

連載講座

環境磁気ノイズと磁気シールド技術 III

生体磁気計測用磁気シールドルームの性能と設計指針 No. 2

Environmental Magnetic Noise and Magnetic Shielding III

Magnetically Shielded Room for Biomagnetic Measurements No. 2

山崎慶太・小林宏一郎* Keita Yamazaki and Koichiro Kobayashi

(株)竹中工務店技術研究所 Takenaka Corp., Research & Development Institute
千葉県印西市大塚 1-5-1 (〒270-1395) 1-5-1 Otsuka, Inzai-shi, Chiba 270-1395, Japan

*岩手大学工学部 Faculty of Engineering, Iwate Univ.

岩手県盛岡市上田 4-3-5 (〒020-8551) 4-3-5 Ueda, Morioka, Iwate 020-8551, Japan

In this paper, first, the method for analyzing a magnetic field using the edge finite element method is described. This method is effective for evaluating the shielding factor (SF) of a magnetically shielded room (MSR), because the nonlinear magnetic characteristics can be easily taken into account. Second, in order to establish the standard evaluation method, the size and configuration of the noise generation coil are investigated by finite element analysis using a magnetically shielded room (MSR). The MSR is a brick type consisting of two layers of permalloy, and has a door similar to that of an actual MSR. The effect on the shielding factor (SF) of the size of a pair of exciting coils at a low frequency such as 1 Hz is investigated by setting up the coils close to the MSR, and the effect of the distance between the coil and MSR is also investigated by using small coils. Third, the effect of the door of the MSR on the SF is investigated by comparing the magnetic field distribution in the same MSR, with a gap between the door and the wall which isolates them magnetically and electrically, to that without a gap obtained by 3-D magnetic field analysis taking account of eddy currents.

Key words: magnetically shielded room, biomagnetic measurement, distance between layers, incremental permeability, 3-D magnetic field analysis, edge finite element method

1. はじめに

前報では、前々報で明らかにした電車の送・帰電流に起因する変動磁場のほか、自動車・エレベータの移動、ファン、送電線などに起因する変動磁界（環境磁気ノイズ）を遮蔽するための、生体磁気計測用弱磁場磁気シールドルーム (MSR) の基礎的な特性と設計指針について述べた。まず、草創時から 20 世紀末までと、臨床応用など生体磁気計測の実用化が進んだ最近の所謂第二代、それぞれの生体磁気計測用 MSR の設計の特徴と性能について述べた後、遮蔽率 (SF: shielding factor) の周波数特性をまとめ

比較した。さらに、従来から MSR の遮蔽率を求めるために用いられてきた近似式、理論式を用いて、多層 MSR の設計法、特に 2 層、3 層 MSR の SF を効率的に向上させるために最適な最外層の大きさについて基礎的な検討を行った。しかしながら、それらの簡易式では球体、立方体、円筒の特定の形状の位置の SF しか算出できず、MSR 内における MEG (magnetoencephalogram), MCG (magnetocardiogram) 計測に適する範囲を選定することはできない。さらに、マグネットメータ (非微分型) に代わり、外部磁気ノイズが低減できる 1 次微分型 (first-order gradiometer), 2 次微分型 (second-order gradiometer) SQUID 磁束計が MEG, MCG 計測に用いられる場合、コイル近傍の磁界勾配が大きいと精度が低下するので、MSR 内部の磁界の空間的分布を求めることは重要である。特に小型のシールドボックスと異なり、MSR には必ず存在する扉や換気口などの開口部の磁界分布への影響を把握する必要がある。

そこで本報ではまず、MSR の最適設計で必要となる現象の把握や遮蔽性能の計算などを行う際に有効な 3 次元磁界解析として、汎用性があり、また非線形磁気特性の考慮が容易であるなどの理由で、現在広く用いられている辺要素有限要素法を用いた $A-\phi$ 法^{1), 2)} による磁界解析法について、その概要と、MSR の磁界解析のポイントについて説明する。

次に、上で述べた有限要素法を用いて、扉を有する実機の直方体形状小型磁気シールドルームの渦電流を考慮した 3 次元磁界解析を実際に行い、環境磁気ノイズの中で最も強度の高い、0.1~1 Hz の低周波および商用周波数に近い 40 Hz のノイズに対する MSR 内の磁界分布を求め、MSR の基礎的特性について検討する。まず SF を評価するための磁気ノイズ印加コイルの大きさ、配置および MSR からの離隔距離が SF に与える影響について検討する。次に MSR の SF の周波数特性における、扉部のギャップの影響について検討する。

2. 3次元磁界解析法^{1,2)}

ここでは、3次元磁界解析法として、辺要素有限要素法を用いた \mathbf{A} - ϕ 法による磁界解析法^{1,2)} についてその概要を説明する。

2.1 基礎方程式

通常、磁気シールドルームの解析では、問題となる周波数は 0 Hz (直流)~数 kHz であり、この場合、変位電流は無視できる。したがって、ここでは変位電流を無視した場合の磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} と電気スカラーポテンシャル ϕ を未知変数とする \mathbf{A} - ϕ 法について基礎方程式の導出過程を述べる。

変位電流を無視した準定常場におけるマクスウェルの電磁方程式は次式で表される。

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (1)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \quad (3)$$

ここで、 \mathbf{B} , \mathbf{H} , \mathbf{J} , \mathbf{E} は磁束密度、磁界の強さ、電流密度、電界の強さである。これらの間には次の関係がある。

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (4)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (5)$$

ここで、 μ , σ は、それぞれ透磁率、導電率である。また、次式で示される電流の連続性も考慮する。

$$\text{div } \mathbf{J} = 0 \quad (6)$$

(3) 式より、次式で示される磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} が定義できる。

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A} \quad (7)$$

(7), (4) 式を (1) 式に代入し、また、 \mathbf{J} をコイル電流など既知となる強制電流密度 \mathbf{J}_0 と未知である渦電流密度 \mathbf{J}_e に分けて考えると、次式が得られる。

$$\text{rot}(\nu \text{rot } \mathbf{A}) = \mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_e \quad (8)$$

ここで ν は磁気抵抗率である。渦電流を無視した場合の静磁界の基礎方程式は、上式において \mathbf{J}_e を無視した次式となる。

$$\text{rot}(\nu \text{rot } \mathbf{A}) = \mathbf{J}_0 \quad (9)$$

一方、電磁誘導によって生じる渦電流を流す電界を \mathbf{E}_e とすると (7) 式を (2) 式に代入すれば、次式が得られる。

$$\text{rot} \left(\mathbf{E}_e + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (10)$$

上式より、 \mathbf{E}_e は次式で表される。

$$\mathbf{E}_e = - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \text{grad } \phi \quad (11)$$

ここで、 ϕ は電気スカラーポテンシャルである。(5) 式および (11) 式を、(8) 式と (6) 式に代入すると、次に示す渦電流が存在する領域の基礎方程式が導出できる。

$$\text{rot}(\nu \text{rot } \mathbf{A}) = \mathbf{J}_0 - \sigma \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad } \phi \right) \quad (12)$$

$$\text{div} \left\{ -\sigma \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad } \phi \right) \right\} = 0 \quad (13)$$

2.2 1次六面体辺要素を用いた離散化

有限要素法において空間の離散化に用いられる要素としては、当初、未知変数 \mathbf{A} を要素の節点で定義し要素の境界においてベクトルの3成分がすべてが連続となる節点要素を用いて解析が行われていた。その後、有限要素法を用いた \mathbf{A} - ϕ 法では、磁界と電流の連続性は下記に示すように、定式化の段階で弱形式で考慮されるため、未知変数 \mathbf{A} の連続性としては、磁束と電界の連続性を満たすのに必要な接線方向成分のみを連続とすれば良いとの観点から \mathbf{A} を要素の辺上に定義した辺要素^{3,4)} が開発された。辺要素を用いれば、節点要素を用いる場合に比べて、解析精度が向上し、また、計算時間が大幅に削減されることが明らかとなっている⁵⁾。ここでは空間の離散化法に関して、1次六面体辺要素を例として説明する。

Fig. 1.1(a) に1次六面体辺要素を示すが、この補間関数は、Fig. 1.1(b) に示すように、局所座標系を用いた一辺の長さが2の2次立方体要素を用いて定義される。ベクトルの未知変数である \mathbf{A} は、Fig. 1.1(b) に示すように、要素の辺で定義され、ベクトルの方向は辺の方向となり、その大きさのみが未知数となる。このとき要素内の \mathbf{A} は、要素の辺 i で定義される変数 A_i を用いて次式で表される。

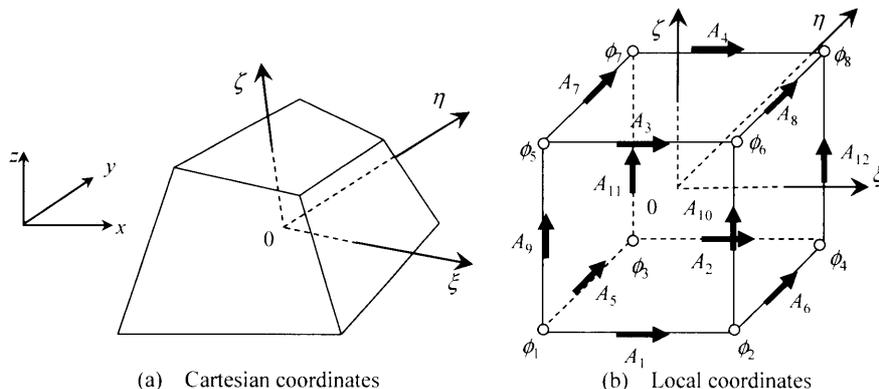


Fig. 1.1 First-order hexahedral element.

$$\mathbf{A} = \sum_{i=1}^{12} N_i \mathbf{A}_i \quad (14)$$

ここで、 N_i はベクトル補間関数であり次式で表される。

$$N_i = \begin{cases} \frac{1}{8} (1 + \eta_i \eta) (1 + \zeta_i \zeta) \text{grad } \xi & (i=1-4) \\ \frac{1}{8} (1 + \zeta_i \zeta) (1 + \xi_i \xi) \text{grad } \eta & (i=5-8) \\ \frac{1}{8} (1 + \xi_i \xi) (1 + \eta_i \eta) \text{grad } \zeta & (i=9-12) \end{cases} \quad (15)$$

ここで、 ξ_i, η_i, ζ_i は、辺 i によって ± 1 に変化する定数である。

一方、スカラの未知変数である ϕ は、従来どおり要素の節点で定義され、要素内の ϕ は、要素の節点 j で定義される変数 ϕ_j を用いて次式で表される。

$$\phi = \sum_{j=1}^8 N_j \phi_j \quad (16)$$

ここで、 N_j はスカラ補間関数であり次式で表される。

$$N_j = \frac{1}{8} (1 + \xi_j \xi) (1 + \eta_j \eta) (1 + \zeta_j \zeta) \quad (j=1-8) \quad (17)$$

以下、簡単のため、渦電流および強制電流を無視した静磁界解析法の基礎方程式である次式を用いて、離散化過程を具体的に述べる。

$$\text{rot}(\nu \text{rot } \mathbf{A}) = 0 \quad (18)$$

上式に重み付き残差法であるガラキン法を適用すると、辺 i で定義される次式の残差 G_i は零となる。

$$G_i = \iiint N_i \cdot \text{rot}(\nu \text{rot } \mathbf{A}) \, dx \, dy \, dz = 0 \quad (19)$$

上式は、ベクトル公式およびガウスの発散の定理を用いて次のように変形できる。

$$\begin{aligned} & \iiint N_i \cdot \text{rot}(\nu \text{rot } \mathbf{A}) \, dx \, dy \, dz \\ &= \iiint [\text{div} \{ \nu \text{rot } \mathbf{A} \times N_i \} + \nu \text{rot } \mathbf{A} \cdot (\text{rot } N_i)] \, dx \, dy \, dz \\ &= \iiint (\text{rot } N_i) \cdot (\nu \text{rot } \mathbf{A}) \, dx \, dy \, dz \\ &\quad - \iint \{ N_i \times (\nu \text{rot } \mathbf{A}) \} \cdot \mathbf{n} \, dS \\ &= \iiint (\text{rot } N_i) \cdot (\nu \text{rot } \mathbf{A}) \, dx \, dy \, dz \\ &\quad - \iint \{ (\nu \text{rot } \mathbf{A}) \times \mathbf{n} \} \, dS \end{aligned} \quad (20)$$

ここで、 \mathbf{n} は要素境界の外向き単位法線ベクトルである。上式右辺第 2 項の境界積分項を零とすることにより、磁界 \mathbf{H} の接線方向の連続性を弱形式で満足させる。結局、(15) 式は次式となる。

$$G_i = \iiint (\text{rot } N_i) \cdot (\nu \text{rot } \mathbf{A}) \, dx \, dy \, dz = 0 \quad (21)$$

上式の積分を要素ごとに行い、また、(14) 式を代入すると

次式となる。

$$G_i = \sum_{e=1}^{ne} \sum_{j=1}^{12} \iiint (\text{rot } N_i) \cdot (\nu \text{rot } N_j) \, dx \, dy \, dz A_j = 0 \quad (22)$$

ここで、 ne は総要素数である。すべての未知変数に対して上式を考えると、連立 1 次方程式が作成でき、これを解くことにより、線形静磁界解析が可能となる。上式の積分計算にはガウスの数値積分 (2 点積分) が用いられ、また、作成された (22) 式の次元連立 1 次方程式には、例えば ICCG 法 (Incomplete Cholesky Conjugate Gradient: 不完全コレスキー分解を用いた前処理つき共役勾配法) が用いられる。

2.3 非線形解法⁶⁾

磁性体の磁気特性の非線形性を考慮する場合の非線形解法には、ニュートン・ラフソン法が用いられる。この方法では、 $(k+1)$ 回目の反復で得られる辺 j のポテンシャルの近似解 $A_j^{(k+1)}$ は次式で与えられる。

$$A_j^{(k+1)} = A_j^{(k)} + \delta A_j^{(k)} \quad (23)$$

ここで、 $\delta A_j^{(k)}$ は修正量であり、次式を解くことにより求めることができる。

$$\left[\frac{\partial G_i}{\partial A_j} \right] \{ dA_j \} = \{ -G_i \} \quad (24)$$

ここで、 $\partial G_i / \partial A_j$ は (22) 式より次式となる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial G_i}{\partial A_j} &= \sum_{e=1}^{ne} \sum_{j=1}^{12} \left\{ \iiint (\text{rot } N_i) \cdot (\nu \text{rot } N_j) \, dx \, dy \, dz \right. \\ &\quad \left. + \iint \frac{\partial \nu}{\partial A_j} (\text{rot } N_i) \cdot (\text{rot } N_j) \, dx \, dy \, dz A_j \right\} = 0 \end{aligned} \quad (25)$$

ここで微係数 $\partial \nu / \partial A_j$ は $B-H$ 曲線を用いて求められる。

2.4 時間微分項の取扱法⁶⁾

渦電流を考慮した場合の基礎方程式である (12), (13) 式には時間微分項が含まれているが、この取扱法は解析対象によって異なる。

磁気特性を線形と仮定した交流定常状態では、磁束や渦電流も時間的に正弦波状に変化するため、例えば、ベクトルポテンシャルの時間的変化 $A(t)$ は、複素数を用いて次式で表される。

$$A(t) = \dot{A} e^{j\omega t} \quad (26)$$

ここで、ドット ($\dot{\cdot}$) は複素数を表し、 ω は角周波数である。この場合、未知変数を複素数とすれば、時間に関する反復を行わなくても線形交流定常状態の解が求まる。その際、時間微分項は次式のように変形される。

$$\frac{\partial A}{\partial t} = j\omega \dot{A} \quad (27)$$

本解析方法は、複素数解析法と呼ばれている。

一方、過渡状態や定常状態でも磁気特性が非線形である場合には、上記のように磁束や渦電流は正弦波状に変化せず、この場合には、ステップ・バイ・ステップ法が用いられる。この方法では、時間微分項は時間刻み幅 Δt を用い

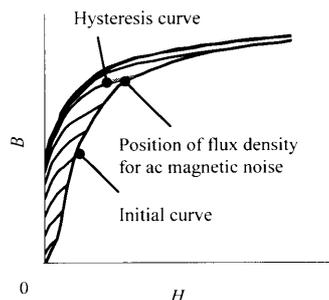


Fig. 1.2 Magnetic property.

て次式で近似される.

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{A^{t+\Delta t} - A^t}{\Delta t} \quad (28)$$

上式において、 A^t を既知として $A^{t+\Delta t}$ を順次求めていくことにより、磁束や渦電流の時間的変化を求めることが可能となる。また、左辺の時間微分項の時間の選び方によって、後退差分法や中央差分法と呼ばれる。

2.5 磁界解析のポイント

(1) 分割図

磁界解析によって得られる解の精度は、用いる分割図によって異なる。分割数は、多いほど解析精度も良くなるが、計算時間や記憶容量の制限を受ける。実際には、分割の粗密を変化させ解析結果の変化を調べることで、その分割図での精度を把握しているのが現状である。また、少ない要素数で精度良い解析を行うため、磁束などの変化が急峻な領域をより細かく分割し、通常、解析領域はモデルの約5倍程度に、また、渦電流を考慮する場合の導体表面の分割は、表皮の厚みの約1/4に選ばれている。

(2) 透磁率の与え方⁷⁾

磁気シールドルームの遮蔽率の計算では、シールド板に与える透磁率は解析対象により異なる。例えば、地磁気に対する遮蔽率を計算する場合には、Fig. 1.2に示すような初期磁化曲線から得られる透磁率を与えて線形解析を行うか、もしくは初期磁化曲線を考慮した非線形解析が行われる。この際、用いる初期磁化曲線は材料の劣化なども十分に考慮する必要がある。また、地磁気中に置かれた磁気シールドルームの変動磁気ノイズに対する遮蔽率の計算では、シールド板中の磁束密度は、Fig. 1.2に示すようにヒステリシス曲線上で動作するため、シールド板に与える材料定数としては、Fig. 1.2に示す増分透磁率を用いて計算を行わなければならない。

(3) コイル電流の与え方

コイル電流によって磁界を印加する場合には、例えば(9)式中で強制電流密度 \mathbf{J}_0 を与えて解析する。この際、(9)式よりわかるように \mathbf{J}_0 は次式で示される電流連続の式を満たさなければ方程式は不能となり、辺要素を用いた場合にはICCG法が収束しない。

$$\text{div } \mathbf{J}_0 = 0 \quad (29)$$

この \mathbf{J}_0 の与え方としては、さまざまな方法が提案されている^{1), 2)}。

(4) ゲージ条件について

例えば、静磁界解析法の基礎方程式である(9)式よりわかるように、(9)式の \mathbf{A} には $\text{grad } \chi$ の不定性があり、辺要素を用いた場合には、解法によって求まる \mathbf{A} が異なるなど解が一義には定まらない。解を一義に定めるためには、例えば、任意の辺の \mathbf{A} の値を固定することにより自由度を減らすなどの方法もあるが、解法としてICCG法のような反復法を用いる場合には、解を一義に定めると逆に収束特性が極端に悪化するため⁸⁾、通常はゲージ条件は考慮せずに解析が行われている。なお、 \mathbf{A} には不定性が存在するが、rot演算をして求まる \mathbf{B} は一義に求まる。

2.6 磁界解析の今後

現在もなお磁界解析技術の開発は精力的に行われており、大規模計算を行うため計算時間を削減するためのマルチグリッド法⁹⁾や並列計算¹⁰⁾の技術、また、磁気特性のモデリング技術として異方性やヒステリシス現象の考慮¹¹⁾、などについて有益な報告がなされている。

3. 3次元磁界解析を用いた簡易型磁気シールドルームの基礎的特性の検討

3.1 解析の目的

電磁シールドルームの性能評価は、現状では米軍規格MIL-STD-285準拠が基本となる場合が一般的であり、類似の規格としてNSA (National Security Agency) 65/5, 6, IEEE (Institute of Electrical and Electronics Engineers) No. 299, および防衛庁規格NDS-C0012が存在しており、これらの規格は、室を構成する部位や部材の性能を個別に計測して、電磁波漏洩箇所の検知を行うものである¹²⁾。これらの計測法とともに、室全体としての評価を目指した方法として、室が設置された周辺に定常的に存在する放送波や通信波を電磁シールド室内外で受信し、そのレベル差を求めて性能値とする、到来波電磁シールド性能計測(通称)がある。電磁シールドルームと異なり、微弱磁場計測用MSRの変動磁気ノイズに対する遮蔽性能は、外部に設置されたコイルにより、交流磁界を印加する方法を用いて評価されている。しかしながら、国内外において、その評価法に関する基準はなく、前報の世界・日本各地のMSRの遮蔽率周波数特性もそれぞれ異なった方法を用いて評価を行っているのが現状であり^{13)~15)}、個別の測定方法で評価されている。性能評価法については、例えば石川などの立方体形状のMSR(扉なし)をモデルとして空間的に一様に分布する磁気ノイズと、円形コイルによる不均一ノイズを印加した場合のMSR中心における遮蔽率を、有限要素法を用いた静磁界解析により検討した例がある¹⁶⁾。

本項では、実測と解析による磁界分布を比較してその妥

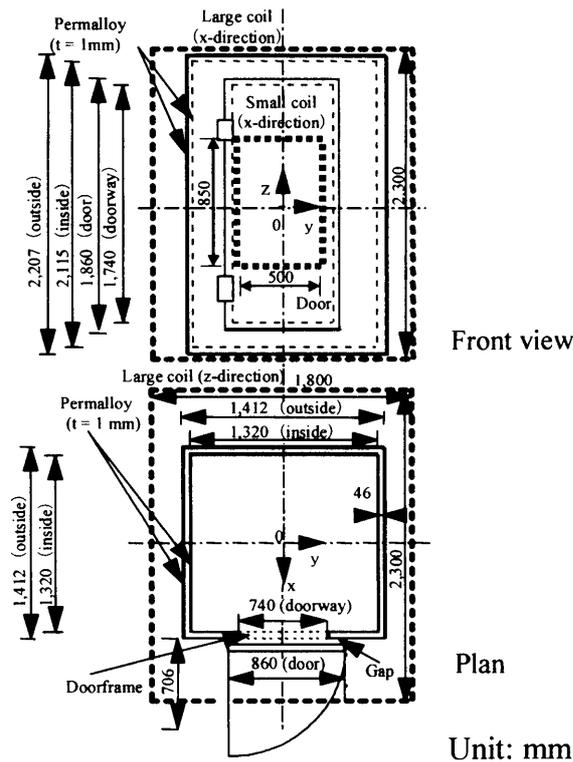


Fig. 2.1 Analyzed model of a small MSR consisting of two layers of permalloy with small and large excited coils.

当性が検証された¹⁷⁾ MSR の 3 次元磁界解析を用い、扉を有する簡易型 MSR (パーマロイ 1 mm 厚 2 層) を解析モデルとして、磁気ノイズ印加用コイルの寸法、配置および MSR からの離隔距離をパラメータとした MSR 内・外の磁界分布を求め、電車や磁性体 (自動車, エレベータ) などノイズ源が十分遠方に存在し、空間的に一様と見なせるノイズが MSR に印加された場合の磁界分布と比較して一様と見なされるノイズを模擬するためのコイル寸法・配置を検討する¹⁸⁾。さらに、実測によって解析の妥当性を検討する。

また、通常 MSR の遮蔽率周波数特性は、印加されるノイズの周波数が高くなるに従い、渦電流によって MSR 内に生じる反作用磁界が大きくなり遮蔽性能が向上するが、周波数が数十 Hz 以上になると、扉と壁のギャップに起因する印加方向と異なった方向の反作用磁界によって磁界分布が不均一になり、逆に性能が低下することがある。そこで、本項では、同じく扉を有する簡易型 MSR を解析モデルとして、渦電流を考慮した 3 次元磁界解析によって MSR 内の磁界分布を周波数ごとに求め、遮蔽率周波数特性における扉の影響を検討する^{17), 18)}。

3.2 解析モデル, 解析方法

Fig. 2.1 に、遮蔽性能を検討するための直方体簡易型 MSR モデル¹⁷⁾、および遮蔽性能評価用磁気ノイズ印加用の大型、小型コイルを示す。

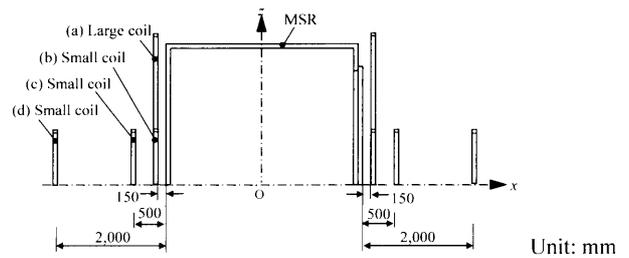


Fig. 2.2 Locations of large and small coils for magnetic noise.

本 MSR モデルは、室内寸法が 1,320 mm × 1,320 mm × 2,115 mm (外形寸法: 1,412 mm × 1,412 mm × 2,207 mm) で、1 mm 厚のパーマロイ板 (トーキン製: TMC-V, JIS PC 担当) の 2 層構造になっており、その層間距離は 46 mm である。一般に生体磁気計測に使用されている高透磁率材 (パーマロイ) 2~3 層、導電材 1 層で構成され、室内寸法 3,000 mm × 4,000 mm × 2,500 mm の MSR に比べて、本 MSR は導電層がなくパーマロイ層の厚みも薄い、小型で 1 mm 厚高透率層 2 層のみで層構成が単純なために、要素数が少なくすみ 3 次元磁界解析が容易で、遮蔽率が小さく (1 Hz 以下の低周波で 1/20~1/30) 実験による解析の検証が容易ある。しかも遮蔽率周波数特性におけるコイルの大きさや扉のパラメータの影響が MSR 内の磁界分布に顕著に現れると考え、MSR の基礎的特性解析モデルとして用いた。扉と壁のパーマロイ板の間には、電磁シールドルームのようにガスケットを設けていないので、扉と壁は完全に接触できず、電気的に絶縁されていると考えられるため、1 mm のギャップを設けた。つまり、ギャップがない場合には、扉と壁が電気的に導通しているので、z 方向からの磁気ノイズに対する渦電流は xy 平面内に生じ、それによる反作用磁界は xy 平面内でルーム中心に対してほぼ対称になる。したがって、印加磁界と反作用磁界の合成磁界もほぼ対称に分布するはずであるが、実測結果は異なった傾向を示していた¹⁸⁾。そのため、以下に示す解析では、ギャップは 1 mm とした。

磁気ノイズ印加用コイルとしては、Fig. 2.2 に示すように (a) MSR より大きな 2,300 mm × 1,800 mm の大型コイル、および (b) 小さな 850 mm × 500 mm の小型コイルを、それぞれ一対ずつ用意し、MSR にほぼ密着して配置し、MSR と壁の距離は扉 (x) 方では 150 mm、鉛直 (z) 方向では 100 mm とした。小型コイルについては、後述の MSR の壁との離隔距離が 500 mm (Fig. 2.2(c)), 2,000 mm の場合 (Fig. 2.2(d)) についても解析を行った。なお、以下に示す大型および小型コイルに対する実測結果 (Fig. 2.5) には、それぞれ添字 l および s を付した。それぞれの大きさ、配置のコイルのアンペアターンは、MSR が不在状態において、中心点 (x=y=z=0) の磁束密度は、水平 (x) 方向に磁気ノイズを印加した場合は約 2.5×10^{-6} T、鉛直

(z) 方向の場合は約 1.5×10^{-6} T になるようにし、周波数は、低周波磁気ノイズを模擬するための 1 Hz と、電源周波数のノイズを模擬し、MSR の渦電流による遮蔽効果を検討するための 40 Hz の 2 種類とした。発生源が遠方に存在し、空間的に一様なノイズに対する遮蔽性能を検討する場合には、境界条件により、理想的な均一磁界を同様な印加磁束密度になるように印加した。さらに、各形状、配置のコイルによって MSR 壁に加わる磁界の向き、大きさを明らかにするため、一対のコイルによって直流磁界を印加した場合の MSR 外部における磁束密度ベクトル分布を求めた。

また、MSR では、扉と壁の接触面積を大きくして磁気的接続を確保し、磁気ノイズがルーム内部に侵入しないように、Fig. 2.1 に示すように、扉開口部で多層（本モデルは 2 層）のパーマロイ板の端部全周に、壁材と同じパーマロイ製の側板（四方枠）を取り付ける場合がある。今回は、この電氣的観点から考えると短絡環と同等である機能の四方枠を取り付けたモデルで検討する。

シールド材の透磁率 μ は、測定結果¹⁹⁾ をもとに、微小な交流磁界が印加された場合の増分透磁率として、 $10^4 \mu_0$ ($\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$) を与えた。導電率 σ は、実測値 1.626×10^6 S/m を用いた。解析には、1 次六面体辺要素を用いた有限要素法⁶⁾ を適用した。また、磁気ベクトルポテンシャルだけでなく、電気スカラーポテンシャルも未知変数として考慮し、解析の高速化を図った。解析領域は、対称性を考

慮して、全領域の 1/4 ($y, z \geq 0$) とした。

3.3 解析結果

3.3.1 磁気ノイズ印加用コイルの寸法・配置による MSR の遮蔽性能評価法の検討 Fig. 2.3, Fig. 2.4 に、境界条件による均一磁界、それぞれの大きさ、配置のコイルによって x 方向に 1 Hz のノイズを印加した場合の、 B_x の等値線図、磁束密度ベクトル分布を示す。

Fig. 2.3 で、(a) 一様磁界および (b) 大型コイルの場合、中心付近での磁界分布はほぼ一様で、MSR 中心における B_x は 1.7×10^{-7} T であるのに対して、(c) MSR 壁にほぼ密着して配置した小型コイルによる不均一ノイズの場合（MSR 壁とコイルの離隔距離 150 mm、以後かっこ内の数字は MSR 壁とコイルの離隔距離を示す）、MSR 内で磁界勾配が大きく、中心付近での B_x が小さめの 0.85×10^{-7} T になっている。しかしながら、(d) 小型コイル (500 mm) 場合は 1.22×10^{-7} T、(e) 小型コイル (2,000 mm) の場合は 1.4×10^{-7} T で、(c) 小型コイルを MSR にほぼ密着して設置した場合の 0.85×10^{-7} T より大きく、特に (e) は、(a) 境界条件により一様ノイズを印加した場合の 1.7×10^{-7} T と近い値になっており、分布も類似している。

Fig. 2.4 で、(a) 一様ノイズを印加した場合は、MSR 壁全体で磁束が垂直に吸い込まれ、さらに一部の天井も磁束を吸い込んでいる。(b) 大型コイルも MSR 壁全体で磁束が垂直に吸い込まれているのに対して、(c) MSR 壁にほぼ密着して配置した小型コイルでは、壁の一部でしか磁束

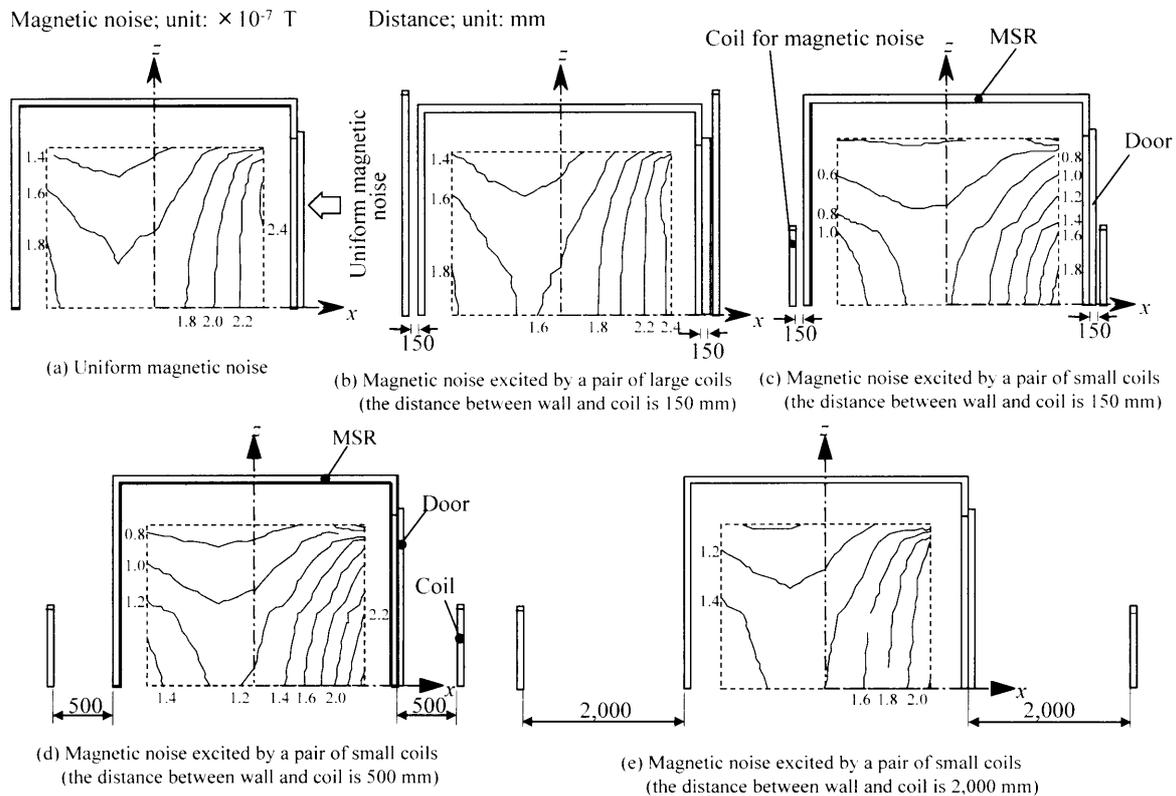


Fig. 2.3 Spatial distributions of B_x (1 Hz, zx plane, $y=0$)

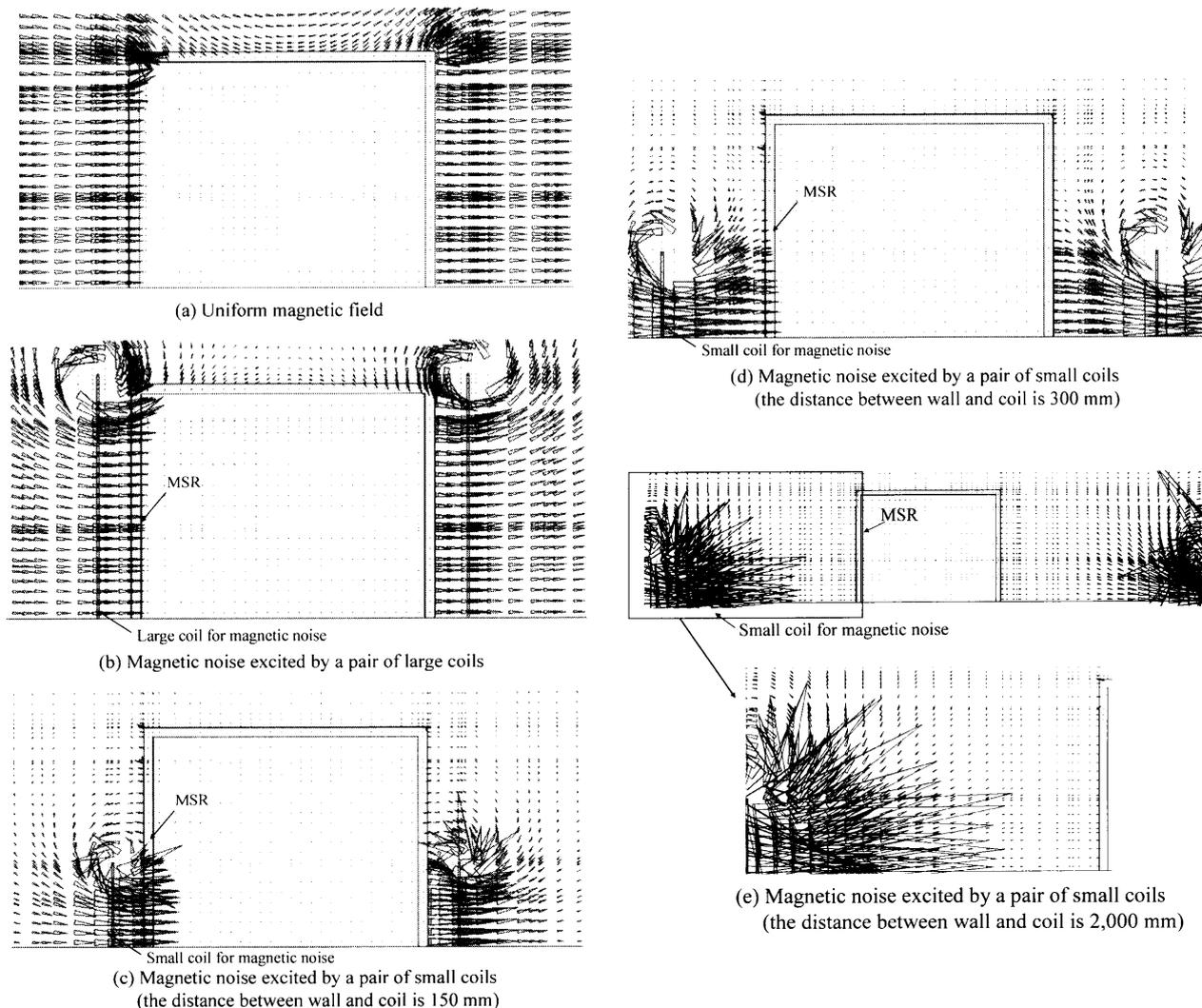


Fig. 2.4 Spatial distributions of flux density vectors (x-directional noise, xy plane, z=400).

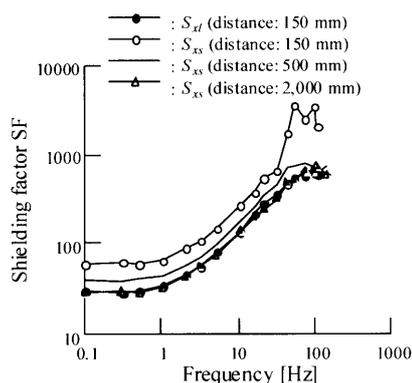


Fig. 2.5 Measured frequency dependence of magnetic shielding factors S_{xs} and S_{xl} in the case of magnetic noise applied by a pair of small and large coils. Distance between coil and MSR are 150, 500, and 2,000 mm, respectively.

が吸い込まれておらず、大部分では磁束が壁から吐き出しの方向を向いている。(d) MSR壁から500 mmに小型コイルをセットすると、(c)とは異なり MSR壁ほとんどの部

分で磁束は吸い込まれているが、天井に近い上部では吸い込みの方向ではなく垂直に向いてしまっている。(e) MSR壁から2,000 mmに小型コイルをセットすると、MSR壁全体で磁束が垂直に吸い込まれ、(a), (b)とほぼ似通った分布になっている。このように、MSR壁に加わる(壁が集める)総磁束量は、コイルの大きさ、配置によって大きく異なり、この総磁束量および磁界分布の違いによって、MSR内の磁界分布、中心点での B_x 、遮蔽性能は変わる。

以上の検討により、MSRより大きなコイル、あるいは MSRより小さいコイルを用いて性能評価を行う場合でも、MSRから十分(本モデルでは壁から2,000 mm)離してコイルを設置すると、一様ノイズを模擬できることが明らかになった。

Fig. 2.5に実際のMSRに対して、解析と同じ大きさ、配置の小型コイル、大型コイルを用い、磁気ノイズとして0.1~200 Hzの交流磁界をx方向に印加し、MSR中心でフラックスゲート型磁力計により測定したx方向の磁束密度の振幅 B_{ix} と、MSRがないときの磁束密度の振幅 B_{ox} の

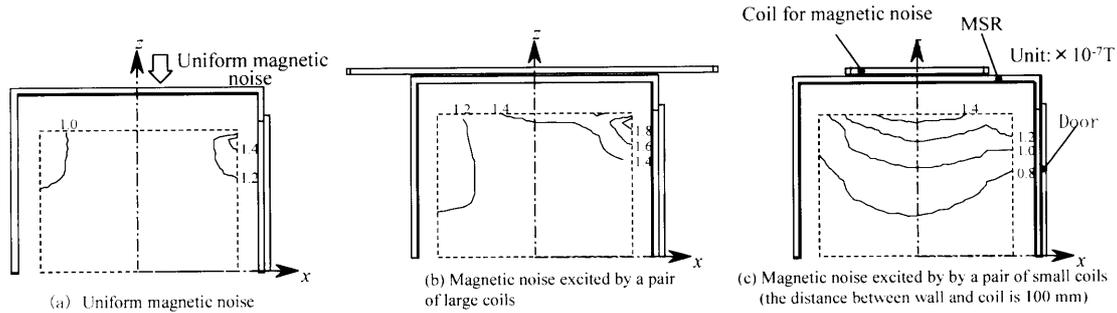


Fig. 2.6 Spatial distributions of B_z (1 Hz, zx plane, $y=0$).

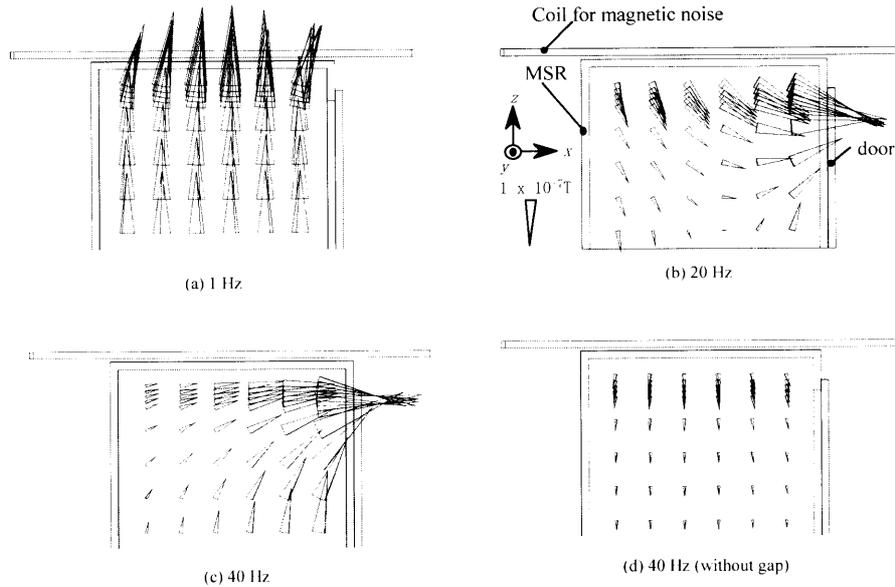


Fig. 2.7 Spatial distributions of flux density vectors (z -directional noise, a pair of large coils, zx plane, $y=0$).

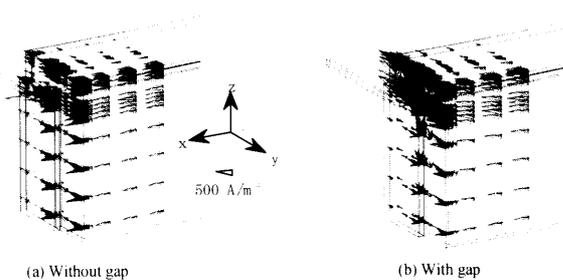


Fig. 2.8 Spatial distributions of eddy current density vectors in the first layer of shielding plate (z -directional noise, 40 Hz).

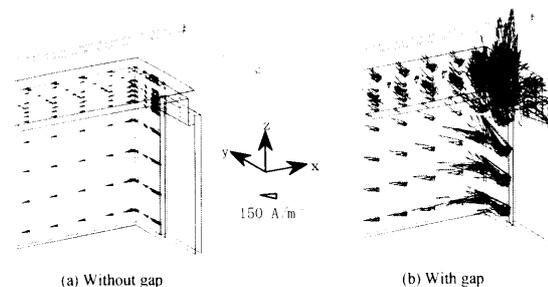


Fig. 2.9 Spatial distributions of eddy current density vectors in the second layer of shielding plate (z -directional noise, 40 Hz).

比を遮蔽率 S_x として測定した結果を示す。解析と同様に、コイルを MSR に対してほぼ密着して設置すると、小型コイルを用いた場合の S_{xs} は大型コイルの S_{xl} に比べて大きくなる。小型コイルの離隔を大きくすると、密着する大型コイルの遮蔽率に近づく傾向が認められ、離隔距離が 2,000 mm では両者の結果はよく一致し、解析結果の妥当性が検証された。

Fig. 2.6 に、1 Hz のノイズを z 方向に、境界条件による均一磁界、大型および小型コイルによって印加した場合の

MSR 内の zx 平面 ($y=0$) における磁束密度の z 方向成分 B_z の等値線図を示す。1 Hz の場合、大型コイルおよび境界条件によってノイズを印加した場合の結果を比較すると、中心付近での磁界分布はほぼ同様で、MSR 中心での B_z は約 1.2×10^{-7} T であるのに対して、小型コイルによる不均一ノイズの場合には、MSR 内で磁界勾配が大きく、中心付近での B_z が約 0.7×10^{-7} T で小さめになっている。これは、 x 方向と同様に MSR に印加された総磁束量および磁界分布の違いによると考えられる。

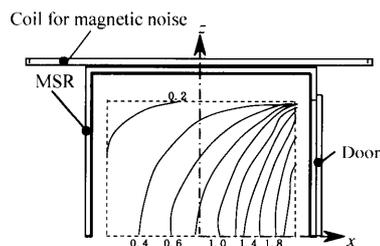


Fig. 2.10 Spatial distributions of B_z (40 Hz, zx plane, $y=0$).

3.3.2 磁気シールドルームの遮蔽率周波数特性における扉の影響の検討 Fig. 2.7 に、 z 方向から大型コイルによって (a) 1 Hz, (b) 20 Hz, (c) 40 Hz の磁気ノイズを印加した場合の、(d) には扉と壁にギャップがない MSR に同じく 40 Hz の磁気ノイズを印加した場合の、MSR 内磁束密度ベクトル分布をそれぞれ示す。ただし、周波数が低く渦電流がほとんど流れないと考えられる 1 Hz では、印加した磁気ノイズの最大の瞬間を示すが、渦電流の影響を議論する 20 Hz, 40 Hz では、渦電流の反作用磁界のみが存在する、励磁電流が零の瞬間を示す。Fig. 2.8, Fig. 2.9 に、(a) ギャップなし、(b) ギャップありの解析モデルの、外側 (1 層目)、内側 (1 層目) の壁・扉における渦電流ベクトル分布をそれぞれ示す。Fig. 2.10 に、 z 方向から 1 Hz と同様に、中心点 ($x=y=z=0$) の磁束密度が約 1.5×10^{-6} T になるように 40 Hz の磁気ノイズを印加した場合の MSR 内 B_z 磁界分布を示す。

ギャップがない、つまり扉と壁が理想的に接触している場合には、扉のない直方体のケースと同じく、Fig. 2.8(a), Fig. 2.9(a) に示すように、外側 (1 層目) のシールド板中に大きな渦電流が生じ、内側 (2 層目) においても xy 平面内で 2 次元的にほぼ一様に分布するため、磁束密度ベクトルは Fig. 2.7(d) に示すように、ほぼ z 方向を向いて磁気ノイズの印加方向と一致している。それに対して、ギャップがある今回の解析モデルの場合には、 B_z 磁界分布は、Fig. 2.7(a) の 1 Hz では渦電流の影響が無視できるため、MSR 内の磁束密度の方向は磁気ノイズの印加方向とほぼ一致しており、ギャップの影響は認められない。Fig. 2.7(b) の 20 Hz 程度ではシールド板の xy 平面に生じる渦電流が有効に作用し、1 Hz に比べて MSR 内のノイズが減少している。しかし、Fig. 2.7(c) のように周波数がさらに高くなり 40 Hz になると、Fig. 2.7(b) に示すように 1 層目の扉開口部上部に渦電流が集中し、Fig. 2.9(b) に示すように内側 (2 層目) にも同じように渦電流が生じ、このような不均一な渦電流分布によって、磁気ノイズの印加方向とは異なる方向にノイズを助長するように渦電流の反作用磁界が生じている。特に扉開口部近傍では、ギャップがない場合に比べて磁界が大きく、天井部に近づくにつれて、 z 方向成分が小さくなり、 x 方向成分は大きくなっている。そのため、

Fig. 2.10 のように MSR 内 B_z 磁界分布は、不均一な分布になっており、ノイズを助長する渦電流のため、中心点では Fig. 2.6(b) の 1 Hz に比べて、 B_z はそれほど小さくならず、印加磁界に対して渦電流が有効に作用する 20 Hz に比べて遮蔽率は低くなる。そのため、扉 (ギャップ) の影響で遮蔽率周波数特性は、ピークを有することになる。この入り口の扉に起因する磁界分布の乱れ、勾配磁場が被験者の計測領域となるルーム中心まで及ばないように、MSR は通常 $3,000 \text{ mm} \times 4,000 \text{ mm} \times 2,500 \text{ mm}$ 程度の室内寸法の大きさに設計される²⁰⁾。また、約 1,100 mm の高さの台形部を入り口部に追加した垂直断面がヘキサゴナル形状の MSR²¹⁾ や、角筒部を直方体に取り付けた形状の MSR が製作される場合がある²²⁾。

謝辞 3次元磁界解析法に関して、ご教示をいただいた佐賀大学の村松和弘助教授、連載講座作成においてご指導、ご協力いただいた産業技術総合研究所の葛西直子氏、岡山大学の藤原耕二助教授に感謝いたします。

References

- 1) N. Takahashi: Optimal Design Method Using Magnetic Field Analysis with the Finite Element Method (2001) (in Japanese).
- 2) O. Igarashi *et al.*: New Computational Electromagnetics (Baifukan, 2003) (in Japanese).
- 3) M. Hano: *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **32**, 1275 (1984).
- 4) K. Kameari: *IEEE Trans. Magn.*, **26**, 466 (1990).
- 5) T. Nakata, N. Takahashi, K. Fujiwara, T. Imai, and K. Muramatsu: *IEEE Trans. Magn.*, **27**, 4073 (1991).
- 6) T. Nakata and N. Takahashi: *Denkikougaku no yuugen-youshou ver. 2* (Morikita Shuppan, 1986) (in Japanese).
- 7) K. Kamata, A. Haga, K. Yamazaki, K. Muramatsu, K. Kobayashi, F. Torita, and S. Oikawa: The Papers of Technical Meetings on Magn., IEE Japan, MAG-04-234 (2004) (in Japanese).
- 8) K. Fujiwara, T. Nakata, and H. Ohashi: *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 804 (1996).
- 9) V. Spasov, S. Noguchi, and H. Yamashita: *IEEE Trans. Magn.*, **39**, 1685 (2003).
- 10) T. Iwashita and M. Shimasaki: *IEEE Trans. Magn.*, **39**, 1713 (2003).
- 11) M. Enokizono, H. Shimoji, and T. Horibe: *IEEE Trans. Magn.*, **39**, 1484 (2003).
- 12) IEE Japan editing: *Denjikai no Sanran-Kyuusyuu-keisoku to Kentikudenjikankyou* (Corona Publishing, 2000) (in Japanese).
- 13) V. O. Kelha: Biomagnetism, Proc. Third International Workshop on Berlin (West), May 1980 (1981), p. 33.
- 14) S. N. Erne, H. D. Hahlbohm, H. Scheer, and Z. Trontelj: Biomagnetism, Proc. Third International Workshop on Berlin (West), May 1980 (1981), p. 79.
- 15) K. Harakawa, G. Kajiwara, K. Kazami, H. Ogata, and H. Kado: *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 2883 (1996).
- 16) N. Ishikawa, N. Kasai, H. Kado, M. Koyanagi, and M. Higuchi: *The Institute of Electronics, Information and Communication Engineers A*, **116**, 759 (1993) (in Japanese).

- nese).
- 17) K. Yamazaki, K. Fujiwara, K. Kondoh, and Y. Inamoto: *IEEJ Trans. FM*, **118-A**, 453 (1998) (in Japanese).
 - 18) K. Yamazaki, K. Fujiwara, S. Ueno, Y. Uchikawa, and S. Kuriki: *IEEJ Trans. FM*, **116-C**, 259 (1996) (in Japanese).
 - 19) K. Yamazaki, K. Fujiwara, M. Nakano, M. Morita, H. Takahara, and T. Nakata: Digests of the 18th Annual Conference on MAGNETICS in Japan, Vol. 12 (1993) (in Japanese).
 - 20) K. Yamazaki, K. Kato, and K. Fujiwara: *IEEE Trans. Magn.*, **36**, 3649 (2000).
 - 21) K. Yamazaki, K. Okuda, T. Abe, Y. Uchikawa, T. Shimura, and M. Kotani: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **16**, 769 (1992) (in Japanese).
 - 22) K. Yamazaki, K. Fujiwara, K. Kondoh, and Y. Inamoto: *J. Archit. Plann. Eng., AIJ*, **493**, 93 (1997).

(2005年5月15日受理)
