

# アクティブ磁気シールドによる MI グラジオメータの高性能化

滝谷 貴史

# 目次

第1章 序論.....	1
1.1 近年における高感度磁気センサの開発動向.....	1
1.2 磁気インピーダンスセンサ.....	4
1.2.1 アモルファス磁性ワイヤの GMI 効果.....	4
1.2.2 CMOS-MI センサ.....	7
1.2.3 CMOS-MI センサの特徴.....	14
1.3 本論文の目的と構成.....	16
参考文献.....	18
第2章 MI グラジオメータ.....	20
2.1 はじめに.....	20
2.2 MI グラジオメータの構成.....	22
2.3 MI グラジオメータによる微小磁気信号測定.....	25
2.4 金属球の微小磁気信号検知.....	29
2.4.1 SUS304.....	29
2.4.2 磁気双極子による SUS304 鋼球モデルの外部磁界の推定.....	33
2.4.3 MI グラジオメータによる鋼球検知.....	36
2.5 まとめ.....	42
参考文献.....	44
第3章 アクティブ磁気シールドの開発.....	46
3.1 はじめに.....	46
3.2 アモルファス磁性ワイヤの磁気ノイズ.....	48
3.3 MI グラジオメータが出力する電氣的なノイズ.....	51
3.4 環境磁気ノイズ.....	55
3.5 MI グラジオメータ用アクティブ磁気シールド.....	57
3.5.1 アクティブ磁気シールドの概略と目的.....	57
3.5.2 アクティブ磁気シールドの回路構成.....	64
3.5.3 環境磁界低減効果.....	70
3.5.4 直流磁界補正効果.....	82

3.5.5 鋼球検知による MI グラジオメータの性能比較.....	84
3.6 まとめ.....	86
参考文献.....	88
第 4 章 生体磁気計測への応用.....	90
4.1 はじめに.....	90
4.2 心電図 (ECG) と心磁図 (MCG) .....	92
4.3 MI グラジオメータによる MCG 計測の試み.....	98
4.4 MCG 計測におけるアクティブ磁気シールドの効果の検討.....	102
4.5 まとめ.....	107
参考文献.....	109
第 5 章 総括.....	111
5.1 本論文のまとめ.....	111
5.2 今後の課題と展望 .....	114
付録.....	116
謝辞.....	117
研究業績 .....	118

## 第1章 序論

### 1.1 近年における高感度磁気センサの開発動向

磁気センサは被検出量である磁界を電圧に変換する電子デバイスである[1]。その用途は、コンピュータハードディスクの磁気記録用磁気ヘッド、自動車、工業用ロボット、電流センサ、非破壊検査、磁気方位センサ、生体磁気計測など多岐にわたる[1]。図 1.1 は検出対象である磁界の大きさと各種磁気センサの対応をまとめたものである。なお、磁界の強さは CGS 単位系で Oe(エルステッド)、SI 単位系で A/m で表されるが、本論文では微小磁気計測でよく使われる磁束密度単位 T (テスラ) で統一している。それぞれの関係は、真空中において  $1 \text{ Oe} = 10^{-4} \text{ T} = 1000/4\pi \approx 80 \text{ A/m}$  である。測定対象になっている磁界を大きい順から紹介する。まずは工業磁気と呼ばれるミリテスラ: mT ( $10^{-3}\text{T}$ ) 程度からそれ以上大きい磁界で、この範囲の磁界検出にはホール効果を利用したホール効果磁界計が適している。マイクロテスラ:  $\mu\text{T}$  ( $10^{-6}\text{T}$ ) オーダの磁界には地磁気 (50  $\mu\text{T}$  程度) があり、微小磁気計測の分野では地磁気未満の微弱な磁界を微小磁気として扱うことが多い。さらに小さい磁界はナノテスラ: nT ( $10^{-9}$ ) オーダとなり、身の回りの製品として磁性ナノ粒子や磁気インクが塗布されている紙幣や切符が挙げられる。 $\mu\text{T}$  から nT の磁界の測定にはトンネル磁気抵抗 (TMR) 素子センサや、フラックスゲート磁気センサ、磁気インピーダンス (MI) センサ等の磁界検出性能が適している。そして現在、測定対象として最も小さい磁界が生体から発せられる磁界で、その大きさはピコテスラ: pT ( $10^{-12}\text{T}$ ) オーダである。このクラスの磁界を検出可能とし、医療機器として既に実用化されている磁気センサは超電導量子干渉素子 (Superconducting QUantum Interference Devise: SQUID) 磁気センサのみであり[2-3]、その感度はフェムトテスラ: fT ( $10^{-15}\text{T}$ )

に達する。生体磁気は脳などの中枢神経系や心臓などの筋組織の活動によって生じる電流から、アンペールの法則によって発生する微弱な磁界である。元来、生体からの情報を得る主な方法に心電計や脳波計のように体表面に配置した電極間の電位差を計測する電氣的なアプローチを採用していた医療分野において、生体磁気計測という磁氣的なアプローチと電位計測には無い優位性を明らかにした SQUID 磁気センサの貢献は非常に大きい(4.1~4.2 節参照)。しかし、SQUID 磁気センサが生体磁気計測において万能なツールであるかは議論の余地がある。SQUID による微小磁気検出原理は、二つのジョセフソン接合を超伝導ループで構成し、このループ内を通る電子波(超電導電流)  $I$  の位相がループを鎖交する磁束  $B$  によって周期的に変化することを利用している(図 1.2)。すなわち、素子の超伝導状態を保つために、液体ヘリウムによって常時極低温状態にして動作させる必要がある。また、図 1.1 にも示すように検出磁場の上限が 1 nT 程度までしかないため、地磁気等の環境磁界を取り除いた磁気シールドルーム内の測定に限定される。したがって、磁気シールドルームを含めた装置価格が数億円、液体ヘリウムの年間維持費が 2000 万円を超えと言われており、決して簡易的なシステムではない。このような背景から、SQUID に代わる新たな超高感度磁気センサの開発が近年盛んに行われており[4]、求められる性能は外乱に強く、低コストかつ常温駆動を可能とする点が挙げられる。特に MI センサをはじめとする種々の高感度磁気センサの磁界感度は、日々の技術革新によって、生体磁気計測可能レベルに達しようとしており、既に生体磁気の中でも比較的大きな心磁波形の計測が報告がされている[5-9]。

本論文では、MI センサの外乱磁界に対するロバスト性の向上から生体磁気計測への試みまでをまとめた。全ての生体磁気計測を SQUID で網羅するのではなく、各種磁気センサによる状況に合わせた測定の多様化が新たな需要と革新を

生み出すと筆者は考える。本論文で挙げた研究成果がその一助になれば幸甚の至りである。

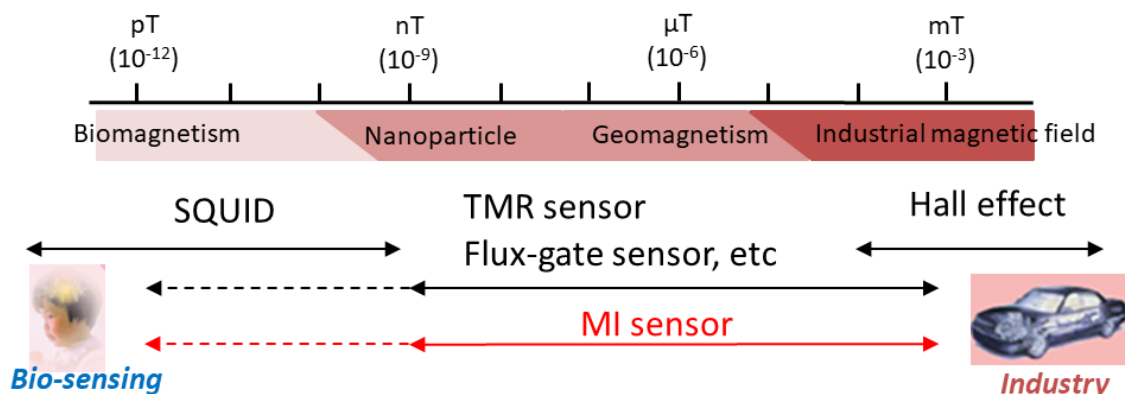


図 1.1 測定対象磁界の大きさと種々の磁気センサ

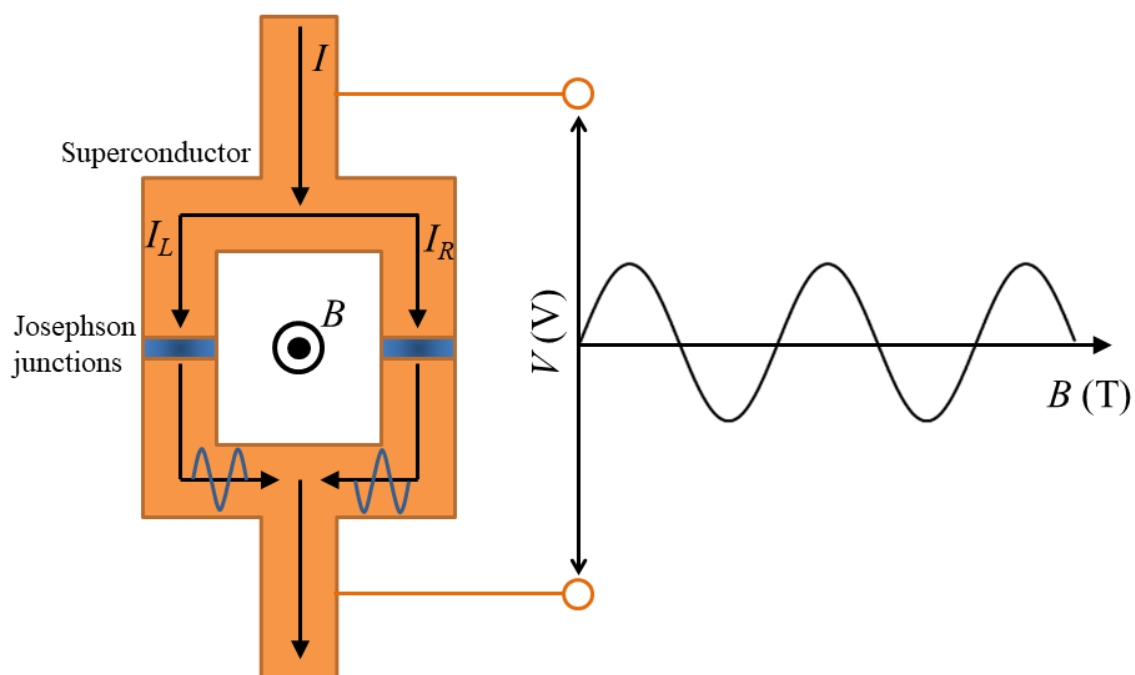


図 1.2 超伝導素子による磁界検出原理

## 1.2 磁気インピーダンスセンサ

### 1.2.1 アモルファス磁性ワイヤの GMI 効果

軟磁性体に交流電流を通電すると、表皮効果によって電流が通る面積は表皮深さ  $\delta$  に依存する。この  $\delta$  は次式で表せる。

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu}} \dots\dots\dots (1.1)$$

ここで、 $\rho$  は試料の電気抵抗率、 $\mu$  は電流と直角方向の透磁率である。外部磁界が印加されると試料内の磁化が回転することで  $\mu$  が変化し、試料の電気抵抗とインダクタンスが変化する。すなわち、試料のインピーダンスが外部磁界によって変化する。この現象を磁気インピーダンス効果 (Magneto-Impedance effect: MI effect) と呼ぶ[10]。また、MHz 以上の高周波電流を通電することで、強い表皮効果から得られる巨大なインピーダンス変化を巨大磁気インピーダンス効果 (Giant Magneto-Impedance effect: GMI effect) と呼ぶ[11]。

磁気センサのヘッド用磁性体を検討した場合、アモルファス磁性体は結晶構造をもたないため、結晶異方性がない。よって、外部磁界によって磁化回転が容易に生じ、磁界検出感度が高いという特徴がある。このことから、アモルファス磁性ワイヤは最も優れた素材の一つである。図 1.3 に高感度な GMI 効果を示すアモルファス磁性ワイヤの素子構造を模擬的に示す[12]。外部磁界  $H_{ex}$  が印加されていない場合、素子表層部の磁化ベクトル  $M$  は円周方向に配列されているが、ワイヤ長手方向に  $H_{ex}$  が印加されると中心軸から  $\theta$  の角度に回転する。この場合の素子のインピーダンス  $Z_w$  は、S. Sandacci らがワイヤ内部の磁化ダイナミクスを線形近似した磁気インピーダンス理論を用いて次式で表せることを報

告している[13-14, 17]。

$$Z_w = \Delta Z \cos^2 \theta + Z_0$$

$$\Delta Z = \frac{a}{2} \sqrt{\frac{\omega \mu_t}{2\rho}} (1+j) R_{dc} \dots\dots\dots (1.2)$$

ここで、 $a$  は試料の半径、 $\mu_t$  は磁化ベクトル垂直方向に交流磁界を印加した場合の透磁率、 $R_{dc}$  は素子の直流抵抗、 $Z_0$  は外部磁界がゼロにおけるインピーダンスである。(1.2) 式から素子のインピーダンスが磁化ベクトルの  $\theta$  に依存して変化することがわかる。図 1.4 は、実際に外部磁界を印加したときの直径 30  $\mu\text{m}$  のアモルファス磁性ワイヤ (CoFeSiB) のインピーダンス変化である[5]。長さ 10 mm の素子に 60 MHz 以上の高周波電流を通電し、100  $\mu\text{T}$  程度の外部磁界を印加した場合、インピーダンス変化率 100 % 以上 ( $\Delta Z/Z_0 > 1$ ) の GMI 効果が得られている。MI センサはこの巨大なインピーダンス変化を利用した高感度磁気センサである。



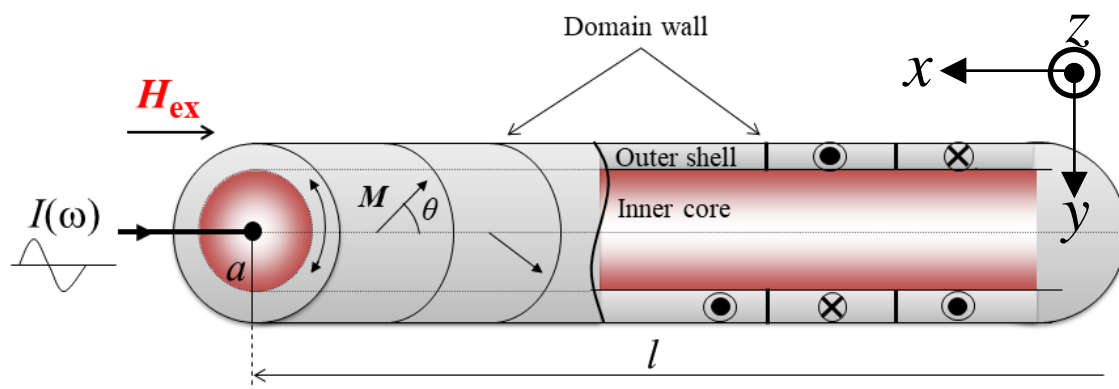


図 1.3 アモルファス磁性ワイヤの素子構造

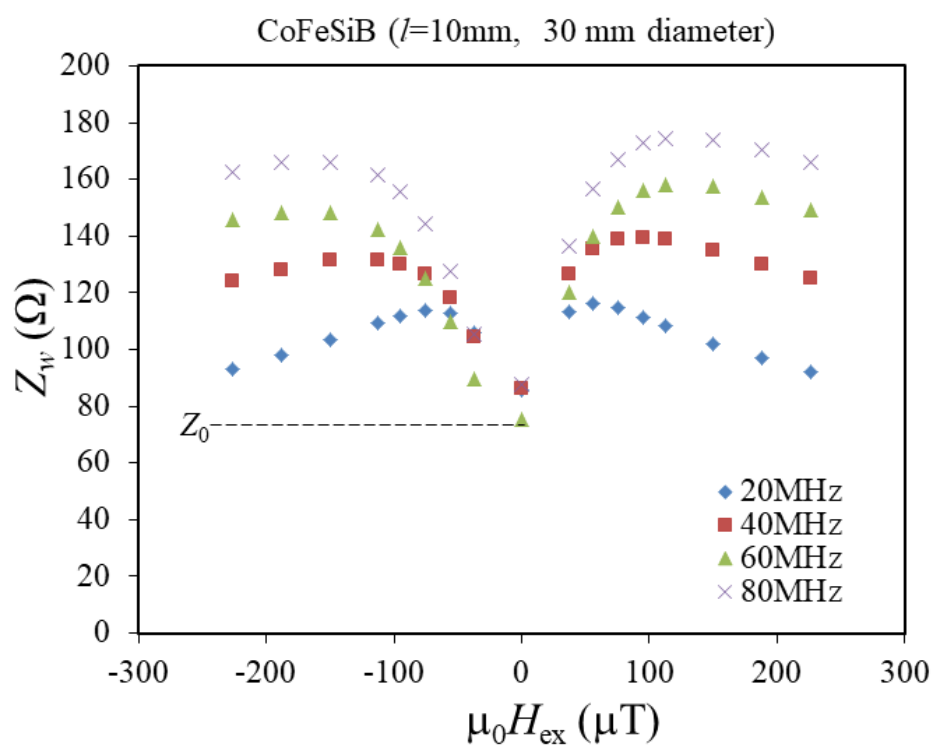


図 1.4 アモルファス磁性ワイヤの GMI 効果

### 1.2.2 CMOS-MI センサ

GMI 効果は磁性体に高周波電流を通電して生じる現象であるが、必ずしも正弦波電流を通電する必要はない。鋭いパルス電流を周期的に通電した場合でも、パルスの高周波成分によって表皮効果から GMI 効果を得ることができる。アモルファス磁性ワイヤで十分な表皮効果を得るには数 ns のパルス幅が望ましいとされ、パルスの立ち上がり時間を  $t_r$  とすると、 $f \approx 1/2t_r$  の交流成分となる。この鋭いパルス電流を得るには、CMOS インバータのスイッチング動作を利用する。

図 1.5 は CMOS-IC と MI 素子によるリニア磁界センサの構成である[14]。この回路では、CMOS タイマ LMC555 (50 %デューティサイクルオシレータ) から方形波電圧を発生させ、CMOS インバータと RC 回路で微分することで鋭いパルス電流を生成し、アモルファス磁性ワイヤに通電する。また、積分回路と微分回路によってパルスの生成と遅延を生じさせ、アナログスイッチへのタイミングパルスとする。アモルファス磁性ワイヤにはピックアップコイルを巻き付け、外部磁界がワイヤ長手方向に印加されたときの磁束変化を誘導起電力として検出する。この誘導起電力をアナログスイッチとコンデンサにより同期検波し、磁界を電圧として出力する構成である。

アモルファス磁性ワイヤの円筒座標系 (円周方向:  $\varphi$  軸, 長手方向:  $x$  軸) において、磁化ベクトル  $M$  と  $x$  軸のなす角が  $\theta$  である場合、ワイヤ表層部のインピーダンステンソル  $Z$  は次式で表されることが報告されている[16]。

$$Z = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{x\varphi} \\ Z_{\varphi x} & Z_{\varphi\varphi} \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} Z_{xx} &= Z_M \cos^2 \theta + Z_0 \sin^2 \theta & \dots\dots\dots (1.3) \\ Z_{\varphi\varphi} &= Z_M \sin^2 \theta + Z_0 \cos^2 \theta \\ Z_{\varphi x} &= -Z_{x\varphi} = (Z_M - Z_0) \sin \theta \cos \theta \end{aligned}$$

$Z_M$ は外部磁界印加時のワイヤのインピーダンスの最大値、 $Z_0$ は外部磁界がゼロにおけるインピーダンスである。ピックアップコイルに誘導される起電力  $V_c$  は、 $x$  軸の磁束変化の影響を受け、 $Z$  の非対角インピーダンス成分  $Z_{\phi x}$  とワイヤに流れる電流  $I$  より

$$\begin{aligned} V_c &= k(Z_M - Z_0) \cdot I \sin \theta \cos \theta \\ &= k\Delta Z \cdot I \sin \theta \cos \theta \quad \dots\dots\dots (1.4) \\ k &= 2\pi an \end{aligned}$$

と表される[17]。ここで、 $k$  はワイヤに流れる電流がワイヤ表面に作る磁界とピックアップコイルに流れる電流が作る磁界との間の変換係数であり、 $k(I/2\pi a) = nI$  として得られる[17]。 $n$  はピックアップコイルの巻き数である。また、(1.4)式は三角関数の倍角公式より

$$V_c = \pi an\Delta Z \cdot I \sin 2\theta \quad \dots\dots\dots (1.5)$$

とできる。

CMOS インバータによってパルス電流  $I_p$  がワイヤに通電される場合、パルス電流によって生じる円周方向の磁界により磁化ベクトルの角度が  $\theta$  から  $90^\circ$  まで変化する。この場合の磁化ベクトルの平均角度を  $\theta$  と  $90^\circ$  の加算平均値  $\theta_{av}$  で近似すれば、 $\theta_{av} = (\theta + 90^\circ)/2$  となる。したがって、パルス通電の場合の検出ピーク電圧  $V_p$  は、 $\theta_{av}$  を (1.5) 式の  $\theta$  と置き換えることで

$$V_p = \pi an\Delta Z \cdot I_p \cos \theta \quad \dots\dots\dots (1.6)$$

と表すことができる[17]。また、ワイヤ円周方向（磁化容易軸）の異方性エネルギー $K_u$ を考慮した磁化回転系のエネルギー $E$ は

$$E = -K_u \sin^2 \theta - MH_{\text{ex}} \cos \theta \quad \dots\dots\dots (1.7)$$

であり、 $M$ が $H_{\text{ex}}$ のみに依存して回転すると仮定した場合の $\theta$ は、 $E$ が最小となる条件（ $\partial E/\partial \theta = 0$ ）を満たす。すなわち

$$\begin{aligned} -2K_u \sin \theta \cos \theta + MH_{\text{ex}} \sin \theta &= 0 \\ \cos \theta &= \frac{MH_{\text{ex}}}{2K_u} \quad \dots\dots\dots (1.8) \end{aligned}$$

ここで、 $K_u$ は異方性磁界 $H_k$ によって $MH_k/2$ と表せるため、(1.8)式の条件では $\cos \theta = H_{\text{ex}}/H_k$ となる。したがって、(1.6)式より $V_p$ が $H_{\text{ex}}$ に比例することを示している。図1.6は任意の直流外部磁界を印加したときの $V_p$ のピーク値を測定した結果（ピックアップコイルの巻き数は400回）であり、 $\pm 40 \mu\text{T}$ 程度の磁界範囲で正比例を示している。アモルファスワイヤに通電したパルスの幅は約50 nsで $t_r$ は5 nsから10 ns程度である。すなわち、50 MHzから100 MHzの交流成分によって十分な表皮効果が生じている。また、このときの磁界感度V/T（グラフの傾き）は、ピックアップコイルの巻き数 $n$ に依存して感度が上昇しており（図1.7）、これらの特性は(1.6)式との整合性がとれている。図1.8より、300 turnのピックアップコイルを用いた場合でこのセンサの磁界感度は約100 kV/Tである。仮に1 nTの微小磁界を検出する場合、センサの出力は100  $\mu\text{V}$ であり、この値はセンサ回路を構成するOPアンプの入力換算ノイズ（10 ~ 100 nV/Hz<sup>1/2</sup>）よりも大きいことから、nTオーダ以下の磁気分解能が得られることを

示唆している。

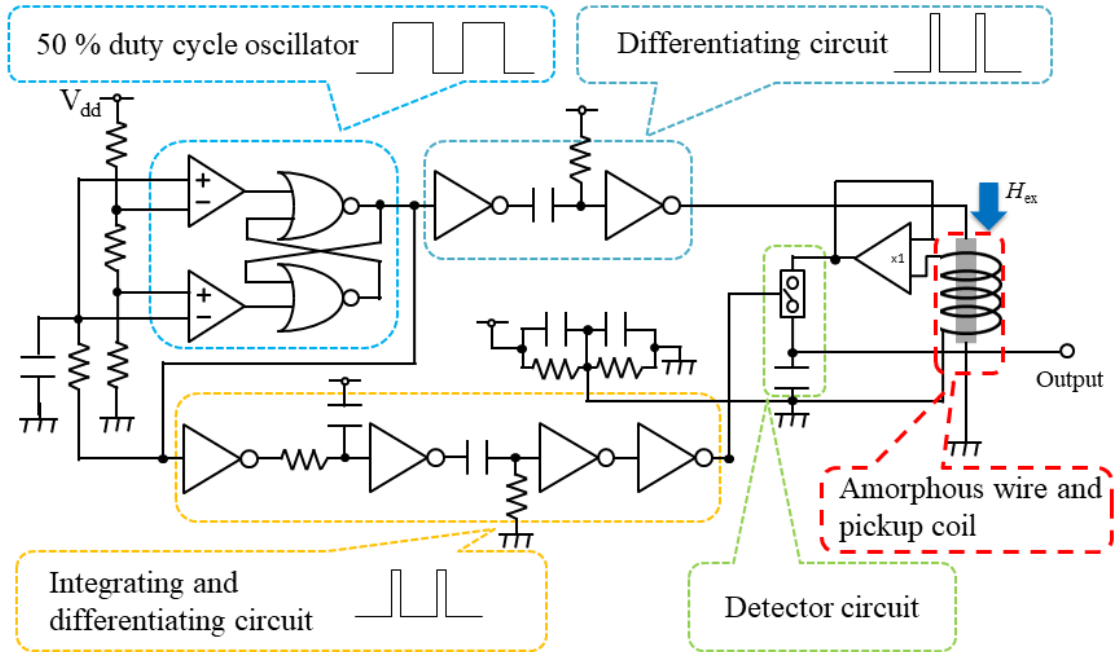


図 1.5 CMOS-MI センサ回路

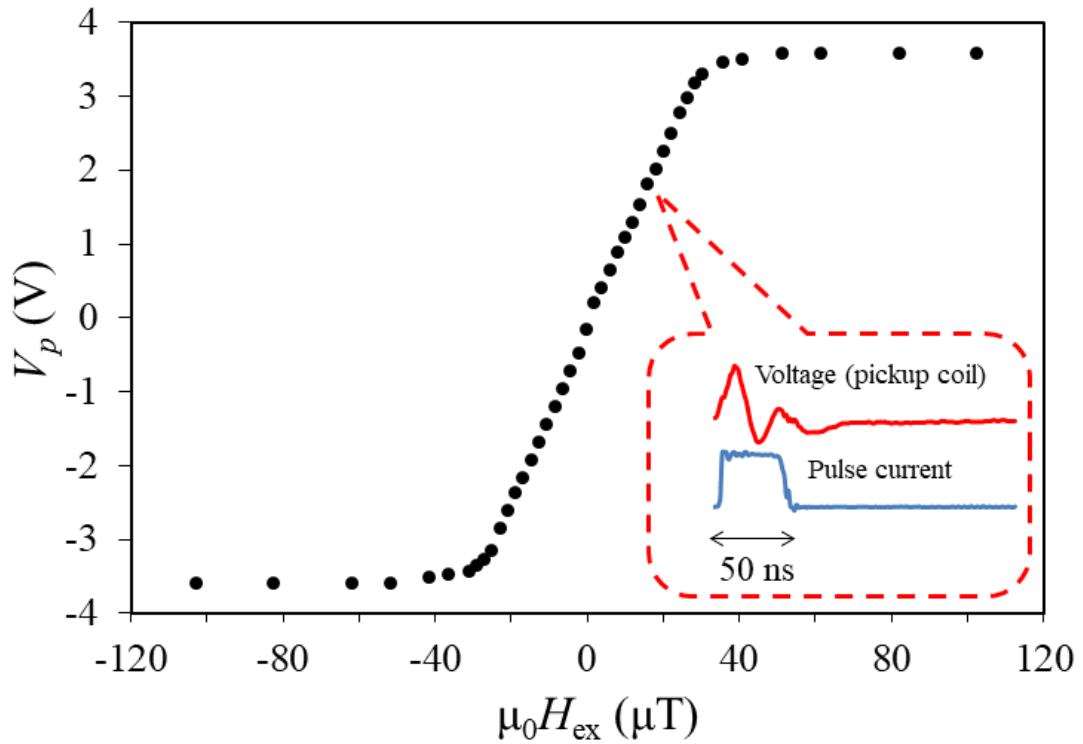


図 1.6 ピックアップコイルに誘起される電圧  $V_p$  と外部磁界  $H_{ex}$  の相関

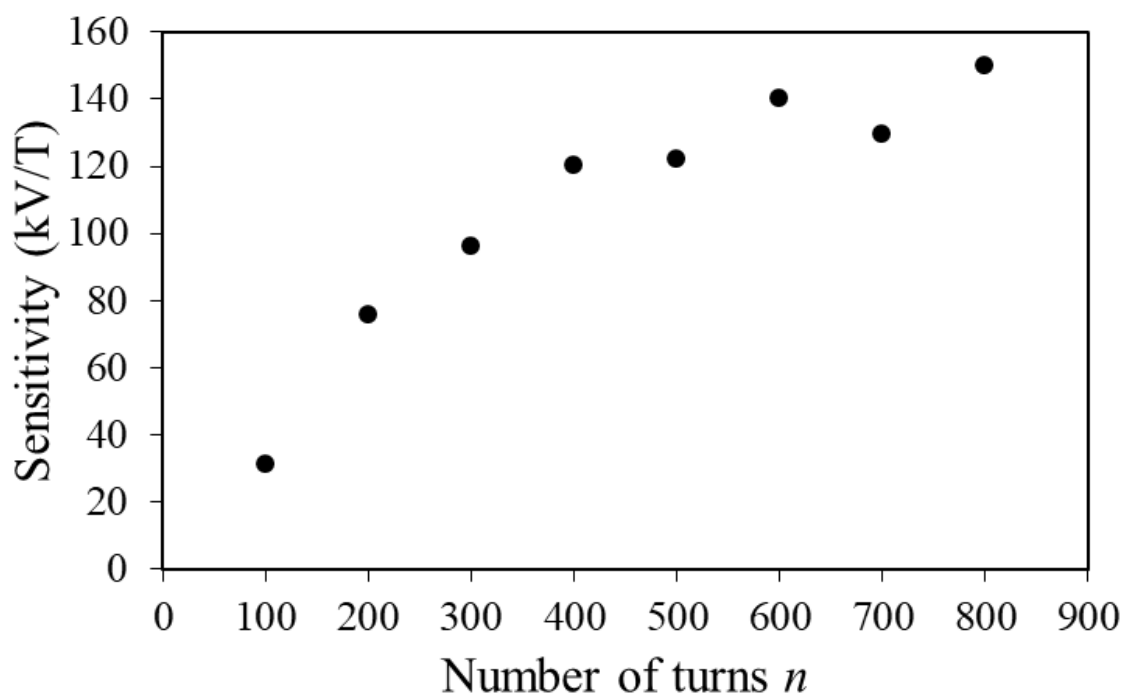


図 1.7 ピックアップコイルの巻き数と磁界感度の相関

次に、図 1.8 の 3 次元磁界発生装置 Palm Gauss S (Aichi Micro Intelligent Corporation) を用いてアモルファスワイヤ長手方向 (図 1.3 中  $x$  方向) および垂直方向 ( $y, z$  方向) に任意の交流磁界 ( $0.4 \mu\text{T}$ ,  $1 \text{ Hz}$ ) を印加した場合の CMOS-MI センサの出力を測定した。Palm Gauss S は 3 軸方向のヘルムホルツコイルの中心 (計測空間) に無磁場あるいは任意の磁場を発生できる装置である。この実験では、キャリブレーションによって計測空間内の地磁気を相殺し、この場合の各軸方向の磁場は  $0.01 \mu\text{T}$  以下である。

図 1.9 に CMOS-MI センサの出力磁界の時間波形を示す。長手方向に印加した場合、Palm Gauss S で設定した交流磁界が検知できている。一方で、垂直方向に

印加した場合には、その検出磁界の振幅は長手方向時の 1/10 以下であった。これは、垂直方向磁界印加時では、長手方向印加時に比べ、アモルファス磁性ワイヤ円周方向に配列された磁化の回転が制限されているためと考えられる。したがって、CMOS-MI センサはアモルファス磁性ワイヤ長手方向の磁界に対して感度が最大となる。

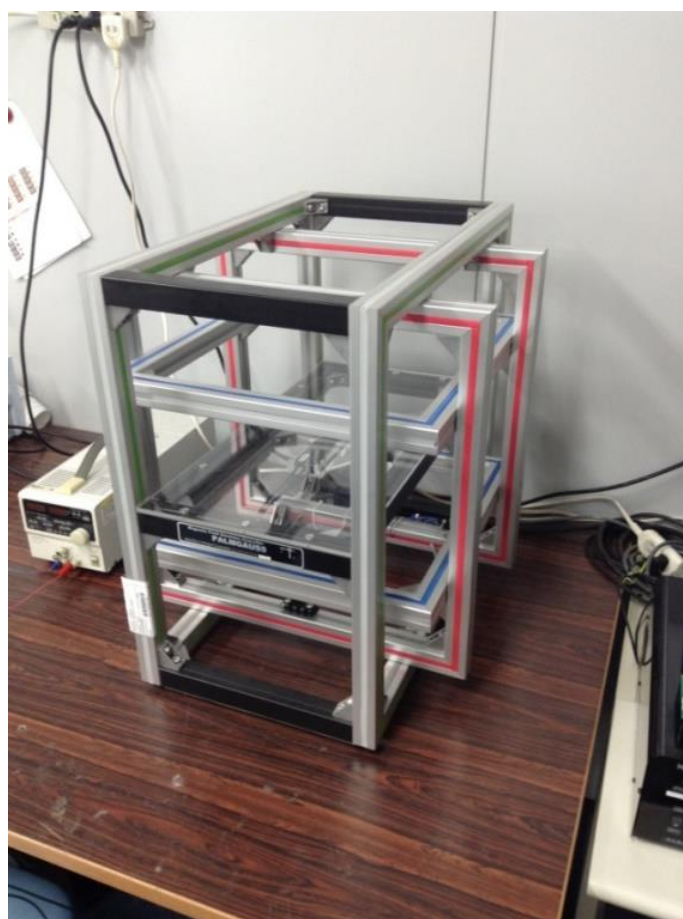


図 1.8 3次元磁界発生装置 Palm Gauss S

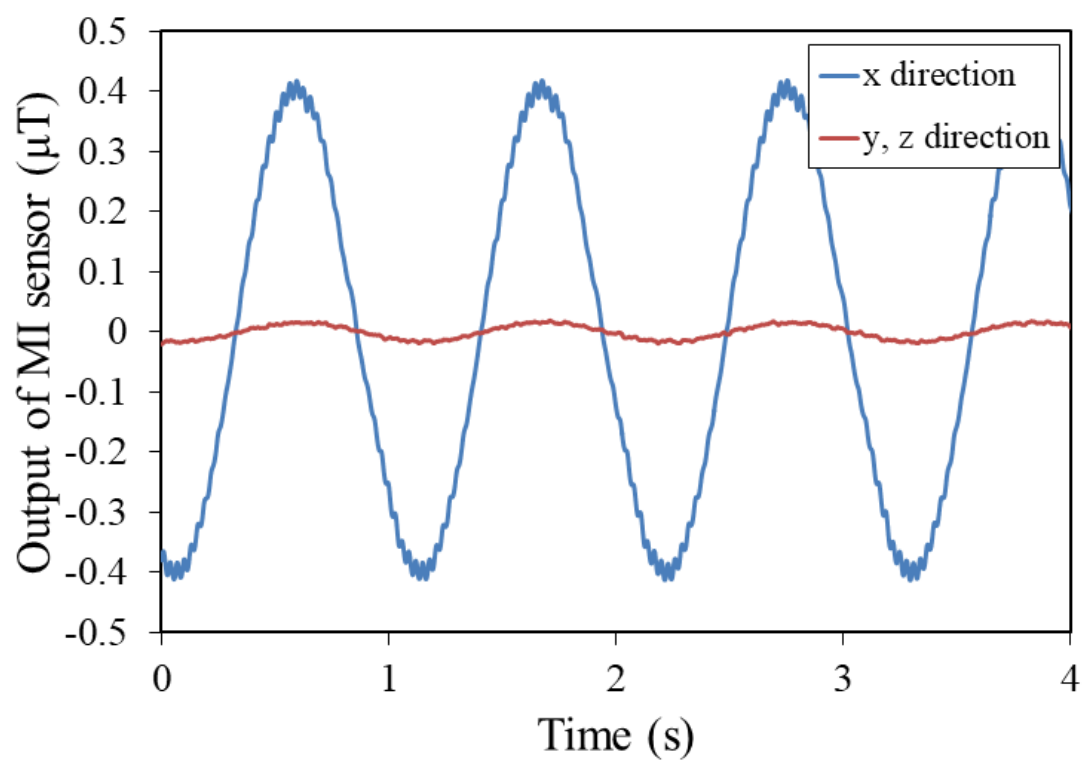


図 1.9 アモルファス磁性ワイヤの長手方向 ( $x$  方向) および垂直方向 ( $y, z$  方向) に交流磁界を印加した場合の CMOS-MI センサの検出磁界



### 1.2.3 CMOS-MI センサの特徴

パルス励磁型 CMOS-MI センサの特徴をまとめると

- I. インピーダンス変化率が 100 % を超える高出力
- II. 数十から数百 MHz 駆動による高速応答
- III. 磁界をピックアップコイルで検出することによる線形応答
- IV. CMOS 技術によるミリワット以下の低電力
- V. アモルファス磁性ワイヤの微細加工による小型化が可能

が挙げられる。IからIIIに関しては先述したとおりであるので、IVとVについて若干補足する。

CMOS インバータは定常状態における電流がゼロなので、回路の消費電力はパルス電流による消費電力のみで済む。高感度磁気センサを用いた非破壊検査や生体磁気計測など、多チャンネル化を必要とする検査装置では一個のセンサの低消費電力性はシステム全体として重要な条件となる。また、市販の CMOS インバータ IC チップは、複数のインバータを内蔵したもので数十円で購入できるため、センサ回路を安価に製作できる利点もある。

センサの小型化に関しては、アモルファス磁性ワイヤを直径 10  $\mu\text{m}$  程度まで加工しても、その磁界検出特性に大きな影響がないことから[18]、センサヘッドのマイクロ寸法化が可能である。この特徴を最大限に生かした製品が電子コンパス用集積回路型 MI センサである[19]。電子コンパスは地磁気を検知するデバイスとして主に携帯電話機における地図へのヘディングアップ機能や GPS と組み合わせた歩行者ナビゲーションシステムに使用され、携帯電話の普及と共にその需要が拡大している。2015 年頃にはスマートフォンを中心とした携帯電話

の生産量は世界で年産10億台を超えと言われ、そのほとんどに電子コンパスが組み込まれている。

このように、電子コンパスという製品として一つの完成形に達したMIセンサであるが、今後の開発目標は1.1節でも触れた生体磁気計測分野への進出である。この地磁気よりも10万から100万分の1以下のオーダの微小磁気を検出するためには、外乱磁界の影響をpTレベルまで取り除くことが必要条件となり、CMOS-MIセンサ単体ではこの条件を満たすことが難しい。したがって、目標のシグナルをそのままに、ノイズのみを減衰可能な高SN比を実現するセンシングデバイスを開発する必要がある。

### 1.3 本論文の目的と構成

生体磁気レベルの微小磁界の検出にあたって、CMOS-MI センサの課題は外乱磁界の影響を除くことである。そのためにはいくつかのアプローチが考えられるが、比較的大きな磁界中でも安定して動作できる広いダイナミックレンジとコンパクトサイズなセンサ系という特徴を鑑みて、筆者が所属する研究グループでは MI センサによる一次グラジオメータ (MI グラジオメータ) を提案している[20]。詳しくは第2章で述べるが、グラジオメータは二か所に設置したセンシング素子の出力の差分をとることによって、両素子に共通に入力される共通モードノイズを相殺するシステムである。このシステムを CMOS-MI センサに適用することで、空間的に一様な外乱磁界を取り除くことが可能になる。しかしながら、空間に局在する磁界の勾配や二つの MI センサ素子の特性の違い等から、外乱磁界を完全に除去できていないのが現状である。

そこで、外乱磁界に直接働きかけ、その影響を小さくする装置を開発することで、MI グラジオメータの磁気ノイズに対する堅牢性の向上を図ると共にその有用性の検証を本研究の目的とする。1.1 節でも触れたように、昨今の高感度磁気センサ分野では SQUID 磁気センサのコスト面の短所をカバーする新しいセンサが求められている。本研究によって MI センサが生活環境レベルの外乱磁界下においても微小磁気信号を検知可能となれば、高額な磁気シールドルームを必要としない高感度磁気センシングシステムの実現が期待できる。

本論文は全5章からの構成となっている。第1章では、研究背景と目的を近年の磁気センサ開発動向を交えながら解説した。

第2章は、筆者が試作した MI グラジオメータを用いて、その動作の説明と環境磁界中における微小磁気信号検出性能を評価する。

第3章では、MI グラジオメータの高感度化を図るうえで、外乱磁界を選択的

に減衰させるアクティブ磁気シールドを開発し、その環境磁界低減効果と有用性を検証した。

第 4 章は、アクティブ磁気シールド型 MI グラジオメータを用いた生体磁気計測の試みとして、実験室の環境磁界下で人間の心臓の磁界計測を行い、心磁界のリアルタイム計測に向けた現状の課題を考察した。

最後に第 5 章では、本研究の成果を総括し、今後の研究課題についてまとめた。

## 参考文献

- [1] 毛利佳年雄：「磁気センサ理工学（増補）-センサ原理から電子コンパス応用まで-」，コロナ社，第1章 pp.1-5 (2016)
- [2] 神鳥明彦：「心磁計の基本技術と臨床応用技術」，電気学会論文誌 A, Vol. 125, No. 2, pp. 81-84 (2005)
- [3] 村上正浩, 鈴木博之, 内藤茂昭：「日立心臓磁気計測システム MC-6400」，Laboratory and Clinical Practice, **24**(2), pp. 132-139 (2006)
- [4] 関野正樹, 小林哲生：「生体磁気計測に向けた超高感度磁気センサの最新の開発動向と展望」，電気学会誌, Vol. 136, No. 1, pp. 8-26 (2016)
- [5] T. Uchiyama and T. Takiya: “Development of precise off-diagonal magnetoimpedance gradiometer for magnetocardiography”, AIP Advances **7**, 056644 (2017)
- [6] S. Yabukami, K. Kato, T. Ozawa, N. Kobayashi, and K.I. Arai: “Coplanar Line Thin Film Sensor and Measurement of MCG without Magnetic Shielding”, Journal of the Magnetics Society of Japan, Vol. 38, No. 2-1, pp. 25-28 (2014)
- [7] 加呂光, 下田健一郎, 前田好章, 笹田一郎：「36 チャンネルフラックスゲートセンサを用いた心磁界計測」，電気学会論文誌 E, Vol. 136, No. 6, pp. 224-228 (2016)
- [8] 安藤康夫：「強磁性トンネル磁気抵抗素子センサ」，電気学会誌, Vol. 136, No. 1, pp.22-25 (2016)
- [9] K. Kamada, Y. Ito, T. Kobayashi: “Human MCG measurements with high-sensitivity potassium atomic magnetometer”, Physiological Measurement, Vol. 33, pp. 1063-1071 (2012)
- [10] L. V. Panina and K. Mohri: “Magneto-impedance effect in amorphous wire”, Applied Physics Letter, Vol. 65, No. 9, pp. 1189-1191 (1994)
- [11] L. V. Panina, K. Mohri, T. Uchiyama, and M. Noda: “Giant Magneto-Impedance in

- Co-Rich Amorphous Wires and Films”, IEEE Transactions on Magnetism, Vol. 31, No. 2, pp. 1249-1260 (1995)
- [12] K. Mohri, F. B. Humphrey, L. V. Panina, Y. Honkura, J. Yamazaki, and T. Uchiyama: “Advances of Amorphous Wire Magnetism over 27 Years”, *Physica Status Solidi A*, **206**, 4, pp. 601-607 (2009)
- [13] S. Sandacci, D. Makhnovskiy, L. V. Panina, K. Mohri, and Y. Honkura: “Off-Diagonal Impedance in Amorphous Wires and Its Application to Linear Magnetic Sensors”, IEEE Transactions on Magnetism, Vol. 40, No. 6, pp. 3505-3511 (2004)
- [14] D. Menard, G. Rudkowska, L. Clime, P. Ciureanu, A. Yelon, S. Saes, C. Dolabdjian, D. Robbes: “Progress towards the optimization of the signal-to-noise ratio in giant magnetoimpedance sensors”, *Sensors and Actuators, A* 129, pp. 6-9 (2006)
- [15] K. Mohri and Y. Honkura: “Amorphous Wire and CMOS IC Based Magneto-Impedance Sensors-Origin, Topics, and Future”, *Sensor Letters*, Vol. 5, pp. 267-270 (2007)
- [16] D. Menard and A. Yelon: “Theory of longitudinal magnetoimpedance in wires”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 88, No. 1, pp. 379-393 (2000)
- [17] 内山剛:「磁気インピーダンスセンサ」, *電気学会誌*, Vol. 136, No. 1, pp. 10-13 (2016)
- [18] T. Uchiyama, N. Hamada, and C. M. Cai: “Highly Sensitive CMOS Magnetoimpedance Sensor Using Miniature Multi-Core Head Based on Amorphous Wire”, IEEE Transactions on Magnetism, Vol. 50, No. 11, 4005404 (2014)
- [19] N. Kawajiri, M. Nakabayashi, C. M. Cai, K. Mohri, and T. Uchiyama: “Highly Stable MI Micro Sensor Using CMOS IC Multi vibrator with Synchronous Rectification”, IEEE Transactions on Magnetism, Vol. 35, No. 5, pp. 3667-3669 (1999)
- [20] (発明者)内山剛・中山晋介・熱田諭志:「磁気検出装置」, 特許第 5429717 (登録日) 2013 年 12 月 13 日

## 第2章 MI グラジオメータ

### 2.1 はじめに

高感度な磁気センサを微小磁気計測に応用するとき大きな課題となるのが、環境外乱磁界の影響である。この対策として、主に次のような種々の方法が挙げられる。

- ① 磁気シールド（パーマロイ等の高透磁率材料）によって計測空間を囲い、空間内のノイズレベルを下げる。また、ノイズ源をシールドすることでノイズの発生自体を防ぐ。
- ② フィルタ回路を用いて磁気センサの出力から特定の周波数成分を取り除く。
- ③ 空間的な磁界の差分を取るセンサ構成（グラジオメータ）によって、空間的に一様な外乱磁界の影響を除く。

上記の3点の中では、外乱磁界そのものを遮蔽し、その効果も高いことから、①磁気シールドが最も広く使われている。しかし、測定対象や使用するセンサの大きさ合わせた空間をシールドする必要がある。そのため、脳磁図や心磁図を測定する医療の現場では、部屋ごと遮蔽した磁気シールドルーム内で計測を行っている。

地磁気のような比較的大きな背景磁気ノイズを相殺して、空間的分布の急峻で微弱な磁気信号を検出する点では、③グラジオメータも十分有効な手法である。グラジオメータでは、空間的な磁界の差分を検出するために、二か所に設置したセンサの磁界検出特性がほぼ等しい必要がある。MIセンサは、磁界検出

分解能が良いことに加え、地磁気下でも安定に動作できるほどダイナミックレンジが広く、図 2.1 に示すように検出用と参照用に用いる MI 素子の磁界検出特性の誤差が 2%以内であることから、グラジオメータに適していると言える。

本章では、MI センサによる一次グラジオメータ (MI グラジオメータ) の構成を述べると共に、その動作と環境外乱磁界下における微小磁気信号検出能力を検証する。

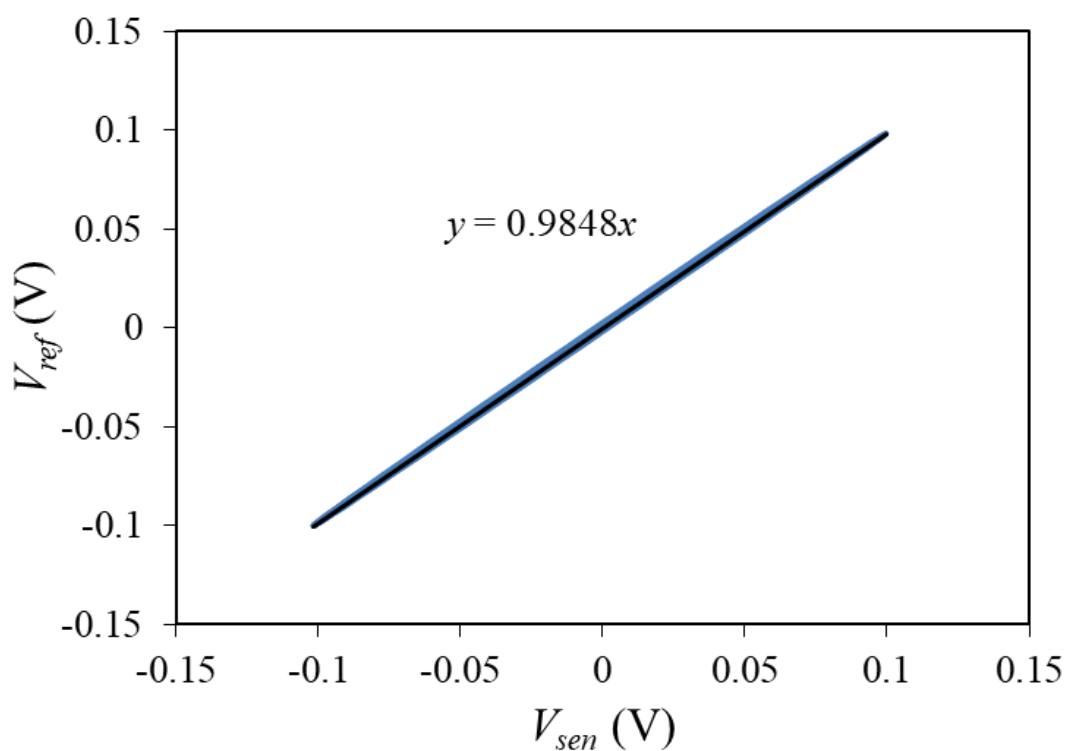


図 2.1 検出用 MI 素子の出力  $V_{sen}$  と参照用 MI 素子の出力  $V_{ref}$  の比較

(振幅  $1\mu\text{T}$  の交流磁界印加時)



## 2.2 MI グラジオメータの構成

図 2.2 に本研究で作製した MI グラジオメータの構成を示す[1]。MI グラジオメータは、検出 (Sensing) と参照 (Reference) 用のピックアップコイル (700 turn, 長さ 10 mm) を一本のアモルファス磁性ワイヤ (直径 25  $\mu\text{m}$ , 長さ 40 mm) に巻き付けた MI 素子をセンサヘッドとして駆動する。それぞれのピックアップコイルから誘導起電力を検波するセンサ回路は、第 1 章で述べた CMOS-MI センサ回路の構成[2]をそのまま踏襲しており、検出と参照用 CMOS-MI センサの出力電圧を差動アンプに入力している。各 MI 素子 (ピックアップコイルを巻き付けたアモルファス磁性ワイヤ) の素子間距離 (ベースライン) は 30 mm である。図 2.2 より具体的な動作の流れは以下の通りである。

- ① パルスジェネレータ (PG) では、CMOS タイマ LMC555 からデューティ比が 50% の方形波電圧を生成する。
- ② CMOS インバータのスイッチング動作と RC 回路により微分されることで、さらに幅の狭いパルスとしてアモルファス磁性ワイヤに通電される。同時にアナログスイッチ (AS) へのタイミングパルスにも利用される。
- ③ 外部磁界 (磁気信号  $B_s$  やノイズ  $B_n$ ) がワイヤ軸方向に印加されると、GMI 効果によって各 MI 素子のピックアップコイルに磁界に比例した起電力が誘導される。
- ④ アナログスイッチ AS とピークホールド回路で同期検波後、差動アンプ (INA128) に入力し、各誘導起電力の差を出力する。

空間的な磁気ノイズが一様であり、磁界が距離の二乗に反比例して減衰することから、 $B_s$  が参照用 MI 素子の箇所で見捨てられるほど減衰すると仮定すると、

MI グラジオメータの出力  $\Delta B$  は、次式で表される。

$$\begin{aligned}\Delta B &= B_{sen} - B_{ref} \\ &= (B_s + B_n) - B_n \dots\dots\dots (2.1) \\ &= B_s\end{aligned}$$

ここで、 $B_{sen}$  および  $B_{ref}$  は検出用と参照用 MI 素子からの出力である。 $B_{ref}$  には  $B_s$  が重畳されないため、地磁気のような背景磁気ノイズは相殺されて、比較的大きな環境磁界中でも  $B_s$  のみを検出できる。

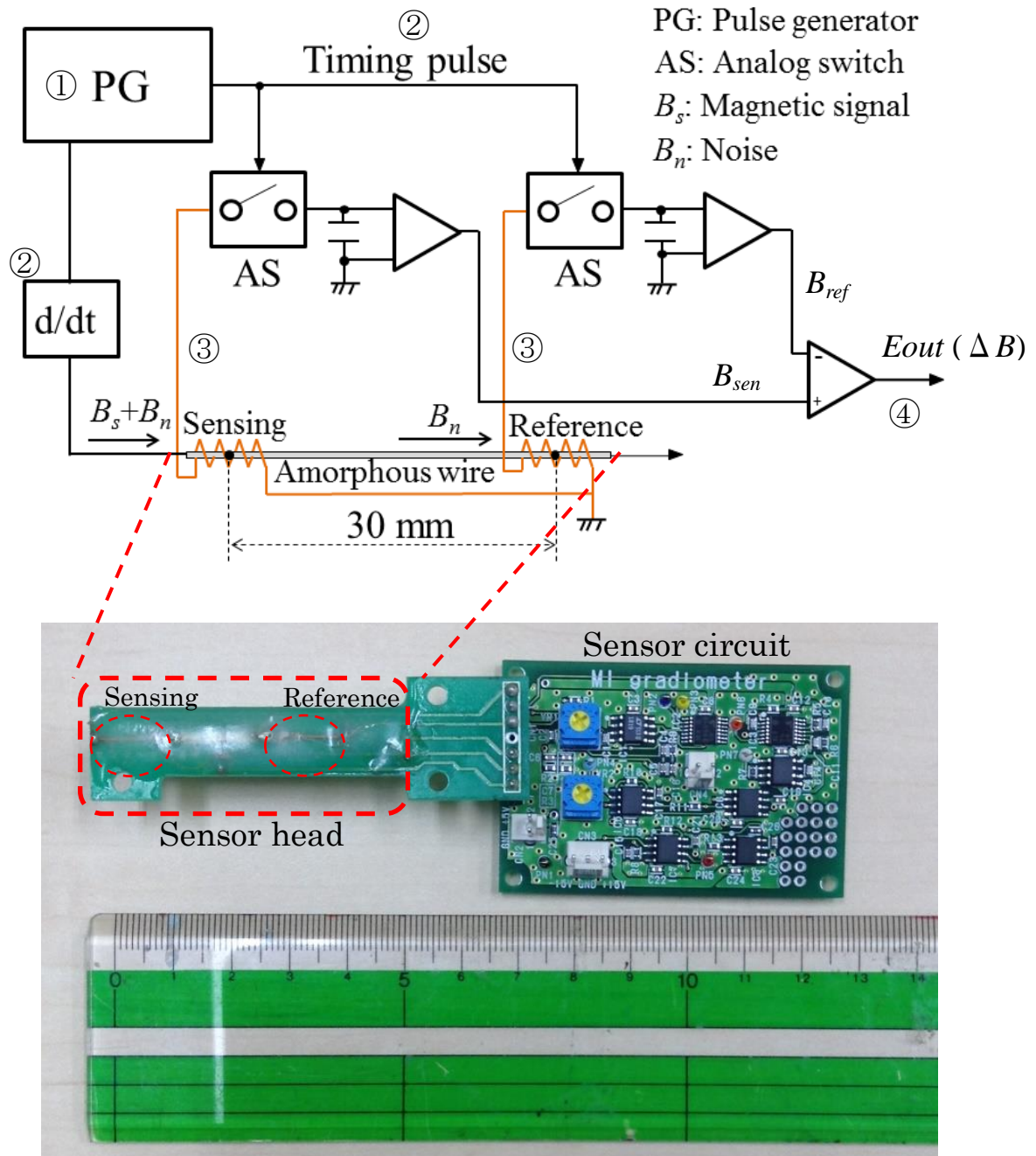


図 2.2 MI グラジオメータの回路構成と画像

### 2.3 MI グラジオメータによる微小磁気信号測定

前節ではMI グラジオメータの出力  $\Delta B$  が、検出MI素子と参照MI素子の出力の差であることを述べた。そこで、ワンターンコイルを用いて微小交流磁界を発生させ、ビオ・サバールの法則から求められる磁界振幅の理論値とMI グラジオメータの出力を比較した[1]。MI グラジオメータのセンサヘッドとワンターンコイル（直径 50 mm, インピーダンス 20 k $\Omega$ ）は図 2.3 のように配置し、ワンターンコイルには振幅 2 V、周波数 10 Hz の正弦波電圧を印加した。

はじめに、検出用MI素子と参照用MI素子の中点をそれぞれA点とB点とし、各地点での磁界の大きさを求めた。A点の磁界  $H_A$  はコイルに流れる円電流  $I$  の中心であるため、ビオ・サバールの法則より、

$$\begin{aligned} H_A &= \oint \frac{I}{4\pi a^2} \cdot ds \\ &= \frac{I}{2a} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (2.2)$$

また、B点の磁界  $H_B$  は、

$$\begin{aligned} H_B &= \oint \frac{I}{4\pi c^2} \cos \theta \cdot ds \\ &= \frac{I}{4\pi c^2} \cdot \frac{a}{c} \cdot 2\pi a \\ &= \frac{Ia^2}{2c^3} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (2.3)$$

となる。(2.2) および (2.3) 式にそれぞれのパラメータを代入し、真空の透磁率  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  をかけて磁束密度に変換すると、 $\mu_0 H_A = 2.51$  nT、 $\mu_0 H_B = 0.66$  nT

が得られた。MI グラジオメータの出力は、A 点および B 点での磁界の差分に相当するので、 $\Delta B = \mu_0 H_A - \mu_0 H_B$  より 1.85 nT 程度になると推定できる。

次に、MI グラジオメータを用いてワンターンコイルの微小磁気信号を測定した。測定は一重のパーマロイ製磁気シールドボックス（シールド率 30 dB 程度）内で行い、ワンターンコイルからの微小磁気信号以外の外乱磁界の影響を除いた。また、マルチファンクションフィルタ 3611（エヌエフ回路設計ブロック）を用いて 30Hz のローパスフィルタを MI グラジオメータの出力に接続し、電源ラインから生じる 60Hz の影響を除いた。

図 2.4 に測定結果を示す。振幅が約 0.08 V から 0.09 V で 10 Hz の正弦波信号が出力された。使用した MI グラジオメータの検出用 MI 素子の磁界検出特性は図 2.5 に示されるように  $\pm 5 \mu\text{T}$  の範囲で良好な線形性を示しており、この場合の磁界感度は  $0.0394 \text{ V}/\mu\text{T}$  である。測定の際は MI グラジオメータの出力を 1166 倍（差動アンプのゲインを 116.6 倍、マルチファンクションフィルタ 3611 のゲインを 10 倍）に増幅しているため約  $46 \text{ V}/\mu\text{T}$  に達する。この磁界感度で MI グラジオメータの出力電圧振幅を割って求めた磁束密度は 1.74 nT から 1.96 nT であり、ビオ・サバルの法則から求めた理論値と同程度であることを確認することができた。

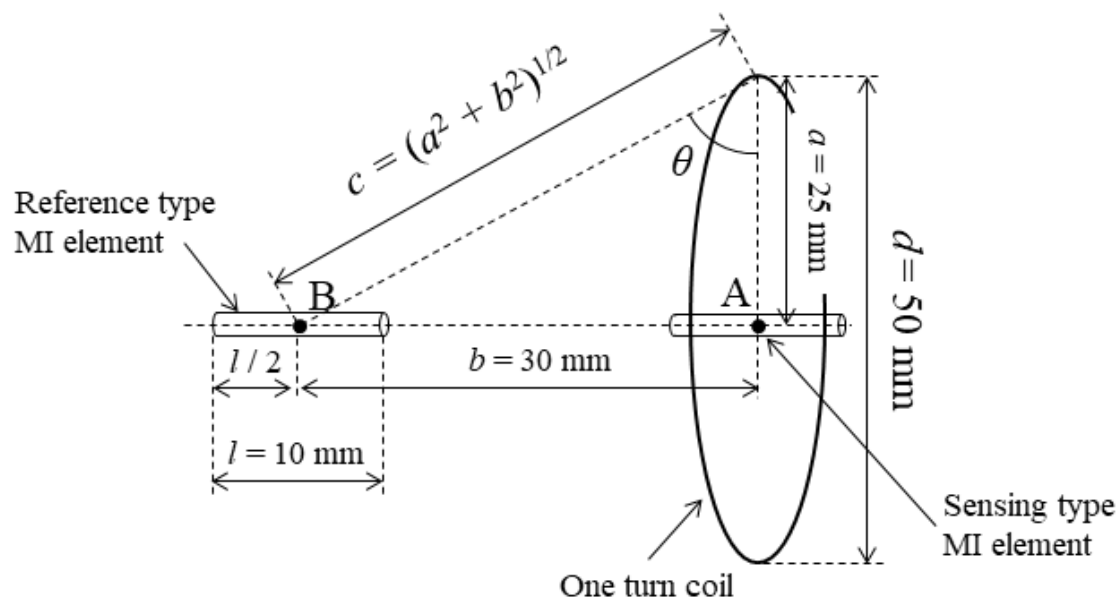


図 2.3 ワンターンコイルと各 MI 素子の位置関係

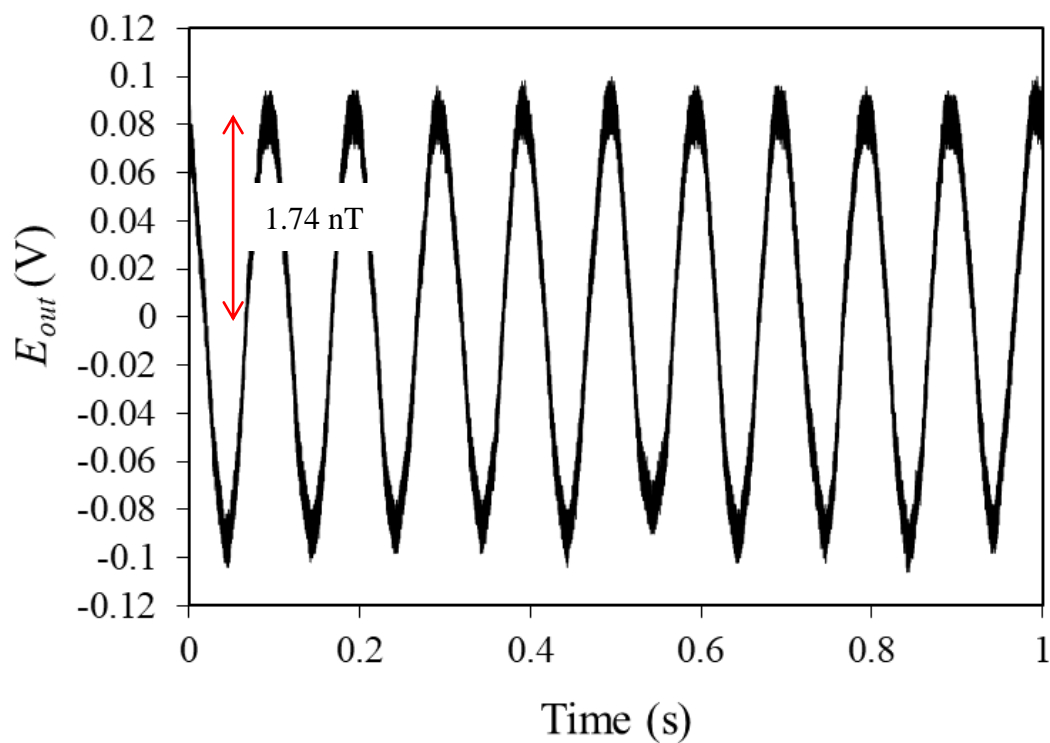


図 2.4 MI グラジオメータの出力電圧

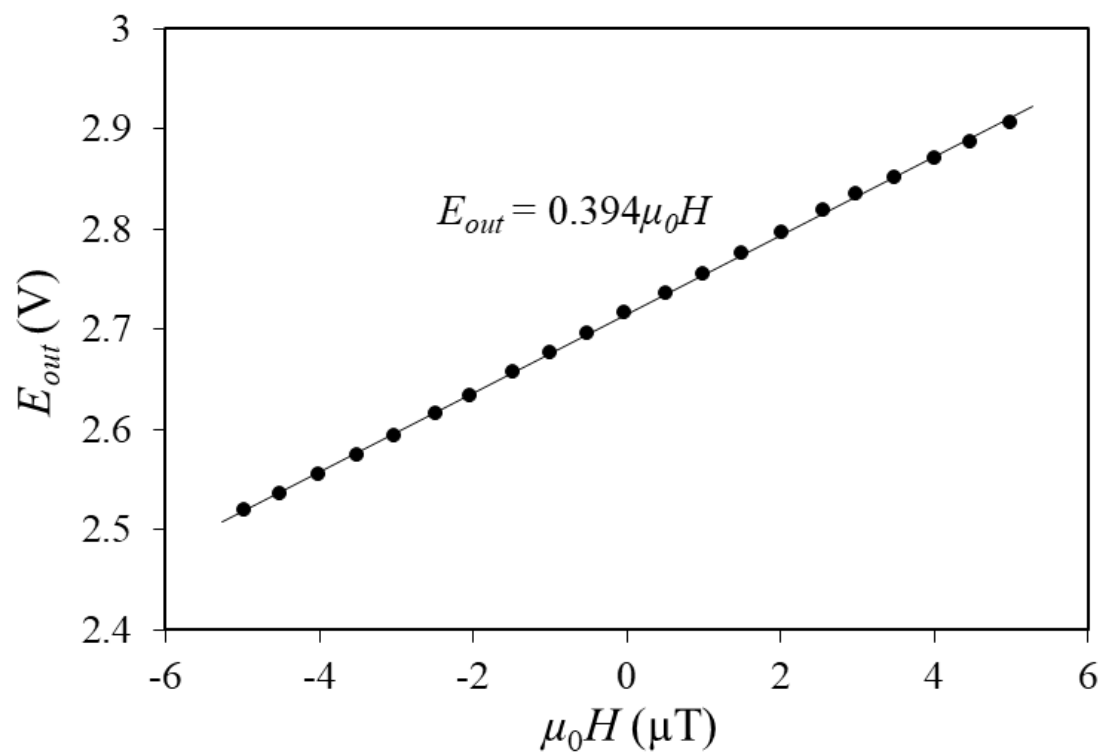


図 2.5 検出 MI 素子の磁界検出特性

## 2.4 金属球の微小磁気信号検知

MI グラジオメータの環境磁界下における微小磁気信号検出の評価方法として、直径 0.15 mm から 1.5 mm の金属球を移動させたときの磁界変化を測定した。本節では、金属球の磁化を磁気双極子として近似し、このモデルから生じる外部磁界を計算した。計算結果と MI グラジオメータの測定結果と比較し、作製した MI グラジオメータが、環境磁界中で正常に微小磁気を検知できているかを確認することが本節のねらいである。

### 2.4.1 SUS304

微小磁気信号検知に用いる金属球として、直径  $d_s = 1.5$  mm、1.0 mm、0.8mm、0.5 mm、0.3 mm、0.15 mm、計 6 個の SUS304 ステンレス鋼を使用した。JIS 規格による SUS304 の組成は、表 2.1 のとおりである。SUS304 (18%Cr – 8%ni) は、耐食性を向上させたオーステナイト系ステンレス鋼として一般家庭から工業用品まで幅広く利用されている。オーステナイト系ステンレス鋼には、経年劣化等により応力が加わることで加工誘起マルテンサイト変態を引き起こす特徴がある[3]。非磁性の面心立方格子構造のオーステナイトから強磁性の体心立方格子構造のマルテンサイトへと変態するため[4-5]、磁性を用いた非破壊検査に有効な金属でもある。

表 2.1 SUS304 の組成

Element	C	Si	Mn	P	S	Ni	Cr
	≦	≦	≦	≦	≦	8.00	18.00
Mass%	0.08	1.00	2.00	0.045	0.030	~	~
						10.50	20.00



本研究で使用する SUS304 は、愛知製鋼株式会社よりご提供いただいております、図 2.6 の写真のように球状に加工されていることからマルテンサイト変態により磁化していると考えられる。そこで、名古屋大学工学研究科の加藤剛志准教授にご協力いただき、VSM を用いて SUS304 の磁気特性を測定していただいた。

SUS304 の磁気特性を図 2.7 に示す。各径の鋼球がヒステリシス特性を示したことから、SUS304 が磁化していることが確認できた。このヒステリシス曲線から各 SUS304 の残留磁化  $m$  を求め図 2.8 にまとめたところ、各 SUS304 の磁化の強さが直径に比例していないことがわかった。磁化の強さの起因については、X 線回析法による集合組織測定や金属表面の光学顕微鏡観察を用いて加工時の応力の影響によって誘起されたマルテンサイト相がどれくらい含まれているかを確認する必要があるが、現状では貴重な試料を加工するのは困難である。また、MI グラジオメータの微小磁気検出性能の確認という本章の趣旨からも脱線してしまうため、この議論は省略させていただきたいと思う。

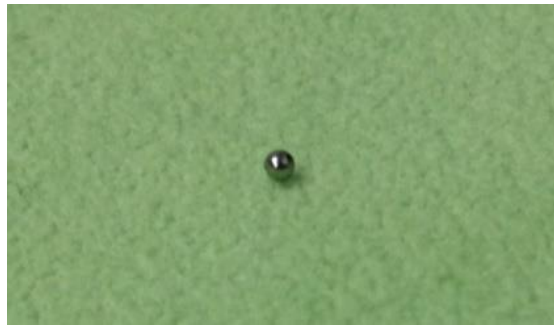


図 2.6 SUS304 ステンレス鋼球 (直径 0.3 mm)

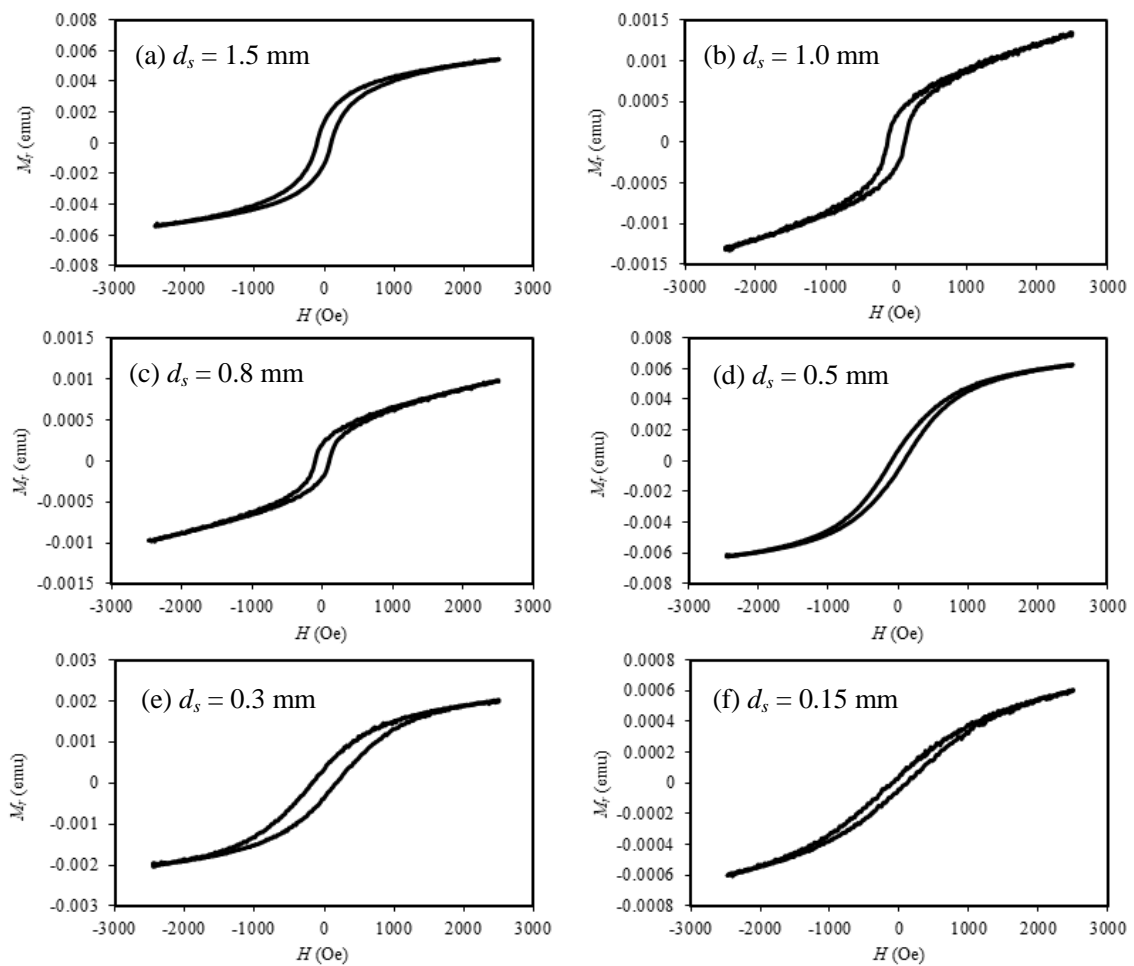


図 2.7 各直径  $d_s$  における SUS304 のヒステリシス曲線

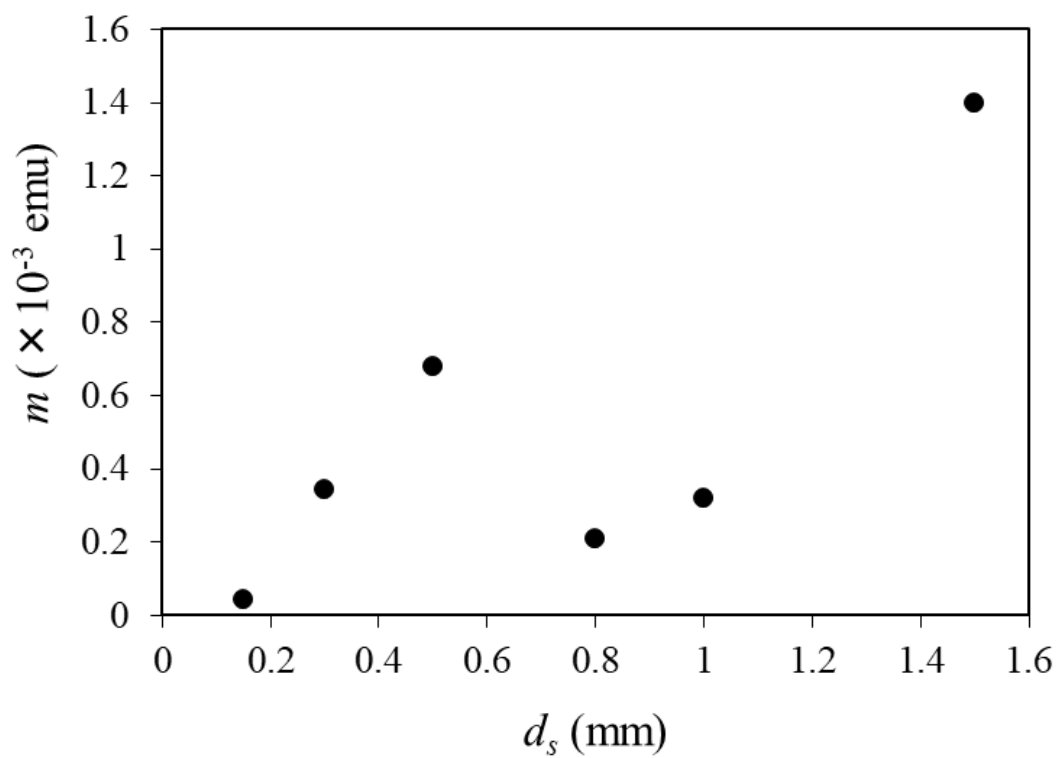


図 2.8 SUS304 の直径  $d_s$  と残留磁化  $m$  の相関

### 2.4.2 磁気双極子による SUS304 鋼球モデルの外部磁界の推定

SUS304 鋼球のもつ磁化を非常に小さな一つの磁気モーメント、即ち磁気双極子と仮定することで鋼球が外部に作る磁界の大きさを求めることができる。この磁気双極子による鋼球モデルを図 2.9 に示す。磁気双極子が外部に作り出す磁界については、「磁気工学の基礎 I」(太田恵造著) に詳しく記してあるので、その解法を掲載する[6]。まず初めに、磁気双極子の中心より  $r$  だけ離れた点  $P$  でのポテンシャル  $\varphi$  を求める。 $+q, -q$  よりの距離をそれぞれ  $l_1, l_2$  とすると

$$\begin{aligned} \varphi &= \frac{1}{4\pi\mu_0} \left( \frac{q}{l_1} + \frac{-q}{l_2} \right) \dots\dots\dots (2.4) \\ &= \frac{q}{4\pi\mu_0} \left( \frac{l_2 - l_1}{l_1 l_2} \right) \end{aligned}$$

$+q$  と  $-q$  の間隔を  $d_s$  とすると、三角関数の公式より

$$l_1 = \left[ r^2 + \left( \frac{d_s}{2} \right)^2 - r d_s \cos \theta \right]^{1/2}, \quad l_2 = \left[ r^2 + \left( \frac{d_s}{2} \right)^2 + r d_s \cos \theta \right]^{1/2} \dots\dots\dots (2.5)$$

$P$  点が  $r \gg d_s$  の位置とするならば、 $d_s^2$  以上は省略し

$$\begin{aligned} l_1 &\approx r \left( 1 - \frac{d_s}{r} \cos \theta \right)^{1/2} \\ &\approx r \left( 1 - \frac{d_s}{2r} \cos \theta \right) \dots\dots\dots (2.6) \\ &= r - \frac{d_s}{2} \cos \theta \end{aligned}$$

同様に

$$l_2 \approx r + \frac{d_s}{2} \cos \theta \quad \dots\dots\dots (2.7)$$

したがって

$$l_2 + l_1 \approx d_s \cos \theta, \quad l_1 l_2 \approx r^2 \quad \dots\dots\dots (2.8)$$

と近似できる。これを (2.4) 式に代入すると

$$\begin{aligned} \varphi &= \frac{q}{4\pi\mu_0} \frac{d_s \cos \theta}{r^2} \quad \dots\dots\dots (2.9) \\ &= \frac{m \cos \theta}{4\pi\mu_0 r^2} \end{aligned}$$

となる。ここで、 $m$  は鋼球の磁気モーメントである。磁気モーメントベクトル  $\mathbf{m}$  と  $r$  方向の単位ベクトル  $\mathbf{r}/r$  を用いると

$$\varphi = \frac{\mathbf{m} \cdot \mathbf{r}}{4\pi\mu_0 r^3} \quad \dots\dots\dots (2.10)$$

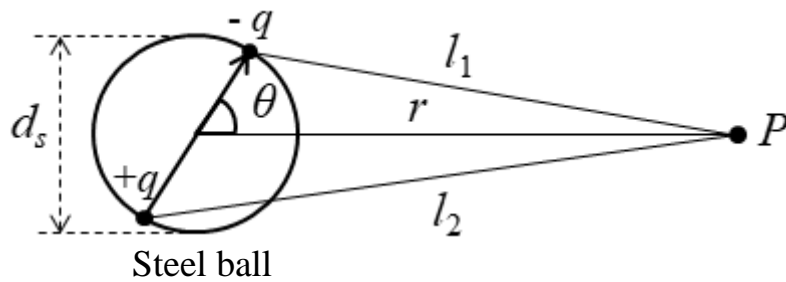
と書くことができる。よって  $P$  点での磁界  $\mathbf{H}$  は、このポテンシャルの負の勾配によって定義されるので

$$\begin{aligned}
 \mathbf{H} &= -\nabla \varphi \\
 &= \frac{-1}{4\pi\mu_0} \left[ \nabla \left( \frac{m}{r^3} \mathbf{r} \right) \right] \\
 &= \frac{-1}{4\pi\mu_0} \left[ \frac{m}{r^3} - \frac{3}{r^4} (\mathbf{m}\mathbf{r}) \frac{\mathbf{r}}{r} \right] \dots\dots\dots (2.11) \\
 &= \frac{-1}{4\pi\mu_0 r^3} \left[ m - \frac{3}{r^2} (\mathbf{m}\mathbf{r}) \mathbf{r} \right]
 \end{aligned}$$

となる。また、この磁界を絶対値で表すと

$$|\mathbf{H}| = \frac{m}{2\pi\mu_0 r^3} \dots\dots\dots (2.12)$$

である。したがって、図 2.8 から得られる各鋼球の残留磁化を (2.12) 式の  $m$  に代入することで SUS304 が外部に作る磁界の大きさを推定できる。



Steel ball  
図 2.9 磁気双極子による鋼球モデル

### 2.4.3 MI グラジオメータによる鋼球検知

図 2.10 に示す測定系を用意し、MI グラジオメータを用いて鋼球の磁気信号を実験室の環境磁界下で測定し、前節で求めた (2.12) 式の理論値と比較した。木製の台の上に MI グラジオメータと半径 30 cm の電動ターンテーブルを配置し、ターンテーブルの先端に SUS304 鋼球を取り付け、4 rpm (7.5 m/min) の速度で回転させた。ターンテーブルの回転軸からセンサヘッド先端までの距離を 30 cm 以上に保つことで、ターンテーブル内のモータからの発生する磁気ノイズの影響は MI グラジオメータの出力に現れない。また、SUS304 が MI グラジオメータのセンサヘッド方向に磁化されるように回転経路上に永久磁石を設置した。この実験でも 2.3 節と同様に MI グラジオメータの差動アンプと 3611 マルチファンクションフィルタによって検出用 MI 素子の磁界感度を 1166 倍に増幅し、電源等からの磁気ノイズの影響を除くために 30 Hz のローパスフィルタを出力に接続した。

はじめに、センサヘッドの先端（検出用 MI 素子）と SUS304 との距離  $r$  を 10 mm に設定した場合の各直径の鋼球の磁気信号を測定した。図 2.11 はその時の MI グラジオメータの出力電圧である。それぞれの出力電圧  $E_{out}$  を検出用 MI 素子の感度 ( $46 \text{ V}/\mu\text{T}$ ) を用いて磁束密度に変換すると、磁気信号の最大値は  $d_s = 1.5 \text{ mm}$  の  $65 \text{ nT}$  ( $E_{out} = 3.0 \text{ V}$ )、最小値は  $d_s = 0.15 \text{ mm}$  の  $2.0 \text{ nT}$  ( $E_{out} = 90 \text{ mV}$ )であった。また、検出された磁気信号の大きさと鋼球の直径が比例していないことも確認できた。そこで、図 2.8 の結果を用いて残留磁化の大きさと MI グラジオメータの出力  $\Delta B$  の相関を図 2.12 にまとめたところ、二つのパラメータは比例関係を示した。これは  $r$  を一定とした場合、鋼球からの磁界の大きさは  $m$  に比例するという (2.12) 式の傾向と一致する。

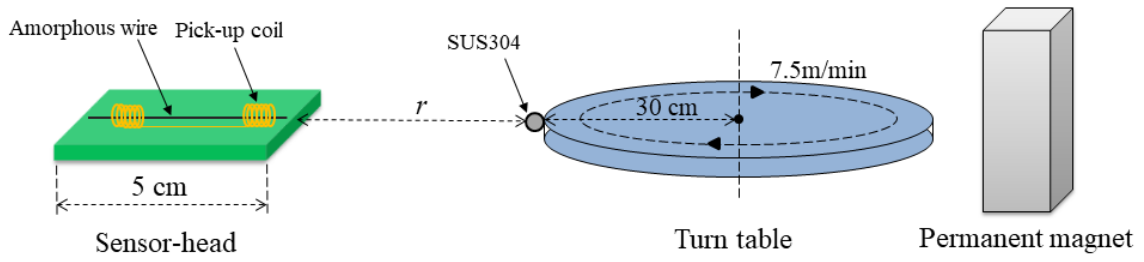


図 2.10 SUS304 の磁気信号測定系

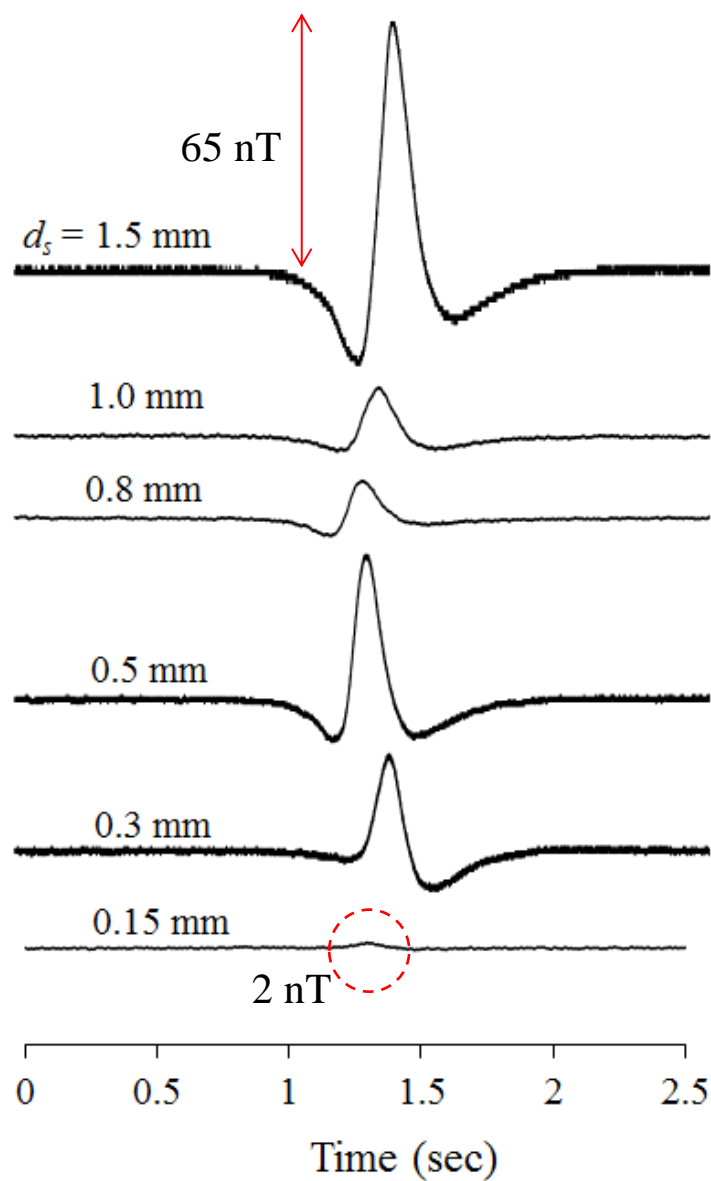


図 2.11 それぞれの直径における SUS304 の移動に伴う磁界変化 ( $r = 10 \text{ mm}$ )



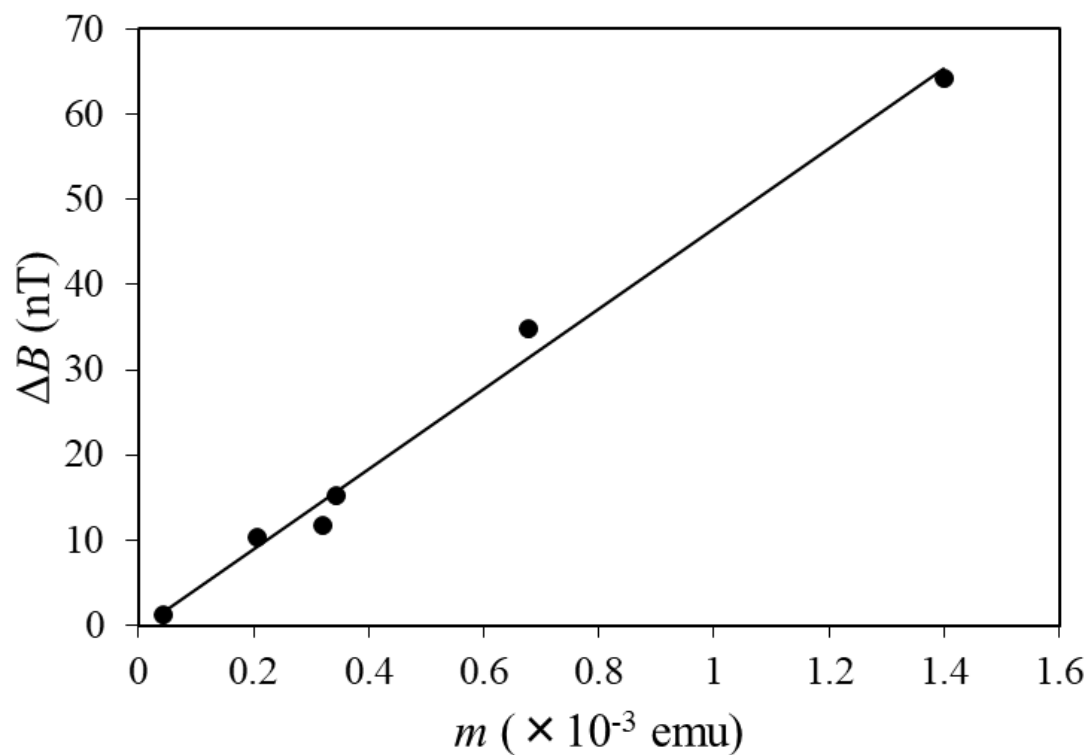


図 2.12 SUS304 の残留磁化  $m$  と MI グラジオメータの出力  $\Delta B$  の相関

次に、使用する SUS304 の直径は 0.3 mm とし、 $r$  を 5 mm から 30 mm まで、5 mm 刻みで変化させた場合の磁気信号を測定した。また、(2.12) 式に図 2.8 から求めた  $m$  の値を代入し、それぞれの測定距離における磁界の大きさを求め、両結果を比較した。この場合の理論値は、検出用と参照用 MI 素子が 10 mm の長さを有していることから、素子の先端から終端まで 1 mm 刻みで分割したそれぞれの点における磁界を (2.12) 式より算出し、それらの加算平均値とした。最後に検出 MI 素子の理論値から参照 MI 素子の値を引き、MI グラジオメータの出力とした。

図 2.13 に SUS304 鋼球磁気と距離の相関を示す。MI グラジオメータによる測定結果と (2.12) 式による理論値はほぼ一致し、SUS304 の磁気信号は距離の三乗に反比例して減衰した。実験室の環境磁界下で信号雑音比 (SN 比) が 3 以上確保できた距離は 25 mm (磁気信号の振幅に換算すると 1 nT 程度) までで、オシロスコープの画像から目視で信号の振幅が確認できた距離は 30 mm までであった。

既に実用化されている他の磁気センサと比較するために、市販のフラックスゲート磁界センサ FLUXMASTER (Stefan Mayer Instruments 製) を用いて同様の実験を行った。FLUXMASTER は、比較的小さな直流磁場から交流磁場を測定対象とした磁気センサで、その磁気分解能は 0.1 nT である。測定レンジは  $\pm 200 \mu\text{T}$  で 1 kHz までの交流磁界を測定できる。また、自動オフセットキャンセリング機能が付いており、 $\pm 60 \mu\text{T}$  までの背景磁場の影響を取り除いて動作可能である。FLUXMASTER による SUS304 磁気信号測定結果を図 2.14 に示す。この場合、SUS304 の磁気信号が確認できる最大の距離が 20 mm であったが、出力された信号の大きさと距離による減衰の仕方が図 2.13 と同様である。したがって、作製した MI グラジオメータが、理論値や既存の磁気センサと照らし合わせて

正確に動作できていることを明らかにできた。

本実験で行った鋼球検知の応用の一つに磁気センサを用いた食品内異物検知がある。近年では食品内の異物混入事故が問題となっており、国民生活センターの調査では食品内異物の内容は、針金、ステープラーの張り、金属片などの金属が全体の14%を占めている[7]。金属異物の検出方法としては、渦電流方式やX線方式がある。なかでも渦電流方式は広く食品検査に使用されているが、その感度は金属異物の導電率に影響される。X線方式では、金属以外にも石、ガラス、骨、樹脂等幅広い種類の異物が検知可能だが、検出下限は1mm程度であり、X線の使用による食品のイオン化や善玉菌の死滅等の問題があり、乳製品には使用できない。磁気センサ方式の場合磁性体以外の検知は不可能だが、1mm以下の金属も事前に磁化させてしまえば容易に検知できる。このことから、既にSQUID磁気センサを利用した高感度な金属異物検知システムが開発されており[8-10]、上記の各システムを併用することで食品内に異物が混入するリスクを大きく下げることが期待できる。MIセンサにおいても、SQUIDシステムと同様の金属異物検出方法が適用できるので、企業によるMIセンサの食品内異物検知装置の開発が進められている。

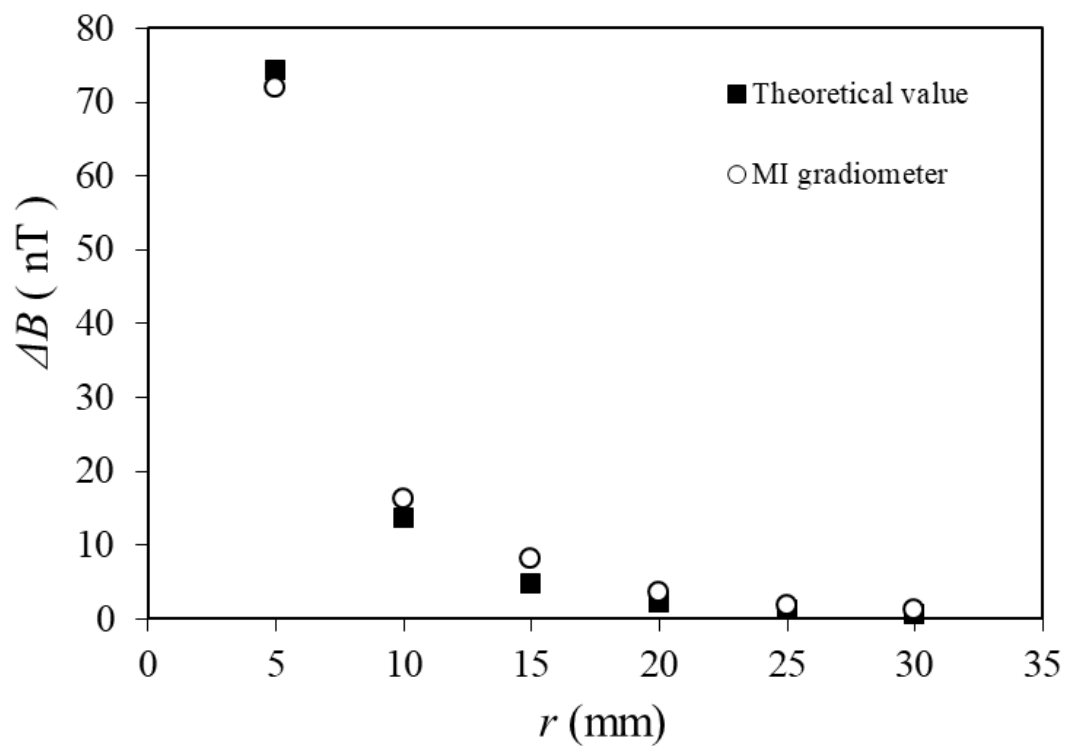


図 2.13 SUS304 鋼球磁気の距離依存性 ( $d_s = 0.3$  mm)

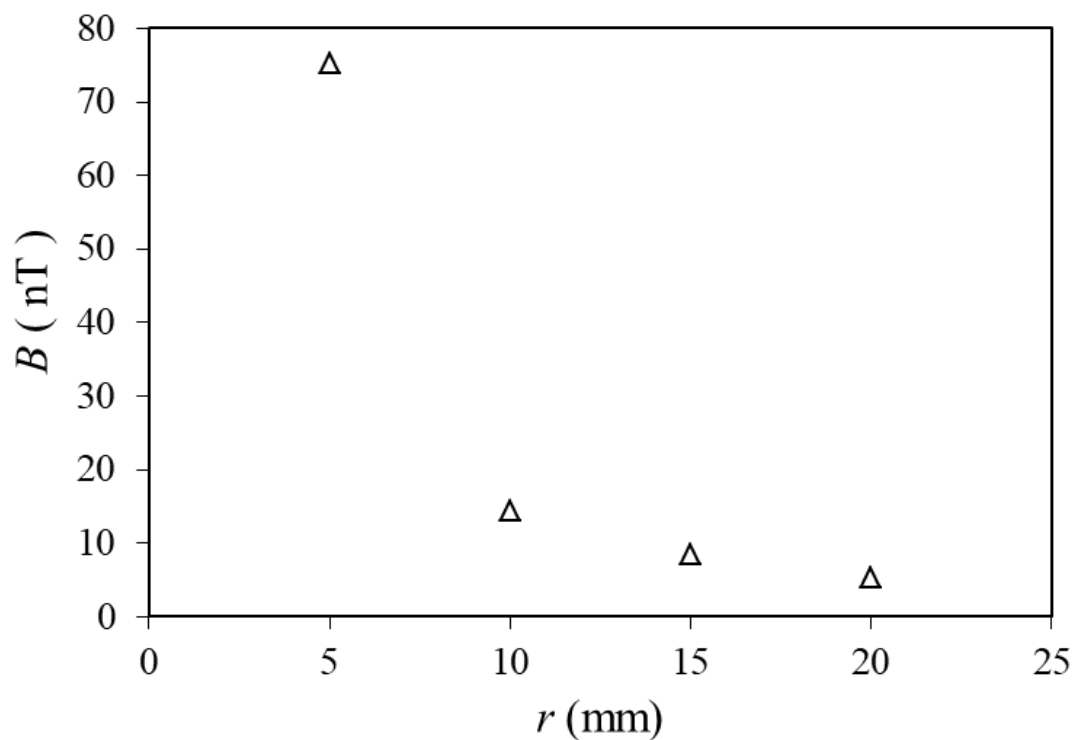


図 2.14 フラックスゲートセンサ FLUXMASTER を使用した場合の SUS304 鋼球磁気の距離依存性 ( $d_s = 0.3$  mm)

## 2.5 まとめ

本章では MI グラジオメータの環境磁界下における微小磁気信号検知を中心にその動作のメカニズムについて述べた。

2.2 節では MI グラジオメータの具体的な構成とその動作の流れを、ブロック図を用いて説明した。

2.3 節ではワンターンコイルから発生する正弦波磁気信号を測定した。ビオ・サバールの法則から導出される磁界の理論値と測定結果を比較することで、MI グラジオメータが検出用 MI 素子と参照用 MI 素子が検出した磁界の差を出力していることを示した。

2.4 節では実験室の環境磁界下で SUS304 鋼球の検知を行った。センサヘッドと鋼球の距離  $r$  を 10 mm に設定した時の検知できた鋼球の磁気信号の大きさは最大直径 1.5 mm で 65 nT、最小直径 0.15 mm で 2.0 nT であった。また、直径 0.3 mm の SUS304 を用いた測定では  $r$  を任意に変えた場合、 $r = 25$  mm における信号の大きさが 1.7 nT で SNR を 3 以上確保できた。これらの実験結果は、SUS304 を磁気双極子として仮定した鋼球モデルが外部に作る磁界の理論式 (2.12 式) の傾向と一致し、さらに既存の磁気センサ (フラックスゲートセンサ) を用いた実験でも同様の結果を得られた。このことから MI グラジオメータが、地磁気 ( $\pm 50 \mu\text{T}$  程度) 等が背景雑音として存在する環境磁界中で 60 nT から 1 nT 程度の微小な磁気信号を正確に測定できていることを示すことができた。

MI グラジオメータが測定できる磁気信号の大きさは、センサ回路に組み込まれた差動アンプの増幅率に依存する。例えば、今回の実験では差動アンプの増幅率を約 100 倍にして測定した信号の最大値は 65 nT であるが、増幅率を 10 倍、1 倍と落としていけば振幅が  $6 \mu\text{T}$  (6000 nT) 程度の磁気信号も測定可能である。一方で、100 倍以上の増幅率に設定すると MI グラジオメータの出力が飽和して

しまう。これは検出用と参照用 MI センサの出力電圧にオフセット (2 ~ 2.5 V) と呼ばれる直流成分の電圧が含まれているためである。このオフセット電圧は差動アンプによってグラジオメータの出力では減衰するが、0.1 V 程度は残ってしまうため 100 倍以上増幅することによってアンプの出力上限に達してしまうのである。

以上のことから、現状の MI グラジオメータでは 1 nT 程度の磁気信号が検出下限となる。1 nT を下回る pT ( $10^{-12}$  T) オーダの微小な磁気信号を検知するためには、MI グラジオメータの出力ノイズを下げる必要がある。このための具体的なアプローチについては次章で述べる。

## 参考文献

- [1] T. Takiya, T. Uchiyama, and H. Aoyama: “Development of First-Order Gradiometer-type MI sensor and its Application for a Metallic Contaminant Detection System”, *Journal of the Magnetism Society of Japan*, Vol. 40, No. 3, pp. 51-55 (2016)
- [2] K. Mohri and Y. Honkura: “Amorphous Wire and CMOS IC Based Magneto-Impedance Sensors-Origin, Topics, and Future”, *Sensor letters*, Vol. 5, pp. 267-270 (2007)
- [3] 三浦滉大, 小林悟, 鎌田康寛, 小貫祐介, Jerzy A. Szpunar : 「オーステナイト系ステンレス鋼中の加工誘起マルテンサイトの組織形態と磁気特性の相関」, *日本金属学会誌*, Vol. 78, No. 10, pp. 375-380 (2014)
- [4] P. L. Mangonon and G. Thomas: “The martensite phases in 304 stainless steel”, *Metallurgical Transactions*, Vol. 1, No. 6, pp. 1577-1586 (1970)
- [5] S. S. Hecker, M. G. Stout, K. P. Staudhammer, and J. L. Smith: “Effects of Strain State and Strain Rate on Deformation-Induced Transformation in 304 Stainless Steel: Part I. Magnetic Measurements and Mechanical Behavior”, *Metallurgical Transactions*, Vol. 13, No. 4, pp. 619-626 (1982)
- [6] 太田恵造 : 「磁気工学の基礎 I -磁気の物理-」, 共立全書, 第1章, pp. 25-26 (1973)
- [7] 独立行政法人国民生活センター報道発表資料 : 「食品の異物混入に関する相談と概要」 (2015)
- [8] S. Tanaka, Y. Kitamura, Y. Uchida, Y. Hatsukade, T. Ohtani, and S. Suzuki: “Development of Metallic Contaminant Detection System Using Eight-Channel High-Tc SQUIDs”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 23, No. 3, 1600404 (2013)
- [9] H. J. Krause, G.I. Panaitov, N. Wolters, D. Lomparski, W. Zander, Yi Zhang, E. Oberdoerffer, D. Wollersheim , “W. Wilke: Detection of magnetic contaminations in industrial products using HTS SQUIDs”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 15, No. 2,

pp. 729-732 (2005)

- [10] M. Bick, P. Sullivan, D. L. Tilbrook, J. Du, S. Gnanarajan, K. E. Leslie and C. P. Foley: “A SQUID-based metal detector—comparison to coil and x-ray systems”, *Superconductor Science and Technology*, Vol. 18, No. 3, pp. 346-351



## 第3章 アクティブ磁気シールドの開発

### 3.1 はじめに

2章のまとめでも述べたように、現状のMIグラジオメータでは環境磁界中で測定できる磁気信号の大きさは1 nT程度までであり、これ以下の微小な信号を検知するためにはMIグラジオメータから出力されるノイズを現状よりも下げ必要がある。このノイズは以下の要素によって決定されると考えられる。

- ① MI素子（アモルファス磁性ワイヤ）内の磁気ノイズ
- ② センサ回路内の素子（アンプやコンデンサ）から生じる電気的なノイズ
- ③ 測定空間に存在する環境磁気ノイズ

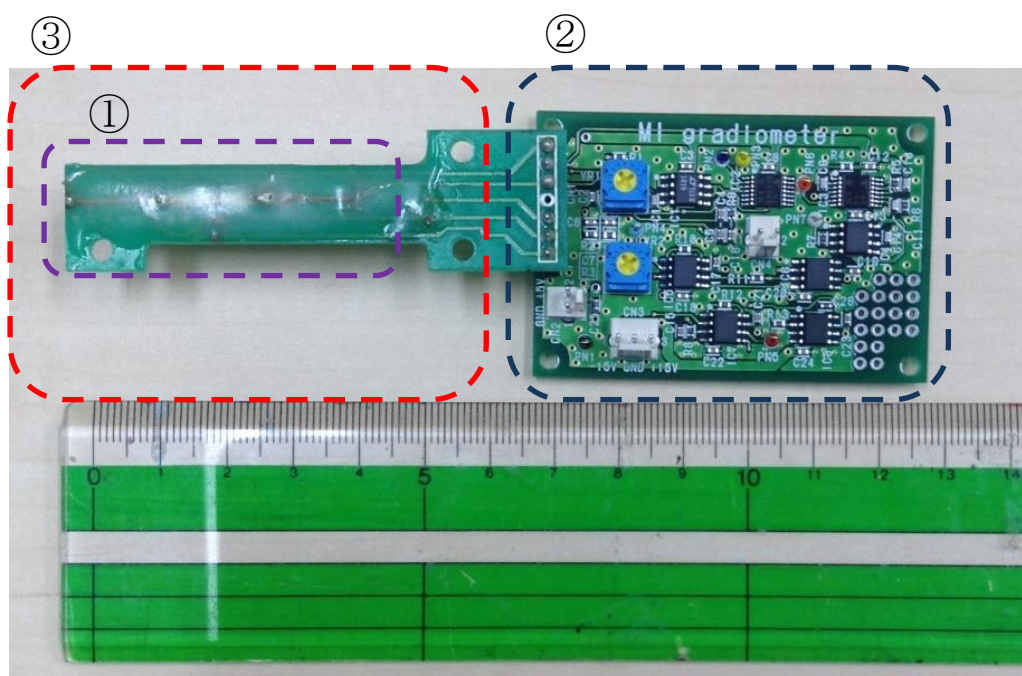


図3.1 MIグラジオメータの出力ノイズに起因する要素

したがって、MI グラジオメータの高感度化に向けて上記それぞれのノイズ改善が必要とされる。次節以降でも述べるが、それぞれの磁気ノイズの大きさを比較すると③の環境磁気ノイズの影響が最も大きい。二章でも述べたように、MI グラジオメータは磁気シールドルームのような大型な設備を用いずともある程度の一様な背景ノイズを除くことができる。したがって、MI グラジオメータの高感度化に向けては差動回路のみでは除ききれない環境磁気ノイズを補償する補助的な装置が必要であると考え、この具体的なアプローチとしてアクティブ磁気シールドに着目した。

本章では上記①②③のノイズについて考察すると共に、環境磁気ノイズの抑制を目的とした MI グラジオメータ用アクティブ磁気シールドを開発し、その環境磁界低減効果を評価した。

### 3.2 アモルファス磁性ワイヤの磁気ノイズ

GMI効果におけるアモルファス磁性ワイヤ内の磁気ノイズは磁化ベクトル  $M$  の熱揺らぎに起因していると考えられている[1]。図 3.2 に示すワイヤの単磁区モデルでは、 $M$  の熱揺らぎによるワイヤ内磁気ノイズのパワーペクトル密度  $S_v$  (単位:  $V^2/Hz$ ) は次式で表される[1]。

$$S_v = i_{ac}^2 \left( \frac{\partial Z}{\partial \theta} \right)^2 S(\omega) \dots\dots\dots (3.1)$$

$$Z = \Delta Z \cos^2 \theta + Z_0$$

ここで、 $i_{ac}$  はワイヤに流れる交流電流、 $Z$  は第 1 章で述べたアモルファス磁性ワイヤの GMI 効果におけるインピーダンスであり、 $\Delta Z$  がインピーダンス変化量、 $Z_0$  が印加磁界ゼロにおけるインピーダンスである。 $\theta$  はワイヤ円周方向の磁化と長手方向軸とのなす角である。 $S(\omega)$  は磁化揺らぎのスペクトル密度で、

$$\int S(\omega) \frac{d\omega}{2\pi} = \frac{k_B T}{\pi a^2 l M_s H_{int}} \dots\dots\dots (3.2)$$

で与えられる。 $T$  は温度 (K)、 $k_B$  はボルツマン定数 ( $1.38 \times 10^{-23}$ )、 $M_s$  は飽和磁化、 $a$  はワイヤの直径、 $l$  はワイヤの長さである。 $H_{int}$  は図 3.2 より  $H_{ex} \cos \theta + H_k \cos 2\psi$  で定義されるワイヤの内部磁界である。

(3.2) 式を用いて (3.1) 式を展開すると (式の展開が長いため、過程は省略する)、磁気ノイズのパワースペクトル密度 (単位:  $V/Hz^{1/2}$ ) は次式で表せる[2]。

$$\sqrt{S_v} = V_{ac} \frac{\beta \mu_t}{\mu_0 M_s} \frac{\partial \left( \frac{\Delta Z}{Z_0} \right)}{\partial \theta} \dots\dots\dots (3.3)$$

ここで、 $V_{ac} = i_{ac} Z_0$ 、 $\mu_t$ は磁化ベクトル垂直方向の透磁率である。(3.3) 式の  $\beta$  がアモルファス磁性ワイヤ (CoFeSiB) の原理的な磁気ノイズ (単位: T/Hz<sup>1/2</sup>) であり、次式で求めることができる [2]。

$$\beta = \sqrt{\frac{2\alpha k_B T}{\gamma M_s \pi a^2 l}} \dots\dots\dots (3.4)$$

ここで、 $\alpha$  は磁気ダンピング定数、 $\gamma$  は磁気回転比である。Co の含有量が多い一般的なアモルファス磁性ワイヤのパラメータは、直径 36  $\mu\text{m}$  において  $\alpha = 0.01$ 、 $\gamma / 2\pi = 28 \text{ GHz/T}$ 、 $M_s = 660 \text{ kA/m}$  であり、 $T = 300 \text{ K}$  とすると、 $\beta = 8.4 / l^{1/2} \text{ fT/Hz}^{1/2}$  となる。磁気ノイズのバンド幅を 1 Hz、ワイヤの長さを 1 cm と仮定すると  $\beta = 8.4 \text{ fT}$  ( $1 \text{ fT} = 10^{-15} \text{ T}$ ) と見積もれる。したがって、MI 素子のノイズのみに注目すれば、室温で fT オーダの磁界検出分解能を得られる可能性がある。また、MI センサの出力ノイズへの影響という観点では、アモルファス磁性ワイヤの磁気ノイズの影響は非常に小さいと言える。

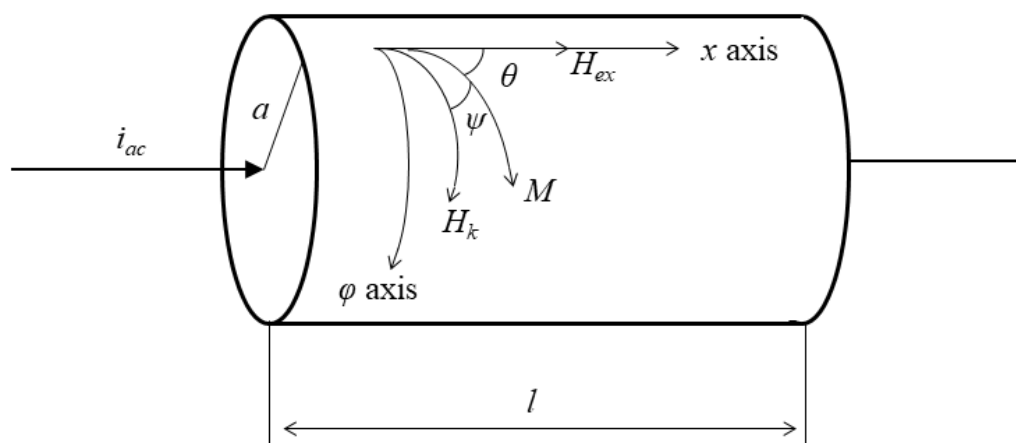


図 3.2 アモルファス磁性ワイヤの単磁区モデル[1]

(外部磁界： $H_{ex}$ , 異方性磁界： $H_k$ )

### 3.3 MI グラジオメータが出力する電気的なノイズ

MI グラジオメータの出力するノイズにおいて、センサ回路の電気的なノイズ成分がどの程度含まれているかを検討するために、二重のパーマロイ製磁気シールドボックス（磁界遮蔽率：50 dB ~ 60 dB at 1 Hz ~ 100 Hz）を用いて外乱磁界の影響を取り除き、この中で MI グラジオメータの出力電圧  $E_{out}$  のパワースペクトルを測定した。図 3.3 に測定結果を示す。1 Hz 以下の急峻な波形の上昇は、 $E_{out}$  に含まれる約 50 mV の直流電圧（オフセット）である。また、背景ノイズとして電源ラインからの 60 Hz とその高調波のスペクトルが確認できた。1 Hz から 60 Hz までのパワースペクトルはおおむね  $10 \mu\text{V}/\text{Hz}^{1/2}$  であり、この時の検出用 MI 素子の磁界感度  $1.0 \text{ V}/\mu\text{T}$  を用いて磁束密度に換算すると、外乱磁界の影響を除くことで  $10 \text{ pT}/\text{Hz}^{1/2}$  ( $1 \text{ pT} = 10^{-12} \text{ T}$ ) 程度のノイズフロアが得られる可能性を示唆している。

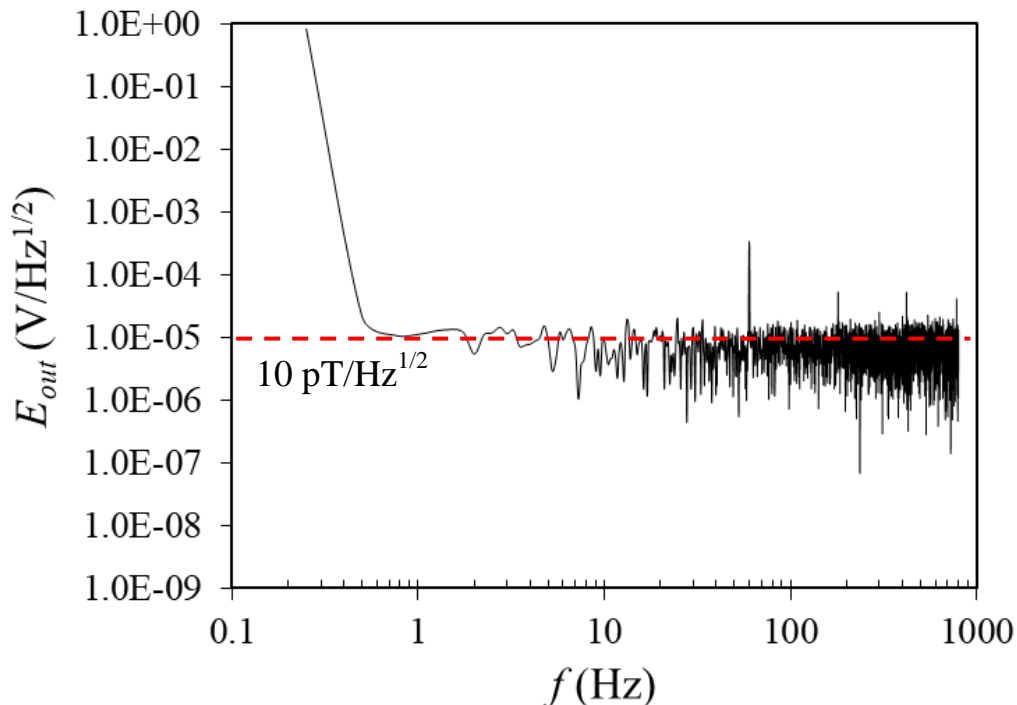


図 3.3 磁気シールドボックス内における MI グラジオメータの  
出力電圧スペクトル密度

次に、 $E_{out}$ 内の電氣的なノイズの発生源を考察した。一つ目はMI素子のピックアップコイルに誘導される $V_p$ に重畳されるノイズである。これはアモルファスワイヤに印加するパルス波形やコイルとワイヤ間の浮遊容量に依存すると考えられるが、厳密な相関はいまだに不明でセンサの高感度化に向けた今後の課題の一つである。

二つ目はサンプリングホールド回路に使用されるコンデンサの熱雑音である。サンプリングホールド回路では、広い帯域を確保するために素早い充電が可能な容量 $C$ の小さいコンデンサが好まれる。しかし、(3.5)式よりコンデンサは容量が小さいほど熱雑音 $V_n$ が大きくなってしまふ。

$$V_n = \sqrt{\frac{k_B T}{C}} \dots\dots\dots (3.5)$$

MIセンサに使用しているコンデンサの容量は1000 pFであり、常温( $T = 300 \text{ K}$ )での熱雑音は $2 \mu\text{V}$ となる。

三つ目はオペアンプの入力換算雑音である。これはアンプ自身が持つノイズで、サンプリングホールド回路に用いるバッファアンプLT1819の場合 $20 \text{ nV/Hz}^{1/2}$ 、差動アンプINA128の場合10倍のゲインで $100 \text{ nV/Hz}^{1/2}$ である。また、LT1819には前述のコンデンサの熱雑音が入力される。ここで、 $E_{out}$ に重畳されるノイズトータルを図3.4のブロック図から求める。バンド幅は60 Hzの電源ノイズを除いた1-10 Hzの帯域とし、この場合の各アンプの出力ノイズ( $10^{1/2} \text{ Hz}$ を入力換算雑音にかけた値)はLT1819で63 nV、INA128では316 nVとなる。これらのノイズトータルは図3.4より以下の式で概算できる。

$$\begin{aligned}
& \sqrt{[(Cのノイズ+LT1819のノイズ) \times \text{INA128の利得}]^2 + (\text{INA128のノイズ})^2} \\
& = \sqrt{[(2000 + 63) \times 10]^2 + (316)^2} \quad \dots (3.6) \\
& \approx 21 \times 10^3 \text{ nV}
\end{aligned}$$

したがって、センサ回路内の電子部品が出力するノイズは  $21 \mu\text{V}$  (1-10 Hz) 程度と見積もれる。実際には参照用 MI センサの出力ノイズも差動アンプ INA128 に入力される。そのため、INA128 の高い同相除去比 (CMRR : 106 dB) によってアンプ入力側のコモンモードノイズは十分に減衰され、コンデンサ等の雑音成分も差動増幅される。したがって、実際のノイズは  $21 \mu\text{V}$  を下回るはずである。そこで、二重のパーマロイ製磁気シールド内で、バンド幅を 1-10 Hz に設定した時の  $E_{out}$  の時間波形を測定した (図 3.4 参照)。青いラインは MI グラジオメータの出力電圧である。アナログのバンドパスフィルタでは 60 Hz のノイズ成分の影響がまだ残っているので、MATLAB でデジタルノッチフィルタを構成し、60 Hz の成分を 60 dB 落としたグラフが赤いラインで示されている。この場合の  $E_{out}$  の振幅が  $10 \mu\text{V}$  程度であることから、(3.6) 式の結果とおおむね一致している。



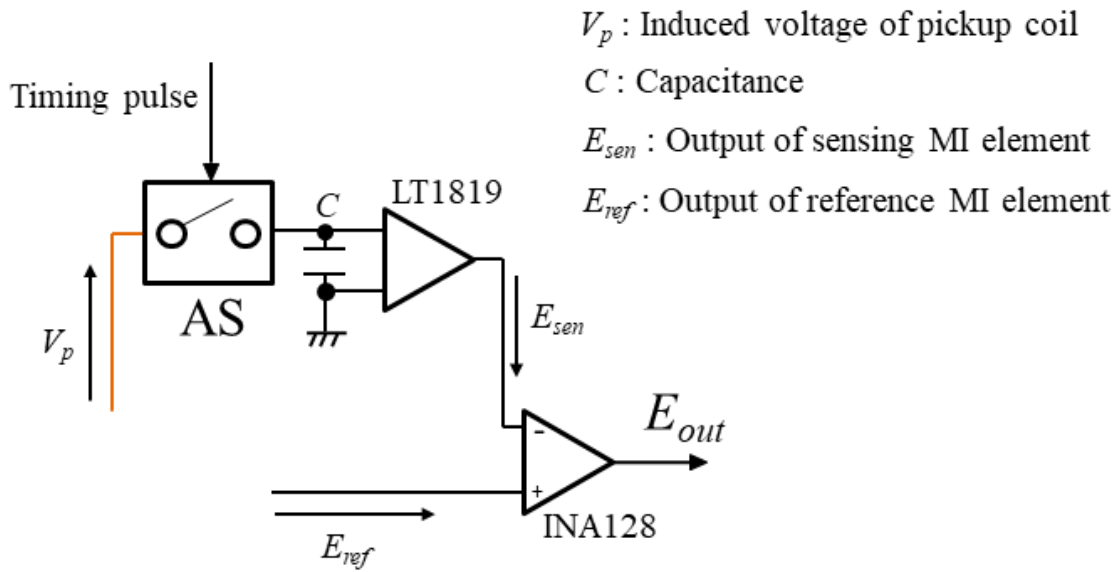


図 3.4 MI グラジオメータを構成する主な電子素子

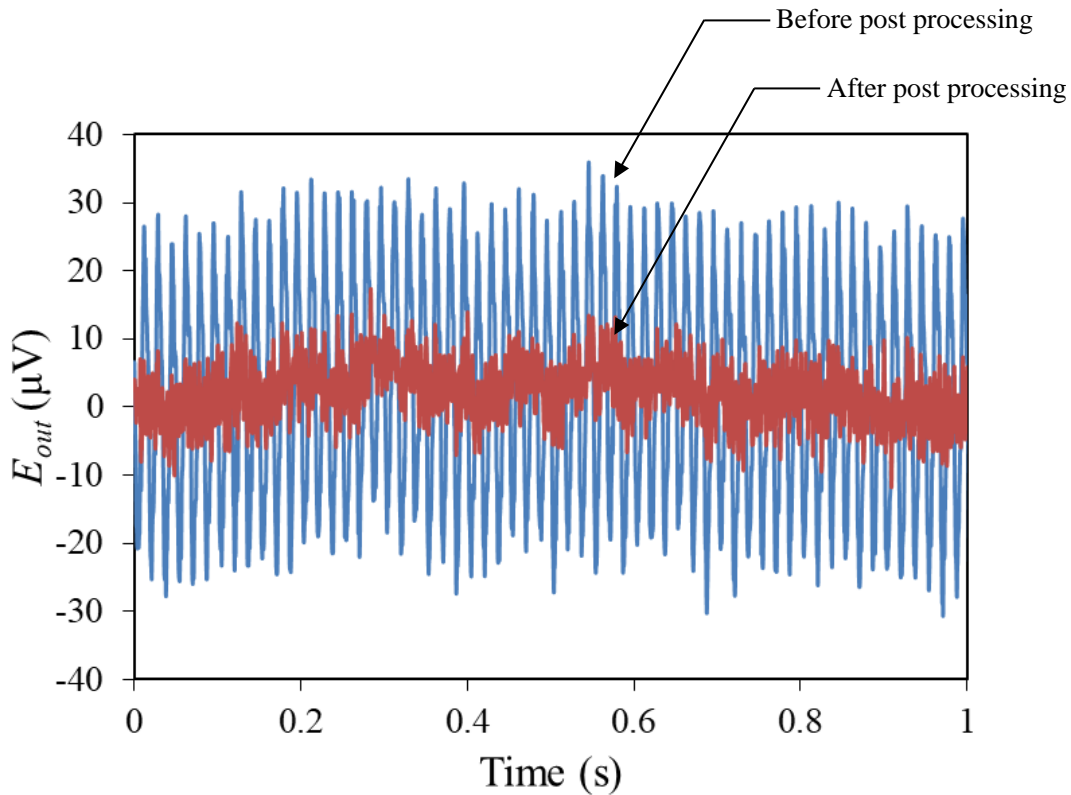


図 3.5 1-10 Hz の帯域における MI グラジオメータの出力電圧波形

(二重のパーマロイ製磁気シールドボックス内で測定)

### 3.4 環境磁気ノイズ

日常空間に存在する様々な磁界は環境磁界と呼ばれ、高感度磁気センサによる微小磁気計測ではノイズとして扱われる。そのため、この環境磁界を取り除くことが微小磁気計測における最重要課題となる。

代表的な環境磁界は地磁気（地球の磁場）であり、その大きさは地球上で約  $50 \mu\text{T}$  である。また、室内ではコンセントや電源タップ、電気配線等に流れる交流の環境磁界が発生し、関東では  $50 \text{ Hz}$ 、関西では  $60 \text{ Hz}$  の交流磁気ノイズが確認できる。例として、市販のフラックスゲート磁界センサ (FLUXMASTER, Stefan Mayer Instruments 製) を用いて測定した実験室内の環境磁界のスペクトル密度を図 3.6 に示す。直流成分（厳密には地磁気は周期的に変化するが、その周期が1日単位と長いため直流成分として扱う）に  $10 \mu\text{T}/\text{Hz}^{1/2}$  の地磁気があり、交流成分として  $60 \text{ Hz}$  の電源ラインからの磁界スペクトル ( $47 \text{ nT}/\text{Hz}^{1/2}$ ) とその高調波スペクトルが確認できる。これらの環境磁界は生体磁気のような  $\text{pT}$  オーダの微小磁気に対して非常に大きなノイズになるため、磁気シールドやフィルタによって除く必要がある。実際に超電導量子干渉素子 (SQUID) 磁気センサを用いた生体磁気計測では、磁気シールドルームの磁界遮蔽率を  $50 \text{ dB}$  から  $60 \text{ dB}$  確保して測定を行っている。

MI グラジオメータにおいては、前節で述べたアモルファス磁性ワイヤや電子回路のノイズと比較して環境磁気ノイズは 10 倍以上大きい。また、現状の MI グラジオメータでは磁環境磁界の勾配や検出と参照 MI 素子の磁界感度差から、環境磁気ノイズの影響を完全に取り除くことは難しい。磁気シールドを用いれば、図 3.6 に示したように  $10 \text{ pT}/\text{Hz}^{1/2}$  のノイズレベルまで下げることが可能である。しかしながら、測定毎に磁気シールドが施されている部屋や空間内にセンサを設置することは、小型で持ち運び可能な MI グラジオメータの長所を生か

せていないと言える。次節ではこの長所を生かしつつ、環境磁気ノイズの影響をさらに小さくできる補助装置として MI グラジオメータ用アクティブ磁気シールドを検討した。

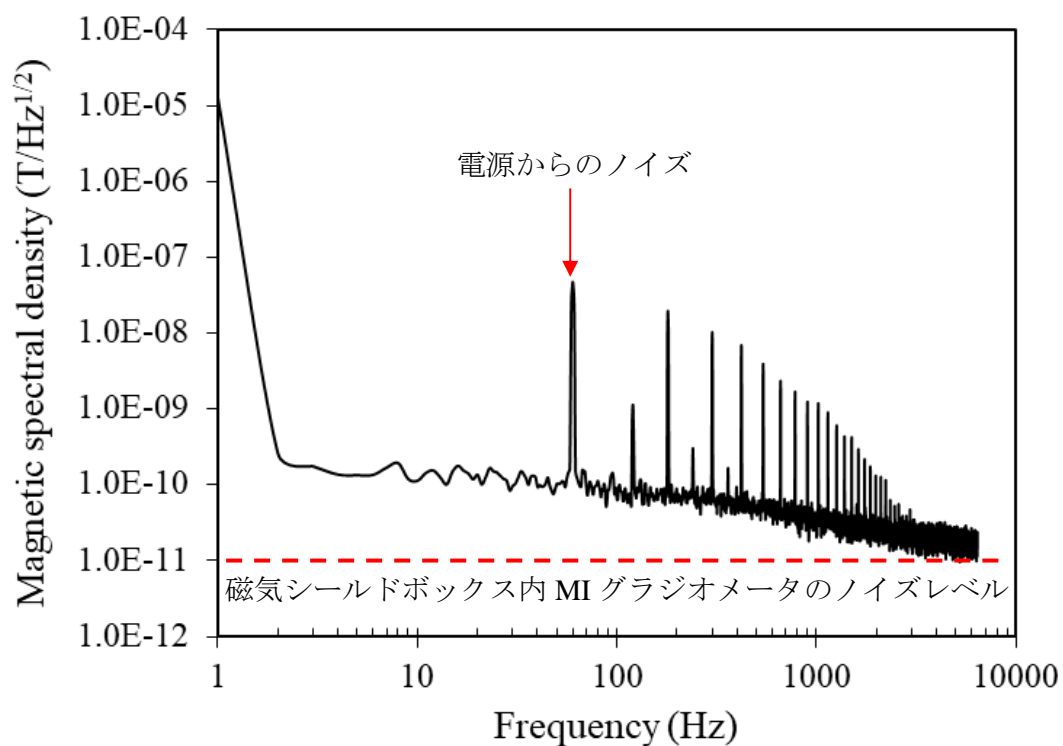


図 3.6 実験室内の環境磁界スペクトル密度

## 3.5 MI グラジオメータ用アクティブ磁気シールド

### 3.5.1 アクティブ磁気シールドの概略と目的

アクティブ磁気シールドは、検出コイルを用いて計測空間内の磁界を検出し、補償コイルによって逆相の磁界を発生させることで、計測空間内の磁界を打ち消す装置である[3]。これに対してパーマロイ等の高透磁率磁性材料によって計測空間を囲うことをパッシブ磁気シールドと呼ぶ。磁気シールドルームのようなパッシブ磁気シールドは高い磁界遮蔽率を有するが、シールド材に金属を用いることから計測空間の広さと遮蔽率に依存してコスト高となる。また、その重量も増えることから設置床の補強といった施工費も別途必要になってくる。アクティブ磁気シールドの長所は、補償コイルで任意の方向の磁界を打ち消すためパッシブ磁気シールド方式より安価で簡便なシステムになることである。また、生体磁気計測では簡易的なパッシブ磁気シールドの性能を上げる補助装置としても採用されている[4-5]。アクティブ磁気シールドをMI グラジオメータに適用する場合、MI 素子がアモルファス磁性ワイヤの長手方向以外の磁界感度を有さないことから、補償コイルによる磁界の打ち消しは一軸方向（アモルファス磁性ワイヤ長手方向）に限定できる。したがって、補償コイルは単純なソレノイドコイルで構成できるので、センサの形状や大きさをほとんど変化させることなく出力ノイズの低減が期待できる。

提案するアクティブ磁気シールドは図 3.7 のようにしてMI グラジオメータに適用する[6]。このアクティブ磁気シールドでは、参照 MI 素子の出力電圧  $E_{ref}$  が電圧電流変換回路を介してフィードバックコイル（補償コイル）に印加される（図 3.7 中の赤いライン）。フィードバックコイルが作り出す磁界  $H_{coil}$  の大きさは  $E_{ref}$  に依存し、 $E_{ref}$  は参照 MI 素子に印加される外部磁界  $H_e$  に比例する。すなわち、 $H_{coil}$  を  $H_e$  に対して逆相に印加することで検出と参照 MI 素子に共通に

印加される磁界を打ち消すことができる。

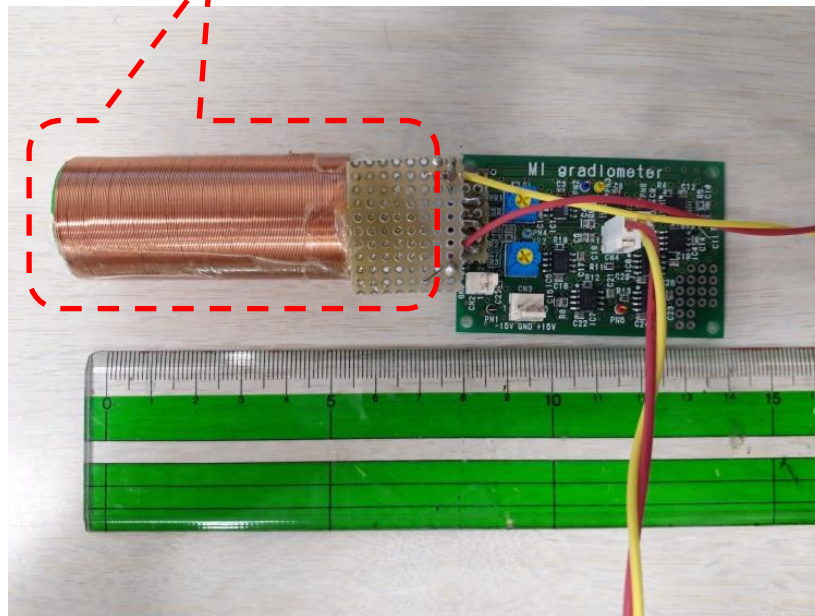
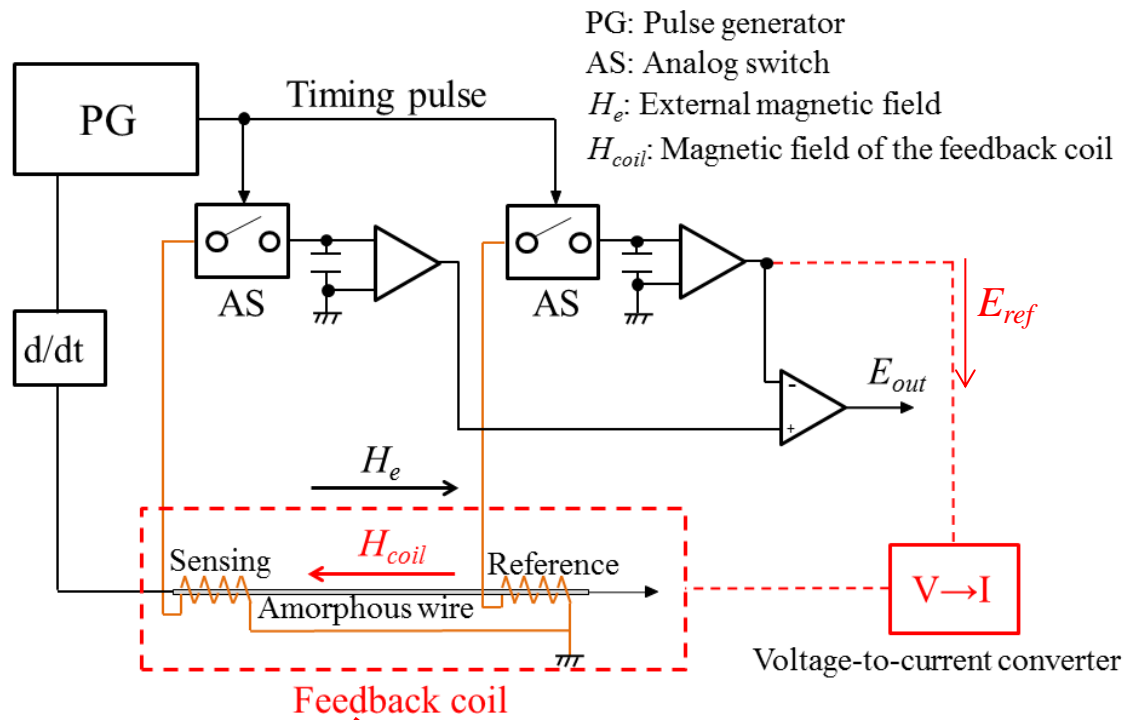


図 3.7 アクティブ磁気シールド型 MI グラジオメータの構成と画像

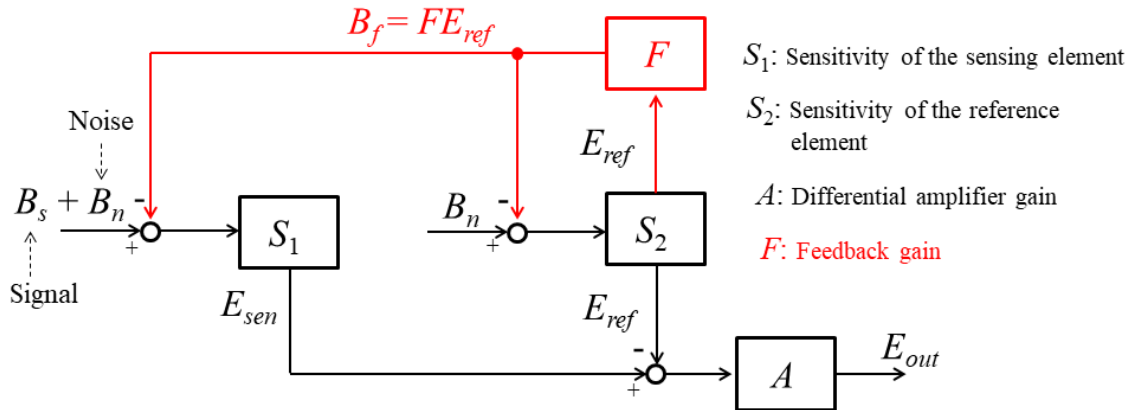


図 3.8 アクティブ磁気シールド型 MI グラジオメータのブロック図

数式的に外乱磁界低減効果を検討するために、図 3.8 のブロック図からアクティブ磁気シールド型 MI グラジオメータの伝達関数を求める。S<sub>1</sub> および S<sub>2</sub> は検出と参照 MI 素子の磁界感度、A は差動アンプのゲイン（10 倍に設定）、F は電圧電流変換回路とフィードバックコイルの仕様によって決まるゲインで E<sub>ref</sub> を任意の値で増幅して負帰還させる。E<sub>ref</sub> のフィードバックは図 3.8 中の赤いラインの部分で図 3.7 と対応している。検出 MI 素子には微小磁気信号 B<sub>s</sub> と環境磁気ノイズ B<sub>n</sub> が入力され、参照 MI 素子ではベースラインで B<sub>s</sub> が十分に減衰し B<sub>n</sub> のみが入力されると仮定すると、各素子の出力 E<sub>sen</sub> と E<sub>ref</sub> は

$$\begin{aligned} E_{sen} &= S_1(B_s + B_n - B_f) \\ E_{ref} &= S_2(B_n - B_f) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (3.7)$$

であるから、MI グラジオメータの出力 E<sub>out</sub> は

$$\begin{aligned} E_{out} &= A(E_{sen} - E_{ref}) \\ &= A[S_1(B_s + B_n - B_f) - S_2(B_n - B_f)] \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (3.8)$$

また、 $B_f$ は

$$\begin{aligned}
 B_f &= FS_2(B_n - B_f) \\
 &= \frac{FS_2}{1 + FS_2} B_n \dots\dots\dots (3.9)
 \end{aligned}$$

となる。(3.8) 式に (3.9) 式を代入して  $B_s$  の項と  $B_n$  の項にまとめると

$$E_{out} = AS_1B_s + A\left(\frac{S_1 - S_2}{1 + FS_2}\right)B_n \dots\dots\dots (3.10)$$

と表せる。ちなみに MI グラジオメータ単体 (図 3.6 中の赤いラインを除いた部分) の伝達関数は、式 (3.10) と同様に求めると

$$E_{out} = AS_1B_s + A(S_1 - S_2)B_n \dots\dots\dots (3.11)$$

となる。したがって、微小磁気信号は検出 MI 素子によって検出され、各 MI 素子に共通に印加されるノイズ成分は両 MI 素子の感度差 ( $S_1 - S_2$ ) に比例して減衰する。さらに、(3.10) 式に示されるアクティブ磁気シールド型では、ノイズの項は  $1 + FS_2$  に反比例するため MI グラジオメータ単体よりもノイズ除去効果が高くなる。例として、両 MI 素子の感度差が 1% ( $S_1 = 100 \text{ kV/T}$ ,  $S_2 = 99 \text{ kV/T}$ ) 程度で  $F$  を 1 に設定 (直結フィードバック) した場合、 $B_n$  の係数  $(S_1 - S_2)/(1 + FS_2)$  は約 0.01 なるためセンサヘッド長手方向の磁気ノイズが 40 dB 減衰できると見積もれる。したがって、目標の信号を減衰させることなく環境磁界のようなノイズを選択的に低減させることが本システムのねらいである。

実際に二つの MI 素子に共通に印加する磁界を選択的に低減できるかを確認するために、図 3.9 のヘルムホルツコイル（半径 20 cm）を用いて人工的な磁気ノイズを発生させ、この中で目標信号の検出を試みた[7]。ヘルムホルツコイルは半径の等しい二つのコイルを半径の距離で並べたもので、コイルの中央付近に均一な磁場や任意の交流磁界を発生できる。本研究で使用したヘルムホルツコイルが作り出せる磁界の定格は直流で $\pm 50 \mu\text{T}$ 、交流は 1-30 Hz である。図 3.10 の測定系に示すように、ヘルムホルツコイル内に MI グラジオメータと直径 6 cm のワンターンコイルを設置した。ヘルムホルツコイルにより人工ノイズとして振幅 70 nT で 20 Hz の交流磁界を発生させた。ワンターンコイルとセンサヘッドの距離を 5 mm に設定し、5 nT 以下の振幅で 3 Hz の目標磁気信号を発生させた時の MI グラジオメータの出力磁界  $\Delta B$  を測定した。

図 3.11 は試作したアクティブ磁気シールドを適用する前後の測定結果の比較である。青いラインは MI グラジオメータ単体で測定した場合の結果で、20 Hz の人工ノイズが目標信号に重畳していた。理想的な MI グラジオメータでは、二個の MI 素子の磁界感度が一致する（(3.11) 式において  $S_1 = S_2$ ）のでノイズ成分はゼロになる。しかし、実際には数%の感度差があるためノイズ成分が完全に除かれず、アンプで増幅されることによってノイズが重畳されて出力されてしまう。一方、アクティブ磁気シールドを適用した場合（図 3.11 中赤いライン）はノイズ成分の影響は小さくなり、目標信号を明確に検出できている。この場合、実測した各 MI 素子の磁界感度は  $S_1 \approx S_2 = 40 \text{ kV/T}$ 、フィードバックゲイン  $F$  は 1 倍に設定しており、(3.10) 式よりノイズ成分がアクティブ磁気シールド適用前と比較して  $1/(1+FS_2) = 1/40$  程度に減衰している（図 3.11）。このようにアクティブ磁気シールドは、MI グラジオメータに適用しても一軸方向の磁界を選択的に打ち消す効果を持つことを示した。このシステムによって環境磁界の影響を



図 3.6 に示したパッシブ磁気シールド内 MI グラジオメータのノイズレベル 10 pT/Hz<sup>1/2</sup> まで減衰させることが本研究の目標である。

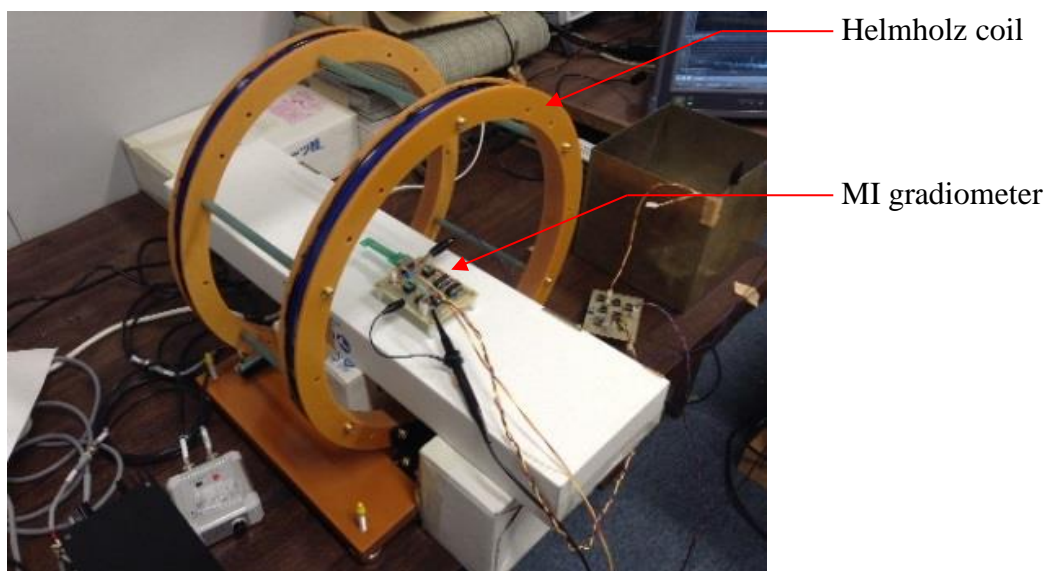


図 3.9 ヘルムホルツコイル

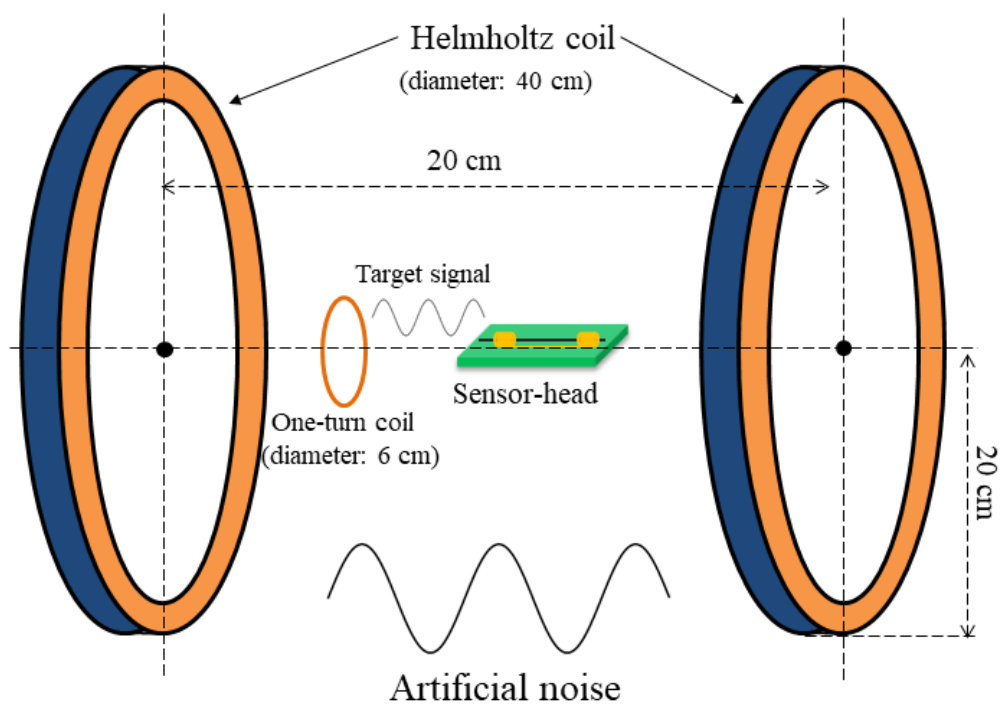


図 3.10 人工磁気ノイズ中の目標信号測定系

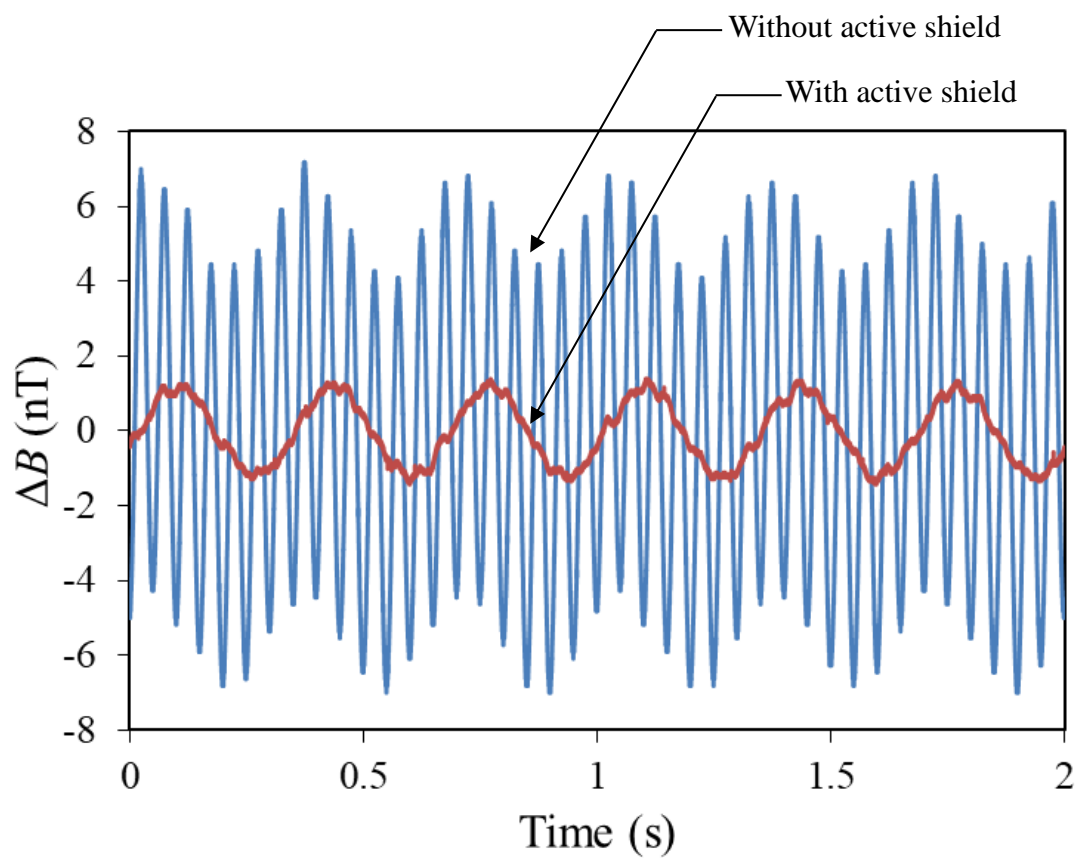


図 3.11 アクティブ磁気シールド適用前後における MI グラジオメータによる  
微小磁気信号測定結果

### 3.5.2 アクティブ磁気シールドの回路構成

ここでは、試作したアクティブ磁気シールドの具体的な構成を挙げ、システムの周波数特性からフィードバックコイルが作り出す磁界の挙動を考察した。図 3.12 に電圧電流変換回路とフィードバックコイルの仕様を示す[6]。差動アンプ INA128 の非反転端子には参照 MI 素子の出力  $E_{ref}$  を接続し抵抗  $R$  ( $= 510 \Omega$ ) を介して、フィードバックコイルに電流  $I$  が流れる。反転端子には半固定抵抗からの  $10 \text{ V}$  の直流電圧を接続し、 $E_{ref}$  のオフセット電圧をカットできるようにした。また、Ref 端子に接続されるバッファアンプ OPA177 の入力には  $1.5 \text{ nA}$  程度の微小な電流だけが要求されるので、 $I$  の大部分はフィードバックコイルに流れる。フィードバックコイルは、直径  $25 \text{ mm}$ 、長さ  $55 \text{ mm}$ 、巻き数  $500$  のソレノイドコイルでインピーダンスアナライザ ZA5405 (エヌエフ回路設計ブロック) を用いて測定したインダクタンスは  $2.33 \text{ mH}$  ( $1\text{-}250 \text{ kHz}$ )、直流抵抗が  $83.2 \Omega$  である。

フィードバックコイルに流れる  $I$  は次式で表せる。

$$I = G \frac{E_{ref}}{Z} \dots\dots\dots (3.12)$$

$$G = 1 + \left( \frac{50 \text{ k}\Omega}{R_G} \right) \dots\dots\dots (3.13)$$

$$Z = R + R_L + j\omega L \dots\dots\dots (3.14)$$

(3.12) 式は差動アンプのゲインを決める式で、 $R_G$  によって任意に  $E_{ref}$  を増幅できる。 $Z$  はこの回路の合成インピーダンスである。フィードバックコイル内の磁界  $H_{coil}$  は、有限長のソレノイドコイルが作り出す磁界の式より

$$H_{coil} = \frac{nI}{2\sqrt{(d/2)^2 + (l/2)^2}} \dots\dots\dots (3.15)$$

となる。 $H_{coil}$ はフィードバックコイルに流れる電流  $I$  に比例し、 $I$  は  $Z$  に依存することから、 $Z$  の周波数応答を求めることで  $H_{coil}$  の挙動が予測できる。したがって、 $Z$  のゲイン特性と位相特性は以下の式で表される。

$$\begin{aligned} \text{Gain } Z &= 20 \log \frac{R + R_L}{|Z|} \dots\dots\dots (3.16) \\ &= 20 \log \frac{R + R_L}{\sqrt{(R + R_L)^2 + (\omega L)^2}} \end{aligned}$$

$$\text{Arg } Z = \tan^{-1} \frac{\omega L}{R + R_L} \dots\dots\dots (3.17)$$

(3.16) 式および (3.17) 式において、 $L$  が周波数対して一定値とする  $Z$  の理想周波数特性を図 3.13 に示す。 $Z$  のゲインは 40 kHz から 3 dB 減衰し始め、位相は 1 kHz あたりから進み始めた。ゲインの減衰は  $H_{coil}$  の振幅の減衰を意味し、40 kHz で約半分になりこれ以降周波数に依存して減衰し続ける。また、位相の進みによって  $H_{coil}$  の位相もフィードバックコイル外部の磁界（環境磁界）に対してずれ始めることから、1 kHz 以降の周波数帯域では  $H_{coil}$  の環境磁界を打ち消す効果が薄くなり、むしろノイズの原因になることが予想される。インピーダンスアナライザで測定した  $L$  の実測値を適用する場合、550 kHz で共振することから、作製したフィードバックコイルがインダクタンスとして機能するのは 250 kHz 程度までである。しかしながら、このシステムは 4 章でも述べる生体磁気のような 100 Hz 未満の低周波微小磁気信号の検知に焦点を合わせて設計しており、

実際の測定でもローパスフィルタを使用して 60 Hz 以上の電源ノイズや高周波ノイズを除いて使用する。したがって、高周波帯域の  $L$  および高周波のノイズの影響は試作したアクティブ磁気シールドでは考慮する必要はないと言える。

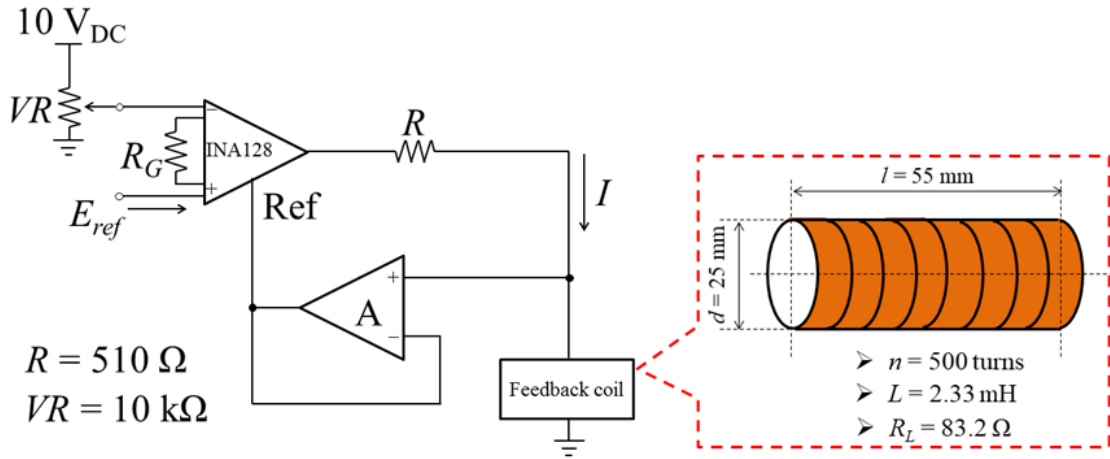


図 3.12 アクティブ磁気シールドの構成とフィードバックコイルの仕様

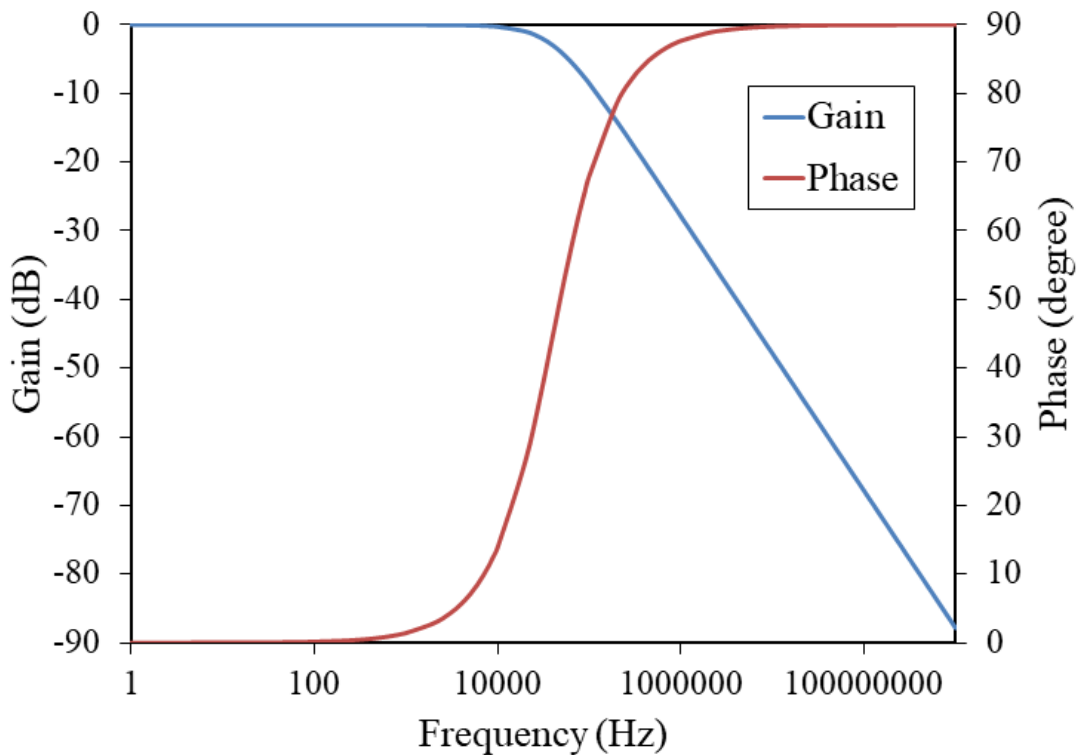


図 3.13 アクティブ磁気シールド回路の合成インピーダンス  $Z$  の理想周波数特性

次に、任意の交流磁界を参照 MI 素子に印加し、その時の  $H_{coil}$  を確認した。図 3.14 の測定系を用意し、ヘルムホルツコイルから発生する 1.5 nT (環境磁界と同程度の大きさ) で 2 Hz の微小信号を参照 MI 素子で測定する。参照 MI 素子の一端はフィードバック回路に接続され、一層のパーマロイ製磁気シールド (磁界遮蔽率 30 dB at 1-100 Hz) の中でフラックスゲート磁気センサ (FLUXMASTER) を用いてコイル内の磁界  $H_{coil}$  を測定した。

参照 MI 素子が検出した磁気信号とフィードバックコイル内の磁気信号  $H_{coil}$  の比較を図 3.15 に示す。 $H_{coil}$  は、参照 MI 素子が検出した信号と比較して位相が反転しており、振幅は同程度である。すなわち、フィードバックゲイン  $F$  が 1 倍であることを示唆している。この  $F$  の値は、電圧電流変換回路内の差動アンプ INA128 の増幅率を決める抵抗  $R_G$  に依存しており、 $R_G$  を変えることで  $H_{coil}$  の振幅を任意の倍率で増幅でき、 $F$  が 1 倍の時の  $R_G$  は 10 M $\Omega$  である。この実験では  $F$  を 100 倍まで上げて  $H_{coil}$  を増幅できる (図 3.16 参照)。ただし、環境磁界のように様々な周波数成分が含まれている磁界を 100 倍まで増幅させてセンサヘッドに負帰還をかけてしまうと MI グラジオメータの出力が発振してしまう。このことから、現状のシステムで発振せずに動作した  $F$  の値は約 10 倍までである。

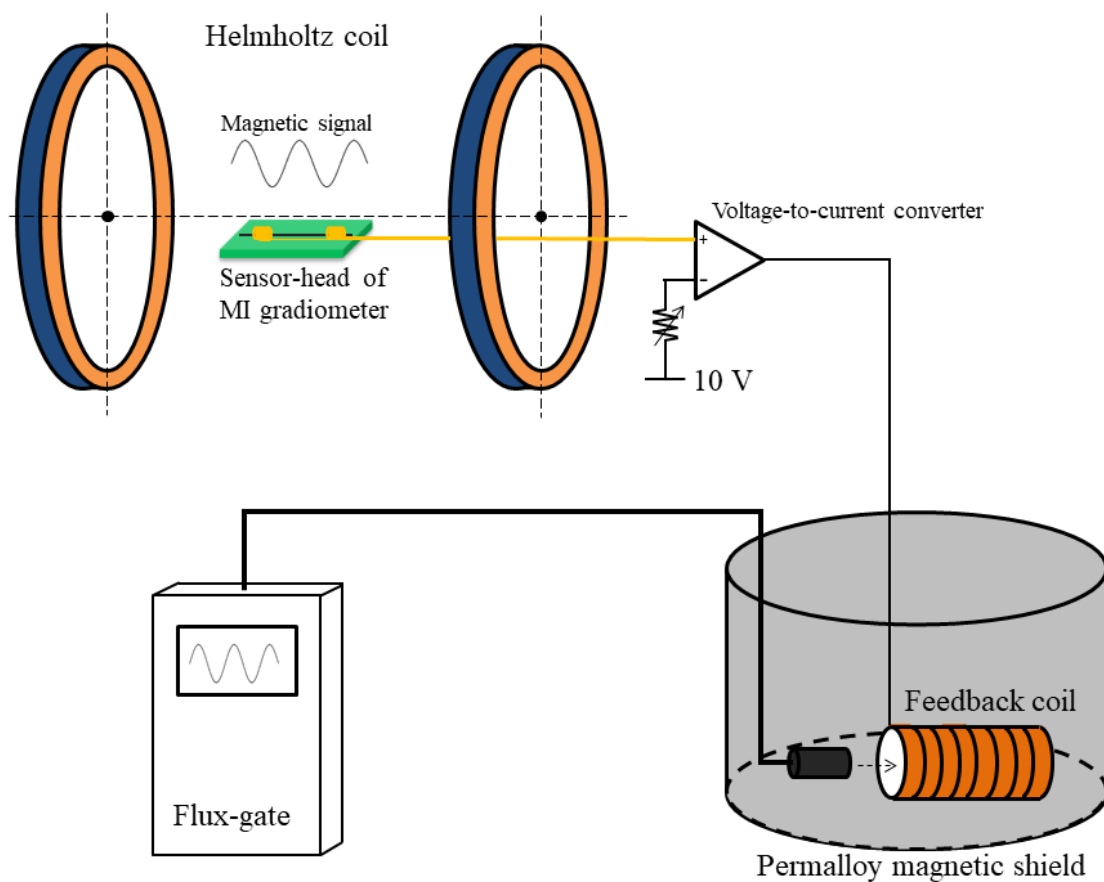


図 3.14 フィードバックコイル内磁界測定系

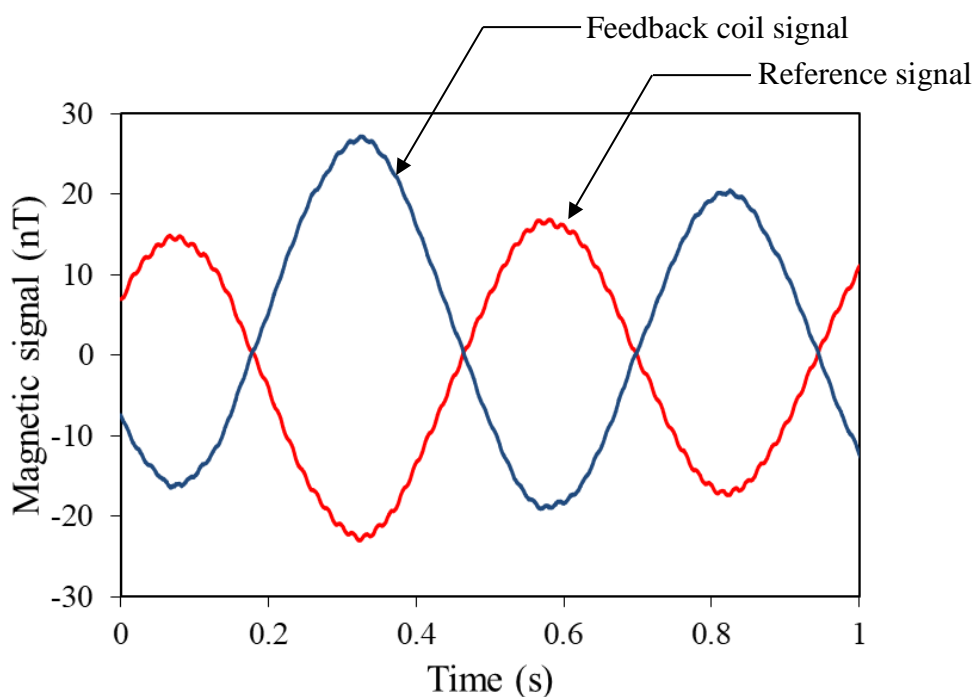


図 3.15 参照 MI 素子検出磁界  $H_{ref}$  とフィードバックコイル内磁界  $H_{coil}$  の比較  
( $F = 1$ )

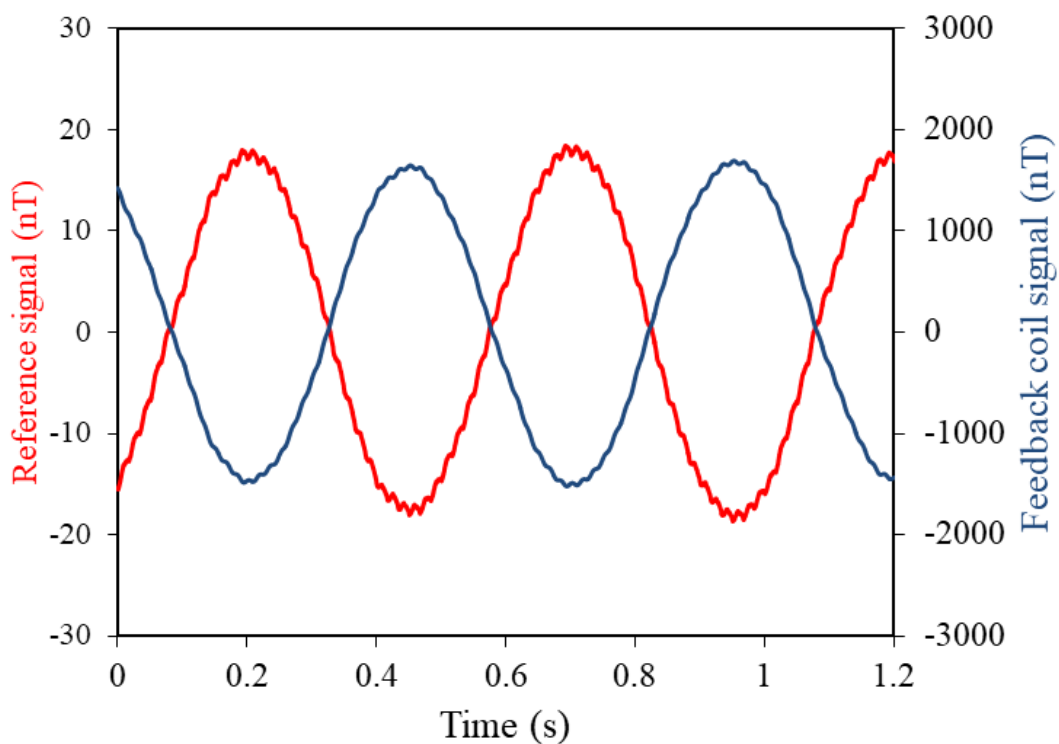


図 3.16 参照 MI 素子検出磁界  $H_{ref}$  とフィードバックコイル内磁界  $H_{coil}$  の比較  
( $F = 100$ )

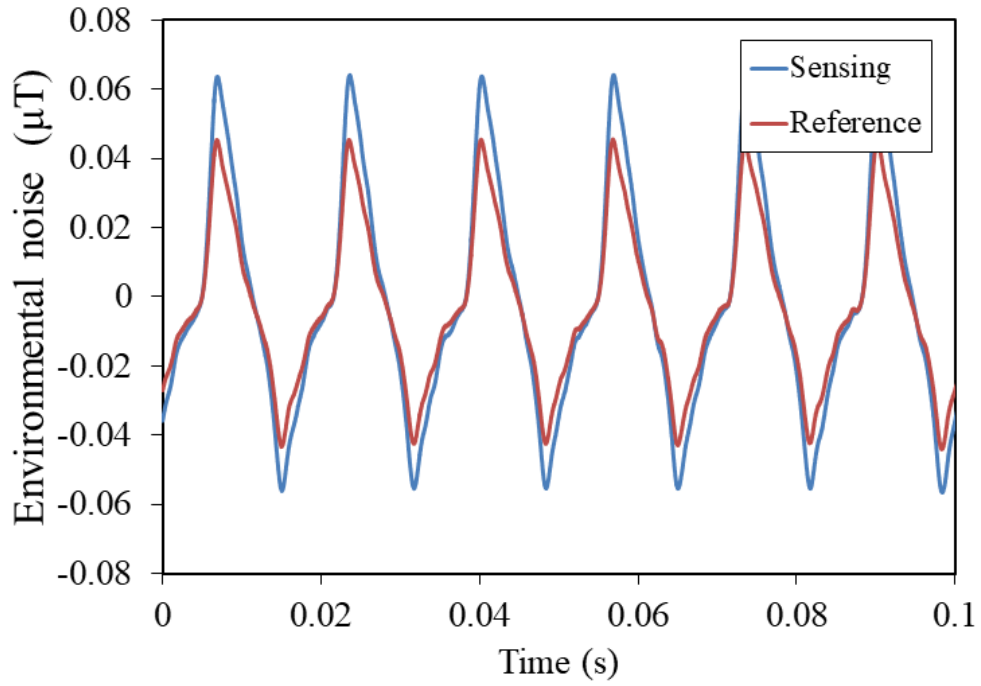


### 3.5.3 環境磁界低減効果

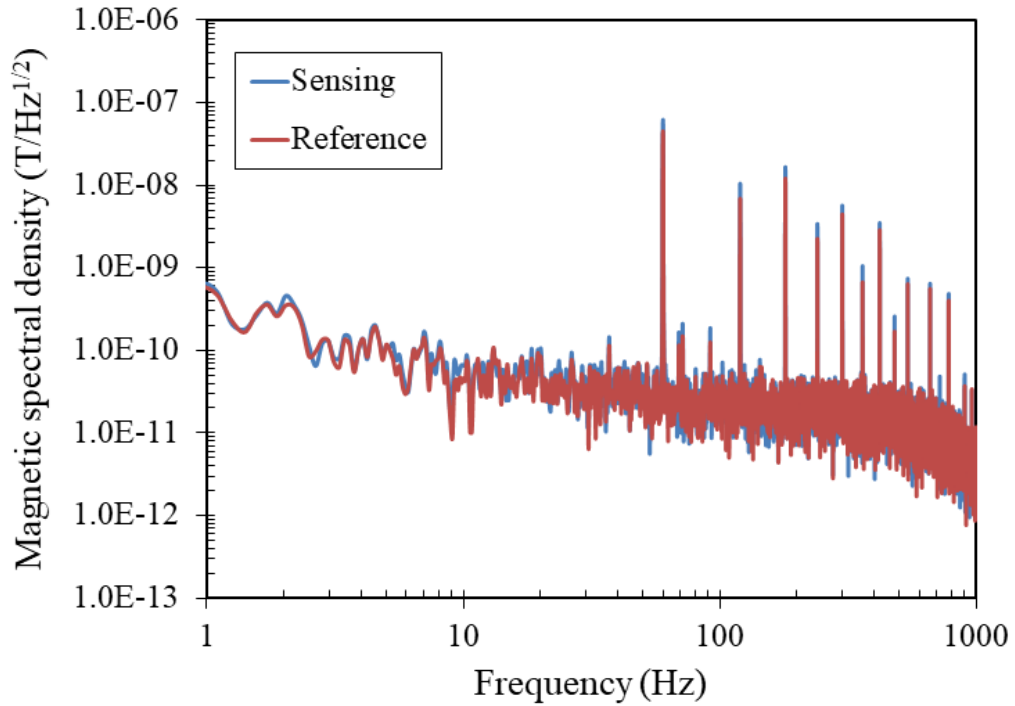
本節ではアクティブ磁気シールドが検出と参照の MI 素子に与える影響と MI グラジオメータ組み合わせた時の環境磁界低減効果を考察する。まず初めに、各 MI 素子が検出する実験室の環境磁気ノイズを観察した。測定する周波数帯域は 1 Hz から 1 kHz (アクティブ磁気シールドの帯域) とし、FFT アナライザ CF-9200 (小野測器) を用いて測定した時間波形とスペクトル密度を図 3.17 (a), (b) に示す。スペクトル密度は交流成分のみを観察するため、AC カップリングを施している。また、あらかじめ磁気シールドボックス内にてキャリブレーションを施し、両 MI 素子の磁界検出特性を 2 % 以内にそろえている (図 2.1 参照)。

検出 MI 素子と参照 MI 素子の時間波形 (a) には振幅 0.04  $\mu\text{T}$  から 0.06  $\mu\text{T}$  程度で三角波状の環境磁界が出力された。二つの MI 素子が出力する振幅が異なることから、MI 素子のベースライン (3 cm) 上で環境磁界が一様でないことが窺える。この環境磁気ノイズのスペクトル密度 (b) より、これらの時間波形は電源ラインからの 60 Hz のノイズを基本波とし、2 次以降の高調波を多く含んでいることが判明した。実験室には種々の測定器や電源タップが多数存在するため、局在する電源ノイズが重畳されていると考えられる。

フィードバックコイルをセンサヘッドに被せ、 $F$  を 1 倍および 10 倍に設定したアクティブ磁気シールドを適用した場合の各 MI 素子の時間波形を図 3.18 (a), (b) に示す。それぞれの MI 素子で検出した環境磁界の振幅は、 $F$  が 1 倍の場合で約 1/2 に、10 倍の場合で約 1/10 に減衰した。したがって、高いフィードバックゲイン  $F$  でアクティブ磁気シールドを適用する方が、環境磁気ノイズに対してより効果的である。

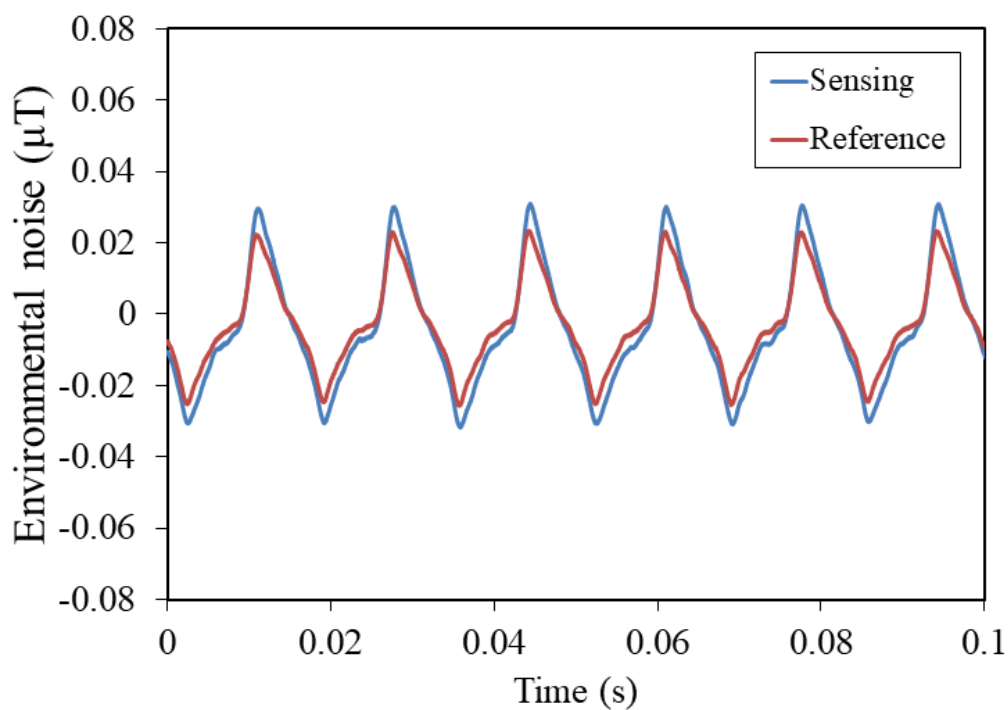


(a) 時間波形

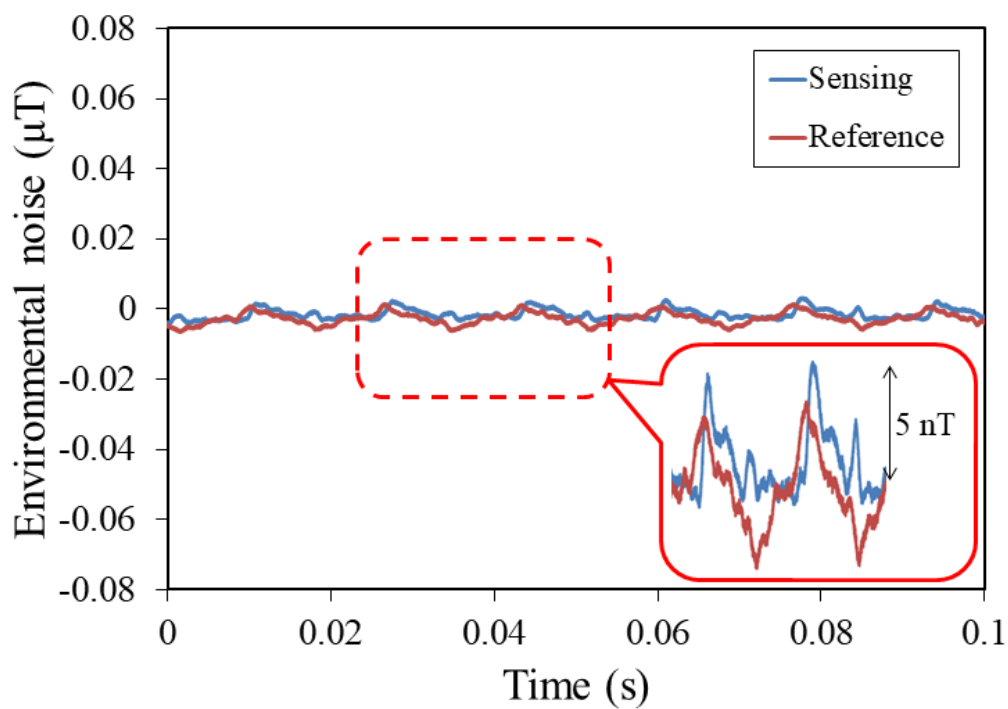


(b) 磁気スペクトル密度

図 3.17 検出と参照 MI 素子が検出した実験室内の環境磁気ノイズ



(a)  $F = 1$



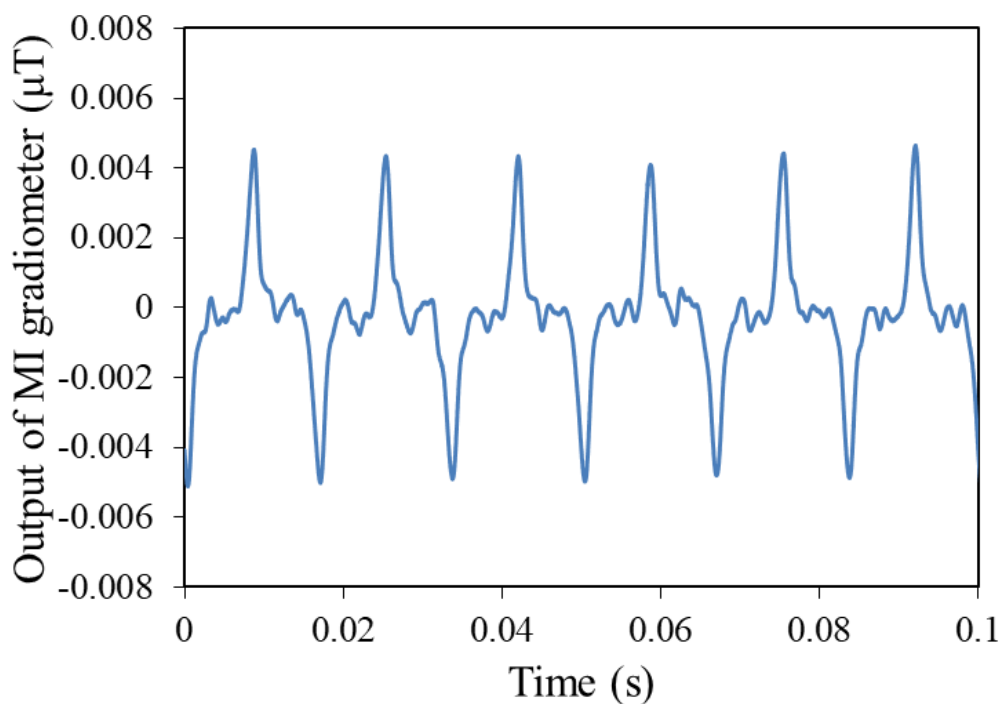
(b)  $F = 10$

図 3.18 アクティブ磁気シールドを適用した場合の  
検出および参照 MI 素子の出力磁気ノイズ

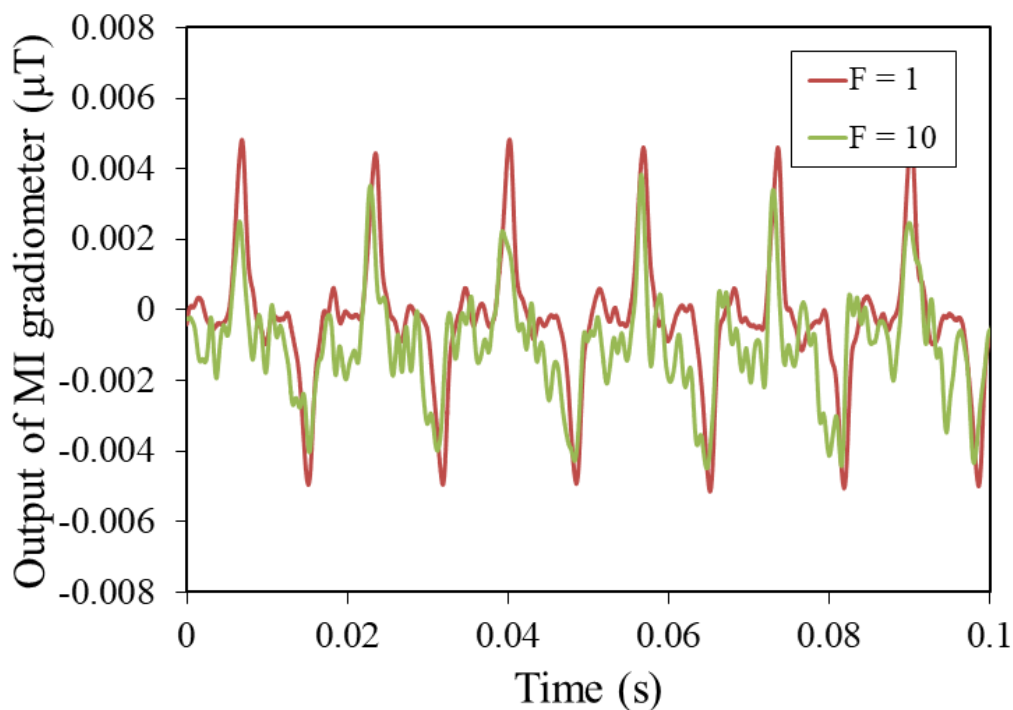
しかし、 $F$  の倍率を上げすぎると図 3.18 (b) の拡大図に示すように、検出と参照 MI 素子の出力波形の差異が広がる場合がある。この現象について、それぞれの MI 素子の測定空間に存在する磁界を  $B_{sen}$  と  $B_{ref}$ 、フィードバックコイルが作り出す磁界を  $B_f$  とすると、両素子が検出する磁界は  $B_{sen}-B_f$  と  $B_{ref}-B_f$  となる。 $B_f$  は参照 MI 素子の出力のフィードバック量であるから  $B_{ref}$  と  $B_f$  は同じ周波数成分を有することになるため、 $B_{ref}$  は波形の比率が一定のまま減衰する。しかし、図 3.17 のように測定空間の磁界が一様でない  $B_{sen} \neq B_{ref}$  の場合、 $B_{sen}$  と  $B_f$  の周波数成分は完全に一致しないため、 $F$  の倍率を上げることでその差異が  $B_{sen}$  に顕著に現れると考察できる。

次に、MI グラジオメータの出力  $\Delta B$  を観察した。この場合の差動アンプのゲインは約 10 倍としている。図 3.19 (a) は MI グラジオメータ単体での出力であり、振幅  $0.004 \mu\text{T}$  ( $4 \text{ nT}$ ) 程度の正負のパルス波形が  $60 \text{ Hz}$  の周波数で検出されている。このパルスは、図 3.17 (a) の検出と参照 MI 素子がそれぞれ検出した環境磁気ノイズ  $B_{sen}$ ,  $B_{ref}$  の差であり、ノイズとしてのスケールは元の環境磁気ノイズの  $1/10$  に減衰できている。図 3.19 (b) はアクティブ磁気シールドを適用した MI グラジオメータの出力である。 $F$  を 1 倍とした場合、図 3.19 (a) と同様のパルスノイズが出力されており、MI グラジオメータ単体時より減衰させることができている。  $F$  を 10 倍とした場合、パルス振幅の若干の減衰が確認できたが、高調波のノイズが重畳されている。したがって、このパルスノイズに対する現状のアクティブ磁気シールド効果は、MI グラジオメータ単体時と大きく変わらないと言える。これは、 $B_{sen}$  と  $B_{ref}$  の波形が異なっており、 $F$  の倍率を上げても  $B_{ref}$  の高周波成分の影響を  $B_{sen}$  に反映させてしまっているためと推察できる。この結果から  $F$  値の操作によるノイズ減衰効果を検討する前に、センサーヘッド周辺の環境磁界を均一にすること、すなわち  $B_{sen}$  と  $B_{ref}$  の波形を一致させる

ことが重要と考えられる。



(a) アクティブ磁気シールド適用前 (MI グラジオメータ単体)



(b) アクティブ磁気シールド適用後

図 3.19 アクティブ磁気シールド適用前後での MI グラジオメータ出力比較

MI素子が検出する磁気ノイズが計測空間内に局在した環境磁界の合成波であると仮定すると、各MI素子はアモルファス磁性ワイヤの長手方向と垂直方向の環境磁界の影響を受けていると考えられる。第1章でも述べたように、MI素子は長手方向で磁界感度が最大となるが、垂直方向に印加された磁界も出力されていることから（図1.9参照）、図3.17(a)における $B_{sen}$ と $B_{ref}$ の波形の違いは垂直成分の環境磁界の影響を反映している可能性がある。そこで、垂直方向の磁界成分を取り除き、検出する磁界を長手方向に限定させるために、FM SHIELD（日立金属株式会社）と呼ばれる磁気シールド性フィルムをフィードバックコイルに被覆した（図3.20）。FM SHIELDは、高透磁率ナノ結晶軟磁性材料ファインメットFT-3M薄帯とPETフィルムをラミネートしたシートで、単層で約100  $\mu\text{T}$ 程度の磁気シールド効果を持ち、数百kHz以下の周波数で優れた磁気シールド性能を発揮することから、地磁気等の環境磁界や各種電子機器のノイズ対策に適している[8]。FM SHIELDの代表特性を表3.1に、このフィルムを巻き付けたフィードバックコイルの画像を図3.20に示す。

FM SHIELDの磁界補正効果を確認するために、第1章1.2.2節で使用した3次元磁界発生装置Palm Gauss Sによってワイヤ長手方向（図3.20中 $x$ 方向）と垂直方向（ $y, z$ 方向）に任意の交流磁界（0.4  $\mu\text{T}$ , 1 Hz）を印加し、その時のMI素子の出力磁界を測定した。図3.21(a)にアクティブ磁気シールド適用前のMI素子の出力（1.2.2節の図1.9）を参照として載せ、図3.21(b)はFM SHIELDを被覆したフィードバックコイルによるアクティブ磁気シールド（ $F=1$ ）適用後のMI素子 $E_{sen}$ の出力である。検出された長手方向の交流磁界の振幅は、アクティブ磁気シールドの効果によって1/4以下に減衰できている。また、アクティブ磁気シールド適用前に出力されていた垂直方向の交流磁界は、FM SHIELDの磁界減衰効果によってほぼ零磁場にまで減衰できており、フィードバックコイ

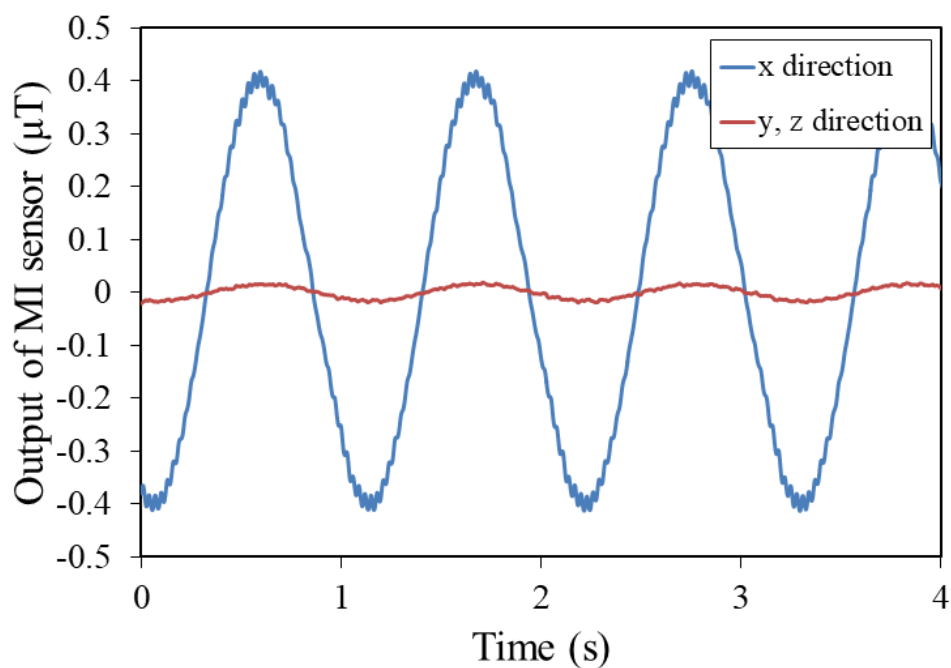
ル内の磁界成分はほぼワイヤ長手方向に限定できていることが確認できた。



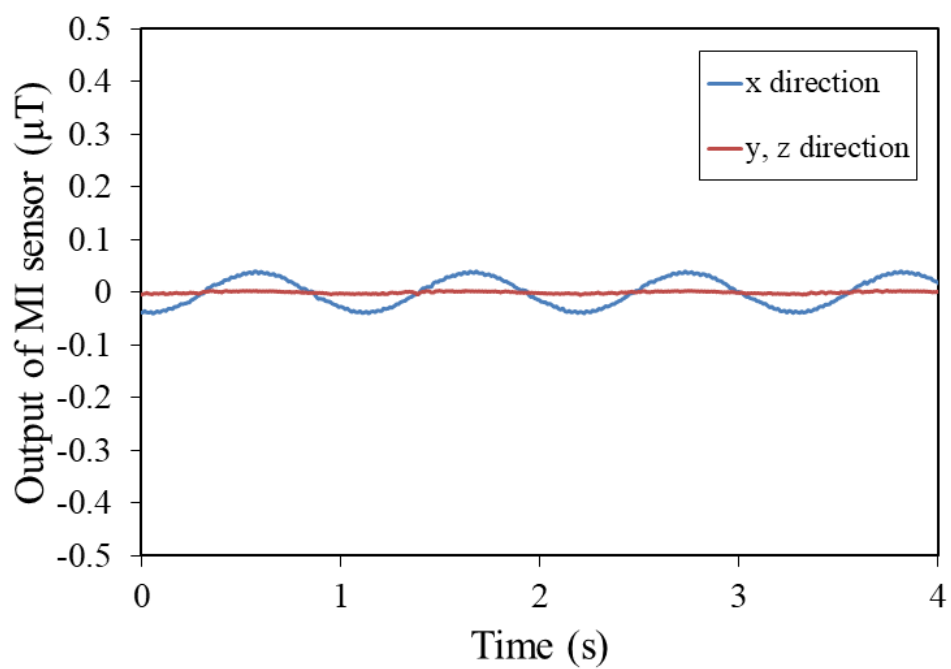
図 3.20 FM SHIELD を被覆したフィードバックコイル

表 3.1 FM SHIELD の代表特性[7]

Thickness	0.12 mm
Flux density $B_{800}$ (When DC field of 800 A/m was applied.)	1.23 T
Maximum relative permeability $\mu_{\max}$	70000
Service temperature	-40 ~ +80 °C



(a) アクティブ磁気シールド適用前



(b) アクティブ磁気シールド適用後

図 3.21 FM SHIELD と組み合わせたアクティブ磁気シールドによるアモルファス磁性ワイヤの長手方向 ( $x$  方向) および垂直方向 ( $y, z$  方向) の交流磁界低減効果



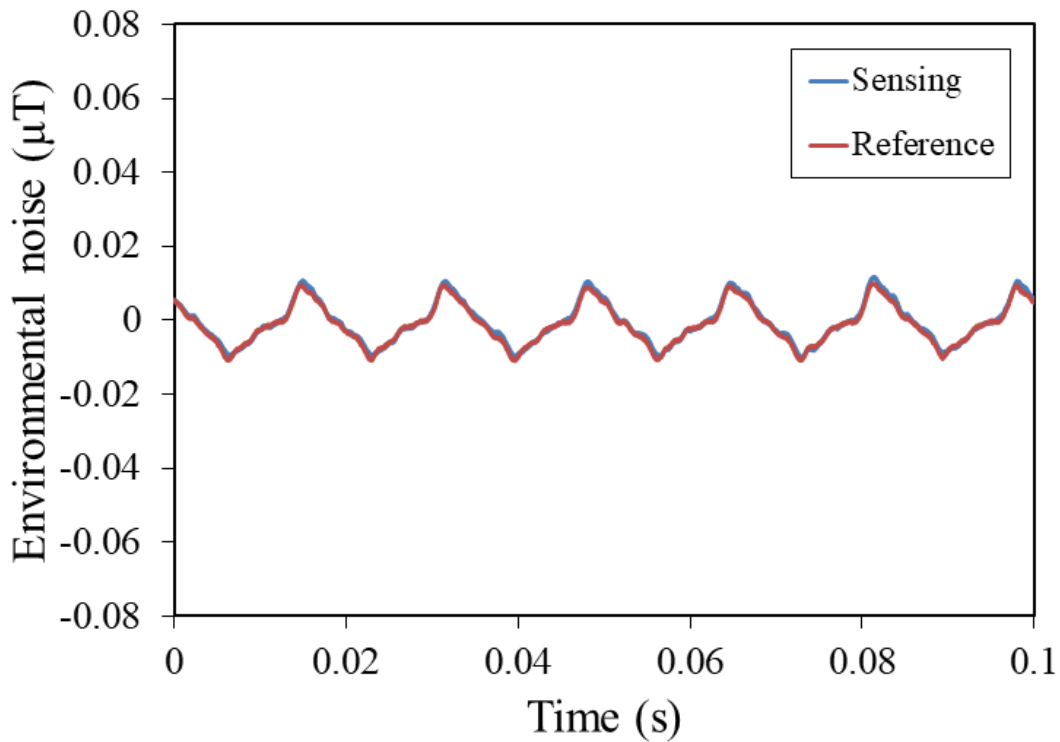


図 3.22 FM SHIELD 被覆アクティブ磁気シールドによる検出および参照 MI 素子の出力磁界 ( $F = 1$ )

では、FM SHIELD 被覆アクティブ磁気シールド ( $F = 1$ ) の実験室内の環境磁気ノイズ低減効果を、各 MI 素子と MI グラジオメータの出力の観点から検証する。図 3.22 に FM SHIELD 被覆アクティブ磁気シールドを適用した検出および参照 MI 素子が検出した環境磁界の時間波形を示す。FM SHIELD 被覆前 (図 3.18 (a) 参照) と比較すると、両 MI 素子が検出した磁界波形がほぼ一致しており、センサヘッド周辺の環境磁界を均一に保てていることが窺える。また、環境磁界の成分をワイヤ長手方向に限定しているため、同じ  $F$  値に設定していても FM SHIELD 被覆後の方が環境磁界の振幅を被覆前の約 1/3 に減衰できており、ノイズ低減効果が高いと言える。

図 3.23 に  $F=1$  に設定した FM SHIELD 被覆アクティブ磁気シールド型 MI グラジオメータの出力ノイズを示す。センサヘッド周辺の環境磁界の勾配を補正したことにより、MI グラジオメータ単体時（アクティブ磁気シールド適用前）に現れていた 60 Hz のパルスノイズを 0.001  $\mu\text{T}$  (1 nT) 程度までに減少させることに成功した。この場合の磁気スペクトル密度を図 3.24 に示す[9]。 $B$  は市販のフラックスゲートセンサを用いて測定した実験室の環境磁界、 $\Delta B$  は MI グラジオメータ単体の出力、 $\Delta B_S$  は FM SHIELD 被覆アクティブ磁気シールド型 MI グラジオメータの出力である。アクティブ磁気シールド型 MI グラジオメータは、環境磁界に対して低周波数の  $1/f$  ノイズから 60 Hz やその高次の磁気ノイズのラインスペクトルまで低減効果を有しており、その効果は MI グラジオメータ単体時より高いことが明らかである。この時の  $\Delta B_S$  のノイズフロアは約  $10 \text{ pT/Hz}^{1/2}$  であり、図 3.3 に示した二重パーマロイ製磁気シールド内で測定したノイズレベルと同程度まで下げることができた。環境磁界のシールド率  $SF$  を以下の式から求めると

$$SF = 20 \log \left( \frac{B}{\Delta B_S} \right) \dots\dots\dots (3.18)$$

1 Hz で 32 dB、60 Hz で 40 dB となり、3.5.1 節で (3.10) 式の伝達関数より求めた  $F=1$  における理論的なシールド率とほぼ一致する。一般的な磁気シールドルームに使用される高透磁率パーマロイの地磁気環境下のシールド性能は 45 dB 程度（厚さ 1 mm）であり[10]、本研究で使用しているパーマロイ製磁気シールドは 1-100 Hz の帯域で 30 dB から 34 dB（一重）、50 dB から 60 dB（二重）のシールド性能である。このことから、開発したアクティブ磁気シールド型 MI グラ

ジオメータは一重のパーマロイと同程度の環境磁界低減効果があると言える。

(3.10) 式より  $F$  値を増加させることで、さらにシールド率を改善可能と予測できるが、磁気スペクトル密度のノイズフロアに関しては、 $F=1$  の状態で  $10 \text{ pT/Hz}^{1/2}$  に達しているため実際にはこれ以上上げることは難しいと考えられる。3.2 節で述べたように環境磁界の影響を  $50 \text{ dB}$  以上減衰させた磁気シールドボックス内で測定したノイズレベルが  $10 \text{ pT/Hz}^{1/2}$  であり、このノイズは MI 素子やセンサ回路内の電氣的なノイズに起因しているためである。参考として、従来の MI センサでは MI 素子のピックアップコイルに誘導される起電力は正の方向のみで検波していたが、現在研究されている新しい MI センサ回路では負の方向に生じる起電力も含めて検波する peak-to-peak 検波方式を採用し、磁界感度の上昇と磁気シールドボックス内で  $2 \text{ pT/Hz}^{1/2}$  のノイズフロアを得ることができている [11]。したがって、高感度化された MI センサからグラジオメータを構成し、アクティブ磁気シールドを適用することで、環境磁界中でも  $2 \text{ pT/Hz}^{1/2}$  まで低ノイズ化できる可能性がある。

$60 \text{ Hz}$  や高調波のラインスペクトルに関しては、さらに高いシールド率が期待できるが、現状のアクティブ磁気シールドでは  $F$  値を 1 以上に増幅するとフィードバックコイル内の磁界の均一性が崩れてしまい、図 3.17 のようなパルスノイズの原因となる恐れがある。よって、 $F$  値の操作と一様なコイル内磁界生成の両立を可能とし、 $F$  値と電源ライン等からの交流磁気ノイズの減衰効果の検討が今後の課題である。

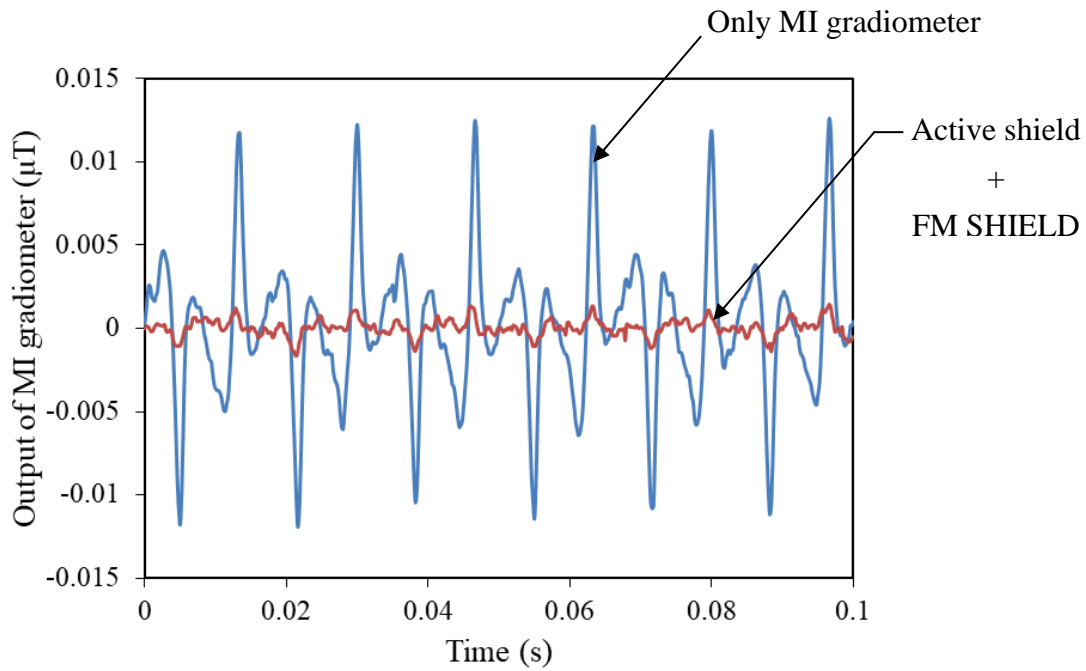


図 3.23 FM SHIELD と組み合わせたアクティブ磁気シールドによるパルスノイズ補正

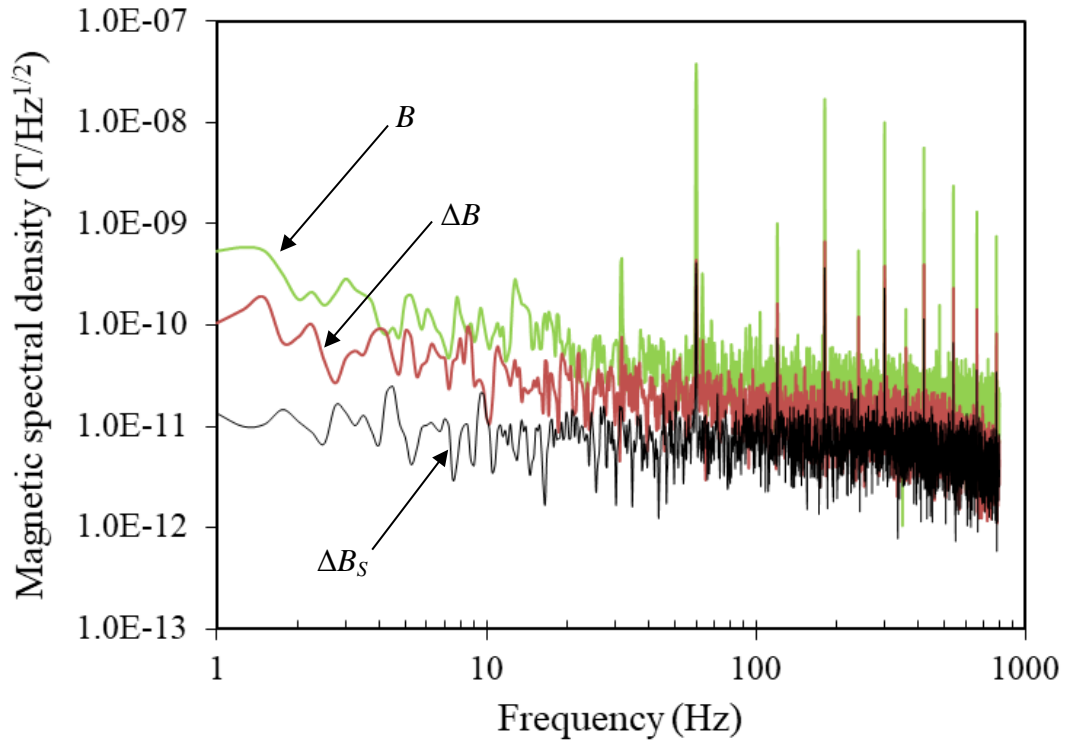


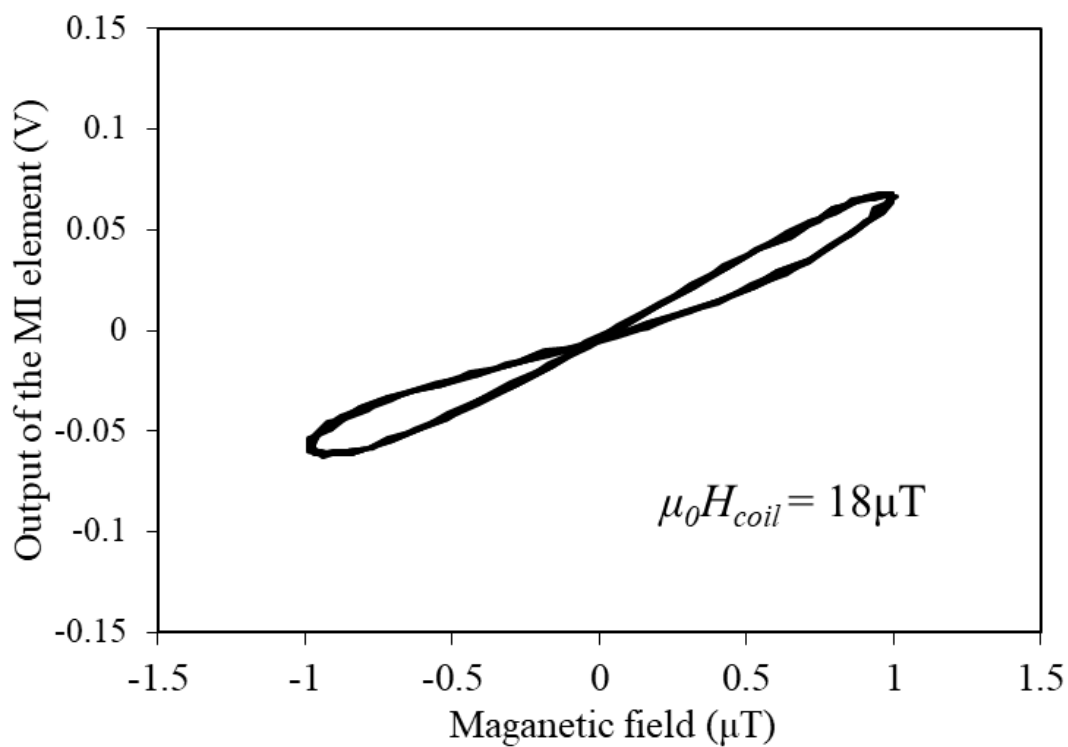
図 3.24 種々の磁気スペクトル密度の比較

( $B$ : 環境磁界,  $\Delta B$ : MI グラジオメータ出力,  $\Delta B_s$ : アクティブ磁気シールド型出力)

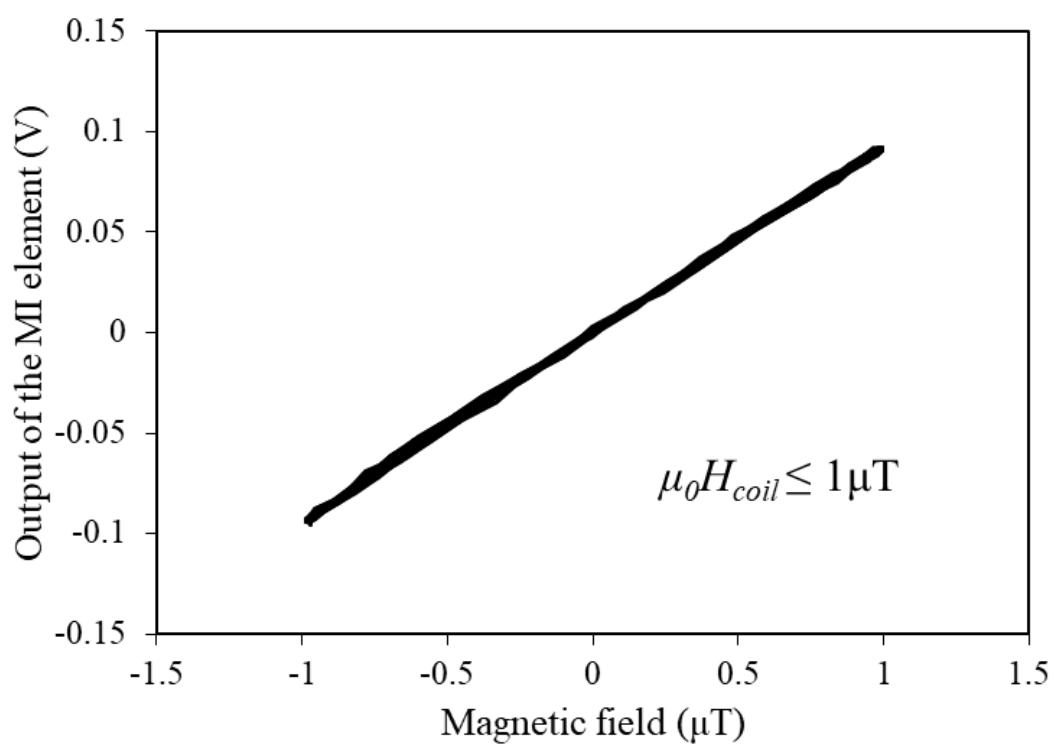
### 3.5.4 直流磁界補正効果

アクティブ磁気シールドを構成する回路には、参照 MI 素子から出力されるオフセット電圧を除くために図 3.12 中の半固定抵抗  $VR$  を設けている。同時に、 $VR$  を調整することで任意の直流磁界をフィードバックコイルの磁界  $H_{coil}$  に乗せることもできる。本研究では  $10\text{ k}\Omega$  の  $VR$  に  $10\text{ V}$  の直流電圧を接続しており、この場合  $50\text{ }\mu\text{T}$  程度の直流磁界が発生可能である。

MI グラジオメータにおいて、正確に外部磁界を検出するためには各 MI 素子の磁界検出特性が線形性を示すことが重要である。しかし、MI 素子のアモルファス磁性ワイヤに地磁気程度の比較的大きな直流磁界が印加されると、アモルファス磁性ワイヤ内の中心部の長手方向に配列された磁化ベクトルが反転することで磁界検出特性がシフトしたり、円周方向の磁化ベクトルの変化によって図 3.25 (a) に示すようにヒステリシスを生じ線形性を失う場合がある。この時のセンサヘッド長手方向に印加されていた直流磁界は約  $18\text{ }\mu\text{T}$  であった。 $50\text{ }\mu\text{T}$  以上の広い測定レンジで見れば微小な非線形性は無視できるが、 $1\text{ }\mu\text{T}$  未満の微小磁気を検知する場合、図 3.25 (a) のような特性では磁界感度の割り出しが困難である。そこで、磁界検出特性が線形性を得られるように  $VR$  を調整してセンサヘッド周辺の直流磁界を補正した。図 3.25 (b) はフィードバックコイル内の直流磁界を  $1\text{ }\mu\text{T}$  以下に補正した場合の MI 素子の磁界検出特性である。この結果、良好な線形性が示されており、 $0.1\text{ V}/\mu\text{T}$  の磁界感度が容易に得ることができ[6]。



(a) フィードバックコイル内直流磁場補正前



(b) フィードバックコイル内直流磁界補正後

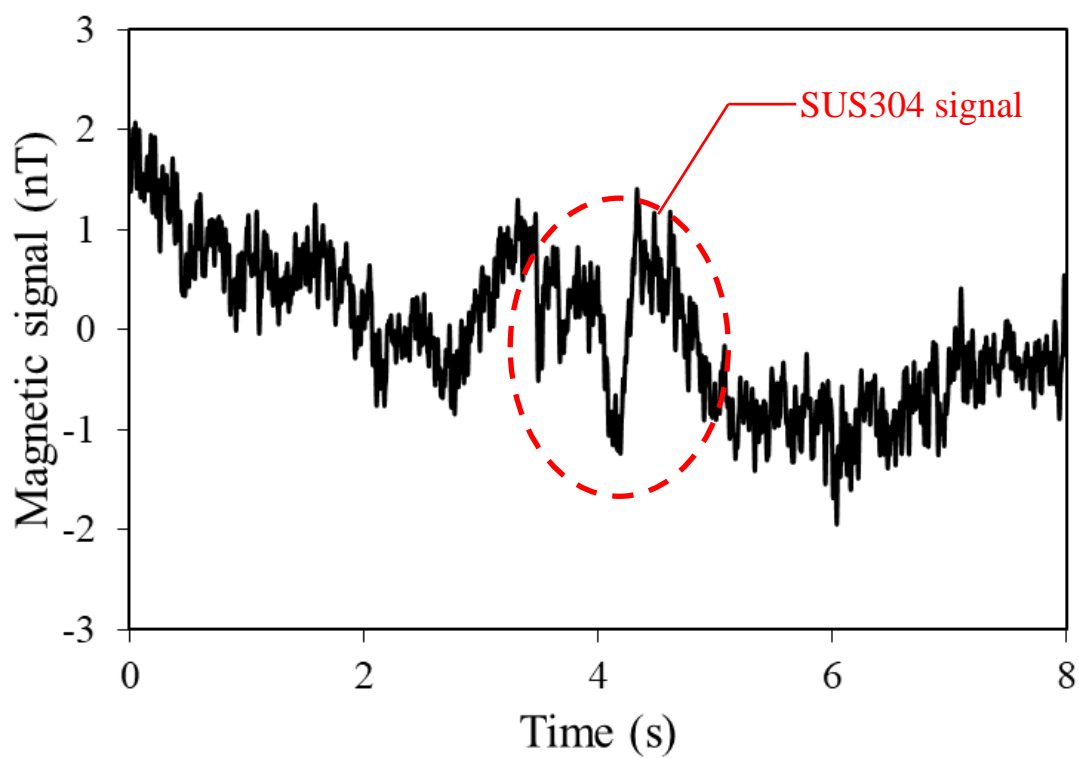
図 3.25 直流磁界印加による MI 素子の磁界検出特性の変化

### 3.5.5 鋼球検知による MI グラジオメータの性能比較

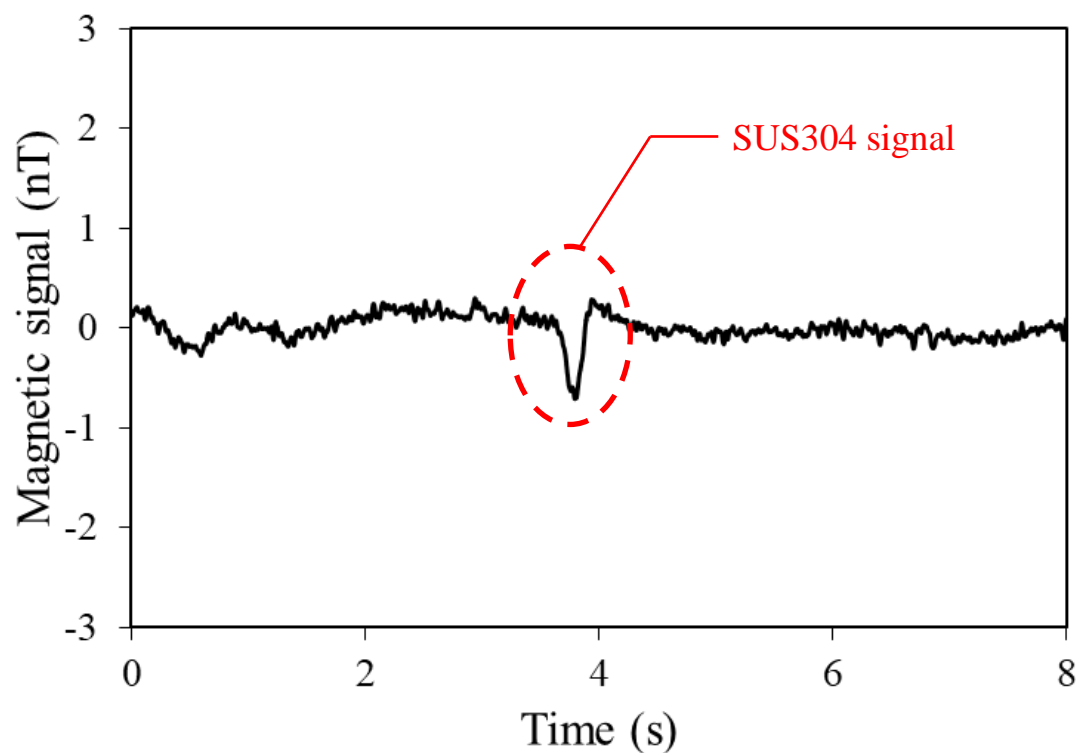
第2章でも使用した SUS304 鋼球検知の測定系（図 2.10）を利用して、MI グラジオメータ単体とアクティブ磁気シールド型（FM SHIELD 被覆後）の性能を比較した[6]。測定対象は直径 0.3 mm の SUS304 で、センサヘッドとの距離  $r$  は 20 mm に設定した。ターンテーブルの回転速度は第2章の実験と同じ 4 rpm (7.5 m/min) とし、デュアルチャネルプログラマブルフィルタ 3624（エヌエフ回路設計ブロック）によって MI グラジオメータのカットオフ周波数を 30 Hz とした。MI グラジオメータ単体の場合の測定結果を図 3.26 (a) に、アクティブ磁気シールド型の結果を (b) に示す。

MI グラジオメータ単体での測定では、SUS304 の移動に伴う約 1 nT の磁気信号が確認できるが、0.5 nT 程度の環境磁気ノイズが重畳されており、この場合の SN 比は 3 dB 程度である。また、グラフの基線が歪んでおり、1 Hz 以下の磁界の揺らぎの影響を受けていることも確認できた。一方で、アクティブ磁気シールド型では環境磁気ノイズが 0.1 nT 程度まで低減され、0.7 nT の SUS304 の磁気信号を明確に検知できている。低周波数帯域の磁界の揺らぎもアクティブ磁気シールド適用前と比較して抑制されていた。この場合の SN 比は 8 dB 以上に改善できており、開発したアクティブ磁気シールドが環境磁界によるノイズ成分を選択的に減衰させ、目標の信号をより鮮明に検出できることを明らかにできた。

なお、第2章の鋼球検知で磁気信号が正の向きに現れているのに対し、今回の測定では負の方向に現れている。これは、鋼球をターンテーブルの縁に付けた際に鋼球の磁化の向きが第2章の実験時と逆になったためである。



(a) MI グラジオメータ単体



(b) アクティブ磁気シールド型 MI グラジオメータ

図 3.26 SUS304 鋼球の移動に伴う磁界変化の測定結果



### 3.6 まとめ

本章では MI グラジオメータの高感度化を図るため、素子、回路、環境磁界それぞれのノイズ成分を比較・考察し、最も影響が大きい環境磁界を低減させるアクティブ磁気シールドを開発した。

3.2 から 3.4 節では、MI 素子、センサ回路内の電子素子から生じる電氣的なノイズは 1-10 Hz の低周波領域で 20  $\mu\text{V}$  以下と見積もることができ、二重のパーマロイ磁気シールドボックス内（環境磁界の影響を除いた空間）で測定した MI グラジオメータのノイズフロアが 10  $\text{pT}/\text{Hz}^{1/2}$  程度であることを確認した。これに対して実験室の環境磁界は 10 倍から 100 倍大きく、ノイズスペクトル密度を測定すると地磁気や実験室に電子機器や電源タップによって局在する 60 Hz のノイズの影響が大きいことが判明した。

3.5 節では、環境磁界の低減を目的とした MI グラジオメータ用アクティブ磁気シールドについて述べた。本研究で開発したアクティブ磁気シールドは、参照 MI 素子の出力をセンサヘッドに装着したソレノイドコイルに負帰還させ、ヘッド長手方向の環境磁界を相殺する効果を有する。アクティブ磁気シールド型 MI グラジオメータによる環境磁界のシールド率は 60 Hz の電源ノイズにおいて 40 dB となり、このシステムの伝達関数より見積もったシールド率の理論値と一致した。また、シールド率の実験値は厚さ 1 mm 程度のパーマロイと同程度であり、MI グラジオメータのノイズレベルを目標とした 10  $\text{pT}/\text{Hz}^{1/2}$  まで下げることが成功した。

次に、第 2 章でも行った SUS304 鋼球検知によってアクティブ磁気シールドの性能を評価した。MI グラジオメータ単体でも SUS304 の移動に伴う磁気信号（1 nT 程度）を検知できたが、低周波の磁場の揺らぎや 0.5 nT 程度の環境磁気ノイズが信号に重畳されており、SN 比は 3 dB 程度であった。一方、アクティブ磁

気シールド型では環境磁気ノイズを 0.1 nT 以下まで減衰させ、0.7 nT の SUS304 の磁気信号をより明確に検知することができ、SN 比を 8 dB 以上に改善できた。

以上の実験結果より、開発したアクティブ磁気シールドは環境磁気ノイズを選択的に減衰させ、MI グラジオメータの高感度化に有効な装置であるという知見を得ることができた。

## 参考文献

- [1] D. Menard, G. Rudkowska, L. Clime, P. Ciureanu, A. Yelon, S. Saes, C. Dolabdjian, D. Robbes: “Progress towards the optimization of the signal-to-noise ratio in giant magnetoimpedance sensors”, *Sensors and Actuators, A* 129, pp. 6-9 (2006)
- [2] Luiz G. C. Melo, D. Menard, A. Yelon, L. Ding, S. Saez, and C. Dolabdjian: “Formalism to Optimize Magnetic Noise in Giant Magnetoimpedance-Based Devices”, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 43, No. 6, pp.2992-2994 (2007)
- [3] 林周:「微弱磁界計測のための能動的磁気遮蔽方法（磁気アクティブシールド）の開発」, *日本機械学会誌*, Vol. 111, No. 1079, pp. 53 (2008)
- [4] 林周, 小山洋, 平田恵啓, 栗城眞也: 生体磁気計測のための低磁場空間の生成, *電気学会論文誌 C*, Vol. 121, No. 11, pp. 1704-1710 (2001)
- [5] D. Platzek, H. Nowak, F. Giessler, J. Rothner, and M. Eiselt: “Active shielding to reduce low frequency disturbances in direct current near biomagnetic measurements”, *Review of Scientific Instruments*, Vol. 70, No. 5, pp. 2465-2470 (1999)
- [6] 滝谷貴史, 内山剛: 「MI グラジオメータ用アクティブ磁気シールドの環境磁界低減効果」, *電気学会論文誌 A*. Vol. 137, No. 8, pp. 454-459 (2017)
- [7] T. Takiya and T. Uchiyama: “Common-mode magnetic field rejection-type magneto-impedance gradiometer”, *Journal of International Council on electrical engineering*, Vol. 7, No. 1, pp. 1-6 (2016)
- [8] 日立金属株式会社: 「FM SHIELD」MS-F/MS-FR シリーズ薄型・フレキシブル磁気シールドシート, ファインメット EMC・ノイズ対策部品カタログ, カタログ番号 HL-FM15-H (2016)
- [9] T. Takiya and T. Uchiyama: “Development of Active Shielding-type MI Gradiometer and Application for Magnetocardiography”, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 53, No. 11,

4002804 (2017)

[10] 岡崎靖雄：「強磁性材料のシールド特性」，電気学会誌, Vol. 116, No. 4, pp. 208-212

(1996)

[11] J. Ma and T. Uchiyama: “High Performance Single Element MI Magnetometer With Peak-to-Peak Voltage Detector by Synchronized Switching, IEEE Transactions on Magnetics”, Vol. 53, No. 11, 4003404 (2017)

## 第4章 生体磁気計測への応用

### 4.1 はじめに

近年、高感度磁気センサの医療現場への応用の期待が高まっている。磁気を利用した医療用センサの大きなメリットとして、完全に非侵襲で生体情報を得られることから手術時の切開範囲を最小限にとどめる、あるいは不要な手術を避けるために役立つことが期待される。生体組織から生じる磁気信号は極めて微弱であり、それを検知する生体磁気計測では超高感度な磁気センサが不可欠である。この超高感度磁気センサの代表が超電導量子干渉 (SQUID) であり、既に心磁図 (MagentoCardioGram: MCG) や脳磁図 (MagnetoEncephaloGraphy: MEG) 計測の医療機器として認可されて医療現場でも活躍している。

高齢化が進む現代社会において、心疾患が死因別死亡総数で全体の2位を占めている (1位は癌) [1]。特に狭心症や心筋梗塞といった虚血性心疾患は、心臓への血流が少なくなる、あるいは止まることから放置すると心筋が壊死して心不全を引き起こす。現在、心不全の治療を目的としたハートシートが企業で開発・販売され始めたが、一枚のハートシートを培養するのに1700万円かかると言われており、普及にはまだ時間がかかる見通しである。したがって、虚血性心疾患の早期発見による予防が重要とされている。

心疾患の診断には心電図 (ElectroCardioGram: ECG) が広く利用されているが、種々の臓器や体組織の誘電率の違いによって大きな誤差が生じる場合がある。一方で MCG は、臓器の透磁率はほぼ一定で、空間分解能に優れていることから高確率で虚血を発見し [2-3]、虚血性心疾患の早期発見に有効であることが報告されている [4-5]。しかしながら、従来使用されてきた臨界温度の低い SQUID 磁気センサは  $10^{-15} \text{ T/Hz}^{1/2}$  オーダの極めて高い磁界感度を有しつつも、液体ヘリウ

ムにより極低温状態にして動作させる必要があるため、装置や維持費が高額になることが短所であった。また、動作環境は環境磁界の影響を除いた磁気シールドルーム内と限定されている。そこで、低コストで常温動作可能な SQUID に代わる新たな超高感度磁気センサの開発が盛んに行われている[6]。我々はこのアプローチとして、MI グラジオメータを検討してきた[7]。

本章では、MI グラジオメータを用いた MCG 計測について述べると共に、第3章で開発したアクティブ磁気シールドを MCG 計測に適用し、従来 MI グラジオメータ単体で行った実験結果と比較することでその有用性を考察した。

## 4.2 心電図 (ECG) と心磁図 (MCG)

心臓は毎分およそ 5 リットルの血液を全身に循環させるために収縮と弛緩を繰り返しており、この収縮に先立って生じるのが心筋の電氣的な興奮である[8]。図 4.1 に心臓の断面イラストを示す。電氣的興奮は、右心室にある洞結節 a から生じて房室結節 b からヒス束 c の経路で心室筋にまで興奮信号を伝達する刺激伝導系と、刺激伝導系からの刺激をトリガーとして心室筋 d や心房筋 e などの作業筋が興奮する伝導経路がある[9]。刺激伝導系の電氣的興奮は大変微弱なため、心電計や心磁計で計測される電位や磁場は主に後者の作業筋の興奮伝搬過程を捉えているとされる[9]。この電氣的興奮は心筋細胞の分極によって生じているため、等価的に心臓内部に電流が生じていると考えることができる。[9]

図 4.2 に電位計測と磁場計測の比較した図を示す[10]。心臓の活動では心筋細胞の興奮により細胞内外の電位差 (60 - 90 mV) が無くなる脱分極と呼ばれる現象が発生する。この脱分極が周りの心筋細胞に伝搬していき、心臓内に電流双極子を形成する。発生した電流双極子は体積電流 (帰還電流とも呼ぶ) と呼ばれる 2 次的な電流を作り、体全体を回って電流双極子に戻ってくる[11]。ECG は、この時の体表面電位を皮膚に付けた電極から測定し、心筋の活動電位を観察する診断方法である。ECG では心房 (Right and left atrium) の興奮と心室 (Right and left ventricle) の興奮の二種類の波形が記録される (図 4.1 参照)。まず、洞結節からの興奮信号が周囲の心房に伝搬して広がることで、心房全体が興奮 (収縮) し、P 波と呼ばれる正の電位が計測される。次に、心房を脱分極させた興奮信号は房室結節に到達し、ヒス束から心室筋に伝導することで心室筋の興奮が始まる。この心室筋の興奮波を QRS 波と呼び、P 波の後に鋭い波形として記録される。QRS 波の後には振れ幅が緩やかな T 波が記録される。T 波は心室筋が興奮状態から回復する過程で発生し、心室筋の脱分極が終了したことを意味してい

る。

ECG では、体積電流が流れる電流路が導電率によって大きく影響を受けることがしばしば問題となる。心臓の周りには肺、脊髄、心臓内の血液など多くの体積抵抗率の異なる臓器に囲まれており、特に背面では心臓から背中に至る距離が胸面に比べ遠く、しかも肺には多くの空気があるため、電流路が複雑になり、心臓内の電流と電位の対応がはっきりしなくなる[11]。

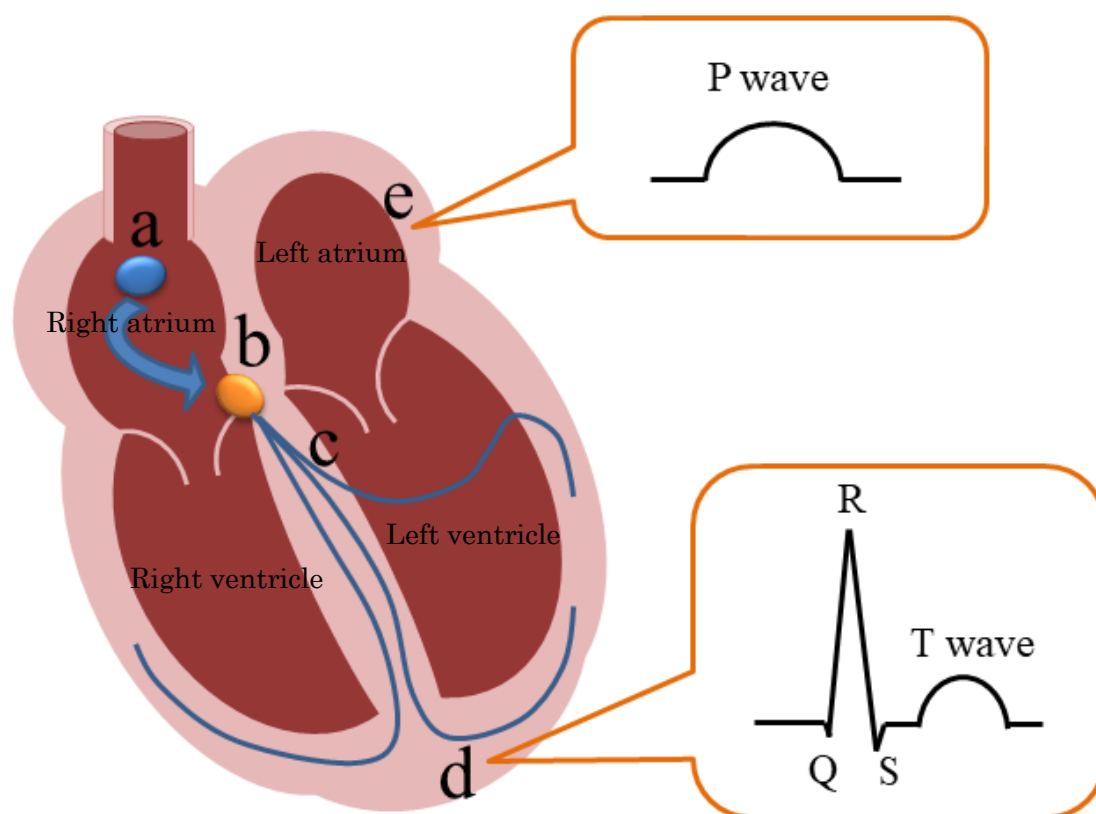


図 4.1 心臓の断面図



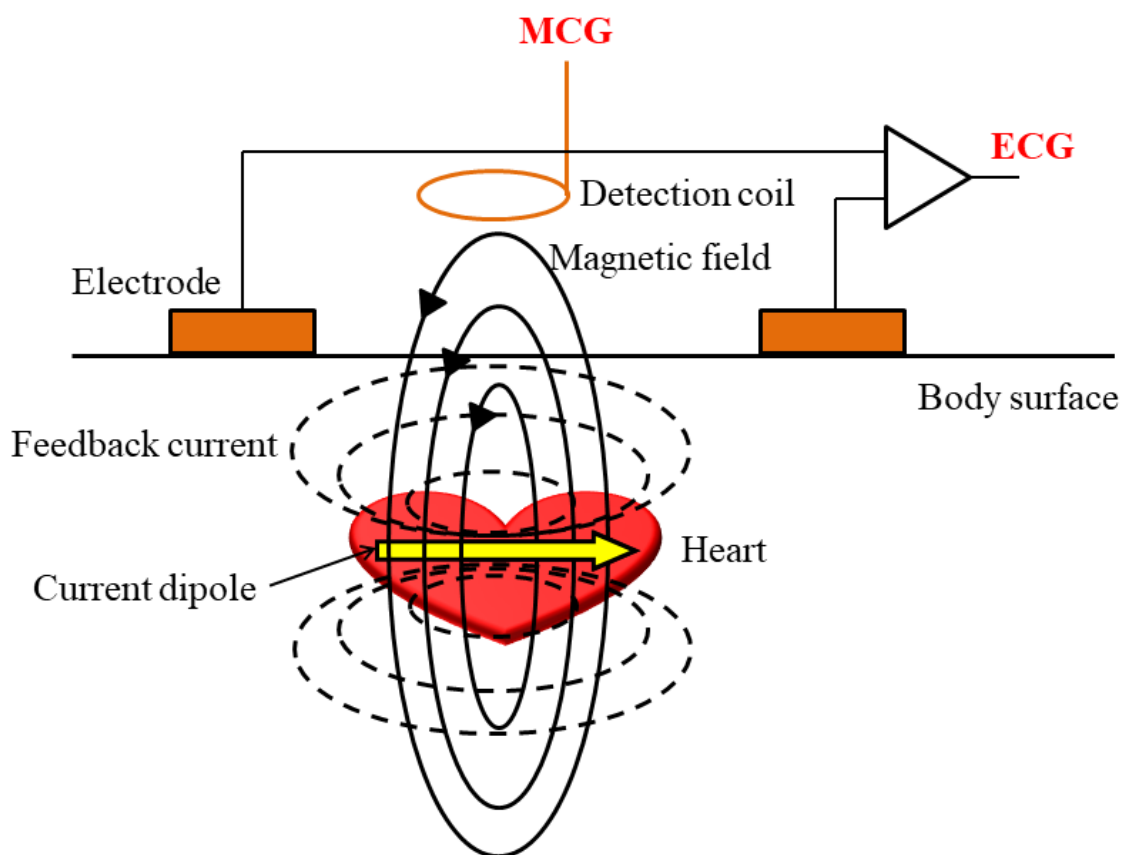


図 4.2 心電図 (ECG) と心磁図 (MCG) の計測原理の比較[10]

MCG は、心臓内に発生した電流双極子から右ねじの法則によって生じた磁場を検出コイルによって測定している。電位は方向性を持たないスカラ量であるが、磁場は三次元的に方向と大きさをもつベクトル量である。したがって、電流双極子が作る磁場の測定方法には、1) 体表面に垂直な方向である法線成分を計測するもの、2) 体表面に平行な方向である接線成分を計測するもの、がある。超高感度磁気センサ SQUID によって法線成分を測定すると、磁気双極子から離れたところで磁場の湧き出しと吸い込みの二つの極を観測できる。すなわち、

法線成分の磁場分布は電流双極子から離れたところでプラスとマイナスの極をもつことになる[11]。一方、接線成分を計測した場合、電流双極子の直上に磁場強度が最も強い箇所が表れる。つまり接線成分では、X線透視画像のように電流双極子を計測面に二次元的に投射したパターンが得られる[11]。

株式会社日立ハイテクノロジーズが開発・販売した SQUID による 64 チャンネル心磁計 MC-6400 では、法線成分を検出するコイルを使用しており、この心磁計で得られる MCG は ECG と同様に P 波、QRS 波、T 波などを観測できる（図 4.3）[10]。この MCG 波形の極性は心臓に流れる電流の向きに依存するため、心臓領域上の測定点によっては ECG と波形の符号が反転する。例えば、鳩尾寄りの心臓下部で MCG を測定すると、MCG の R ピークと T 波は負の極性で検出される[10]。この特性を利用して、MCG 計測では心臓領域の電流アロー図を作ることが可能である[10]。

生体から発せられる磁場強度は、我々の生活環境の磁場強度と比べて極めて微弱である。図 4.4 は環境磁場と心磁場を比較したものである[10]。成人の MCG の大きさは数十 pT から 100 pT 程度であり、環境磁場である地磁気の強度が約 50  $\mu$ T であるので、約 10 万分の 1 のスケールになる。さらに胎児の MCG は心臓が小さいため、数 pT と成人と比べてさらに一桁小さくなる。脳からの誘発性磁場 (MEG) はさらに小さく 1 pT 以下となり、計測には fT (フェムトテスラ) オーダの磁界感度が必要になる。

こうした磁場計測の利点としては、生体内の透磁率がほぼ均一であることから心臓から発生した磁場は臓器の位置や形状に影響されず、歪みなく体外に伝達されることである。このことから胎児の心臓の診断に大きなメリットがある。胎児は、胎指と呼ばれる導電率の低い脂肪の膜に包まれているため、母親の腹壁表面からの電位計測がかなり困難である。磁場計測の場合では、胎指の影響

をほとんど受けずに壁表面からの胎児心臓の信号を検出することができ[10]、胎児不整脈の早期発見が可能である。また、ベクトル量を計測するため、等積分図、等磁場図、ベクトルアロー等解析方法が多彩で、ECG と比べて高確率で虚血による心臓の異常性を発見できたことが報告されている[2-3]。

以上のように MCG の優位性を述べてきたが、ECG は SQUID による心磁計測に比べて安価で豊富な臨床エビデンスを有していることが現在の普及につながっていると推察する。また、MCG は環境磁界の影響に弱いという短所もある。すなわち、ECG が臓器などの生体内の影響に弱いのに対し、MCG は生体外の環境の影響に弱いのである。したがって、環境磁界に強く、より簡便に心磁計測を可能とする磁気センサを実現することが MCG 普及の一助になると考える。

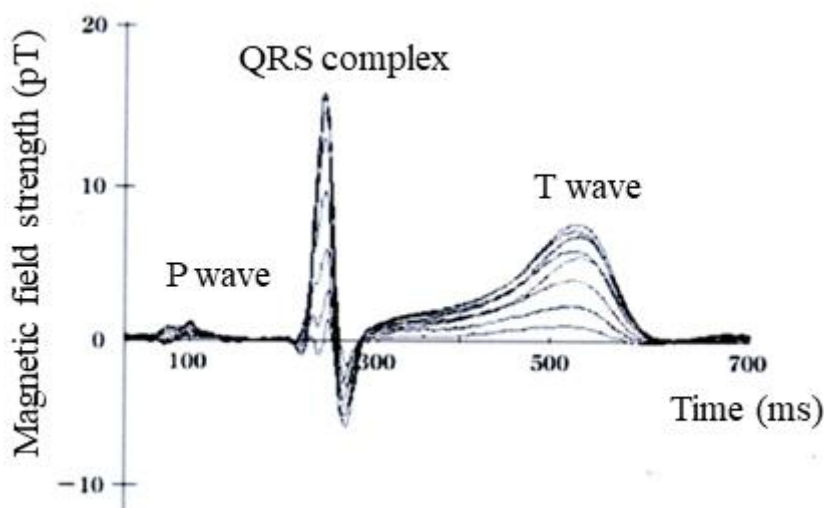


図 4.3 SQUID 磁気センサによる MCG 波形[10]

(8ch 分の波形を同一時間軸上で重ね合わせている)

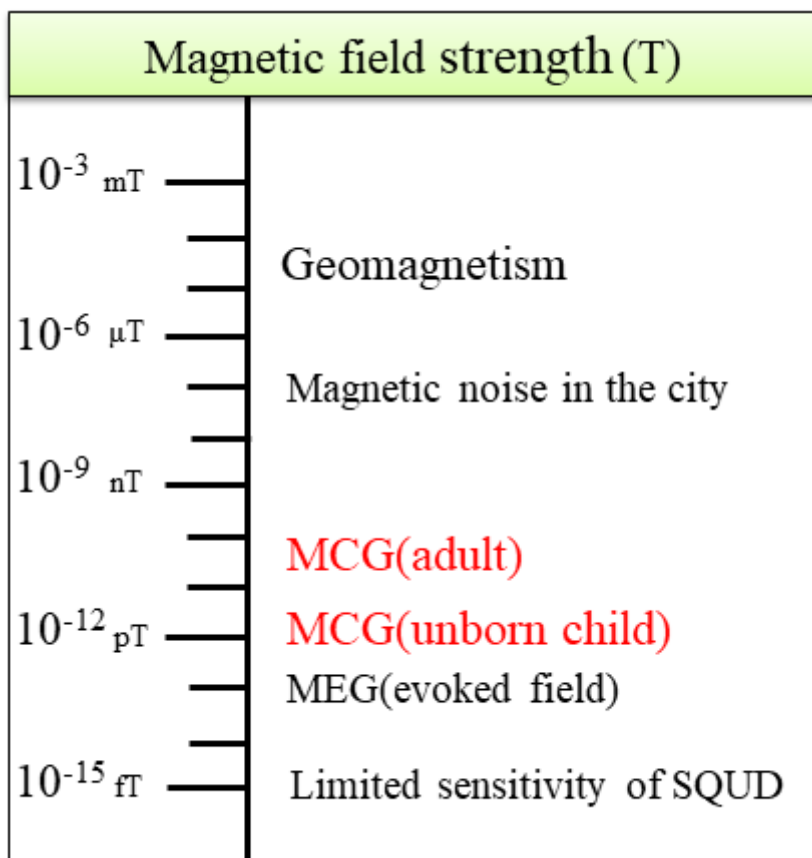


図 4.4 種々の磁場強度の比較[10]

### 4.3 MI グラジオメータによる MCG 計測の試み

我々は SQUID 磁気センサよりも簡便で安価な生体磁気計測法として MI グラジオメータを検討してきた。MI グラジオメータの利点は

- I. 磁気シールドルームを必要とせず、環境磁界に堅牢
- II. 常温で安定動作
- III. 小型で安価に製造可能

である。MI センサの磁界感度は SQUID に及ばないが、近年の研究成果により pT オーダの磁界感度に近づいており、MCG などの生体磁場を検知できることが報告されている[12]。MCG による心疾患の診断の優位性は前節で述べた通りである。したがって、さらに簡便で安価な MCG 計測システムを構築できれば、在宅医療の段階で虚血性心疾患等の兆候を察知でき、早期予防に役立てると推察する。高齢化が進む現代の日本において在宅医療の重要性が年々増しており、定期健診や診察のために遠方の病院へ毎回通わなくて済むことは高齢者のための優しい社会づくりにつながると言える。

MI グラジオメータによる MCG 計測は、成人男性（54 歳）を図 4.5 (a) のイラストに示すように座った状態にして行った[7]。センサヘッドと胸部表面までの距離  $D$  は 3 mm 以下とし、計測点は鳩尾から左に 25 mm の箇所とした。この場合の MCG は体表面垂直方向の成分  $B_z$  で負のピークが検出されることが、SQUID による先行研究で明らかになっている[9-10]。

図 4.5 (b) と (c) は ECG と MCG の同期計測結果である。ECG は心電計 Cardiofax（日本光電）を用いて四肢誘導により計測した。MCG において、300 pT 程度のノイズが重畳されながらも ECG の R ピークに対応した負の磁気信号が確認する

ことができた。しかし、測定した MCG の基線には周波数の低い磁場の揺らぎも検出された。今回の測定はセンサヘッドを体表まで 3 mm 以下に近づけていることから、この揺らぎは心臓の磁場に起因したものではなく、体のブレや拍動によるものと考えられる。次に、ECG の R ピークを基準として、P 波から T 波までの周期のサンプル数間隔で MCG 波形の加算平均をとった。図 4.6 (a) は一周期分の ECG 波形、(b) は 10 回の加算平均処理を経た  $D = 3$  mm における MCG 波形である。加算平均により磁気ノイズの影響を減衰させて負の磁気ピークをより明確に検出することができたが、拍動による基線の揺らぎはまだ残っている。そこで、 $D$  を 10 mm まで離し再測定した結果が図 4.6 (c) である。この場合の加算平均回数は 50 回行い、100 pT 程度の負のピークを検出できた。この磁気信号の大きさはフラックスゲートセンサを用いて MCG 計測を行った他の研究グループの結果とおおむね一致する[13]。また、拍動による基線のブレも解消された。

この結果より、MI グラジオメータによって環境磁界中で MCG を検出できる可能性を示すことができた。しかし、MI グラジオメータ単体では磁気ノイズの影響が数百 pT 残っており、SNR を 3 以上確保するためにはセンサのノイズを数十 pT まで下げる必要があることも分かった。加算平均によるノイズの減衰は、加算回数の平方根に反比例するため、例えば 200 pT のノイズを 30 pT まで減衰させるためには 50 回以上のデータ加算が必要である。50 回以上のデータと取得するためには最低でも 1 分以上の時間がかかる。この間、被験者は体が動かせないため、計測時間の長さに比例して負担が大きくなるのが現状の問題である。そこで、次節では MCG 計測に試作したアクティブ磁気シールドを用いた場合、どの程度の加算平均処理で MCG を検知できるか検討した。

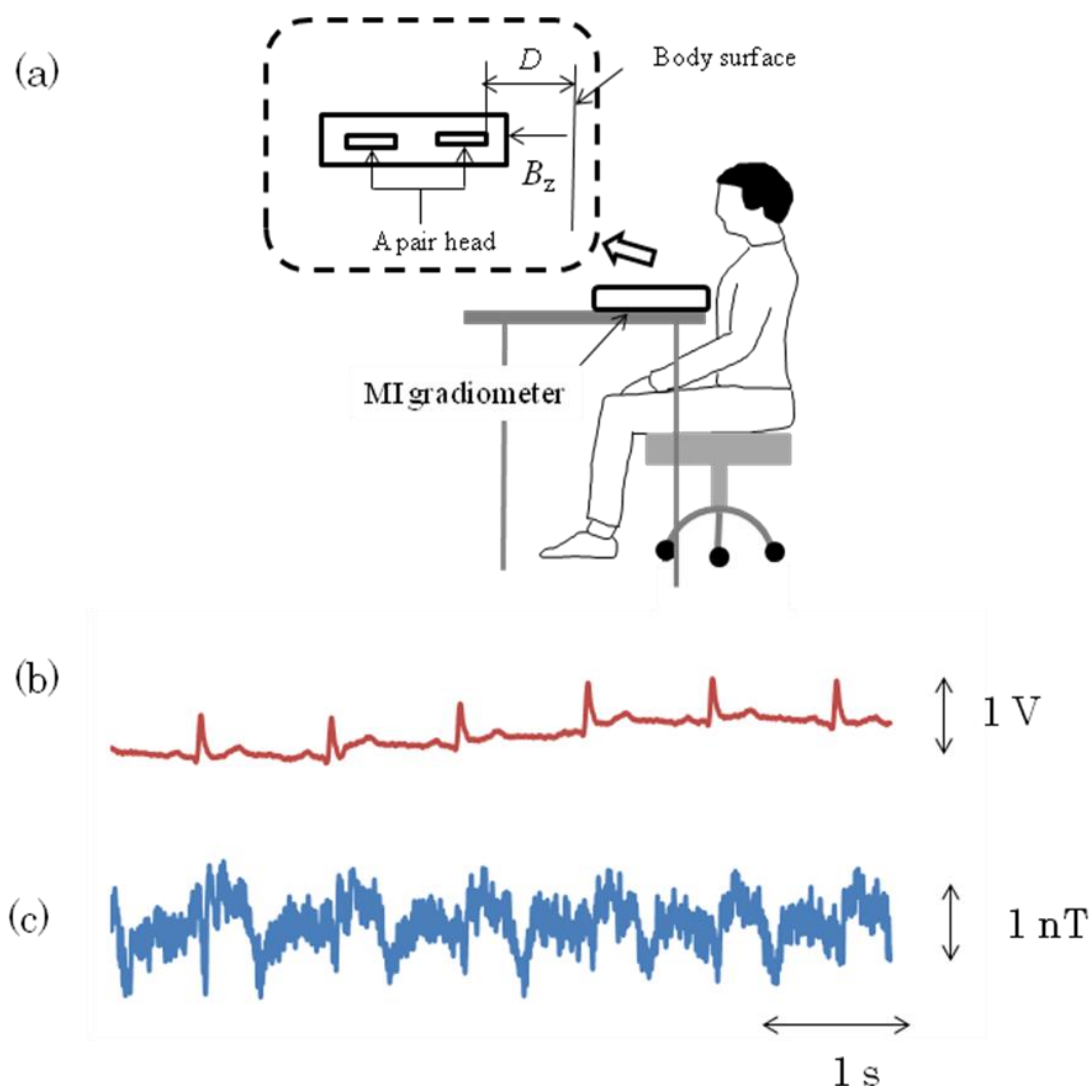


図 4.5 MI グラジオメータと心電計による同期計測,  
 (a) MCG 測定系, (b) ECG 波形, (c) MCG 波形

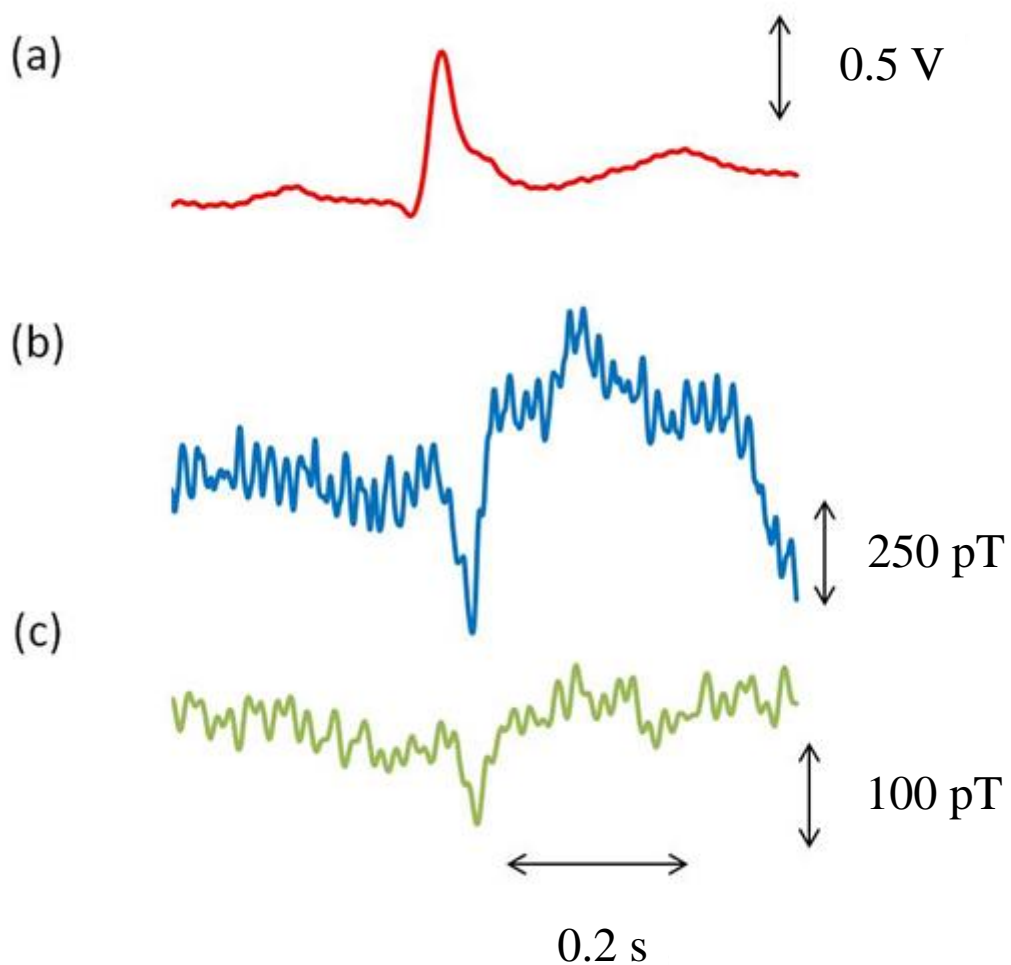


図 4.6 加算平均処理後の ECG(a)および MCG 波形(b), (c)

(b) センサヘッドから体表面までの距離 3mm 以下, 加算回数 10 回

(c) センサヘッドから体表面までの距離 10mm, 加算回数 50 回



#### 4.4 MCG 計測におけるアクティブ磁気シールドの効果の検討

アクティブ磁気シールド型 MI グラジオメータを用いて MCG 計測を試み、心電計 (Cardiofax) による ECG と比較した[14]。測定系を図 4.7 (a) に示す。測定対象は成人男性 (26 歳) の心磁場で 4.3 節と同様に座った状態で測定を行った。アクティブ磁気シールド型 MI グラジオメータを木製テーブルの上に置き、被験者の鳩尾から左に 25 mm のところにセンサヘッドを配置した。体のブレや拍動の影響を抑えるため、センサヘッドの先端から胸部表面までの距離  $D$  は 10 mm とし、その内訳は検出 MI 素子の先端からフィードバックコイル先端の距離が 8 mm、フィードバックコイル先端から胸部までが 2 mm である。MI グラジオメータの出力には 60 Hz の電源ノイズを除くために 40 Hz のローパスフィルタを接続した。

図 4.7 (b) と (c) はこの実験における ECG と MCG の同期計測結果である。MCG の磁気ノイズは約 100 pT であり、図 4.5 (c) の結果と比較すると 1/3 に減衰できている。しかし、ECG に R ピークに対応した磁気信号は確認できなかった。前節の実験より、 $D = 10$  mm における MCG のピークが 100 pT 程度であったことから、ノイズに埋もれていると考えられる。よって、前節と同様に ECG の R ピークを基準に MCG の加算平均処理を行った。

図 4.8 に加算平均処理後の MCG (a) (b) と ECG (c) を示す。(a) は 10 回加算平均を施した MCG である。80 pT 程度の磁気ノイズが重畳されているが、ECG の R ピークと同じタイミングで 100 pT の負の磁気ピークを確認することができた。さらに 30 回の加算平均を施した結果が (b) の MCG である。この場合、磁気ノイズを 20 pT 程度まで減衰させ、80 pT の負の磁気ピークを明確に検出できている。この磁気ピークを信号とした場合の SNR は図 4.8 (c) で 6 dB 程度であり、図 4.6 (c) のアクティブ磁気シールド適用前の MCG 測定結果と同程度であ

る。図 4.6 (c) の加算回数は 50 回であるため、アクティブ磁気シールドを適用することで MI グラジオメータの出力ノイズが低減され、より少ない加算回数で MCG の R ピークを検知可能な SNR が確保できることを明らかにした。

加算平均処理では、加算回数の二乗の平方根に反比例してノイズが減衰するため、加算回数の増加に伴いさらに SNR を改善できる。したがって、アクティブ磁気シールド型において出力ノイズの時間波形振幅を 100 pT とし、80 pT の MCG の R ピークを検出するために 50 回の加算平均処理を施した場合、SNR  $\approx$  8 dB が期待できるが、今回の実験では R ピークも減衰してしまい SNR が改善できなかった。この原因は長時間の計測による体のブレ等から ECG および MCG 波形の基線の歪みが顕著となったためと推察する。現状の加算平均方法は ECG の R ピークを基準としているため、基線の歪みから ECG と MCG の R ピークのタイミングにずれが生ずると、加算平均処理を施しても心臓の磁気信号が減衰してしまう問題がある。そのため、MCG の R ピークを基準にして加算平均処理を施すことが、SNR の改善に向けてより効果的である。ゆえに、 $D = 10$  mm で測定する場合、MI グラジオメータの出力ノイズを 80 pT 未満に減少させる必要がある。現状のアクティブ磁気シールド型 MI グラジオメータの出力ノイズレベルは約  $10 \text{ pT/Hz}^{1/2}$  (第 3 章参照) が下限であり、MCG 計測の周波数帯域 1-40 Hz では時間波形のノイズ振幅が 60 pT と見積もれる。実際の時間波形では図 4.7(c) のように 100 pT 程度のノイズも含まれているため、現状のシステムではリアルタイムで MCG の R ピークを検出することが難しい。第 3 章でも述べたように、本システムのノイズレベルはセンサ回路内の電氣的なノイズの寄与が大きいいため、 $10 \text{ pT/Hz}^{1/2}$  未満のノイズレベルを得るためには MI グラジオメータ回路や MI 素子の改善による高感度化が必要であり、その実現が今後の課題である。

MCG 計測におけるアクティブ磁気シールド適用のメリットは、MI グラジオ

メータ単体では除ききれない環境磁界の影響の補償である。図 4.7 の実験結果のように、MCG の磁気ノイズは MI グラジオメータ単体測定時の 1/3 程度であったが、今後、センサの回路内ノイズの低減に伴いより高い環境磁気ノイズの減衰が期待できる。MI グラジオメータの高感度化とアクティブ磁気シールドの環境磁界低減効果によって、 $1 \text{ pT/Hz}^{1/2}$  のノイズレベルが得られたと仮定すると、上記と同様の実験条件 ( $D = 10 \text{ mm}$ , バンド幅 1-40 Hz) で時間波形上に出力されるノイズ振幅は 6 pT から 10 pT であり、MCG の R ピークが明確に確認できると予想する。また、加算回数も 10 回程度でノイズが 2 pT から 3 pT に減衰するため、ECG 波形と同様に MCG 上で P 波や T 波の検出が期待できる。

MCG 計測面では、データ取得のために長時間の測定を行う場合、被験者への負担が少ない測定姿勢（ベッド上に寝せる等）も鑑みながら、最適な SN 比が得られる体の固定方法や様々な測定姿勢を検討していく必要がある。また、本研究では特定の箇所のみでの測定となったが、今後は心臓の領域におけるセンサの多チャンネル同時計測を行い、SQUID による先行研究結果と比較する必要がある。

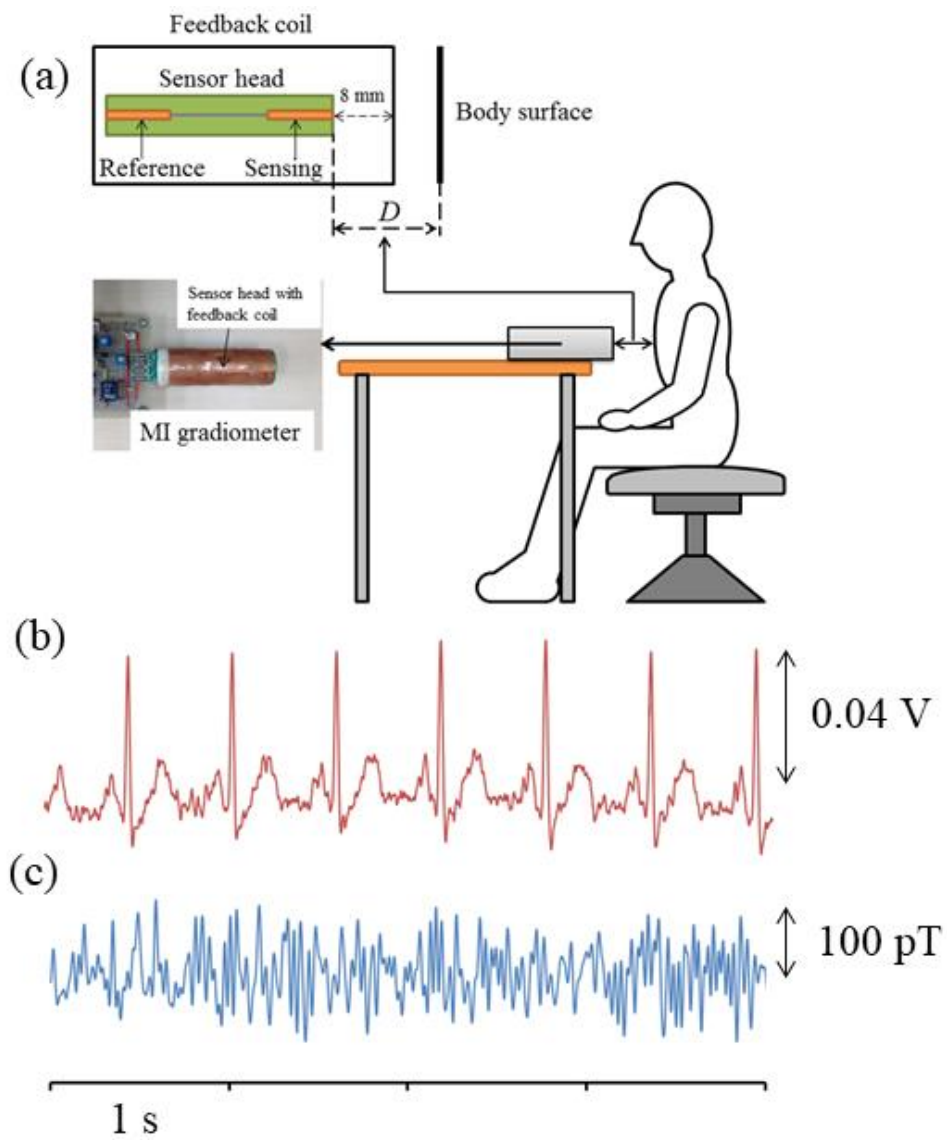


図 4.7 アクティブ磁気シールド型 MI グラジオメータと  
心電計による同期計測,

(a) MCG 測定系, (b) ECG 波形, (c) MCG 波形

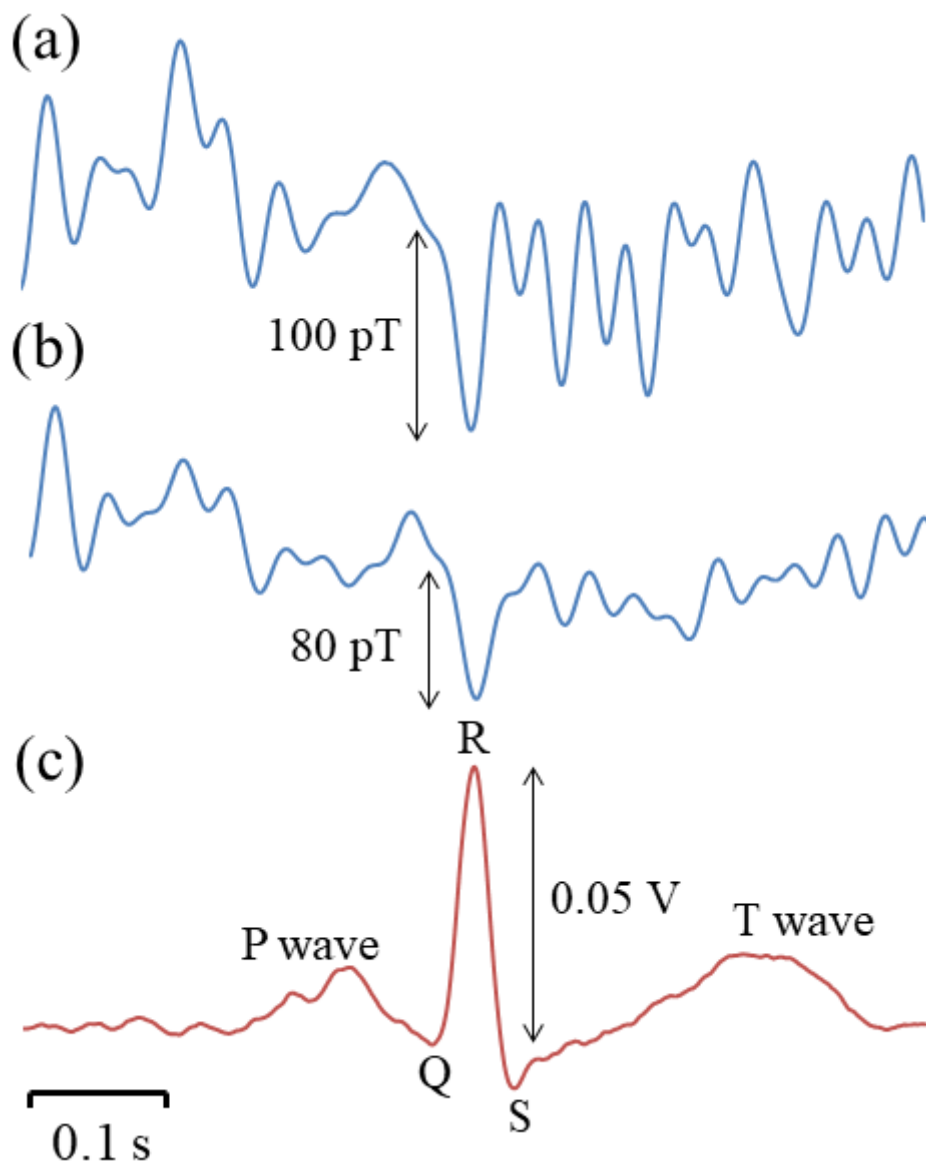


図 4.8 加算平均処理後の MCG 波形(a), (b)と ECG 波形(c)

(a) 加算回数 10 回, (b) 加算回数 30 回

## 4.5 まとめ

本章では、心臓の活動に伴う電気現象より計測できる心電図（ECG）および心電図（MCG）について述べると共に、現在までに行った MI グラジオメータを用いた MCG 計測の試みを紹介した。

4.2 節では、心臓の活動に伴って生じる活動電位より計測できる心電図と心磁図の測定原理を中心に解説し、両手法を比較したときの心磁図の優位性について述べた。

4.3 節では、MI グラジオメータによる環境磁界中の MCG 計測について述べた。被験者が座った状態で MI グラジオメータによる MCG と心電計による ECG の同期計測を行い、鳩尾から左に 25 mm の箇所を測定した。この場合の MCG は体表面垂直方向の心磁場成分で、センサヘッドを体表面まで 3 mm に以下に近づけることで ECG の R ピークに対応する負の磁気ピークを検知できた。拍動による波形の歪みを除くためにセンサヘッドと体表面までの距離を 10 mm として測定して結果、50 回の加算平均処理によって約 100 pT の負の磁気ピーク（MCG における R ピーク）が確認できた。この磁気ピークの大きさは先行研究による結果とほぼ一致しており、環境磁界下における MI グラジオメータの MCG 計測の可能性を示すことができた。

4.4 節では、加算回数と計測時間の短縮を目的として、第3章で開発したアクティブ磁気シールドを MCG 計測に適用した。先述の MI グラジオメータによる MCG 計測と同様の実験条件において、アクティブ磁気シールド型 MI グラジオメータは出力ノイズを MI グラジオメータ単体時の 1/3 に減衰させ、MCG の R ピーク（約 80 pT）を 30 回の加算平均処理によって検出することができた。すなわち、アクティブ磁気シールド型 MI グラジオメータのノイズレベルをさらに下げることによって、将来、磁気シールドルーム外の環境でも MCG 計測が可能となる

ことを示唆しており、生体磁気計測においてもアクティブ磁気シールドによる環境磁界低減効果は MI グラジオメータの高感度化と計測時間の短縮に有効である可能性を示した。

第3章の実験結果が示すように、アクティブ磁気シールドは測定空間の磁界に作用しても、センサ自身のもつノイズには影響を及ぼすことができない。したがって、今後、MCG 計測におけるアクティブ磁気シールドの効果をさらに高めるためには、MI グラジオメータ自身のもつ電気的なノイズの低減が不可欠である。特に環境磁界の影響を除いたセンサのノイズレベルを、現状の回路の 1/10 程度に低減できれば、アクティブ磁気シールドの効果によって環境磁界中でもリアルタイムで MCG の R ピークが計測可能となり、計測後の信号処理もより簡便な方法にできることが期待される。

## 参考文献

- [1] 厚生労働省：「平成 27（2015 年）年人口動態系統（確定数）の概況」, pp. 13 (2015)
- [2] A. Kandori, H. Kanzaki, K. Miyatake, S. Hashimoto, S. Itoh, N. Tanaka, T. Miyashita, and K. Tsukada: “A method for detecting myocardial abnormality by using a current-ratio map calculated from an exercise-induced magnetocardiogram”, *Medical and Biological Engineering and Computing*, Vol. 39, No. 1, pp. 29-34 (2001)
- [3] H. Kanzaki, S. Nakatani, A. Kandori, K. Tsukada, and K. Miyashita : “A new screening method to diagnose coronary artery disease using multichannel magnetocardiogram and Simple Exercise”, *Basic Research in Cardiology*, Vol.98, No.2, pp.124-132 (2003)
- [4] K. Tsukada, T. Miyashita, A. Kandori, T. Mitsui, Y. Terada, M. Sato, J. Shiono, H. Horigome, S. Yamada, and I. Yamaguchi: “An iso-integral mapping technique using magnetocardiogram, and its possible use for diagnosis of ischemic heart disease”, *The International Journal of Cardiac Imaging*, Vol. 16, pp. 55-66 (2000)
- [5] 山田さつき, 塚田啓二, 宮下豪, 渡辺重行, 山口巖：「心磁計測を用いた虚血性心疾患の QRS, ST-T 積分解析」, *心臓*, Vol. 33, No. 5, pp. 432-438 (2001)
- [6] 関野正樹, 小林哲生：「生体磁気計測に向けた超高感度磁気センサの最新の開発動向と展望, *電気学会誌*」, Vol. 136, No. 1, pp. 8-26 (2016)
- [7] T. Uchiyama and T. Takiya: “Development of precise off-diagonal magnetoimpedance gradiometer for magnetocardiography”, *AIP Advances* **7**, 056644 (2017)
- [8] 堀川宗之：心臓の電気現象-心電図波形の成り立ち-, 東京電機大学出版局, 第1章, pp. 1-6 (1982)
- [9] 神鳥明彦：「心磁計の基本技術と臨床応用技術」, *電気学会論文誌 A*, Vol. 125, No. 2, pp. 81-84 (2005)
- [10] 村上正浩, 鈴木博之, 内藤茂昭：「日立心臓磁気計測システム MC-6400」, *Laboratory*



and Clinical Practice, **24**(2), pp. 132-139 (2006)

[11] 山口巖, 塚田啓二:「心磁図の読み方」, コロナ社, 2 章, pp. 10-26 (2006)

[12] 田中武, 畑善之, 緒方祐史, 柿沼文一, 上田智章, 小林宏一郎:「MI センサを使用した通常環境下での心磁図計測」, 第 40 回日本磁気学会学術講演概要集, 8aD-9, (2016)

[13] C. Doladbjian, S. Saez, A. Reyes Toledo, and D. Robbes: “Signal-to-noise improvement of bio-magnetic signals using a flux-gate probe and real time signal processing”, Review of Scientific Instruments, Vol.69, No.10, pp.3678-3680 (1998)

[14] T. Takiya and T. Uchiyama: “Development of Active Shielding-type MI Gradiometer and Application for Magnetocardiography”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 53, No. 11, 4002804 (2017)

## 第5章 総括

### 5.1 本論文のまとめ

近年、非破壊検査や医療の分野では nT ( $10^{-9}$ T) から pT ( $10^{-12}$ T) 以下の微小磁気を検知可能な高感度磁気センサの需要が高まっている。これらの微小磁気大きさは、日常空間に存在する地磁気などの環境磁界に対して 1/1000 以下であり、微小磁気センシングには外乱磁界を取り除く機構が不可欠である。外乱磁界の影響を除く方法として、パーマロイ等の高透磁率磁性材料によって計測空間を囲う磁気シールドルーム（パッシブ磁気シールド）が広く利用されている。生体磁気計測に使用される磁気シールドは 50-60 dB の高い磁界遮蔽率を有するが、材料に金属を用いるためコスト高となることや、その重量から設置にはあらかじめ基礎工事を行う必要があるなど簡便なシールド方法とは言い難い部分がある。このような背景より、磁気シールドルームを用いずとも比較的小さな磁界を検知できる磁気センサが要求されている。本研究では、地磁気のような外乱磁界に堅牢で小型かつ低コストな高感度磁気センサとして磁気インピーダンス（MagnetoImpedance）効果を動作原理とする MI グラジオメータの開発とその高性能化に取り組んだ。

第1章では、昨今の高感度磁気センサにおける開発動向を交えながら、アモルファス磁性ワイヤの巨大磁気インピーダンス効果とこの現象を動作原理としたパルス励磁型 CMOS-MI センサの特徴を述べた。CMOS-MI センサは、外部磁界印加時の高周波パルス通電によるアモルファス磁性ワイヤ内の磁化回転を、ワイヤに巻き付けたピックアップコイルの誘導起電力として出力する機構で、高出力、高速応答かつマイクロ寸法性を有する高感度磁気センサとして、携帯電話やスマートフォン等の電子磁気コンパスとして利用されている。しかし、

CMOS-MI センサ単体で生体磁気のような地磁気未満の微小磁気信号を明確に検知することは難しく、目標のシグナルをそのままに、ノイズのみを減衰可能な高 SN 比を実現するセンシングデバイスを開発する必要がある。このアプローチとして、MI センサによるグラジオメータに着目した。

第2章では、開発した MI グラジオメータの構成と環境磁界中における微小磁気信号の検出能力を実験と理論の両面から検証した。MI グラジオメータは二か所に設置した MI 素子によって地磁気のような計測空間内で一様な背景磁界を相殺して、比較的小さな急峻な磁界の変化を検出するシステムである。本研究では検出 MI 素子と参照 MI 素子を同軸状に 30 mm 離して設置し、両素子の出力の差分を取る一次微分型を採用した。この場合、両素子の磁界検出特性の差は 2% 以内であった。ワンターンコイルを用いて、2 nT 程度の正弦波微小磁気信号を発生させ、ビオ・サバルの法則から導かれる磁気信号の理論値と MI グラジオメータの測定値を比較することで、検出 MI 素子と参照 MI 素子の差分を出力していることを確認した。環境磁界下における微小磁気検出能力の検証として、実験室の環境下で SUS304 ステンレス鋼球検知を行った。MI グラジオメータが検出した直径 1.5 mm から 0.15 mm までの各鋼球の移動に伴う磁界変化は、鋼球のもつ磁化を磁気双極子と仮定した鋼球モデルから求めた理論値と一致し、60 nT から 1 nT 程度の微小磁気を実験室の環境磁界中で正確に測定できることを示した。

第3章では、環境磁界中でも 1 nT 未満の微小磁気信号を検知可能とするために、MI グラジオメータが出力するノイズ成分を素子、回路、環境磁界の3点から考察・比較し、最も影響の大きい環境磁界の低減を目的としたアクティブ磁気シールドを開発した。このシステムは参照 MI 素子の出力をセンサヘッドに装着したソレノイドコイルに負帰還させ、ヘッド長手方向の環境磁界を相殺する

効果を有する。アクティブ磁気シールドを適用した MI グラジオメータの環境磁界のシールド率は 60 Hz の電源ノイズにおいて 40 dB に達し、このシステムの伝達関数から見積もった理論値とほぼ一致した。また、このシールド率は厚さ 1 mm のパーマロイと同程度のシールド性能であった。アクティブ磁気シールド型 MI グラジオメータの出力ノイズレベルは  $10 \text{ pT/Hz}^{1/2}$  であり、この値はパーマロイ製パッシブ磁気シールド内で環境磁界を 50-60 dB 減衰させて測定した MI グラジオメータ単体のノイズレベルと一致した。この結果より、開発したアクティブ磁気シールドが環境磁界を選択的に減衰させ、MI グラジオメータの性能を現状のセンサ回路が有する電気的なノイズレベルまで高感度化できることを見出した。

第 4 章は高感度磁気センサの生体磁気計測への応用として、心臓の活動に伴う電気現象から計測できる心電図 (ECG) と心磁図 (MCG) を比較し、MCG の優位性について紹介した。また、MI グラジオメータによる MCG 計測の試みとして、座った状態の成人男性被験者の MCG を実験室の環境磁界下で測定した。ECG と同期計測した結果、鳩尾から左に 25 mm の体表面垂直方向の MCG には、50 回の加算平均処理によって ECG の R ピークに対応した約 100 pT の負の磁気ピークが確認できた。加算回数と計測時間の短縮を目的にアクティブ磁気シールドを MCG 計測にも適用した。この場合、MI グラジオメータの出力ノイズを 1/3 に減衰させ、30 回の加算平均処理で 80 pT の磁気ピークを検出することに成功し、磁気シールドルーム外の環境下における MCG 計測の可能性を示すことができた。

以上より本研究の大きな成果は、従来の MI グラジオメータでは完全に取り除くことが難しかった環境磁気ノイズの影響を、センサヘッドと一体化したアクティブ磁気シールドによって、パーマロイ製パッシブ磁気シールド内のノイズ

レベルにまで減衰できたことである。このことから今後、測定環境の外乱磁界に影響されない堅牢な MI グラジオメータによって、パッシブ磁気シールド内に限定されていた微小磁気計測の自由度が向上すると期待でき、その応用は MCG 計測をはじめとした生体磁気計測の在宅医療への発展につながると考える。

## 5.2 今後の課題と展望

本研究では MI グラジオメータの高感度化を目標として、計測空間の磁気ノイズレベルを下げるというアプローチで重要な知見を得ることができた。しかしながら、本論文には別のアプローチによる高感度化や生体磁気計測におけるいくつかの課題も記述した。今後の展望も踏まえながら、これらの課題を以下に列挙する。

### (1) ピックアップコイルの誘導起電力に重畳されるノイズの議論

第3章3.3節ではセンサ回路内のノイズはコンデンサ等の電子素子の寄与が大きいと述べた。しかし、磁気信号はピックアップコイルに誘導される起電力として検出されるため、厳密にはこの誘導起電力に含まれるノイズ成分がどの程度であるかを議論するべきである。現状では、このノイズ成分がアモルファス磁性ワイヤに通電するパルスの形状やワイヤとコイル間の浮遊容量に依存すると考えられているが、今後その相関を明確にする必要がある。

### (2) センサ回路内の電氣的ノイズの低減による高感度化

パーマロイ磁気シールドによって、環境磁気ノイズの影響を除いた場合の MI グラジオメータのノイズレベルが  $10 \text{ pT/Hz}^{1/2}$  であることは本論文でも述べた。

したがって、この出力ノイズはセンサ回路内の電氣的な成分の寄与が大きく、アクティブ磁気シールドでは減衰させることが難しい。

この問題を解決するためのアプローチに二つのパターンが考えられる。一つ目は、出力される電気ノイズを減少させる方法である。現状の MI センサではサンプリングホールド回路のコンデンサの熱雑音を OP アンプで増幅して最終的な出力としている。そこで、検波する前の段階でピックアップコイルの起電力を増幅し、その後検波することによって比較的大きなコンデンサの熱雑音の影響を小さくすることができる。

二つ目は MI 素子の材料や検波の方式を変えることで磁界感度を上昇させる方法である。この場合、出力される電気ノイズが現状と同程度でも磁界に換算したときのノイズレベルを減少させることができる。

このようにして MI グラジオメータの出力ノイズをさらに下げることができれば、MCG 計測においてより簡単に心磁波形を確認できる他、本研究では議論できなかったアクティブ磁気シールドの外部交流磁界低減効果とフィードバックゲイン  $F$  の相関についても進展が期待できる。

### (3) MCG 測定の被験者姿勢の検討とセンサの多チャンネル化

第4章の MCG 計測では、試験的に被験者には椅子に座った状態で測定をおこなったが、計測時間が長くなると体が動いてしまい、その影響がノイズとして波形に出力された。このことから、寝被験者への負担が少ない測定姿勢も鑑みながら、最適な SN 比が得られる体の固定方法や様々な測定姿勢を検討していく必要があると考える。また、本研究では特定の箇所のみでの測定となったが、今後は心臓の領域におけるセンサの多チャンネル同時計測を行い、SQUID による先行研究結果と比較する必要がある。

## 付録

磁界強度および磁束密度の単位換算

### I. 磁界強度

$$1 \text{ Oe} = 79.58 \text{ A/m}$$

$$1 \text{ A/m} = 0.01257 \text{ Oe}$$

### II. 磁束密度

$$1 \text{ T} = 1 \text{ Wb/m}^2 = 10^4 \text{ G}$$

\*ここで、真空中（空气中）の場合、 $1 \text{ Oe} = 1 \text{ G}$

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、丁寧な御指導、御鞭撻を受け賜りました名古屋大学工学研究科・電子情報システム専攻・内山剛准教授に深く御礼申し上げます。

本研究の遂行にあたり、副査を務めていただき、多くの有益な御助言いただきました名古屋大学工学研究科・電子情報システム専攻・岩田聡教授ならびに中里和朗教授、兵庫県立大学・高度産業科学技術研究所・山口明啓准教授に深く御礼申し上げます。

SUS304 ステンレス球およびアモルファス磁性ワイヤをご提供くださいました愛知製鋼株式会社様、SUS304 の磁気特性の測定にご協力いただいた名古屋大学工学研究科・電子情報システム専攻・加藤剛志准教授に心から感謝いたします。

研究、学生生活の上でお世話になりました内山研究室の皆様に深く感謝いたします。また 3 年間の大学院生活をおくる上でご協力をいただいた地域の方、資金面、精神面で厚い援助をいただいた家族に深く感謝致します。



## 研究業績

### 主著者論文

- I. T. Takiya, T. Uchiyama, and H. Aoyama: “Development of First-Order Gradiometer-type MI sensor and its Application for a Metallic Contaminant Detection System”, Journal of the Magnetics Society of Japan., Vol. 40, No. 3, pp. 51-55 (2016)
- II. T. Takiya and T. Uchiyama: “Common-mode magnetic field rejection-type magneto-impedance gradiometer”, Journal of International Council on Electrical Engineering, Vol. 7, No. 1, pp. 1-6 (2017)
- III. 滝谷貴史, 内山剛 : 「MI グラジオメータ用アクティブ磁気シールドの環境磁界低減効果」, 電気学会論文誌 A, Vol. 137, No. 8, pp. 454-459 (2017)
- IV. T. Takiya and T. Uchiyama: “Development of Active Shielding-type MI Gradiometer and Application for Magnetocardiography”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 53, No. 11, 4002804 (2017)

### 共著者論文

- I. T. Uchiyama and T. Takiya: “Development of precise off-diagonal magnetoimpedance gradiometer for magnetocardiography”, AIP Advances **7**, 056644 (2017)

### 国際会議

- I. T. Takiya, T. Uchiyama: “Common-Mode Magnetic Field Rejection-type MI Gradiometer”, ICEE2016, 90007, (2016)
- II. T. Uchiyama, T. Takiya: “Magneto-cardiograph measurement by GMI based precise gradiometer”, EMSA2016, CO1-06, (2016)
- III. T. Uchiyama, T. Takiya: “Development of Precise Magneto-Impedance Gradiometer for

Magnetocardiograph”, 61ST ANNUAL CONFERENCE ON MAGNETISM AND MAGNETIC MATERIALS, FH-05, (2016)

- IV. T. Takiya, T. Uchiyama: “Development of an active shielding-type MI gradiometer: its application for magnetocardiography”, INTERMAG Europe 2017, ED-06(2017)

## 国内会議

- I. 滝谷貴史, 王可望, 内山剛, 青山均: 「一次グラジオメータ型 MI センサによる食品内異物検知」, 日本磁気学会学術講演会, 9aD-6 (2015)
- II. 滝谷貴史, 内山剛: 「コモンモード磁界キャンセル型グラジオメータの開発と応用」, 電気学会マグネティクス研究会, MAG-15-100 (2015)
- III. 滝谷貴史, 内山剛: 「高感度 MI グラジオメータの開発」, 平成 28 年電気学会全国大会, 2-125 (2016)
- IV. 酒井雄規, 滝谷貴史, 内山剛: 「覚醒度の推定を目的とした高感度 MI センサによる脳磁場計測」, 平成 28 年電気学会全国大会, 2-130 (2016)
- V. 滝谷貴史, 内山剛: 「MI グラジオメータ用アクティブ磁気シールドの開発」, 日本磁気学会学術講演会, 6aB-9 (2016)
- VI. 史 柯, 滝谷貴史, 渡辺高元, 内山剛: 「高分解能 AD コンバーター-TAD を用いたデジタル差分型 MI グラジオメータ」, 日本磁気学会学術講演会, 6aB-10 (2016)
- VII. 滝谷貴史, 内山剛: 「アクティブ磁気シールド型 MI グラジオメータの開発」, IEEE Magnetic Society 名古屋支部若手研究会 (2017)
- VIII. 王 昊, 滝谷貴史, 内山剛: 「MI センサを利用した道路横設置型車両計測装置の高精度化」, 平成 29 年電気学会全国大会, 2-110 (2017)