強磁界発生技術とその応用*

広 根 徳 太 郎**

強磁界発生技術というとき、電磁石による方式が第1に考えられるが、周知のようにこの方法は一定強度以上の磁場に対しては甚だ非能率的なものといえるであろう。電磁石はヨークの部分(半径: r_2)の磁束を極片(半径: r_1)でしぼる形の磁気回路であるが、極片間の磁界はほぼ $\log r_2/r_1$ に比例する。したがって $r_2:r_1=10$ である電磁石の作る磁界を倍にするためには $r_2:r_1=100$ にする必要があり、 r_1 を一定と考えるとヨークの半径を10倍にしなければならないが、そのためには使用されるべき鉄の量を 10^3 倍程度に増す必要がある。

A. Cotton が 50 kG の磁場発生のため設計した電磁石を 1928 年に CNRS の研究所に設置するために 130 t の鉄材を必要とした⁽¹⁾。したがって今日 500 kG の磁界を発生させるためには約 13 万 t の鉄材が必要ということになる。

わが国の強磁界発生技術は東北大学科学計測研究所の久保・田辺の開発研究に始まる⁽²⁾。久保らは特殊設計の交流発電機の出力側を同交流の半波を半周期間だけ強磁界発生用ボビンで短絡し径 15 mm 程度の空間に 0.01 s 間の継続時間を有する約 300 kG の強さの磁界を作り、種々の固体物理上のデータを挙げる事ができた。戦災によってこのマシンは焼失したが、その後この方式によるものはこの国でも再建されたことを聞かない。しかし大電流を切断する技術が進歩した現代において画期的な強度の磁場を発生せしめる技術として再考してもよいのではないと思われる。

その後、長時間持続しかつ相当の広がりをも有する磁界が必要となり種々の考案がなされた。まず冷却水を通じたコイルに長時間大電流を通電する方法が考えられるが、この際その直流電源の選択が問題となる。安定性の良好な Motor-Generator System が第1に考えられるが、しかし東北大学のマシン⁽³⁾はやや長周期のパルス磁界を発生せしめることも考慮し、短時間 overload に最

も強いといわれる水銀整流器(MR)を採用した。すなわち約 375 kVA 定格の MR を 24 個並列し、12 相整流によって起磁コイルに直流パワーを feed する。この方式の難点は整流出力側の脈流除去である。12 相整流の場合、 30° ずつ遅れた交流電圧を単純に相重畳せしめることにより作った直流電圧は

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\pi}{12} \left(1 - \cos \frac{\pi}{12} \right) / \sin \frac{\pi}{2} = 0.87\%$$

となり、その基本の周波数は 600 cps である。しかし脈流の原因となるものはこの外に、

- (1) 3 相交流電源の各相間のアンバランスと正規位相差値(30°)のずれ
- (2) 各水銀整流器の特性の差
- (3) 微少ではあるが各整流器のグリッド電位の差

があって、 $\Delta E/E$ は上掲の理論値より一般には大きくなる。特に(1)と(3)は電源側での調整並びにグリッド電圧を注意することによって最小にするようにした。また(2)は整流器タンクの温度差が主原因である。こうして起きた脈流を防止する手段として筆者らは図1に示すような結図で交流側にフィルター、直流側に共振フィルターを投入した。これらの効果は図2の通りであって両フィルターを併用することにより脈流はかなりの程度減少せしめ得ることがわかる(この場合、残っている脈流の相当部分は 50 cps のそれである)。

このようにして得られた出力側の直流は図3のような方式で、起磁コイル側の脈流を取り上げ整流器入力側に

図1 サイドフィルターを挿入した回路。

** 東北大学名誉教授、山形大学学長
* 第22回日本金属学会賞受賞記念講演(1977年4月4日、東京、東京大学工学部)
Intense Magnetic Field, Its Productions and Applications;
Tokutaro Hirone (Professor Emeritus of Tohoku University and President Yamagata University)
1978年1月30日受理

図2 フィルターの効果.

グリッド 係数	電流	脈 動 係 数	
		DCフィルター 使用せず	DCフィルター 使用
87 %	6480A	0.53 %	0.38 %
100 %	8170A	0.36 %	0.23 %
87 %	7350A	0.59 %	0.38 %
100 %	9150A	0.33 %	0.20 %

定電流装置

図3 強磁界発生回路と磁界の脈動係数.

1. 定電流装置使用 変動率 0.2% max
2. 定電流装置使用せず 変動率 0.63% max

図4 出力電流 (3500 A) (グリッド係数80%) の安定性.

feed back することにより, さらに脈流振幅を減少せしめることができる. 図4は結果であって脈流を 0.15% 程度に抑えることのできた例である. 次に本マシンの起

磁コイルとしては Bitter に よって考案された Bitter 型 のものを採用した. この方法によつて東北大学金属材料研究所においては1961年, 約 60 mmφ の space に 10 万 kG, 1964 年に 30 mmφ において約 120 kG の磁界を発生せしめることに成功した. この装置は世界的水準のものであるが, 同種のものとしては National Magnet Lab., MIT, Cambridge および Lab. d'Electroslatique et de Physique du Métal, Grenoble が

(いずれも Motor-Generator system を採用) 著名である.

一方, 継続磁界の発生技術として第2種の超電導体の開発に触れなければならない. この材料で作ったコイルはエネルギーの消費を伴わないで電流すなわち磁界を保つことができるが, その磁界が臨界値近くなると材料の超電導性が消え, このためコイル内の磁界も消失する. 1961 年以降, 第2種の超電導材料が開発され, その持つ強大な臨界磁界のため強磁界発生 の有力な手段となった. それ以降金属材料技術研究所で開発された V_3Ga , また Nb_3Sn 等の金属間化合物 $Nb-Zr$, $NiTi$ 等の固溶体合金等の細線のコイルを用い液体 He 等に浸漬して強磁界を発生せしめるが, このようにして作られた超電導マグネットの例としては, 内径 20 mm 程度のソレノイドで 100 kG の磁界を発生せしめた場合の中心部の磁界均一度は 20 mm の球内で 10^{-5} 程度のものが作られている半面, 3.0×4.6 mφ のような大型の超電導マグネットも数多く使用され, このスペースに約 20 kG の磁界を発生せしめることができる.

一方, 更に強い磁界を発生させるためには, 大容量 (2000 μF 以上 $\times$ 3000 V 以上) のコンデンサーをコイルを通じて放電し, ピーク mega gauss 程度の磁界を数 μs の間径 2 cm 程度の空間に発生せしめる技術, さらにこれらの組合わせによって持続時間と波型とを改善する方法も採用されている.

しかし, 測定の対象となる物性の如何によってはさらに長い持続時間を必要とするので前掲の水銀整流器を起磁コイルで短絡し, 秒の fraction 程度の継続時間で 300 kG 以上の磁界を得ることができた. ただしこの場合, 12 相整流のため 3% 以下の脈動磁界が重畳して起こるのはやむを得ない.

さらに強力なパルス磁界の生成には, 金属円筒の内部にあらかじめパルス磁界を発生させ, 同時にその円筒を

急圧縮する方法がある。圧縮によって磁界は外部に漏洩するが、圧縮の速さが適当ならばその際金属円筒内に生ずる電流が磁界の漏洩を防ぎ、磁束は円筒内に閉じ込められたまま濃縮される。圧縮の方法としては、一般に爆薬による方式が利用されるが、東北大学金研のデータではこの方法で安定的に MOe order の磁界が得られている。その磁界は勿論、経過時間中に变化するが、全経過時間は今のところ 10 μ s の程度である。

さて、このような手段で発生せしめた強磁場は広い応用範囲がある。たとえば磁界によるプラズマ閉じ込め、MHD 発電における磁界利用、強磁界内に侵入した電子より制動輻射などその一例であろうが、これらは著者の専門外である。ここでは強磁界を金属-固体物理学の研究に利用した例、特に著者が既往において関係した方面の成果の一端に触れたい。

磁界内におかれた各種の粒子の磁気エネルギーあるいはその軌道と磁界との間にはそれぞれ交互作用が起こり、それらのエネルギーの変化が生ずる。たとえば単一の電子は、 $\mu_B = \frac{e\hbar}{mc} = 9.02 \times 10^{-21}$ emu なる磁気エネルギーを有する。磁場との間には一般に μ なる磁気エネルギーは磁場 H との間には $-\mu H \cos \theta$ なる結合エネルギーが生ずる。ここに θ は磁界と磁気エネルギーとの間の角である。したがって磁気エネルギーが磁界と並行する場合と逆向の場合のエネルギー差 ΔE_{mag} は

$$\Delta E_{\text{mag}} = 2\mu H$$

となる。たとえば Mn^{2+} または Fe^{3+} などの陽イオンにおいては、その状態は $^6S_{5/2}$ であるから

$$\mu = 5\mu_B = 4.5 \times 10^{-20} \text{ emu}$$

したがって 1 mega G の磁界の下では、

$$\Delta E_{\text{mag}} = 9.0 \times 10^{-14} \text{ erg} = 0.06 \text{ eV} = 700^\circ \text{ K}$$

の程度となる。したがって 1 つのイオンの取り得る状態の間のエネルギー差 ΔE_{state} に比して上掲の ΔE_{mag} は必ずしも小さいとはいえない場合には磁界の影響がその物性に現われることも期待し得るであろう。この考えに基づいて行なった二、三の結果について述べたい。

第 1 に硫化鉄 Fe_7S_8 やセレン化鉄 Fe_7Se_8 の結晶における磁気異方性について述べたい⁽⁴⁾。これらの結晶は擬六方晶の複雑な格子であるが、液体ヘリウム温度を除く各温度で c 面内に磁界を作用せしめると、たとえば図 5 が示すように数百 G 程度で飽和に達する。また液体 He 温度では図 6 が示すように飽和させるには数万 G の磁界を要するが、その前に低磁界におけるクリープの段階を経なければならない。一方 c 軸方向に磁界を作用させると低磁界で磁化は一定値に達するが、それ以上の磁界では磁化はゆるやかなスロープで磁界とともにほぼ線型に増し、高磁界でようやく飽和する。

このような現象はその後の他の結晶、たとえば Fe_7Se_8

図 5 Fe_7S_8 のドライアイス温度における磁化曲線。

図 6 Fe_7S_8 の 1.2 K における磁化曲線。

においても見出されているが、磁気曲線の分析から次式で表わされる型の結晶磁気異方性エネルギー E_k があることが認められた。

$$E_k = -K_0 |\cos \theta| + K_1 \sin^2 \theta \sin^2 \varphi + K_3 \cos^2 \theta + K_4 \cos^4 \theta + \dots$$

ここに θ と φ は c 軸に対する自発磁気の極角と方位角、 K_i は常数である。この形の異方性エネルギーのため自発磁気は一般に c 面内および c 軸以外の方向をとるが、この項は結晶内の Fe^{2+} イオンの s-l 結合から発生するものであることが安達の解析によって明らかにされた⁽⁵⁾。

さて次に示すものは、磁界の作用が相転移を誘発せしめる実験例であって、ここでは α -Hematite のそれについて述べる。

α -Hematite は rhombohedral の対称性を有する結晶で転移点 (~ 250 K) 以下では c 軸方向にスピン軸を有する反強磁性、また転移点以上の温度ではスピン軸は c 面内に移るが、この場合はいわゆるスピンの幾分 cant して弱い強磁性 (自発磁気) が生ずることが知られている。

さてこの結晶の c 軸方向に転移点以上の温度 (たとえば 290 K) において磁界を作用せしめる $\chi_{F//} = 1.74 \times 10^{-5}$ emu/g なる帯磁率のもとに磁化は磁界に比例して増加する⁽⁶⁾。ところが転移点下の温度で磁界を作用さ

せると弱磁界では $\chi_{A//}$ が観測され

$$\chi_{A//} < 10^{-6} \text{ emu/g}$$

である。しかし磁界がある特定値 H_{c1} に達すると図 7 が示すように磁気は急に増加し、さらに磁界を増すと H_{c2} で転移点以上の磁気曲線と一致するに至る。なお臨界磁界の H_{c1} と H_{c2} とは温度の下降とともに次第に増大することも図 7 から読みとることができる。

この現象は転移点以下の温度においてはスピン軸が c 面内にある反強磁性 (弱強磁性) の低温状態から磁界の作用のため c 軸にスピン軸のある高温の状態への転移が磁界の作用によって誘発されたものと解することができる。

図 7 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ の [111] 軸に平行な方向の磁化曲線。

c 面内の磁界を作用させた場合の変化はやや複雑である。転移点より上の温度で c 軸に垂直に磁界を作用せしめると、図 8 が示すようにきわめて弱い磁界ですでに $m_0 = 0.4 \text{ emu/g}$ 程度の自発的磁気能率を示すが、さらに磁界を加えると磁化は $\chi_{F1} = 1.9 \times 10^{-5} \text{ emu/g}$ の帯磁率を持って直線的に増大する。

一方転移点以下の温度 220 K で磁界を作用せしめると磁気は $\chi_{A1} = 2.4 \times 10^{-5} \text{ emu/g}$ の帯磁率を持って直線的に増大するだけだが、その途中の温度では同図曲線 b, c のように中間の磁界では一旦転移点以上の温度での磁気曲線 d と完全に一致する経過をたどる。すなわちこれらの事実は中間の温度では弱磁場の領域では低温相であるが中間の磁界中で一旦高温相に移るが、さらに磁界強度を増すと再び低温相に移ると理解してよいであろう。このことは結晶の持つ対称性により導き出せる結晶磁気異方性よりこの変化の起ることを予言することもできるが、しかし図 8 の示す特性を正確に誘導することは困難である。

以上は固体内の電子スピン等の磁気能率と磁場との交互作用によって生ずる現象の研究の一例を述べたが、他方磁界の影響のため固体内電導電子の運動は磁界垂直の

図 8 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ の (111) 面における磁化曲線。

面内では量子化され離散したエネルギー準位が生まれるが、磁界方向の運動にはこのことは起らない。磁界の作用によるこのような変化とエネルギー帯構造との相互関係のため種々の現象が起こる。すなわち作用する磁界を次第に増加せしめると当初は多くの離散した準位間のエネルギー差は僅かであるが、磁界強度が上るにしたがってその差は拡大する。このため当初は多くの準位に分布して電導電子は磁界の強化とともに次第に低エネルギーの方に移動するが、準位が離散しているため磁界の増加により、この移動は不連続的に特定の磁界で生起する。したがって多くの金属、半金属の電気磁気的性質は磁界の増加と共に不連続的 (振動的) な変化を示す。このうち帯磁率の磁界による振動は古くから de Haas-van Alphen 効果として知られる現象である。また Photon または Phonon の磁界の増加による振動的吸収・発散もほぼ同様の原因によるものである。これらの現象の観測により金属および半金属の電子構造の知識は大いに豊かになりつつあるが、これらの現象は筆者の専門外なので割愛する。

文 献

- (1) *Les Champs Magnetiques Intenses, leur Production et leurs Applications*, Editions du CNRS, (1967), 12.
- (2) J.Okubo and Y.Tanabe: 東北大学科研報告, 2(1952), 1.
- (3) T.Hirone: *Les Champs Magnetic Intenses, leur Production et leurs Application*, Editions du CRNS, (1967), 107.
- (4) K. Sato et al.: J.Phys.Soc.Japan, 19(1964), 1952.
- (5) K. Adachi: J. Phys. Soc. Japan, 61(1961), 2187; J.Phys.Radium, 24(1963), 725.
- (6) T.Kaneko and S.Abe: J.Phys. Soc. Japan, 20(1965), 2001.