

超伝導電磁石は、TEVATRON (FNAL)、HERA (DESY)のメインリングに用いられている他、LEP (CERN)、TRISTAN (KEK)の最終ビーム収束用として採用されるなど高エネルギー物理では欠かせない技術である。現在計画されているSSC、LHC (CERN)でも超伝導電磁石無しでは考えられない。超伝導電磁石は非常に高い磁場を発生することができ、又運転の為の電力も節約できるなど数多くの利点を有するが、超伝導特有の極低温を必要とすることやクエンチ現象など克服されなければならない事柄もある。特に、加速器用超伝導電磁石においては1)形状が複雑である、2)形状をコンパクトにするために電流密度を高く取らなければならない、3)磁場精度に対する要求が厳しいなど他の分野の超伝導電磁石と比較しても完成度の高い技術が要求される。このテキストではこれらの問題をできる限り取り入れ説明することを試みた。

このテキストの内容について以下に述べる。先ず第2章では、加速器用超伝導電磁石に用いられている線材 (NbTi線、Nb₃Sn線)について説明を行う。第3～5章では、加速器用超伝導電磁石の概略を把握するために、磁場形状の特性、電磁石の製作方法、これまでに製作された電磁石或は現在開発の進んでいる電磁石の実例を解説する。電磁石の製作については、高エネルギー物理学研究所で開発された超伝導4極電磁石 (QCS)を例に取り説明している。第6～7章では、超伝導電磁石として十分に検討されなければならないクエンチ現象とその保護、或は電磁力について解説を行う。第8章では、加速器を運転する場合の問題点として、Eddy Currentによる磁場の乱れについて述べ、その現象のモデル化を説明している。第9章では超伝導電磁石を運転する為に必要となる冷却システム、真空容器、電流リード、電源などの周辺機器について説明を行っている。冷却システムの解説では、計算機制御された超伝導電磁石と冷却システムの連係動作についてQCSシステムを例として述べている。

本テキストを纏める上で非常に参考とした文献として1)、2)、3)、4)、5)を示しておく。

超伝導特性を示す材料は単体元素、合金、金属間化合物、酸化物と非常に多岐にわたって存在する。しかしながら、超伝導電磁石用として線材化されている (試作段階のものも含む)ものは、合金のNbTi、化合物のNb₃Sn、V₃Ga、Nb₃Alと酸化物のY系、Bi系超伝導材料の6種類程度である。

酸化物超伝導線材はその臨界温度が高いことから非常に興味あるものであるが、その電流密度は77Kで120A/mm²(at 1 Tesla) (4.2 Kで~1000A/mm²(at 3~25Tesla)⁶⁾のレベルであり、加速器用超伝導電磁石の導体としては今一步と言う感じである。

今日、加速器用超伝導電磁石に使用されている超伝導線材の大部分はNbTi線材であるが、Nb₃Sn線材を用いた磁石も一部で開発され始めている。

(2-1) NbTi超伝導線材

この材料の発見は比較的新しく、1961年である。しかしながら、その冷間加工性の良さと、臨界電流密度 J_cを増加させる熱処理法の開発により非常に進歩し、その極細多芯線の製造技術もほぼ確率されている。図2-1にこの極細多芯線製造の主

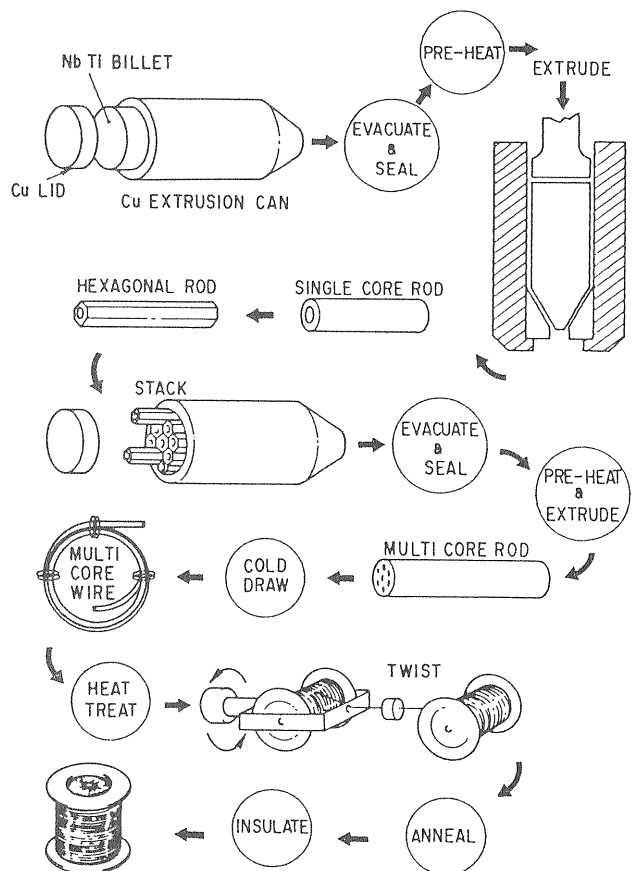


図2-1 NbTi線材の主要工程

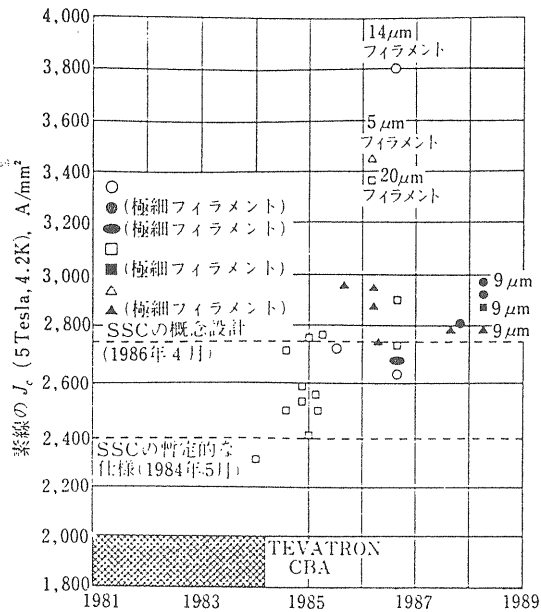


図 2-2 NbTi超伝導線材の電流密度の向上

要工程を示す。最初はNbTi/Cuの押し出し用ビレット (~20cmφ) を作ることから始まる。均質なNbTiインゴットから作った丸棒を内面をきれいに洗浄した砲弾状銅容器の中に入れ、真空引きをし、銅蓋を電子ビーム溶接してビレットを作る。ここに使用する銅は高純度のOFHCである。重要なことは、このビレット内にCuやNbTi表面の付着物、酸化物や残留ガスを残さぬことである。次に、このビレットを押し出し機に入れ、断面積を~1/20程度まで減少する。この単芯NbTi/Cu棒は何度か伸線され、多芯線用組立ビレットに適した六角形の棒にされる。これを用いて多芯線ビレットが組立てられ、押し出し、伸線工程を経て最終線径に近いサイズの線材になる。この途中で、何段階もの熱処理が行なわれて高い J_c 値が得られるようになる。この後、線に撚りをかけてフィラメントをTwistし、最終の線径に仕上げる。最後に、適度な温度で熱処理して線材の安定化銅の残留抵抗比(RRR)を上げ、複合多芯超伝導線が出来上がる。後は必要に応じて絶縁処理等をおこなったり、何本かを撚り合わせて大電流容量のケーブルにしたりして、実際に使用出来る超伝導線材となる。

NbTi線材の性能は1980年代中頃から飛躍的に向上し、今日では、TEVATRONの超伝導電磁石製作時(1980年代始め)の約1.5倍の J_c 値を持つ線材が容易に入手できるレベルになっている。図2-2にSSC用線材として開発されているNbTi線材の性

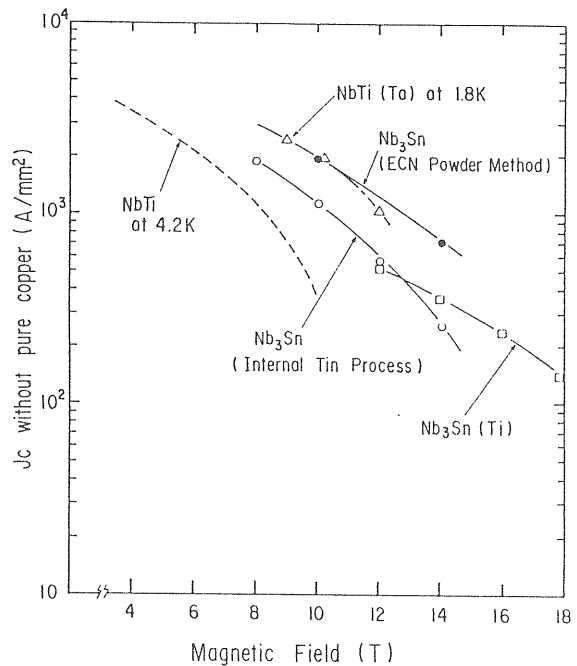


図 2-3 主要な超伝導線材の臨界電流密度

能向上の様子を示す。この性能向上は、High Homogeneity NbTi合金の製作技術の進歩、NbTiフィラメントと銅の境界面にCu-Ti化合物が出来るのを防ぐDiffusion Barrierの導入、熱処理法の進歩等によるものである⁷⁾。

図2-3に現在のNbTi線(工業的レベルにおける線材)の4.2 K及び1.8 Kにおける J_c 値を化合物線材のものとともに示す。NbTi線材を1.8 Kに冷やすとその J_c 値が非常に向上する(8 Tにおいては4.2 Kの J_c 値の約2.5倍)ことは注目すべきことである。

J_c 値の他に、超伝導電磁石設計時に注意しなければならないことは、線材特性の応力依存性である。超伝導電磁石の場合、強い磁場を発生することが多く、必然的に大きな電磁力が線材に働くことになるからである。図2-4にNbTi線材の J_c 値の応力依存性の例を示しておく⁸⁾。化合物系超伝導線材に比べて応力の影響は非常に少ない。

(2-2) Nb₃Sn超伝導線材

Nb₃SnはNbTiに比べ T_c 、 B_{c2} が高く高磁場超伝導電磁石用線材として有望視されてきた。しかし、これは極めて脆く、 J_c の応力依存性も大きい為、その線材を用いた磁石開発は遅れている。図2-5にNb₃Sn線材の J_c 値の応力依存性を示す⁹⁾。

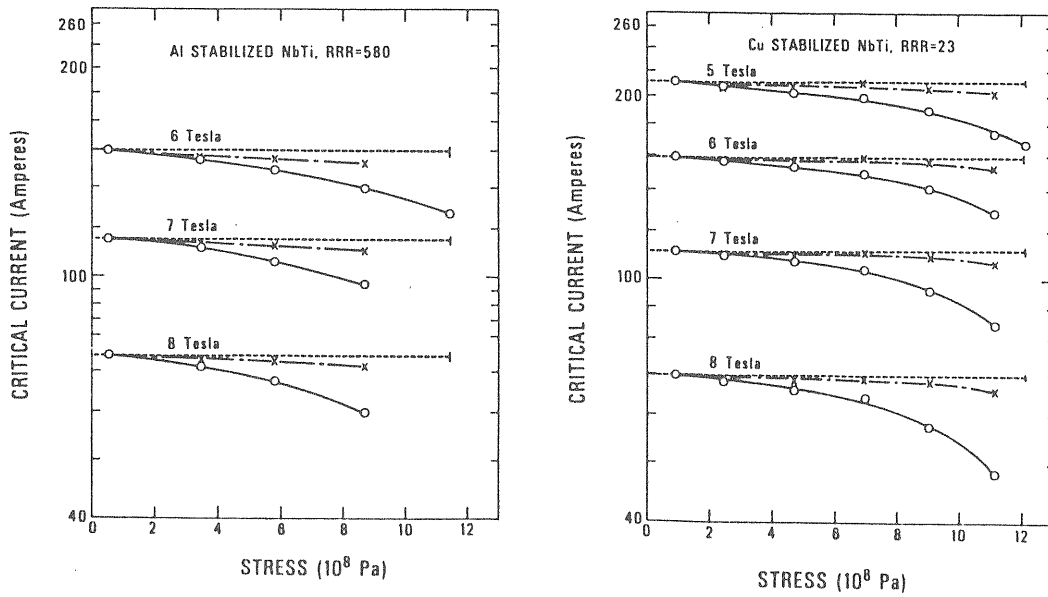


図 2-4 NbTi超伝導線の臨界電流値の応力依存性

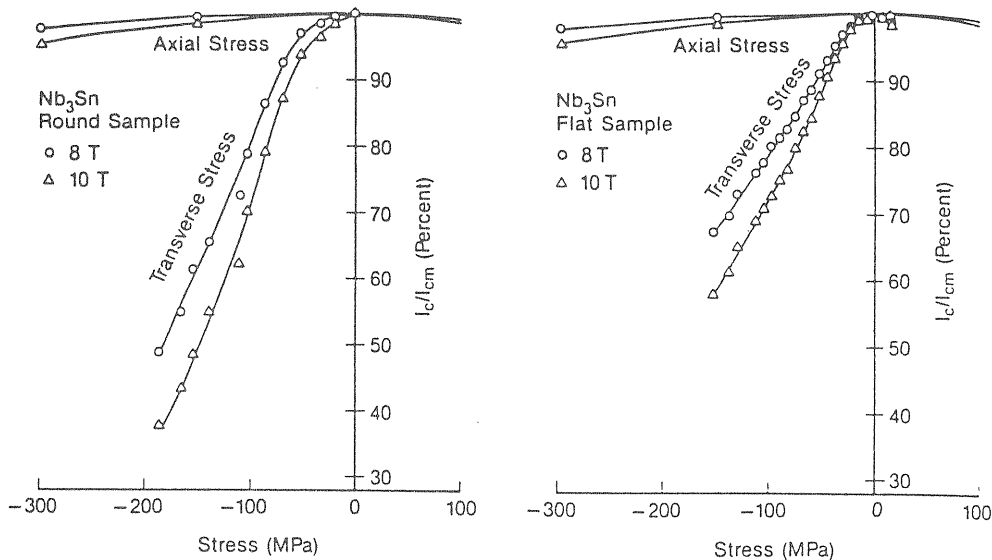


図 2-5 複合多芯Nb₃Sn超伝導線における臨界電流の劣化

Nb₃Sn線材の製造法も基本的にはNbTi線の場合と大差は無いが、化合物層を生成するための熱処理が必要なことや使用材料の違いからくる製造工程数の増加がある。ここにその主な製造法を示す(図2-6)。(A)は最も一般的なBronze法である。この場合、Bronzeを線引きするため、多数回の中間熱処理が必要(断面積を~50%減少するたびに~400~500°Cで1/2~1時間の熱処理が必要)であり、製作に時間がかかる。この製造法では、Nb₃Sn形成に必要なSnはBronze中から供給される。(B)は内部拡散法の一つ(Internal Tin Process)で、線材内部に高濃度Snを分散配置し、

Nbフィラメントに均一に十分な量のSnを供給して厚いNb₃Sn層を作ろうとするものである。この場合にはBronzeを線引きする必要がないので中間熱処理は不要である。この製法による線材では、Bronze法によるものよりも高いJ_c値が得られている。(C)はTube法と言われる方法で、SnやSn-Nb化合物を入れたNb Tubeを銅マトリックスに埋め込み線引きして製作される。この場合も中間熱処理は不要である。更に、SnはNb Tubeの内側に囲まれているので、安定化銅がSnで汚れるのを防ぐDiffusion Barrierが不要と言う特徴も持つが、2~3 μmまでNb Tubeを細くするのが非常に困難で

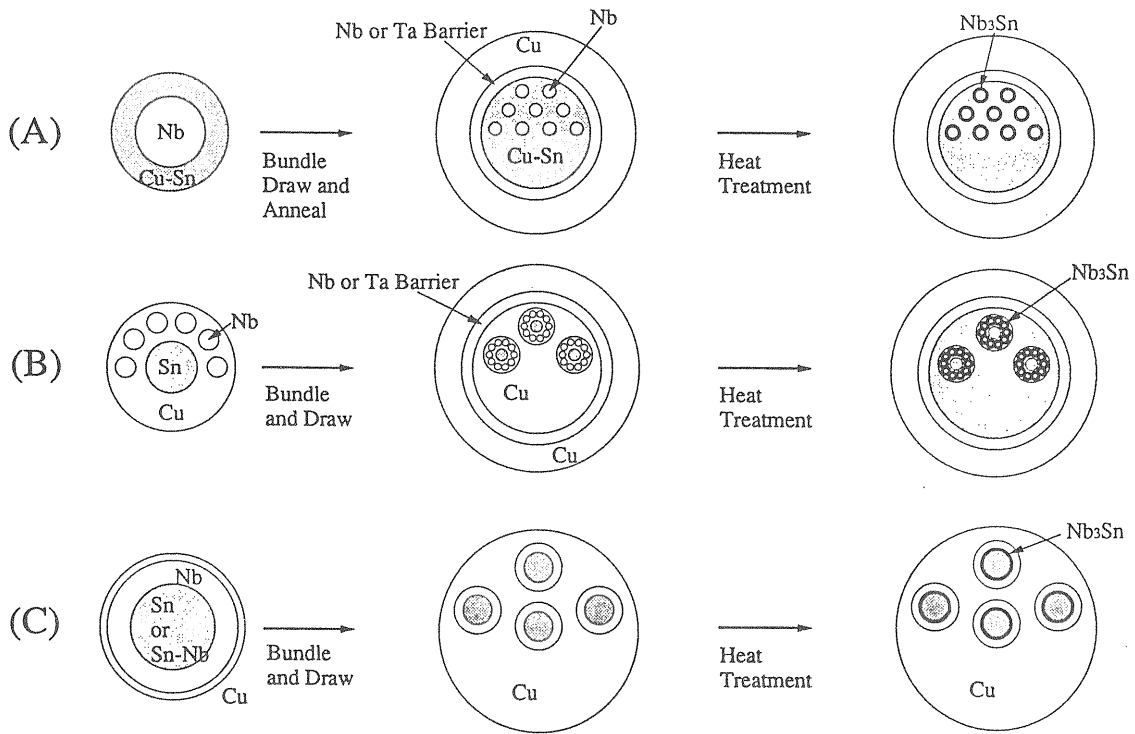


図 2-6 Nb₃Sn超伝導線の製法

あるという欠点も持っている。今日、Nb₃Sn線材で最も高いJ_c値が得られているのはこの方法により製作された線材である（図2-3中のECN Powder Method）。

(2-3) 超伝導ケーブル

今日、加速器用の超伝導電磁石に使用されている導体の大部分は、所謂 Rutherford Cable（成形撚線、Compacted Strand Cable）である。この一例を図2-7に示す。このケーブルは20~30本の複合多芯超伝導線を撚り線機により撚り合わせ、Turksheadと言うローラーを通して矩形にしたものである。

この超伝導ケーブルを規定するうえで重要なパラメータ及びその標準的な値を以下に示す。

- ・素線径 (Strand Dia.) : 0.6~1.4mm
- ・フィラメント径 (Filament Dia.) : 5~13 μm
- ・銅比 (Copper / Super Ratio) : 1.3~2.3
- ・フィラメント間隔 : ~1.2 μm以上
- ・フィラメントのTwist Pitch : ~25 mm

- ・素線表面処理 : Staybright 処理又は表面処理無し
- ・ケーブルサイズ : Mean Thickness : ~1.0~2.5 mm, Width : ~7.5~15 mm, Keystone Angle : ~1.0~4.5 deg., 素線数 : 20~40本
- ・安定化銅の残留抵抗比 : 70~200
- ・ケーブル撚りピッチ : ~70~90 mm
- ・絶縁構成 : カプトン+カプトン、カプトン+ガラステープ

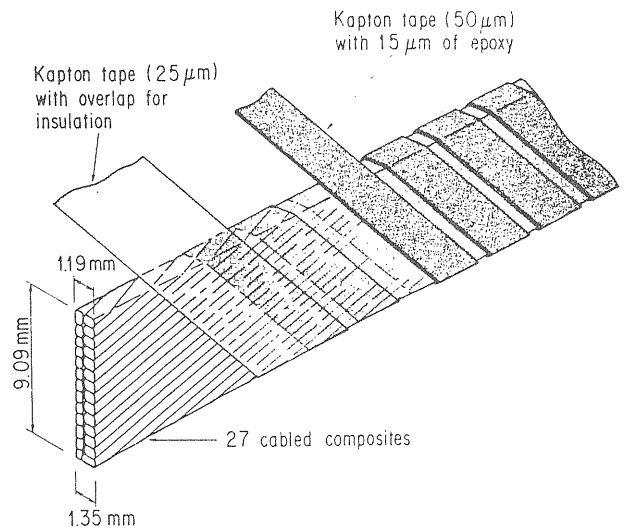


図 2-7 QCS電磁石に用いたケーブル

3章 加速器用超伝導電磁石の磁場特性

(3-1) 2次元における磁場の基本特性²⁾

(3-1-1) 基本公式

加速器用超伝導電磁石のボア-内の磁場は端部の影響が小さい場合、基本的には2次元で近似できる。そこで、ビームに垂直な面での磁場の形状について考えてみる。図3-1に示す極座標の (r, θ) において、磁場は高調波の多極成分の和として表される。

$$\vec{B}(r, \theta) = \sum_{n=1}^{\infty} C(n) \left(\frac{r}{R}\right)^{n-1} \left[\vec{I}_r \sin n(\theta - \alpha_n) + \vec{I}_\theta \cos n(\theta - \alpha_n) \right] \quad (3-1)$$

ここで、 $C(n)$ ：半径 R での第 n 番目の多極成分の大きさ (tesla)、 α_n ：多極成分の角度位置 ($0 \leq \alpha_n \leq 2\pi/n$)。

図3-2に2極、4極、6極の磁力線の形状を示す。2極、4極、6極の磁場は(3-1)式に従うと、次のように表される。

2極 ($n=1$)

$$\vec{B}(r, \theta) = C(1) \left[\vec{I}_r \sin(\theta - \alpha_1) + \vec{I}_\theta \cos(\theta - \alpha_1) \right] \quad (3-2)$$

4極 ($n=2$)

$$\vec{B}(r, \theta) = C(2) \frac{r}{R} \left[\vec{I}_r \sin 2(\theta - \alpha_2) + \vec{I}_\theta \cos 2(\theta - \alpha_2) \right] \quad (3-3)$$

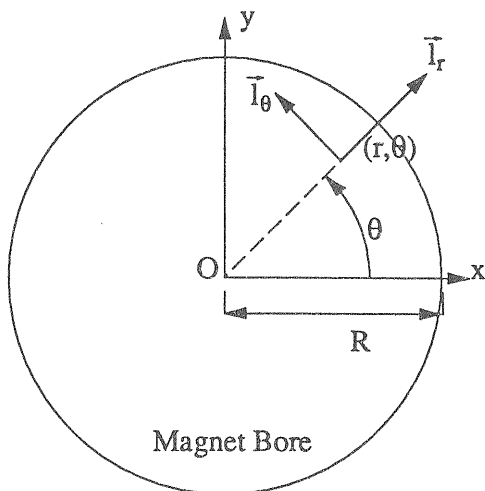


図3-1 加速器用電磁石の座標系

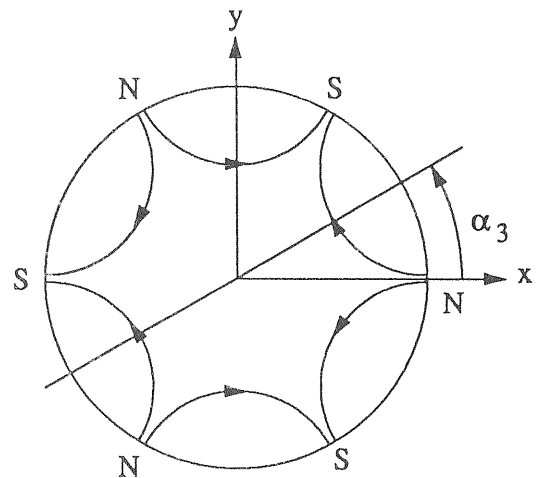
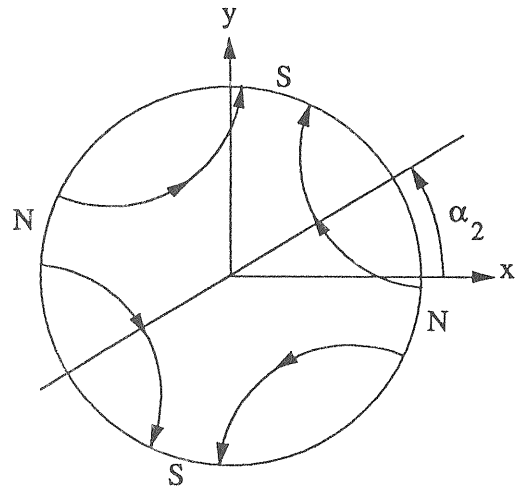
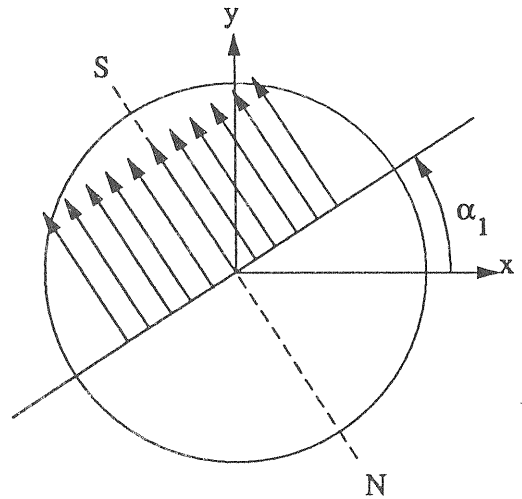


図3-2 2極、4極、6極の磁力線の形状
 $0 \leq \alpha_1 \leq 2\pi$, $0 \leq \alpha_2 \leq \pi$, $0 \leq \alpha_3 \leq 2\pi/3$

6 極 (n=3)

$$\vec{B}(r, \theta) = C(3) \frac{r^2}{R^2} [\vec{I}_r \sin 3(\theta - \alpha_3) + \vec{I}_\theta \cos 3(\theta - \alpha_3)] \quad (3-4)$$

加速器のビームDynamicsを考え易いように (3-1) 式を変形する。この場合、磁場の要素はMedian Plane に垂直なNormal成分 (b_n) と平行なSkew成分 (a_n) で表される。2極電磁石に対して、 $\alpha_1=0$ 、 $C(1)=B_0$ とし、 $r=x$ 、 $\theta=0$ での (3-1) 式は次の様に示される。 B_0 は 2 極成分である。

$$B_y(x) = B_0 (b_0 + b_1 x + b_2 x^2 + \dots) \quad (3-5)$$

$$B_x(x) = B_0 (a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + \dots) \quad (3-6)$$

ここで、(b_n , a_n) は以下の様になる。

$$b_0 = \cos \alpha_1 = 1 \quad (3-7)$$

$$b_1 = \frac{C(2)}{C(1)} \frac{\cos 2\alpha_2}{R} \quad (3-8)$$

$$b_n = \frac{C(n+1)}{C(1)} \frac{\cos[(n+1)\alpha_{n+1}]}{R^n} \quad (3-9)$$

$$a_0 = \sin(-\alpha_1) = 0 \quad (3-10)$$

$$a_1 = \frac{C(2)}{C(1)} \frac{\sin(-2\alpha_2)}{R} \quad (3-11)$$

$$a_n = \frac{C(n+1)}{C(1)} \frac{\sin[-(n+1)\alpha_{n+1}]}{R^n} \quad (3-12)$$

4 極電磁石では、2 極電磁石の B_0 に対する値として4 極磁場勾配 ($G_0 = C(2)/R$) を用いる。Median Plane を $\alpha_2=0$ で定義すると以下のように表される。

$$B_y = \frac{B_{TH}}{G_{TH}} G_0 (b_0 + b_1 x + b_2 x^2 \dots) \quad (3-13)$$

$$B_x = \frac{B_{TH}}{G_{TH}} G_0 (a_0 + a_1 x + a_2 x^2 \dots) \quad (3-14)$$

B_{TH}/G_{TH} は加速器のLatticeの設計によって決まる運転時の4 極磁場勾配と2 極磁場との比である。

$$b_0 = \frac{G_{TH}}{B_{TH}} \frac{C(1)}{C(2)} R \cos \alpha_1 \quad (3-15)$$

$$b_1 = \frac{G_{TH}}{B_{TH}} = \text{constant} \quad (3-16)$$

$$b_2 = \frac{G_{TH}}{B_{TH}} \frac{C(3)}{C(2)} \frac{\cos 3\alpha_3}{R} \quad (3-17)$$

$$b_n = \frac{G_{TH}}{B_{TH}} \frac{C(n+1)}{C(2)} \frac{\cos[(n+1)\alpha_{n+1}]}{R^{n-1}} \quad (3-18)$$

$$a_0 = \frac{G_{TH}}{B_{TH}} \frac{C(1)}{C(2)} R \sin(-\alpha_1) \quad (3-19)$$

$$a_1 = 0 \quad (3-20)$$

$$a_2 = \frac{G_{TH}}{B_{TH}} \frac{C(3)}{C(2)} \frac{\sin(-3\alpha_3)}{R} \quad (3-21)$$

$$a_n = \frac{G_{TH}}{B_{TH}} \frac{C(n+1)}{C(2)} \frac{\sin[-(n+1)\alpha_{n+1}]}{R^{n-1}} \quad (3-22)$$

Median Plane での多極成分とは別に、超伝導電磁石の磁場の特性を示すのによく用いられる係数として特定の半径 R_0 に対するものがある。

$$b'_n = R_0^n b_n \quad (3-23)$$

$$a'_n = R_0^n a_n \quad (3-24)$$

これらを用いて (3-5)、(3-6) を書き換えると次のようになる。

$$B_y = B_0 \left(b'_0 + b'_1 \frac{x}{R_0} + b'_2 \left(\frac{x}{R_0} \right)^2 + \dots \right) \quad (3-25)$$

$$B_x = B_0 \left(a'_0 + a'_1 \frac{x}{R_0} + a'_2 \left(\frac{x}{R_0} \right)^2 + \dots \right) \quad (3-26)$$

この係数の利点としては、コイル半径に対する R_0 の割合が同じ場合、異なる電磁石間で相対的な磁場特性の比較ができることにある。

(3-1-2) 鉄の効果

超伝導電磁石は図3-3で示されるように鉄のヨークで囲まれた幾つかの超伝導線のブロックにより構成されている。円形の鉄ヨークの中心で展

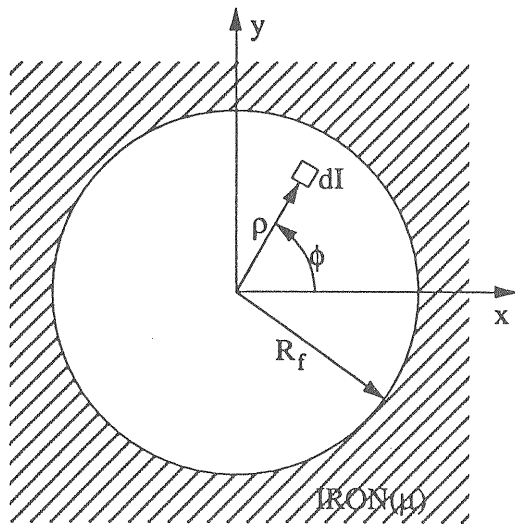


図3-3 鉄内部の電流要素に対する座標系

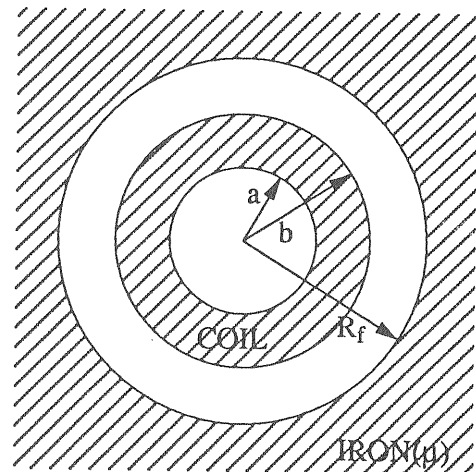


図3-4 2極電磁石モデル

開された多極成分はSI単位系で(3-27)式で表される。

$$\frac{C(n)e^{in\alpha_n}}{R^{n-1}} = -\frac{\mu_0}{2\pi} \int \frac{dI}{\rho^n} \left[1 + \frac{\mu-1}{\mu+1} \frac{\rho^{2n}}{R_f^{2n}} \right] e^{in\phi} \quad (3-27)$$

$n = 1, 2, \dots$

ここで、 μ_0 は真空の透磁率($4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$)、 μ は半径 R_f での鉄の比透磁率を表す。(3-27)式の導出に於て、鉄の比透磁率は一定であり、又鉄は無限に広がっているものとした。

$\cos\phi$ の電流分布を持つ2極磁場の電流値に対する関係を求めてみる。図3-3に示す電流要素が半径方向に一定の電流密度 J_1 を持つ場合、その電流値は(3-28)式で表される。

$$dI = J_1 \cos\phi \rho \, d\rho \, d\phi \quad (3-28)$$

(3-27)式から2極磁場要素($n=1, \alpha_1=0$)を求める。

$$C(1) = -\frac{\mu_0 J_1}{2} \left[(b-a) + \frac{\mu-1}{\mu+1} \frac{b^3 - a^3}{3R_f^2} \right] \quad (3-29)$$

ここで、図3-4で示されるコイル形状を考える。4分割された部分のターン数が N で各ターンに電流 I が流れているとすると、全電流は(3-30)式で求められる。

$$NI = \int dI = \frac{J_1 (b^2 - a^2)}{2} \quad (3-30)$$

(3-30)式を(3-29)式に代入すると(3-31)式が得られる。

$$\frac{C(1)}{I} = \frac{\mu_0 N}{b+a} \left[1 + \frac{\mu-1}{\mu+1} \frac{a^2 + ab + b^2}{3R_f^2} \right] \quad (3-31)$$

(3-31)式の括弧の外の値はコイルによる成分を表し、括弧内の値は鉄による影響を表すものである。

次に4極電磁石を考えてみる。この場合、電流は $\cos 2\phi$ の分布をとる。半径方向の電流密度を J_2 とする。電流要素は(3-32)式で表される。

$$dI = J_2 \cos 2\phi \rho \, d\rho \, d\phi \quad (3-32)$$

8分割された部分のターン数を N_0 とすると、4極磁場勾配($G = C(2)/R$)の電流値 I に対する割合は(3-33)式で表される。

$$\frac{G}{I} = \frac{\mu_0 2N_0}{b^2 - a^2} \left[\ln \frac{b}{a} + \frac{\mu-1}{\mu+1} \frac{b^4 - a^4}{4R_f^4} \right] \quad (3-33)$$

(3-1-3) 加速器用電磁石での磁場の特性
図3-5には加速器用超伝導2極電磁石として用いられる場合の一般的な断面が示されている。完全な2極成分を得るために電流は $\cos\phi$ 分布を持たなければならないが、実際には図に示すように幾つかの電流ブロックに分けられ電流の $\cos\phi$ 分布を模擬している。この節での説明では、各電流ブロックは完全にくさび型であり又電流密度は断面で一定であると仮定している。

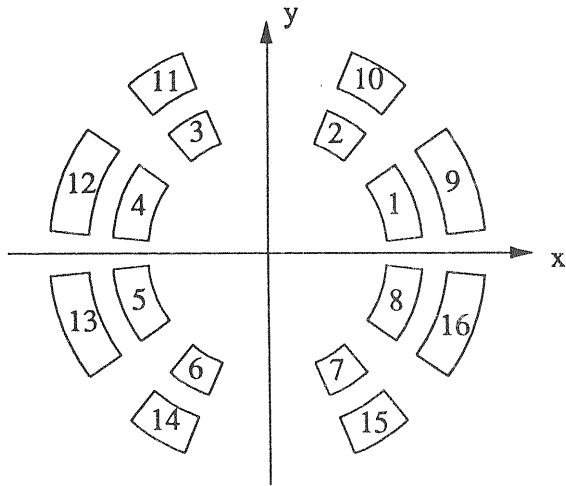


図3-5 加速器用超伝導2極電磁石モデル

まず図3-6に示す電流ブロック単位について、(3-23, 24, 27)式を適用する。 B_0 は半径 R_0 での2極磁場である。Normal成分とSkew成分は(3-34)式で表される。

$$b_{n-1} - i a_{n-1} = \frac{-R_0^{n-1} \mu_0}{B_0 2\pi} \int \frac{dI}{\rho^n} \left[1 + \frac{\mu-1}{\mu+1} \frac{\rho^{2n}}{R_f^{2n}} \right] e^{in\phi} \quad n=1, 2, \dots \quad (3-34)$$

電流ブロックには均一にN本の導体が配置されており、導体の電流値をIとするとNormal成分とSkew成分は(3-35, 36, 37)式で表される。

$$b_{n-1} = \frac{R_0^{n-1} \mu_0}{B_0 \pi} \frac{NI}{4\rho_0 \Delta} \cos n\phi_0 \frac{\sin n\omega}{n\omega} M(n) \quad (3-35)$$

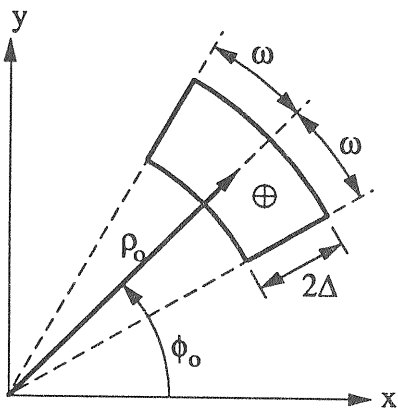


図3-6 電流ブロック

表3-1 2極電磁石の電流配置

ブロック番号	ブロックの中心角	電流
1	ϕ_0	I
2	$\pi - \phi_0$	-I
3	$\phi_0 + \pi$	-I
4	$2\pi - \phi_0$	I

$$a_{n-1} = \frac{-R_0^{n-1} \mu_0}{B_0 \pi} \frac{NI}{4\rho_0 \Delta} \sin n\phi_0 \frac{\sin n\omega}{n\omega} M(n) \quad (3-36)$$

$$M(n) = \int_{\rho_0 - \Delta}^{\rho_0 + \Delta} \frac{d\rho}{\rho^{n-1}} \left[1 + \frac{\mu-1}{\mu+1} \frac{\rho^{2n}}{R_f^{2n}} \right] \quad (3-37)$$

(3-35, 36, 37)式を図3-7に示す2極電磁石に適用する。各ブロックの電流配置は表3-1に示してある。

各ブロックの電流を $I(n)$ 、中心角を $\phi_0(n)$ で表すと、Normal成分、Skew成分を表す係数は次のようになる。

$$b_{n-1} = \frac{R_0^{n-1} \mu_0}{B_0 \pi} \frac{N}{4\rho_0 \Delta} \frac{\sin n\omega}{n\omega} M(n) \times \sum_{k=1}^4 I(k) \cos n\phi_0(k) \quad (3-38)$$

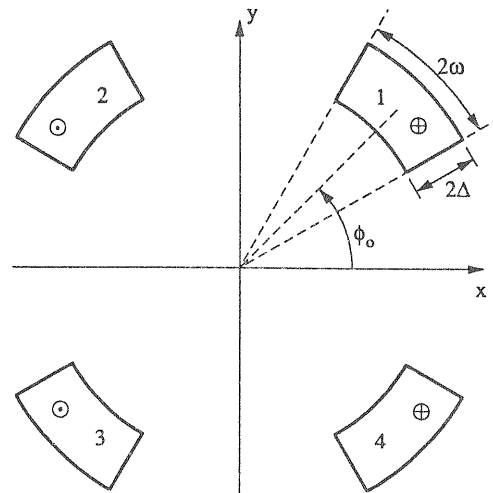


図3-7 2極電磁石電流ブロック

$$a_{n-1}' = \frac{-R_o^{n-1} \mu_o}{B_o \pi} \frac{N}{4 \rho_o \Delta} \frac{\sin n \omega}{n \omega} M(n) \times \sum_{k=1}^4 I(k) \sin n \phi_o(k) \quad (3-39)$$

この2式から n に対して次のことが解かる。

$$b_{n-1}' = \frac{R_o^{n-1} \mu_o}{B_o \pi} \frac{N I}{\rho_o \Delta} \frac{\sin n \omega}{n \omega} \cos n \phi_o M(n) \quad n:1, 3, 5, \dots \quad (3-40)$$

$$b_{n-1}' = 0 \quad n:2, 4, 6, \dots \quad (3-41)$$

$$a_{n-1}' = 0 \quad n:1, 2, 3, \dots \quad (3-42)$$

M(n)の積分を行いb'_0 = 1となるように2極磁場を選ぶと、(3-40)式から多極成分が次のように求まる。

$$B_o = \frac{\mu_o N I}{\pi \rho_o \Delta} \frac{\sin \omega \cos \phi_o}{\omega} \left[2 \Delta + \frac{\mu - 1}{\mu + 1} \times \frac{(\rho_o + \Delta)^3 - (\rho_o - \Delta)^3}{3 R_f^2} \right] \quad (3-43)$$

$$b_2' = \frac{R_o^2 \mu_o}{B_o \pi} \frac{N I}{\rho_o \Delta} \frac{\sin 3 \omega \cos 3 \phi_o}{3 \omega} \times \left[\frac{2 \Delta}{\rho_o^2 - \Delta^2} + \frac{\mu - 1}{\mu + 1} \frac{(\rho_o + \Delta)^5 - (\rho_o - \Delta)^5}{5 R_f^6} \right] \quad (3-44)$$

$$b_{n-1}' = \frac{R_o^{n-1} \mu_o}{B_o \pi} \frac{N I}{\rho_o \Delta} \frac{\sin n \omega \cos n \phi_o}{n \omega} \times \left\{ \frac{1}{n-2} \left[\frac{1}{(\rho_o - \Delta)^{n-2}} - \frac{1}{(\rho_o + \Delta)^{n-2}} \right] + \frac{\mu - 1}{\mu + 1} \frac{(\rho_o + \Delta)^{n+2} - (\rho_o - \Delta)^{n+2}}{(n+2) R_f^{2n}} \right\} \quad n:5, 7, \dots \quad (3-45)$$

これまでの説明で解かるように、垂直面に逆対称で水平面 (Median Plane) に対称な電流分布を持

つ2極マグネットでは多極成分として6極、10極、14極、...のNormal成分のみが現われる。このようなマグネットの対称性から現われる多極成分を更に一般的に考えてみる。

まず電流要素を次の様に表す。

$$dI = j(\rho, \phi) \rho d\rho d\phi \quad (3-46)$$

(3-34)式より多極係数は次のように表される。

$$b_{n-1}' = \frac{R_o^{n-1} \mu_o}{B_o 2\pi} \int \frac{d\rho}{\rho^{n-1}} \left[1 + \frac{\mu - 1}{\mu + 1} \frac{\rho^{2n}}{R_f^{2n}} \right] \times \int_0^{2\pi} d\phi j(\rho, \phi) \cos n\phi \quad (3-47)$$

$$a_{n-1}' = \frac{-R_o^{n-1} \mu_o}{B_o 2\pi} \int \frac{d\rho}{\rho^{n-1}} \left[1 + \frac{\mu - 1}{\mu + 1} \frac{\rho^{2n}}{R_f^{2n}} \right] \times \int_0^{2\pi} d\phi j(\rho, \phi) \sin n\phi \quad (3-48)$$

Median Planeに対して対称な電流分布の場合、 $0 \leq \phi \leq \pi$ の範囲では電流分布は $j(\rho, 2\pi - \phi) = j(\rho, \phi)$ となる。このため、(3-47)式で表されるNormal成分はMedian Planeの上下の電流による磁場の和となる。逆にSkew成分はお互いに打ち消し合って零となる。

次にMedian Planeの垂直面に対して電流分布が逆対称となる場合を考えてみる。電流分布は、 $-1/2\pi \leq \phi \leq 1/2\pi$ の範囲で $j(\rho, \pi - \phi) = -j(\rho, \phi)$ となる。(3-47)式と(3-48)式から、nが偶数のNormal成分と奇数のSkew成分は零となる。

4極電磁石では、電流分布はMedian Planeに対して対称で又Median Planeに垂直な面に対しても対称である。このような垂直面に対して電流分布が対称性を持つ電磁石では ($j(\rho, \pi - \phi) = j(\rho, \phi)$, $-1/2\pi \leq \phi \leq 1/2\pi$)、nが奇数のNormal成分及び偶数のSkew成分は零となる。又、4極電磁石特有の電流分布としてMedian Planeから45°、135°、225°、315°回転した面に対して逆対称となる。これを式で示すと次のようになる。

$$j(\rho, \phi) = -j(\rho, \pi/2 - \phi); \quad \pi/4 < \phi < \pi/2 \quad (3-49)$$

$$j(\rho, \phi) = -j(\rho, 3\pi/2 - \phi); \quad 3\pi/4 < \phi < \pi \quad (3-50)$$

表3-2 電流分布と多極成分の関係

多極成分	TB _S	LR _A	LR _S	QC _A
Normal				
2極 (b ₀)			0	
4極 (b ₁)		0		
6極 (b ₂)			0	
8極 (b ₃)		0		0
10極 (b ₄)			0	
12極 (b ₅)		0		
14極 (b ₆)			0	
16極 (b ₇)		0		0
18極 (b ₈)			0	
20極 (b ₉)		0		
22極 (b ₁₀)			0	
Skew				
2極 (a ₀)	0	0		
4極 (a ₁)	0		0	0
6極 (a ₂)	0	0		
8極 (a ₃)	0		0	
10極 (a ₄)	0	0		
12極 (a ₅)	0		0	0
14極 (a ₆)	0	0		
16極 (a ₇)	0		0	
18極 (a ₈)	0	0		
20極 (a ₉)	0		0	0
22極 (a ₁₀)	0	0		

ここで、TB_SはMedian Planeに対称な電流分布、LR_Aは垂直面に逆対称、LR_Sは垂直面に対称、QC_Aは4極電磁石特有の対称性を示す。

$$j(\rho, \phi) = -j(\rho, 5\pi/2 - \phi); 5\pi/4 < \phi < 3\pi/2 \quad (3-51)$$

$$j(\rho, \phi) = -j(\rho, 7\pi/2 - \phi); 7\pi/4 < \phi < 2\pi \quad (3-52)$$

このような電流分布をもつ場合、Normal成分で8極、16極、24極、...、Skew成分で4極、12極、20極、...が零となる。以上の結果を表3-2にまとめてある。

(3-2) 多極成分の減少 (4極電磁石について)

これまでの部分で加速器用超伝導電磁石の磁場の特性について述べてきたが、実際に電磁石を設計する場合、多極成分をできるだけ小さくすることが望ましい。ここでは、4極電磁石を例に取りどのようにして多極成分を小さくしていくかを示す。

4極電磁石はMedian Planeに対して対称の電流分

布を持つためSkew成分 (a_n) は零である。又、Normal成分は $n = 4P + 2$ (Pは整数) で表される成分が残ることを前節で示した。2極電磁石の場合、Normal成分は (3-47) 式から求まる多極係数と (3-25) 式で示される参考半径R₀に対する比 (x/R₀) の (n-1) 乗したもので求まる。4極電磁石に対しても、(3-13, 15, 16, 17, 18) 式と、(3-27) 式から同様の式が得られる。その導出は読者にお任せする。以下の説明において、1極が1個または2個の電流ブロックで構成された電磁石について多極成分の4極成分に対する比を求め比較を行う。用いられたモデルは簡単のため鉄ヨークは無いものとし、コイル成分だけを考える。

1) 1極が1コイルで構成される場合

図3-8に示される4極電磁石をまず考える¹⁰⁾。コイル部分の内半径をr_aとし、外半径をr_b = √2 r_aとする。電流密度は一定で (3-53, 54) 式で定義する。

$$j(\phi) = j \quad 0 < \phi < \pi/6 \quad (3-53)$$

$$j(\phi) = 0 \quad \pi/6 < \phi < \pi/4 \quad (3-54)$$

$\phi > \pi/4$ では図3-8に示す対称性を有する。以上の条件から、4極係数に対する多極係数の比とコイル内r = 0.8 r_aでの4極成分に対する多極成分の比を求め、これらの値を表3-3に示した。

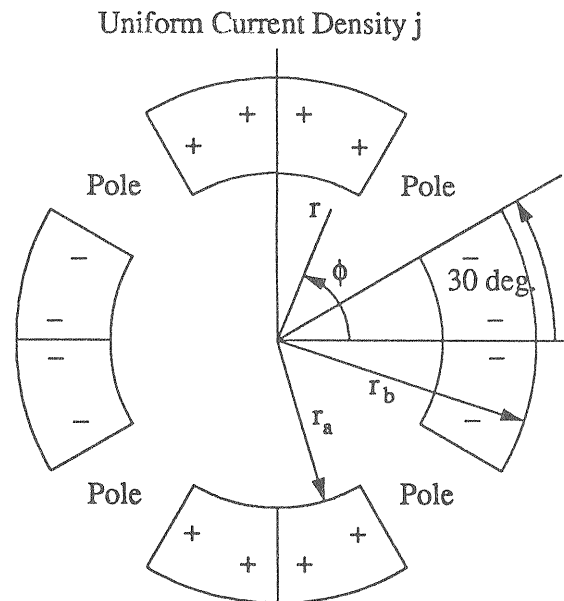


図3-8 1極が1コイルで構成される4極電磁石

表3-3 多極成分の4極成分に対する比

	12極	20極	28極	36極
b_{n-1}/b_1	0	-0.068	0.034	0
B_{n-1}/B_1	0	-0.0114	0.0023	0

ここで、参考半径 $R_0=r_n$ である。表中の値から、20極成分が1.2%ほどある。多極成分の残留量をこの程度許すなら、この電磁石形状が良いが、更にこれらの値を小さくすることが要求された場合、次に示すようにコイルを分割し多極成分の減少を行う。

2) 1極が2コイルで構成される場合

図3-9にこの電磁石の形状を示す。半径方向のコイルの寸法は1)の場合と同じとする。コイル内の電流密度は次のように定義する。

$$j(\phi) = j \quad 0 < \phi < 21.75^\circ \quad (3-55)$$

$$j(\phi) = j \quad 26.30^\circ < \phi < 33.70^\circ \quad (3-56)$$

$$j(\phi) = 0 \quad 21.75^\circ < \phi < 26.30^\circ \quad (3-57)$$

$$j(\phi) = 0 \quad 33.70^\circ < \phi < 45.00^\circ \quad (3-58)$$

このときの4極係数に対する多極係数の比と $r=0.8r_n$ での4極成分に対する多極成分の比を求め、これらの値を表3-4に示した。これらの値から4極に対する各多極成分の比は0.1%以下まで減少することができた。このように多極成分は、コイルを分割することによっていくらでも小さくすることが可能であるが、実際にはコイル数を増やすと製作上の精度を保つことが難しくなるためこれにも限度がある。

表3-4 多極成分の4極成分に対する比

	12極	20極	28極	36極
b_{n-1}/b_1	0.0011	-0.0058	-0.0015	-0.033
B_{n-1}/B_1	0.0005	-0.0010	-0.0001	-0.0009

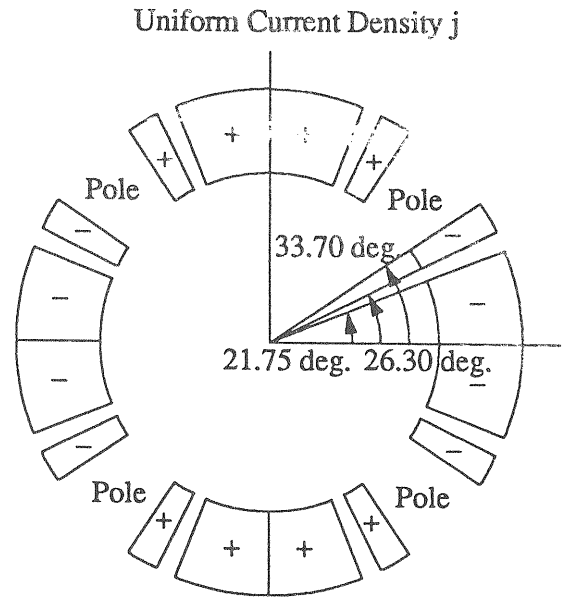


図3-9 1極が2コイルで構成される4極電磁石

第4章 超伝導電磁石の構成要素と製作

(4-1) 超伝導電磁石の構成要素

超伝導電磁石本体の主要構成要素は、コイル、鉄ヨーク、カラー、その他の構造材から成る。ここでは、これらの一般的な形状或は働きについて解説する。

(a) コイル

加速器に用いられる電磁石は、一般的にビーム軸に対して垂直な磁場を要求される。そのため、コイルの形状はビーム軸方向に電流のループを持つ形状となる。図4-1に2極電磁石の典型的な形状を示す。

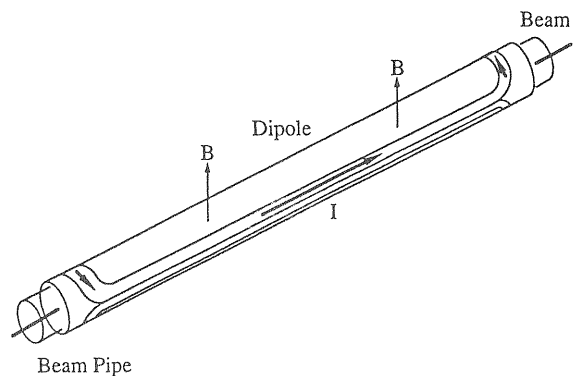


図4-1 加速器用超伝導2極電磁石

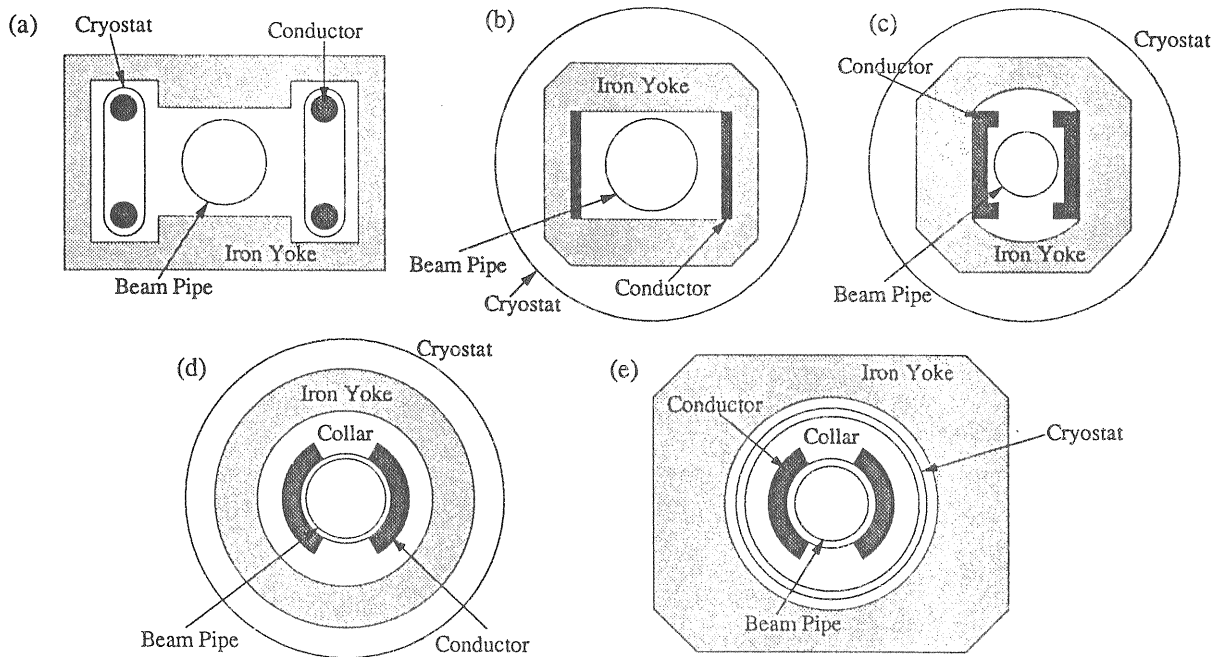


図4-2 超伝導2極電磁石の代表的な断面形状

電磁石の断面形状で代表的なものを図4-2¹¹⁾に示す。2テスラ以下の磁場に対しては、(a)に示すH型電磁石が用いられる。この電磁石の特徴は、磁場の形状が磁極の形状で決まることと導体の位置がビームパイプから離れていることである。そのため、磁場の特性が導体の配置に殆ど影響を受けない。また、鉄の磁化の飽和の影響が2テスラ以上で現われるため、これ以上の磁場では用いられない。(b)はWindow Frame型電磁石でビームパイプの左右に電流シート形状の導体を持つ。コイルの間の領域では基本的には均一度の良い磁場が得られる。この様に2テスラ以下の鉄の特性と超伝導導体を利用した電磁石は *superferric* と呼ばれ、(a, b)の形状がよく用いられる。

2テスラ以上の磁場が要求される場合は、(c, d, e)で示される形状のコイルが用いられる。(c)はWindow Frame型の変形である。(b)型のままであると2テスラ以上では鉄の磁化が飽和するため電流シートによる磁場でそれ以上の磁場を作らなければならない。この時、電流に近いところでは磁場が高く、ビームパイプの中心付近では低くなり磁場の均一度が乱れる。そのため、(c)で示すように導体の上下端に余分のコイルを付けたり、ヨークの形状をアーチ型に変えたりする必要がある。(d, e)型の電磁石は、現在加速器用2極電磁石で用いられる最も一般的な形状である。この電磁石は、導体に流れる電流を $\cos\theta$ 分布にして2極磁場を作ろうとするものである。つまり、電磁石の上下で電流密度が零になり、左右で最大とな

る。(d)型電磁石ではクライオスタット内部に鉄のヨークがありコイルと共に冷却されるが、(e)型電磁石では鉄のヨークがクライオスタットの外側にあり室温のままである。(d, e)型電磁石に用いられるコイル形状について更に説明を行う。図4-3 (f)に示されているコイルは、 $\cos\theta$ の電流分布を1層以上のコイルで実現しようとしたものである。1層か2層のコイルが用いられた場合、磁場の均一度の良い部分はコイル内径の50%までの領域に限られる。これを改善しようとしたものが(g)で示されるコイルで多数の電流ブロック

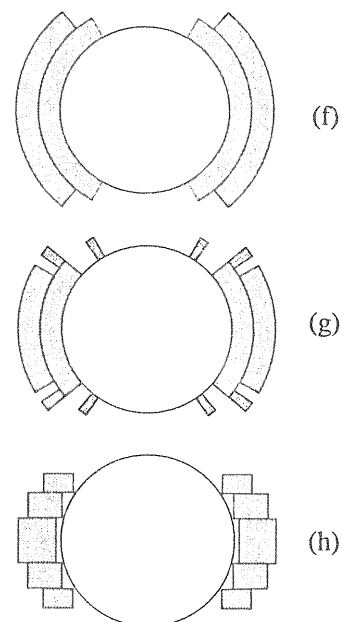


図4-3 $\cos\theta$ 電流分布を持つコイル形状

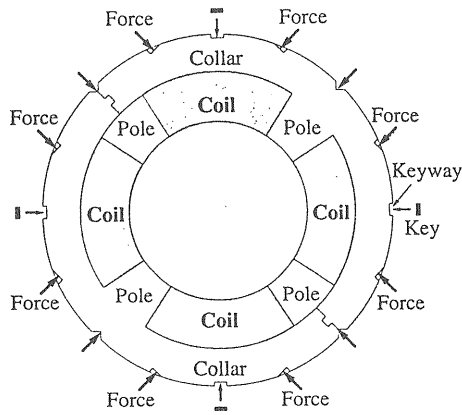


図4-4 QCS 4極電磁石のカラー形状

により構成される。このようなコイルの構成により磁場の特性が改善されることは、4極電磁石を用いて第3章で既に示してある。(h)で示される形状は $\cos\theta$ の電流分布を長方形の電流ブロックで実現しようとしたものである。この電磁石は基本的にはWindow Frame型に類似している。

(b) 鉄ヨーク

鉄ヨークは磁力線の通り道と成るものであるから、その厚みは鉄の磁化の飽和する2テスラを越えないように決めなければならない。そのため、この鉄ヨークの厚みはコイルの内径と磁場の強さに比例して増加する。一方、鉄ヨークの重量はこれらのパラメータの2乗に比例して増加していく。鉄ヨークがクライオスタット内にある場合(図4-2b, c, d)、この重量の増加は直接冷却負荷に関係してくる。

(c) カラー

カラーは図4-2(d, e)で示されるようにコイルの外周に配置される。コイルが励磁された時に、導体が電磁力により変形しないようにコイルに圧縮応力を与えるための構造材である。図4-4にはKEK QCS超伝導4極電磁石で用いられたカラーを示している。コイルを組み上げていく時にカラーに4方向から圧縮力を加えて、コイルを規定の形状まで圧縮する。KeywayにKeyを挿入してコイルの膨らむのを押さえる。

(4-2) 超伝導電磁石の製作 (QCS 4極電磁石について)¹²⁾

加速器用超伝導電磁石の製作方法を、KEKで開発されたQCS 4極電磁石により説明を行う。

(a) 巻き線

超伝導ケーブルは、巻き線機に取付けられた凸型のマンドレル (mandrel) 上でコイル状に巻かれる。この様子は、図4-5に示されている。超伝導ケーブルは392~245 Nの張力をかけて巻かれる。コイル端部では図4-6に示す様にFRPのスペーサが挿入される。これは、コイル端部での多極成分を補正し、又導体の経験磁場のピーク値を低くするためである。図4-7には巻き線機が示されている。QCS 4極電磁石では4層のコイルから構成されているが、ダブルパンケーキ巻きと成っているため1層目と2層目、3層目と4層目のコイルは各々1本のケーブルにより作られる。又、1-2層、3-4層の巻線時、各層間にはフィッシュボーン (fishbone) と呼ばれる厚さ0.5mmのG-10スペーサが挿入されている(図4-8)。これは、各層間の絶縁及び液体ヘリウムによる冷却を良くするためのものである。

(b) キュアリング

各層のコイルの巻線が完了する度に、コイルの取付けられたマンドレルは、凹型のマンドレルにかぶせられ、この状態でキュアリングプレスによって加温(130°C)、加圧される。この状態は約5時間保持される。キュアリングプレスは図4-9に示されている。写真の中でプレス手前の直方体がコイルを押さえ付けているマンドレルである。最初の各層コイルのキュアでは、各コイルは周方向に0.3mmだけ大きく作られている。又、軸方向の長さの調整もこの時行われる。1-2層、3-4層の成型が完了後、4層全部を一度にキュアする。この時の加圧値は29.4 N/mm²である。

(c) カラーリング

4極分のキュアが完了後、全コイルは円筒形のマンドレルに取付けられる。コイルの外周には厚さ250 μmのマイラーシートがコイルとカラーの間に絶縁物として挿入され、その周りに図4-4で示したカラー (SUS316LN) を積み上げていく。このコイルはカラーリングプレスに移され、4方向から加圧される。この様子は図4-10に示されている。規定の大きさのKeyが入るまで加圧は徐々に行われる。この時、加圧しすぎると絶縁を傷めることになるので注意を要する。典型的な半径方向の圧力値は 6.9×10^5 Nである。カラーリング終了後、円筒のマンドレルが引き抜かれKeyはカラーに熔接される。完成したコイルを図4-11に示す。

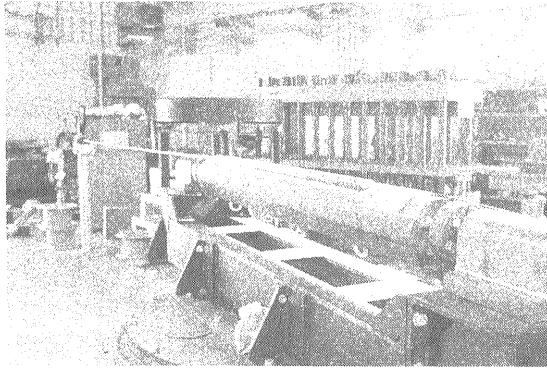


図4-5 QCS 4極電磁石巻線風景

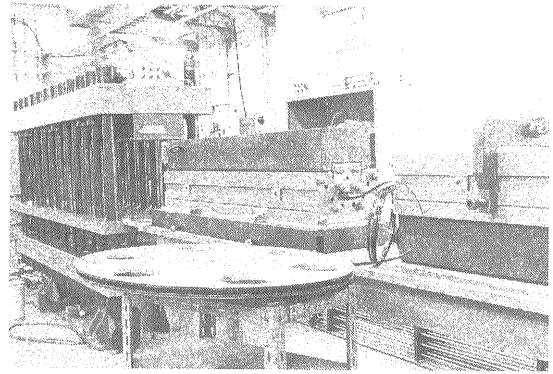


図4-9 キュアリングプレス

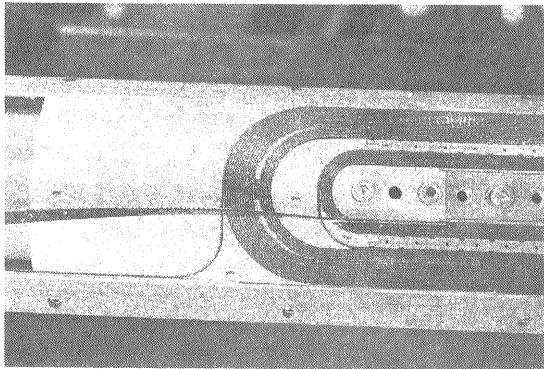


図4-6 コイル端部形状

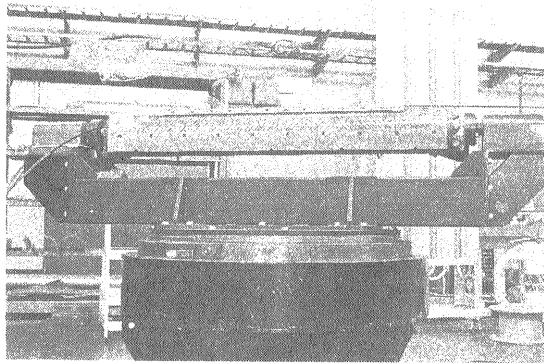


図4-7 巻線機

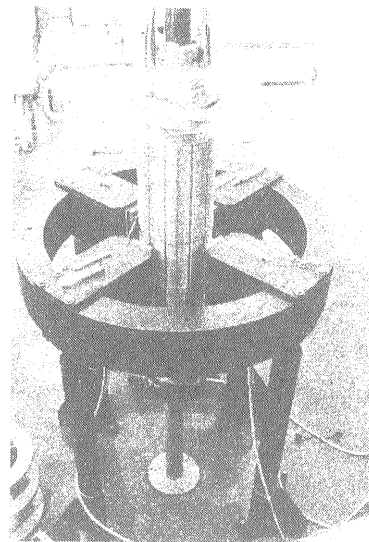


図4-10 カラーリングプレス

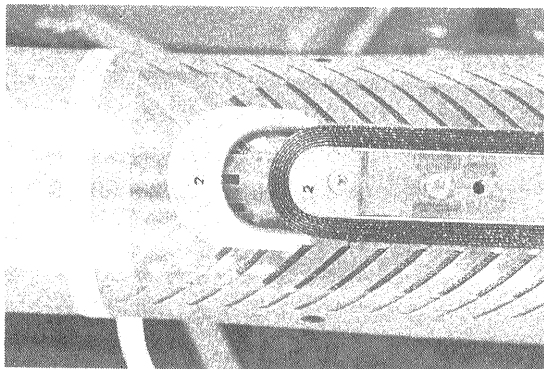


図4-8 層間スペーサ (fishbone)

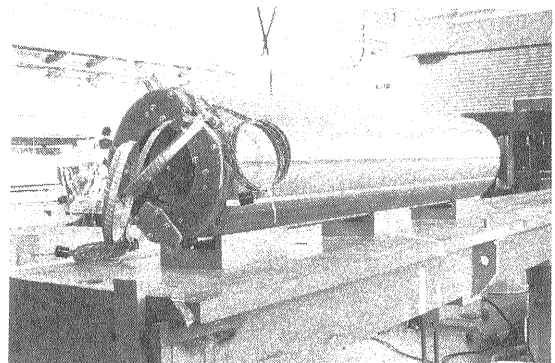


図4-11 QCS 4極電磁石完成図

第5章 超伝導電磁石の実例

(5-1) 各種超伝導電磁石の分類

超伝導電磁石の性質を決める要因として考えられるものにヨークがある。これまで製作された超伝導マグネットは、室温にあるヨーク (Warm York) と、液体ヘリウム温度に冷却されているヨーク (Cold York) に大別される。これらのヨークを持つ超伝導電磁石の特徴を以下に示す¹⁾。

(a) Warm York

このヨークの長所として、Cryostat の外側にあり且つコイルからかなり離れているため、導体の臨界電流までコイルを励磁しても鉄の飽和の影響が殆ど無視できる。つまり、磁場は電流に比例し、高次の多極成分は殆どない。ヨークを冷却する必要がないことから冷却重量が比較的小さくなる。

短所として、鉄の磁場に対する寄与が小さい (2極電磁石磁場で約10%程度である)。2極コイルの中心がヨークの中心に対して偏心した場合、偏心した方向に力が働く他、Skew の4極成分を発生するので十分な支持構造が必要となる。このため、液体ヘリウム領域への侵入熱が増えることになる。侵入熱については、4極電磁石も同様である。

(b) Cold Yoke

長所としては、ヨークが電磁石の非常に近くにあるため、鉄の磁場に対する効果が大きい (2極電磁石の中心磁場で約40%)。この分、超伝導線を節約することができる。ヨークとコイルは密着

して製作することができるため、非常に堅牢な構造になる。これにより、ヨークとコイルが偏心することは殆どない。支持構造は自重を支えるものが主になり液体ヘリウム容器への侵入熱を減少できる。

短所として、鉄の磁化の飽和の影響が非常に大きい。励磁電流に対して磁場が非線形に変化する。その結果、2極電磁石において6極成分と10極成分が大きくなり補正コイルが必要となる。又、冷却重量が非常に大きくなるため、室温からの冷却に時間を要する。更に、鉄の熱収縮率はコイルに比べて小さいため、冷却後もコイルを固定することができるように室温でコイルに非常に大きな予備圧力をかけなければならない。これにより、コイルの絶縁を損傷する危険性が高くなる。

(c) 以上のほかヨークの無い超伝導電磁石も存在する。この電磁石は鉄による磁場の影響が無いことから、特性の良い磁場を作ることが可能である。例としては、LEP、KEK (QCS) のビーム最終収束用4極電磁石がある。

以下の節では2極電磁石、4極電磁石について各ヨークを用いた例を紹介する。

(5-2) 2極電磁石

表5-1¹⁴⁾に代表的な2極電磁石のパラメータを示す。この表から要点を示すと、用いられている超伝導線材は全てNbTiである (加速器用超伝導電磁石に用いられている線材のほとんどはNbTiであり、Nb₃Snの線材によりR&Dの進んでいるも

表5-1

	TEVATRON	HERA	RHIC	UNK	SSC	LHC
Operation Temperature (K)	4.6	4.5	4.6	4.6	4.35	2.0
Central Field (T)	4.4	4.68	3.45	5	6.55	10.0
Field Length (m)	6.11	8.824	9.46	5.664	15.165	9.0
Inner Coil Diameter (mm)	76.2	75	80	80	50	50
No. of Coil Layers	2	2	1	2	2	2
Superconducting Material	NbTi	NbTi	NbTi	NbTi	NbTi	NbTi
Filament Diameter (10 ⁻⁶ m)	8	14.16	5	6	6	5
Collar Material	stainless steel	Al-alloy		stainless steel	stainless steel	Al-alloy
Yoke	warm	cold	cold	clod	cold	cold
Cryostat Length (m)	6.40	9.766	9.728	6.615	15.815	10.2
Total Number	774	416	372	2176(4352)	8652	1792 "2 in 1"

のとしてLHC用の2極電磁石¹³⁾があるがそれ以外では実例は少ない)。又、TEVATRONが室温ヨークである以外は全て低温ヨークである。LHC用電磁石は10 Tの高磁場が要求されることから、冷却は超流動ヘリウムが使用される。これらの電磁石の内、TEVATRON、SSC、LHCの2極電磁石について更に詳しく説明する。

(a) TEVATRON 2極電磁石

図5-1に2極電磁石の断面図¹⁵⁾を示す。この電磁石は、表5-1にも示す様に室温の鉄ヨークを持つ。コイル形状は2重のシェル型構造である。又、液体ヘリウム温度の容器と室温の真空容器との間隔が非常に少ないため(図面上の評価では2 cm程度)、熱的には難しい電磁石である。ビームパイプは液体ヘリウムにより冷却されているCold Bore Typeである。コイルの主要パラメータ¹⁶⁾を表5-2に示す。又、電磁石としての性能を表5-3に示す。

表5-2

Superconductor		
Cross section(mm) width	7.798	
thickness	1.397(outer edge)	1.118(inner edge)
Strand diameter	0.681mm	
No. strands/cable	23	
Filaments/strand	2100	
Strand twist pitch	12.7mm	
Cable twist pitch	57.15mm	
Cable short-sample current (minimum)	5350 A at 5T and 4.2K	
Coil		
Inner coil		
No. of turns	2×35	
Inner radius	38.1mm	
Outer coil		
No. of turn	2×21(including bus 1/2)	
Inner radius	46.609mm	

表5-3

Quench current	>4350A at >200A/s	
AC loss	<500J/cycle at 4000A and 300A/s	
Multipole field (B_n/B_0 at 25.4 mm) at >2000A		
n	normal($\times 10^{-4}$)	skew($\times 10^{-4}$)
1	± 2.5	± 2.5
2	± 6.0	± 2.0
3	± 2.0	± 2.0
4	± 2.0	± 2.0

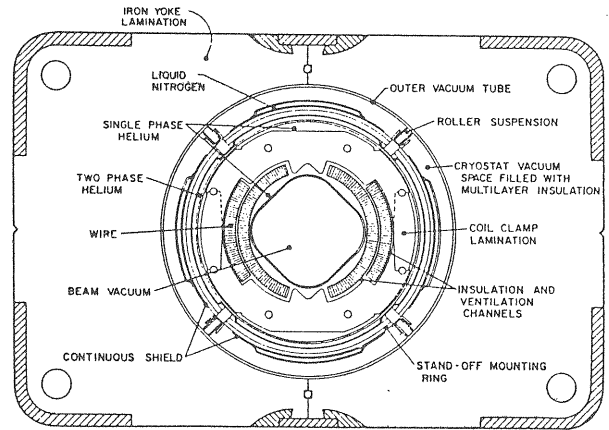


図5-1 TEVATRON 2極電磁石

(b) SSC 2極電磁石

図5-2、3に電磁石の断面図¹⁷⁾を示す。この電磁石は20 TeVのビームエネルギーを達成するために6.6 Tの中心磁場を要求される。コイル内での最大磁場は、6.91T(内層)である。コイルはステンレス鋼のカラーにより締め付けられ、カラーされたコイルは鉄ヨーク(Cold)によって固定されている。ヨークの周囲にはスキンと呼ばれるステンレス鋼のシェルがあり、これがヘリウム容器を成している。この電磁石もCold Bore Typeである。表5-4に主要パラメータを示す。

表5-4

	Inner layer	Outer layer
Superconductor		
Cable width	12.19mm	11.68mm
Cable mid thickness	1.58mm	1.166mm
Keystone angle	1.20deg	1.05deg
Strand diameter	0.808mm	0.648mm
No.strand/cable	30	36
Filaments/strand	8000	4400
Strand twist pitch	25mm	25mm
Cable twist pitch	94mm	89mm
Cable critical current	9660A (7T,4.2K)	9780A (5.6T,4.2K)
Coil		
Operating current	6503A	
No. of turns	2×19(inner coil) 2×26(outer coil)	
Inner radius	25mm	
Collar outer radius	67.81mm	
Iron yoke radius	163.65mm	
Stored energy	1.58 MJ	

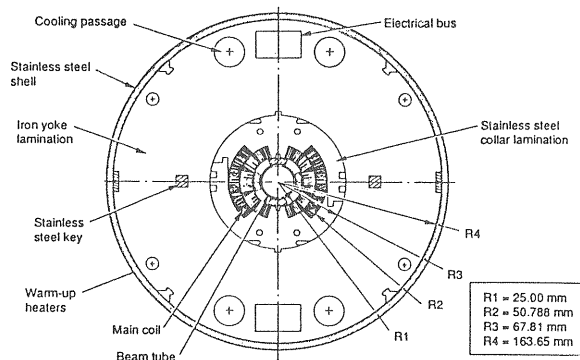


図 5-2 SSC 2 極電磁石断面図

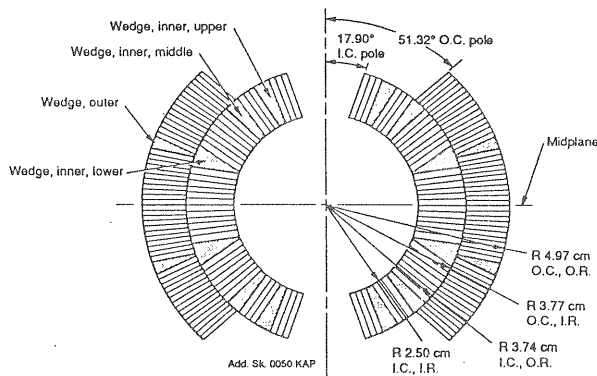


図 5-3 SSC 2 極電磁石コイル形状

(c) LHC 2 極電磁石

電磁石の断面形状を図 5-4¹⁸⁾ に示す。図中の番号は 1:Coil, 2:Collars, 3:Yoke, 4:Iron Insert, 5: Clamp, 6:Gap, 7:Outer Shrinking Cylinder, 8:Rods を示す。この電磁石の特徴は、1つの鉄ヨークの内部に中心磁場の向きが反対の 2 極電磁石が 2 個配置されていることにある。各コイルは 2 層のシェル

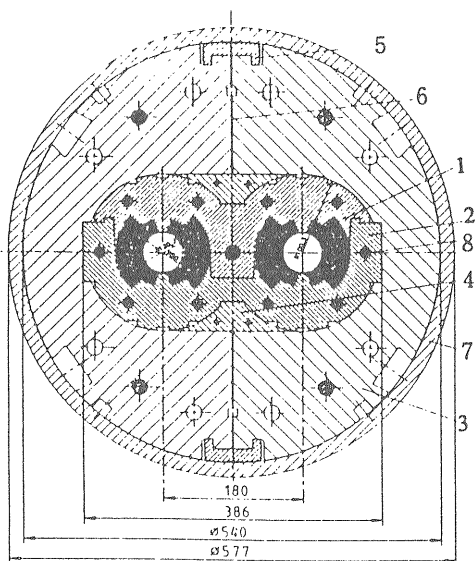


図 5-4 LHC 2 極電磁石断面図

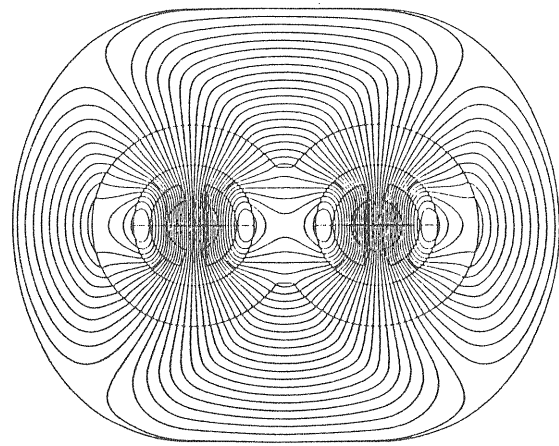


図 5-5 LHC 2 極電磁石の磁束形状

型形状で均一度の良い 2 極磁場を得るために内層のコイルは 4 ブロック、外層は 2 ブロックよりなる。又、双子の電磁石によって発生する 4 極成分を減少するためにヨークとカラーの間に鉄のブロックが挿入されている。図 5-5¹⁾ には断面での磁束の形状を示している。このコイルは非常に大きな電磁力を発生するので、コイルはカラーとヨークによって支持されなければならない。電磁石が 11.3T まで励磁されたとき発生する電磁力は $2 \times 2924 \text{ N/mm}$ となり、ヨークにより 46%、カラーにより 54% の力を受けたとしてもカラーの水平方向の変形は 0.08mm、外側のコイル径の増加は $0.15 \text{ mm}^{18)}$ となる。表 5-5 に主要パラメーターを示す。

表 5-5

	Inner layer	Outer layer
Superconductor		
Cable width	17mm	17mm
Cable thickness		
inner edge	2.04mm	2.50mm
outer edge	1.3mm	1.67mm
Strand diameter	1.29mm	0.84mm
No.strand/cable	26	40
Cable short-sample current density	980A/mm ² (2K,11T)	2230A/mm ² (2K,9T)
Coil		
Operation current		14800A
No. of turns		2×13(inner coil) 2×24(outer coil)
Inner radius		25mm
Outer radius		60.1mm
Distance between aperture		180mm
Iron outer diameter		540mm
Stored energy for both channels		684kJ/m

表 5 - 6

	TEVATRON	HERA	RHIC	UNK	SSC	LHC
Operation Temperature (K)	4.6	4.5	4.6	4.6	4.35	2.0
Central Gradient (T/m)	75.8	91.18	71.8	96.11	206	250
Field Length (m)	1.679	1.86/1.68	1.13	2.967	5.2	3.055
Inner Coil Diameter (mm)	88.9	75	80	80	40	56
No. of Coil Layers	2	2	1	2	2	2
Superconducting Material	NbTi	NbTi	NbTi	NbTi	NbTi	NbTi
Filament Diameter (10 ⁻⁶ m)	8	19	5	6	6	5
Collar Material	stainless steel	stainless steel		stainless steel	stainless steel	stainless steel
Yoke	warm	cold	cold	clod	cold	cold
Cryostat Length (m)	2.311	3.978	3.023	4.165	5.8	7.5
Total Number	216	224	492	474(948)	2024	392

(5-3) 4極電磁石

表 5 - 6¹⁴⁾ に主要な 4 極電磁石のパラメーターを示す。これらの電磁石のうち、TEVATRON、SSCについて説明し、更にKEKで開発されたビーム最終収束用の超伝導電磁石QCSについて説明する。QCSは鉄ヨークの無い電磁石である。

(a) TEVATRON 4 極電磁石

図 5 - 6 にコイルの断面図を示す。このコイルの基本的な構成は 2 極電磁石の場合と同じで、鉄ヨークは室温である。鉄ヨークの全磁場に対する寄与分は 7.08% である¹⁹⁾。4 極電磁石のシェルの内半径は、補正コイルを Bore に取付けることができるように 2 極電磁石よりも若干大きくなっている。表 5 - 7 に主要パラメーターを示す(超伝導線は 2 極電磁石と同じものが用いられている)。表 5 - 8 には液体ヘリウム温度で測定された多極成分を示す(値は 143 台の平均値である)。

表 5 - 7

Coil	
Inner coil	
No. of turns	4×14
Inner radius	44.45mm
Outer coil	
No. of turn	4×20
Inner radius	53.035mm
Collar	
Inner radius	61.80mm
Outer radius	74.50mm

表 5 - 8

Multipole field (B_n/B_1 at 27.9 mm) at 4000A		
n	normal($\times 10^{-4}$)	skew($\times 10^{-4}$)
5	2.09	2.97
7	1.28	-0.33
9	-0.31	-0.62
11	-1.81	0.23
13	0.04	0.17
17	-0.06	-0.11
19	-1.68	0.22
23	-0.11	-0.07
27	0.76	-0.16

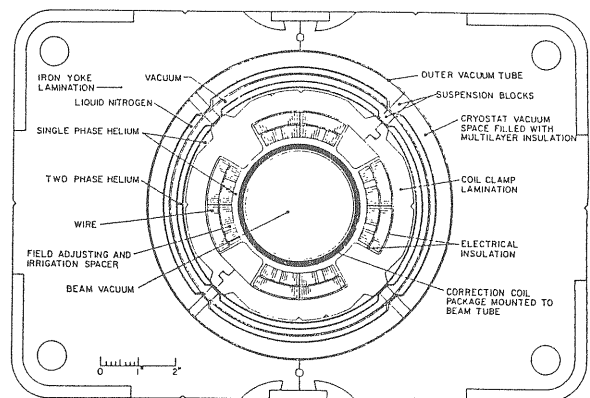


図 5 - 6 TEVATRON 4 極電磁石断面図

(b) SSC 4 極電磁石

図 5 - 7 にコイルの断面図¹⁷⁾を示す。コイルに用いられているケーブルは、ストランド線が 2 極電磁石の外層と同一のもので本数が 30 である。カラーは 2 種類の対象なラミネーション構造である。

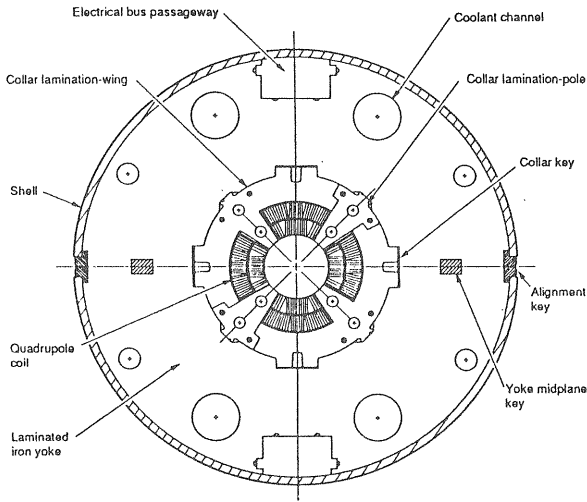


図 5-7 SSC 4 極電磁石断面図

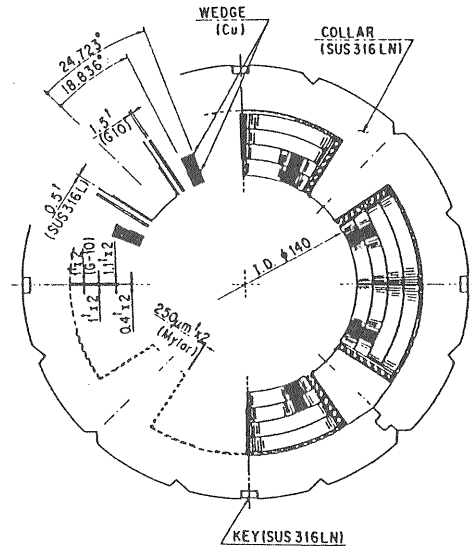


図 5-9 QCS 4 極電磁石の断面図

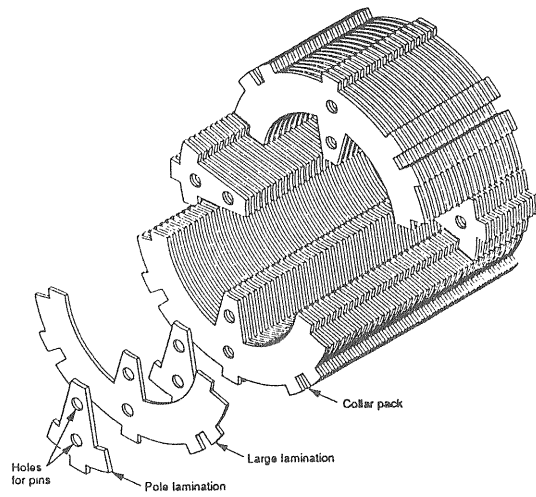


図 5-8 SSC 4 極電磁石カラー形状

カラーは製作上の容易さから4組の約150mmの長さのカラーパックに組まれている。図5-8にはこの様子が示されている。表5-9には主要パラメータを示してある。

表 5-9

Coil	
Operating current	6500A
No. of turns	4 × 8(inner coil) 4 × 13(outer coil)
Inner radius	20mm
Collar outer radius	56.55mm
Iron yoke radius	133.35mm
Stored energy	0.145MJ

(c) QCS 4 極電磁石

KEKで実際に稼働中の電磁石で、ルミノシティを2倍に高めるために製作された。図5-9にコイル断面図²⁰⁾を示す。このコイルは各層の導体接続部を少なくするためにダブルパンケーキ巻により2層を形成し、全体で4層構造になっている。又、組み立てられたコイルがねじれることを防ぐために、各極でケーブルが異なる捻り方向を持つ。

表 5-10

Superconductor	
Cable width	9.09mm
Cable thickness	1.19mm(inner edge) 1.35mm(outer edge)
Strand diameter	0.683mm
No.strand/cable	27
Filament diameter	8.7μm
Filaments/strand	2264
Strand twist pitch	25mm
Cable twist pitch	70mm
Cable short-sample current(4.2K,6T)	6425A

Coil	
Operation current	3405A
Field gradient	70T/m
Magnetic length	1170mm
Max. field	6T
No. of turns	4 × 24(the first layer) 4 × 27(the second layer) 4 × 37(the third layer) 4 × 41(the 4th layer)
Inner radius	70mm
Collar outer radius	140mm
Stored energy	0.336 MJ

表5-11 ($B_p/B_1 \times 10^4$)

n		H1	H2	H3	H4	H5	H6	H7	H8
2	N	1.4	0.7	1.1	-1.9	0.4	0.9	1.8	0.9
	S	-0.4	5.3	3.3	1.9	2.3	9.9	6.3	5.8
3	N	-0.5	-1.1	-0.2	-0.3	-0.6	-0.5	-1.1	-1.0
	S	5.9	3.9	-1.4	0.3	0.6	0.6	-0.7	1.9
4	N	-0.5	-0.3	-0.2	-0.1	0.5	-0.2	-1.2	-0.2
	S	-0.9	-1.2	0.3	-0.3	0.0	0.5	0.6	0.2
5	N	-4.2	-3.3	-3.3	-3.9	-3.2	-3.4	-3.2	-2.6
	S	0.6	0.3	-0.1	0.1	-0.1	-0.3	0.2	0.4
6	N	0.1	-0.0	0.0	-0.3	-0.2	-0.1	-0.1	0.1
	S	0.4	0.5	-0.2	0.1	-0.1	0.3	0.3	0.3
7	N	-0.2	-0.2	-0.2	-0.2	-0.5	-0.3	-0.3	0.0
	S	0.6	0.3	-0.1	0.2	0.2	0.1	-0.1	0.3
8	N	0.3	-0.1	-0.3	-0.0	-0.0	0.2	0.2	0.1
	S	-0.1	-0.3	0.2	0.1	-0.3	0.1	0.3	0.1
9	N	-1.2	-1.4	-1.3	-1.5	-1.2	-1.3	-1.1	-1.6
	S	0.3	0.4	0.0	-0.1	0.1	-0.1	-0.2	0.1

コイルの電磁力は、ステンレス鋼のカラーのみにより支持される。図に示されるように、この電磁石はヨークを持たず、又Warm Bore Typeである。表5-10に主要なパラメーターを示す。表5-11には製作された8個の電磁石に対する電磁石中心から半径47mmでの多極成分を示す²¹⁾。表中のNはNormal成分、SはSkew成分を示す。H1からH8は電磁石番号である。

(5-4) 補正コイル

以上述べたメインの電磁石の他、加速器を運転する上で必要なコイルとして補正コイルがある。補正コイルには、水平面と水直面のビーム軌道を補正する2極、Betatron Tuneを調整する4極、Chromaticityを補正する6極等がある。ここでは、HERAで用いられた4極/6極補正コイル、2極補正コイルについて説明する²²⁾。図5-10にHERAのLattice上の基本セルを示す。構成は収束用(Q_F)、発散用(Q_D)4極電磁石、4台の2極電磁石からなる。4極/6極補正コイルは図中の影で示され、メインの4極電磁石に接近した部分に取付けられている。メインの4極電磁石は同じ電流によって励磁されるため、水平面と水直面におけ

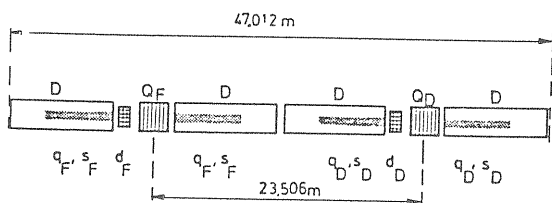


図5-10 HERAの電磁石構成

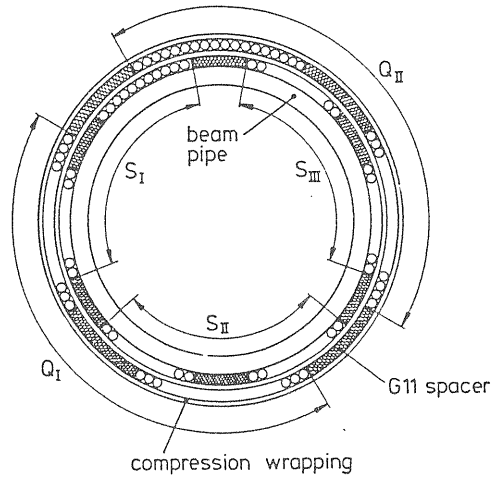


図5-11 4極、6極補正コイル

るBetatron Tuneを独立に調整する必要がある。このため4極補正コイル(q_F, q_D)が必要とされる。又、LatticeのChromaticityとメインの2極電磁石のPersistent Currentにより発生する6極磁場を補正するための2組の6極(s_F, s_D)、各セルの軌道修正用の2極(d_F, d_D)を必要とする。図5-11に4極(外層)/6極(内層)補正コイルの断面図を示す。コイルは、メインの2極電磁石のBeam Pipe上に巻かれている。6極は3個、4極は2個のサブコイルからなる。両コイルは全長にわたり $\pm 0.2\text{deg}$ の精度でビームパイプ上に取付けられている。これらのコイルのパラメーターを表5-12に示す。又、測定値から4極と6極の配置角エラーは $1.42 \pm 2.59 \text{ mrad}$ と計算される(許容値は7mrad)。

表5-12

	Quadrupole	Sextupole
No. of subcoil	2	3
Subcoil		
Length	5830mm	5900mm
No. of turn	21	33
Operating current	85A (4.69T)	65A (4.69T)
Superconductor (single strand)		
Critical current		250A (4.6K, 5.5T)
Diameter		0.7mm
Filament diameter		15 μm

室温で測定された各コイルの多極成分は $R_0 = 25 \text{ mm}$ で次の様になる。

4極: $b'_9/b'_1 = (-2.35 \pm 0.08) \times 10^{-2}$
 $b'_{13}/b'_1 = (0.61 \pm 0.05) \times 10^{-2}$
 6極: $b'_{14}/b'_2 = (-1.37 \pm 0.08) \times 10^{-2}$

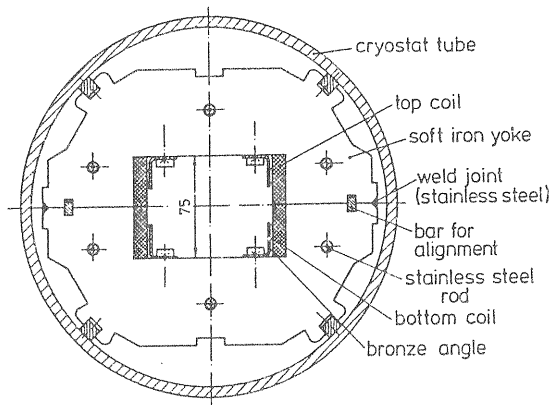


図5-12 補正用2極電磁石の断面図

図5-12に補正用の2極電磁石の断面図を示す。このコイルは長さ610mmの鉄ヨークと75mmの空隙を持つWindow Frame型で、2個の鞍型コイルよりなる。各2極電磁石は独立に運転される。コイルのパラメーターを表5-13に示す。

表5-13

Operating current	35A (1.17T)
No. of turn	1000
Superconductor	
Diameter	0.56mm
No. of filament	36
Filament diameter	45 μ m
Critical current	250A (1.5T, 7K)

図5-13、14には測定された2極電磁石の性能が示されている。2Tまでは、磁場は電流と殆ど比例して増加している。又、この2極電磁石の6極成分は50A以下の電流では僅かに負の値であるが、その値は小さい。

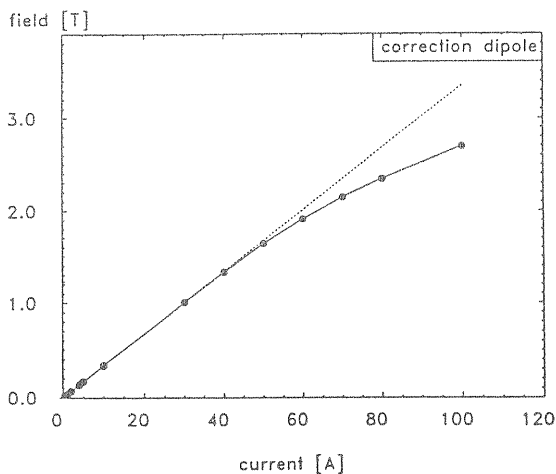


図5-13 補正用2極電磁石の磁場特性

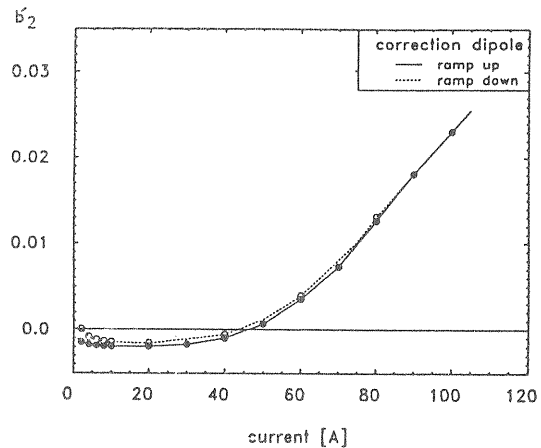


図5-14 補正用2極電磁石の6極成分

第6章 クエンチ現象と保護システム

クエンチ現象は超伝導電磁石特有の現象であるが、電磁石を設計、運転するうえで非常に検討を要する事柄である。本章ではクエンチ現象、トレーニング現象、クエンチに伴う電磁石の温度上昇について説明し、リング状に配置されたマグネットの保護の例としてTEVATRON、HERA、SSCの外部回路による保護システムについて述べる。

(6-1) クエンチ現象

超伝導線の一部が何らかの原因により加熱され臨界温度を越えた場合、この部分は常伝導に移る。この時、超伝導線に沿った温度分布は常伝導部分の長さや発熱量、更に冷却量によって決定される。ある長さよりも大きい部分が常伝導に移った場合、この常伝導領域は拡大する傾向があり、この状態がクエンチ現象である。この長さをminimum propagation zone (MPZ) と呼ぶ。この長さよりも常伝導領域が小さい場合は、常伝導領域は減少し最終的には超伝導状態に復帰する。MPZは(6-1)式で表される³⁾。

$$L_{MPZ} = \sqrt{\frac{2k(T_c - T_0)}{J_c^2 \rho}} \quad (6-1)$$

ここで、 k : 導体の熱伝導率 (W/mK)、 T_c : 臨界温度 (K)、 T_0 : 初期温度 (K) (ヘリウム温度)、 J_c : 臨界電流密度 (A/m^2)、 ρ : 抵抗率 (Ωm)。

超伝導線の温度上昇をもたらす熱源として、1) 渦電流による加熱、2) 磁化損失による加熱、3)

ビームロスによる加熱、4) 超伝導線の動きによる摩擦的な加熱、5) サポート材のクラックによる加熱、6) NbTiフィラメントのミクロな塑性変形による加熱等がある。これらの原因のなかで、クエンチを引き起こす局所的な加熱は4)、5)、6)の項目である。

超伝導線をクエンチ状態にするのに必要な最小熱量は、(6-1)式のMPZを用いて次のように表される。

$$Q_{\min} = \int_{T_0}^{T_c} C(T) dT \times A \times L_{MPZ} \quad (6-2)$$

ここで、 $C(T)$: 超伝導線の比熱 (J/kg)、 A : 超伝導線の断面積 (m^2)。

MPZと Q_{\min} をSSCの4 cm Boreの2極電磁石の導体について計算してみる。計算条件は、 $T_0 = 4.35K$ 、 $I_{op} = 6500A$ 、 $T_c = 4.52K$ で、 $L_{MPZ} = 436 \mu m$ 、 $Q_{\min} = 2.5 \mu J$ となる⁴⁾。この評価から、約0.5mmの導体に数マイクロジュールの熱が加えられるだけでクエンチすることになる。

次に、クエンチ現象の重要なパラメータである超伝導線の臨界温度と磁場の関係について、導体として最もよく用いられているNbTi線を例に取り(6-3)式により示す²³⁾。

$$B_{c2}(T) = B_{c2}(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_d(0)} \right)^n \right] \quad (6-3)$$

ここで、 $B_{c2}(0) = 14.5 T$ 、 $T_c(0) = 9.2 K$ 、 $n = 1.7$ である。又、この式を変形すると(6-4)式を得る。

$$T_d(B) = 9.2 \left[1 - \left(\frac{B}{14.5} \right)^{0.59} \right] \quad (6-4)$$

超伝導フィラメントから常伝導部分への電流の分流開始温度 T_{cs} (Current Sharing Temperature) は、この温度が I_{op} / I_c (I_{op} : 通電電流、 I_c : 臨界電流)の線形関数であると仮定すると(この仮定は一般的に受け入れられている)、(6-5)式で表される。

$$T_{cs} = T_b + [T_d(B) - T_b] [1 - (I_{op} / I_c)] \quad (6-5)$$

ここで、 T_b は液体ヘリウム温度である。

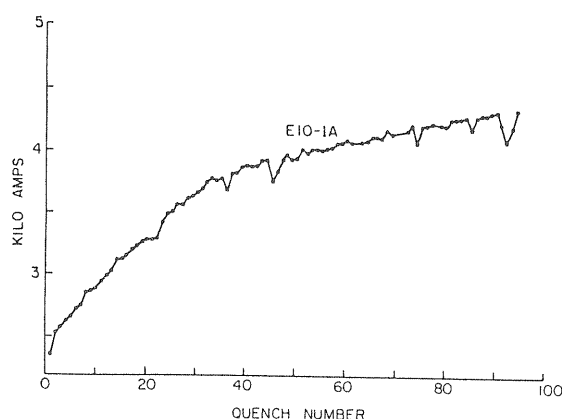


図6-1 トレーニングの極めて悪い例

(6-2) トレーニング現象

トレーニング現象とは、超伝導電磁石を励磁していく過程で何度もクエンチを繰り返しながら励磁電流値が超伝導線の臨界電流値に近づいていく現象のことである。この現象は、超伝導電磁石のなかでも特に加速器用電磁石の様な複雑な構造の電磁石によく起こる現象である。ソレノイドでも発生するがトレーニングの回数は極めて少ない。加速器を構成する電磁石が多くのトレーニングをした場合、加速器を運転するまでに非常に時間を必要とする。このため、超伝導電磁石は定格運転までトレーニング無しか、或は1~2回のトレーニングで励磁されなければならない。図6-1¹¹⁾にはFermilabで試作された2極電磁石のトレーニングを示しているが、極めて悪い例である。又、図6-2²¹⁾にはQCS超伝導4極電磁石の8台のトレーニングが示されているが、この場合は定格電流値まで0~1回のクエンチで到達している。

トレーニング現象の原因となるものは、(6-1)で説明を行った4)、5)、6)項目の局所的な加熱に因るものと考えられている。以下これらの現象について説明を行う。

(a) 超伝導線の動きによる加熱

図2-7に示すように、加速器用超伝導ケーブルは交流損失を軽減するためにツイストされており、その断面においては約10%の空隙が存在する。この空隙に液体ヘリウムが存在し、直接超伝導線の冷却を行う。ケーブルの周りには電気絶縁のためにカプトンテープが巻かれており、更にその外周にはより大きなピッチでエポキシの塗布された

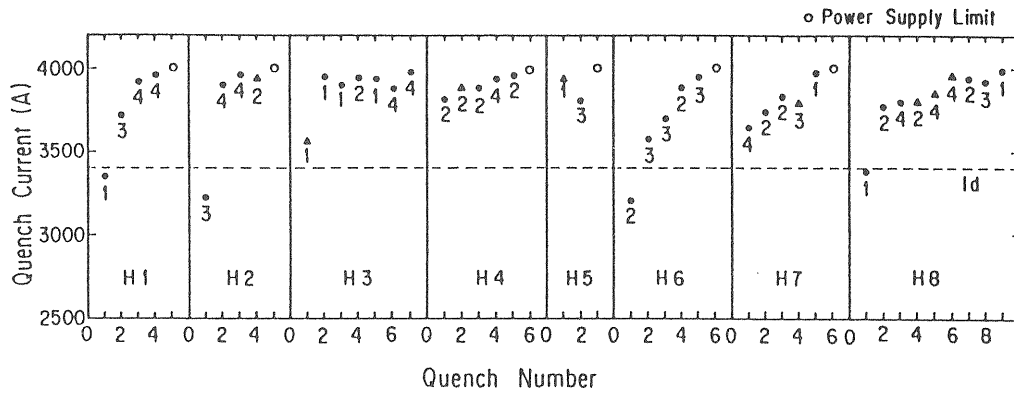


図6-2 QCS超伝導4極電磁石のトレーニング結果

カプトンテープが巻かれている。このように、超伝導線は非常に複雑な複合構造物であることから、ストランド或は導体間で力を受けた場合スリップする可能性がある。実際、電磁石の励磁中、超伝導線は強いローレンツ力を受け、ローレンツ力が摩擦力よりも大きくなったときストランド或は導体が動く。この時、導体になされた仕事の約50%は熱に変換される⁵⁵⁾。これがクエンチを発生させる熱源となる。導体が動いてクエンチの発生した場所は、次の励磁の時には動きにくい位置に押しやられているはずであるから前回と同じ電流値まで励磁することができる。電流値が前回の値を越えた時、電磁石内の他の部分が動くことによってクエンチを発生する。このように、超伝導電磁石はクエンチを繰り返しながら超伝導線の臨界電流値まで励磁される。

次に、超伝導線の動きによる発熱を定量的に説明する。問題とする超伝導線の長さをMPZとする。この超伝導線に働く力は(6-6)式で示される。

$$F = \frac{IBL_{MPZ}}{m} \quad (6-6)$$

ここで、 m は導体内のストランドの本数である。この力により、導体が摩擦力に反して δ だけ動いた時の仕事量は、(6-7)式となる。

$$Q = \frac{IBL_{MPZ}}{m} \delta \quad (6-7)$$

この Q が導体を加熱する。ここで、(6-2)式で定義した最小熱量よりも Q 値が大きくなった場合クエンチが発生する。つまり、 $Q \geq Q_{min}$ からクエンチを起こすのに必要な最小移動距離 δ_{min} を求めると(6-8)式となる。

$$\delta_{min} = \frac{m Q_{min}}{IB L_{MPZ}} \quad (6-8)$$

ここで、SSCの導体について最小移動距離 δ_{min} を推定する。電流値 $I=6500A$ に対し、磁場の値は $B=6.9T$ である。又、ストランド数は23本である。 L_{MPZ} と Q_{min} の値は前節で示した程度の $0.5mm$ 、 $10\mu J$ とする。これらの値を(6-8)式に代入すると $\delta_{min}=10\mu m$ となる。つまり、ストランド1本の $0.5mm$ の部分が $10\mu m$ 動けばクエンチすることになる。

(b) サポート材のクラックによる加熱

(a)で述べた超伝導線の動きを止めるために、コイルをエポキシで含浸することが考えられた。ところが、エポキシは低温で脆くなるうえ、室温から低温までの金属との熱収縮率の違いからクラックが発生し易い状態になる。特に、コイルが励磁される時、応力の集中する部分では応力がエポキシの降伏点を越え、その結果クラックが発生する。この時、放出されるエネルギーが導体の温度を上昇させ、電磁石はクエンチ状態となる。この場合も導体の動きと同じで、次の励磁では前回は到達した電流値まではエポキシの弱い部分が全て潰されているために通電でき、更に電流値を上げた時、別の部分でクラックが形成されて電磁石はクエンチする。

クラックによるエネルギーの放出を評価してみる。エポキシの平均応力を σ とし、ヤング率を Y とすると、体積 V のクラックによって放出される弾性エネルギー Q は(6-9)式で示される。

$$Q = \frac{1}{2} \frac{\sigma^2}{Y} V \quad (6-9)$$

(6-2) 式で定義した最小熱量 Q_{min} を用いて、クエンチを起こすのに必要なクラックの体積 V_{min} を求めると、(6-10) 式となる。

$$V_{min} = 2 \frac{Y Q_{min}}{\sigma^2} \quad (6-10)$$

(6-10) 式から導体の周りにあるエポキシの臨界厚み t_{crit} を計算すると、(6-11) 式により示される。

$$t_{crit} = \frac{V_{min}}{\pi d L_{MPZ}} \quad (6-11)$$

ここで d はストランド径である。これについてSSCの導体でエポキシが付着した場合の V_{min} 、 t_{crit} を評価した。ストランド径は0.808mmで、6500Aでの平均応力は35MPaとなる。ヘリウム温度でのエポキシのヤング率は $Y = 8\text{GPa}$ であるから、 $V_{min} = 0.065\text{mm}^3$ 、 $t_{crit} = 60\text{ }\mu\text{m}$ となる。つまり、導体の周りには厚み60 μm 、長さ0.5mmのエポキシのフィルムだけでクエンチすることになる。

ここでは、超伝導線に直接接着しているエポキシがクエンチの原因となることを示したが、このような経験が現在の超伝導ケーブルの設計に生かされている²⁴⁾ (図2-7参照)。

このケーブルの長所をここで述べておく。

- 1) 超伝導線とエポキシが直接接触することが無くなった。
- 2) 導体に直接液体ヘリウムが触れるため安定性が向上する。
- 3) 導体間の摩擦による熱が電気絶縁物(カプトン等)を介してしか伝達されない。
- 4) 導体の最外層のカプトンが大きなピッチで巻かれているため、液体ヘリウムのパスが必ず確保されている。

加速器用超伝導電磁石のトレーニング特性は、このケーブルにより大いに改善された。

(c) NbTiフィラメントのミクロな塑性変形による加熱²⁵⁾

極低温で金属材料に塑性変形を加えると、瞬間的に材料の変形が進行し不連続変形を生じる。これをセレーションと称するが、20K~30K以下の温度領域で生ずる現象である。このような温度では金属の比熱、熱伝導率は非常に小さくなり、ミクロな塑性変形によって生じる熱でも金属の温度は

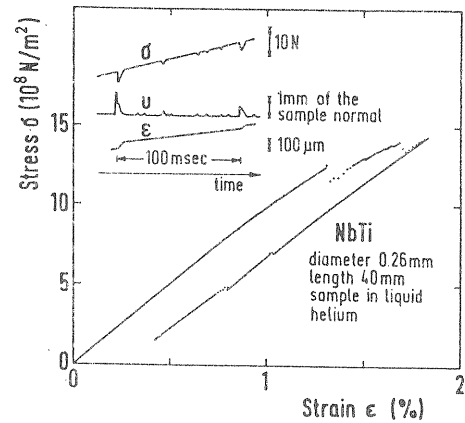


図6-3 NbTi線の応力歪曲線

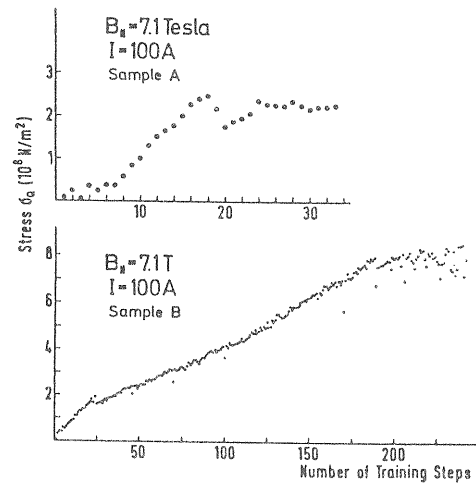


図6-4 短尺導体でのトレーニング(磁場は導体に平行にかけられている)

局部的に急上昇する。超伝導線のNbTiにこの現象が生じた場合、超伝導線は臨界温度を越え電磁石はクエンチすることが考えられる。

図6-3にはNbTi線に電流を流した状態で荷重試験を行った場合の応力ひずみ曲線を示している。セレーションは、応力ひずみ曲線の途中で急激な降下が見られる位置で発生している。図中にはセレーションが起こったときの超伝導線の常伝導転移を示す電圧波形(U)も示されているが、セレーションによってNbTi線がその臨界温度以上まで上昇したことがこれにより示される。セレーションによる局所的な温度上昇は60 Kまで達すると計算されている。図6-4には短尺導体のトレーニング曲線を示している。導体には平行に磁場(7.1 T)をかけ、導体にかかる応力を変化させている。サンプルAは真空中で銅マトリクスを持つ。BはAとは同一の導体ではあるが銅を取り除いたもので液体ヘリウム中に置かれている。どちらの場合も

非常に多くのトレーニングを示すことがわかる。

(6-3) クエンチによる電磁石の温度上昇²⁶⁾

超伝導電磁石がクエンチしたときのコイル内の最大温度を推定することは、電磁石の健全性を判断するうえで非常に重要である。表6-1には超伝導電磁石の構成要素の破壊温度を示しているが、このような温度領域に超伝導電磁石が達した場合、電磁石の性能劣化は免れない。そこで以下に、クエンチ時の到達最大温度について説明を行ない、この温度を推定することにより電磁石を保護する方法を説明する。

表6-1

Melting of mylar and epoxy	400 - 500 K
Melting of solder	500 K
Melting of aluminum	900 K
Deterioration of superconductor	1000 K
Melting of copper	1350 K

電磁石内の体積 dV の部分が臨界温度を越えた場合、電気抵抗率 ρ の常伝導部分が発生する。この部分の電圧を E とすると、ジュール効果による時間間隔 dt での発熱量は(6-12)式で表される。

$$d\epsilon_J = E^2 \left(\frac{1}{\rho} \right) \frac{dV}{1+r_w} dt \quad (6-12)$$

$\left(\frac{1}{\rho} \right)$ は臨界温度以上の超伝導体とマトリクスの平均の抵抗率、 r_w は V_{ins} / V_{wire} (V_{ins} は dV 中の電流の流れない部分の体積、 V_{wire} は導体部の体積) を示す。 $r_c = V_m / V_{sc}$ (V_m はマトリクスの体積、 V_{sc} は超伝導体の体積) とすると、

$$\left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{1}{1+r_{sc}} \left(\frac{1}{\rho_{sc}} + \frac{r_{sc}}{\rho_m} \right) \approx \frac{r_{sc}}{1+r_{sc}} \frac{1}{\rho_m} \quad (6-13)$$

となる。ここで ρ_m はマトリクスの抵抗率、 ρ_{sc} は超伝導体の抵抗率を示す。電流 i は(6-14)式で示される。

$$i = A_{wire} \left(\frac{1}{\rho} \right) |E| \quad (6-14)$$

A_{wire} : 超伝導体とマトリクスを含んだ断面積。(6-13)、(6-14)式を(6-12)式に代入して、

$$d\epsilon_J = \frac{i^2}{A_{wire}^2 (1+r_w) \left(\frac{1}{\rho} \right)} \approx \frac{i^2}{A_{wire}^2 r_{sc} (1+r_w)} \rho_m dV dt \quad (6-15)$$

となる。ここで、 $\overline{C_p}$ を導体の平均的な比熱とすると導体部分で吸収される熱量 $d\epsilon_{H,wire}$ は、

$$d\epsilon_{H,wire} = \overline{C_p} \frac{dV}{1+r_w} dT \quad (6-16)$$

で表される。NbTiの比熱はマトリクスの比熱 $C_{p,m}$ に比べ殆ど等しいか大きいので、

$$\overline{C_p} \geq C_{p,m} \quad (6-17)$$

となる。導体に近接している電気絶縁物或は補強材の平均的な比熱を $C_{p,ins}$ とすると、この部分が導体と同じ温度になったとして、ここで吸収される熱量 $d\epsilon_{H,ins}$ は、次の様になる。

$$d\epsilon_{H,ins} = \overline{C_{p,ins}} dT \frac{r_w}{1+r_w} dV = r_c C_{p,m} dT \frac{dV}{1+r_w} \quad (6-18)$$

$$r_c = r_w \frac{C_{p,ins}}{C_{p,m}} = \frac{V_{ins} C_{p,ins}}{V_{wire} C_{p,m}} \quad (6-19)$$

つまり、体積 dV の温度上昇 dT により吸収される熱量は、

$$d\epsilon_H = d\epsilon_{H,wire} + d\epsilon_{H,ins} \geq \frac{1+r_c}{1+r_w} C_{p,m} dV dT \quad (6-20)$$

となる。コイル内の温度の最大を示す場所では、伝導による熱の流出があるため、

$$d\epsilon_H < d\epsilon_J \quad (6-21)$$

となる。ここで、(6-15)、(6-20)、(6-21)式より、次式が得られる。

$$\frac{C_{p,m}}{\rho_m} \frac{dT}{dt} < \frac{i^2}{A_{wire}^2 r_{sc} (1+r_c)} \quad (6-22)$$

温度関数 $F_J(T)$ を次式で定義する。温度0 Kから臨界温度までの値は非常に小さいので、ここでは無視している。

$$F_J(T) = \int_{T_{crit}}^T (C_p/\rho_m) dT \quad (6-23)$$

$$F_J(T) < \int_0^t i^2 dt \frac{1}{A_{wire}^2} \frac{1+r_{sc}}{r_{sc}(1+r_c)} \quad (6-25)$$

$F_J(T)$ を銅とアルミについて計算し、グラフにしたものが図6-5、6-6である。尚、図中の r_R は $(\rho_m \text{ at } 273 \text{ K}) / (\rho_m \text{ at } 4 \text{ K})$ で定義される。 $F_J(T)$ は温度の単調増加関数であるから、温度の最大となる点では次のように定義される。

$$\frac{dF_J}{dt} < \frac{i^2}{A_{wire}^2} \frac{1+r_{sc}}{r_{sc}(1+r_c)} \quad (6-24)$$

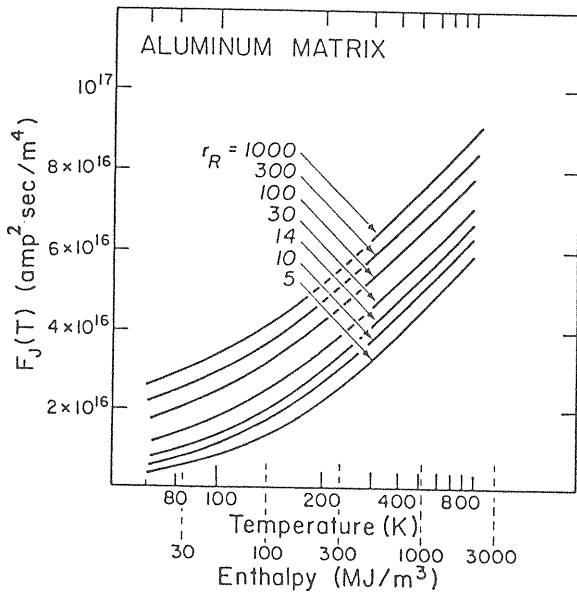


図6-5 アルミに対する $F_J(T)$

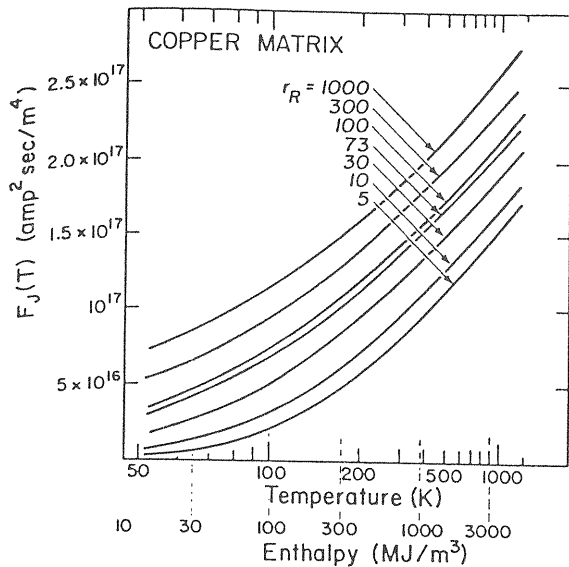


図6-6 銅に対する $F_J(T)$

電磁石内で経験する導体の最大温度は、(6-25)式で決まる $F_J(T_{max})$ の温度 T_{max} に相当する。ここで、最大の安全率を用いる場合は $r_c=0$ とし、絶縁物などの温度上昇を考えなければよい。

ここで、KEK QCS電磁石を例にとり、定格電流(3405A)から遮断した場合のコイル内での最大温度を(6-25)式により推定する。3405Aから0Aに落ちる時定数は0.48秒である。 $r_{sc}=1.8$ 、 $A_{wire}=9.8 \times 10^{-6} \text{ m}^2$ である。電流が3405Aから指数関数的に減少するので、(6-25)式の右辺の値は、 4.52×10^{16} となる。超伝導線に用いられている銅の r_R は約180である。この条件での最大温度は図6-6より約55K程度である。この温度状態では、加熱による電磁石の性能劣化は考えられない。

上記の例では、電流減衰の時定数が0.48秒と小さいため電磁石の温度上昇が55K程度になっているが、時定数を小さくすることにより電流減少時の電磁石に誘導される電圧が高くなり電気絶縁の問題がでてくる。このため、電磁石保護の立場からの電磁石の設計に於ては、電流減衰の時定数を決める外部回路、電気絶縁、電磁石の温度上昇が重要な検討事項になる。

(6-4) 加速器用電磁石の保護システム

超伝導電磁石の外部回路による保護の基本的な考え方は新富氏の講義において詳しく説明されるであろうから、ここでは複数の電磁石が接続された場合の保護システムについて説明する。単体の電磁石に対する例としては、第9章の超伝導電磁石励磁電源の所でQCSシステムの保護装置を説明しているので参考にして頂きたい。

(a) TEVATRONの保護システム^{27, 28)}

TEVATRONでは、2極電磁石と4極電磁石が共通のラインで直列に接続されている。全電磁石は12台の1kV電源で300 A/sの速度で励磁される。電源回路は、図6-7に示されている。

図6-8には、クエンチ保護回路を示してある。1ユニットは8台の2極電磁石と2台の4極電磁石から構成される。4~5ユニットを1台のMC68000マイクロプロセッサモニターで監視し、このモニターは地上部の24の建物に配置されている。保護回路は並列のクエンチバイパス回路を持

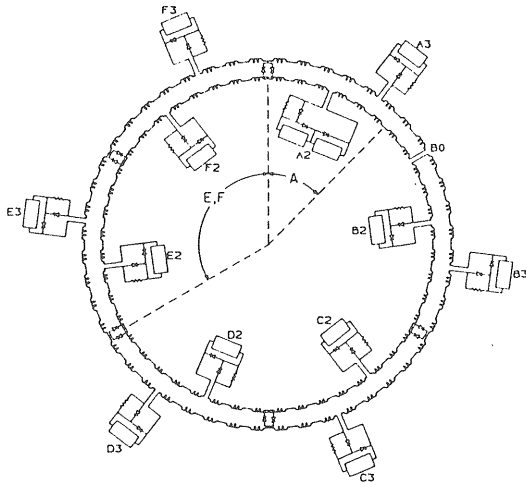


図 6-7 TEVATRONの電源回路

ち、室温でサイリスタスイッチに接続されている。2重になっているのは安全性を高めるためである。バイパスユニットの大きさは、クエンチからの復帰時間と電流リード (Safety Lead) の数を最小にするように選ばれている。電流リードは室温部と低温部を接続しているため、その数が増えると伝導による侵入熱を増やすことになる。電磁石にはクエンチヒータが取付けられており、クエンチが検出された場合、他の電磁石も強制的に常伝導転移させられマグネットの電磁エネルギーの分散を行っている。

クエンチ時の電磁石の電圧は図 6-8 で示した電圧モニタータップを用いて監視されている。クエンチ時の電圧波形はマイクロプロセッサに保存され後日解析することができる。図 6-9 には、クエンチ検出回路を示してある。基本的には各ユニットの電磁石の電圧差を測定することによりクエンチの判断を行っている。電流増加時も含めて

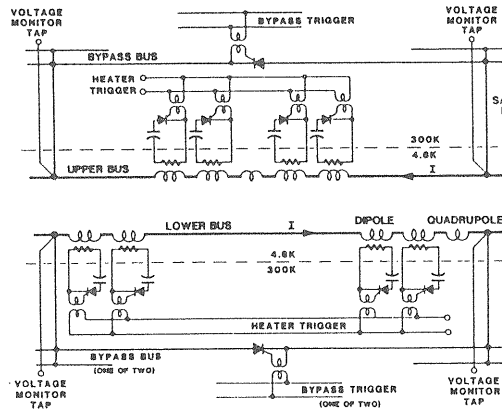


図 6-8 TEVATRONのクエンチ保護回路

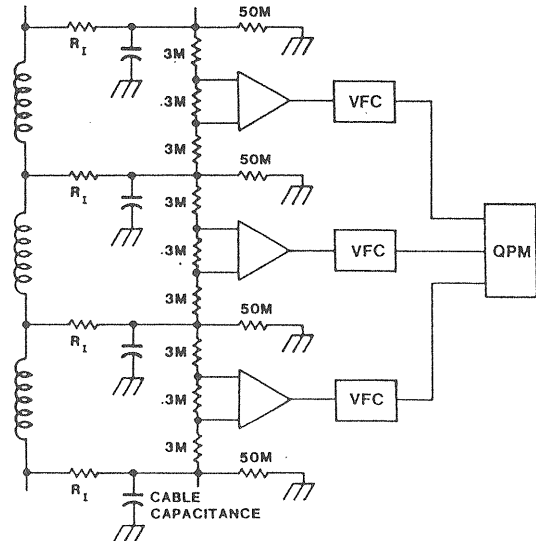


図 6-9 TEVATRONのクエンチ検出回路

平均的な電圧を計算し、測定値がこの値と大きく異なる時クエンチと判断する。

クエンチが検出された場合のシーケンス動作を以下に示す。

- 1) 図 6-8 で示したクエンチヒータを動作させる。
- 2) 電源を遮断し、図 6-10 に示したシャントサイリスタをONする。
- 3) バイパスサイリスタをONする。
- 4) 直列サイリスタ (Series SCR) をOFFすることにより、ダンプ抵抗を回路に組み入れる。

この動作により、1ユニットの全マグネットが常伝導状態になり又電流をバイパス回路に強制転移する結果、クエンチが始まった部分を保護する。

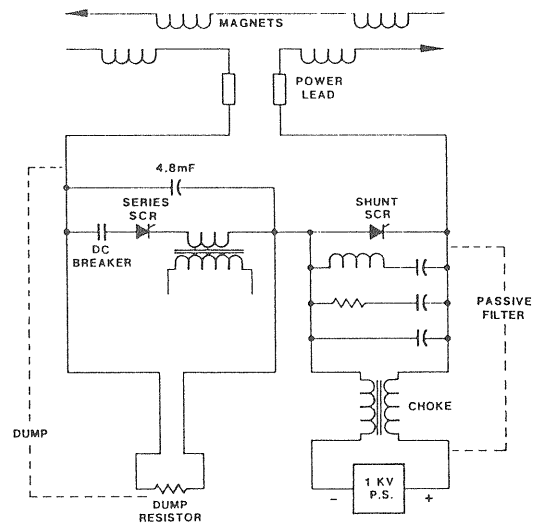


図 6-10 電源側回路図

(b) HERAの保護システム

図6-11²⁷⁾にHERAの2極電磁石の保護システムを示してある。保護システムの単位は2極電磁石1/2体か或は4極電磁石1体である。HERAの加速器ではゆっくりとした励磁を行うため、サイリスタスイッチの代わりにダイオードを用いている。特に、液体ヘリウム温度で動作する低温ダイオードを使用している。この方法は、バイパス回路の抵抗値を小さくできる、室温と低温を接続する電流リードを無くすることができる等の長所がある。更に、バイパス回路を動作させるための外部電気回路及び計算機が必要ないことから、簡単で信頼性のある保護システムとなっている。この保護システムにはクエンチヒータも用いられているが、実際には必要ないようである。

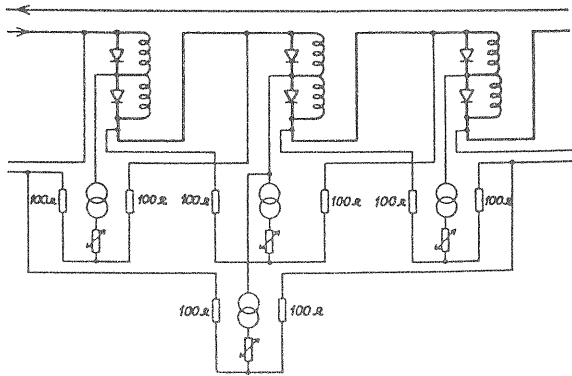


図6-11 HERAの保護システム

(c) SSCの保護システム¹⁷⁾

SSCの主リングは、2つのリングから構成されており、各リングの電磁石は10台の電源によって励磁される。図6-12に示すように、1台の電源の回路に4個のダンプ抵抗が接続されており、クエンチ時には電磁石のエネルギーをダンプ抵抗で取り出す。クエンチ保護システムにはバイパスダイオードとクエンチヒータが用いられる。現在提案されているものは、室温のバイパスダイオードと電磁石を4極電磁石の位置で電流リード (Safety Lead) により接続するものであるが、低温のダイオードについても検討されている。

図6-13にはクエンチ保護システムを示してある。1つのセルに対して14本の電圧タップにより、電磁石のクエンチを監視している。電圧タップには200Ωの抵抗が直列に接続されている。これにより、電圧タップのケーブルの長さの影響を無くしている。又、8台の電源によりクエンチヒータを

動作させている。各クエンチヒータの抵抗は2Ωで、3個直列に通電される。1台の電磁石にクエンチヒータが2個取付けられているが、これはクエンチを速く伝播させ電磁石のエネルギーの分散を効率良く行うためである。クエンチ検出回路は基本的にはTEVATRONと同じである。

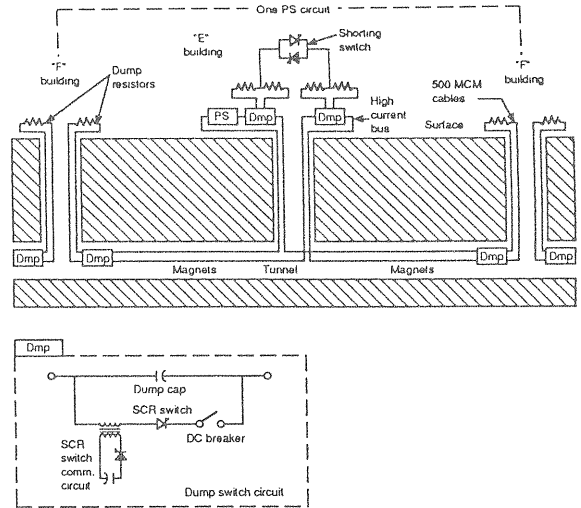


図6-12 SSC1セクター当りのエネルギーダンプシステム

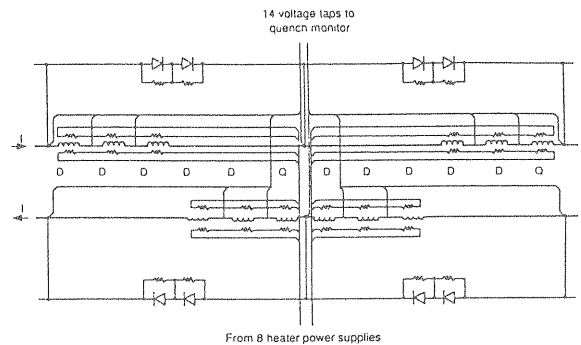


図6-13 SSCクエンチ保護回路システム

第7章 超伝導電磁石の電磁力と機械的特性

本章では電磁石内の電磁力について一般的な説明を行い、SSCの2極電磁石で測定された冷却時、及び励磁時の電磁石内の応力の変化について述べる。

(7-1) 加速器用電磁石における電磁力³⁾

加速器に用いられる超伝導電磁石は直線部分が存在するために、ソレノイドのように導体の張力で電磁力を支持することができない。このため、直線部の電磁力は4章で示したカラー更にはヨーク等で押さえなければならない。励磁時、カラーには電磁力以上の予備圧縮力がかけられていなければならない。もし、電磁力がこの予備圧縮力を越えた場合、電磁力により超伝導線が動き超伝導電磁石はクエンチする。予備圧縮力の決定には、冷却時の熱収縮も考慮されなければならない。ここでは、まず2極電磁石の電磁力の一般的な導出を行ってみる。

図7-1には、2極電磁石の磁力線の分布と電磁力の分布を示してある。この図から、縦方向の力はコイルの圧縮応力により、横方向の力は外部の支持構造物で押さえなければならないことが解かる。

理想的な形状を持つコイルの電磁力のx成分 (F_x) とy成分 (F_y) は、複素変数を用いたBethの理論により次の式で与えられる。

$$F = F_y + i F_x = - \oint \frac{B^2}{2 \mu_0} dz \quad (7-1)$$

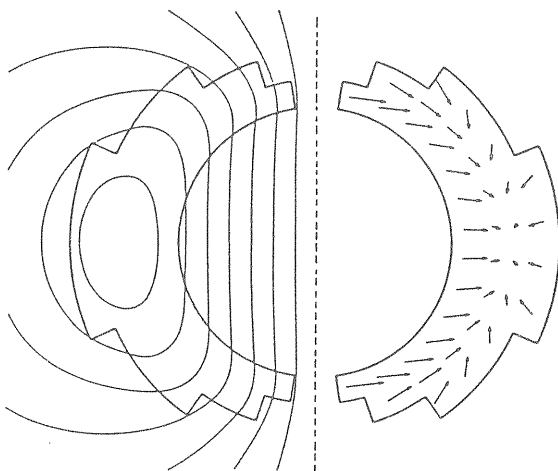


図7-1 2極電磁石の磁力線と電磁力分布

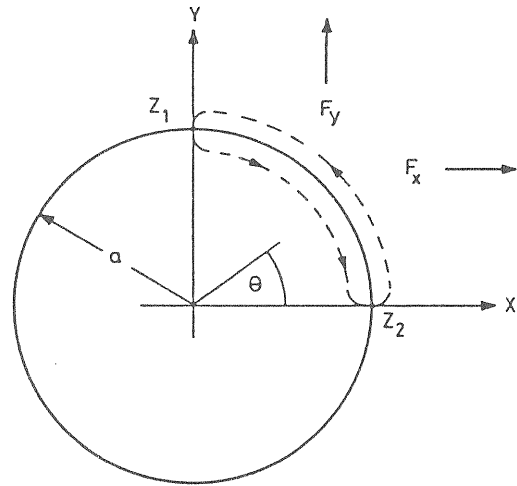


図7-2 cosθ型電流シートの電磁力計算の積分路

ここで、積分路の方向は右手系に従う。これを図7-2に示す最も単純な2極電磁石モデルであるcosθの電流分布を持つ円筒形の電流シートに適用する。電磁石の対称性から計算領域は $0 \leq \theta \leq \pi/2$ とする。電磁力は(7-2)式で示される。

$$F = - \int_{\pi/2}^0 \frac{B_{in}^2}{2 \mu_0} dz - \int_0^{\pi/2} \frac{B_{out}^2}{2 \mu_0} dz \quad (7-2)$$

ここで、 B_{in} は2極電磁石内部の磁場、 B_{out} は外部の磁場である。電流密度が $J = J_1 \cos \theta$ で表される時、 $B_{in} = -(1/2) \mu_0 J_1$ 、 $B_{out} = (1/2) \mu_0 J_1 (a/z)^2$ となる。積分路を電流シート上にとると、 $z = a e^{i\theta}$ 、 $dz = i a e^{i\theta}$ で表されるから、力は(7-3)式で表される。

$$\begin{aligned} F &= \frac{B_{in}^2}{2 \mu_0} \int_0^{\pi/2} \left\{ 1 - \left(\frac{a}{z}\right)^4 \right\} dz \\ &= \frac{B_{in}^2}{2 \mu_0} \int_0^{\pi/2} (1 - e^{-4i\theta}) i a e^{i\theta} d\theta \\ &= \frac{B_{in}^2}{2 \mu_0} a \left\{ \frac{4i}{3} - \frac{4}{3} \right\} \end{aligned} \quad (7-3)$$

つまり、 F_x と F_y は(7-4、5)式で示される。

表 7-1

	DD0026	DD0027	DD0028	DC0201	DC0202	DC0203	DC0204	DC0205	DC0206
Innerconductor									
Copper Ratio	1.44	1.48	1.53	1.53	1.53	1.53	1.29	1.29	1.29
Critical Current at 4.22 K, 7T (A)	7465	7822	7893	7893	7791	7791	8368	8368	8368
Collar Material	High Manganese	Nitronic40	Nitronic40	Nitronic40	Nitronic40	Nitronic40	Nitronic40	Nitronic40	Nitronic40
Collar Shape	Round	Round	Round	Anti- Ovalized	Anti- Ovalized	Anti- Ovalized	Anti- Ovalized	Anti- Ovalized	Anti- Ovalized
Collar-Yoke Shim	None	None	None	None	76.2μm	76.2μm	76.2μm	76.2μm	76.2μm

$$F_x = \frac{B_{in}^2}{2\mu_0} \frac{4a}{3} \quad (7-4)$$

$$F_y = - \frac{B_{in}^2}{2\mu_0} \frac{4a}{3} \quad (7-5)$$

この計算は、1/4コイルについて行っているもので全体では x 成分の力は $2F_x$ となる。これらの力はコイルの半径、磁場の 2 乗に比例する。

(7-2) 冷却による電磁石内に応力変化²⁹⁾

冷却に伴う電磁石内の応力変化は、電磁石を構成する部品の熱収縮率の違いからおこる。特に、導体の動きを止める為に加えられた予備圧縮力が冷却時の熱収縮の為に失われ励磁時に多数回のトレーニングを経験することがよくある。ここでは、電磁石内の機械的特性について解析の進んでいる SSC の 2 極電磁石を例に取り、冷却時の応力変化について説明を行う。SSC の 2 極電磁石の断面は既に図 5-2 に示されている。解析に用いられている電磁石の特徴を表 7-1 に示す。

(a) θ方向の応力変化

冷却中のθ方向の応力に影響を与えるのは次の 3 項目である。

1) コイルとカラー間の熱収縮率差

コイルの室温から4Kまでの熱収縮率は $\alpha_c = 4.5 \times 10^{-3}$ 、Nitronic-40ステンレス鋼では 3.0×10^{-3} 、High-Manganeseステンレス鋼では 1.7×10^{-3} となる。この結果、冷却時コイルはカラーよりも大きく収縮する。このため、コイルに加えられた圧縮力は緩和されることになる。

2) カラーとヨーク間の熱収縮率差

ヨークに使用されているLow-Carbon Steelの室温から4Kまでの熱収縮率は 2.0×10^{-3} である。冷却時、ヨークはHigh-Manganese鋼よりも大きく収縮するため、カラーにより大きなr方向の圧力を加えることになるが、Nitronic-40ステンレス鋼ではその逆になる。

3) コイルの応力歪特性と温度依存性

図 7-3 にはSSCの導体を重ねて測定した応力-歪曲線を示す。室温の曲線では大きなヒステリシスがみられる。負荷を増加していく過程が上の曲線で、減少していく過程が下の曲線である。液体窒素温度での測定においても類似の曲線が得られている。液体窒素の測定結果が上になるのは、低温でコイルが固くなったことに対応している。

以上の3つの温度的、機械的な特性を持つSSC 2極電磁石の内層コイルの冷却による応力損失を示したものが図 7-4 である。x 軸は室温での初

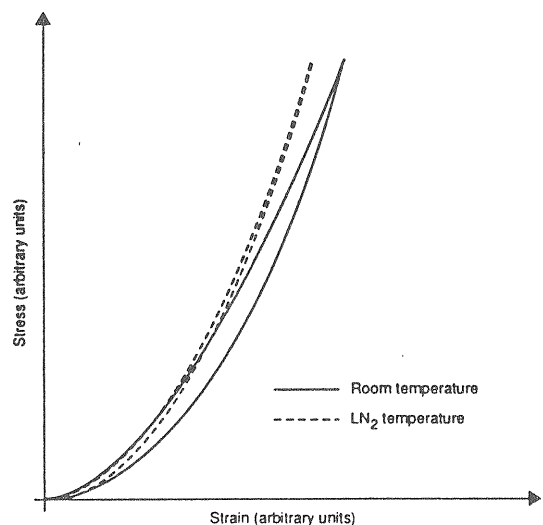


図 7-3 SSC導体の応力歪曲線

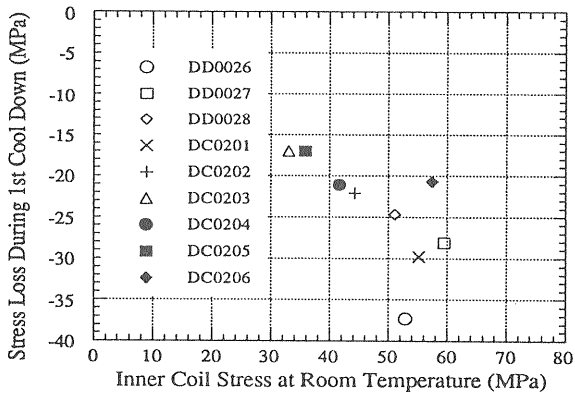


図 7-4 SSC 2 極電磁石の冷却時のθ方向応力損失

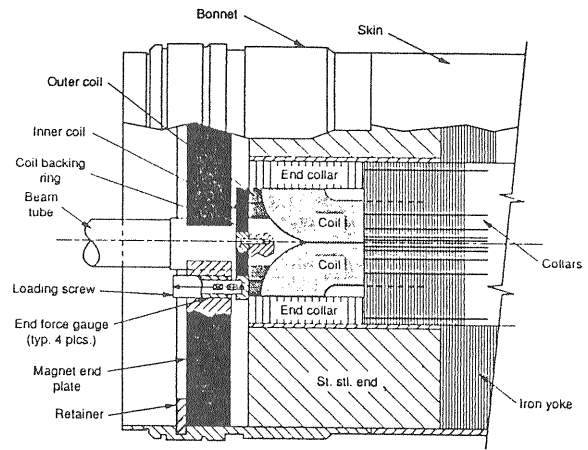


図 7-6 SSC 2 極電磁石端部形状

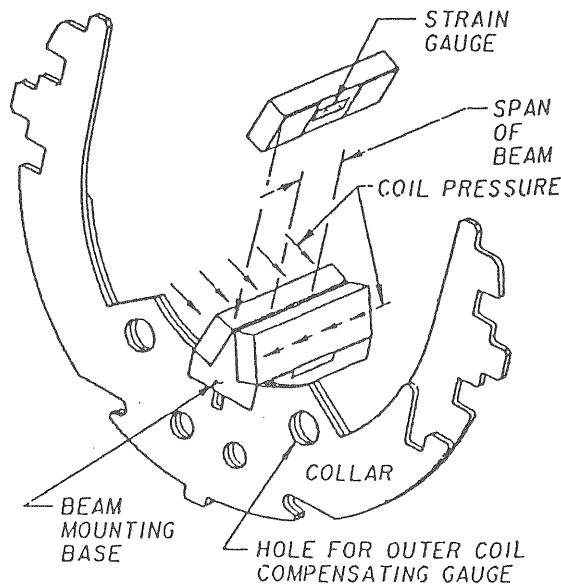


図 7-5 SSC電磁石で用いられた歪ゲージ

期応力である。殆どの場合、初期応力の半分が冷却により失われていることが解かる。測定に用いられた歪ゲージは図 7-5³⁰⁾ に示してある。

(b) Z軸方向の応力変化

図 7-6 には電磁石端部が示されている。コイルはエンドプレートの中に埋め込まれているスクリュウネジにより力を加えられる。歪ゲージはこのスクリュウネジの内部に設置されている。エンドプレートはボンネットと示されているシェルに熔接されている。このため、冷却による影響を考えなければならないのは、コイル、シェル、ヨークの熱収縮である。コイルとシェルの室温から4KまでのZ軸方向の熱収縮率は、各々 2.5×10^{-3} 、

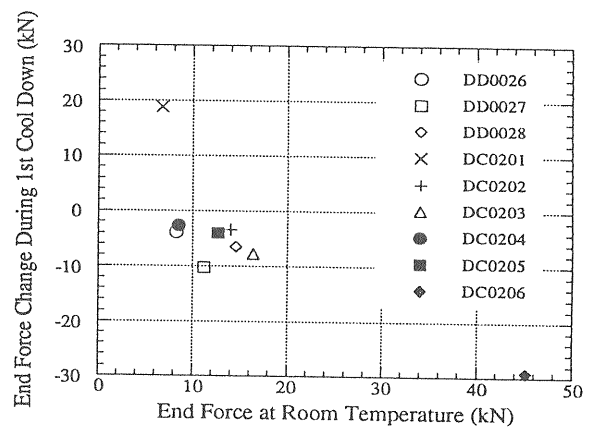


図 7-7 SSC 2 極電磁石端部での冷却時のZ軸方向の圧力損失

2.9×10^{-3} であるから、冷却によりZ軸方向のコイルの応力は増加することが期待される。しかしながら、実際にはヨークとシェル間の摩擦力とヨークの熱収縮率 (2.0×10^{-3}) が小さい為にシェルは熱収縮率から計算される程には縮まない。この様子は図 7-7 に示されている。1つの電磁石を除いて、Z軸方向の力は熱収縮により減少している。

(7-3) 励磁による電磁石内応力変化

(a) θ方向の応力変化

(7-4、5) 式で示したように、電磁力は磁場の2乗に比例する。電流と磁場は比例関係にあるため、電磁力は電流の2乗に比例する。又、この電磁力はポールからミッドプレーンに向かっているために、カラーポールの負荷を軽減することになる。つまり、カラーポールにかかる応力は電流 (I) の2乗に比例して減少することが期待される。この様子は図 7-8 に示されている。 I^2 が 20 kA^2 までの部分では殆ど直線的に減少している。その後

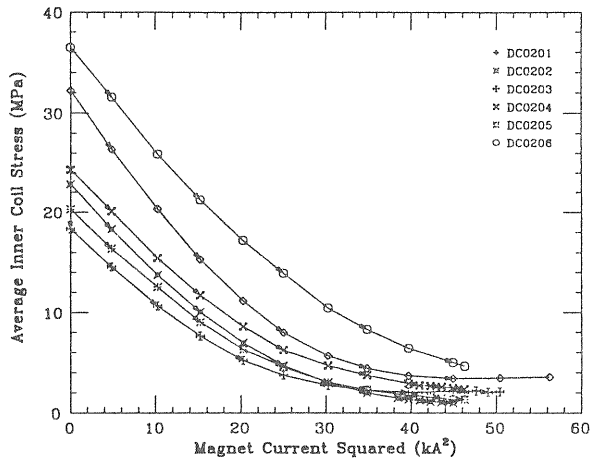


図7-8 SSC2極電磁石の励磁によるθ方向応力損失

直線ではなくなるが、これは図7-3でも示したように応力歪曲線の非線形性のためである。約7200 Aまで励磁されたとき、図中の電磁石の応力の変化は殆どみられなくなる。つまり、この状態はカラーポールには電磁石から電磁力を加えられていないことを示す。実際、トレーニングが始まるのはカラーポールの応力の変化が無くなった電流値の時か、或はそれ以上の電流値である。

(b) Z軸方向の応力変化

Z軸方向の電磁力はコイル端部でのソレノイド磁場によって発生される。このため、ローレンツ力はヨーク内部でコイルをZ軸方向に広げようとする。この力は図7-6で示したエンドプレート内部に取り付けられた歪ゲージにより測定される。この場合も、電磁力は電流の2乗に比例して増加するため、測定される値は I^2 に比例することが期

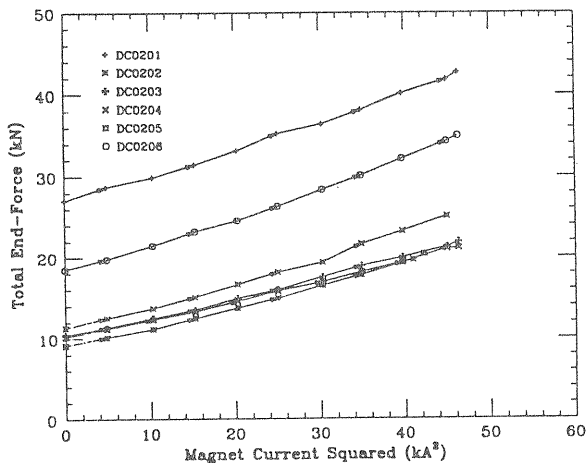


図7-9 SSC2極電磁石の励磁によるZ軸方向応力損失

待される。図7-9には測定結果が示されているが、 I^2 に対して殆ど直線的に変化している。測定された値はエンドプレートに取り付けられた4個のゲージの平均値である。この結果より明確な結論は示されていないが、冷却後に残っている端部での予備負荷が大きいものほど端部でのトレーニングの回数が少ない結果が得られている。

第8章 加速器用超伝導電磁石の問題点 (Persistent Eddy Current)

超伝導電磁石の磁場を変化する場合、導体内部にEddy Currentが誘導される。特に、フィラメント内部のEddy Currentは容易には減衰せず（これをPersistent Eddy Currentと呼ぶ）、この電流による磁場の乱れが問題になっている。HERAの電磁石では、Persistent Currentによる高次の多極成分への影響を詳しく調べ、また計算結果との比較も行なわれている。本章ではHERAでの解析及び検討結果より、Persistent Currentの影響、モデル化、計算結果と測定値との比較、時間依存性について説明を行なう。

(8-1) Persistent Eddy Currentによる影響

HERAの2極電磁石及び4極電磁石(図8-1)に於いて、励磁及び減磁に伴って高次の多極成分が強い電流依存性を持ち、ヒステリシス現象を示すことが測定された。この様子を図8-2¹⁾に示す。2極電磁石の6極成分は電流立ち上げ時、正の大きな値を示しているが100A近くで0となり約225Aで最小となる。HERAの加速器では、Injection Energyが40GeVで、これは2極電磁石の電流値で245Aに相当する。6極成分は加速器のChromaticityに影響を与えるため、Injectionでこの6極成分を補正するためのコイルが必要となる。これが前章で示した補正コイルである。4極電磁石では、図8-2に示された12極成分が2極電磁石での6極成分と同じように振る舞う。この場合もDynamic Apertureの減少を避けるために補正コイルを必要とする。

(8-2) Persistent Eddy Currentのモデル化^{1), 31)}

図8-2に示された多極成分の電流依存性に於いて、磁場の増減で多極成分の符号が異なるが、これは超伝導体内部に誘導されたEddy Currentが多極成分の発生源であると考えると説明できる。

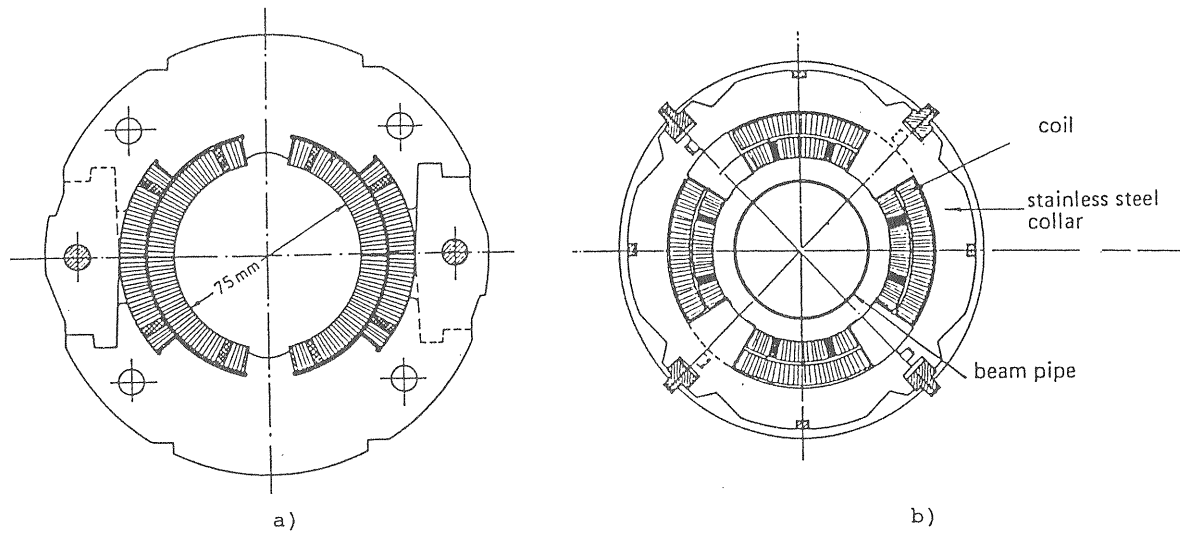


図 8-1 HERAの2極電磁石と4極電磁石

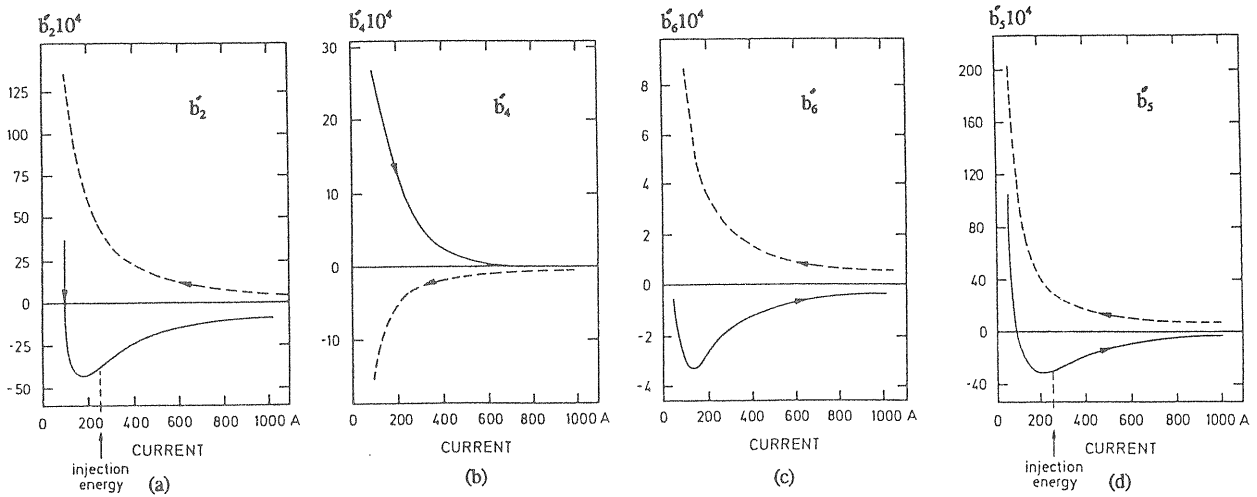


図 8-2 多極成分のヒステリシス (a) 2極電磁石の6極成分、(b) 2極電磁石の10極成分 (c) 2極電磁石の14極成分、(d) 4極電磁石の12極成分

まず、図 8-3 に示される第 2 種超伝導体に外部磁場 B_y が導体表面に平行に印加された場合を考える。 B_y が 0 から増加される時、超伝導体内部にパイポーラ電流が誘導される。この電流密度は一定で通電部の磁場 B と温度 T に対する最大値（臨界電流密度 $J_c(B, T)$ ）であると仮定する。電流層の厚さは電流のない部分の磁場が 0 である条件から決定される。この単純なモデルを Critical State モデルと呼ぶ。このモデルからシールドされる最高の磁場 B_p は超伝導体の左半分が電流 $-J_c$ で満たされ、右半分が $+J_c$ で満たされたときに得られる。より高い外部磁場 B_e を加えることはできるが、この場合には超伝導体内部の磁界はもはや 0 ではなく $B_e - B_p$ となる。

ケーブル内部では超伝導体は、銅の安定化材の内部に埋め込まれたフィラメント形状で存在する。

フィラメントの超伝導体は振られている結果、超伝導体間でループを作った Eddy Current は銅の電気抵抗の存在する部分を通過する。この時の時定数は次のようになる、

$$\tau = \frac{\mu_0}{2\rho} \left(\frac{L}{2\pi} \right)^2 \quad (8-1)$$

ρ : 銅と超伝導体の実行抵抗率、 L : ツイスト長。
(8-1) 式より HERA の導体で時定数を計算すると、 $L=25$ mm に対して約 0.03 秒となる。この値は非常に小さいため Persistent Eddy Current を引き起こすようなものではない。

直径 $d=2a$ のフィラメント内部で発生される Eddy Current について考えてみる。フィラメントの軸に垂直に均一な外部磁界 B_e が印加された場合

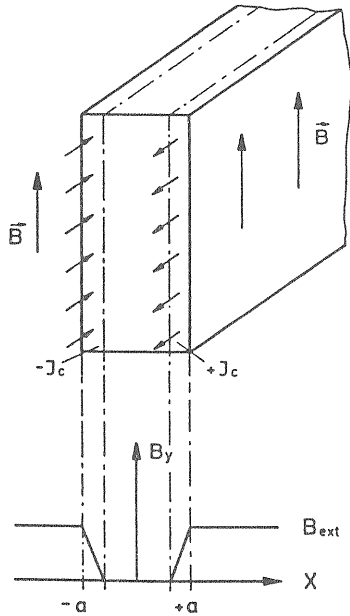


図8-3 第2種超伝導体の臨界状態モデル

(これはフィラメントに対して2極磁場となる)、フィラメント内部にはこの磁界を打ち消すように内部磁界 B_i を発生する。この結果、 $\cos\phi$ の電流分布をもつ電流がフィラメント内部に誘起される。この様子は図8-4に示されている。電流のない部分の境界は(8-2)式で示されている。

$$R = b / (\cos^2\phi + e^2\sin^2\phi)^{\frac{1}{2}} \quad (8-2)$$

b : 楕円の小半径、 e : b/a 。図8-4に示す電流密度 $\pm J_c$ のバイポーラー電流が作る磁界は、

$$dB_i = -\frac{\mu_0 J_c r d\phi dr}{2\pi r} \cos\phi \quad (8-3)$$

$$B_i = -\frac{2\mu_0 J_c}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos\phi d\phi \int_r^a dr \quad (8-4)$$

となる。この積分を行うと、

$$B_i = -\frac{2\mu_0 J_c a}{\pi} \left(1 - e \frac{\arcsin \sqrt{1-e^2}}{\sqrt{1-e^2}} \right) \quad (8-5)$$

となり、 B_i が求まる。

図8-4(b)に示されるシールドできるピーク磁界 B_p は $e=0$ の場合に対応して、

$$B_p = \frac{2\mu_0 J_c a}{\pi} \quad (8-6)$$

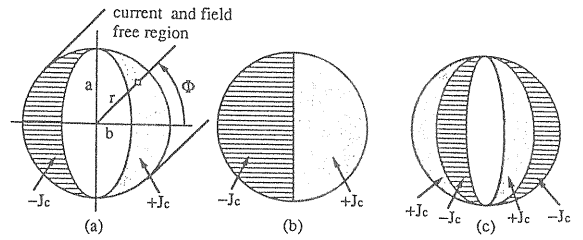


図8-4 導体内部でのPersistent Eddy Currentの流れ

又、図8-4(c)に示すように最初 $B_a = +B_0$ の外部磁界がフィラメントに加えられた後、逆方向に磁界が加えられるとフィラメント内の電流は非常に複雑な分布となる。そこでEddy Currentにより発生する磁化を計算する。フィラメント内の電流ループにより作られる磁気モーメントは、

$$d^2 m = -\mu_0 J_c dx dy 2x l \quad (8-7)$$

$$m = -2\mu_0 J_c \int_{-a}^a dy \int_{x_1}^{x_2} x dx l \quad (8-8)$$

l : ループ長

ここで、

$$x_2^2 = a^2 - y^2$$

$$x_1^2 = b^2 \left(1 - \frac{y^2}{a^2} \right)$$

とすると、

$$m = -4\mu_0 J_c \int_0^a \frac{a^2}{2} (1-e^2) \left(1 - \left(\frac{y}{a} \right)^2 \right) dy l$$

$$= -\frac{4}{3} \mu_0 J_c a^3 (1-e^2) l \quad (8-9)$$

単位体積当りの磁気モーメントは、

$$M = \frac{m}{\pi a^2 l} = -\frac{4}{3\pi} \mu_0 J_c a (1-e^2) \quad (8-10)$$

式(8-10)から超伝導フィラメントによる磁化は、臨界電流密度 $J_c(B,T)$ とフィラメント半径 a に比例することがわかる。又、その時の最大値は $e=0$ の場合で、

$$M_p = \frac{4}{3\pi} \mu_0 J_c a \quad (8-11)$$

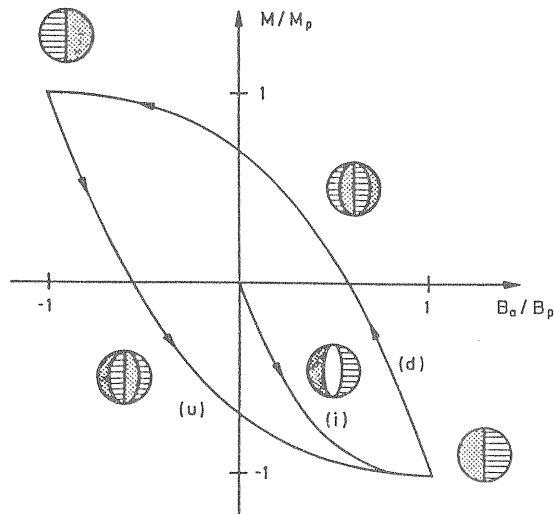


図8-5 NbTiフィラメントの磁化の様子
(i:初期励磁、d:減磁過程、
u:2回目以後の励磁過程)

以上説明した(8-5, 6, 10, 11)式および $B_a = -B_b$ より、 M/M_p と B_a/B_p の関係が得られる。この様子は図8-5に示されている。同図にはフィラメント中の電流分布も示されている。初期状態では $M=0$ 、 $B_a=0$ であるから、座標軸の原点から始まってiの曲線に添って M/M_p は変化する。 $B_a/B_p=1$ 、 $M/M_p=-1$ でフィラメント内は完全に電流で満たされることになる。この状態から外部磁界を下げる時はdの曲線に添って変化する。この時完全に磁化された電流密度分布に、電流密度 $2J_c$ の逆向きの電流が加えられる。 $B_a/B_p=-1$ 、 $M/M_p=1$ で、逆方向の電流で満たされた状態になる。この後、再度外部磁界を増加させるときにはuの曲線に添って変化する。

マルチフィラメントの導体の磁化を計算するためには、全てのフィラメントの磁化の和を計算し導体の全体積で割る必要がある。そのため磁化の最大値は(8-12)式のようになる。

$$M_p = \frac{4}{3\pi} \mu_0 J_c a \varepsilon \quad (8-12)$$

ε : 導体中でのNbTiの占める体積比。HERAの2極電磁石の導体に対してこの M_p が計算されている。計算条件はNbTiフィラメント直径 $2a = 14 \mu\text{m}$ 、 $J_c = 20000 \text{ A/mm}^2$ ($B < 0.1 \text{ T}$)、ストランド径 0.84 mm 、 $\varepsilon = 0.36$ で、 $B_p = 0.11 \text{ T}$ 、 $M_p = 0.03 \text{ T}$ となる。

図8-6には2極電磁石と4極電磁石の電流サイクルを示す。冷却後、最初の励磁を行った M/M_p

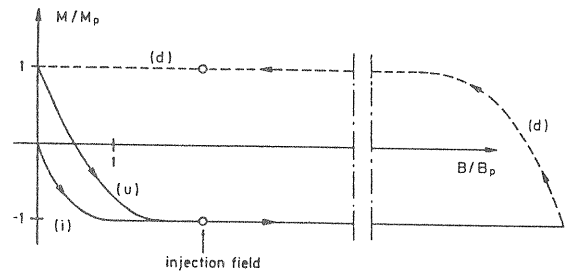


図8-6 HERAの電磁石に対する励磁と磁化の変化

の変化は曲線iのようになる。Injectionのエネルギーではすでに M/M_p は完全に磁化した状態にある。その後、電流は約5000Aまで励磁され M/M_p は曲線d、uに添って変化する。

ここで、フィラメント内のPersistent Eddy Currentによる多極成分を2極電磁石について計算する。半径 R 、方位角 ϕ の位置に電流 $+I$ がZ軸方向に流れている場合、他の電流成分は2極電磁石の対称性から半径 R 、方位角 $-\phi$ では $+I$ 、 $\pi \pm \phi$ では $-I$ の電流が流れている。このような電流によって作られるベクトルポテンシャルは(8-13)式により計算される。

$$A_1(r, \theta) = \frac{2\mu_0 I}{\pi} \sum_{n=1,3,\dots} \frac{1}{n} \left(\frac{r}{R}\right)^n \times \cos(n\theta) \cos(n\phi) \quad (8-13)$$

フィラメント内のEddy Currentについて同様の式を得るため、電流分布を距離 d 離れた電流値 $\pm I$ (電流密度を通電部面積で積分した値)で置き換える。 d はフィラメント径にほぼ等しい。図8-7に、この様子を示す。図8-7(a)からEddy Currentは、通電電流と同じ対称性を持つことがわかる。 $d \ll R$ では、4対の電流によるベクトルポテンシャルは以下のようになる。

$$A_2 \approx \frac{\partial A_1}{\partial R} \Delta R + \frac{\partial A_1}{\partial \phi} \Delta \phi \quad (8-14)$$

$\Delta R = d \cos \alpha$ 、 $\Delta \phi = -d \sin \alpha / R$ (図8-7(b))より、

$$A_2(r, \theta) = -\frac{2\mu_0 I d}{\pi R} \sum_{n=1,3,\dots} \left(\frac{r}{R}\right)^n \times \cos(n\theta) \cos(n\phi + \alpha) \quad (8-15)$$

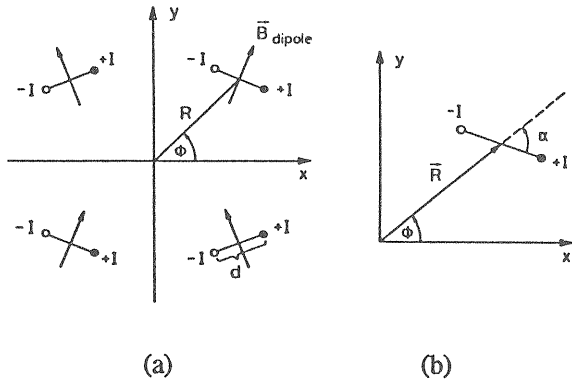


図8-7 (a) 2極電磁石内で誘起されるEddy Currentの分布、(b) フィラメント内部での電流対の位置の定義

内径 R_1 のボアを持つ鉄ヨークの影響は、映像電流の方法によって評価される。 $R' = R_1^2 / R$ 、 $\phi' = \phi$ の位置に映像電流は現われ、 $d' = dR'/R$ 、 $\alpha' = \pi - \alpha$ となる。これらを(8-15)式の R 、 d 、 α と置き換えて周方向成分を求めると、

$$\begin{aligned}
 B_{\theta}(r, \theta) &= -\frac{\partial(A_2 + A_2')}{\partial r} \\
 &= \frac{2\mu_0 I d}{\pi R^2} \sum_{n=1,3,\dots} n \cos(n\theta) \times \\
 &\quad \left[\left(\frac{r}{R}\right)^{n-1} \cos(n\phi + \alpha) - \frac{R'}{R} \times \left(\frac{r}{R'}\right)^{n-1} \cos(n\phi - \alpha) \right]
 \end{aligned}
 \tag{8-16}$$

となる。(8-10)式から求まる単位長さ当りの磁気モーメントを $\mu_0 I d$ に代入して、2極電磁石1/4の全てのNbTiフィラメントについて合計するとPersistent Eddy Currentによる多極成分は、次の様になる。

$$b_{n-1} = \left(\sum_{\text{filaments}} B_{\theta,n}(r=R_0, \theta=0) \right) / B_0 \tag{8-17}$$

ここで、 B_0 は通電電流による2極成分である。又(8-10)式から解かるように、多極成分の特性としてフィラメント径(2a)と臨界電流密度(J_c (B,T))に比例する。

(8-3) 計算結果と測定値の比較

図8-8にHERAの2極電磁石と4極電磁石の多極成分の測定値と計算値を示す³²⁾($R_0=25\text{mm}$)。図中には代表的なコイルの測定値と2極電磁石は19台、4極電磁石に関しては33台の平均値、又前節で述べたモデルにより計算された結果が示され

ている。これらの値は、非常に良く一致しており計算に用いたモデルが正しいことを示している。

計算モデルから高次の多極成分は電流密度、フィラメント径を小さくすればそれに比例して小さくできる。しかしながら、電流密度を小さくすることは電磁石としての性能を下げるためできない。

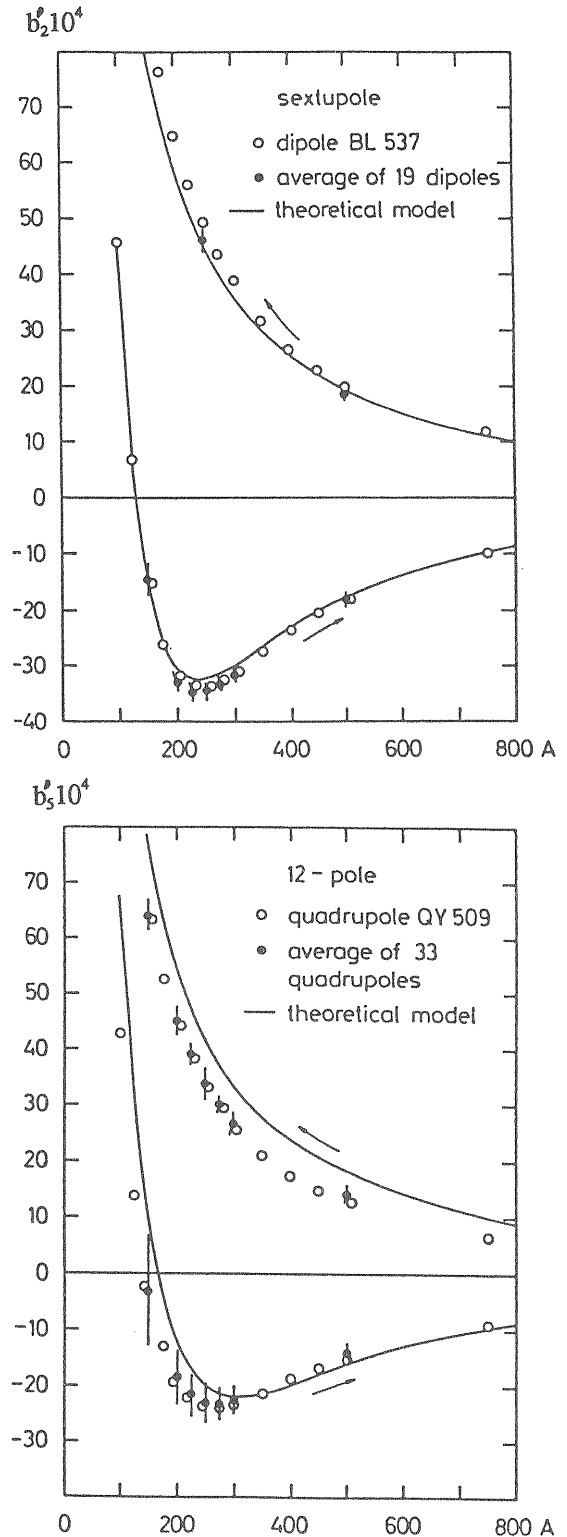


図8-8 HERAの2極電磁石と4極電磁石の多極成分におけるヒステリシス

フィラメント径を小さくすれば良さそうであるが、径が小さくなればその分フィラメント間の銅の厚みも薄くなり（ $1\mu\text{m}$ 以下）フィラメント間で近接結合がおこる（クーパ-対のトンネル現象）。このため、多極成分を増やすことになる。以上述べた、計算結果のモデル化、および測定値との比較から導体の最適化が計られる必要がある。

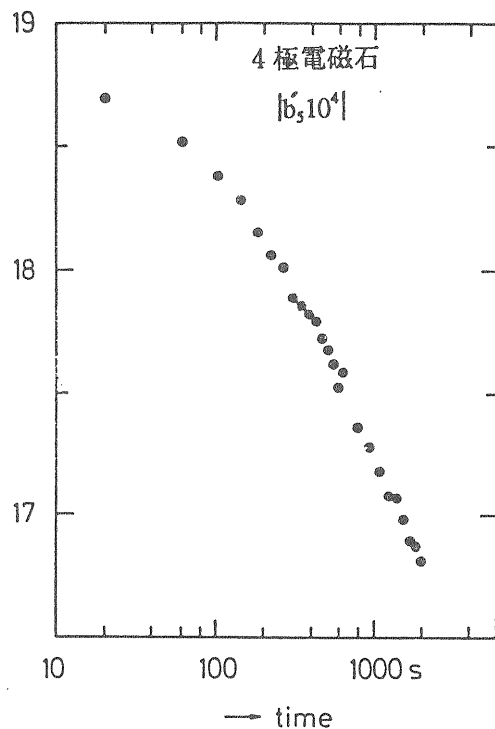
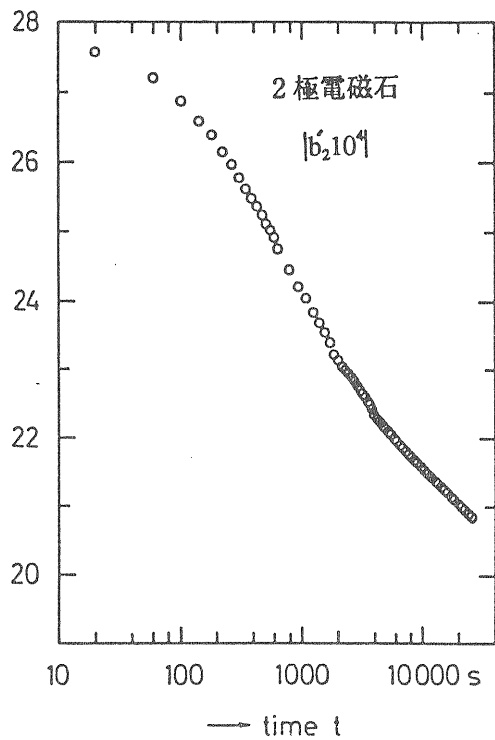


図8-9 多極成分の時間依存性

(8-4) Persistent Eddy Current の時間依存性

Persistent Eddy Current の時間依存性は、Fermilab のTEVATRONにおいて最初に観測された現象である³³⁾。図8-9³⁴⁾には、HERAの2極電磁石と4極電磁石において観測された結果を示してある。2極電磁石に関しては6極、4極電磁石に関しては12極の時間変化を示してある。時間軸の原点は、Injectionのエネルギーレベルである250Aに到達した時間である。又、時間軸は対数表示されている。200秒から2000秒では、6極及び12極はほぼ直線的に変化している。Eddy Currentの減衰が時間の対数関数となることは、減衰の原因が磁束のクリープに因るものであると現在説明されている³⁵⁾。このような時間依存性は、HERAの加速器にとっては非常に重大な問題となる。HERAの加速器は30分から60分の間 Injectionのエネルギーレベルで保持されるが、この間6極成分が減少しChromaticityが変化してしまう。図8-10にはInjectionの間の6極成分の変化を示してある³⁴⁾。これを補正用6極コイルにより調整しなければならない。又、加速器をできるだけ速く立ち上げることも考えられるが、これによりさらに大きなEddy Currentが誘起され、この結果6極成分を急激に増加することになる。

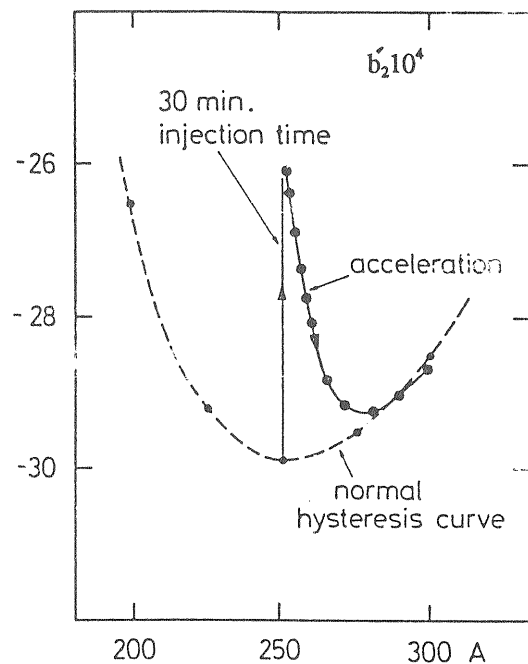


図8-10 HERA 2極電磁石のInjectionでの6極成分の変化

超伝導マグネットシステムを安定に運転するための周辺技術として、冷却システム、真空断熱容器 (Cryostat)、電流リード、超伝導電磁石励磁電源等がある。冷却システムについては細山氏の冷凍機の講義があるので詳しい説明は避け、一例として現在高エネルギー物理学研究所で稼働中のQCS冷却システムと超伝導電磁石との計算機により制御された連係動作について述べることにする。超伝導電磁石励磁電源については、QCSで用いられた励磁電源を中心に説明を行う。

(9-1) QCS冷却システム^{36, 37)}

QCS冷却システムの鳥瞰図を図9-1に示す。TRISTANのMRには、各衝突点にこのような冷却システムが4基設置されている。

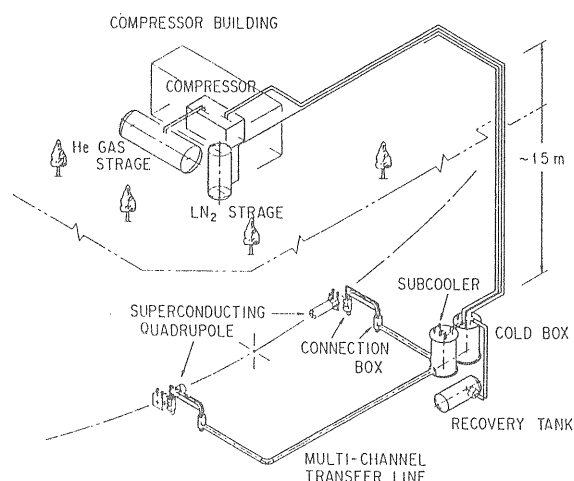


図9-1 QCS冷却システムの鳥瞰図

(9-1-1) QCS冷却システムの概要

図9-2に冷却システムの回路図を示す。図中に示されるように、冷却システムの構成は冷凍機、圧縮機、サブクーラー、低温配管、2つのマグネットCryostat、タンクからなる。又、同図には制御に用いられているセンサーも示されている。これらの仕様を表9-1に示す。又、各部の侵入熱を表9-2に示す。

(9-1-2) 制御システムと運転

4基の冷却システムは、プロセス制御用の計算機により監視及び制御されている。図9-3には、その構成を示す。各冷却システムはマルチコントローラ (16 bit micro-processor, 512 kbyte memory)

Compressor	
Max. flow rate	1250 Nm ³ /h
Refrigerator (O.D. 1.5m × high 2.54 m)	
including 4 stage heat exchanger and 2 stage turbines	
Cooling power	140W + 25L/h
The first turbine	
Max. speed	25300 rpm
Cooling power	1500 W
The second turbine	
Max. speed	18000 rpm
Cooling power	700 W
Subcooler (O.D. 1.2 m × high 2.25 m)	
including heat exchanger and 3 current leads	
Flow rate	20.85 g/s
Inlet temp. and press.	4.76 K, 0.16 MPa
Outlet temp. and press.	4.47 K, 0.16 MPa
Transfer tube (multi-channel type and U-type)	
including superconducting bus lines	
Multi-channel transfer tube	
He flow line	1 channel
He return line	1 channel
He bypass line	1 channel
N ₂ line	2 channel
U-type transfer tube	
He flow line	1 channel
He return line	1 channel

表9-2

Cryostat × 2	21 - 44 W*
Transfer line 18 - 30 m	33 - 47 W*
Subcooler	27 W
Current leads	25 L/h
Ohmic heat at SC cable joint	4 W
Total	91 - 108 W + 25 L/h

* 印は各システムにより異なる。

により制御されている。このコントローラは各実験室に1台ずつ配置されている。これらの計算機は光ファイバーで2重に接続されている為、4基の冷却システムの情報は日光実験室地上部にある中央制御室で全て監視でき、又運転員が冷却システムに指示を与えることもできる。1システムの信号点数は表9-3に示すように245点である。

QCSマグネットは冷却、加温、故障時の復帰動作に至るまで全て計算機制御により行なわれる。図9-4にはクエンチ時の冷却システムの保護動作が示されている。マグネット及び超伝導 Bus Line の常伝導部分の発生をクエンチディテクター

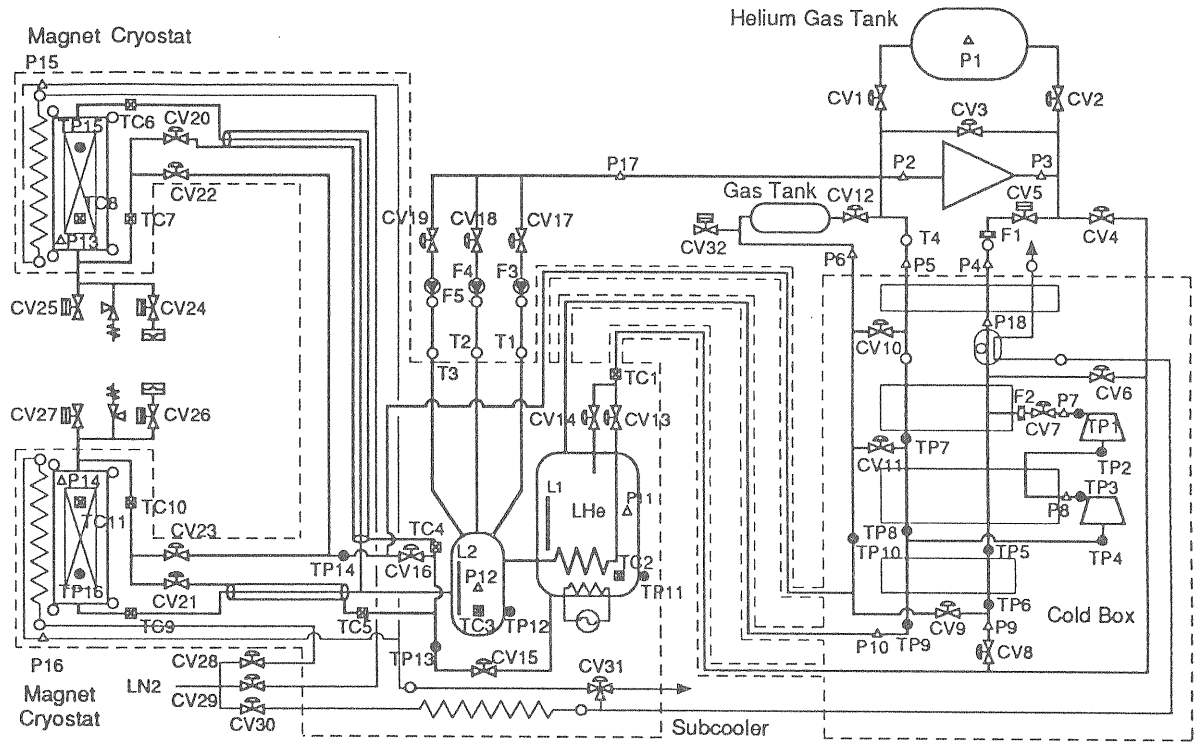


図 9-2 QCS冷却システムフローダイヤグラム

●: 白金コバルト抵抗温度計、⊠: カーボンガラス抵抗温度計、○: 銅コンスタンタン熱電対温度計、
 △: 圧力計、⊖: 質量流量計、≡: オリフィス流量計

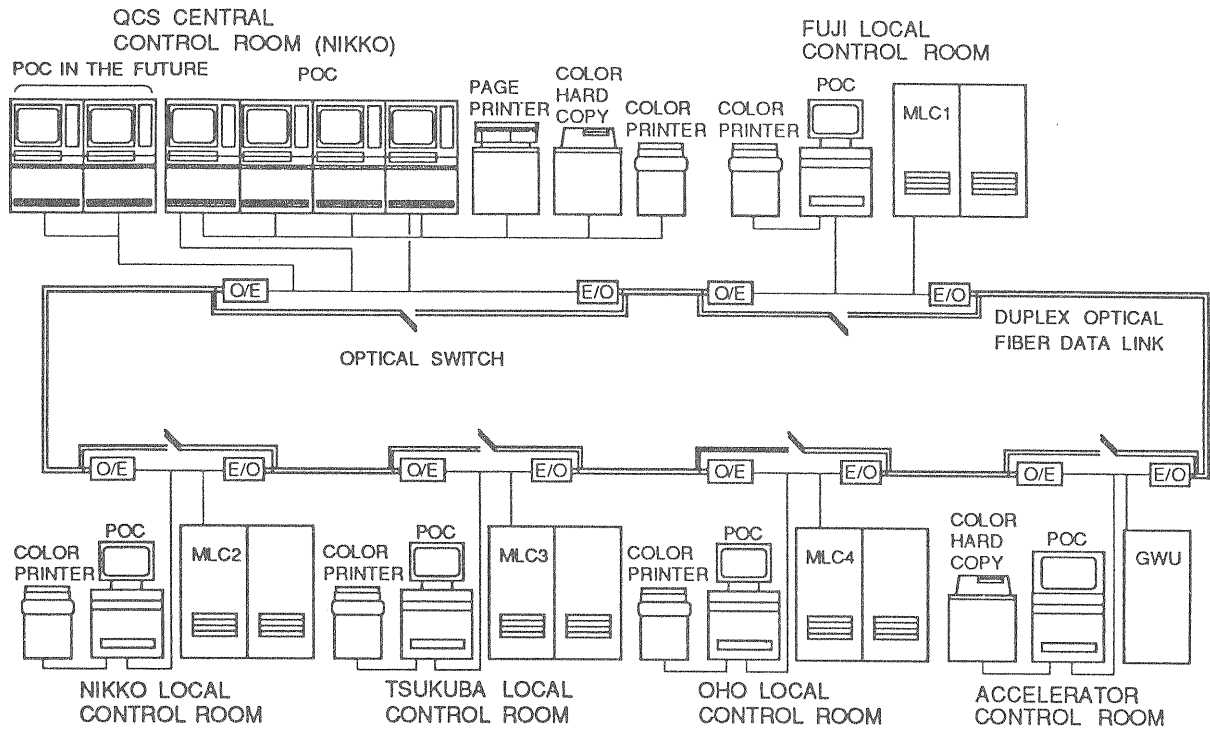


図 9-3 QCS冷却システム制御計算機構成

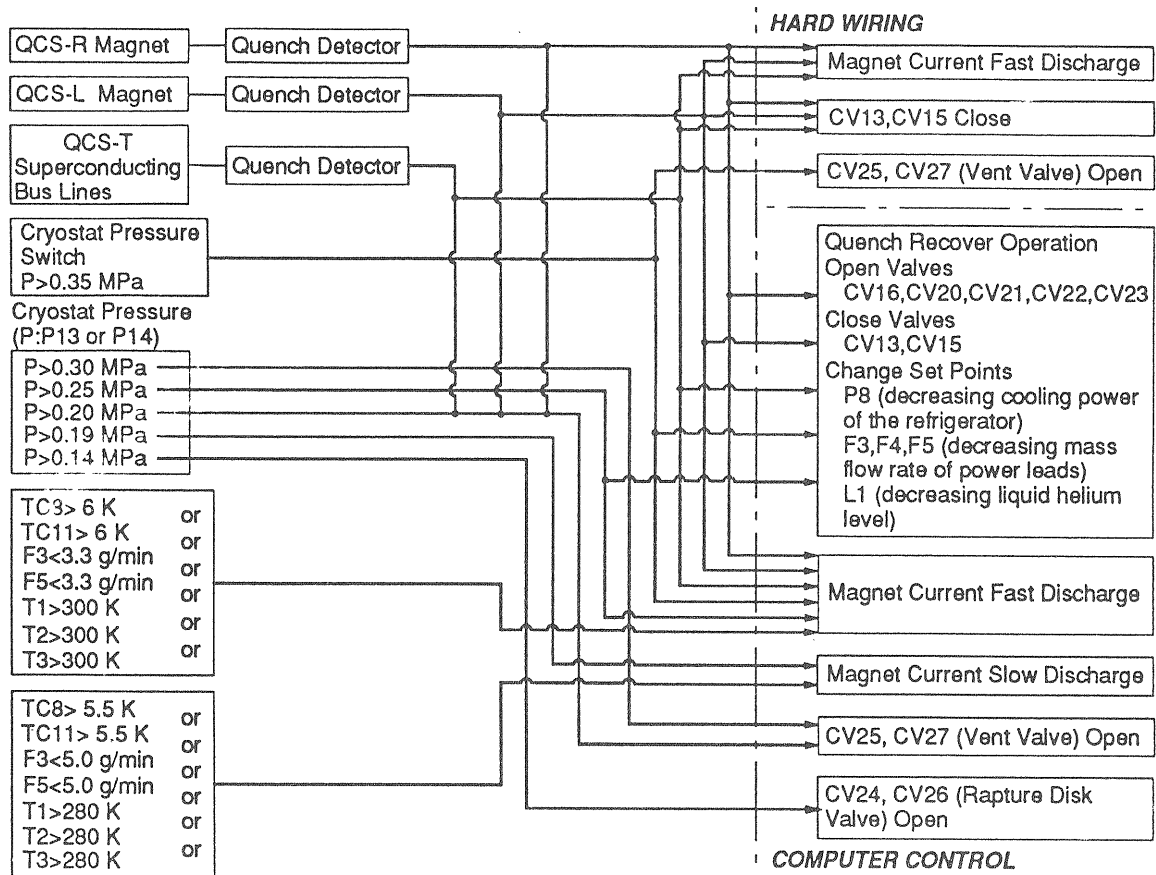


図9-4 QCS 4極電磁石クエンチ時の保護動作

表9-3

AI	125points	(temperature 60, pressure 31, etc 19)
AO	32points	(valve 30, heater 1, etc 1)
DI	43points	(status 17, alarm 6, emergency 20)
DO	45points	(valve 12, switch 11, etc 22)

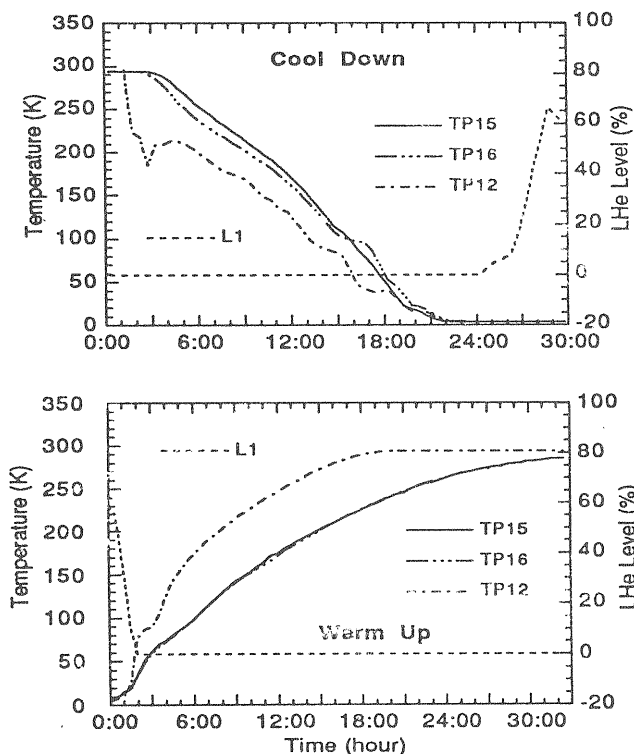


図9-5 QCS 4極電磁石冷却、加温曲線

により検知し冷却系の保護動作にはいる。又、Cryostat内の圧力、温度、又電流リードの流量、温度によって、電源を高速或は低速で遮断する。図9-5、6には、マグネットの冷却、加温、及びクエンチ時の冷却系の動作と復帰の様子を示してある。図中の番号は図9-2で示した温度計、圧力計等に対応する。室温から冷却してマグネットを運転するまでに要する時間は30時間である。又、冷却状態から室温までの加温に要する時間も約30時間である。クエンチ後に完全に以前の状態に戻るのに要する時間は約3時間である。

(9-2) 断熱真空容器 (Cryostat)

Cryostatは超伝導マグネットを液体ヘリウム温度に保持するための恒温槽である。その構成は真

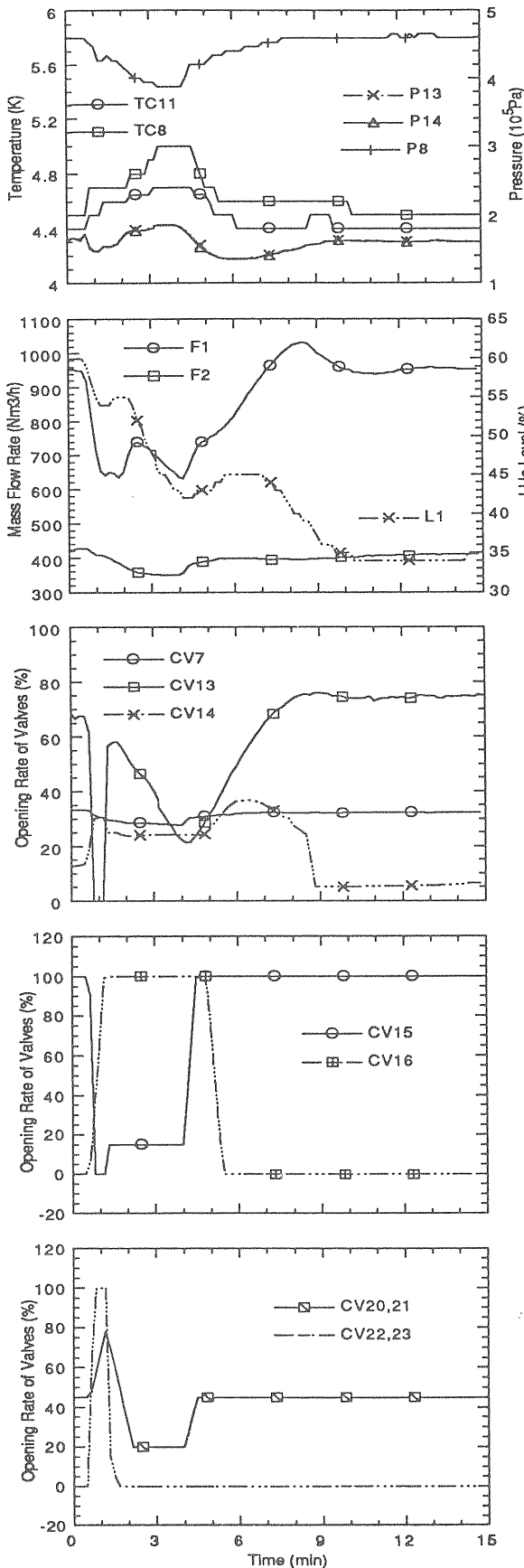


図9-6 QCS超伝導4極電磁石クエンチ時復帰動作

空容器、輻射シールド板、アルミ等の金属を蒸着したフィルムによる多層断熱システム（スーパーインシュレーション、MLI）、マグネットを収めるヘリウム容器、支持システム等である。以下Cryostatの設計上の要点を述べ、実際に製作された加速器用Cryostatに付いて説明を行なう。

(9-2-1) Cryostatの設計上の要点³⁸⁾

クライオスタットの設計上の基本的な要点は以下ようになる。

- 1) LHe温度領域への熱侵入が少ない。
- 2) 熱収縮に対する考慮がなされている。
- 3) クエンチなどによる急激なヘリウムガスの圧力上昇に耐えられるものである。
- 4) 電流遮断時のCryostatに発生する渦電流に対する処置がなされている。
- 5) マグネットを所定の低温度に保つことができ機械的な保持が安定である。

これらの検討事項のうち、1)の熱侵入の要因と4)の渦電流の影響について説明を行う。

まず、1)項目の侵入熱について説明を行なう。液体ヘリウム槽はCryostatの真空容器により室温領域から断熱されているが、サポート等からの固体熱伝導、輻射伝熱、真空槽の残留ガスによる熱伝導による熱侵入がある。これらの侵入熱を表わす式は一般的に次のように示される。

固体熱伝導

$$Q_C = (A/L) \int_{T_1}^{T_2} \lambda dT \quad (W) \quad (9-1)$$

A: 固体の断面積 (cm²)、T₁、T₂: 長さL (cm)の両端での温度、λ: 熱伝導率 (W cm⁻¹K⁻¹)。

輻射伝熱 (Stefan-Boltzmannの式)

$$Q_E = \frac{A_1 \sigma (T_2^4 - T_1^4)}{\frac{1}{e_1} + \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{1}{e_2} - 1 \right)} \quad (9-2)$$

e: 温度Tに於てのemissivity、σ: 5.67×10⁻¹² (W cm⁻²K⁻⁴)、A₁、A₂: 輻射面の面積 (cm²)、1、2は各輻射面を示す。

残留ガスによる熱伝導 (Knudsenの式より)

$$Q_G = 2.467 \times 10^{-4} A_1 \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_2 + \frac{A_1}{A_2} (1 - \alpha_2) \alpha_1} \times \frac{r+1}{r-1} \frac{P}{\sqrt{MT}} (T_2 - T_1) \quad (9-3)$$

α : 順応係数、 r : 比熱比、 P : 圧力 (ミクロンHg)、 T_1 、 T_2 : 各壁面温度 (K)、 T : $(T_1 + T_2)/2$ 近似的な値、 A_1 、 A_2 : 伝熱面の面積 (cm^2)、 M : マッハ数、1、2 は各伝熱面を表わす。

これらの式から各熱侵入の特徴を述べる。長さ 1 m、断面積 1 cm^2 の棒が、 $T_2 = 300 \text{ K}$ 、 $T_1 = 4 \text{ K}$ の温度勾配を持つ場合の、固体熱伝導による侵入熱を (9-1) 式により電気銅、ステンレス鋼、テフロン、ガラスに対して計算すると、各々 16.2 W、0.30 W、 $7.02 \times 10^{-3} \text{ W}$ 、 $19.9 \times 10^{-3} \text{ W}$ となる。このように伝熱による侵入熱は物質により 10^3 倍ほどの違いがある。このため、サポートの構造材料の選択には強度は勿論のこと熱的にも注意を要する。

輻射による伝熱は (9-2) 式で示される様に、高温面の温度に非常に影響される。例として、液体窒素シールドとヘリウム容器間の輻射による伝熱について考える。窒素シールドの温度 (十分に冷却されていれば 80K) が 100K であればヘリウム容器への侵入熱量は 80K の場合と比較して 2.5 倍近く、120K では 5.1 倍近くなる。又、侵入熱を下げるために MLI 等を使うことにより e の値を小さくできる他、多層にすることにより更に効果的に減少できる。アルミ蒸着マイラーの場合、表面の e は 0.03 程度まで小さくなる。

(9-3) 式を用いて残留ガスの伝熱による侵入熱を計算する。残留ガスがヘリウムで、 $A_1 = A_2$ 、 $T_2 = 80 \text{ K}$ 、 $T_1 = 4 \text{ K}$ 、 $P = 10^{-3} \text{ Torr}$ の場合について計算すると侵入熱は $2 \sim 3 \text{ W/m}^2$ となる。この侵入熱は、圧力に比例するので真空度を良くすることにより著しく減少できる。KEK の QCS マグネット冷却中の Cryostat 内の真空度は $P = 10^{-8} \text{ Torr}$ で、この場合の侵入熱は $3 \times 10^{-5} \text{ W/m}^2$ 程度と考えられる。この値は殆ど無視できる量である。

次に、項目 4) の渦電流の影響について説明する³⁹⁾。コイルの発生する磁場が変動した場合、Cryostat には渦電流が誘導される。特に、クエンチ時の電流遮断に伴う非常に急速な磁場の変動によって渦電流が発生し、Cryostat 内部の構造物に大きな電磁力が働く。この電磁力の様子を円筒の金属

のシェルで囲まれた 2 極電磁石を例に取り説明する。取り上げているモデルは、軸方向に非常に長いコイルで、端部の影響は無視している。

2 極電磁石の磁場が変化してシェルに電流が誘導された場合、シェル内部の磁場は (9-4)、(9-5) 式となる。

コイル外側にシェルがある場合 ($r_s > r_o$)

$$\frac{dB_s}{dt} + \frac{2\rho}{\mu_o w_s r_s} B_s = - \left(\frac{r_o}{r_s} \right)^2 \frac{dB_o}{dt} \quad (9-4)$$

コイル内側にシェルがある場合 ($r_o > r_s$)

$$\frac{dB_s}{dt} + \frac{2\rho}{\mu_o w_s r_s} B_s = - \frac{dB_o}{dt} \quad (9-5)$$

ここで、 B_o : 2 極電磁石によって発生される磁場 (T)、 B_s : シェルの渦電流によって発生される磁場 (T)、 w_s : シェルの厚み (m)、 r_s : シェルの半径 (m)、 r_o : コイルの半径 (m)、 ρ : シェルの電気抵抗率 ($\Omega \text{ m}$)。これらの式の導出は文献 39) に詳しく示されている。

これらの式から、シェル内の渦電流の時定数は (9-6) 式となる。

$$\tau_s = \frac{\mu_o w_s r_s}{2\rho} \quad (9-6)$$

クエンチ時、コイルによる磁場 B_o が直線的に減少すると仮定すると B_o の変化は次のようになる。

$$\frac{dB_o}{dt} = - \frac{B_o}{\tau_q} \quad (9-7)$$

τ_q はクエンチの継続時間。最も実際的な場合として $\tau_s < \tau_q$ でのシェルに働く応力を求めると、

外側のシェル ($r_s > r_o$)

半径方向

$$P_n = - \frac{B_o^2}{\mu_o} \left(\frac{\tau_s}{\tau_q} \right) \left(\frac{r_o}{r_s} \right)^4 [1 + \cos 2\theta] \quad (9-8)$$

接線方向

$$P_s = - \frac{B_o^2}{\mu_o} \left(\frac{\tau_s}{\tau_q} \right) \left(\frac{r_o}{r_s} \right)^4 \sin 2\theta \quad (9-9)$$

内側のシェル ($r_s < r_o$)

半径方向

$$P_n = \frac{B_0^2}{\mu_0} \left(\frac{\tau_s}{\tau_q} \right) [1 + \cos 2\theta] \quad (9-10)$$

接線方向

$$P_s = -\frac{B_0^2}{\mu_0} \left(\frac{\tau_s}{\tau_q} \right) \sin 2\theta \quad (9-11)$$

となる。これらの式から求まる応力の分布の形状は図9-7、8のようになる。図9-9にはシェルの変形を示してある。外側のシェルはコイルの磁場と平行な方向に、又内側のシェルは磁場と垂直な方向に変形する。外側のシェルにかかる力は半径比の4乗に比例することから、この比が小さければ問題ないが、クエンチ時には内方向に力が働くためバックリングに十分注意しなければならない。逆に、内側のシェルはコイルが高速で励磁される時にこのような状態となるので十分な検討を要する。

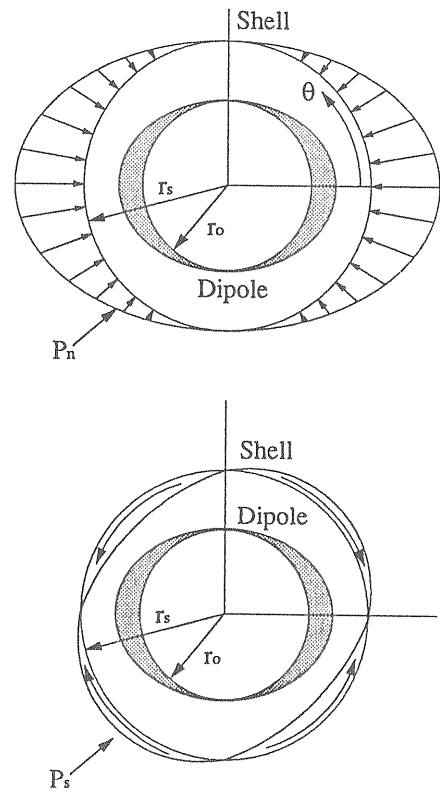


図9-8 外側シェルの応力分布

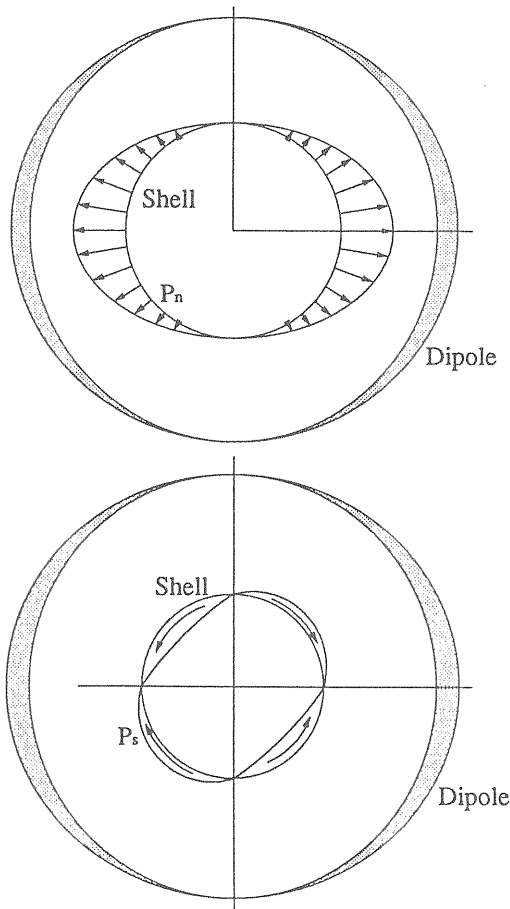


図9-7 内側シェルの応力分布

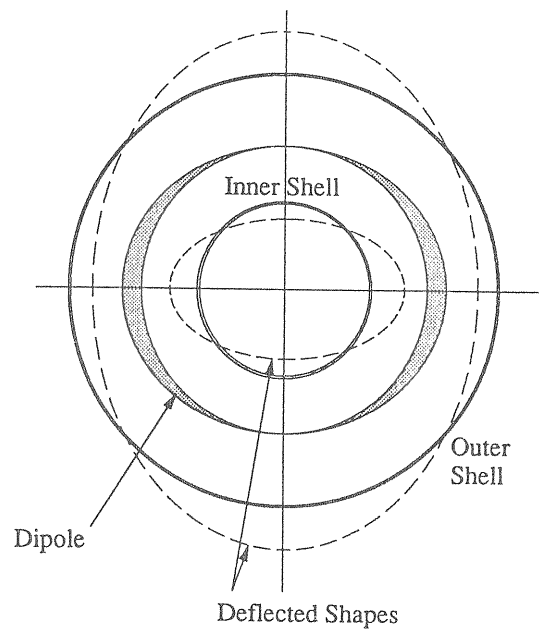


図9-9 シェルの変形

(9-2-2) Cryostat の実例

ダイポールマグネット (SSC、LHC)、衝突点部分の4極マグネット (QCS、LEP) 用に製作されたCryostat について説明する。

(a) SSCダイポールマグネット用 Cryostat⁴⁰⁾

図9-10にCryostatの断面図を示す。構成要素は真空容器 (OD = 685.5mm、t = 7.92mm、L = 14.92 m、材質A516カーボンスチール)、MLI、80Kシールド、20Kシールド (材質 6061-T6 アルミ)、ヘリウム容器、ヘリウム配管、窒素配管、サポートポストである。80K、20Kシールドは夫々液体窒素、及び戻りの20Kヘリウムガスにより冷却されている。又この熱シールドの外周には輻射による侵入熱を減少するために、80 Kシールドに64層、20 Kシールドに10層のMLI が取付けられている。図9-11にはサポート部分の構造が示してある。このサポートの横方向、縦方向の負荷は各々32.96 kN、22.24 kNである。図中のInner composite tube、Outer composite tube の材質は夫々Graphite/Epoxy、Glass/Epoxy で非金属である。この構成により熱伝導の距離を長く取り、伝導による侵入熱を減少している。又、冷却時の熱収縮による縦方向の位置の変化を各要素の熱収縮率の違いにより無くすようにしている。このサポート5本により11,360 kgのCold Massを支える。各部分の計算による侵入熱の評価は表9-4にまとめられている。

表9-4

	4.5 K	20 K	80 K
Static Heat Loads(W)			
Radiation	0.053	2.335	19.1
Support conduction	0.160	2.400	15.8
Innterconnect	0.150	0.320	2.1
Total static	0.363	5.055	37.0
Dynamic Heat Loads(W)			
Synchrotron rad	2.169		
Splice IR heating	0.140		
Beam microwave	0.195		
Beam gas	0.136		
Total dynamic	2.640		
Total Dipole			
	3.003	5.055	37.0

(b) LEPダイポールマグネット用 Cryostat⁴¹⁾

図9-12にCryostatの断面図が示されている。Cryostatの構成はSSC用とほぼ同じであるが、Cryostat内に2台のコイルを配置していることと、マグネットの動作温度が1.8 - 2.0 Kであることに違いがある。このため輻射シールド板の温度は4.5 K、80 Kである。真空容器はOD = 1.02 m、L = 10.33 mである。サポートポストは単純な円筒を積み上げた構造になっているが、その設計負荷は59

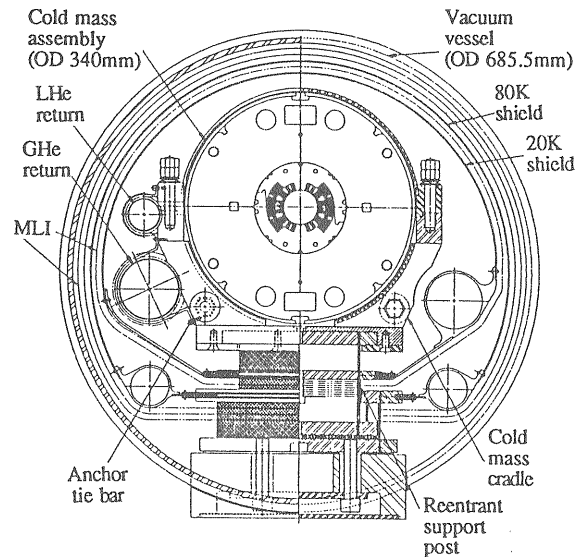


図9-10 SSC Cryostat 断面図

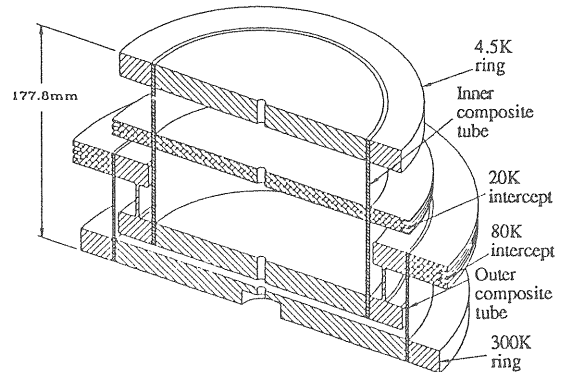


図9-11 SSC Cryostat サポート構造図

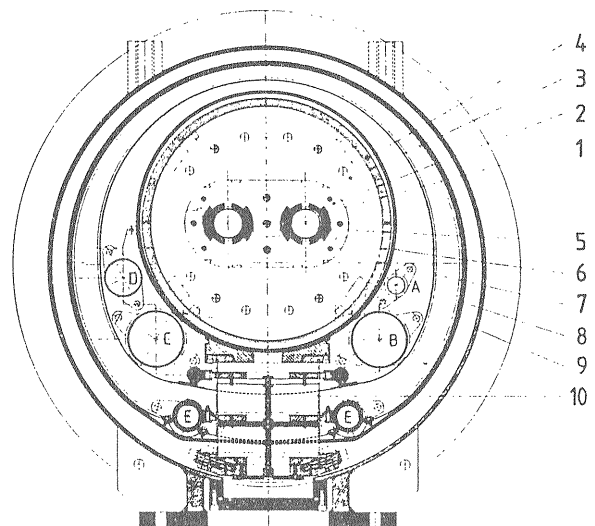


図9-12 LHC Cryostat 断面図 (1:coil, 2:col-lors, 3:magnetic circuit, 4:shrinking cylinder, 5:cold bore tube, 6:He vessel, 7:radiation screen, 8:super-insulated LN₂ screen, 9:vacuum vessel, 10:support post, A,B:1.8K He, C,D:4.5K He, E:LN₂)

kNである。3本のサポートにより15000 kgのCold Massを支える。Cryostatの計算から求められた熱負荷を表9-5にまとめてある。表中の値は冷却条件が最適の場合と、輻射シールド板及びサーマルアンカーが十分に冷却できていない場合の値が示してある。又80KでのRadiationとGas Conductionは合計の値が示されている。

表9-5

Heat Loads(W)	80 K	4.5 K	1.8 K
Radiation	29	2.1-3.4	-
Gas conduction	- 44	0.2-2.2	0.01-0.32
Soild conduction	11	1.6-1.9	0.06-0.24
Total	40-55	3.9-7.5	0.1-0.6

(c) LEP 4 極マグネット用Cryostat⁴²⁾

4極マグネットはダイポールマグネットと比べ設置位置の精度を要求される。とくに衝突点用のものは要求される磁場勾配が大きいことから、その配置には非常に注意を配られなければならない。そのため、Cryostat本来の熱的、構造的な性能を満たすことは勿論のこと、マグネットの位置を調整できる支持構造を持たなければならない。

図9-13にLEP用最終ビーム収束用4極電磁石のCryostat (L=2.5m)の断面図を示す。このマグネットは飽和蒸気圧下での液体ヘリウムにより冷却されている。又、図中のSuspension Rod (材質Inconel 718)によりマグネットの位置の調整ができる。窒素冷却による輻射シールド板は持たず、蒸発ヘリウムガスにより冷却されたシールド板 (Vapour-Cooled Screen)によりヘリウム容器への侵

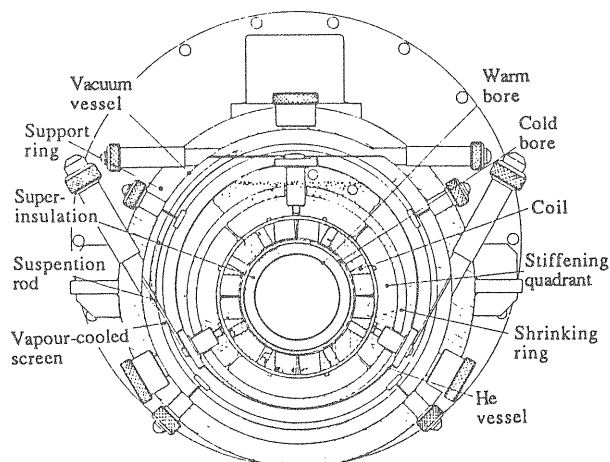


図9-13 LEP Cryostatの断面図

入熱を減少している。これまで述べたダイポールのCryostatがCold Boreを持つのに対して、このCryostatはWarm Boreを持つ。このためWarm Boreからの輻射による侵入熱を防ぐMLIには、放射線に強いKaptonにアルミが蒸着されたものを用いている。又、Cryostat後部に2000A用の電流リードが取付けられている。液体ヘリウム容器への侵入熱は表9-6に示されている。

表9-6

Heat Loads(W)	
Radiation from heat screen	0.3 (計算)
Warm bore MLI	1.9 (計算)
Conduction along supports	1.3 (計算)
Service funnel with current leads (測定)	
at zero current	8.0±0.5
at 2000 A	10.5±0.5
Total	
at zero current	11.5±0.5
at 2000 A	14.0±0.5

(d) QCS用Cryostat⁴³⁾

図9-15に、Cryostatの断面及びサポートロッド部の形状を示す。QCS用CryostatもWarm Boreを持つが、ヘリウム容器とWarm Boreの間には直接液体窒素が流れるシールド層と20層のMLIが組み込まれており室温からの輻射熱とSynchrotron Radiationによる熱の侵入を防いでいる。又ヘリウム容器と真空容器の間には窒素冷却された輻射シールド板と40層のMLIが取付けられている。サポートロッドはヘリウム容器の前後に4本ずつある。サポートロッドの材質はチタン合金 (Ti-6Al-4V ELI)を用いている。図9-16には筑波実験室に

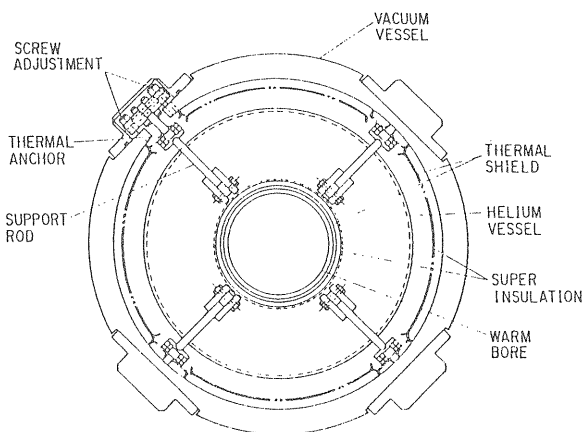


図9-15 QCS Cryostat 断面図

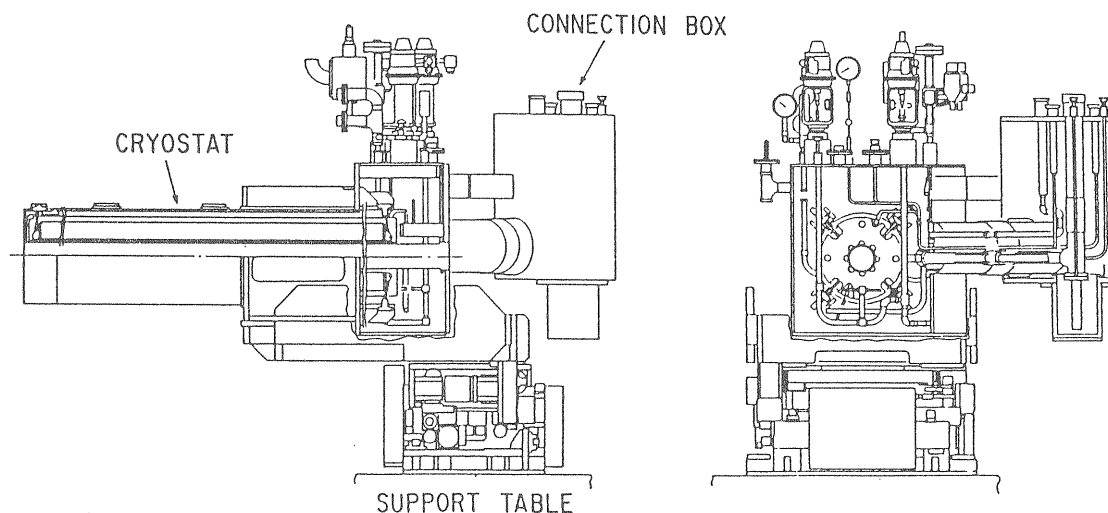


図 9-16 筑波実験室に設置されているQCS Cryostat

設置されたCryostatの外観図が示してある。このCryostatにはLEPのものに取付けられている電流リードはないが、超伝導 Bus Line による送電が行なわれるため超伝導線接続用のボックスがある。このため、Cryostatには水滴、氷が付かない。又、Cryostat 下部には設置後の位置の微調整用に移動架台が組み込まれている。表 9-7 には筑波実験室に設置されたCryostatの侵入熱が示されている。

表 9-7

Heat Loads(W)		
Radiation	0.88	
Radiation to He pipe	6.6	
Conduction along supports	1.68	
Conduction along other parts	6.71	
Total (one cryostat)	15.87	(計算)
for two cryostat	31.74	(計算)
	20.8	(測定)

(9-3) 電流リード

超伝導マグネットシステムの周辺技術において、常伝導マグネットシステムと著しく異なる部分として電流リードがある。この電流リードはマグネットに大電流を供給するBus Lineであり、又液体ヘリウム温度にあるマグネットと室温の機器とを直接結んでいる部分である。そのため、熱的設計に非常に注意されなければならない。QCSでは3.5 kAの電流リードが使用されているが、核融合に使われるものとして30 kAの通電が可能な装置も製作されている。本節では、その設計上の特徴を述べ、現在までに開発された種々の電流リードを

紹介する。

(9-3-1) 電流リードの特徴^{44, 45)}

図 9-17に電流リードの概念図を示してある。電流リードは室温の電源から液体ヘリウム温度にあるCryostat内のマグネットに電流を導くために用いられるが、この電流リードを介した伝導による熱と電流の通電によるジュール発熱が極低温への熱侵入となる。実用的なものでは、この侵入熱は液体ヘリウムの蒸発ガスにより冷却される。この為、侵入熱は冷却の程度によりいくらでも小さくなるが、冷却システム全体から見た場合、冷却エネルギーを多大に使うだけでシステムへの負荷

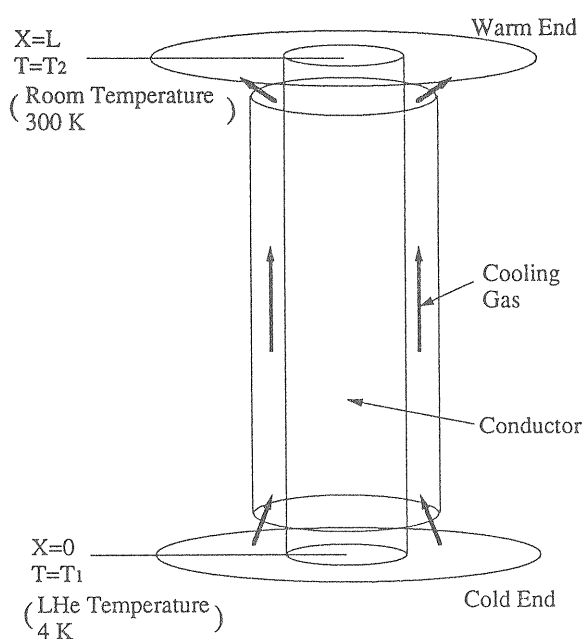


図 9-17 電流リードの概念図

を大きくし不利である。この様なことから、電流リードの最適化が必要となる。

電流リードの設計では、電流リードからの熱侵入による蒸発ガスだけでリード本体を冷却する場合（自己冷却条件）が一般的である。又、検討事項を以下に示す。

1) 液体ヘリウムへの侵入熱を1極当たり1.0~1.5 mW/A程度に抑える。自己冷却条件では、蒸発ガス冷却型電流リードの低温端への熱侵入は1mW/Aが最適値の目安とされている⁴⁵⁾。

2) 冷却ガスがシステムの異常で停止した場合、5~10分の間は通電していても電流リードが溶断したり他の部分に損傷を与えない温度領域に留まるだけの熱容量を電流リード本体が持つこと。これは、超伝導マグネットの電磁エネルギーを外部に放出するのにこれだけの時間が必要となる等の理由からである。

3) 低温端への熱侵入を最小にするために、導体の熱交換部分の形状を良くする。

4) 電流リードの温度的な制御を良くするために単純で応答の速い温度計を取付ける。

5) 導体部分での圧力損失が小さい。

6) 耐電圧が異常時の運転（クエンチ）に対しても十分な高さである。

7) 使用目的に対して十分な機械的強度を有する。

以上の検討事項に関して1)、2)の熱的項目について説明を行なう。電流リードの特性を表わす基礎方程式は定常状態の場合、次の様になる。

$$\frac{d}{dx} \left(kS \frac{dT}{dx} \right) + h a (\theta - T) + \frac{\rho I^2}{S} = 0 \quad (9-12)$$

$$\frac{d\theta}{dx} = \frac{h a}{\dot{m} C_g} (T - \theta) \quad (9-13)$$

境界条件

$$x = 0, T = T_1 = \theta$$

$$x = L, T = T_2$$

a: 電流リードの冷却周囲長 (cm)、 C_g : ヘリウムガスの定圧比熱 ($Jg^{-1}K^{-1}$)、h: 電流リードとガス間の熱伝達 ($Wcm^{-2}K^{-1}$)、I: 電流 (A)、k: 電流リードの熱伝導率 ($Wcm^{-1}K^{-1}$)、L: 電流リードの全長 (cm)、 \dot{m} : ガスの質量流量 (gs^{-1})、S: 電流リードの断面積 (cm^2)、T: 電流リードの温

度 (K)、 T_1 : 冷却端の温度 (K)、 T_2 : 温端の温度 (K)、x: 冷却端からの距離 (cm)、 λ_g : ヘリウムの蒸発潜熱 (Jg^{-1})、 ρ : 電流リードの抵抗率 (Ωcm)、 θ : ガス温度 (K)。

液体ヘリウム中に入ってくる侵入熱は (9-12)、(9-13) 式より、

$$Q = \left(kS \frac{dT}{dx} \right)_{x=0} \quad (9-14)$$

となる。又、自己冷却条件では

$$\dot{m} = \frac{Q}{\lambda_g} \quad (9-15)$$

の関係がある。Qの値をどこまで小さくすることができるか、又その為の形状及び寸法はどのような値になるかが計算での最適設計となるが、電流リードの基礎方程式 (9-12)、(9-13) は k、h、 ρ などの温度依存性の大きな物性定数を含むため厳密な解析解を得ることはできない。そこで数値計算によって最適解を求めることが試みられてきた。

以下に示すのはその1例⁴⁶⁾であるが、電流リードの設計において工学的に取り扱いやすい形にまとめられている。計算結果は自己冷却条件によるものである。

説明を行なう為にパラメーターを次の様に決める。基礎方程式の従属変数を x から T に置き換える。更に求めるべき未知数を T(x) 及び $\theta(x)$ から、 $q(T) = kS (dT/dx) / I$ 及び $t(T) = T - \theta$ とする。発熱及び冷却に関するパラメーターを $\gamma = aSh$ とする。ヘリウムガスと導体間の熱伝達率は以下のようになる。

$$h = Nu k_g / d$$

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad (\text{Dittus-Boelter の式})$$

Nu: Nusselt 数、 k_g : ガスの熱伝導率 ($Wcm^{-1}K^{-1}$)、d: 冷却流路の水力学的相当直径 (cm)、Re: Reynolds 数 ($= \dot{m} d / (S_g \mu_g)$)、Pr: Prandtl 数 ($= C_g \mu_g / k_g$)、 S_g : ガスの流路断面積 (cm^2)、 μ_g : ガスの粘性係数 ($g/(cms)$)。

Nu数において、ヘリウムガスの物性値に関するパラメーターは $\mu_g^{-0.4} C_g^{0.4} k_g^{0.6}$ でありガス温度に対して $\theta^{0.18}$ の温度依存性がある。又、Reynolds 数から $\dot{m}^{0.8}$ の依存性があり熱伝達係数 h は $\dot{m}^{0.8} \theta^{0.18}$ に比例

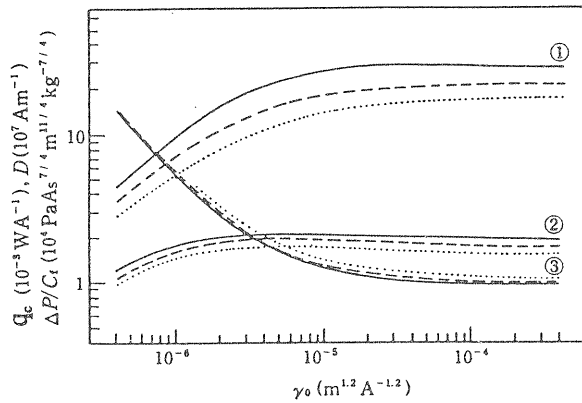


図9-18 電流リード設計チャート図
(1: $\Delta P/C_r$, 2: D , 3: q_c)

する。 $M = \dot{m} / I$, $\gamma_0 = (a / D) (S / D) d^{-0.2} (S_g / D)^{-0.8}$ とすると $\gamma = 0.00993 \gamma_0 M^{0.8} \theta^{0.18}$ となり (9-16) と (9-17) 式が得られる。

$$\frac{dq}{dT} = \left\{ 0.00993 M^{0.8} t (T - t)^{0.18} \gamma_0 - \rho \right\} \frac{k}{q} \quad (9-16)$$

$$\frac{dt}{dT} = 1 - \frac{0.00993 k t (T - t)^{0.18}}{M^{0.2} C_g q} \gamma_0 \quad (9-17)$$

この連立微分方程式の計算では、電流リードの低温端 T_1 から高温端 T_2 まで定常解 $q(t)$ と $t(T)$ を求めることになる。存在する定常解のうち、低温端の熱侵入 q_c を最小にするのが最適解になる。図9-18には計算結果がまとめられてある。図中には最適解に対する $q(T)$ の温度分布から、電流リードの長さ電流密度積 $D = LI / S$ 、冷却流路 (L_c) に沿った圧力損失 ΔP が $C_r = (L_g / L) (\dot{m} / S_g)^{7/4} d^{-5/4} (S / D)$ を係数として示されている。同図で実線、破線、点線は、夫々長さ電流密度積 D を q_c を最小にする最適値 D_{opt} にした場合、又 D_{opt} より10%、20%小さくした場合の値である。計算に用いられた銅のRRRは93である。この結果より γ_0 が $10^{-5} m^{1/2} A^{-1/2}$ より大きいと低温端での q_c の値は $1mW/A$ でほぼ一定になる。

図9-19に冷却ヘリウムガスの流れが停止した場合の温度上昇の測定値を示す⁴⁷⁾。対象となる電流リードの仕様は、 $I = 3000A$ 、 $S = 2.71 cm^2$ 、 $S_g = 0.94 cm^2$ 、 $L = 138 cm$ 、 $RRR = 100$ である。この電流リードはCable-in-conduitタイプで、最初冷却ヘリウムガスは $0.15 g/s$ 流されていた。この図から解かるように、温度上昇の最大となるのは低温端

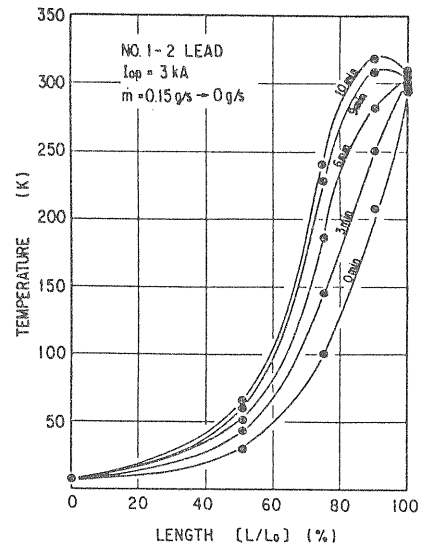


図9-19 冷却ガスの流れが停止した場合の電流リード (3kA用、 $L = 138cm$) の温度上昇

から約90%の部分で、10分後には210Kから320Kまで温度上昇している。しかしながらこの温度領域では銅の溶断、又電流リードに用いられている各素材が性能劣化する温度ではないので安全な電流リードであるといえる。

(9-3-2) 電流リードの実例

本節では実際に作られた電流リードの紹介を行なうが、この実例により前節項目3)の熱交換部分の種々の形状についても説明する。

図9-20⁴⁸⁾に示した電流リード (1300A用) の特徴は、細い銅線 (No38 Silver-coated Wire) で編まれた80組の管により電流が導かれ、又冷却ガスはこの管の中を流れるため熱交換面積を非常に大きく取れることにある。電流リードの導体部分に用いられた素材は、テフロンコーティングされた銅線 (テフロン外径1.295mm) の周りにシールド用の銀鍍金された銅編線をもつ信号用ケーブルで、導体部分に用いられているのはシールド用の銅の編線部分である。銅の編線は低温端と高温端で半田付けされている。テフロンコーティングされた部分は製作過程でぬかれる。この電流リードの自己冷却状態における熱侵入は $9.85 \times 10^4 W/A$ である。

図9-21⁴⁹⁾に、高エネルギー物理学研究所 Venus デテクターに取付けられているディスクフィンタイプの電流リードを示す。電流リードの形状は表9-8にまとめられている。この電流リードの侵入熱は4.1 kAの通電時で5Wである。この値は電流換算で1.2 mW/A となる。又、4.1 kA通電時

表 9-8

Operating current	4.1 kA
Outer diameter	3.4 cm
Heat-exchange length	60 cm
Total length	80 cm
Cross-sectional area of current carrying conductor:	
Lower part(0-30 cm)	1.22 cm ²
Upper part(30-50 cm)	1.63 cm ²
(50-60 cm)	2.04 cm ²
Disk fin:	
Thickness	2 mm
Space	2 mm

の圧力損失は80-100 L/min の冷却ガス流量に対して7-9 kPaである。

図9-22⁵⁰⁾には異なるフィン形状の電流リードを示す。この電流リードは10 kA通電が可能で、長さは1915mm、通電断面積は707mm²である。特徴として、フィンが2方向のねじを切ることにより作られていることにある。この結果、冷却ガスが分流、混合を繰り返し乱流状態の非常に良好な熱伝達が達成され、又フィンが連続的でないことからフィンを伝わる付加的な伝導による侵入熱を無くすることができる。10 kA通電時の侵入熱は1.5 mW/A以下である。

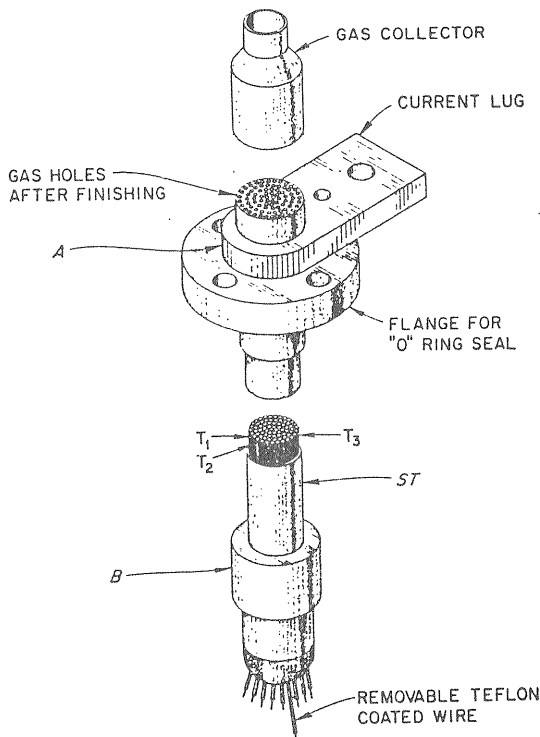


図 9-20 1300A用電流リード

以上の他、導体部分が多数の銅パイプから成るもの⁵¹⁾、銅線を多数束ねパイプの中に挿入したものの (Cable-in-conduit)⁴⁷⁾ などがある。

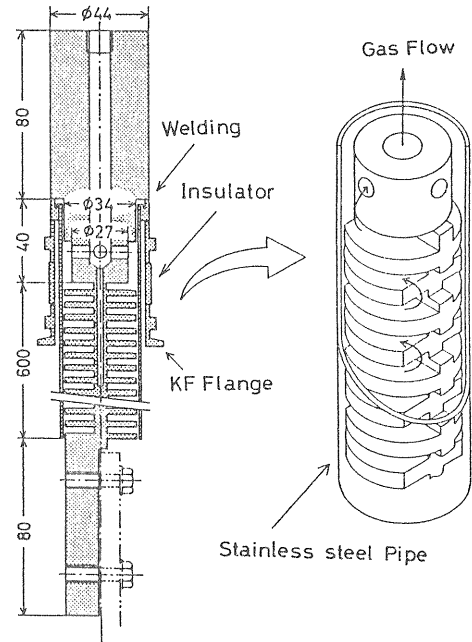


図 9-21 VENUS用電流リード

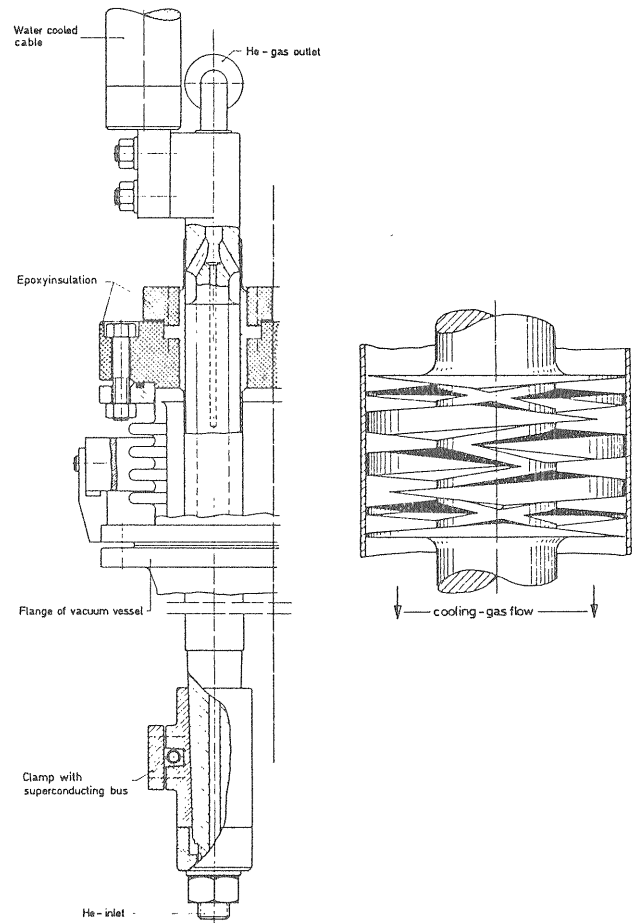


図 9-22 10kA用電流リード

(9-4) 超伝導電磁石励磁電源

(9-4-1) QCS励磁電源システムの構成

QCS励磁電源システムは、図9-23に示すように、主電源(3500A、15V)、補助電源(40A)、コイルクエンチ保護系(高速遮断回路)、制御計測機とのインターフェースなどより成り立っている。QCS電源の特徴は、補正電源を内蔵していることである。負荷であるQCSマグネットはビーム衝突点の左右にあるが、励磁電流に対して実効磁気長が僅かに違う。そこで、それを等しく合わせるために、実効磁気長の短いマグネットに補正電源から電流を流し、両者の強さを同じにする。トリスタンの29GeVの実験では、主電源の励磁電流は2470Aで、補正電源の電流は1.1A、1.6A、2.7A、3.8Aである⁵²⁾。

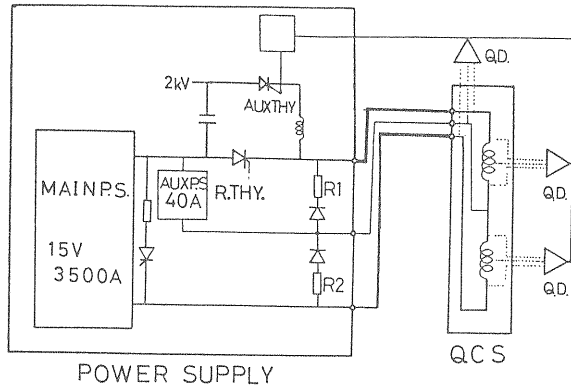


図9-23 QCS励磁電源システム

(9-4-2) 電源

(1) 超伝導電磁石用電源

電源側から見た負荷は、ケーブルと超伝導電磁石であるから、抵抗分はケーブルのみで小さく、インダクタンスは大きい。したがって、従来の常伝導電磁石用電源に比べて低電圧、大電流の電源となる。大電流電源の整流方式としては以下の3種類が使われている⁵³⁾。

- (a) トランジスタドロップ方式
- (b) サイリスタ制御方式
- (c) DC-AC-DC変換方式

(a) 方式は、ダイオードで整流し、トランジスタで定電流制御する方式である。大電流に対してトランジスタの数が増えるため、損失が大きくなり不経済である。(a)と(b)の中間として、サイリスタの位相角調整により整流して、トランジスタのコレクタ損を減らす方式が1-2kA電源で良く使用されている。長所は、トランジスタは

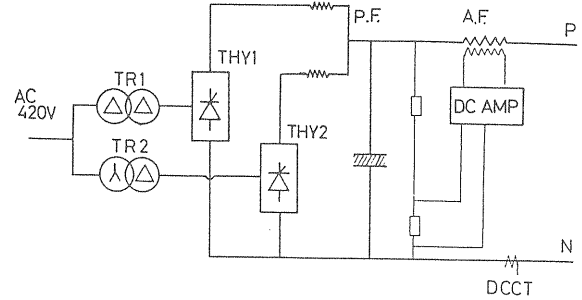


図9-24 QCS電源

リップルフィルタとして働くので超伝導コイルにリップル電圧がかからない。欠点は、エネルギーの回収ができないことである。

(b) 方式はサイリスタの点弧時期を制御して出力を制御できるようにしたものである。リップルを減らすために、アクティブフィルタを設けている。つまり、出力電流路にあるトランスの2次にリップルと逆位相の波形の電流を流し、出力に重畳させて、交流分を消す。

(c) 方式は、さらに低電圧大電流電源の場合には(a)、(b)方式ではACトランスの2次巻線が大電流が故に困難で不経済になるために、商用交流線(AC)を直接整流(DC)し、それをスイッチング回路により高周波交流に変換し、再び整流して直流(DC)を得るようにしている。トランスレス又はトランスの小型化が特徴である⁵⁴⁾。

(2) QCS用電源

QCS電源は、サイリスタ制御方式、アクティブフィルタ付き電源である。図9-24に示す。トランスは $\Delta \cdot \Delta$ 及び $\Delta \cdot Y$ トランスで60度位相の違う交流電圧をチョップして出力電圧を作る。したがって、リップルは600Hzである。これは、パッシブフィルタを使って減らされる。3相不平衡から生じる低周波(50Hz)リップルはアクティブフィルタによって取り除く。電流の安定化のために、指令電流に比例する基準電圧と直流変流器(DCCT)の差がゼロであるように制御される。電源の性能は3500A通電状態で、電流リップルが4mA、電流の安定度は 3×10^{-5} であった。

(9-4-3) コイルクエンチ保護系

(1) コイルクエンチ検出回路

超伝導電磁石のクエンチの際には、コイル及び電源本体に損傷が及ばないようにクエンチをできるだけ早く検出しコイル及び電源本体を保護しなければならない。クエンチ検出法には種々のものが

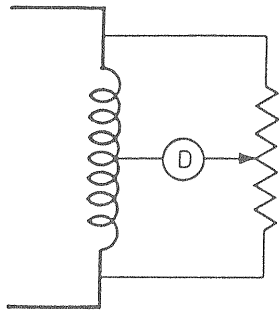


図9-25 クエンチ検出方

あり試みられているが、最も確実な方法はクエンチ箇所の常伝導抵抗成分による直流電圧を検出する方法である。図9-25の方法は、コイルの中間電圧端子を設けて、コイルの外部の高抵抗との間で、L-Rブリッジを組み、クエンチの抵抗成分によるブリッジバランスのくずれを検出すると言うものである。QCSの場合、3台のクエンチディテクターを付けている。各マグネットをモニターすると共に、マグネット間の超伝導Bus Lineをも含めて負荷全体をモニターしている。

検出回路は、異常電圧とその持続時間との両方を検出し、この両方とも設定値を越えた時にクエンチと判断する回路が用いられている。単なる電気ノイズをクエンチと判断することはない。QCSでは1V、10msecである。QCSシステムでは、データレコーダで現象が記録される。約1年半の運転の間、5回ほどクエンチディテクターが働いたが、2件はビームによるコイルの加熱とみられ、3件は電源の非常停止による。

(2) コイル保護回路

ノーヒューズブレーカー方式と半導体方式がある。コスト面からは、前者は手頃な遮断器であるが、定格電圧が低い、遮断時間が遅い(60-100 msec)、10回程程度の寿命であるなどの問題がある。小型の電源で用いられる。

QCSでは、半導体方式のサイリスタ遮断器が用いられている。図9-23に示す基本回路構成になっている。主サイリスタに流れている電流を遮断する場合は、補助サイリスタを点弧し、主サイリスタを強制転流させる。つまり、主サイリスタに流れる電流は電源からの電流(I_m)と転流コンデンサからの電流(I_c)が打ち消しあいゼロにし、素子のターンオフ時間以上逆バイアスを加えて、主サイリスタをオフすれば、励磁電流の遮断は完了する。QCSでは1msec以内である。遮断後、コイルの磁気蓄積エネルギーは外部抵抗に吸収され

る。コイルに流れていた大電流は抵抗に流れ込み、高電圧(RI)を発生し、時定数(L/R)で減衰する。QCSでは0.48秒である。

(9-4-4) 計算機制御

QCSの電源は、冷凍機システムを監視、制御している計算機(EX-1000)から電源運転の許可を受けた後に、電子リングの電磁石電源制御計算機(HIDIC80E)によって運転される。この計算機は、

(a) 電源のON、OFF、RESETを行う。

(b) 電源のステイタス(運転/停止、遠方/現場など)を読む。

(c) パターン運転を行う。メモリーモジュールと名付けられたRAMからの16BITの指令に従って励磁電流の増減を行う。但し、電流上昇率は負荷がクエンチしないように約10A/secに制限している。

(d) 通電電流値をモニターする。

衝突点におけるビームをより小さく絞るために、常伝導電磁石QC1をQCSに変えた。両者の時定数は20倍ほど違うが、トリスタンリングの全電磁石電源を同期して運転する為に、常伝導電源と同程度の応答特性を持つようにしなければならない。それを電源の制御系で補正することになる。制御系は1型のサーボ系といわれるタイプで、図9-26に示す。電圧ループは高速の応答をする。一方、電流ループは低速の応答をするが、高いゲインを持つ。10A/secの立ち上げに対して遅れ時間は実測で10msecであり、シュミレーションとも良く合う。

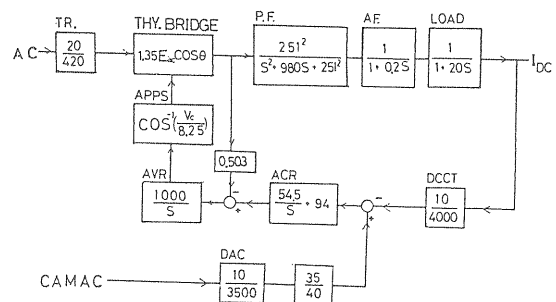


図9-26 QCS電源の制御系

最後に、第2章の執筆は土屋清澄氏であり、第9章4節の執筆は尾崎俊幸氏である。その他の部分の文責は大内にある。本教材を纏めるに当り土屋清澄氏には第2章の執筆のみならず多くの示唆を頂いた他、電磁石グループ江川一美氏には重要な指摘を頂いた。又、勉強の機会を与えていただいた木村加速器総主幹に感謝いたします。

REFERENCE

- 1) K.H.Meß and P.Schmuser, CERN 89-04, p.p. 87-148(1989).
- 2) E.Willen, P.Dahl and J.Herrera, Stanford CA 94305 (1985).
- 3) Martin N. Wilson, Superconducting Magnet, Clarendon Press, Oxford(1983).
- 4) Arnauld Devred, KEK report A 89-25(1990).
- 5) 土屋、高エネルギー加速器セミナー-OHO'87 (1987).
- 6) K. Sato et al., IEEE Trans. MAG-27 (1991) 1231.
- 7) E. Gregory, Cryogenics vol.27 (1987) 290.
- 8) J. w. Ekin, IEEE Trans. Mag-13 (1977) 127.
- 9) J. W. Ekin, Adv. Cryo. Engn. 34, (1987) 547.
- 10) J.H.Coupland, N.I.M 78, p.p.181 - 184 (1970).
- 11) R.Palmer and A.V.Tollestrup, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., Vol.34, p.p.247-284(1984).
- 12) K.Tsuchiya etc, Proc. of the 2nd European Particle Accelerator Conference, p.p.1151-1153(1990).
- 13) A.Asner, R.Perin, S.Wegner and F.Zerobin, Proc. of 11th Int. Conf. on Magnet Technology, p.p.36-41, Tukuba (1989).
- 14) S.Wolff, IEEE Transaction on Magnetics, Vol.28, No.1, p.p.96-103(1992).
- 15) P.V.Livdahl, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol.NS-24, No.3, p.p.1218-1333(1977).
- 16) J.R.Orr, IEEE Transaction on Nuclear Science, Vol. NS-30, No.4, p.p.1967-1969(1983).
- 17) Site-specific conceptual design of the superconducting super collider, SSCL-SR-1056(1990).
- 18) M.Bona etc, IEEE Transaction on Magnetics, Vol.28, No.1, p.p.338-341(1992).
- 19) W.E.Cooper etc, IEEE Transactions on Magnetics, Vol.19, No.3, p.p.1372-1377(1983).
- 20) K.Tsuchiya etc, Proc. of the 2nd European Particle Accelerator Conference, p.p.1151-1153(1990).
- 21) K.Tsuchiya etc, IEEE Transaction on Magnetics, Vol.27, No.2, p.p.1940-1943(1991).
- 22) C.Daum and J.Geerinck, IEEE Transactions on Magnetics, Vol.24, p.p.1377-1380(1988).
- 23) M. S. Lubell, IEEE Transaction on Magnetics, Vol.19, No.3, p.p.754-757(1983).
- 24) A.V.Tollestrup, IEEE Transaction on Magnetics, Vol.17, No.1, p.p.863-872(1981).
- 25) G.Pasztor and C.Schmidt, J. Appl. Phys., Vol.49, No.2, p.p.886-899(1978).
- 26) P.H.Eberhard etc, N.I.M 158, p.p.33-40(1979).
- 27) K.Koepke, ICFA Proceedings of Workshop on Superconducting Magnets and Cryogenics BNL 52006, p.p.233-238(1986).
- 28) G.Tool etc, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol.30, No.4, p.p.2889-2891(1983).
- 29) A.Devred etc, SSC-Preprint-6(1991).
- 30) G.L.Goodzeit etc, IEEE Transactions on Magnetics, Vol.25, No.2, p.p.1463-1468(1989).
- 31) H.Bruck, R.Meinke, F.Muller and P.Schmuser, ISSN 0418-9833, DESY 89/041(1989).
- 32) H.R.Barton etc, Proc. of 11th Int. Conf. on Magnet Technology, p.p.147-152, Tukuba (1989).
- 33) D.A.Finley etc, Proc. of the 1987 IEEE Part. Accel. Conf., p.p. 151-153(1987).
- 34) H.Bruck etc, Proc. of 11th Int. Conf. on Magnet Technology, p.p.141-146, Tukuba (1989).
- 35) P.W.Anderson, Phys. Rev. Lett. 9, p.309(1962).
- 36) K.Tsuchiya etc, Advances in Cryogenic Engineering, Vol.37A, p.p.667-674(1992).
- 37) N.Ohuchi etc, Advances in Cryogenic Engineering, Vol.37, p.p.675-682(1992).
- 38) 河喜多能正、低温工学11、 p.p.128-133(1976).
- 39) Z.J.J.Stekley and R.J.Thome, Proc. of 4th Int. Conf. on Magnet Technology, p.p.252-264(1975).
- 40) T.H.Nicol, Advances in Cryogenic Engineering, Vol.37A, p.p.525-533(1992).
- 41) M.Granier, Ph.Lebrun and M.Mischiatti, Cryogenics, Vol.30, p.p.98-102(1990).
- 42) H.Blessing etc, Proc. of ICEC12, p.p.112-116 (1988).
- 43) Y.Morita etc, Advances in Cryogenic Engineering, Vol.37, p.p.551-558(1992).
- 44) 尾形久直、低温工学 8、 p.p.67-71(1973).
- 45) 石橋健二、低温工学24、 p.p.331-317(1989).
- 46) 前畑京介他、低温工学21、 p.p.156-162 (1986).
- 47) E.Tada etc, Advances in Cryogenic Engineering, Vol.26, p.p.225-233(1986).
- 48) K.R.Efferson, The Review of Scientific Instruments, Vol.38, p.p.1776-1779(1967).
- 49) K.Ishibashi etc, Cryogenics, Vol.26, p.p.560-565 (1986).
- 50) H.Katheder and L.Schappals, IEEE Transactions on Magnetics, Vol.17, p.p.2071-2074(1981).
- 51) S.D.Peck, J.M.O'Loughlin and E.H.Christensen, IEEE Transactions on Magnetics, Vol.21, p.p.1099-1102(1985).
- 52) 尾崎 他、第8回加速器科学、 p.p.232-233 (1991).
- 53) 三根 他、低温工学17、 p.p.125-142(1982).
- 54) 新富 他、低温工学17、 p.p.163-169(1982).
- 55) K.Tsuchiya etc, Advances in Cryogenic Engineering, Vol.31, p.p.173-180(1986).