

連載講座

「強磁場の発生と応用 II」

定常強磁場の発生

Generation and Application of High Magnetic Fields II

Generation of Static High Magnetic Fields

本河光博 東北大学名誉教授 (福井大学客員教授)

M. Motokawa, Professor Emeritus of Tohoku University (Guest Professor of Fukui University)

Key words: static high magnetic field, superconducting magnet, cryogen-free superconducting magnet, hybrid magnet

6. 定常強磁場

6.1 定常強磁場とは

当たり前のことであるが、長時間一定の強さの強磁場を出し続けるのが定常強磁場である。高分解能 NMR に用いられる超伝導磁石は永久電流モードで動作しており完全な定常磁場である。また後に述べる予定の材料開発などに磁場を応用する際もやはり数時間から数週間一定磁場を出し続けることになる。しかし通常われわれが実験などで磁場を利用する際には、磁場の強さを上げたり下げたりして使うことが多い。逆に、非常に短い時間で磁場を発生する方法を後で述べるパルス磁場という。これらを区別する時間はどれくらいか明確な定義はないが、現実には数分以上で磁場が変化する場合は定常強磁場といている。また磁石側から見たとき、電流を流すことによって生じた熱を処理するに当たって、コイルの中で等温的に扱うか、断熱的に扱うか、ということも一つの目安になる。すなわち磁場の掃引速度の方が磁石の中の熱的緩和時間より遅い場合定常強磁場と呼べるであろう。超伝導磁石では、磁束の運動によってクエンチすることを防ぐため数十分という単位でゆっくりと磁場を変化させなければならない。これは定常磁場である。パルス磁場は通常数十ミリ秒で時間変化するものが多く、数百ミリ秒から数分で磁場が変化するものをロングパルス磁場ともいう。また定常強磁場発生装置では、磁場の時間変化を制御するが、通常のパルス磁場ではいったん電流が流れ出したらその時間変化すなわち磁場波形は制御できない。

定常的に強磁場を発生する方法として、超伝導磁石、液体ヘリウムを要しない無冷媒型超伝導磁石、大電力水冷磁石、超伝導磁石と水冷磁石を組み合わせたハイブリッド磁石、などが現在使われている。これらについてまず身近な超伝導磁石から話を進めることにする。

6.2 超伝導磁石

1911 年 K. Onnes によって超伝導現象が最初に発見さ

れて以来、第二種超伝導体の発見を経て、磁石への応用が開かれたのは半世紀後のことである。1961 年に J. E. Kunzler によって Nb₃Sn を使って 7 T の磁場が出され⁹⁾、1970 年代には Nb₃Sn や V₃Ga のテープ材を使って 10 T 以上の磁場を出す超伝導磁石が商品化された。しかしこれらは非常に不安定で、すぐにクエンチするため使い勝手の悪い代物であった。1980 年代に入って、NbTi 合金の極細多芯線が開発され 10 T までは比較的容易に得られるようになった。その後 Nb₃Sn 線を内側に巻いた 2 重構造の磁石で 15 T、そして 1989 年によく 20 T の発生に成功したのである。超伝導体を磁石に使ったときの問題点は、臨界磁場効果だけではなく、臨界電流を制限している磁束ピン止め効果やコイルに巻いたときにかかる大きな電磁力を支えるための力学的強度などが大きな問題となる。これらが解決して初めて強磁場用の超伝導磁石ができるのである。現在では 15 T 程度の磁場を発生する超伝導磁石はかなり普及しており、もはや特殊な強磁場とはいえない時代となっている。しかしそれでも 20 T を超える磁場に対してはまだ特殊な技術となっている。最近世界最高である 22 T の高分解能 NMR 装置用超伝導磁石が物質材料研究機構が開発され¹⁰⁾ 実用化の一步を踏み出した。また 20 T 磁石が今や市販されているとはいえ、大量の液体ヘリウムを消費することなどからどこでも手軽に使えるというわけではない。

一般の物性実験用超伝導磁石はソレノイド状に巻いたコイルでできている。このタイプのほかに、パンケーキ型と呼ばれるコイルがある。これはコイルを平べったいパンケーキのような形に巻き、それをいくつも積み重ねて接続し一つのコイルにするものである。このタイプには、磁石のどこかで破壊があったときそこだけ取り替えればいいという利点があるが、通常物性実験用には使われない。大型の、たとえば後で述べるハイブリッド磁石の外側で用いる大口径超伝導磁石などはこのタイプである。

現在の超伝導磁石は低温で用いるのが常である。冷却の方法として最近次節で述べるような GM 冷凍機を使った無冷媒型 (ヘリウムフリー型) が注目を浴びているが、20 T 磁石となるとまだそうはいかない。液体ヘリウムの方が

冷却効果が大きいからである。また普及度からいっても 4.2 K 液体ヘリウム浸漬冷却方式が一般的である。現在の超伝導材料を用いたコイルでは、15 T を超えるとその動作点がだんだんクリティカルになり、クエンチしやすくなる。Oxford Instrument 社製の 20 T 磁石は 4.2 K では 18 T までしか発生できない。それ以上の磁場を発生するためには温度を 2.2 K の超流動状態まで下げる必要がある。そのための装置が Fig. 6 に示されるように超伝導磁石本体の側に置かれたラムダチップというものである。これは銅のパイプを超伝導磁石の上または横にループ状に巻き両端を閉じたもので、細いニードルバルブが付けられている。液体ヘリウム槽から液体ヘリウムがしみこむようになっている。このパイプの中を大型の (1500 L/min 以上) 真空ポンプで引いてやるとニードルバルブから漏れて入ってくる液体ヘリウムは蒸発され冷やされ超流動状態になる。そして銅パイプの壁を通して周りの液体ヘリウムを 1 気圧のまま冷やすことになる。ただヘリウム槽の液面に近い上の方は 4.2 K のままであるのでクライオスタットの中で温度勾配ができることになる。ニードルバルブをうまく調節することにより、蒸発量をコントロールし超伝導磁石を 2.2 K まで冷やすことができる。しかしこれを用いて、20 T の磁場を発生させると数時間で液体ヘリウムはなくなる。またこの状態で用いても非常にクエンチしやすく、ひやひやしながら使うのが実状である。わが国に 10 台以上輸入されていると思われるが、仕様どおり完全に働いているのはあまりないのではないかと。

6.3 無冷媒型超伝導磁石

超伝導磁石は消費電力が少ないなどの多くの利点がある

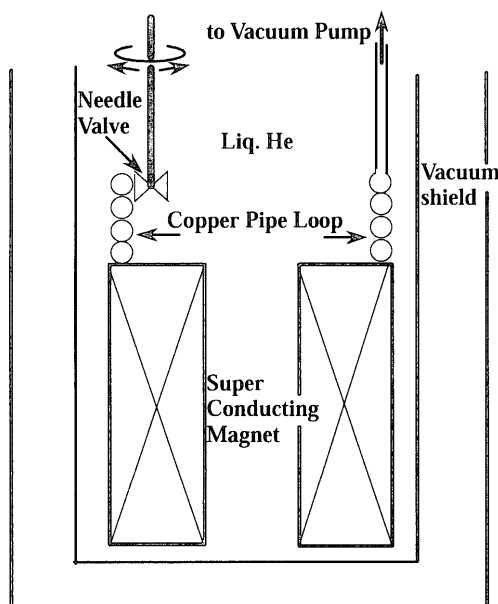


Fig. 6 Cut view of a superconducting magnet with Lambda-tip. The Lambda-tip is composed of a copper pipe loop, a needle valve and a vacuum line with a strong pump.

がその泣きどころは液体ヘリウムを要するというのである。大型になればなるほど大量の液体ヘリウムを消費しその取り扱いも一般の実験者には負担になる。液体ヘリウムは、超伝導磁石を最初冷却するときはもちろん、運転中もクライオスタットからの熱流入により消費する。このときの主な熱流入は電流を流すためのリード線からである。金属のリード線はまた熱の良導体でもある。大型の超伝導磁石では蒸発したヘリウムガスでリード線を冷却するなどいろいろ工夫は凝らされているが、本質的な解決にならない。そこで考えられたのが高温超伝導体の利用である。たとえば 77 K における Bi-Sr-Ca-Cu-O の熱伝導率は約 4 W/m·K で銅の 480 W/m·K に比べて 2 桁小さい。しかもこの温度で超伝導である。高温超伝導体はコイルとして利用するには電流密度が小さく、まだ十分な実用化に至っていないが、リード線として用いる場合には太くすればいいだけである。

このように熱流入が小さくなると、定常状態では液体ヘリウムのような潜熱の大きなものを使わなくても、冷凍機を直結しておいて連続的に運転して冷却するだけで十分である。このような発想から生まれたのがヘリウムフリー型とも呼ばれる無冷媒型超伝導磁石である。1992 年東北大学金属材料研究所の渡辺と住友重機との共同開発で実用化されて以来¹¹⁾、改良を重ね現在では 52 mm ボアで 15 T の磁石が市販されている。Fig. 7 はこの磁石の模式図である。コイルそのものは通常の超伝導磁石であるが、これに使われる冷凍機は GM 冷凍機と呼ばれ、数メートル離れたところに置かれた圧縮機でヘリウムガスが圧縮され、水で除熱される。室温の高圧ガスはクライオスタットの中の冷凍機で断熱膨張し冷える。この冷熱は側に置かれた蓄冷材に蓄えられ徐々に温度が下がっていく。それが熱伝導を通じて超伝導磁石を冷やすという仕組みである¹²⁾。液体ヘリウムの潜熱に比べこの冷却能力は格段に低いので、室温からスタートして超伝導磁石を運転するまでに 1 日以上時間を要する。蓄冷材には低温でも熱容量の大きい物質が要求されるが最近優れた材料が開発されこの方法が実用化されたわけである。GM 冷凍機 1 段では約 20~30 K 程度までしか冷えないので、最近では 2 段にして 4 K 近くまで冷

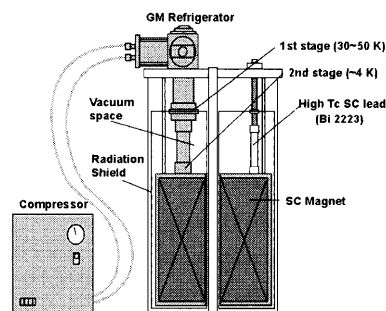


Fig. 7 Schematic view of cryogen-free magnet and GM refrigerator.

やすことが可能になっている。この方式で近い将来 18 T も可能となるだろう。

この方式の最大のメリットは液体ヘリウムが利用できないところでも超伝導磁石が利用でき、しかも数週間あるいは数カ月にも及ぶ連続長時間運転が可能であるということである。そのため磁場中での反応や結晶成長など材料開発に関連した研究に大きな寄与をしつつある。

6.4 大電力水冷磁石

実はこの本格的強磁場発生法の方が超伝導磁石などよりはるかに歴史は古い。1936 年 MIT の F. Bitter は、すでにパルス法で強磁場発生に成功していた P. Kapitza に刺激を受け定常強磁場を発生するための大電力磁石の設計を行った^{13), 14)}。このような磁石の重要なポイントは「いかにして熱を逃がすか」ということと「いかにして強力な電磁力を支えるか」である。磁場を発生しても物理の実験に用いる限り磁場自身は「仕事」をしないので消費されるメガワット級の電力はすべて熱になる。また 5 章で述べたように強力な電磁力をコイル自身で支えなければならない。この二つの問題を同時に解決する方法として、彼は Fig. 8 のような穴の開いた銅板を用いてコイルを作った。すなわちこの銅板に 1 カ所半径方向に切り目を入れ、切れ目のところでも少しずらして次の銅板と接続させ、次々と重ねることによりらせん状のコイルができる。1 枚の銅板で接続するのは難しそうに見えるが、たとえば 2 枚を一組として 180° ずらしておけば接続点での切れ目の問題はなくなる。もちろん一番端では半円形の板を入れることになるが、コイルにするためにはさらにやはり穴のあいた絶縁板を重ね合わせなければならない。すべての板の穴の位置は一致させておき高圧の水を通しコイルを冷やすという方法である。このコイルを圧縮し固定したものは軸方向の圧縮力にも強くまた半径方向の広がろうとする力にも強い。これをビッター型水冷磁石といい、現在も定常強磁場発生方法の基本となっている。またこの穴の開いた銅板を彼の名にち

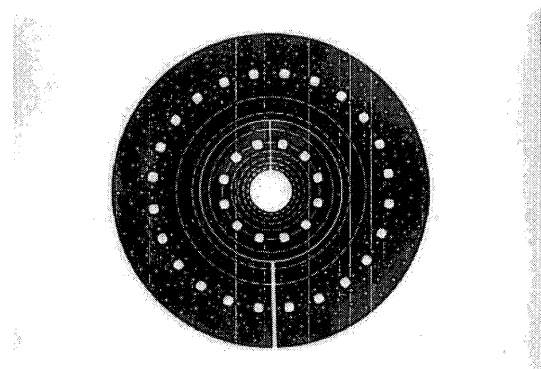


Fig. 8 An example of Bitter-plate, that is used in High Field Laboratory for Superconducting Materials (HFLSM) of IMR, Tohoku University. This figure is composed of an inner Bitter-plate and outer one.

なんでビッター板という。彼は 1936 年以降いくつかの水冷磁石を作り、テストを重ねた後 MIT に 10 MW のモーター発電機を使って、20 T の磁場を発生できる施設を建設した。この施設は Francis Bitter National Magnet Laboratory (FBNML) と呼ばれ 1990 年代初頭まで世界最高の強磁場施設として名をはせた。当時は良い大電流整流器がなかったため大電力直流を得るためには強力なモーターを回しながら直結した直流発電機で連続的に大電力を供給するモーター発電機が主流であった。現在は半導体整流器を使って直流を得る。

わが国でも、戦後の混乱期を経た昭和 30 年代に東北大学金属材料研究所にこのビッター型水冷磁石が導入され、日本唯一 12.5 T の定常磁場が得られた。当時仙台では電事情が悪く、夜中に市電が止まってから実験が行われた。そこでは磁性体、半導体の研究が精力的に行われ、その後のわが国の大きな研究の発展に対し核になるような研究が行われていた。その後 1980 年にそこで 31 T の磁場を発生できるハイブリッド磁石の施設ができたが、その基本となっているのはやはりこの水冷磁石であり、Fig. 8 は現在もそこで用いられているビッター板である。

5 章において、水冷磁石には大電力が必要であることを述べたが、ここではもっと具体的にかつ定量的に議論してみよう。このような計算を直接読者が必要とする機会はないかもしれないが、共同利用などで強磁場施設を訪れたとき何かの参考になるかと思う。

よく知られているように磁場 H と電流 I の関係は無限長ソレノイドコイルでは式 (19) にも書いたが、単位長さ当たりの巻数を N として、 $H = NI$ [A/m] である。有限長コイルではこれに 1 より小さい係数 k が加わる。 k はコイルの軸方向および半径方向の関数になるが、ここでは簡単のため中心磁場 H_0 だけを考える。すると

$$H_0 = k_0 NI \quad [\text{A/m}] \quad (23)$$

と書ける。この k_0 を計算してみよう。単純に線を巻いたコイルの電流と発生磁場の関係はよく教科書などに演習問題として取り上げられているが¹⁴⁾、このようなビッター型磁石のコイルのように電流密度が半径方向に一様でない場合はほとんど見られない。上に述べたビッター磁石、すなわちビッター板をらせん状に重ねた磁石をモデル的に Fig. 9 のようなヘリックスと考える。内半径 a_1 、外半径 a_2 、長さ

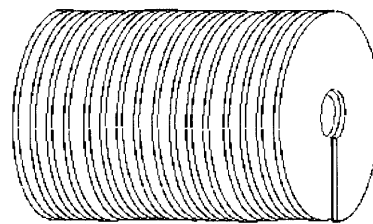


Fig. 9 Schematic view of helix magnet as a model of Bitter magnet

2*l*, として模式的な断面図を Fig. 10 に示す. また後のために次のことを定義しておく.

$$\alpha = \frac{a_2}{a_1} \quad \beta = \frac{2l}{a_1} \quad (24)$$

中心軸上のコイルの一端を原点 *O* とし, そこから *x* 離れた *P* 点での磁場を求めることにする. *P* から *x* 軸上で *y* 離れたところにおいて厚さが *dy* で, 半径方向 *r* の位置での厚さが *dr* の部分を考える. 断面積 *dy* × *dr* の部分の巻数 *dN* は

$$dN = Ndy \quad (25)$$

である. また半径方向 *r* の位置での微小部分の微分電流密度 *di(r)* は後で示すように *r* に逆比例するので便宜的に

$$di(r) = i_0 \frac{dr}{r} \quad (26)$$

とおいておく. するとこの部分から生じる磁場は Biot-Savart の法則を使って,

$$dH = \frac{di(r)r^2 dN}{2(r^2 + y^2)^{3/2}} = \frac{i_0 N r}{2(r^2 + y^2)^{3/2}} dr dy \quad (27)$$

となる. これを *P* 点から見たとき, 左側の部分は $-x$ から右側の部分は $2l - x$ まで積分し

$$H = \frac{i_0 N}{2} \int_{a_1}^{a_2} dr \int_{-x}^{2l-x} \frac{r dy}{(r^2 + y^2)^{3/2}} \\ = \frac{i_0 N}{2} \int_{a_1}^{a_2} \left[\frac{2l-x}{r\sqrt{r^2 + (2l-x)^2}} + \frac{x}{r\sqrt{r^2 + x^2}} \right] dr \quad (28)$$

が得られる. 今中心 $x=l$ における磁場だけを考慮しているので容易に積分できて

$$H_0 = i_0 N \int_{a_1}^{a_2} \frac{l}{r\sqrt{r^2 + l^2}} dr = i_0 N \ln \left(\alpha \frac{\beta + \sqrt{1 + \beta^2}}{\beta + \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \right) \\ = \frac{NI}{\ln \alpha} \ln \left(\alpha \frac{\beta + \sqrt{1 + \beta^2}}{\beta + \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \right) \quad (29)$$

となる. ただし *I* は全電流

$$I = \int_{a_1}^{a_2} di(r) = i_0 \ln \alpha \quad (30)$$

である. したがって

$$k_0 = \frac{1}{\ln \alpha} \ln \left(\alpha \frac{\beta + \sqrt{1 + \beta^2}}{\beta + \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \right) \quad (31)$$

ということになる.

次に半径方向 *r* の位置で幅 *dr* の微小部分の抵抗を考えてみよう. 絶縁物を含めたビッター板の厚さを *c* とし (し

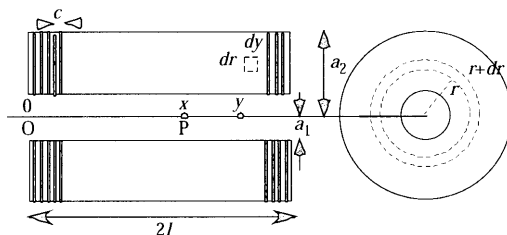


Fig. 10 Definition of parameters of a helix coil.

たがって $N=1/c$), 導体部分の割合を λ とすると導体部分の厚さは λc と書ける (λ を充填率という). したがって断面積 $\lambda c \times \delta \rho$ で長さ $2\pi r \times 2lN$ ($2lN$ は全巻数) の部分の抵抗を $R(r)$ として,

$$R(r) = \rho \frac{2\pi r \times 2lN}{\lambda c dr} = \frac{4\pi \rho a_1 \beta N^2}{\lambda} \frac{r}{dr} \quad (32)$$

と表すことができる. 全抵抗 *R* はこれの逆数を積分して

$$\frac{1}{R} = \frac{\lambda}{4\pi \rho a_1 \beta N^2} \int_{a_1}^{a_2} \frac{dr}{r} = \frac{\lambda \ln \alpha}{4\pi \rho a_1 \beta N^2} \quad (33)$$

から得られる. このコイルの両端に電圧 *V* をかけると半径方向 *r* の位置での微小部分の微分電流との間に,

$$V = di(r)R(r) \quad (34)$$

の関係が成り立つ. したがって,

$$di(r) = \frac{\lambda \ln \alpha}{4\pi \rho a_1 \beta N^2} V \frac{dr}{r} \quad (35)$$

となり *di(r)* が *r* に逆比例することがわかる.

一方, この磁石で消費される電力 *W* は

$$W = I^2 R = (i_0 \ln \alpha)^2 \frac{4\pi \rho a_1 \beta N^2}{\lambda \ln \alpha} = i_0^2 \frac{4\pi \rho a_1 \beta \ln \alpha}{\lambda} N^2 \quad (36)$$

したがって

$$i_0 = \frac{1}{2N\sqrt{\pi\beta \ln \alpha}} \sqrt{\frac{\lambda W}{\rho a_1}} \quad (37)$$

を得る. そして式 (29) は

$$H_0 = \frac{1}{2\sqrt{\pi\beta \ln \alpha}} \ln \left(\alpha \frac{\beta + \sqrt{1 + \beta^2}}{\beta + \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \right) \sqrt{\frac{\lambda W}{\rho a_1}} \quad (39)$$

となる. これを

$$H_0 = G \sqrt{\frac{\lambda W}{\rho a_1}} \\ G \equiv \frac{1}{2\sqrt{\pi\beta \ln \alpha}} \ln \left(\alpha \frac{\beta + \sqrt{1 + \beta^2}}{\beta + \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \right) \quad (40)$$

とおくと *G* はビッター板の厚さや巻数など関係なくなって汎用性が高くなる. *G* は形状因子と呼ばれる. この式は水冷磁石に関する名著である D. B. Montgomery 著 SOLENOID MAGNET DESIGN¹⁶⁾ にも出ている.

このように最初与えられた条件, 投入電力 *W* と内径 *a*₁ において, 強磁場を効率よく発生させるためには, 充填率 λ をできるだけ 1 に近づけ, できるだけ比抵抗 ρ の小さいものを使い, できるだけ形状因子 *G* が大きくなるように設計することが重要である. 現実問題として, ビッター板の材料としては銅かそれに類する合金を使うことになり, 比抵抗として銅の室温の値を使ったとしても $\rho = 1.8 \times 10^{-8}$ Ωm 程度であり, また λ の値は, たとえば東北大学金属材料研究所強磁場超伝導材料研究センター (金研強磁場センター) で用いている水冷磁石の場合では $c = 2.5$ mm に対し絶縁板の厚さが 0.1 mm, 金属部の厚さが 2.4 mm なので $\lambda = 0.96$ である. この値も現存する絶縁材料を使う限り設計によって大幅に変わることはない. *G* は磁石の形状だけで決まる量であるので, 最も *G* が大きくなるようにを α

と β 通じて磁石のサイズを決めればよい。Montgomeryはこの計算を当時苦労して行った¹⁶⁾。しかし今ではパソコンで簡単に計算できる¹⁷⁾。こうしてみると、いくら α と β を調整しても G の値はたかだか $G=0.166$ 程度である。 $a_1=2.5\times 10^{-2}$ mと仮定したとき、 $B=H_0/\mu_0=20$ Tを出すためにどれだけ電力が必要であるか計算してみると、上に挙げた数値を使って $W=4.3\times 10^6$ Wとなる。実際には磁石以外でのロスを含めてもっと大きな電源が必要となる。現実にはたとえばフロリダ州立大学にあるNational High Magnetic Field Laboratory (NHMFL)では24 MWの電力を使って32 Tの定常磁場を発生している。

冷却水を流すための穴の位置を決めるのは多少厄介である。穴の周りに応力が集中するので、温度とのバランスをとり最適の穴の位置と大きさを決めるのが設計のポイントである。まず適当に穴の位置を仮定して有限要素法で応力分布や熱分布を計算する。さらに別の穴の位置にしたときどうなるか計算する。このような過程を繰り返して最も良い位置と穴の大きさを決める。これには経験が大きくものをいうようである。

材料として、銅より高強度のアルミナ分散銅などが使われたこともあるが、最近銅と銀の合金で非常に強度が高くしかも電気抵抗が銅に近い材料がわが国の物質材料研究機構で開発され、現在はこれが主流となっている。またビッター磁石を2層、3層に重ねたものもあり、これらをポリビッター型磁石という。Fig. 8はダブルビッター型のビッター板である。絶縁板には耐熱性、耐圧性からみて、ポリイミド・ガラス積層板などが使われている。

このような水冷磁石は超伝導磁石と違ってインダクタンスが非常に小さく、またフラックスジャンプのような問題もないので非常に早く磁場を掃引することができる。また磁場の方向を逆転させることも可能である。

電力会社から供給される高圧の交流電力はサイリスタで直流に変換され、幾段かのフィルターでノイズが除去され安定化される。磁石に利用する場合、極端に高い安定度が要求され、たとえば20 Tで 10^{-4} Tの精度以上で測定を行いたい場合、 10^{-6} の安定度が必要ということになる。電力会社から供給される電力は、発電所から変電所を経てわれわれのところにくるまでに工場などの負荷が並列に入っており、そのようなところで発生するノイズが多く含まれている。それを取り除くことは容易ではない。金研強磁場センターの場合安定度は 10^{-4} 程度であり、必ずしも精密実験に適しているとは言えない。磁石の冷却も大仕掛けになる。消費電力すべてが熱になるわけであるから、冷却が不十分であると磁石はあっという間に溶けてしまう。純水を高圧ポンプで循環させ、磁石から取った熱を熱交換器で通常の水に移し、それを別の冷却装置で冷却する。金研強磁場センターでは巨大なクーリングタワーが使われているが、外国では川の水で冷却しているところもある。しかし

川の水温が数度とはいえ上昇するので生態系に影響を及ぼす可能性もある。上で述べたビッター板の穴の壁面で磁石で発生した熱が冷却水に移るわけだが、接触面積は小さく接触面での銅から水への熱伝導も悪いので穴の位置や大きさをうまく決める必要がある。また冷却水がスムーズに流れないと気泡ができ熱伝導の低下や磁石の振動をもたらしたりする。

6.5 ハイブリッド磁石

水冷磁石で発生できる磁場よりもっと強い磁場を発生させるために、水冷磁石の外側に超伝導磁石を置き、磁場のかさ上げをしてやろうという発想でできたものがハイブリッド磁石である。水冷磁石の開発より時代はずっと下るが、1967年サバティカルでOxford大学に滞在していたMITのD. B. MontgomeryはClarendon研究所のM. Woodと議論していて、超伝導磁石と水冷磁石を組み合わせると20 Tを超える磁場を発生できるのではないかということをおもいついた。彼はMITに戻ると直ちに実行に移し、最初のハイブリッド磁石がFBNMLに作られた。そして1976年30 Tが実用化され、オランダのNijmegen大学にも輸出された。またフランスのグルノーブルにあるGrenoble High Magnetic Field Laboratory (Grenoble HMFL)でも1982年やはりハイブリッド磁石によって30 Tの実験が可能になった。東北大金属材料研究所では次世代の強磁場として、1981年にハイブリッド磁石が設置された。ここは強磁場発生用超伝導磁石用線材開発を目的とし、産官学の共同研究が行われ、Ti添加Nb₃Snの実用化を行い、それをういて超伝導磁石を強化し、1986年当時世界最高の31.1 Tを達成した¹⁸⁾。

ハイブリッド磁石の構造の概略はFig. 11(a)のようである。このような磁石の超伝導磁石には、それが内径300~500 mmもの大口径であるため線材に大きな力がかかること、内側の水冷磁石の掃引により交流損失が生じること、などの問題がある。したがってだいたい10~14 Tが限界のようである。冷却のための液体ヘリウムの消費も膨大である。金研強磁場センターのハイブリッド磁石を例にとると、ヘリウム冷凍機で20 Kまで冷やし、その後液体ヘリウムを磁石の上まで十分満たすのに約500 Lの液体を必要とする。そして毎時20~30 Lものヘリウムが蒸発する。また内側の水冷磁石は基本的には6.3で述べたものと同じであるが、外径が制限されていることや単体で用いるときより大きな力がかかるという問題がある。

ハイブリッド磁石の磁場掃引は超伝導磁石から先に行う。この内径500 mmもの巨大な超伝導磁石は大きなインダクタンスをもっているのだからかなりゆっくりとした掃引になる。また交流損失によるクエンチをさけるためにも遅い掃引が必要である。また内側に置かれた水冷磁石の掃引は、単体では早くできたもののハイブリッド磁石では外側の超伝導磁石との相互作用を考慮しやはりかなり遅い。金

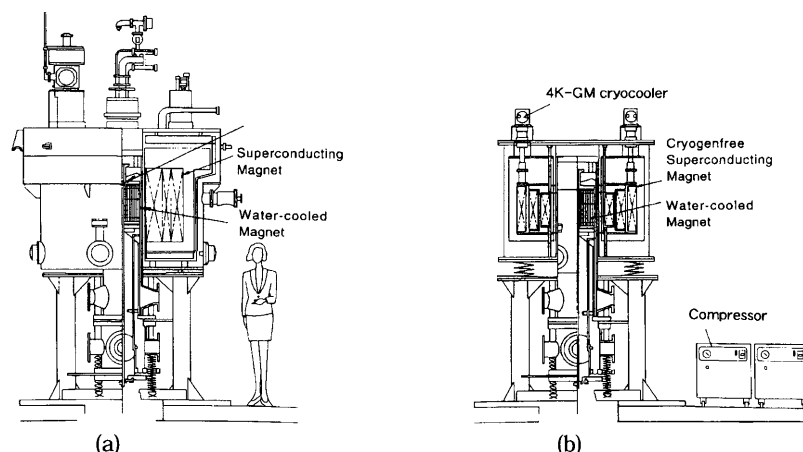


Fig. 11 Schematic view of hybrid magnet at HFLSM. (a) old type and (b) new cryogen-free type hybrid magnet.

Table 1 A list of large high field facilities with hybrid magnets in the world.

Facility	Power (MW)	B_{\max} (T)	Home page
High Field Laboratory for Superconducting Materials	8	31	http://www.hflsm.imr.tohoku.ac.jp
Tsukuba Magnet Laboratory	15	37	http://akahoshi.nims.go.jp
National High Magnetic Field Laboratory	24	45	http://www.magnet.fsu.edu
Grenoble High Magnetic Field Laboratory	20	30	http://ghmfl.polycnrs-gre.fr
Nijmegen High Field Magnet Laboratory	6	30	http://www-hfml.sci.kun.nl

研強磁場センターの例では最高磁場に至るまで超伝導磁石が約 35 分、その上で水冷磁石が約 30 分かかる。

より強い磁場を出すためには電力の大型化が一つの流れである。現在 NHMFL で 45 T が達成されている¹⁹⁾。このような方法をもってしても、電力さえ大きくすればいくらでも強い磁場が得られるというわけではなく、力学的限界、熱的限界によって 60 T 程度が限界でないかと考えられる。

しかし大電力化、強力化だけが能ではない。利便性も大きな重要なファクターとなる。特に外側の超伝導磁石は巨大で、液体ヘリウムの注入、追加注入などかなりの労力を必要とする。また大量のヘリウムの液化作業、液化機の保守など予備作業も簡単ではない。これらの問題を一気に解決するため、この大型超伝導磁石を無冷媒型に置き換えることが金研強磁場センターで行われた²⁰⁾。Fig. 11(b) のような世界で初めての無冷媒型 23 T ハイブリッド磁石はすでに完成し、実際に利用されている。現在 30 T 磁石用の外側超伝導磁石が無冷媒型に置き換えられようとしている。これにより 100 L/h のヘリウム液化機も不要になりスペースの活用など付加価値も馬鹿にならない。今後無冷媒型超伝導磁石をハイブリッド磁石に使うことが時流になるだろう。

このようなことからハイブリッド磁石の建設・維持には莫大な費用がかかりどこにでも置けるような代物ではない。したがって研究者個人で保有することはまず不可能で、共同利用設備として用いられているのが原則である。

Table 1 はハイブリッド磁石を備えた施設の一覧表である。各施設の詳細を知りたい人のためにホームページを載せた。

謝 辞 この節を書くに当たって、東北大学金属材料研究所強磁場超伝導材料研究センターの渡辺教授と淡路助教授に多くの助言を得た。

参考文献

- J. E. Kunzler, E. Buehler, F. S. Hsu, and J. H. Wernick: *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 89 (1961).
- T. Kiyoshi, A. Sato, T. Takeuchi, K. Itoh, S. Matsumoto, O. Ozaki, K. Fukushima, H. Wada, M. Yoshikawa, T. Kamikado, S. Ito, T. Miki, T. Hase, M. Hamada, S. Hayashi, Y. Kawate, and TR. Hirose: *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **12**, 711 (2002).
- K. Watanabe, Y. Yamada, J. Sakuraba, F. Hata, C. K. Chong, T. Hasebe, and M. Ishihara: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **32**, L488 (1993).
- 「超伝導・低温工学ハンドブック」低温工学協会編（オーム社）。
- F. Bitter: *Rev. Sci. Instr.*, **7** 479 (1936).
- F. Bitter: *Rev. Sci. Instr.*, **8** 318 (1937).
- たとえば山崎修一郎，後藤憲一著：詳解電磁気学演習，p. 236（共立出版）。
- D. B. Montgomery 著：SOLENOID MAGNET DESIGN (Wiley-Interscience, 1969) (The cgs unit system is used in this book).
- 文献 5) の p. 15
- Y. Nakagawa, K. Noto, A. Hoshi, K. Watanabe, S. Miura, G. Kido, and Y. Muto: *Physica B*, **155** 69 (1989).

- 19) B. L. Brandt, S. Hannahs, H. J. Schuneider-Muntau, G. Boebinger, and N. S. Sullivan: *Physica B*, **294-295**, 505 (2001).
- 20) K. Watanabe, S. Awaji, K. Takahashi, and M. Motokawa: *Physica B*, **294-295**, 541 (2001).

(2003年3月25日受理)

本河光博 もとかわ みつひろ

昭37 阪大理卒, 昭42 阪大理助手, その後講師, 助教授を経て, 昭61 神戸大理教授, 平6 東北大学金研教授, 平7~14 強磁場超伝導材料研究センター長, 平14 定年退職, 名誉教授, 平14 東北大学, フンボルト大学, 福井大学など客員教授, 平15 福井大学客員教授, 現在に至る.

専門 磁性, 強磁場科学

(理博)