

I 超伝導電磁石の基礎と応用

1 超伝導

1.1 超伝導の歴史

超伝導の歴史は、低温技術の歴史でもある。超伝導現象は、19世紀後半から20世紀初頭にかけて、気体の液化、それもヘリウムの液化がなされてはじめて発見できた。

超伝導現象は、1911年オランダのK. Onnesによって水銀の電気抵抗の温度変化を測定していて偶然発見された [1]。彼自信も発見当初には超伝導現象の存在が信じられず、論文のタイトルを“Electrical Resistance of Pure Metals at Liquid Helium Temperatures”としている。

これまでの超伝導に関する歴史を一覧表にすると表1-1のようになる。

表1-1 超伝導の歴史

1908	ヘリウムの液化
1911	K. Onnesによる超伝導現象の発見
1924	超流動ヘリウム発見
1933	マイスナ効果発見
1957	BCS理論完成
1961	Nb ₃ Snでの高磁場マグネットの可能性
1965	完全安定化の概念
1969	4.8m泡箱用超伝導マグネット(ANL)完成
1970	極細多心NbTi超伝導線の工業化
1972	BEBC(CERN泡箱用磁石)完成
1975	17.5T超伝導マグネット完成
1979	医療用MRIマグネット1号機
1985	TEVATRON完成
1986	高温超伝導体発見
1987	有人磁気浮上列車で400km/h達成
1990	HERA完成
1992	超伝導電磁推進船海上実験開始

超伝導の歴史は、より高い温度で超伝導状態を示す材料を見つけることであった。1970年代迄はNb₃Geの~23Kが最高温度であったが、それ以上の材料は見つからず、液体窒素温度を越える材料の発

見は悲観的であった。ところが、1986年にBednortzとMullerによって酸化物超伝導体が発見され [2]、これまでの臨界温度の上限を大幅に更新し、液体窒素温度を越える物質の存在が明かとなった。超伝導体発見の年表を図1-1に示す。

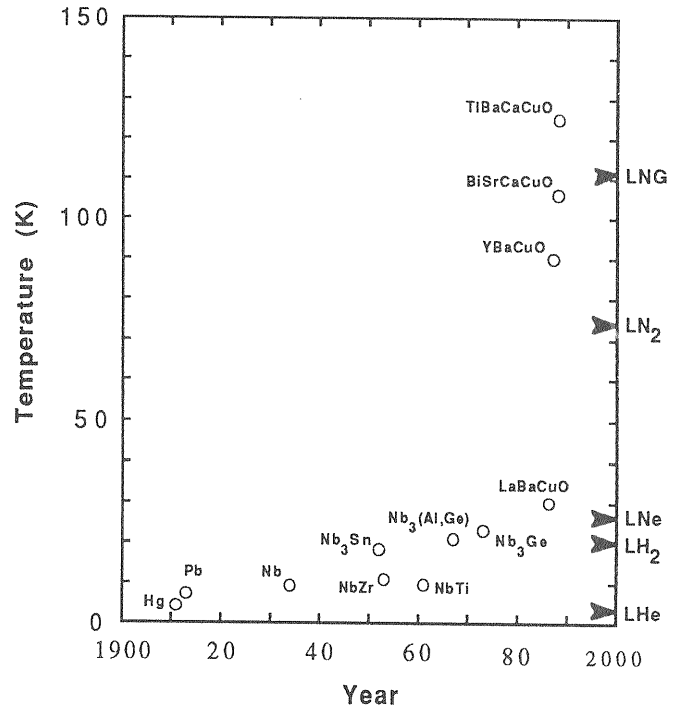


図1-1 超伝導体発見の歴史

このような純学問的な研究に平行して、応用の研究も盛んに行われた。

当初は、数kGを越える超伝導材料がなく、超伝導による高磁界マグネットの開発は絶望的であった。ところが、1961年Kunzler等によってNb₃Snによる高磁界マグネットの可能性が指摘され [3]、更に1970年にNbTi線が工業化され、マグネットの安定化理論と相俟って、今日の応用へと進展した。

超伝導の応用は、高エネルギー物理の分野で発展してきた。既に、1969年にはANLの直径4.8mの泡箱用超伝導マグネットが完成し、1972年には長い間800MJという世界最大の貯蔵エネルギーであったCERNの泡箱用マグネットが励磁されている。続いて、高エネルギー物理の分野では、1985年には世界最初の超伝導加速器TEVATRONが完成し、企業で生産された超伝導加速器HERAが1990年に完成して

いる。民生用では、診断用MRI(Magnetic Resonance Imaging)装置が1979年に初めて導入され、今では全世界で2,000台もの装置が病院に設置され使用されている。更に、1986年には磁気浮上列車が人をのせて時速400kmの走行試験に成功している。

このように、今日では超伝導マグネットは高エネルギー物理の分野だけでなく、電力、運輸等幅広い分野での応用が考えられている。

1.2 超伝導の特徴

1.2.1 超伝導の特徴

超伝導の特徴は次のように書ける。

- (1) 電気抵抗が零である。従って、省エネルギーとなる。冷凍機動力は必要であるが、1/100～1/10の電力ですむ。
- (2) 大電流が流せる。水冷の銅の平均電流密度約10A/mm²に対して、数10から数100A/mm²の高い電流密度である。
- (3) 高磁界が発生できる。銅・鉄のマグネットの2Tに対して、20T程度の磁界が発生できる。
- (4) 永久電流である。磁界を変える必要のない直流通マグネットや電気エネルギーの貯蔵に使うことができる。

各々の特徴は、互いに関連しているが、これらの特徴を生かして、高磁界マグネットや永久電流モードを利用した種々の応用が考えられている。

1.2.2 第2種超伝導体

超伝導体には、第1種超伝導体と第2種超伝導体がある。各々の磁化曲線を見ると図1-2に示すように、第1種超伝導体は完全反磁性を示し、超伝導体内部には磁束が入らない(マイスナ効果)。一方、第2種超伝導体は下部臨界磁界(H_{c1})までは完全反磁性を示すが、それを越えると磁束が内部に侵入し始め、上部臨界磁界(H_{c2})までは超伝導状態と常伝導状態の混合状態を示す。H_{c2}を越えると完全に常伝導となる。第1種超伝導体の臨界磁界(H_c)は、1kガウス程度であるので、第1種超伝導体では高磁界マグネットはできない。

第2種超伝導体では、上部臨界磁束密度が10～

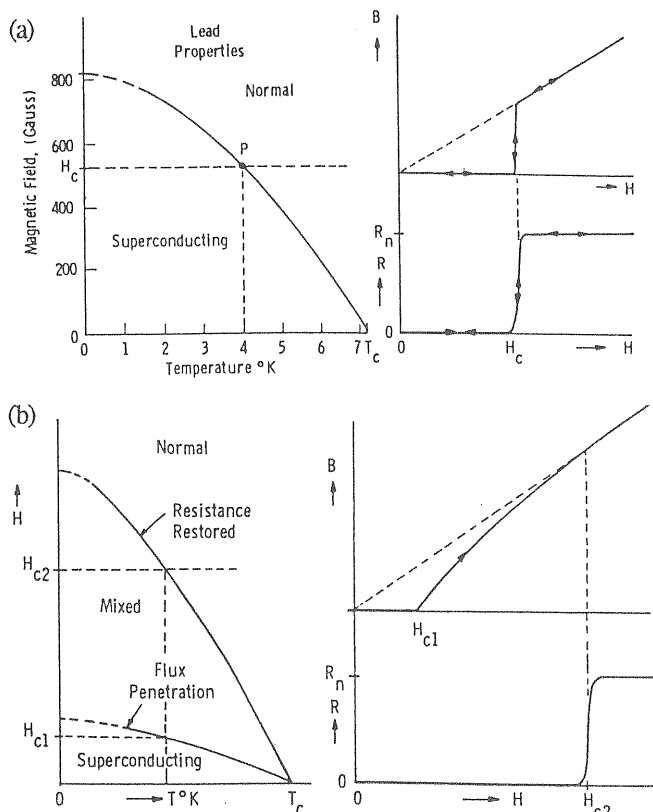


図1-2 第1種(a)と第2種超伝導体(b)の磁化曲線

30Tと高いので、高い磁場を発生できるマグネットが製作できる。

代表的な第2種超伝導体の臨界温度、臨界磁束密度を表1-2に示す。酸化物超伝導体の4.2KでのB_{c2}は200T程度と高く直接測定することができないので外挿値である。

表1-2 代表的な第2種超伝導体の特性

	T _c (K)	B _{c2} @4.2K
NbTi	9.1	11.5
Nb ₃ Sn	18.3	22.5
V ₃ Ga	15.4	22.0
Nb ₃ Ge	~23.0	37.0
Y系	~90	~150
Tl系	~125	~220
Bi系	~115	~220

超伝導体は、温度、磁束密度、電流密度に限界値があり、各々を座標軸にとると超伝導状態を示す領域ができる。超伝導体をマグネット材料として用いるには、この領域ができるだけ広い方がよい。現在実用に供されている3種類の超伝導体の状態図を、酸化物超伝導体とともに図1-3に示す。

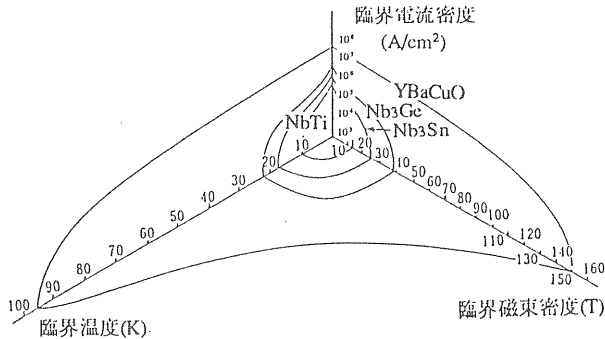


図1-3 超伝導体の状態図

1.3 超伝導材料

超伝導材料は、第1種超伝導体と第2種超伝導体に分けられ、各々の特性に違いがあることは既に述べた。ほとんどの純粋金属元素がほぼ第1種超伝導体の特性を示す。ここでは、マグネット材料として使用できる第2種超伝導体について記述する。

超伝導体はその状態から分類すると、主として合金系超伝導体と、化合物系超伝導体に分けられる。化合物系は更にA15型、シェブレル相型、酸化物型などに分類できる。

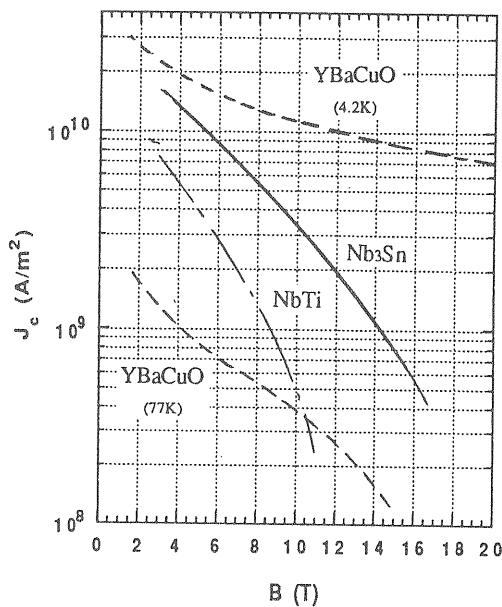


図1-4 各種超伝導体の臨界電流密度の比較

これらの中で実用化されているものは、わずかに合金系のNbTi、化合物系のNb₃Sn及びV₃Gaである。Nb₃Alなど実用化に向けての研究がされているが、まだ上記3種類の超伝導体を除いてマグネットに適用されたものはない。代表的な超伝導体の臨界電流密度の比較を図1-4に示す。

酸化物超伝導体は、発見以来势力的な開発研究がされているが、実用化されるか否かは今後の問題である。

2 超伝導線

2.1 臨界電流

2.1.1 臨界電流の測定

臨界電流の測定は、単尺試料を用いて4端子法で測定する。コイル状に巻いた単尺の超伝導線に電流を流し、それを徐々に増加していくと、ある電流値から急速に常伝導転移による電圧が発生してくる。そのときの比抵抗値が $10^{-14} \Omega\text{-m}$ になる電流値を臨界電流値と定義するのが一般的である。これを超伝導線だけの断面積で規格化したものを、臨界電流密度とする。測定結果の一例を図2-1に示す。

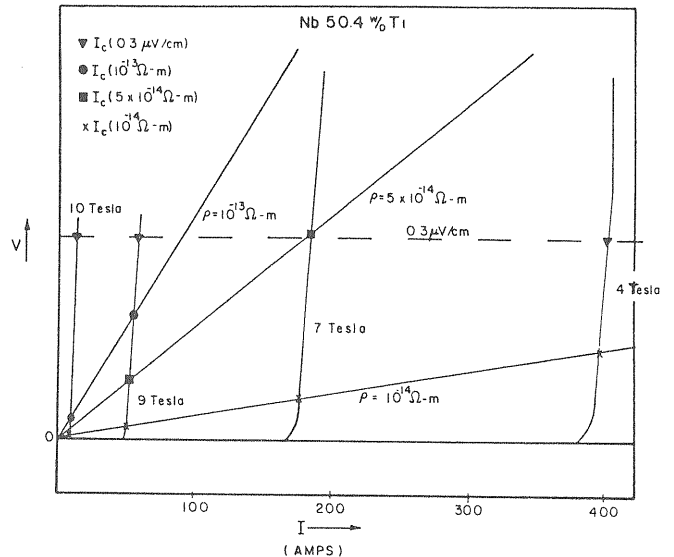


図2-1 臨界電流の測定例

図に示すように、基準とする比抵抗値によって臨界電流値が異なることがわかる。常伝導に移行してからの電圧発生が急峻であれば、臨界電流値は基準とする比抵抗値にあまり依存しないが、スロープが

緩い場合には注意を要する。

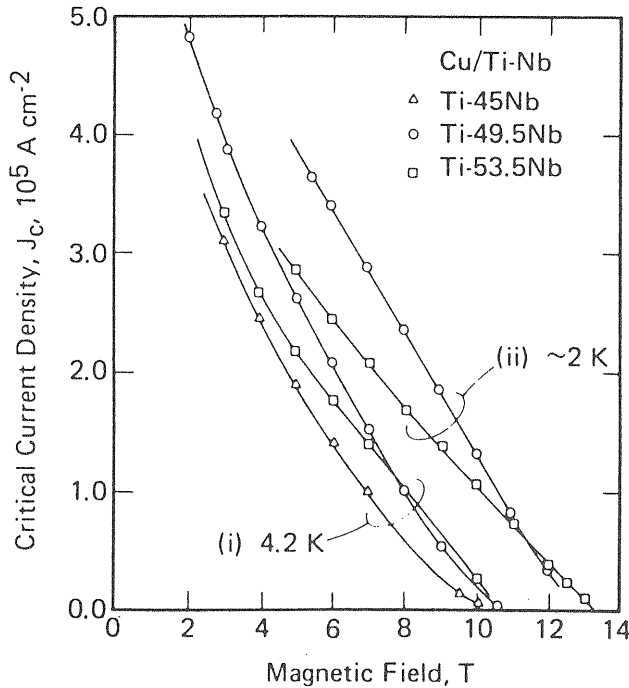


図2-2 NbTiの4.2Kと2Kにおける
臨界電流密度の磁界依存性

臨界電流密度は温度と磁界に依存することは既に述べた。NbTiの磁界に対する臨界電流密度依存性を図2-2に示す。4.2Kと2Kでは J_c にかなりの差があることがわかる。また、両者の間には同じ J_c に対して B_{c2} に3Tの違いがあるので、NbTiで10Tの高磁界を発生する場合には超流動ヘリウムを用いる。

2.1.2 ピン止め力

臨界電流は、ピン止め力の大きさによる。第2種超伝導体は超伝導状態と常伝導状態の混合状態である。超伝導体に外部から磁界をかけると、超伝導体にフラクソイド（磁束の量子化された状態）の侵入する力（ローレンツ力）とフラクソイドを拘束する力（ピン止め力）との平衡状態にある。ピン止め力の大きい超伝導体ほど磁束が内部に侵入し難く、臨界電流密度の大きい超伝導線が作れる。

ピン止め力は

$$F_p = J_c B_c \quad (2-1)$$

で表すことができる。フラクソイドは、析出物、結晶転移、結晶粒界などに捕捉される。そこで、熱処理で析出物を制御したり、加工歪みを加えたりしてピン止め力の大きな材料を作る。

ピン止め力の例として、NbTiの場合を図2-3に示す [4]。

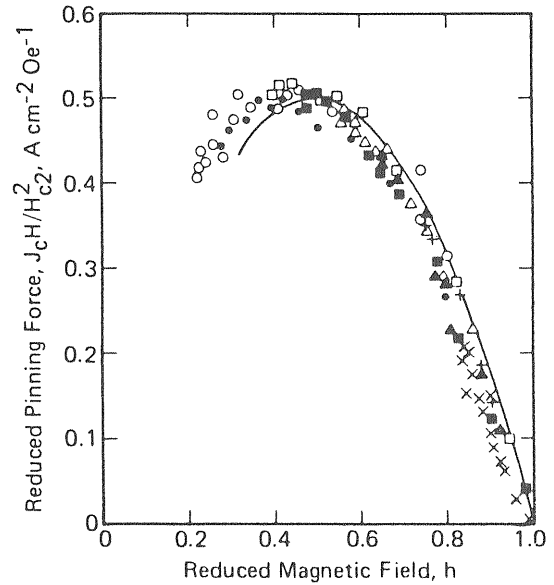


図2-3 NbTiのピン止め力

2.1.3 臨界電流の温度依存性

超伝導の3要素 J_c 、 B_{c2} 、 T は互いに関連していることは既に述べたとおりである。

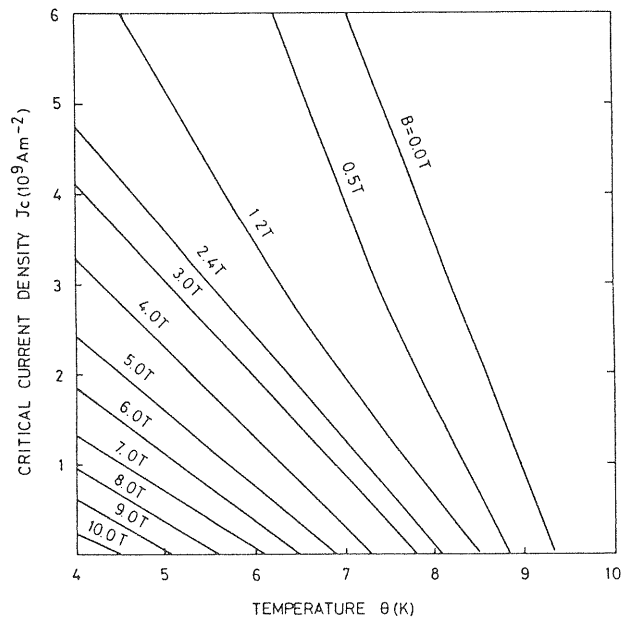


図2-4 NbTiの臨界電流密度の温度依存性

臨界電流密度 (J_c) の温度 (T) 依存性を磁界をパラメータとして示すと図2-4のようになる。

これを見るとわかるように、臨界電流密度は温度にはほぼ直線的に変化する。これを式で表すと

$$\frac{J_c(T)}{J_c(T_0)} = \frac{T_c - T}{T_c - T_0} \quad (2-2)$$

となる。ここで、 T_0 は基準温度で通常4.2Kをとり、 T_c は臨界温度でNbTiの場合~9Kである。

2.2 安定化

2.2.1 磁気不安定性

第2種超伝導体の磁化過程を観測すると、図2-5に示すような磁化の急激な減少を生じる。これは、磁気不安定性と呼ばれ、何等かの原因で発熱し磁束が超伝導体の内部に急速に侵入する現象である。

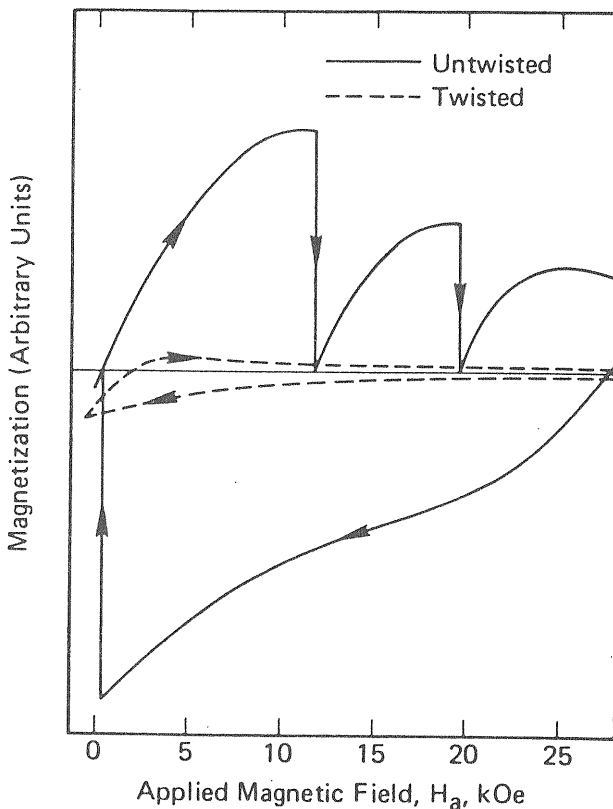


図2-5 超伝導線の磁化過程でのフラックスジャンプ (実線はフィラメントをツイストしていない場合、点線はツイストした場合)

この現象は、図2-6に示すような過程によるものである。すなわち、何等かの原因で発熱 (ΔQ_s) し温度上昇 (ΔT) があると、臨界電流密度の減少 (ΔJ_c) を生じ、その結果超伝導体内部の磁束が更に増えるように作用する。磁束の侵入は、新たにヒステリシスによる発熱を伴う。少なくとも断熱過程では、このサイクルは正帰還であるので磁束が急激に内部に侵入する。これが原因でクエンチを誘発することが初期にはあった。

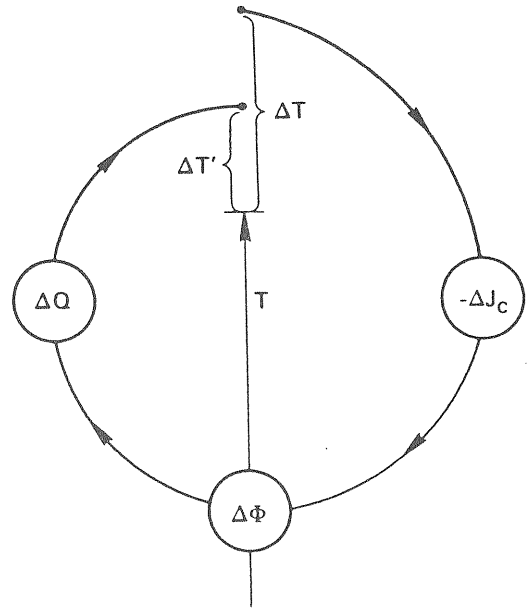


図2-6 磁気不安定性を生じるループ

磁気不安定性を抑えるための工夫が本質安定化である。図2-6に示すように $\Delta T' < \Delta T$ であれば安定である。

磁気不安定性を抑えるためには、超伝導線の線径を小さくすればよい。どの程度にすればよいかは、磁束拡散と熱拡散とに関係するが、ここでは最も簡単な例として断熱近似の計算を示す。

今、図2-7に示すように、板厚 $2a$ の平板に、面に平行に磁界がかかる場合を考える。平板の内部 x の位置での磁束変化 $\delta\phi(x)$ により生じる発熱は、次式で与えられる。

$$\delta q(x) = J_c \delta x \delta\phi(x) \quad (2-3)$$

これを平板全体について積分すると発熱は

$$\Delta Q = \frac{1}{a} \int_0^a \delta q(x) dx \quad (2-4)$$

となる。臨界電流密度が温度に対して直線状に減少すると仮定して、入熱 ΔQ_s があるときの断熱状態での熱平衡の式をたてると

$$\Delta Q_s + \frac{\mu_0 J_c^2 a^2}{3(T_c - T_0)} \Delta T = \gamma C \Delta T \quad (2-5)$$

となる。ここで、 γ は密度、 C は比熱である。

これから実効比熱 $\Delta Q_s / \Delta T$ が零かマイナスにならないという条件からフラックスジャンプに対する安定化パラメータが求まる。即ち

$$\gamma C_e = \frac{\Delta Q_s}{\Delta T} = \gamma C - \frac{\mu_0 J_c^2 a^2}{3(T_c - T_0)} > 0 \quad (2-6)$$

であればフラックスジャンプは起こらない。

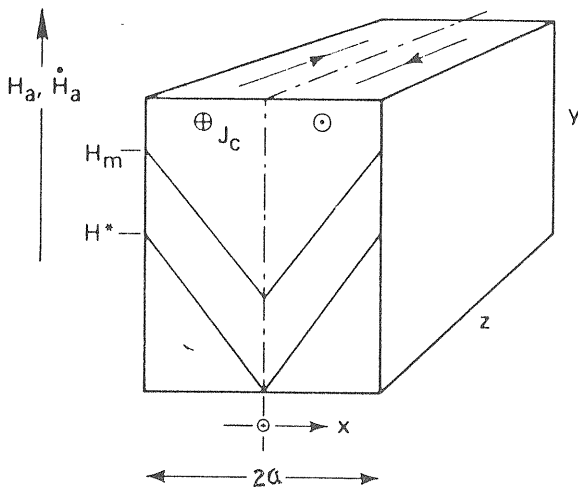


図2-7 平板に平行に外部磁界がかかったときの状態図

これを用いてNbTiに対して次の条件を入れてフィラメント径の臨界値を計算すると

$$J_c = 1.5 \times 10^9 \text{ A/m}^2 \text{ @6T, 4.2K}$$

$$\gamma = 6.2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$$

$$C = 0.89 \text{ J/kg}$$

$$T_c = 6.5 \text{ K @ 6T}$$

即ち、230 μm 以下の線径にすればフラックスジャンプが生じないことがわかる。実際には安全を見てこれの数分の一の線径とする。これは、本質安定化と呼ばれているものである。

2.2.2 Dynamic stability

本質安定化では、断熱状態を仮定し、冷却を考慮していない。実際には、超伝導体は液体ヘリウムで冷却されるので、フラックスジャンプに対する条件が緩やかになる。このような安定化をdynamic stabilityと呼んでいる。

断熱状態の場合と同様に、幅 $2a$ で、超伝導体と銅板とを交互に積層したものを考える。このとき、超伝導線の占有率を λ とする。

銅板を通して冷却熱流速を h とすると、前回と同様の熱平衡の式は

$$\Delta Q_s + \frac{\mu_0 \lambda^2 J_c^2 a^2}{3(T_c - T_0)} \Delta T = \gamma C \Delta T + \frac{4 \mu_0 h a (1 - \lambda)}{\pi \rho} \Delta T \quad (2-7)$$

となる。右辺の第2項が冷却に関連する項である。従って、実効比熱 $\Delta Q_s / \Delta T$ は

$$\gamma C_e = \frac{\Delta Q_s}{\Delta T} = \gamma C - \frac{\mu_0 \lambda^2 J_c^2 a^2}{3(T_c - T_0)} + \frac{4 \mu_0 h a (1 - \lambda)}{\pi \rho} > 0 \quad (2-8)$$

となる。式(2-6)との違いは右辺第3項であり、これが冷却によって実効比熱を大きくしている、即ちフラックスジャンプに対して導体を安定にしていることがわかる。

2.2.3 複合多心超伝導線

100 μm 以下にすればフラックスジャンプが起こ

らず安定な線が得られることがわかったが、このような細い線径では流せる電流はせいぜい数Aである。これでマグネットを作ると巻数が膨大となり、インダクタンスも大きくなり現実的でない。そこで、数十ミクロンの線（フィラメントと呼ぶ）を銅の中に埋め込んだ線が作られた。これを複合多心超伝導線（FM線）という。複合多心超伝導線が開発されたことによって、超伝導マグネットが実用化されるようになったといえる。

円形の複合多心超伝導線に変動外部磁界がかかる場合を考えると、外周に配置されたフィラメントに誘導電流が誘起されて、内部が遮蔽される。誘起電流はフィラメント間の銅の抵抗で徐々に減衰し、内部に磁場が拡散していくが、その過程は、磁場の拡散方程式による。磁気拡散係数を D_m 、試料の長さを L とすると、磁場の拡散時定数 τ は

$$\tau = \frac{L^2}{\pi^2 D_m} \quad (2-9)$$

となる。超伝導磁石のように線の長さ（ L ）が数100mから数kmにもなるような場合には、時定数が非常に長くなり、表層電流しか流れず、あたかも太い単心線のように振舞う。これでは磁気不安定性は解消されない。そこで、複合多心超伝導線では、フィラメントをツイストし、実効試料長を短くして、磁界の拡散時定数を小さくする。ツイストされた複合多心超伝導線の例を図2-8に示す。これは銅をエッチングで取り除いたもので、ツイストされているのがよくわかる。



図2-8 ツイストした複合多心超伝導線 [5]

2.2.4 拡散常数

超伝導線の安定性について考える場合、超伝導体

あるいは安定化材内部の磁束と熱の拡散について考える必要がある。これらの物理常数の拡散は拡散方程式で次のように示される。

$$D_T \nabla^2 = \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2-10a)$$

$$D_m \nabla^2 = \frac{\partial B}{\partial t} \quad (2-10b)$$

ここで、熱と磁気の拡散常数は各々

$$D_T = \frac{k}{\gamma C} \quad (2-11a)$$

$$D_m = \frac{\rho}{\mu_0} \quad (2-11b)$$

と書けるが、これを用いると、厚み $2a$ の平板に対する式(2-10)の解は、温度と磁気について各々

$$T \text{ or } B = \sum_1^{\infty} A_n \sin\left(\frac{n\pi x}{2a}\right) e^{-D_n^2 \pi^2 t / 4a^2} \quad (2-12)$$

と書ける。拡散の減衰時定数 τ は

$$\tau = \frac{4a^2}{\pi^2 D} \quad (2-13)$$

である。熱伝導率と比抵抗の間には良く知られたWiedemann-Franzの法則 $k\rho = L_0 T$ がある。ここで、 $L_0 (= 2.45 \times 10^{-8} \text{ W}\Omega/\text{K}^2)$ はLorentz数である。

NbTi、銅、アルミニウムについてこれらの常数を表2-1に示す。表で明らかなように、超伝導体は磁気拡散常数が大きく、熱拡散常数が小さい。一方、安定化材はその逆であり、熱拡散常数は大きい、磁気拡散常数は小さい。従って、超伝導体の線径（フィラメント径）を細くして安定化材の中に埋め込むことは、冷却のための熱拡散を良くすると同時に、磁束が急速に超伝導線の内部に入ることを防ぐことになる。

表2-1 拡散常数に関連する数値

	熱伝導率 k (W/mK)	比重 γ (kg/m ³)	比熱 C (J/kgK)	熱拡散 常数 Dr (m ² /s)	比抵抗 ρ (Ωm)	磁気拡 散常数 Dm (m ² /s)
NbTi	0.11	6.2x10 ³	0.87	2.0x10 ⁻⁵	6x10 ⁻⁷	0.5
Cu(0T)	10 ³	8.9x10 ³	0.1	1.1	1x10 ⁻¹⁰	8x10 ⁻⁵
Cu(6T)	260	8.9x10 ³	0.1	0.3	4x10 ⁻¹⁰	3x10 ⁻⁴
Al(0T)	3x10 ³	2.7x10 ³	0.28	4.0	2x10 ⁻¹¹	2x10 ⁻⁵

2.3 超伝導線材に現れる現象

2.3.1 磁化過程

超伝導線に外部磁場がかかるときの磁化過程を考える。これは、Bean [6] と London [7] によって独立に提唱されたものである。

試料を厚さwの平板として考える。その表面に平行に外部磁界B_eが加わるとする。このとき試料表面に平行に電流が流れるが、その電流は臨界電流密度J_cまで流れる。磁場分布は、J_cを一定と仮定して

$$\frac{\partial B}{\partial x} = \pm k J_c \quad (2-14)$$

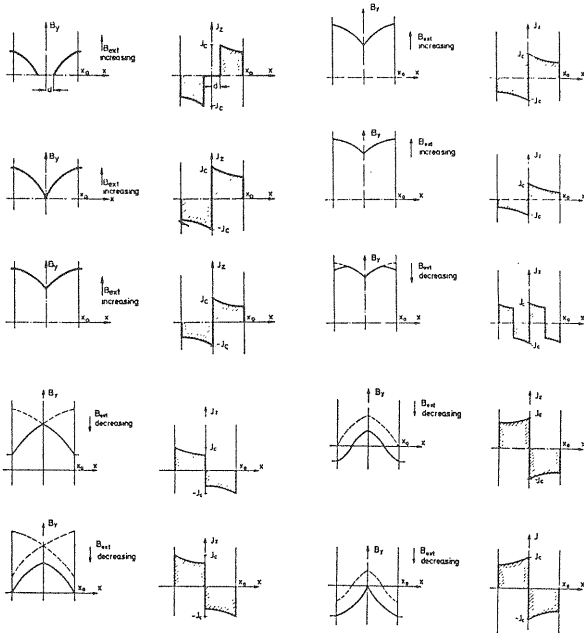


図2-9 幅2aの超伝導体に外部磁界B_{ext}がかかったときの内部の磁界および電流分布(Kimモデル) [31]

で与えられる分布をとる。それを図示すると図2-9のようになる。平板の表面には反対向きに平行電流が流れ、その値はそのときの磁界と温度による臨界電流密度に相当する(臨界電流モデル)。図は、臨界電流密度は磁界に依存しないと仮定している。

外部磁界を増加していくと、図2-9(a)のように磁界分布の勾配は変化せずに内部に磁束が侵入していく。次に、磁界を下げると、(b)に示すように、侵入した磁束を内部にトラップするように電流が誘起される。その結果、外部磁界を上げ下げすると、磁化過程にヒステリシスを生じる。これは、変動磁界に対して超伝導体が損失を生じることを意味する。

実際には臨界電流密度が磁界に依存するので、直線状にはならない。超伝導体内部の磁界分布の測定例を図2-10に示す。

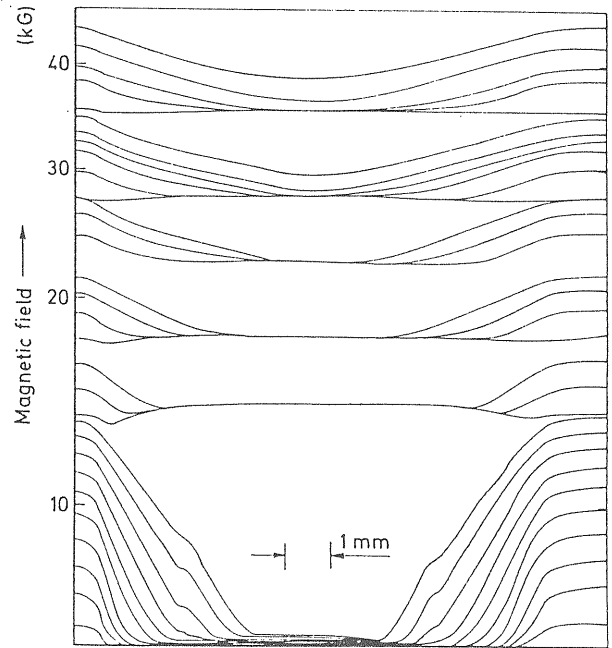


図2-10 実際の磁界分布の測定例 [8]

2.3.2 交流損失

超伝導体は直流電流に関する限りは電気抵抗は零と考えられる。しかし、交番磁界に対しては、損失が発生し、従って等価電気抵抗がある。以下損失について述べる。

(a) ヒステリシス損失

上述したように、超伝導体はその磁化過程におい

て、磁束の侵入に履歴 (hysteresis) 現象を伴う。
Bean-Londonの平板モデルで考える。幅2aの平板に
平行に外部磁界 B_e/μ_0 がかかるとする。超伝導体
内部には

$$\frac{\partial B}{\partial x} = \pm \mu_0 J_c \quad (2-15)$$

の遮蔽電流が流れる。初期磁化における超伝導体内
部の磁束密度分布は、図2-11に示すように

$$B_l = B_e - \mu_0 J_c (a + x) \quad (2-16a)$$

$$B_r = B_e - \mu_0 J_c (a - x) \quad (2-16b)$$

となる。

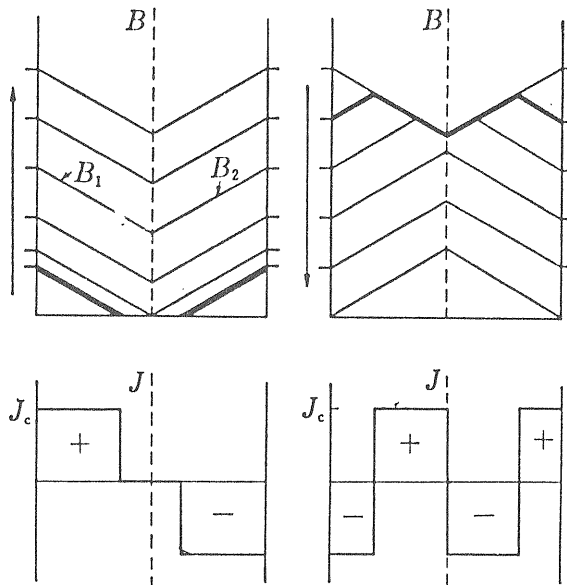


図2-11 磁化過程における磁束と電流分布

単位体積当りの磁化Mは

$$-M = \frac{1}{V} \int (B_e - B) dV \quad (2-17)$$

で計算できる。磁束が丁度超伝導体全体に侵入した
ときの外部磁束密度を B_e^* とし、磁界増加中と減少
中の磁化を各々 M_u 、 M_d とすれば、磁化は次式で与
えられる。

$$\begin{aligned} -M_u &= B_e - \frac{B_e^2}{2a\mu_0 J_c} & (0 \leq B_e \leq B_e^*) \\ &= \frac{1}{2} a \mu_0 J_c & (B_e^* \leq B_e) \end{aligned} \quad (2-18a)$$

$$\begin{aligned} -M_d &= B_e - \frac{a\mu_0 J_c}{2} + \frac{(B_m - B_e)^2}{4a\mu_0 J_c} & (B_m - 2B_e^* \leq B_e \leq B_m) \\ &= -\frac{1}{2} a \mu_0 J_c & (B_e \leq B_m - B_e^*) \end{aligned} \quad (2-18b)$$

となり磁化曲線がヒステリシスを持つことがわかる。

これを図示すると図2-12(a)のようになる。実
際には、臨界電流密度は磁界の関数であり、低磁界
では臨界電流密度が大きくなるので、現実の線材の
ヒステリシスは(b)のようになる。このヒステリシ
スは、そのまま損失となる。

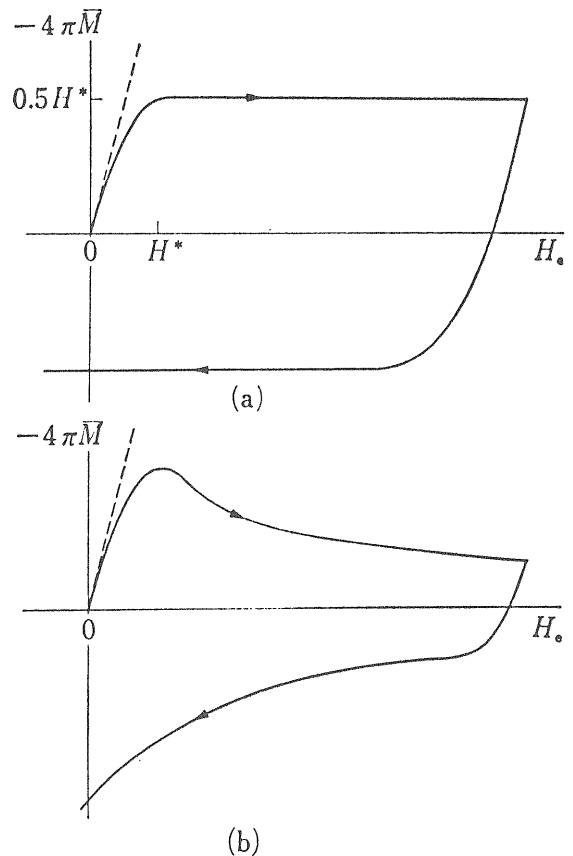


図2-12 超伝導体の磁化曲線のヒステリシス
(a) Beanモデルと (b) 実際の場合

ヒステリシス損失は、ループを積分して得られる。

$$Q = \int H \, dM = \int M \, dH \quad (2-19)$$

幅2aの平板について計算する。外部磁界の振幅が内部に丁度磁場が浸透するときの磁界の大きさに比べて十分大きいと仮定すると、ヒステリシス損は次式のように与えられる。

$$Q_h = B_m J_c a \quad (2-20)$$

半径aの円形断面を持つ超伝導線の場合には、磁束が完全に侵入したときの単位体積当りの磁化は

$$M_p = \frac{4 \mu_0 J_c a}{3 \pi} \quad (2-21)$$

となる。磁束が完全に侵入した時の損失等をサフィックスpで示すと

$$Q = \int_{\text{cycle}} M \, dH = Q_p + 2 M_p (H_m - H_p) \quad (2-22)$$

と表すことができ、結局次式のようになる。

$$Q = \frac{8}{3 \pi} B_m J_c a \quad (2-23)$$

臨界電流密度 J_c はかなりよい近似で

$$J_c(B) = \frac{J_{c0} B_0}{B + B_0} \quad (2-24)$$

と書けるので、磁界を B_1 から B_2 に変化させたときのヒステリシス損は

$$Q_h = \frac{8}{3 \pi} a J_{c0} B_0 \ln \left\{ \frac{B_2 + B_0}{B_1 + B_0} \right\} \quad (2-25)$$

従って、ヒステリシス損失は、超伝導線のフィラメントの直径に比例するので、この損失を小さくす

るにはフィラメントの直径を小さくすればよい。

(b) 素線の渦電流損

渦電流損には素線の内部に発生する損失と後述の撚り線の素線間に生じる損失がある。

まず、素線内部の損失について考える。交番磁界がかかると、複合多心超伝導線の内部には渦電流が流れ、安定化材の中に損失が発生する。磁束密度 B_m まで時間 T_m で上げ、同じ時間で下げる場合の渦電流損は次式で与えられる。

$$Q_c = \frac{B_m^2 8 \tau}{2 \mu_0 T_m} \quad (2-26)$$

ここで、時定数 τ 及び ρ_{ct} は次式で与えられる。

$$\tau = \frac{\mu_0}{2 \rho_{ct}} \left\{ \frac{L}{2 \pi} \right\}^2 \quad (2-27)$$

$$\frac{1}{\rho_{ct}} = \frac{1}{\rho_t} + \frac{w}{a \rho_m} + \frac{a w}{\rho_m} \left\{ \frac{2 \pi}{L} \right\}^2 \quad (2-28)$$

ここで、aは超伝導線の半径、 ρ_m は安定化材の比抵抗、wは安定化材の外層の厚み、Lはツイストピッチである。

(c) 撚り線の渦電流損

大電流の超伝導線の場合、1本の線で作るには、フィラメント径が大きくなるなど種々の問題を伴うので、実際に何kAもの電流を流す線は、素線を撚ったり束ねたりする。この場合には、撚り線の素線間に結合電流が流れる。これも損失になる。

例えば、平角撚り線の場合の損失は、撚り線の本数をN、撚り線の幅をh、撚りピッチをL、素線間の接触抵抗をRとすると

$$Q_c = \frac{N^2 h^2 L B_m^2}{60 R T_m} \quad (2-29)$$

と表すことができる [9]。損失は接触抵抗Rに大きく依存する。しかし、Rの実際の評価は困難であり、実験的研究がされつつある。

これらを加えたものが、超伝導線の損失である。

2.3.3 Degradation

超伝導線は、過大な応力がかかると劣化を生じる (degradation)。NbTiでは劣化の程度は大きくないが、Nb₃Snではかなり大きな劣化を生じる。その様子を図2-13に示す。劣化の原因は、超伝導体内部の構造の変化に起因する。Nb₃Snでは、化合物系特有の脆さに起因するものと考えられる。

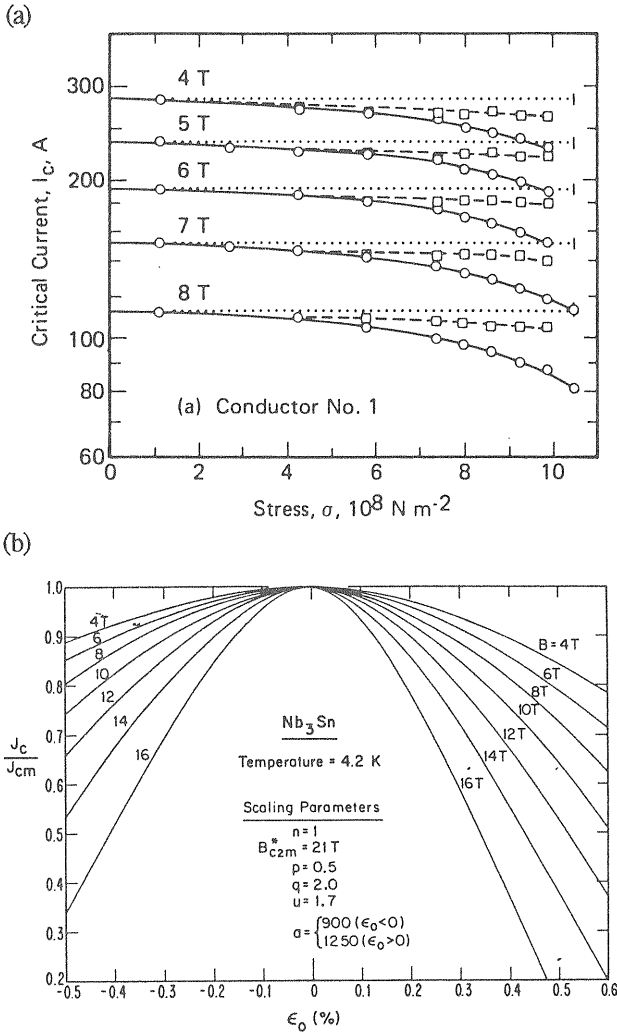


図2-13 応力による超伝導線の劣化
(a) NbTi [10] (b) Nb₃Sn [11]

Nb₃Snでは冷却によって安定化材との間に圧縮応力が作用するので、応力のある値までは臨界電流は増加する。しかし、それ以上の機械力が作用すると、引っ張り応力になり、劣化し始める。従って、臨界電流がピークの点が内部応力の無いときである。

超伝導マグネットでは、大きな電磁力が作用し、線材に過大な応力がかかり劣化することがあり得る

ので、マグネット設計において注意を要する。

加速器や核融合装置に用いるマグネットでは、中性子などの膨大な量の放射線に曝される。放射線に曝されると、応力による劣化と同様の現象が生じる。これに関しても超伝導体内部の構造変化に起因するものと考えられており、応力効果と同様化合物系の方が劣化に敏感である。図2-14に放射線による劣化を示す [12]。

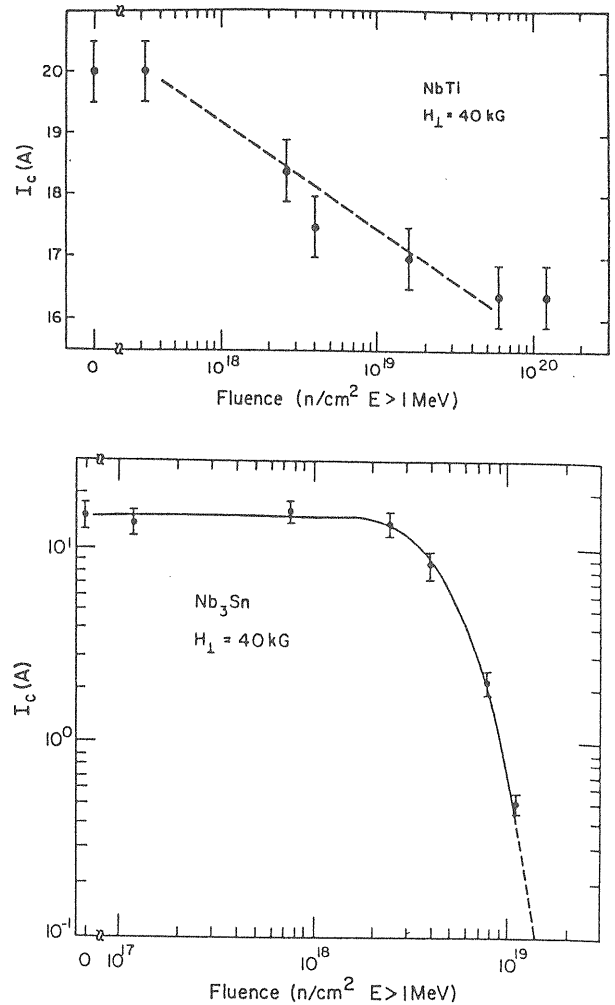


図2-14 放射線による超伝導線の劣化

2.4 実用線材

2.4.1 実用線材料

実用超伝導線に用いられている超伝導体は、NbTi, Nb₃Sn, V₃Gaである。NbTiは合金系超伝導体であり、後の2種類は金属間化合物超伝導体であり、その結晶構造からA15型と呼ばれている。NbTiとNb₃SnのJ_c-B曲線を図2-15に示す。

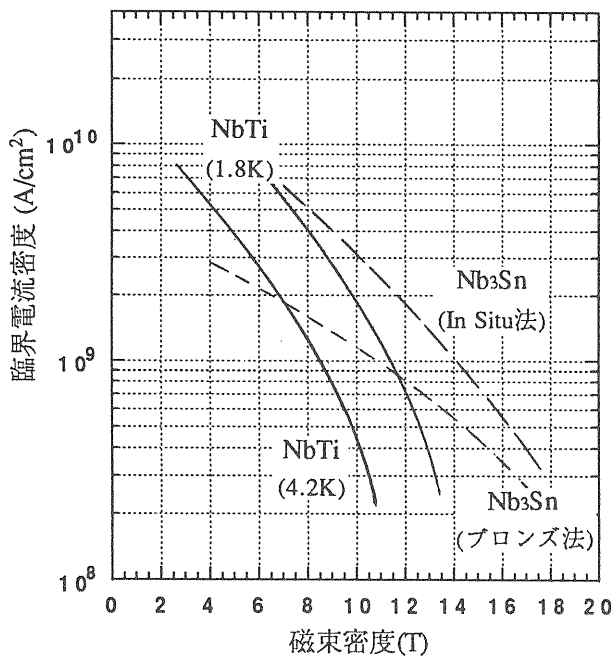


図2-15 NbTiとNb₃SnのJ_c-B曲線

NbTiは10Kの臨界温度をもち、4.2Kにおける上部臨界磁束密度は13Tである。現在得られている量産化ベースでの臨界電流密度は、4.2K、5Tにおいて3,000A/cm²である。NbとTiの混合比でその特性が異なるが、ほぼ50-50の比率で混合される。熱処理や線引加工条件により、ピン止め力になるTi金属の析出や結晶粒界の大きさなどが変わり、臨界電流密度も変わってくる。実験室規模で得られている臨界電流密度のチャンピオンデータは3,800 A/cm²であるが、これは更に改良されるともいわれている。NbTiのJ_cに対してこれまでの改良の様子を見ると、一定の割合で良くなっているのではなく、階段状にあるとき急速に上昇している。これは、その時々でユーザからの要求があるためと考えられる。(第4章参照)

合金系超伝導体は、延性があり、ほぼ導線と同様の取り扱いをすることができるので、特に高磁界(10T以上)を必要とするマグネットを除いては、NbTiが用いられる。

Nb₃SnとV₃Gaの臨界温度と4.2Kにおける臨界磁束密度は各々18K、22T及び16K、23Tである。これらの超伝導体の臨界電流密度はNbTiに比べて大きい。しかし、合金系に比べて機械的に脆く、その取り扱いに注意を要する。小さい曲率半径で曲げたり、

機械的に過大な応力をかけたりすると特性が劣化することは既に述べたとおりである。加速器用マグネットなどのように、小さい曲率半径で曲げなければならないようなものでは、巻線をした後熱処理をするwind-and-react法が用いられる。

Nb₃Snは、ブロンズ法、内部拡散法などの製法で作られる。いずれにしても、Nb中にSnを熱拡散させ、化合物を作る。Snが安定化銅の中に拡散すると銅の抵抗値が下がるので、Taのバリヤをつけるなどする。従って、超伝導体以外にブロンズやNbの余分な断面積が残り、低磁界では実効電流密度はNbTiよりも低くなるので、主に高磁界を必要とするマグネットに使われる。

2.4.2 安定化材

超伝導線は、フィラメント状にして銅の中に埋め込むことは既に述べた。超伝導状態が常伝導に移したときに、電気抵抗の高い超伝導体でなく、導電率のよい銅に分流させ、発熱を抑えるのが目的である。電気抵抗が小さいということは、熱伝導がよいことであり、発生した熱を冷媒に伝達するのに適している。また、磁束の拡散速度が遅いので、急激な磁束の侵入を防ぐことにも役立つ。

安定化材としては、銅が最も多く使われている。これは線引きの際、超伝導材との相性が良いことによる。アルミニウムは、5N程度の高純度のものが入手し易く、低温での抵抗値もOFHCに比べて小さく、軽いという利点があるので、安定化材として優れている。銅もアルミニウムも磁界によって抵抗値が大きくなるいわゆる磁気抵抗効果があるので、マグネットの設計ではそれを考慮する必要がある。

銅とアルミの電気抵抗と熱伝導の温度依存性を図2-16および17に示す。電気抵抗は20Kまで急速に下がり、それ以下の温度では一定となる。室温と4.2Kでの電気抵抗の比率を一般にRRRと呼ぶ。

$$RRR = \frac{\rho_{RT}}{\rho_{4.2}} \quad (2-30)$$

アルミニウムの場合、機械的性質が超伝導体のそれと差がありすぎて、銅のように直接線引きする

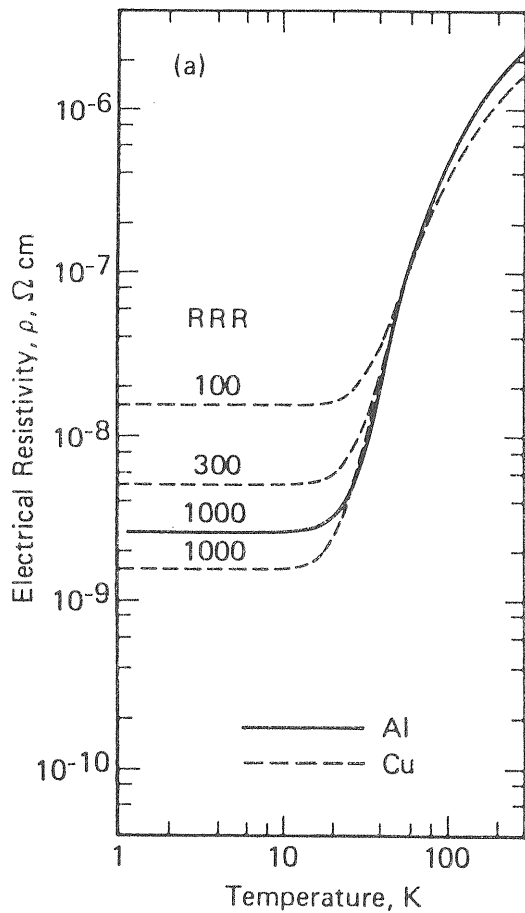


図2-16 安定化材の抵抗の温度依存性

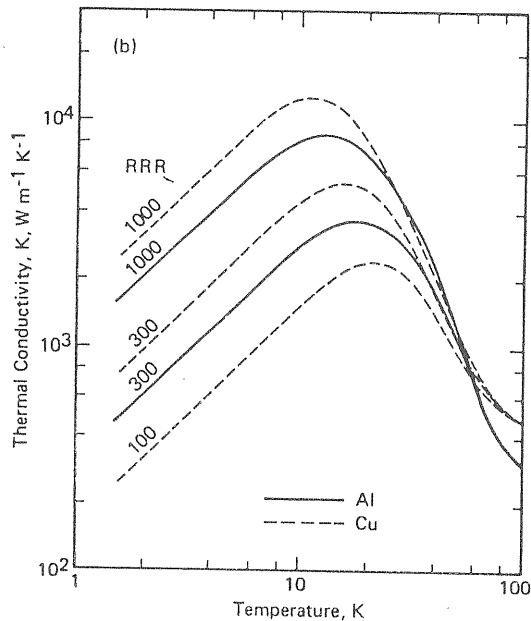


図2-17 安定化材の熱伝導の温度依存性

ことができないので、工夫がいる。銅比が1程度の超伝導線あるいは超伝導ケーブルを作り、それに押し出し法でアルミニウムをかぶせる方法が一般的に採用されている。

安定化材を多く着ければそれだけ安定な線材となる。しかし、平均電流密度は当然低くなる。超伝導線の断面積に対する安定化材の断面積比を安定化材比（通称銅比）と呼び、線材の重要なパラメータの一つである。

$$R = \frac{A_{Cu}}{A_{SC}} \quad (2-31)$$

2.4.3 超伝導線の製造法

超伝導線の製法についてNbTiの場合について述べるが、Nb₃Snでもプロセスが多少複雑になるが基本的にはほぼ同様の方法が採用されている。

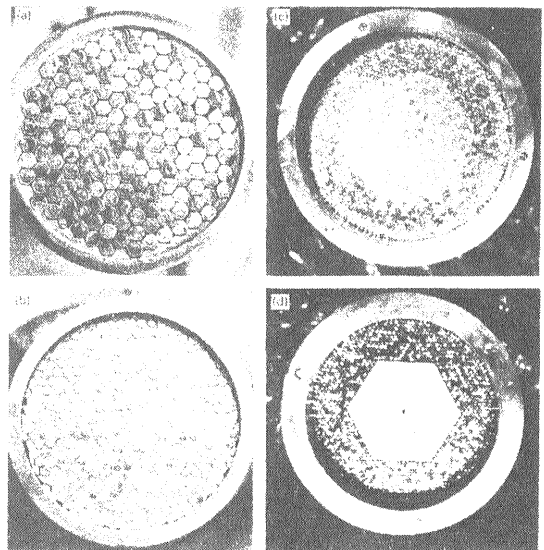


図2-18 NbTi超伝導線の素線を銅パイプに詰めたところ

まず、Nb棒を銅チューブ中に埋め込み、押し出しと線引きで直径1cm程度の単心線を作る。このとき断面を六角形状にする。次に、これを数百から数千本束ね、直径20~30mmの銅パイプ中に入れ（図2-18）、押し出す。押し出した後の複合材を線

引きし、ツイストし、特性を上げるための熱処理を施し、所定の太さにする。このような方法を2回押し出し法（最初の単心線の押し出しを省略して1回押し出し法ともいう）というが、これのできる最小フィラメント径は概ね $5\mu\text{m}$ である。更に細いフィラメントの超伝導線を作る場合には、2回押し出しをした棒を更に数百本束ねて銅パイプに入れ、押しだし、線引きなどをして作る。フィラメントの本数としては、数万から十数万本程度になり、フィラメント径もサブミクロンのものができる。このような方法を3回押し出し法（2回押し出し法）と呼ぶ。このようにして作られた超伝導線の拡大断面写真を図2-19に示す。

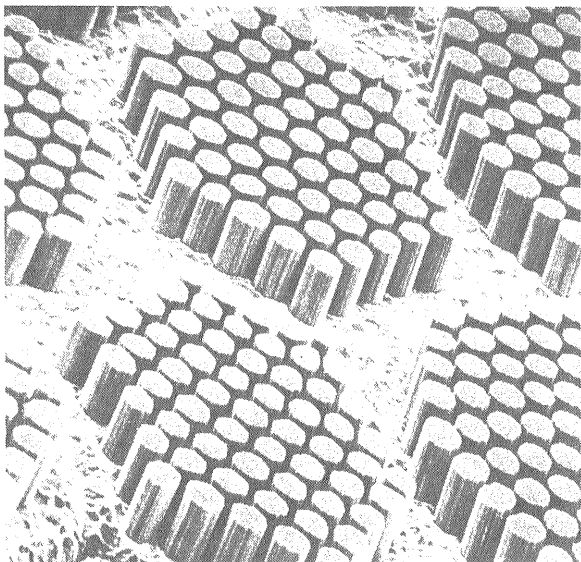


図2-19 超伝導線の断面写真

2.4.4 実用超伝導線

実用超伝導線の例について代表的なものについて示す。

超伝導線は、銅の中にフィラメントを埋め込んだ多心線である。このような線をモノリス線と呼ぶ。その直径が0.5mmの円形断面のものから数mm角の矩形断面のものまで、その用途に応じていろいろに設計される。モノリス線は通常超伝導線の断面積に対する安定化材の断面積の比率（通常銅比と呼ぶ）が大きく、直流励磁のマグネットに用いられる。モノリス線で流せる電流はせいぜい数kA止まりである。モノリス線の例を図2-20に示す。

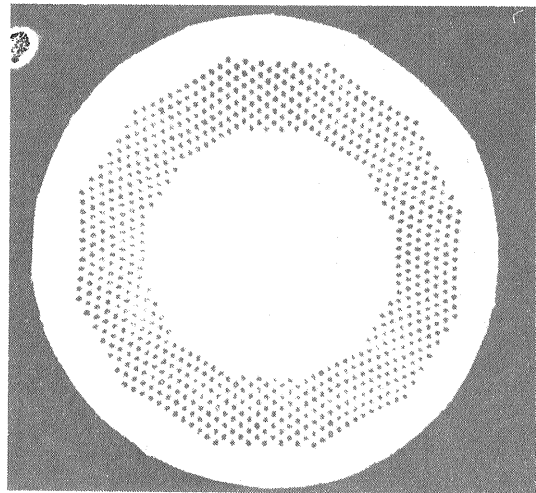
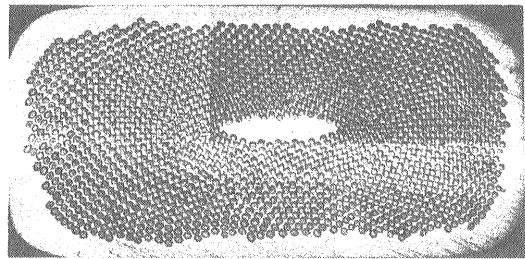


図2-20 モノリス線の断面写真

安定化材に高純度アルミニウムを用いたモノリス線が高エネルギー物理の検出器用に開発されている。図2-21はこれまで種々の検出器に用いられてきた超伝導線の断面である。この内のいくつかは日本で開発されたものである。

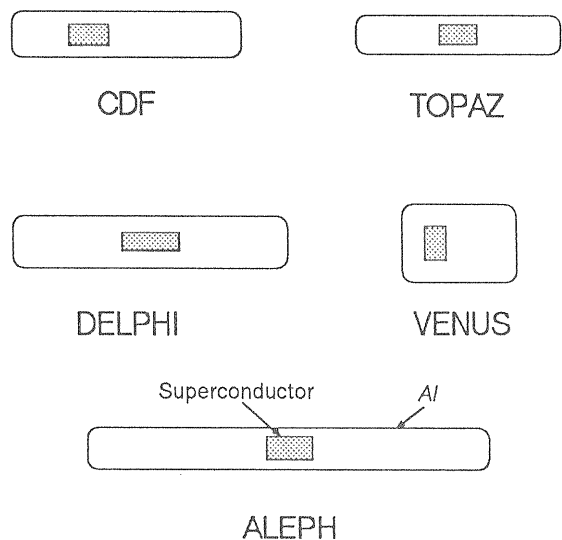


図2-21 高エネルギー物理用検出器に用いられているアルミ安定化モノリス線

用途によっては、モノリス線で数十kAの電流を流し、しかも安定化する必要がある。そのような要求に対して、モノリス線を複数本安定化材の中に埋め込んで大電流を流せるように工夫した例がある。図2-22にその断面を示す。まだ開発段階であるが、複合モノリス線ともいえる大電流用超伝導線のよい例といえる。

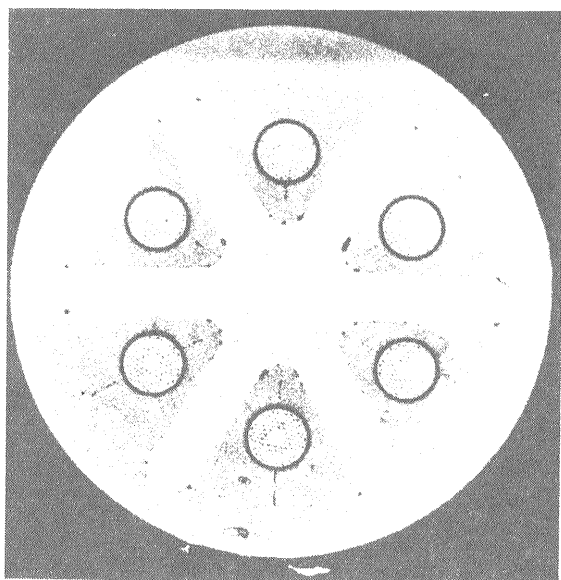


図2-22 5kAアルミ安定化複合モノリス線

加速器や核融合などに用いるマグネットでは十数kAから数十kAの電流を流せる超伝導ケーブルを要求する。そこで、モノリス線を撚り線にして大電流を流せるケーブルにする。撚り線の場合、各素線に流れる電流が均等でなければならない。このようなケーブルの例として、SSCダイポールマグネット用に使われているものを図2-23に示す。

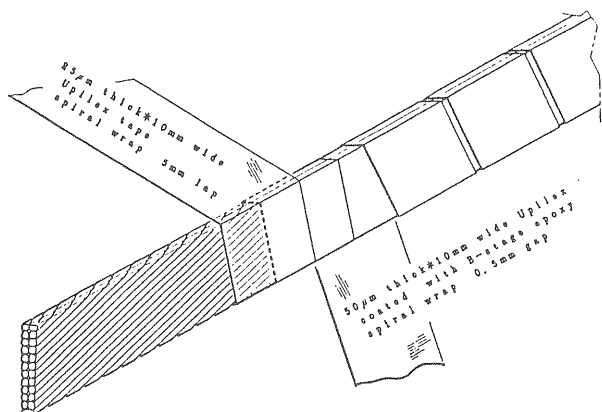


図2-23 SSCダイポールマグネット用
平角成形撚り線

他の形状の超伝導線として、強制冷却で使うホローコンダクタがある。ホローコンダクタの例としてオメガマグネットに使われた導体の写真を図2-24に示すが[13]、このような導体を用いると、ヘリウム容器を必要としないためパルス励磁に適している、電気絶縁を大きくできる、冷媒の量が少なくてよいなどの利点がある。しかし、導体の安定性、クエンチ時の導体内部の冷媒の挙動、高価格などの問題があり、今後の研究に待つところである。

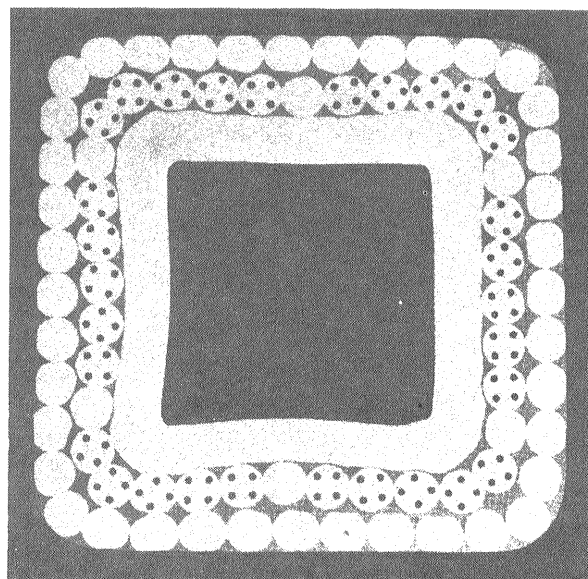


図2-24 内部冷却型超伝導線
(ホローコンダクタ)

現在の实用超伝導線は、表現としてあまり適当ではないがA・m当りの単価で表すとして、かなり高度なものでも約1円である。フィラメント径を50ミクロン程度に大きくし、単価を下げたものでは、その数分の一である。一方、銅の単価を計算してみると2~3円になる。超伝導線はけっして通常導体より高くはなく、銅よりも安いことは注目に値する。

2.4.5 交流用線材

超伝導線は交流電流を流すと交流損失を生じることには既に述べたとおりである。損失は、ヒステリシス損と渦電流損によるので、これらを小さくするようにすれば、商用周波数でも使える導体が原理的に製造可能である。

ヒステリシス損は超伝導線のフィラメント径に比

例するので、フィラメントを細くした超伝導線を作ればよい。実験室レベルでの試作ではあるが、 $0.1\mu\text{m}$ 以下のフィラメント径のものが作られている。しかし、 $0.1\mu\text{m}$ 以下のフィラメント径にするとヒステリシス損が増加してくる。これは、超伝導状態が銅の中ににじみ出し、隣のフィラメントと一体になる（近接効果）ためといわれている。

渦電流損の低減には、安定化銅の実効抵抗を大きくすればよい。そこで、銅の間にCuNiのような抵抗の高い材料を入れる方法がとられている（3層構造超伝導線）。その断面写真を図2-25に示す。

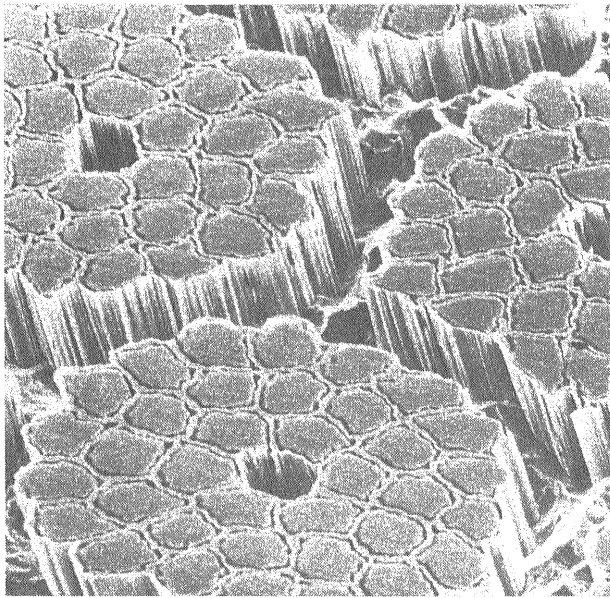


図2-25 3層構造の交流用超伝導線の断面

3 電磁石

3.1 電磁石の種類

超伝導電磁石は、用途に応じて種々の形状のものがある。単純なソレノイド、あるいはトロイド、加速器用マグネットに使われる鞍型コイル、核融合に使われるインヤンコイルなどさまざまである。また、電磁石の種類に応じて空心コイルであるか、あるいは鉄を用いるものかに分けられる。

一方、超伝導コイルの規模は貯蔵エネルギーで分類することが多い。貯蔵エネルギーが大きくなると一般に、マグネットの平均電流密度が下がってくる。それは、規模が大きくなるものほど安全サイド

で設計されることを意味する。

超伝導コイルは、クエンチをすることを考えておかなければならない。クエンチをしたとき、超伝導コイルがその貯蔵エネルギーでコイルが温度上昇し、焼損しない設計をする必要がある。それにはコイルのエンタルピーが大きく、クエンチを起こしても温度上昇がせいぜい室温程度になるようにしておく必要があるからである。

これまで作られたマグネットの貯蔵エネルギーとコイルの平均電流密度との関係は図3-1に示すようになる [14]。これを見ると貯蔵エネルギーがGJを越えると、電流密度は $10\text{A}/\text{mm}^2$ となり、強制冷却による常伝導コイルとほぼ同程度になる。

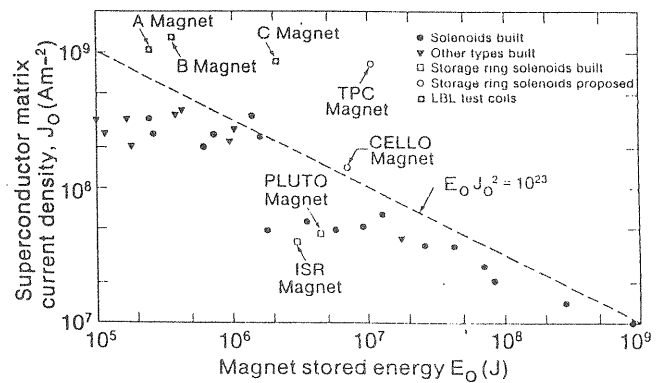


図3-1 超伝導マグネットの貯蔵エネルギーと平均電流密度

3.2 最大磁界

超伝導マグネットは臨界磁場があるために、导体での最大磁界が問題である。例えば、ソレノイドを例にとると、中心磁場は

$$B_0 = J a F(\alpha, \beta) \quad (3-1 a)$$

$$F(\alpha, \beta) = \mu_0 \beta \ln \left\{ \frac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}}{1 + \sqrt{1 + \beta^2}} \right\} \quad (3-1 b)$$

与えられる。ここで、 $\alpha = \text{コイル外径} / \text{コイル内径}$ 、 $\beta = \text{コイル長} / \text{コイル内径}$ である。 $F(\alpha, \beta)$ は形状因子である。通常最大磁界 B_M は、中央面上のコイル内面に発生し、次のようになる。

$$B_M \approx m_0 \frac{N}{l} I k(\beta) \quad (3-2)$$

そこで励磁曲線は、中心磁界 B_0 と B_M に対して図3-2に示すように引ける。

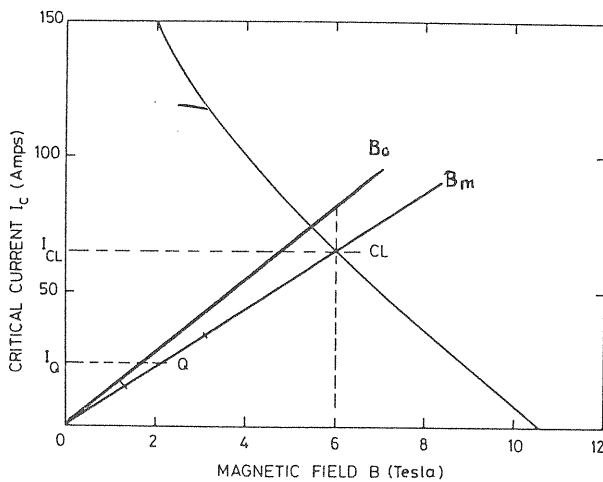


図3-2 ソレノイドの励磁曲線

また、薄肉のソレノイド ($\alpha \approx 1$) の場合には端部に最大磁界が発生する。従って、コイルを設計するときは最大磁界を計算しておく必要がある。(Appendix参照)

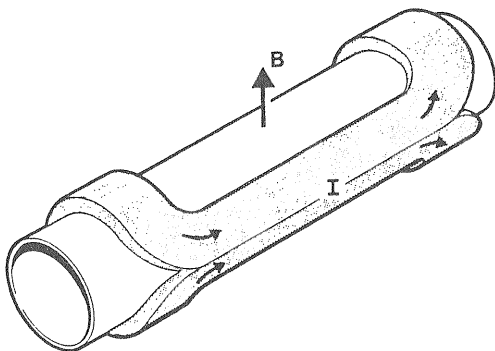


図3-3 鞍型コイル

図3-3に示す鞍型コイルは、加速器用マグネットに使われるが、最大磁界は端部の最内ターンに発生するので、できるだけ磁界が集中しないように工夫をする。

3.3 安定化

3.3.1 完全安定化

超伝導状態が常伝導転移したとき、それが更に広がりマグネット全体に及ぶのか(クエンチ)あるいは元の状態に回復するかは、熱発生と冷却との競合で決る。

今、図3-4のように常伝導部分が生じているとする。導体温度が臨界温度 T_c を越えていれば、電流は全て安定化材に流れる。超伝導状態と常伝導状態の遷移部は、超伝導体と安定化材に電流が分流している。

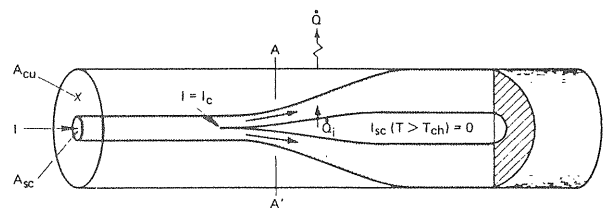


図3-4 超伝導線の電流分布

電流が全て常伝導部分を通っているときの発熱と冷却との熱バランスが等しいとすると

$$\dot{Q} = hP(T_c - T_0) - \frac{\rho}{(1-\lambda)A} (\lambda J_c A)^2 \quad (3-3)$$

となる。ここで、 h は単位面積当りの冷却熱流束、 P は冷却周長、 A は導体の断面積、 λ は超伝導体の断面積占有率、 ρ は安定化材の比抵抗、 T_c は臨界温度、 T_0 は冷媒の温度である。

右辺の第1項は冷却による放熱、第2項は常伝導部の発熱である。この大小関係でマグネットが安定化どうか決る。ここで、安定化パラメータとして

$$\alpha = \frac{(\lambda J_c)^2 \rho A}{(1-\lambda) h P (T_c - T_0)} \quad (3-4)$$

とすると、 $\alpha < 1$ であれば安定なマグネットである。これはStecklyの安定化パラメータと呼ばれるものである [15]。

この条件を得るためには、冷却を良くするか、安定化材を多くしてあるいは比抵抗の小さい安定化材を用いて発熱を下げる必要がある。通常、冷却熱流束 h は図3-5に示すように、特別な処理をしない限り $\sim 2\text{kW/m}^2$ である。そこで、安定化材を十分つけて安定化することになる。

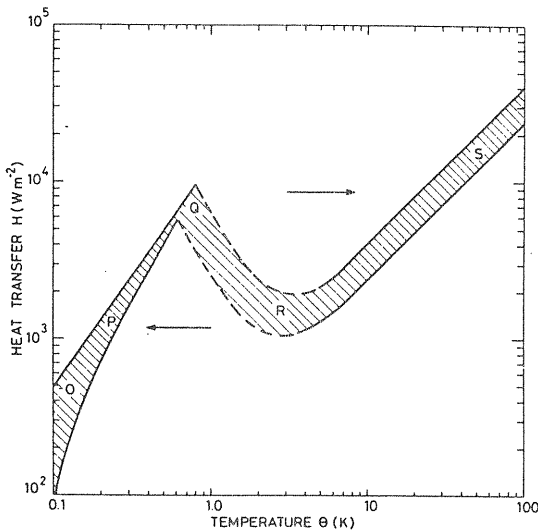


図3-5 金属表面の液体ヘリウムへの熱流束 [5]

$\alpha < 1$ であれば安定なマグネットであり、 $\alpha \gg 1$ の場合にはわずかな発熱で常伝導が急速に伝播し、クエンチする。 $\alpha > 1$ の場合には

$$I \leq \frac{1}{\sqrt{\alpha}} I_c \quad (3-5)$$

の電流範囲では安定である。

この状態を α の種々の値について図3-6に示す。

$\alpha > 1$ の場合には、 I_c を越えると急速に抵抗が発生する。電流を下げると履歴を示す。 $I_c / \alpha^{1/2} < I < I_c$ の間は負性抵抗を示すことがわかる。 $I_r = I_c / \alpha^{1/2}$ 以下で超伝導状態に回復する。この I_r を回復電流と呼ぶ。 I_r 以下で励磁する限りマグネットは安定である。

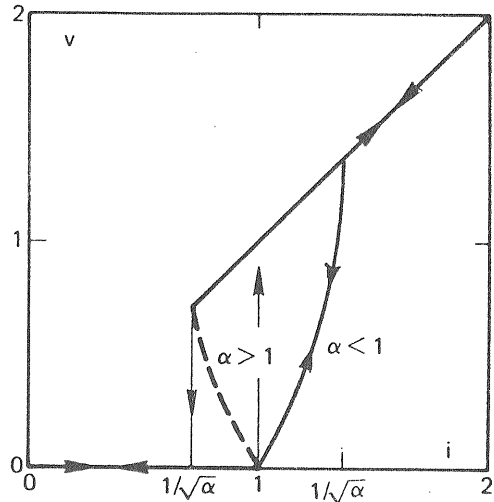


図3-6 安定状態を示す状態図

3.3.2 Maddockの安定化

Stecklyの考えを用いれば冷却が行われている限りでは常に安定である。しかし、必ずしも安定化材の量を増やして安定化することは得策でない。マグネットが大型になるほど最適化が必要になってくる。

現実には常伝導が発生したときは、コイルの一部であり、それ以外の場所は超伝導状態、即ち低温の状態にある。従って、導体の長手方向の熱伝導についても考慮する必要がある。これがMaddockの理論である [16]。

導体の長手方向の熱伝達を考えた熱平行の式は

$$\frac{d}{dz} \left(A k(T) \frac{dT}{dz} \right) = P H(T) - A G(T) \quad (3-6)$$

となる。ここで、 $k(T)$ は熱伝導率である。

今、 $S = k(T) dT/dz$ とおくと、式(3-6)は

$$S \frac{dS}{dT} = k(T) \left\{ \frac{P}{A} H(T) - G(T) \right\} \quad (3-7)$$

となる。上式を変形して積分すると

$$\int_{S_0}^{S_1} S dS = \int_{T_0}^{T_1} k(T) \left\{ \frac{P}{A} H(T) - G(T) \right\} dT \quad (3-8)$$

となるが、導体長が十分長く、熱平行状態にあれば

$dT/dz = 0$ であり、積分は零でなければならない。

熱伝導率 $k(T)$ が温度によらず一定だと仮定すると積分は

$$\int_{T_c}^{T_1} \left\{ \frac{P}{A} H(T) - G(T) \right\} dT = 0 \quad (3-9)$$

となる。これが Maddock 等が提案した equal-area theorem で、図式すると図 3-7 のようになる。図の左半分のハッチングは冷却による除熱であり、右は冷却を考えたときの発熱である。

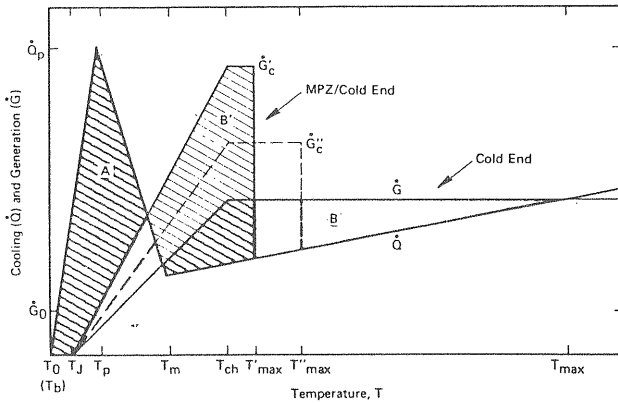


図3-7 Maddockのequal-area theoremによる安定状態
(a)常伝導部が大きいとき
(b)常伝導部が十分小さいとき

発熱 $G(T)$ は、動作電流で決るので、式 (3-9) を満たす電流は一意的に決る。これを I_r とすると

$$I < I_r \quad (3-10)$$

であれば常伝導部が収縮して、回復する。これを回復電流と呼ぶが、発熱と冷却とのバランスから

$$I_r \equiv \sqrt{\frac{AP h_c}{\rho}} \quad (3-11)$$

と表せる。 h_c は完全安定化の場合の $\sim 2 \text{ kW/m}^2$ に対

して、 $\sim 3 \text{ kW/m}^2$ となり、50%増しの電流密度がとれる。黒化処理などの表面処理を導体に施せば更に冷却熱流束を大きくすることができる。

常伝導部が数cm程度と十分小さい場合には、導体の長手方向の冷却効果が大きくなり、図 3-7 (b) に示すような発熱まで安定になり得る。

3.3.3 MPZ

低温での金属の比熱が小さいために、超伝導マグネットは極めて僅かのエネルギーでクエンチする。外乱で一部が発熱して常伝導部分ができたとき、これが発達するか収縮するかの臨界長を MPZ (Minimum Propagation Zone) と呼ぶ。

一次元で考え、導体の伝達だけで放熱される場合を仮定する。発熱と冷却の熱バランスは

$$\dot{Q} = 2kA \frac{T_c - T_0}{l} - J_c^2 \rho A l \quad (3-12)$$

ここで、 l は常伝導部の長さである。

式 (3-12) の右辺第1項は冷却であり、第2項は発熱である。常伝導部が広がる臨界長 l_c は、 Q を零とおいて

$$l_c = \sqrt{\frac{2k(T_c - T_0)}{J_c^2 \rho}} \quad (3-13)$$

で与えられる。

例えば、NbTiの場合で以下の条件を考えると

$$J_c = 2 \times 10^9 \text{ A/m}^2 \text{ @ } 6\text{T}, 4.2\text{K}$$

$$\rho = 6.5 \times 10^{-7} \text{ } \Omega\text{m}$$

$$k = 0.1 \text{ W/m}\cdot\text{K}$$

$$T_c = 6.5 \text{ K @ } 6\text{T}$$

式 (3-13) から $l_c = 0.4 \text{ } \mu\text{m}$ となり、僅かな部分が常伝導転移すればクエンチを引き起こす可能性があることがわかる。常伝導転移に要する熱は僅かnJである。

実際には導体に直角な方向の熱伝導も考慮しなければならない。横方向の熱伝達を k_r 、導体の長手方

向の熱伝達を k_z とする。コイル巻線中の導体の占有率を λ とすると、熱バランスから

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial R} \left(r k_r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \lambda G(T) = 0 \quad (3-14)$$

この式は、規格化することによって

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} + \frac{2}{x} \frac{d\phi}{dx} + \pi^2 \phi = 0 \quad (3-15)$$

と書け、その解は

$$\phi = \frac{A}{x} \sin \pi x \quad (3-16)$$

となり、温度分布を与える。

MPZの境界は回転楕円体となり、その半径は次のように与えられる。

$$R_g = \pi \sqrt{\frac{k_z (T_c - T_g)}{\lambda G_c}} \quad (3-17)$$

ここで、 G_c は温度 T_c での発熱、 T_g は発熱が始まる温度である。

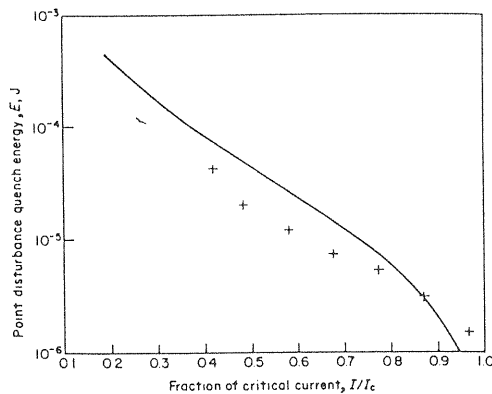


図3-8 点擾乱に対するクエンチエネルギー [17]

点擾乱でのクエンチエネルギーの実験結果を、計算との比較で図3-8に示す。この場合のMPZは短径約1mm、長さが約10mmである。クエンチを引

き起こすエネルギーは約10μJであり、一次元の場合ほどではないが極めて小さい。

3.4 クエンチと保護

3.4.1 クエンチによる温度上昇

マグネットの電流密度の所で述べたように、超伝導コイルの平均電流密度は、かなり低いものでも通常導体のものに比べて1桁高い。そのためにもし何等かの原因で常伝導転移が起こり、クエンチに及んだとすると、マグネットが損傷するなどの重大な事故に至る可能性がある。事実これまでもコイルが熱や絶縁破壊で損傷した例がある [18]。

超伝導マグネットがクエンチした場合、まず問題になるのは温度がどこまで上昇するかであろう。通常、最初に常伝導転移した場所が最高温度となる。その温度を与えるものとして次のような計算方法がある。

最も厳しい条件である断熱状態での熱バランスを考える。

$$\int_0^2 J^2(t) \rho(T) dt = \gamma C(T) dT \quad (3-18)$$

ここで、 ρ 、 γ 、 C は各々比抵抗、比重、比熱である。これを変形して積分すると

$$\int_0^{\infty} J^2(t) dt = \int_{T_0}^{T_m} \frac{\gamma C(T)}{\rho(T)} dT = U(T_m) \quad (3-19)$$

となる。

$U(T_m)$ を銅、アルミニウム、典型的なマグネットについて示すと図3-9のようになる。点線は $T^{1/2}$ の曲線を表している。安定化材の比熱 C や比抵抗 ρ は温度の関数であるので、数値計算で求める。

典型的な小型コイルで $J_0 \sim 3 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ (SSCダイポールマグネットの平均電流密度は $3.30 \times 10^8 \text{ A/m}^2$)のコイルを考えると、500Kに達する時間は0.62秒で、絶縁物が損傷する。従って、何等かの方法でマグネットを保護することになる。

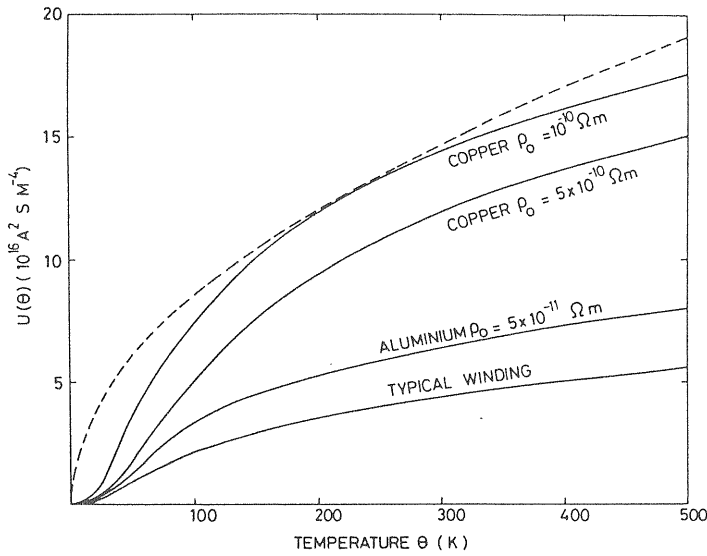


図3-9 温度上昇を与える曲線

式(3-19)は、超伝導マグネットを設計するときに温度上昇がどの程度になるかの目安を与える。時にこの式の別の表現として

$$MIITs = \frac{1}{10^6} \int_0^\infty I^2(t) dt \quad (A^2 \text{ sec}) \quad (3-20)$$

を用いることがある。SSCダイポールマグネットの温度上昇の測定結果と計算の比較を図3-10に示す[19]。

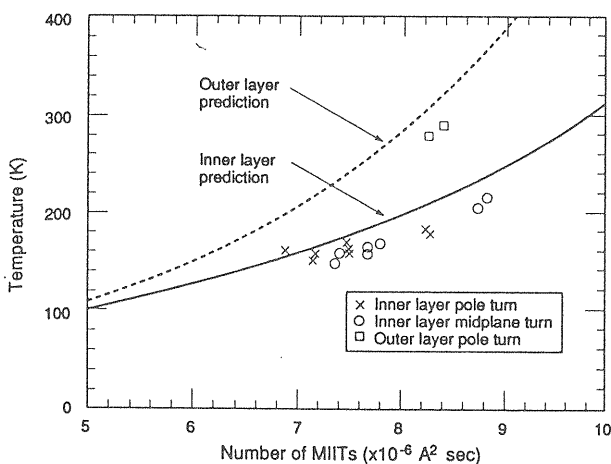


図3-10 SSCダイポールマグネットの温度上昇の測定結果と計算の比較

内層コイルと外層コイルの各々について温度上昇が予測できることを示している。

3.4.2 常伝導伝播速度

マグネットがクエンチしたときどの程度の速度で常伝導部が伝播するか考えてみる。

熱平衡条件式

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(k A \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \gamma C A \frac{\partial T}{\partial x} - h P (T - T_0) + G A = 0 \quad (3-21)$$

から常伝導伝播速度 v が得られる。この解は、温度の境界条件、熱流束の平衡条件から

$$v = \frac{J}{\gamma C} \sqrt{\frac{\rho k}{T_s - T_0}} \frac{1 - 2y}{\sqrt{y^2 z + z + 1 - y}} \quad (3-22)$$

但し

$$y = \frac{h P}{A J \rho} (T_s - T_0) \quad \text{定常熱伝達} \quad (3-23)$$

$$z = \frac{Q_L}{g C} (T_s - T_0) \quad \text{比熱の補正項} \quad (3-24)$$

である。式(3-22)の右辺の補正項を除いた部分

$$v_{ad} = \frac{J}{\gamma C} \sqrt{\frac{\rho k}{T_s - T_0}} = \frac{J}{\gamma C} \sqrt{\frac{L_0 T_s}{T_s - T_0}} \quad (3-25)$$

は、断熱条件での伝播速度を与える。 L_0 は2.2.4で述べたWiedeman-Franz-Lorentzの法則で与えられるLorentz数である。

巻線に直行する方向の伝播速度は、熱伝導度と次の関係がある。

$$\alpha_v = \frac{v_r}{v_z} = \sqrt{\frac{k_r}{k_z}} \quad (3-26)$$

Steklyの安定化パラメータ α に対するクエンチ伝

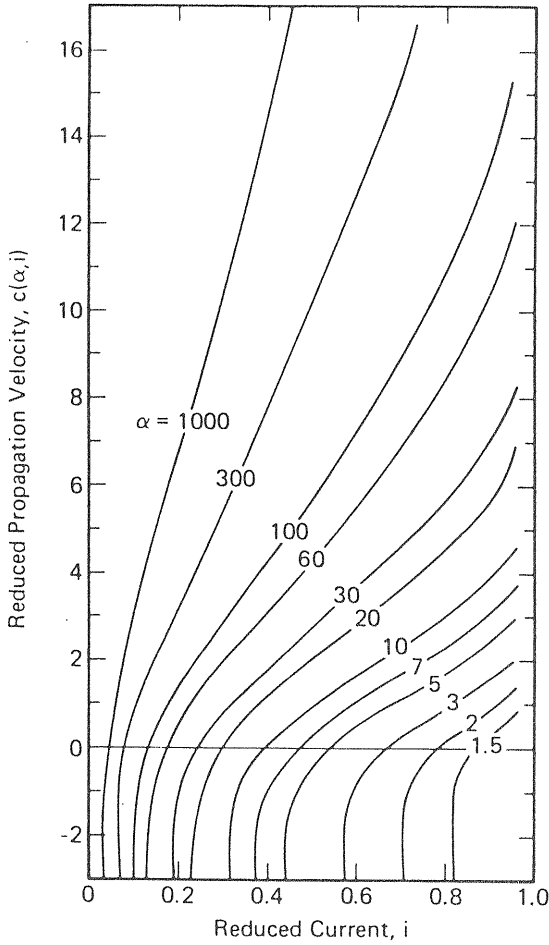


図3-11 Steklyの安定化パラメータ α に対するクエンチ伝播速度

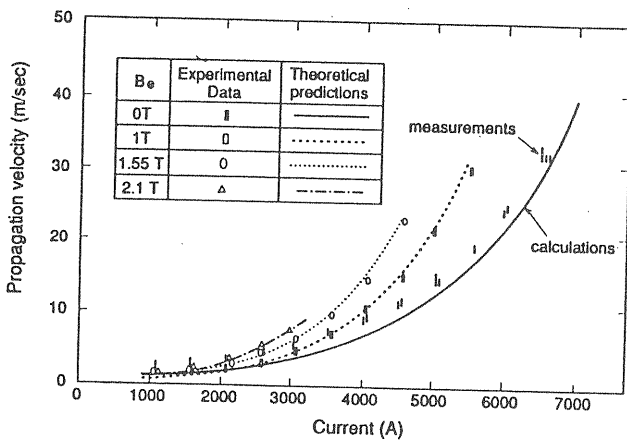


図3-12 完全安定化マグネットのクエンチ伝播速度

播速度の計算例を図3-11に示す。横軸は規格化した電流、縦軸は規格化伝播速度である [20]。

実際のクエンチ伝播速度の測定例として、完全安定化を施した検出器用マグネット (ALEPH) の場合を図3-12に [21]、SSCダイポールマグネットの場合を図3-13に示す [22]。

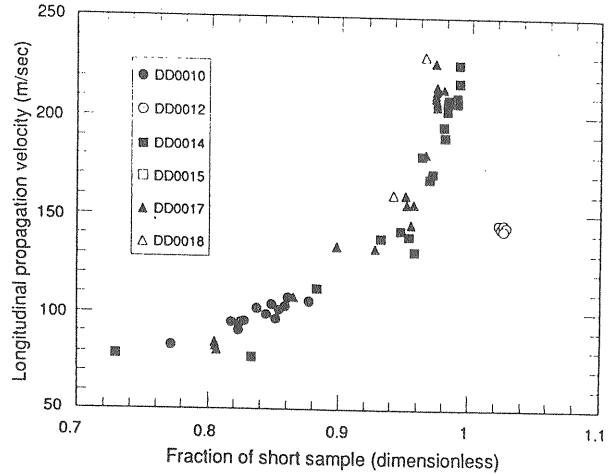


図3-13 SSCダイポールマグネットのクエンチ伝播速度

これを比較すると、安定化されたコイルと平均電流密度の高い安定化されていないコイルでは伝播速度に大きな違いがあることがわかる。

3.4.3 保護

マグネットがクエンチしたときに、そのままの状態では電流を流し続けると、発熱によってマグネットが焼損する。従って、できるだけ早く電源を切り離し、マグネットの電流を下げる必要がある。

保護方法としては図3-14に示すように種々の方法が考えられているが、大別すると

- (1) 外部抵抗を用いてマグネットの貯蔵エネルギーを外部に取り出して保護する。
- (2) マグネットの自己熱容量でエネルギーを吸収し、保護する。
- (3) 両方を併用する。

小型のマグネットでは、(1)の方法が採用できる。大型のコイルでは、エネルギーを外部に取り出すことが困難となり、(2)の方法を採用する。

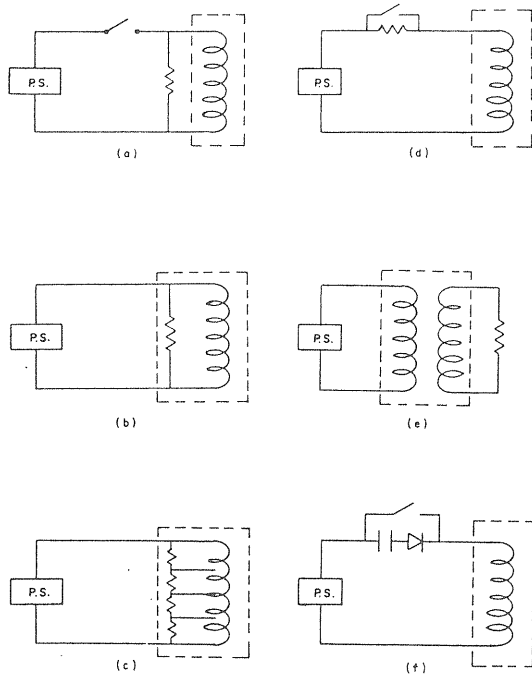


図3-14 マグネット保護の種々の方法 [18]

この場合には、最初に常伝導が発生した部分がホットスポットとならないよう、できるだけ早く全体を常伝導にし、温度上昇が均一になるようにする。これは実効常伝導伝播速度を早くすることである。その一方法としてquench-backという考え方がある[23]。これは、例えば金属性のボビンを2次巻線として、クエンチの時に流れる誘導電流でボビンを加熱し、間接的にコイル全体をクエンチさせる考え方である。また、常伝導転移が発生したとき、マグネット中に埋め込んだヒータを加熱して全体をクエンチさせ保護する方法もある。

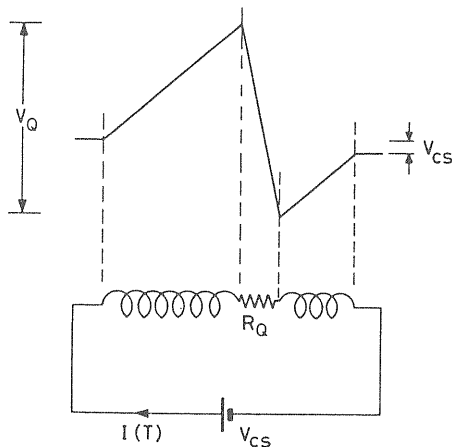


図3-15 クエンチによる内部発生電圧の模式図

マグネットの保護で注意しなければならないことは、温度上昇と図3-15に示すように常伝導部分に発生する内部電圧である。

温度上昇を与える式(3-19)は、外部抵抗 R_e がある場合

$$\int_0^{\infty} j^2(t) dt = \frac{I_0^2 \tau_c}{2 A^2} = U(T_m) \quad (3-27)$$

$$\tau_e = \frac{L}{R_e}$$

と書ける。一方、常伝導部の抵抗による内部発生電圧は

$$V = IR = I_0 c \frac{1}{\tau_c} \frac{3 L t}{6 t_Q} \quad (3-28)$$

より、最大電圧 V_m は

$$V_m \cong 63 L I_0 \frac{\tau_c}{6 t_Q} \quad (3-29)$$

となる。従って、内部電圧と温度上昇を低く抑えるには τ_e が小さいほどよい。それには外部抵抗を大きくすればよいが、保護の初期に $V = I_0 R_e$ の電圧がマグネットの両端にかかるので、保護抵抗の値には自ずと制限がある。

コイルを分割する方法では、実効インダクタンスが小さくなるので、時定数が小さくなり、早くエネルギーを外部に取り出すことができる。しかし、この方式では、クエンチ部の電流が他の健全なコイルに相互インダクタンスを通して移り、コイル間の電流値が異なってくるので、電磁力のアンバランスに注意する必要がある。

3.5 Degradation と Training

超伝導マグネットは、既に述べたように極めて僅かな発熱でクエンチをする。平均電流密度が数

100A/mm²の完全安定化されていないマグネットを、最初から臨界電流値まで励磁するのは容易ではない。このようなマグネットは、通常臨界電流以下でクエンチし、徐々にクエンチ電流が上昇する。このような現象をトレーニングと呼んでいる。

クエンチの原因となる擾乱の主なものは

(1) 機械的な線の動きによるもの。

マグネットには大きな電磁力が作用しているので、支持が十分でないと超伝導線が動く。超伝導線の動きは磁束の変動をきたし

$$G = J_c \frac{d\phi}{dt} \quad (3-30)$$

の発熱を伴う。MPZで述べたように、クエンチを引き起こすエネルギーは小さいので、安定化されていないマグネットでは、マイクロ秒オーダーの動きがクエンチに結び付く。従って、いかに線の動きを抑えるかがキーポイントとなる。第4章の超伝導電磁石で詳細に述べられるのでここでは省くが、加速器用マグネットのような高電流密度のマグネットでは、カラーを用いて十分にコイルを押え込む。

(2) 交流損失によるもの。

交流励磁のマグネットでは、交流損失があることは述べた。その発熱は

$$G = Q_h + Q_c \quad (3-31)$$

であり、これを小さくするには交流損失の少ない超伝導線を用いる。SSCのHigh Energy Booster用マグネットでは、励磁速度を早くすると最大磁界の所ではなく、磁界の比較的低い場所でクエンチする。これは交流損失でマグネットが発熱しているとのが原因と考えられている [24]。

4 超伝導マグネットの応用

4.1 学術的応用

4.1.1 超伝導加速器

超伝導の応用で大きな分野に超伝導加速器がある。加速器の種類としては、原子核研究に用いる超伝導

サイクロトロンと素粒子研究用の超伝導シンクロトロンがある。シンクロトロン放射光用の超伝導加速器もあるがこれについては後に述べる。

現在、稼働中の超伝導サイクロトロンの仕様を表4-1に示す。

これらのサイクロトロンは常伝導のものと異なり、5T程度の高い磁界強度で設計されていることである。それだけコンパクトにできることになる。更にいくつかの建設計画が建てられている。

表4-1 稼働中の超伝導サイクロトロン

	AECL	NSCL	Texas A&M	Harper* Hosp.	Millan Catania
ビーム 重量(トン)	加 重イオン	米 重イオン	米 重イオン	米 重水素	伊 重イオン
E ₀ (MJ)	180	265	108	25	176
B(T)	22	60	22	2	40
完成年	5	5.3	4.9	4.7	4.8
	1985	1987	1987	1987	1988

*医療用

超伝導シンクロトロンの場合もサイクロトロンと同様に高い磁界を要求する。特に、エネルギーが高くなると広い敷地が要求されるので、可能な限り高磁界にしたい。表4-2に稼働中ないし計画中の超伝導シンクロトロンのパラメータを示す。TEVATRONは世界最初の超伝導シンクロトロンであり、cosθ型コイルをステンレスカラーを用いて押え込むいわゆるフェルミ型がこれで完成した。一方、HERAは企業でマグネットを量産してできた最初の超伝導シンクロトロンという点で意義がある。

加速器用超伝導マグネットについては第4章超伝導電磁石で詳しく述べられるので、ここでは詳しく述べないが、トレーニングのないマグネットであること、磁界均一度が高いことがキーポイントである。

超伝導シンクロトロンは、省エネルギーにもなる。TEVATRONがある時期Energy Saverと呼ばれていた。また、SSCは冷凍機動力として30MWを必要とする試算されているが、この規模のものを常伝導で作ると4,000MWの電力を消費するとされている。SSC

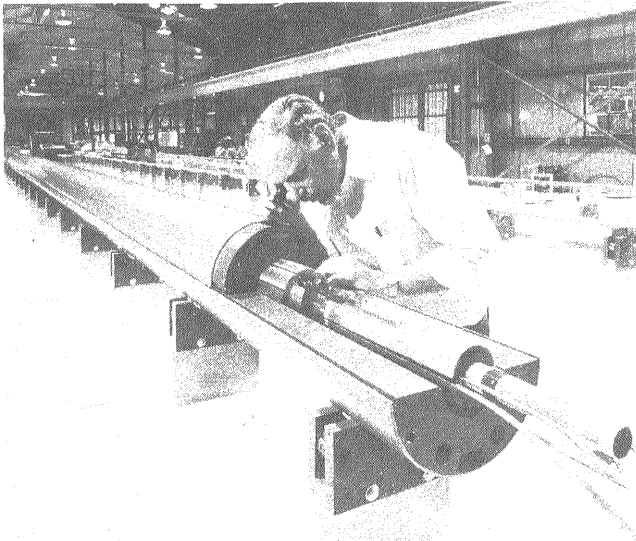


図4-1 製作中のSSC超伝導ダイポールマグネット

用マグネットの製作中の写真を図4-1に示す。

LHCはLEPのトンネルを使う関係で、所要のビームエネルギーを達成するためには磁界を強くする必要があります。NbTiを用いて超流動ヘリウム冷却で得られる最大磁界の10Tが設計磁界である。

4.1.2 粒子検出器

高エネルギー物理実験での粒子検出器用としては、1969年代後半から1970年代前半にかけて水素泡箱用に大型の超伝導ソレノイドが作られた。これらのマグネットは完全安定化理論を基に作られたもので、線材は初期の未だ完成されたものではなかったが、十分長期間の仕様に耐えるものであった。1972年に完成したCERNの水素泡箱用超伝導マグネット(BEBC)は、コイル内径4.7m、磁界3.5T、貯蔵エネルギー800MJと世界最大のものであり、10年以上の長期に渡って安定に運転された。この貯蔵エネルギーは、コイル単体としては現在でも破られていない。

また、この種の超伝導マグネットが省エネルギーになることを実証した点でも意義が大きい。前記BEBCのマグネットは、もし常伝導マグネットで作ればその消費電力は60MW必要とされているが、実際には冷凍機動力の360kWですんだ [31]。

衝突型の大型シンクロトロン加速器の建設に伴って、衝突点での粒子検出用に薄肉のソレノイド超伝導マグネットが建設されるようになった。高いエネ

表4-2 大型超伝導粒子加速器のパラメータ

粒子加速器名	TEVATRON ^[25]	HERA ^[26]	UNK ^[27]	SSC ^[28]	LHC ^[29]	RHIC ^[30]
研究所 (国)	FNAL(米)	DESY(独)	SERP(ソ)	SSCL(米)	CERN(ス)	BNL(米)
粒子エネルギー [TeV]	0.9	0.82	3	20	7.7	0.1/amu
加速器周長 [km]	6.3	6.3	20.8	87.1	26.7	3.8
加速器の数	1	1	1	2	2	1
2極磁石磁界 [T]	4.4	4.7	5	6.6	10	3.5
長さ [m]	6.1	8.8	5.8	15.8/13.3	9.0	9.7
個数	774	416	2194	7956/504	1792*	288
コイル内径 [cm]	7.5	7.5	8	5	5	8
4極磁石磁界勾配 [T/m]	76	91	17	205	250	72
長さ [m]	1.7	1.5~1.9	3.7	5.9/7.7	3.1	1.1
個数	216	256	496	1664/72	618*	276
超伝導体	NbTi	NbTi	NbTi	NbTi	NbTi	NbTi
冷却温度 [K]	4.5	4.5	4.4	4.4	2	4.5
完成年	1985	1990	1995	1999	1996	1996

* 1台の磁石に2個のコイルが入っている

表4-3 大型薄肉超伝導ソレノイドの主要諸元比較

	CELLO	CLEO	TPC	CDF	TOPAZ	VENUS	DELPHI	ALEPH	ZEUS
加速器	PETRA	CESR	PEP	TEVATRON	TRISTAN	TRISTAN	LEP	LEP	HERA
研究所	DESY	CORNELL	SLAC	FNAL	KEK	KEK	CERN	CERN	DESY
コイル内径[m]	1.66	2.0	2.17	2.86	2.86	3.5	5.2	4.96	1.85
コイル外径[m]				3.35	3.22	3.82	6.2	5.84	1.92
コイル長[m]	3.42	3.15	3.3	4.8	5.08	5.59	6.8	6.36	2.49
輻射長[λ]	0.5	0.75	0.75	0.85	0.7	0.52	4	1.6	0.83
中心磁界[T]	1.3	1.0	1.5	1.5	1.2	0.75	1.2	1.5	1.8
定格電流[kA]	3.2	1.6	2.23	5.0	3.56	5.0	5.0	5.0	5.0
蓄積エネルギー[MJ]	7	9.4	11	30	19	12	109	130	17
導体寸法[mm ²]	2.24x10.6	1.83x3.43	1x3.7	3.9x20	2.6x18	6.6x10	4.5x24	3.6x35	4.3x14
安定化材	Al	Al	Al	Al	Al	Al	Al	Al	Al
完成年	1979	1981		1984	1984	1984	1987	1987	1990

ルギーを持った被検出粒子が、コイル部を貫通するときのエネルギーロスを少なくするためにradiation lengthの短い薄肉コイルにする。そのために、安定化材としては、高純度アルミニウムが用いられ、電磁力支持材もアルミ合金を用いる。また、コイルの冷却も間接冷却が採用される。これまでに建設された超伝導薄肉ソレノイドを表4-3に示す [32-34]。

4.1.3 その他

原子核用のスペクトロメータマグネットやビームチャンネル用マグネットにも超伝導が用いられている。これは常伝導では発生し難い比較的高い磁界を要求することである。ここでは、高エネルギー物理学研究所でこれまでに製作されたマグネットの一覧を表4-4に掲げる。

表4-4 KEKで開発された超伝導マグネット

(a) ビームチャンネルあるいは加速器用

磁石名称	SEPTUM	SD430	10TDIP	DIP1	DIP2	LHC	QCS
用途	ビームチャンネル	ビームチャンネル	R&D	R&D	R&D	R&D	TRISTAN
種類	ダイポール	ダイポール	ダイポール	ダイポール	ダイポール	ダイポール	4極
磁界[T]	2	4	9.3	6.6	6.6	10	6.0
電流[kA]	2.24	3.5	6.34	6.0	6.5	12.7	3.4
コイル内径/ボア径[cm]	14x16	22	6.1	5.0	5.0	5.0	14.0
コイル長さ[m]	1.5	2.08	1.0	1.34	1.35	1.0	1.45
蓄積エネルギー[kJ]	50	620	730	50	50	670	340
導体	1.27x6.2mm ²	0.69mmφx29	0.95mmφx27	0.85mmφx23	0.81mmφx30	1.4mmφx22	0.68mmφx36
				0.65mmφx30	0.65mmφx36	0.79mmφx37	
冷却重量[ton]	2	10		0.84	0.96	2.5	0.39
冷却	浸漬冷却	浸漬冷却	超流動He	浸漬冷却	浸漬冷却	超流動He	強制冷却
完成年	1980	1982	1985	1990	1990	1992	1990

表4-4 KEKで開発された超伝導マグネット
(b)検出器用その他

磁石名称	BENKEI	AMY	SKS	TOROID	WIGGLER	BESS	ATC
用途	検出器	TRISTAN	検出器	検出器	放射光	検出器	検出器
種類	ダボール	ソノイド	ダボール	トロイド		ソノイド	ソノイド
磁界[T]	1.5	3	3	1.85max	5	1.2	1.5
電流[A]	610	5,000	500	1,550	220	512	800
ギャップ/コイル内径[m]	1.0	2.4	0.5	1.1	0.066	1.0	1.5
コイル長さ[m]	1.83	1.54	1.7	1.3	1.04	1.3	0.2
蓄積エネルギー[MJ]	3.2	40	11.2	2.9	0.23	0.82	10
導体[mm]	2.3x2.3	9.8x10.2	3.5x1.9	6.0x1.75	1.7x0.85	1.2x1.8	3.2x1.8
冷却重量[ton]	5.64	17	4.5	2.1	1.7	0.76	0.76
冷却	浸積冷却	浸積冷却	浸積冷却	間接強制冷却	浸積冷却	間接冷却	間接冷却
完成年	1981	1986	1990	1990	1989	1990	1991

4.2 民生用機器

4.2.1 MRI

断層画像撮影装置として核磁気共鳴を利用したMRI (Magnetic Resonance Imaging) がある。

原子核は固有のスピンをもち、静磁界中で歳差運動をする。その固有角周波数は

$$\omega_0 = \gamma B_0 \quad (4-1)$$

と与えられる。ここで、 γ は磁気回転比と呼ばれ、原子核に固有のものである。 B_0 は外部磁場である。従って、この周波数のパルス磁場を与えて磁気共鳴を起こさせ、出てくる電磁波を検出し、計算機で処理すれば人体内部の画像が得られる。これがMRIである。

MRI用の磁石の種類として(1)永久磁石、(2)電磁石の2種類に分類できる。電磁石を用いたものは更に、(2a)常伝導電磁石と(2b)超伝導電磁石に分けられる。

MRIに要求される仕様は

- (1) 常温空間が約1mあること。
- (2) 磁界強度が1.5T程度あること。
- (3) 磁界均一度が直径50cmの空間内で20ppm以下であること。
- (4) 維持が容易なこと。

などである。

超伝導マグネットを利用したMRI装置は、永久電流モードで運転され

- (1) 数T迄の高磁界を発生できる。
- (2) 10ppm以下の高均一磁界が得られる。
- (3) 磁界安定度が0.1ppm/hr以下である。
- (4) 電力消費が小さいこと。

などから、多くの病院に設置されている。超伝導マグネットの欠点である冷却も、ヘリウム消費量が2l/日程度であり、ほとんどメンテナンスフリーと考えてよい。

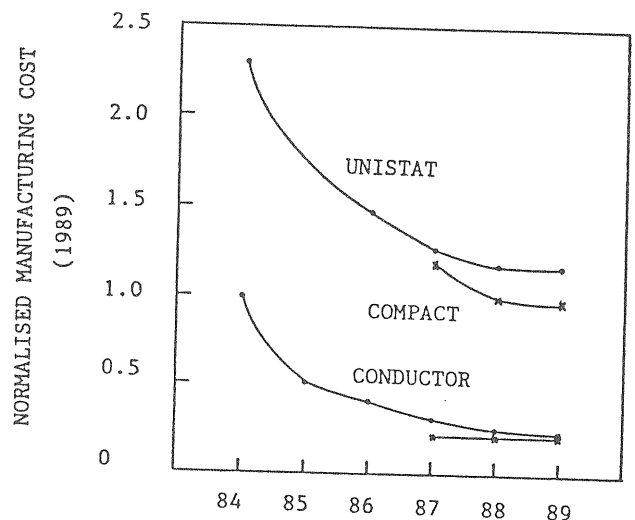


図4-2 超伝導MRI装置の価格の推移

このような超伝導MRIの利点から、1979年に商用の第1号機が納入されてから既に全世界で2000台の装置が使われている。現在では、使用されている装置の85%以上が超伝導MRIである [35]。超伝導MRIは民生用として初めて実用化されたものである。

このような急速な導入によって、MRI用超伝導マグネットの価格は、導入当初の約半値になっている。その様子を図4-2に示す。

MRI装置としては、更に高い磁界を用いて水素原子以外の原子核を検出し、人体のスペクトロスコピーに結び付ける装置の開発が行われている。この場合にはできるだけ高磁界が必要で、既に4T程度のものが開発されている。

4.2.2 SOR

放射光をX線リソグラフィに用いる目的で、超伝導SORが開発されている。

超LSIの集積度が256MB以上となると、現在のレーザー露光方式では不可能とされている。そこで検討されているのがX線リソグラフィである。

SORからの放射光の臨界波長は

$$\lambda_c = \frac{C}{R^2 B^3} \quad (4-2)$$

である。ここで、Rはビームの偏向半径、Bは偏向磁石の磁場である。従って、磁界が強いほど臨界波長は短くなる。これが超伝導SORが開発される理由である。

現在開発されている超伝導SORを表4-5に示す。

表4-5 超伝導SORのパラメータ [36]

	AURORA	NIJI-III	SUPER ALIS	HELIOS
国名	日本	日本	日本	英国
エネルギー [MeV]	650	600	600	700
磁界 [T]	4.33	4.0	3.0	4.5
偏向半径 [m]	0.5	0.5	0.66	0.52
磁石数	1	4	2	2
臨界波長 [nm]	1.02	1.2	1.73	0.84
設計電流 [mA]	300	200	500	200

4.3 実用化研究

4.3.1 電力エネルギー用

超伝導マグネットの電力エネルギーへの応用として次の用途が考えられている。

- (1) 超伝導発電機
- (2) 核融合炉
- (3) MHD発電
- (4) 電力貯蔵

(1) から (3)迄は超伝導の特徴である高磁界を利用している。特に、核融合炉ではローソン条件を得るためにできるだけ高い磁界がいる。実際にプラズマを発生させる目的で建設され実験に使われている超伝導核融合装置を表4-6に示す [37]。

表4-6 超伝導核融合装置

	TRIAM	TORU-II	T15
国名	日本	仏	旧ソ連
種類	トカマク	トカマク	トカマク
トラス大半径 [m]	0.8	2.25	2.4
トラス小半径 [m]	0.18	0.7	0.7
中心磁界 [T]	8	4.5	3.5
最大磁界 [T]	11	9.0	6.4
コイル電流 [kA]	6.2	1.4	10
蓄積エネルギー [MJ]	76	600	370
コイル数	16	18	48
超伝導材	Nb ₃ Sn	NbTi	Nb ₃ Sn
冷却温度 [K]	4.2	1.8	4.2
運転開始年	1986	1988	1988

表4-6はトカマク型のみを掲げてあるが、これ以外にヘリカル型の装置が名古屋の核融合研究所で建設中である [38]。また、プラズマを発生する装置ではなかったが、トカマク用トロイダル磁場コイル開発にLCT (Large Coil Task) と呼ばれた国際プロジェクトが行われた [39]。

電力貯蔵は超伝導の永久電流を利用するものである。インダクタンスLのコイルに電流Iが流れると

$$E = \frac{1}{2} L I^2 \quad (4-3)$$

あるいは空間に

$$E = \int \frac{B^2}{2\mu_0} dV \quad (4-4)$$

のエネルギーがたまる。常伝導マグネットの場合は時定数が1秒程度であるので、貯蔵エネルギーはすぐ減衰してしまう。超伝導コイルの場合は時定数が無限であるので、原理的に永久に電流を蓄えておくことができる。超伝導エネルギー貯蔵はスケールメリットがあり、小型のものでは経済性が悪いといわれている。

現在、アメリカでETM (Engineering Test Model) 計画があり [40]、20MWh (72GJ) の超伝導コイルを建設するとされているが、フェーズIのR&Dを完了したところで、実際に建設するフェーズIIに移行するかは決定していない。

4.3.2 交通

超伝導の交通機関への応用として、磁気浮上列車と電磁推進船が考えられている。磁気浮上列車はファデーの電磁誘導による反発力を利用するものであり、電磁推進船はフレミングの左手の法則を利用するものである。

超伝導磁気浮上列車の研究は、ドイツで1970年代初頭に始められ、1970年代中頃まで走行試験も含めて行われた。しかし、ドイツはその後の検討で常伝導方式へと移行し、現在トランスラピッドと呼ばれる試験列車の実験を行っている。現在超伝導方式の実用化研究を行っているのは我が国だけである [41]。

超伝導方式の特徴は、磁界が強いため浮上高が10cm以上と十分とれることである。そのため走行時にも安定な制御が可能となる。

磁気浮上列車用超伝導マグネットに対する要求は

- (1) できるだけ高磁界であること。
- (2) 軽量であること。
- (3) クエンチし難いこと。
- (4) 熱侵入が少ないこと。

などである。軽量であることは、安定化材をできるだけ少なくし、電磁力支持材も極限まで減らすこと

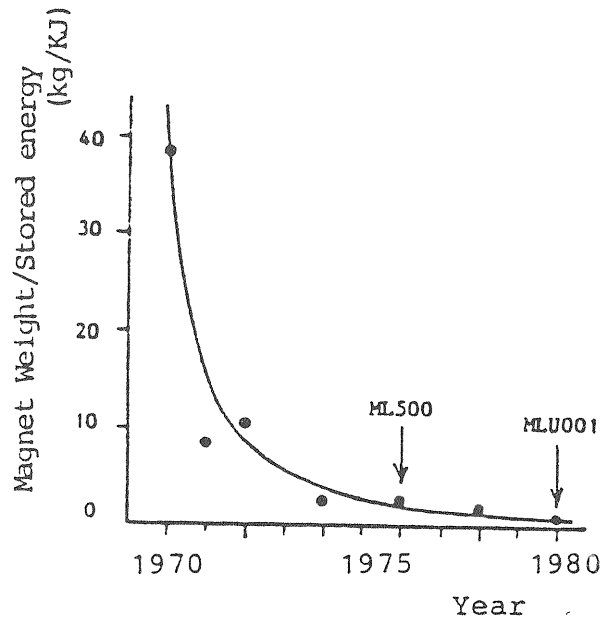


図4-3 磁気浮上列車用超伝導マグネットの軽量化

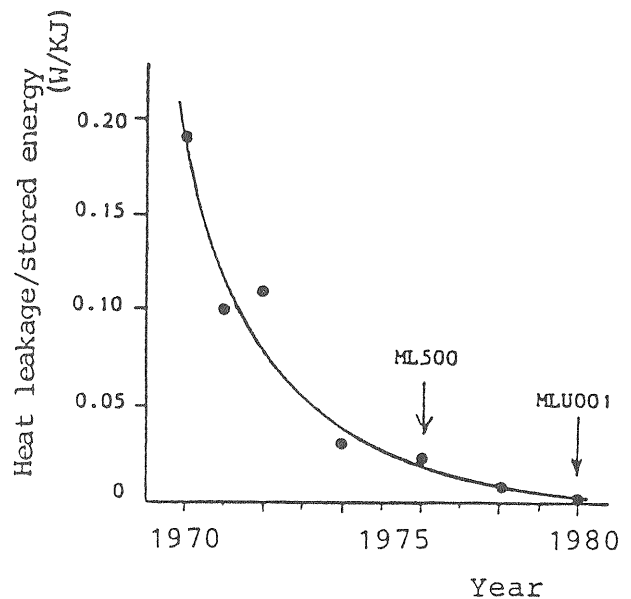


図4-4 磁気浮上列車用超伝導マグネットの熱侵入量の低減化

を意味し、クエンチしないことは矛盾するものである。

これまでの軽量化および低熱化の開発を図4-3および図4-4に示す。また、有人試験列車MLU002に使われた超伝導マグネットの構造図を図4-5に、パラメータを表4-7に示す。

表4-7 磁気浮上試験列車MLU002用
超伝導マグネットのパラメータ

タイプ	レーストラック
最大経験磁界[T]	5.85
定格電流[A]	685
最大起磁力[kA]	800
蓄積エネルギー[kJ]	714
コイル断面積[mm ²]	45x71
コイル重量[kg]	77
導体寸法[mm ²]	1.05x2.12
銅比	1.06

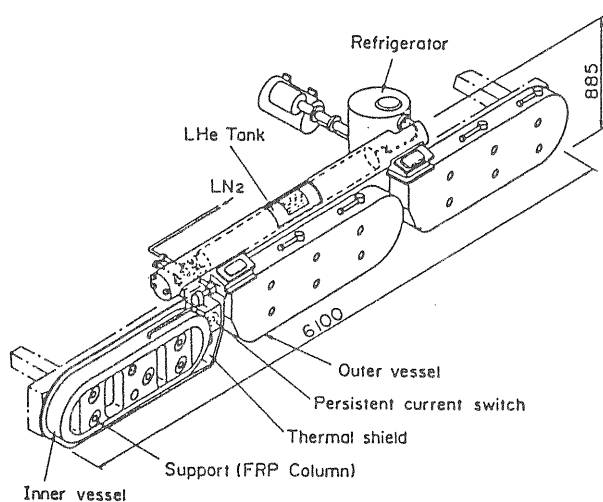


図4-5 磁気浮上試験列車MLU002用
超伝導マグネット

電磁推進船は、電流をI、発生磁界をBとしたとき
に得られる電磁力

$$F = I B \quad (4-5)$$

で海水を押しやり、その反発力で推進する。その特徴は

- (1) 稼働部がなく保守も容易である。
 - (2) 前進、後退が電流の極性を変えるだけで簡単に切り換えられる。
 - (3) プロペラ推進のような高速でのキャビテーションがない。
- などである。

電磁推進船の海上試験船の第1号が試験走行を始めたが、実用化に関しては今後の研究を待たなければならぬ。

4.3.3 その他

これまでに、超伝導応用の主要なものについて述べたが、この他にも

- (1) 半導体引上装置用超伝導マグネット。磁場によって熔融液の対流を止め、不純物の混入を防ぐ。
- (2) 磁気分離用超伝導マグネット。鉱石などの選鉱や汚水の浄化に使用する。
- (3) 超伝導限流器。電力系統の事故時の過電流防止に用いる。
- (4) 超伝導変圧器

などいろいろな応用が考えられているが、ここでは割愛する。

参考文献

- [1] H.K. Onnes; *Electrical Resistance of Pure Metals at Liquid Helium Temperatures*, *Electrician*, 67, 657 (1911)
- [2] J.G. Bednorz and K.A. Muller; *Possible High Tc Superconductivity in the Ba-La-Cu-O System*, *Z. Phys.*, B64, 189 (1986)
- [3] J.E. Kunzler, et al.; *Superconductivity in Nb₃Sn at High Current Density in a Magnetic Field of 88 kgauss*, *Phys. Rev. Lett.*, 6, 89 (1961)
- [4] D.G. Hawksworth and D.C. Larbarestier; *Proc. 8th Symp. on Eng. Problems of Fusion Research*, *IEEE Publ.* 79CH1441-5 NPS, p. 249 (1979)
- [5] M.N. Wilson; *Superconducting Magnets*, Clarendon Press Oxford, 1983
- [6] C.P. Bean; *Magnetization of Hard Superconductors*, *Phys. Rev. Lett.*, 8, 250 (1962)
- [7] H. London; *Alternate Current Losses in Superconductors of the Second Kind*, *Phys. Lett.*, 6, 162 (1963)
- [8] H.T. Coffey; *Distribution of Magnetic Fields and Currents in Type II Superconductors*, *Cryogenics*, 7, 73 (1967)

- [9] G.H. Morgan; *Eddy Currents in Flat Metal-filled Superconducting braids*, J. Appl. Phys., 44, 3319 (1973)
- [10] J.W. Ekin, et al.; *Effect of Stress on the Critical Current of NbTi Multifilamentary Composite Wire*, Adv. Cryo. Eng., 22, 449 (1977)
- [11] J.W. Ekin; *Strain Scaling Law for Flux Pinning in Practical Superconductors. Part 1: Basic Relationship and Application to Nb₃Sn Conductors*, Cryogenics, 20, 611 (1980)
- [12] D.M. Parkin and A.R. Sweedler; *Neutron Irradiation of Nb₃Sn and NbTi Multifilamentary Composites*, IEEE Trans. Magnetics, MAG-11, 166 (1975)
- [13] M. Morpurgo; *Review of Work Done at CERN on Superconducting Coils by a Forced Circulation of Supercritical Helium*, Proc. of MT-4, 908 (1970)
- [14] P.H. Eberhard, et al.; *Quenches in Large Superconducting Magnets*, Proc. of MT-6, p.654 (1979)
- [15] Z.J.J. Stekly and J.L. Zar; *Stable Superconducting Coils*, IEEE Trans. Nuclear Sci., NS-12, 367 (1965)
- [16] B.J. Maddock, et al.; *Superconductive Composites: Heat Transfer and Steady State Stabilization*, Cryogenics, 9, 261 (1969)
- [17] C.A. Scott; *Minimum Heat Pulse to Quench a Superconducting Magnet*, Cryogenics, 22, 577 (1982)
- [18] J. Powell, ed.; *Aspects of Safety and Reliability for Fusion Magnet Systems*, BNL Report, BNL 50542 (1976)
- [19] A. Devred, et al.; *Investigation of Heater-Induced Quenches in a Full-Length SSC R&D Dipole*, Proc. of MT-11, p. 91, Tuksuba, 1989
- [20] L. Dresner; *Analytic Solution for the Propagation Velocity in Superconducting Composites*, IEEE Trans. Magnetics, MAG-15, 328 (1979)
- [21] A. Devred; *Measurements of Quench Propagation Velocity Along a Super-stabilized Conductor*, Proc. of MT-11, p. 78, Tuksuba, 1989
- [22] A. Devred, et al.; *Quench Characteristics of Full-length SSC R&D Dipole Magnets*, Adv. in Cry. Eng., 35, 599 (1990)
- [23] P.H. Eberhard, et al.; *Tests on Large Diameter Superconducting Solenoids Designed for Colliding Beam Accelerators*, IEEE Trans. Magnetics, MAG-13, 78 (1977)
- [24] T. Ogitsu, private communication
- [25] J.R. Orr, *Status of the Energy Saver*, IEEE Trans. Magnetics, MAG-19, 195 (1983)
- [26] R. Meinke; *Superconducting Magnet Systems for HERA*, IEEE Trans. Magnetics, MAG-27, 1728 (1989)
- E. Apostolescu, et al.; *Summary of Experience with Industrial Superconducting Main Magnet Production for HERA*, IEEE Trans. Magnetics, MAG-28, 689 (1992)
- [27] A.I. Ageev, et al.; *The Development and Study of Superconducting Magnets for the UNK*, IEEE Trans. Magnetics, MAG-28, 682 (1992)
- [28] 例えば "Site-Specific Conceptual Design", SSCL Report, SSCL-SR-1056, July 1990
- [29] R. Perin, *Superconducting Magnet System for the LHC*, IEEE Trans. Magnetics, MAG-27, 1735 (1989)
- [30] P. Dahl, et al.; *Performance of Initial Full-length RHIC Dipoles*, IEEE Trans. Magnetics, MAG-24, 723 (1988)
- [31] H. Brechna, *Superconducting Magnet Systems*, Springer-Verlag, p. 551-558 (1973)
- [32] 平林洋美; 高エネルギー実験への超伝導電磁石の応用、日本物理学会誌、第38巻、第6号、458頁 (1983)
- [33] H. Desportes; *Recent Progress in the Design and Construction of Beam and Detector Magnets*, Proc. MT-9, 149 (1985)
- [34] E. Acerbi, et al.; *The ZEUS Thin Superconducting Solenoid*, Proc. MT-9, 163 (1985)
- [35] D.C. Hawksworth; *Development of Superconducting Magnet Systems for MRI*, Adv. in Cry. Eng., 35, 529 (1990)

- [36] H. Hirabayashi; *Survey of Compact Storage Rings in Japan*, Nucl. Instr. Meth., A291, 493 (1990)
- [37] P. Komarek; *Present Achievements and Prospects for Superconducting Tokamaks in the World*, Proc. of MT-11, p. 18, Tuksuba, 1989
- [38] O. Motojima, et al.; *Project of Large Helical Device for Currentless Steady Experiment*, Proc. of MT-11, p. 777, Tuksuba, 1989
- [39] M.S. Lubell, et al.; *The IEA Large Coil Task Test Results in IFSMTF*, IEEE Trans. Magnetics, MAG-24, 761 (1988)
- [40] R.L. Verga; *Superconducting Magnetic Energy Storage and Other Large-scale SDI Cryogenic Applications Program*, Adv. in Cry. Eng., 35, 555 (1990)
- [41] J. Fujie; *Current Status of Maglev Transportation System in the World*, Proc. of MT-11, p. 9, Tuksuba, 1989

その他の文献

超伝導線に関して次のような文献がある。

- [a] E.W. Collings; *Applied Superconductivity, Metallurgy, and Physics of Titanium Alloys*, Vol. 1 and Vol. 2, Plenum Press, 1986
- [b] *Filamentary A15 Superconductors*, M. Suenaga and A.F. Clark, ed., Plenum Press, 1980

	Solenoid	Toroid
Aspect Ratio	$\beta_s = \frac{h}{2R}$	$\beta_t = \frac{a}{R}$
Height/Radius	$h = 2 R \beta_s$	$a = R \beta_t$
Inductance	$L = \pi \mu_0 R^2 \frac{N^2}{h} k(\beta_s)$ $k(\beta_s)$: Nagaoka's coefficient	$L = \mu_0 N^2 R (1 - \sqrt{1 - \beta_t^2})$
Magnetic Field	$B_M = \mu_0 \frac{N}{h} I k'(\beta_s)$ $k'(\beta_s)$: End correction factor	$B_M = \frac{\mu_0 N I}{2\pi R (1 - \beta_t)}$
Stored Energy	$E = \frac{1}{2} L I^2$ $= \int \frac{B^2}{2 \mu_0} dv$	$E = \frac{1}{2} L I^2$ $= \int \frac{B^2}{2 \mu_0} dv$
Radius	$R = Q_R(\beta_s) \left[\frac{E}{B_M^2} \right]^{1/3}$ $Q_R(\beta_s) = \left[\frac{\mu_0 k'^2}{\pi k \beta_s} \right]^{1/3}$	$R = Q_R(\beta_t) \left[\frac{E}{B_M^2} \right]^{1/3}$ $Q_R(\beta_t) = \left[\frac{\mu_0}{2 \pi^2} \frac{1}{(1 - \beta_t)^2 (1 - \sqrt{1 - \beta_t^2})} \right]^{1/3}$
Motive Force	$NI = Q_{NI}(\beta_s) \left[E B_M \right]^{1/3}$ $Q_{NI}(\beta_s) = 2 \left[\frac{\beta_s}{\mu_0 \pi k k'} \right]^{1/3}$	$NI = Q_{NI}(\beta_t) \left[E B_M \right]^{1/3}$ $Q_{NI}(\beta_t) = \left[\frac{4 \pi}{\mu_0^2} \frac{1 - \beta_t}{1 - \sqrt{1 - \beta_t^2}} \right]^{1/3}$
Conductor	$IS = Q_{IS}(\beta_s) \left[\frac{E^2}{B_M} \right]^{1/3}$ $Q_{IS}(\beta_s) = 4 \left[\frac{\pi \beta_s k'}{\mu_0 k^2} \right]^{1/3}$	$IS = Q_{IS}(\beta_t) \left[\frac{E^2}{B_M} \right]^{1/3}$ $Q_{IS}(\beta_t) = \beta_t \left[\frac{16 \pi^2}{\mu_0} \frac{1}{(1 - \beta_t) (1 - \sqrt{1 - \beta_t^2})^2} \right]^{1/3}$
Surface Area	$A = Q_A(\beta_s) \left[\frac{E}{B_M^2} \right]^{2/3}$ $Q_A(\beta_s) = 8 \left[\frac{\mu_0^2 \pi \beta_s k^4}{k^2} \right]^{1/3}$	$A = Q_A(\beta_t) \left[\frac{E}{B_M^2} \right]^{2/3}$ $Q_A(\beta_t) = \beta_t \left[\frac{4 \pi \mu_0}{(1 - \beta_t)^2 (1 - \sqrt{1 - \beta_t^2})} \right]^{2/3}$

	Solenoid	Toroid
Radial Force	$F_R = Q_{FR}(\beta_s) [E B_M]^{2/3}$ $Q_{FR}(\beta_s) = 2 \left(1 - \frac{\beta_s}{2k} \frac{\partial k}{\partial \beta_s} \right) \left[\frac{\pi \beta_s k}{\mu_0 k'^2} \right]^{1/3}$	$F_a = Q_{Fa}(\beta_t) [E B_M]^{2/3}$ $Q_{Fa}(\beta_t) = \frac{\beta_t}{\sqrt{1-\beta_t^2}} \left[\frac{2\pi^2}{\mu_0} \frac{(1-\beta_t)^2}{(1-\sqrt{1-\beta_t^2})^2} \right]^{1/3}$
Radial Pressure	$P_R = Q_{PR}(\beta_s) \frac{B_M^2}{2\mu_0}$ $Q_{PR}(\beta_s) = \left(1 - \frac{\beta_s}{2k} \frac{\partial k}{\partial \beta_s} \right) \frac{k'}{k}$	$P_a = Q_{Pa}(\beta_t) \frac{B_M^2}{2\mu_0}$ $Q_{Pa}(\beta_t) = \frac{(1-\beta_t)^2}{1-\sqrt{1-\beta_t^2}}$
Axial Force/ Centering Force	$F_Z = Q_{FZ}(\beta_s) [E B_M]^{2/3}$ $Q_{FZ}(\beta_s) = \frac{-1}{2\beta_s} \left(1 - \frac{\beta_s}{k} \frac{\partial k}{\partial \beta_s} \right) \left[\frac{\pi \beta_s k}{\mu_0 k'^2} \right]^{1/3}$	$F_R = Q_{FR}(\beta_t) [E B_M]^{2/3}$ $Q_{FR}(\beta_t) = \frac{-1}{\sqrt{1-\beta_t^2}} \left[\frac{2\pi^2 (1-\beta_t)^2 (1-\sqrt{1-\beta_t^2})}{\mu_0} \right]^{1/3}$

Shape factors of thin wall solenoid

β	∞	1.0	0.5	0.10	0.05	0.02	0.01
k	1.0	0.688	0.526	0.203	0.124	0.061	0.035
k'	1.0	0.817	0.713	0.570	0.540	0.518	0.510

- A: Coil surface area [m²]
- a: Minor radius of toroid coil [m]
- B_M: Maximum magnetic field [T]
- E: Stored energy [J]
- F_a: Radial expansion force of toroid coil [N]
- F_R: Centering force of toroid coil [N]
- F_Z: Axial compression force of solenoid coil [N]
- h: Solenoid coil height [m]
- I: Coil current [A]
- IS: Amount of conductor [A·m]
- L: Inductance [H]
- N: Number of turns
- P_R: Radial pressure of solenoid coil [Pa]
- P_a: Radial pressure of toroid coil [Pa]
- Q_j(β_i): Quality factor
- R: Radius of solenoid coil or major radius of toroid coil [m]
- v: Volume for integration [m³]
- β_s: Aspect ratio of solenoid coil
- β_t: Aspect ratio of toroid coil
- μ₀: 4 π 10⁻⁴ [H/m]