修士論文

シングルピクセルイメージングを用いた磁界分布測定と 信号源位置推定に関する研究

Measurement of magnetic field distribution using the single pixel imaging for signal source estimations

報告者

学籍番号:1265041 氏名:大川 令二

指導教員

星野 孝総 准教授

令和6年2月19日

高知工科大学大学院 工学研究科 基盤工学専攻 電子・光工学コース

目次

第1章	序論・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	1
1.1	研究背景 ••••••	1
1.1.1	磁気微粒子と磁界分布測定 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	1
1.1.2	磁気信号の測定方法 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	1
1.1.3	シングルピクセルイメージング・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	2
1.1.4	磁界強度と人体に対する影響・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	3
1.2	研究目的 •••••	3
1.3	本論文の構成 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	4
第2章	光ポンピング磁気センサ ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	5
2.1	測定原理 ••••••	5
2.2	測定環境・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	7
第3章	シングルピクセルイメージング ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	9
3.1	概要 • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	9
3.2	走査型イメージング ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	10
3.3	アダマール変換イメージング・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	11
3.4	圧縮センシング・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	12
3.4.1	CS · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	13
3.4.2	TVCS • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	17
3.5	ゴーストイメージング・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	17
第4章	SPI を用いた画像再構成・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	19
4.1	計算分布を用いた画像再構成シミュレーション・・・・・・・・・・・・	19
4.1.1	計算分布の作成 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	19
4.1.2	圧縮センシングのパラメータ特性 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	21
4.1.2	2.1 CS のパラメータ特性 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	22
4.1.2	2.2 TVCS のパラメータ特性 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	24
4.1.3	画像再構成・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	27
4.2	実測データを用いた画像再構成 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	28
4.2.1	実験内容 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	28
4.2.2	実験結果 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	30

4.3	考察 • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	30
第5章	シングルピクセルイメージングによる信号源推定 ・・・・・・・・・・	32
5.1	概要 • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	32
5.2	手法・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	33
5.3	信号源推定結果・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	33
5.3.1	磁界分布シミュレーションデータを用いた信号源推定結果 ・・・・	33
5.4	考察 • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	36
第6章	まとめ ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	37
謝辞・・・・		38
参考文献·		39

第1章 序論

1.1 研究背景

1.1.1 磁気微粒子と磁界分布測定

医学・医療の分野では磁気ナノ粒子 (磁気微粒子)を用いた診断, 治療に関する研究が 行われている.[1], [2] 一般的な使用法の例はがんなどに対する造影剤, 温熱療法 (ハイ パーサーミア) である. 肝臓がんに対する造影剤であるリゾビストは粒子表面に機能性分 子を修飾することでがん細胞に集まる. この時の機能性分子と磁気微粒子のまとまりは 磁気マーカーと呼ばれ, 集まった磁気マーカーは局所的に磁場を歪める性質を持つ. この ため, 磁気断層画像診断である MRI 等においてがん検出に有意に働く. また, ハイパー サーミアはがんの腫瘍を熱によって死滅させる療法であり, 人間の細胞はおよそ 42.5 度 で死滅する. 正常な組織は血流の調整が可能であるため, 温度が上昇した場合には血流を 増加させることで熱を逃がすことが可能である. 一方がん組織は血流の調整ができない ため, 熱を逃がしきれずに死滅する. この際の温度上昇の方法として電磁波の照射や交流 磁界によって磁気微粒子を温める方法がある. 磁気微粒子を用いた方法では腫瘍に集め ることが出来るため, 選択的に温度を上昇することが可能である.

また,磁気微粒子が発生する磁界分布から目的の生体組織の画像化を行う方法として 磁気粒子イメージング (Magnet Particle Imaging: MPI) が存在する.造影剤と同じよう に磁気マーカーが使用され,ヒト (および動物) に注入された磁気マーカーは対応する腫 瘍等の疾患部位に集積される. MPI では外部からの励起磁場の印可によって磁気マー カーから直接磁気信号を発生させる. MPI はこの磁気信号の分布を複数点の観測によっ て作成し,得られた磁界分布から磁気マーカーの位置と量を逆問題を解くことによって イメージングする手法である.

1.1.2 磁気信号の測定方法

磁界を計測するためには磁界に反応するセンサが必要となる.磁気センサとして最も 単純な素子はコイルである.磁気そのものを測定することは不可能であるが,コイルは磁 界の変化によって誘導電流を生じるため,この電流を測定することによって間接的に磁 気を測定することができる. 他の素子ではホール効果を用いたガウスメータ (テスラメー タ) や, 磁気抵抗効果を用いた GMR センサなどが存在する.

磁気微粒子からの信号は距離に応じて減衰され,観測点で得られる磁気信号はピコテ スラ (pT) レベルの信号である.この極微小の磁気信号を測定するために,超電導量子干 渉素子 (Superconducting Quantum Interference Device : SQUID) と呼ばれる高感度のセ ンサが計測に用いられている [3]. SQUID は超電導状態のリングにジョセフソン接合を 用いた計測素子である.超電導状態の物質は電気抵抗が零,内部に磁場が進入できないマ イスナー効果の性質を持っており,この状態のリングに対して外部からの磁場を加える とリングの輪の内部に入る磁場を打ち消すような逆方向の磁場を発生させる電流が流 れる.この電流は遮蔽電流と呼ばれており,電流の大きさは外部の磁場の大きさに比例 する.SQUID は遮蔽電流を測定することで磁場の大きさを測定する磁気センサである. SQUID ではジョセフソン結合をリングの両端に用いることで遮蔽電流が発生する際に 接合の両端に電圧が発生し,この時の電圧は非常にわずかな磁気に対しても大きな電圧 が発生するため, SQUID は高感度での磁界測定が可能である [4].

しかし, SQUID は高い感度を持つ一方で超電導状態のリングが使用されるため, リン グの冷却が必要となり, 冷却に使用する液体ヘリウムやそれを運用するための設備に よって装置が大型になる欠点が存在する.

近年では SQUID に代わる磁気センサとして光ポンピング磁気センサ [5] が注目を集め ている.光ポンピング磁気センサは光ポンピング現象によってスピン偏極させたアルカ リ金属原子を用いた磁気センサである.アルカリ金属原子に対して特定のエネルギーを 持った円偏光を照射すると原子はスピン偏極の状態となる.この状態の原子に対して適 切な周波数の振動磁界を加えると磁気共鳴を起こし,スピンの向きに変化が生じる.アル カリ金属原子の光の透過率はスピンの向きの投影に比例するため,光の透過率分布を用 いて磁界分布の測定が可能である.光ポンピングセンサはスピン交換衝突の影響を取り 除く SERF 条件下での動作や,高精度のレーザの開発によって理論上 10 aT/Hz^{1/2} の感 度になることが考えられており,これは SQUID の理論限界である 100 aT/Hz^{1/2} を超え る感度である.光ポンピング磁気センサは非常に高い感度を持ち,且つセンサ部分は常温 で動作が可能であることから,超電導のための冷却を必要としない.よって測定装置の小 型化や多チャンネル化が SQUID よりも容易であるため,新たな磁気センサとして研究が 行われている.

1.1.3 シングルピクセルイメージング

磁気微粒子を用いた研究では体内に存在する微粒子の位置を知ることが重要である. この位置推定は複数箇所での測定等によって磁界分布を取得し,得られた分布において 逆問題を解くことで実行される.

光ポンピングセンサで得られる透過光は交流磁界信号で強度変調された二次元分布 を持っているが一般の電荷結合素子 (CCD) や相補型酸化膜半導体 (CMOS) といったイ メージセンサではキロヘルツ帯の信号検出が出来ないために,二次元分布の測定は不可 能である.このような一般の二次元撮像素子が使用できない条件下において二次元分布 を取得する方法としてシングルピクセルイメージング (Single Pixel Imaging : SPI)[6] が 存在する.SPI では既知の構造化された照明,およびその空間分布を用いて受光素子で得 られた一次元の信号から対象の二次元分布の画像再構成を行うため,受光素子に空間的 分解能を持たない素子を使用する場合であっても強度分布や像の再構成が可能である. SPI には最も単純なスキャン型イメージングやアダマール直交行列を用いたアダマール 変換イメージング,相関計算によって像の再構成を行うゴーストイメージングなどの種 類が存在している.また,一般に SPI の測定回数は一枚の画像に対して画像の画素数と等 しい回数が必要となるが,スパース性などの条件を用いて少ない測定回数で画像の再構 成を行う圧縮センシングといった手法が存在する.

1.1.4 磁界強度と人体に対する影響

磁気信号は生体計測において非常に有用な情報であるが,一般に磁気微粒子からの磁 気信号を測定するには大きな励起磁界が必要である.強力な磁気信号は血流の誘導や神 経に対する影響を与え,めまいや吐き気を引き起こす恐れがある.国際的な磁気の取り扱 いについて,ICNIRP(国際非電離放射線防護委員会)がガイドライン[7]を作成しており, 公衆的な曝露や,職業的曝露といった状況に対して健康に影響の無い基準値が示されて いる.磁場が人体に与える影響は強度だけでなく周波数によっても異なる.例えば静磁 場であれば 8 T までは曝露による特筆すべき影響は発生しないとされており,本実験で 使用する 200 Hz の磁界であれば職業的曝露で 12 uT が基準値となっている.

1.2 研究目的

本研究の目的は光ポンピング磁気センサを用いた磁界分布測定における各種 SPI の特 性,および再構成画像の比較を行うこと,得られた再構成画像からの信号源推定の精度に ついて検証することである. SPI の手法ごとの比較は計算によって求めた磁界分布に対 するシミュレーション,および実際に磁気センサを用いて磁気微粒子の発生する磁界分 布の測定を行い,得られる画像の違いやノイズに対する反応,また再構成誤差について検 証を行う.信号源推定は磁気微粒子が発生する磁界分布に対してシミュレーションや実 測定によって得られた分布をマッチングすることで信号源との距離の算出を行う.この 時の励起磁界の強度は ICNIRP ガイドラインに準じた値とすることで,実応用に即した 解析を行う.

1.3 本論文の構成

以下に本論文の構成を記す. 第2章では実験に使用する光ポンピング磁気センサの理 論,および本実験での実験系の構成の説明を行う. 第3章ではシングルピクセルイメージ ングについて,第4章では画像の再構成の実験とシミュレーション,第5章では信号源推 定への適用,最後に第6章でまとめを記す.

第2章 光ポンピング磁気センサ

2.1 測定原理

光ポンピング磁気センサは光ポンピング法によってスピン偏極を行ったアルカリ金属 原子の光の透過率の変化から磁界の計測を行う素子である.光ポンピング法は 1950 年に Kastler が提案した技術で,近接している二つのエネルギー準位に存在する電子を一方に 寄せることでスピン偏極の状態を作成する方法である.光ポンピング磁気センサの仕組 みについて説明を行う。アルカリ金属原子のエネルギー準位の例を図 2.1 に示す.一般 に原子は複数の電子殻を持ち,これらには S 殻, P 殻等の名称が付いている.原子には軌 道角運動量 L、スピン S、原子核の角運動量 I といった要素があり,図 2.1 中の J, F は それぞれ電子の全角運動量,原子の全角運動量を表し, J = L + S, F = I + J で求められ る.アルカリ金属原子ではこれらの相互作用によってさらに複数のエネルギー準位に分 類される.原子軌道の違いによる軌道角運動量で分類された原子は,そこからスピンに よって S_{1/2}, P_{1/2}, P_{3/2} といった準位を持つ.この微細なエネルギーの分裂を微細構造と いう,さらに核と電子の角運動量 I によるエネルギーの分裂は超微細構造と呼ばれてい る.磁界中の原子は電磁波の影響を受けてこの超微細構造の中でゼーマン分裂によって さらに複数の準位への分裂が発生している.

単純な系における光ポンピングの例を示す. 基底状態 ($S_{1/2}$)の準位では図 2.1 のように電子の角運動量 J によってそれぞれ $\pm \frac{1}{2}$ の超微細準位に存在する. この時, +1 の角運動量を持つ円偏光を吸収すると角運動量保存則によって励起後のエネルギーは $\pm \frac{1}{2} + 1 = \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}$ の値が候補となる. P_1 の準位には $\pm \frac{3}{2}$ の状態が存在しないため, 励起されるのは $-\frac{1}{2}$ の電子のみである. 励起状態から基底状態への脱励起は $\pm \frac{1}{2}$ のどちらの準位にも遷移が行われるが, $-\frac{1}{2}$ からのみの励起を繰り返すことによって基底状態における $\pm \frac{1}{2}$ の占拠数を大きくすることができ, このようなスピンの揃った状態をスピン偏極と呼ぶ.

スピン偏極の状態にある原子に対して静磁場 B₀ を与えたとき, 原子は B₀ を中心とし て歳差運動を行う. この歳差運動はラーモア歳差運動と定義されており, 以下の式にて与 えられている.



図 2.1 アルカリ金属原子のエネルギー準位の例

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} B_0 \tag{2.1}$$

ここで, f は歳差運動の周波数, γ は磁気回転比を示す. 磁気回転比は原子核ごとに固有の値が定められており, Cs 原子は $\frac{\gamma}{2\pi} = 3.5 Hz/nT$ の値を持つ.

また, 光ポンピング磁気センサでは磁気の強度をラーモア周波数から測定する技術で あり, ラーモア周波数は光の透過率によって測定することが可能である.

z方向に沿った静磁場 B_0 に加えて、 B_0 に垂直な方向に交流磁場 B_1 を印可する. ここ で B_1 を $xB_{rf}cos\omega_{rf}t$ とし、 B_0 よりもはるかに小さい振幅で x方向に沿う. B_0 、 B_1 の環境下に置かれた M の運動は以下のブロッホ方程式によって与えられている.

$$\begin{bmatrix} \frac{dM_x}{dt} \\ \frac{dM_y}{dt} \\ \frac{dM_z}{dt} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \gamma_F B_1 2 \cos \omega_{rf} t \\ 0 \\ \gamma_F B_0 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \gamma_2 M_x \\ \gamma_2 M_y \\ \gamma_1 M_z \end{bmatrix} + \Gamma_p \begin{bmatrix} -M_x \\ M_0 \sin \theta - M_y \\ -M_0 \cos \theta - M_z \end{bmatrix}$$
(2.2)

右辺第一項は静磁場回りの M の歳差運動であり, 第二項は M の縦緩和 (γ_1) と横緩和 (γ_2) を示す. 第三項は円偏光による光ポンピングの影響を示し, Γ_p は光ポンピング速度, Θ は静磁場 B_0 とレーザの角度を表す. 式は B_1 が小さい場合に近似が適用することがで き, M は周波数 ω_{rf} で B_0 の周りを回転する定常解が得られる.

円偏光に対する透過光の強度 P は入射光に対する M の投影に比例するため, P の駆動 磁場に対する同相成分, 直交成分は式 2.2 より得られる式によって求めることが出来る.

$$P_{ip} = -P_0 sin(2\theta) \frac{\Omega_{rf}\delta}{\Omega_{rf}^2 \Gamma_2 / \Gamma_1 + \Gamma_2^2 + \delta^2}$$
(2.3)

$$P_{qu} = -P_0 sin(2\theta) \frac{\Omega_{rf} \Gamma_2}{\Omega_{rf}^2 \Gamma_2 / \Gamma_1 + \Gamma_2^2 + \delta^2}$$
(2.4)

ここで $\Omega_{rf} = \gamma_F B_{rF}$ はラビ周波数, $\delta = \omega_{rf} - \omega_L$ はラーモア周波数からの振動場 B_1 の 離調を表す.

2.2 測定環境

本研究で用いる実験系の概略図を図 2.2 に, 写真を図 2.3 に示す. レーザの波長は Cs の吸収波長になっており, レーザは $\lambda/2$ 波長板, $\lambda/4$ 波長板を通して円偏光の状態でガラ スセルに入射される. 磁気センサでは入射光によって光ポンピングを用いたスピン偏極 を作成し, 三軸ヘルムホルツコイルが生成する B_0 を中心として歳差運動を行う. 磁気 センサ内の磁界によって強度変調を経た光は DMD(Digital Micromirror Device) によっ て部分的に取得されてレンズにて一点に集光したものを PD(フォトディテクタ) で測定 し, LIA(Lock in Amplifier) を用いて入力磁界との同期検波を行い, PC にて信号処理を 行った.



図 2.2 実験光学系概略図



図 2.3 実験光学系

第3章 シングルピクセルイメージング

3.1 概要

シングルピクセルイメージング (SPI) は 2008 年に Duarte らによって提唱されたイ メージング技術の名称である [6]. SPI では対象の強度分布を DMD や SLM(Spatial Light Modulator) などの光変調器によるマスク化された照明光を用いてフォトディテクタ等の 解像度を持たない単一受光素子で測定し, 使用したマスクのパターンを元に計算される 逆行列, もしくは相関計算によって二次元分布を再構成を行っている.

SPI では受光素子が解像度を持つ必要がないため, 可視光波長でのイメージングに適した CCD や CMOS などのデバイスによって測定ができない対象であっても画像化する ことが可能である, もしくは安価に測定ができる. SPI の応用先には X 線イメージング [8], テラヘルツイメージング [9], VIS-NIR 望遠鏡 [10], 蛍光顕微鏡 [11] などが存在する.

式 3.1 に SPI の基本式を示す. ここで, *y* は単一受光素子によって計測される信号を表し, *A* は測定に使用するマスクパターン, *x* は観測対象を示す.

$$y = Ax \tag{3.1}$$



図 3.1 SPIの関係図

図 3.1, 3.2 にそれぞれ測定時, 計算上でのマスクパターン, および計測対象分布と測定 信号の関係を示す. 測定対象 x に対してマスクパターン A_n を与えた時, 得られる信号 yは x の A_n の 1 の位置に対応する光強度の合計である. この計算は図 3.2 のように, 二次 元配列を 1 次元にして内積を計算する処理として扱うことが可能である. これは測定回 数を増やした場合であっても適用でき, 図 3.3 のように A の行ベクトルを縦に連結する



図 3.2 単一パターンでの SPI の計算例

形で実装が行われる.また,次節より示すマスクパターンはこの2次元配列の形状で表示 を行う.



図 3.3 複数のパターンでの SPI の計算例

また,対象分布 *x* と観測信号 *y*, マスクパターン *A* は式 3.1 の関係になっているため, *x* は観測信号 *y*, マスクパターン *A* より $x = A^{-1}y$ として再構成が行われる.

SPI には代表的な4種類のイメージング方法が存在し,それぞれ走査型イメージング, アダマール変換型イメージング,計算機ゴーストイメージング,圧縮センシングと呼ばれ ている.本章ではそれぞれのイメージングの理論,特徴について説明を行う.

3.2 走査型イメージング

走査型イメージング (Scan) は各位置の光強度を順番に取得する方法であり, 最も単純 な SPI の手法である. Scan に使用するマスクパターンを図 3.4 に示す. Scan で取得され る信号はそのまま対象分布の各位置の信号強度を表すため, 再構成の計算を行うことな く, 対象の分布を取得することが可能である. この性質を用いて, ニプローディスクを用 いた映像投影のシステムのように高い時間分解能でイメージングを行うことが出来る. 一方で, 光の利用効率が悪く, 高い光量を必要とする.



図 3.4 走査型イメージングのマスクパターン

3.3 アダマール変換イメージング

アダマール変換イメージング (HTI) はアダマール行列に基づいたマスクパターンに よって測定を行う方法である. アダマール行列は画像の空間周波数の記録や, シーン内の 照明方向の多重化といったセンシング, イメージングアプリケーションの基礎として利 用されている. SPI においても画像をサンプリングするためのマスクパターンとしてア ダマール行列が使用できることが Duarte らによって報告されている. [6]

アダマールパターンを図 3.5 に示す.



図 3.5 HTI のマスクパターン

アダマールパターンを生成するアダマール直交行列は各要素が±1で構成される正方 行列であり, 各行, 列は共に直交している. アダマール直交行列は再帰的に生成すること が可能であり, N 行のアダマール行列は以下のように作成される.

$$H_{N} = \begin{bmatrix} H_{N/2} & H_{N/2} \\ H_{N/2} & -H_{N/2} \end{bmatrix}, H_{1} = 1$$
(3.2)

HTIでは Scan と異なり, 複数の位置の信号を同時に取得するため, 取得信号をそのま ま分布として使用することはできない. よって逆行列を用いて元の分布 *x* を計算する必 要がある. アダマール直交行列は直交行列であるため *AA^T* = *nI* が満たされる. ここで アダマール直交行列は転置行列でもあるため *A* = *A^T* を満たす. よってマスクパターン をそのまま用いることで元の分布 *x* が算出することが出来る. しかし, DMD や SLM に よってマスクでは-1 は表現できないため, 実際にはアダマール直交行列の-1 を 0 に置き 換えた行列がマスクパターンとして使用される. 以降この 0, 1 のアダマール直交行列を アダマールパターンと称する. アダマールパターンでは直交性は維持されないため, +1 と-1 の両方のアダマール値に対しての測定する差分信号取得アプローチが使用される. 差分測定では背景光や照明光源の緩やかな変化に基づくオフセットを取り除くことが出 来るが, DMD に表示するパターン数が 2 倍必要となる. また, アダマールパターンでは 後述のゴーストイメージングの計算式を用いることによっても数値的に再構成が可能で ある.

HTI は複数の位置の信号を同時に取得するため外部雑音に対して SNR が良い状態で 測定が可能である.このような測定方法はマルチプレックス測定と呼ばれている. 個々 の測定に対してランダムな雑音が加わるとき, *n* × *n* の HTI では √*n* だけ平均誤差が小 さくなることが述べられている [12].

また,同じマルチプレックス測定であるランダムパターンを用いた計測と比べても直 交性を持つために画像サイズと同じ回数の計測で信号を完全に再構成することが可能で ある.

その一方で HTI で取得される画像では画像サイズによらず位置 (*x*, *y*)=(1, 1) の画素に おいてとても大きなノイズが検出される.このためアダマール変換型イメージングでは 測定領域の左端,上端を一画素切り取った状態で扱うなどの処理が求められる.

3.4 圧縮センシング

圧縮センシング (Compressive Sensing:CS) は 2006 年に Donoho らによって提唱された 技術である [13]. 自然に存在する信号, および画像の多くはウェーブレット, フーリエと いった正規直交基底に対して一部の重要な係数のみを使用して品質を損なわずに表現す ることが可能である. 実際に JPEG 方式の画像圧縮では離散コサイン変換, 離散ウェー ブレット変換を用いたデータ量の削減が行われている. 圧縮センシングはそれらの重要 な係数を直接測定することによって測定時間の短縮, 変換器リソースの低減を目的とし ている.

圧縮センシングの対象となる問題は劣決定系の連立方程式である. SPI による信号計 測はy = Axとして表すことができ,基本的に計測信号yと既知のパターンの逆行列 A^{-1} から測定対象の分布xを生成する. この分布の生成プロセスは連立一次方程式の解を求 めるプロセスと同じである.例として画像サイズ $(n \times n)$ の分布を計測することを考え る.測定回数が $M(M = n^2)$ である時,パターンAの逆行列によって分布xは再構成可能 である.ここで測定回数が $M(M < n^2)$ となり目的の画像の総画素数を下回るとき,逆行 列は計算することが不可能である. 圧縮センシングは少ない測定回数を目的としている ため,この劣決定系で分布を再構成することが求められる. 圧縮センシングではこれをス パース性によって解決を行う. スパース性とは対象要素の内,有効な (非零)要素はほん の一部であり,ほとんどが零である状態,もしくはほとんどが零であることが期待される 性質を指す.

CSの基本式を式 3.4 に示す.

$$x = \min_{x} |y - Ax|_2 + k(x) \tag{3.4}$$

式 3.4 において第一項は実際の計測結果との合致を示す項であり, 第二項はスパース性 を示す項である. CS で用いるスパース性にはいくつか種類が存在しており, 本研究で は 11 ノルムを使用する画素値のスパース性を利用した CS, ∇_x を指用した平滑化を利用 した CS の 2 種類を用いた. 以降画素値のスパース性を利用した圧縮センシングを基本 的な圧縮センシングとして CS, 平滑化を利用した圧縮センシングを TVCS(TV : Total Variation) として表記を行う.

3.4.1 CS

スパース性に基づいた CS の方策は x の L1 ノルムが小さいものの中で y と Ax の差 を縮めることである. この方策について Tibshirani によって式 3.5 が提案されており, LASSO(Least Absolute Shrinkage and Selection Operators) と呼ばれている [14]. 本研究 ではこれを基底追跡型の最適化問題とした式 3.6 を画像化に適用する.

$$\min_{x}\{|y - Ax|_{2}^{2}\} \quad s.t. \quad ||x||_{1} \le a \tag{3.5}$$

$$\min_{x}\{||x||_1\} \quad s.t. \quad y = Ax \le a \tag{3.6}$$

続いて,式 3.6 の解を求めるための処理について述べる. ラグランジュ未定乗数法の適用を行うと式 3.7 が得られ,制約条件を踏まえた最小化問題として捉えることが可能である.

$$\min_{x}\{||x||_{1} + \nu^{T}(y - Ax)\}$$
(3.7)

この式に対して ADMM(交互方向乗数法)[15] を用いて最適化を行う. L1 ノルムを持つ *x* と *Ax* の形で存在し, 行列の積によって線形変換される *x* を同時に最適化することは難 しいため, *x* を分離するための *z* を用意する (*z* = *x*). この際, 式 3.8 のように制約条件が 再び式に存在することになるが, 拡張ラグランジュ法を用いることによって式 3.9 のよう に再び制約条件の無い式として扱うことが可能である.

$$\min_{x} \{ ||z||_{1} + \nu^{T}(y - Ax) \} \quad s.t. \quad x - z = 0$$
(3.8)

$$L_{aug}(x, z, h[t]) = |z|_1 + \nu^T (y - Ax) + (h[t])^T (x - z) + \frac{\mu}{2} ||x - z||_2^2$$

= $|z|_1 + \nu^T (y - Ax) + \frac{\mu}{2} ||x - z + \frac{h[t]}{\mu} ||^2$ (3.9)

圧縮センシングはこのコスト関数を最小化することによって実行される. 次に式 3.9 か ら y = Axの制約条件に対するラグランジュの未定係数 ν^T を取り除く方法について述べ る. コスト関数に対して x について微分を行うと

$$\nabla_x L_{aug}(x, z, h[t]) = -A^T \nu + \mu (x - z + \frac{h[t]}{\mu})$$
(3.10)

xが最適解の時, $\nabla_x L_{aug}(x, z, h[t]) = 0$ であるので,

$$x = \frac{1}{\mu}A^{T}\nu + (z - \frac{h[t]}{\mu})$$
(3.11)

- - -

これをコスト関数 3.9 に代入すると

$$L_{aug}(\nu, z, h[t]) = |z|_{1} + \nu^{T} (y - A\{\frac{1}{\mu}A^{T}\nu + (z - \frac{h[t]}{\mu})\}) + \frac{\mu}{2} ||\{\frac{1}{\mu}A^{T}\nu + (z - \frac{h[t]}{\mu})\} - z + \frac{h[t]}{\mu}||^{2} = |z|_{1} + \nu^{T} (y - \frac{1}{\mu}\nu - A(z - \frac{h[t]}{\mu}) + \frac{1}{2\mu}|A^{T}\nu|_{2}^{2}$$
(3.12)

式 3.12 は ν に関して二次関数であるから平方完成より最適解 $\nu = \mu(AA^T)^{-1}\{y + A(z - u))\}$ が得られる. これをxの最適解に代入を行うと,

$$x = A^{T} (AA^{T})^{-1} y + (I - A^{T} (AA^{T})^{-1} A)(z - \frac{h[t]}{\mu})$$
(3.13)

また式 3.9 において z は二次関数と絶対値の組み合わせ, h[t] は二次関数のみである. よってコスト関数中のそれぞれの変数の最適解は式 3.14, 3.15 のようにして求めること ができる. また, $\frac{h[t]}{\mu} = u$ とし, 式 3.16 のようにして更新を行う. これを繰り返すことに よって元の y - Ax を満たした条件での $|x|_1$ の最小化が行うことが出来る.

$$x = A^{T} (AA^{T})^{-1} y + (I - A^{T} (AA^{T})^{-1} A)(z + u)$$
(3.14)

$$z = Softthr(x+u, 1/\mu) \tag{3.15}$$

$$u = u + x - z \tag{3.16}$$

また, 画像のスパース度合い (非ゼロ要素数) と再構成品質について, 表 3.1 に示す条件 において収束に必要な測定回数は図 3.6, 表 3.2 のようになる. CNR の計算式は式 3.17 に 示す.

$$CNR = \frac{M_{Signal} - M_{Back}}{\sqrt{S_{Signal}^2 + S_{Back}^2}}$$
(3.17)

ここで M_{Signal}, M_{Back} はそれぞれ信号要素と背景要素の画素の平均値, S^2_{Signal}, S^2_{Back} は 信号要素と背景要素の分散を表す.

項目名	内容
反復回数上限	10000
軟判定閾値関数係数	1
収束条件	CNR>1e6
非ゼロ値	255
ゼロ値	0
表 3.1 検証系	条件



図 3.6 画像のスパース度と収束に必要な測定回数

非ゼロ要素数	収束に必要な測定回数
10	28
20	44
30	55
40	64
50	73

表 3.2 画像のスパース度と収束に必要な測定回数

また, 収束回数付近での画質の変化を図 3.7 に示す.



図 3.7 収束可能回数付近での画質の変化

3.4.2 **TVCS**

TVCS は画像の変動に関するスパース性を用いた圧縮センシングの手法である [16].

ここでは x 方向の変動成分 $|\nabla_x x|$, y 方向の変動成分 $|\nabla_y x|$ および変動にともなう元画 像の書き換え $(x - A^{-1}y)$) を踏まえた最小化問題として扱う [17].

$$\min_{x} \frac{\lambda}{2} |x - A^{-1}y|_{2}^{2} + |\nabla_{x}x| + |\nabla_{y}x|$$
(3.18)

ここで, CS の場合と同様に $|\nabla_x x|$ と x を同時に最小化することが難しいため, 分離を用いて書き換えを行う.

$$\min_{x} \frac{\lambda}{2} |x - A^{-1}y|_{2}^{2} + |d_{x}| + |d_{y}| \quad s.t. \quad d_{x} = \nabla_{x}x, d_{y} = \nabla_{y}x \tag{3.19}$$

こちらの場合には罰金法のみによって制約条件を取り込んだ最小化問題への変換を行う.

$$\min_{x} \{ \frac{\lambda}{2} |x - A^{-1}y|_{2}^{2} + |d_{x}| + |d_{y}| + \frac{\mu}{2} ||d_{x} - \nabla_{x}x||_{2}^{2} + \frac{\mu}{2} ||d_{y} - \nabla_{y}x||_{2}^{2} \}$$
(3.20)

ここに Bregman 距離に基づく補助関数 b を考慮すると式が得られる.

$$\min_{x} \{ \frac{\lambda}{2} |x - A^{-1}y|_{2}^{2} + |d_{x}| + |d_{y}| + \frac{\mu}{2} ||d_{x} - \nabla_{x}x - b_{x}||_{2}^{2} + \frac{\mu}{2} ||d_{y} - \nabla_{y}x - b_{y}||_{2}^{2} \} \quad (3.21)$$

よってこのコスト関数の更新式は式 3.22- 式 3.26 として求めることが出来る.

$$x^{k+1} = G(x^k) (3.22)$$

$$d_x^{k+1} = Softthr(\nabla_x x^{k+1} + b_x^k, 1/\mu)$$
(3.23)

$$d_y^{k+1} = Softthr(\nabla_y x^{k+1} + b_y^k, 1/\mu)$$
(3.24)

$$b_x^{k+1} = b_x^k + (\nabla_x x^{k+1} - d_x)$$
(3.25)

$$b_y^{k+1} = b_y^k + (\nabla_y x^{k+1} - d_y) \tag{3.26}$$

3.5 ゴーストイメージング

相関計算を用いた SPI はゴーストイメージング (Ghost Imaging:GI) と呼ばれている. GI は 1995 年に Pittman らによって提案された技術で,量子もつれを利用した二次元イ メージング法である [18].本研究で用いている計算機 GI は他の SPI と同じように計測対 象に既知の強度分布を持った光を照射し,検出された光強度から像を再構成する方法で ある. 続いて計算機 GI の計算式についての記述を行う. 計算機 GI は他の SPI と異なり, 逆 行列によって各位置の値を導くことはせずに照明パターンと検出強度の二次相関から分 布を取得する方法である. n 回目の照明分布を $I_n(x, y)$, 検出強度を B_n としたとき, 二次 相関 G(x, y) は式 3.27 のように表される.

$$G(x,y) = \langle \Delta I_n(x,y) \Delta B_n \rangle \tag{3.27}$$

ここで, 〈〉 はアンサンブル平均を表し, Δ は揺らぎを表す. これらの表現を用いると, 各 測定での照明分布は $I_n(x,y) = \langle I_n(x,y) \rangle + \Delta I_n$, 測定強度は $B_n = \langle B_n \rangle + \Delta B_n$ と書き換 えが可能である. よって式 3.27 は式 3.28 と展開することができ, 四則演算のみの実装と なる.

$$G(x,y) = \langle I_n(x,y)B_n \rangle - \langle I_n(x,y) \rangle \langle B_n \rangle$$
(3.28)

GI では相関演算を用いているため, ロバスト性に優れており, 外部の熱のノイズに対す る報告や, 同じ SN 比においてスキャンイメージングで測定できない対象であっても GI では対象が認識されている報告が上がっている [19].

第4章 SPIを用いた画像再構成

本章では磁界分布に対する SPI の各手法の再構成についてシミュレーション, 実測定 の両方で評価を行う. シミュレーションでは実際の測定状況を模した磁界分布に対して 既知のパターンによる符号化を行い, 得られた一次元の測定信号列を SPI を用いて画像 再構成を行った. この際に付加するノイズを変化させ, ノイズレベル別での視覚的, 数値 的な評価を行った. また, シミュレーションに際して CS での再構成に用いるパラメータ による画像の変化や磁界分布に対して好ましいパラメータを推定した. 実測定では磁気 微粒子の発生する磁界分布の測定を行い, 取得される画像の品質について評価を行った.

4.1 計算分布を用いた画像再構成シミュレーション

4.1.1 計算分布の作成

本節では SPI のシミュレーション, および磁気信号源推定に用いる磁界分布の 作成を行う. 測定対象は本実験と同じくリゾビスト (一般名: フェルカルボトラン, Fe₃O₄(Fe₂O₃))を想定している.

磁気ナノ粒子が持つ磁気モーメント $m[Am^2]$ は以下の式 4.1 によって算出される. こ こで σ は Fe の質量磁化 $[Am^2/kg]$ であり, 体積磁化 $M[Am^2/m^3]$ と Fe3O4 中の鉄の密 度によって求めることが出来る. また, w は磁気ナノ粒子の質量 [kg] である. ここでは $M = 96581[Am^2/m^3], w = 1^{-8}kg$ を使用した.

$$m = \sigma \times w \tag{4.1}$$

また,磁場 B[T] は磁気モーメントによって式のように作成される.

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \left\{ \frac{3(m \cdot r)r}{||r||^5} - \frac{m}{||r||^3} \right\}$$
(4.2)

以上によって生成される磁場を図 4.1 に示す環境においてシミュレートする.



図 4.1 磁場シミュレートの概念図

上記の条件を図 4.1 中の観測面で取得した磁界分布を図 4.2 に示す.



図 4.2 観測面における磁界強度分布

上記のシミュレーションを実験環境を模した条件で行う. 図 4.3 に実験環境を模した シミュレーション条件を示す. 光ポンピング磁気センサではセンサを透過する光の強度 の測定を行うため, 光の進行方向である *y* 軸にそって積分が行った. また, これに伴って 観測面を *xz* 平面に変更した. この条件での磁界分布シミュレーション結果を図 4.4 に 示す.



図 4.3 実験環境を模した磁場シミュレートの概念図



図 4.4 実験環境を模した観測面における磁界強度分布

 B_x と B_z を合成した B_{xz} を用いてシミュレーションを行った.

4.1.2 圧縮センシングのパラメータ特性

本研究で用いる SPI の手法の内,式 3.15, 3.21 にあるように CS, TVCS は計算に µ の パラメータが存在し,また反復計算であるため反復回数に自由度を持つ. これらの数値に よって再構成される画像は異なるため,本節では磁界分布画像に適した圧縮センシング のパラメータの決定のために測定回数を 30%, 50%, 80%としたときの CS, TVCS におけ るパラメータによる画像の変化の取得と元画像との RMSE の計算を行い,最小となるパ ラメータの組み合わせを取得した.

4.1.2.1 CS のパラメータ特性

各測定回数における反復回数と RMSE の変化を図 4.5, 4.6, 4.7 に示す.



図 4.5 測定回数 n = 307 の場合の反復回数と RMSE



図 4.6 測定回数 n = 512 の場合の反復回数と RMSE



図 4.7 測定回数 n = 809 の場合の反復回数と RMSE

いずれの条件においても RMSE の変化は 100000 回ほどで収束が見られた.また,非常 に少ない反復回数で元画像に対して再構成誤差を抑える効果が得られた.それぞれの条 件における最小値を示す反復回数を表 4.3 に, 適切なパラメータを用いたときの再構成画 像と CS 適用前の画像との比較を図 4.8 に示す.

$\mu \setminus$ 測定回数	n = 307	n = 512	n = 809
0.5	165, 0.1926	30, 0.1629	100, 0.0977
1.0	331, 0.1926	60, 0.1628	218,0.0978
1.5	497, 0.1927	89, 0.1628	300, 0.0978
2.0	662, 0.1927	119, 0.1628	399, 0.0978

表 4.1 各条件における [最適な反復回数, 最適条件時の RMSE]



図 4.8 最適条件における CS 再構成画像

以上の結果より, CS による画像の変化速度は µ に反比例し, 異なる µ であっても同じ ような画像に収束することが得られた.

続いて, CS による画素値の変化について述べる. 測定回数 *n* = 809 での画素値の変化 を図 4.9 に示す.



図 4.9 測定回数 n = 809 の場合の画素値の変化

変化が顕著に発生したのは適用前にマイナスを持っていた値であり,この変化は正規 化した分布において図 4.10 に示すように全体的な値の低下を発生させる.よって図 4.8 のようなコントラストの強調された画像が作成される.



図 4.10 測定回数 n = 809 の場合の正規化した場合の画素値の変化

4.1.2.2 TVCS のパラメータ特性

各測定回数における反復回数と RMSE の変化を図 4.11, 4.12, 4.13 に示す. CS と同様 にいずれの測定回数においても非常に少ない反復回数において RMSE が最小となる結果 が得られた.

それぞれの μ における最適な反復回数を表 4.2 に示す.

$\mu \setminus $ 測定回数	n = 307	n = 512	n = 809
$0.5 imes 10^{-3}$	35	35	21
$1.0 imes 10^{-3}$	85	37	44
$1.5 imes 10^{-3}$	44	32	34
$2.0 imes 10^{-3}$	24	35	26
		-	

表 4.2 各条件における最適な反復回数



図 4.11 測定回数 n = 307 の場合の反復回数と RMSE



図 4.12 測定回数 n = 512 の場合の反復回数と RMSE



図 4.13 測定回数 n = 809 の場合の反復回数と RMSE

また,各μにおける最適な反復回数で得られる磁界分布画像を図 4.14 に示す.



図 4.14 最適条件における TVCS 再構成画像

TVCS で得られる画像では設定した μ によって画像の品質に違いが生じており, $\mu = 5 \times 10^4$ を用いた反復計算では画像内に段差のない滑らかな画像が得られ, 他の μ を 用いた場合には再構成画像に段差が見られ, また μ が大きくなるほどに顕著に表れた. ま た, CS での再構成とは異なり, n = 307の測定回数であっても磁界分布が明確に確認す ることが出来た.

4.1.3 画像再構成

本節では SPI の各手法によって得られる画像の比較を行う.また, 圧縮センシングで ある CS, TVCS についてはパラメータ推定と同じく測定回数を標準の測定回数の [30%, 50%, 80%] に削減した状態で再構成を行い, 反復計算に使用する µ, 反復回数は前節で得 られた値を使用した.また, 疑似信号作成にあたって対象画像に対して-20 dB から 30 dB のランダムノイズを信号に付加した.この際のノイズの大きさは分布内の平均値を基準 とした. 再構成画像を図 4.15 に示す.



図 4.15 SPI による画像再構成シミュレーション結果

得られた画像の中で, 一番誤差の小さい画像は-20 dB のノイズに対する HTI であった.

測定方法 \ 付加ノイズ量 [dB]	-20	-10	0	10	20	30
Scan	0.011	0.037	0.104	0.221	0.341	0.410
HTI	0.001	0.003	0.011	0.034	0.100	0.220
GI	0.277	0.277	0.277	0.279	0.283	0.290
$CS_{n=307}$	0.232	0.232	0.233	0.238	0.239	0.237
$CS_{n=512}$	0.197	0.197	0.194	0.188	0.183	0.228
$CS_{n=809}$	0.120	0.120	0.119	0.119	0.157	0.350
$TVCS_{n=307}$	0.032	0.033	0.033	0.035	0.042	0.066
$TVCS_{n=512}$	0.023	0.023	0.024	0.026	0.042	0.110
$TVCS_{n=809}$	0.016	0.016	0.017	0.017	0.024	0.129
. .						

表 4.3 各条件における RMSE

また, 測定を画素数分行う測定法の中ではどのノイズ量に対しても HTI が小さい RMSE を示し, 測定回数を削減する方法の中では TVCS が小さい RMSE を示した. TVCS にお ける測定回数の比較では測定回数が多く使用したものが RMSE が小さくなる傾向にあっ たが付加ノイズ量が 30 dB の時は他のノイズ量の時と異なり, 測定回数が小さいもの がエラーが小さくなる結果が得られた. さらに, 0 dB 以下の付加ノイズ量では HTI が RMSE の少ない良質な画像を生成したが, 10 dB 以上の付加ノイズ量では TVCS が HTI よりも小さい RMSE を示した.

4.2 実測データを用いた画像再構成

4.2.1 実験内容

磁気微粒子の発生する磁気信号の測定に SPI の適用を行う.実験装置は第二章で紹介 した装置を基本として,ガラスセルの上に磁気微粒子のポッドを設置した.設置した磁気 微粒子のポッドの写真を図 4.16 に示す.



図 4.16 ガラスセル上に設置した磁気微粒子

続いて, 測定方法について述べる.DFB レーザから Cs の吸収波長の光をガラスセル に向かって照射し, ガラスセル内の Cs 原子を光ポンピングによってスピン偏極の状態に する.この時, ループコイルを用いて 200 nT の交流磁場 *B*₁ とヘルムホルツコイルから *B*₀ を印可する.磁気微粒子の無い状態において LIA で観測される *y* 成分が 0 になるよう にヘルムホルツコイルに流す電流の調節を行う.上記の状態で濃度 100%のリゾビストを 150ml 封入したポッドを図 4.16 のように設置しガラスセルを透過した光に対して解像度 を (32×32) としたスキャンパターン, アダマールパターン, ランダムパターンの 3 種類の パターンを用いて測定を行った.得られた測定信号からの分布の再構成にはスキャンパ ターン, アダマールパターンは逆行列を用いて再構成を行った (Scan, HTI).ランダムパ ターンは GI, CS, TVCS の 3 種類の方法で再構成を行った.

DMD を用いたパターンの投影について述べる.本実験で用いた DMD は TexasInstruments 社の DLP2010 を使用した. DLP2010 はの微小のミラーが縦: 横 = (480:854)に並べられた素子であり, 図 4.17 のように正方形のパターンを入力した際に は約 1:1.75 の比率となって出力される.そのため, 再構成によって得られる画像も 1:1.75 に変換して表示を行う.



図 4.17 DMD による表示パターン

4.2.2 実験結果

得られた磁界分布を図 4.18 に示す.



図 4.18 SPI による磁界分布画像

いずれの再構成手法においても画像上部の磁気微粒子近傍での信号強度が強いことが 得られた.CS では測定回数の少ない n = 307 の画像では半分程度が 0 である画像が生成 されており, n = 512, n = 819 の画像では全体が薄れたような画像が得られた. TVCS で はどの測定回数においても画像上部の磁気微粒子近傍の信号を中心とした滑らかな画像 が得られた. SPI に求められる測定回数をそのまま使用する手法においては, HTI がコン トラストのはっきりとした画像を生成し, Scan は HTI よりも薄れた磁気信号が測定され た. また GI ではさらに薄い磁気信号が測定された.

4.3 考察

磁気微粒子の発生する磁界分布シミュレーション, 実計測の両方で TVCS が良い画像 を生成した. 圧縮センシングは対象画像が特定の情報の側面においてスパース性を持つ 場合に情報の圧縮が可能であり, TVCS は変動成分のスパース性に対して情報の圧縮を 行う処理であるため, 磁気信号の持つ分布の形状は変動成分においてスパース性を持つ ことが得られた. 今回の実験,およびシミュレーションでは TVCS を適用することで再構成に使用する 測定信号を 30%に減少させた場合でも少ない RMSE を示し,視覚的にも磁気信号の存在 を確認することが可能であった.測定数の短縮はそのまま測定に要する時間を短縮する 利点があり,加えて,今回の再構成シミュレーションで発生したようなノイズの大きな状 況において画像の劣化を抑えることが可能であるため,圧縮センシングは有用な画像再 構成手法であるといえる.

第5章 シングルピクセルイメージングに よる信号源推定

5.1 概要

MRI では造影剤を使用してがんを発見する検査が行われている. この時に造影剤はタ ンパク質に取り込まれてがん組織の位置に集約し, MRI で撮影される磁場を乱すことで MRI 画像上に影となって現れる役割をしている. したがって体内で磁気微粒子の密度の 高い位置を検出することでがんの発見を行っているため, 以上のことは磁気微粒子が発 生する磁場の測定を行い, 得られた分布から信号源を推定する方法でも同様の検査をす ることが可能である.

磁界分布の特徴について述べる.第4章におけるシミュレーション,測定実験で得られ たように磁気信号源から発生する磁界強度は距離に応じて減衰を受ける.図 5.1 に信号 源からの距離を1 cm ずつ離した場合の磁界分布の形状を示す.図 5.1 より,磁気信号の 減衰は距離が離れるにつれてより緩やかに変化することがわかる.よって磁界分布の形 状によって信号源からの距離を推定することが可能である.また,生体組織の多くは透磁 率がほぼ1であるため,磁界分布による信号源位置の推定は体内に存在する磁気信号源 に対しても有効である.



図 5.1 信号源からの距離に応じた磁界分布の変化

本章では信号源推定を磁界分布シミュレーションデータ,実測データの両方で行った. シミュレーションデータにおいては画像再構成と同様に測定回数,付加ノイズ量を変化 させることで,再構成誤差,およびノイズが位置推定結果に与える影響について検証を 行った.実測データでは測定回数のみを変化させ,測定回数の短縮可能性について検証を 行った.

5.2 手法

図 5.2 に信号源推定の手法を示す. 前章で設定した磁界シミュレーションを z 方向に 拡張し, 1 cm 四方の測定領域に対して深さ方向に 4 cm の大きさを持つ磁界マップを作 成した. 先述のように, 磁界分布は距離に応じて減衰され, 緩やかな分布が得られる. 本 実験では前章で取得した再構成画像を磁界マップ内の各位置において, 1 cm 四方の切り 出した磁界分布との比較を行う. この時の比較にも RMSE を用い, 最も RMSE が小さく なった位置が信号源推定の結果であるとした.



図 5.2 信号源推定の手法

5.3 信号源推定結果

5.3.1 磁界分布シミュレーションデータを用いた信号源推定結果

図 5.3 に HTI での信号源推定の結果を示す. 図に示すオレンジの領域は磁気微粒子の 位置を表す. HTI で SPI を行った磁界分布を用いた信号源推定では, 付加ノイズ量が-20 dB である場合には設定位置で最も RMSE が小さくなる結果が得られた. 一方で付加ノ イズ量を-10 dB より大きくした場合には設定位置からのズレが発生し, 表 5.1 に示すよ うに, ノイズ量が大きくなるにつれて検出誤差は大きくなった.



図 5.3 HTI での深さ方向のエラー曲線

付加ノイズ量	検出誤差 [mm]
30 dB	11.8
20 dB	3.33
10 dB	1.21
$0 \ dB$	0.3
-10 dB	0
-20 dB	0

表 5.1 アダマールパターンでの位置推定結果



図 5.4 TVCS での	り深さ方回の	RMSE 田緑
---------------	--------	---------

	検出誤差 [mm]					
	30%		50%		80%	
付加ノイズ量	TVCS 処理前	TVCS 処理後	TVCS 処理前	TVCS 処理後	TVCS 処理前	TVCS 処理後
30 dB	13.9	-1.21	10.6	1.81	27.8	6.96
20 dB	9.39	-1.21	10.0	-1.51	6.96	-0.60
10 dB	8.18	-0.90	14.54	-1.21	9.69	-0.30
0 dB	8.48	-0.60	16.66	-0.60	13.03	0
-10 dB	8.48	-0.60	16.66	-0.30	13.33	0
-20 dB	8.48	-0.3	16.66	-0.30	13.63	0

表 5.2 TVCS での位置推定結果

次に TVCS を用いた SPI を行った磁界分布による信号源推定の結果を図 5.4,表 5.2 に 示す. TVCS を適用した後の RMSE 曲線では 20 dB 以下の付加ノイズ条件でほぼすべて の再構成画像が磁気微粒子の位置で RMSE が最小になる結果が得られた.また,信号源 推定においても再構成画像の品質と同じように 30 dB を付加した場合の影響は測定回数 *n*を増やした場合に多く表れており, *n* = 819 のデータでは大きな推定誤差を示した.

5.4 考察

TVCS による圧縮センシングでは TVCS 適用前に比べて大幅に RMSE の低下を実現 することが出来た.また,この際に磁気微粒子の設定位置付近で RMSE の低下が見られ たため,TVCS の適用では対象の分布の形状を損なわずに平滑化を行っていることが考 えられる.また,画像サイズ (32 × 32)の標準の測定回数である 1024 回に対して測定回数 を 307 回に減少させた場合でも同様に設定位置で RMSE の減少が見られたため,測定回 数が少ない場合でも分布の形状の取得が出来ていると考える.

第6章 まとめ

本研究では光ポンピング磁気センサを用いた磁界分布測定における各種 SPI の特性, 及び得られる再構成画像の比較を行った.本研究で用いた手法の中ではアダマール変 換型イメージング,全変動を用いた圧縮センシング (TVCS) が良い性能を示し,特に, TVCS を用いた画像再構成は測定回数の短縮が可能であること,ノイズに対してロバス トな画像再構成であることが得られた.また,磁界分布測定で得られる磁界分布の主な応 用先である信号源推定においても TVCS を用いて再構成した画像は信号源の設定位置に 対して小さい RMSE を示し,磁界分布の形状が保たれていることが得られた.

これらの結果から TVCS は磁気微粒子からの磁界分布を計測するシングルピクセルイ メージングにおいてとても有用な再構成手法であることが得られた.

今後の展望として, 信号源の深さ, 形状が変化した際の TVCS によって得られる再構 成画像の品質や TVCS を実行する際に必要なパラメータの変化, および対象の信号が未 知である場合のパラメータの設定方法について調査する必要がある.

謝辞

本研究を行うにあたって多忙にもかかわらず数々のご指導・助言を賜りました高知工 科大学システム工学群電子・光システム工学教室准教授 星野孝総先生, 田上周路先生に 心から深く感謝いたします.

また, 圧縮センシングを行うにあたって助言いただきました大阪大学工学研究科機械 工学専攻准教授 水谷康弘先生, 同大学高谷・水谷研究室博士課程 片岡将磨氏, 磁気微粒 子が発生する磁界分布の計算過程を提供していただきました九州大学システム情報科学 研究院電気システム工学部門准教授 笹山瑛由先生にも深く感謝申し上げます.

最後に, ポスター発表等で数々のご意見を頂きました一般社団法人日本光学会情報 フォトニクス研究グループの皆様, 研究室でともに多くの時間を過ごした高知工科大学 星野研究室 田上研究室の皆様, 研究の相談に乗っていただきました高知工科大学電子 光専攻の皆様, 24 年間支えていただきました両親, および兄弟に多大なる感謝をいたし ます.

参考文献

- [1]Q. Pankhurst, N. Thanh, S. Jones, and J. Dobson, "Progress in applications of magnetic nanoparticles in biomedicine," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 42, no. 22, p. 224 001, 2009.
- [2]B. Gleich and J. Weizenecker, "Tomographic imaging using the nonlinear response of magnetic particles," *Nature*, vol. 435, no. 7046, pp. 1214–1217, 2005.
- [3]W. Jenks, S. Sadeghi, and J. P. Wikswo Jr, "Squids for nondestructive evaluation," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 30, no. 3, p. 293, 1997.
- [4] 岡島健一, "Squid 磁束計," Medical Imaging Technology, vol. 11.2, pp. 89-95, 1993.
- [5]D. Budker and M. Romalis, "Optical magnetometry," *Nature physics*, vol. 3, no. 4, pp. 227–234, 2007.
- [6]M. F. Duarte, M. A. Davenport, D. Takhar, et al., "Single-pixel imaging via compressive sampling," *IEEE signal processing magazine*, vol. 25, no. 2, pp. 83–91, 2008.
- [7]I. C. on Non-Ionizing Radiation Protection, "Icnirp guidelines," *HEALTH PHYSICS*, vol. 74, no. 4, pp. 494–522, 1998.
- [8]J. Greenberg, K. Krishnamurthy, and D. Brady, "Compressive single-pixel snapshot x-ray diffraction imaging," *Optics letters*, vol. 39, no. 1, pp. 111–114, 2014.
- [9]W. L. Chan, K. Charan, D. Takhar, K. F. Kelly, R. G. Baraniuk, and D. M. Mittleman, "A single-pixel terahertz imaging system based on compressed sensing," *Applied Physics Letters*, vol. 93, no. 12, 2008.
- [10]W.-K. Yu, X.-F. Liu, X.-R. Yao, C. Wang, Y. Zhai, and G.-J. Zhai, "Complementary compressive imaging for the telescopic system," *Scientific reports*, vol. 4, no. 1, p. 5834, 2014.
- [11]V. Studer, J. Bobin, M. Chahid, H. S. Mousavi, E. Candes, and M. Dahan, "Compressive fluorescence microscopy for biological and hyperspectral imaging," *Proceedings of* the National Academy of Sciences, vol. 109, no. 26, E1679–E1687, 2012.
- [12]蟻川達男、"アダマール変換分光、"日本物理学会誌, vol. 39, no. 11, pp. 835-843, 1984.
- [13]D. L. Donoho, "Compressed sensing," *IEEE Transactions on information theory*, vol. 52, no. 4, pp. 1289–1306, 2006.

- [14]R. Tibshirani, "Regression shrinkage and selection via the lasso," Journal of the Royal Statistical Society Series B: Statistical Methodology, vol. 58, no. 1, pp. 267–288, 1996.
- [15]S. Boyd, N. Parikh, E. Chu, B. Peleato, J. Eckstein, et al., "Distributed optimization and statistical learning via the alternating direction method of multipliers," Foundations and Trends® in Machine learning, vol. 3, no. 1, pp. 1–122, 2011.
- [16]L. I. Rudin, S. Osher, and E. Fatemi, "Nonlinear total variation based noise removal algorithms," *Physica D: nonlinear phenomena*, vol. 60, no. 1-4, pp. 259–268, 1992.
- [17]T. Goldstein and S. Osher, "The split bregman method for l1-regularized problems," SIAM journal on imaging sciences, vol. 2, no. 2, pp. 323–343, 2009.
- [18]T. B. Pittman, Y. Shih, D. Strekalov, and A. V. Sergienko, "Optical imaging by means of two-photon quantum entanglement," *Physical Review A*, vol. 52, no. 5, R3429, 1995.
- [19]澁谷九輝, "シングルピクセルイメージングに関する研究," Ph.D. dissertation, 徳島大 学, 2018.