

微弱磁界計測用磁気シェイキング方式磁気シールドの研究

Magnetic Shields Employing the Magnetic Shaking Technique for Use in Weak Magnetic Field Measurements

笹田一郎 九州大学大学院総合理工学研究院

I. Sasada, Department of Applied Science for Electronics and Materials, Kyushu University

This article reviews a new magnetic shielding method, in which a magnetic shaking technique is employed to enhance the incremental permeability of Co-based amorphous magnetic tapes having a rectangular B - H loop. A simple model is used for explaining why the rectangular B - H loop is an important requirement for magnetic shaking. A design of a human-size magnetic shield is used to convey a rough idea of how magnetic shaking can be implemented on thin magnetic tapes. Furthermore, a magneto-encephalogram (MEG) measurement result for spontaneous alpha rhythm from a human brain is presented as a demonstration of MEG measurement using a new magnetic shield. The proposed magnetic shaking technique is, however, still short of the goal of satisfying the 10 fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ -level resolution requirement for SQUID MEG measurement systems. A few approaches are summarized that could help to attenuate magnetic noise inside our magnetic shielding system.

Key words: magnetic shielding, magnetic shaking, amorphous magnetic tapes, cylindrical magnetic shield, magneto-encephalogram (MEG)

1. ま え が き

円筒殻(殻=shell)や球殻からなる磁気シールドの理論は古くから知られている¹⁾。一方、箱形の磁気シールドルームは生体磁気計測の強いニーズを背景として、パーマロイ合金を用いて、1960年代後半から開発が進められ²⁾、1969年末にはrf-SQUID磁束計とともに使用されている^{3), 4)}。その後SQUIDの高性能化、多チャンネル化といった急速な進歩とともに磁気シールドルームも改良が重ねられ、1982年のPTBベルリンに建設された総重量25トン、パーマロイ層6重の高性能シールドの完成^{5), 6)}をもってパーマロイを用いるシールド技術はほぼ行き着いた感がある。環境磁界は $1/f$ 的なスペクトルをもっており、また、生体磁気では低周波に主要な情報があるため、特に低周波でのシールド特性は重要である。通常、磁気シールドルームは高い周波数帯では十分なシールド効果を発揮するが、数ヘルツ以下の低周波帯では周波数とともにシールド効果が低下する。これは既存のシールドルームが、強磁性体の導磁路としての作用とアルミなどの良導体のうず電流

によるシールド作用の二つを利用しており、低周波になるに従って前者の効果しか効かなくなるからである。強磁性体の導磁路としての作用に基づくシールド効果は、強磁性体の厚さ t 、その比透磁率 μ_r および部屋(容器)の外径を D とすれば、 $\mu_r t/D$ に比例する。多重殻シールドの場合は、各shell単体のシールド比(=外来磁界強度/シールド内観測磁界強度)の積に各shellの形状比から決まる係数をかけた項が、通常、系のシールド比算定式の支配項となる。比透磁率 μ_r の球殻3重からなる磁気シールドについては、各shellの外径を D_1, D_2, D_3 ($D_1 < D_2 < D_3$)、その厚みを t_1, t_2, t_3 とすれば、シールド比算定式の支配項は $(1 - (D_1/D_2)^3)(1 - (D_2/D_3)^3)(\mu_r t_1/D_1)(\mu_r t_2/D_2)(\mu_r t_3/D_3)$ となる。 D_{i-1}/D_i の比を小さくすれば十分な作業空間が得られないので、低周波帯で十分なシールド性能を達成するためには $\mu_r t_i/D_i$ が大きいことが必要がある。パーマロイでは増分透磁率 μ_r はおおよそ30,000であり、外径3~4mの2~3重シールドの場合、 $t=1\sim 2$ mmのパーマロイを2枚重ねで使用される場合が多いようであるが、重量は数トンに達する。シールド重量を軽くし、低周波で高いシールド比を実現するためには μ_r が高いことが必須である。

磁気シェイキングは透磁率を外的に高める技術である。すなわち、磁性体に常時適度の交流磁界(シェイキング磁界)を印加することで、磁壁の数を増やすとともにそのモビリティを高める⁷⁾。この技術は当初、鉄損との関係で調べられ⁸⁾、パーマロイ磁気シールドの性能改善のために研究されているが^{9), 10)}、シェイキング磁界の漏れのリスクがあり、実用化には至らなかった。筆者らは偶然にも角形磁化特性をもつCo系無磁歪組成アモルファス磁性体で実効的な増分透磁率が500,000を超える大きなシェイキング効果が発現するのを見だし¹¹⁾、以来、軽量高性能磁気シールドを実現すべく開発を続けている^{12)~16)}。本稿では、磁気シェイキング法について簡単に説明し、円筒形磁気シールドの構成法、生体磁気計測を実施した例として α 波脳磁界の計測例、最後に問題点と今後の展望を述べたい。

2. シェイキングの原理

強磁性磁気シールドによって微弱磁界空間を得るために重要なことは、使用する磁性材料がそれと同等程度の微弱

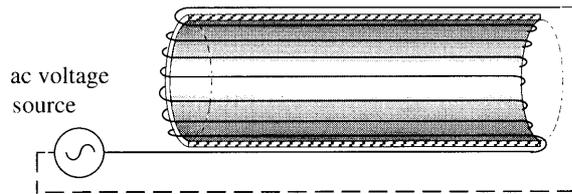


Fig. 1 A cylindrical magnetic shell (one half is shown) and a toroidal shaking coil.

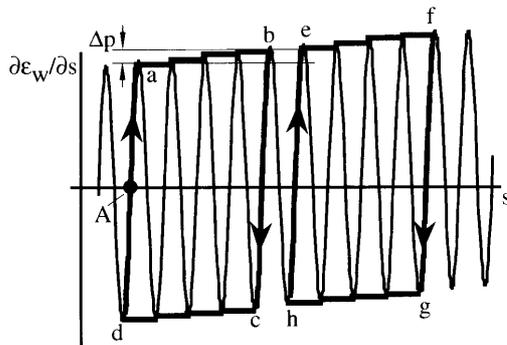


Fig. 2 Model to explain the magnetic shaking effect.

磁界に対してどれくらい大きな透磁率をもちえるかということである。Fig. 1 に円筒 shell とそれに円周方向のシェイキング磁界を印加するトロイダル巻き線を示している。Fig. 2 は、 180° 磁壁の移動距離（磁壁面に垂直）を s として、移動しようとする磁壁を元あった場所に引き戻そうとする力（復元力）を場所の関数として模式的に描いたものに、磁気シェイキングによる磁壁の交流動作軌跡を重ねている⁷⁾。角形特性をもつ磁性材料では、保磁力よりかなり小さな励磁磁界が印加されても透磁率は小さい（Co 系無磁歪組成アモルファス磁性テープ Metglas2705M では可逆領域での比透磁率値は約 2000）ことから、図のように磁壁の復元力を表す関数は大きな傾きと大きなピークをもつと考えるのが妥当である。また、保磁力近傍の磁界印加で急激に磁化が進むので、磁壁ピンニングの強さの分布は狭い範囲にあると考えることができ、Fig. 2 では、復元力の高いピークが s とともにわずかずつ大きくなることでこれらのことを考慮している。今、1 枚の磁壁が A 点にあるとして、シェイキング磁界がない状態で、図示の Δp ($=2 I_s H$, H : 印加磁界, I_s : 飽和磁化) 程度の磁壁を駆動する圧力が印加磁界によって与えられた場合、磁壁は A 点を中心に $\partial\epsilon_w/\partial s$ 曲線上を可逆的に往復するが、その s 軸上での移動距離が透磁率に比例することになり、その値は小さい。ところが、適度のシェイキング磁界を与えて $a \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow d \rightarrow a$ のループに従って磁壁を常時前後に振動させておくと、図に示す大きさの駆動力 Δp が加わった場合には、磁壁はいくつかのピンニングセンタを越え $e \rightarrow f \rightarrow g \rightarrow h \rightarrow e$ のループへシフトする。この磁壁の移動を、 Δp の起源と

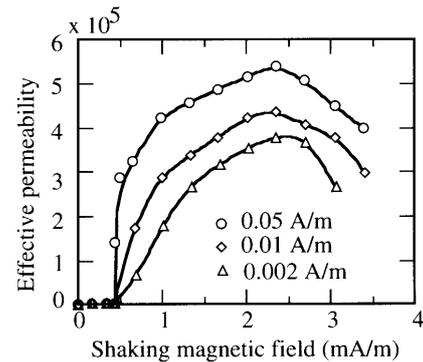


Fig. 3 Effective permeability observed during the application of magnetic shaking to a Metglas2705M amorphous tape core.

なった微弱低周波磁界 H から見れば、磁壁を a 点から e 点までの水平距離分だけ駆動したことになり、大きな透磁率が得られたことになる。この実効的な透磁率の増大は、角形磁性体においてピンニングの強さが保磁力近傍にシャープに分布していることに起因しており、これが、磁気シェイキングが角形磁性体において大きな効果を発現する理由である⁷⁾。Fig. 3 に as-cast 状態の Metglas2705M を円筒の円周方向に巻いた Fig. 1 と同様の構成において、シェイキングコイル、測定用励磁コイルを共にトロイダル巻きし、1 kHz のシェイキング磁界の強さに対して 10 Hz の微小磁界に対する増分透磁率を測定した結果を比透磁率値で示している¹¹⁾。これから、パーマロイの透磁率に比べ約 20 倍程度大きくなるのがわかる。

3. シールドの構造

Co 系無磁歪組成アモルファステープを巻いて作るので、円筒形状が適している。磁気シェイキング効果は磁気異方性の容易方向と微弱磁界（シールドされるべき磁界）の方向が平行のとき効果が大きいので¹⁷⁾、円筒半径方向の磁界をシールドするためにテープをヘリカルに巻いたヘリカル構造とし、円筒軸方向の磁界をシールドするためにテープを軸に平行に多数並べて配置したアキシャル構造とする。いずれの場合も、アモルファステープには熱処理を施さず、シェイキングコイルはシェイキング磁界の漏えいを最小化するためにトロイダル巻とする。アキシャル構造では、シェイキング磁界がテープの幅方向に加わるため、大きな磁界を印加する必要があり、シェイキング磁界の漏えいの影響を避けるために、ヘリカル構造の外側に配置する。また、最内には、ヘリカル構造からの微弱ではあるが漏えいする磁界をシールドするためにシェイキングを施さない、通常のパーマロイ shell を配置する。このようにして、研究室で製作した多重円筒シールドの構造を Fig. 4 に¹⁶⁾、全体写真を Fig. 5 に示す。ヒトの脳磁界の測定実験も考えて、最内のボア直径は 67 cm とした。Metglas2705

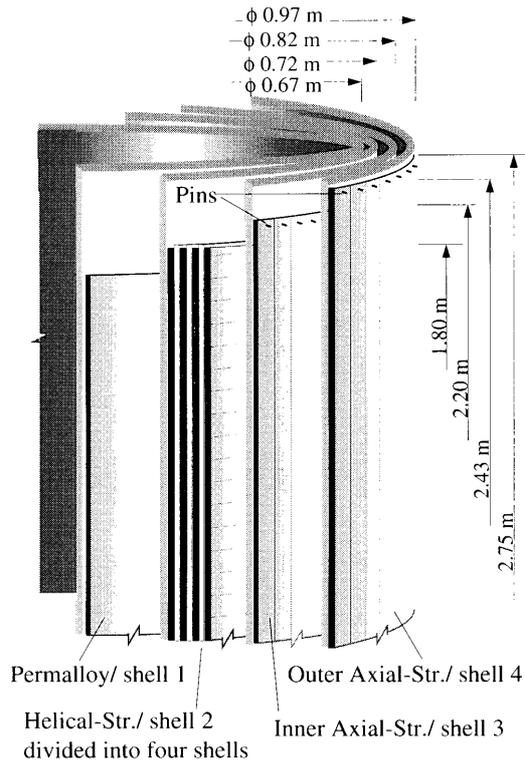


Fig. 4 Structure of an open-ended cylindrical magnetic shield with multiple shells.

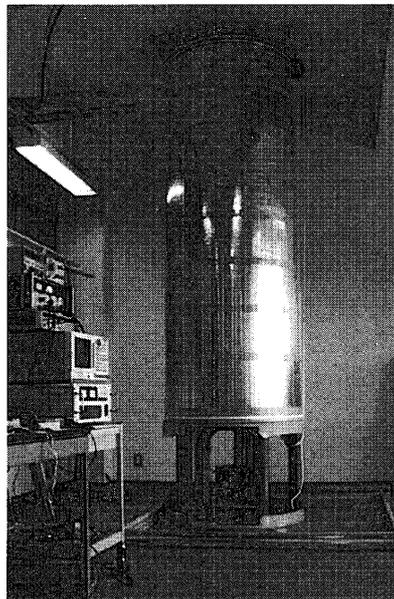


Fig. 5 Photograph of a human-size vertical setting cylindrical magnetic shield.

Mが110 kg, パーマロイを65 kg 使用した. 1 kHzでのシェイキング下で, 10 μ T, 2 Hzの印加磁界で評価したシールド比は径方向で約100,000, 軸方向で380であった.

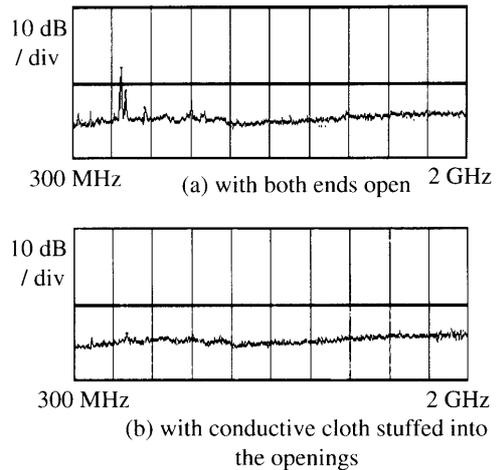


Fig. 6 RF electromagnetic noise measured at the center of the magnetic shield: (a) with both ends of cylindrical shell left open; (b) with both ends stuffed with conductive cloth.

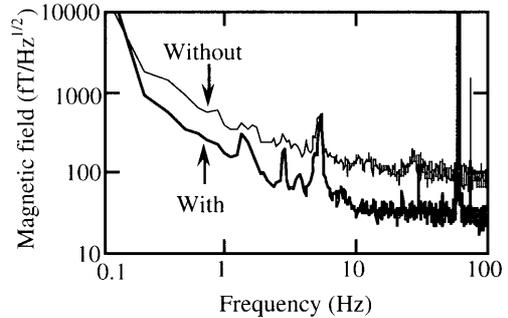


Fig. 7 Background magnetic noises measured at the center of the magnetic shield with and without conductive cloth stuffed into the open ends.

4. RF 雑音対策

電磁波は SQUID の分解能を著しく低化させる. 円筒形シールドにおいては, 両開口端が電磁波の侵入経路となる. 円筒形磁気シールドの両開口端からの電磁波の侵入をシールド中央で調べたのが Fig. 6 である. アンテナは共同研究者の吉富が開発した手のひらサイズのモノポールアンテナ¹⁸⁾を使用した. Fig. 6(a)は両開口端から侵入する電磁波のスペクトルで, 500 MHz 近傍に線スペクトル性ノイズがある. 同 (b)は両開口端を導電性不織布で覆ったときの結果で, 線スペクトル性ノイズが消失していることがわかる. Fig. 7には, 円筒磁気シールド内に設置した一次微分非変調型 Low- T_c SQUID 磁束計の出力をスペクトルで観測したものを示している. この観測には12 chの SQUID 磁束計システムを用いているが, Fig. 7の結果はそのうちの鉛直方向から約13°傾いた一次微分ピックアップコイルで計測したものである. この図から, 両端の開口を導電性

不織布で覆っていないときと覆っているときの背景雑音レベルに大きな差があることが改めて確認できる。導電性不織布の使用によって改善したときの 10 Hz における雑音レベルは約 40 fT/Hz^{1/2}であった。1~10 Hz の間の線スペクトル性雑音は建物内の空調機器や実験機器からの磁界の影響で、開口端での低周波侵入磁界に対するキャンセル装置の必要性を端的に示すものである。これらの基礎検討に基づいて、導電性不織布によって Fig. 5 のシールド全体を取り囲む簡易型 RF (Radio Frequency) シールドを製作した。簡易 RF シールド設置の後、同じように磁気シールド内で電磁波を計測したが Fig. 6(b) とほぼ同様の結果を得た。また、SQUID の ϕ -V 特性がほぼ電磁干渉のないときのレベルまで回復したことが確認されている。

5. α 波脳磁界の測定

今回製作した円筒型磁気シールドは、物理特性の検証を追求するために縦置き構造としたので、必ずしもヒトの脳磁界を計測するのに都合の良い配置ではないが、 α 波脳磁界の計測実証実験を行った。計測方法は標準的な方法によった^{19)~21)}。円筒型磁気シールドの中ほどに腰掛けを設

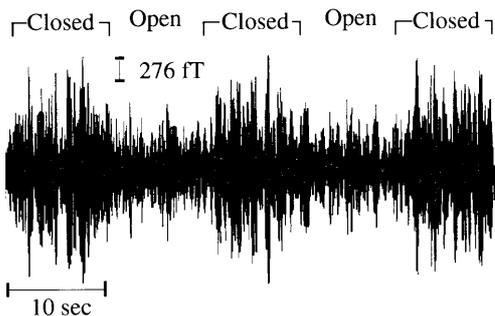


Fig. 8 Example of an MEG alpha rhythm from a human brain measured inside a magnetic shield with magnetic shaking.

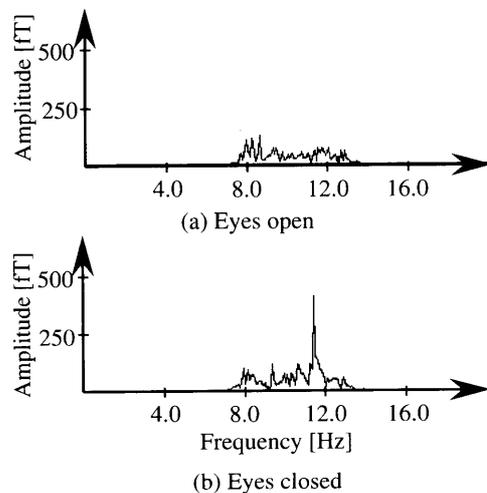


Fig. 9 FFT spectra showing suppression of alpha rhythm when the eyes were opened.

置し、23 歳の男性健常者を被検者とし、覚醒安静状態で、まぶたを 10 秒ごとに開閉させ、そのときの α 波脳磁界を後頭部に位置する SQUID で観測した。Fig. 8 に結果を示しているが、閉眼時に α 波のバーストが観測されている²²⁾。Fig. 9 には閉眼時と開眼時それぞれにおける α 波脳磁界のスペクトルを示す。11 Hz 近傍に α 波脳磁界のシャープなスペクトルが出現、抑制されているのがわかる。なお、Co 系無磁歪組成アモルファス磁性テープに磁気シェイキングを組み合わせた軽量磁気シールド内で脳磁界が測定されたのは本研究²²⁾が最初である。

6. 問題点と今後の展望

磁気シェイキング方式磁気シールドは、現在 α 波脳磁界がどうにか計れるレベルまで達したが、まだ磁気雑音を低減する必要がある。4 節でも指摘した開口端補償に加え、磁気シェイキングを受ける磁性体から弱いながらも放射される低周波磁気雑音の低減と、個別の磁気シールド要素をモジュール化しそれを総合的に組み合わせて性能を稼ぐ方法の検討などが今後必要である。本節では、これらのことについて簡単にふれ、今後の展望としたい。

6.1 開口端補償

両端が開口である円筒磁気シールドの軸方向シールド比を最大とする直径 D 対長さ L の比は、単一 shell の場合、数値計算によって求めた関係式 $L/D \approx \log_{10}(S) + 1$ で与えられる²³⁾。ここに、 $S = \mu_r t / D$ ($S \gg 1$) で、半径方向シールド比である。 $S = 10,000$ であれば、 $L/D = 5$ とすることによって最大の軸方向シールド比約 1600 が得られる。逆の言い方をすれば、開口端をもちながらシールド比を高くしようとすると、 L/D 比の小さいコンパクトな形状では実現困難ということである。しかも到達できるシールド比には方向によって大きな差がある。したがって、開口端から侵入する磁界を補償する技術が重要になる。円筒開口面に平行な磁界成分には、8 の字形のコイルが^{12), 13)}、開口面に垂直なすなわち円筒軸方向の磁界には三つのリングコイルが適している^{24)~26)}ことが筆者らの研究によって明らかにさ

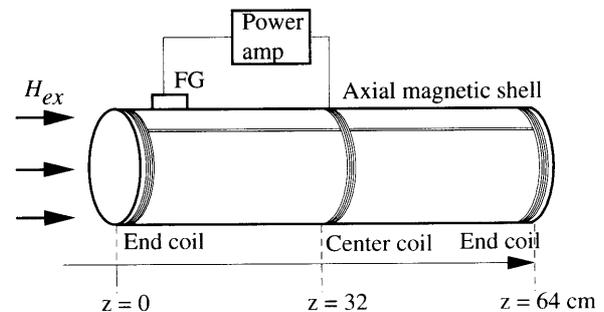


Fig. 10 Structure of a device to actively compensate for low-frequency magnetic fields entering the cylindrical magnetic shield.

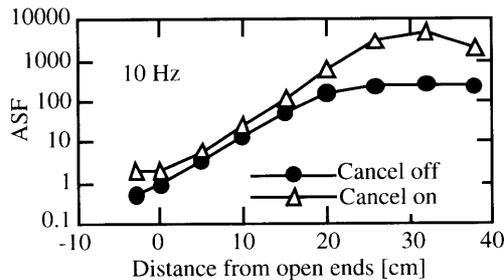


Fig. 11 Performance of the active compensation for a 10 Hz, 10 μ T magnetic field.

れている。Fig. 10 にアキシャル構造の $L/D=4$ のシールドに対して、フィードフォワード制御によって構成した開口端補償の例を示す²⁶⁾。Shell は長さ 64 cm 幅 5 cm の Meglas2705M テープを長手方向に固定したものからなる。Shell には磁気シェイキングが施されている。外部磁界は邪魔にならないシールド外壁上で、キャンセル磁界からの干渉が最も小さいところに設置されたフラックスゲート (FG) センサでモニタされ、開口端から侵入しようとする磁界は、三つのリングコイルで発生される逆位相磁界によってキャンセルされるようになっている。外乱磁界を模擬した 10 μ T, 2~50 Hz の一様外部磁界に対して補償効果を調べた結果を Fig. 11 に示す。この補償によって、外部磁界の周波数が 2 Hz のときシールド比の増加は 55 倍、10 Hz のとき 20 倍、30 Hz のとき 10 倍、50 Hz のとき 5 倍であった。高域側で補償効果が低下する原因の一つはシールド外壁に置かれた FG 出力の位相が高域側で遅れることによる。Fig. 10 と同様の開口端補償法はアモルファステープを巻き付けた構造からなるヘリカル shell の場合もうまくいくことがわかっている²⁵⁾。アキシャル構造とヘリカル構造で大きく異なるのは、軸方向変動磁界で誘起される遮蔽電流 (円周を一巡する渦電流) の流路の電気抵抗である。ヘリカル構造ではこの流路がテープの長手方向と一致するのに対して、アキシャル構造ではテープの幅方向となり電気抵抗が高くなる。このため、磁気シールド内の磁界の位相はアキシャル構造では shell の磁化からシールド内に出る磁界によって進み²⁶⁾、ヘリカル構造では遮蔽電流によって遅れる²⁵⁾という全く逆の関係が生じる。これらはいずれも単一 shell の場合であるので、shell を複合したとき、位相関係はやはり上記補償法の適用が可能なものとなるかどうかは早急に検討しなければならない。

6.2 揺らぎ雑音

熱処理をしない as-cast の状態で、高角形である Megglas2705M とそうでない Megglas2714A の磁気シェイキング効果を比較すると、前者で 500,000 を超える実効増分比透磁率が得られるのに対し、後者では 200,000 に満たない。高角形性であるためには一軸磁気異方性の存在が必要であるが、同時に磁気異方性は磁壁のピンニングを増大させる。このため、シェイキング効果が大きい磁性体では、

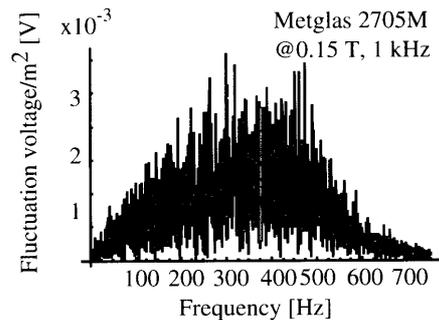


Fig. 12 FFT spectra of fluctuation components included in the induced voltage at the secondary winding while the excitation voltage of 1 kHz applied to the primary winding was kept constant.

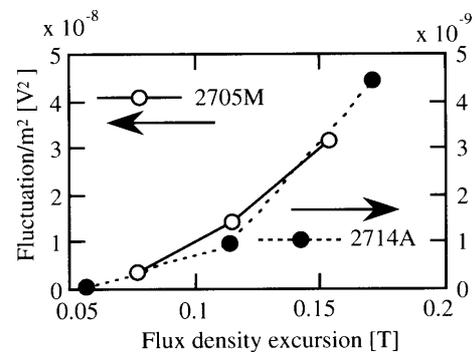


Fig. 13 Comparison of the fluctuation strength between Metglas2705M and Metglas 2714A.

磁気シェイキング時に交番磁束の揺らぎが現れ、これがシェイキング周波数より低い周波領域に磁気雑音を放射する。Fig. 4 の Metglas2705M を主構成材とするシールドでは、シェイキングを on にすることによって、およそ 10 Hz 以上でノイズフロアのわずかな増加が見られている。Fig. 12 は、Metglas2705M アモルファステープを円筒状に巻いて作ったトロイダルコアを 1 kHz で交流励磁し、カットオフ周波数 500 Hz のローパスフィルタを通して誘起電圧を観測し、FFT 解析したものである²⁷⁾。このときの励磁振幅は 0.15 T で、1 kHz における最適シェイキング条件である。Metglas2714A についても同様の測定を行い、単位断面積当たりの FFT スペクトルの 2 乗和を比較したのが Fig. 13 である。このとき、Metglas2714A に対する励磁振幅は最適値 0.11 T としている。この結果より Metglas2714A の方が 2 乗和で 1/30 ほど小さいことがわかる。また、揺らぎ雑音とバルクハウゼン雑音との間に強い相関が見られる²⁷⁾。以上のことから、shell の内側 (あるいは内側の shell) には、低雑音材を使用することによって、磁気シールド内の雑音レベルの低下が図られるものと思われる。これは現在検討が進んでいる。

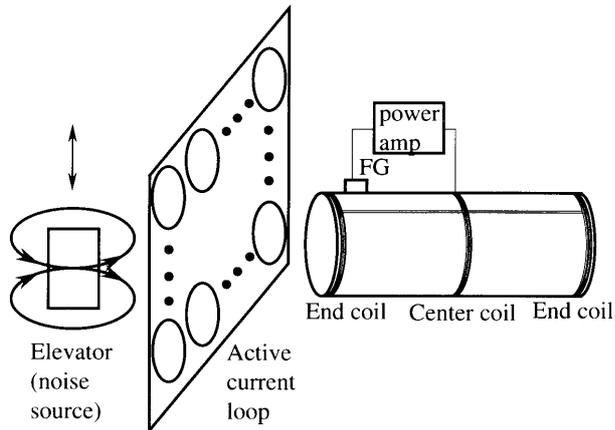


Fig. 14 Active current loop matrix that can be used as a shielding module, in which each current loop can be adjusted autonomously by a monitoring fluxgate magnetometer located at the center of the loop.

6.3 磁気シールドのモジュール化

外部起因の磁気雑音（外乱磁界）にいくつかのステップで対処し、その総合化された結果としてより良い磁気シールド効果が、高い融通性をもって安く構成できれば大きな意義がある。特に外乱磁界の素性がある程度わかっている場合は、的を絞った対応が可能となる。円筒磁気シールドの開口端補償も一つのモジュールと考えられるが、ここではそれとは異なり、より雑音源に近いところで能動的に磁界をキャンセルするアイデア²⁸⁾を紹介する。構成例を Fig. 14 に示す。一つの平面上にマトリクス状に電流ループを配置し、各電流ループの電流は、そのループ中心に置かれた磁界センサの出力に応じて各々独立に調整できるようにする。この場合、自分以外の他の電流ループからの磁界は磁界センサに対し、外乱磁界に加算的に作用するが、ゼロ位法を適用して制御することができる²⁸⁾。当然ながら、外来磁界源がダイポール源で近似でき、その位置が電流ループ群に近いほどキャンセル効果が高い。また、外来磁界源が移動しても自立的に対応できる。図のように、建物内の磁界源のキャンセルに適する。キャンセル効果は外乱磁界源と電流ループ群の距離に依存するが、数値計算によれば数分の一から十分の一程度に低減できる。磁界をモニタするセンサにはフラックスゲート (FG) を用いることができる。

4. おわりに

従来、角形磁化特性をもつ磁性体はシールド材としてほとんど使用されることはなかったが、磁気シェイキングによってその実効透磁率が飛躍的に増大し、軽量磁気シールドの実現に利用できることを述べた。角形磁化特性をもつ Co 系無磁歪組成のアモルファス磁性テープを用いた人体サイズの円筒形磁気シールド（アモルファス磁性テープ使

用量 110 kg, パーマロイ使用量 65 kg) の構造と性能を述べ、同シールド内での初めての生体磁気計測例として α 波脳磁界の測定例を示した。磁気シールドは科学技術、微細加工・製造技術、医工学計測技術などが急速な進歩を遂げつつあり、近い将来多くの場面で必要になることが予測される。6 節で紹介したようにまだ本技術は低ノイズ化すべき改善点が残っているが、これと同時にもっと使いやすくコンパクトにすることも今後の研究の指針とする予定である。

本稿の大部分は科学研究費基盤研究 A(1) (平成 12~14) および同 B(1) (平成 9~10) による研究成果に基づいている。

参考文献

- 1) A. P. Wills: *Phys. Rev.*, **9**, 193-212 (1899).
- 2) D. Cohen: *J. Appl. Phys.*, **38**, 1295-1296 (1967).
- 3) R. L. Kautz: *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **11**, 1026-1031 (2001).
- 4) D. Cohen, F. A. Edelsack, and J. Zimmerman: *Appl. Phys. Lett.*, **16**, 278-280 (1970).
- 5) A. Mager: in "Biomagnetism," ed. by S. N. Ern , H.-D. Hahlbohm, and H. Lubbig, Walter de Gruyter, pp. 51-78 (Berlin-New York, 1981).
- 6) S. N. Ern , H.-D. Hahlbohm, H. Scheer, and Z. Trontelj: in "Bimagnetism," ed. by S. N. Ern , H.-D. Hahlbohm, and H. Lubbig, Walter de Gruyter, pp. 79-87 (Berlin-New York, 1981).
- 7) I. Sasada, S. Kubo, R. C. O'Handley, and K. Harada: *J. Appl. Phys.*, **67**, 5583-5585 (1990).
- 8) T. Spooner: *Phys. Rev.*, **25**, 527-540 (1925).
- 9) D. Cohen: *Appl. Phys. Lett.*, **10**, 67-69 (1967).
- 10) V. Kelh , R. Peltonen, and B. Rantala: *IEEE Trans. Magn.*, **16**, 575-578 (1980).
- 11) I. Sasada, S. Kubo, and K. Harada: *J. Appl. Phys.*, **64**, 5696-5698 (1988).
- 12) I. Sasada and Y. Oonaka: *J. Appl. Phys.*, **75**, 6984-6986 (1994).
- 13) 山内貴雄, 笹田一郎: 日本応用磁気学会誌, **19**, 645-648 (1995).
- 14) I. Sasada, T. Yamamoto, and T. Yamauchi: *J. Appl. Phys.*, **79**, 5490-5492 (1996).
- 15) I. Sasada, T. Yamauchi, and Y. Yatomi: *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 4923-4925 (1996).
- 16) I. Sasada, E. Paperno, and H. Koide: *J. Appl. Phys.*, **87**, 5962-5964 (2000).
- 17) E. Paperno and I. Sasada: *J. Appl. Phys.*, **85**, 4645-4647 (1999).
- 18) 田代晋久, 笹田一郎, 吉富邦明, 風見邦夫: 日本応用磁気学会誌, **26**, 535-538 (2002).
- 19) D. Cohen: *Science*, **161**, 784-786 (1968).
- 20) C. Ciulla, T. Takeda, and H. Endo: *Brain Topography*, **11**, 211-222 (1999).
- 21) 金 鳳洙, 川勝真喜, 内川義則: 電気学会マグネティックス研究会資料, **MAG-02-60**, 77-82 (2002).
- 22) K. Tashiro, K. Nagashima, A. Sumida, T. Fukunaga, and I. Sasada: *J. Appl. Phys.*, **93** (2003) (in print).
- 23) E. Paperno, H. Koide, and I. Sasada: 電気学会マグネティックス研究会資料, **MAG-99-28**, 7-12 (1999).
- 24) K. Oshita, I. Sasada, H. Naka, and E. Paperno: *J. Appl.*

- Phys.*, **85**, 4642-4644 (1999).
- 25) 梅田雄介, 田代晋久, 笹田一郎: 電気学会論文誌 A 分冊, **123-A** (2003) (印刷中).
 - 26) K. Nagashima, I. Sasada, and K. Tashiro: *IEEE Trans. Magn.*, **39** (2003) (in print).
 - 27) I. Sasada and M. Shiokawa: *IEEE Trans. Magn.*, **39** (2003) (in print).
 - 28) 笹田一郎: 電気学会マグネティックス研究会, **MAG-02-132**, 5-9 (2002).

(2003年5月8日受理)



笹田一郎 ささだ いちろう

昭51 九州学大学院工学研究科電子工学専攻修了, NECを経て**昭52** 九州大学助手, **平9** 工学部電気情報工学科教授, **平10** より大学院総合理工学研究科(平12年研究院へ組織変更)教授, 現在に至る. **昭63~平1** MIT 客員研究員, **平7** 磁気シールドの研究で市村学術賞.
専門 磁気応用 (工博)