

JAERI-M

6 9 2 1

トカマク型核融合動力炉用超電導トロイダル・
マグネットの設計研究

1977年2月

炉 設 計 研 究 室

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

トカマク型核融合動力炉用超電導トロイダルマグネット設計研究

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

炉設計研究室

(1977年1月14日受理)

2000MWトカマク型核融合動力炉用の超電導トロイダルマグネットの設計研究を行った。設計内容は線材設計、磁場分布解析、支持構造の設計、応力解析、冷凍システムの設計等である。

プラズマ中心位置で6 Tであり、この時、コイル中における最大磁界は12 Tとなる。高磁界部分では Nb_3Sn の超電導線が使われている。運転電流は34.72 kAで、コイル導体は完全安定化されている。マグネットにおける冷却負荷は21.1 kWであり、必要とされる液化率は36,000 ℓ/h である。

このマグネット設計研究を通じて多くの技術的問題が明らかにされた。

Design Study of Superconducting Toroidal Field Magnet
for Tokamak Fusion Power Reactor

Fusion Reactor System Laboratory
Division of Thermonuclear Fusion Research, Tokai, JAERI

(Received January 14, 1977)

Design study of the superconducting toroidal field magnet for a 2000 MW_t tokamak fusion power reactor has been carried out. Performed here were conductor design, magnetic field calculation, design of coil support, stress analysis and design of refrigeration system.

The maximum toroidal field at the coil is 12T, providing 6T at the plasma center. Nb₃Sn superconductors are employed in the higher field zone. The operation current is 34.72 kA, and the conductors are fully stabilized. The heat load in the magnet is 21.1 kW, and the required liquefaction rate is 36,000 ℓ/h.

Many technological problems were revealed by the design study.

The design study performed by Mitsubishi Electric Company, Mitsubishi Heavy Industries and Mitsubishi Atomic Power Industries under contracts with JAERI.

目 次

第1章	まえがき	1
第2章	超電導コイル基本設計	12
2.1	超電導コイルの電磁力支持構造と巻線方式	12
2.2	超電導コイルの運転電流	14
2.3	超電導コイルの安定化に関する考察	18
2.4	複合超電導線の基本仕様	25
2.5	超電導ディスク構成とコイル基本仕様	27
2.6	Nb ₃ Sn 複合超電導線における安定化電流に関する考察	29
2.7	この章のまとめ	31
第3章	マグネット構成材料	34
3.1	超電導線	34
3.2	構造材料	52
3.3	絶縁材料	60
第4章	磁界・電磁力・インダクタンス計算	61
4.1	磁界	61
4.2	トロイダルコイル自身の電磁力	62
4.3	ポロイダル磁界によって生じる電磁力	63
4.4	コイル一部フェイル時の電磁力	63
4.5	インダクタンス	64
第5章	トロイダルマグネット構造設計	80
5.1	概 要	80
5.2	ディスクの構造と応力解析	82
5.3	ディスク支持構造体と応力解析	91
5.4	向心力の支持	98
5.5	ポロイダル磁界による倒し力の支持	99
5.6	コイルフェイル時の電磁力の支持	101
5.7	自重の支持	101
5.8	コイル導体の強度計算	102
5.9	クライオスタット	105
5.10	まとめ	107
第6章	励磁システムとコイル保護方法	108
6.1	クエンチ時の電流減衰時定数限界	108
6.2	コイル分割による保護法	111
6.3	ディスク毎の励磁分割によるコイル保護	112
6.4	18 励磁分割コイルの励磁	114

6.5	励磁電流が異なる場合のコイル保護と励磁について	115
6.6	まとめ	118
第7章	冷却負荷	119
7.1	伝導・輻射による冷却負荷	119
7.2	中性子・ γ 線による発熱	124
7.3	超電導線に生じる損失	124
7.4	コイル構造体中の渦電流損	131
7.5	冷却負荷合計と考察	135
第8章	冷却システム設計	137
8.1	冷却システム構成	137
8.2	多段冷凍液化系の検討	140
第9章	むすび	142
	参考文献	144

第1章 ま え が き

本設計報告書は、日本原子力研究所、核融合研究部、炉設計研究室計画の出力2000 MW_tのトカマク型核融合炉の超電導トロイダルマグネットに関するものである。炉設計研究室による基本設計仕様⁽¹⁾に基づいて、トロイダルマグネットの概念設計を実施した。

トロイダルマグネットの機能は、プラズマの安定閉じ込めを維持するための定常的なトロイダル磁界を作ることにある。核融合炉の出力密度はトロイダル磁界 B_t の4乗に比例する。一方、超電導トロイダルマグネットの価格はこれよりも低い割合で増加するとみられている。したがって、実用炉設計の観点からは、できる限り高磁界マグネットとすることが経済的に有利である。

現在までの磁界最高のマグネットは、V₃GaとNb₃Snのハイブリッドで17.5 Tを発生したものである（蓄積エネルギー1.75 MJ）⁽²⁾。

トロイダルマグネットがつくる圧力は B_t^2 に比例して増加するので、構造材料の許容応力と B_t の係り合いが必然的に問題になってくる。この応力の条件は、プラズマのアスペクト比を小さく取ろうとすると、ブランケット、冷却系、遮蔽、ポロイダルコイル等の占める空間との関連で、トロイダルマグネットに許容される空間に制約が生じて、さらに厳しいものとなってくる。

核融合炉用の超電導マグネットはこれまでの超電導マグネットの実績に比較してかなり大きく、蓄積エネルギーについていえば、約200倍である。

トロイダルマグネットが高磁界かつ超大エネルギーを発生するマグネットであることは、設計と製作技術にとって新しい開発課題を提供するものであり、明らかに現在の技術水準を越えている問題を多く含んでいる。しかし、これらの問題は現在の技術で予測可能な範囲にあり、個々の要素技術では大きなブレークスルーは無く、時間と費用の投入により充分達成可能といえる。

超電導トロイダルマグネットの基本的設計諸元の設定にあたって配慮せねばならない事柄として

- ① プラズマからの要請
 - a) プラズマ主要寸法（プラズマ断面直径とアスペクト比）
 - b) 磁界強度
 - c) 磁界一様性
- ② 炉構造要素（ブランケット、冷却系、しゃ蔽、中性粒子入射装置、排気系、計測系等）からの要請
 - a) コイル内径寸法、形状
 - b) コイル間隔
 - c) コイル間支持構造物の空間占有状況
 - d) コイルと室温基盤との支持構造物の空間占有状況
 - e) 組立、分解、修理の方法・手順
- ③ 超電導線の選定
 - a) H-I 特性

- b) 安定化法
 - c) 許容歪と応力
 - d) T_c , H_c , I_c , 基材の ρ に対する照射効果
 - e) 製造法
- ④ 超電導コイル構造
- a) コイル電流値
 - b) コイル巻線方式
 - c) 超電導線接続法と損失
 - d) 冷却媒体通路の構成
 - e) 電磁力支持構造
- ⑤ 磁界・電磁力・応力計算
- a) 巻線内磁界分布
 - b) プラズマ空間における磁界リップル
 - c) コイル・フェイル時の磁界分布
 - d) 巻線内電磁力分布
 - e) コイル・フェイル時の電磁力分布
 - f) コイルの拡張力
 - g) コイルの向心力
 - h) 超電導線に印加する応力と歪
 - i) 構造物（金属，絶縁物）に印加する応力と歪
- ⑥ 構造材料の選定
- a) 低温における金属材料の機械強度，弾性率
 - b) 低温における絶縁物の機械強度，電気絶縁耐圧
 - c) 構造材の収縮率と熱応力
 - d) 構造物に対する照射効果
- ⑦ クライオスタット構造
- a) ヘリウム容器，室温容器の構成
 - b) 熱絶縁層の構成
 - c) 向心力支持構造
 - d) コイル間支持構造
 - e) 自重支持構造
- ⑧ ポロイダルコイルとの関係
- a) トロイダルコイル空間におけるポロイダル磁界強度
 - b) ポロイダル磁界によって生ずるトロイダルコイルの電磁力
 - c) ポロイダル磁界によって超電導線，構造物に生ずる損失
 - d) ポロイダルコイルとの空間的取り合い
- ⑨ 冷却システム
- a) 冷却媒体の状態（過冷却，超臨界，自然対流，強制循環など）

- b) 初期冷却法
- c) 冷却媒体供給法
- d) 冷凍機・液化機の容量と種類
- e) 大量蒸発ヘリウムの処理法
- ⑩ 励磁システム
 - a) 励磁・コイル保護法
 - b) 励磁時間
 - c) 電源の容量, 台数, 方式
 - d) 励減磁時のコイルと構造物の電力損失
- ⑪ 事故時の対策
 - a) クエンチによるコイル温度上昇とエネルギー回収
 - b) クエンチによるヘリウム容器内圧力上昇と破壊
 - c) クライオスタット壁破壊

が掲げられる。

本設計においては、トロイダルマグネットの基本仕様は、①、②項を配慮して

コイル個数	24 個 (周方向均等割)
コイル中心の主半径	10.5 m
コイル内半径	7.1 m
プラズマ中心磁界	6 T (主半径 10.0 m の位置)
コイル形状	D 型

のように考えられた。

Fig. 1.1 にトロイダルコイルの外径寸法図を示す。プラズマ中心の磁界は 6 T であり、超電導体に作用する最大磁界は 12 T である。したがって、高磁界領域では化合物系の超電導材料を使用する必要がある。現在商業的に入手可能な化合物超電導体は Nb_3Sn と V_3Ga である。 Nb_3Sn は V_3Ga よりも、使用実績、価格、12 T 以下の J_c 、などの点ですぐれているので、本設計では Nb_3Sn を選んだ。

また、低磁界領域では Nb-Ti 合金を使用する方が、価格、実績の面で Nb_3Sn よりも有利と考えられるので、本設計では Nb-Ti と Nb_3Sn のハイブリッドとすることにした。しかし、将来 Nb_3Sn に対する研究開発が進めば、价格的に Nb-Ti を下廻る可能性も充分にあり、そのときは Nb_3Sn のみで計画することもありうる。さらに、 Nb_3Sn 超電導線のほうが完全安定化の点でも有利であることも、将来のトロイダルコイルには高磁界、低磁界領域とも Nb_3Sn を使用する要因になるであろう。この場合でも本設計の基本的概念と構造は大きく変わることはない。

高磁界・高電磁力型のトロイダルマグネットでは構造物内の最大許容応力値をできるだけ下げ、一様な応力分布にするために、一定引張応力の形状に巻くという考え方が提案されている。Fig. 1.2 に三菱原子力で作成した D 型形状解析コード <TORS SHAPE> によって求めた Contant-tension D shape のコイル形状を示す。3本の太線はそれぞれコイルの最内側、中心、最外側で一定引張応力となるような形状を示す。同図面中半径 2 m の円内はプラズマで、内

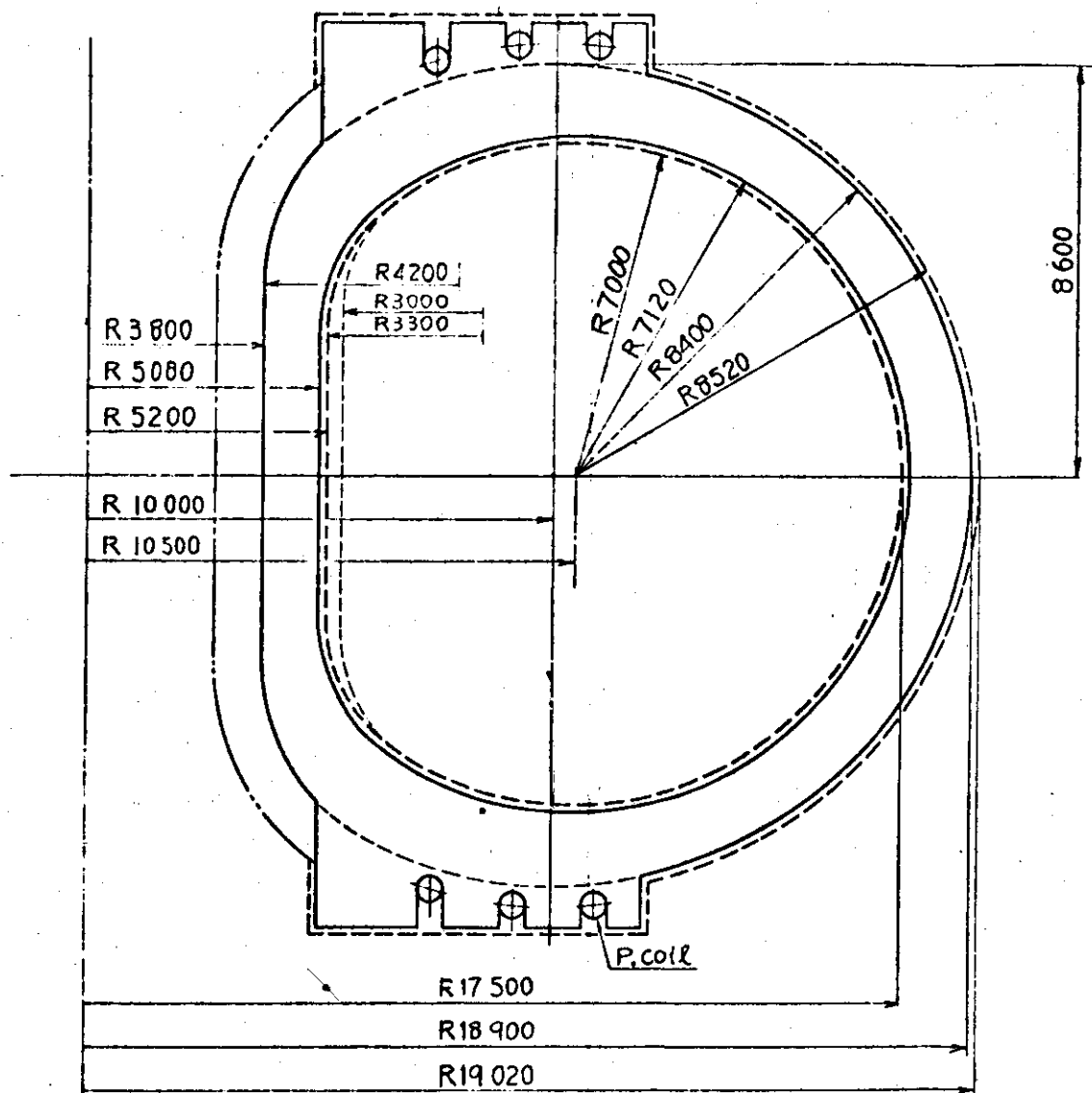


Fig. 1.1 実用炉トロイダルコイル寸法図

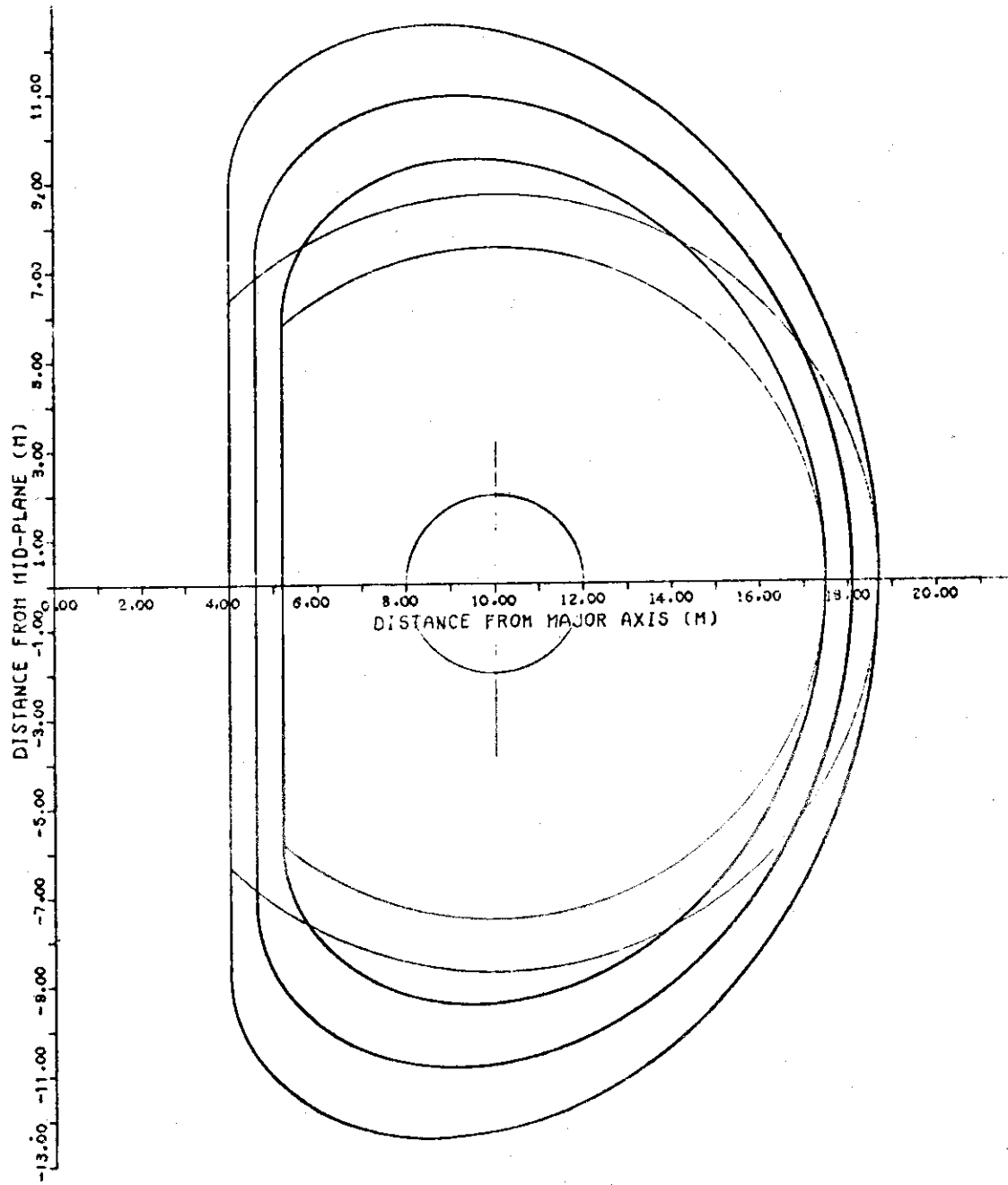


Fig. 1.2 Constant Tension Dshape < TORSHAPE > による解析

半径 7.1 m の円は今回の設計のコイル寸法を示す。Constant-tension D shape はプラズマとのバランスが非常に悪く、またブランケットや冷却配管系との関連でむだな空間が多くなることが分った。したがって、本設計では、Constant-tension D shape は採用しないことにした。

本設計で採用する変形 D 型は、Constant-tension D 型の柔構造に対し剛構造となっており、応力の上昇は避けられないが、応力の問題さえ解決できれば、Constant-tension D 型よりも現実的な形状といえよう。

コイル構造は大別して、パンケーキ形とディスク形に分類できる。前者はテープ状超電導線、補強材および絶縁材を重ねて巻線してパンケーキを形成するが、本設計のように高電磁力のかかる変形 D 型コイルでは、テープ状補強材だけでは不十分であり、コイル外周に補強メンバを必要とする。本設計ではこの欠点をもたない、“超電導線を構造材中に分布させるディスク状コイル”方式を選定した。

マグネットの電磁力支持に対する考え方として、

- ① トロイダルコイルの拡張力はコイル構造材でもたせる。
- ② 向心力は 24 個の D 型コイルとクサビとの張り合い支持と、コイルの上下 2 ケ所に置いた支持リングによる支持とでもたせる。いわゆる“center post”をトロイダルコイル中心には置かない。
- ③ ポロイダル磁界との相互作用によるたおしモーメントはコイル間の支持柱でもたせる。
- ④ コイル・フェイル時の電磁力は、ディスク毎の励磁分割方式を採用することによって、何ら特別の支持構造なしに保持させることとした。

拡張力によってディスクに発生する最大圧力は 40 kg/mm^2 、歪は 0.002 を目標とした。ディスク構造材中の応力値を 40 kg/mm^2 にすることは従来の超電導マグネットにおける設計基準を越えているが、この程度の値はこれまで諸外国でなされた実用炉用トロイダルマグネット概念設計にも採用されている。本設計では、トロイダルコイルに許容された空間にディスク構造物をはりださせることによって最大応力をできるだけ小さくするよう努力した。

トロイダルマグネットの励磁に 10 時間要するとしてシステムを考えた。また、トロイダルマグネットの蓄積エネルギーは 156 GJ と大変大きいので、コイル・クエンチ時の安全性について検討が必要である。本設計では、ディスク毎の励磁分割方式によってコイル 1 部フェイル時に電氣的機械的にコイルを保護できることを示した。

熱負荷として、伝熱・輻射による侵入熱、中性子・ γ 線照射による発熱、コイルと構造物の交流損を考慮して、冷却システムの設計を行なった。冷却は 4.2 K の液体ヘリウム浸漬冷却方式を採用した。

クライオスタットの断熱材は SI (Super insulation) を主として用いた。

トロイダルコイルの分割数は磁界一様性の観点から問題となる。24 分割の場合リップルは 10^{-4} 以下であり、 3×10^{-3} を許容リップル値と考えれば 18 分割でも良いことになる。構造上は少ない分割数の方が有利と考えられるが、ここでは炉設計研究室指定通りに 24 分割で設計した。

本設計では多くの新しい設計思想をだしている。これらのうち、特に注目すべき項目を列記すると、

- (1) Non constant-tension D型コイルにディスク型超電導コイルを採用した。
- (2) 巻線内磁界分布に基づいて10種類の複合超電導線を設計した。
- (3) 完全安定方式をとり、安定化電流を増加するために、ダブル・コンダクタの4面冷却法を提案した。
- (4) コイル運転電流を従来設計よりかなり大きい34,720 Aとした。
- (5) 低磁界領域にもNb₃Snを使用すれば安定化電流が増加するという考えを提案した。
- (6) D型コイルの上下2個所の支持リングと、D型コイルとクサビとの張り合いとによって向心力を支持する。
等があげられる。

この概念設計における超電導トロイダルマグネットの主要な設計諸元を Table 1.1, 総合構造概念図を Fig. 1.3 と Fig. 1.4, 鳥瞰図を Fig. 1.5 に示す。

Table 1.1 トロイダルマグネット諸元表

項 目		
マグネット主半径	10.5 m	
中心水平面上のコイル内径	12.3 m	
プラズマ中心での磁界	6 T	
線材位置の最大磁界	12 T	
コイル数	24 個	
コイル寸法	1,230 mm厚 × 936 mm巾	
ディスク数 / コイル	18 個	
巻数 / コイル	360	
巻数 / ディスク	20	
ディスク寸法	52 mm厚 × 1,230 mm巾	
超電導線	Nb ₃ SnとNb-Tiとのハイブリッド構造 極細多芯ツイスト複合超電導線	
導体形状	平板状, 2枚	
導体寸法	Nb ₃ Sn	5 mm厚 × 52 ~ 69 mm巾
	Nb-Ti	5 mm厚 × 36 ~ 51 mm巾
平均導体電流密度	6,900 A/cm ²	
導体電流	17,360 × 2 A	
起磁力	300 MAT	
平均銅体構造材比	1 : 2.62	
平均銅体超電導比	24 : 1	
蓄積磁界エネルギー	156 GI	
コイルインダクタンス	259 H	

項 目	
作用電磁力	
コイル・拡張力 F_r	2.12×10^8 Kg
向心力 F_R	8.19×10^7 Kg
たおし力 M	1.01×10^8 Kg·m
コイル構造材料	オーステナイトステンレス鋼 SUS 310
重量 / コイル W_c	570 ton
マグネット総重量 W_T	17,200 ton
運転温度	4.2 K
励磁時間	10 hr
冷却損	
伝導・輻射損失	7.45 kw
超電導線損失	0.23 kw
構造材渦電流損失	5.20 kw
放射線発熱	8.20 kw
合 計	21.08 kw
マグネット概略寸法	
外 直 径	37.8 m
高 さ	20.8
コイル形状・寸法	
D型R部内半径	7.1 m
内 側 高 さ	14.0
巾	12.3
外 側 高 さ	19.2
巾	15.1

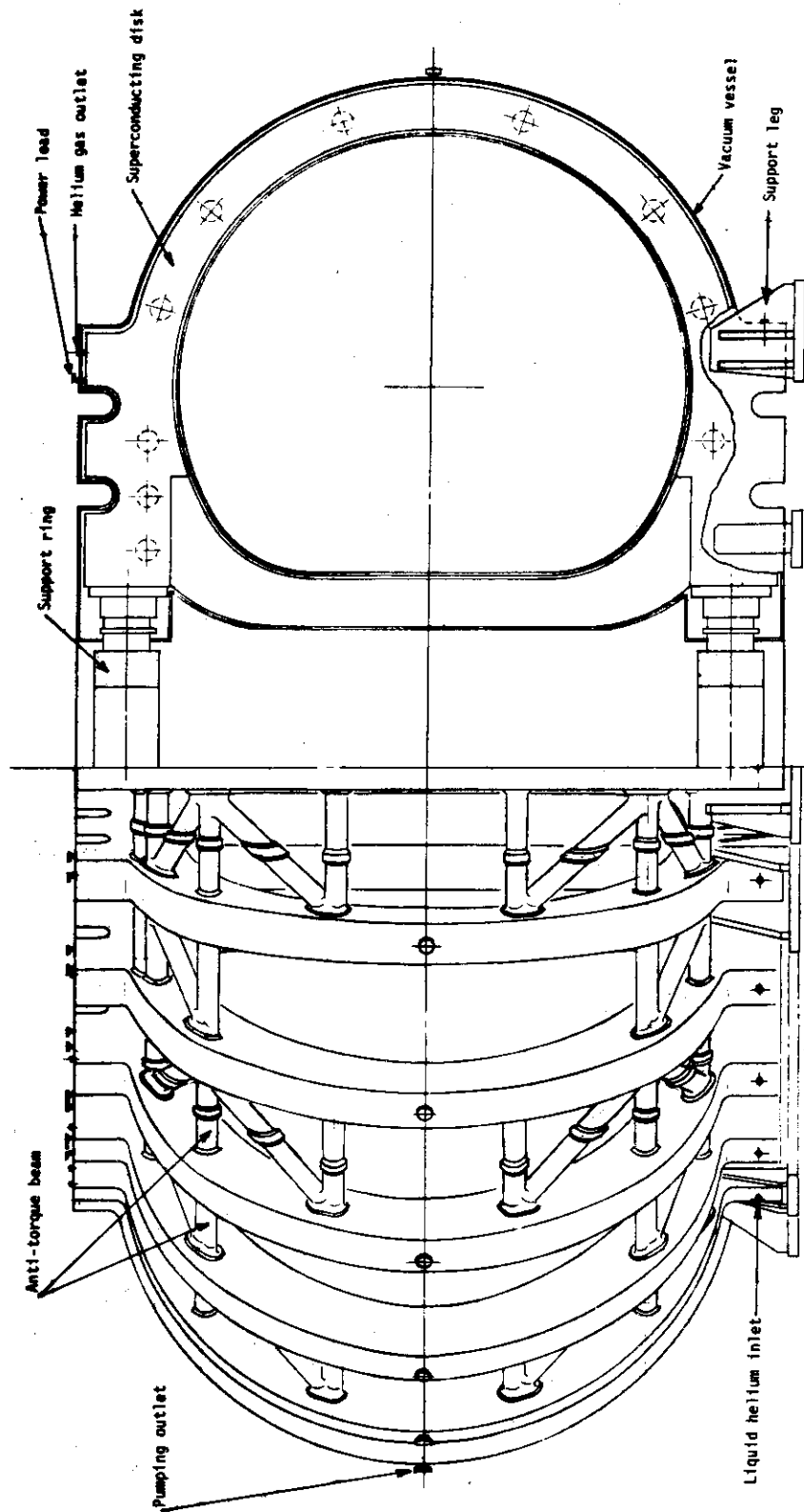


Fig. 1.3 トロイダル・マグネット立面図

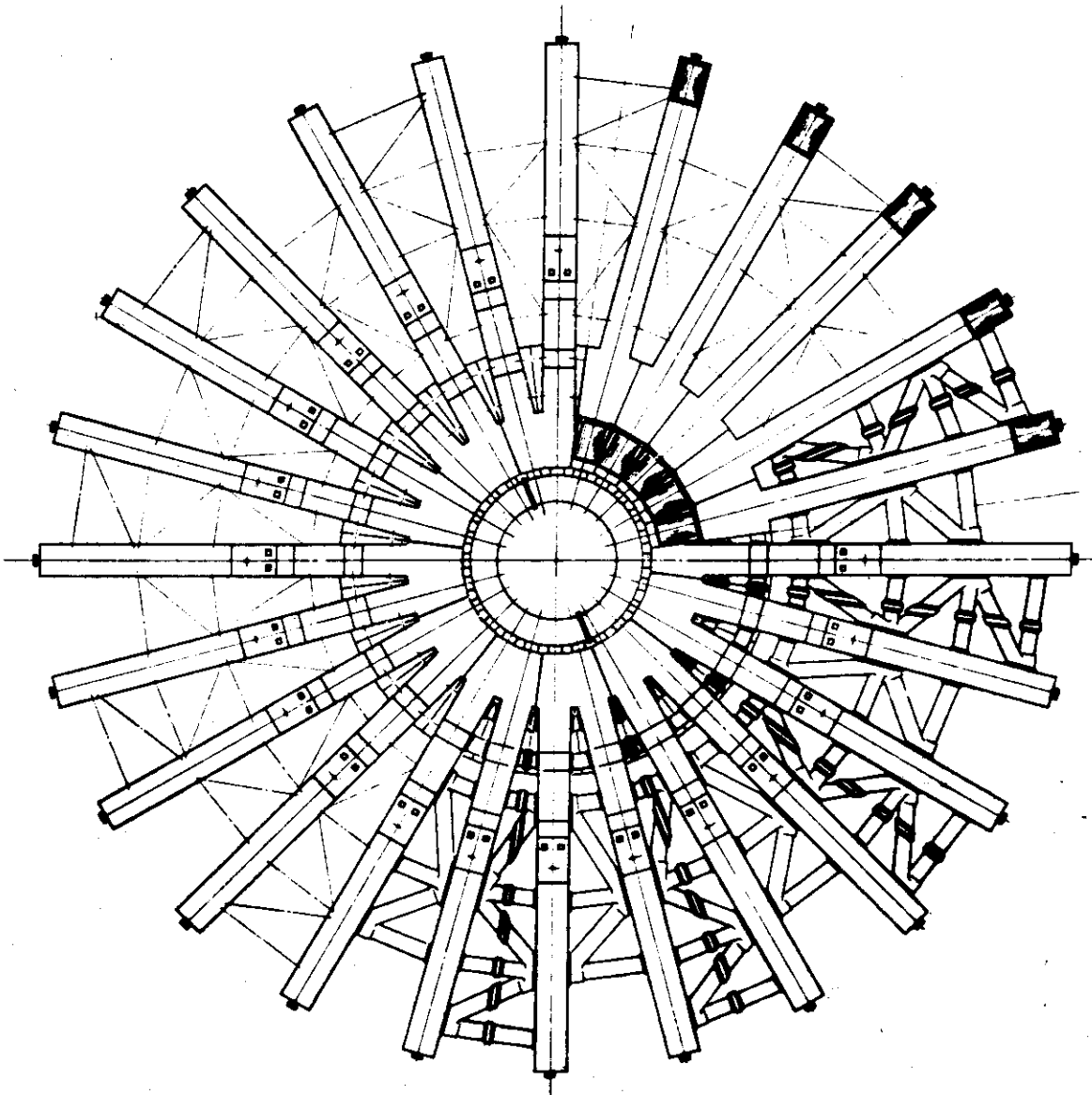


Fig. 1.4 トロイダル・マグネット平面図

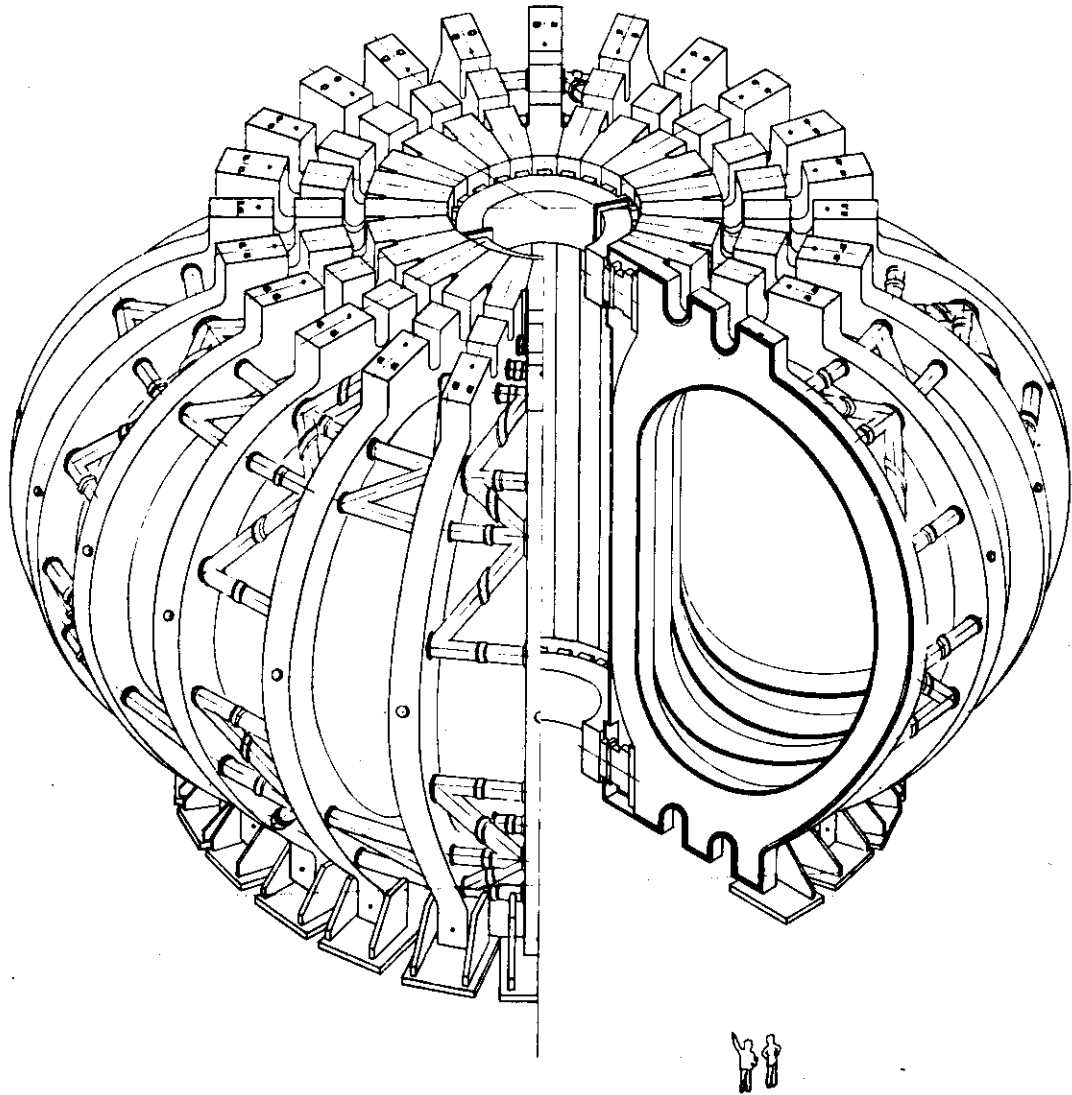


Fig. 1.5 トロイダル・マグネット鳥瞰図

第2章 超電導コイル基本設計

2.1 超電導コイル電磁力支持構造と巻線方式

核融合炉用超電導トロイダルコイルは、その規模が本設計の場合蓄積エネルギー156GJの巨大なものであり、24分割されたD型コイル1個でも6.5GJである。D型コイル1個のエネルギーでも、CERNのBEBC (Big European Bubble Chamber) 超電導コイル⁽³⁾の0.8GJの8倍、トロイダルコイル全体では実に200倍ものエネルギーをもつものである。その上、BEBCコイルの中心磁界が3.5Tであるのに対し、このトロイダルコイルの最大磁界は12T、プラズマ中心磁界は6Tである。

このように巨大な超電導コイルの設計製作上の最大の問題の一つは、コイルの発生する大きな電磁力に十分耐えることのできるコイル構造についてである。

2.1.1 トロイダルコイルの形状と巻線方式

大形超電導コイルの構造でこれまで製作実績をもつのは、平角複合超電導線をパンケーキ状に巻線したコイルである。BEBC超電導コイルにはこれが採用されている。この方式のコイル構造は核融合炉用超電導コイルの概念設計にも諸外国でいくつか採用されている。^(4, 5, 6)

パンケーキ型超電導コイルの電磁力支持構造として、まず始めに、複合超電導線を高強度金属(主にSUS)によって補強する方法がとられた。円形超電導コイルを多数個配列するトロイダルコイルでは、張力だけでなく曲げ力が巻線にかかるため、この補強法だけでは電磁力支持はかなり困難と考えられている。これを解決するためには、次の2つの方法が提案されている。

1つの方法は、巻線に純張力がかかるように、個々のコイルの形状を円形から修正することである。この修正された形状がD型とよばれているものである⁽⁴⁾。トロイダルコイルに構成した状態で張力のみが働く形状であるConstant-tension D型コイルにおいては、BEBCなどの円形コイルと同様に、補強された複合超電導線の巻線だけでもある程度の大きさのものが作れると考えられる。しかし、より大きいコイルや、Constant-tension D型からずれたD型コイルに対しては、複合超電導線の補強だけでは電磁力支持は困難となろう。

もう1つの方法は、巻線の外側は高強度メンバ(これはガーダとよばれる)で押えることである。この方法は、従来から、円形コイルや鞍形コイルの機械的支持にしばしば使われた方法である。トロイダルコイルに円形またはNon-constant-tension D型コイル(以下単にD型コイルとよぶことにする)を採用した場合、巻線の各部分に働く電磁力が集積した状態で巻線外側部分に加わるため、巨大なガーダを必要とするだけでなく、巻線外側部分の圧縮応力が複合超電導線を構成する超電導体や安定化基材(主にCu)、あるいは絶縁物の降伏応力以上になってしまう怖れもある。

本設計ではD型コイルを採用している。したがって、補強複合線をパンケーキ状に巻線し、その巻線支持構造にガーダ方式を用いるとすれば、巻線外側部分の複合線が圧縮応力に耐えると仮定しても、巻線容積が許容されたスペースにおさまらないことが十分考えられる。

この問題を解決する方法として

- (1) 巻線を径方向にいくつか分割して、それぞれをガータで保持する方法
- (2) 高強度金属ディスクにスロットを切って、複合線をそのスロットに固定し、そのディスクを積み重ねてD型コイルを構成する方法

が考えられる。これらは、巻線の外側だけでなく、巻線内部にも強度メンバを設けるという考えである。(1)は不連続支持、(2)は連続支持、とみなすことができる。

巻線部分を径方向にn分割した場合の不連続支持における各分割部分の応力は、同じ厚みの巻線部分が連続支持されている場合の応力のn倍になることが、簡単な検討によって見出される。したがって、連続支持である「ディスク状超電導コイル」のほうが機械強度上適切であると考えられる。

複合線をSUS等で裏打ちして補強する方法も、連続支持の一種とみなすこともできるが、曲げに対して十分耐えるような補強を行なった複合線の巻線作業の問題、絶縁物を介して各ターンを強固に接着する問題を解決する必要があると思われる。

2.1.2 ディスク超電導コイル（超電導ディスク）

以上の考察に基づいて、本設計では、「ディスク状超電導コイル」方式を採用し、その詳細検討をすすめることにする。

ディスク構造は Fig. 2.7 に示すものである。ディスクのスロットにおさめられた複合超電導線には電磁力が働き、スペーサを通してディスク状支持構造物に伝達される。この構造における機械的問題として次の事項があげられる。

- (1) 超電導ディスク内の電磁力分布
- (2) 超電導ディスクの集合体としてのD型コイルの支持法、応力分布および歪み
- (3) 複合線に生ずる応力、歪み、座屈およびそれが超電導特性に与える影響
- (4) スペーサに生ずる応力と歪み

これらは次章以下で詳細に検討される。ただ、ディスク状コイルとしては機械的に保持されても、複合線の許容応力以上の応力が印加する場合に生ずる問題について触れておこう。

ディスクには高強度金属（例えばSUS）が通常使用される。このディスクに電磁力が印加して数 10 kg/mm^2 の応力が生じ、若干の歪み（0.2%程度）が起る。この歪みに応じて複合線にも歪みが生ずる。複合線の歪みが許容応力に対応する歪み以下におさまっている場合には全く問題はないと考えられるが歪みが塑性変形領域に入っている場合には超電導特性（臨界電流、安定化電流）がどうなるか、の問題が生ずる。

この問題の解決策として、複合線に Pre-compression をかけて巻線し、電磁力による歪みを相殺する方法が考えられるが、これは非常にコントロールが難しいので、現実的な技術として確立するのは大変なことと思われる。

塑性変形が複合線に生じてても、超電導特性にほとんど劣化が起らないのが最も好ましいことである。結論として、歪んでも特性劣化のほとんどない複合線をつくることは可能であり、その詳細は3.1節で論じられる。

2.2 超電導コイルの運転電流

蓄積エネルギー数の増加と共に、コイル電流は大きくなる傾向にある。製作された大形超電導コイルでは、BEBC コイルが 800 MJ で電流 5 700 A, NAL (National Accelerator Laboratory) の泡箱用コイルが 400 MJ で 5,000 A である⁽³⁾。核融合炉用として設計されたトロイダルコイルの電流は 8,000 - 10,000 A の間にある。これらコイルの電流と蓄積エネルギーの関係を Fig. 2.1 に示す。

大形超電導コイルの電流値を厳密に定める決定的な条件はないが、次の各項の条件によっておおよその値が設定されるものとする。すなわち、

- (1) 複合超電導線の製造技術
- (2) 巻線作業
- (3) ディスク数, ディスク上のスロット数のとり方
- (4) パワーリードの侵入熱
- (5) 励磁時間, 励磁電圧, 電源容量などの励磁条件
- (6) 超電導コイルがクエンチ (超電導状態に復帰しない超電導破壊) したときの熱的・電気絶縁上コイル保護。

以上の条件を考慮して、コイル運転電流として 34 720 A を採用した。この値は、これまでの概念設計の電流値約 10,000 A に比べるとかなり大きい。100 GJ クラスのトロイダルコイルでは本設計の電流値程度が妥当なものとする。なお、Fig. 2.1 の破線に示すように、BEBC コイルと Wisconsin トロイダルコイルを結ぶ線上に本設計の電流値 34,720 A が位置している。

運転電流値を決めるために行なった検討内容について論ずる。なお、定性的な検討結果を Table 2.1 に示す。

2.2.1 複合超電導線製造および巻線作業上の条件

複合線の使用実績は 10,000 A 以下であり、電流が大きくなるほど製作が困難になるのは一般論としてはいえる。しかし、第 3 章で述べている溶ダ方式を採用すれば、大電流複合線の製作上の制約はほとんどないと考えられる。

電流値が小さくてターン数が多いと、巻回数が増加するので作業時間は増える。一方、電流値が大きい場合、ディスク作業時間も巻線時間も減ずるという利点があるが、巻線工具の規模を大きくする必要があるかもしれないことを考慮すべきであろう。

2.2.2 パワーリードの侵入熱

パワーリードの熱流入は電流値にほぼ比例するので、34,720 A リードは 10,000 A リードの約 3.5 倍に侵入熱が増えるが、第 7 章で述べたように、クライオスタット周囲からの侵入熱に較べると小さく、34,720 A の電流値を採用しても何らさしつかえないと考えられる。

なお、第 6 章で提案する励磁分割コイル方式を採用すれば、複数本のパワーリードの侵入熱合計は電流値のいかんにかかわらず同一となる。したがって、パワーリード侵入熱の問題は何ら制約とはならない。

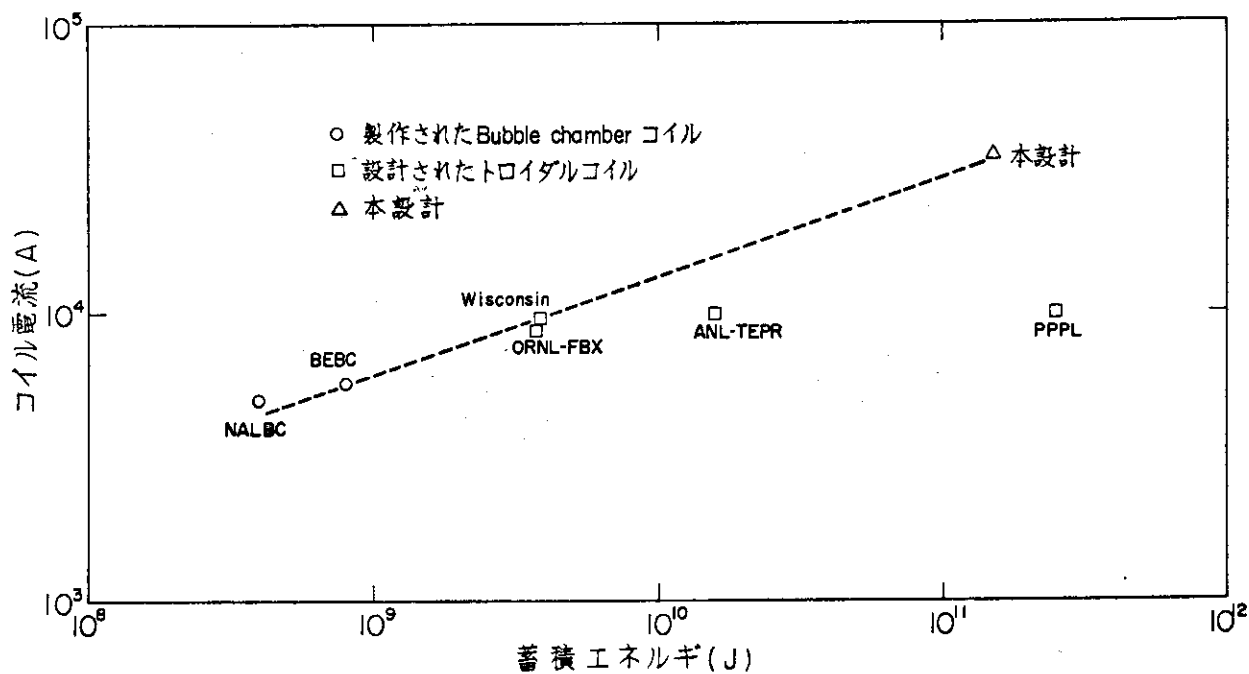


Fig. 2.1 コイル電流と蓄積エネルギーの関係

Table 2.1 コイル電流の大きさに関するチェック

(トロイダルコイルを1台の電源で運転する場合)

条 件	電流大(本設計) 評価		電 流 少 評価	
複合線の製造	普 通	△	やや容易	○
巻 線 作 業	やや容易	○		△
パワーリードの侵入熱	多 い	△	少 ない	○
励磁時間 (同一電源容量のとき)	同 じ	-	同 じ	-
電源容量 (同一励磁時間のとき)	同 じ	-	同 じ	-
励磁電圧 (同一励磁時間のとき)	低	○	高	△
クエンチ時の異常電圧	低	○	高	×

総合評価	○	△
------	---	---

2.2.3 励磁の条件

超電導コイルを一様な速度で励磁して、 t_0 (s)後に電流 I_0 (A)に達する場合に必要な電源電圧は

$$V_e = \frac{L I_0}{t_0} + R I_0 \quad (\text{V}) \quad \dots\dots\dots (2.1)$$

である。ここで、 L (H) : トロイダルコイルのインダクタンス

R (Ω) : 超電導線の接続部分、パワーリードなどの抵抗

したがって、励磁電源容量は、

$$P_s = I_0 V_e \quad (\text{VA}) \quad \dots\dots\dots (2.2)$$

になる。超電導トロイダルコイルの蓄積エネルギーは

$$E = \frac{1}{2} L I_0^2 \quad (\text{J}) \quad \dots\dots\dots (2.3)$$

で表わされるから、コイル励磁時間 t_0 、蓄積エネルギー E と、コイル運転電流 I_0 、励磁電圧 V_e 、電源容量 P_s の間には

$$\frac{2E}{t_0} + R I_0^2 = I_0 V_e = P_s \quad \dots\dots\dots (2.4)$$

の関係がある。超電導コイルにおいては、一定電流 I_0 を流しているときの電力損失 $R I_0^2$ (この値については第7章で示す) は、励磁に必要な無効電力 $L I_0^2 / t_0$ に較べて小さい場合が多いのでここでの簡単な考察では $R I_0^2$ を無視することにする。

本設計では、トロイダルコイルのエネルギーは $E = 1.56 \times 10^{11}$ J であり、コイルの絶縁耐圧 V_p を

$$V_p = 5,000 \text{ V}$$

とし

$$V_e < V_p \quad \dots\dots\dots (2.5)$$

の条件を使うと、電流 I_0 と励磁時間 t_0 について

$$I_0 t_0 > 6.24 \times 10^7 \text{ (A-s)}$$

の条件が得られる。 $I_0 = 34,720$ A のとき $t_0 > 30$ min になるから、電源容量が $P_s = 180$ MVA あれば30分励磁が可能である。コイル電流が $10,000$ A であれば、その3.5倍の1時間40分が励磁するのに必要となる。ただし、電源容量は50 MVAですむ。

電源容量が同一であれば、定格値までの励磁時間は同一になり、電流の大小による優劣の差はない。

励磁に関する現実問題として、180 MVAの大容量の電源によって30分励磁をしなければならぬ必然性があるとは認め難い。また、このような急速励磁は、2.3節および3.1節で論ずるように、超電導線のツイストの問題にきびしい条件をもたらすことになる。

したがって、上記問題と運転者の労働条件を考慮して、

$$t_0 = 10 \text{ hr}$$

を標準的な励磁時間として設定した。

(2.4) の RI_0^2 を無視する場合、電源容量 P_s は、 I_0 の大きさにかかわらず、励磁時間 t_0 に反比例して決められる。 $t_0 = 10 \text{ hr}$ のとき、トロイダルコイルを励磁するのに必要な電源容量は

$$P_s = 9 \text{ MVA}$$

である。

上記の励磁条件における励磁電圧 V_e は 250 V であるから、コイル耐圧の点で非常に楽になる。10,000 A の場合の励磁電圧は 870 V と高くなる。

なお、励磁システムについては第 6 章で詳述する。

2.2.4 クエンチしたときのコイル保護の条件

本設計では、2.3 節で述べたように、完全安定化方式をとっているので、本来はクエンチは生じないということになるが、部分的な LHe 不足などによってクエンチがありうることは十分考えられる。この場合のコイル保護の点からは、電流は大きいほど良いということになるが、この問題は第 6 章で詳しく論じられる。

2.2.5 ディスク数、スロット数のとり方

トロイダルコイルを 24 分割した D 型超電導コイルの巻線部分の断面寸法は、Fig. 2.2 に示すように、径方向巾 1,230 mm である。コイル製作・組立上の問題も考慮して、52 mm 厚みの超電導ディスク 18 枚で D 型コイルを構成することにした。複合線を入れるスロット数を、ディスクの片面に 10、両面合計して 20 とした。これによって

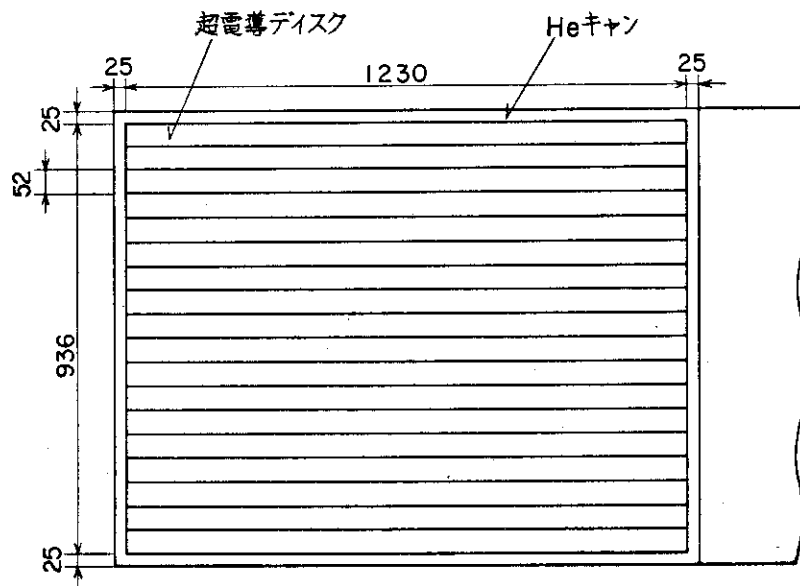


Fig. 2.2 超電導コイル断面図

1 ディスクのターン数	20
1 D型コイルのターン数	360
トロイダルコイルのターン数	8,640

となる。したがって、全起磁力 3×10^8 AT を全ターン数で除して、

$$\text{コイル運転電流 } I_0 = 34,720 \text{ A}$$

が得られる。

2.2.6 コイル電流の大小についての評価

以上の検討結果についてまとめると、Table 2.1 のようになる。これは、トロイダルコイルを1台の電源で励磁する場合の評価であり、電流値は大きいほうが良い、という総合評価が得られる。

コイル保護に焦点を合わせた場合の評価は、第6章で示すように、大電流の優位性をより明らかに示している。

結果として、諸外国で概念設計されたトロイダルコイルの電流約 10,000 A よりもかなり高い 34,720 A の電流値に設定した。

2.3 超電導コイルの安定化に関する考察

超電導コイルは、励磁・減磁中、定格電流運転中に、クエンチさせずに安定に運転しなければならない。超電導コイルの安定化の考え方は、基本的には、次のようなものである。

- (1) 不安定性の芽を抑制するようにする。
- (2) それでもなお、何らかのじょう乱が印加する場合、そのじょう乱を緩和し、じょう乱による発熱を除去するような対策をとる。

この考え方に応じた複合超電導線とそれによって構成されたコイルについて論じていくことにする。

2.3.1 超電導芯線の細線化

不安定性の芽は、Flux jump (磁束跳躍)、磁界・電流変動、wire movement、冷却媒体 (ここでは LHe) 不足などである。Flux jump を抑える方法として、超電導体の極細線化が考えられた。約 50 μm 以下の極細線にすると、Flux jump による不安定性はなくなるとされているが、当然、極細線1本では実用的な大きさの電流を流すことはとうていできない。そこで多数本の超電導極細線をたばねることになるが、そのつなぎのための基材が一つの問題になる。

2.3.2 Cu 基材

多数本の超電導極細線の基材には、低抵抗率金属 (Cu, Al など)、通常 Cu が使用される。この Cu 基材は Flux jump を緩和し、その熱容量でもって発熱を吸収し、その高熱伝導性によってすみやかに周囲の冷媒に熱を逃がすという効果をもつ、初期の超電導線である Cu 被覆単芯超電導線は、超電導体直径が約 250 μm であるが、ある程度安定化されていた。

Cu 基材の量をさらにふやし、直接 LHe に接するようにしたものが、完全安定化複合超電導

線である。初期の段階の複合線では、250 μm 程度の太い超電導芯線多数本が基材中に直線的に入っており、Flux jump は発生するが、多量の Cu による冷却効果が効いて、Flux jump に起因するとみられるクエンチ（破局的な超電導破線）は生じていない。

しかし、超電導芯線が直線的に並んでいる巾広の大電流複合線においては、超電導芯線間に変化磁界と直交する向きに結合電流が流れ、基材が発熱するだけでなく、超電導芯線に流れる電流がアンバランスになり、複合線は不安定になる。この不安定現象は、BEBC 大形超電導コイルにみられている。この結合効果は、芯線の直径を極細にしても防ぐことはできない。

2.3.3 超電導線のツイスト

超電導芯線の結合を防ぐには、芯線をツイストして基材中に配置すればよい。これは数万 A もの大電流複合線では必須である。ツイストの度合、すなわち、ツイスト・ピッチが次に示す臨界長 l_c の 4 倍より十分小さい場合、複合線には結合は生じないと考えられる。

臨界長は

$$l_c = \left(\frac{2\rho J_c d}{B} \cdot \frac{d}{w+d} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \lambda \quad (\text{m}) \dots\dots\dots (2.6)$$

で与えられる⁽⁷⁾。ここで、 ρ ($\Omega\text{-m}$) : 基材の抵抗率

J_c (A/m^2) : 超電導芯線の臨界電流密度

d (m) : 芯線の直径

w (m) : 芯線間の基材巾で、 $w/(w+d)$ は d が w とほぼ等しいときの補正係数

λ : 超電導芯線の複合線に対する占積率

B (T/s) : 励磁するときの磁界変動率

例えば、 $d \approx 5 \times 10^{-5}$ m (50 μm)、 $J_c \approx 10^9$ A/ m^2 、 $w \approx d$ 、 $\lambda \approx 0.1$ 、 $\rho \approx 7 \times 10^{-10}$ $\Omega\text{-m}$ を仮定した場合

$$l_c \approx \frac{0.0033}{\sqrt{\dot{B}}} \quad (\text{m}) \dots\dots\dots (2.7)$$

になる。12 T を t_0 (s) で励磁する場合 (すなわち、 $B = 12/t_0$)、臨界長 l_c と励磁時間 t_0 の関係は Fig. 2.3 で表わされる。

励磁時間を設定すると、結合を防止するツイスト・ピッチがほぼ決まることになる。しかし、ツイスト・ピッチは複合線の製作技術の点で、ある限界以下に短かくすることは難しい。さらに、ツイスト・ピッチを短かくした複合線は、ピッチの長い複合線よりも超電導特性が低下するといわれているので、⁽⁸⁾この点からもツイスト・ピッチはあまり短かくできない。

本設計における励磁時間は 10 時間に設定しているが、これに対応する臨界長は $l_c = 18$ cm になる。3.1 節の技術的条件も考慮されて、ツイスト・ピッチは 20 cm と設定された。

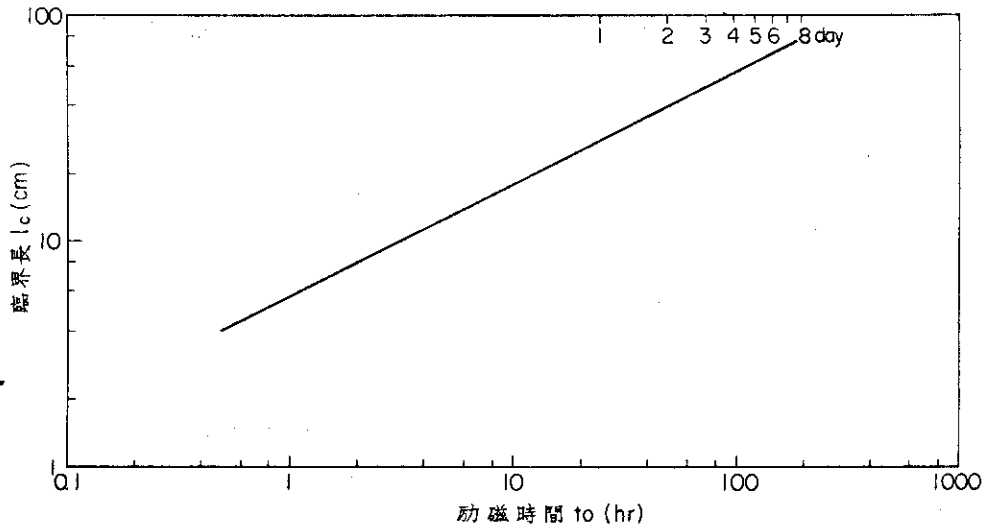


Fig. 2.3 12T励磁の時間とツイスト臨界長

2.3.4 ポロイダル臨界に対する安定性の考え方

このように、超電導芯線を細線化し、ツイストして、常電導基材（主にCu）に埋め込まれた複合超電導線では、トロイダルコイルの励磁・減時の Flux jump は防止されているといえよう。しかし、ポロイダル磁界（変流器による Primary field, プラズマによる磁界, ポロイダルコイルによる垂直磁界）がトロイダルコイルに印加する場合の問題について考える。

トロイダルコイルの複合線に垂直に印加しているポロイダル磁界は、最大約 2 T, 約 10 sec の変動磁界である。この変動率を (2.7) に代入すると、臨界長 l_c は 7 mm になる。この値に対応する複合線のツイスト・ピッチは 28 mm より小さい値となるが、これは 3 万 A 級の複合線にとっては非常に苦しい値である。しかし、この問題は次のような考え方で解決されるであろう。

トロイダルコイル用複合線のツイスト・ピッチが 28 mm より十分長くて、ポロイダル磁界によって超電導芯線間に結合が生ずる場合、Fig. 2.4 に示すように、複合線全部が一つの超電導体

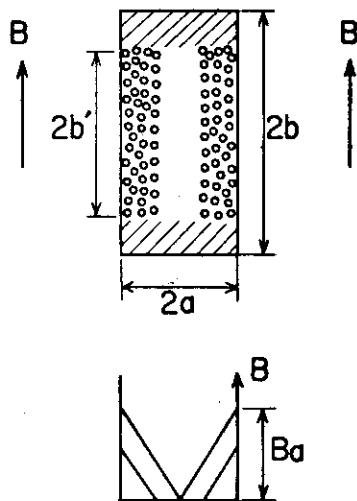


Fig. 2.4 トロイダルコイル用複合超電導線の断面概念図と結合の場合の導体内磁界分布

として働く。この場合、磁束が複合線中央に達したとき、Flux jump は生じやすい。このときの外部磁界 B_a は

$$B_a = \mu_0 J_{ca} a \quad (\text{T}) \dots \dots \dots (2.8)$$

で与えられる。ここで、 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$: 真空の透磁率

$J_{ca} (\text{A/m}^2)$: 超電導芯線が存在する部分の平均臨界電流密度

$a (\text{m})$: 複合線巾の半分

$J_{ca} \approx 10^9 \text{ A/m}^2$ を仮定し、 a として Fig. 2.8 の $2.5 \times 10^{-3} \text{ m}$ とすると、 $B_a \approx 3 \text{ T}$ になる。この値はポロイダル磁界の最大値 2 T より大きいので、複合線に結合があっても破局的な Flux jump は生じにくい。しかし、 B_a 以下でも Flux jump が生じないとはいえず、Flux jump が起った場合、部分的に超電導破壊する怖れがある。

超電導破壊が生じても、常電導部分が伝播せずに急速に消滅するには、常電導基材を多量にもつ完全安定化方式をとる必要がある。

完全安定化複合超電導線の従来のものは、複数本の超電導芯線がツイストされずに基材に入ったものである。しかし、ここで採用する完全安定化線は、芯線が励減磁時には結合せず、外部変動磁界に対しては結合するように、Cu 基材の表面近くにツイストして配置されているものである。

ポロイダル磁界の振巾が B_a 以下であれば、結合のあるほうが結合なしのものよりも交流損は小さくなる⁽⁹⁾、こともこの新しい考え方に基づく複合線を採用する一つの理由である。

2.3.5 安定化電流の表式

このタイプの完全安定化複合超電導線を巻線した超電導コイルでは、Flux jump やその他のじょう乱によって一時的に超電導破壊が生じても、その原因が除去されると、元の超電導状態に復帰する。じょう乱が Wire movement であっても、局所的・一時的な LHe 不足であっても、このことは成立する。ただし、超電導破壊によって生ずる温度が熱暴走温度 T_h を越える場合には、そのじょう乱が除去されても超電導状態には復帰しない⁽¹⁰⁾。

LHe に接している複合線の完全安定化の基準となる安定化電流 I_s は、通常

$$I_s = \sqrt{\frac{s \eta A q}{\rho}} \quad (\text{A}) \dots \dots \dots (2.9)$$

で与えられる⁽¹¹⁾。ここで、 $\rho (\Omega \cdot \text{m})$: 基材の抵抗率

$A (\text{m}^2)$: 基材の断面積

$s (\text{m})$: 複合線の冷却ペリメータ

η : 複合線の冷却率

$q (\text{W/m}^2)$: 複合線表面の熱伝達特性にヒステリシスのある場合、膜沸騰から核沸騰状態へ移行するときの熱流束。

完全安定化複合線の安定化電流 I_s に影響する要因、 ρ 、 q 、 s 、 η 、 A について述べる。

(1) 基材の抵抗率 ρ

基材には普通 Cu が使われており、使用実績も多い。Cu の抵抗率は磁界依存性が比較的大きく、次の実験式で表わされる⁽¹⁰⁾。

$$\rho = \rho_0(T) \cdot (1 + K_m) \quad (\Omega\text{-m}) \quad \dots\dots\dots (2.10)$$

$$\rho_0 = \rho_r + \rho_L(T) \quad \dots\dots\dots (2.11)$$

$$K_m = \frac{1.6 \times 10^{-4} (B \rho_\theta / \rho_0)^2}{1 + 7.5 \times 10^{-2} (B \rho_\theta / \rho_0)} \quad \dots\dots\dots (2.12)$$

ここで、 ρ_0 : 温度 T, 磁界 0 における Cu の抵抗率

ρ_r : 残留抵抗率

ρ_L : 温度 T における格子抵抗率

ρ_θ : Debye 温 $\theta = 333\text{K}$ における抵抗率で、

$$\rho_\theta = 1.99 \times 10^{-5} \Omega\text{-m}$$

K_m : 磁気抵抗係数

T = 4.2 K のときの Cu の抵抗率 ρ 対磁界 B の関係を Fig. 2.5 に示す。 $\rho_0 = 1 \times 10^{-10}$, $2 \times 10^{-10} \Omega\text{-m}$ をパラメータとしている。Cu の抵抗率は B = 12 T で $6 - 7 \times 10^{-10} \Omega\text{-m}$ になる。

これに対して、Al の磁気抵抗率は 3 T 程度で飽和し、また、純度の高い Al の極低温における抵抗率は Cu よりも小さい。しかし、電磁力に起因する加工度の増加、放射線照射などによって生ずる抵抗率増加、さらに、ソルダ方式複合線製作の実績の乏しさ、によって Al を基材として採用することを本設計では避けた。

Cu の B = 0 における抵抗率 ρ_0 には、放射線照射や加工による抵抗率増加を考慮して、(3.1 節によると、加工の影響はほとんどない)、極低温抵抗率としては比較的高い $\rho_0 = 2 \times 10^{-10} \Omega\text{-m}$ を設計データとして採用した。

(2) 熱伝達特性

複合線から LHe への熱伝達特性は、複合線に絶縁被覆をしていない場合、例えば、Fig. 2.6 に示すものである。この特性は温度上昇時と下降時に異なる道すじをたどる、いわゆるヒステリシス特性である。完全安定化電流に関する熱流束 q は、温度の高い膜沸騰から温度の低い核沸騰領域へ移行するときの値をとる。この値は、He 通路の条件（長さ、巾、傾斜など）、複合線の形状、表面状態などによって幾分変動する。ここでは、 $q = 0.5 \text{ W/cm}^2$ をとる。

(3) 基材の断面積

基材の断面積 A は、安定化電流による制約だけでなく、クエンチしたときに複合線が損傷を受けないという条件によっても制約を受けるが、第 1 次設計では、通常の超電導コイルにおける導体電流密度を参考にして 340 mm^2 以上とした。

(4) 冷却ペリメータ

冷却ペリメータは、パンケーキコイルの場合、普通両エッジの巾だけであるが、導体電流密度が比較的高い場合には、エッジ冷却だけでは安定化に不足するので、フラット冷却も必要と

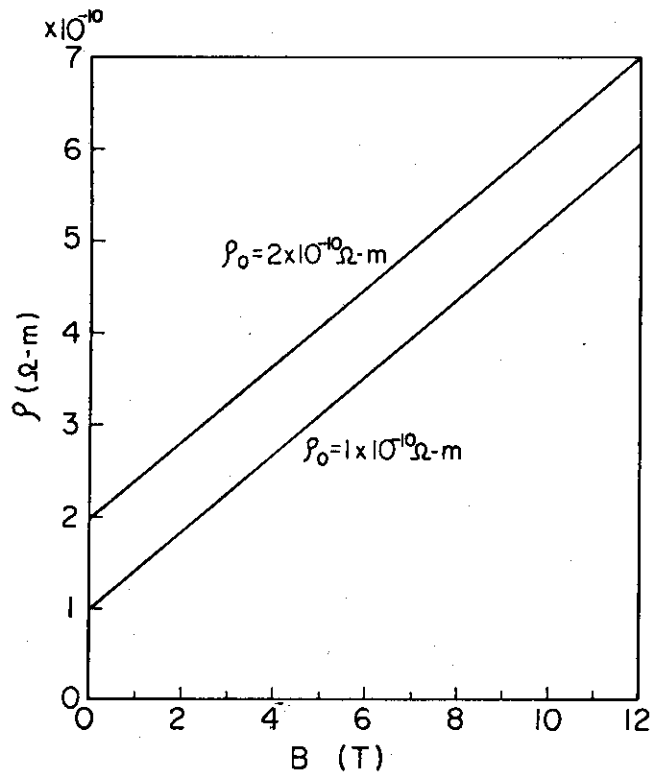


Fig. 2.5 Cu の ρ vs B

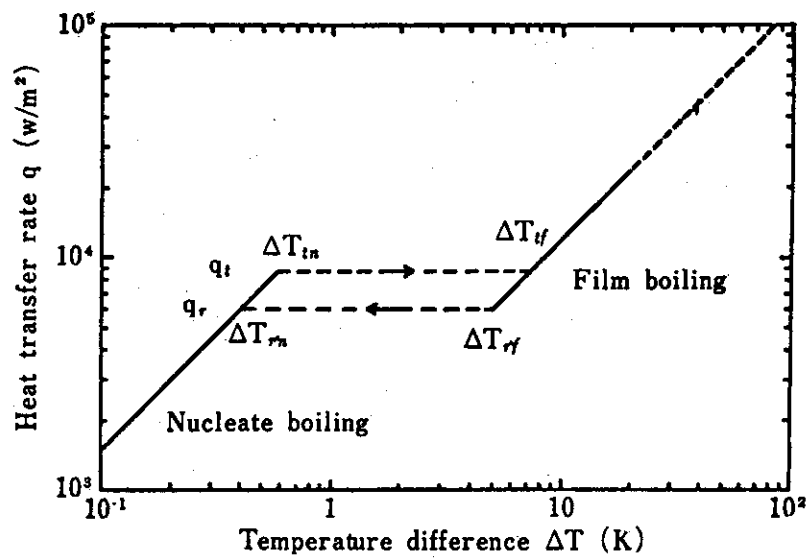


Fig. 2.6 液体ヘリウム熱伝達特性

なる。

さらに、冷却ペリメータを大きくするため、1つの導体を2つに分けて、2つの導体の間にも冷却通路を設けるようにした、Double conductor 方式を考案して採用することにした。

(5) 冷却率

膜沸騰から核沸騰へ移行する場合、冷却率はほぼ、

$$\eta = \frac{\text{(冷却表面積)}}{\text{(冷却表面積)} + \text{(非冷却表面積)}} \dots\dots\dots (2.13)$$

で表わされる。パンケーキコイルでは η として0.8程度がよくとられているが、ここでは $\eta = 0.6$ にして支持部分を増やした。

2.3.6 安定化電流の設定

通常の超電導コイルでは、巻線最大磁界部分の安定化電流 I_s を運転電流 I_0 より幾分高い値に設定して、複合線寸法を決めるのが普通である。この場合、磁界の小さい巻線部分でも同一寸法の複合線を使用すれば、その複合線の I_s は I_0 をかなり上回ることになり、安定化の点から見れば、余裕のありすぎる設計になる。そこで、磁界の小さい領域に使用する複合線の寸法を小さくして、 I_s を I_0 に近づけ、コイル断面をより小さくする方法がとられている。この寸法の異なる複合線の種類は、通常3~4種類までであり、これまでのトロイダルコイル概念設計にも適用されている。

本設計では、超電導ディスクのスロット数が10個であり、最大磁界12Tから0までの間に分布している。これら全スロットに、最大磁界での I_s によって決められた複合線1種を入れるのは、コイル構成上不可能に近いので、ここでも、上記方法をとることにする。

複合線の種類をいくつにするかが問題になるが、理想的にはスロット数と同じ10とすべきであろう。このように、複合線の種類を増やした場合、

(1) 多種類かつ単長の短かい複合線を製作しなければならないという製造上の問題、

(2) スロット毎に複合線を接続することによる接続抵抗の増加の問題、

が欠点としてあげられるように見えるが、

(1) スロットの長さは45~51mもあり、大電流複合線の単長としては短かすぎるとはいえない、

(2) 接続抵抗は、第7章、7.3.1で述べるように、1カ所 $10^{-11} \Omega$ 以下であり、1ディスク合わせても $10^{-10} \Omega$ の非常に小さい値である、

ことが考えられ、また、10種製造のためのコスト増加も、コイルの最適設計による利点に較べれば問題とはならないであろう。

したがって、本設計においては、各スロット毎に複合線の種類を変えて、各複合線の I_s が I_0 より若干高い

$$I_s = 35,600 \text{ A}$$

になるように、

$$\text{複合超電導線の種類} = 10$$

と定めた。

2.4 複合超電導線の基本仕様

2.4.1 超電導体のスロット内配置

超電導体の種類、臨界電流、基材抵抗率を決めるためには、ディスクのスロットに印加する磁界の値を知る必要がある。

均一に巻線された純トロイダルコイルにおいては、巻線内側の最大磁界 1.2 T から巻線外側の 0 まで、直線的に磁界が変化するので、第 1 次設計段階では、Table 2.2 に示すように、スロット No. 10 に 1.2 T, No. 9 に 1.0.8 T, ……………, No. 1 に 1.2 T 印加するとみなした。このことは、各スロットが一様に配置されていなくとも近似的には成立する。

各スロットの印加磁界と臨界磁界、臨界電流の関係から、
 低磁界領域（スロット No. 1 - 5）に Nb - Ti 系合金、
 高磁界領域（スロット No. 6 - 10）に Nb₃Sn 化合物、
 を使うことにする。

使用する超電導体の詳細仕様については、3.1 節で詳しく検討されて選定されている。

2.4.2 複合超電導線の臨界電流の設定

2.3.6 で、安定化電流 I_s が全て同一になるように複合線を 10 種にした。各複合線の臨界電流 I_c も当然同じ考え方に基づいて同一電流にすべきである。そこで、 I_c として運転電流により高い

$$I_c > 35,000 \text{ A}$$

とした。これは Double conductor の保証値であり、1 本の複合線の保証値は、17,500 A になる。

この保証値に基づいて、3.1 節で示すように超電導芯線の本数、断面積が定められた。

2.4.3 複合超電導線の寸法

これまで検討したデータを使用することによって、基材の断面積 A と複合線の冷却ペリメータ s の間の関係が (2.9) を変形して簡単に得られる。

複合線寸法は決めるために必要なデータとして、Cu 基材断面積のほかに、超電導体やソルダなどの断面積の値が必要である。これについては 3.1 節で詳述されているが、ここでは第 1 次設計データとして、Cu / (SC・ソルダなど) の比を約 2.0 とみなした値を使った。

Double conductor のうち 1 本の複合線の厚みを 5 mm として得られた複合線の巾を Table 2.2 に示す。低磁界領域では 36-51 mm, 高磁界では 52-69 mm である。

2.4.4 導体電流密度

定格運転電流 $I_0 = 34,720 \text{ A}$ を Double conductor に流したときの導体電流密度を Table 2.2 に示す。スロット No. 1 の最も小さい複合線で 96 A/mm^2 , No. 10 の最も巾広の複合線で 50 A/mm^2 である。

Table 2.2 複合超電導線，超電導ディスクの仕様

スロットNo.	印加磁界 B (T)	複合線幅 W (mm)	導体電流密度 (A/mm ²)	スロット電流密度 i _{sn} (A/mm ²)	ディスク電流密度 i _{dn} (A/mm ²)	1スロット当り の複合線長さ(m)	1スロット当りの 複合線(Double conduc 重量 (Kg)
1	1.2	36	96	42	10	51.3	163
2	2.4	40	87	39	13	50.7	180
3	3.6	44	79	35	12	50.0	196
4	4.8	48	72	33	12	49.4	211
5	6.0	51	68	31	12	48.7	221
6	7.2	52	67	30	11	47.9	222
7	8.4	56	62	28	11	47.2	235
8	9.6	60	58	27	11	46.4	248
9	10.8	64	54	25	10	45.5	259
10	12	69	50	23	8	44.6	274

ディスク平均電流密度 $i_D = 10.9 \text{ A/mm}^2$

Double conductor 方式を採用し、エッジ・フラット4面を冷却しているため、完全安定化としては、導体電流密度が高めになっている。

なお、各導体電流密度の算術平均を、導体平均電流密度とすれば、その値は 69 A/mm^2 となる。

2.5 超電導ディスク構成とコイル基本仕様

2.5.1 超電導ディスク構成

これまでの考察に基づいて超電導ディスクの構造を決定した。その全体断面図を Fig. 2.7, スロット内部の詳細図を Fig. 2.8 に示す。スロット巾は、複合線巾に応じて、高磁界側で広がる。ディスクの歯の巾は各 6 cm とした。LHe の通路として 2-5 mm 巾をとっている。

2.5.2 スロット電流密度, ディスク電流密度, ディスク平均電流密度

ディスク状超電導コイルにおいては、通常使われているコイル平均電流密度という術語が明確なイメージを与え難いと思われるので、

$$(1) \text{ スロット電流密度 } i_{Sn} = I_0 / A_{Sn} \dots\dots\dots (2.14)$$

$$\text{スロット断面積 } A_{Sn} = W_{Sn} h_S \dots\dots\dots (2.15)$$

$$(2) \text{ ディスク電流密度 } i_{Dn} = I_0 / A_{Dn} \dots\dots\dots (2.16)$$

Double conductor 当りのディスク断面積

$$A_{Dn} = \frac{1}{2} h_D (W_{Sn} + W_{Tn}) \dots\dots\dots (2.17)$$

$$(3) \text{ ディスク平均電流密度 } i_D = N_D I_0 / h_D W_D \dots\dots\dots (2.18)$$

を定義する。ここで、

W_{Sn} : N_n スロットの巾。

h_S : スロットの深さ

W_{Tn} : $n = 2-9$ のとき, 両隣りの歯の平均巾。

$n = 1, 10$ のとき, 隣りにスロットのある歯の巾の半分と, 端部の歯の巾の和。

h_D : ディスクの厚さ

W_D : ディスクの巾

N_D : 1 ディスク当りのターン数

Fig. 2.7, Fig. 2.8 の数値を使って計算された各電流密度を Table 2.2 に示す。スロット電流密度 i_{Sn} は $42-23 \text{ A/mm}^2$, ディスク電流密度 i_{Dn} は $13-8 \text{ A/mm}^2$, ディスク平均電流密度は 10.9 A/mm^2 である。

なお、各スロット電流密度の算術平均を、スロット平均電流密度とすると、その値は 31 A/mm^2 になる。

2.5.3 複合線の長さ

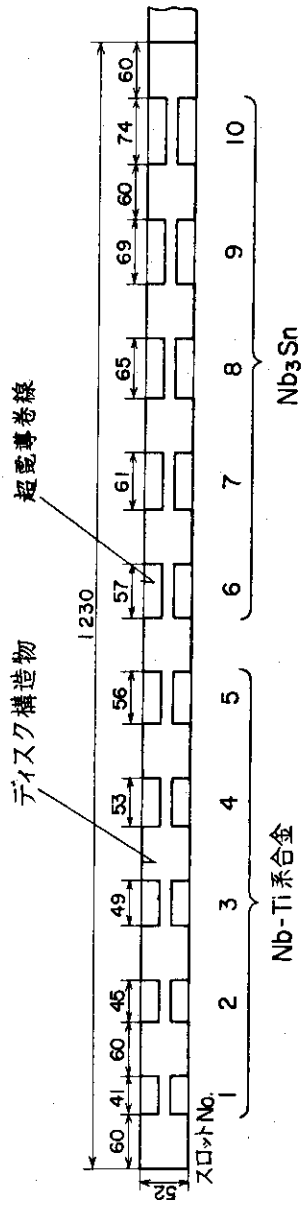


Fig. 2.7 超電導ディスク断面図

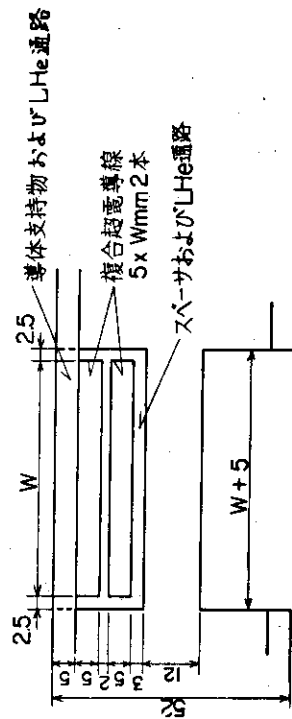


Fig. 2.8 超電導巻線断面図

各スロットの複合線の長さを Table 2.2 に示す。1 ターン当り 51 - 45m の長さをもつ。1 ディスク、1 D型コイル、全トロイダルコイルの複合線の長さ（ターンの長さに対応）は、それぞれ 963m, 17.3 km, 416 km である。Double conductor の各導体の長さは、上記長さの 2 倍である。

2.5.4 複合線の重量

複合線の大部分を Cu が占めているので、Cu の密度 8.9 g/cm^3 を使って複合線重量を計算すると、Table 2.2 のようになる。1 スロットに入っている複合線重量は 160 - 270 kg である。

1 ディスク、1 D型コイル、全トロイダルコイルの複合線重量は、それぞれ 4.42 ton, 79.6 ton, 1.910 ton である。

2.6 Nb_3Sn 複合超電導線における安定化電流に関する考察

これまで論じてきた安定化電流 I_s は、熱伝達特性が膜沸騰から核沸騰に移行するときの熱流束 q に基づいて計算されたものである。この考えは Nb-Ti 複合線において実験的に確認されている⁽¹¹⁾。しかし、超電導体として Nb_3Sn を使用する複合線においては、安定化電流の式 (2.9) の q の意味が別なものになることが考えられる。以下、この問題について論ずる。

Nb-Ti の磁界 B における臨界温度 T_c は、例えば、Fig. 2.9 に示される値をもつ、スロットにおける最少磁界 $B = 1.2 \text{ T}$ のときの $T_c = 8.9 \text{ K}$ 、したがって $\Delta T_c = T_c - 4.2 = 4.7 \text{ K}$ は、膜沸騰領域における最少温度差 $\Delta T_{rf} = T_{rf} - 4.2 = 5 \text{ K}$ よりも小さいため、(3.9) 熱流束 q は前に述べた内容のものであることは明白である。

しかし、 Nb_3Sn の T_c は、Fig. 2.9 に示すように、Nb-Ti のそれよりも高く、巻線最大磁界の 12 T においても $T_c = 12.5 \text{ K}$ である。したがって、 $\Delta T_c = 8.3 \text{ K}$ となり、 ΔT_{rf} よりも大きい。

この点を考察すると、熱流束 q がより高くなり、理論的には

$$q = h \Delta T_c \dots\dots\dots (2.19)$$

$$= h (T_c - T_b) \dots\dots\dots (2.20)$$

で与えられる。ここで、 $h (\text{W/m}^2 - \text{K})$: 膜沸騰領域における熱伝達係数、

$T_b (\text{K})$: 冷却媒体の温度

熱伝達係数は、Fig. 2.6 から $h = 1.2 \times 10^3 \text{ W/m}^2 - \text{K}$ になる。各スロットの複合線の熱流束を (2.20) と Fig. 2.9 から計算し、安定化電流を求めた。その結果を Table 2.3 に示す。この場合、低磁界領域も含めて、全て Nb_3Sn を使用するとしている。

2.3 節、2.4 節の場合と較べると、安定化電流は 1.4 - 1.8 倍になっている。複合線断面積を同一とみなせば、本節の安定化の考え方による複合線は、Double conductor 方式にしなくとも I_s は 35,000 A 以上になる。あるいは、導体寸法をより小さくすることができる。

Nb_3Sn 複合線の完全安定化に関するこの考え方は、実験によって実証される必要がある。また、低磁界領域にも Nb_3Sn を使用していることによる経済性の問題も検討されるべきであろう。

本節の場合は、より完全サイドの設計になるので、2.3 節、2.4 節の場合を検討しておけば十

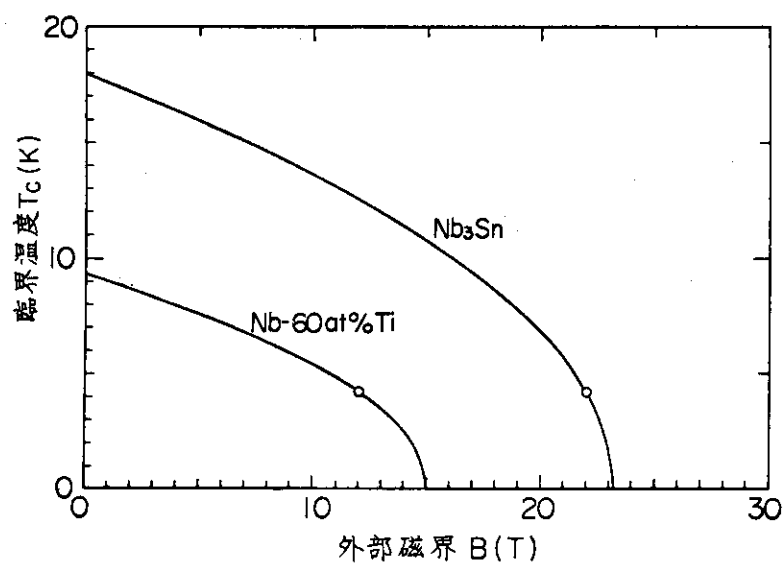


Fig. 2.9 磁界Bにおける臨界温度 T_c

Table 2.3 3.6節の考え方による Nb_3Sn 複合超電導線の安定化特性

スロットNo.	$h \Delta T_c$ (W/cm^2)	I_s (A)
1	1.60	64,000
2	1.54	62,000
3	1.48	61,000
4	1.42	60,000
5	1.36	59,000
6	1.28	57,000
7	1.22	56,000
8	1.15	54,000
9	1.08	52,000
10	1.00	50,000

分と考えられる。そこで、あとの各章では、始めの検討結果について設計を進めていくことにする。

2.7 この章のまとめ

本章では検討された内容をまとめると次のようになる。

- (1) 電磁力支持に適している「ディスク状超電導コイル」方式を採用した。
- (2) コイル運転電流として、従来の設計例よりもかなり高い34,720 Aをとった。
- (3) 超電導線は、超電導極細多芯線をツイストしてCu基材の表面にソルダで固定した完全安定化複合超電導線である。
- (4) 複合線におけるツイスト・ピッチを、トロイダルマグネット励磁に対しては超電導芯線間結合がなく、外部変動磁界に対しては結合があるようにした。
- (5) 低磁界には Nb-Ti, 高磁界には Nb₃Sn を用い、臨界電流、安定化電流ともコイル運転電流を若干上回るように、10種類の複合線を最適設計した。
- (6) ディスクのスロットに納める複合線構成に Double conductor 方式を採用して安定化電流を高め、比較的高い導体電流密度をもつ完全安定化方式とした。
- (7) 全スロットに Nb₃Sn を使用する場合について検討した。理論的には、安定化電流は Nb-Ti の場合よりも数10%高くなる。

なお、トロイダルコイルの基本設計に関する諸元を Table 2.4 にまとめた。

Table 2.4 トロイダルコイル諸元

1. 基本構成	
D型コイル数	24
ディスク数/D型コイル	18
スロット数/ディスク	10個×2面
ターン数/スロット	1
導体数/ターン	2 (Double conductor 方式)
2. D型コイル寸法	
マグネット主半径	10.5 m
D型コイル (円弧部) 内半径	7.145
外半径	8.375
D型コイル (直線部) トロイダル中心-コイル内側距離	5.445
トロイダル中心-コイル外側距離	6.675
D型コイル 径方向幅	1230 mm
軸方向幅	936
3. 超電導ディスク	
ディスク厚さ	52 mm
幅	1230
スロット深さ	20
幅	41 - 74
ディスク歯幅	60
ディスク材	SUS 310
4. 蓄積エネルギー	
トロイダルコイル	1.56×10^{11} J
D型コイル 1個	6.5×10^9
超電導ディスク 1個	3.61×10^8
5. 起磁力	
トロイダルコイル	3.0×10^8 AT
D型コイル 1個	1.25×10^7
超電導ディスク 1個	6.94×10^5
6. ターン数	
トロイダルコイル	8640
D型コイル 1個	360
超電導ディスク 1個	20
7. インダクタンス	
トロイダルコイル	259 H
D型コイル	10.8
超電導ディスク } (合成インダクタンス)	0.60
8. 磁界	
巻線最大磁界	12 T
プラズマ中心磁界	6

9. 超電導線

形 式	極細多芯線ツイストCu 基材ソルダ方式完全安定化複合超電導線	
超電導体	(No. 1-5 スロット)	Nb-Ti
	(No. 6-10)	Nb ₃ Sn
寸 法	(No. 1-5)	5mm厚×51-36mm幅
	(No. 6-10)	5mm厚×65-52mm幅
Cu-SC比	(No. 1-5)	28-18
	(No. 6-10)	32-20
Cuの0磁界, 4.2Kにおける抵抗率		$2 \times 10^{-10} \Omega \cdot m$

10. 電 流

コイル運転電流	34720 A
導 体 電 流	17360
安定化電流/ターン	約 35600 A
“ /導 体	約 17800
臨界電流/ターン	35000 A以上
“ /導 体	17500 A以上

11. 電 流 密 度

導 体 電 流 密 度	(No. 1-5)	96-68 A/mm ²
	(No. 6-10)	67-50
導体平均電流密度		69
スロット電流密度	(No. 1-5)	42-31
	(No. 6-10)	30-23
スロット平均電流密度		31
ディスク電流密度	(No. 1-5)	10-13
	(No. 6-10)	11-8
ディスク平均電流密度		11

12. 超電導線 (Double conductor) 長さ

1 ターン 当り	(No. 1-5)	51-49m
	(No. 6-10)	48-45
1 ディスク 当り		963
1 D型コイル 当り		17.3 km
トロイダルコイル		416
導体長さは上記値の2倍		

13. 重 量

超電導線/スロット	(No. 1-5)	160-220 kg
	(No. 6-10)	220-270
“ /ディスク		4.4 ton
“ /D型コイル		80
“ /トロイダル		1910
ディスク構造物		18 ton
超電導ディスク		24
D型コイル(超電導ディスク, He キャン)		570
トロイダルマグネット		17200

第3章 マグネット構成材料

超電導トロイダルマグネットに使用される材料は、超電導線、構造材料、絶縁材料である。これら材料に関する検討結果を本章で述べる。

3.1 超電導線

超電導トロイダルマグネットに使用される超電導線材の仕様は第2章において検討された通りである。本節ではこの仕様を満足する具体的な線材構成を考えるが、このような超電導線の特殊性としては、

- (1) 断面積が大きく、かつ、たて構比 (aspect ratio) が大きい。
- (2) 多数の超電導素線が線材断面上に分散して配置されかつ全体がねじられて (twist されて) いる必要がある。
- (3) 線材にかかる磁界は最高 12 T と極めて高い、
- (4) 核融合反応により出てくる中性子等の放射線が照射される、

などの点が考えられる。(1)および(2)は線材の構成法、製造法を考えていく上での大きな問題であり、(3)は超電導体の選定の問題であり、(4)は放射線による線材構成材料の劣化に対する考慮を要求する。

本節では先ず各種超電導材料の基本的特性値 (臨界温度、臨界磁界、臨界電流等) を検討することにより適当な超電導体の選定を行い、その放射線による影響を考える。続いてこれに基づいて線材の構成とその製造法を検討し、最後に線材の巻線時の曲げや電磁力による歪の問題について若干の考察を加える。

3.1.1 超電導材料

(1) 臨界温度、臨界磁界

良く知られたように超電導の実現する領域を規定する量として臨界温度 (T_c) と臨界磁界 (H_{c2}) がある。

Table 3.1 に現在までに知られている超電導材料の中で比較的 T_c , H_{c2} の高いものを揚げた。1~3は合金系材料でありこの中には他に Ti-Nb-Ta, Ti-Nb-Zr等の三元合金もよく知られているが、 T_c , H_{c2} などは二元系と大差ない。4以下は金属間化合物系材料であり、4~9は、 β -W品形、10~11は NaCl 品形、12~14は Laves 晶形の結晶構造を持っている。Table 3.1 から明らかなように合金系に比べ化合物系の方がより高い T_c , H_{c2} を有するものが多く、中でも β -W形結晶のものは優れている。しかし一般に化合物系材料は合金系材料に比べて極めて硬くかつ脆いため、線材加工や取扱いの面で困難が多く価格も高いので、従来、6~7 T以下のSCMでは合金系が用いられるケースが圧倒的に多い。したがって本トロイダルコイルにおいても、印加磁界の低い部分 (巻線の外側) では合金系を用い、印加磁界が高く、合金系では要求を満せない部分 (巻線の内側) でのみ化合物系を用いることとす

Table 3.1 代表的超電導材料の T_c , H_c

材 料	T_c (K)	H_{c2} (T) at 4.2K	材 料	T_c (K)	H_{c2} (T) at 4.2K
1 Nb-25at % Zr	10.5	7.8	8 V_3 Ga	15.2	24
2 Nb-60at % Zr	8.8	11	9 V_3 Si	16.8	22
3 Nb-60at % Ti	9.3	12	10 NbN	15.7	13
4 Nb_3 Sn	18.0	22	11 NbC	10.0	
5 Nb_3 Ga	19.3	34	12 V_2 Hf	9.2	20
6 $Nb_3 Al_{0.5} Ge_{0.2}$	20.7	41	13 $(V, Nb)_2$ Hf	10.0	26
7 Nb_3 Ge	23.2	37	14 V_2 (Hf, Zr)	10.0	24

る。

なお、近年極めて高い T_c を持つ可能性があるとして Little の一次元超電導モデルを始めとする 2~3 の有機系超電導体の理論が提案されると共に、これらの理論を裏づけるかに見える合成例も発表されている。しかしこれらの実験はもとより理論についても学界において種々議論されている現状であり、現在は勿論のこと 5~10 年先の SCM においても適用し得るものが実現される可能性は極めて低いと見なければならぬ。ここでは現在確実に利用できる合金系と化合物系材料をもとに検討を進める。

(2) 臨界電流

SCM 用超電導材料にとって、 T_c , H_{c2} 以外の今一つの重要な特性は臨界電流 (I_c) である。Fig. 3.1 に各種材料の臨界電流密度 (J_c) の臨界依存性を示す。 I_c (J_c) は T_c や H_{c2} とは異なり、材料内部の欠陥や不純物、析出物などに影響を受け易いいわゆる構造敏感な特性であり、線材の製造過程によってかなり変化する。その意味から Fig. 3.1 は各材料の代表的な値を示すものである。

Fig. 3.1 から明らかなように Nb_3 Sn, V_3 Ga 等の化合物系材料は Nb-Ti 等に代表される合金系より J_c がかなり高いことが判る。しかし前項でも述べたような化合物系の種々の難点を考慮すれば低磁界側では製造が容易で扱い易くかつ価格も低い合金系材料の使用が望ましい。合金系の中ではあらゆる点で Nb-Ti 系の方が Nb-Zr 系よりも優れている。特に 60 at% 程度の Ti を含んだものはかなりの高磁界まで高い J_c を有しており合金系超電導線材料の主流を占めている。三菱電機では Nb-Ti に Ta を添加した Ti-Nb-Ta 三元合金を開発したがこれは現在知られている合金系超電導材料の中では最高の H_{c2} を示し、このために Fig. 3.1 から判るよう高磁界における J_c 特性に優れた値を有している。しかし本トロイダルコイルでは合金系は 6 T 以下で使用することになることを考えれば Ta を添加する必要性はあまりない。本設計の合金系超電導材料としては 60 at% Ti を中心とした Nb-Ti 合金を用いる。一方、化合物系材料の中では現在一応実用の段階にあるのは Nb_3 Sn と V_3 Ga である。その他のものでもより高い T_c , H_{c2} , J_c などを持つものもかなり見られるが現在のところコイル用線材として量産できる技術的基盤に乏しい。又、最高磁界が 12 T であることを

考慮すれば、敢えて技術的な裏付けの少ない材料を選ばねばならない理由はないと思われる。

Nb₃Sn と V₃Ga を比較した場合、その実用化されてからの歴史の長さ、製造経験、使用実績の豊富さなどいずれを取っても現在のところ Nb₃Sn の方がかなり優れている。又、原材料のコストの面からも Nb₃Sn が有利であるほか、Fig. 3.1 から明らかなように、12 T 以下であれば Nb₃Sn の方が高い J_c を有している。以上の理由により、6 T から 12 T まで高磁界側では Nb₃Sn を用いることにする。

(3) 中性子照射の超電導特性に与える影響

超電導トロイダルコイルに照射された中性子の量は $2 \times 10^8 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec}$ 程度とされており、炉の耐用年数を 20 年とした場合、全中性子量は $1 \times 10^{17} \text{ n/cm}^2$ 程度になる。このような中性子の照射を受けた場合、超電導特性が変化することが当然考えられる。ここではこれらについて概観し、設計上どのような考慮を払う必要があるかを検討する。

(a) 臨界温度 (T_c) に対する影響

一般に金属に中性子が照射された場合、中性子と金属原子との弾性衝突のため原子がはじき出されその結果はじき出された原子自身は格子間原子となり、その跡には空孔を生じるいわゆるフレンケル欠陥がそれぞれの超電導特性にどのような影響を及ぼすかを考えることになる。

臨界温度 T_c は良く知られたように材料母体の電子構造によって支配されるため、格子欠陥の多寡にはほとんど影響を受けないと考えられ、中性子に対する特別の考慮は必要はないと思われる。事実 Kernohan⁽¹⁷⁾ は Nb の単結晶に速中性子 (E > 1 MeV) を照射し、 10^{19} n/cm^2 の照射でも T_c の変化量は 1% に満たないことを報告しており、又 Swartz⁽¹⁸⁾ は Nb₃Sn, Nb₃Al, V₃Ga, V₃Si 等に $1.5 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ の速中性子を照射した場合の T_c の変化は高々 0.22 K であることを報告している。

(b) 臨界磁界 (H_{c2}) に対する影響

Kim⁽¹⁹⁾ によれば H_{c2} は

$$H_{c2}(0) = 3.1 \times 10^4 \rho_n \cdot r \cdot T_c \quad (3.1)$$

ρ_n : 常電導状態での抵抗率

r : 電子比熱係数

で与えられる。(3.1) 式の右辺において ρ_n は格子欠陥によって影響を受けるため中性子照射によって H_{c2} が変化することは十分考えられる。しかし H_{c2} に関する中性子照射実験の例は極めて少なく、Nb-Ti, Nb₃Sn に関する具体的な議論はできないが、Nb-60% Ti (H_{c2} = 12 T) は 6 T 以下で、又、Nb₃Sn (H_{c2} = 22 T) は 12 T 以下で使用することを考えれば中性子によるある程度の H_{c2} 劣化は問題にならないと見てよい。しかしながら、Coffey⁽²⁰⁾ は 30 K で 15 MeV の重水素を照射された蒸着法 Nb₃Sn テープでは 10^{17} d/cm^2 の照射により T_c に近い高温の H_{c2} が約 1/2 に低下したことを報告している例もあるのでこの辺は今後さらに十分検討していく必要がある。

(c) 臨界電流 (I_c) に対する影響

実際の SCM にとって中性子の影響が最も問題になるのは I_c 特性である。先にも述べた

ように I_c は構造敏感な特性であるため、照射によって生じた欠陥は直接 I_c を変化させる。欠陥の非常に少ない材料 (例えば Nb 単結晶) では中性子の照射により新たな欠陥 (ピン止め点) が生じることにより I_c (或いは磁化) が増加することが報告されている^(17, 21, 22)。一方、実用の超電導材料では、 I_c を高めるためにあらかじめ種々の欠陥を導入したものが多いため、中性子の照射により、これらの欠陥が消滅したり分布が変わったりして逆に I_c が低下することがある。

Fig. 3. 2 は線径 11 μm と 21 μm の Nb - 50 wt % Ti (Nb - 66 at % Ti) 線に 5K で原子炉中性子 ($E > 0.1 \text{ MeV}$) を照射した場合の H-I 特性 (5.3 K における) 変化を見た Soell ら⁽²³⁾ の結果である。3.2 $\times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ の照射により 2.5 T における J_c が照射前の 89 % に、4.5 $\times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ で 85 %、7.5 $\times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ では 54 % にまで低下しているのがわかる。Fig. 3.2 では照射後、より高い温度で 5 分間アニールした場合の J_c の回復の様子も示されている。照射によって生じる欠陥は空孔と格子間原子が対になってできるフレンケル欠陥であるため、アニールにより空孔と格子間原子が再結合して回復すると考えられている。しかし、照射量が大きい場合にはあまり回復せず 7.5 $\times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ 照射の場合には 300 K で 3 週間アニールしても J_c は照射前の 85 % までしか回復しなかったと報告されている。

Fig. 3. 3 は照射量による J_c の変化を示した Soell らの結果である⁽²⁴⁾。照射量が 10^{18} n/cm^2 を越えると急激に J_c が低下することを示されているが、 10^{17} n/cm^2 の程度では J_c の低下はほとんど見られない。

Fig. 3. 4 は 99.87 % 伸線加工ののち 380 $^{\circ}\text{C}$ で種々の時間熱処理した Nb - 59.8 at % Ti 線に原子炉中性子線を照射した場合の J_c (5.05 T における) の変化を見た椿原ら⁽²⁵⁾ の結果である。50 分以下の熱処理試料では照射により J_c が増加しているが 100 分以上の熱処理した試料では 10^{17} n/cm^2 前後の照射で 12 ~ 13 % の J_c 劣下が生じている。以上の結果を勘定して Nb - Ti では中性子の影響により J_c は最大 15 % 程度低くなると見て設計を行うことにする。

Fig. 3.5 は Cullen ら⁽²⁶⁾ による蒸着法で作製した Nb₃Sn についての同様の結果を示すものである。もともとの $\alpha^{(*)}$ が低い試料では中性子の照射により α が増加 (J_c 増加) するが α の高い試料では、7 $\times 10^{17} \text{ n/cm}^2$ 程度の照射により α (J_c) が極端に低下することを示している。 α の高い試料でも $1 \times 10^{17} \text{ n/cm}^2$ 前後の照射では J_c 劣下は起らないという結果になっている。しかし一応 Nb - Ti に準じて Nb₃Sn でも最大 15 % の J_c 低下を考慮に入れ設計を行う。

3. 1. 2 超電導線の構成

第 2 章で述べたように、超電導線材は銅の帯と超電導素線が何らかの形で一体化された構造になる。この場合素線は単芯の超電導線でも良いが、安定化の観点からは素線 1 本は多数の細いフ

(*) α は試料の磁束量子線ピン止め力を表わす量で、 $J_c = \alpha / (H + B_0)$ で定義される。

ここに H は印加磁界、 B_0 は定数。

ィラメント状超電導芯線と銅などの基材から成るいわゆる極細多芯超電導線（以下FM線と略す）の方が望ましい。最近、Nb-Ti はもとより Nb₃Sn のFM線も各方面で活発に開発されているためこのような方式の採用は比較的容易である。FM線の径は線材のサイズ、製作上の容易さなど勘案すれば0.5 mm程度が妥当と思われる。Fig. 3.6 には0.5 mm径のNb-Ti FM線（MCA, H-I Conductor）のメーカ保証値であり、(2)は三菱電機で試作したNb₃Sn FM線のデータ値である。又(1)、(2)' は中性子照射劣下を考慮に入れた値（15%低下）である。

ディスクの各スロットに印加される磁界は2.4節に与えられているが、これとFig. 3.6 から各スロットに納められている線材の素線（0.5 mm径）1本当りのI_cを求めるとTable 3.2の第4行のようになり、線材当り17500 Aの臨界電流を満足するための必要素線本数は第5行に示した値となる。

以上のような検討の結果本トロイダル用線材としては厚さ5 mmで幅36~69 mmの銅帯の中に0.5 mm径の素線を68~292本配置しかつ全体的に200 mmのピッチでねじりがかけられたようなものとなることが明らかになった。

3.1.3. 超電導線の製造法

(1) 大型超電導線の製法

次にこのような線材を具体的に製作する方法を検討しよう。一般にこの程度の大形線材の製造法としては次の3種類が考えられる。

1. 銅帯に素線本数だけの溝を切り、溝に沿って素線を並べその後圧延などにより、機械的にかしめつけて埋め込む。
2. 銅棒に穴をあけたもの又は銅管に素線要素を挿入し、全体を押し出し加工等により一体化した線材にする。
3. 素線を撚線又は編組線の形にし、これらと銅帯を溶ダーなどにより一体化する。

1はAVCO社でMHD発電用超電導マグネットに適用するために開発された安定化線材の方式であるが、(1)素線数を多くすることが困難、(2)全体としてツイストを施しにくい、(3)素線の断線を生じ易いなど多くの欠点をもっているため現在ではほとんど顧られていない方式である。2は現在の小形から中形コイル用線材の製造法として最も一般的なものである。3はかつて大形コイル用線材としてかなり検討されたストランドケーブルの考え方から発展して来たものであり、ストランドケーブルにおける安定性の不足を銅帯と一体化することによって解決しようとするものである。

このトロイダルコイルに採用する線材を考える場合上記の2或いは3の方式によるものとなるが、2の方式はでき上がった線材の外観は平角銅線とほとんど同じであり巻線や取扱いの容易さ、寸法精度の点などで大きな利点を有している反面、次のような大きな困難が予想される。

- (i) たて横比が極めて大きいため、丸線から平角線への加工の際素線（芯線）に無理がかかり断線を招く恐れがある。
- (ii) 素線の個々にツイストを施せない。
- (iii) Nb₃Snの場合、NbとSnの反応は銅帯に埋め込まれた後の最終段階で行うことになるが、SnがCu中に拡散しないよう障壁を設けねばならない。

(iv) 線材の断面積が大きいため長尺線が得難い。

などである。これらの困難を考慮すれば3の方式がより優れているようである。

(2) ソルダー方式線材の製法

3の方式の具体例としては Fig. 3.7 に示したようなものになる。まず表面が予備ハンダ処理された素線を用いて Fig. 3.7(a)のような撚り線を作製し、続いてこれを圧延により(b)に示すようなリボン状の撚り線にする。実際には圧延工程は撚り線工程の直後に連続して行われることになる。次にリボン状撚線が溝を切った銅帯にソルダーで埋め込まれることにより Fig. 3.7(c)に示すような線材になる。撚線の代わりに編組線が用いられて良いが編組線では素線同士の交叉が生じるため厚みのコントロールが若干困難になる。Fig. 3.8 には一例としてリボン状の撚線と編組線の写真を示す。

このような銅帯には素線をハンダで埋め込む技術は三菱電機において早くから開発され実用化されている。最も早い例は1967年に製作された75 kG大形超電導マグネット⁽²⁷⁾に用いられているものであるが、この場合には、15×2mmの銅帯に0.9mm径の素線が10本埋め込まれたもの、および10×1.4mmの銅帯に0.57mm径の素線が10本埋め込まれたものの2種類が製作された⁽²⁸⁾。

銅帯と素線のソルダーによる一体化の方法としては Fig. 3.9 に示すような種々の変形が考えられる。(a)は銅帯の片側面のみにも溝を切って埋め込んだものであり、(b)は銅帯の両側に埋め込む形式、また(c)は溝に埋め込んだ後に銅の蓋をかぶせたものである。(d)は溝を切るのではなく、銅帯を芯として素線をそのまわりに編組状にかぶせその後ソルダーで固定するものである。(a)は比較的製作が容易であるが、素線本数が多くなったり、より短いツイストピッチを求める時には(b)の形式にならざるを得ない。(c)は銅体と素線の結合力をより強めるとともに、素線を外傷から守り、又線材の寸法精度を高める効果が期待できる。(d)は製作的には最も簡単である上に、第2章でも述べたように超電導体が線材の表面を覆うような形になっているため交流損が最も少なくなるという利点があるが、寸法精度の点で劣る他表面の凹凸が激しく素線をいため易い恐れがある。本設計においては Fig. 3.9 の(a)又は(b)の方式を用い、素線はリボン状の撚線の形で埋め込むことにする。溝の深さはすべて1mmとする。各スロット用線材の溝の幅を Table 3.2 の第8行目に示した。No.1～No.6スロットは Fig. 3.9(a)の方式、No.7～No.10スロットは Fig. 3.9(b)の方式の線材になる。

以上によって線材の諸元はすべて決定されたことになる。各線材の銅と超電導体の断面積比(Cu/SC比)を Table 3.2 の第10行目に示した。

先にも述べた三菱電機における75 KG大形超電導マグネット用ソルダー方式線材の製造装置を参考までに Fig. 3.10 に示す。本設計の線材も基本的にはこのような考えの装置で製作されたものと思われる。

(3) ソルダーの検討

次に接着のためソルダーについて若干検討を加える。一般に使用されているソルダーを大別するとSn系、In系、Cd系に分類される。In系ソルダーは低温脆性、電気抵抗、熱伝導等の点では優れているが機械的強度の点で劣り複合超電導線のソルダーとしては不相当であり、Cd系ソルダーはその有害性のために使用困難である。一般にSn系ソルダーはSnの変態

(同素変態)のために低温脆性を起す恐れがあるといわれている。しかし Sn の変態に対して Pb, Bi, Sb 等の元素は強力な Inhibiter となることが知られており、これらの添加元素を数%以上含んだものでは未だ Gray-Tin 変態が起ったという報告はない。ここではできるだけ Sn の量を少なくすることから Pb - 30% Sn ソルダを用いることにする。Pb-30Sn ソルダは前述の 75 kG 大形超電導マグネット用線材にも用いられた実績があり、機械強度、電気抵抗、銅との接合面における熱伝達率などの低温での値は十分優れている。⁽²⁸⁾

3.1.4 線材の歪に関する検討

本トロイダルコイルに用いられる超電導線は前項までに検討した通り厚さ 5 mm, 幅 36~69 mm の極めてたて横比の大きな平角銅帯の中に超電導素線が多数本埋め込まれた構造をもっている。これらの線材が巻き線された場合にはエッジ方向に曲げられる。巻き線の曲げ半径はかなり大きい、線材の幅も又大きい、この際の線材の変形は無視できない。又電磁力はステンレス鋼のディスクで支えられるがディスクは最大 43 kg/mm^2 の応力により約 0.2% の歪を受け当然線材も同程度の歪を生ずる結果になる。本節ではこれらの歪によって超電導線の特性に影響がないかどうかの検討を行う。

巻線の曲げ半径は最小部分で約 3.3 m となる。この半径で線材をエッジ方向に曲げた場合、Nb₃Sn 系 FM 線を埋め込んだ線材では最大 1.0%, Nb-Ti 系 FM 線の線材では最大 0.7% の歪が発生する。次に電磁力によるディスクの変形により 0.2% の歪を受ける。これらは各々室温と極低温で発生する歪であるため厳密には分離して考えねばならないが近似的にはこれらを合成して、Nb₃Sn 系線材で 1.2%, Nb-Ti 系線材で 0.9% の歪を受けると考えることができよう。

先ず銅が最大 1.2% 程度の歪を生じて機械的に破断する恐れは全くない。Fig. 3.11 は OFHC 銅の各温度における応力-歪曲線⁽²⁹⁾を示すが、室温では 50% 以上の伸びを示し、温度が下るほど伸びは増加していることが判り 1.2% 程度の歪が機械的には全く問題ないことは明らかである。

次に線材が歪を受けた場合考えられている問題は

- (1) 銅の安定化材としての特性劣下
- (2) 超電導フィラメントの断線および歪による超電導特性劣下

の 2 点である。

先ず(1)について検討する。銅の安定化材として重要な特性は電気抵抗 ρ と表面から液体ヘリウムへの熱伝達係数 h である。このうち h は銅の表面形状によってほとんど決ってしまう値であり僅かな機械的歪によって大きく変えることは全く考えられない。又、Fig. 3.12 は加工歪を加えた場合の銅の 4.2 K における電気抵抗の変化を示したものであるが、⁽³⁰⁾ 1.2% の歪では抵抗の増加は全くないと見て差支えない。以上のことからこの程度の歪において銅の安定化材としての性質には何らの影響はないと考えられる。

次に歪の超電導体への影響について検討する。先ず筆者らの測定によれば Nb-Ti 系合金は伸びが 18% もあり 1% 以下の歪で断線が生じることは全くない。又、Nb-Ti 超電導線は筆

者らの経験ではかなり苛酷な曲げや極端な場合には折り曲げ（当然塑性変形している）に対しても臨界電流値に全く影響がないことが判っている。一般に合金系の超電導材料は、その製造過程において、臨界電流増大の手段として極めて強度の加工を施しているため、線材の取扱い上或いは使用上において少々の塑性変形を受けても、断線やかなりの断面収縮の起らない限り超電導特性の劣下はないと見て良い。

一方、化合物系の Nb_3Sn 線材は極めて脆いため歪に対して最も大きな影響を受けると考えられる。例えば、GE の Nb_3Sn テープのカタログによれば厚さ 0.081 mm のテープの最小曲げ直径は 5.1 mm (1.6%歪)、厚さ 0.094 mm のテープで 10.1 mm (0.93%歪) としており、又、IGC の 0.37 mm ϕ Nb_3Sn 複合多芯ケーブルでは 20 mm (1.9%歪) とされている。又、筆者らの作製した 0.13 mm ϕ Nb_3Sn FM 線では 10 mm 径の棒に巻きつけて (1.3%歪) 測定しても I_c の劣下は全く認められなかった。しかし、上記 2 例のみで Nb_3Sn FM 線を用いた複合線が劣下しないというのは早計であろう。そこで、基材をあらかじめコイル状に曲げておき Nb_3Sn FM 線の燃線を溶ダで接合する方法を提案する。これによって Nb_3Sn 複合線には電磁力印加時の 0.2% の歪が生ずるのみである。この溶ダ方式は線材の歪に対して別の優れた効果を持っていると考えられる。Fig. 3. 13 は Pb-30% Sn ソルダの応力-歪曲線を示すが初期の変形抵抗は常温で 38 kg/mm²、77 K でも 350 kg/mm² 程度であり、これは Cu の弾性率 15000 kg/mm²、Nb-60%Ti 合金の 27000 kg/mm² などに比べ著しく低い。したがって何らかの原因で線材が歪を受けたとしても、超電導素線と銅帯の間に溶ダの変形を介したすべりが起り素線の方は燃線の伸縮の形で歪を吸収してしまい、超電導体の歪はほとんど生じないことになってしまう。このような効果も加わることを考えれば前記の諸歪に対して線材は全く問題がないと結論して良い。

3.1.5 まとめ

本節ではトロイダルコイル用線材の超電導材料の選定と線材の構成、製作法を中心に検討した。得られた結果を要約する。

- (1) 各種超電導材料の T_c 、 H_{c2} 、 J_c を比較検討することにより、6 T 以下の低磁界部分では Nb-60 at% Ti 合金を、又 6 T ~ 12 T の高磁界部分では Nb_3Sn を用いることとした。
- (2) 中性子照射の超電導諸特性に及ぼす影響を検討した結果、 1×10^{17} n/cm² 前後の照射に対しては Nb-Ti、 Nb_3Sn とともに 15% 程度の J_c の余裕を見て設計すれば十分であることがわかった。
- (3) 超電導線材の構成は、厚さ 5 mm、幅 36 ~ 69 mm の銅帯中に、0.5 mm 径の素線（極細多芯超電導線）を 68 ~ 292 本配置して埋め込みかつ全体が 200 mm のピッチでツイストされたようなものになる。
- (4) 上記(3)の構成の線材の製法としては、銅帯の片側又は両側に深さ 1 mm の溝を切り、溝中に、素線をテープ状燃線に束ねたものを溶ダで埋め込む方式が最も有利であることが判った。溶ダとしては Pb-30% Sn 合金を用いる。
- (5) 銅材については破断はもとより、安定化材としての性質に何ら影響があることは考えら

れない。

(b) 超電導体については、Nb-Ti はもとより Nb₃Sn についても過去の経験的データや実験などから判断して特性劣化は来たさないと判断される。

(c) なおその上に、本設計で採用する溶ダ埋め込み方式では、溶ダの変形、テープ状燃線の伸縮によって歪がほとんど吸収される構造になっているため、超電導線にはほとんど歪が加わらないと見られる。

などのことから、歪の影響は全く問題ないといえる。

Table 3.2 ディスクの各スロット用超電導線材の諸元

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
スロットNo									
最大磁界 (T)	1.2	2.4	3.6	4.8	6.0	7.2	8.4	9.6	10.8
超電導素線	\leftarrow 0.5mm径Nb-60at%Ti系FM線 \rightarrow 0.5mm径Nb ₃ Sn系FM線								
素線1本当りの I_c (A)	260	220	180	150	120	118	95	77	66
必要素線本数	68	80	98	118	146	150	186	228	266
超電導体断面積 (mm ²)	5.94	6.98	8.56	10.3	12.7	6.73	8.34	10.2	11.9
銅帯幅 (mm)	36	40	44	48	51	52	56	60	64
溝幅 (mm)	19	22	27	33	42	43	26×2	32×2	38×2
銅材断面積 (mm ²)	168	187	204	220	229	217	228	236	244
Cu/SC比	28.3	26.8	23.8	21.4	18.0	32.3	27.3	23.1	20.5
									20.1

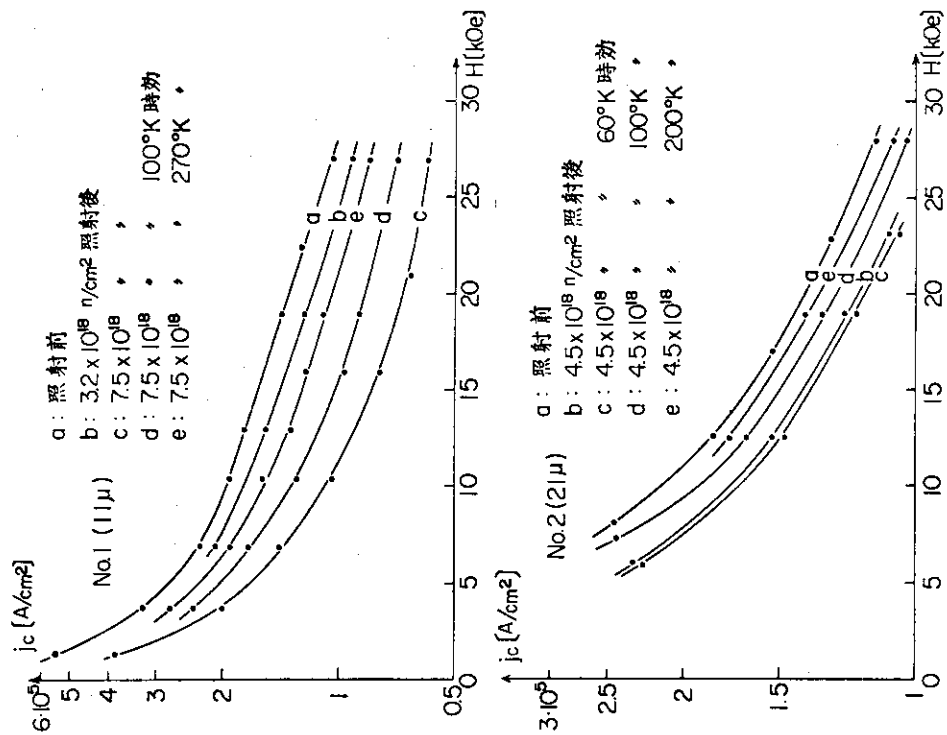


Fig. 3.2 中性子照射前後における Nb-Ti 線の J_c - H 曲線 (5.3 K)

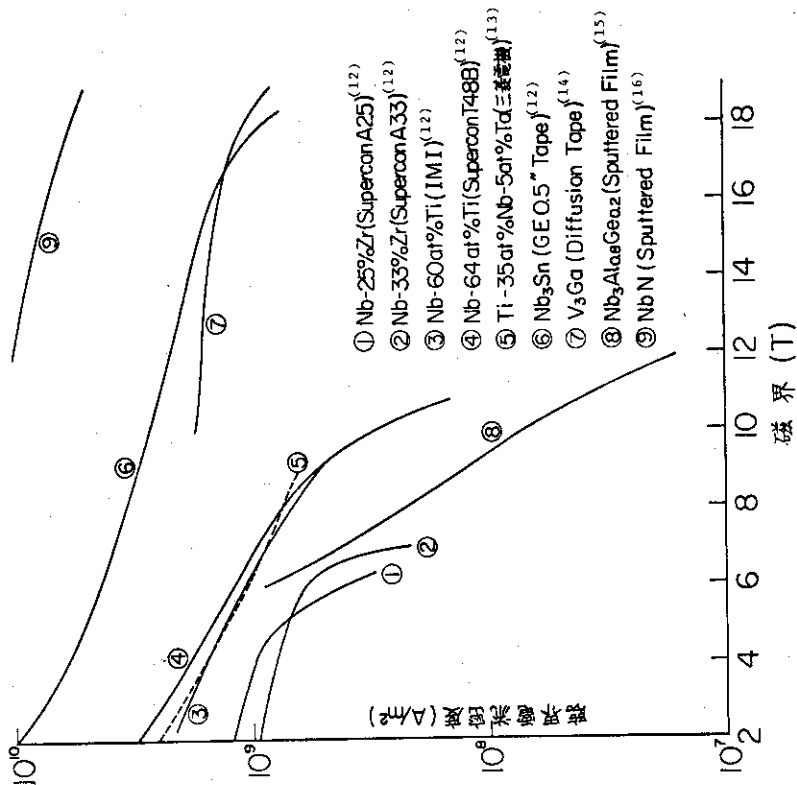


Fig. 3.1 各種超電導材料の臨界電流特性

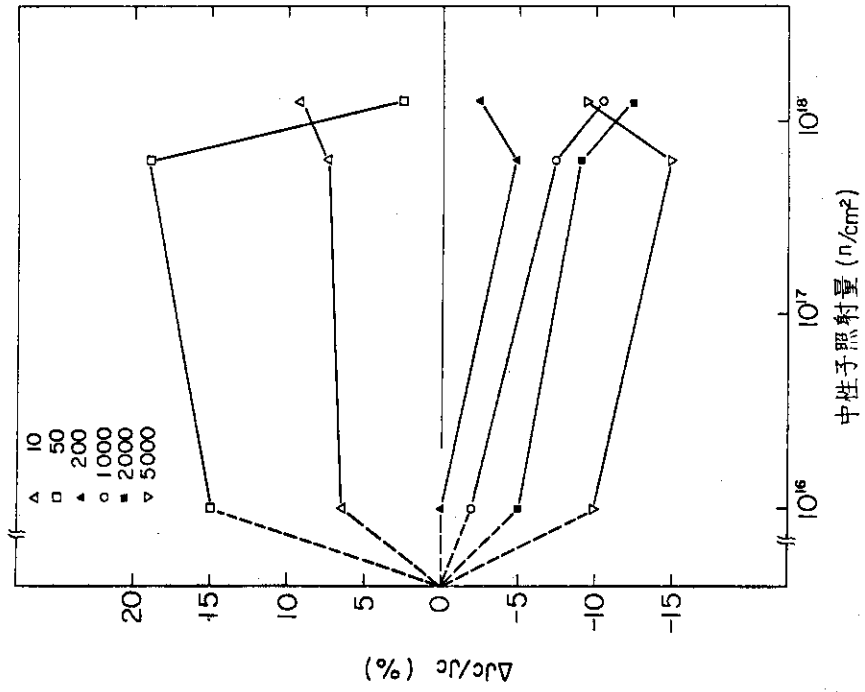


Fig. 3.4 中性子照射の50.0 kOeでの J_c に及ぼす効果
 図に付した数字は試料の380°Cでの時刻時
 間(分)を示す。

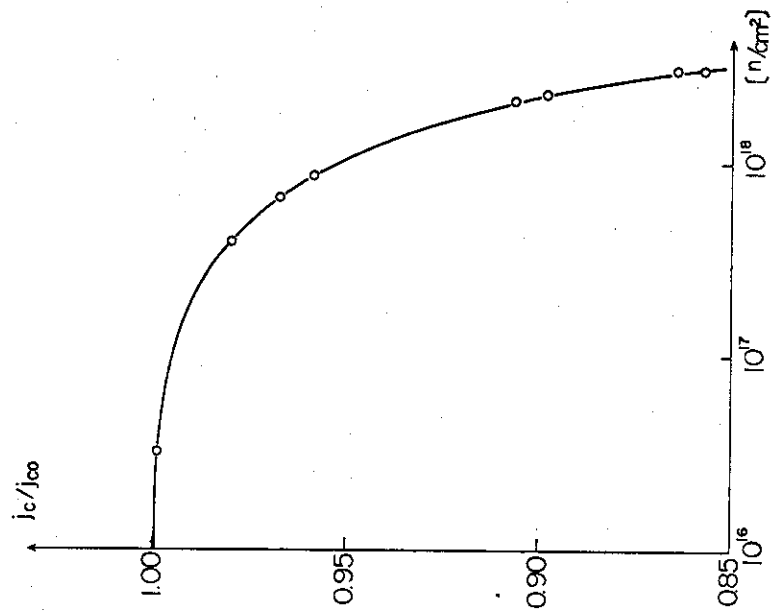


Fig. 3.3 速中性子照射量と J_c の関係
 (11 μm, Nb-51 wt%Ti, H=0, T=5.0 K)

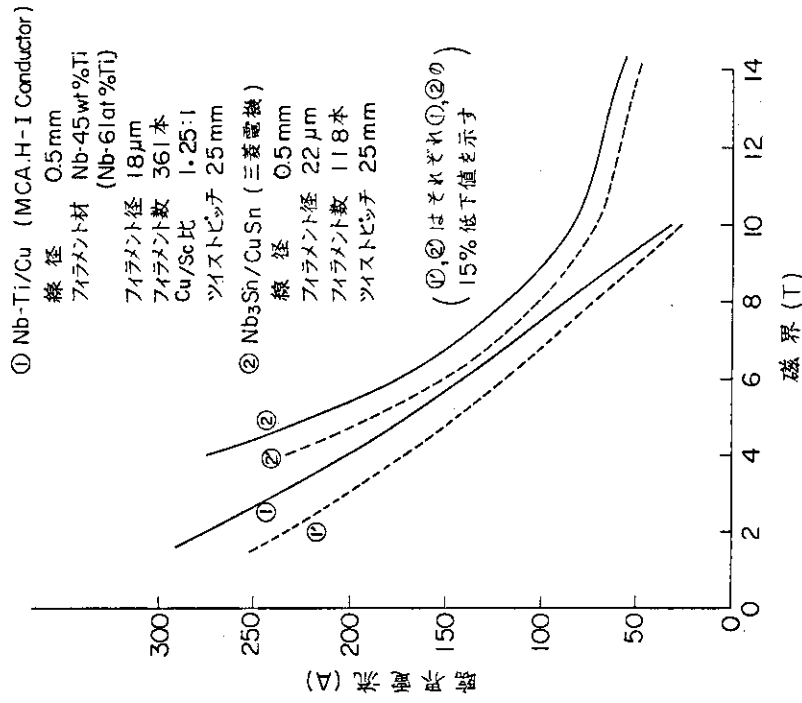


Fig. 3.6 Nb-Ti系およびNb₃Sn系極細多芯複合超電導線(0.5mm径)の臨界電流

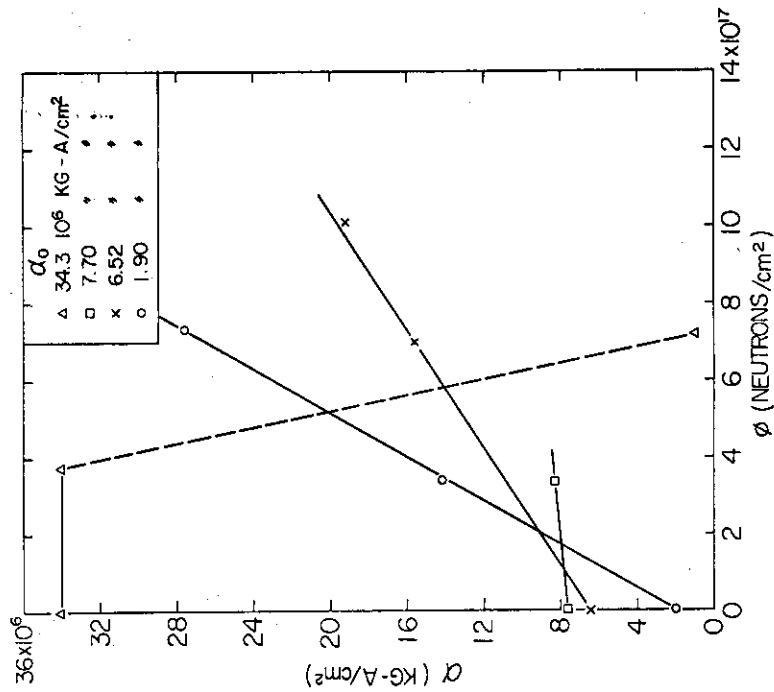


Fig. 3.5 α の中性子依存性(蒸着Nb₃Sn)
 α_0 は各試料の照射前の値である。

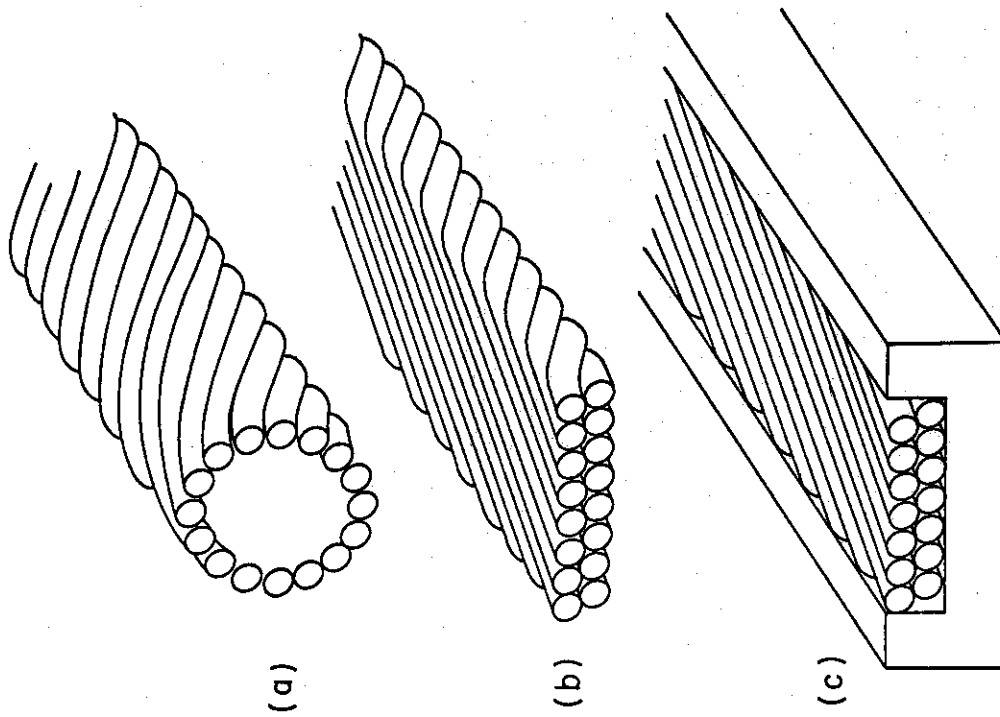


Fig. 3.7 ソルダ－方式線材の製法の一例

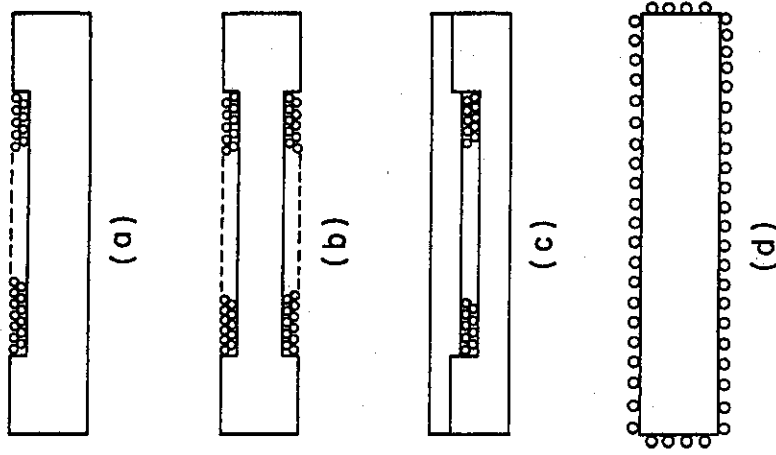
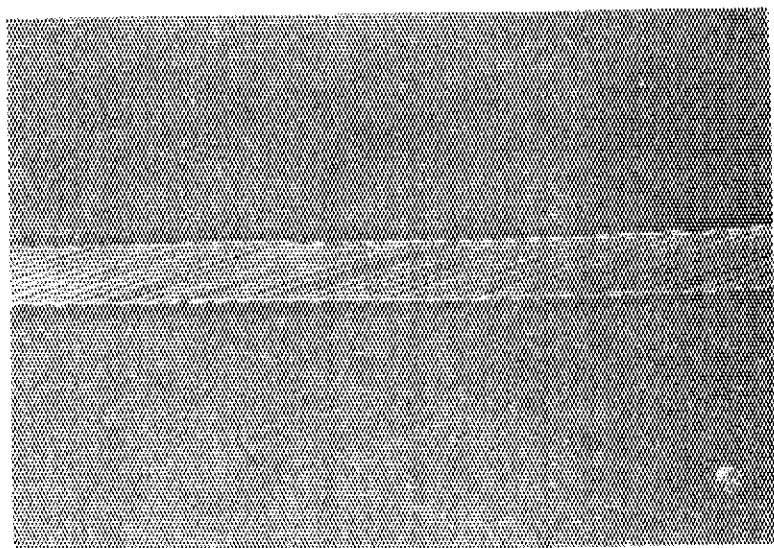


Fig. 3.9 各種ソルダ－方式超電導線



(a) 撚線 (17本)

線 幅 : 4.9 mm

撚ピッチ : 4.3 mm

素 線

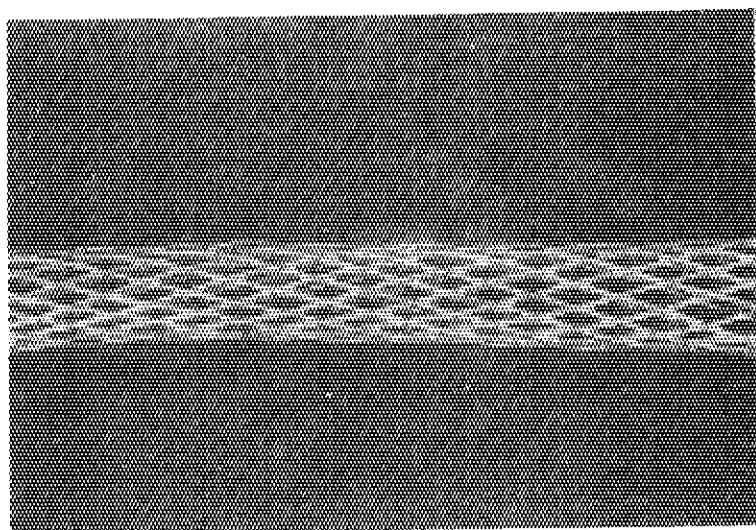
径 : 0.51 mm

フィラメント : 23 μ Nb-Ti

フィラメント数 : 180 本

Cu/SC 比 : 1.8 : 1

ツイストピッチ : 25 mm



(b) 編組線 (48本)

線 幅 : 6.3 mm

編組ピッチ : 8.0 mm

素 線

径 : 0.3 mm

フィラメント : 30 μ Nb-Ti

フィラメント数 : 61 本

Cu/SC 比 : 1.3 : 1

ツイストピッチ : 25 mm

Fig. 3.8 撚線および編組線の外観写真

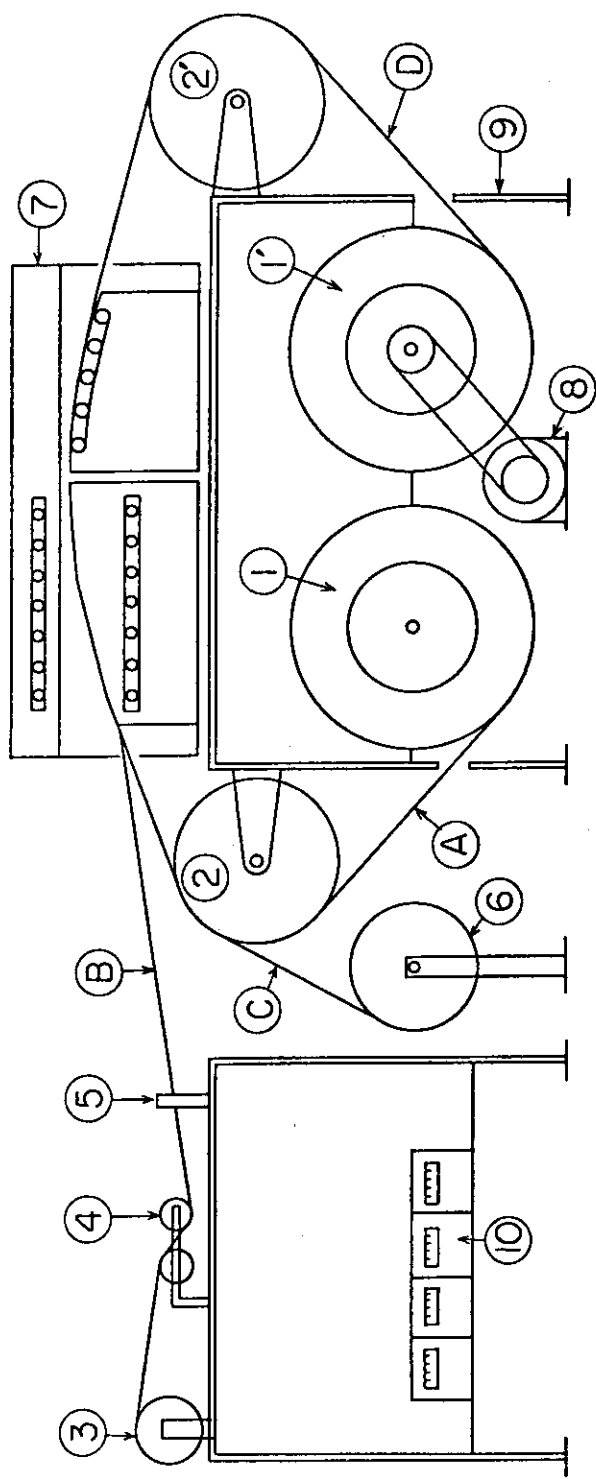


Fig. 3.10 ソルダゲ-方式線の製造装置の概略図

- | | | | |
|---|------|---|----------|
| ① | 銅 | ⑧ | 減速機つきモータ |
| ② | ゲ-ブル | ⑨ | ア-ゲル台 |
| ③ | 線 | ⑩ | 温度制御装置 |
| ④ | 素 | A | 銅 |
| ⑤ | ブレイ | B | テ-プ |
| ⑥ | ソイル | C | 超電導素線 |
| ⑦ | 加熱 | D | ソルダゲ-ブル |
| | | | 超電導ケ-ブル |

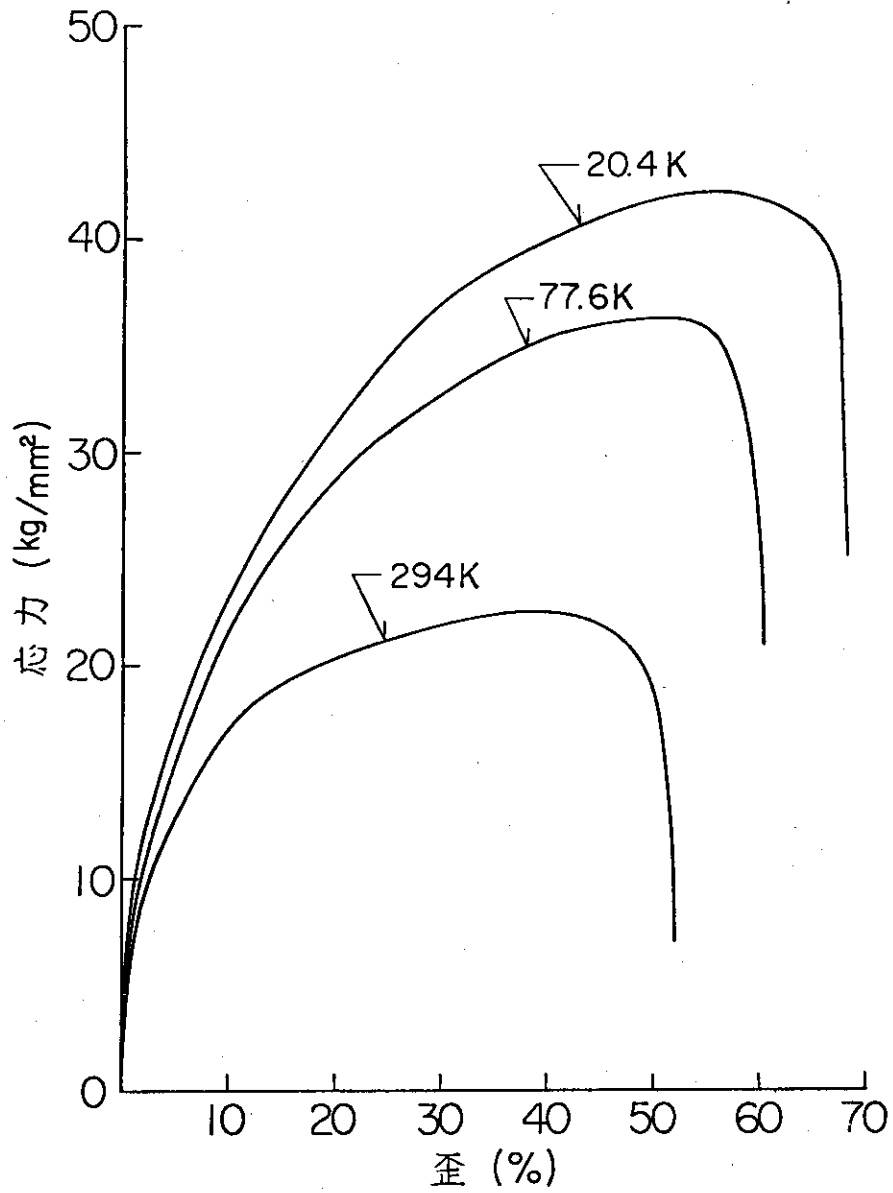


Fig. 3.11 OFHC 銅の各温度における応力-歪曲線⁽²⁹⁾
 (0.75" 棒, annealed)

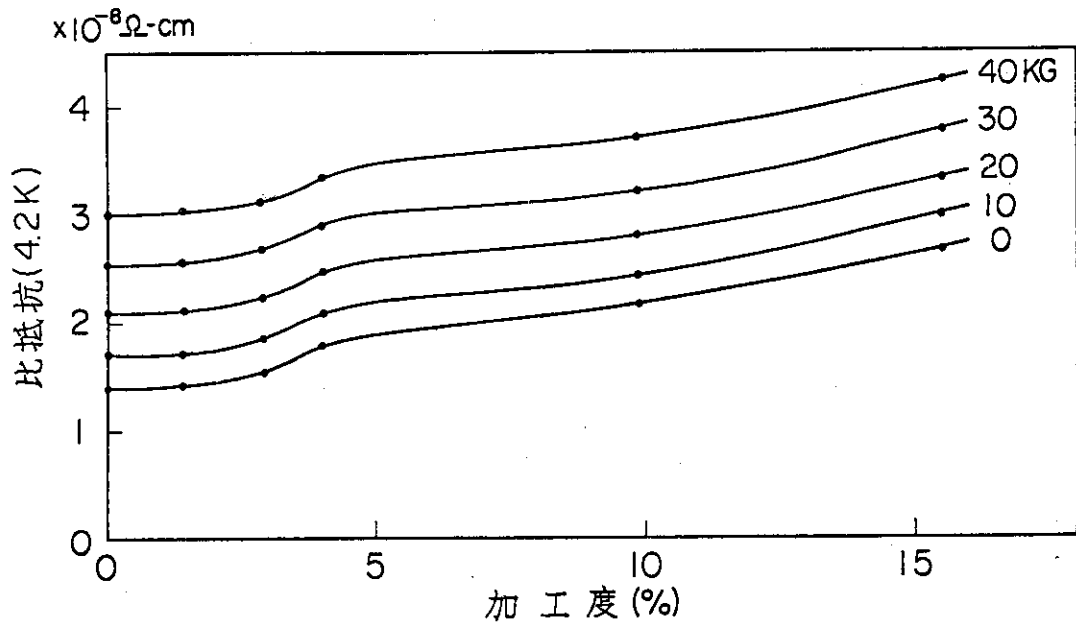


Fig. 3.12 無酸素銅を室温で加工したときの比抵抗変化

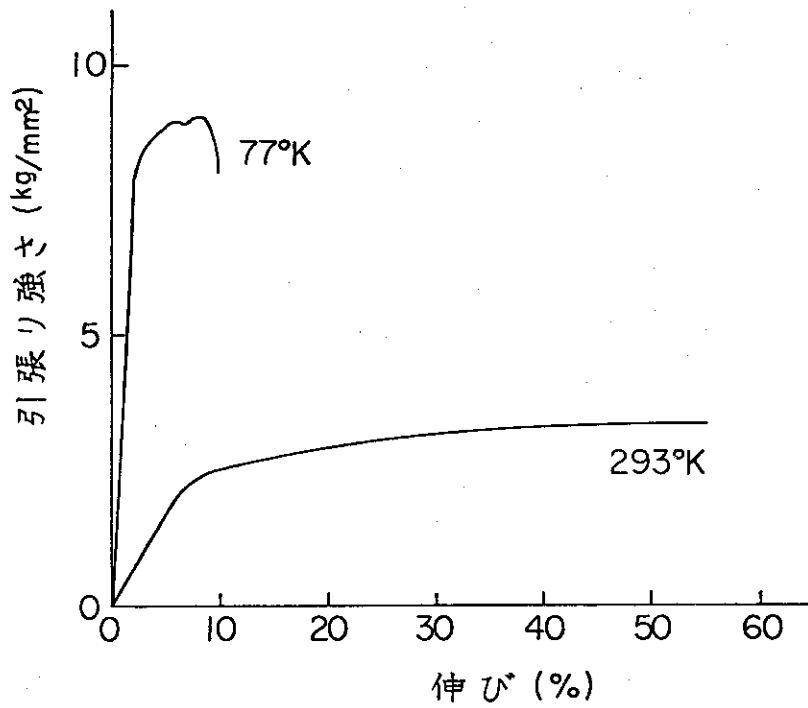


Fig. 3.13 Pb-30% Snソルダの応力-歪曲線

3.2 構造材料

超電導マグネットでは4.2 Kという極低温で大きな電磁力が発生する。大形SCM用超電導線は、かなり大量の純度の高い銅やアルミニウムなどの中に超電導体が埋め込まれた形のものが多いため、これらの線材単独では巨大な電磁力に耐えられない可能性がでてくる。

従来製作された大形超電導マグネット（例えばバブルチェンバーなど）では、強度の高い金属の補強材で超電導線を裏打ちしたり、或いは補強テープを超電導線といっしょに巻き込んだりする方法がとられている。

本報で検討しているトロイダルコイルでは第2章で述べたように独特のディスク方式のコイルを用い、ディスクによって電磁力を支える方式を採っている。このディスクには最大の電磁力が働いた場合約43 kg/mm²の応力が加わることになる。したがってここではこの応力に十分耐えるにはどのような構造材を選ぶかが最大の課題となる。

低温領域で金属を構造材として用いるとき問題になるのは低温脆性である。例えば炭素鋼は常温では伸びおよび断面収縮率の大きい、いわゆる延性破壊を起こすが、温度が低くなるにつれてこれらの値が小さくなり、ある温度（遷移温度）以下では伸びおよび断面収縮率がほとんどゼロとなり脆性破壊を示す。このような温度領域では衝撃値もほとんどゼロとなって、もはや構造材としての使用はできない。遷移温度は種々の因子の影響を受けるが、 α 鉄の遷移温度は-150℃であり他の体心立方金属の遷移温度も大体この付近にある。

一方、銅、アルミニウム、オーステナイト鋼のような面心立方金属では遷移温度が存在せず低温まで延性破壊を示さないことが知られており低温用構造材としてはこの種のものの使用が望ましい。特にディスク材料として要求される条件

- (1) 極低温で機械的強度に優れていること
- (2) 強磁界の影響を受けにくいこと。すなわち透磁率が低いこと
- (3) 鋳造性、溶接性、切削加工性の良いこと
- (4) 低温での電気抵抗が高く、ポロイダル磁界によって生ずる渦電流損の小さいこと

等を考慮した場合、オーステナイト系ステンレス鋼が最も有力である。

本節では低温用構造材としてオーステナイト系ステンレス鋼を中心として若干の材料の低温で性質をしらべることにより適当なディスク材料を選定するとともに、低温構造材料に考えられる2～3の問題点の検討を行う。

3.2.1 オーステナイト系ステンレス鋼の低温における性質

(1) 引張強度

Table 3.3 には代表的なステンレス鋼の0.2%耐力、引張強度、伸びなどの各温度での値が示されている⁽³¹⁾。又、Fig. 3.14 は SUS 304, 310, 321 の引張り強度、0.2%耐力、伸びの値の温度変化を示したものである⁽³²⁾。いずれも極低温での伸びは30%以上であり、脆性破壊は示さないと考えられる。

先にも述べたようにディスクには最大43 kg/mm²の応力が加わる。構造材がこれに耐えるようにするには、どのような値を目安にするか議論の別れるところであるが、一応耐力をもって比較するのが合理的と考えられる。

各鋼種の 0.2%耐力がディスク最大応力 43 kg/mm^2 の何倍になっているかを示すと。

鋼種	0.2%耐力 (4.2 K) / 最大設計応力
SUS 304	1.29
SUS 304 L	0.55
SUS 310	1.79
SUS 316	1.42
SUS 321	1.01

となる。この値から SUS 304, 310, 316 は一応ディスク材料として使用できる可能性がある。特に SUS 310 は最大設計応力の 1.8 倍程度の耐力を有しており最も優れている。

Fig. 3.15 は SUS 304 と 310S の 4.2 K における応力-歪曲線である⁽³⁴⁾。

極低温の引張り試験では応力-歪曲線が常温のそれと著しく異なり、Serrated yielding と呼ばれる鋸歯状の降伏現象が現れるが、この降伏の生じる応力は SUS 304 で 64 kg/mm^2 , SUS 316 で 78 kg/mm^2 , SUS 310 で 90 kg/mm^2 である⁽³⁴⁾。SUS 310S は C 量が少い ($\leq 0.08\%$) 他は SUS 310 と全く同じであり機械特性も殆んど同じと見て良いから、このデータからも SUS 310 の優秀性が立証される。

(2) 切欠き強度

構造材中に析出物、介在物、収縮孔、鍛造傷などが存在する場合、それらの近傍では極めて大きな応力集中が起り、いわゆる切欠きが存在するのと同様の影響を及ぼす。また、必然的に切欠き形状をとるボルトが使われることも考慮せねばならない。切欠きが存在する場合、応力集中と塑性変形抵抗の増加により、脆性破壊へ移る温度が高くなるといわれている。Fig. 3.16 は各種鋼材の切欠き引張強度と、その丸棒強度に対する比の温度変化を示したものである⁽³⁴⁾。切欠き強度比はいずれも 4.2 K では室温よりも減少しているが、SUS 310S が最も減少率が小さく優れている。SUS 304 は 4.2 K で 1 以下になっているがこれは他のデータ⁽³²⁾ でも同様であり、極低温での使用に問題があることを示している。

(3) 溶接強度

構造材が溶接構造をとることは多いが、溶接は低温脆性に大きな影響を与えた。これは溶接の際に生ずる介在物、クラック、ブローホールなどが前記の切欠き効果を生じるとともに残留応力の存在も効いて母材や溶着金属自体の性質だけからは予測できない遷移温度の上昇が現れる。残留応力や炭化物の析出は溶接後の熱処理によって除去できるが、ディスクのような大形の構造物では熱処理が困難であり、溶接されたままの状態で行われるため、大きな問題となる。Fig. 3.17 はアーク溶接された試料の溶接強度を示す。SUS 304 では熱処理により強度は回復するが溶接されたままの強度は極めて大きなバラツキを示し使用上危険性が高いことを示している。

一方、SUS 310S は溶接されたままでも強度のバラツキは少く、しかも母材強度に比べてそれほど大きな低下はない。

(4) 弾性率

Table 3.3 に見られるように弾性率は鋼種によってあまり差はなく、又低温と常温でもほとんど変わらない。しかし、その中でも SUS 310 の弾性率は最も高く、SUS 304 よりも 12

％程度高い値をもち、構造材として応力に対して変形がより少く望ましいことを示している。

(5) その他の特性

Table 3.3 には各種鋼材の電気抵抗、透磁率、熱膨張係数を示している。先にも述べたように励磁、減磁或いはトロイダルコイルの運転などに伴う磁界変化によりディスクに渦電流が発生して損失が生ずるため、構造材の低温の電気抵抗は高いほど望ましい。この点からもSUS 310 の電気抵抗は他の鋼種に比べてかなり高い値をもち、有利である。

透磁率はいずれも1に極めて近く問題はないと考えられる。又熱膨張係数も鋼種によってほとんど差がなく、極低温の値は銅の 325×10^{-5} に極めて近い。

なお、4.2 Kにおける疲労強度のデータは極めて少ないため一般的な議論は難しい。Fig. 3.18 は福島ら⁽³⁵⁾による18-8ステンレス鋼(SUS 304)の疲労測定データを示す。低温では室温におけるよりも疲労強度は向上しているが、これは他のデータでも全く同じ傾向である。又、トロイダルコイルでは頻繁な励磁減磁の繰り返しは考えられないため構造材の疲労破壊はほとんど問題にならないと考えて良いだろう。

以上、種々の特性を検討した結果からディスク用構造材料としてはSUS 310 が最も適していると判定される。極低温におけるオーステナイト系ステンレス鋼の脆性は面心立方のオーステナイト組織がマルテンサイト変態等によって体心立方の α' 相や稠密六方の ϵ 相に変態することに起因している。したがってこれらの変態を生じ難くするにはオーステナイト組織をできるだけ安定化すればよいが、このためにはNi量を増加するほどオーステナイトは安定するとされている。このような意味からNiを20％程度含んだSUS 310はオーステナイトの安定性は極めて優れており、塑性変形を受けてもマルテンサイト変態を起さないことが確かめられている⁽³³⁾ (SUS 304では塑性変形にともなって α' 生成量が増加する⁽³⁴⁾)。

3.2.2 その他の金属構造材料の低温における性質

(1) アルミニウム合金

アルミニウムおよびその合金には1000シリーズ(純アルミニウム)から7000シリーズまでの7種類があり、熱交換器やLNGタンク材等の低温機器にもかなり用いられている。アルミニウム合金は低温脆性を示さず、7000シリーズ(A ℓ -Zn-Mg系)の7075などでは4.2 Kで70 kg/mm²以上の耐力を有している。しかしアルミニウム合金は、一般に切欠き強度比が1より小さくかつ低温になるほど小さくなり、靱性の点で疑問があること、および電気抵抗が極めて小さいこと(2~3 $\mu\Omega$ -cm)などからトロイダルコイル用ディスク材料としては不適當であると考えられる。

(2) チタン合金

チタン合金は熱膨張率、熱伝導率ともに小さく、極低温下でも透磁率が小さいという特徴のために、超電導磁気浮上列車のクライオスタットをはじめとして極低温用途において着目されはじめている材料である。特にTi-5A ℓ -2.5Sn合金は液体ヘリウム温度においても延性低下は起らず、切欠き強度比も1以上の値をもつ。又4.2 Kにおける0.2％耐力は140 kg/mm²(引張強さ152 kg/mm²)と極めて高い値を有し、密度がステンレス鋼の60％弱であることを考慮すれば、強度/密度比が高く構造材として優れた特性を示すと言える。しかしステンレ

ス鋼に比較してかなり高価になること、低温の弾性率が約 50 %しかないことが短所である。

3.2.3 まとめ

本節では低温用構造材の選定を行うことを目的として、オーステナイト系ステンレス鋼を中心とした金属系構造材料での低温での性質について検討した。得られた結果を要約する。

- (1) オーステナイト系ステンレス鋼の中では SUS 310 が最も優れていると判断されるため本設計ではこれを採用した。SUS 310 は
 - (イ) 0.2%耐力が高く、設計応力の 1.9 倍程度ある。
 - (ロ) 切欠き強度比も 1 以上あり、しらべたものの中では最も高い。
 - (ハ) 溶接されたままでも強度の低下はあまりなく、バラツキも小さい。
 - (ニ) 弾性率も他の鋼種に比べて僅かながら高い。
 - (ホ) 電気抵抗率も他の鋼種に比べ高い。
- (2) アルミニウム合金は靱性の点で疑問が残ること、電気抵抗が著しく低いことから本設計では採用しないことにした。
- (3) チタン合金は弾性率がかなり低いこと、価格が高いことから本設計では採用しないことにした。

Table 3.3 各種ステンレス鋼の特性値

鋼種	温度*1 (K)	0.2%耐力*1 (kg/mm ²)	引張強度*1 (kg/mm ²)	伸び*2 (%)	弾性率*2 (kg/mm ²)	電気抵抗率*1 ($\mu\Omega\text{-cm}$)	透磁率*3	熱膨張率*4 ($\times 10^{-5}$)
SUS 304	297	23.2	60	60	19,500		1.03	
	77	40.1	144	43	20,400		1.03	- 260
	193	44.8	172	48	20,000	51.0	1.03	- 290
SUS 304L	297	19.7	60	60				
	77	24.6	40	42				
	193	23.8	45	41		49.4		
SUS 310	294	24.6	56	60	21,100			
	77	49.8	106	54	22,100			- 240
	259	67.1	127	56	22,500	68.8		- 280
SUS 316	294	24.6	59	70			1.03	
	77	52.7	130	58			1.006	
	204	59.1	148	55		53.8	1.012	
SUS 321	294	26.7	63	60	19,200			
	77	47.8	148	43	20,400			- 260
	204	64.6	167	35	20,400	53.4		- 290

*1) 文献(31)から単位換算して転載。

*2) 文献(32)から単位換算して引用。

*3) 極低温の値は4.2Kの値を示す。文献(33)より引用。

*4) (LT-L₂₉₃)/L₂₉₃, 文献(32)より引用。

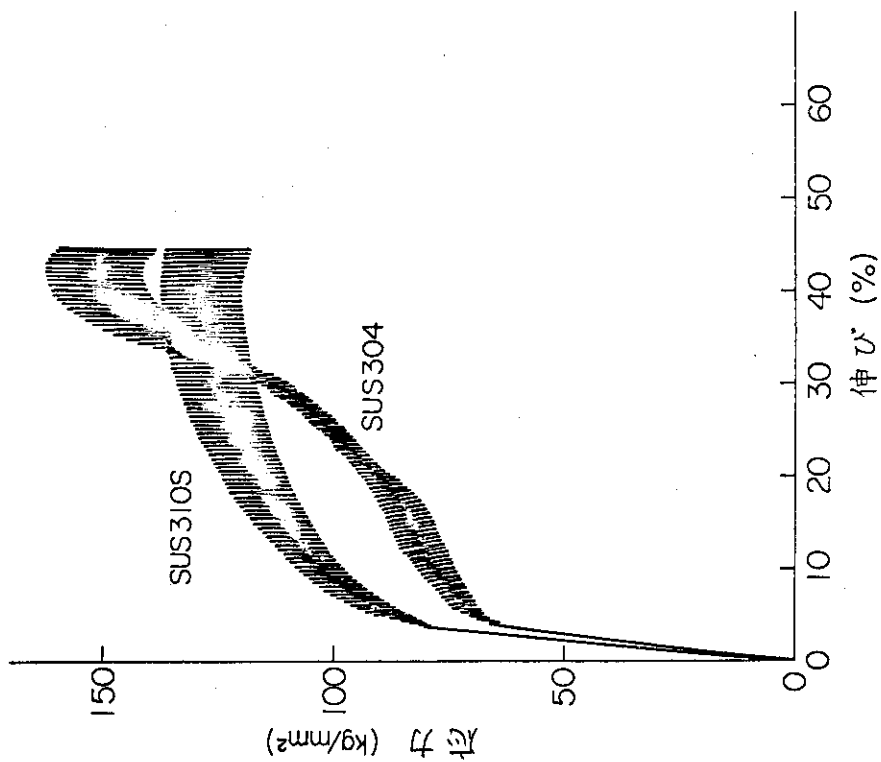


Fig. 3.15 オーステナイト系ステンレス鋼の4.2°Kにおける応力-ひずみ曲線

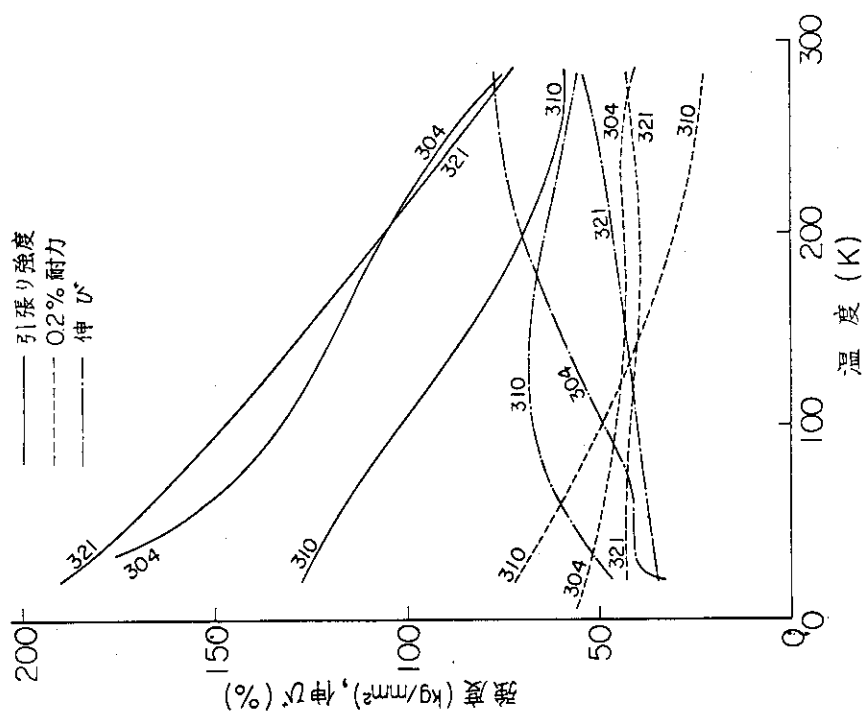


Fig. 3.14 各種ステンレス鋼の強度および伸びの温度変化

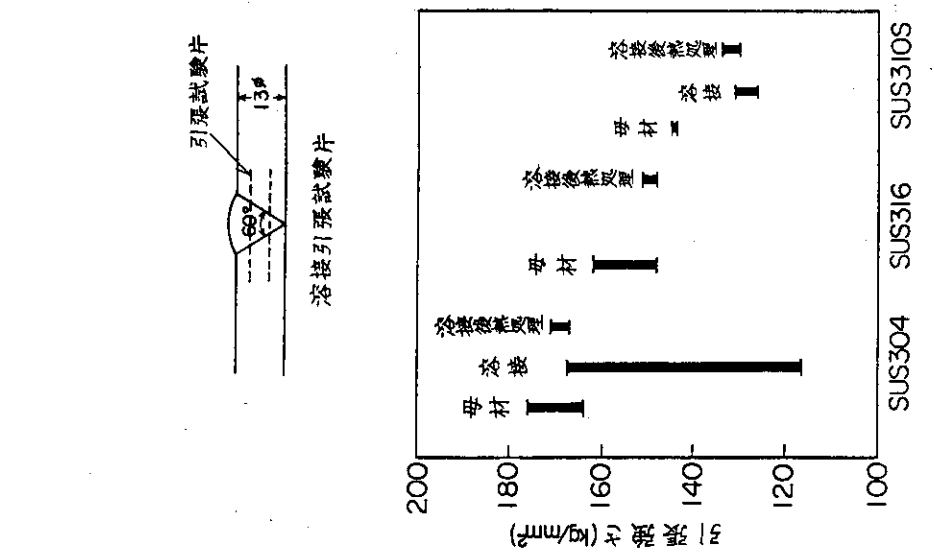


Fig. 3.17 オーステナイトステンレス鋼の4.2 Kにおける溶接強度

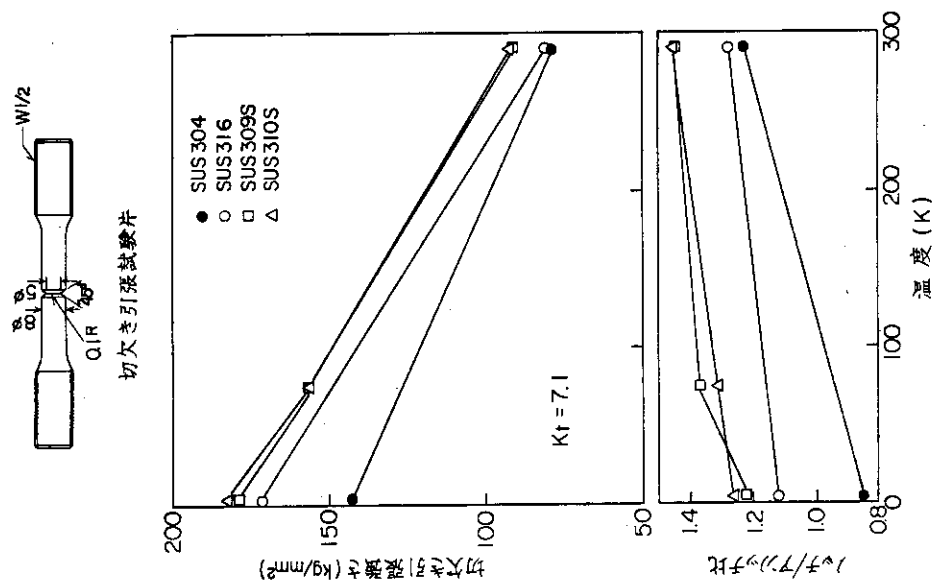


Fig. 3.16 オーステナイトステンレス鋼の極低温における切欠引張強さ

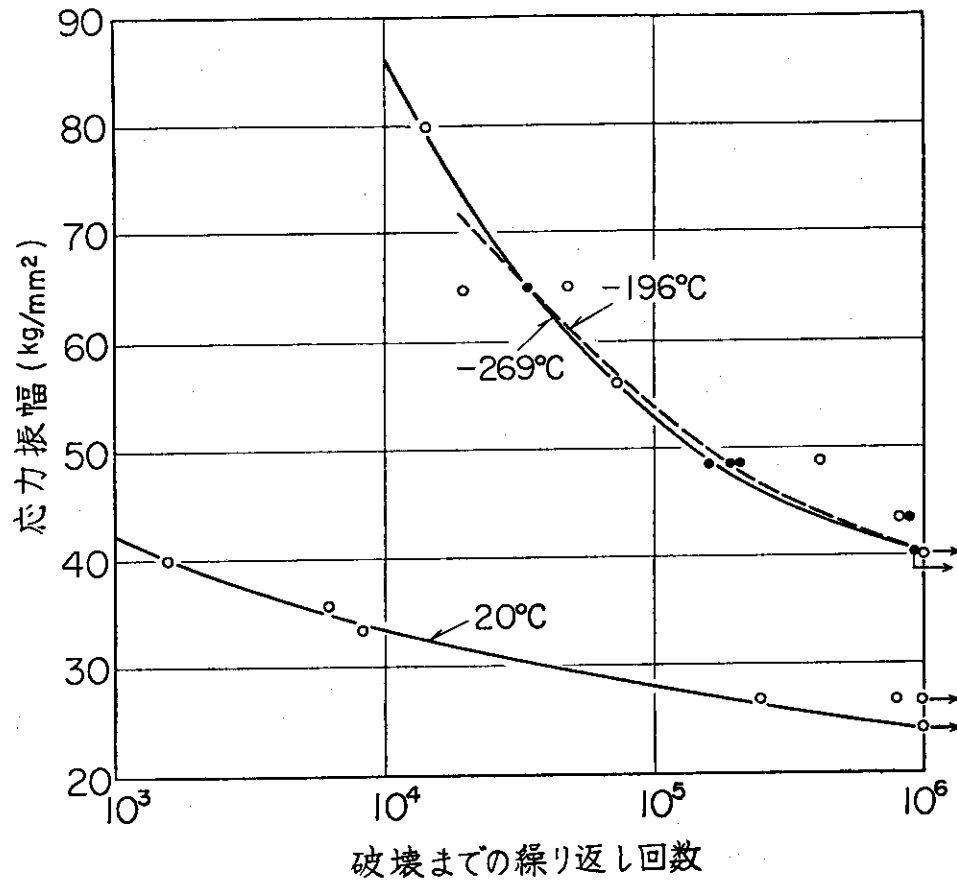


Fig. 3.18 18-8 ステンレス鋼の20°C, -196°C, -269°C
における疲労曲線

3.3 絶縁材料

第2章で述べたように、ディスクと線材の間隙を設けるために、非金属系のスペーサが用いられる。スペーサには線材に発生する電磁力をディスクに伝達するための圧縮力を主とした応力が加わる。この応力は第5章で検討されるようになりに小さくほとんど問題にはならないと考えられる。

非金属系の低温用構造材として従来から最も良く用いられるのは、FRP（繊維強化プラスチック）であり中でもエポキシガラスファイバー積層材（ガラスエポキシ）が強度の点で最も優れていると考えられる。Fig. 3.19 はガラスエポキシの引張強度、圧縮強度および伸びの温度変化を示すものである⁽³²⁾。圧縮強度は極低温で 70 kg/mm^2 程度の値を持ち十分設計応力に耐え得ると見られる。

次に熱収縮率は、エポキシおよびガラス繊維の種類、充填率によって、又、繊維の方向と平行か垂直かの違いによって、 $(L_T - L_{293})/L_{293}$ の値は -0.1% から -0.4% 程度の間で異なる。しかしこれらの要素を適当に選ぶならば SUS の 0.3% 、Cu の 0.35% に近い値をもってくることは可能である。

FRP の強度に対する放射線照射効果は重要な問題であるが、これについてはほとんどデータがだされていないようである。今後十分な検討が必要とされる。

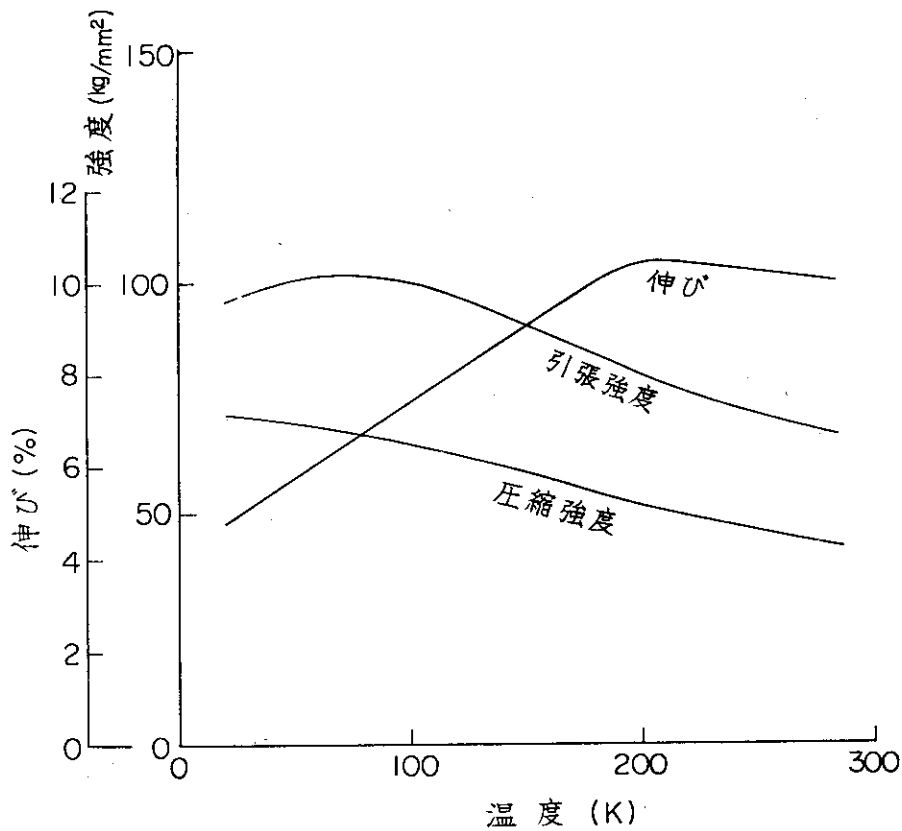


Fig. 3.19 エポキシ・ガラスファイバー積層材の強度および伸びの温度変化⁽³²⁾

第4章 磁界・電磁力・インダクタンス計算

4.1 磁界

ここではトロイダル磁界の解析結果のみを示す。ポロイダル磁界の分布及びその結果生じる電磁力については4.3節において述べる。トロイダル磁界は300 MAT というトロイダルコイルの起磁力によりプラズマ中心 ($R = 10 \text{ m}$) で $B_t = 6 \text{ T}$ の磁界を発生する。なお、トロイダルコイルの配置に関連して、 R 方向、 Z 方向、 θ 方向、 r 方向を Fig. 4.1 のように定めた。するとトロイダル磁界の方向は θ 方向であり、その大きさは、 Z 軸からの距離 R にほぼ逆比例する性質を持っている。

$$B_t \cong \frac{\mu_0 N \cdot I_0}{2 \pi R} \quad (NI_0: \text{全アンペア・ターン}) \quad (4.1)$$

この性質はプラズマの周辺ではよく成立している。実際にビオ・サバールの法則を今回の設計形状に適用して計算を行った結果を Fig. 4.2 に示す。トロイダル磁界のコイル内における最大値は 12 T となる。融合反応の出力密度はトロイダル磁界の4乗に比例するのでトロイダル磁界ではできるだけ高磁界であることが望ましい。

しかも、プラズマの粒子の拡散原因になるといわれるトロイダル磁界の ripple は充分小さくなければならない。トロイダル磁界の θ 方向の ripple は次のようにあらわされる。

$$\text{ripple}(R, Z) = \frac{B_{\theta, \max}(R, Z) - B_{\theta, \min}(R, Z)}{B_{\theta, \max}(R, Z) + B_{\theta, \min}(R, Z)} \quad (4.2)$$

ripple の大きさは R, Z の位置により大きく変化する。プラズマ領域内の ripple の大きさは、ripple diffusion の立場から 0.3% 以内に押えることが望ましいという意見もある。通常、プラズマ領域内では外側の部分 (R の最も大きい部分) の ripple が最も大きくなり、この値が許容値以下にならねばならない。

ripple の大きさはトロイダル・マグネットの分割数に指数関数的に依存し、16以上の分割では ripple の値は充分小さくなるが、今回は24分割を選択している (Fig. 4.3)。24分割の場合、ripple の値は非常に小さく押えることができ、ripple の値のプラズマ領域内での最大値は 0.01% 以下となる。

又、今回の設計形状におけるトロイダル磁界の大きさは Fig. 4.2 (全体), Fig. 4.4 (部分) に示されており、プラズマ領域内では充分一様な磁界が得られる。又、この時の ripple の空間分布を Fig. 4.5, Fig. 4.6 に示す。コイルの位置から離れるにつれて、ripple の値は指数関数的に急激に小さくなり、プラズマの存在する領域では $9 \times 10^{-5} \sim 5 \times 10^{-7}$ の値をとることがわかる。

又、真空排気系、中性粒子入射装置、観測系に影響を与えるトロイダル磁界の洩れ磁界を Fig. 4.7 (R 方向), Fig. 4.8 (Z 方向) に示す。 R 方向に 2.0 m 、もしくは Z 方向に 2.5 m 離れる

ことによりトロイダル磁界は 0.01 T (100 ガウス) 以下に減衰することがわかる。

4.2 トロイダルコイル自身の電磁力

トロイダル・コイル自身の電磁力はコイルを微小電流要素に分割してビオ・サバルの法則を適用して、その合計をとることによって計算された。又、トロイダル・マグネットの分割数が充分多く、トロイダル磁界のトロイダル・コイル外への洩れが充分小さいとすれば、次のように近似的に計算することができる。

$$\begin{aligned} f(R, Z) &= B_t(R, Z) \times J(R, Z) \\ &\cong \frac{\mu_0 N}{2\pi R} I(R, Z) \times J(R, Z) \end{aligned} \quad (4.3)$$

ここで

$f(R, Z)$: 単位体積あたりの電磁力

$B_t(R, Z)$: トロイダル磁界

$J(R, Z)$: トロイダル・コイル電流密度

$I(R, Z)$: (R, Z) 点を内側にしてループをつくるトロイダル・コイル電流

トロイダル・コイルを $32 \times 3 = 96$ のエレメントに分割して (Fig. 4.9), 各エレメントにおける電磁力を計算したものを Fig. 9.10 に示す。

これらの力は全体としてトロイダル・コイルを拡張しようとする拡張力 F_r になり、又、主軸の方向に押しつけようとする向心力 F_R となる。 F_r 及び F_R は円形の線電流のトロイダル・コイルで近似すれば次の式であらわされる (1 コイル当り)。

$$F_r = \frac{1}{2} \mu_0 \frac{(NI)^2}{N} \frac{r_0}{\sqrt{R_0^2 - r_0^2}} \quad (4.4)$$

$$F_R = \frac{1}{2} \mu_0 \frac{(NI)^2}{N} \left(1 - \frac{R_0}{\sqrt{R_0^2 - r_0^2}} \right) \quad (4.5)$$

ここで

R_0 : 主軸からコイル中心までの距離

r_0 : コイルの平均半径

$R_0 = 10.5$ m, $r_0 = 7.76$ m とすれば、1 コイル当りの電磁力は $F_r = 2.64 \times 10^8$ kg, $F_R = -1.17 \times 10^8$ kg と計算される。

実際に Fig. 4.10 に基いて計算した結果では、上記の近似計算値よりも小さくなって拡張力 F_r , 向心力 F_R は次の如くである。

$$F = 2.12 \times 10^8 \text{ kg}$$

$$F = -8.19 \times 10^7 \text{ kg}$$

4.3 ポロイダル磁界によって生じる電磁力

ポロイダル磁界は垂直磁界、変流器コイル磁界、プラズマのつくる磁界の3種類にわけることができる。まずプラズマ電流のつくるポロイダル磁界はトロイダルコイルの電流とほぼ平行であることもあり、電磁力は小さい。ここでは垂直磁界、変流器コイル磁界、及び両者のある場合の3つの場合について電磁力の解析・検討を行う。

ポロイダル磁界はポロイダル・コイルの配置から求めることができる (Table 4.1, 4.2, 4.3) トロイダル・コイルの各エレメントの中心点での値とトロイダル・コイルの電流とのベクトル積をとることにより各点における電磁力が計算される。

$$\vec{F}_{\text{Rot}} = \vec{B}_P \times \vec{J} \quad (4.6)$$

ここで \vec{F}_{Rot} : 単位体積あたりの電磁力

\vec{B}_P : ポロイダル磁界

\vec{J} : 電流密度のベクトル

垂直磁界によって生じる電磁力を各エレメントで計算した結果を, Fig. 4.11に示す。垂直磁界によって生じる電磁力の寄与が他のポロイダル磁界に較べて最も大きい。次に変流器コイル磁界によって生じる電磁力を各エレメントで計算した結果を, Fig. 4.12に示す。変流器コイル電流は +70 MAT から -70 MAT まで両振りするので、電磁力と回転モーメントは運転サイクルの最初と最後では絶対値が同じ大きさで符号が反転することになる。

ポロイダル磁界分布とトロイダルコイル形状のR軸に関する対称性により、電磁力もR軸に関して対称で符号が反対となる。従ってこれらの力はコイル全体としてはR軸を中心とする回転モーメントMとなる。そしてこの回転モーメントMは一様な垂直磁界中での円形コイルの場合、近似的に次式であらわされる。

$$\begin{aligned} M &= \int \vec{F}_{\text{rot}} \times Z dV \\ &= \pi r_0^2 L B_v \end{aligned} \quad (4.7)$$

実際に Fig. 4.11, Fig. 4.12 に基いて計算した1コイル当りの結果は次のようになる。

$$M (\text{Vertical}) = 9.56 \times 10^7 \text{ kg} \cdot \text{m}$$

$$M (\text{OH}) = \pm 5.10 \times 10^6 \text{ kg} \cdot \text{m}$$

従って考えられうる回転モーメントの最大値としては次のようになる。

$$M (\text{total}) = 1.01 \times 10^8 \text{ kg} \cdot \text{m}$$

なおこの回転モーメントの値を $M \approx \pi r_0^2 I_0 B_v$ の式に対応させることにより $B_v = 0.42 \text{ T}$ に相当することがわかる。

4.4 コイル一部フェイル時の電磁力

超電導コイルは完全安定化の設計を行っているが、不測の事態が起ってコイルの一部がフェイルする可能性が全く無いわけではない。このような場合でも、第6.3節で述べるような接続法をとっているため、フェイル時の電磁力は問題にならない。しかしながら、トロイダル磁界のトロイダル方向への規則性が失われる場合を仮に想定すると、 θ 方向の電磁力が発生することになる。

例えば24コイルのうちの1コイルがフェイルした場合の θ 方向の電磁力は 6.6×10^7 Kg (1コイル当り)になる。一方, R-Z 平面内の電磁力である拡張力ないし向心力は逆に弱くなる(平常時の約92%)。1コイルがフェイルした場合の電磁力分布を Fig. 4.13 に示す。

又, 1コイルの中央部に近い1ディスクがフェイルした場合に発生する θ 方向の電磁力は1コイルがフェイルした時の約 $1/18 \approx 5.6\%$ になる。但し, フェイルしたディスクの位置が外側である時, そのディスクに近い側のコイルには更に大きな力が発生することになる。

4.5 インダクタンス

ここではトロイダル・コイルのもつ磁界蓄積エネルギーを計算することによりインダクタンスを求める。高磁界・大容量のマグネットであるので, その磁界蓄積エネルギー及びインダクタンスは非常に大きなものになる。

まず磁界蓄積エネルギー E は次式で計算される。

$$E = \int \frac{B_t^2}{2\mu_0} dv \quad (4.8)$$

実際に数値積分を行った結果, $E = 156$ GJ となる。

次に, 24コイル全体でのインダクタンス L は次式で計算される。

$$L = \frac{2E}{I_0^2} \quad (4.9)$$

$I_0 = 34720$ A であるので, $L = 259$ H となる。

なお, 本章の磁界計算その他のために, 次のような計算プログラムを作成使用した。任意の形状・任意の点における磁界分布・ripple の計算のためにピオ・サバールの法則を使う<DMAG> トロイダル・コイル内部の磁界分布, 電磁力の計算のために, 式(4.3)を使う<TORSOLE> ポロイダル磁界の計算のために楕円積分を行う<MICHELINE> 等である。なお, フェイル時の電磁力も<DMAG> で計算された。

Table 4.1 トロイダル・コイル上の垂直磁界分布 (Fig. 4.9の各要素における)

I	J	BR (T)	BZ (T)	B ² (T ²)
1	1	-2.6E-02	-3.3E-01	1.1E-01
	2	-3.3E-02	-2.9E-01	8.5E-02
	3	-3.9E-02	-2.5E-01	6.4E-02
2	1	-8.9E-02	-3.3E-01	1.2E-01
	2	-9.1E-02	-3.0E-01	9.8E-02
	3	-1.2E-01	-2.6E-01	8.2E-02
3	1	-1.3E-01	-3.8E-01	1.6E-01
	2	-1.7E-01	-3.4E-01	1.4E-01
	3	-2.2E-01	-2.8E-01	1.3E-01
4	1	-1.8E-01	-4.5E-01	2.3E-01
	2	-2.5E-01	-4.3E-01	2.5E-01
	3	-3.6E-01	-3.6E-01	2.7E-01
5	1	-2.0E-01	-5.2E-01	3.1E-01
	2	-2.8E-01	-5.5E-01	3.8E-01
	3	-4.4E-01	-5.5E-01	5.0E-01
6	1	-1.5E-01	-6.7E-01	4.7E-01
	2	-2.6E-01	-6.6E-01	5.0E-01
	3	-4.1E-01	-6.9E-01	6.5E-01
7	1	-8.1E-02	-7.7E-01	6.0E-01
	2	-2.0E-01	-8.5E-01	7.6E-01
	3	-3.0E-01	-7.3E-01	6.2E-01
8	1	5.1E-02	-8.3E-01	6.9E-01
	2	7.0E-02	-8.6E-01	8.6E-01
	3	2.1E-02	-1.1E+00	1.2E+00
9	1	1.5E-01	-7.8E-01	6.3E-01
	2	2.0E-01	-8.4E-01	7.5E-01
	3	2.6E-01	-9.0E-01	8.8E-01
10	1	2.2E-01	-7.3E-01	6.3E-01
	2	2.7E-01	-8.0E-01	7.1E-01
	3	3.1E-01	-8.3E-01	9.3E-01
11	1	2.7E-01	-7.0E-01	5.6E-01
	2	3.1E-01	-7.6E-01	6.7E-01
	3	3.2E-01	-8.1E-01	7.6E-01

I	J	BR (T)	BZ (T)	B ² (T ²)
12	1	3.4E-01	-6.5E-01	5.4E-01
	2	3.2E-01	-7.6E-01	8.6E-01
	3	3.8E-01	-8.5E-01	8.7E-01
13	1	3.9E-01	-5.9E-01	5.0E-01
	2	4.9E-01	-6.4E-01	6.5E-01
	3	5.8E-01	-8.0E-01	9.8E-01
14	1	4.0E-01	-4.7E-01	3.8E-01
	2	5.3E-01	-4.7E-01	5.0E-01
	3	7.5E-01	-5.0E-01	8.1E-01
15	1	3.2E-01	-3.2E-01	2.0E-01
	2	3.9E-01	-2.4E-01	2.1E-01
	3	4.7E-01	-1.4E-01	2.4E-01
16	1	2.2E-01	-2.7E-01	1.2E-01
	2	2.2E-01	-2.1E-01	9.3E-02
	3	2.0E-01	-1.1E-01	5.2E-02
17	1	1.4E-01	-2.9E-01	1.0E-01
	2	1.2E-01	-2.4E-01	7.2E-02
	3	5.1E-02	-1.9E-01	3.9E-02
18	1	6.2E-02	-3.2E-01	1.1E-01
	2	3.0E-02	-3.0E-01	9.1E-02
	3	2.2E-04	-2.8E-01	7.8E-02
19	1	3.4E-02	-3.8E-01	1.5E-01
	2	6.0E-03	-3.7E-01	1.4E-01
	3	5.5E-02	-3.5E-01	1.3E-01
20	1	2.3E-02	-4.5E-01	2.0E-01
	2	-1.9E-02	-4.6E-01	2.1E-01
	3	-8.2E-02	-4.6E-01	2.2E-01
21	1	8.9E-02	-5.4E-01	3.0E-01
	2	-2.7E-03	-6.0E-01	3.6E-01
	3	-9.5E-02	-6.0E-01	3.7E-01
22	1	2.0E-02	-6.2E-01	3.8E-01
	2	1.4E-01	-7.5E-01	5.8E-01
	3	-1.7E-02	-9.6E-01	9.2E-01

I	J	BR (T)	BZ (T)	B ² (T ²)
23	1	4.1 E-01	-5.8 E-01	5.0 E-01
	2	5.4 E-01	-7.8 E-01	9.0 E-01
	3	8.3 E-01	-1.1 E+00	1.9 E+00
24	1	5.0 E-01	-3.3 E-01	3.6 E-01
	2	6.8 E-01	-2.7 E-01	5.4 E-01
	3	9.2 E-01	-1.4 E-01	8.7 E-01
25	1	4.1 E-01	-1.2 E-01	1.8 E-01
	2	4.5 E-01	-5.2 E-02	2.1 E-01
	3	3.8 E-01	7.6 E-02	1.5 E-01
26	1	2.9 E-01	-6.6 E-02	8.8 E-02
	2	2.8 E-01	-9.3 E-03	7.8 E-02
	3	2.7 E-01	5.9 E-02	7.6 E-02
27	1	2.1 E-01	-4.3 E-02	4.6 E-02
	2	1.9 E-01	-5.7 E-03	3.6 E-02
	3	1.8 E-01	2.7 E-02	3.3 E-02
28	1	1.4 E-01	-3.9 E-02	2.1 E-02
	2	1.3 E-01	-1.5 E-02	1.7 E-02
	3	1.2 E-01	1.0 E-02	1.5 E-02
29	1	1.0 E-01	-4.1 E-02	1.2 E-02
	2	8.6 E-02	-1.8 E-02	7.7 E-03
	3	7.7 E-02	-3.4 E-03	5.9 E-03
30	1	6.4 E-02	-4.3 E-02	5.9 E-03
	2	5.2 E-02	-2.9 E-02	3.5 E-03
	3	4.5 E-02	-1.3 E-02	2.2 E-03
31	1	3.0 E-02	-4.5 E-02	2.9 E-03
	2	2.2 E-03	-3.1 E-02	9.7 E-04
	3	3.5 E-02	-1.9 E-02	3.6 E-04
32	1	6.5 E-03	-4.9 E-02	2.4 E-03
	2	1.5 E-20	-3.1 E-02	9.6 E-04
	3	1.5 E-02	-2.0 E-02	6.3 E-04

Table 4.2 トロイダル・コイル上の変流器コイル磁界分布 (Fig. 4.9の各要素における)

I	J	BR (T)	BZ (T)	B ² (T ²)
1	1	1.3 E-01	-6.4 E-01	4.2 E-01
	2	3.4 E-01	-4.4 E-01	3.1 E-01
	3	2.7 E-01	-9.6 E-01	9.9 E-01
2	1	3.6 E-01	-3.3 E-01	2.4 E-01
	2	5.5 E-01	-4.6 E-01	5.1 E-01
	3	9.3 E-01	-6.6 E-01	1.3 E+00
3	1	4.4 E-01	-1.2 E-01	2.1 E-01
	2	6.0 E-01	-1.2 E-01	3.7 E-01
	3	8.6 E-01	-7.2 E-02	7.4 E-01
4	1	4.2 E-01	2.2 E-02	1.8 E-01
	2	5.4 E-01	6.8 E-02	3.0 E-01
	3	6.6 E-01	1.7 E-01	4.6 E-01
5	1	3.6 E-01	1.1 E-01	1.4 E-01
	2	4.4 E-01	1.6 E-01	2.2 E-01
	3	5.5 E-01	2.2 E-01	3.5 E-01
6	1	2.8 E-01	1.6 E-01	1.0 E-01
	2	3.7 E-01	2.4 E-01	1.9 E-01
	3	4.2 E 01	3.1 E-01	2.7 E-01
7	1	1.6 E-01	1.7 E-01	5.5 E-02
	2	1.6 E-01	2.8 E-01	1.0 E-01
	3	1.4 E-01	5.0 E-01	2.7 E-01
8	1	9.0 E-02	9.2 E-02	1.7 E-02
	2	3.0 E-02	1.1 E-01	1.3 E-02
	3	3.2 E-01	1.0 E-01	1.1 E-01
9	1	1.3 E-01	2.4 E-01	7.5 E-02
	2	1.2 E-01	-7.4 E-02	2.0 E-02
	3	1.8 E-02	-2.3 E-01	5.3 E-02
10	1	1.9 E-01	1.7 E-03	3.6 E-02
	2	2.5 E-01	-5.9 E-02	6.7 E-02
	3	3.8 E-01	-1.8 E-01	1.8 E-01
11	1	2.1 E-01	7.4 E-02	5.0 E-02
	2	2.9 E-01	5.2 E-02	8.7 E-02
	3	3.8 E-01	3.5 E-02	1.5 E-01

I	J	BR (T)	BZ (T)	B ² (T ²)
12	1	2.1E-01	1.1E-01	5.6E-02
	2	2.5E-01	1.3E-01	7.9E-02
	3	3.1E-01	1.5E-01	1.2E-01
13	1	1.7E-01	1.7E-01	5.8E-02
	2	2.0E-01	1.8E-01	7.2E-02
	3	2.4E-01	2.0E-01	9.8E-02
14	1	1.3E-01	2.0E-01	5.7E-02
	2	1.6E-01	2.1E-01	7.0E-02
	3	1.9E-01	2.3E-01	8.9E-02
15	1	1.0E-01	2.3E-01	6.3E-02
	2	1.1E-01	2.6E-01	8.0E-02
	3	1.4E-01	2.7E-01	9.3E-02
16	1	4.9E-02	2.7E-01	7.5E-02
	2	6.8E-02	2.9E-01	8.9E-02
	3	1.1E-01	3.1E-01	1.1E-01
17	1	-2.0E-02	4.0E-01	1.6E-01
	2	1.0E-02	3.6E-01	1.3E-01
	3	5.2E-02	3.1E-01	9.9E-02
18	1	-8.0E-02	3.2E-01	1.1E-01
	2	-1.1E-01	4.0E-01	1.7E-01
	3	-1.8E-01	5.0E-01	2.8E-01
19	1	-2.2E-01	2.4E-01	1.1E-01
	2	-2.7E-01	3.5E-01	2.0E-01
	3	-4.0E-01	5.9E-01	5.1E-01
20	1	-3.0E-01	1.1E-01	1.0E-01
	2	-3.8E-01	9.6E-01	1.1E+00
	3	-5.8E-01	5.8E-02	3.4E-01
21	1	-2.3E-01	2.1E-03	5.3E-02
	2	-2.7E-01	-6.1E-02	7.7E-02
	3	-2.9E-01	-1.4E-01	1.0E-01
22	1	-1.5E-01	-4.7E-02	2.5E-02
	2	-1.4E-01	-9.0E-02	2.8E-02
	3	-1.4E-01	-1.3E-01	3.7E-02

I	J	BR (T)	BZ (T)	B ² (T ²)
23	1	-1.0E-01	-5.8E-02	1.3E-02
	2	-9.0E-02	-7.2E-02	1.3E-02
	3	-8.0E-02	-9.8E-02	1.6E-02
24	1	-6.1E-02	-5.3E-02	6.5E-03
	2	-5.8E-02	-6.7E-02	7.9E-03
	3	-5.0E-02	-7.7E-02	8.4E-03
25	1	-4.5E-02	-4.7E-02	4.2E-03
	2	-3.6E-02	-5.5E-02	4.3E-03
	3	-3.1E-02	-6.1E-02	4.7E-03
26	1	-3.2E-02	-4.1E-02	2.6E-03
	2	-2.7E-02	-4.5E-02	2.7E-03
	3	-2.1E-02	-4.9E-02	2.8E-03
27	1	-1.9E-02	-3.7E-02	1.7E-03
	2	-1.8E-02	-4.0E-02	1.9E-03
	3	-1.5E-02	-4.2E-02	2.0E-03
28	1	-1.6E-02	-3.2E-02	1.3E-03
	2	-1.3E-02	-3.4E-02	1.3E-03
	3	-1.0E-02	-3.6E-02	1.4E-03
29	1	-1.2E-02	-2.7E-02	9.9E-04
	2	-9.0E-03	-3.1E-02	1.0E-03
	3	-6.8E-03	-3.2E-02	1.1E-03
30	1	-7.1E-03	-2.8E-02	8.3E-04
	2	-5.2E-03	-2.9E-02	8.7E-04
	3	-3.9E-03	-3.0E-02	9.2E-04
31	1	-3.4E-03	-2.7E-02	7.4E-04
	2	-1.4E-03	-2.7E-02	7.3E-04
	3	-1.9E-05	-2.7E-02	7.3E-04
32	1	-7.0E-04	-2.6E-02	1.8E-04
	2	-2.0E-04	-2.7E-02	7.3E-04
	3	-1.3E-03	-2.8E-02	7.9E-04

Table 4.3 トロイダル・コイル上のプラズマ電流によるポロイダル磁界分布
(Fig. 4.9の各要素における)

I	J	B (T)	B ² (T ²)	I	J	B	B ² (T ²)
1	1	0.62	0.384	12	1	0.26	0.068
	2	0.59	0.348		2	0.24	0.058
	3	0.57	0.325		3	0.22	0.048
2	1	0.60	0.360	13	1	0.23	0.053
	2	0.58	0.336		2	0.22	0.048
	3	0.56	0.314		3	0.20	0.040
3	1	0.58	0.336	14	1	0.21	0.044
	2	0.55	0.303		2	0.20	0.040
	3	0.54	0.292		3	0.18	0.032
4	1	0.53	0.281	15	1	0.19	0.036
	2	0.51	0.260		2	0.18	0.032
	3	0.50	0.250		3	0.17	0.029
5	1	0.49	0.240	16	1	0.18	0.032
	2	0.47	0.221		2	0.17	0.029
	3	0.47	0.221		3	0.16	0.026
6	1	0.46	0.212	17	1	0.16	0.026
	2	0.43	0.185		2	0.15	0.023
	3	0.43	0.185		3	0.14	0.020
7	1	0.41	0.168	18	1	0.16	0.026
	2	0.39	0.152		2	0.14	0.020
	3	0.39	0.152		3	0.13	0.017
8	1	0.37	0.137	19	1	0.14	0.020
	2	0.35	0.123		2	0.13	0.017
	3	0.34	0.116		3	0.12	0.014
9	1	0.34	0.116	20	1	0.13	0.017
	2	0.32	0.102		2	0.12	0.014
	3	0.30	0.090		3	0.11	0.012
10	1	0.31	0.096	21	1	0.12	0.014
	2	0.29	0.084		2	0.11	0.012
	3	0.27	0.073		3	0.10	0.010
11	1	0.28	0.068	22	1	0.11	0.012
	2	0.26	0.068		2	0.10	0.010
	3	0.24	0.058		3	0.09	0.008

I	J	B (T)	B ² (T ²)	I	J	B (T)	B ² (T ²)
23	1	0.10	0.010	28	1	0.07	0.005
	2	0.09	0.008		2	0.07	0.005
	3	0.08	0.006		3	0.06	0.004
24	1	0.10	0.010	29	1	0.07	0.005
	2	0.09	0.008		2	0.06	0.004
	3	0.08	0.006		3	0.06	0.004
25	1	0.09	0.008	30	1	0.07	0.005
	2	0.08	0.006		2	0.06	0.004
	3	0.08	0.006		3	0.06	0.004
26	1	0.08	0.006	31	1	0.07	0.005
	2	0.08	0.006		2	0.06	0.004
	3	0.07	0.005		3	0.06	0.004
27	1	0.08	0.006	32	1	0.07	0.005
	2	0.07	0.005		2	0.06	0.004
	3	0.07	0.005		3	0.06	0.004

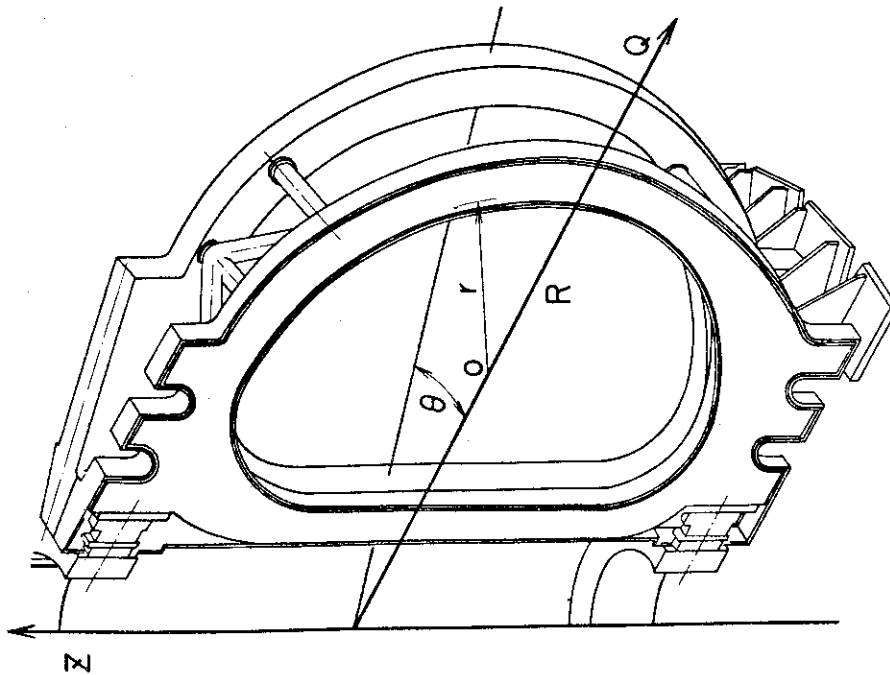


Fig. 4.1 Co-ordinates of Toroidal Field Coil

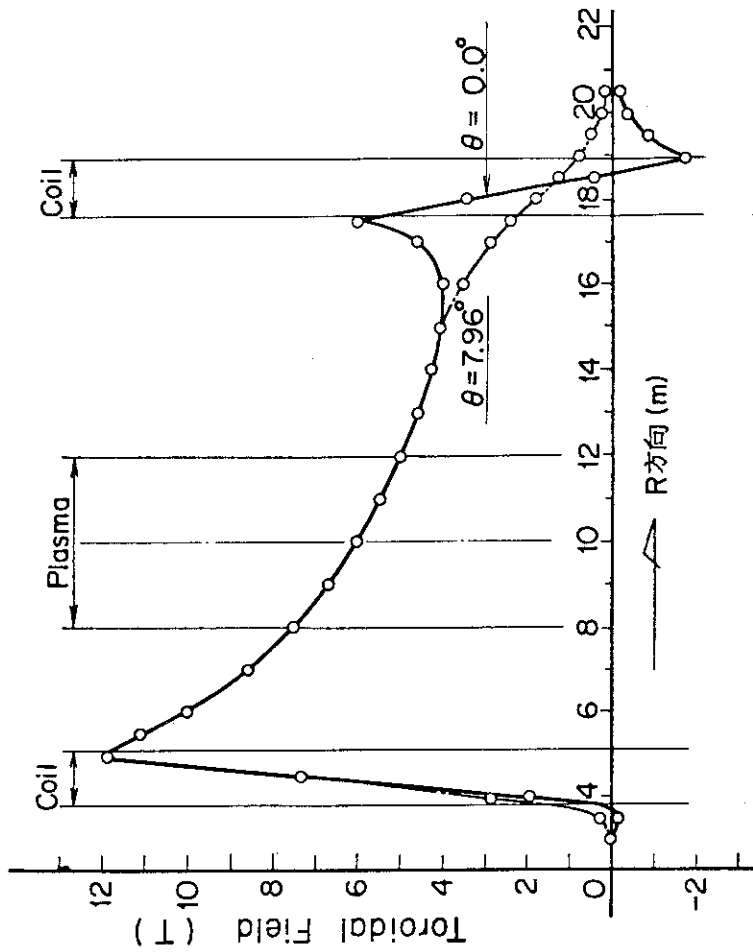


Fig. 4.2 Space Distribution of Toroidal Field

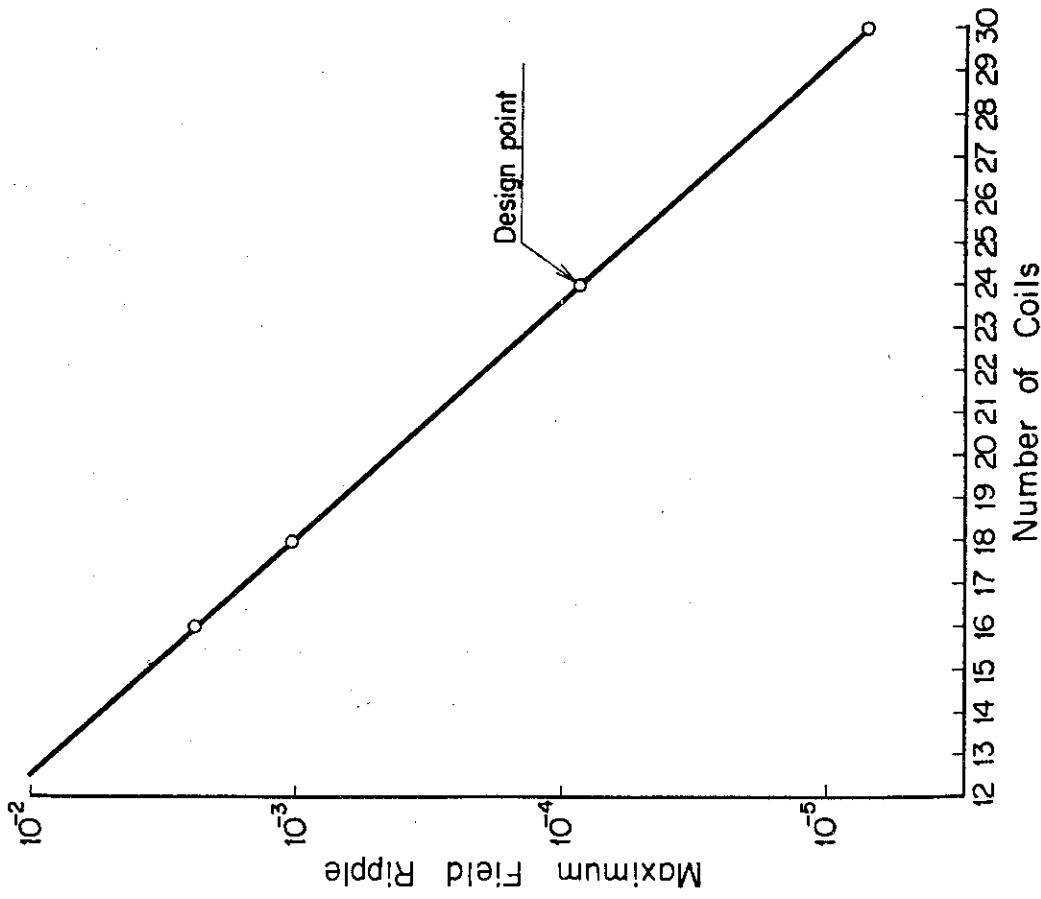


Fig. 4.3 Maximum Ripple and Number of Coils

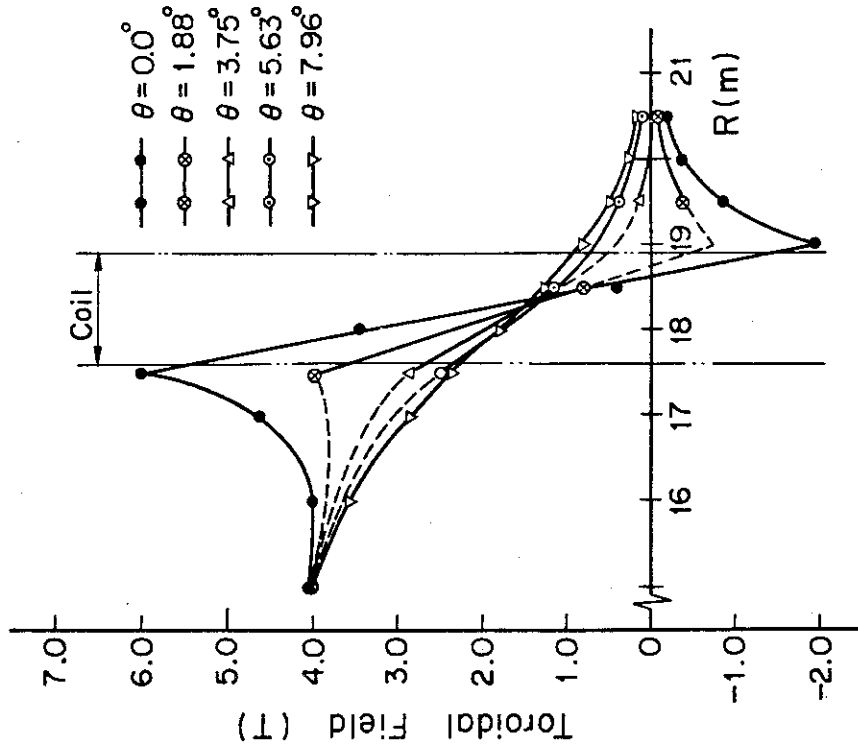


Fig. 4.4 Space Distribution of Toroidal Field (R=15~20.5m)

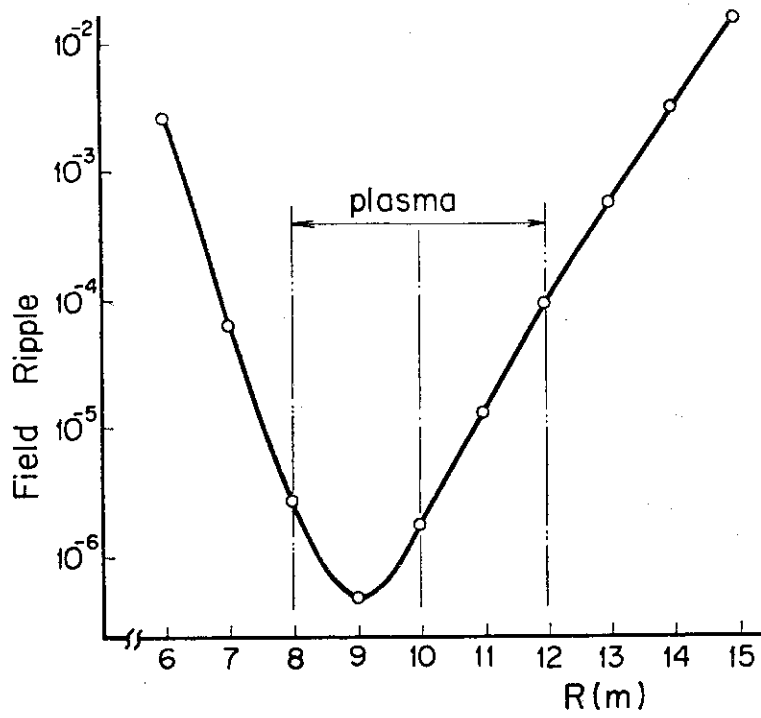


Fig. 4.5 Space Distribution of Field Ripple on Mid-plane

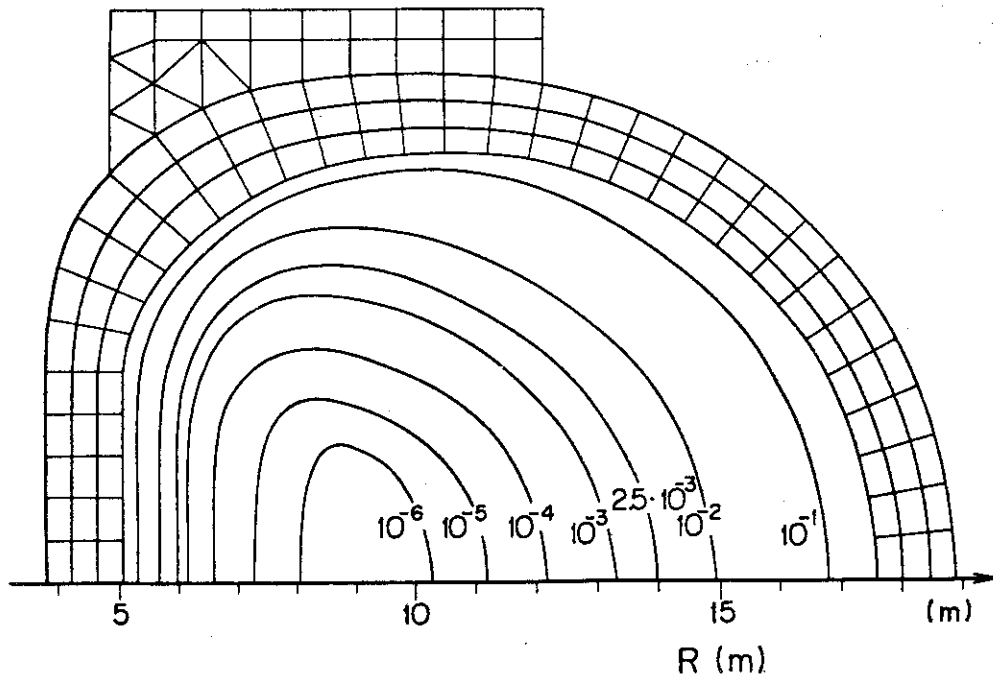


Fig. 4.6 Space Distribution of Field Ripple

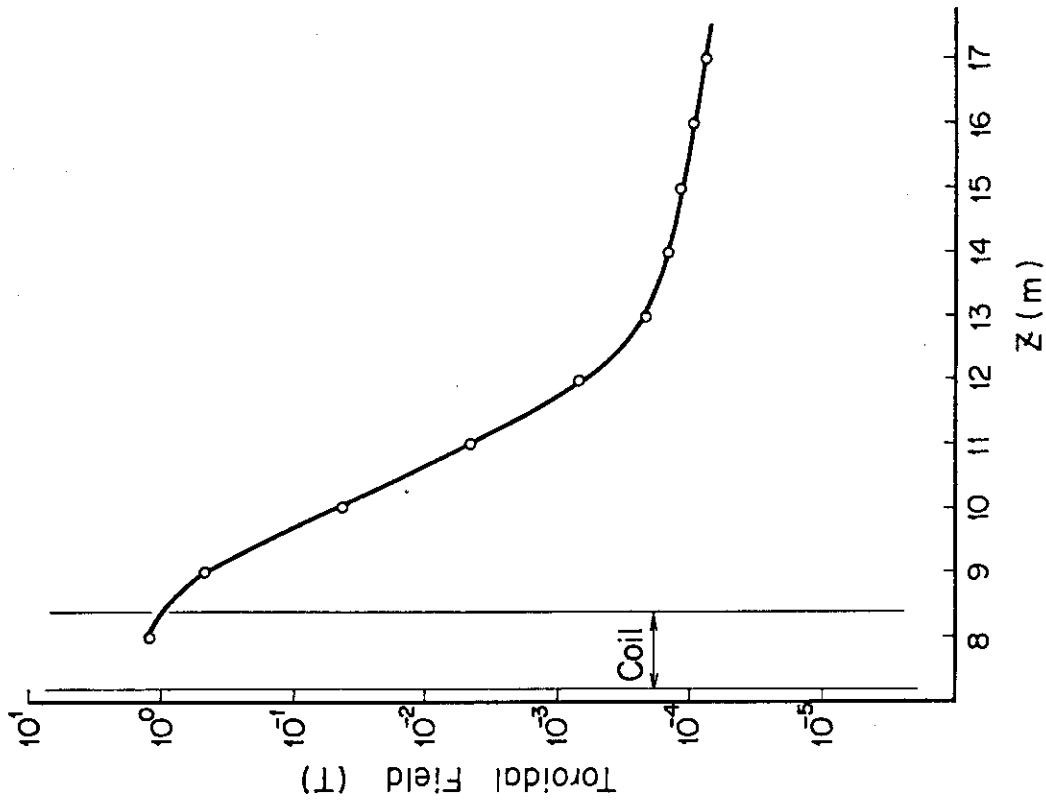


Fig. 4.8 Space Distribution of Toroidal Field Outside Magnet (Z-direction)

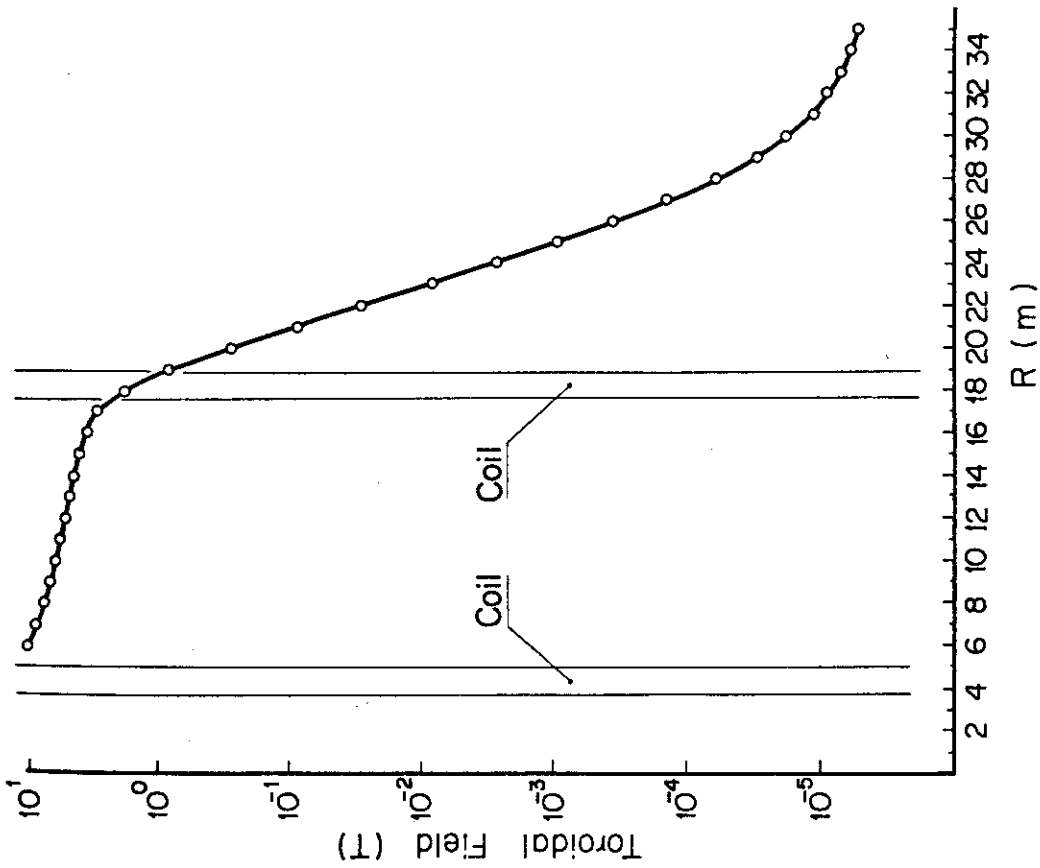


Fig. 4.7 Space Distribution of Toroidal Field Outside Magnet (R-direction)

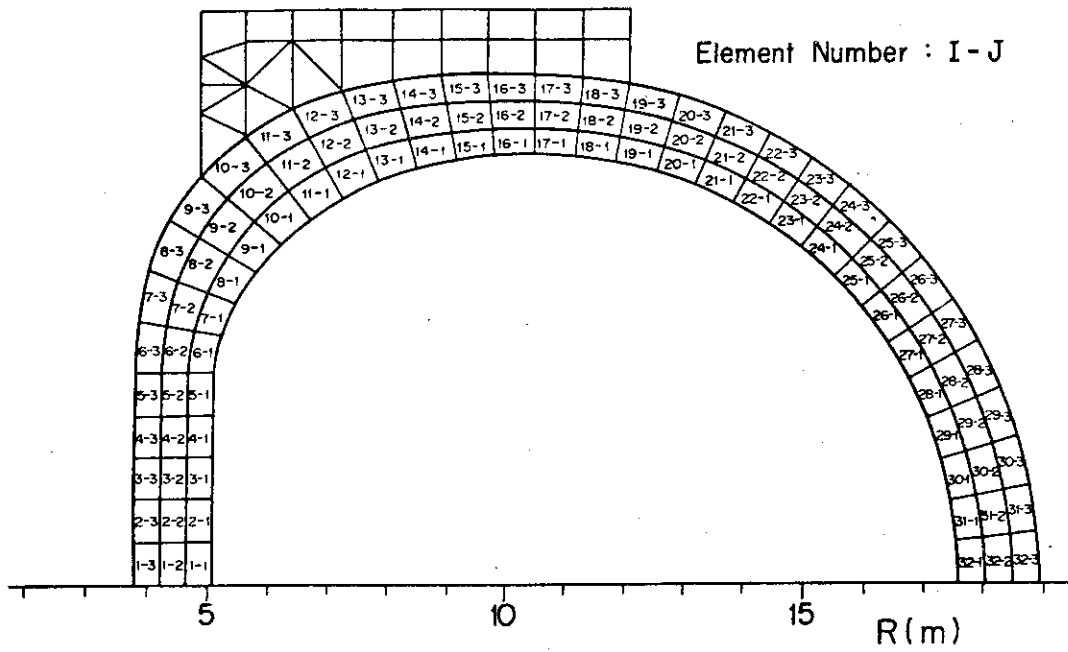


Fig. 4.9 Electromagnetic Force Analysis Model

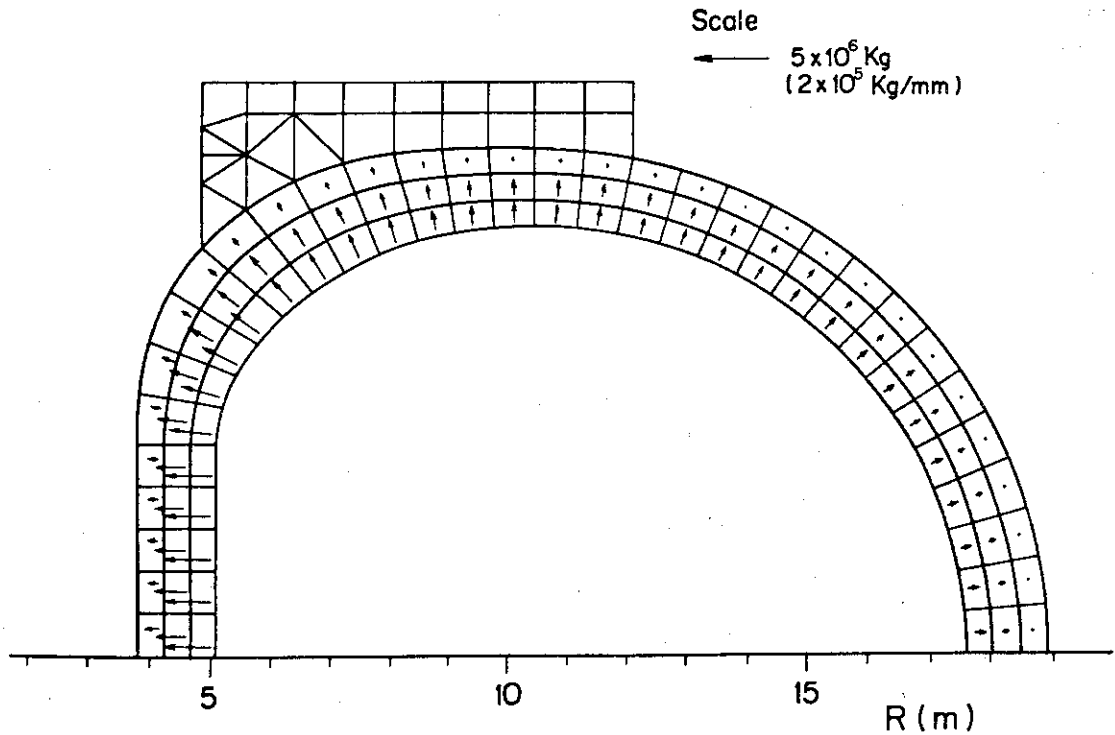


Fig. 4.10 Electromagnetic Force Distribution by Toroidal Field

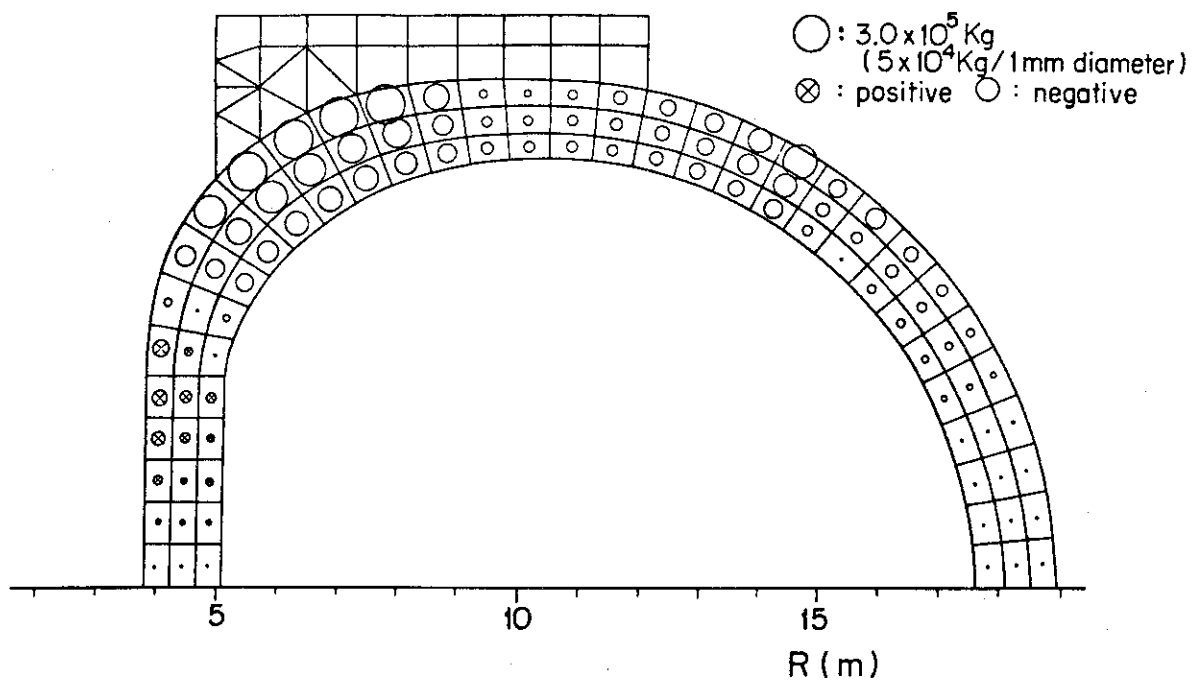


Fig. 4.11 Lateral Force Induced by Vertical Field

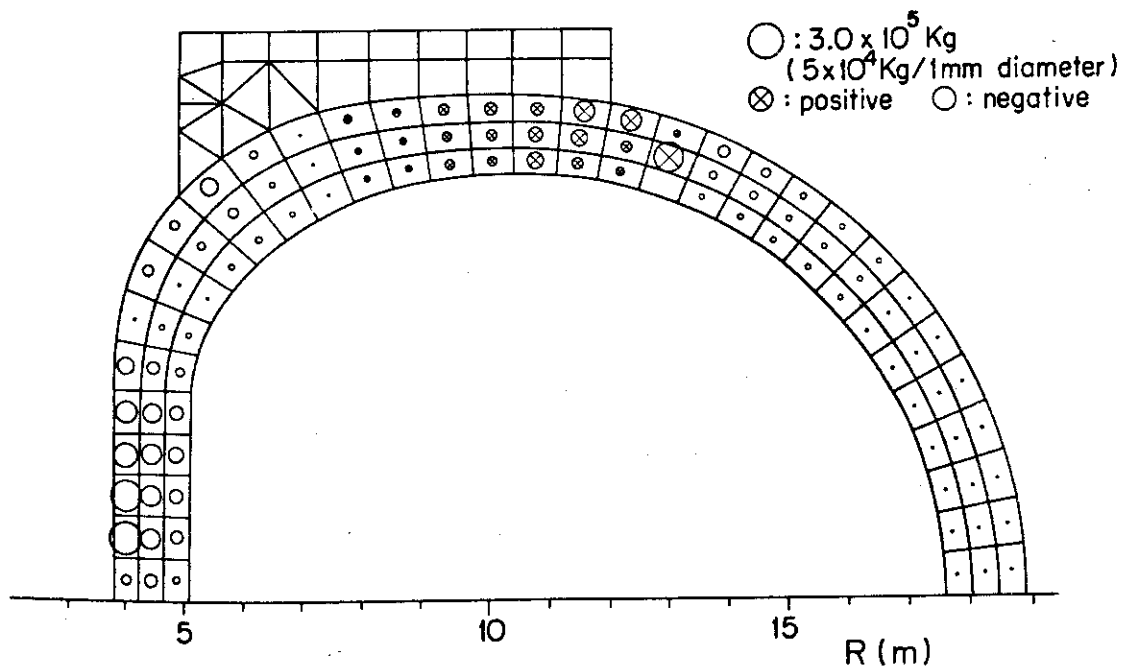


Fig. 4.12 Lateral Force Induced by OH Coil Field

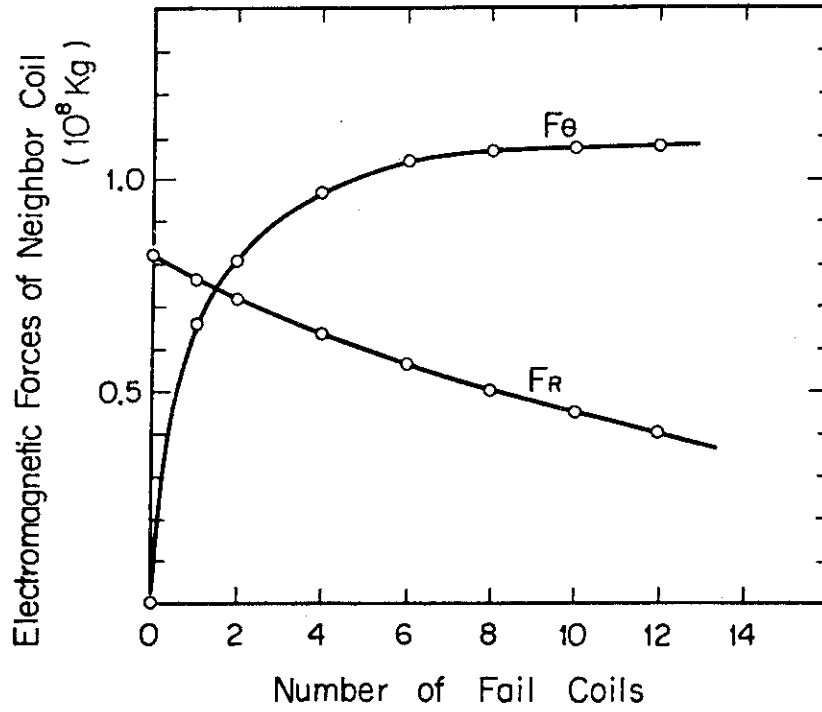


Fig. 4.13 Electromagnetic Forces of Neighbor Coil in Coil Fail

第5章 トロイダルマグネット構造設計

5.1 概要

超電導トロイダルマグネット構造の基本部分は運転中に発生する巨大な電磁力を支持する構造物と超電導の運転温度を保持するために外部からの熱の侵入を断するクライオスタットから構成されている。

超電導線は高磁界の中で大電流が流れるため、磁界と電流の相互作用によって発生する小円半径方向の電磁力は巨大なものとなる。第2章にふれたように、この電磁力によって生じる超電導線の変形はその超電導特性をそこなわない程度におさえる必要がある。このために高い剛性をもったステンレス鋼製のディスクに設けられた溝の中に超電導線を固定する方式が採用された。また、この電磁力は磁界分布が一様でないために主半径に沿ってほぼ反比例するような分布となり、そのベクトル和としてトーラス中心方向に作用する向心力が発生する。この向心力の大きさは1コイルあたり $8.19 \times 10^7 \text{ kg}$ にも達し、これに対しD形コイルの直線部分をくさび状として24コのコイルをトーラス中心部分で密着させくさびの反力でこれを支持する構造としている。同時に中心軸の上下に設けられた支持リングもこれを支える構造としている。

また、このマグネットには垂直磁界も作用し、これとの相互作用により、コイルを将棋倒しにしようとするモーメントが作用する。この大きさは1コイルあたり $1.01 \times 10^8 \text{ kg-m}$ という大きなものとなっている。これに対する支持は、となり合うコイル間の側面をステンレス鋼の棒で連結し、ラーメン構造としている。同時にこの支持構造物は何個かのコイルがフェイルしたような事故時に発生する電磁力に対する支持にも有効となっている。

上記の電磁力による構造物の変位あるいは組立時と運転時の構造物の熱収縮などの考慮から自重のみを支持する構造が良いと考えられるため各コイル毎に架台から吊り下げる構造物を採用した。

これらの支持構造物はいずれも、ディスクを支持するものでありディスクの運転温度(L He 温度)を保持するためにクライオスタットの中に構成されている。また、向心力支持リングおよび自重支持構造物の一部は常温に設置されるので、ここからの熱流入については十分な考慮がはらわれている。

Fig. 5.1 はトロイダルマグネットの構造図を示す。

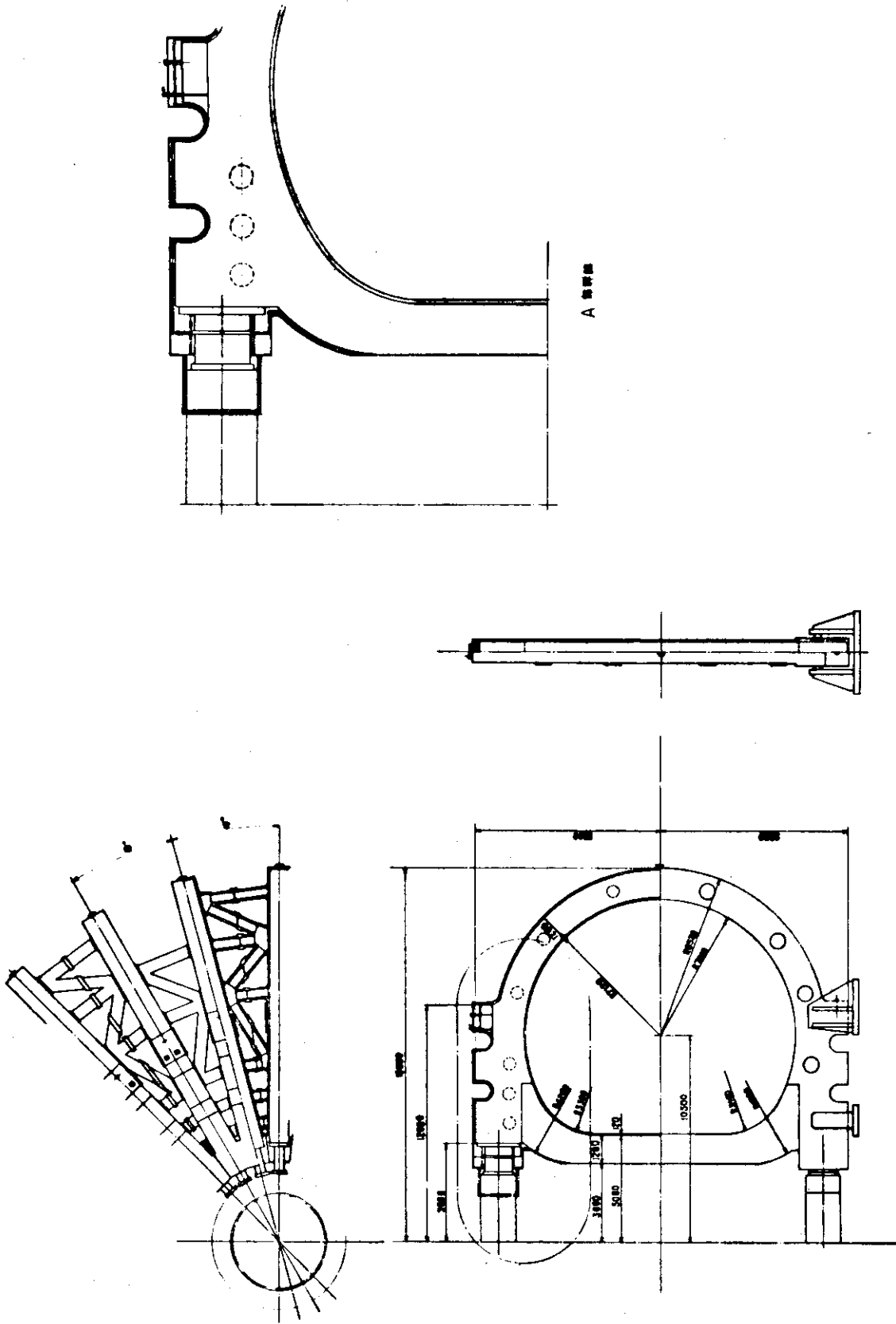


Fig. 5.1 トロイダルマグネット構造図

5.2 ディスクの構造と応力解析

5.2.1 構造

ディスクは Fig. 5.2 に示すように両面に溝を切ったD型のステンレス鋼を18枚積み重ねた構造となっている。それぞれの溝内には超電導線が収納され、これから巨大な電磁力を受けるため十分な強度と剛性が必要である。このディスクの周囲にはL-He容器を形成するステンレス鋼板が強固に溶接されており、これはD型の直線部分ではなくさび形状となっており、これによってディスクにかかる向心力を支持するものとしている。

各ディスクにかかる向心力によって各々がずれることを防ぐため、はめ合わせ部分が設けられている。また、D型の上・下部は、向心力の一部および自重を支持する構造物のために突起した形状となっている。

5.2.2 応力解析

(1) ディスク平面内の応力解析

ディスクに作用する電磁力のうち小円半径方向の拡張力は、1コイルあたり 2.12×10^8 kg という巨大なもので、これらのベクトル和はトーラス中心方向の向心力となり、その大きさは 8.19×10^7 kg である。全拡張力はディスク自身の変形によって発生する内部応力と釣り合い、向心力はディスクを中心方向に移動させようとする力で、これは外部からの支持反力と釣り合う。向心力の支持は前述のようにD形直線部のくさび作用と上下の支持リングで行なわれるが、これらの反力の配分は支持点の弾性により決定される。

拡張力とその正味の向心力によるディスクの応力解析のモデルは Fig. 5.3 に示すように、上下対称性にもとづき上半分のみについて解析した。コイルの本体部分では厚さ方向に3分割し円周方向に32分割している。番号①～⑨⑨のエレメントによる5.2節に述べた電磁力が作用する。また番号⑨⑩～⑫⑫のエレメントの部分は向心力支持リングに力を伝達するための構造体である。①～⑬⑬のエレメントはくさび状となってトロイダル方向に1コのリング状を形成して向心力に対抗するため、主半径方向に弾性支持と考えている。同様に番号⑨⑩～⑫⑫のエレメントの左端は連結棒を介して向心力支持リングに連結されているので、ここも主半径方向に弾性支持と考えている。ここに与えられる主半径方向の弾性係数は次式で計算される。

$$K = \frac{2\pi AE}{R \cdot N} \quad (5.1)$$

A : リングの断面積

R : " 平均半径

E : " 材料のヤング率

N : コイルの数

これによって、くさびの部分は $K = 8.74 \times 10^9$ kg/m, 支持リングは 3.15×10^9 kg/m と決定される。

応力分布解析は2次元有限要素法の計算コード<<PLAN>>を使用した。構造材のスペース

ファクターは0.724としている。

仮に支持リングを考えない場合には、番号⑬のエレメントで 78.2 kg/mm^2 という大きな応力が発生する。Fig. 5.4 は支持リングがある場合の計算結果であり、番号⑭のエレメントで応力は最大となり、その値は 43.0 kg/mm^2 となった。

Fig. 5.5 はディスクの変形状態を示す。ただし変位は5倍のスケールとなっている。

この応力値を現行の規格、たとえば JIS 第1種圧力容器構造規格と比較してみると常温高温では引張力の $\frac{1}{4}$ 以下を許容力としているので低温においても同様に適用してみれば SUS 310 の 4K での引張強さを 127 kg/mm^2 として 31.5 kg/mm^2 が許容応力となり、これを越えるものとなっている。

なお、電磁力による応力は、この拡張力による他に支持方法によっては倒しモーメントによる曲げ応力がこの最大応力発生部分でも若干重量されることも予想されるので、さらに厳しい条件となろう。

今後の詳細設計においてはより正確な応力解析を行い、真の応力値を追求することによって、極限設計を行えば必ずしも実現できない構造ではないと考える。

なお、後程 5.3 節でもふれるが、ディスク巾を増すか、もしくは上・下部に支持構造を設けることにより 10 %以上最大応力を減少できる。しかし前者は今回の設計条件を満足できず、後者は熱浸入が大きくなり採用できなかった。

(2) ディスク断面における応力解析

スロット部の応力を求めるため、2次元円筒座標によりディスク断面の応力解析を行なった。モデルはプラズマに近い側の2つのスロット部分である (Fig. 5.6)。解析結果は Fig. 5.7, Fig. 5.8 に示すとおりである。Fig. 5.7 (a)は右端を自由とした場合、すなわちスロット No. 8以下が強度部材として無い場合であり、Fig. 5.7 (b)は右端を固定とした場合である。したがって実際にはこの中間の値と考えられる。外力はそれぞれのスロットの位置における磁界と電流値から計算された値を与えた。スロット No. 10 (最もプラズマに近い部分) で $2.60 \times 10^5 \text{ kg/rad}$ 、スロット No. 9 で $2.45 \times 10^5 \text{ kg/rad}$ である。

Fig. 5.8 (a), (b)は変形状態を示す。

これらの結果によりスロット部では、最大応力は 7.3 kg/mm^2 以下であり、多少の応力集中があったとしても特に問題とされないと考えられる。

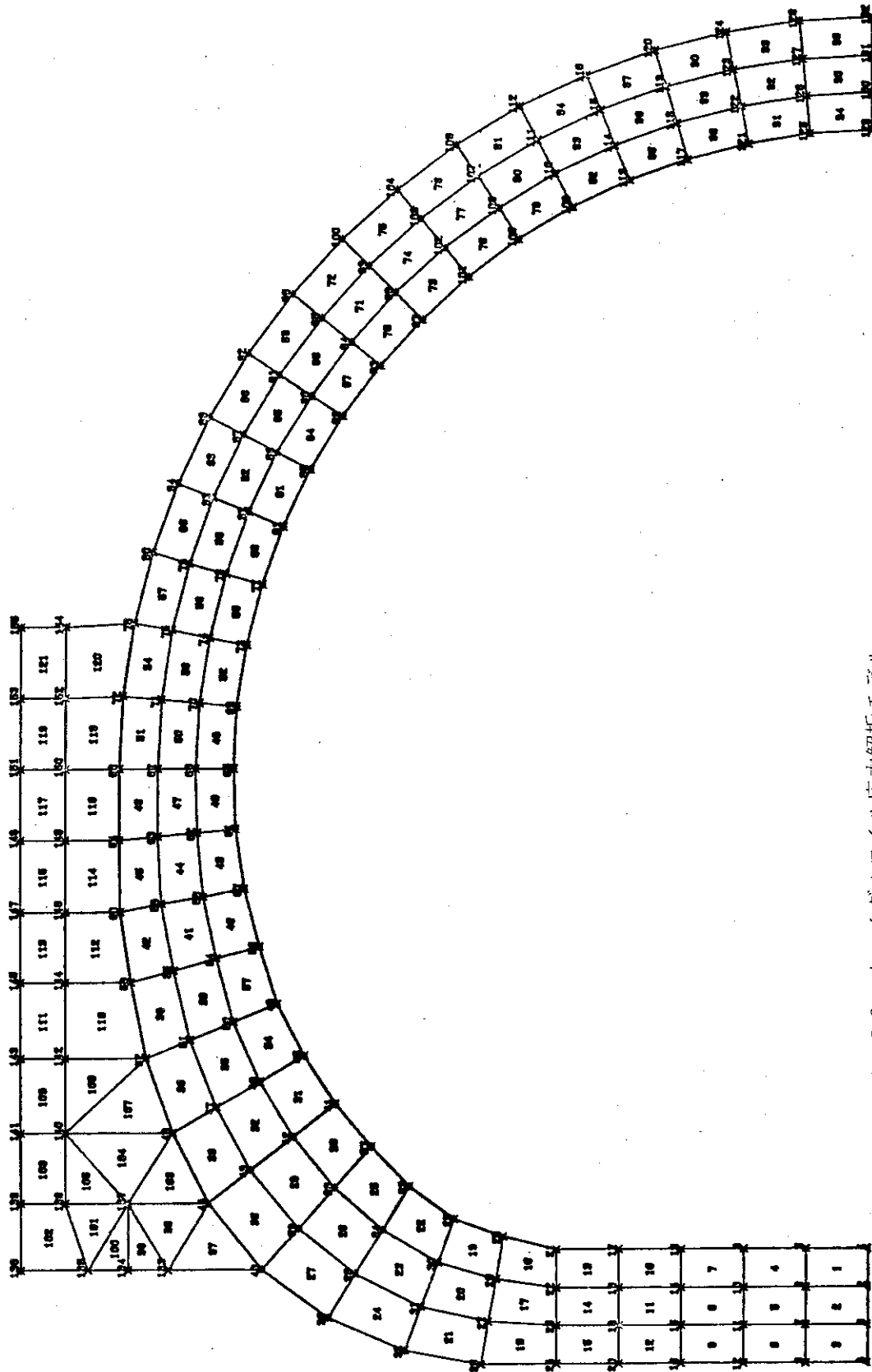
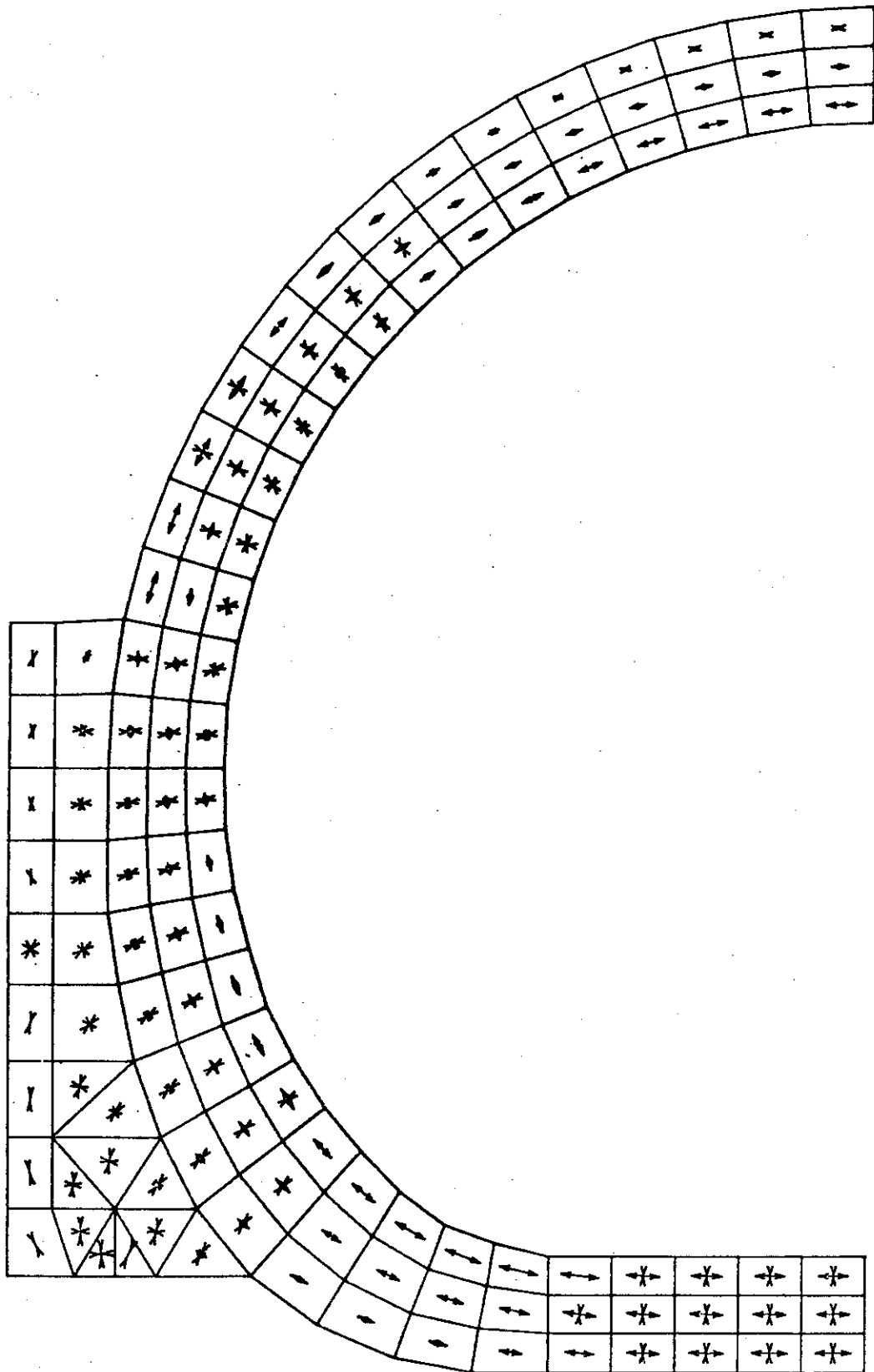


Fig. 5.3 トロイダルコイル応力解析モデル

MMX SCM TOROIDAL COIL FOR POWER REACTOR (JAERI) MMX
 1975/11 MITSUBISHI-CTR-SEC.

PLAN

FACTOR=2.00



LOAD CONDITION	1
FACTOR	2.000000
SCALE OF STRESS IN ELEMENT	0.010000
SCALE OF STRESS IN MEMBER	0.000000
SCALE OF MOMENT IN MEMBER	0.000000

Fig. 5.4 トロイダルコイル自身の電磁力による応力分布

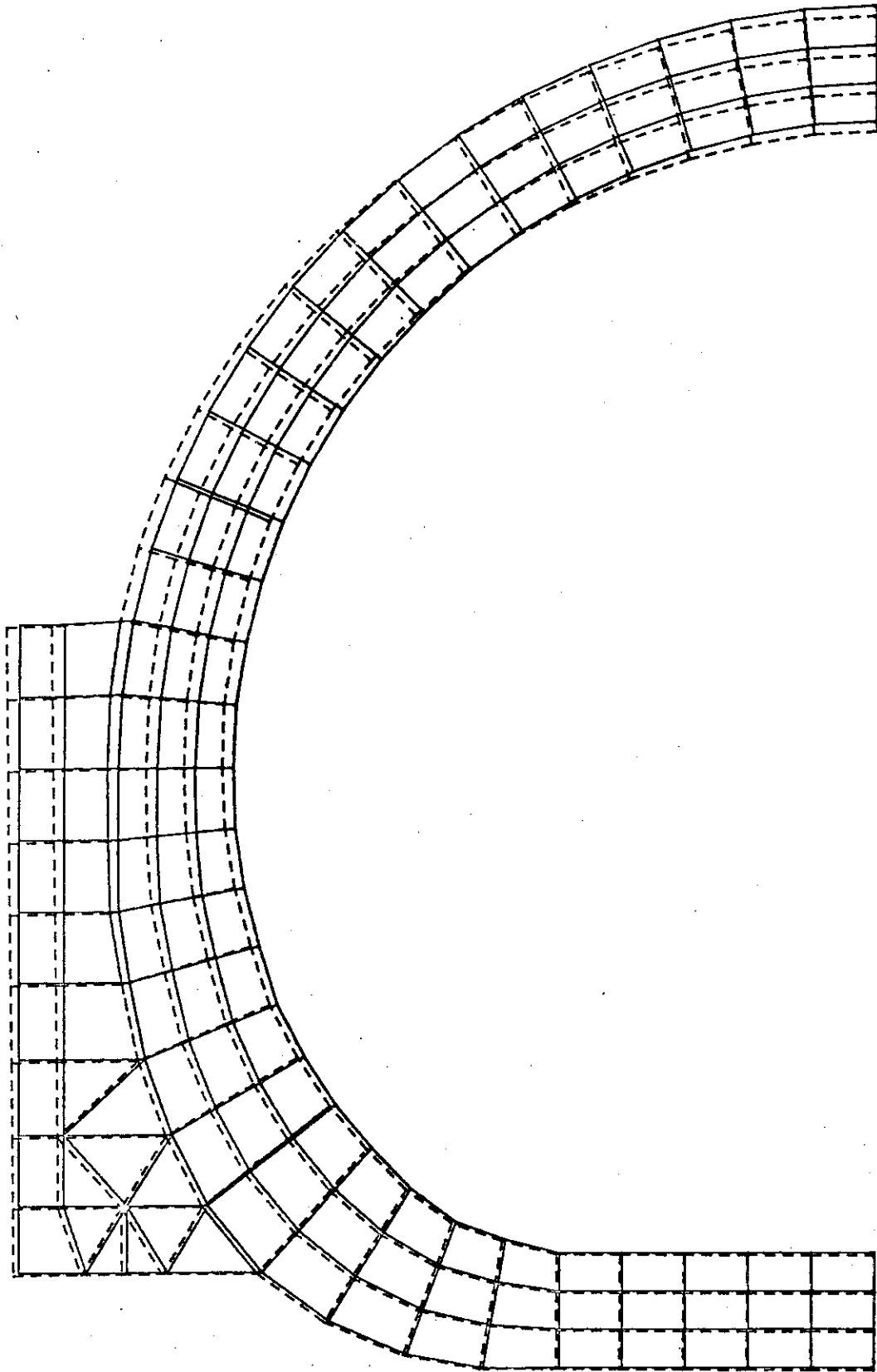


Fig. 5.5 トロイダルコイル自身の電磁力による変位

LOAD CONDITION 1

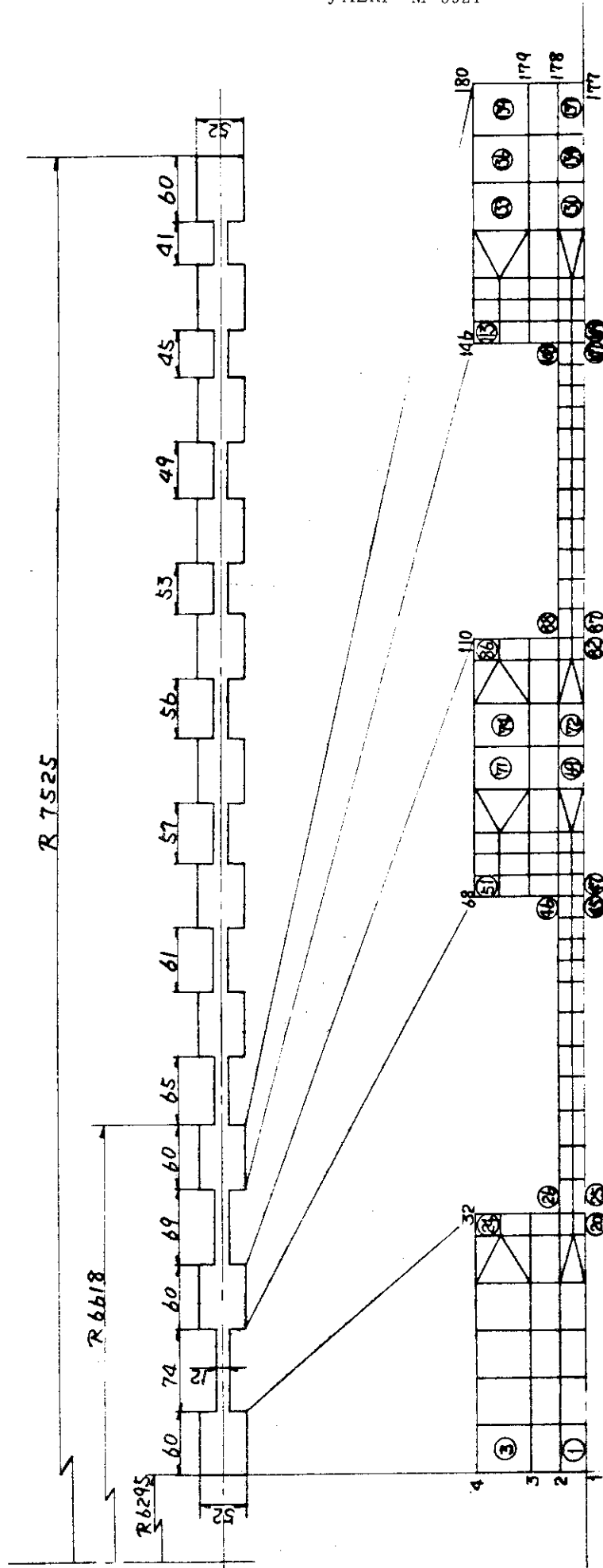


Fig. 5.6 ディスク断面応力解析・モデル

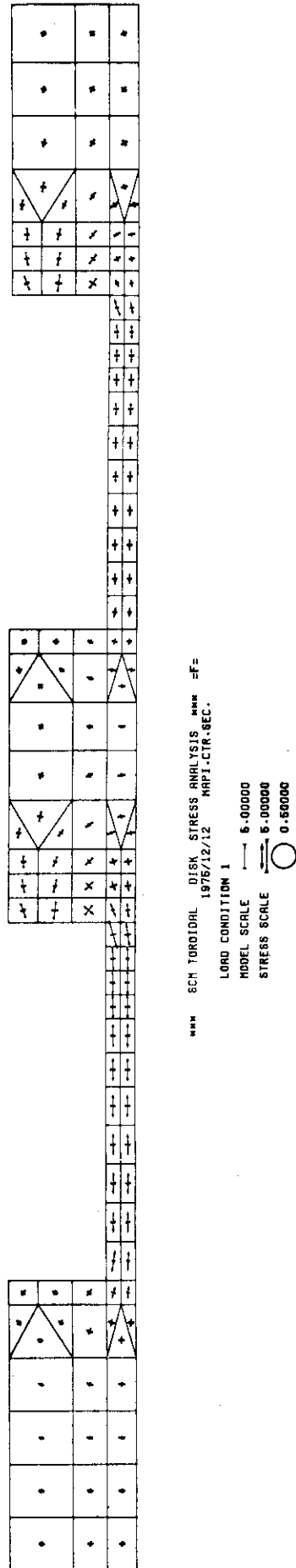


Fig. 5.7 a) ディスク断面における応力分布 (外側自由)

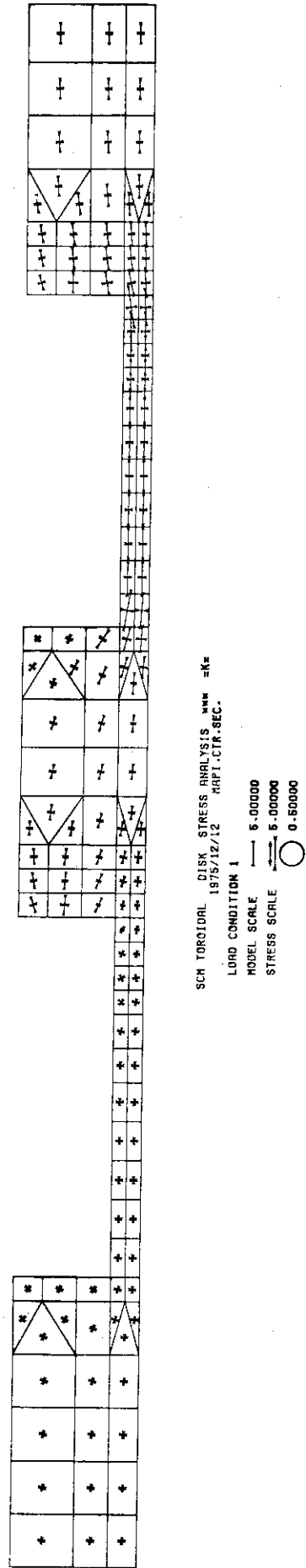


Fig. 5.7 b) ディスク断面における応力分布 (外側固定)

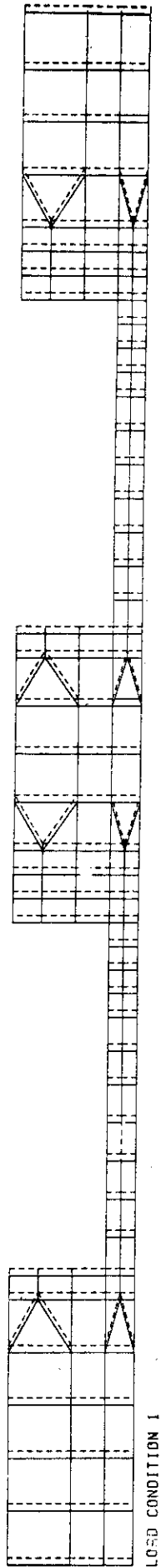


Fig. 5.8 a) ディスク断面における応力変位 (外側自由)

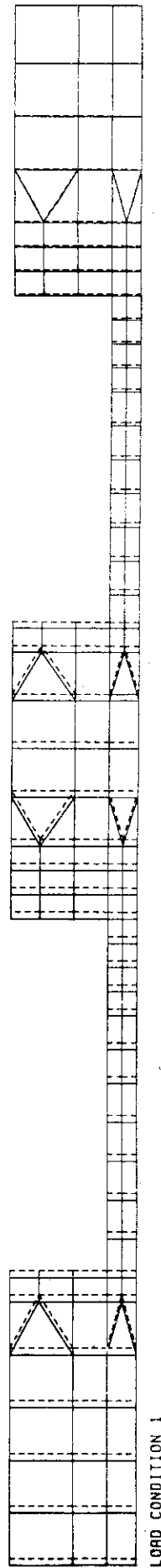


Fig. 5.8 b) ディスク断面における応力変位 (外側固定)

5.3 ディスク支持構造体と応力解析

5.2節で既に述べたようにトロイダル・コイル自身による電磁力に起因する応力の最大値は $\sigma_{\max} \cong 43.0 \text{ kg/mm}^2$ となり、構造材料 (SUS) の許容応力に較べて大きくなることが予想される。そこで考えられる対策としては、高応力に耐えうる構造材料を開発するか、応力値をより低くする構造設計を行うかである。

コイル構造体中の応力値を低くする方法にはいくつか考えられる。

- (1) Constant-tension 型の形状をとる。
- (2) コイル構造体の量を多くする。
- (3) 特に、応力値の大きい部分のコイル構造体を厚くする。
- (4) リング状の支持構造体をより大きなものとする。
- (5) 上下からコイルを押えつける支持構造体を設ける。

(1)を採用すると応力値が位置によらずほぼ一定となって、次式であらわされる。

$$\sigma \cong \frac{\pi \ell n (R_2/R_1)}{\mu_0 N A f} \cdot (R_0 \cdot B_t)^2 \quad (5.2)$$

計算の結果 $\sigma \cong 37 \text{ kg/mm}^2$ となる。

(3)に関しては、応力値の大きくなる内側の部分を約 0.3 m 厚くした場合について解析した。結果については Fig. 5.9 に応力分布を示す。応力の最大値 $\sigma_{\max} \cong 35.1 \text{ kg/mm}^2$ となる。

また、各点の変位を Fig. 5.10 に示す。

(4)に関しては、リング状の支持構造体の断面が 1.5 倍になったとして、解析を行うこととする。結果としては、この効果は殆んど認められず $\sigma_{\max} \cong 42.7 \text{ kg/m}^2$ となるにとどまった。反力の大きさもあまり変化なく、リング状支持構造体の部分で $3.16 \times 10^7 \text{ kg}$ 、くさび状支持構造体の部分で $5.03 \times 10^7 \text{ kg}$ となる。なお、応力解析の結果を Fig. 5.11, 各点の変位を Fig. 5.12 に示す。

(5)に関しては、上下から支持構造体で押えつけることにより最大応力値を下げるもので、その効果はかなり大きい。最大応力値 $\sigma_{\max} \cong 29.6 \text{ kg/mm}^2$ まで下げることができる。なお、上下方向の弾性支持のバネ定数は $1.5 \times 10^6 \text{ kg/m}$ として、この部分での反力は上下それぞれで $\pm 1.90 \times 10^8 \text{ kg}$ となる。この場合の応力解析の結果を Fig. 13, 各点の変位を Fig. 14 に示す。なお、上下からの支持構造体を設けることは熱侵入を防ぐことがむずかしいので、径軸から遠い側のコイル ($R = 12 \sim 19 \text{ m}$) の厚さを大きくすることも考えられる。

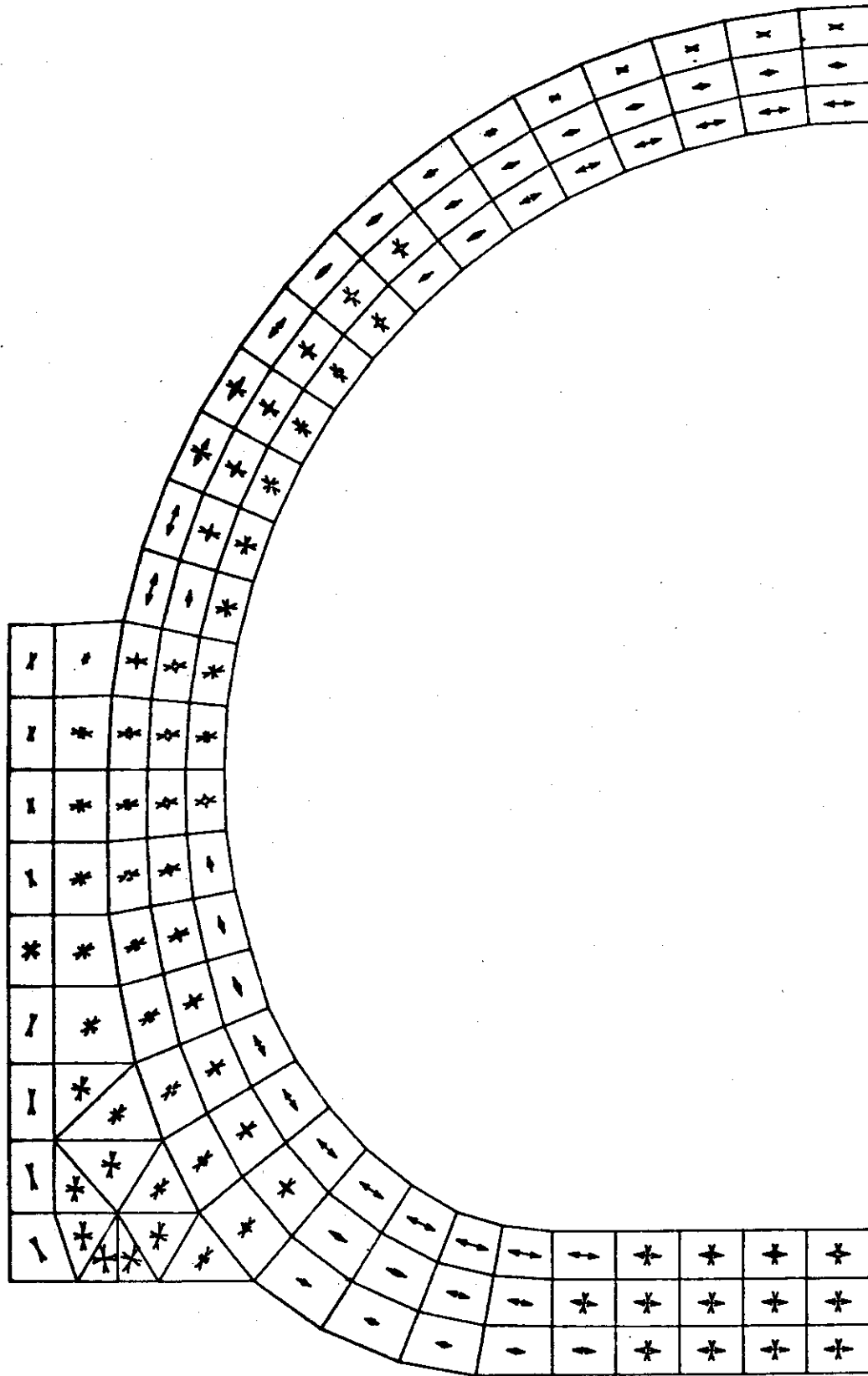


Fig. 5.9 コイルの一部を太くした場合の応力分布

LOAD CONDITION	1
FACTOR	2.000000
SCALE OF STRESS IN ELEMENT	0.010000
SCALE OF STRESS IN MEMBER	0.000000
SCALE OF MOMENT IN MEMBER	0.000000

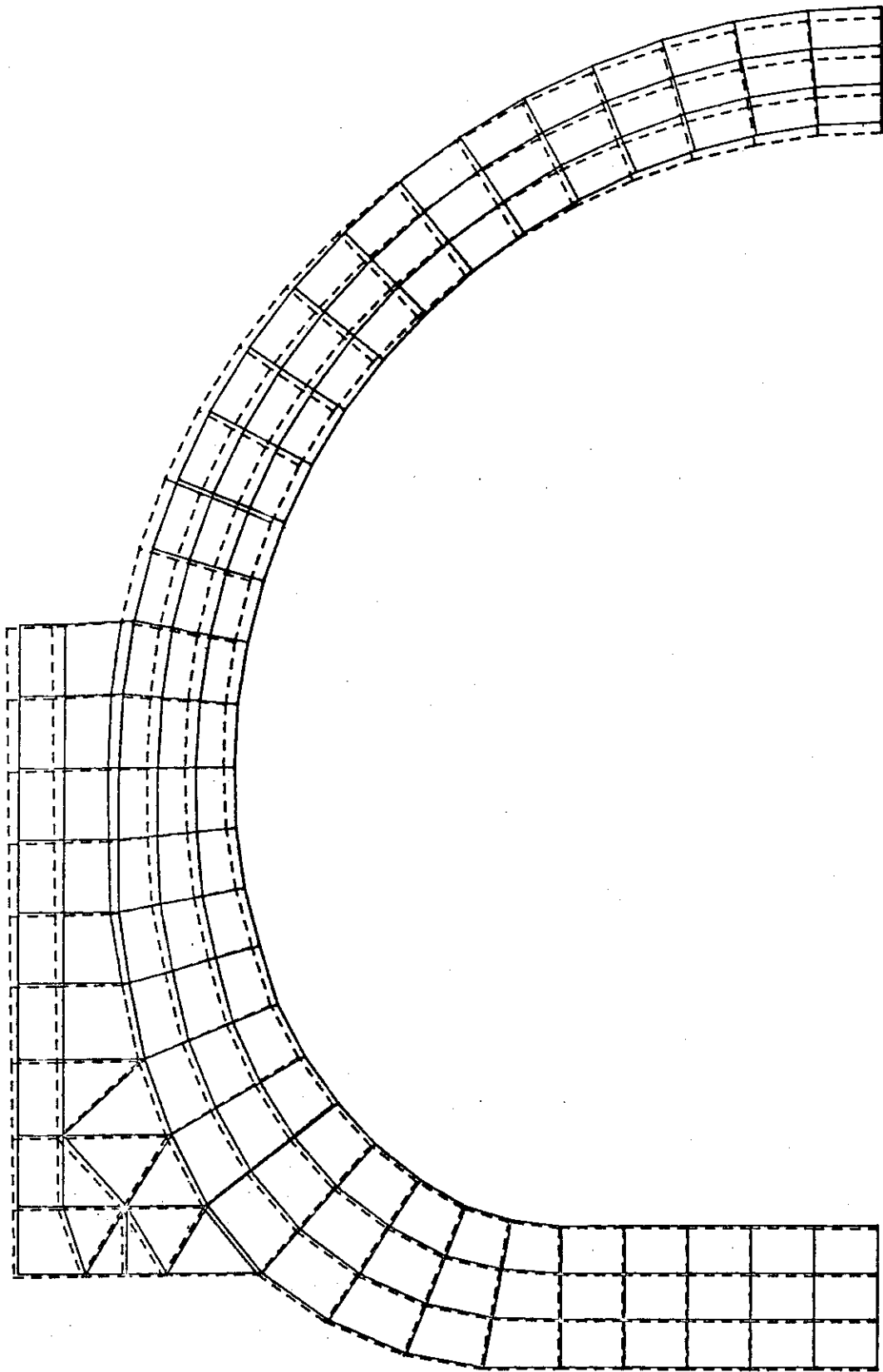


Fig. 5.10 コイルの一部を太くした場合の変位

LOAD CONDITION 1

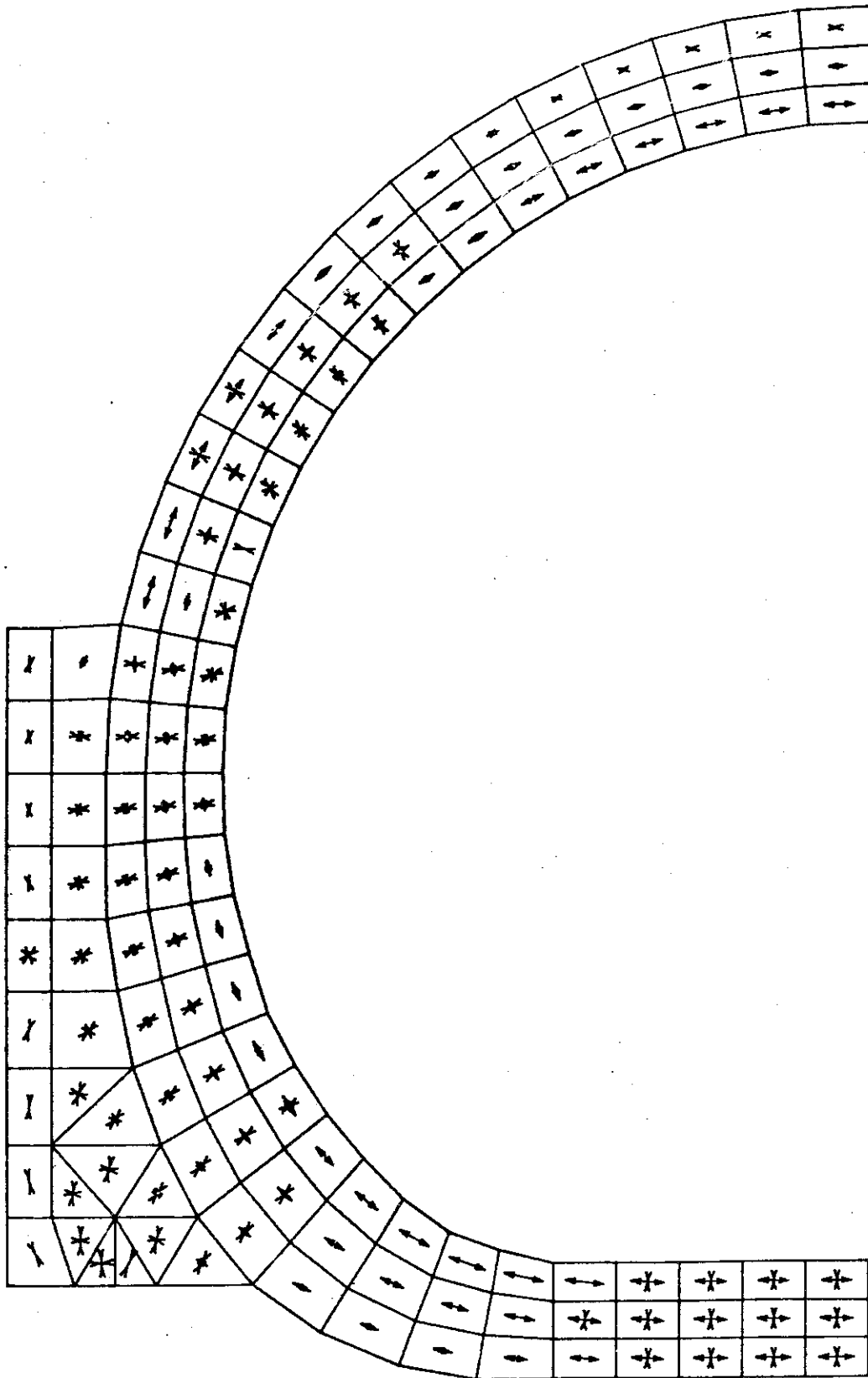


Fig. 5.11 支持リングを太くした場合の応力分布

LOAD CONDITION	1
FACTOR	2.000000
SCALE OF STRESS IN ELEMENT	0.010000
SCALE OF STRESS IN MEMBER	0.000000
SCALE OF MOMENT IN MEMBER	0.000000

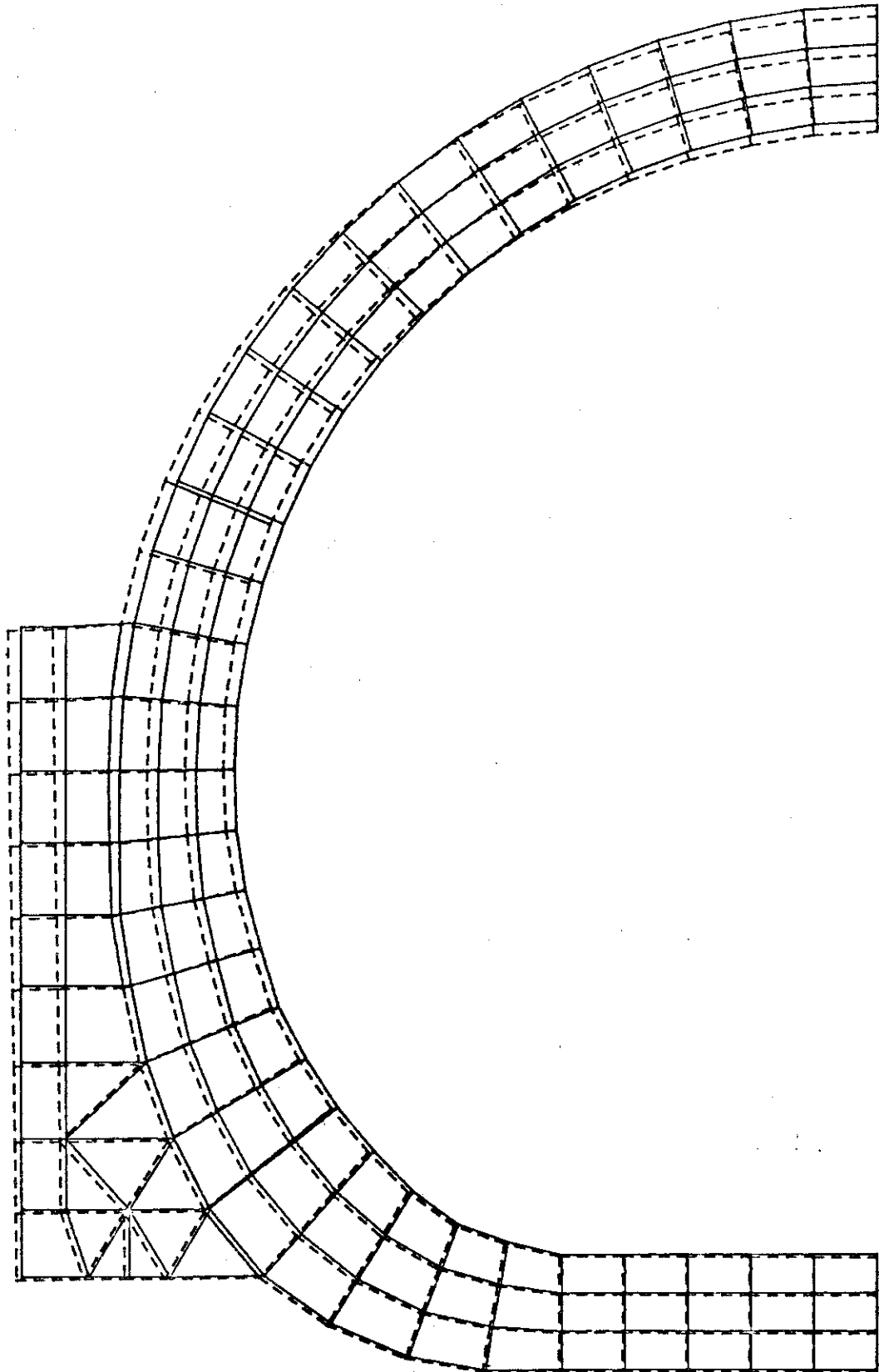
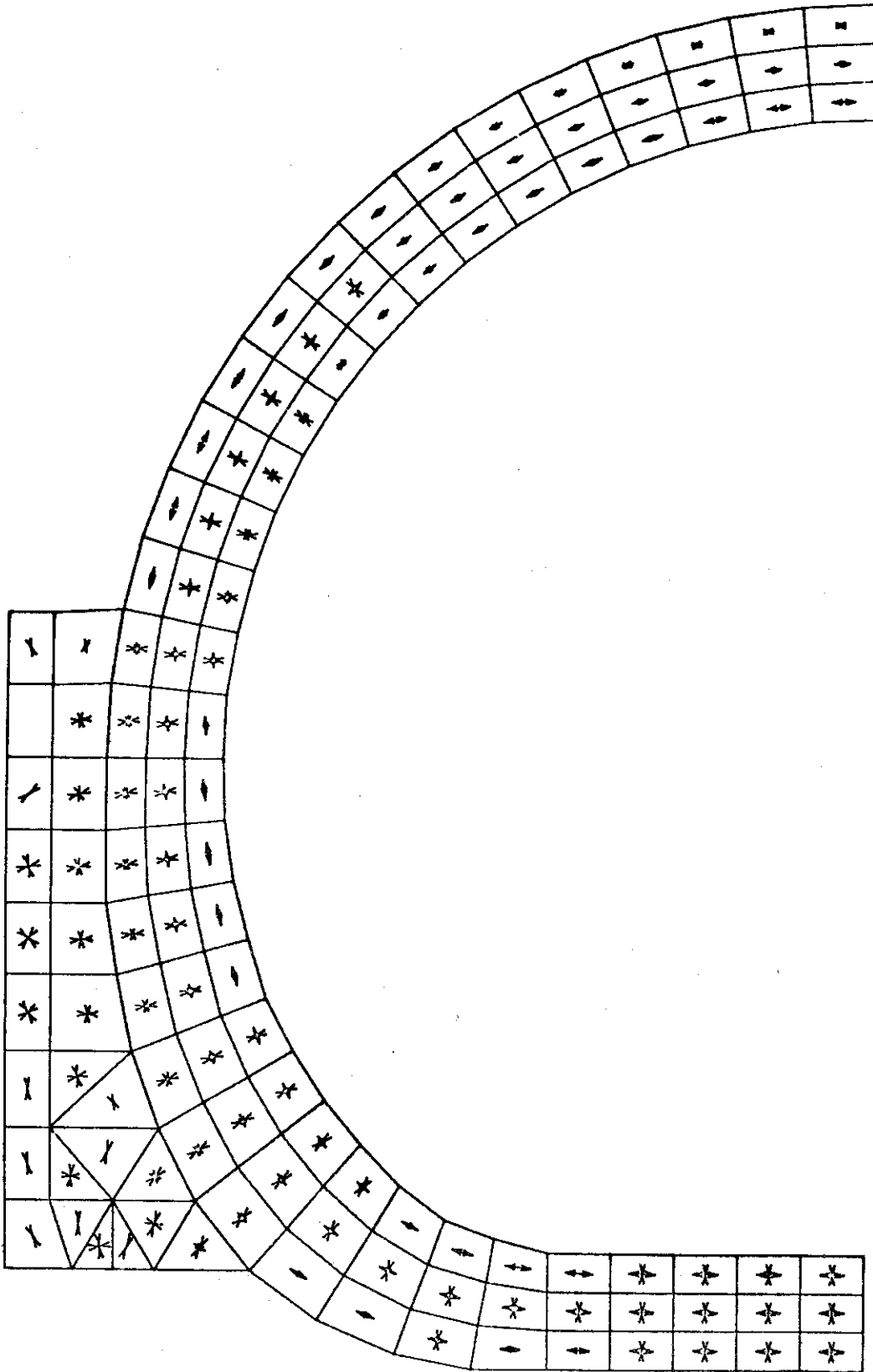


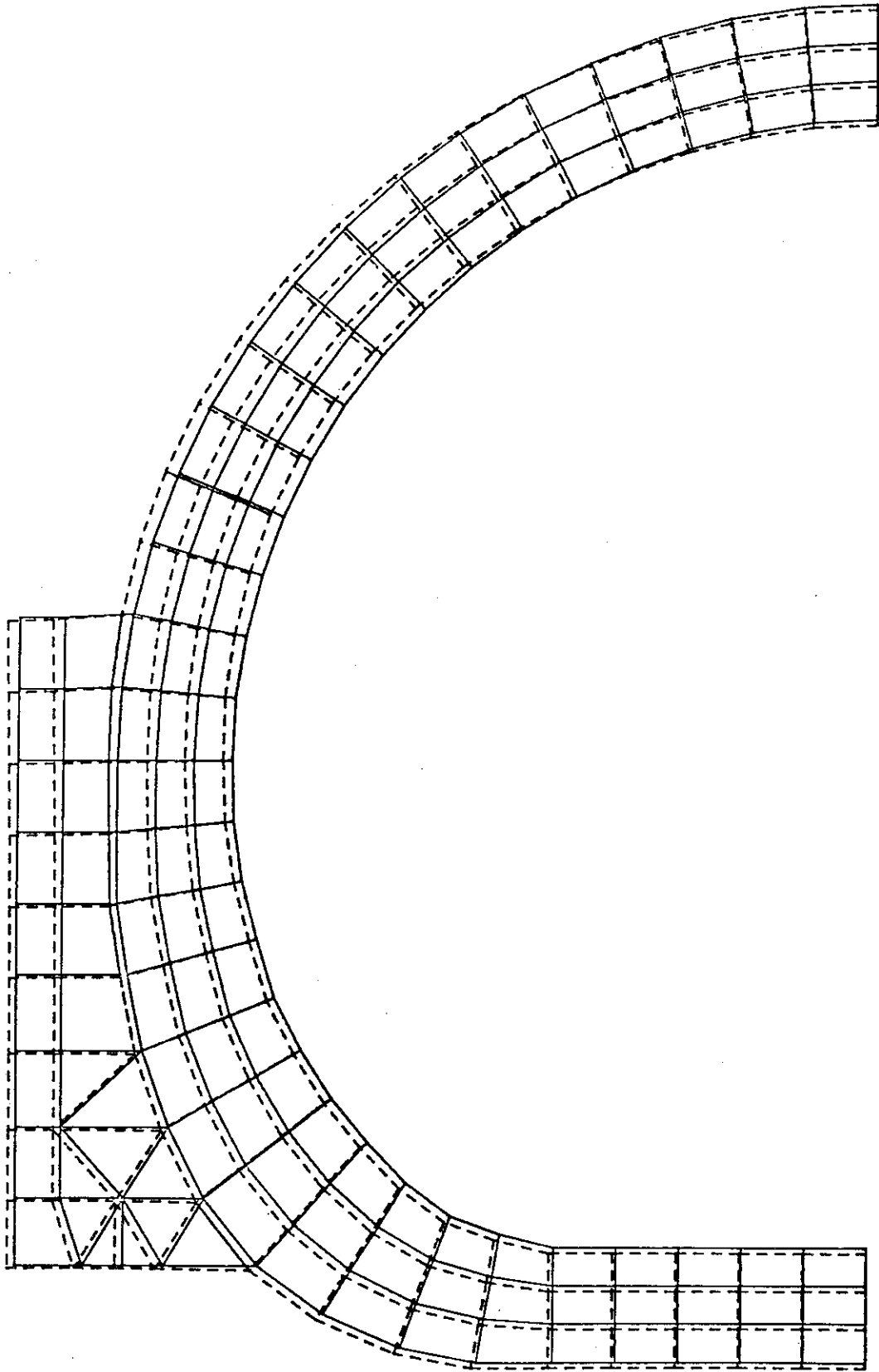
Fig. 5.12 支持リングを太くした場合の変位

LOAD CONDITION 1



LOAD CONDITION	1
FACTOR	2.000000
SCALE OF STRESS IN ELEMENT	0.010000
SCALE OF STRESS IN MEMBER	0.000000
SCALE OF MOMENT IN MEMBER	0.000000

Fig. 5.13 上下から支持した場合の応力分布



LOAD CONDITION 1

Fig. 5.14 上下から支持した場合の変位

5.4 向心力の支持

5.2節で述べたようにトロイダルコイルに作用する巨大な向心力はD形直線部のくさびと上下に設けた支持リングによって支持される。それぞれの支持力の配分は半径方向の弾性係数によって決定され、前項の計算結果により、くさび部分でおよそ60%、上下リングでそれぞれ20%づつ力が作用する。くさび部分では向心力Fは、接触面に垂直な作用力Pの半径方向成分の合力と釣り合う。次式によりPが計算される。(Fig. 5.15)

$$P = \frac{F}{2 \sin \alpha} \tag{5.3}$$

これにより $P = 1.66 \times 10^8 \text{ kg}$ となる。

くさび部の接触面積は約 10 m^2 であるので、面圧は 17 kg/mm^2 となっている。

また支持リングには外周上に放射状に連結された24本の連結棒から半径方向に圧縮力が作用し、内部にフープ圧縮応力が生じる。

この大きさは次式で計算される。

$$\sigma = \frac{2 p_o b^2}{b^2 - a^2} \tag{5.4}$$

p_o : 外圧, a : 内半径, b : 外半径

これにより $\sigma = 35 \text{ kg/mm}^2$ となる。

なお上述の検討ではディスクからくさびへの力の伝達について触れていない。

18枚積層された個々のディスクには全向心力の $1/18$ の力が作用する。

これらを各ディスクの側面の摩擦力で伝達するためには強大な締付力が必要となる。(たとえば、1インチのボルトで締付けるとすれば5万本必要となる)これに対しては、Fig. 5.16に示すように各ディスクは厚さ方向に或る部分でずらせることとし、このはまり込み面で力を伝達する構造としている。

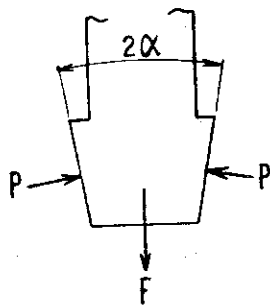


Fig. 5.15 くさび部分の計算モデル

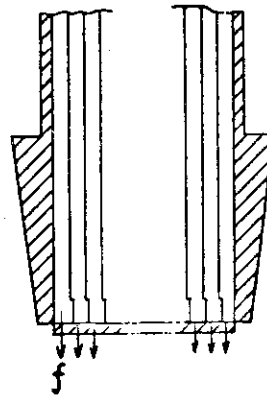


Fig. 5.16 向心力伝達構造

5.5 ポロイダル磁界による倒し力の支持

ポロイダル磁界とコイル電流との相互作用による電磁力は θ 方向（コイル面に対し垂直な方向）でR軸をはさんで上下では 180° 異なる方向となっている。このためにコイルを将棋倒しにしようとするモーメントが作用する。その大きさは 1.01×10^8 kg-m/コイルとなっている。これを支持するために隣接コイルの側面を連結する部材を設けラーメン構造としている。ディスク構造はこの方向に荷重を受ける場合、上記支持部材との節点付近で大きな曲げ応力を発生することが予想される。等分布の横荷重をうける両端固定のはりの最大曲げ応力は固定端で発生し、次式で表わされる。

$$\sigma_{\max} = \frac{w\ell^2}{12Z} \quad (5.5)$$

ここで

w : 分布荷重

ℓ : スパン長

Z : 断面係数

これからわかるように荷重の大きいところではスパンを小さくするか構造物の剛性を増せばよい。ポロイダル磁界による電磁力の分布は Fig. 5.17 に示すような形となるので、主軸付近に多くの支持部材を設けるかディスクの厚みを増やすことが良いと考えられる。D型直線部付近では向心力支持用のくさびのために支持点は連続しているので、これによる曲げ応力は殆んど無い。

(8.5) 式よりスパンの長さは

$$\ell = \sqrt{\frac{12 \sigma_{\max} Z}{w}} \quad (5.6)$$

で与えられるので $\sigma_{\max} \leq 10 \times 10^6$ kg/m² とするためには $w = 1 \times 10^6$ kg/m $Z = 0.2$ m³（ディスク部分）では $\ell \leq 5.0$ mとなる。これらを考慮して、Fig. 5.1 に示したように支持部材を配置した。上記支持点スパンの長さは4 m以下としている。電磁力による構造物の変形・作用については立体骨組構造解析コード<<SFAP>>により解析した。

構造モデルは Fig. 5.18 に示すとおりで、構造および荷重の上下対称性から上半分のみを取扱っている。計算結果は次のとおりである。

最大変位は節点7の付近でY方向（すなわち θ 方向）に約20 mm変位する。また部材③の節点3では最大のねじりモーメントが作用し、その値は 7.1×10^6 kg-m、これに対してディスクには 12.7 kg/mm²の最大せん断応力が発生する。曲げモーメントの最大点は、節点3で 2.8×10^6 kg-mである。これに対しディスクの曲げ応力は 7.1 kg/mm²となる。この曲げ応力は、5.2節で計算した拡張力によるフープ応力に重量される。最大のフープ応力を発生する部位と上記最大曲げ応力の発生する部位とは支持部材の配置を変えることによりずらせることは可能であるのでディスクに発生する最大応力は 43 kg/mm²程度におさえることができると考えられる。

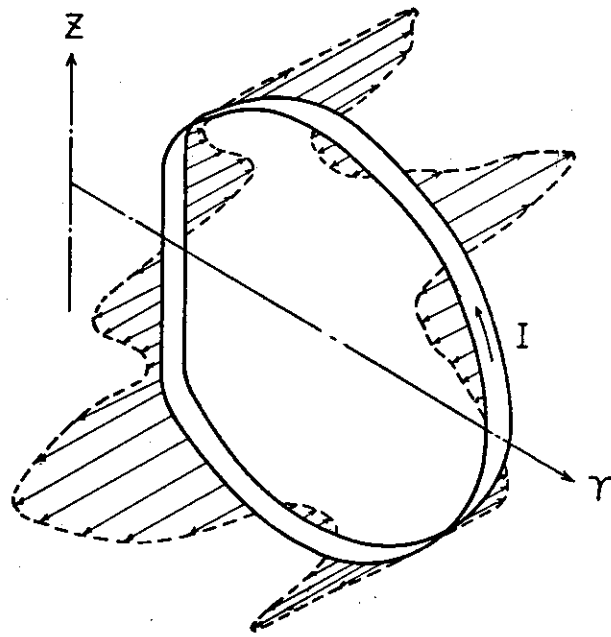


Fig. 5.17 ポロイダル磁界によってトロイダルコイルに発生する電磁力

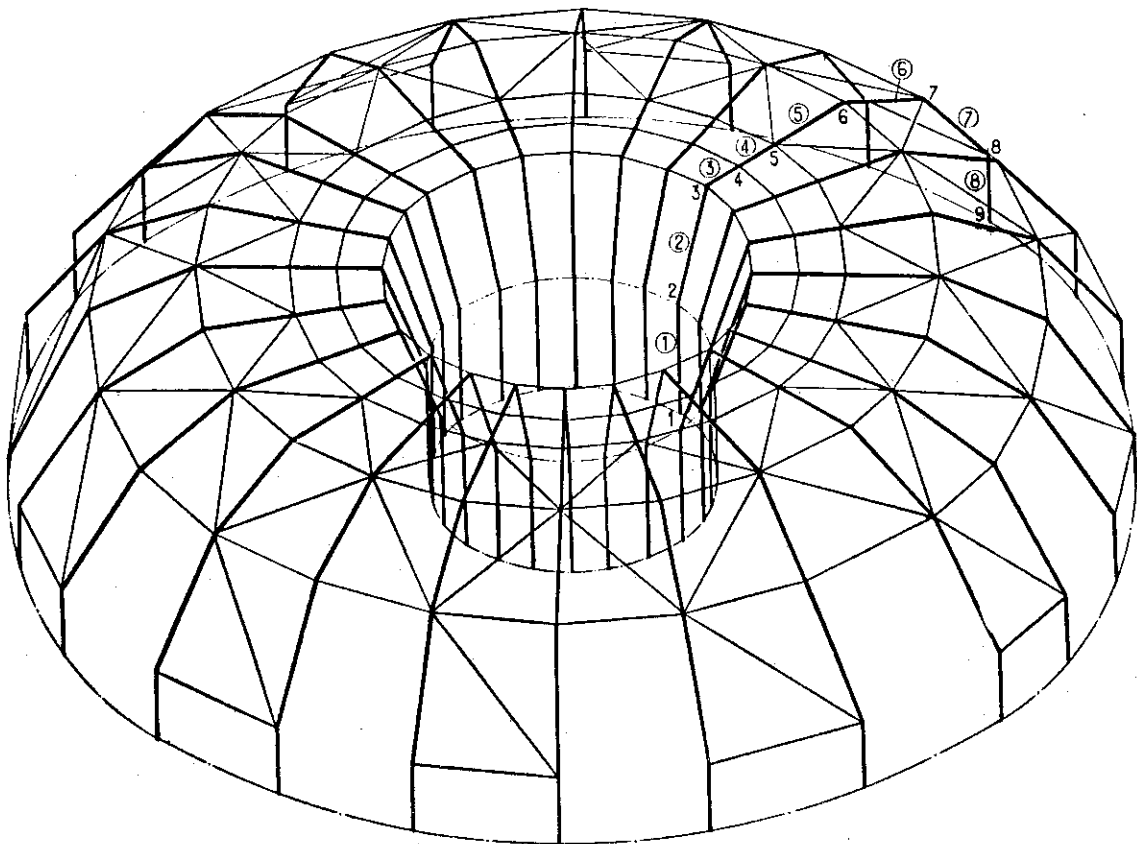


Fig. 5.18 骨組構造解析モデル

5.6 コイルフェイル時の電磁力支持

超電導コイルに不測の事態が発生した場合に生じる電磁力については第4章に述べたようにトロイダルコイル磁界の不均衡のために θ 方向の電磁力が作用する。1コのコイルがフェイルした場合の隣接コイル間にはたらく電磁力は 6.6×10^7 kg/コイルであり、分布はFig. 5.19に示すようになっている。この作用力に対する支持は前項と同様にコイル側面を連結する部材で行われる。この場合も支持点間のスパン長によってディスクに発生する曲げ応力変る。荷重分布の大きな主軸近傍は前項と同様に連続した支持が得られるので特に問題とならない。外形側でもスパン4 m以下であるので、この電磁力による曲げ応力は 10 kg/mm^2 以下となる。しかし、1コ以上のコイルが同時にフェイルした場合はFig. 4.13で示したように、1.5倍以上の力が作用するのでこれに応じてディスクの曲げ応力は大きくなるだろう。

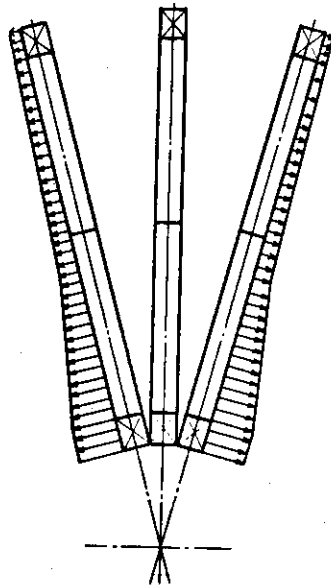


Fig. 5.19 コイルの一個がフェイルしたときの電磁力分布

この構造設計においてはコイルが1個または複数個フェイルしても θ 方向電磁力は支持できる構造としている。しかし、第6章で述べるように、ディスク毎の分割励磁方式をとっているため、フェイル部分の分布は均一になり、コイル間の電磁力は非常に小さく、フェイル時にコイル連結部材に生ずる応力は現実には非常に小さいであろう。

5.7 自重の支持

トロイダルマグネットの自重は1コイルあたり約570 tonであり各々のコイルユニットについて単独に支持することを基本思想とした。マグネットは全体が構造部材によって結合された状態となるので、必ずしも単独のコイルユニットで支持することは必要でないが、他の目的の構造部材(すなわち電磁力の支持のためのもの)に余分の荷重を与えないためにこの考え方を採用した。

自重支持の方法は下記の2点について考慮されなければならない。

- (1) 常温部分からの熱の流入を極力小さくすること。

(ロ) 電磁力あるいは熱収縮（膨張）による構造物の変形のために生じる支点の移動を許容すること。

(ロ)はイ)の条件を満足するために支持部断面を小さくする必要性から支持部材の剛性に制限ができ、そのために剛支持が不可能であることを意味している。すなわち構造物の材料であるステンレス鋼はLHeの温度までの冷却による熱収縮は約0.3%であるので、主半約10mの位置に支持点があれば、ここでは約30mmの移動が行なわれなければ構造物に大きな熱応力が発生することにならないからである。また、熱の流入を防ぐためにクライオスタットの外側で支持する方法も考えられるが、熱絶縁のためのスーパーインシュレーション(SI)は剪断力を伝達する構造物としては不適當であろう。

ここで本設計では、Fig. 5.20のようにコイルディスクに固定された4本のピンからレバーを介して架台より吊り下げる方式とした。これによって支点の移動はレバーの回転角によって許容される。ピンに生じる曲げ応力は約 20 kg/mm^2 、せん断応力は 5 kg/mm^2 以下とした。

5.8 コイル導体の強度計算

超電導線はFig. 5.21のようにステンレス鋼製のディスクの溝内に、エポキシの絶縁物およびステンレス鋼スペーサを介して収納され、ステンレス鋼のコイル押え用くさびにて固定されている。このくさびは10mm巾で25mm間隔で配置されている。したがって固定されている部分は全長の40%で残り60%はL・Heに接触している。

このコイル導体は最大12Tの磁界中にあり、ここに流れる34,720A（導体2本について）の電流との相互作用により導体には半径方向に広がる電磁力が作用する。すなわちコイル導体は両端を固定されたはりにスパン15mmにわたって等分布の荷重が作用している状態となる。このときの導体の固定端の曲げ応力は最大でも 0.1 kg/mm^2 以下であり平均せん断応力は 0.9 kg/mm^2 以下である。

固定部分の反力はディスクスロットを押し広げるためにディスクにひずみを生じさせる。このためにスロット内に収納されているコイル導体にも同じひずみが生じ、これによって応力が発生する。ディスクの応力や、変位に関する解析は5.2、5.3節に述べている通りであり、D型の直線部から曲線に変る付近で最大 43.0 kg/mm^2 の引張応力を発生している。これに対応するひずみ量は約0.2%である。したがって導体の銅材にもほぼ同程度のひずみが発生していると考えられるので、導体は永久変形をしている状態と考えられる。この状態でも超電導線の特性はそこなわれないであろうことは第3章で述べた。

垂直磁界によって生じる導体の電磁力は、上述の拡張力とは直角の方向すなわち、D型面に垂直な方向である。この場合も両端固定のはりにスパン15mmにわたって等分布の荷重が作用するものとして計算した。この荷重方向に対してはコイル導体の剛性は小さいが、磁界も最高1T程度であり最小断面の導体に対しても曲げ応力は 1 kg/mm^2 を越えない。

また細長の導体にFig. 5.22のような力が作用する場合の座屈について考えなければならない。この場合のCritical Loadは

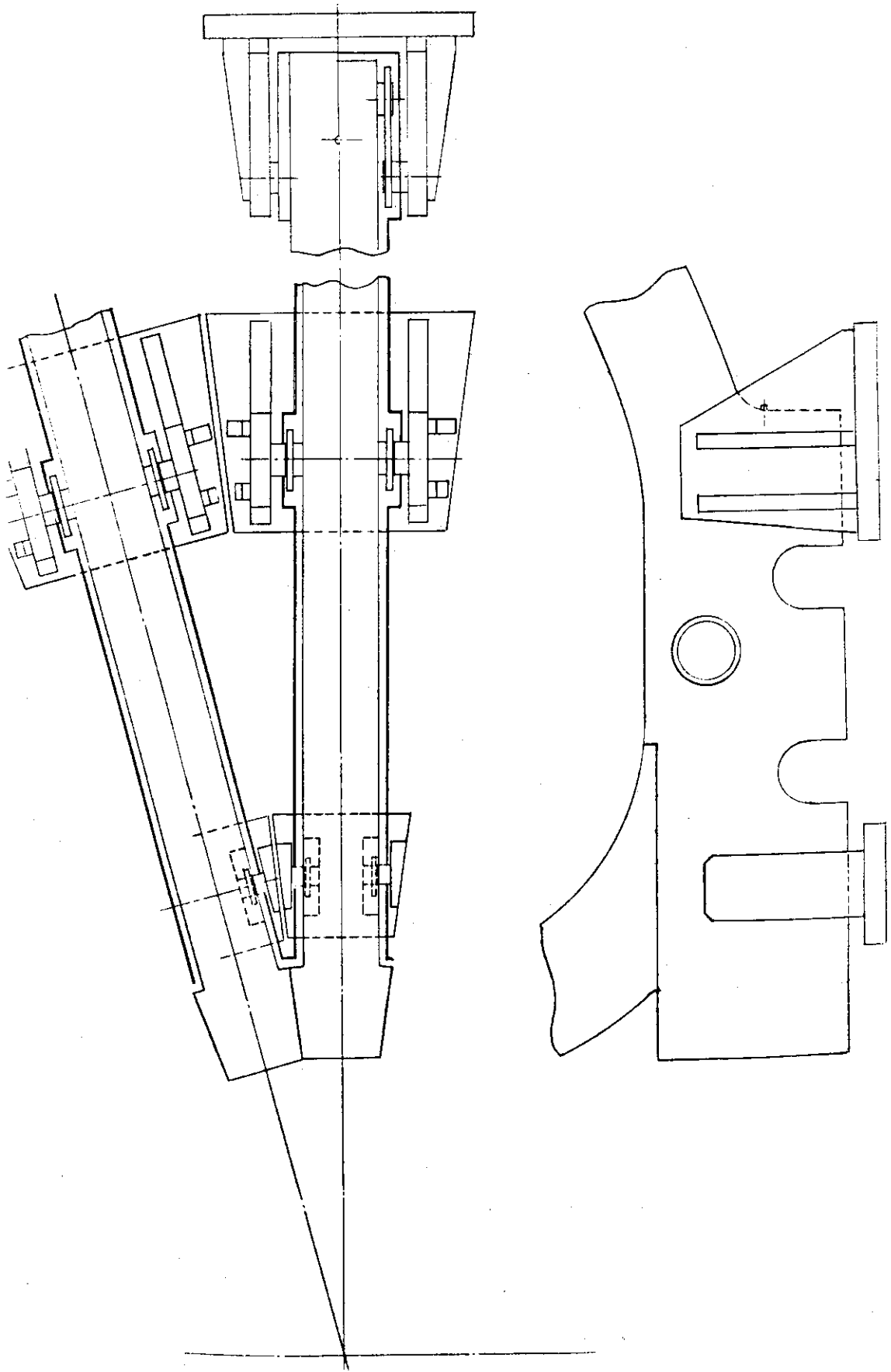


Fig. 5.20 自重支持構造

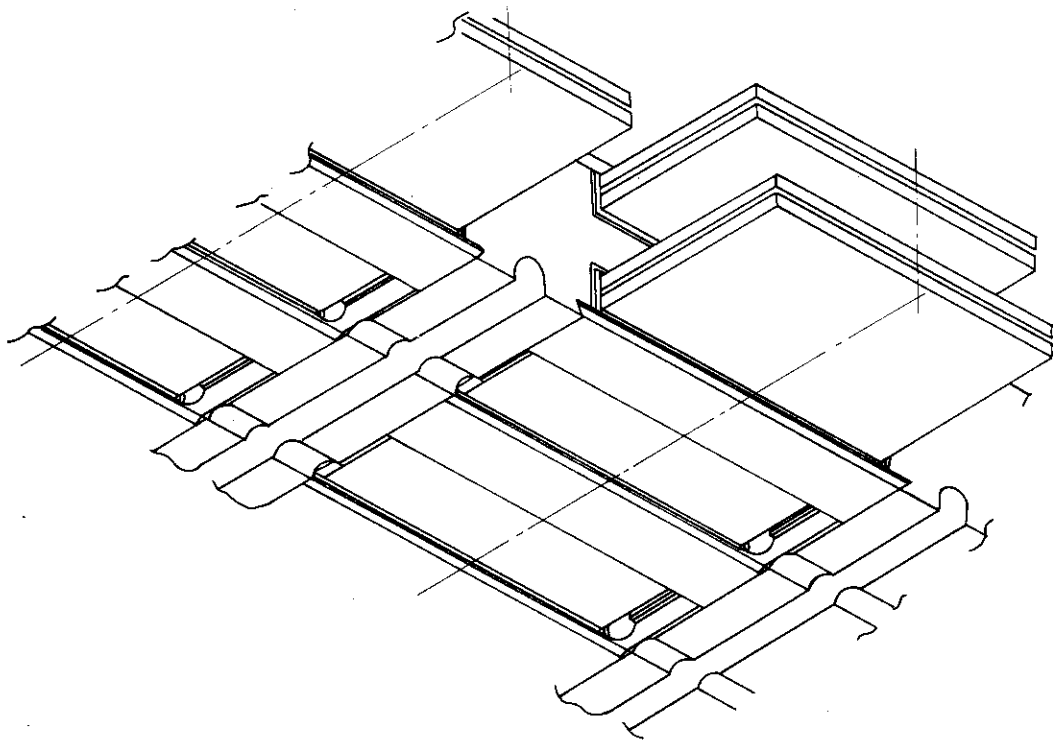


Fig. 5. 21(a) ディスクのスロット構造 (破断図)

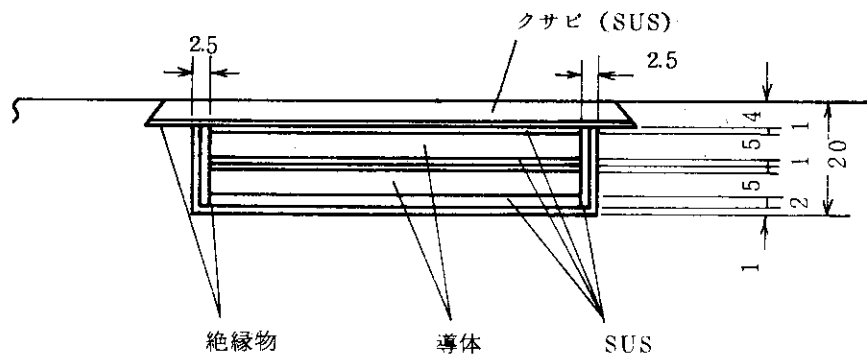


Fig. 5. 21(b) ディスクのスロット構造 (断面図)

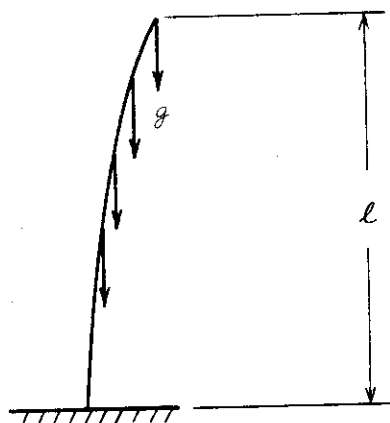


Fig. 5.22 導体の座屈計算モデル

$$q_{cr} = \frac{7.83 EI}{l^3} \quad (5.7)$$

で与えられる。最も細長の素線の断面は $5 \text{ mm} \times 69 \text{ mm}$ であるので $q_{cr} = 2.7 \text{ kg/mm}^2$ となる。しかし、最大 12 T の磁界においても $q = 0.3 \text{ kg/mm}^2$ であるので座屈は生じない。

固定部分の反力によって生じる絶縁物の圧力は 1.8 kg/mm^2 であり、これも強度的には問題とならない。

5.9 クライオスタット

クライオスタット設計の基本は He 槽への侵入熱量をできるだけ小さくすることであり、このため次の構造をとった。

- (1) 支持リングを通じての侵入熱量を低減するために、支持リングはコイルの向心力によって固定し、天井、壁面、床面には接触しないようにすると同時に支持リングの連結棒にベーパーシールドを設けた。また、支持リングへの輻射侵入熱を低減するために、反射率の高い金属板 10 枚を組合せた輻射シールドを設ける。
- (2) コイル相互に働く倒し力はコイル間を構造材で接続することにより支える。この支持部材の数は非常に多いので、構造材自体を 4.2 K 近くの低温に保ち、この部材を通じての侵入熱量を低く抑えることが必要である。したがって、支持部材は真空容器内に収められる。

24 個の D 形コイルは 2 個ずつ一体として、12 個に分解できる構造とする。このため 12 個の真空容器の総合組立は、コイル相互間のパワーリードの渡りを接続し、次いで構造材を接続する。この部分までが 4.2 K に保たれる。

次に、スーパーインシュレーション、ベーパーシールド、スーパーインシュレーションを施工した後、真空容器を溶接する。(Fig. 5.1 参照)

超電導コイルの冷却は、液体 He によるもの、超臨界 He によるものの 2 通りが考えられるが、導体に要請される形状から、Hollow Conductor を用いるのは不適當であり、液体 He 浸漬の方法を採用した。しかし、従来のマグネットに比し、空隙率が非常に小さく、且つ、コイルの大き

さが大きいので、He の流路を設けることが必要である。このため本設計ではディスクに He 流路を設けた。(Fig. 5.19 参照)

コイルの設計の項で触れたように、完全安定化の基準となる電流値を選び、熱流束一温度差の関係が、核沸騰領域以内におさまるように設計しているが、ここでは、初期冷却の問題を検討する。簡単のために、コイルを一様温度として冷却の過渡特性を求めると、

$$T - 4.2 = (T_0 - 4.2) \exp\left(\frac{2wC_p}{WC} \frac{H_a}{H_a} \frac{1}{2wC_p}\right) t \quad (5.8)$$

ただし、4.2 K の He ガスを冷却媒体とし

- | | |
|---------------------------------------|---------------------------|
| W : コイル重量 | T ₀ : 初期温度 |
| w : 冷却 He ガス流量 | C : コイルの比熱 |
| H _a : コイルと He ガス間の熱コンダクタンス | C _p : He ガスの比熱 |

H_a は、コイルの冷却面の形状と He ガス流量によって異なるが、300 K から 30 K までの冷却に要する初期冷却期間を 10 日程度になるような He 流路を選ぶ。初期冷却時の被冷却物の大部分はディスクのステンレス鋼であり、(5.8) においてステンレス鋼の物性値を用いて計算すると Fig. 5.23 のようになる。したがって、He ガス流量、入口温度 (20 K) を一定とすると、w = 100 gr/s - Coil にすれば、冷却期間は 10 日となる。

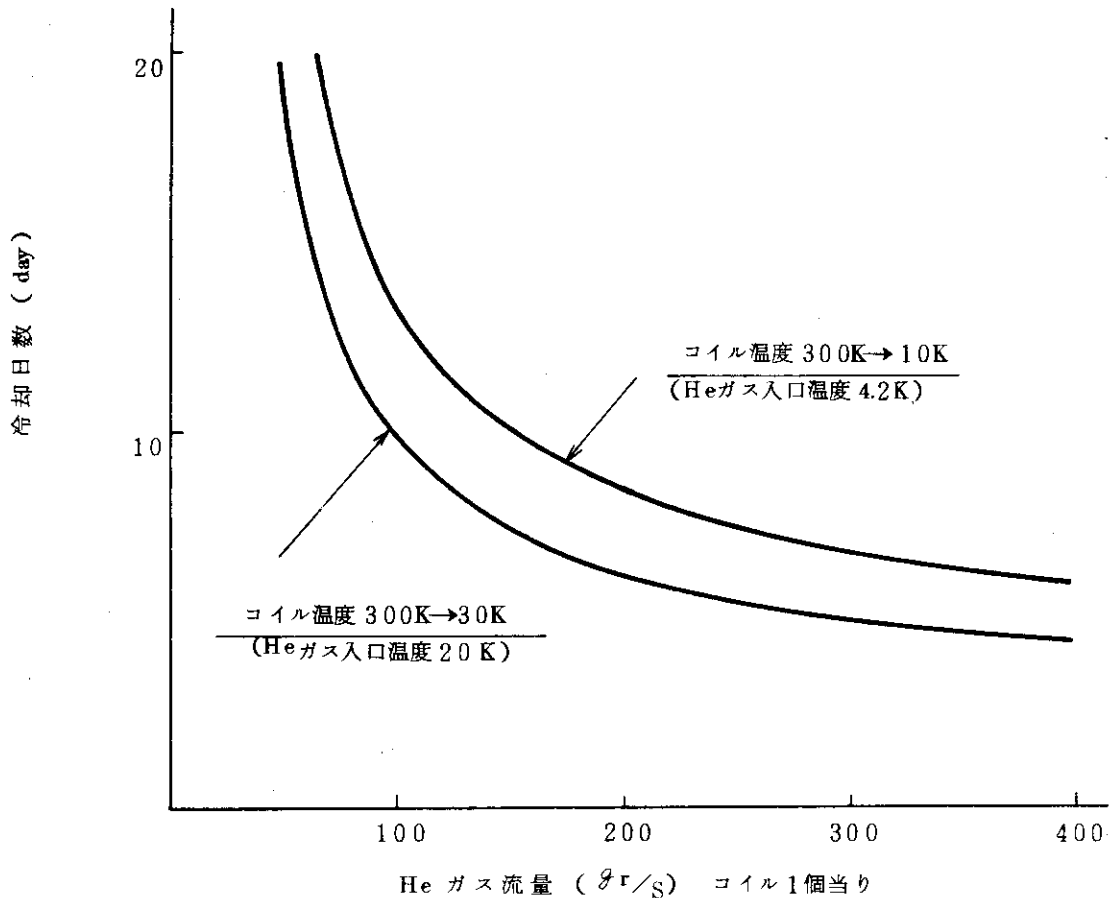


Fig. 5.23 コイル冷却特性

5.10 まとめ

超電導トロイダルマグネットの構造設計における重要なポイントは

- (イ) コイルに発生する巨大な電磁力に耐える支持構造物を提供すること
- (ロ) He 槽への熱侵入を小さくする構造物を提供し、冷却負荷の低減をはかること。

の2点であろう。これにもとづいて Fig. 5.1 に示されるようなマグネット構造を設計した。このマグネット構造の主要点を要約すれば下記のとおりである。

1. ディスク形コイルとしたこと。これによりディスクに発生する最大フープ応力は、 43 kg/mm^2 に達している。この設計応力はディスク材料の SUS 310 に対して十分な安全率を得られていないが、今後の詳細な検討たとえば構造の変更、詳細な応力の計算などによって、実現可能となるだろう。
2. 向心力の支持は、D型直線部に設けたくさびおよび上下部の支持リングより行なうものとした。
3. 自重の支持は架台から吊り下げる構造とした。
4. He 槽との侵入熱はクライオスタットを構成するスーパーインシュレーションおよびベーパーシールドなどにより小さくおさえ、全マグネットの冷却負荷は 21.1 kW となった。冷却時間は 10 日である。

なお、未検討事項としては

1. 熱的なアンバランスによる局所的な熱応力の発生
2. 他の構造物および建屋構造との相互関係

などがあるが、これらは今後の総合的な検討作業において順次明らかにされてゆくものと考えている。

第6章 励磁システムとコイル保護方法

第2章の2.2, 2.3節で、励磁とコイル保護の問題について若干触れたが、ここでは幾分か詳しく論ずることにする。

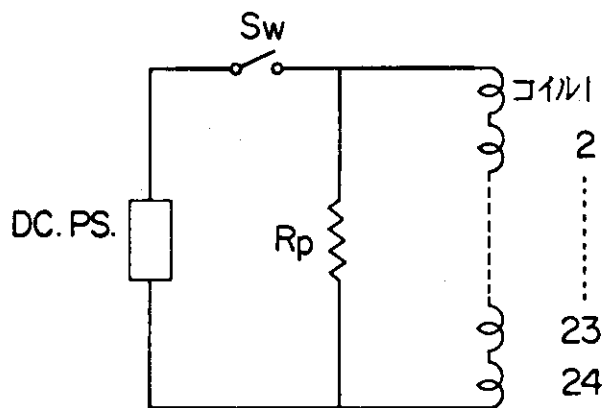
6.1 クエンチ時の電流減衰時定数限界

本設計はコイル安定化方式として完全安定化を採用しているが、2.3節でも述べたように、じょう乱の印加時間が長くて、複合線の温度が熱暴走温度（20～30 K）を越した場合、超電導状態に復帰しない場合がある。その場合のコイル保護について論ずる。

コイルにクエンチが生じて、複合線のある部分の温度が上り続けているとき、例えば、異常電圧を検出して、Fig. 6.1のスイッチ Sw を OFF し、コイルに流れている電流 I_0 を保護抵抗 R_p に吸収させる必要がある。電流減衰の時定数 τ_p は、コイルに発生する抵抗 R_c と R_p 、コイルのインダクタンス L から

$$\tau_p = \frac{L}{R_c + R_p} \quad (\text{s}) \quad (6.1)$$

で表わされる。 R_c は通常時間と共に増加する量である。完全安定化超電導コイルでは、常電導部分が周囲に伝播せず、局所的に複合線の温度が上昇することが予想され、発生抵抗 R_c は保護抵抗 R_p に対して無視してコイル保護を考えなければならない。すなわち、完全安定化コイルの τ_p は非安定化コイルのそれよりも長くなる。これは、完全安定化コイルにクエンチ点が生じて温度上昇が生じた場合、非安定化コイルよりもむしろ保護が難しいことを意味する。



トロイダルコイル $L = 259\text{H}$

Fig. 6.1 1個の電源による励磁・保護回路

以上のような条件のもとでのコイル保護としてまず次のことが考えられる。電流が減衰するとき、複合線の熱容量によって発熱を吸収して、時間 $t \rightarrow \infty$ における温度が超電導体や絶縁物を劣化させない温度 T_0 以下になるような電流減衰時定数限界 τ_a を求める。この τ_a と保護抵抗 R_p によって定まる時定数 τ_p との間に

$$\tau_p \leq \tau_a \quad (6.2)$$

の関係が成り立てば、コイル保護は可能となる。

時定数限界 τ_a は次の式で与えられる。

$$\tau_a = \frac{2 Q_c m A}{I_0^2} \quad (6.3)$$

ここで、 m (g/m) : 単位長さの Cu 重量

A (m²) : Cu 断面積

$$Q_c(T) = \int_{4.2}^T \frac{C(T)}{\rho(T)} dT \quad (6.4)$$

C (J/g) : Cu の比熱

ρ (Ω -m) : Cu の抵抗率

電気軟銅について計算された Q_c の例を Fig. 6.2 に示す。

複合線断面積はスロット No.1 のものが最少であるので、この複合線について検討すればよい。安全温度 T_0 として 300 K をとれば $Q_c = 1.2 \times 10^{10}$ J/g- Ω -m であり、 $A = 3.4 \times 10^{-4}$ m²、 $m = 3.0 \times 10^3$ g/m、 $I_0 = 34,720$ A を (9.3) に代入して、 $\tau_a = 20$ sec が得られる。

Fig. 6.1 の励磁回路において、クエンチを検出して電源をしゃ断するときの時定数 τ_p が 20 sec ということになるから、保護抵抗 R_p は (6.1) を使って、 $R_p = 13 \Omega$ である。このとき、トロイダルコイルに発生する電圧は、

$$V_t = I_0 R_p \quad (6.5)$$

によって計算すると、 $V_t = 4.5 \times 10^5$ V になる。

この電圧では当然コイル間に絶縁破壊が生ずる。そこで、この問題の解法として

- (1) 時定数限界 τ_a の増加
- (2) コイル分割保護法

が考えられる。(2)については 6.2 節で述べ、ここでは(1)を論ずる。

これまで検討した、クエンチ時の電流減衰時定数限界 τ_a は、Cu の熱容量のみが発熱を吸収するという見方であったが、コイル構造上、さらに熱を吸収するものが考えられる。それらを列記すると次のようになる。

- (1) Subcool している L He の熱容量
- (2) L He 潜熱
- (3) G He 熱容量
- (4) スペーサ (絶縁物) の熱容量
- (5) ディスク構造物 (SUS) の熱容量

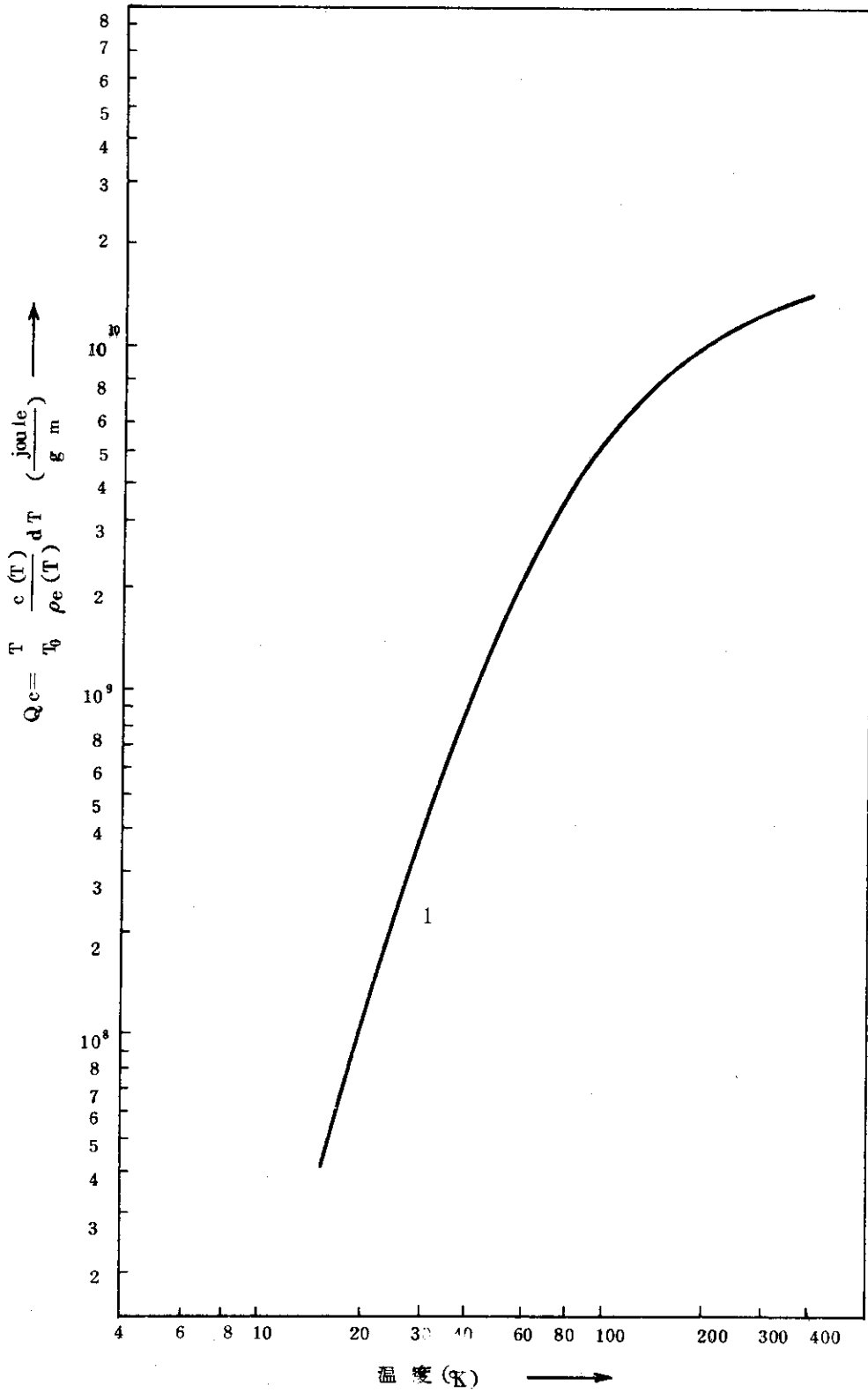


Fig. 6.2 銅の $Q_c = \int_{T_0}^T \frac{C(T)}{\rho_e(T)} dT$ のグラフ

これらの熱容量から概略計算した時定数限界 τ_a' は、

- (1) 1 K の Subcool の場合, $\tau_a' \approx 0.001 \text{ sec}$
- (2) LHe 潜熱による $\tau_a' \approx 2 \text{ sec}$
- (3) GHe 熱容量 (4.2 → 300 K) による $\tau_a' \approx 0.001 \text{ sec}$
- (4), (5) 構造物とスペーサの熱容量 (4.2 → 300 K) による $\tau_a' \approx 90 \text{ sec}$

である。He によるものはあまり期待できないが、SUS 構造物の熱容量はかなり大きく時定数限界を延長する効果がある。しかし、スペーサを介していることによる温度上昇に時間遅れがあるため (複合線が 300 K のとき構造物は約 100 K), 時定数限界の伸びは約 30 sec と推定される。

したがって、 τ_a として 50 sec とすれば、保護抵抗 $R_p = 5.2 \Omega$, コイル両端に生ずる電圧 $V_t = 1.8 \times 10^5 \text{ V}$ とする。この電圧ではとても絶縁は保たれそうにない。

この問題の解決策として、次節で、コイル分割保護について論ずる。

6.2 コイル分割による保護法

コイルのクエンチ時に生ずる電圧は、通常の方法 (Fig. 6.1) では 180 kV となるので、これに対する解決策としてコイル分割法を提案する。

これは Fig. 6.3 のように、トロイダルコイルを n 分割し、かつ、分割されたコイルの中央で接地する方法である。接地は、普通クライオスタットのフランジ面で行なう。

Fig. 6.3 の 1 つの n 分割コイル (例えば N_n) がクエンチしたとき、そのコイルのスイッチ $S_w N_n$ をしゃ断して、コイルのエネルギーを保護抵抗 R_{pn} に放出する。そのときの時定数 τ_{pn} は

$$\tau_{pn} = \frac{L_n}{R_{pn}} \quad (\text{s}) \quad (6.6)$$

ここで、 L_n (H) : 分割コイルのインダクタンス

である。1 つのコイルがクエンチしたときには、そのコイルの周辺のコイルの電流が少し増加する。これは、超電導特性と安定化特性の余裕の範囲内にあると推定されるが、万クエンチをもたらしても同様に電流しゃ断をすればよい。

n 分割コイルがクエンチして電流減衰するときにコイル両端に発生する電圧は

$$V_n = I_0 R_{pn} \quad (\text{V}) \quad (6.7)$$

であるが、コイル中央を接地している場合、コイルのプラス端子には、 $-V_n/2$, マイナス端子には $V_n/2$ の電圧が生ずるので、コイル耐圧 V_p として

$$V_p = V_n/2 \quad (\text{V}) \quad (6.8)$$

を考えればよい。

耐圧として $V_p = 5,000 \text{ V}$ を仮定して、(6.7), (6.8) から得られる $R_{pn} = 0.29 \Omega$ が個々の励磁分割コイルの保護抵抗値になる。時定数 $\tau_{pn} = 50 \text{ sec}$ をとるから、これを (6.6) に代入して、 $L_n = 14.5 \text{ H}$ になる。 n 励磁分割コイルが同時に減衰したとき、励磁分割コイル

1個のインダクタンス L_n はトロイダルコイルの $L = 259 \text{ H}$ に対して

$$L_n = \frac{L}{n} \quad (6.9)$$

の関係があるから、分割数 n は 18 以上でなければならない。 n 励磁分割コイル 1 個の自己インダクタンスは L/n より小さいので、 n 分割コイルのうち 1 個がクエンチしたときは、より安全サイドになっている。

次に、18 以上の分割をどのように具体化するか、について述べる。

6.3 ディスク毎の励磁分割によるコイル保護

トロイダルコイルを 18 以上に励磁のための分割を行なう方法として最も単純であるのは、24 分割された D 型コイルをそのまま励磁分割コイルとすることである。この方法の利点として、

- (1) コイルの結線が簡単、
- (2) クエンチしたときの発熱による温度上昇が D 型コイル内だけに広がり、他のコイルは正常運転を続けることができる、

が考えられる。しかし、1つの D 型コイルだけが励磁されていない状態では、4.4 節で述べたように、トロイダル磁界の向き (θ 方向) に $6.6 \times 10^7 \text{ Kg}$ もの力が働く。この力に耐える支持構造を設計することは不可能ではないが、支持構造物重量の増加、それに伴う熱侵入の増加、はコイルにとって大きな欠点となる。そこで、本設計においては、この欠点を改善する励磁分割法をとった。

1 ディスクがクエンチ (元の超電導状態に復帰しない超電導破壊) して、フェイル (クエンチや電源シャ断による励磁消滅) した場合に生ずる θ 方向電磁力は、1 コイルのフェイルの場合の数 10 分の 1 になる。したがって、励磁分割する方法として、Fig. 6.4 に示すように同一 N_0 のディスク 24 個を電気的に接続して 1 つの励磁分割コイルを構成する方法が考えられる。この場合、励磁分割数は 18 になる。この方法の利点は、

- (1) ディスク同士は接して配列しているため、フェイルの場合の特別の支持構造を考える必要はない。
- (2) 分割 D 型コイルの同一 N_0 ディスクがフェイルするため、トロイダル磁界分布の不均一性が少ない。

ことがあげられる。これは前記の分割法と較べると非常に大きい利点となる。しかし、この分割法にも欠点はある。すなわち、

- (1) 離れたコイルの各ディスクを結線しなければならないので、結線構造がより複雑になる。各ディスク間の接続リードは低温領域に置く必要がある。
- (2) 1 ディスクのクエンチが他のディスクのクエンチを誘発しやすい。

ことが考えられるが、(2) はディスク間に熱絶縁と He 流通シャ断のための障壁を設ければ解決される問題であるし、(1) は着脱可能な構造などの工夫で欠点をカバーすることができる。何はともあれ、この分割法をとらないかぎり、万一のクエンチ時のコイル保護 (複合線の損傷防止だけでなく、コイル構造物支持も) は非常に難しい、ことが決定打になるろう。

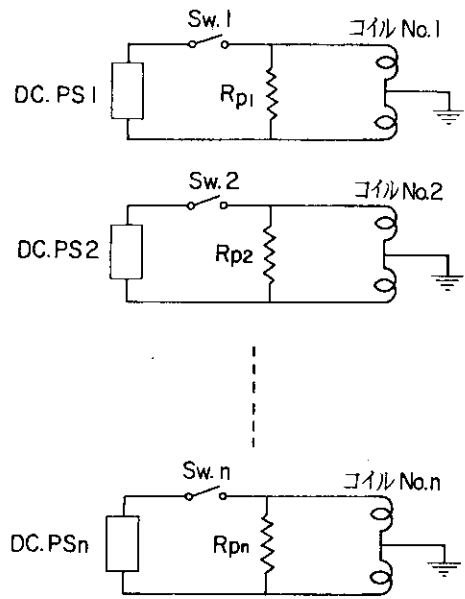


Fig. 6.3 複数の電源による励磁・保護回路

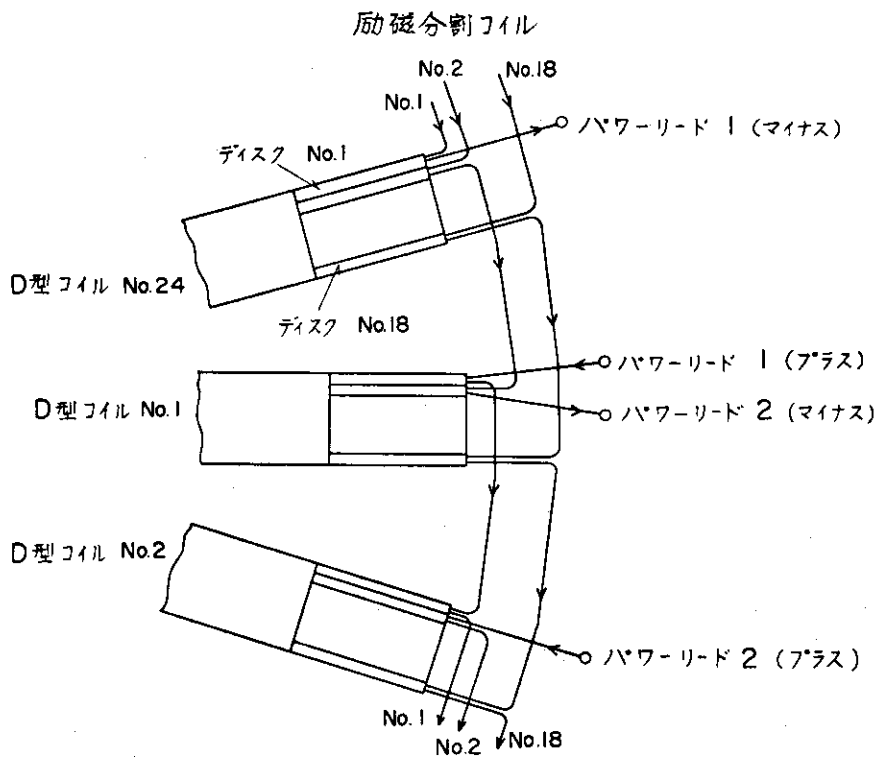


Fig. 6.4 ディスク毎の励磁分割コイルの結線

18 の励磁分割を行なうと、34,720 A を流すパワーリードは $18 \times 2 = 36$ 本 必要である。この場合の熱侵入量は、7.1 節で述べるように、1.5 kW になる。

6.4 18 励磁分割コイルの励磁

トロイダルコイルの直列励磁については、2.2 節で述べたが、ここでは、18 励磁に必要な直流電流 (DC, PS) n の電圧は、(2.1) と同様に

$$V_{en} = \frac{L_n I_0}{t_n} + R_n I_0 \quad (V) \quad (6.10)$$

R_n (Ω) : 超電導線の接続部分、パワーリード、電源リードなどの抵抗で表わされる。したがって1個の電源の容量は、(2.2) と同様に

$$P_{sn} = I_0 V_{en} \quad (VA) \quad (6.11)$$

になる。他のコイルの電圧、容量とも上2式と同じである。

6.4.1 負荷側抵抗と直流電圧降下

電源の負荷側抵抗 R_n のうち、超電導線の接続部分の抵抗は、7.3.1 で論ずるように、1 ディスク当たり $9.7 \times 10^{-11} \Omega$ である。したがって、24 ディスクから成る励磁分割コイル1個の接続抵抗は $0.0024 \mu\Omega$ になる。

パワーリード1本の抵抗 R_{PL} と電流 I_0 の関係は、パワーリード長さ、熱伝導率、リード抵抗率がそれぞれ一定という条計のもとで計算すると、

$$R_{PL} I_0 = \text{const.} \quad (6.12)$$

になる。筆者らの作った1000 A 定格のパワーリード1本の抵抗は、定格電流運転時に約 $150 \mu\Omega$ であるから、34,720 A パワーリード1本の抵抗は $4.3 \mu\Omega$ 、2本1対で $8.6 \mu\Omega$ とみることができる。

電源リードの抵抗は、リードを太くすることによっていくらでも小さくすることが原理的には可能であるが、現実の問題としてどの程度になるか概算してみよう。

リード (ここでは Cu 帯、慣数枚とする) の電流密度を約 3 A/mm^2 、電源パワーリード端子間の距離を 5 m とすると、

$$\text{電源リード断面積} \approx 120 \text{ cm}^2$$

$$\text{往復の電源リード抵抗 } R_{ps} \approx 15 \mu\Omega$$

となる (Cu の室温抵抗率 $\rho = 1.8 \times 10^{-8} \Omega\text{-m}$ とする)。

以上の各抵抗のうち、超電導線接続抵抗は無視することができ、パワーリード抵抗と電源リード抵抗を合せて、 $24 \mu\Omega$ である。

したがって、34,720 A 通電時の電圧降下は 0.83 V である。

6.4.2 励磁電圧

$I_0 = 34,720 \text{ A}$ を t_n で励磁するときの励磁電圧は、 $L_n = 14.5 \text{ H}$ を (6.10) に代入して、Fig. 6.5 のように表わされる。10 時間励磁の場合、 $V_{en} = 15 \text{ V}$ であり、抵抗分の占める

割合は6%になる。2日(48時間)励磁の場合、 $V_{en} = 3.7 \text{ V}$ 、抵抗分は22%になる。

6.4.3 電源容量

18 励磁分割コイル1個を励磁するための電源1個の容量を Fig. 6.5 に示す。10 時間励磁の場合、 $P_{sn} = 520 \text{ kVA}$ 。2日励磁の場合、 $P_{sn} = 130 \text{ kVA}$ の容量をもつ電源を18台必要とする。

トロイダルコイルの直列励磁の場合の電源は、上記容量の約18倍であり、18 励磁分割しても電源総容量はほとんど変わらない。電源総容量が同一であり、全出力運転すれば、分割の有無や分割数の多少にかかわらず、同時励磁の場合、励磁時間はほとんど同一である。すなわち、(6.10) の t_n は、 $t_n = t_0$ である。

6.5 励磁電流が異なる場合のコイル保護と励磁について

本設計では励磁電流 I_0 を $34,720 \text{ A}$ としているが、多くの核融合炉用トロイダルコイルの概念設計では、約 $10,000 \text{ A}$ である。この電流の違いによってコイル保護と励磁がどのように影響されるかについて検討すると、Table 6.1 のようになる。

6.5.1. コイル保護についての考察

$34,720 \text{ A}$ の場合の添字を 35、 $10,000 \text{ A}$ の場合の添字を 10 として以下論ずることとする。

トロイダルコイルのターン数は、 $N_{35} = 8,640$ であるから、

$$\frac{N_{10}}{N_{35}} = \frac{(I_0)_{35}}{(I_0)_{10}} \quad (6.13)$$

の関係を使って、 $N_{10} = 30,000$ である。トロイダルコイルのインダクタンスはターン数の2乗に比例するので、

$$\frac{L_{10}}{L_{35}} = \left(\frac{N_{10}}{N_{35}} \right)^2 \quad (6.14)$$

(6.13) を代入して

$$= \left\{ \frac{(I_0)_{35}}{(I_0)_{10}} \right\}^2 \quad (6.15)$$

になる。 $L_{35} = 259 \text{ H}$ であるから、 $L_{10} = 3,120 \text{ H}$ である。

絶縁耐圧として同じ値 ($5,000 \text{ V}$) をとると、(6.7) から励磁分割コイルの保護抵抗 R_{pn}

$$\text{は} \quad \frac{(R_{pn})_{10}}{(R_{pn})_{35}} = \frac{(I_0)_{35}}{(I_0)_{10}} \quad (6.16)$$

の関係で与えられ、 $(R_{pn})_{35} = 0.29 \Omega$ 、 $(R_{pn})_{10} = 1.0 \Omega$ になる。

複合超電導線の導体電流密度を同じとみなした場合、6.1節から明らかなように、電流減衰時定数限界 τ_a は、電流の大小にかかわらず、同じ時間 (約 50 sec) である。したがって、(6.6)

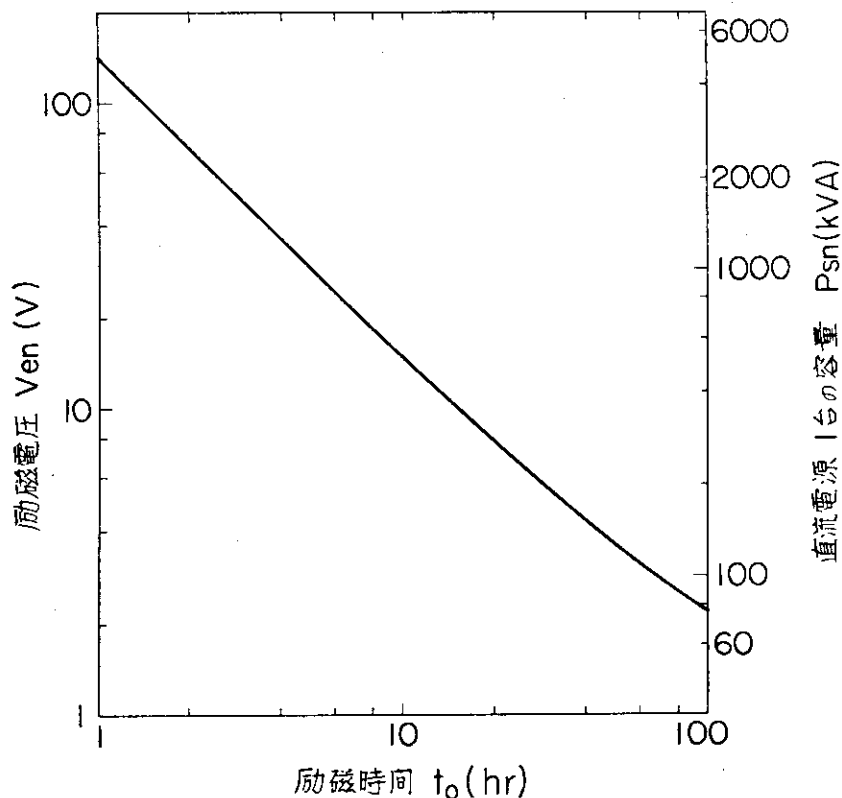


Fig. 6.5 18励磁分割コイル1個の励磁に要する電圧と電源容量

Table 6.1 励磁分割数，電源容量などと運転電流 I_0 の関係

	本設計	他設計例
定格運転電流 I_0 (A)	34,720	10,000
トロイダルコイルのターン数 N	8,640	30,000
トロイダルコイルの蓄積エネルギー E (GJ)	156	
トロイダルコイルのインダクタンス L (H)	259	3,120
励磁分割コイルの保護抵抗 R_{pn} (Ω)	0.29	1.0
電流減衰時定数限界 τ_n (s)	~50	
励磁分割コイル1個のインダクタンス L_n (H)	145	50
励磁分割コイルの分割数 n	18	63
励磁電源電圧 V_{en} (V)	15	
励磁電源1台の容量 P_{sn} (kVA)	520	150
電源総容量 ΣP_{sn} (wVA)	9,360	9,450

} 励磁時間
10 hr のとき

から、励磁分割コイルのインダクタンス L には

$$\frac{(L_n)_{10}}{(L_n)_{35}} = \frac{(R_{pn})_{10}}{(R_{pn})_{35}} \quad (6.17)$$

(6.16) を代入して

$$= \frac{(I_0)_{35}}{(I_0)_{10}} \quad (6.18)$$

の関係が得られ、 $(L_n)_{35} = 14.5 \text{ H}$ 、 $(L_n)_{10} = 50 \text{ H}$ になる。

励磁分割コイルの分割数 n には、(6.9)、(6.15)、(6.18) から

$$\frac{n_{10}}{n_{35}} = \frac{(I_0)_{35}}{(I_0)_{10}} \quad (6.19)$$

の関係があるので、 $n_{35} = 18$ 、 $n_{10} = 63$ となる。

10,000 A の場合、分割数が 63 の多さであるからコイルの結線は、より複雑になり、必要なパワーリード数も 126 本になる。この観点からすると、コイル電流は大きいほど良いということになるが、2.2 節で述べたように、他の制約が加わるので、それらの条件がゆるす限り、電流は大きくすべきである。

ちなみに、分割しなくてもコイル保護ができる電流値を求めてみると、(6.19) で $n_{10} = 1$ とおいて、

$$I_0 = 625 \text{ kA}$$

が得られる。この値は本設計電流値の 18 倍であり、いかにも大きい。本設計の 18 分割程度は妥当な値といえよう。

6.5.2 励磁電圧、電源についての考察

励磁分割コイルの $L_n I_0$ は一定であるので (6.18)、誘導電圧は $5 \times 10^5 / t_0$ (V) で表わされる。励磁時間 t_0 として 10 時間をとると、14 V になる。

電源リードの抵抗 R_{ps} は、6.4.1 の考え方をとると、

$$\frac{(I_0)_{10}}{(I_0)_{35}} = \frac{(R_{ps})_{35}}{(R_{ps})_{10}} \quad (6.20)$$

の関係がある。パワーリード抵抗も、(6.12) から (6.20) と同一の算式が得られる。したがって、電流 I_0 を流したときの電圧降下は、電流の大少にかかわらず、一定値となる。この場合は約 1 V であり、電源電圧は 15 V になる。

電源容量は、(6.11) から $(P_{sn})_{35} = 520 \text{ kVA}$ 、 $(P_{sn})_{10} = 150 \text{ kVA}$ になり、18 台および 63 台の電源全体の総容量はそれぞれ 9,360 kVA および 9,450 kVA と計算される。

34,720 A の場合の電源総容量が 1% だけ小さいのは、励磁分割数を切上げの整数としたことに基づいているだけであり、原理的には同一総容量となる。

6.6 この章のまとめ

「励磁システムとコイル保護方式」で検討した内容は次のとおりである。

- (1) クエンチ時の電流減衰時定数限界を計算した。 $\tau_a \approx 50 \text{ sec}$ 。
- (2) コイル保護方式として、励磁分割方式を提案した。分割数は18。
- (3) クエンチ時の異常電圧を低下させるため、各励磁分割コイルの中央部分を接地する方法を採用した。
- (4) 励磁分割の方法として、同一Naディスク24個を接続して1個の励磁分割コイルを構成する方法を提案した。この方法を使用すると、クエンチによるフエイルが1ディスク毎に分散されるため、特別の支持構造を必要としないだけでなく、磁界不均一度も小さくすることができる。D型コイルのディスク数は18であるから、励磁分割コイルの18個である。
- (5) 18励磁分割コイルのパワーリード抵抗、電源リード抵抗を計算した。合計 $24 \mu\Omega$ であり、34,720 A 通電のときの電圧降下は0.9 V である。
- (6) 励磁電源容量と励磁時間の関係を与えた。10時間励磁で、1台の容量が520 kVA である。電源台数は18。
- (7) コイル運転電流 I_0 を大きくすると、コイル保護の点で有利になることを、34,720 A と10,000 A の場合の比較検討によって示した。
すなわち、 I_0 が大きいほど励磁分割数は少なくてよい。

第7章 冷却負荷

トロイダルコイル全体が炉設計研究室の指示により 10^{-4} Torr の真空雰囲気におかれることになっている。したがって、外部から対流による熱侵入はなく、冷却負荷としては、常温の壁からの輻射及び支持物やパワーリードを介しての伝導によるものである。この外、中性子、 r 線による発熱、外部磁界により超電導線やコイル構造物に生ずる損失がある。

7.1 伝導・輻射による冷却負荷

コイルの向心力は、コイル間のクサビ構造およびコイル上下部の支持リングによって支える。支持リングはコイルの向心力により固定され、天井、壁面、床面には接触しない。コイルの自重は、コイルに固定されたピンをレバーを介して架台から吊り、水平方向への移動を拘束しない。真空槽外壁から He 槽への熱負荷を低減するために、多層積層断熱材 (SI) を適用すると共に He ベーパーシールドを設ける。He 槽への熱侵入の径路はほぼ Fig. 7.1 のように表わされる。なお、トロイダルマグネットの主軸側 (ポロイダルコイル側) は熱絶縁を施さず、He 槽そのままである。これはポロイダルコイルが He 温度に保たれるので、上下部からの輻射熱を輻射シールドで低減すれば十分だからである。

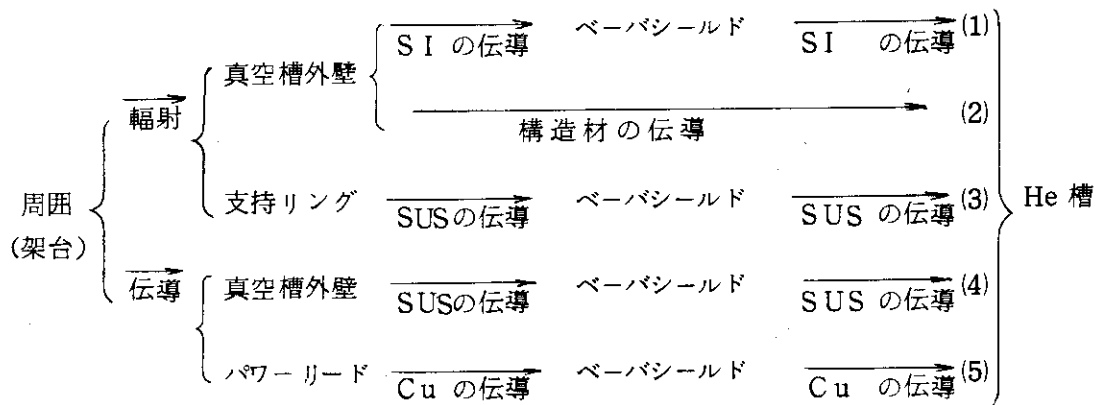


Fig. 7.1 He 槽への熱侵入径路

以下順を追って Fig. 7.1 の各径路の特徴を述べる。

- (1) トロイダルコイル全体がおかれている 10^{-4} Torr の真空雰囲気では、輻射による熱流を低減させるための多層積層断熱材 (スーパー・インシュレーション・SI) を適用するには不十分である。SI を適用するには、コイルを収納したヘリウム槽の周囲に真空槽を設けその内部に SI を施し真空度を 10^{-6} Torr 以上に保つことが必要である。

SI は、輻射による熱流を減少させるための反射率の高い輻射シールド板とスペーサーを重ね合せたものから構成され、その熱伝導率は、反射材やスペーサー材の特性にも依るが、単位長さ当たりの枚数に大きく依存し、侵入熱量を最少にする最適枚数が存在する⁽³⁶⁾。輻射による

侵入熱量は反射材の枚数が増加するとともに減少する (Fig. 7.2(イ))。一方、反射材とスペーサーの接触による伝導熱流は、枚数増加とともに大きくなる (Fig. 7.2(ロ))。従って全侵入熱量は、これらを加え合わせたものとなり (Fig. 7.2(リ))、単位厚み当りの最適枚数が存在する。

輻射による侵入熱流、及び接触による伝導熱流を加え合せた全侵入熱流 Q より、次式のようにして有効熱伝導率 (λ_{eff}) を定義する。

$$Q = \lambda_{eff} \frac{T_H - T_L}{\ell} S \quad (7.1)$$

ただし T_H : 高温側壁温
 T_L : 低 “
 ℓ : 高, 低温壁間隔 S : 面積

この有効熱伝導率 (λ_{eff}) は、輻射熱流が ($T_H^4 - T_L^4$) に比例するため、高温側壁温と低温側壁温の関数である。例えば、文献 (37) によると、外壁が室温 (300 K)、内壁が液体窒素温度 (77 K) の場合、その間に 10 層/cm の SI を用いると有効熱伝導率 (λ_{eff}) は 0.7×10^{-6} Watt/cm K 程度である。

この SI の中間に熱シールドをもうけることにより更に He 槽に流入する熱流を減らすことができる。この熱シールドには、液体 N_2 を流す場合と、He 槽で蒸発した He 蒸気を流す方法がある。このトロイダルコイルでは、次節以下に述べたように、中性子 γ 線による発熱、外部磁界による渦電流損などが大きいので、He の蒸発量が大きく、シールド温度が充分低くなるので He 蒸気によるベーパー・シールドを設ける。

ベーパーシールドの最適位置は、SI を通っての熱流と、パワーリードなどの支持物を通じた熱流、渦電流損などの割合や、SI の熱伝導率の温度依存性などにより異なる。Fig. 7.3 に、簡単のため SI を通っての熱流のみを考えたときのシールド位置による熱流の変化を示した。計算は、シールドの位置、シールド温度、外部の SI の有効熱伝導率、内部の SI の有効熱伝導率が自己無撞着になるように行なった。縦軸は、He 槽への侵入熱量に比例する量であり、横軸は、シールドの位置から He 槽までの距離と、外壁から He 槽までの間隔の比である。この図より、外壁と He 槽との中央付近にシールド位置を設けることにより、He 槽への熱流が最少となることがわかる。

外壁温度は、周囲から輻射によって外壁まで熱が伝えられる時の熱抵抗と、外壁から SI 等を横切って He 槽まで熱が伝えられる時の熱抵抗のバランスによって決まるが、前者が後者に比して非常に小さいので、周囲温度に近くなる。

(2) コイルを収納した He 槽は、完全な二重容器とならず、常温近い真空容器外壁と He 槽の間が構造材で直接接続される。この構造材を伝わって侵入する熱量は次式で与えられる。

$$Q_c = \frac{a}{\ell} \int_{T_1}^{T_2} \lambda(T) dT \quad (7.2)$$

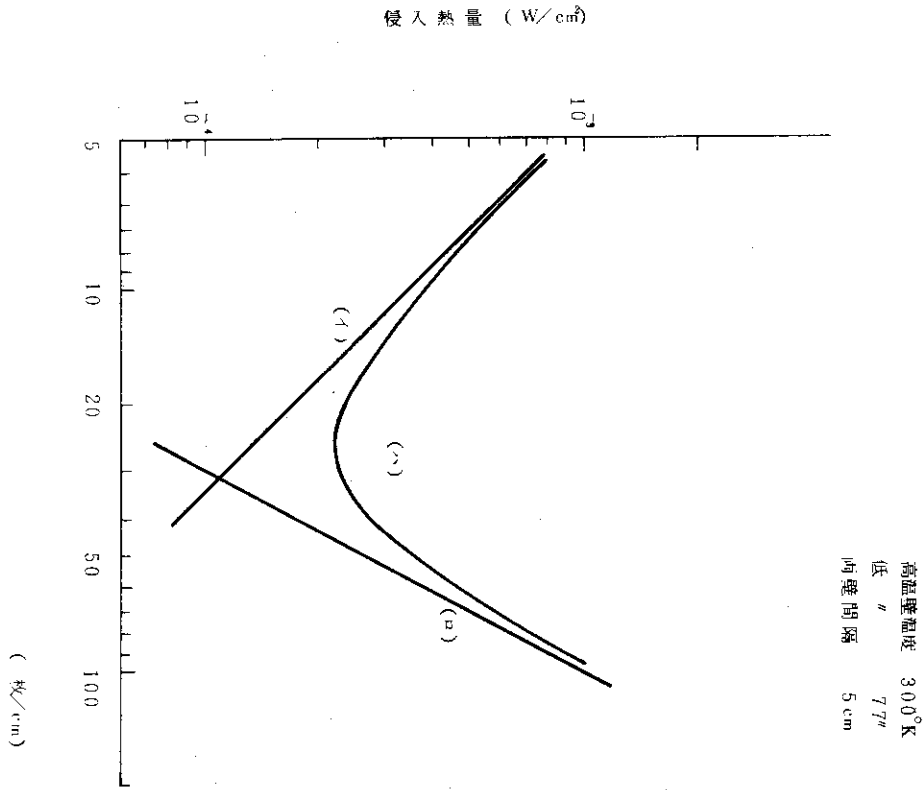


Fig. 7.2 SI を通ったの侵入熱量

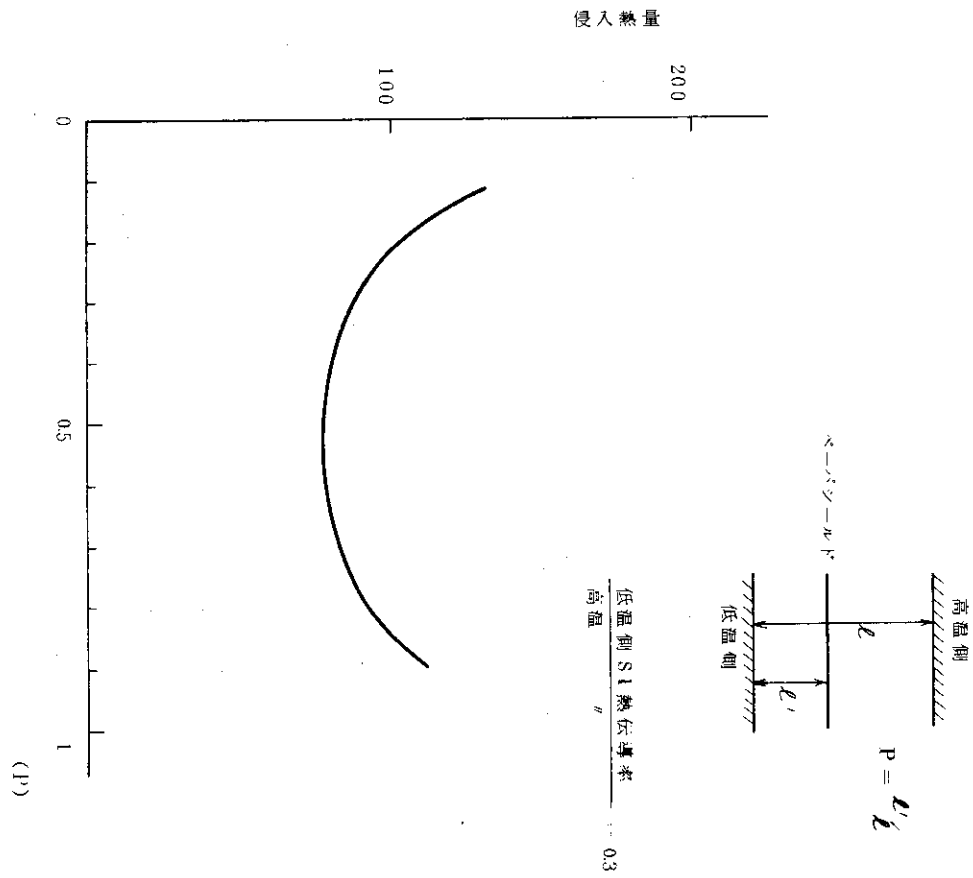


Fig. 7.3 ベーパー・シールドの位置と侵入熱量との関係

ただし a : 構造材の断面積
 l : " の長さ (高温側温度 T_2 , 低温側温度 T_1)
 λ : " の熱伝導率

- (3) コイル相互間に働く向心力は、コイル間のくさび構造 (第 5 章参照) と、コイル上部の支持リングによって支える。24 個のコイルは 2 個ずつ分離できる構造とする必要があるので、支持リングは真空槽に容れることはできない。このため支持リングの連結棒を通じて伝導による熱侵入がある。

この部分にも He 層からの蒸発 He ガスの比熱を利用するベーパーシールドを設けることにより、この熱侵入量を低減することができる。支持リングの構造材としては、ステンレス鋼が用いられ、これによる熱流は、(7.2) 式による。

この支持リングの連結棒を通して He 槽への熱流を考えると上記の熱流の他に、真空槽外壁を通しての伝導による熱流、及び周囲から支持リングへの輻射による熱流がある。このうち輻射による熱流は、反射率の高い輻射シールド板を何枚も重ねることにより低減することができ、次式によって与えられる。

$$Q_r = \sigma A \frac{\epsilon}{n+1} (300^4 - T^4) \quad (7.3)$$

ただし σ : ステファン・ボルツマン定数 $5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{ K}^4$
 ϵ : シールド板の輻射率
 n : シールド板の枚数

輻射率は、その材質、磨き方、温度によっても異なるが 0.05~0.03 を得るのは困難ではない。⁽³⁶⁾

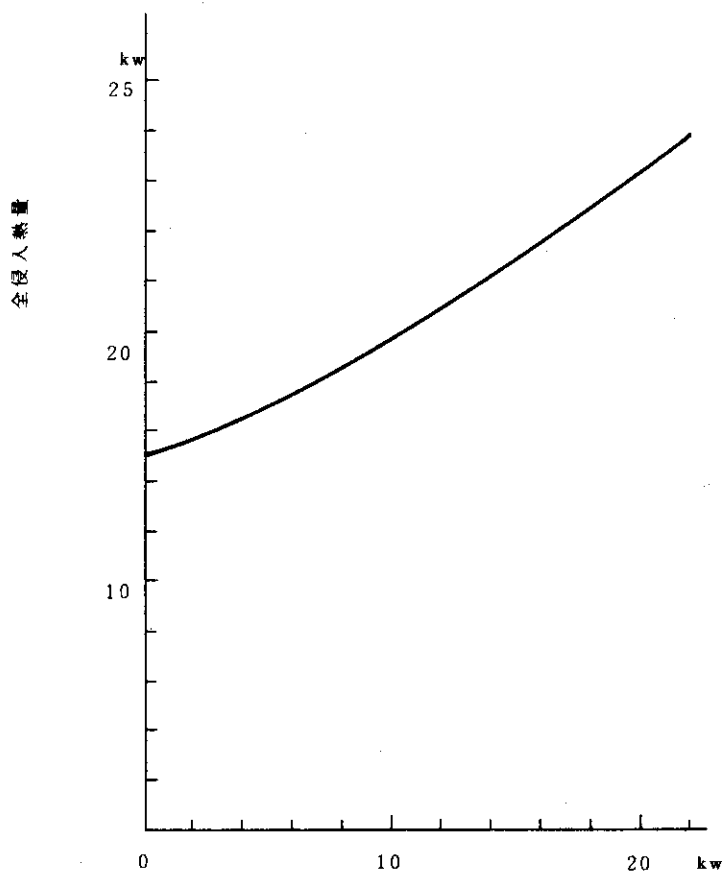
- (4) コイル相互間に働く向心力は非常に大きくて He 温度になったとき、コイルは中心方向に移動するのでコイルを床面に対して固定することは適当ではない。このためコイルに設けたピンとレバーで水平方向の移動は自由とする。このピンからの侵入熱量を低減するためにやはりベーパーシールドを設ける。
- (5) パワーリードによる熱量は、パワーリードにおけるジュール発熱と熱伝導項と、He 蒸気への熱移動量によって決まる。一般には、パワーリード長さ、その周囲長などによって熱流は変化するが電流 1 A 当り 1.2 mW の発熱が実験的に得られている。

トロイダルコイルの保護方法と関連し、コイルは各々 18 のディスクに分割し、ディスク毎に 24 個を He 温度において直列に接続する。したがってパワーリードは $18 \times 2 = 36$ 本あり、各ディスク 34720 A の電流が流れる。したがってパワーリードの熱流は 1.50 kW となる。

以上述べてきた径路を通して熱侵入量は、He の蒸発量、ベーパーシールドの温度をも考慮して、各部における熱流のバランスを満たす連立方程式を解くことによって求められる。この量は、ベーパーシールドを通る蒸発量によって異なるので、7.2~7.4 節で検討する中性子・ γ 線による発熱、超電導線に生ずる損失、構造体中の渦電流損の合計をパラメータとして計算すると Table 7.1, Fig. 7.4 のようになる。

Table 7.1 He 容器への侵入熱量

中性子 γ 線放射・渦電流損	パワーリード	伝導輻射	計
0 kW	1.50 kW	12.70 kW	14.20 kW
5 "	1.50 "	10.35 "	16.85 "
10 "	1.50 "	8.25 "	19.75 "
15 "	1.50 "	6.50 "	23.00 "
20 "	1.50 "	4.75 "	26.25 "



中性子・ γ 線発熱，超電導発熱，構造体発熱

Fig. 7.4 He 槽への侵入熱量

7.2 中性子・ γ 線による発熱

JAERI - M 6046⁽³⁹⁾によると今回の設計において、SCM領域の中性子束の最大値は $2 \times 10^8 / \text{cm}^2 \cdot \text{sec}$ 、ガンマ線束の最大値は $4 \times 10^7 / \text{cm}^2 \cdot \text{sec}$ に達する。この時の発熱量は Fig. 5.7 (P. 21)⁽³⁹⁾ に示されている。ここでは炉設計研究室の指示に従い、遮蔽計算の精度からくる安全率を 10、Streaming効果による増倍率を 2 とする。結局、積をとって、安全率として 20 倍をとる。この時、Fig. 7.5 の点線で示される発熱量の空間分布をもち、ガンマ線に起因する発熱が主要素である。ここで発熱量分布は内表面で最大値 $5 \times 10^{-5} \text{ Watt/cc}$ をとり、Fig. 7.5 の実線のように log-scale で直線であらわされる減衰を示すものとする。従って単位体積あたりの発熱量 h は次のように表現される。

$$h = A_0 \exp(-x/d) \quad (7.4)$$

ここで A_0 : 内側の表面での発熱量 ($5.0 \times 10^{-5} \text{ watt/cc}$)

d : 発熱量が $1/e$ で減衰する距離 (0.15 m)

x : SCM領域の内側の表面からの距離

すると 1 コイルあたりの発熱量 H は次のようにあらわされる。

$$\begin{aligned} H &= \int h dV \\ &= \int_0^a A_0 e^{-\frac{x}{d}} S_0 \frac{\ell + 2x}{\ell} dx \\ &= A_0 S_0 d \left\{ 1 + \frac{2d}{\ell} - e^{-\frac{a}{d}} \left(1 + \frac{2d}{\ell} + \frac{2a}{\ell} \right) \right\} \quad (7.5) \end{aligned}$$

ここで a : コイルの厚さ (1.28 m)

S_0 : コイルの内側の表面積 (44.5 m^2)

ℓ : コイルの内直径 ($\ell = 12.5 \text{ m}$)

計算の結果、1 コイルあたりの発熱量は次のようになる。

$$H (1 \text{ coil}) = 0.342 \text{ kW}$$

$$H (24 \text{ coil}) = 8.20 \text{ kW}$$

7.3 超電導線に生じる損失

トロイダルコイルの超電導巻線に生ずる損失には、

- (1) 複合線の接続部分のジュール損
- (2) 超電導コイルの励磁・減磁時の損失
- (3) ポロイダル磁界によって生ずる交流損
- (4) 中性子・ γ 線照射による発熱

が考えられる。(4)は前節で論じているので、本節では(1)(2)(3)について述べる。

7.3.1 接続損失

複合超電導線はスロット単位に製作するので、スロット間で 1 ケ所ずつ接続部が生ずる。他デ

ディスクとの接続箇所をも加えて、1ディスクの接続部は計20ヶ所である (Fig. 7.6)。したがって、1D型コイルでは360ヶ所、全コイルでは860ヶ所になる。この値はターン数そのものである。他コイルやパワーリードとの接続の方法によっては全コイルで数10ヶ所、接続箇所が増加することもありうる。

本節では、接続部の接続抵抗、コイル運転時の電圧降下、および損失について論ずる。Fig. 7.7の接続法における接続抵抗 R_{con} は

$$R_{con} = \frac{r_{con}}{3 W_{con} \ell_{con}} \quad (\Omega) \quad (7.6)$$

で与えられる。ここで、 r_{con} ($\Omega \cdot m^2$) は接続部表面抵抗、 W_{con} (m) は接続巾、 ℓ_{con} (m) は接続長さ、係数3は接続面が3ヶ所あることを示す。接続面は、電気的にはPb-Sn溶ダで接続されており、その接続表面抵抗は我々の測定データをとると、 $r_{con} \approx 7 \times 10^{-9} \Omega \cdot cm^2$ である。接続巾 W_{con} は接続されている複合線の巾のせまい方の値である。各接続部分の W_{con} を Table 7.2 に示す。接続長さを1mとした場合の接続抵抗 R_{con} 、それに定格運転電流34,720 Aを通电したときの電圧降下、およびそのときの接続部発熱も Table 7.2 に示す。

この計算結果から1ディスク、1コイル、全コイルの抵抗、電圧降下、発熱も簡単にわかる。それらも Table 7.2 に示す。トロイダルコイル全体の接続抵抗は $0.05 \mu\Omega$ 、電圧降下は1.5 mV、発熱は50 Wである。この発熱量は他の損失に較べると非常に小さい。

7.3.2 励磁・減磁による損失

超電導コイルの励磁・減磁時にはコイル内に電力損が生ずる。損失には1回目励磁、2回目以降励磁、減磁の3過程について若干の相違がある。これは超電導内部の磁界分布変化の様子が異なるからであり、超電導芯線の径が大きくなるほど、または芯線間に結合が生ずると、3過程の損失の差は大きくなる。しかし、この設計では、励磁減磁時には結合がないとしており、また、芯線径も小さいので、励磁プロセスによる損失の違いはほとんどない。励磁減磁速度は遅いので、基材中の渦電流損は無視でき、損失は超電導体のヒステリシス損だけである。

励磁または減磁の1プロセスでの超電導芯線のヒステリシス損は、電流 $0 \rightarrow I_0$ 、または $I_0 \rightarrow 0$ 、に伴う磁界変化 $0 \rightarrow B_w$ 、または $B_w \rightarrow 0$ に応じて

$$Q_1 = J_c B_w V d / 4 \quad (J) \quad (7.7)$$

B_w (T) : 電流 I_0 に対応する印加磁界

J_c (A/m^2) : $B = 0 \rightarrow B_w$ における平均臨界電流密度

d (m) : 超電導芯線の直径

$V = y \ell d$: 超電導芯線の体積、円形の場合、 $V = \frac{\pi d^2 \ell}{4}$

ℓ (m) : 芯線の長さ

で与えられる。この計算式は Fig. 7.8 のモデルで計算された。

1スロットにおさめられる Double conductor の芯線数を n とすると、Double conductor の損失は

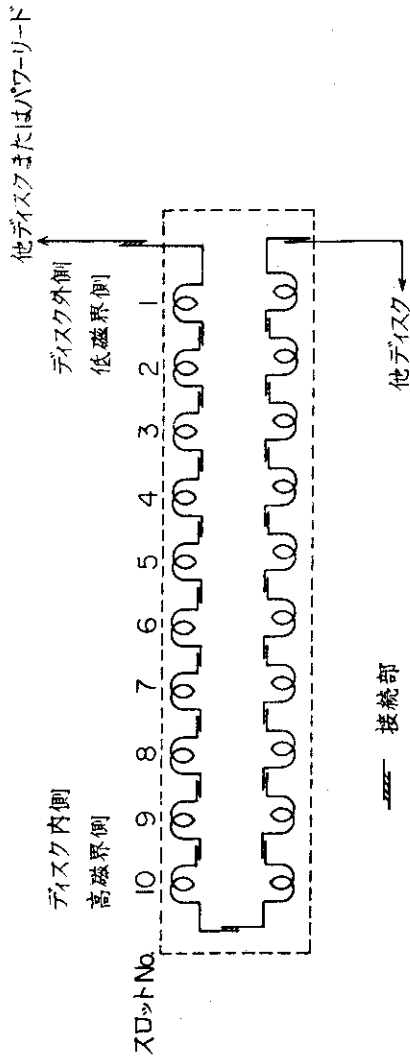


Fig. 7.6 ディスク内の接続部分配置

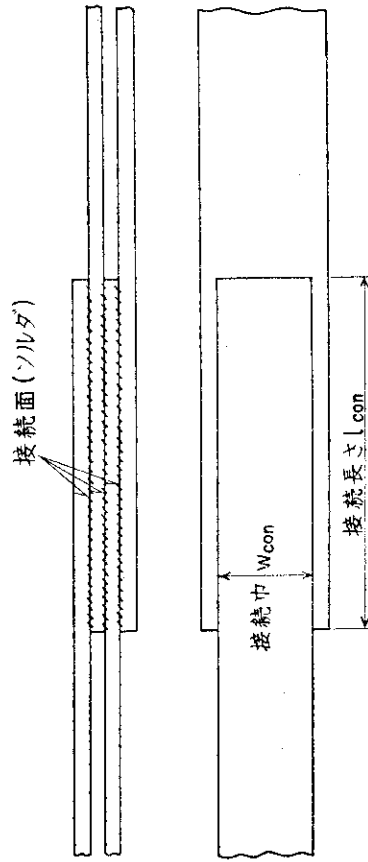


Fig. 7.7 接続部概念図

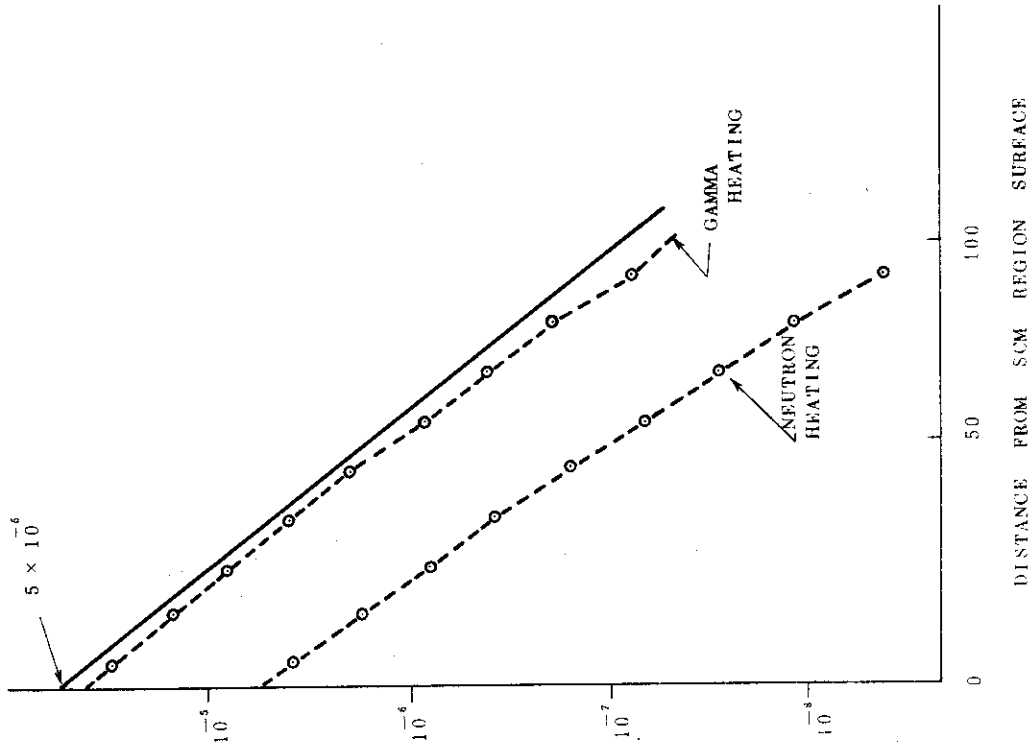


Fig. 7.5 中性子・ γ 線による発熱分布

Table 7.2 接続部の抵抗, 電圧降下, 発熱

接 続 位 置	接続巾 W_{con} (cm)	接続長さ $l_{con} = 1$ m のとき の接続抵抗 R_{con} (Ω)	$l_{con} = 1$ m のとき ときの電圧降下 (μV)	$I_0 = 34720$ A の そのときのジュール損 (mW)
他ディスクースロット No.1	3.6	6.5×10^{-12}	0.22	7.8
スロット No. 1-2	3.6	"	"	"
2-3	4.0	"	0.20	7.0
3-4	4.4	"	0.18	6.4
4-5	4.8	"	0.17	5.9
5-6	5.1	"	0.16	5.5
6-7	5.2	"	"	5.4
7-8	5.6	"	0.14	5.0
8-9	6.0	"	"	4.7
9-10	6.4	"	0.13	4.4
10-10	6.9	"	0.12	4.1
1 ディスク		9.65×10^{-11}	3.34 μV	0.11 W
1 コイル		1.74×10^{-9}	60.1 μV	2.09 W
全 コイル		4.17×10^{-8}	1.44 mV	50.2 W

$$Q = nQ_1 = nJ_c B_w Vd / 4 \quad (7.8)$$

になる。なおヒステリシス損は励磁速度に依存しない。

第3章で述べたように、Nb-Ti の芯線径は18 μm, Nb₃Sn のそれは22 μmであるから1本の芯線の体積は Table 7.3 に示す値になる。各スロットでの B_w はスロットに沿って磁界の平均値をとっており、J_c は B_w/2 のときの値である。各スロットの Double conductor の励磁または減磁時の損失を表7.3 に示す。1ディスク、1コイル、全コイルの損失はそれぞれ、1, 18, 430 kJ である。励磁減磁とも行なう場合は、これらの値の2倍になる。励磁時間 t₀ で全コイル損失を除いた値 P_t (W) を Fig. 7.9 に示す。t₀ = 10 hr のとき P_t = 12 W であり、クライオスタットやパワーリードの損失に較べてかなり少ない。

7.3.3 ポロイダル磁界による損失

ポロイダル磁界のうち、トロイダルコイルの複合線に垂直に印加している主たるものは Vertical field である。これはD型コイルの上部と下部で、Fig. 2.4 のような向きに磁界が複合線に印加する。Vertical field の時間的変化を Fig. 7.10 に示す。この場合の損失をヒステリシス損と渦電流損にわけて計算する。

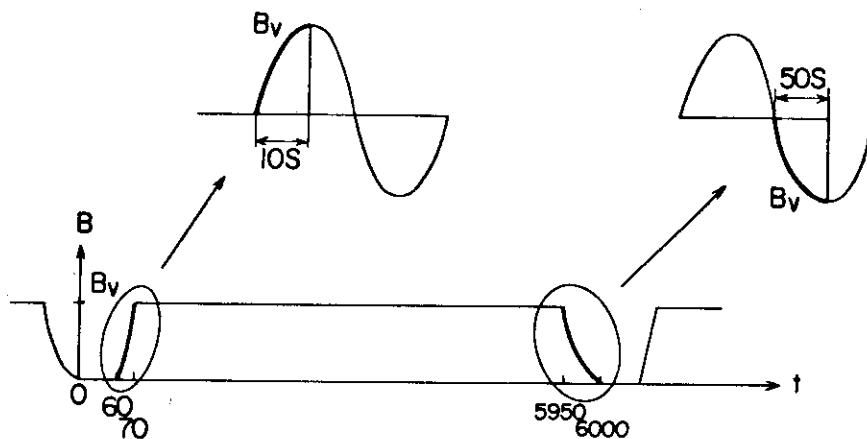


Fig. 7.10 ポロイダル垂直磁界の波形

10 sec の立上り磁界と 50 sec の減衰磁界による Double conductor ヒステリシス損は、超電導芯線が結合しているため、

$$Q_h = \frac{V J_{ca} B_v^3}{12 B_a^2} \quad (J) \quad (7.9)$$

B_a (T) : (2.8) 式

B_v (T) : Fig. 7.10 のピーク値

V = 8abℓ : Double conductor の体積

と計算される。一周期を τ (= 6000 s) とおくと、(7.9) は

Table 7.3 励磁または減磁による損失

スロットNo	芯線平均長 l (m)	1本の芯線の 体積 V (m^3)	Double conductor の芯線数	B_w (T)	J_c (A/m^2)	Double conductor の損失 (J)
1	51.3	1.31×10^{-6}	49096	0.8	3.3×10^9	7.6
2	50.7	"	57760	1.6	3.1 "	17
3	50.0	"	70756	2.4	3.0 "	29
4	49.4	"	85196	3.2	2.9 "	45
5	48.7	"	105412	4.0	2.7 "	64
6	47.9	"	17700	4.8	4.2 "	36
7	47.2	"	21948	5.6	4.1 "	50
8	46.4	"	26904	6.4	4.0 "	67
9	45.5	"	31388	7.2	3.9 "	84
10	44.6	"	34456	8.0	3.8 "	98
1 デイスク						0.996 kJ
1 コイル						17.9 kJ
全コイル						430 kJ

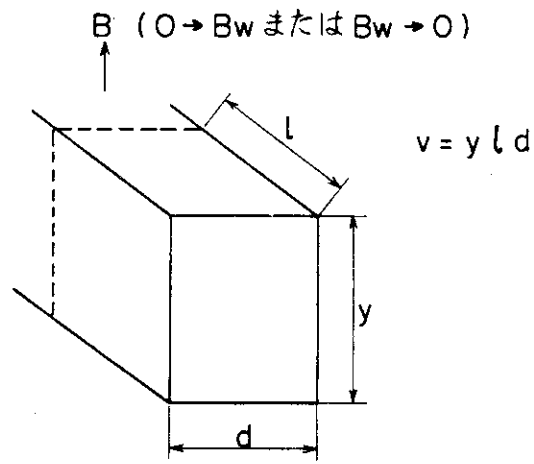


Fig. 7.8 励減磁時の損失計算のための超電導体モデル

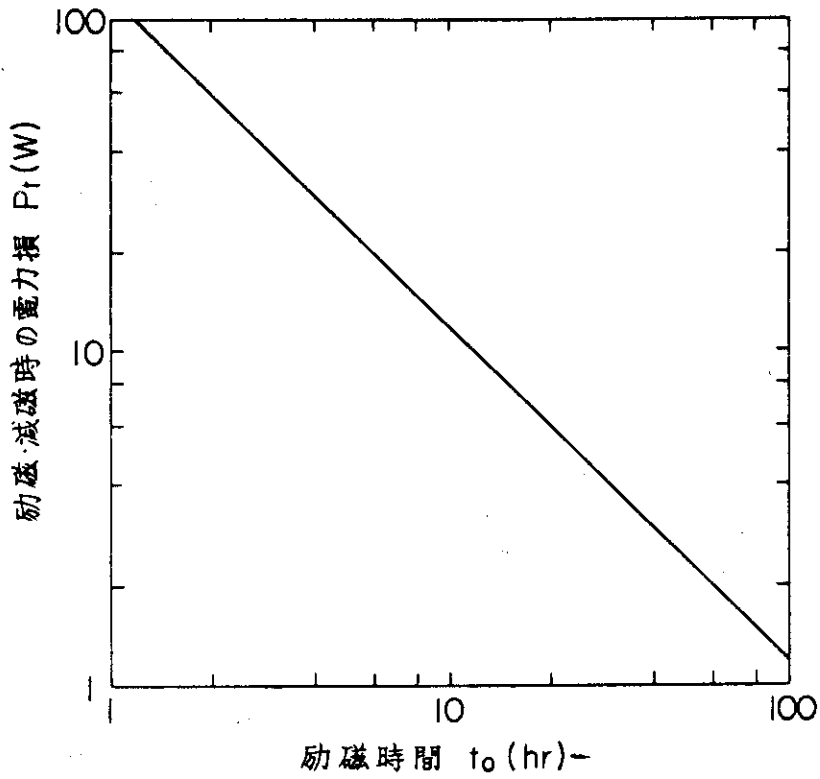


Fig. 7.9 トロイダレコイルの励磁・減磁時の電力損失

$$P_h = \frac{V J_c a B_v^3}{12 B a^2 \tau} \quad (W) \quad (7.10)$$

に変形できる。

基材中の渦電流損は、Fig. 2.4の $(2b - 2b') \times 2a$ の断面部分（ハッチング部）で主に生ずる。Fig. 7.10のB変化部分は正弦波の $\frac{1}{4}$ 波長分と考えて計算すると、Double conductorの渦電流損は

$$P_e = \frac{4 \rho B_v^2 (b - b') \ell}{\mu_0^2 a} \left(\frac{10}{6000} \alpha_{10} + \frac{50}{6000} \alpha_{50} \right) \quad (W) \quad (7.11)$$

$$\alpha_k = \frac{1}{\Delta k} \cdot \frac{\sinh(2/\Delta k) - \sin(2/\Delta k)}{\cosh(2/\Delta k) + \cos(2/\Delta k)}$$

$$\Delta k = \frac{\delta k}{a}$$

$$\text{skin depth } \delta k = 503.3 \sqrt{\frac{\rho}{f k}} \quad (m)$$

f (Hz) : 交流磁界の周波数

ρ ($\Omega \cdot m$) : 基材の抵抗率

ℓ (m) : Double conductor 長さ（スロット長に相当）。

で与えられる⁽⁹⁾。 $\Delta > 1.6$ のとき、 α_k は近似的に

$$\alpha_k = \frac{4}{3 \Delta k^4} \quad (7.12)$$

で表わされる。

スロット No.1 - 5 の複合線 (Nb - Ti) に Vertical field のピーク値 $B_v = 2$ T, No.6 - 10 の複合線 (Nb₃ Sn) に $B_v = 1$ T が印加するとみなして、複合線の損失を計算した。ヒステリシス損失が渦電流損の 5 ~ 7 倍である。これら 2 種の損失の和である交流損は、1 ディスク、1 コイル、全トロイダルコイルにおいて、各々、0.4 W, 7.2 W, 170 W になる。この値はクライオスタート損よりもかなり小さい。

7.4 コイル構造体の渦電流損

7.4.1 渦電流損の計算方法

ポロイダル磁界の時間変化は、又、コイル構造体中に渦電流をひきおこす。構造体の断面積・体積が大きいため、渦電流による発熱量はかなり大きくなる。渦電流の解析は物体の形状や磁界分布に大きく依存し、より厳密にはマックスウェルの方程式を解かなければならないが、⁽⁴⁰⁾ここで

は近似的に次式で計算する⁽⁴¹⁾。

$$q \cong \frac{4}{3\pi} \frac{B_p^2 \times A}{\rho \times \tau} \quad (7.13)$$

$$Q \cong \int \frac{4}{3\pi} \frac{B_p^2 \times A}{\rho \times \tau} dV \quad (7.14)$$

- ここで A : 構造体断面積 (= 1.15 m²)
 ρ : 抵抗率 (= 10 × 10⁻⁸ Ωm)
 τ : rise time
 q : 単位体積あたりの発熱量

ここで B_p は垂直磁界と変流器コイル磁界とプラズマ電流のつくる磁界とからなっており、その和の時間変化をとらなければならない。しかし、Fig. 7.11 に示すように、垂直磁界と変流器コイル磁界とプラズマ電流のつくる磁界の時間変化はそれぞれ異っている。そこで、おのおのの磁界が単独に存在した時に発生する渦電流の値を計算し、最後に和をとることで近似計算することにする。

$$Q \cong Q_V + Q_{OH} + Q_{PL}$$

$$\cong \frac{4}{3\pi} \int \frac{B_V^2 \times A}{\rho \times \tau_V} dV + \frac{4}{3\pi} \int \frac{B_{OH}^2 \times A}{\rho \times \tau_{OH}} dV + \frac{4}{3\pi} \int \frac{B_{PL}^2 \times A}{\rho \times \tau_{PL}} dV \quad (7.15)$$

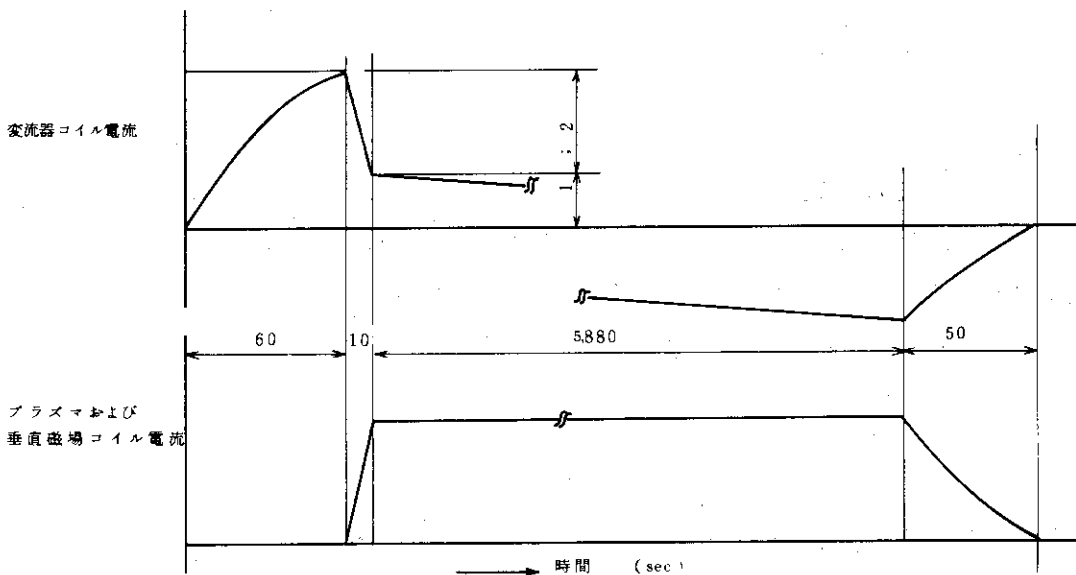


Fig. 7.11 電流の時間変化

7.4.2 垂直磁界変化による渦電流損

垂直磁界変化による渦電流損は次式で算出される。

$$Q_v \cong \frac{4}{3\pi} \int \frac{B_v^2 \times A}{\rho \times \tau_v} dV$$

$$\cong \frac{4}{3\pi} \frac{1}{\rho \tau_v} \sum B_v^2 \cdot A \cdot \Delta V \quad (7.16)$$

Table 4.1 で与えられる B_v^2 の分布を使って計算すると、

$$Q_v \cong 2,362 \text{ MJ} \times \frac{1}{\tau \text{ (sec)}} \quad (\text{MJ})$$

この結果は $B_v^2 = 0.350 \text{ T}^2$ に相当する。

立上り時に $\tau_v = 10 \text{ sec}$, 立下り時に $\tau_v = 50 \text{ sec}$ として、次のように計算される。

$$Q_v \cong 2362 \times \left(\frac{1}{10} + \frac{1}{50} \right) = 283 \text{ MJ}$$

$T = 6000$ 秒の運転時間で割ると、

$$\frac{Q_v}{T} = 47.3 \text{ kW}$$

この値は冷凍機の効率・炉の電気出力を考慮すると非常に大きい。従って、コイル構造体を電氣的に一体のものとして、18 ディスク間を相互に電気絶縁する必要がある。この時式 (7.16) における A が $1/18$ の大きさになるので Q_v , Q_v/T も $1/18$ となる。

$$Q_v' = 15.7 \text{ MJ}$$

$$\frac{Q_v'}{T} = 2.62 \text{ kW}$$

7.4.3 変流器コイル磁界変化による渦電流損

変流器コイル磁界変化による渦電流損は式 (7.17) で算出される。

$$Q_{OH} = \frac{4}{3\pi} \int \frac{B_{OH}^2 \times A}{\rho \times \tau_{OH}} dV$$

$$= \frac{4}{3\pi} \frac{1}{\rho \tau_{OH}} \sum B_{OH}^2 \cdot A \cdot \Delta V \quad (7.17)$$

Table 4.2 で与えられる B_{OH}^2 の分布を使って計算すると、

$$Q_{OH} = 973 \text{ MJ} \times \frac{1}{\tau_{OH}(\text{sec})}$$

この結果は $B_{OH}^2 = 0.144 \text{ T}^2$ に相当する。変流器コイル電流の立上り時に 60 sec, プラズマ立上り時に 10 sec, 逆振りした電流を 0 に戻す時に, 50 sec 要するとして次のように計算される。但し残りの 5880 sec については $1/\tau$ が充分小さくなるので除外する。

$$Q_{OH} = 973 \text{ MJ} \times \left(\frac{1}{60} + \frac{1}{10} + \frac{1}{50} \right) = 133 \text{ MJ}$$

T = 6000 秒の運転時間で割ると,

$$\frac{Q_{OH}}{T} = 22.1 \text{ kW}$$

18 ディスク間を相互に電気絶縁するとして Q_{OH} , $\frac{Q_{OH}}{T}$ の $1/18$ をとる。

$$Q'_{OH} = 7.39 \text{ MJ}$$

$$\frac{Q'_{OH}}{T} = 1.24 \text{ kW}$$

7.4.4 プラズマ電流の変化による渦電流損

プラズマ電流のつくる磁界変化による磁電流損は同様に式 (7.18) で算式される。

$$\begin{aligned} Q_{PL} &\cong \frac{4}{3\pi} \int \frac{B_{PL}^2 \times A}{\rho \times \tau_{PL}} dV \\ &\cong \frac{4}{3\pi} \frac{1}{\rho \times \tau_{PL}} \Sigma B_{PL}^2 \cdot A \cdot \Delta V \end{aligned} \quad (7.18)$$

プラズマ電流を 8 MA として, 楕円積分を数値積分する計算プログラムを使って B_{PL} の分布を計算する。Table 4.3 に B_{PL} 分布の計算結果を示す。

式 (7.18) を Table 4.3 で与えられる B_{PL}^2 を使って計算する。

$$Q_{PL} \cong 540 \text{ MJ} \times \frac{1}{\tau_{PL}(\text{sec})}$$

なお, この結果は $B_{PL}^2 = 0.080 \text{ T}^2$ に相当する。

ここで, 立上り時に 10 sec, 立下り時に 50 sec 要するとして次のように計算される。

$$Q_{PL} \cong 540 \text{ MJ} \times \left(\frac{5}{10} + \frac{1}{50} \right)$$

$$\cong 64.8 \text{ MJ}$$

T = 6000 秒の運転時間で割ると、

$$\frac{Q_{PL}}{T} = 18.8 \text{ kW}$$

18 ディスク間を相互に電気絶縁するとして Q_{PL} , $\frac{Q_{PL}}{T}$ の $1/18$ をとる。

$$Q_{PL}' = 3.60 \text{ MJ}$$

$$\frac{Q_{PL}}{T} = 0.60 \text{ kW}$$

7.4.5 コイル構造体中の渦電流損の合計

上記はディスクの構造体中の渦電流損の計算であるが、この他に、ヘリウム・キャンやヘリウム・キャンの外にある構造体中の渦電流損も冷却負荷に関係する。ここでは、ヘリウム・キャンの内のコイル構造体とヘリウム・キャンでの渦電流損の合計をとることとする。

ヘリウム・キャンでの渦電流も式 (7.14) で計算される。この式で $A = 0.111 \text{ m}^2$ として計算して、 $Q_{HC} = 4.4 \text{ MJ}$, $Q_{HC}/T = 0.74 \text{ kW}$ が得られる。

すると、コイル構造体中の渦電流損の合計は Table 7.4 に示すように 5.2 kW になる。この時、18 ディスク間は相互に電気絶縁されているものとする。

Table 7.4 構造体中における渦電流損

	Q	Q/T
垂直磁界によるもの	15.7 MJ	2.62 kW
変流器コイル磁界によるもの	7.4 MJ	1.24 kW
プラズマ電流によるもの	3.6 MJ	0.60 kW
小 計	26.7 MJ	1.46 kW
ヘリウム・キャン	4.4 MJ	0.74 kW
合 計	31.1 MJ	5.20 kW

7.5 冷却負荷合計と考察

クライオスタット内部での発熱は、(1)中性子・ γ 線による発熱 8.20 kW , 超電導線における損失 0.23 kW , 構造体での渦電流損 5.20 kW の合計 13.63 kW である。したがって、7.1 節の検討から熱輻射・伝導による侵入熱は 5.95 kW になる。さらに、パワーリード 36 本から

の侵入熱 1.50 kW を加え、7.45 kW が熱輻射・伝導侵入熱の合計になる。

以上の計算から、冷却負荷の総計は 21.08 kW である。

冷却負荷 21.08 kW は時間平均した値であるが、現実には、変流器コイル電流の立下り時および垂直磁界コイル電流の立上り時の 10 sec 間の損失が問題になる。この短時間損失は平均損失の約 500 倍である。

短時間損失は主にディスク構造体中で発生するが、そのときのディスク構造体の温度上昇はその熱容量のため 0.1 K 以下に抑えられる。したがって、短時間損失が超電導線に悪影響を及ぼすことは全くありえないとみなすことができる。

第8章 冷却システム設計

8.1. 冷却システム構成

本設計の超電導トロイダルマグネットは、その規模が現在実現されているものに比して2桁大きいので、冷却系の容量も非常に大きくなる。第7章に述べたように、定格時の4.2 Kにおける冷却負荷は、21.1 kWである。冷却系は一般に定格負荷の他に変動に対する復元力を考慮して、定格の少くとも、1.2倍程度の設備を持つ必要がある。したがって、この場合26 kWの冷却系（35 kℓ/hの液化系）となる。

大形のHe液化機は通常Claude式のものであり、Fig. 8.1のフローに従う。液化率 $y = \dot{m}_f / \dot{m}$ は次式で与えられる。

$$y = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_f} + x \frac{\Delta h_e}{h_1 - h_f} \quad (8.1)$$

ただし $x = \dot{m}_e / \dot{m}$, h : エンタルピー, \dot{m} : 流量
 Δh_e は膨張機を通るときのエンタルピー差
 添字 1, 2, f, e は Fig. 8.1 参照

一般には、 $x = 1.00$, 圧縮機出口圧力 15 atm として、液化率 0.10 となる。

冷却系の構成を考えるに際しては初期冷却について十分考慮しなければならない。300 K から 30 K まで Cool Down する時間を 10 日程度とすると、20 K の He ガス冷却機を用いたときの必要流量は、 $W = 100 \text{ gr/s-Coil}$ であることは 5.9 節で述べた。液化機を予冷に用いるには、J T 熱交換器の手前から低温ガスを取り出すが、コイルが十分に冷却されるまでは高温ガスが熱交換器に戻ることでなくなり、液化機の最適設計点で働かないので、冷凍機を別に設けた方がよい。

以上のことを考えて、3000ℓ/hの液化機及び(20 K, 2.5 kW)の冷凍機を12台設備する必要が生じ、付帯設備も含め Fig. 8.2, Table 8.1 のようになる。付帯設備については次のように考える。

液体 He コンテナは予冷温度から 4.2 K までに要する初期冷却、常時張込量に移送効率を見込み、さらに貯蔵余力を加えて 90,000 ℓ とした。回収能力については、液注時と定常時の大きい方の回収速度から決定した。He ガスシリンダの容積は系全体の液体 He がガス化しても貯え得る量とした。

冷凍機の効率は熱力学の第2法則により、必要最小動力 W_c は高温側、低温側の温度の関数として次のように表わされる。

$$\frac{W_c}{Q} = \frac{T_0 - T}{T} \quad (8.2)$$

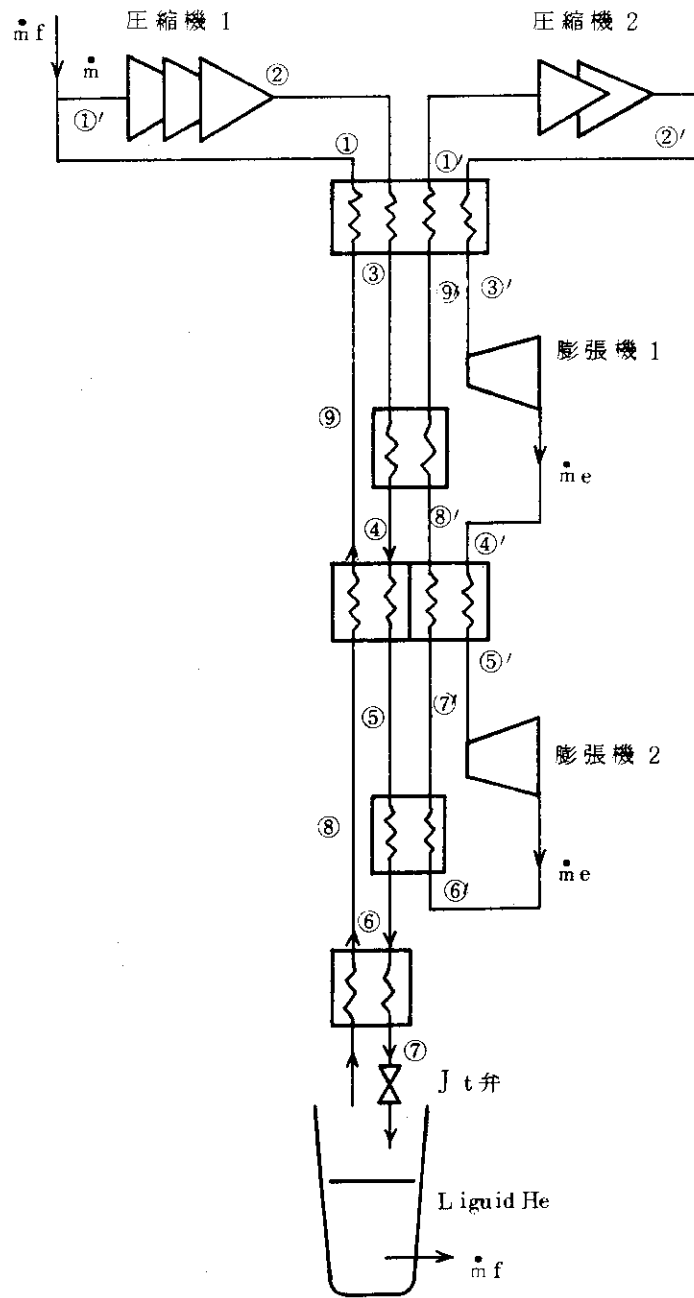


Fig. 8. 1 Claude 式 He 液化機 フロー

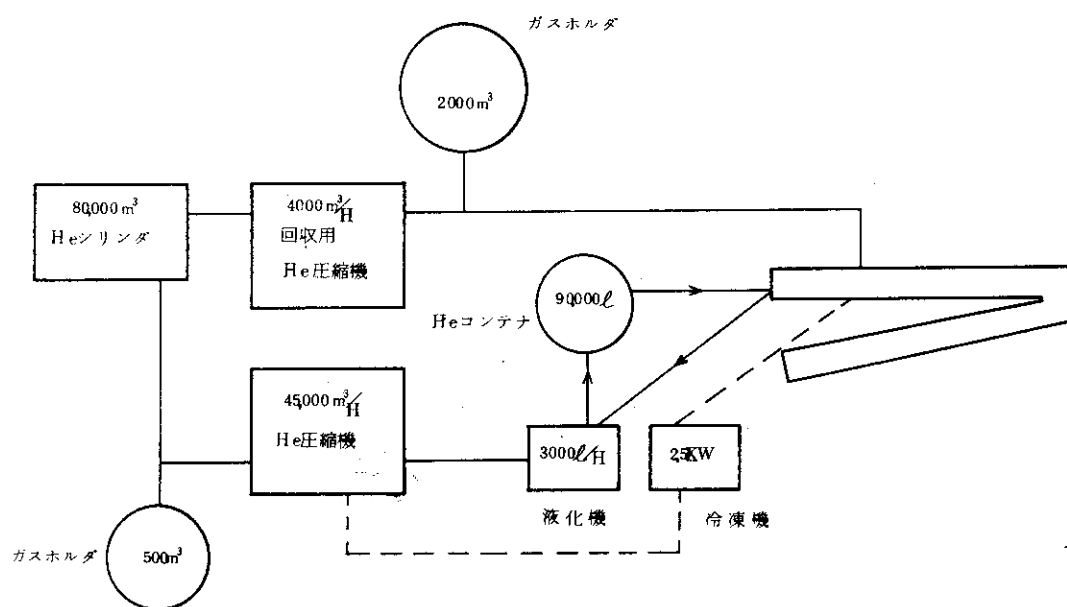


Fig. 8.2 冷凍液化ユニット構成図

Table 8.1 冷却系諸元

冷却負荷	21.1 kW	
液体 He 量 (クライオスタット内)	4,000 ℓ × 24	96,000 ℓ
(He コンテナ内最大)	90,000 ℓ × 12	1,080,000 ℓ
冷凍機 (20K)	2.5 kW × 12台	
液化機	3,000 ℓ/h × 12台	
貯蔵 He ガス 量	80,000 m³ × 12	
冷凍補機動力	10.6 MW	

ただし、 Q : 冷凍能力
 T_0 : 高温側温度 (300 K)
 T : 低温側温度 (4.2 K)

実際の冷凍機では、熱交換器、圧力損失、圧縮機、膨張機などの損失があるため、この動力より大きな値を必要とする。このためには次式で定義される Percent Carnot を用いて評価するのが適当である。

$$\text{Percent Carnot} = \frac{W_c/Q) \text{ carnot}}{W_c/Q) \text{ actual}} \times 100 \quad (8.3)$$

Percent Carnot は冷凍機容量が大きくなるにしたがって大きくなり 100 に近づく。現在までに稼動している冷凍機の Percent Carnot は、文献⁽⁴²⁾によれば Fig. 8.3 に示す値になり、現在の最高の Percent Carnot は 30 程度である。したがって 4.2 K 冷凍機では、 $W_c/Q) \text{ carnot} = 70.6$ であるから、最大規模の冷凍機で 1 W の冷凍能力を得るに要する動力は約 250 W である。

液化機においては、 $W_c/Q) \text{ carnot} = 236 \text{ W} \cdot \text{Hr}/\ell$ で、蒸発潜熱を用いて換算すると、 $W_c/Q) \text{ carnot} = 326$ となる。この違いは、液化機では系外に低温流体を取り出すために生ずる。実際に液化機を働かせる場合、ベーパーシールドを通して幾らか温度が上昇したガスがクライオスタットから戻ってくるので、このガスを液化機のガスの戻り側に返すことにより、動力費の低減が可能である。したがって最小仕事比 $W_c/Q) \text{ carnot}$ は、70.6 と 326 の中間となり、この場合 1 W の冷凍を得るに要する動力は約 500 W をとるのが妥当である。

8.2 多段冷凍液化系の検討

以上、現在一般に用いられるシステムを用いて検討を進めてきたが、超電導トロイダルマグネットのような大形装置では、汎用冷凍機を用いるのではなくコイルと一体となった冷却システムの設計が望まれる。これについて概略を述べる。(Fig. 8.4)

- (1) シールド温度は液化冷却機の第一熱交換器で熱交換後の低温ガスをバイパスして、ベーパーシールド温度を一定値に保つ。(保冷)
- (2) J T 熱交換器の直前の低温ガスをバイパスしてコイルを冷却する。(予冷)
- (3) 蒸発ガスは再生熱交換器(シールド)で熱交換後、回収される。
- (4) He ガス液化

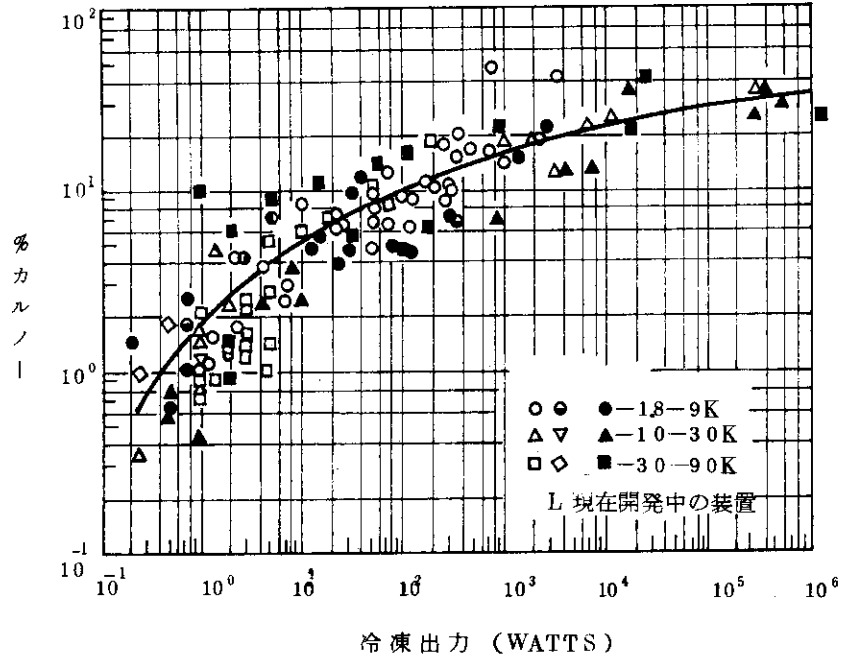


Fig. 8.3 極低温冷凍機（液化機）の冷凍出力と効率の関係

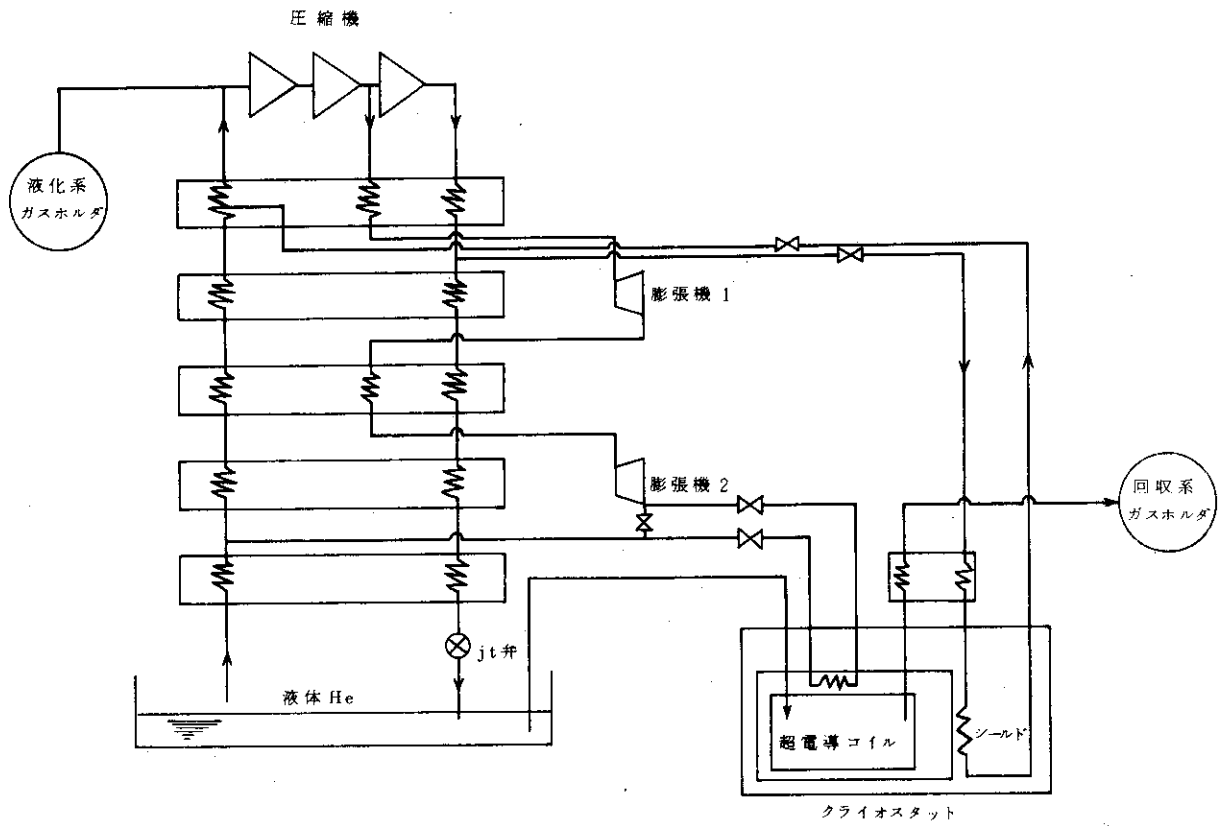


Fig. 8.4 多段冷凍液化系フロー

第9章 む す び

核融合炉からの出力を経済的に取り出すためには、超電導トロイダルマグネットは不可欠のコンポーネントである。また実用炉の開発段階、すなわち臨界プラズマ条件確立以降の実験炉、原型炉、実験炉の段階でも、マグネットが大型化され、運転時間が長くなるにつれて、大電力が必要となり、現在の水冷却型の銅コイルは技術的にも経済的にも不利なものとなり、超電導マグネットの優位性は明らかとなる。一方核融合炉の建設コストに占めるトロイダルマグネットの割合は約20%であり、実験炉等核融合炉開発の初期段階ではその比率はさらに大きなものとなる。

従って現時点で、長期開発目標を明らかにして、各段階での開発成果を効率的に積み上げることは、Cost - Benefit の観点から重要な事である。そうした意味で今回の設計で超電導トロイダルマグネットの総合的システムの検討を行い、問題点を定量的に明らかにした意義は大きいと考える。

類似の検討は諸外国においてもなされており、既に論文として発表されているものもある。しかし、本設計のトロイダルマグネットは、高磁界形である事が特徴である。従って、技術的にみると、(1)巨大性(エネルギー数156 GJ)と、(2)高磁界性(12 T)を同時に要求するという超電導マグネットとして、最も高度な部類に属する。この意味で本設計研究は世界的にみても重要な位置を占める事になる。

本設計の超電導トロイダルマグネットは、技術的に極めて高度なものである。しかし、多くの新しい方式や構造が適用され、技術的問題点を設計上解決している事は特記してよい。この意味で本設計は、今後の類似設計研究のリーディングケースとなるものである。

本設計で採用された特記すべき方式を列举すると次のようになる。

(1) ディスク状超電導コイル方式

超電導線材を、高強度材でできたディスクのスロット中に巻き込み、電磁力の支持をおこなう。従来の方式(補強超電導線方式およびガーダ方式)に比べ、原理的にみて、累積した電磁力が導体に加わらない事が特長である。しかし、高磁界の為にディスクに生じる応力は、かなりの値になる事が予想された。本設計においては、ディスクの形状の最適選定に努め、応力集中の軽減に努めた結果、本設計では、応力値 43 kg/mm^2 に抑えたが、これは一応ディスク材としてSUS 310の適用できる応力範囲と考える。更に将来は他の合金材料の適用を検討する必要がある。

(2) 大電流コイル方式

本設計ではコイル電流を30 kA級に選定した。これは、従来の類似設計例で採用されていた10 kAに比べかなり大きい。しかし、大電流コイル方式の採用によって、超電導消失時のコイル保護が容易となり、導体自身の強度が向上する。一般に大電流方式では線材の製造と巻線工作が困難になる傾向があるが、30 kA級であればこれらの問題点は解決できる事が決論された。この大電流方式の採用によって、「1スロット—1ターン方式」が可能に

なり、コイル構造の単純化が可能となった。

本設計においては、各スロット毎、換言すれば「各ターン毎に巻線する導体の寸法、電流容量を変化させる方式」をとって最適設計をおこなっているが、これは大電流方式によって可能になったとも考えられる。

超電導消失時のコイル保護は「励磁分割方式」によるものとし、分割励磁数は18に選定している。

大電流導体においては、相対的に冷却面が減少するから、一般に安定化特性が低下する傾向がみられる。しかし、本方式では、「Double Conductor 方式」を採用し、冷却面を飛躍的に増加させる方式を考案し、安定化電流を向上させる事に成功した。

(3) ソルダ方式複合超電導線

Nb-Ti ないし Nb_3Sn のファインマルチツイスト線材をソルダによって銅帯と複合化する方式を採用した。このソルダ方式は、弊社が数年前に世界で先がけて開発した方式である。ソルダ方式の採用によって、 Nb_3Sn による大電流用のファインマルチツイスト複合線が始めて可能になると考えてよかろう。このような Nb_3Sn の複合導体においては、安定化電流が著るしく高く選定しうる事が本報告で指摘される。この観点から低磁界・高磁界界を通じて、「全コイルを Nb_3Sn の複合導体で巻線する方式」も本報告で提案されている。又超電導体に加わる応力を軽減する為にもソルダ方式複合導体は有利である事がわかった。又「大電流導体方式」もソルダ方式によって容易になるものである。このように考えると、ソルダ方式は今後の核融合炉用超電導コイルの重要な一方式となろう。

その他、マグネット重量支持の為に「ピンレバー方式」、向心電磁力支持の為に「低温支持リング」、渦電流損軽減の為に「絶縁ディスク」、冷却の為に「ディスク内 He 通路」など数多くの新しい方式・構造を採用している。

本設計研究によって抽出された問題点をまとめてみると、

- (a) 高電磁力応力に耐える構造と材料の開発
- (b) 大電流 Nb_3Sn 複合超電導線の開発
- (c) 巨大超電導マグネット及びクライオスタット設計製作・運転技術
- (d) 大容量ヘリウム液化冷却系の設計製作・運転技術

に集約されることが判るが、これがそのまま今後の開発重点に対応するであろう。

本報告においては数多くの新方式・新構造の検討採用によって、設計研究がまとめられている。しかし、核融合炉用超電導トロイダルマグネットは、その巨大性と高磁界性の点で現在の実績をはるかに越えるものであると云っても過言でない。この意味から、本設計研究はこれで終る性質ものではなく今後の更に詳細な設計研究・開発計画の出発点となるべきものである。

本設計研究の対象は世界の超電導トロイダルマグネットの中でも最も高度な部類に属するが、本研究によって数多くの「新方式」「新構造」の採用が検討され、今後の開発指針となるべき特記すべき成果が得られた事は、本研究にたずさわった者として喜びとするところである。

参考文献

- (1) K. Sako, et. al., "Design study of a Tokamak reactor", IAEA-CN-33/G1-5 (1974).
- (2) 太刀川, 他, "175kG超電導マグネット", 第16回低温工学研究発表会, A2-6(May 1976) 22
- (3) J.R. Purcell, "DC superconducting magnets", MT4(1972)201-202.
- (4) J. File, "The Princeton fusion power plant superconducting magnet system and costs", MT-5(1975)281-289.
- (5) P.N. Haubenreich, et. al., "ORMAK FBX a Tokamak Fusion Test Reactor", ORNL-TM-4634(1974).
- (6) W.M. Stacey, et. al., "Tokamak Experimental Reactor Studies", ANL/CTR-75-2(1975).
- (7) Superconducting Applications Group, Rutherford Laboratory, "Experimental and theoretical studies of filamentary superconducting composites", J. Phys. D; Appl. Phys., 3 (1970) 1517-1585.
- (8) 伊原, "複合超電導線の安定性に関する研究", 電総研研究報告第719号 (1971) 1-93
- (9) T. Satow, M. Tanaka, T. Ogawa, "AC losses in multifilamentary superconducting composites for levitated trains under ac and dc magnetic fields", Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 19 (1974) 154-161.
- (10) 佐藤, 福原, "複合超電導線の熱暴走現象", 低温工学誌, 8, 5 (1973) 181-187
- (11) T. Satow, M. Iwamoto, T. Yamada, "Study on Soldered Composite Superconductors", Mitsubishi Denki Laboratory Reports, 10, 3/4 (1969) 189-198.
- (12) A.C. Prior; A Comparative Review of Materials for Construction of Superconducting Solenoids: Cryogenics 7 (1967) 131.
- (13) T. Komata et. al.; Effect of Microstructure of Ti-Nb-Ta and Nb-Ti Alloys on Their Superconductivity: IEEE Trans. Mag. MAG-5 (1969) 435.
- (14) 太刀川恭治; 超電導材料の最近の進歩と応用: 日本金属学会会報 12 (1973) 853
- (15) 蕨 昭彦 他; 超電導金属間化合物 $\mu\text{b}_3\text{Al}$ 及び $\text{Nb}_3(\text{AlGe})$ の生成: 低温工学 6(1971)190
- (16) J.R. Gavaler et. al.; Very High Critical Current and Field Characteristics of Niobium Nitride Thin Films: J. Appl. Phys. 42 (1971) 54.
- (17) R.H. Kernohan et. al.; Neutron Irradiation Effects in Superconducting Niobium: J. Appl. Phys. 38 (1967) 4904.

- (18) P.S. Swartz et. al.; Effect of Fast-Neutron Irradiation on Magnetic Properties and Critical Temperature of Some Type II Superconductors : Appl. Phys. Letters 4 (1964) 71.
- (19) Y.B. Kim et. al.; Flux-Flow Resistance in Type-II Superconductors: Phys. Rev. 139 (1965) A 1163.
- (20) H.T. Coffey et. al.; Effect of Low-Temperature Deuteron Irradiation on Some Type-II Superconductors: Phys. Rev. 155 (1967) 355.
- (21) S.T. Sekula; Low-Frequency Electromagnetic Losses at 4.2K of Neutron Irradiated Nb: J. Appl. Phys. 42 (1971) 16.
- (22) 佐藤道男 他; Nb単結晶超電導特性に及ぼす圧延および中性子照射の効果: 低温工学研究発表会予稿集第13回 (1974) 57
- (23) M. Soell, et. al.; Change in Critical Current of Superconducting NbTi by Neutron Irradiation: Proc. of the 1972 Applied Superconductivity Conf.. (Annapolis, Maryland, U.S.A. 1972) 434.
- (24) 大西利只; 超電導磁石の放射線照射効果: 電子技術総合研究所調査報告, 第175号 (1973) 30
- (25) 椿原啓 他; 核融合炉用超電導マグネット材料の見地から見たNb-Ti合金超電導線材の中性子照射効果: 低温工学 9 (1974) 221
- (26) G.W. Cullen et. al.; Effect of Neutron-Induced Defects on the Current Carrying Behavior of Vapor-Deposited Niobium Stannide: J. Appl. Phys. 37 (1966) 3348.
- (27) 岩本雅民 他; 75kG大型超電導電磁石: 低温工学 5 (1970) 94
- (28) 石原克己 他; 70kG超電導ケーブルの開発研究: 三菱電機技報 43 (1969) 1599
- (29) F.R. Schwartz et. al.; Cryogenic Materials Data Handbook; Air Force Materials Laboratory, U. S. A.
- (30) 小俣虎之助 他; 極低温における金属の電氣的・熱的性質: 三菱電機技報 43 (1969) 329
- (31) 堀内健文; 極低温材料, A. 金属材料: 電気学会雑誌 94 (1974) 375
- (32) F.R. Schwartz et. al.; Cryogenic Materials Data Handbook: Air Force Materials Laboratory, U. S. A.
- (33) 小俣虎之助 他; オーステナイトステンレス鋼の極低温における相変態および磁性: 三菱電機社内報告 (1968)
- (34) 小俣虎之助 他; 極低温におけるオーステナイト系ステンレス鋼の機械的性質: 三菱電機技報 43 (1969) 460
- (35) 福島英二 他; 極低温における18-8ステンレス鋼の疲労性質: 日本金属学会誌 36 (1972) 605
- (36) 西山 他; 第13回低温工学研究発表会予稿集 p51 (1974)
- (37) R.H. Kropsh et. al.; Advances in Cryogenic Engineering 5 p. 181 (1960)

- (38) Barron; Cryogenic Systems p. 38
- (39) 関 泰; 超電導コイルの遮蔽設計の検討(I); JAERI-M 6046, 1975
- (40) 谷啓二 他; 空心変流器を用いたトカマクにおける渦電流の影響——トロイダル磁場コイル中の渦電流 I ; JAERI-M 5999, 1975
- (41) W.M. Stacey et. al.; "Tokamak Experimental Power Reactor Studies" ANL/CTR-75-2, 1975.
- (42) T.R. Strobridge, "Refrigeration for superconducting and cryogenic systems", NBS Reports, PB189070.