磁 気 蔽 遮

小 笠 原 武・Ludwig Boesten

日本大学理工学部 東京都千代田区神田駿河台 1-8

(1973年 7 月19日受理)

Magnetic Shielding

by Takeshi OGASAWARA and Ludwig Boesten

College of Science & Engineering, Nihon Univ. 1-8 Kanda-Surugadai, Chiyoda-ku, Tokyo

(Received July 19, 1973)

Synopsis :

The article gives a fairly extensive review of the available literature about low-H magnetic shielding. Beginning with ferromagnetic cylindrical shieldings, the theoretical design equations for transversal and longitudinal DC and low frequency (≤ 1 MHz) AC fields, inclusive leakage fields from the ends, are presented, discussed and compared with actually designed shields. Experimental procedures (demagnetization and shaking), which help to raise the shielding ratio together with limits and problems of such shieldings are listed. Superconducting shielding is covered in three sections: stationary, rotating, and expanding (balloon-type) shieldings, and again, a survey of results achieved and limits of superconducting shieldings are presented. Finally, a short section covers the main features of active shielding with degaussing coils. An appendix outlines methods of shielding against strong fields and shortly discusses conventional low-H magnetometers. A list of the major literature is added.

§1. はじめに

1964年スタンフォード大学線型加速器センター (SLAC) で 2 マイル長の電子線型加速器が建設されていたとき、設計者は次の問題にぶつかった。すなわち、2 マイルも走る電子に地球磁場 0.5 Oe が作用すると、その軌道が曲げられてパイプと衝突してしまい実験に支障をきたす。そこで、まず線型加速器 (円筒) に、高透磁率の軟鉄の磁気遮蔽をもうければ十分であろうと考えたにちがいない。しかし、これでえられた円筒内の磁場は 15 mOe で、まだ不十分であった。Herrmannsfeldt らは、円筒に平行にとりつけられている細長いコイル (実際には、ただ 8 本の電線) に電流を通じて地磁気を打消せば、この遮蔽がもっと効くと考えたらしい。ところが、製作中にさまざまな磁気

的影響を受けたこの円筒遮蔽体には、ところどころに残留磁化 (軟鉄のヒステリシス曲線を思いおこしてほしい) が残っていたようである。Herrmannsfeldt は、それを打ち消すために、別のコイル、または遮蔽体自身に交流を流し、その振幅をゆっくりへらして、よく知られている交流消磁を行なったところ、ふしぎな現象を見出した。つまり、軟鉄遮蔽体は一様に磁化されており、その磁化が、円筒内にしみこんだ地球磁場と反対の方向で、遮蔽体が消しきれなかった磁場をさらに約 1/30 に弱めてくれて 0.5 mOe をえた。Herrmannsfeldt らは、次のように考えた。地球磁場をあらかじめコイルに流す DC 電流で約 1% (5 mOe) までおとしておき、そこで遮蔽体の交流消磁を行なえばどうであろうかと。その結果、内部の磁場はさらに 1 桁さがり、50 μ Oe となった。ところで、この場合

軟鉄の磁気遮蔽度は、前の値 1,000 (0.5 Oe→0.5m Oe) より低下しているのであった。すなわち、外部磁場 5mOe に対して内部の磁場 50μOe で遮蔽度は 100 でしかない。この値は、前の遮蔽度に比べ約 1/10 になっていたが、全体としてはよくなったのである。

以上は、磁気遮蔽のほとんど全ての重要な方法を援用してやっと磁気遮蔽の問題の解決をえた一例にすぎないが、これは現在の非常に高度な磁気遮蔽への要求をみたすためには、ごく普通の手法である。さらに二三の例をあげよう。星間空間の微弱な磁場分布を観測するための宇宙船の構造材の磁性テスト、地球物理とくに岩石磁気、最近の SQUIDS (超伝導量子干渉効果による高感度磁束計) による磁気心電図の観測等には、微小磁場空間が不可欠になってきた。

コイルに流す電流で環境磁場を打ち消す方法は能動的遮蔽 (active shielding) とよばれる。これに対し、軟鉄を用いるのは、受動的遮蔽 (passive shielding) とよび区別する。この中には、強磁性磁気遮蔽 (ferromagnetic shielding) と、超伝導体を使用する超伝導磁気遮蔽 (superconducting shielding) がある。いずれ、読者の実験室でも、このような磁気遮蔽の必要性が生じるかもしれない。そこで、その主な分野をたどって説計の概要をのべ、また具体的な諸問題について説明したいと思う。なお、参考文献を各セクションの冒頭にまとめて引用したのは、読者がより詳しく考察したいとき、それら全部に目を通してほしいからで

ある。

§2. 強磁性遮蔽
(Ferromagnetic Shielding)^{12),37)}

まず、最も多く使われている強磁性遮蔽をとりあげよう。これに用いる強磁性体といっても種々さまざまなものがあり、遮蔽材に適しているものを第 1 表にあげた。地磁気程度の弱磁場に対しては、高透磁率材である Mu-metal, 4-79 Permalloy の Ni-base 合金 (JIS 規格 PC 材等) が販売されているが、外部磁場の強さの増加とともに、PB 材、電磁軟鉄、さらに強い磁場では Permendur などの Fe-base 合金を併用する必要が生じるかもしれない。これらの材料によってえられたいろいろな磁気遮蔽の具体例は第 3 表 (8 頁) にならべたが、およその見積としては、10⁴Oe は割合容易にえられるようである。なお通常の実験室で、どの程度のバックグラウンド磁場があるかを第 2 表にあげた。

強磁性遮蔽の詳細に入るまえに、強磁性体の主な特性をみなおしておけば、後の説明が楽になると思う。次の磁化曲線をよく区別しなければならない。すなわち、

- (a) 強磁性体をゼロ磁場で熱消磁したのち、外部磁場 H_e が徐々に増加するときえられる処女磁化カーブ (第 1 図)。
- (b) はよく知られたヒステリシス曲線である。ただ

第 1 表 強磁性遮蔽用材料、国内三社で入手可能なものを・印で示した。

JIS	material	%-composition	μ	TK	ST	NK
	iron Si-steel Sendust 2V-Permendur	99.8 Fe 0.5~6.5 9.6 Si; 5.4 Al 2V; 49 Co	200 280~1,390 25,000~38,000 saturation-H 1,000 G	•		
PD		36 Ni; (Mo)	3,000~5,700	•	•	•
PB	45-permalloy	45Ni; (Mo)	2,000~5,800	•	•	•
	Mu-Metal (US) Mu-Metal (UK)	77Ni; 5Cu; 1.5Cr 77Ni; 4Mo; 5Cu	25,000 50,000			
PA	78-permalloy	78 Ni	15,000~100,000		•	
PC		78 Ni, Mo, Cu	25,000~180,000	•	•	
PA?	4-79Mo-perm.	79 Ni, 4 Mo	25,000~100,000	•		•
	supermalloy	79 Ni, 5 Mo	25,000~100,000	•		

TK=TOKIN; ST=SUMITOMO; NK=NIKKO

し、注意してほしいのは、これは磁場 H_e を磁化が飽和するまで増加したときのヒステリシスであること（第2図）。

(c) は、非飽和的、または $H_e=0$ のまわりに対称的に変化する H_e の場合のヒステリシスの様子を示している（第3図）。

(d) それとは別に第4図には、いわゆる小ヒステリシスのさまざまな形が描かれている。原点の近くの小ヒステリシスは、小さい H_e 変化に対しては可逆的になるが、その他のすべての領域では、 H_e が周期的に変われば必ずヒステリシス（つまりループ）が生じることは大切である。図からもわかるように、すべての小ヒステリシスは飽和曲線の間にはさまれ、その平均傾斜は、原点からはなれればはなれるほどゆるくなる。曲線 d は、 H_e の経過とともに磁化がどう変わるかを例示するものである。なお、磁化曲線（正確には B 曲線）の傾きを透磁率というが、全体的な $\mu \cong M/H_e$ と、incremental permeability $\mu_d = (\Delta M / \Delta H_e)_H$ を区別するのが普通である。

第2表 実験室のバックグラウンド磁場

earth field	350 mG
variation of earth field	0.35 mG
city field (50 Hz)	0.15 mG
laboratory building	2.5~10 mG 1.2 mG/m
1 cm from {brass transistor case	2.5 mG 0.6 mG
3m from wiring 3A	2 mG

以上は主に DC 磁場に対する話であるが、外場が交流的 (AC) に加わるとき、また DC と AC が同時に加わるときはどうであろう。具体的な例として、強磁場を扱っている実験室によく起こる問題を考えよう。ある人が不注意で腕時計を磁化させてしまいくるいが生じた。これを直すのに、うけた磁場 H と反対の $-H$ をかけてみたらどうか。全く効果がないのは第2図から明らかである。正しい治療法は、いわゆる交流消磁法である。時計を交流コイルの中に入れ、slidac で磁場を上げ、そしてゆっくり電流をゼロまでへらせば時計がなおる（第5図）。

最後に、DC と AC 磁場が同時に加かったときの様子は第6図に示されている。DC 磁場の各点において、このような“磁場中の交流消磁”を行なってえられた

磁化の各点をむすぶ磁化カーブは、非ヒステリシス曲線、または理想的磁化曲線（第7図）として古くから知られている。これをうまく利用して、例えばある H_e の中で、処女曲線の上にあった磁化をこの方法でかなり高いところまで増加させられる。それは、後にのべる遮蔽技術の重要な手つづきの一つである。

§2.1. 強磁性遮蔽の理論の総括³⁹⁾⁴⁰⁾

強磁性遮蔽に使う材料は高価で（安くしてもらっても kg 当り約 5,000円、加工代と熱処理代を入れるとその3倍）、また、遮蔽についての“常識”がとんでもない誤解を招くこともよくあるので（以下139頁参照）やはり遮蔽理論にたよる他はない。念のために、厳密な理論的とりあつかいをはじめて可能にする前提（じつはその応用をきびしく制限するのであるが）を列挙しておこう。

(i) 実用に供される遮蔽体に近い形状としては、同心の球状シェルまたは、同心の無限長円筒シェルで、外部磁場は円筒軸に垂直（横磁場）あるいは平行（縦磁場）である。

(ii) 各シェルの厚さはそれぞれ一定である。

(iii) 各シェル材のそれぞれの透磁率 μ は、磁場強度が局部的にちがっても一定値をもつ。

(iv) 外部磁場が遮蔽体の領域で一様である（AC 磁場の場合は、その波長が十分に長いこと；約 1 MHz 以下）。

磁気遮蔽の原理を二つのイメージで描写することができる。第一は物理的イメージで、外部磁場 H_e に遮蔽体の磁化がつくるもう一つの逆磁場 H_s を重ねあわせて、その結果、内部の磁場 H_i が H_e より小さくなる。第二は、回路的ないい方をかりて、異なった磁気ポテンシャルにある二つの点の間に、磁氣的抵抗が真空よりもずっと小さい path（磁気導線）を設けるというイメージである。後者からすぐわかるように、磁力線に垂直な遮蔽は無効であり、前者から無限長円筒が縦磁場に対して効かないことは明らかであろう。

さて上述の条件がみたされているとき、無限長円筒シェル内の磁場 H_i は一様である。外部の横磁場 H_e と H_i の比

$$S^{(e)} = H_e / H_i \quad (1)$$

を一般に遮蔽度 (shielding factor) とよぶ（ただし、これを incremental の遮蔽度 $S_d = \Delta H_e / \Delta H_i$ 、つまり H_e と H_i の変化分の比と解釈する人も多い）。 S の表式は Wills によって厳密にえられているが、そのままの形では見透しがわるいので、近似式を示す。すな

第 1 図

第 2 図

第 3 図

第 5 図

第 6 図

第 7 図

第 1 図 熱消磁後の処女磁化曲線

第 2 図 ヒステリシスループ

第 3 図 非飽和的ヒステリシスループ

第 4 図 incremental permeability μ_d , 小ヒステリシスループ, 磁気的な履歴

第 5 図 ゼロ磁場中の交流消磁

第 6 図 DC バイアス磁場中の交流消磁

第 7 図 非ヒステリシス磁化曲線

第 4 図

わち, 多重シェルの内側から 1, 2, 3 と番号づけ, 各シェルの透磁率を μ_i , 厚さ t_i , 外半径を R_i とすれば, 一般に $\mu_i \gg 1$ (≥ 100), $t_i/R_i \ll 1$ ($\leq 1/50$) がみられているので, 1 層, 2 層及び 3 層の $S^{(e)}$ は次式であたえられる。

$$1 \text{ 層} : S^{(e)} = 1 + S_1 \quad (2a)$$

$$2 \text{ 層} : S^{(e)} = 1 + S_1 + S_2 + S_1 \cdot S_2 \left(1 - \frac{A_1}{A_2} \right) \quad (2b)$$

$$\begin{aligned} 3 \text{ 層} : S^{(e)} = & 1 + S_1 + S_2 + S_3 \\ & + S_1 \cdot S_2 \left(1 - \frac{A_1}{A_2} \right) + S_2 \cdot S_3 \left(1 - \frac{A_2}{A_3} \right) \\ & + S_1 \cdot S_3 \left(1 - \frac{A_1}{A_3} \right) + S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 * \end{aligned}$$

$$* \left(1 - \frac{A_1}{A_2}\right) \left(1 - \frac{A_2}{A_3}\right) \quad (2c)$$

ここで S_i と A_i はそれぞれ

$$S_i = \frac{1}{2} \frac{\mu_i t_i}{R_i} \quad (3)$$

$$A_i = \pi R_i^2 \quad (4)$$

である。 $A_3=A_2$, $S_3=0$ のとき(2c)式は(2b)式となる。同心の球状シェルの遮蔽度 S は, $S_i = \frac{2}{3} \frac{\mu_i t_i}{R_i^2}$,

$A_i = \frac{4\pi}{3} R_i^3$ とおけば (2a)~(2c) 式がそのまま使えることを付記する。さらに, $S_i \geq 100$, $0.85 \leq [1 - A_i/A_j] < 1$ のときには, 上式の最終項が主項で遮蔽度 S の表式は簡単化される。

$$1 \text{ 層: } S = S_1 \quad (5a)$$

$$2 \text{ 層: } S = S_1 \cdot S_2 \left(1 - \frac{A_1}{A_2}\right) \quad (5b)$$

$$3 \text{ 層: } S = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \left(1 - \frac{A_1}{A_2}\right) \left(1 - \frac{A_2}{A_3}\right) \quad (5c)$$

$$\text{ただし, } S_i \geq 100; 0.85 < \left[1 - \frac{A_i}{A_j}\right] < 1 \quad (5d)$$

(5a)~(5c) 式を使うとき, (5d) の条件を忘れてはいけない。

ここで磁気遮蔽についての常識を少しためしてみよう。話を簡単にするために, $t=1\text{cm}$, $\phi=10\text{cm}$ の一層の球型遮蔽体を考えよう。磁気遮蔽は, 磁気導線

をもって磁氣的ショートを設けるということの意味するので, t をより厚くすれば, 遮蔽がよりきくと思われるかもしれない。しかし実際には全く反対なのである。1cm の壁の真中から一層ぬきとり, 例えば 4mm, 2mm (ぬいたところ), 4mm にすれば, 遮蔽度は著しくあがる ((2a), (2b) 式をつかいたしかめてほしい)。すなわち, 上述の式を用いるとき, S の最大値まで考えなければならないのである。普通, 遮蔽すべき空間 (つまり R_1) があたえられ, またしばしば材料の重さあるいは体積 V (=費用) にも制限がある。その条件のもとで, S の最大値をもとめよう。現実を用いる円筒シェルは有限の長さをもつが, その S は (5a-5c) 式で十分あらわされるものとし, すべての円筒の材質は同一とする。一例として 2 層の場合をアつかう。2 層の円筒の長さを L とすると, 材料の全体積は $V=2\pi L(R_1 t_1 + R_2 t_2)$ で, それゆえ,

$$t_1 + \gamma \cdot t_2 = V/2\pi L R_1 \equiv t_c (\text{const}), \quad \gamma = \frac{R_2}{R_1} \quad (6)$$

この条件で (5b) 式の S

$$S = \left(\frac{\mu}{2R_1}\right)^2 \cdot \frac{t_1 \cdot t_2}{\gamma} \left(1 - \frac{1}{\gamma^2}\right) \quad (7)$$

を最大にすればよい。ラグランジュの未定常数法により,

$$F = S - \lambda(t_c - t_1 - \gamma t_2) \quad (8)$$

といて, $\partial F/\partial t_1=0$, $\partial F/\partial t_2=0$, $\partial F/\partial \gamma=0$ と(6)式から t_1 , t_2 , γ がきまる。その結果最適条件として

$$t_1 = \frac{1}{2} t_c, \quad t_2 = \frac{1}{2\sqrt{2}} t_c,$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (9)$$

がえられる。これは第1シェルと第2シェルの重量が等しく, $R_2=1.4R_1$ のとき S が最大となることを意味する。同様の計算を3層の場合にも行ない, 最適条件として, 全てのシェルの重量が等しく, $R_2=1.22R_1$, $R_3=1.73R_1$ をうる。なお, 実際にシェルを作るとなれば, S をあまり低下させることなく, R_i を最適寸法からどの程度ずらせるかは, 第8図から検討することができる。 S の最大はそれほど鋭くない (が, これは S_1 にもよる)。このグラフにおいて, 各シェルの重量は等しくと

第8図 三重円筒シェルの S . 各シェルの重量を等しくとり, シェル間の間隔をかえたときの S の変化の様子。
 $x=A_1/A_2$, $y=A_1/A_3$.

であり, $S_1=10$ とし, $x=A_1/A_2$, $y=A_1/A_3$ を意味する。

全重量があたえられたとき, いくつのシェルに分割すればよいのかは, 上にのべた 2 層, 3 層の S の最大値を相互に比べればよい。その結果, 材料が少ないときは単一シェルがよく (さきにのべた常識テストと逆), 重量の増加とともに 2 シェル, 3 シェルに分割するのがよい(第 9 図)。なお, 種々の理由によって, 高透磁率材からつくられる遮蔽体は, 3 以上に分割するとかえって悪い結果をもたらすことを指摘しておきたい。

これまでは無限長円筒シェルの扱ったが, 現実には有限長で, 端部の効果²⁷⁾を考えなければならない。半径 R の円筒の端面からの距離を z とすれば, もれ磁場は z とともに指数関数的に減少し,

$$H_i(z) = 0.33 H_e \cdot \exp(-7z/2R) \quad (10)$$

(横磁場の場合)

であらわされる。これより, もれ磁場は端面から一直径距離侵入するごとに, ほぼ 10^{-3} に減衰する。開放端をもつ円筒シェル内の磁場は, もれ磁場と (2) 式によって計算された残留磁場の合計であることはいうまでもない。なお, もれ磁場を軽減するには, 磁氣的短絡回路として, 端部に蓋をつけて閉じればよい。

いままで扱ってきたのは横磁場だけであったが, だ

第 9 図 強磁性遮蔽の分割法。 t_c は全材料を半径 R_1 の最内シェルにあつめたときの厚さ。図中の 1, 2, 3 は, 各領域で 1, 2, 3 分割が最も有効であることを示す。

(a) 各シェルの長さ一定 (b) 各シェルの半径 R_i , 長さ L_i として $R_i/L_i = \text{const.}$ のとき。

からといって, 例えばクライオスタットをかこむ磁気遮蔽を地磁気に垂直におくわけにもいかない。したがって少なくとも, 縦磁場の遮蔽効果²⁶⁾を検討しなければならぬであろう。すでにのべたように, 無限長円筒は縦磁場に対して遮蔽効果はない。有限長の場合, ごく粗いモデルによる近似計算しかないが, それを紹介しよう。長さ L , 半径 R の単一シェルの軸比 $p=L/2R$ の回転楕円体とみなし, 磁気回路による計算から, 縦磁場の遮蔽度 $S^{(v)}$ は

$$S^{(v)} = 1 + 4N \cdot S \quad \text{[両端開放]} \quad (11a)$$

$$S^{(v)} = \frac{1 + 4N \cdot S}{1 + (R/L)} \quad \text{[両端蓋付]} \quad (11b)$$

であたえられる。ここで S は (2a) 式, N は $p(>1)$ の回転楕円体の反磁場係数である:

$$N \cong \frac{1}{p^2} [\ln 2p - 1], \quad (p \geq 4) \quad (12)$$

なお端部開放のときは, (11a) 式による残留磁場に, つぎのもれ磁場 $H_i(z)$ を加えなければならない:

$$H_i(z) = 1.3 \sqrt{L/2R} \cdot H_e \cdot \exp(-4.5z/2R) \quad (13)$$

(縦磁場の場合)

(11) 式からわかるように, 通常用いられる $p>1$ の円筒シェルの場合, 縦磁場の遮蔽度 $S^{(v)}$ は, 横磁場のそれより数倍~数10倍劣るのである。さきにのべたように端部に蓋をつけることは, 縦磁場に対する遮蔽にはほぼさしつかえないこともわかる。多重シェルの場合には, 単純に考えればおのおののシェルの $S_i^{(v)} = S^{(v)} - 1$ をもとめて (2b) (2c) 式に代入し, 全体の $S^{(v)}$ をえることが期待されるが, はっきりした根拠のないことを注意しておく。

理論の話が長くなり, 読者は閉口されていることと思うので, AC 磁場に対する遮蔽効果⁽¹⁴⁾⁽²⁸⁾⁽³⁴⁾⁽³⁶⁾⁽³⁹⁾ (このとき渦電流遮蔽もきく) の要点のみならべておく。詳しくは, King の論文を参照されたい。AC 磁場の周波数 $f \leq 1 \text{ MHz}$, $t/R \ll 1$ のとき, 表皮効果の深さ (skin depth) を

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma}}, \quad (\sigma: \text{電気伝導度}) \quad (14)$$

とすれば, 一重の (無限長) 円筒の横磁場に対する遮蔽度 S_{AC} は,

$$S_{AC} = \cosh(1+j) \frac{t}{\delta} + \left\{ (1+j) \frac{1}{4S_1} \cdot \frac{t}{\delta} + \frac{S_1}{(1+j)} \cdot \frac{\delta}{t} \right\} \sinh(1+j) \frac{t}{\delta} \quad (15)$$

であたえられる (S_1 は (3) 式より, $j = \sqrt{-1}$)。 S_{AC} が複素量であるのは, 外部磁場 H_e と内部の磁場 H_i の位相のずれをあらわす。 $|S_{AC}|$ を, S_1 をパラメー

第10図 単一シェルの横 AC 磁場に対する遮蔽度

ターとし t/δ に対してプロットしたのが第10図である。強磁性遮蔽で $\mu \gg 1$, $S_1 \geq 1$ のとき, $t/\delta \approx 1$ 以下の低周波域で $|S_{AC}|$ はほぼ一定値をとり, $t/\delta > 1$ で渦電流による遮蔽効果があらわれている。(15)式は, 低周波の極限で

$$S_{AC} \approx 1 + S_1 + \frac{1}{2} j \omega \sigma R t \quad (16)$$

となり, $\omega \rightarrow 0$ で DC 磁場の(2a)式にもどる。一方, 縦 AC 磁場の遮蔽度 $S_{AC}^{(L)}$ は,

$$S_{AC}^{(L)} = \cosh(1+j) \frac{t}{\delta} + (1+j) \frac{1}{4S_1} \cdot \frac{t}{\delta} \cdot \sinh(1+j) \frac{t}{\delta} \quad (17)$$

で, $|S_{AC}^{(L)}|$ を第11図に示した。低周波の極限では,

$$S_{AC}^{(L)} \approx 1 + \frac{1}{2} j \omega \sigma R t \quad (18)$$

で, $\omega \rightarrow 0$ のとき, 無限長円筒が縦磁場に対して遮蔽作用のないことを示す。外部磁場が AC のみでなく DC バイアスを含むときは, 以上の議論で透磁率 μ を incremental permeability μ_d で置きかえればよい。また多重円筒シェルに拡張するには, おおのこのシェルの S_{AC} をグラフからよみとり, $S_{ACi} = S_{AC} - 1$ を(2b)(2c)式に代入すれば全遮蔽度を推定できる。要するに, 交流遮蔽は DC 遮蔽よりよくなり, また高周波に対しては, 渦電流のみを利用する RF shielding も可能である(ただし高透磁率材ほどきかない)ことを覚えておけば十分であろう。

§2.2. 強磁性遮蔽の技術⁽¹⁾⁽⁸⁾⁽⁹⁾⁽¹⁹⁾⁽²⁴⁾と問題点⁽³⁶⁾

ここでは, 高透磁率材による遮蔽の実例を紹介していままでの理論と比較検討し, 問題点を指摘したいと思う(第3表)。実測された遮蔽度 S_{exp} は, 一般に理論値よりかなり小さく, §2.1のはじめにあげた理想的

第11図 単一シェルの縦 AC 磁場に対する遮蔽度

条件, とくに $\mu \neq \mu(H)$, がみたまていないことを示している。 S_{total} と記した量は, つぎにのべる技術を用いて S を増加する試みを行なったさいの実測値で, これは計算値により近い値をとる。

すでにまえがきでふれたことであるが, 例えば地磁気を遮蔽するとき, この磁場の中で交流消磁を行なうと, 磁化は非ヒステリシス曲線の上にとり, そのため effective な透磁率は大きくなって, S は増加する(cf. 第7図)。しかも, この操作は incremental permeability μ_d にはあまり影響を及ぼさないことは実験的に確かめられている。ただし, 注意すべきポイントがいくつかある。まず AC 磁場振幅を, 磁化が飽和する程度に大きくとること (Mu-metal では約 100Oe), 次に AC 振幅をゆっくりへらすこと (各サイクル間の AC 磁場の減少分は, He よりずっと少さくする), 場合によっては AC 磁場を少なくとも二方向からかけること, そしてこうしてえられた高い磁化が数日間で外場の変化により劣化するので, 交流消磁をたびたび繰返すこと。AC 磁場を加える方法としては, 円筒シェルにソレノイド巻きしたコイルや, トロイダルコイル (両端開放の場合), あるいは円筒の中心軸に沿って電線をはりこれに AC 電流を通ずる等, 種々の方法がある。

円筒シェルにトロイダルコイルをまき, これに AC 電流を通ずると, 円筒内空間には磁場がもれず, 遮蔽材にのみ AC 磁場が加わる。弱い AC 磁場を定常的に, すなわち実験に使用中加えつづける操作を shaking とよぶ。この操作で, effective な μ が増加して DC 磁場に対する遮蔽度が増加し, 同時に AC 遮蔽度も増加する。ただし, 最適の shaking 用 AC 磁場強度は実験的にきめなければならない。

第3表 強磁性遮蔽の実例

D	L	t (mm)	μ	S (2式より)	S_{exp}	shaking factor	demagn. factor	S_{total}	ref.
1200 1900 3000	1500 2000 3000	3.15 1 0.5	800 (shaked: 7600)	3.5 (113)	4 (104)	25	—	— 104	(1)
260 279 292	760 1070 1470	1.6	50000	300000	—	—	4~12 for single cylinders	$6 \cdot 10^3$ longit. $18 \cdot 10^3$ (?) transv.	(12)
356 406 457	762 813 914	0.635	25000?	4400	600	—	5~50	3000~ 30000	(24)
250 300 360	750 800 870	2	15000	105000	36000	—	—	—	(32)
90 150 160	900 1000 1030	0.8	15000?	77000	1000	—	?	—	(32)
160 175 185	310 320 330	1	15000?	15500	5000	—	—	—	(38)
540	450	0.35	40000?	27	10	3	—	29	(cf. 8)
room :	1540^3 $2,030^3$	1.5	40000	—	43	8	—	345	J. A. P. 38 1856
octagonal room	$\phi_1=2500$ $\phi_2=3100$ $\phi_3=3800$	1.6	30000	—	150	6	—	900	(8)

消磁や shaking の効果は第3表で demagnetisation factor, shaking factor として示した ($S_{ex} \times factor = S_{total}$)。Shaking は実際には大容量の遮蔽体、とくに遮蔽室などの Shaking 用 AC 磁場が実験空間に及ぼす影響が小さいものに専ら用いられるようである。なお、能動的遮蔽(コイル電流で磁場を打消す方法)と、ここで述べた技術の組合せで、さらに S を一桁あげることもあるのは、冒頭の SLAC の例でも明らかであろう。能動的遮蔽については §4 でふれることにする。

以上で強磁性遮蔽の理論の概要と実験例をみてきたが、これまでにふれなかった注意事項や問題点をまとめておこう。それらは、現実の遮蔽体が §2.1 の理想条件からはずれていることに起因するものや、いままで考察しなかつた問題を含んでいる。

(i) 外部磁場は一般には横磁場でも縦磁場でもない。このとき、外場を横及び縦成分にわけ、それぞれの遮蔽度から内部の磁場成分をもとめる操作には問題がある。

(ii) 透磁率 μ は磁束密度 B に依存する。そこで、一

つの円筒シェル上の場所により μ が変化してしまうので、 $\mu = \text{一定}$ という前提は、かなりあらい近似であろう。

(iii) 外部磁場の実験室における非一様性。

(iv) 磁氣的ノイズ、高透磁率材自身のもつ磁氣的ノイズ、機械的振動や室温の変動による遮蔽体の変形(形状変化)による遮蔽度の変動、導体としての遮蔽体における Johnson ノイズ、その他の磁氣的ノイズが存在する。

(v) 遮蔽体内の空間にもちこむ装置部品やその構成材料には、応々にして強い磁性をもつものが多いので、十分の吟味が必要である。

これらの理由により、また従来の実験結果を検討すると、強磁性体を用いる磁気遮蔽法では、外部磁場として地磁気程度を想定するとき、 $\sim 10^{-6} \text{Oe}$ まで遮蔽できれば成功といわざるをえないであろう。

§3. 超電導遮蔽

(Superconducting Shielding)⁸⁾

超伝導の応用の中で、超伝導体による磁気遮蔽は比

較的新しくまた地味な分野である。これに用いる原理を明らかにするために、超伝導体のもつ基本的な性質を概観したいと思う。

(a) 完全導電性 (infinite conductivity) 超伝導体の完全導電性から、AC 磁場に対しては渦電流による有効な遮蔽が行なえることが直ちに理解される。超伝導体は、 10^{10}Hz の高周波まで超伝導性を保持するから、きわめて有効な電磁波の遮蔽体となる。

(b) マイスナー効果 (Meissner effect) 超伝導体の最も基本的な性質は、マイスナー効果 (完全反磁性) である。すなわち、全ての超伝導体は、その特質に特有の臨界磁場 (第1種超伝導体の熱力学的臨界磁場 H_c 及び第2種超伝導体の下部臨界磁場 H_{c1}) 以下の弱磁場中では、磁束を完全に排斥する完全反磁性体である。しかし、残念ながら現実の試料では、試料中に散在する種々の物理的・化学的欠陥に磁束がひっかかり (トラップ) 自由に動くことができず、完全なマイスナー効果をえるのはきわめて困難である。それゆえ、超伝導体による有効な磁気遮蔽をうるためには、その出発磁場をできるだけ低くすることが望ましい。ただし、一度、超伝導遮蔽が動作状態に入れば、そののち外部磁場が増加しても差支えないのは、(a) から明らかである。

(c) 磁束の量子化 (flux quantization) バルクな超伝導体の中に閉じた path (i.e. ループ) を考えると、この中に存在する磁束は、 $\phi_0 = hc/2e = 2 \times 10^{-7} \text{Gauss} \cdot \text{cm}^2$ を単位として量子化されている。すなわち外場が一定で、温度をさげて超伝導状態にもつてくるとき、ノーマル状態での磁束に最も近い量子化磁束の状態にジャンプし、その差分は、超伝導ループ電流によって担われるのである。

なお、これらの諸性質にもとづいて、どのようにしてよい遮蔽効果がえられるのであろうか。(a) の特性からみれば、AC 磁場に対する遮蔽は簡単でその結果は当然すぐれているので、ここではこれ以上ふれないことにする。DC 磁場に対する遮蔽は、実用の面から次の三つのグループに大別されうる。

- (i) Stationary superconducting shields,
- (ii) Rotating superconducting shields,
- (iii) Expanding superconducting shields.

以下順次これらについてその実際を説明しよう。

§3.1 Stationary superconducting shields⁴⁾

⁹⁾¹⁵⁾¹⁷⁾ これは、底面の閉じた超伝導体円筒シェル (単連結) の完全反磁性を利用する方法である。ノーマル

第12図 (a) Stationary superconducting shield
図 (b) は、これと対比して両端開放円筒にトラップされた磁場の様子。

状態で任意の方向に DC 磁場が加わっているとき、その底面の中心部より冷却して、超伝導状態が下部から上部へむかい伝播していくようにする。このとき、超伝導体自身を貫く磁束は、マイスナー圧力によって超伝導領域から排斥されていく。円筒全体が超伝導状態に遷移したとき、磁束は超伝導シェルの壁から排斥されるだけでなく、遮蔽体の形状からわかるように、円筒内の空間の磁場も、外場に比べて著しく低下する。しかし、開放端からのもれ磁場の影響についてもう少し詳しく考察しよう。マイスナー効果が完全な場合、理論的計算は割合容易に行なえる。いま一端の閉じた超伝導円筒の軸に平行に磁場が加わると、完全反磁性により、円筒断面を貫く total の磁束は 0 であり、また超伝導体表面で B (磁束密度) の垂直成分が 0 という境界条件のもとで、第 12 図 (a) の結果がえられている。トラップされる磁束は 0 の理想の場合であるから、中心部で侵入する磁束は円周辺に出てゆく。磁束一定の line は同時に磁場の方向を示すことはいうまでもない。(b) 図は、上と対比して、両端開放の円筒にトラップされた磁束の様子を示したものである。

開放端からの距離を z とすると、中心軸上の内部の磁場 $H_i(z)$ は、 z とともに指数関数的に減衰し、次式で与えられる。

$$H_i(z) \cong H_e \cdot \exp(-Kz/2Rs) \quad (19)$$

ここで定数 K は円筒半径 Rs によらず

$$K^{(1)} = 7.6 \text{ (縦磁場, 理論値)} \quad (20)$$

$$K = 3.6 \text{ (横磁場, 理論値)} \quad (21)$$

であたえられる。Deaver らによる縦磁場の場合の実測値は $K=6.86$ で、(20)式とほぼよい一致を示している。なお強磁性体による磁気遮蔽の端部効果と比較すると、縦及び横磁場のもれの傾向が、超伝導磁気遮蔽の場合と逆であることがわかる。

§3.2 Rotating superconducting shields³⁵⁾³⁷⁾

超伝導円筒シェルに横磁場が加わっているとき、円筒をその軸のまわりに回転させておけば、回転円筒から見ると、外部 DC 磁場は回転数と同じ周波数の AC 磁場となるから、渦電流による遮蔽効果が生じる。つまり円筒の温度が超伝導転移点に接近して電気抵抗がノーマル状態の値に比べて著しく減少したとき、円筒の回転数が低くても（数～数 10 rps）、外場はほぼ完全に遮蔽される。さらに温度が低下して超伝導状態に入ったのち回転をとめればよい。

回転効果をもう少し厳密に考えよう。電気伝導度 σ をもつノーマル状態の円筒を回転数 f (rps) で回転するとき、円筒に固定された座標系では、外部 DC 磁場 H_e は、円偏波 AC 磁場 $H_e e^{j\omega t}$ ($\omega=2\pi f$) となる。このときの遮蔽度は、すでに §2.1 で与えた低周波の極限である (16) 式で近似される：

$$S = 1 + j \frac{Rst}{\delta^2} \quad (22)$$

したがって内部の磁場 H_i は、

$$H_i = \frac{1}{S} (H_e \cdot e^{j\omega t}) \quad (23)$$

$$\text{ここで, } \theta = \tan^{-1} \frac{Rst}{\delta^2} \quad (24)$$

を導入すれば、(22)、(23) 式より

$$H_i = H_e \cos \theta \cdot e^{j(\omega t - \theta)} \quad (25)$$

がえられる。具体的例でもって、この遮蔽効果のおよその大きさを検討しよう。まず、ノーマル状態での遮蔽効果を見積もってみよう。 $f=10\text{rps}$, $\rho=\frac{1}{\sigma}=5 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{cm (Pb)}$, $Rs=50\text{mm}$, $t=1\text{mm}$ とすれば、(24) より $\theta=75^\circ$ となり、 $|H_i|=0.25H_e$ で当然のことながら渦電流による遮蔽はあまりきかない。だが、温度が低下して超伝導転移点 T_c 直上で、抵抗値がノーマルの残留抵抗に比べ十分減少すれば、(14) 式より δ は減少し $t/\delta \gg 1$ となり、大きな遮蔽度がえられるのである。しかし現実には、どれほど注意を払っても円筒内に残留磁場 H_i が存在するが、この H_i は、次のよう

な因子に支配されることが実験的に確かめられている：(a) 外部 DC 磁場の強度 H_e 、(b) 回転数 f 、(c) 超伝導転移点 T_c を通過する冷却時間 τ 。超伝導体として Sn を用い、 f (rps) と τ (sec) の種々の値について実験した結果、 H_i/H_e のデータの 2/3 は、

$$0.05 < f \cdot \tau (H_i/H_e) < 0.3$$

の範囲に入り、また全てのデータは次の範囲

$$0.03 < f \cdot \tau (H_i/H_e) < 0.5$$

におさまることがわかった。これから明らかなように、回転数の大きいほど、また冷却時間の長いほど、すぐれた遮蔽効果がえられるようである。 H_e として地磁気 0.3Oe をとり、 $f=2\text{rps}$, $\tau=10\text{sec}$ とすれば残留磁場 H_i として、 $4.5 \times 10^{-3} \text{Oe} < H_i < 7.5 \times 10^{-2} \text{Oe}$ が期待される。

第13図 超伝導 Balloon

§3.3 Expanding superconducting shieldings⁵⁾¹⁷⁾²⁹⁾

超伝導体のループの中空部分にトラップされた磁束は、量子化されかつ完全導電性からループの形状をかえても一定値を保持する。そこで出発磁場中で超伝導状態になったループの断面積を増加すれば、それに反比例して磁場が稀釈される。第13図に示した超伝導体の Balloon, あるいは Bladder を折りたたんで、ループの断面積をできるだけ小さくできる構造にする。またこの方法は、第1の Balloon を動作させて低磁場をえたのち、その中に第2の Balloon を挿入し冷却して同じ操作をくり返すことにより、カスケード的に磁場の稀釈を行なうことが可能である。Pb foil (40 μm 厚, パッケージ用の foil) を用いて作成した Bladder でえられた遮蔽効果は、出発磁場 10^{-2}Oe に対して、2段の Bladder を用いて $<10^{-6}\text{Oe}$ (磁場測定フラックス・ゲート磁束計の感度以下) を達成している報告がある。

最後に、これら三つの方法によってえられたそれぞれの実験結果を比較しよう (第4表)。超伝導物質とし

第4表 超伝導遮蔽の実例

	<i>H</i> initial	<i>H</i> achieved	<i>S</i> super	additional methods	ref.
stationary Pb	2・10 ⁻⁴ Oe	2・10 ⁻⁶	100	2 ferro shields, room	(10)
rotating Sn Pb	0.2 10 ⁻³	3・10 ⁻⁴ 10 ⁻⁶	700 1000	2 ferro cyl.	(21) (5)
bladder Pb 1 2	10 ⁻² 10 ⁻²	2・10 ⁻⁵ ≤10 ⁻⁶	500 10 ⁴	degaussing coil	(3) (3)
balloon 2	10 ⁻⁴	2・10 ⁻⁷	500	2 ferro cyl.	(8b)

ては、Pb や Sn が主に用いられている。表中、遮蔽度 *S*super は、出発磁場 *H*initial と、到達最小磁場 *H*achieved の比である。現在、数 10cm³ の空間でえられた最小磁場は、高透磁率材による磁気遮蔽と、超伝導 Balloon 2 段による ~10⁻⁷Oe である。超伝導体による磁気遮蔽法の実際面での問題は、磁束のトラップ現象と、冷却法であろう。磁束のトラップについては、そのメカニズムが十分解明されていないが、試料内の物理的・化学的欠陥がこれに関与していることは上にのべた。が磁気遮蔽に用いる材料として考えると、単にその素材の良否だけでなく、冷却法と関係してくる。すなわち、比較的よい材料を選択しても、冷却法が適切でなければ磁束のトラップを助長するからである。超伝導 Balloon により 10⁻⁷Oe をえたスタンフォード大のグループでは、冷却法として heat-flush 法を提案している。これは、超伝導ノーマル転移の生じる境界領域をできるかぎり小さくする（すなわち強い温度勾配をつくる）ことにより磁束のトラップを防ぐことを意図したものである。このように、遮蔽体やそれを動作させるさいの技術に未だ多くの問題があり、また実現された微少磁場領域を用いて実験を行なうとき、ここにもちこむ材料（eg. 磁場測定装置）がもたらす磁氣的 disturbance にも細心の注意を払わなければならない。

§4. 能動的遮蔽¹³⁾

能動的遮蔽 (active shielding) は、能動的回路装置 (電源) から供給される電流で、もとの 磁場を打ち消す磁場をつくり出す遮蔽方法のことである。ただし、多くの場合、もとの磁場はその方向が一定でなく、また、こまかい機械的調節をさけるために、磁場の三つの成分にしたがって、三つの独立なコイルが使われるのが通例である。

能動的遮蔽を、その遮蔽度 *S* に注目して、*S* が比較的低い分野 (*S*=1~30) と、*S* の高い分野に大別することができる。まず前者について一二の例をあげて説明しよう。電子顕微鏡のサンプルチャンパーに数 10 mGauss の交流磁場が加わると、フォーカシングが非常に困難になるという問題がある。これをほぼ1/10に遮蔽するために、約 4 m の距離に配置された三つの互いにその軸が垂直なコイル系 (直径 ~50 cm) を用い、三相の *R, S* または *T* 端子の間に二つの slidac を経て、適当な振幅と位相の電流を通ずる方法が最近報告されている¹⁶⁾。これとほぼ似た方法は高透磁率材による磁気遮蔽 (1 mm 厚のシェル使用) よりもすぐれているという¹⁵⁾。また §2 でのべた円筒遮蔽と組合せて能動的遮蔽を用いる例がある。すなわち、円筒端部からのもれ磁場により、端部近くの遮蔽磁場の一様性は非常にわるくなるが、これを円筒の内側にとり付けられたコイルで改善する試み²⁴⁾²⁵⁾や、三重の円筒遮蔽体の実験上止むをえずあけられた穴へのもれ磁場を、その方向に限ってヘルムホルツコイルで補う例⁸⁾⁹⁾などである。あるいは、円筒遮蔽の縦方向にのこる残留磁場を、円筒に巻き付けられているコイルで打ち消す例もしばしばみられる⁵⁾¹²⁾²⁰⁾²⁴⁾。以上は、補助的装置としての能動的遮蔽であるが、比較的小さな遮蔽度 *S* をうるために、能動的遮蔽法のみで、案外安価な遮蔽装置がえられることも忘れてはならないであろう⁵⁾。なお、その設計については、次の高い遮蔽度の場合とかわらないのでそれを参照されたい。

高い遮蔽度の分野になると、それに要する費用も、労力も著しくふえるのは当然であろう。まず、ヘルムホルツコイル [コイル半径 *R* とし、巨軸上で距離 *R* だけへだてておかれる二つのコイル]、場合によっては、2重、あるいは3重のヘルムホルツコイルシステムを使うが、これがつくりうる高い磁場の一様性 (eg. 0.001

第 5 表 能動的磁気遮蔽の実例

Diameter of largest coil (cm)	Number of Helmholtz coil sets	Number of coils	Shielded region (cm)	Hachieved	ref.
H 275	3	10	$2\phi \times 22$	$2 \cdot 10^{-5}$ for days	(33)
H 200	3	12	60ϕ	$< 10^{-3}$	(2)
H 152	3	6	10ϕ	$3.5 \cdot 10^{-4}$ (worst) 10^{-5} for hours	(10)
R 600	3	12	100ϕ	10^{-4}	(13)
R 400 ?	3	12	?	$> 10^{-6}$ short time	(21)

H=round Helmholtz coils : R=room

%) を十分に活用しようと思えば、ほぼ同じ程度の一様性を外部磁場に対しても要求しなければならない。これは、特別な実験室 (建物) が必要であることを意味する。また、一様性のよい微小磁場空間をうるには、コイル系の機械的強度 (6 m のルームでは、0.7 mm の変位もゆるされない)、温度の一定さ (0.1°K の温度変化は 1 μ G の磁場変動を生じさせる)、高級な電源 (0.002%; 5 μ A/hr. at 7A)、あるいは非常に敏感な磁束計が不可欠である。規模の大きい円形コイルは製作しにくいので、この場合、通常 4 角な多重コイルが使用されている。このように大きいヘルムホルツシステムのいくつかの実例を第 5 表にまとめて示した。なお、一重のヘルムホルツコイル³⁾、二、三重ヘルムホルツコイル¹¹⁾、磁場勾配をもつ傾いたヘルムホルツコイル⁷⁾、ヘルムホルツコイルにおける磁場分布のグラフ⁶⁾、ルームの制作ノート¹³⁾、多重多角形コイル系の詳細な設計ノート¹⁴⁾等は、それぞれの文献を参照されたい。

おわりに

これまで弱磁場を中心にしてその遮蔽法のあらましをみてきたが、すでにおわかりのようにすぐれた遮蔽体を製作することはなかなか困難である。多くの場合、遮蔽そのものの研究より、遮蔽空間をつかって別の実験を行なうのが目的であるから、あまり詳しい検討を加えないのが実状かもしれない。しかし同じ費用を投ずるなら、よい遮蔽がえられるにこしたことはない。そこで提案したいのは、一般に広く用いられている強磁性遮蔽について、多くの研究者の経験やデータを、たとえばわれわれのところに集積して、情報交換をスムーズにすることである。またわれわれは遮蔽法そのものに興味をもっているので、これらのデータを、材料の特性にそくして検討したい。

最後に、本稿の作成にあたり、有益な議論と示唆を頂いた日本大学理工学部安河内昂教授に謝意を表する。

追補 1. 強い磁場に対する遮蔽

本稿では、弱磁場を中心にその遮蔽法を解説したが、実験によっては、数 100~10KOe 程度の強い DC 磁場の遮蔽が必要となる。その場合、受動的遮蔽が簡便である。100Oe 程度の磁場に対しては、Fe-base 合金 (eg. Permenndur) を用い、§2 の考え方が適用される。外場が 1KOe をこえると、磁化の飽和により遮蔽度は著しく低下するが、なお粗い遮蔽体としての効果は失わない。超伝導マグネットからのもれ磁場が周囲にひろがるのを抑えるために強磁性体シェルでかこむのが、その一例である。外場が 10KOe ともなれば超伝導遮蔽が適しているが、使用材料はいわゆる高磁場超伝導体になる。加速器からの粒子ビームがうける 10KOe の磁場空間の中に、Nb₃Sn の tube を通して 500e まで遮蔽した報告がある [Martin, J. Appl. Phys. 44 '73 460]。しかしこれらについては別の機会に紹介したい。

追補 2. 微少磁場測定法

磁気遮蔽体を設計・製作するさい、その過程での検討や、最終的にえられる遮蔽度を知るために、微少磁場の測定が必要となる。そこでその測定法を簡単に紹介しておこう。第 6 表に主要な測定法とその主な特性をまとめて示した。それ自体が標準器で、較正の不要な絶対的磁力計としては、プロトン磁力計と光ポンピング磁力計があるが、これは素子部の寸法も大きく、装置的にも簡便というわけにはいかないし、磁場強度のみで、ベクトルの計測は行なえない。気軽に使えるものは、相対的磁力計だけである。Hall 素子磁力計は素子部の寸法が小さく、不均一磁場の測定には好適であるが、resolution (10⁻³Oe) の点で問題があるのでこれを除くと、conventioal (室温で動作) なものとしては、回転コイル磁力計とフラックス・ゲート磁力計がある。

第6表

Magnetometer	Characteristics	Resolution	Size (cm)
Hall	V	10^{-3}	1
Spinning coil	V	10^{-6}	3
Flux-gate	V	$2 \cdot 10^{-6}$	3
SQUID	V	$7 \cdot 10^{-11}$	{loop- ϕ 1 length 15
Proton	S	10^{-6}	o. d. 15
Ligth-pumpg.	S	10^{-9}	$\phi 6$

V=vector, S=strength

(a) 回転コイル磁力計 Rawson-Lush 社で種々のタイプの回転コイル磁力計が製作されており、 10^{-6} Oe の resolution をもつ。最も簡単なタイプは、回転コイルの出力をスリップリングを通じて AC 信号 (30 cps) としてとり出し、増幅して、検出器にオシロスコープを用いるもので、これでも 10^{-5} Oe はよみとれる。ただし、コイル回転軸方向の磁場成分には感応しないから、コイル軸に垂直な成分のみの計測で、かつその方向は決まらない。ブラシで整流するタイプとし、出力を DC でとり出す方式にすれば、ブラシが AC 信号をスイッチする位相から磁場のベクトルの計測が行なえる。われわれは、このタイプの磁力計を試作し、比較的容易に 10^{-4} Oe 程度の resolution をえた。

(b) フラックス・ゲート磁力計 この磁力計は、測定すべき DC 磁場をピックアップコイルの付いた高透磁率材コアに通させ、適当な強さの交流磁場でコアを飽和領域まで磁化させる。これによりコア磁気導性を失わせて、測定すべき DC 磁場を chopper し、AC 磁場に変換してピックアップコイルで検出する方法である。プローブの外観は Hall プローブとかわらない。製品としては、YHP 社の Clip-on Milliammeter 付属の磁場測定プローブが普及型で、感度は 10^{-3} Oe フルスケールのものがある。

これらの conventional なものの他に、現在最も高い resolution をもつ磁力計として、超伝導量子干渉効果を利用する高感度磁力計 (SQUIDS) があるが、これについては、文献 [たとえば, Goree; Rev. Phys. Appl. 5 '70 3] を参照されたい。

参 考 文 献

(A)=active, (F)= ferromagnetic, (S)= superconducting shielding

- 1) Albach (F) Z. a. Phys. 9 '57 111-115
- 2) Affaticatti (A) Rev. Phys. Appl. 5 '70 141-144

- 3) Andrew (A) J. Sci. I. 43 '66 936-
- 4) Bardotti (S) J. Math. Phys. 5 '64 1387-1390
- 6) Brown (S) Rev. Sci. I. 39 '68 547-550
- 6) Cacak (A) Rev. Sci. I. 40 '69 1468-1470
- 7) Cape (A) Rev. Sci. I. 42 '71 1061-1063
- 8) Cohen (F) Rev. Phys. Appl. 5 '70 53-58 also : Appl. Phys. Lett. 10 '67 67-69
- 9) Deaver (S, F) Rev. Sci. I. 38 '67 311-318
- 10) Driscoll (A) Rev. Sci. I. 42 '71 1427-1431
- 11) Fanselau (A) Z. f. Phys. 54 '29 260-269
- 12) Freaque (F) Rev. Sci. I. 42 '71 1411-1413
- 13) Freedman (A) J. Appl. Phys. 38 '67 1856-1862
- 14) Garrett (A) Rev. Sci. I. 42 '71 840-857
- 15) Gittleman (S) Phys. Rev. 92 '53 561-565
- 16) Hadley (A) Rev. Sci. I. 43 '72 542-544
- 17) Hamilton (S) Rev. Phys. Appl. 5 '70 41-48 also : US Nat. Techn. Inform. Service '72 AFOSR-71-2054
- 18) Hasegawa (A) Rev. Sci. I. 40 '69 1113-1114
- 19) Herrmannsfeldt (F) Rev. Sci. I. 35 '64 906
- 20) Hildebrandt (S) Rev. Phys. Appl. 5 '70 169-174 also : Proc. Symp. Supercdt. Dev; Univ. Virginia '67, 0 1-5
- 21) Iufre (A) Rev. Phys. Appl. 5 '70 169-174
- 22) JTS (Ed.) (F) Phys. Today, Dez. '72, 19-20
- 23) King (F) Phil. Mag. VII, 15 '33, 201-223
- 24) Kleppner (F) Phys. Rev. 138 '65 A 979-980 (part)
- 25) Lavoie (A) Rev. Sci. I. 40 '69, 1350-1351
- 26) Mager (F) ETZ. A 89 '68 11-14
- 27) Mager (F) Z. a. Phys. 23 '67 381-386
- 28) Motegi (F) Denkishikenjo Kenkyuhokoku Nr 460 '42
- 29) Pierce (S) Proc. Symp. Supercdt. Dev. ; Univ. Virginia '67 B1-10
- 30) Rose-Innes (S) Cryogenics, Febr. '73 103-105
- 31) Saito (F) Tokin Techn. Rev. 4 '68 12-16
- 32) Sasaki (F) Nihon Butsurigakkaishi 26 '71 792-96 also : Tokin Techn. Rev. 6 '72 67-71
- 33) Scott (A) Rev. Sci. I. 28 '57 270-273
- 34) Shenfeld (F) IEEE Trans. EMC-10, 68 29-34
- 35) Sikora (S) Phys. Lett 24A '67 78-79
- 36) Thomas (F) IEEE Trans. EMC-10 '68 142-152
- 37) Vant-Hull (S) Rev. Sci. I. 34 '63 1238-1342
- 38) Wakiya (F) priv. communication
- 39) Wadey (F) Rev. Sci. I. 27 '56 910-916
- 40) Wills (F) Phys. Rev. 9 (1899), pg. 193-213