中空導体を用いた超電導電磁石の実験

島 本 進

電子技術総合研究所*

(1970年8月31日受理)

Experiment on Hollow Superconducting Magnet

Susumu SHIMAMOTO

Electrotechnical Laboratory,
Mukodai-cho, Tanashi-shi, Tokyo, Japan

(Received August 31, 1970)

This paper reports the experimental results of the hollow superconducting magnet on which the author worked at Saclay, France.

The race track coil was chosen for the experimental set-up. The distribution of magnetic field was strictly calculated. The circuit for supercritical helium was explained. The current density of $7,000\text{A}/\text{cm}^2$ in the hollow conductor could be obtained with the maximum magnetic field of 34 KG and the stored energy of 40 kJ. The flow rate, the pressure drop and the temperature rise were measured and will serve for future design. The author acknowledges for his stay at Saclay.

1. 緒 言

高エネルギー物理の研究がすすむにしたがい、ますます大型の加速速器が必要となるとともに、それに用いる検出装置も従来のものでは不充分となってくる。たとえば泡箱については、寸法を大きくするかあるいは磁界を強くするか、いずれかが必要となっている。現在、サックレー原子力研究所でもちいている水素泡箱は“180l泡箱”およびすでに試運転に成功し、ソ連のセルプコフに輸送組立中の 8,000l の容量をもつ“Mirabelle”¹⁾がある。これらはいずれも従来の古典的な電磁石をもちいており、磁界は 20 KG である。物理実験の進展にしたがいこれらの泡箱本体はそのままにし、磁界のみを 40~80 KG に増加することができれば経済的である。しかし、これらの泡箱本体はいずれも水平な円筒型で磁界は円筒軸に垂直で水平なものをもちいている。このため、泡箱本体をC型の継鉄が周囲を取りかこんであり、当初から超電導磁石を用いるよう設計された、Argonne, Brookhaven, CERN に於ける泡箱とはまったくその形がことなる。したが

って、“180l 泡箱”あるいは“Mirabelle”にいきなり上記三つの研究所にある形の超電導電磁石を適用することは不可能にちかい。そこで、これらの泡箱の鉄の磁気回路をそのままにし、コイルのみを中空導体 (hollow conductor) をもちいた超電導コイルにおきかえることを想定した。試算による²⁾と技術的にこのことは可能である。

hollow conductor を用いた超電導電磁石の特徴などについてすでに筆者が解説³⁾した。そのなかでも形状の選択がかなり自由であることと液体ヘリウムを溜める容器が不要ということの二点が上記の案に対する決定的特徴である。実際電磁石の建設にあたっては、超臨界ヘリウム (supercritical helium) の循環系の制作、物理諸変数の測定および理論値との比較 (流体の温度、圧力、圧力降下、熱伝達係数)、hollow conductor による超電導の安定の諸条件、最大電流密度、常電導転移のときの安全の問題、4.2°K 高圧下の流体回

* 本研究は筆者がフランス原子力庁サックレー研究所で行なったものである。

路を電氣的に絶縁した状態で連結する技術、熱侵入の少ない大電流の current lead の製作、流量の測定と制御の問題などについて充分研究、習得する必要がある。本研究は Mirabelle の形状のコイルのモデルを制作し、その磁界分布および電磁力の問題を追求すると同時に、上記の諸問題点について実験をすすめる諸々の検討をおこなったものである。

2. 導体及び電磁石

導体としては第1図に示す IMI 製造による矩形断面をもった hollow conductor をもちいた。この導体の方法は外側 $6.5\text{ mm} \times 5.0\text{ mm}$ 、内側 $3.8\text{ mm} \times 2.2\text{ mm}$ で、それぞれ約 0.25 mm^2 の断面積をもった14本の Nb-Ti 線が銅の安定材のなかに埋め込まれている。50m の長さの hollow conductor を一つのパンケーキ (二層) にもちい、そのパンケーキの寸法は第2図に示すごとく、内側 $25\text{ cm} \times 16\text{ cm}$ 、外側 $51\text{ cm} \times 41\text{ cm}$ で厚み 1.5 cm をもったレーストラック型のものである。第3図は一つのパンケーキのできあがりを示す。コイルの構成はこのパンケーキを2個組合せたもの (実験1) とパンケーキを追加して6個組合せたもの (実験2) と二種製作、実験をおこなった。パンケーキ間には電圧タップ、温度計、圧力測定パイプ等のため、 4 mm の間隙を設けたが、この間隙は勿論実用電磁石ではとりのぞくことができる。

導体は絹テープ、ワニスで電気絶縁を施し、巻線後部分的に絹テープでパンケーキ全体をまとめ、その上

第1図 本実験に使用した中空超電導材の断面

第2図 コイルの寸法および座標 (実験2)

第3図 パンケーキのでき上がり

第4図 六個のパンケーキによるコイル (実験2)

からエポキシ樹脂をぬりつけることにより全体を固めた。これらのパンケーキをヘリウム流路としては並列に、電気回路としては直列に連結した。パンケーキ間

の電気接続は 15 cm にわたり、補助の安定化 Nb-Ti 超電導帯をインジウム半田ではりつけることにより接続抵抗を低くした。流体回路としての接続は、二枚のフランジの間にナイロンの円板を挿入し電氣的に絶縁し、ナイロン板とフランジ間にインジウム・ガasket をいれ低温で 40 bars 以上の圧力に耐えるようしめつけた。積み重ねたパンケーキは、二枚のジュラルミン板で上下からはさみ、ボルトでしめつけることにより固定した。電磁力による変形を防ぐため、レーストラックの直線部分の外側より、同じく二枚のジュラルミン板をあてがい、ボルトでしめつけた。第 4 図は 6 個のパンケーキ・コイルの組立中の様子を示す。

3. 磁界及び電磁力

磁界の計算にあたって、座標およびコイルの寸法のとり方は第 2 図に示すごとくとする。レーストラック型のコイルを直線部と半円部に分けて考え、両者の和として磁界を求めると、それぞれの成分は以下に示す結果となる。

ここでは、単位系は MKS をもちい、 j は電流密度、 μ_0 は真空の透磁率である。簡単のために変数を次のようにまとめる。

$$X_1 = x_0 - x_1, \quad X_2 = x_0 - x_2, \quad X_3 = x_0 - x_3,$$

$$X_4 = x_0 - x_4, \quad Z_1 = z_0 - z_1, \quad Z_2 = z_0 - z_2,$$

$$\rho_2 = x_4, \quad \rho_1 = x_3$$

$$r = \sqrt{x_0^2 + (y_2 - y_0)^2}$$

$$\phi_1 = \tan^{-1} \frac{y_2 - y_0}{x_0}, \quad \pi_2 = \phi + \tan^{-1} \frac{x_0}{y_2 + y_0}$$

上記の変数をもちいて

$$\begin{aligned} F_{sz} &= \ln(Z + \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}) \\ F_{rz} &= Z \ln[(\rho - r \cos \phi) \\ &+ \sqrt{Z^2 + r^2 + \rho^2 - 2\rho r \cos \phi}] \\ &+ \frac{Z r \cos \phi}{2|Z|} \ln \frac{\sqrt{Z^2 + r^2 + \rho^2 - 2\rho r \cos \phi} - |Z|}{\sqrt{Z^2 + r^2 + \rho^2 - 2\rho r \cos \phi} + |Z|} \\ &- \frac{Z r \sin \phi}{|Z|} \tan^{-1} \frac{|Z|(\rho - r \cos \phi)}{r \sin \phi \sqrt{Z^2 + r^2 + \rho^2 - 2\rho r \cos \phi}} \end{aligned}$$

とする。

Z 方向の磁束密度は

$$\begin{aligned} \frac{B_z}{\mu_0 j / 4\pi} &= \int_{Y_1}^{Y_2} F_{sz} dY \left| \begin{smallmatrix} X_2 \\ X_1 \end{smallmatrix} \right|_{Z_1}^{Z_2} - \int_{Y_1}^{Y_2} F_{sz} dY \left| \begin{smallmatrix} X_4 \\ X_3 \end{smallmatrix} \right|_{Z_1}^{Z_2} \\ &- \int_{\phi_1}^{\pi+\phi_1} F_{rz} d\phi \left| \begin{smallmatrix} \rho_2 \\ \rho_1 \end{smallmatrix} \right|_{Z_1}^{Z_2} - \int_{\phi_2}^{\pi+\phi_2} F_{rz} d\phi \left| \begin{smallmatrix} \rho_2 \\ \rho_1 \end{smallmatrix} \right|_{Z_3}^{Z_4} \dots (1) \end{aligned}$$

となる。

同じく

$$F_{sx} = \ln(X + \sqrt{X^2 + Z^2 + Y^2})$$

$$\begin{aligned} F_{rx1} &= \frac{x_0}{r} \{ (\cos \phi) \sqrt{Z^2 + \rho^2 + r^2 - 2\rho r \cos \phi} \\ &+ r \cos^2 \phi \ln[(\rho - r \cos \phi) \\ &+ \sqrt{Z^2 + \rho^2 + r^2 - 2\rho r \cos \phi}] \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F_{rx2} &= \frac{y_2 - y_0}{r} \{ (\sin \phi) \sqrt{Z^2 + \rho^2 + r^2 - 2\rho r \cos \phi} \\ &+ r \sin \phi \cos \phi \ln[(\rho - r \cos \phi) + \\ &\sqrt{Z^2 + \rho^2 + r^2 - 2\rho r \cos \phi}] \} \end{aligned} \quad \text{とする。}$$

X 方向の磁束密度は

$$\begin{aligned} \frac{B_x}{\mu_0 j / 4\pi} &= - \int_{Y_1}^{Y_2} F_{sx} dY \left| \begin{smallmatrix} X_2 \\ X_1 \end{smallmatrix} \right|_{Z_1}^{Z_2} + \int_{Y_1}^{Y_2} F_{sx} dY \left| \begin{smallmatrix} X_4 \\ X_3 \end{smallmatrix} \right|_{Z_1}^{Z_2} \\ &+ \int_{\phi_1}^{\pi+\phi_1} (F_{rx1} + F_{rx2}) d\phi \left| \begin{smallmatrix} \rho_2 \\ \rho_1 \end{smallmatrix} \right|_{Z_1}^{Z_2} \\ &+ \int_{\phi_2}^{\pi+\phi_2} (F_{rx1} + F_{rx2}) d\phi \left| \begin{smallmatrix} \rho_2 \\ \rho_1 \end{smallmatrix} \right|_{Z_1}^{Z_2} \end{aligned} \quad (2)$$

となる。

同じく

$$\begin{aligned} F_{ry1} &= \frac{y_2 - y_0}{r} \{ (\cos \phi) \sqrt{Z^2 + \rho^2 + r^2 - 2\rho r \cos \phi} \\ &+ r \cos \phi \ln[(\rho - r \cos \phi) \\ &+ \sqrt{Z^2 + \rho^2 + r^2 - 2\rho r \cos \phi}] \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F_{ry2} &= \frac{x_0}{r} \{ (\sin \phi) \sqrt{Z^2 + \rho^2 + r^2 - 2\rho r \cos \phi} \\ &+ r \sin \phi \cos \phi \ln[(\rho - r \cos \phi) \\ &+ \sqrt{Z^2 + \rho^2 + r^2 - 2\rho r \cos \phi}] \} \end{aligned} \quad \text{とする}$$

Y 方向の磁束密度は

$$\begin{aligned} \frac{B_y}{\mu_0 j / 4\pi} &= \int_{\phi_1}^{\pi+\phi_1} (F_{ry1} + F_{ry2}) d\phi \left| \begin{smallmatrix} \rho_2 \\ \rho_1 \end{smallmatrix} \right|_{Z_1}^{Z_2} \\ &+ \int_{\phi_2}^{\pi+\phi_2} (F_{ry1} + F_{ry2}) d\phi \left| \begin{smallmatrix} \rho_2 \\ \rho_1 \end{smallmatrix} \right|_{Z_1}^{Z_2} \dots (3) \end{aligned}$$

となる。

CDC 6,600 の計算機をもちいて、四桁の精度で上記の数値計算をおこなうと、計算点により差があるが、平均 1 点 1 秒以下でおこなえる。

第 5 図(a), (b), 第 6 図(a), (b) はそれぞれ 2 個のパンケーキ(実験 1) および 6 個のパンケーキ(実験 2) によるコイルの XZ 断面, YZ 断面における Z 成分の磁界 B_z の分布をしめす。第 7 図(a), (b) はそれぞれ実験 2 のコイルの XZ 断面における X 成分の磁界 B_x , YZ 断面における Y 成分の磁界 B_y をしめす。図中の電流密度はコイル内断面の全平均値をとる。

コイル中の最大磁界は、 $z=0$, $x=0$, $y=y_2+\rho_1$ の点、つまり Y 軸上半円部の内側の中央の点で、ここでは B_z しか存在しない。直線部においては $z=0$, $x=x_3$, $y=y_2$ の点、つまり直線部と半円部の接する角が

(a) XZ面内

(b) YZ 面内

第5図 二個のパンケーキによる B_z の計算結果

(a) XZ 面内

(b) YZ 面内

第6図 六個のパンケーキによる B_z の計算結果 (a) B_x 於 XZ 面内 (b) B_y 於 YZ 面内第7図 六個のパンケーキによる B_x および B_y の計算結果

最大磁界となる。実験1のコイルの導体上の最大磁界は、電流値として導体一本について考えた場合、6.8 G/A、実験2のコイルにおいては14.6 G/Aである。

電磁力の問題は二つにわけられる。一つは磁界の z 成分と電流の相互作用による力で、 XY 平面においてコイルの内側から外側へ向う力である。もう一つは磁界の X 成分あるいは Y 成分と電流の相互作用による力で、コイルを z 軸方向に圧縮しようとする力である。導体電流2,000 Aにおけるそれぞれの実験のコイル内の電磁力の計算結果を第1表に示す。この結果から実験のコイルに対し同じく2,000 Aにおける材料に加わる応力を求めると、 x 方向には0.6 kg/mm²で、 $y=0, z=0$ の x 軸上の y 方向の応力はモーメントが加わり、7.2 kg/mm²となる。したがって、2,000 Aまでならばほぼ巻線自体で応力に耐えうるが、臨界電流値がそれ以上の場合はことを考え、直線部の両側から充分な補強を施した。

第1表 コイルに加わる力、於 2,000 A

Experiment	No. of pancakes	Force of X direction	Force of Y direction	Force of Z direction
I	2	2.4 tons	1.8 tons	0.6 Kg/cm ²
II	6	22 tons	16 tons	5.5 Kg/cm ²

4. 冷却系

冷却機としては既設の 30 l/h の能力をもなカスケード式のヘリウム液化機を利用し、この機械の Joule-Thomson 弁の前より分枝をとり、往復の回路をもつ

第8図 冷却系の概念図

第9図 クライオスタット内の構成の詳細

第10図 二個のパンケーキによるコイルと冷却装置の一部

二重管で本装置へヘリウム・ガスを送るようにした。この二重管の長さは約 8m である。本装置の概念図を第 8 図に示す。この液化機は 4.2°K で約 120 W の冷却機としてもちいる事ができる。本装置のクライオスタット中の主なものとしては、熱交換器 (supercritical heat exchanger) と電磁石がある。第 9 図はこのクライオスタットの内容の詳細を示す。supercritical heat exchanger の入口では約 15°K のヘリウムが液化機より送られてくる。この supercritical heat exchanger の出口は二つの回路にわかれ、一つはコイルへすすみ、もう一つは直接 Joule-Thomson 弁を通して supercritical heat exchanger の外側の容器へとすすむ。予冷の段階では、コイルの回路は閉じられ、全てのガスは後者の回路を通り、Joule-Thomson 効果により一部は液化されて熱交換器の外側の容器に溜められる。熱交換器の外側の容器に液が充分溜ると、コイルの弁が開かれ、コイルが冷却される。そして次に超電導状態を保つのに利用される。コイルが一たび冷やされると全てのヘリウムはコイルを通り熱交換器へと進む。熱交換器から液化機本体へのもどりのガスは、一部は current lead の冷却のために用いられ、他は二重管の外部を通して液化機へもどる。予冷のときにもちいた Joule-Thomson 弁の回路は、電磁石の実験中には流量制御のバイパス回路としてもちいることもできる。

第 10 図は実験 1 の場合の 2 個のパンケーキと supercritical heat exchanger の一部を示すものであ

第11図 (a) コイルの回第路および結線

第11図 (b) Quenching の電圧および電流波形

この quenching の様子を詳細にしらべてみると、常電導の部分がパンケーキの中央部から発生すると、流れの方向にのみ伝搬し、層間の熱伝搬はみられなかった。このことから本実験で設けたパンケーキ間の 4 mm の間隙をなくしても、熱的にはなんら影響がないとおもわれる。

第12図はパンケーキの入口の温度とそれぞれのグループの出口の温度の測定値を電流の関数として測定し

第12図 コイル入口および出口のヘリウムの温度

たものである。グループ I は current lead からの熱侵入が有り温度上昇が著しいので、電流の上昇とともにこのグループの流量を少しずつ減らした。

6. 実験結果に対する考察

ここでは実験 2 の結果について議論をすすめる。

6.1 臨界電流値

前節に示したように、本方式ではコイルの入口と出口では温度差があるということから supercritical heat exchanger により温度が決まるということから、従来の超電導電磁石より臨界電流値の決定がより複雑となる。実験をくりかえしておこなうと、前節に示した臨界値(2,380 A)の付近 150 A 程度のばらつきが認められた。その本質的原因として考えられるのは、ここで認められた quenching はすべて flux jump によるもので、flux jump 自体のばらつきが大きいことである。

第13図は本電磁石に使用した導体を 4.2°K の液体ヘリウム中で測定した臨界電流値と Hampshire 等⁶⁾が測定した温度を変数とした Nb-Ti の臨界電流値とを比較して、5.0°K における値を求めたものである。4.2°K においてもおのおのの導体によって臨界電流値のばらつきが大分認められ、図中にはこの範囲を帯状に示した。同じく図中にしめした実験 2 の結果を考察する、5.0°K と計算値に近い結果をしめしていることが認められる。

quenching の原因が flux jump であるので、臨界電流値をあげるためそれによる局所的な温度上昇を防ぐ手段が考えられる。つまり流量を増加して冷却能力を増加することがその一方法であるが、より本質的な方法として supercritical heat exchanger の温度をできる限り低下させる方法が臨界電流値の増加には有効であろう。

6.2 コイル出口における温度上昇

第13図 Short sample の臨界値と
コイルによる実測値

管内を流れる単位質量の流体のエネルギーは、ポテンシャルエネルギー gZ ，外部からの仕事 We ，外部からの熱侵入 Q ，運動エネルギー $(1/2)V^2$ ，流れによる仕事 pv ，内部エネルギー E によってきまる。つまり，エネルギー保存則により

$$gZ + We + Q + \frac{1}{2}V^2 + pv + E = \text{const.} \quad (4)$$

である。ただし， g は重力の加速度， z は垂直方向の位置， v は流速， p は圧力， v は単位質量の体積を示す。今われわれの実験の場合を考えると，入口と出口では gZ は同じで， We は零である。電流零，あるいは電流がある場合でも理想的な超電導状態を想定し，かつ外部からの熱侵入がないと考えると， Q を無視できる。体積膨張による速度 V の変化はあるが，圧力変化による項と比較すると無視できる。結局，この管内のエンタルピーは一定の現象である。第14図に示すヘリウムのエンタルピー，圧力の曲線において上記実験2の電流が零における入口と出口の圧力差をあてめた場合の温度差は，測定結果の温度差と一致している。

さらに，電流の増加とともに，出口の温度が上昇することは第12図に示した通りである。この温度上昇に

第14図 ヘリウムの圧力エンタルピー曲線

は三つの原因が考えられる。第一の原因は **current lead** からの熱侵入およびパンケーキ間の連結部からの発熱で，これらの発熱は定常的で電流の増加にともない上昇する。第二の原因は超電導材中の磁束の動き (**flux movement**) および安定化材料中の渦電流等による発熱で電流上昇を停止することによって温度は降下する。この熱発生の **power** は電流上昇率を低下させることにより減少させることができる。第三の原因は **flux jump** による発熱で，この発生自体予測が困難であるし，その振幅の予測もおそらく困難である。本実験では，**flux jump** の後，コイルの出口のヘリウム温度は $0.05 \sim 0.15^\circ\text{K}$ (ただし **quenching** に至らない小さな **flux jump**) の上昇が認められた。充電中のヘリウムの冷却能力はこれら三つの熱発生の **power** を上まわるものでなければならない。

6.3 flux jump によるエネルギー消費

本実験では先に述べたように **flux jump** が常に障害物になり **quenching** の本質的原因となっているので，ここでは第11図(b)の測定結果から，この場合の一回の **flux jump** によるエネルギー消費の推察を行なってみる。まず第11図(b)の中央のパンケーキ二つにおける **flux jump** の電圧波形の値から，それぞれのコイルにおいてほとんどコイル全体が瞬間的に常電導になっていると想像される。したがって，コイル全体にいくらかの時間，一定の抵抗が加わったと考える。その **flux jump** による電流の減少は測定されているので，この抵抗値と電流の減少より現われた一定の抵抗の持続時間をもとめられる。抵抗値と電流波形および時間から消費したエネルギーをもとめる。

今一つのパンケーキ 4.2°K のにおける抵抗値をそ

の断面積から $3.98 \times 10^{-4} \Omega$ とし、2,000 A における磁気抵抗効果の影響をコイル全体平均すると、約 1.5 倍抵抗値が上ると考えて、 $5.97 \times 10^{-4} \Omega$ となる。次に電流は flux jump の瞬間の最後に約 50 A 減少し、つまり 2,330 A となった。コイルのインダクタンスは 15 mH であるので常電導になっていた時間は 265 msec ともとめられる。この間一つのパンケーキの常電導部分で消費したエネルギーは 899 j となる。第15図はそれぞれの波形の解析をしめす。

6.4 圧力降下

管内を流れる流体の圧力降下は速度変化による項と摩擦による項、垂直位置の変化による項によってつぎ

第15図 Flux jump の解析

第16図 流量と圧力降下および熱伝達率

のようにしめされる。

$$-dp = GdV + \frac{fG^2 dL}{2\rho r_n} + g\rho dZ \quad \dots\dots (5)$$

ただし、 G は単位断面積の Mass flow, ρ は流体の密度 f は摩擦係数で表面のなめらかな管に対し $0.00140 + 0.125 Re^{-0.32}$ (Re はレイノルズ数) である。 r_n は流路半径で断面積/周囲である。本実験では、垂直位置の変化は本質的にはなく、また存在しても摩擦による項と比較すると些少である。また温度上昇による体積膨張を考慮して、速度変化による項を計算しても同じく些少であり、結局、摩擦による項 (Fanning の式) がその主きをなす。

第16図に本実験の条件における圧力降下を Fanning の式を用いて、表面のなめらかな管の場合と粗な管の場合についてもとめた結果をしめす。電流零の場合の実測からえられた流量に対応する計算結果の圧力降下は表面の粗な管の場合の方が実測の圧力降下に近い値となる。電流を上昇した場合の圧力降下は先に述べたような種々の原因により密度が減少するので圧力降下は大きくなる傾向にある。この傾向は本実験において認められた。

先に認めたように、圧力降下が大きくなると、コイル入口と出口の温度差が大きくなり、コイルの動作上おもわしくない。したがって、圧力降下を少なくすることという点からは絶対圧を上げヘリウムの密度を高くすることか望ましい。

6.5 熱伝達係数および Flux jump による温度上昇

管内を流れる supercritical helium の熱伝達係数について実験的に測定された結果が少い。文献 3 に発表されている測定結果と通常の流体にもちいられている Colburn の式とを比較してみる。Colburn の式は周知のごとく次のように示される。

$$h = 0.023 \frac{\lambda}{D} Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad \dots\dots (6)$$

ただし、 λ 熱伝達率

D 管の直径

Re レイノルズ数 $= DG/\mu$

μ 粘性係数

Pr プラントル数 $= C_p \mu / \lambda$

C_p 比熱

第16図に示した値は上記の関係によってもとめたもので、文献 7 の実測値と比較するとこの計算値は常に少い。ここでは Colburn の式を用いて、flux jump の生じた場合の導体および流の体温度上昇を推察して

みる。

ヘリウムの流速と前にもとめた flux jump の生じている時間を比較し考えると、50 m の長さでは flux jump の生じている間に管内のヘリウムはあまり進行していないことが解る。したがって、管内のヘリウムが動かないとして、かつ単位長 1 cm について考えてみる。銅の温度上昇によるエネルギーはヘリウムに吸収されるエネルギーと比較すると非常に少いので省略すると、flux jump 後ヘリウムの温度上昇は単位長の flux jump のエネルギーを ΔE とすると

$$\Delta T_H = \frac{\Delta E}{\rho C_p S}$$

で示される。ただし、 S は中空部の面積である。flux jump の生じている時間を τ とすると、導体の温度上昇 ΔT_c は

$$\Delta T_c = \frac{\Delta E}{h P \tau}$$

で示される。ただし、 P は中空部の周囲長である。先に示した quenching の例について計算すると ΔE は 0.18 joule である。実験 2 の場合の流量に対する熱伝達率 h を Colburn の式よりもとめると、0.25 w/cm² °K である。 ΔT_H は比熱 C_p が温度と圧力に大きく左右され 1.5°K~2.5°K の範囲となり、 ΔT_c は 2.5°K としてもとめられる。

この flux jump による温度上昇は先に述べた current lead や接続部から入る熱および eddy current や flux movement による温度上昇よりは非常に大きく、かつ突発的であるので冷却の点からみて最も重要な問題である。

7. 結 言

1) 本実験では中空導体内の平均電流密度 7,000 A/cm² が得られた。その時のエネルギーは 40 kJ, 最大磁界は 34 KG であった。

2) 本実験の quenching の原因は flux jump である。

3) 本実験で認められた quenching では完全安定の状態 (fully stabilized condition) はえられなかった。

現在 flux jump の少ないフィラメント状超電導線

をもちいた中空導体が試作されているが、flux jump の問題はこの導体をもちいることによりかなり解決されるであろう。fully stabilized condition を得る方法については、圧力降下、温度上昇の点を考慮にいれて、できるかぎりパンケーキを直列につなぐことも一つの解決法と考えられる。

現在の Mirabelle の電磁石のコイル内の平均電流密度が、電流による磁界約 10 KG に対し、290 A/cm² であるので、将来コイルの置換を想定した場合、鉄の寄与を 10 KG と考えて、磁界を 40~60 KG まで上昇することは本実験から充分可能なことといえる。

謝 辞

本研究を進めるにあたって、冷却系および電磁石の製作および実験に Saclay 原子力研究所の Service Technique Instrumental の皆様方の多大な助力に感謝致します。いろいろと議論して下さった Dr. Tsai および Dr. Desportes また、日本語で発表を許可して下さった Chef de Service の Monsieur Prugne に厚く御礼申しあげます。

文 献

- 1) Mirabelle の一般的な解説として Q. Nguyen; Industries Atomiques "Mirabelle et les grandes chambres à bulles" p.3, 3/4, 1969.
- 2) H. Desportes, C. Lesmond, S. Shimamoto, B. Tsai "Estimation préliminaire de bobines supraconductrices pour Mirabelle" Rapport du STIPE, le 6, mars, 1969.
- 3) 島本進, 低温工学, August 1970.
- 4) M. Morpurgo; "A Superconducting Solenoid Cooled by Forced Circulation of Supercritical Helium" CERN 69-25 le 27 sept 1969.
- 5) V. E. Keilin et al; Cryogenics Vol. 8 (1968) p.397.
- 6) R. Hampshire et al. Conf. on Low Temperature and Electric Power, London 1969. (preprint).
- 7) C. Johannes; "Echange de Chaleur Hélium Hypercritique" Rapport provisoire C. 281; Centre d'Etudes Cryogeniques de L'Air Liquide: Sassenage, France le 19 mai 1969.