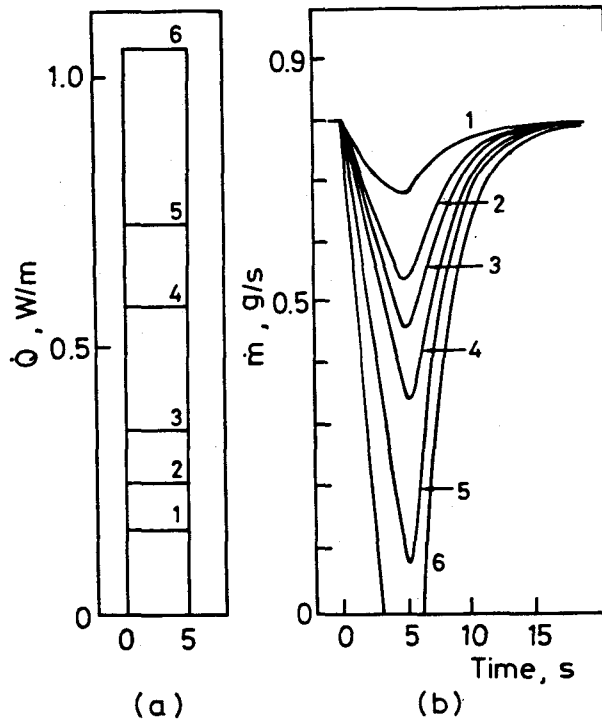


図6-22 SHETEM2bに熱負荷が加えられた場合の流量変化。(a)：熱入力、(b)：流量変化。図中の数字は実験番号を示す。

6-5-3 交流損失（誘導加熱）に対する強制冷却マグネットの安定性

0.5 MJパルスマグネットにより発生される変動磁界をSHETEM2bに与えることにより、強制冷却導体内に実際に交流損失を誘導しマグネットの安定性を解析した。この実験結果により強制冷却パルスコイルの安全運転領域の必要条件式(6-8)が検証された。実験で用いた励磁速度に対し、SHETEM2bで発生する交流損失は表6-4に示されている。これらの交流損失の値は、パルスマグネットを単独励磁した時のSHETEM2b通過中のSHEのエンタルピー変化より求めた。SHETEM2bの臨界温度は、通電電流値200 A、印加磁界2.5 Tで7.2 Kである。SHETEM2bによる自己発生磁界は0~0.095 Tであるため、この磁界分布によるコイルの臨界温度分布への影響は無視した。SHEの状態は温度5.3 K、圧力0.83 MPaであったので式(6-8)の右辺の値は8.83 J/mである。一例として、 $dB/dt=2.5$ T/s、 $t_i=1$ sの場

合、式(6-8)より常電導領域は第5回のパルス磁界印加中に発生すると考えられる。図6-24(a、c、e)と(b、d、f)は、各々バイアス磁界の変化と X_3 での常電導転移による電圧の発生状況が示されている。図中の数字はパルス回数を示している。この時、SHEの流量は 1.0 g/s であったので、初期状態での t_0 は41秒である。 $dB/dt = 2.5 \text{ T/s}$ に対する結果は図6-24(c、d)に示されている。第3パルスまでは常電導転移は観測されなかった。第4パルスに於て、励磁中にわずかに常電導領域が現れたが、この領域は磁場が一定($B=2.5 \text{ T}$)になった時点で超電導領域に回復している。第5回の変動磁界による交流損失によって、常電導転移はパルスマグネット励磁中観測された。導体部分でのジュール加熱に

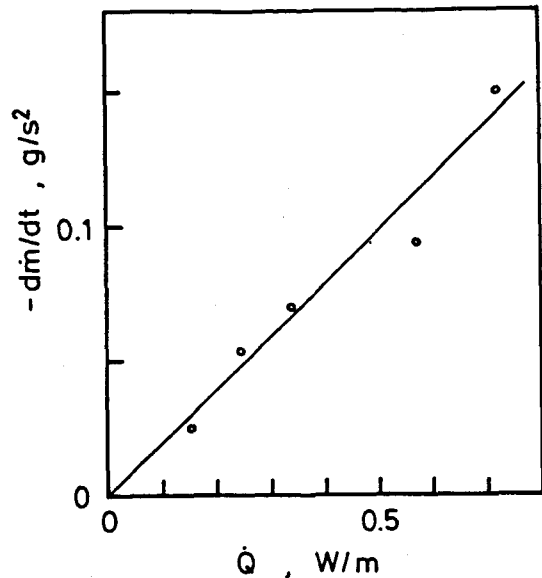


図6-23 熱負荷に対する流量の減少割合。

表6-4 SHETEM2bの交流損失

dB/dt T/s	交流損失 W/m	1パルス当りの熱負荷 J/m (J/cm^3)	t_{ac} s
1.25	0.23	0.91 (0.13)	4.00
2.50	0.91	1.82 (0.26)	2.00
3.75	1.82	2.43 (0.34)	1.33

ここで、 t_{ac} ：1パルスの交流損失発生時間。()内の数字は単位体積のSHEに対する熱負荷量を示す。

よる熱負荷は約8 J/m で、これによるSHE の温度上昇は約2.0 K に相当すると考えられる。この様に、常電導領域のジュール加熱によりSHE 及び導体の温度は上昇するが、パルスマグネットを減磁することにより導体の臨界温度が上昇し、その結果常電導領域は超電導状態に回復している。第 6パルスでは、SHE 及び導体温度が0 T においても臨界温度を越えるため常電導状態から超電導状態への転移は観測されなかった。この様に、強制冷却超電導導体の挙動は交流損失と常電導領域でのジュール発熱による熱負荷と変動磁界に伴う臨界温度の変化の関係により考慮されなければならない。しかしながら、最初に常電導転移するパルス回数は式 (6-8) により評価することが可能である。

$dB/dt=3.75 \text{ T/s}$ に対する式 (6-8) で評価される常電導転移のためのパルス回数は4 であるが、常電導領域は第 3回の励磁中に発生している。これは、導体と

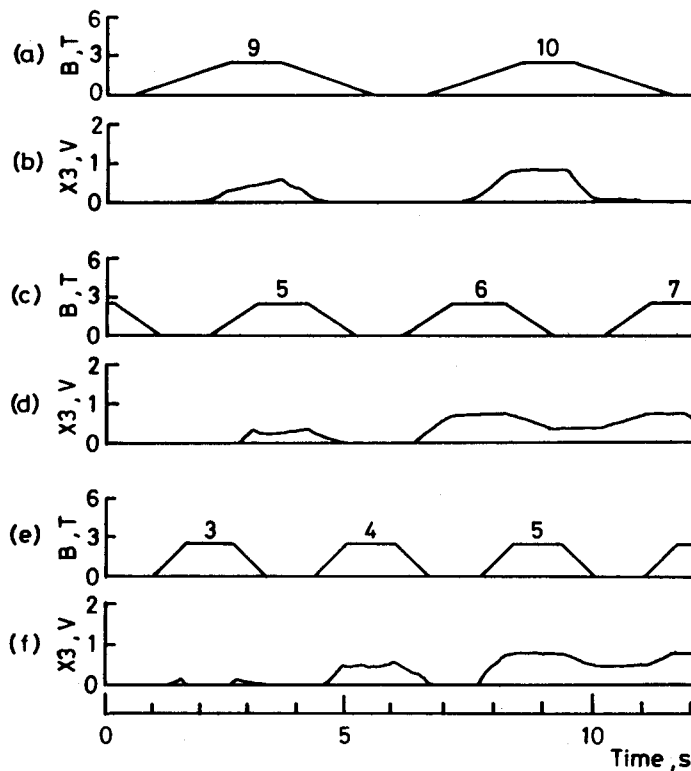


図6-24 異なる励磁速度での X_3 に於ける常電導転移の様子。0.5 MJパルスマグネットの励磁速度は1.25 T/s (a)、2.5 T/s (c)、3.75 T/s (e) である。

SHE 間の熱伝達による。強制冷却の熱伝達は Dittus-Boelter の熱伝達式⁹⁾を用いて式 (6-10)、(6-11) により表される。

$$q = h \times \Delta T, \quad (6-10)$$

$$h = 0.023(\lambda^{0.6} C_p^{0.4} / \eta^{0.4})(\dot{m}^{0.8} / D^{0.2}), \quad (6-11)$$

ここで、 q : 加熱面から流体への熱束 (W/cm^2)、 h : 熱伝達率 ($W/cm^2 \cdot K$)、 ΔT : 加熱面と流体との温度差 (K)、 λ : ガスの熱伝導率 ($W/cm \cdot K$)、 D : 相当直径 (cm)、 η : 粘性係数 ($g/cm \cdot s$)。3.75 T/s の磁場変化により 1.82 W/m の交流損失は SHE への熱束としては 19.3 mW/cm² に相当する。2 回のパルスマグネットの励磁による交流損失により SHE の温度は 6.35 K まで上昇する。流量は交流損失により 0.76 g/s まで減少した。この場合、式 (6-10)、(6-11) より h は 21.0 mW/cm²・K と計算され、その結果 ΔT は 0.92 K であったと推測される。そのため導体温度が臨界温度を越え、常電導領域が現れたのである。しかしながら、この場合もクウェンチ状態には到っていない。

表6-5 には、異なる t_i に対する実験結果が示してある。強制冷却導体が常電導転移するのに必要とするパルスマグネットの励磁回数 (N_p) は、式 (6-8) で予想された値とよく一致した。パルスマグネットの励磁時間間隔が増加するに伴って、常電導領域発生場所は SHE の下流側となる。これは断続的な熱負荷によって形成された流れ方向の SHE の温度分布 (図6-13と類似の温度分布) が原因している。このため、 $dB/dt=3.75T/s$ 、 $t_i=10$ s 及び $dB/dt=2.5$ T/s、 $t_i=12$ s の場合、常電導転移部分は X_A に限定された。表6-5 で示した時間間隔 t_i よりも長い時間間隔に対しては、常電導領域は発生しなかった。更に、 $dB/dt = 3.75$ T/s、 $t_i = 10$ s 及び $dB/dt = 2.5$ T/s、 $t_i = 12$ s に対する、SHE が導体通過中に受ける熱量は各々 1.23 J/cm³、0.98 J/cm³ となり模擬冷却管の実験で得た制限値 1 J/cm³ とほぼ近い値となっている。換言すると、強制冷却パルスマグネットの運転間隔は SHE のコイル通過時間と交流損失の加熱密度によって決定されなければならない。

表6-5 異なる励磁間隔に対するSHETEM2bの常電導転移状況

	t_i, s	X_1	X_2	X_3	X_4	N_p
dB/dt=3.75 T/s $\dot{m}_0=1.0$ g/s ($t_{s0}=41$ s)	2	N	N	N	N	4
	4	S	S	N	N	4
	8	S	S	S	N	4
	10	S	S	S	N	4
dB/dt=2.50 T/s $\dot{m}_0=0.8$ g/s ($t_{s0}=51$ s)	1	N	N	N	N	5
	2	N	N	N	N	5
	4	N	N	N	N	5
	6	S	N	N	N	5
	10	S	S	N	N	5
	12	S	S	S	N	5

ここで、S：超電導状態、N：常電導状態、 N_p ：常電導領域を発生するのに必要とする励磁回数、 \dot{m}_0 ：初期状態のSHEの流量、 t_{s0} ： \dot{m}_0 に対するSHEの通過時間。

以上述べてきたように、式(6-8)は強制冷却パルスマグネットが安全に動作するための必要条件であり、かつ式(6-8)を十分条件として用いるためには超臨界ヘリウムが導体を通過中に受ける熱量が 1 J/cm^3 以下でなければならない。この様にSHEのより大きな流量(流速)が交流損失に対して超電導コイルをより安定にする。逆に、パルスマグネットの運転モード及び交流損失の加熱密度に対してSHEの通過時間は決定され、その結果コイルの設計において具体的な数値としてSHEの流速と冷却チャンネルの長さが制限されることになる。

6-6 結言

実規模の導体長を持つ強制冷却ホローコンダクターコイルを用い、予冷時の熱パラメーターの解析及び交流損失による熱負荷が導体全長に与えられた場合の超電導安定性の解析を行った。本研究により、電磁力或は電気絶縁の面で浸漬冷却方式よりも優れた特性を持つとされている強制冷却方式をパルスマグネットに応用するための熱的問題が明らかにされ、その応用の十分な可能性を示すことが出来た。

先ず、予冷時の強制冷却マグネットの熱特性として以下のことが判明した。

- (1) 強制冷却マグネット予冷時のコールドフロント移動速度は、入口部分での流入ヘリウムガス速度と、導体とヘリウムガスの熱容量比によって決定される。
- (2) 予冷時のヘリウムガス流量は導体部分の圧力損失により制限されるが、実験式により評価された圧力損失の値は、導体の中間部分に非常に大きな温度勾配が存在する場合は、実際の値よりも30～50%大きくなる。

強制冷却マグネット運転時の熱負荷に対するマグネットの安定性として次の結果を得ている。

- (3) 導体全体が均一に定常加熱された場合、常電導転移場所は超臨界ヘリウムの流量及び加熱密度に依存する。これは、導体に与えられた熱的条件によって決定される超臨界ヘリウムの流れ方向の温度分布とコイルの臨界温度分布に於て、これらの温度が一致する場所から常電導転移するからである。

- (4) この場合、超電導状態を破壊するのに必要とされるエネルギー量は、超臨界ヘリウムの熱容量によって決定される。このため、強制冷却マグネットの安全運転領域に対する必要条件として次のことが提案される。超臨界ヘリウムの導体通過時間内に導体に与えられるエネルギー量は、超臨界ヘリウムを初期状態から導体の臨界温度まで上昇させるのに相当する値以下でなければならない。

- (5) パルスマグネットの交流損失のように断続的な熱負荷に対しても、定常加熱試験で得られた安全運転のための必要条件は十分に適用出来ることが分かった。しかしながら、断続的な繰り返し加熱により超臨界ヘリウムの流れは大きく乱され加熱管の中間部分で温度の極大値が現れるために、この条件を用いるには、超

臨界ヘリウムへの導体通過中に与えられる熱量が 1 J/cm^3 以下でなければならないという制約を受ける。

(6) 以上述べた結果は強制冷却マグネットのパルスマグネット応用に対する実際的なモデル(0.5 MJパルスマグネットを用いた誘導加熱試験)を用いて検証された。

(7) 本章で行われた解析により、強制冷却パルスマグネットの予冷から運転に到るまでの熱的な問題点が明らかにされ、強制冷却パルスマグネット実現のための十分な可能性が確かめられた。

参考文献

- 1) N. Ohuchi, et. al., "Flow effect of supercritical helium on the stability of a hollow superconducting coil (SHETEM2a) with thermal load", IEEE Trans. on Magnetics, Vol.MAG-23, No.2, (1987)1539.
- 2) N. Ohuchi, et. al., "Behavior of supercritical helium gas against a periodic thermal load", to be submitted.
- 3) N. Ohuchi, et. al., "AC loss and stability of a force-cooled superconducting coil with a bias pulsed superconducting magnet", to be published in Advances in Cryogenic Engineering, Vol.33.
- 4) N. Ohuchi, et. al., "Precooling characteristics and flow instability of a supercritical helium cooled hollow superconducting coil", Proc. ICEC11, (1986)419.
- 5) 「低温工学ハンドブック」 低温工学協会関西支部、海外低温工学研究会訳、低温工学ハンドブック編集委員会編、内田老鶴園新社。
- 6) R. D. McCarty, "Thermodynamic Properties of Helium 4 from 2 to 1500 K at Pressure to 10^8 Pa ", J. Phys. Chem. Ref. Data 2, (1973) 923.
- 7) H. Ito, "Friction factors for turburent flow in curved pipes", J. Basic Engr., (1959)123.

- 8) Y. Takami, "Thermal and flow analysis of force-cooled superconductor in view of stability", presented at Applied Superconductivity Conference at Baltimore (1986).
- 9) Dittus, F. W., and Boelter, L. M., Univ of Calif Pubs Eng 2, (1930)443.

第7章 結論

本研究は、極低温領域で動作する超電導パルスマグネットの熱的特性について実験を主に解析した結果をまとめたものである。超電導パルスマグネットは動作時の急激な変動磁界による交流損失のため、直流マグネットと比較して熱的には非常に不安定になる。そこで、大阪大学超電導工学実験センターに設置されている浸漬冷却方式0.5 MJパルスマグネットを用い、予冷時のコイル内温度分布から熱的なパラメーターを評価し、又定格運転時の交流損失の値を明らかにした。次のステップとして、著者はパルスマグネットの大型化あるいは高磁界化に伴って、電磁力や線間の電気絶縁の特性において浸漬冷却方式よりも優位を占める強制冷却方式をパルスマグネットに応用することを考え、強制冷却超電導マグネットの熱解析を行った。特に、熱負荷発生時における強制冷却コイルの冷却材である超臨界ヘリウムの流れの不安定性に着目し、この流れの不安定性が超電導マグネットの安定性に及ぼす影響を解析した。本解析により、超電導パルスマグネットの予冷から運転時に於ける熱設計に対する重要な情報が得られ、強制冷却パルスマグネット実現のための十分な可能性を確認することができた。以下に、本論文の要点を列記する。

[ヘリウムガス循環による0.5 MJパルスマグネットの予冷特性]

- (1) 低温ヘリウムガスを用いた超電導パルスマグネットの予冷特性は、ヘリウムガス速度と温度及びマグネット温度に依存する。マグネット温度が 100 K 以上では、マグネットの熱容量が大きいいため、その予冷には大きなヘリウムガス流量を必要とするが、このためクライオスタット内部のガス温度が均一となりコイルは上下対称に冷却される。100 K 以下では、ヘリウムガス温度の低下により、密度の大きなガスがクライオスタット底部に溜りやすく、コイル下部より冷却される。又、この場合ヘリウムガスエンタルピー利用率も非常に良く80~90%の高い値となる。
- (2) 熱抵抗の考えを用いて予冷をシミュレーションすることにより、マグネット内部の実効的な熱伝導率が複合構造のマグネットの各熱伝導率の関数とし

与えられることが分かった。

- (3) 低温ヘリウムガスとマグネット間の熱伝達率は、ノズルにより加速されたガス速度に依存し、マグネットとクライオスタット間の相当直径で計算される熱伝達率よりも大きな値が得られた。このノズルの効果は、大きなヘリウムガス流量を必要とするマグネット温度が100 K以上の予冷の場合、非常に大きいことが判明した。

[0.5 MJパルスマグネットの室温からの定常熱負荷と交流損失]

- (1) 0.5 MJパルスマグネットの室温領域から液体ヘリウムへの侵入熱は約 3.0 W で、4.2 L/h の液体ヘリウム蒸発量に相当する。又、このうち約90%までがパワーリードからの熱伝導による熱侵入である。
- (2) 0.5 MJパルスマグネットを立ち上がり/立ち下がり定格速度 $dB/dt = 5$ T/s、最大電流 $i_{max} = 1976$ A で駆動した場合の交流損失は 1パルス当り1460 J の交流損失を伴うことが液体ヘリウムの蒸発量を測定することにより確かめられ、この結果は数値計算による理論的解析値と良く一致した値となっている。
- (3) 交流損失解析のために以下に示す方法が用いられた。
 - ・パルス駆動における磁界分布を直流駆動時のものによって近似した。
 - ・多重フィラメント燃線素線を一様分布フィラメント領域 (UF) と常電導金属中心部分 (NC) に分割した。更に $dB/dt = 10$ T/s以下では、損失はNC領域にのみよるものとした。
 - ・NC領域の銅材料の磁気抵抗効果と、超電導フィラメントの臨界電流密度の磁界依存性を関数近似した。
 - ・素線軸に対する磁界の垂直成分によって、結合損失及びヒステリシス損失を計算した。
- (4) 本解析により、液体ヘリウム貯液時の極低温領域への室温からの熱侵入経路が明らかにされ、交流損失の理論的予測が可能になった。

[短尺強制冷却ホロー超電導導体 (SHETEM1) 内部での超臨界ヘリウムの挙動]

- (1) 強制冷却導体全体をステップ状に定常加熱した場合、加熱直後の流量の減少により超臨界ヘリウムの冷却能力が低下する過渡期が存在する。この過渡期では導体温度は上流から下流へ一様に上昇するのではなく、その中間で極大を持つことが分かった。特に、加熱により超臨界ヘリウムが管内でチョークする場合は、強制対流熱伝達が零となる領域が発生するため局部的温度上昇は著しくなる。
- (2) この過渡期により定常加熱に対する安定性マージンは、超臨界ヘリウムが定常流とした場合より低い値となり、実験ではこの値は定常流に対する値の約 0.7倍であった。
- (3) 導体を繰り返し加熱した場合、各パルス毎に流量の変動が観測された。又繰り返しパルス加熱の周期を短くすると超臨界ヘリウム及び導体の温度分布特性が定常値に近づくため、加熱開始直後に冷却能力が低下する。
- (4) この様な繰り返し加熱に対する熱特性に対して、加熱周期が超臨界ヘリウムの導体部分の通過平均時間より長いと超臨界ヘリウムは導体に対して良好な冷却能力を持つ。

[実規模長強制冷却ホロー超電導導体コイル (SHETEM2) の熱特性と超電導安定性]

予冷特性として、

- (1) 強制冷却マグネット予冷時のコールドフロント移動速度は、入口部分での流入ヘリウムガス速度と、導体とヘリウムガスの熱容量比によって決定される。
- (2) 予冷時の実験式により評価された圧力損失の値は、導体の中間部分に非常に大きい温度勾配が存在するため、実験値よりも30~50%大きくなる。
強制冷却マグネット運転時の熱負荷に対する安定性として、
- (3) 導体全体が均一に加熱された場合、常電導転移場所は超臨界ヘリウムの流量及び加熱密度に依存する。又、超電導破壊エネルギーは超臨界ヘリウムの熱容量によって決定される。
- (4) 強制冷却マグネットの安全運転領域に対する必要条件として次のことが提

案される。超臨界ヘリウムの導体通過時間内に導体に与えられるエネルギー量は、超臨界ヘリウムを初期状態から導体の臨界温度まで上昇させるのに相当する値以下でなければならない。

- (5) パルスマグネットの交流損失のように断続的な熱負荷に対しても、(4)で述べた安全運転のための必要条件は適用できる。しかしながら、繰り返し加熱により超臨界ヘリウムの流れは大きく乱され加熱初期に異常な温度上昇が現れるため、この条件を用いるには、超臨界ヘリウムへの導体通過中に与えられる熱量が 1 J/cm^3 以下でなければならない。
- (6) これらの結果は強制冷却マグネットのパルスマグネット応用に対する実際的なモデル(0.5 MJパルスマグネットを用いた誘導加熱試験)を用いて検証され、強制冷却パルスマグネットの設計において冷却安定性の面から十分に活用できうるものである。

謝辞

本研究をまとめるにあたり、藤井克彦教授には懇切な御指導、御鞭撻を賜り心から感謝の意を表します。

又、本論文について貴重な御指導を賜った黒田英三教授、鈴木胖教授、横山昌弘教授、山中龍彦教授、平木昭夫教授、白藤純嗣教授の方々ならびに金藤敬一助教授に厚く御礼申し上げます。又、大学院在学中に御指導を賜った加藤義章教授、中井貞雄教授、三間罔興教授、井澤靖和教授、望月孝晏教授、西原功修教授に厚く御礼申し上げます。本研究を遂行するにあたり、細部にわたる御検討、御討論を賜った村上吉繁助教授、山本純也助手に心より感謝の意を表します。又、本研究に多大な御理解を頂いた大阪大学超電導工学実験センター長三石明善教授、超電導工学実験センターの関係各位、文部省科学研究費補助金エネルギー特別研究班長（第4班）東北大学穴山武教授、大阪大学辻毅一郎助教授に厚く御礼申し上げます。

実験の遂行上低温機器の御指導及び御協力を頂きました大阪大学低温センター職員脇坂義美氏、牧山博美氏、元職員辻豊氏に厚く御礼申し上げます。同じく共同研究者として御支援、御協力を頂いた山室幸三氏、高見佳宏氏、楨田康博氏、強制冷却マグネットの作成に関し御尽力頂いた住友電気工業株式会社永田正之氏、須澤千鶴氏、大倉健吾氏に御礼申し上げます。更に、0.5MJ パルスマグネットの運転に際し貴重な御支援、御協力を頂きました奈良工業専門学校助手伊瀬敏史氏、ならびに三谷康範氏をはじめとする大阪大学超電導工学実験センターおよび旧西村研究室の関係諸氏に感謝の意を表します。又、本論文を完成するにあたり御配慮頂いた高エネルギー物理学研究所平林洋美教授、土屋清澄助教授に御礼申し上げます。

大阪大学御在籍中、御指導、御鞭撻を頂いた西村正太郎元教授、犬石嘉雄元教授、木下仁志元教授、山中千代衛元教授に心より感謝の意を表します。

最後に苦勞を掛けました京子に感謝いたします。

本論文がこの様に皆様の貴重な御援助と深い御理解の上に成り立っていることを付記し、心より御礼申し上げます。

研究業績リスト

1 発表論文

- (1) Y. Murakami, J. Yamamoto, K. Kikuchi, N. Ohuchi, and Y. Inuishi, "Experiments and Analyses of Thermal Characteristics and Stress/Strain Distribution of a 0.5 MJ Pulsed Coil", *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol.29, p.167, 1984.
- (2) N. Ohuchi, J. Yamamoto, and Y. Murakami, "Thermal Analysis of Superconducting Coil Precooled by Helium Gas", *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol.31, p.715, 1986.
- (3) J. Yamamoto, K. Yamamuro, N. Ohuchi, and Y. Murakami, "Analysis of Flow Instability of Supercritical Helium in Curved Tubing", *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 31, p.473, 1986.
- (4) 大内、山本、村上、「短尺強制冷却ホロー導体内部での超臨界ヘリウムの挙動」、*低温工学協会誌*、21巻3号、p.175、1986年6月。
- (5) 村上、大内、山本、「超電導パルスマグネットの交流損失」、*電気学会論文誌*、106巻11号、p.985、1986年11月。
- (6) N. Ohuchi, J. Yamamoto, and Y. Murakami, "Flow Effect of Supercritical Helium on the Stability of a Hollow Superconducting Coil (SHETEM2a) with Thermal load", *IEEE Transactions on MAGNETICS*, Vol. MAG-23, p.1539, 1987.
- (7) N. Ohuchi, Y. Makida, J. Yamamoto, and Y. Murakami, "AC Loss and Stability of a Force-cooled Superconducting Coil with a Bias

Pulsed Superconducting Magnet", to be published in Advances in Cryogenic Engineering, Vol.33.

- (8) N. Ohuchi, J. Yamamoto, and Y. Murakami, "Behavior of Supercritical Helium Gas against a Periodic Thermal Load", Cryogenics. (投稿予定)

2 国際学会発表論文

- (1) J. Yamamoto, N. Ohuchi, and Y. Murakami, "Thermal Characteristics of 0.5 MJ Pulsed Magnet", Proceeding of the 9th International Cryogenic Engineering Conference (ICEC9), Kobe (Japan), p.313, May 1982.
- (2) N. Ohuchi, K. Yamamuro, J. Yamamoto, and Y. Murakami, "Thermal Characteristics of Forced Flow Supercritical Helium in Hollow Superconductor", Proceeding of ICEC10, Helsinki (Finland), p.398, August 1984.
- (3) N. Ohuchi, J. Yamamoto, and Y. Murakami, "Precooling Characteristics and Flow Instability of a Supercritical Helium Cooled Hollow Superconducting Coil", Proceeding of ICEC11, Berlin-west (Germany), p.419, April 1986.

3 研究会論文

- (1) 「強制冷却型超電導テストコイル(SHETEM)の冷却特性」
電気学会静止器研究会資料、SA-85-37、1985年10月。
- (2) 「強制冷却型超電導コイル(SHETEM2-A)の超電導破壊特性」
電気学会静止器研究会資料、SA-86-9、1986年2月。

4 大阪大学超電導工学実験センター報告、大阪大学工学報告

- (1) 「0.5 MJパルスマグネットの冷却」
大阪大学超電導工学実験センター報告、Vol.2、p.14、1982年8月。
- (2) 「超臨界ヘリウムによるホローコンダクターコイルの強制冷却」
大阪大学超電導工学実験センター報告、Vol.3、p.45、1983年8月。
- (3) "Thermal Characteristics of a 0.5MJ Pulsed Coil", Technology Reports of the Osaka University, Vol.34, No1770, p.255,1984.
- (4) 「0.5 MJパルス超電導コイルの熱特性と応力・歪分布」
大阪大学超電導工学実験センター報告、Vol.4、p.14、1985年3月。
- (5) 「超臨界ヘリウムによる強制冷却ホローコンダクターコイルの熱的特性」
大阪大学超電導工学実験センター報告、Vol.4、p.19、1985年3月。
- (6) 「超電導パルスマグネットの交流損失」
大阪大学超電導工学実験センター報告、Vol.5、p.5、1985年8月。
- (7) 「ヘリウムガス予冷された超電導コイルの熱解析」
大阪大学超電導工学実験センター報告、Vol.5、p.14、1985年8月。
- (8) 「曲管内超臨界ヘリウムの流動不安定性」
大阪大学超電導工学実験センター報告、Vol.5、p.20、1985年8月。
- (9) 「ホロー導体強制冷却超電導コイル (SHETEM2a) の一様加熱時の常電導転移特性」
大阪大学超電導工学実験センター報告、Vol.6、p.33、1987年10月。

5 学会発表リスト

- (1) 「阪大0.5 MJパルスマグネット励磁特性」
電気学会全国大会、東京、1982年4月。
- (2) 「超臨界ヘリウムによるホローコンダクターコイルの強制冷却(1)-冷却試験設備の設計と性能」、低温工学研究発表会、東京、1982年12月。
- (3) 「超臨界ヘリウムによるホローコンダクターコイルの強制冷却(2)」
低温工学研究発表会、筑波、1983年5月。
- (4) 「超臨界ヘリウムによるホローコンダクターコイルの強制冷却(3)」
低温工学研究発表会、仙台、1983年11月。
- (5) 「超臨界ヘリウムによるホローコンダクターコイルの強制冷却(4)」
低温工学研究発表会、岡山、1984年11月。
- (6) 「浸漬式コイルのヘリウムガス循環予冷の熱解析」
低温工学研究発表会、東京、1985年5月。
- (7) 「強制冷却ホロー導体テストコイル(SHETEM2)の予冷特性」
低温工学研究発表会、大阪、1985年11月。
- (8) 「SHETEM2-A全体一様加熱下の挙動(2)SHEの流れと超電導特性」
低温工学研究発表会、筑波、1986年5月。
- (9) 「SHETEM2-Aの全体一様加熱下の挙動」
低温工学研究発表会、神奈川、1986年11月。

- (10) 「強制冷却導体のパルスマグネット応用に対する熱負荷条件」
低温工学研究発表会、北海道、1987年5月。