

# 磁気遮蔽\*

## Magnetic Shielding



佐々木 寛  
Hiroshi Sasaki  
本社 鉄鋼技術本部 顧問, 文部省高エネルギー物理学研究所名誉教授・理博

### 1 はじめに

近年、超伝導技術の発達ともなって基礎科学の分野のみならず、われわれの日常生活でも強い磁場を体験することがあり、この傾向は今後ますます顕著になると予想される。例えば、最近とみにその普及が注目されている医療機器 MRI (Magnetic Resonance Imaging 磁気共鳴画像処理) 装置や、近い将来の実用化を目指す高速大量輸送システムであるリニアモーターカー (超伝導磁気浮上式鉄道) などでは、通常の常伝導磁石では発生困難な 2~数テスラの磁場を身近に発生することができるようになった。このような高磁場の発生とともに、これらの磁場発生装置の周辺に配される各種の測定器・検出器、記録・表示システム、制御機器や心臓に埋込まれているペースメーカー等への磁界の影響も見過すことができなくなってきている。また、最近では機器のハイテク化が進み、基礎科学の分野や生産技術の面でも変動磁界や電磁波などの妨げのない静かな自由空間が求められることがある。このような要請に応えるためには、磁気遮蔽は欠くことのできない手段である。それにもかかわらず、最も一般的な強磁性体による静的磁場の磁気遮蔽にしても、問題についての理解は必ずしも十分とはいえず、理論的裏付けのないまま処理されているのが大方の実情のようである。

実際、100年ほどまえから今日に至るまで、理論的に取扱われてきた問題のほとんどは、一様な磁場の中に置かれた透磁率一定の円筒か球殻に限って、その磁気遮蔽が論じられてきた<sup>1)4)</sup>。磁性材の特性のうち磁気遮蔽に影響を与える物理量として透磁率のみが取り上げられていること、またそれが磁性体内の起磁力または磁束密度に

### 要旨

最近の超伝導技術の発達ともなって基礎科学ばかりでなく、医療、産業、さらには輸送サービスに至る広い分野で強磁場の発生とともに磁場を遮蔽し、静かな空間をつくる必要性に迫られることが多い。それにもかかわらず磁気遮蔽の電磁気学的な理論の裏付けなしに全面的に電子計算機による解析に頼るか、経験に基いて遮蔽体の設計が行われているのが一般の実情のようである。そこで本文では磁気遮蔽に求められる遮蔽体の幾何学的配置、漏洩磁場と遮蔽体として使われる磁性材の磁気特性との関係を明かにするとともに、求められる漏洩磁場に見合った磁性材の選定について述べる。また磁気遮蔽の観点から、これに適した磁場解析法にも触れることとする。

### Synopsis:

With the recent development of the technology of superconductivity, it is required frequently to create a space free from an electromagnetic field as well as the generation of a strong magnetic field in the areas of medical service, industry, rapid transit system in addition to the field of basic science. In this paper, the relationship between stray fields and electromagnetic properties of ferromagnetic material used in the magnetic shielding is clarified, and the selection of suitable materials for the required shielding levels of the magnetic field is described. Magnetic field analysis is also discussed from the viewpoint of minimizing the amount of the shielding material, which is quite important to magnetic levitation vehicles in an extreme condition of speed.

依存せず、一定であるといった極めて非現実的な仮定に基づいた計算が行われている。そこで、ここではもっとマクスウェルの電磁方程式の基本に立ち戻って考えてみることにして、時間とともに変動しない静磁場の鋼材を中心とした磁性材による磁気遮蔽の基本的な考え方、遮蔽に必要な磁性材の磁気的性質について述べ、さらに簡単に磁気解析法についても触れることとする。

## 2 磁気遮蔽の基本的な考え方

### 2.1 マクスウェルの方程式

時間とともに変動しない定常磁場を記述するマクスウェルの方程式は以下のような積分表示で表わすことができる。

$$\oint_C H \cdot ds = I \dots \dots \dots (1)$$

\* 平成4年9月29日原稿受付

$$\oint_s B \cdot nda = 0 \dots\dots\dots (2)$$

$$B = \mu H \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 $H$ は起磁力（磁場の強さ）、 $I$ は電流、 $B$ は磁束密度、また $\mu$ は物質の透磁率である。(1)式は空間に任意の閉じた曲線 $C$ を想定し、この曲線上の微小線分 $ds$ の接線方向への起磁力 $H$ の成分を曲線に沿って一周にわたって積分したとき、その値は閉じた曲線内に囲まれた領域に存在する電流の総和に等しいことを意味する。また(2)式は任意の閉じた曲面 $S$ の表面について、磁束密度のこの面への法線成分の総和は零、すなわち、この閉じた曲面への磁束の流入と曲面からの流出量は同じで、磁束の湧出しや吸込みがないことを意味している。ただし $n$ は微小面積 $da$ の単位法線ベクトルである。(3)式は磁束密度 $B$ と起磁力 $H$ との関係を表わす式で、係数である透磁率 $\mu$ は、とくに鉄のような強磁性体ではよく知られているようにその物質のおかかっている励磁状態ばかりでなく、その物質のそれまでの履歴に依存する。真空あるいは空気中の透磁率 $\mu_0$ は $4\pi \times 10^{-7}$  H/mで、鉄をベースとした磁性材では、 $\mu_0$ との比 $\mu_r = \mu/\mu_0$ （比透磁率）が数1000から数10000になることもある。

上記の積分表示のマクスウェル方程式の適用例として、断面がFig. 1(a)に示すような一様なギャップ $g$ をもつH型の電磁石を設計してみよう。まず磁極間のギャップをよぎり鉄心を通る閉曲線 $C_1$ について(1)式を適用する。鉄心中の磁路に沿っての起磁力の平均値を $\bar{H}$ 、磁路の長さを $l$ 、またギャップ中の磁束密度を $B_0$ とすると

$$gB_0/\mu_0 + l\bar{H} = I \dots\dots\dots (4)$$

ここで電流 $I$ は $C_1$ で囲まれた励磁コイルに流れる電流の総和である。また鉄心中の磁束密度の平均値 $\bar{B}$ は(3)式から

$$\bar{B} = \mu\bar{H} \dots\dots\dots (5)$$

したがって(4)、(5)式より磁極間に発生する磁束密度 $B_0$ は

$$B_0 = \mu_0 I / g \left( 1 + k \frac{\mu_0 l}{\mu g} \right) \dots\dots\dots (6)$$

で求まる。ただし、 $k$ は鉄心中の磁束密度 $\bar{B}$ とギャップ内の磁束密度 $B_0$ との比

$$k = \bar{B} / B_0 \dots\dots\dots (7)$$

である。この $k$ 値を推定するために、Fig. 1(a)の閉曲線 $C_2$ に再度(1)式を適用する。この閉曲線は、励磁コイルのための磁石の窓

の部分では、電磁石鉄心の垂直部（ヨーク）に平行に、磁石の中心からの距離 $x$ の点を通して上部鉄心に入った後、垂直部鉄心を通して回路を閉じる。励磁コイルは上下コイルとも $x_0 \leq x \leq x_1$ の領域に一樣に電流が分布しているとする、閉曲線 $C_2$ で囲まれた領域内の電流は $(x_1 - x)I / (x_1 - x_0)$ 、またコイル窓の高さを $h$ とすると(6)式と同様に閉曲線の一部 $h$ での平均の磁束密度 $B(x)$ は

$$B(x) = \frac{\mu_0 I}{h} \left( \frac{x_1 - x}{x_1 - x_0} \right) \dots\dots\dots (8)$$

ただし鉄心中の比透磁率 $\mu_r = \mu/\mu_0$ は1に比べて非常に大きいと仮定した。(6)式でも同様の仮定をすると $B_0 \approx \mu_0 I / g$ の近似解が得られるが、これと(8)式で得られた結果を合わせて、電磁石の上下の対称面上の磁束密度はFig. 1(b)の実線で示したように分布する。したがって、この対称面上の磁束の総和は、磁石の左右の対称性を考慮に入れて磁石の奥行の単位長当り

$$\begin{aligned} \phi &= 2 \int_0^{x_1} B dx \\ &= \frac{2\mu_0 I}{g} \left\{ x_0 + \frac{g}{2h} (x_1 - x_0) \right\} \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

となる。とくに中央水平面での磁束密度は磁石の上下の対称性からこの面に垂直に交差することに留意すべきである。したがって原点を中心にして例えば $x$ の正の部分の磁束の総量は鉄心の透磁率が十分大きければ磁石の外部に漏れることなく、上部鉄心を經由し鉄心の垂直部を通して回流する。鉄心のヨーク部の厚さを $w$ とすると鉄心中の磁束密度はマクスウェルの第2の方程式(2)を適用して次のように表わされる。

$$\bar{B} \leq \frac{\phi}{2w} = \frac{\mu_0 I}{gw} \left\{ x_0 + \frac{g}{2h} (x_1 - x_0) \right\} \dots\dots\dots (10)$$

故に鉄心中の磁束密度とギャップ内磁束密度の比 $k$ はおおよそ

$$\begin{aligned} k &= \bar{B} / B_0 \\ &\leq \frac{x_0}{w} \left( 1 + \frac{g}{2h} \frac{x_1 - x_0}{x_0} \right) \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

で与えられる。通常 $\bar{B}$ は鉄心が飽和状態にならない程度の高い磁束密度となるようにヨークの厚さ $w$ が選ばれる。また上記の計算では閉曲線 $C_2$ に沿っての起磁力の積分値からコイル窓の高さ $h$ にわたっての磁場の強さまたは磁束密度の平均値を求めたことになり、それをもって電磁石の中央面上の磁束密度としたが、電磁石の上下の励磁コイルが図のように距離をおいて配置されているときは正しくない。しかし、磁束のおおよその量を知るには大抵の場合許される誤差の範囲内である。さらに、このようなコイル窓に接している磁極近傍での磁場の不均一分布によって、実際の中央面上の磁場分布はFig. 1(b)の点線に示すようなものになる。

2.2 磁路の制御

磁界を発生させる原因は(1)式からもわかるように電流の存在である。Fig. 2(a)に示すように電流を流したソレノイドコイルの周辺には磁界が発生するが、とくにこの磁界を遮蔽するための特別の処置をとることがなければ、磁場の強さはコイルからの距離の3乗に逆比例して減衰するとはいえ、遠くまでその影響を及ぼす。このような影響を人為的に阻止するには、高い透磁率をもった磁性材で磁場の発生源の周辺を包んでしまいか(Fig. 2(b))、または外部に磁場の発生源があって磁界中に自由空間を確保したいときにはその空間を同じような磁性材で囲まばよい(Fig. 2(c))。いずれの場合でも、磁束を高い透磁率、いゝかえれば磁気抵抗の低い物質で吸収し磁気回路を短絡して磁場の発生源に戻すような磁路の制御が必要である。このとき遮蔽のための磁性材は、原則として磁場の発生源または確保したい自由空間を磁性材料で閉回路をつくるように配置す

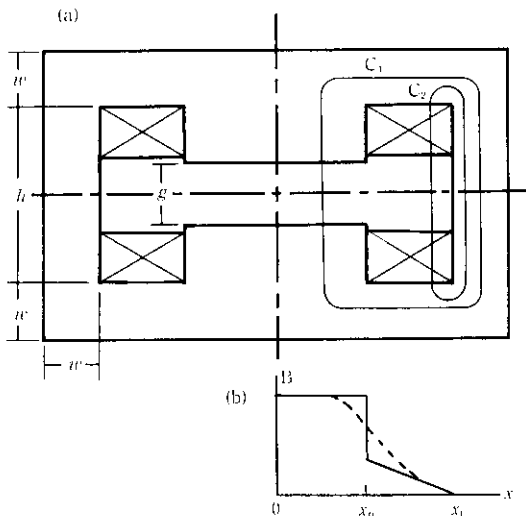


Fig. 1 Application of integral expression of Maxwell's equation to the design of an electro-magnet

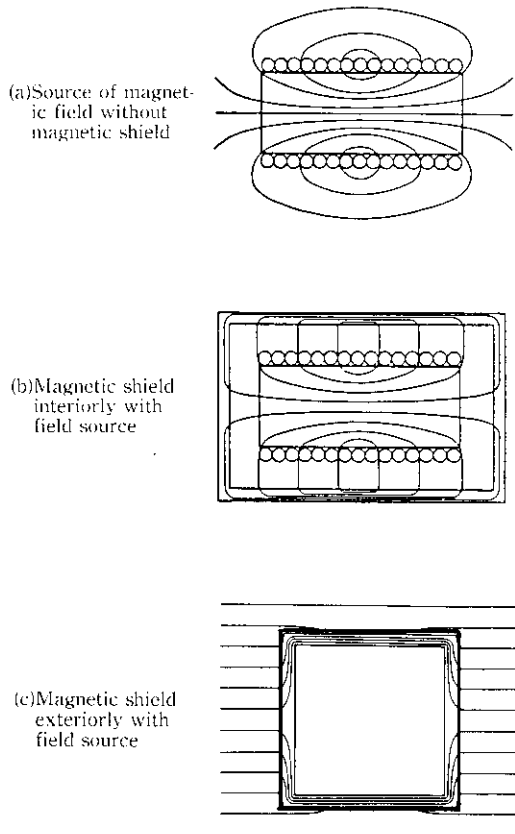


Fig. 2 Magnetic shielding

ることが望ましい。例えば、比透磁率が1000の磁性材を使用したとして、その長さ1mは磁気抵抗の観点からすると真空または空気中での磁路1mmに相当する。したがって、磁束がその発生源から出発して還流する磁路は、閉じた遮蔽材の配置上どうしても通らざるを得ない真空または空気中の部分を除いて、高透磁率の遮蔽材を通ることになる。Fig. 1での磁極間ギャップや励磁コイルのための空間あるいはコイル導体の占める空間を除けば、鉄心部は、発生した磁束の誘導路であり、磁場を外部に漏らさない遮蔽材の役目をしているともいえる。また遮蔽材は磁路を制御する意味で上に述べたように、遮蔽材に沿って切れ目のない閉じた構造になっていることが望ましいが、遮蔽材の磁路に沿っての長さにくらべて十分短い中絶であれば磁路の制御、磁束の誘導には大きな影響はなく、その近傍で局所的な磁場の漏洩が認められるに過ぎない。しかし磁性材の長さと同程度もしくはそれよりも長い空間があるときには、磁性材はもはや磁路を制御することは困難となり、遮蔽材としての役割を期待することはできなくなる。事実、遮蔽の目的で磁界中に高透磁率の材料を衝立状に配置する試みをよくみかけるが、その磁氣的遮蔽効果は極めて小さい。

2.3 磁気遮蔽の漏洩磁場

磁気遮蔽に際して最も関心もたれるのは、ある特定の磁気特性をもった磁性材で発生源からの磁場を遮断したとき、希望する空間内の磁場がどの程度になるか、漏洩磁場の強さを定量的に知ることであろう。この問題の解決の手掛りを与えるのは磁性材表面近傍の磁場の振舞である。

いま Fig. 3(a) のように磁性材の表面近傍に、表面に平行な2辺をもつ長方形の閉じたループを想定してこれにマクスウェルの方程

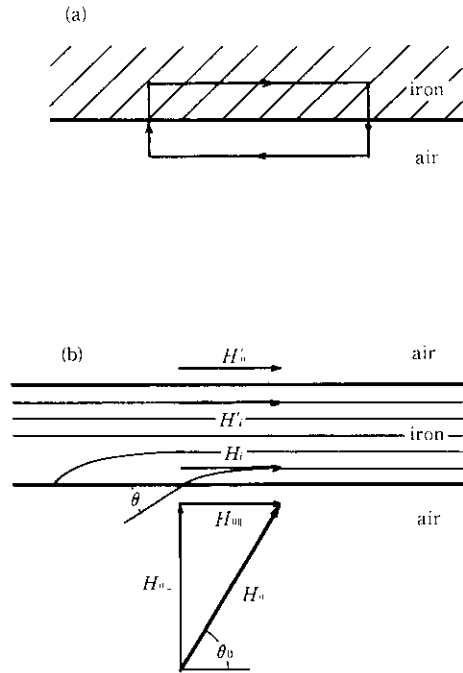


Fig. 3 Magnetic field around ferro-magnetic material; (a) application of the integral expression of Maxwell's equation to the surface of the material and (b) magnetic fields inside and outside the material

式(1)を適用する。平行な2辺は磁性材の表面を隔て、その距離は十分に短く、境界面に接近しているとし、またこのループ内には電流は存在しないとすると、境界面に垂直な線分に沿っての起磁力の積分の寄与は無視できるから

$$\oint H \cdot ds = 0$$

$$= (H_{0\parallel} - H_{i\parallel})s \dots\dots\dots (12)$$

となる。ここでsは磁性材と空気との境界面に平行な線分の長さ、 $H_{0\parallel}$ と $H_{i\parallel}$ はそれぞれ空気中の境界面近傍の磁場の強さ $H_0$ と磁性材内の磁場の強さ $H_i$ の境界面に平行な成分である。これから

$$H_{0\parallel} = H_{i\parallel} \dots\dots\dots (13)$$

が得られる。すなわち磁性材の表面を隔てた内外の磁場の強さ(起磁力)の境界面に平行な成分は互いに等しいことがわかる。これをFig. 3(b)のように磁性材によって空間が磁場の発生源の存在する側と発生源のない部分に仕切られている状況にあてはめてみる。磁場の発生源のある側(磁性材の下側の部分)での磁場の強さを $H_0$ 、したがって磁束密度は $B_0 = \mu_0 H_0$ とし、境界面に $\theta_0$ で、また鉄中の磁力線は $\theta$ で交差しているとすると、境界に平行な成分については

$$H_{0\parallel} = B_{0\parallel} / \mu_0 = (B_0 / \mu_0) \cos \theta_0$$

$$= H_{i\parallel} = (B_i / \mu) \cos \theta \dots\dots\dots (14)$$

また境界に垂直な成分では境界面での磁束の増減はないから

$$B_{0\perp} = B_0 \sin \theta_0$$

$$= B_{i\perp} = B_i \sin \theta \dots\dots\dots (15)$$

故に

$$\tan \theta_0 = (\mu / \mu_0) \tan \theta = \mu_r \tan \theta \dots\dots\dots (16)$$

が得られる。通常磁性材の比透磁率 $\mu_r$ は1に比べて非常に大きな値をもつから、磁力線の磁性材表面に対する傾き角 $\theta_0$ は $90^\circ$ に極めて近いことがわかる。これは導体上の電気力線が導体表面に垂直に交差することと同様よく知られたことである。一方、鉄板の上部の側、磁場の発生源のない部分の磁場の分布の状態は磁性材から

の漏洩磁場のみが存在すると考えてよい。したがって、磁性材に沿って磁束が図のように境界面に平行して流れていると (13) 式からわかるように鉄中の起磁力  $H_i$  に等しい漏洩磁場  $H_0$  が磁性材表面外側に発生する。ゆえにこゝでの磁束密度  $B_0$  は  $\mu_0 H_i$  であり、鉄中の厚みに沿っての起磁力の分布はほとんど均一であると期待されるから

$$B_0 = \mu_0 H_i \dots\dots\dots (17)$$

である。これは磁気遮蔽で鉄が外部からの影響で磁化され、 $H$  エルステッド (約  $80 \times H A/m$ ) に励磁されたとすると、そのときの漏洩磁場もまた  $H$  エルステッドであり、したがって漏洩磁束密度は  $H$  ガウス ( $H \times 10^{-4}$  テスラ) であることを意味する。例えば漏洩磁束密度を 5 ガウス以下に抑えるには、遮蔽材内の起磁力が 5 エルステッドかそれ以下で励磁されるように遮蔽材の寸法等を決めることである。

以上述べた事柄の実験的な検証法として、三瓶ら<sup>5)</sup> が行った磁性材の磁気遮蔽性能評価例を以下に引用しよう。Fig. 4(a) は磁気シールド材としてよく使用の対象とされる磁性材の磁気特性である。これらの磁性材の磁気遮蔽の性能を評価するための試験装置は Fig. 4(b) に示すようなもので、試験片は 2 mm のアクリル板を隔てて電磁石の磁極間をつなぐヨーク (または継鉄) の役目を担っている。励磁コイルに通電して電磁石を励磁し、試験片内の磁場を変えながら試験片近傍の磁束密度を測定することで電磁石からの外部への漏洩磁束密度を求める。このような方法で得られた結果が Fig. 4(c) である。横軸は電磁石の励磁コイルに与えられたアンペア・ターン、縦軸は試験片に沿っての漏洩磁束密度をガウス単位で測定した値である。コイルの電流を増加し、磁路中の起磁力の増加にともなって、最初は漏洩磁束密度は急増にとどまっているが、起磁力がある値に達すると漏洩磁束密度は急速に増大する。次に、それから起磁力を

減少させると、急激な漏洩磁束密度の減少の後に緩やかな減少状態となり、起磁力の増加時より小さい漏洩磁束密度が得られる。さらに起磁力を零から符号を変え、マイナス方向に増加させるとゆっくり漏洩磁束密度もマイナス方向に増加し、起磁力のプラス側で磁束密度が急変したと同じ起磁力の絶対値の点で急速な漏洩磁束密度のマイナス側への増大が認められる。このような状態から起磁力を再びプラス方向に零点に近づけると、磁束密度は急激にその絶対値を減少させ、その後プラスに転じてゆっくりと起磁力の零点近傍の漏洩磁束密度の値に戻る。これは一種の履歴曲線を形づくっているように見える。事実、縦軸と横軸を交換するとこの曲線は通常見慣れた試験片である磁性材の磁気特性を示すヒステリシス曲線そのものの反映であることがわかる。コイルによって与えられた起磁力は 2 mm のアクリル板によってつくられた磁極間ギャップ (全長 4 mm) 内の磁束密度に比例するから Fig. 4(c) の横軸は試験片を通る磁束の総量とみることでもできる。したがって、厚さ 2 mm の試料では 6 mm の厚さの試料の 3 倍の磁束密度であると推定される。実際厚さ 6 mm の試料では飽和点 (漏洩磁束密度が急増する点) の起磁力が 2 mm の試料のほぼ 3 倍となっていることはこの事を裏付けている。磁性材の磁気遮蔽の性能試験としてこのような装置を用いて得られる試料の磁気的振舞は「漏洩磁場は遮蔽材内の起磁力に等しい」という理論的な結論から容易に予測されることである。Fig. 4(a) は磁気遮蔽材の対象となる各種材料の  $B-H$  曲線であってヒステリシス曲線ではないが、上記のような評価試験で期待される漏洩磁場あるいは漏洩磁束密度は簡単に推定できる。例えば、FERROPERM では初期励磁の部分を除いて考えると、0.1 エルステッドから 1 エルステッドの領域で、NK-J1 ではその数倍の領域で、また構造材 SS41 では 2 エルステッドから 50 エルステッドあたりまでの領域で試料中の磁場の強さの変化に対して磁束密度が増加し、その後飽和状態に達して漸増する。したがって漏洩磁場の強さとしては試料が飽和状態 (透磁率が相対的にかなり低下した状態) にならない限り、FERROPERM では最大 1 エルステッド (漏洩磁束密度で 1 ガウス)、NK-J1 で数エルステッド、SS41 で 50 エルステッド程度の遮蔽能力が予測され、これは Fig. 4(c) の結果とよく一致する。

### 2.4 磁気遮蔽に必要な遮蔽材の量

次に指定された空間内の漏洩磁束密度がある値以下とするのに必要な遮蔽材がどの程度の量となるかを知るために、一様な磁場が分布している空間に Fig. 5 のような奥行  $L$ 、高さ  $h$ 、幅  $w$  の直方体で囲まれた空間を磁気遮蔽するような最も簡単な例について考えてみよう。外部の一様な磁場の磁束密度は  $B_0$ 、したがってその磁場の強さは  $H_0 = B_0/\mu_0$  で、遮蔽材で囲まれた空間での漏洩磁束密度と磁場の強さはそれぞれ  $B_{0s}$ 、 $H_{0s} = B_{0s}/\mu_0$  以下にしたい。このような要請に対して使用する遮蔽材は前節で述べたように漏洩磁場  $H_{0s}$  に等しい起磁力  $H_s$  か、それ以下の起磁力となるよう励磁されることが必要である。すなわち

$$H_s \leq H_{0s} \dots\dots\dots (18)$$

であることが求められる。この起磁力  $H_s$  に対応する遮蔽材の磁束密度  $B_s$  はもちろん使用する材料によって異なる。 $B-H$  曲線上、急速な磁束密度が増加する領域にある場合には高い透磁率が期待される反面、磁束密度自身はあまり高くない。また起磁力の増加に対して磁束密度の漸増を示す起磁力の比較的大きな領域、すなわち飽和領域では一般に高い磁束密度が得られるが、高い透磁率は期待できない。すでに 2.2 で述べたように磁気遮蔽を行う際の要件の一つである磁路の制御には遮蔽材は高い透磁率をもたねばならないから

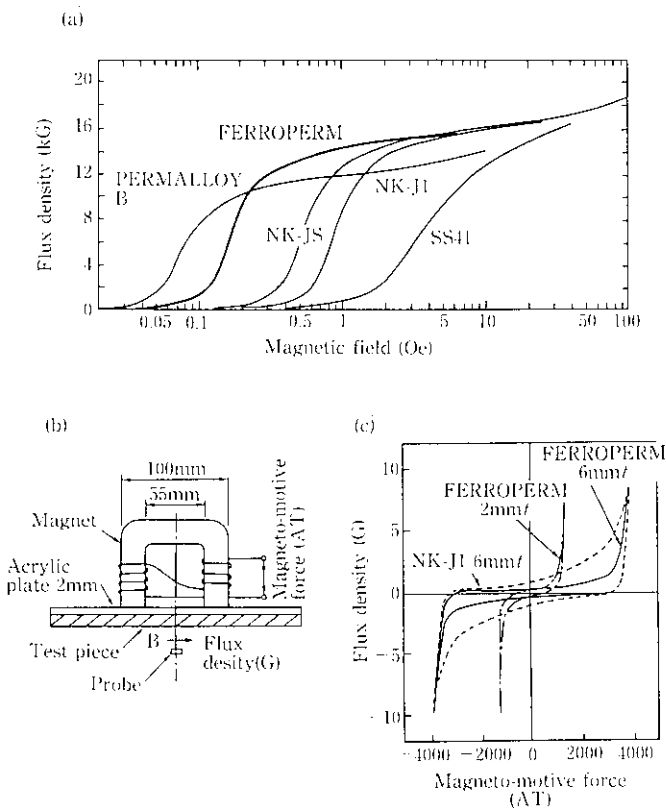


Fig. 4 Magnetic excitation curves of various materials (a), experimental arrangement for the evaluation of magnetic shielding of material (b), and shielding levels of various materials (c) (NKK Corp.)<sup>5)</sup>

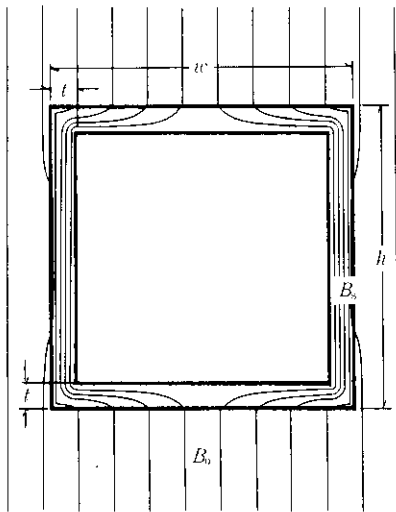


Fig. 5 Rectangle-shaped shield in uniform field

$B-H$  曲線上の動作点が飽和領域にあるのは好ましくない。

遮蔽体の幅  $w$  の底面に流入する磁束は遮蔽体の磁場分布に対する対称性から底面中央を境にして左右に厚さ  $t$  の遮蔽材に沿って流れ、側壁の位置で最大となって側壁中を上昇し、さらに遮蔽体上面で底面と対称に外部へ流出する。したがって、遮蔽体中での磁束の最大値は遮蔽体の奥行の単位長当り

$$\phi_{\max} = \frac{wB_0}{2} \quad (19)$$

であり、遮蔽体の厚さ  $t$  が一定であるなら遮蔽体内の磁束密度は側壁内で最大となって

$$B_s \leq \phi_{\max}/t = \frac{wB_0}{2t} \quad (20)$$

と推定される。この  $B_s$  は遮蔽体内の起磁力  $H_s$  に対応する値である。以上から奥行  $L$ 、高さ  $h$ 、幅  $w$ 、遮蔽材の厚さ  $t$  の遮蔽体の重量  $W$  は

$$W = w(w+h)L\rho \frac{B_0}{B_{s\max}} \quad (21)$$

となる。ただし  $t$  は  $w$ 、 $h$  に比べて十分小さいとした。また  $\rho$  は遮蔽材の密度、 $B_{s\max}$  は遮蔽材中の磁束密度の最大値で、 $H_{s\max}$

したがって (18) 式からわかるように漏洩磁場の最大値  $H_{0s}$  の起磁力で遮蔽材が励磁されたときの遮蔽材の磁束密度に相当する。(21) 式より明かなように使用する遮蔽材の量を少なくするためには  $B_{s\max}$  が大きければよい。しかし遮蔽材の材質が決まっているときには、この磁束密度は  $B-H$  曲線上飽和領域に位置することは先にも述べたとおり好ましくない。結局、透磁率の低下もそれほどもなく、また磁束密度自身もある程度高い値が期待される、 $B-H$  曲線上起磁力に対して磁束密度が急増する領域から飽和領域に移行する「肩」の近傍に選ぶのがよいということになる。したがって、この位置に対応する起磁力が要請された漏洩磁場の最大値に見合うような磁性材を選ぶことが磁気遮蔽を有効、かつ経済的に行う上で大切である。この直流磁化曲線上の動作点は通常十分高く励磁されたときのヒステリシス曲線の保磁力の数倍から 10 倍程度に相当する。

### 3 遮蔽材に求められる磁気特性

これまで述べてきたことから明かなように磁気遮蔽として使われる遮蔽材に求められる磁気特性は

- (1) 透磁率が高いこと
- (2) 保磁力が小さいこと
- (3) 磁束密度が高いこと

の 3 点に要約される。(1) は磁気遮蔽に際して所定の磁路に磁束を誘導・制御する上で必要な特性で、原則的には遮蔽材は閉じた形状をもつことが必要である。低い漏洩磁場を効率よく実現するには漏洩磁場の目安を与える保磁力の小さい材料を選ぶことであり、少い材料で所定の磁気遮蔽を行うには磁束密度の高い材料が求められる。もちろん、これらの規準は要求される遮蔽条件に基いて判断され、磁性材の選定が行われるべきである。例へば漏洩磁束密度が最大 20 ガウス (0.002 テスラ) でよいということであれば遮蔽材としてはとくに磁性材として生産されている材料でなく、より低価格である構造材 SS41 のような材料を使用しても著しく効率を下げずに遮蔽が可能であることは Fig. 4(a) の示す磁気特性から推測される。しかし、数ガウスあるいは 1 ガウス以下といった低い漏洩磁場の実現には量的にも質的にも効率のよい遮蔽を行うには要求に見合った磁性材の選定が必要である。このような要請に応えるために比較的容易に入手でき、かつ性能も安定していると思われる磁性材の候補として純鉄系の材料、無方向性けい素鋼板および方向性けい素鋼板を挙げたい。Fig. 6 はこれらの材料の代表例の直流磁化曲線で

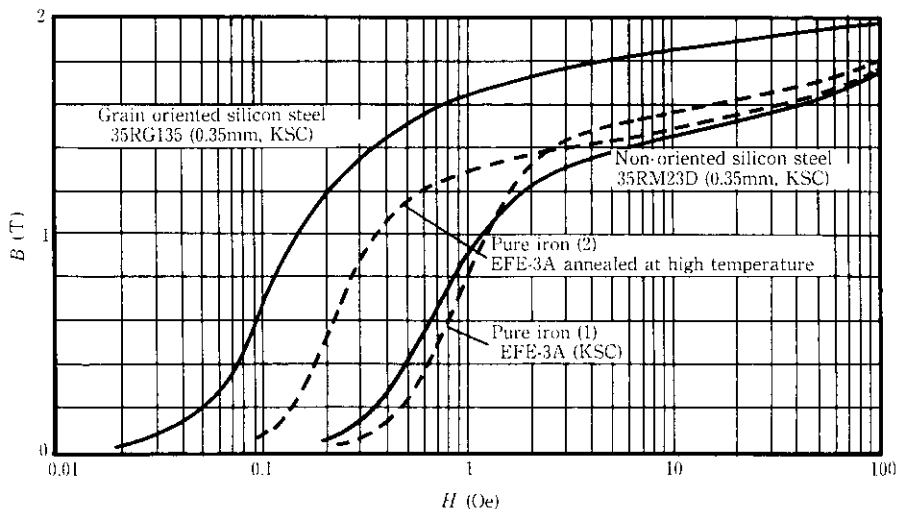


Fig. 6 Ferro-magnetic material for magnetic shielding

ある。ここで無方向性ならびに方向性けい素鋼板は本来交流磁場を対象に開発生産されている電磁鋼板で変圧器、発電機、電動機などの鉄心に広く使用されており、大量に生産されていることもあって電磁特性も安定している。これらの材料は図の磁気特性からもわかるように漏洩磁束密度が数 Gauss から 10 Gauss には無方向性けい素鋼板が通常の純鉄系の鋼板が、また 1 Gauss 近傍では十分純鈍して結晶粒の粗大化を図った純鉄系材料か方向性けい素鋼が適している。とくに方向性けい素鋼は 1 Gauss 以下の領域での磁気遮蔽に適しているばかりでなく、磁束密度も他の材料にくらべて 0.2~0.3 テスラ高く、より軽量の遮蔽材で済む。また 0.1 エルステッドの起磁力の近傍での磁束密度は Fig. 4(a) のパーマロイのそれに比較してもその色がないので、極めて高価なパーマロイの代替材としての使用が可能である。ただし方向性けい素鋼板では圧延方向に直角の方向での磁気特性が圧延方向のそれに比べて劣るので、その適用にあたっては圧延方向を磁束の流れの向きにできるだけ合わせるよう配慮する必要がある。

#### 4 磁気遮蔽の計算

最近は大電子計算機の普及によってかなり複雑な電磁場の計算が比較的容易に行えるようになった。したがって磁気遮蔽に関してもこのような大型計算機を駆使して漏洩磁束密度の分布の計算などが行われている。通常の計算では予め決められた境界条件、例えば磁場の発生源と磁気遮蔽体との位置関係や遮蔽材の形状、厚さ等が与えられた状況の下で遮蔽材の磁気特性を考慮して遮蔽体や磁場の発生源周辺の磁場分布を直接計算する機会が多い。分布する磁束密度も超伝導の機器が使用されているときには高いところで数テスラから数 Gauss の漏洩磁束に至るまで桁数が 4~5 桁にもわたる極めて広い範囲に分布する磁場を扱わなければならない。さらに漏洩磁束密度についてある程度の精度を確保しようとするより広いダイナミックレンジでの計算が要求され、大容量高速計算機といえどもばく大な計算時間と費用を必要とする。さらに遮蔽体の形状、厚さ等を変えて遮蔽材についての最適条件を求めようとする、上記のような計算を境界条件を変えて幾度もくり返し行わざるを得ず、あまり現実的でない。例えば、超伝導電磁石を用いた磁気浮上式列車リニアモーターカーでは超伝導コイル表面では 3~5 テスラの高い磁場が発生するので、列車内の磁気遮蔽は不特定多数の乗客の安全面から客室内の漏洩磁場を低く抑えなければならないと同時に、時速 500 km という高速運転に耐えるためには遮蔽材の軽量化は不可欠で、遮蔽体の形状の最適化は極めて重要な問題である。2.4 で扱った一様磁場中の長方形断面をもった遮蔽体軽量化の最適条件は Fig. 5 の遮蔽体の天井と床面の厚さを対称軸の位置で零、側壁の位置で厚さが最大値  $t_{max} = wB_0/2B_{s,max}$  となるように対称軸からの距離に比例して増加させればよく、遮蔽体内の磁束密度と起磁力はどの点でも  $B_{s,max}$  および  $H_{s,max} = B_{s,max}/\mu$  の一定値とすることで満たされることは明かで、漏洩磁束密度は遮蔽体近傍どこでも  $B_{0s} = \mu_0 H_{s,max} = (\mu_0/\mu) B_{s,max}$  となり、必要な遮蔽材も (21) 式の代りに

$$W_{min} = \frac{w(w+2h)L}{2} \rho \frac{B_0}{B_{s,max}} \quad (22)$$

に減少する。以上からわかるように、遮蔽材の必要量を最小にとどめるには、遮蔽材の磁化曲線上の動作点が曲線上に広がりをもって分布しないで一点に集約するような遮蔽体の厚さの分布を求めればよい。このような解を求めるために、遮蔽体の厚さを変えてその都度磁化曲線を用いての計算を試行錯誤の下で行うことは、先にも述べたように非効率である。そこで遮蔽材の磁気特性は一括  $\mu$  一定と

し、その値は選定された遮蔽材の磁化曲線上の肩近傍に設定した動作点の透磁率をえらぶことにする。したがって遮蔽体は与えられた形状をもち、かつ厚さは有限であればどんな厚さでもよいという条件で磁場分布の計算を先づ行う。磁気特性を考慮する必要がないので計算はだいぶ簡単になるはずである。このようにして得られた磁束分布でとくに遮蔽体内の磁束の流れに直角な断面について幅の単位長当りの磁束の量を遮蔽体表面全域について求める。遮蔽体の厚さをこの磁束量に比例して決めれば遮蔽体内の磁束密度はすべての点で一定となる。次に要請された漏洩磁場の最大値に対応する磁束密度が、磁化曲線上、2.4 で述べた最も効率のよい動作点すなわち肩近傍に位置するような磁気特性をもった遮蔽材について、先の磁束分布と遮蔽体各点での厚さとの比例定数を調整してこの動作点の磁束密度となるような手続をとればよい。このような解法が十分信頼できる解を与えるためには、2.2 で述べたように遮蔽体は十分高い透磁率(比透磁率で数 100 以上あればよかる)をもち、原則上少へとも 2 次的に磁氣的閉回路を形成していることが必要である。

上記の計算例として、リニアモーターカーに搭載されている超伝導コイルのつくる磁場の遮蔽の例を挙げよう。列車を浮上し、高速で駆動するための超伝導電磁石は車両の連結部附近に車体側面下部に左右 4 個づつ約 5 m の長さにあわせて Fig. 7(a) のように配置されている。この近傍では磁場が強いこともあって客室でなく、車輛間の連絡路にあてられている。それぞれのコイルは進行方向に沿って極性が交互に逆になるように、また左右同じ軸上にあるコイルは同方向に極性がそろうように、それぞれ 700 kA ターンの電流で励磁されている。超伝導コイルの中心位置は車体床面から下方に 1.1 m、車体中心軸から 1.45 m の位置にあると仮定した。さて、このように三次元的なコイル、遮蔽体の配置で直接磁場計算を行うのは複雑なので、かなり大胆な境界条件の簡略化を行うことにする。すなわち、Fig. 6(a) に示すようにコイルを上下 2 本の平行電線に置き換えると同時に遮蔽体も列車進行方向に無限に長いものと仮

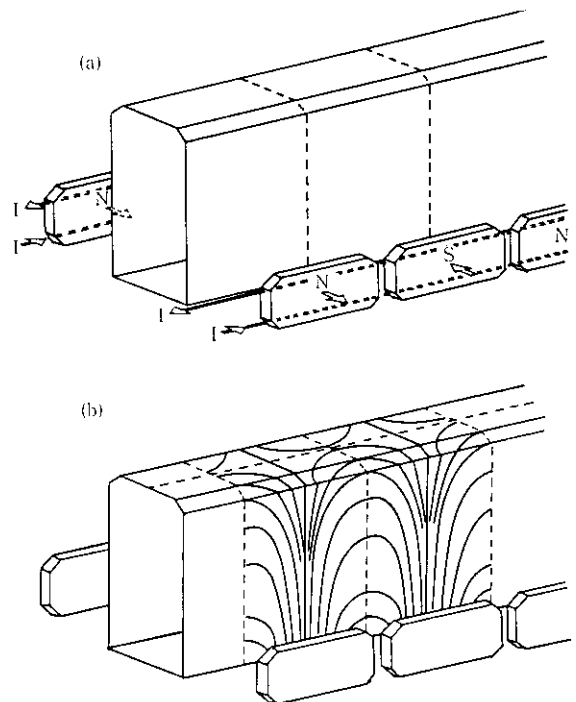


Fig. 7 Modeling of magnetic levitation vehicles in the calculation of magnetic shielding; (a) two-dimensional approximation and (b) periodic arrangement of superconducting coils

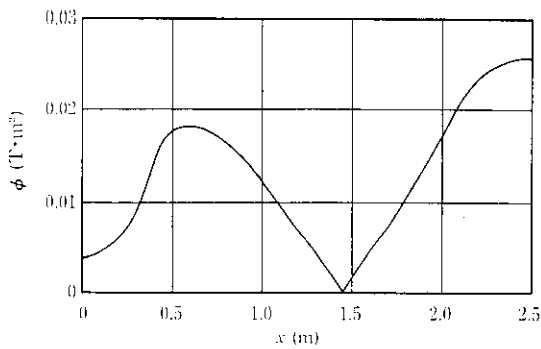


Fig. 8 Magnetic flux distribution along the shielding wall in the two-dimensional approximation of Fig. 7(a)

定する。このような置き換えで境界条件は二次元内での変化にとどまり、磁場の分布は列車の進行方向には依存しないので計算はかなり簡略になる。このような近似で得られる磁場分布は現実の三次元配置のそれに較べると大分違ったものと予想され、強いていえば各コイルの進行方向中心での列車の断面 (Fig. 7(a) 遮蔽体上点線で示した断面) 近傍での磁場分布に近いと思われる。このように現実とはかけ離れた境界条件での計算であるが、ここでは計算の結果よりむしろ計算の過程そのものに重点があるということで読者の理解を得たい。遮蔽体の透磁率無限大の仮定で計算した結果、幅 0.8 m、高さ 1.7 m の連絡路の壁面の断面に沿って面床中心から天井中心まで 2.5 m の間の各点での磁束の量は進行方向 1 m 当り Fig. 8 のように分布することがわかった。ここで興味深いのは床中心から 1.5 m 附近で磁束が零となることである。磁束の最大値は天井中心で  $2.6 \times 10^{-2} \text{ Tm}^2$  である。方向性けい素鋼板をつかって連絡路内の漏洩磁束密度を例えば 5 ガウス以下に抑えようとする、鋼板内のすべての点で磁化力が 5 エルステッド (400 A/m) となることが必要で、そのときの鋼板内の磁束密度  $B_{s, \max}$  は Fig. 6 の直流磁化曲線から 1.8 テスラと読み取れるので天井中心での遮蔽体の厚さが最大となり

$$t_{\max} = \phi_{\max} / B_{s, \max} = 14.7 \text{ mm} \dots \dots \dots (23)$$

が得られ、遮蔽体各点での厚さは磁束に比例して決める。遮蔽体の表面積  $25 \text{ m}^2$  に対して 1.3 t あまりの鋼材が必要となる。上の計算

はかなり現実離れの境界条件に置き換えての計算であるが、より実際に近い近似としては交互に極性を変えたコイルが列車の進行方向に無限に周期的に配置された Fig. 7(b) のような条件での計算が考へられる。この場合三次元での計算が必要であるが、計算の領域は半周期に相当する限られた領域のみでよいので通常の一般的な三次元計算より大分楽であろう。この場合には遮蔽体の厚さは Fig. 7(b) に図式的に画いた三次元的な磁束の分布に応じた複雑な分布をとるのであろう。筆者はこのようなケースについて計算を試みる機会にまだ恵まれていないが、いずれ機会があれば是非解析を行いたいと思っている。

## 5 おわりに

以上、静的磁気遮蔽についての基本的な考へ方、それに基づいて要請された漏洩磁束密度を実現するための遮蔽材の配置と励磁状態はどうあるべきか、さらにこの遮蔽を行うためにはどの程度の量の遮蔽材を必要とするかについて述べるとともに、磁気遮蔽に重要な磁性材の磁気特性に関連して比較的容易に入手できる磁性材を紹介した。遮蔽磁場の計算にあたって、とくに指摘したいことは十分高い透磁率をもった磁性材で閉じた磁気回路をつくるように遮蔽体を構成すると、漏洩磁場の強さは遮蔽体内の起磁力そのものであるという単純であるが磁気遮蔽にとって極めて重要な法則が意外にも見過されているのが実情である。このため磁気遮蔽の計算では、遮蔽体の厚さをふくめた形状、材質等を変数として扱い、膨大で複雑な計算を行った割にはあまり踏み込んだ結果が得られないことが多い。計算機のプログラムは十分整備されていて、与えられた境界条件に見合った正しい解を結果として計算機は提供してくれることはもちろんであるが、先に述べた法則のような指導原理なしでは、遮蔽体表面についてすべての点で厚さの最適分布を求めることなど大容量の大型計算機を駆使しても思も及ばない。とくに超伝導磁気浮上列車のように、不特定多数の乗客の安全と時速 500 km といった高速運転に耐えるための低い漏洩磁場の実現と遮蔽体の軽量化の極限を追究することが最優先課程であるようなケースでは、本論で述べたような計算法は問題の解明に有効であろう。今後ますます進展するとみられる産業機器のハイテク化や超伝導技術の向上にともなって需要が高まる磁気遮蔽にこの小文が少しでも役立てば幸いである。

## 参 考 文 献

- 1) A. P. Wills: *Phys. Rev.*, **9** (1899), 193
- 2) 佐々木勇三郎, 大塚一郎: 日本物理学会誌, **26** (1971), 792
- 3) 小笠原武, Ludwig Boestem: 日本物理学会誌, **28** (1973), 1041
- 4) 小笠原武: 低温工学, **8** (1973), 135
- 5) 三瓶哲也, 鈴木治雄, 大森俊道, 二木一元, 藤本幸二, 八子一了: NKK 技報, No. 130 (1990), 32