磁気式アブソリュートエンコーダの
高精度化のための磁気記録シミュレーションと
磁極配列に関する研究

2022 年度

村山　智大

学位論文　博士（工学）

磁気式アブソリュートエンコーダの
高精度化のための磁気記録シミュレーションと
磁極配列に関する研究

2022 年度

慶應義塾大学大学院理工学研究科

村山　智大

目　次

第 1 章　緒論 1
1-1　緒言 1
1-2　エンコーダの役割 1
1-3　各方式のエンコーダの特徴 4
1-4　磁気式アブソリュートエンコーダの設計 10
1-5　磁気式アブソリュートエンコーダのシミュレーションによる内挿誤差低減 13
1-6　磁気式アブソリュートエンコーダの磁極配列改善による内挿誤差低減 21
1-7　本研究の目的 22
1-8　結言 23
第 2 章　磁気記録条件最適化による高調波ひずみの低減 24
2-1　緒言 24
2-2　シミュレーション方法 24
2-3　高調波を低減する磁気記録条件の検討 40
2-4　内挿誤差を低減する記録条件の検討 45
2-5　結言 51
第 3 章　シミュレーションによる磁場出力向上の検討 52
3-1　緒言 52
3-2　磁場出力のシミュレーションおよび検証の手法 52
3-3　シミュレーションによる磁気記録媒体の解析 54
3-4　希土類系ボンド磁石による磁場出力向上のシミュレーション 60
3-5　結言 66
第 4 章　3 次元シミュレーションによるトラック間干渉の検討 67
4-1　緒言 67
4-2　トラック間干渉の影響解析のための 3 次元シミュレーション手法 67
4-3　トラック間干渉の影響の検証 70
4-4　トラック間干渉の影響の低減のシミュレーション 72
4-5　結言 75
第 5 章　絶対位置検出方式の改善による内挿誤差低減 76
5-1　緒言 76
5-2　磁気式エンコーダのアブソリュートトラック 76
5-3　磁気信号の検証 85
5-4　誤差の検証 98
5-5　結言 101
第 6 章　結論 102

謝辞 104
参考文献 105
関連論文 109

第 1 章　緒論

1-1　緒言

少子化高齢化による労働力人口の減少，厳格な品質管理に対応するために，製造プロセスの自動化・省人化のニーズは大きい[1]．プロセスの自動化・省人化では，工作機械，ロボット，搬送装置などの産業機械が多数使用される．これらの産業機械では，機器による物体の位置を計測することが前提となる．産業機械に使用される多様な位置計測機器の中で，エンコーダは大きな役割を担っている．そして，産業機械の高度化に伴って，エンコーダには精度，信頼性のさらなる向上が要求されている．

本章ではエンコーダの役割と求められる性能を背景として，産業機械における従来の位置計測，および磁気式エンコーダの課題を明らかにする．そして，本研究の目的を述べる．

1-2　エンコーダの役割

工作機械のテーブルの位置計測には多様な方式があり，必要な検出精度や使用環境などに応じて適した方式が選択される．**Fig. 1-2-1** に代表的な位置計測装置の計測方式による分類を示す．

光によって位置計測を行う方式には，レーザ干渉計，レーザ変位計，Light Detection And Ranging (LiDAR)がある．レーザ干渉計はレーザ光の干渉を利用して位置を計測する．光源は主に He-Ne レーザ（波長 633 nm）が用いられる．光源の波長に応じた周期の 2 相正弦波信号をさらに内挿するため，レーザ干渉計により pm オーダーの極めて高い分解能で位置データが得られる[2]．レーザ変位計はレーザ光源，測定対象物，受光素子の間の三角測量によって測定対象物の位置計測を行う．レーザ変位計は工作機械の機上計測など[3]，Factory Automation (FA)の分野で広く用いられている．LiDAR は測定対象物にパルス状の光（紫外線，可視光，近赤外線）を照射し，その散乱光を検出することで位置計測を行う技術の総称である[4]．レーザ干渉計のように高い位置分解能を得る目的よりも，専ら野外環境で多様な対象物を位置計測するために用いられる．LiDAR は近年著しい発展を遂げている自動運転技術や気象観測に応用されている．

超音波式変位計では，音波によって位置計測が行われる．超音波式変位計は測定対象物に照射されて反射した超音波を検出し，検出されるまでの時間と音速から位置計測を行う[5]．計測可能な距離は最大でも 10 m 程度であるが，LiDAR と同様，幅広い種類の物体を対象とした位置計測が可能である．

渦電流式変位計はコイルに高周波電流を印加し，電磁誘導によって測定対象物に渦電流を誘起する．このとき測定対象物との距離によってコイルのインピーダンスが変化するた

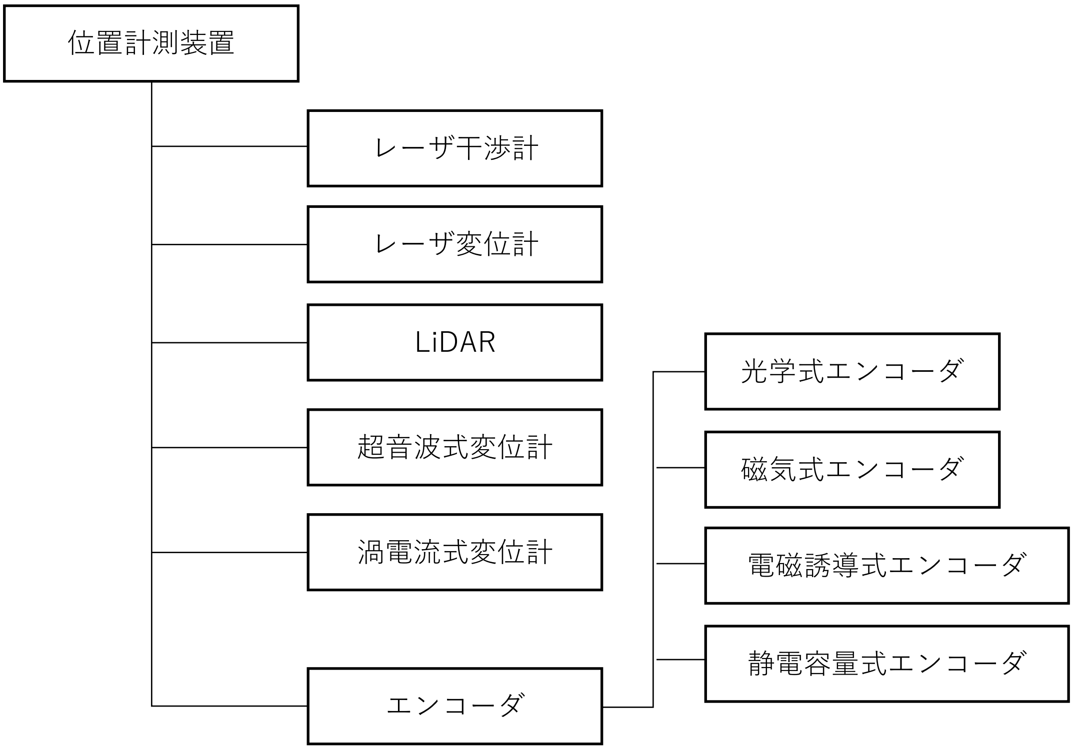


Fig. 1-2-1　代表的な位置検出装置

め，これを検出することで位置計測を行う[6]．渦電流式変位計は測定対象物が導電体に限られるものの，不導体の影響を受けないという利点がある．一方で，測定範囲は数 mm 以下に限定されている．

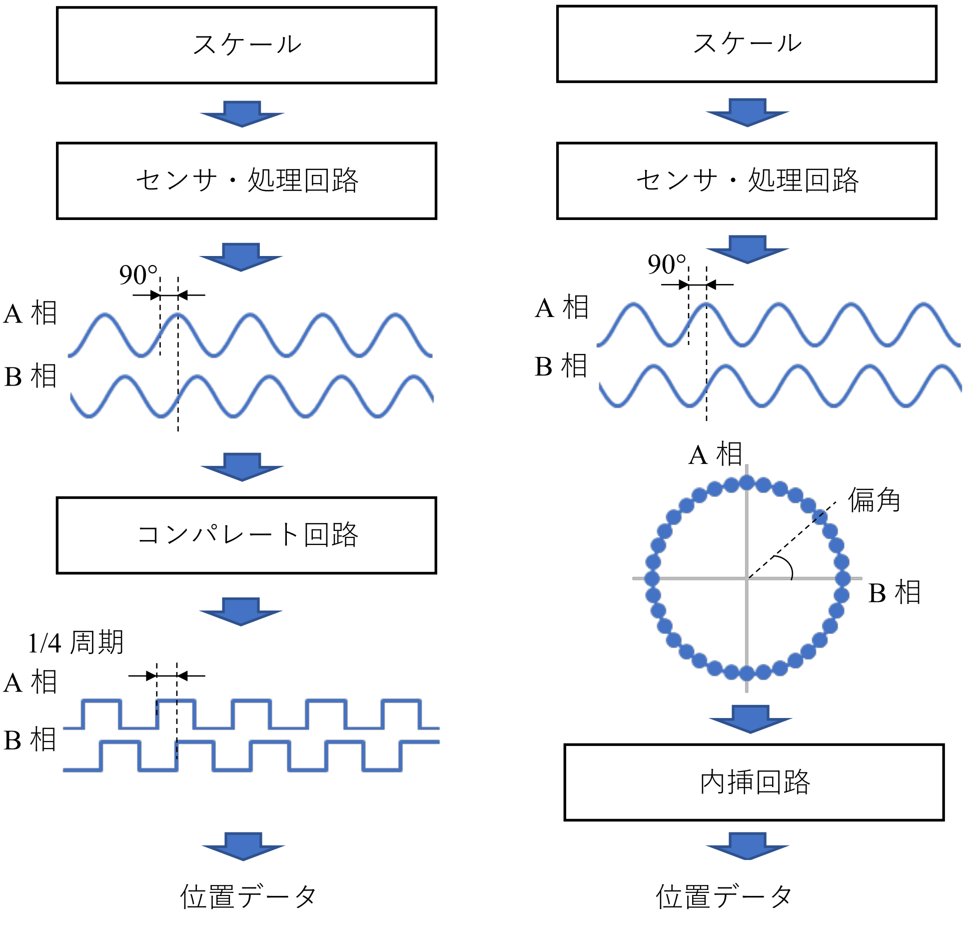
以上の各方式による位置計測装置は，測定対象物に直接信号を照射し，測定対象物によって影響を受けた信号をセンサによって検出する．そして，検出された信号を処理して位置計測を行う．そのため，安定して高精度な位置データを得るためには，測定対象物とセンサの間の空間の介在物を排除し，媒質の温度，湿度，気圧などのゆらぎを小さくする必要がある．測定範囲が広くなると，測定対象物とセンサの間の空間が広くなり，高精度な位置データを得るための安定した環境を用意できない場合がある．

工作機械など産業機械の運動制御に用いられる位置計測には，高い安定性と精度が要求される．そこで，平板状，棒状，円盤状の部品に，あらかじめ部品上の位置に応じた加工を施し（エンコード），この部品によって変調された信号をセンサが検出することで，部品とセンサの相対的な位置を計測する方式がある．このような加工が施された部品は，直線運動による位置が計測される場合はスケールと呼ばれ，回転運動による位置が計測される場合は，ドラム，ディスクなどと呼ばれる場合がある．センサ，スケール，位置データを出力する信号処理部，および外装など周辺部品を組み合わせた位置計測装置はエンコーダと呼ば

れる．直線運動による変位を計測するエンコーダはリニアエンコーダと呼ばれ，回転運動による変位を計測するエンコーダはロータリーエンコーダと呼ばれる．

エンコーダは，レーザ干渉計のような精密な機械的調整や測定範囲全域の環境安定化が必要ないため，センサによって検出する信号を安定させることで，高精度な位置データを低コストで得ることができる．工作機械をはじめとした産業機械の運動制御用途には，高い安定性と精度の位置計測が要求されるため，センサによって検出する信号を安定化させたエンコーダが用いられる．

安定的な位置計測を行うために，エンコーダは，一般的にセンサが検出する 2 相の位相がずれた信号を用いて位置データを生成する．**Fig. 1-2-2** にエンコーダの位置データ生成フローを示す．Fig. 1-2-2(a)のコンパレート方式では，センサが検出した信号をコンパレートして，位置データを表す 2 相の方形波信号として出力する．この 2 相の方形波信号の位相は，互いに周期に対して 1/4 ずれて出力される．このため，1 周期内で 4 つの立ち上がりと立ち下がりエッジを検出することで，センサが検出した信号の波長の 1/4 を分解能とした位置デ



(a)　コンパレート方式　　(b)　内挿方式

Fig. 1-2-2　エンコーダの位置データ生成フロー

ータが得られる．また，2 相の内どちらかの相のエッジを検出した際のもう 1 つの相の符号によって，移動の方向を判定することができる．

センサが検出する信号の波長は，エンコーダの検出方式によっては 100 µm 以上であるため，精密な位置計測を必要とする用途ではパルス方式で得られるよりも高い分解能を実現する方式が必要である．Fig. 1-2-2(b)の内挿方式では，センサが検出した信号を内挿して位置データとすることで，パルス方式よりも高い分解能が得られる．内挿方式では，スケールとセンサが相対的に移動する際，位相が 90°異なる 2 相の正弦波信号をセンサが検出する．同時にサンプリングした 2 相の正弦波信号をそれぞれ x 座標，y 座標としてプロットすると，円形のリサージュ図形が得られる．この 2 相正弦波信号のプロットの偏角から正弦波信号周期内の位置を求めることができる．信号周期内の位置 P は式(1-2-1)により得られる．

$$P = \frac{\lambda}{2\pi}\theta \tag{1-2-1}$$

ここで，λ は 2 相の正弦波信号の波長，θ はセンサで検出された 2 相の正弦波信号の偏角を示す．センサが検出した信号をサンプリングする毎に得られる信号周期内の位置 P の差を累積することで，計測を開始した地点からの位置データが得られる．

上記の内挿方式では，エンコーダの電源が投入され，位置計測を開始した地点からの相対的な位置データが得られる．そのため，ある地点で得られる位置データは位置計測を開始した地点によって変化する．このように相対的な位置データを出力するエンコーダはインクリメンタルエンコーダと呼ばれる．一方で，エンコーダの位置データとは独立して，産業機械は固有の機械座標系を有する．エンコーダから出力される位置データで機械の運動制御を行うためには，エンコーダで計測される座標系と同期させる必要がある．そのために，ある機械座標が既知である地点で原点を検出できるようにして，エンコーダの位置計測開始後に，その原点を検出した地点で位置データを同期する方法がとられる．しかし，この方法では位置計測開始後に原点を検出するための動作が必要となる．そのため，タクトタイム向上などの目的で，計測を開始した時点から機械座標系と同期した位置情報である絶対位置を出力するエンコーダが必要とされる[7]．このような絶対位置が計測可能なエンコーダはアブソリュートエンコーダと呼ばれる．

1-3　各方式のエンコーダの特徴

1-3-1　各方式のエンコーダの検出原理

産業機械では，目的とする位置計測によって必要な精度や使用環境が異なる．エンコーダの精度や使用可能な環境は検出方式に大きく影響される．そのため，適用される産業機械の要求を満足する最適な検出方式のエンコーダが選択される．Fig. 1-2-1 にはエンコーダの代表的な検出方式を示している．

高精度な光学式エンコーダはスケールを回折格子としている．**Fig. 1-3-1** に，高精度光学式エンコーダ[8,9]の光学系の例を示す．光源から出射されたビームは，偏光ビームスプリッタ（PBS）によって S 偏光成分と P 偏光成分のビームに分割され，スケールに入射される．この S 偏光成分と P 偏光成分のビームは，スケールによって回折し，$\lambda/4$ 位相板の裏に全反射ミラーが施された，ミラー付 $\lambda/4$ 位相板に入射される．ミラー付 $\lambda/4$ 位相板によって反射された 2 つの回折光は，S 偏光成分が P 偏光成分に，P 偏光成分が S 偏光成分のビームとなりスケールに戻され，2 回目の回折をする．この 2 回回折した 2 つのビームは，入射と同じ光路をたどり PBS によって重ね合わせられ，受光部に向かう．この受光部は，$\lambda/4$ 位相板と無偏光ビームスプリッタである BS と 2 つの PBS と 4 つの受光素子で構成される．2 回回折した 2 つのビームは，そこで $\lambda/4$ 位相板によって右回りと左回りの円偏光成分の重ね合わされたビームとして，BS によって 2 分割される．2 分割された右回りと左回りの円偏光成分の重ね合わされたビームの一方は，PBS により特定の角度の偏光成分同士の干渉光を取り出し，受光素子によって受光される．またもう一方のビームも，同様に PBS により特定の角度の偏光成分同士の干渉光を取り出し，受光素子によって受光する．これらの 4 つ受光素子から，位相が 0°と 180°の正弦波の組と位相が 90°と 270°の正弦波の組が得られる．それぞれの組の正弦波信号の差動信号から，互い位相が 90°位相のずれた 2 相正弦波信号が得ら

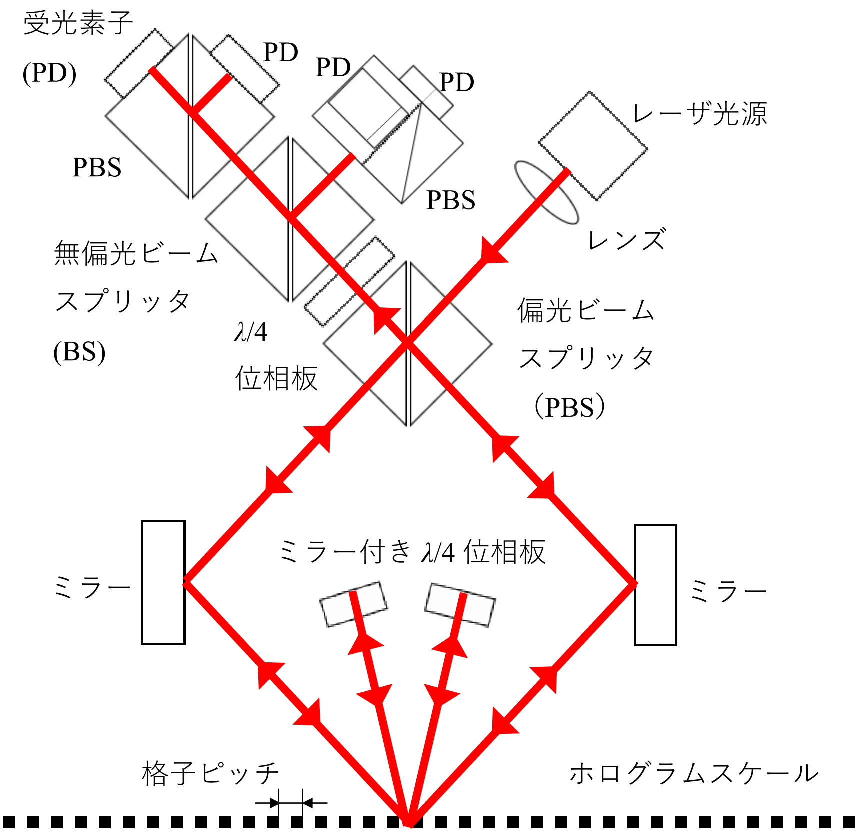


Fig. 1-3-1　高精度光学式エンコーダの光学系

れる．2 相の正弦波信号の波長は回折格子の格子ピッチで決定される．一般的に格子ピッチはサブミクロン～数 μm の範囲内である．このとき得られる信号波長は，後述する他の方式と比べてはるかに小さくすることが可能である．そのため，高精度を比較的容易に実現できることが光学式エンコーダの最大の特長である．半導体露光装置や非球面加工機のような超高精度な制御を必要とする産業機械に用いられるエンコーダでは，高精度な光学式エンコーダが唯一の選択肢となる．

一方で，光学式エンコーダはセンサとスケールの間の介在物の影響を受けやすく，使用する環境を選ぶというデメリットがある．工作機械など，介在物の存在を考慮しなくてならない環境では，半密閉構造とエアパージによって介在物の影響を排除する設計が必要とされる．近年では，光をスケールに刻まれた格子に反射させ，イメージセンサによって画像として得られたスケールの信号を処理することで耐環境性を向上させている光学式アブソリュートエンコーダも存在する[10]．また，光学式エンコーダの光源はレーザダイオードなどが用いられるが，これらは一般的に 10000 h オーダーの寿命がある[11]．産業機械に使用されるエンコーダは昼夜連続稼働を前提としており，また，より高い信頼性が求められるため光源の寿命が問題となる場合がある．

磁気式エンコーダの検出方式は磁化されたスケールに由来する磁場を検出する方式と，磁気回路の磁気抵抗の変動を磁場の変動として検出する方式がある[12]．**Fig. 1-3-2** に磁気式エンコーダの検出方式を示す．Fig. 1-3-2(a)で示される磁化による方式では，スケール材料を硬磁性体の磁気記録媒体とする．スケールの磁気記録媒体は，磁気記録ヘッド（記録ヘッド）によって磁化される．磁気記録ヘッドに任意の電流を印加し，電流によって誘起された磁場によって，磁気記録媒体が磁化される．磁化が周期的であれば，スケールと磁気センサの位置が検出方向（エンコーダが位置データを検出する方向）について相対的に変化する際，磁気記録媒体の磁場は周期的に変動する．この磁場の変動を周期的な正弦波信号としてホール素子や磁気抵抗効果素子（MR 素子）などの磁気センサで検出し，磁気記録の際の磁化の周期によって位置情報に変換する．本論文では，磁気記録媒体の周囲で周期的に変動する磁場を，磁気記録媒体から発生する磁気信号とする．

Fig. 1-3-2(b)で示される磁気抵抗による方式では，スケールは鉄などの磁性金属の格子である．ロータリーエンコーダの場合は，鉄系材料で作られた歯車を用いる場合もある．本方

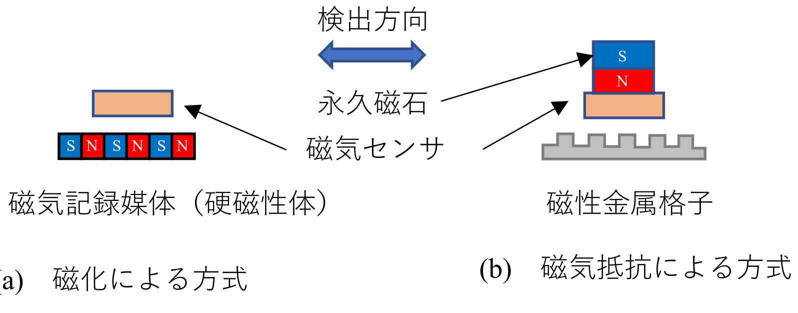


Fig. 1-3-2　磁気式エンコーダの検出方式

式では，永久磁石と磁性金属格子の間で磁気回路が形成されており，この間の磁気抵抗はスケールの磁性金属格子の形状によって周期的に変動する．そのため，スケールと磁気センサおよび励磁用の永久磁石の位置が検出方向について相対的に変化する際，磁気センサに印加される磁場が変動し，この磁場の変動を磁気センサが正弦波信号として検出する．

磁気式エンコーダの磁気センサが検出する磁場は鉄系材料をはじめとした磁性体の影響を受けるが，水，油，軽金属といった産業機械で想定される環境下に存在する非磁性体の影響は受けない．そのため，磁気式エンコーダは比較的耐環境性が高いとされている．一方で，磁場の広がる範囲は磁気記録媒体の磁化している領域の大きさに依存する．この大きさは磁化の周期が短いほど小さくなるため，必要な磁気センサと磁気記録媒体の間隔（センサギャップ）を確保した上で実用的な大きさの磁場を得るために，磁極の周期は光学式エンコーダ比較して大きくする必要がある．磁性金属格子についても同様に必要な振幅で磁場を変動させるためには，格子のピッチはある程度の大きさが必要である．また，除去加工やエッチングで格子を形成するため，格子ピッチを小さくすることは難しい．

位置情報に変換される信号の周期は磁極の周期や磁性金属格子の格子ピッチに依存するため，磁気式エンコーダは精度の面で不利である．主要部品である磁気センサは経年劣化がほとんどなく，磁気記録媒体や励磁用磁石は経年によって減磁するものの，通常使用される温度の範囲であれば精度や S/N 比に大きく影響するほどの減磁はない．そのため，磁気式エンコーダは寿命の面で有利である．また，その他の方式と異なり，磁化による磁気式エンコーダでは除去的な加工ではなく，磁気記録媒体に後から磁化をすることによってスケールが作製される．そのため，記録電流の周期を変更することで 1 種類の磁気記録媒体で様々な用途に合わせた磁化と磁気信号の周期を持つスケールを作製することができることから，汎用性の面でも他の方式と比較して有利である．

Fig. 1-3-3 に電磁誘導式エンコーダの検出原理を示す．電磁誘導式エンコーダは電磁誘導を検出原理とした方式である．励磁コイルに交流電流を印加して磁束を励起し，電磁誘導によってスケール側のコイルに起電流を発生させる[13]．スケールと検出コイルの変位によって，スケール側のコイルと検出コイルの電磁結合が変化する．そのため，検出コイルによっ

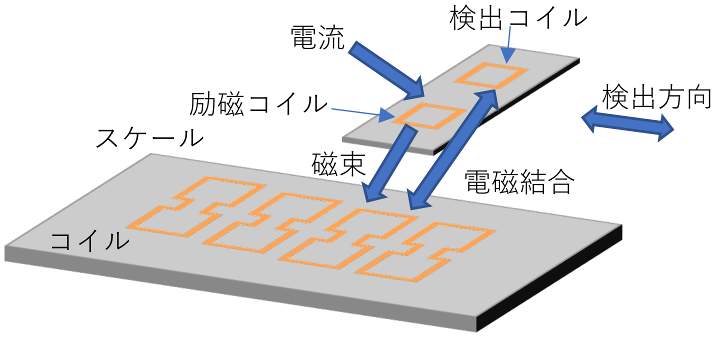


Fig. 1-3-3　電磁誘導式エンコーダの検出原理

て正弦波信号が得られ，これを位置情報に変換することができる．電磁誘導式エンコーダは磁気式エンコーダと同じく磁気信号を検出に用いているため，耐環境性の面で有利である．一方，非磁性体であっても導電性のある物質の影響を受ける可能性があるため，磁気式よりは耐環境性の面で不利である．コイルのパターンの微細化には限界があり，信号の周期を光学式ほどは短くできないため，精度の面では光学式より不利である．

Fig. 1-3-4 に静電容量式エンコーダの検出原理を示す．静電容量式エンコーダはスケールを誘電体として，センサとの間の静電容量の変化を正弦波信号として検出し，位置情報を得る[14]．固定側の誘導電極に交流電圧を印加すると，静電誘導によって移動側の誘導電極に電圧が印加される．移動側の送信電極と固定側の受信電極はコンデンサを形成しており，移動側が検出方向に変位することで，静電容量が変化する．このとき，送信電極に電圧が印加されているため，受信電極から正弦波信号が検出される．静電容量式エンコーダの原理によって，数 m に渡る非常に長い周期の信号を得られる．この信号から絶対位置を検出し，光学式スケールと組み合わせることで，光学式アブソリュートエンコーダとして用いられる[15]．耐環境性の面では，静電容量は媒質の誘電率によって変化するため，磁気式エンコーダよりも不利である．

以上の各方式のエンコーダの特徴から，半導体露光装置，非球面加工機といった超高精度が求められる用途では光学式エンコーダが選択される．工作機械といった高精度が求められる用途では，光学式，磁気式，電磁誘導式が混在して用いられている．一方で，近年の産業機械では自動化の要求が高まっている．例えば，工作機械では従来複数台の工作機械で行われていた加工を 1 台で行えるようになっており[16]，より人間の介入を必要としない生産システムが多く上市するようになっている．人間の介入を必要としない生産システムでは，システムトラブル時の柔軟な対応が難しいため，システムの構成要素に従来よりも高い信頼性が要求される．また，エアパージなどによる局部的な対策でも，機械，工場環境全体の対策でも，光学式エンコーダの前提となるクリーンな環境を維持するために消費されるコスト，資源は，近年の社会的な省資源，省エネルギーの要求の高まりから無視できないものとなっている．搬送機の分野では，生産工程の高度化に伴い，より高精度が求められるよう

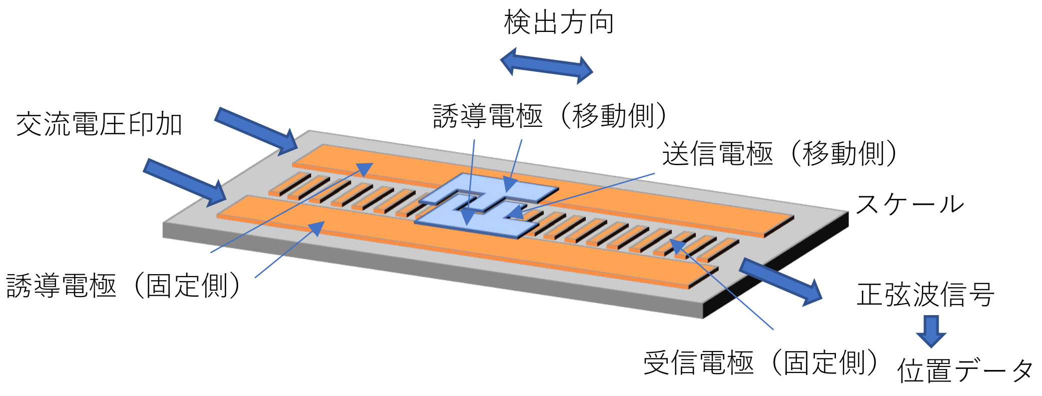


Fig. 1-3-4　静電容量式エンコーダの検出原理

になっている[17]．以上のように，エンコーダの信頼性の向上と，従来求められていた精度の高度化が要求されている．これらの要求を満たすために，磁気式エンコーダの更なる高精度化技術が必要である．また，1-2 節で述べた産業機械へ適用する上での要求から，アブソリュートエンコーダを高精度化する必要がある．

前述のように磁気式エンコーダには 2 種類の方式があるが，磁化による磁気式エンコーダは磁気抵抗による磁気式エンコーダよりも汎用性の面で有利である．そこで，本論文の以下の記述では便宜上，特に断りのない限り磁気記録媒体の磁化による磁気式エンコーダを磁気式エンコーダと呼称し，本研究では磁気記録媒体の磁化による磁気式エンコーダを研究対象とする．

1-3-2　磁気式エンコーダの精度

JISZ8103:2019 計測用語では，精度は機械・物理分野で，測定値と測定対象量の真値との一致の度合いという意味合いで従来用いられてきた用語とされている．本研究では，レーザ干渉計や高精度光学式エンコーダなどによる，不確かさが十分小さいことが分かっている位置データを参照値とした磁気式エンコーダの誤差を精度として取り扱う．

磁気式エンコーダの誤差は 2 種類に分けられる．1 つは，2 相正弦波信号の波長のばらつきに由来する誤差である．スケールは，センサによってある決まった波長の信号が検出できるように加工されているが，スケールの熱や加工時の伸縮によって，検出される正弦波信号の波長が本来の波長と異なる場合がある．式(1-2-1)による位置データの算出は正弦波信号の波長 λ がある一定値であることを前提としているため，波長のばらつきが位置データの誤差の原因となる．ただし，この波長の誤差は周期が長いため，スケールの伸縮が温度とスケール材料の線膨張係数，または測定によって既知であれば校正することができる．

もう 1 つは，内挿に由来する誤差である．式(1-2-1)の P は，2 相の正弦波信号 φ_A と φ_B から偏角を逆正接で得ることで，式(1-3-1)によって計算される．

$$P = \frac{\lambda}{2\pi} \tan^{-1} \frac{\varphi_A}{\varphi_B} \tag{1-3-1}$$

位置データ P は，2 相の正弦波信号 φ_A と φ_B が理想的な正弦波であることを前提として計算されるが，実際は誤差を含む．このとき，式(1-3-1)より得られる偏角も，理想的な正弦波から得られる偏角に対して誤差を含む．式(1-3-1)より，ある偏角の誤差による P の誤差は，正弦波信号の波長 λ が小さいほど小さくなる．そのため，センサが検出する信号波長が短いほど，エンコーダの精度の面では有利となる．波長のばらつきによる誤差とは異なり，内挿誤差の補正は難しいとされている[18,19]．そのため，磁気式アブソリュートエンコーダの高精度化には内挿誤差の低減が必要である．

磁気式エンコーダの内挿誤差（信号周期内の誤差の最大値と最小値の差）として，藤澤[20]は MR 素子を磁気センサとして，検出した信号の位相誤差を補正することで，磁極ピッチ 256 µm に対して 2 µm を得た．また，フェライトを磁性体として含む，可撓性のあるラバーマグネットを磁気記録媒体とした磁気式リニアエンコーダで，磁極ピッチ 2 mm に対して内

挿誤差 3.0 µm[21]としている製品が上市されている．また，MR 素子を磁気センサとした磁気式ロータリーエンコーダで，磁極ピッチ 200 µm に対して内挿誤差 1.4 µm（角度を直線の変位に換算した場合）[22]としている製品が上市されている．一方で，工作機械に用いられる光学式エンコーダの内挿誤差は 0.1 µm を下回っており，また，内挿誤差が加工面の表面状態に大きな影響を与えるとされている[23]．以上より，磁気式アブソリュートエンコーダを 1-3 節で述べた高信頼性と高精度を兼ね備えたエンコーダとするためには，0.1 µm を下回る内挿誤差が要求されると考えられる．

1-4　磁気式アブソリュートエンコーダの設計

1-4-1　磁気式アブソリュートエンコーダの構成

磁気式アブソリュートエンコーダは磁気記録媒体，磁気センサ，処理回路の 3 つの主要な要素で構成されている．**Fig. 1-4-1** に上市されている磁気式アブソリュートエンコーダの例を示す．Fig. 1-4-1 に示すように，上記の 3 つの要素以外にも磁気式アブソリュートエンコーダを構成する部品は存在する．しかし，これらの部品は信号と位置データに大きな影響を及ぼさないため，本論文では磁気記録媒体，磁気センサ，処理回路の設計について議論する．

磁気記録媒体の主成分は外部から磁場を印加することで磁化し，磁場を取り除いても磁化が残留する硬磁性体が用いられる．磁気式エンコーダでは磁気記録媒体に含まれる磁性体は，メタル粉と呼ばれる Fe-Co 合金を主成分とする磁性粒子[24]，六方晶フェライトの磁性粒子[25]などが用いられる．これらの磁性粒子は焼結して成形される場合もあるが，この焼結磁石は成形性と強度に劣る．そのため，磁気式エンコーダの磁気記録媒体では，ポリ

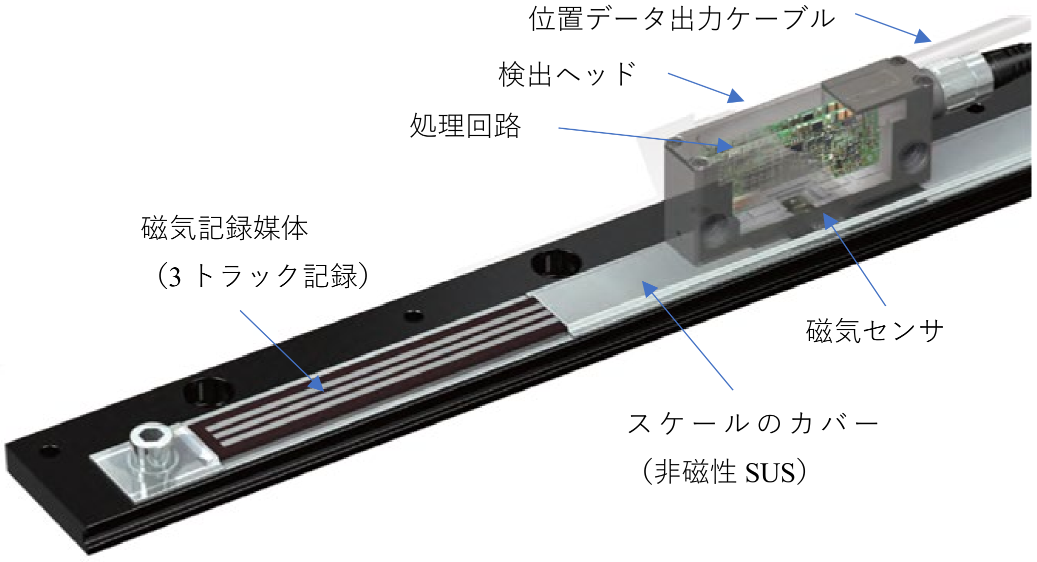


Fig. 1-4-1　磁気式アブソリュートエンコーダの構成例
（株式会社マグネスケールカタログ）

塩化ビニルやナイロン，Nitrile Butadiene Rubber（NBR）などの樹脂やゴムと混合したボンド磁石として成形されることが多い．他に，Fe-Ni-Cu 系や Fe-Co-Cr などの磁性合金[26]を圧延して，シート状の合金の状態で磁気記録媒体として用いられる場合がある．

磁気センサは MR 素子，ホール素子などが用いられる．ホール素子では，Si や InSb，GaAs などのホール効果の大きい半導体材料に磁場が印加されることでホール電圧が生じる．磁気信号によるこのホール電圧の変化を利用して位置データを検出している．磁場に対してホール電圧が比例するホール効果を利用しているため[27]，ホール素子は印加磁場に対して線形に応答するが，出力電圧に対する印加磁場の比である感度は MR 素子と比較して小さい．上市している高感度ホール素子では，入力電圧 1 V で 1 mT あたり 7 mV の出力電圧となる[28]．MR 素子は異方性磁気抵抗効果（AMR），トンネル磁気抵抗効果（TMR）などの原理による素子の抵抗変化を利用して磁場を検出している．MR 素子は非線形に磁気抵抗が変化するが感度は大きい特徴がある．AMR では 1 mT の磁束密度に対して 3 %の抵抗変化がある[29]．この AMR 素子で入力電圧 1 V のブリッジ回路を形成すると，30 mV の出力電圧が得られ，ホール素子よりも感度が高いことが分かる．TMR ではさらに大きな抵抗変化率が達成されており，更に大きな感度を得ることができる．以上のように磁気センサはそれぞれ異なる特徴を持ち，特徴に応じて用途によって使い分けられる．

磁気式アブソリュートエンコーダの処理回路では，2 相正弦波信号を内挿して得られる高分解能の位置データと，周期が測定範囲よりも大きいが低分解能の絶対位置を組み合わせて高分解能の絶対位置を得る．磁気式アブソリュートエンコーダの目的とする性能に応じて，これらの 2 相正弦波信号の設計と絶対位置検出方式の設計を行う必要がある．

1-4-2　2 相正弦波信号に関する設計とシミュレーション

2 相正弦波信号は磁気記録媒体から発生する磁場（磁気信号），磁気センサの磁場に対する電気信号の応答，処理回路による増幅および演算で決定される．磁気センサは印加磁場に対する特性から計算できる．入力される電気信号に対して，処理回路は通常出力が線形になるように設計される．処理回路の非線形性はオペアンプや ADC の部品の特性で規定される．

磁気センサに印加される周期的な磁気信号（磁場）は，磁気記録媒体の磁化により計算できる．1-3-2 項で述べたように，2 相正弦波信号の波長は精度に大きく影響する．2 相正弦波信号は磁気記録媒体に記録される磁極に由来しているため，この磁極間隔が短いほど高精度が実現しやすくなる．磁気記録媒体に **Fig. 1-4-2** の磁気モーメントが一定間隔で無限に並んだ単純なモデルでは，各磁気モーメントの影響による磁場を足し合わせることで，周期的な磁場を計算できる．このモデルにおける，座標(x, y)における y 方向の磁場 $H_y(x, y)$を式(1-4-1)に示す[27]．

$$H_y(x,y) = \frac{3my}{4\pi\mu_0 d^4}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\left(\frac{2n+1-\frac{x}{d}}{\left\{\left(\frac{y}{d}\right)^2+\left(2n+1-\frac{x}{d}\right)^2\right\}^{\frac{5}{2}}}-\frac{2n-\frac{x}{d}}{\left\{\left(\frac{y}{d}\right)^2+\left(2n-\frac{x}{d}\right)^2\right\}^{\frac{5}{2}}}\right) \tag{1-4-1}$$

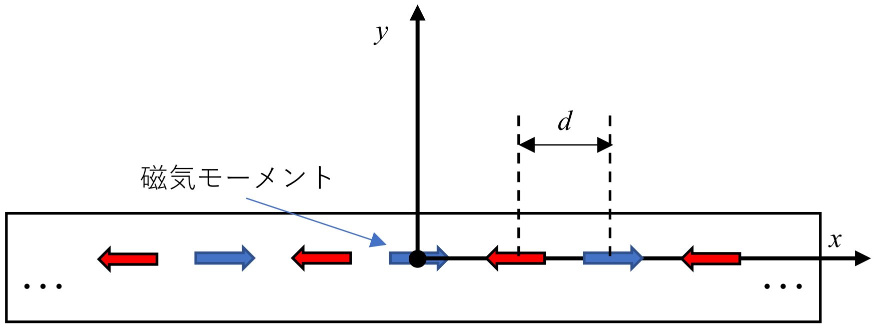


Fig. 1-4-2　磁気記録媒体の簡易モデル

ここで，m は磁気モーメントの大きさ，μ_0 は真空の透磁率，d は磁気モーメントの間隔を表す．実際には記録ヘッドから発生する磁場が空間的に均一ではないため，磁気記録媒体の磁化も均一とはならない．また，磁気記録媒体の磁場に対する磁化の応答の非線形性も考慮する必要がある．したがって，磁化の計算には磁気記録の際の記録ヘッドから発生する磁場と，磁場による磁化の計算が必要である．

従来，磁気式エンコーダの磁気信号のシミュレーションに関する研究[30,31]が行われている．Kikuchi らは有限要素法によって記録ヘッドの磁場を計算して磁気記録媒体のシミュレーションを行っている．しかし，磁気記録条件と磁気記録媒体の非線形磁気特性の両方を考慮に入れた手法は開発されていない．一方で，ストレージ用途の磁気テープの分野では，磁気記録媒体のシミュレーション技術が開発されていた．Tagawa らによって，記録媒体の磁化特性を媒体磁化モデルでモデリングし，有限要素法と組み合わせてシミュレーションが行われた[32]．その後，磁気記録の更なる微細化に伴って，マイクロマグネティクスによる磁気記録媒体のシミュレーションが行われている[33]．磁気式エンコーダでは磁化される範囲は 100 µm 以上であり，Tagawa らのシミュレーションにおける磁気テープのおよそ 1 µm 弱と比較しても大きい．したがって，マイクロマグネティクスを適用したシミュレーションの計算時間は大きくなると考えられることから，磁気式エンコーダのシミュレーションでは有限要素法と媒体磁化モデルによる手法が適当であると考えられる．磁気記録条件と磁気記録媒体の非線形磁気特性に基づいて，磁気記録媒体の磁化をシミュレーションすることにより，磁気センサに印加される磁場を算出し，磁気センサが検出する信号が求められる．このことによって，磁気式エンコーダの 2 相正弦波信号を高い精度で予測し，設計に活用することができると考えられる．

1-4-3　絶対位置検出方式の設計

磁気式アブソリュートエンコーダの絶対位置検出では，目的とする用途に応じて絶対位置の検出方式が選択される．絶対位置の検出方式には，(1)複数の磁気トラックから検出される信号の位相差から絶対位置を検出する方法，(2)スケールに磁気記録されたビット列を表す磁極配列（N 極 S 極の並び）から絶対位置を検出する方法がある．

(1)の方式は，検出される複数のトラックから得られる正弦波信号の位相の差分が，測定範囲における各位置に対して一意になるようにすることで絶対位置を得る[34]．複数のトラックの磁化の周期をずらすことで，正弦波信号の位相が異なるようにしている．検出方向に対して広い範囲の磁気信号を検出する必要がないため，磁気センサの配置を狭い範囲に配置することができる．そのため，1 つの集積回路内に磁気センサと処理回路を形成する場合に，チップの面積を小さくできるメリットがある．一方で，絶対位置を安定して検出するためには，位相の差はできるだけ大きい方が望ましいが，測定範囲は位相の差が小さい方が大きくなるというジレンマがある．そのため，本方式は径の小さいロータリーエンコーダなど測定範囲の短い用途で用いられることが多い反面，工作機械のテーブル位置計測など測定範囲の長い用途には適していない．

(2)の方式は，スケールに磁気記録されたアブソリュートトラックとインクリメンタルトラックを用いて絶対位置の計測を行っている．アブソリュートトラックにはビット列を表す磁極配列が記録されている．アブソリュートトラックから得られる信号をビット列に復号することで，大まかな絶対位置を計測することができる．インクリメンタルトラックは，N 極と S 極が交互に，アブソリュートトラックと対応した磁極間隔で記録されている．インクリメンタルトラックのスケールより得られる信号を内挿することで，アブソリュートトラックにより計測される絶対位置からの距離を計測している．(2)の方式ではこれら 2 種類のトラックによって長い測定範囲で絶対位置を計測することができる．アブソリュートトラックの磁極配列は，グレイコードに基づく方式[35]と最大周期列（M 系列）に基づく方式がある[36]．グレイコードに基づく方式では，アブソリュートトラックの数を多くする必要があるため，スケールの幅が大きくなるデメリットがある．M 系列とは，1 と 0 のビット列であり，M 系列からある長さのビット列を取り出すとき，取り出したビット列が互いに重複しないという性質がある．この性質を利用して，取り出されるビット列と絶対値を対応させることで，アブソリュートエンコーダの絶対位置検出が可能である．M 系列に基づく方式では，1 つのアブソリュートトラックによって長い測定範囲で絶対位置の計測が可能である．そのため，測定範囲の長い磁気式エンコーダでは M 系列に基づく方式が採用される場合が多い．アブソリュートトラックの信号の誤検出は，絶対位置を全く異なる場所として検出する致命的な問題を引き起こす．そのため，実際の使用条件において信号の誤検出をしない絶対位置検出方式を設計することが必要である．

1-5　磁気式アブソリュートエンコーダのシミュレーションによる内挿誤差低減

1-5-1　内挿誤差の要因

磁気式エンコーダの高精度化を論じるために，本節では磁気式エンコーダの誤差の要因について示す．そして，これらの要因に対する従来の取り組みと課題について論じる

位置データ P は，2 相の正弦波信号 φ_A と φ_B が理想的な正弦波であることを前提として計算されるが，実際には式(1-5-1)および式(1-5-2)で表されるように誤差を含む[18].

$$\varphi_A = A_1\cos\theta + \Delta V_A + \sum_{m=2}^{\infty} \Delta_{Am}\cos(m\theta + \Delta\theta_{Am}) + \varepsilon A \tag{1-5-1}$$

$$\varphi_B = B_1\sin(\theta + \Delta\theta) + \Delta V_B + \sum_{m=2}^{\infty} \Delta_{Bm}\sin(m\theta + \Delta\theta_{Bm}) + \varepsilon B \tag{1-5-2}$$

磁気信号を 2 相の正弦波信号に変換する磁気センサは，φ_A と φ_B を検出するセンサ素子によって構成されている．ここで，θ は位相を示す．A_1, B_1 は振幅を示し，理想的な 2 相正弦波信号では A_1/B_1=1 である．センサ素子の感度のばらつきなどの理由によって，振幅は $A_1/B_1 \neq 1$ となるような誤差を含む．$\Delta\theta$ は位相誤差，ΔV_A，ΔV_B はオフセット誤差，εA，εB は非周期ノイズを，Δ_{Am}，Δ_{Bm} は m 次高調波振幅誤差（m は 2 以上の整数とする），$\Delta\theta_{Am}$，$\Delta\theta_{Bm}$ は m 次高調波位相誤差である．これらの誤差の中で，非周期ノイズ以外の誤差は位相 θ と空間周波数的に相関して，2 相正弦波信号に対する影響を及ぼす．一方で，非周期ノイズは位相 θ と空間周波数的に相関しない非周期誤差を示す．非周期ノイズは磁気センサと電子部品による熱雑音やショット雑音などに由来する．これらの 2 相正弦波信号の誤差が内挿誤差の原因となる．

磁気式エンコーダの位置計測システムを **Fig. 1-5-1** に示す．磁気記録媒体から発生した磁気信号は磁気センサによって電気信号に変換される．通常，磁気センサは磁気信号の波長に対して 1/4 のピッチで配置された 2 個の素子を含む．これらの素子から 90°位相がずれた 2 相正弦波信号が得られる．2 相の正弦波信号は増幅回路で増幅される．増幅された 2 相正弦波信号は Analog to Digital Converter (ADC)によってアナログ信号からデジタル信号に AD 変換される．デジタル内挿回路では Digital Signal Processor (DSP)や Field Programmable Gate Array (FPGA)といったデジタル信号を処理するデバイスよって，2 相正弦波信号に対してデ

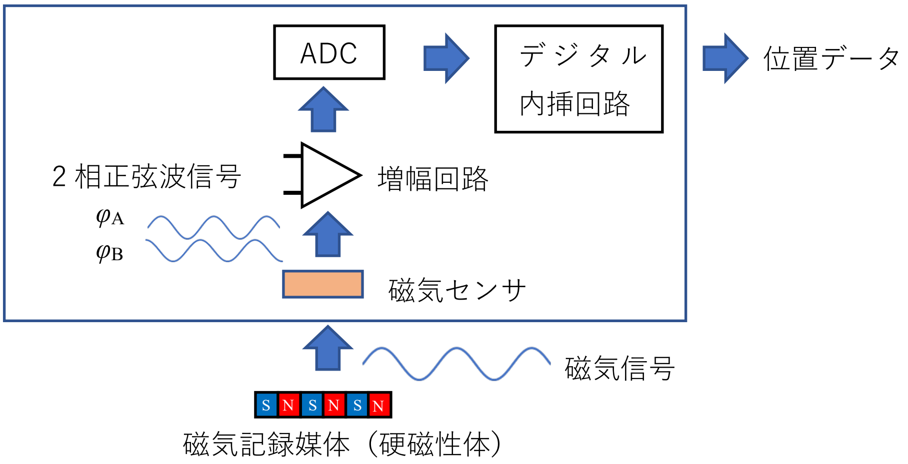


Fig. 1-5-1　磁気式エンコーダの位置検出システム

ジタルフィルタによる帯域制限や補正が行われる．その後，式(1-3-1)に基づく計算によって位置データが算出される．式(1-5-1)および式(1-5-2)で示した誤差要因は，Fig. 1-5-1 で示したシステムの各所で生じる．ただし，デジタル内挿回路ではすべてデジタル信号で処理が行われるため，影響のある誤差要因はない．

(1) 高調波ひずみ

高調波ひずみはシステムの各所で 2 相正弦波信号に影響を与える．磁気記録媒体について，Fig. 1-4-2 に示した x 方向である検出方向の磁化が，x 座標に対して一定周期で正弦波状に変動する場合，磁気記録媒体から発生する磁気信号も正弦波となるため，高調波ひずみはない．しかし，実際に正弦波状に磁化することはできないため，磁気信号は高調波ひずみを含む．磁気センサでは，印加磁場と出力電圧の比である感度の非線形性が高調波ひずみに影響を与える．ホール素子の感度はほぼ線形であるが，MR 素子ではより非線形である．高調波ひずみは，全高調波ひずみ（THD）や全高調波ひずみ＋ノイズ（THD+N）といった指標によって評価される場合が多い．全高調波ひずみは式(1-5-3)で定義される．

$$\mathrm{THD} = \frac{\sqrt{V_2^2+V_3^2+V_4^2+\cdots}}{V_1} \tag{1-5-3}$$

ここで V_1 は基本波信号の振幅，V_n（n は 2 以上の整数）は各高調波成分の振幅を表す．磁気センサとしての高感度な MR 素子と磁気信号による影響を合わせた全高調波ひずみは，センサギャップや磁気記録媒体の記録条件によって変動するが，10 %を上回る場合があるほど大きい場合がある[37]．例として，基本波と位相が一致している第 3 次高調波のみを含む場合を考える．式(1-3-1)，式(1-5-1)および式(1-5-2)を用いて，それぞれ基本波に対して 10 % の振幅の第 3 次高調波を加えて算出した位置 P から，基本波で算出した位置を参照値として，内挿誤差を算出した．このときの誤差 E の計算式(1-5-4)に示す．

$$E=\frac{\lambda}{2\pi}\left(\tan^{-1}\frac{\cos\theta+\Delta_{A3}\cos(3\theta)}{\sin\theta+\Delta_{B3}\sin(3\theta)}-\theta\right) \tag{1-5-4}$$

式(1-5-4)の Δ_{A3}，Δ_{B3} に 0.1 を代入し，$0 \leq \theta < 2\pi$の範囲で E の最大値と最小値を求め，最大値から最小値を引いた差として内挿誤差を求めた．算出された内挿誤差は，基本波の波長 λ に対して 3.2 %だった．これは 1-3-2 項で述べた内挿誤差よりも大きいため，磁気信号と磁気センサの高調波ひずみの影響は大きい．

誤差への影響が大きい磁気信号および磁気センサに起因する高調波ひずみの信号に対する影響を小さくする方法として，複数の磁気センサにより検出される信号から正弦波信号を生成する際に，そのひずみが低減するように磁気センサを検出方向に配置する方法がある[38]．例として 3 次高調波を低減する場合，元の正弦波信号の位相に対して 4/3π 位相がずれた正弦波信号が出力されるように，検出方向に位置をずらして磁気センサを追加する．このとき，位相のずれた正弦波信号では 3 次高調波成分は元の正弦波信号の逆相となるため，これらの正弦波信号を加算することで 3 次高調波を除去できる．しかし，この方法は，磁気

センサの配置により生成する正弦波信号の振幅が小さくなる．そのため，信号の S/N 比が低下する．また，平均化のために磁気信号の波長に応じた専用の磁気センサが必要であるため，センサのコストが高くなり，磁気式エンコーダの特徴であるスケールの汎用性を活かせなくなることが課題である．

磁気式ロータリーエンコーダに関して，位相同期回路を用いて磁気信号ひずみの小さな信号を検出する手法が提案されている[39,40]．この方法では位相同期回路の入力を磁気センサから得られた 2 相正弦波信号，出力を Digital to Analog Converter (DAC)で生成した歪みのない 2 相正弦波信号としている．出力信号を位相同期回路にフィードバックし，入力信号と位相が一致するように回路が構成されている．この歪みのない出力された 2 相正弦波信号を内挿することで位置データを得る．そのため，磁気信号，および磁気センサの高調波ひずみを低減することができる．しかし，この方法は位置検出の対象となる運動が，加減速を含まず，内挿に用いられる正弦波信号の周波数が一定の場合を前提としてひずみの補正を行っている．そのため，工作機械のテーブル移動のような加減速が繰り返される運動では，正弦波信号の周波数が常に変動するため，この手法は適用できない．したがって，この手法はリニアエンコーダを含めた磁気式エンコーダ一般に適用できないことが課題である．磁気センサに起因する高調波ひずみに関しては，ホール素子のような感度は低いが線形性の高い出力特性を持つ素子を使用することで，低減することが可能である，しかし，この場合でも磁気信号が理想的な正弦波ではなく高調波ひずみを含んでいれば，磁気信号を検出したホール素子の出力信号は磁気信号に由来する高調波ひずみを含む．そのため，磁気信号の高調波ひずみを低減する方法が必要である．このように，高精度かつ低コストの磁気式エンコーダを実現するための課題である磁気信号のひずみの低減の問題は，未だに解決されていない．

増幅回路と ADC では，電子部品の特性による非線形性が高調波ひずみに影響を与える．増幅回路の主要部品であるオペアンプや ADC の THD，THD+N の値は部品によって様々である．しかし，通常の磁気式エンコーダの信号周波数である 100 kHz 以下の帯域で，高精度なオペアンプや ADC の高調波ひずみは 0.01 %を下回る．式(1-5-4)を用いて，それぞれ基本波に対して 0.01 %の振幅の第 3 次高調波を加えて算出した位置 P から，基本波で算出した位置を参照値として内挿誤差を算出した．算出された内挿誤差は，基本波の波長に対して，0.0016 %だった．この値は磁気記録媒体や磁気信号の影響に対してはるかに小さい．したがって，十分に高精度な部品を適切な条件（温度，信号の周波数帯域，使用電圧範囲など）の下で用いることで，増幅回路や ADC による高調波ひずみは比較的小さく抑えることができる．

(2) 非周期ノイズ

非周期ノイズはまず磁気センサで生じる．磁気センサの非周期ノイズについては，TMR センサやホール素子について先行研究がある[41,42]．磁気センサで生じたノイズは増幅回路で増幅される．増幅前の磁気センサの信号は一般的に微弱であり，増幅回路の増幅率は数十倍

以上である場合が多い，そのため，非周期ノイズは，増幅前の磁気センサのノイズと増幅回路の入力ノイズに大きな影響を受ける．ホール素子について，非周期ノイズの最大揺らぎが±250 nT という報告がある[41]．磁気信号の振幅を 10 mT，増幅率を 100 倍とすると，増幅後の信号振幅に対してノイズは 0.25 %となる．これを式(1-3-1)，式(1-5-1)および式(1-5-2)に代入して内挿誤差に対するノイズの影響を算出すると，算出された内挿誤差は，基本波の波長に対して，0.11 %だった．磁気式エンコーダの信号波長は 100 μm 以上の場合が多いため，これは 1-4-1 項で述べた要求される内挿誤差 0.1 μm に影響する大きさである．

ADC も非周期ノイズの原因となる．しかし，磁気センサ，増幅回路とは異なり，ADC のノイズは増幅後の信号に対する影響である．また，高精度な ADC の S/N 比は 90 dB 以上(信号振幅に対して非周期ノイズは 0.003 %以下)である．このとき，式(1-3-1)，式(1-5-1)および式(1-5-2)によって算出される内挿誤差は，基本波の波長に対して 0.001 %だった．そのため，ADC の非周期ノイズに対する影響は比較的小さい．

磁気式アブソリュートエンコーダの非周期ノイズの影響を軽減するためには，磁気センサが検出する磁場を大きくする必要がある．そのためのアプローチとして，磁気センサの感度を向上させること，磁気記録媒体から発生する磁場の振幅を大きくすることがある．磁気センサは過去にはオーディオ，ビデオ用テープレコーダ，近年ではハードディスクドライブ（HDD），電流検出，近接センサなど非常に多くの用途があり，感度向上の取り組みは常に盛んである．MR 素子を例にすると， AMR 素子，巨大磁気抵抗効果素子（GMR 素子），TMR 素子と新たなセンサ素子が開発されてきた．一方で，磁気記録媒体も HDD やストレージ用磁気テープなどに向けて研究開発が続けられている．しかし，これらの用途は記録する磁極の間隔が磁気式アブソリュートエンコーダとはかけ離れた領域まで狭くなっている．そのため，磁気式アブソリュートエンコーダとは大きく異なる前提条件で研究開発が進んでおり，磁気式アブソリュートエンコーダの使用条件に合った磁気記録媒体の検討はなされていない．すなわち，磁気式アブソリュートエンコーダに特化した磁気記録媒体の改善が必要である．これにより磁場出力の向上とそれによる精度改善が可能であると考えられる．

(3) 2 相正弦波信号の DC オフセット，位相，振幅ずれ

2 相正弦波信号の DC オフセットおよび振幅と位相のずれを，Fig. 1-2-2 (b)で示したリサージュ図形として **Fig. 1-5-2** に示す．これらの信号のずれによって，理想的な 2 相正弦波信号から得られる値とは異なる偏角が検出されることで，位置の誤差が生じる．

信号の DC オフセット，位相，振幅ずれは，信号への影響を小さくする方法として，デジタル内挿回路で信号のずれを観測し，これを信号にフィードバックしてずれを補正する手法が確立されている[2]．一方で，この方法による補正は，収束に一定の移動距離が必要である．磁気センサに関して，2 相のセンサ素子抵抗のばらつきによる DC オフセット，感度のばらつきによる振幅ずれ，素子の位置ずれによる位相ずれは，いずれも使用中にほとんど変化しない．また，磁気センサの温度変化による影響は受けるものの，温度の変化は通常の使用条件では緩やかである．また，増幅回路による影響も同様に使用中の変化は緩やかである．

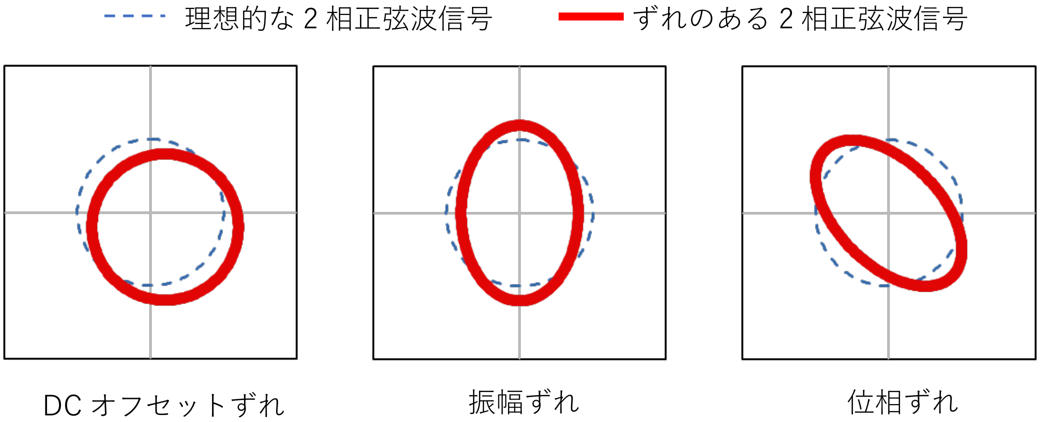


Fig. 1-5-2　誤差に影響する 2 相正弦波信号のずれ

このため，磁気センサおよび増幅回路による影響は，信号のフィードバックによる補正によって軽減することが可能である．

一方で，磁気信号に対する影響として，磁気センサが検出する信号 1 周期分の磁気信号の波形が，エンコーダの測定位置によって変動する場合がある．測定位置の変化に対してこの変動が急激であれば，補正が収束する前にずれの大きさが変化することで，信号のフィードバックによる補正が有効でない場合がある．磁気式エンコーダ自身の影響による，測定位置の変化に対して急激に磁気信号が変動する要因として，マルチトラックの場合のトラック間の磁気信号の干渉が考えられる．1-2 節で述べたアブソリュートエンコーダを磁気式で実現するためには，マルチトラックが必要となる．このとき，内挿のための 2 相の正弦波信号として検出する磁気信号が，他の磁気トラックからの磁気信号の干渉を受ける場合がある．磁気信号の干渉は，DC オフセットとして誤差要因に表れる．この誤差の要因は補正が難しいため，その影響を予測し，抑制する手段が必要である．従来，磁気式アブソリュートエンコーダについて実験的にトラック間干渉の影響を調査した例はあるが[35]，様々な形態の磁気式エンコーダについてトラック間干渉の影響を予測する手段の研究例はない．

(4) ADC の量子化誤差

AD 変換による量子化誤差は位置の誤差の要因となる．例として，振幅が ADC のダイナミックレンジの 50 %である 2 相正弦波信号を，16 bit 分解能の ADC でサンプリングした場合を考える．式(1-5-1)を用いて算出した ADC の量子化誤差が位置データの誤差に与える影響は信号波長の 0.001 %以下である．このことから，ADC のダイナミックレンジと分解能を適切に選択することで，AD 変換による量子化誤差は位置の誤差に影響を与えない範囲に抑制できる．

以上のように，磁気式エンコーダには影響の大きいものからわずかなものまで，多岐にわたる誤差の要因が存在する．**Table 1-5-1** には，これらの要因の影響の大きさを記した．磁気

Table 1-5-1　磁気式エンコーダの誤差要因

要因	システムの要素	内挿誤差への影響
高調波ひずみ	磁気信号	信号波長の 3.2 %
	磁気センサ	
	増幅回路	信号波長の 0.0016 %
	ADC	
非周期ノイズ	磁気センサ	信号波長の 0.11 %
	増幅回路	
	ADC	信号波長の 0.001 %
DC オフセット	磁気信号	補正できない場合がある
	磁気センサ	補正可能
	増幅回路	補正可能
2 相正弦波信号の位相ずれ	磁気センサ	補正可能
2 相正弦波信号の振幅ずれ	磁気センサ	補正可能
	増幅回路	補正可能
量子化誤差	ADC	信号波長の 0.001 %以下

式エンコーダの内挿誤差低減のために，Table 1-5-1 に示した影響の大きい要因の抑制する必要がある．

1-5-2　シミュレーションによる内挿誤差低減

前述の誤差要因の改善を図るために，磁気記録の条件や磁気記録媒体の種類などのパラメータを様々に変更して最適化を図る必要がある．しかし，この方法は，多くの条件で記録媒体への磁化を行い，磁気信号を検出しなければならず，多大な労力・時間を要する．そこで，磁気記録媒体の磁気特性と記録条件をパラメータとした磁気記録媒体の磁化と磁気記録媒体より得られる磁気信号のシミュレーションにより，磁気記録のパラメータを最適化することが求められている．

Fig. 1-5-3 に，1-5-1 項で示した磁気式エンコーダの誤差要因と，誤差要因改善のためにシミュレーションで予測が必要な項目を示す．内挿誤差に影響のある誤差要因は非周期ノイズ，磁気信号のトラック間干渉による DC オフセット，磁気信号の高調波ひずみである．非周期ノイズの影響を予測し，改善するためには，Fig. 1-4-2 で簡易的に示した *x*-*y* 平面の磁場の分布を，シミュレーションによって高精度に計算し，磁気信号の振幅である磁場出力を得る必要がある．磁気信号のトラック間干渉による DC オフセットについては，磁化されたトラックからずれた *x*-*y* 平面における磁気信号の振幅，すなわち磁気信号のトラック間干渉をシミュレーションによって計算する必要がある．磁気信号の高調波ひずみについては，シミ

ュレーションによって，高精度な磁気センサ検出信号を得る必要がある．1-4-3 項で示した従来の磁気式エンコーダのシミュレーションでは，磁場出力の計算に留まっていた．また，Tagawa らによる従来の磁気記録シミュレーションでは，磁場出力とトラック間干渉の計算に留まっていた．したがって，従来のシミュレーションでは高精度に磁気センサが検出する信号を再現し，高調波ひずみを予測することは達成されていない．そのため，従来の手法では，内挿誤差を要求される 0.1 μm 以下まで低減させるための検討は困難であると考えられる．そこで，本研究では，磁気記録シミュレーションを磁気式エンコーダに応用することで，従来の磁気式エンコーダでは達成されていない，磁気信号の高調波ひずみを再現する高精度なシミュレーションを実現する．

また，磁気式エンコーダの誤差要因の改善を図るためには，シミュレーションのパラメータを様々に変化させて最適な条件を導出する必要がある．そのため，シミュレーションの高速化が必要である．本研究では，ニュートン・ラフソン法による磁気抵抗率の初期条件算出と，双線形補間による磁気センサ印加磁場の算出によって，アルゴリズムを改善し，シミュレーションの高速化を図る．この磁気記録シミュレーションにより，磁気記録媒体の磁気特性と記録条件をパラメータとして，磁場出力，磁気信号のトラック間干渉に加えて，高精度磁気センサ検出信号を予測し，磁気式エンコーダの内挿誤差に影響する要因を総合的に改善することができると考えられる．本論文において，高精度磁気センサ検出信号のシミュレーションは第 2 章，磁場出力のシミュレーションは第 3 章，磁気信号のトラック間干渉シミュレーションは第 4 章で取り扱う．以上の磁気記録シミュレーションによる内挿誤差改

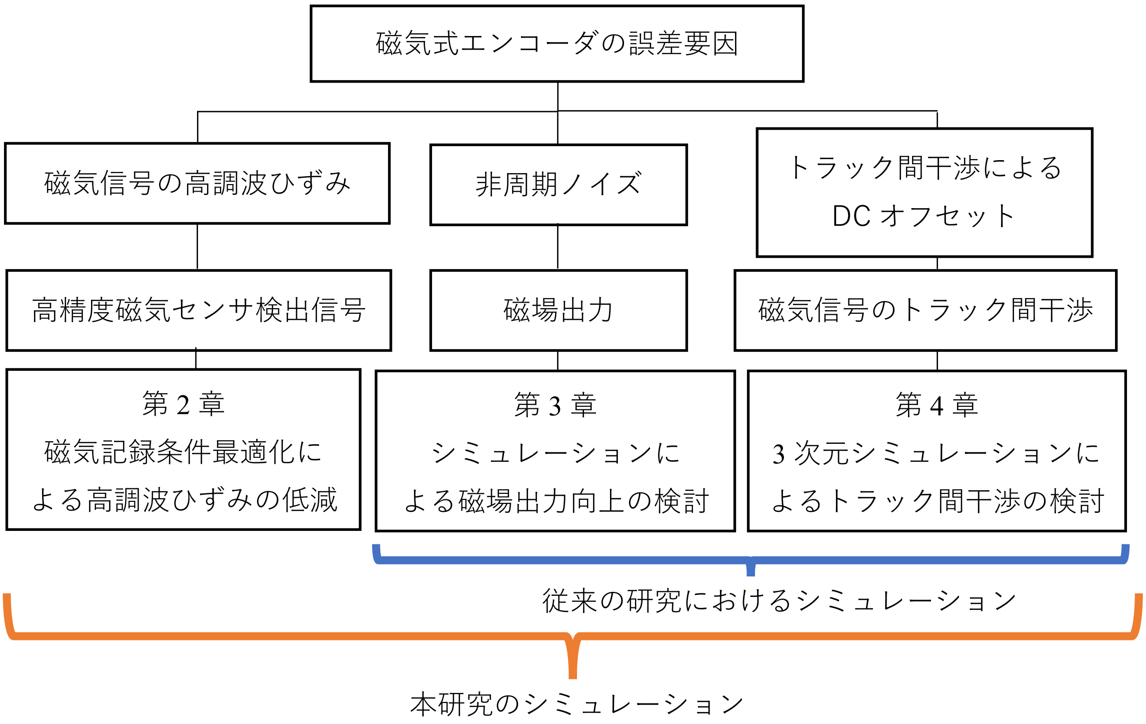


Fig. 1-5-3　磁気式エンコーダの誤差要因のシミュレーションによる改善

善のフローを **Fig. 1-5-4** に示す．本研究の磁気記録シミュレーションによって，磁気センサが検出する信号から高調波ひずみ，磁場出力またはトラック間磁場干渉を計算する，それぞれ改善目標に達しているかどうか評価する．目標に達していなければ，シミュレーションで得られた磁場や磁化に基づいてパラメータを変更し，再度シミュレーションを行う．目標に達していれば次の評価項目を計算する．このフローを実行することによって，従来行われていなかったシミュレーションによる内挿誤差要因の総合的な改善が可能となる．

本研究の磁気式エンコーダの磁気記録シミュレーションによって，磁気記録媒体の形状，磁化トラックの数と磁極の配列などが異なる，様々な形態の磁気式エンコーダについても，高精度なシミュレーションが可能となる．また，外的な誤差要因として考えられる，外部磁場による磁気記録媒体の磁化のムラや磁性体の介在物が磁気信号と誤差に及ぼす影響も予測ができる．以上のように，磁気式エンコーダの磁気記録シミュレーションによって，本研究で扱う範囲にとどまらない磁気式エンコーダの性能予測が可能になると考えられる．

1-6　磁気式アブソリュートエンコーダの磁極配列改善による内挿誤差低減

誤差の要因によらず内挿誤差の改善が期待できる方法として，1-2 節で述べた信号波長を短くする方法が挙げられる．しかし，磁気式アブソリュートエンコーダでは，1-4-3 項で述べた絶対位置検出方式を前提に，信号波長の短縮による影響を考慮する必要がある．

磁気式エンコーダの信号波長を短くことによる磁気信号への影響を検討する，磁気記録媒体に Fig. 1-4-2 の磁気モーメントが一定間隔で無限に並んだ簡易モデルの場合． y 方向の磁場 $H_y(x, y)$は周期的に変動し，$x = d/2$ で極大となる．このときの磁場，すなわち磁気信号

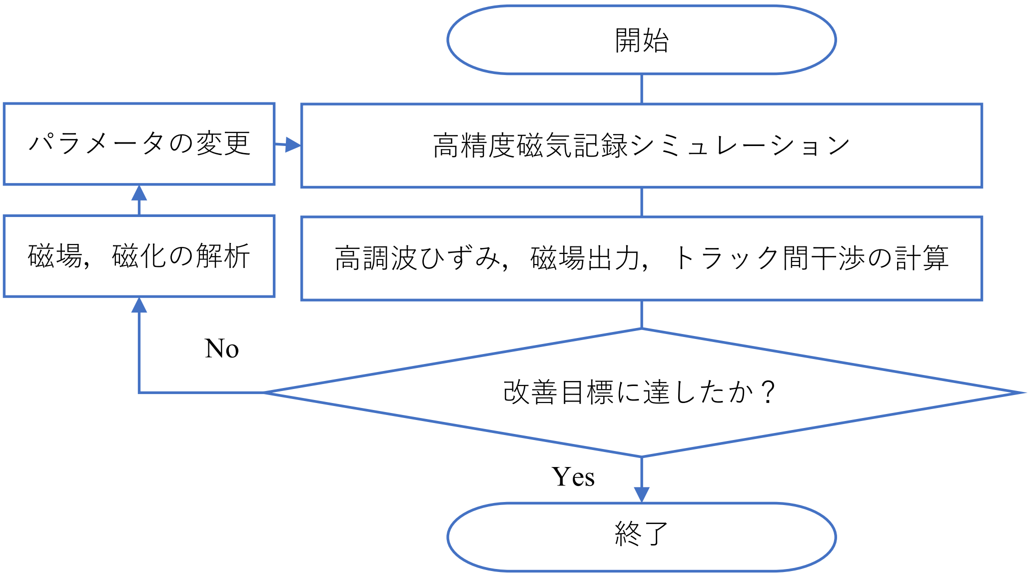


Fig. 1-5-4　磁気記録シミュレーションによる誤差要因の改善

の振幅である$H_y(d/2, y)$は式(1-4-1)に $x = d/2$ を代入して得られる．$H_y(d/2, y)$を式(1-6-1)に示す．

$$H_y(d/2, y) = \frac{3my}{2\pi\mu_0 d^4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(\frac{2n+\frac{1}{2}}{\left\{ \left(\frac{y}{d}\right)^2 + \left(2n+\frac{1}{2}\right)^2 \right\}^{\frac{5}{2}}} \right) \tag{1-6-1}$$

式(1-6-1)を用いて，標準的な磁気式エンコーダの使用範囲である d が 0.05 mm から 0.5 mm，かつ y が 0.1 mm から 1.0 mm の範囲で磁気信号の振幅を数値計算すると，d に対して単調減少する．したがって，信号波長を短くすることで，トレードオフとして信号の振幅が小さくなる．そのため，S/N 比を悪化させないために，前述したシミュレーションの適用による磁気記録媒体の磁場出力の向上が必要である．

磁気式アブソリュートエンコーダでは，磁極間隔を短くすることによって，絶対位置検出を行う信号の劣化が問題となる．エンコーダの高精度化のために，インクリメンタルトラックの磁極間隔を短くすることによって，アブソリュートトラックの磁極間隔も短くなる．アブソリュートトラックの信号の減衰によって，本来とは異なるビット列が復号され，絶対位置の誤検出が引き起こされる．また，アブソリュートトラックの他の磁極からの干渉も絶対位置の誤検出の原因となる．そのため，磁極間隔を短くすることによってアブソリュートエンコーダの内挿誤差を低減するためには，アブソリュートトラックの磁気信号の減衰と干渉の問題を解決する必要がある．これらの問題を解決するために，従来の絶対位置検出方式を変更し，アブソリュートトラックの磁極配列を改善する手法が考えられる．アブソリュートエンコーダに用いられる M 系列の誤り検出や訂正の例はあるが[36]，M 系列に基づくアブソリュートトラックの磁気信号の改善によって内挿誤差の低減を行った例はない．そこで本研究では，磁気式アブソリュートエンコーダの新たな絶対位置検出方式によって磁気信号の改善を図り，磁極間隔の短縮による内挿誤差の低減を行う．

1-7　本研究の目的

以上で述べた磁気式アブソリュートエンコーダの内挿誤差低減のために有効なアプローチをまとめる．

(1)　記録条件最適化による磁気信号の高調波の低減

(2)　磁気記録媒体の記録条件，材料の変更による磁場出力の向上と S/N 比改善

(3)　トラック間干渉による磁気信号の DC オフセットの低減

(4)　絶対位置検出方式の開発によるアブソリュート信号の品質改善と磁極間隔および信号波長短縮

第 1 に磁気信号の高調波ひずみを低減することである．第 2 に磁気記録媒体の磁場出力を向上し，S/N 比を低減することである．第 3 にトラック間干渉による磁気信号の DC オフセットを低減することである．これら(1)，(2)，(3)のアプローチによる改善は，高精度な磁気記録シミュレーションを応用して行う．第 4 のアプローチは，絶対位置検出方式の開発によってアブソリュート信号の品質を改善し，信号波長を短縮することである．1-5 節および 1-6 節で述べたように，これらのアプローチに対する既存の取り組みは十分ではない．そのため，本研究でこれらのアプローチを実際に実行することが，磁気式アブソリュートエンコーダの内挿誤差低減のために重要な知見を提供することになると考えられる．

本研究では以上の 4 つのアプローチによって，磁気式アブソリュートエンコーダの内挿誤差を低減し，精度を向上させることを目的とする．

1-8　結言

本論文では以下の五つの構成で結論を導く．第 2 章では磁気信号の高調波を低減することで，精度の改善を図った結果を報告する．第 3 章では，エンコーダの精度に影響を与える S/N 比向上のために最適な磁気記録媒体および記録条件を選択するための手法を報告する．第 4 章では外部磁場の影響と低減を行うために 3 次元シミュレーションを用いた結果について報告する．第 5 章では磁極間隔の短縮による精度の向上を妨げるアブソリュートトラックの信号劣化を改善する，新たな磁気式エンコーダの絶対位置検出方式について報告する．そして第 6 章では，本研究で得られた知見をまとめ，本論文の結論を述べる．

第 2 章　磁気記録条件最適化による高調波ひずみの低減

2-1　緒言

本章では，記録電流や記録ヘッドの形状などの磁気記録条件をパラメータとした高精度な磁気記録シミュレーションによって，磁気式エンコーダの磁気記録条件を最適化し，磁気信号の高調波ひずみを低減する手法について述べる．そして，内挿誤差を低減して磁気式エンコーダの精度を改善する．

2-2 節では，磁気記録による磁気記録媒体の磁化，磁気センサに印加される磁場，および磁気センサが検出する信号を算出するためのシミュレーション法を示す．また，シミュレーションを行い，シミュレーションと実験で得られた結果の比較によって，シミュレーションの妥当性の検証を行う．2-3 節では，シミュレーションを用いて，磁気記録媒体の記録条件である記録電流パルス幅を最適化し，磁気センサによる検出信号の高調波ひずみを低減した結果について述べる．2-4 節では，高調波の低減によって，磁気式エンコーダの内挿誤差を改善した結果について述べる．2-5 節では，本章の結言を述べる．

2-2　シミュレーション方法

2-2-1　磁気記録の原理

Fig. 2-2-1 に磁気記録の原理を方式ごとに示す．Fig. 2-2-1(a)の水平記録方式では，記録ヘッド先端のコア間には微小な間隙が設けられている．この間隙をヘッドギャップと呼称する．コイルに電流が印加されると，コイルが巻かれたコアは高透磁率材料であるため，コアに大きな磁束が誘起される．コアに誘起された磁束はコアとヘッドギャップで循環する磁気回路を形成する．このとき，ヘッドギャップの両側のコアが磁極となり，ヘッドギャップの間から磁場が発生する．この発生した磁場によって磁気記録媒体が長手方向（水平方向）に磁化される．Fig. 2-2-1(b)の垂直記録方式では，記録媒体側は硬磁性体の記録層と軟磁性体の下地層で構成されている．記録電流によって誘起された磁束は主磁極から記録層を通過し，下地層を経由して副磁極で記録ヘッド側に戻る．このとき記録層はギャップ方向（垂直方向）に磁化される．

HDD の磁気記録では，記録密度向上のため，2005 年より薄膜ヘッドによる垂直記録が普及している[43]．磁気式エンコーダでは水平記録と垂直記録のどちらも用いられる．副磁極側の磁場が周期的で均一な磁化に悪影響を与える可能性があるため，本研究では水平記録のシミュレーションを試みた．一方で，本研究の磁気記録シミュレーションは有限要素法を用いており，記録ヘッドの形状をメッシュモデルで設定できるため，垂直記録のシミュレーションも可能である．その他，HDD では記録ヘッドの摩耗を防ぐために，記録ヘッドは磁気記録媒体上をわずかに浮上しており，この記録ヘッドと磁気記録媒体のギャップ（ヘッド媒

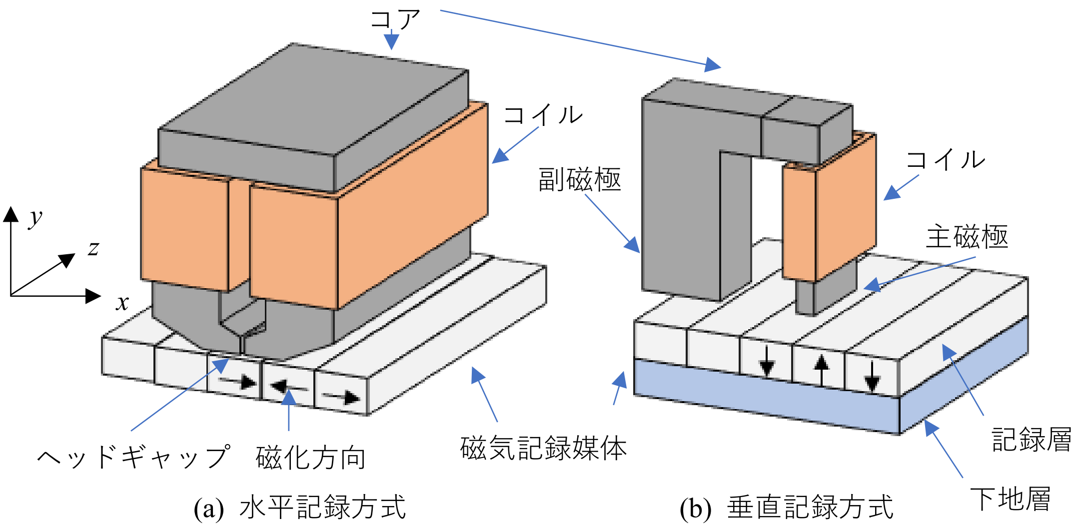


Fig. 2-2-1　記録ヘッドによる磁気記録の原理

体ギャップ）は 5 nm 程度である[44]．一方で，磁気式エンコーダでは，磁気記録は製造時の 1 回のみであり，製造工程において記録ヘッドの摩耗の確認と管理を行えば性能に対する影響はない．そのため，磁気式エンコーダでは記録ヘッドは磁気記録媒体に接触させて，可能な限り大きな磁場が記録媒体に印加されるようにしている．

ここで，1 章で用いたセンサギャップという用語と，本章から用いるヘッドギャップ，ヘッド媒体ギャップという用語が混同されやすいため，**Table 2-2-1** でこれらの用語の意味を整理する．本論文では今後 Table 2-2-1 に示した意味でこれらの用語を用いる．

2-2-2　磁気記録のシミュレーションモデル

シミュレーションは，記録ヘッドのコアとコイル，および磁気記録媒体を 2 次元モデルとして，Tagawa らが提案した有限要素法と媒体磁化モデルを組み合わせた磁気記録シミュレーション[32,45]を基に行った．この方法によって，磁気記録条件と磁気記録媒体の非線形磁気特性を反映したシミュレーションが可能となる．そして，磁気センサが検出する信号を高精度に再現し，高調波ひずみの検討が可能になると予想される．

本シミュレーションでは，Fig. 2-2-1(a)で示す実際の 3 次元形状を，**Fig. 2-2-2** で示す 2 次

Table 2-2-1　本論文で用いるギャップに関連する用語

センサギャップ	磁気センサによる検出時の磁気センサと磁気記録媒体のギャップ
ヘッドギャップ	記録ヘッドの先端に設けられたギャップ
ヘッド媒体ギャップ	磁気記録の際の，記録ヘッドと磁気記録媒体のギャップ

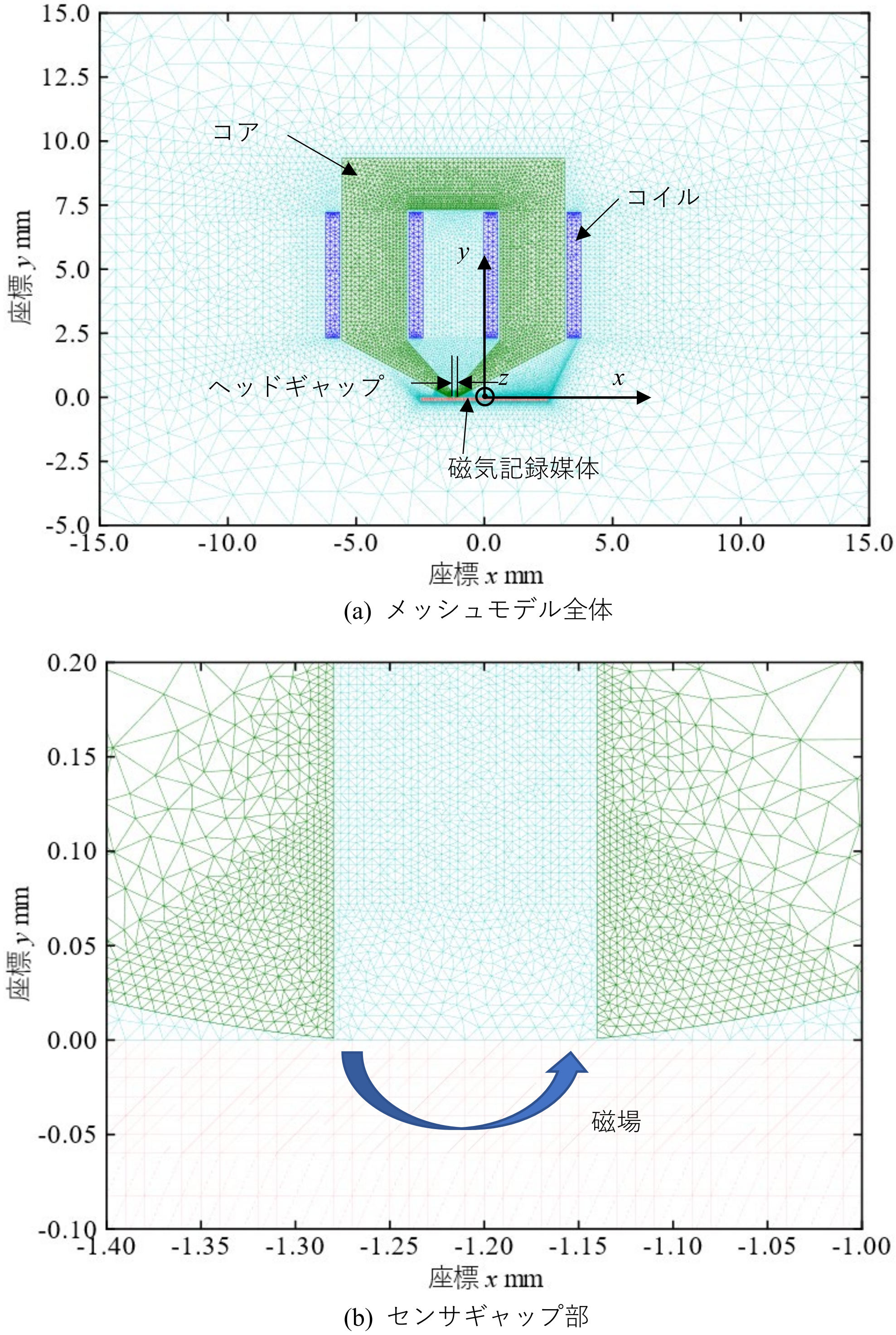


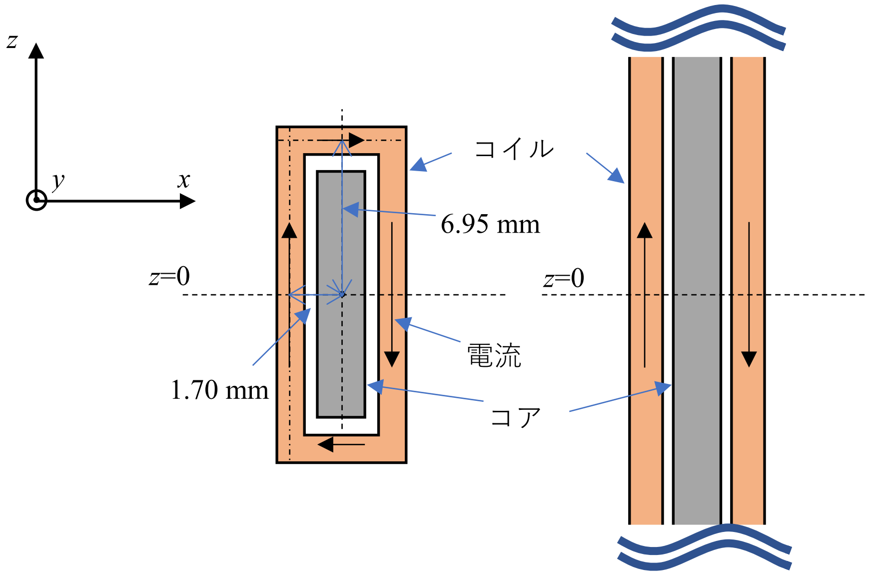
Fig. 2-2-2　磁気記録のシミュレーションのメッシュモデル

元のモデルとしている．同図のメッシュについて，緑色はコア，青色はコイル，赤色は磁気記録媒体，水色は空気層を示している．2 次元場では，コイルに流れる記録電流は z 方向にだけ流れると仮定しており，z 方向に無限に長い平板を流れる電流によって，コアに磁束が

誘起される．一方で，Fig. 2-2-2(b)に前項で述べたヘッドギャップから発生する磁場を示した．この磁場の方向は，記録電流の方向で決定され，記録電流の正負が反転すると磁場の方向も反転する．実際の 3 次元形状ではコイルは z 方向に有限である．これらの実際と 2 次元モデルにおけるコイルの違いを **Fig. 2-2-3** に示す．Fig.2-2-3(a)の実際の形状では，コアの中心から z 方向に 6.95 mm 離れた位置に，1 組の x 軸に平行なコイルが存在する．一方で，Fig. 2-2-3(b)のシミュレーションモデルでは，x 軸に平行なコイルが存在せず，コアの中心から x 方向に 1.70 mm 離れた位置の z 軸に平行な 1 組のコイルが，無限遠まで伸びている．したがって，Fig.2-2-3(a)だけに存在する x 軸に平行なコイルと，Fig.2-2-3(b)だけに存在する z 軸に平行なコイルによる，コアに誘起される磁束への影響の差が，実際とシミュレーションモデルの違いとなる．本研究では，影響するコイルが z 方向に 6.95 mm 以上離れた位置にあることから，前述の影響の差は小さいと考え，2 次元場でシミュレーションを行っている．

Fig. 2-2-4 に本章のシミュレーションのフローチャートを示す．本研究のシミュレーションが Tagawa らのシミュレーションと異なる点は 2 点ある．1 つはコアの磁気抵抗率の初期設定値をニュートン・ラフソン法で求めたことである．Fig. 2-2-4 で示すように，記録電流の設定の後，ニュートン・ラフソン法によって，ベクトルポテンシャルが収束するまで反復計算を行った．収束後，得られたコアの磁気抵抗率を初期値としてその後の計算を行った．これについては本項のコアの磁気抵抗率の説明で後述する．もう 1 つの違いはは磁気センサに印加される磁場を双線形補間により求めたことである．これについては，2-2-3 項で後述する．Fig. 2-2-4 でオレンジ色で示した，既存の手法に対してこれらの変更によって，シミュレーションの高速化を図った．

シミュレーションでは，三角形 1 次要素で構成された，磁気記録における構成部品のメッ



(a) 実際の形状　　(b) シミュレーションモデル

Fig. 2-2-3　記録ヘッドの実際の形状とシミュレーションモデルの差異

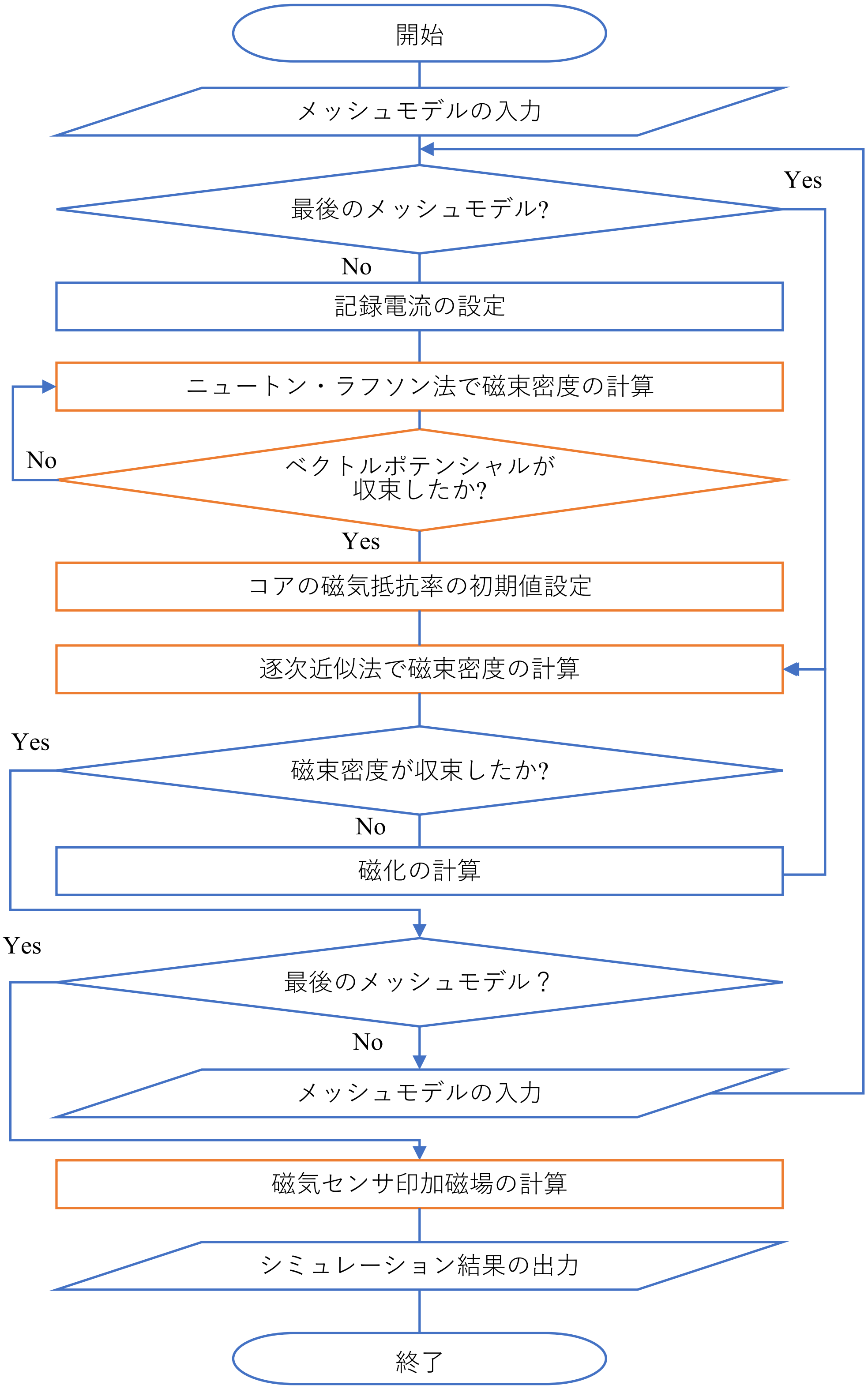


Fig. 2-2-4　シミュレーションのフローチャート

シュモデルを入力した．Fig. 2-2-2 は，磁気記録の構成要素のメッシュモデルの例を示している．シミュレーションでは Fig. 2-2-2 に示す座標軸を設定した．Fig. 2-2-2 のメッシュモデルでは，磁気記録媒体，磁気記録ヘッドのコアとコイル，および空気層を構成要素とした．コアを保持する部品など，その他の構成要素は非磁性体であるため，シミュレーションでは空気層と同一の要素とした．

各要素の磁場は以下に示す式を用いて算出した[46]．式(2-2-1)，式(2-2-2)に示すように，磁束密度 $\boldsymbol{B}$ の発散は 0 であることから, $\boldsymbol{B}$ はあるベクトルポテンシャル $\boldsymbol{A}$ の回転で表される．

$$\mathrm{div}\boldsymbol{B} = 0 \tag{2-2-1}$$

$$\boldsymbol{B} = \mathrm{rot}\boldsymbol{A} \tag{2-2-2}$$

時間的な変動のない静磁場では，磁束密度と磁場，磁化の間に式(2-2-3)の関係が成り立つ．また，式(2-2-2)と式(2-2-3)から，式(2-2-4)が成り立つ．

$$\boldsymbol{B} = \mu_0\boldsymbol{H} + \boldsymbol{M} \tag{2-2-3}$$

$$\mathrm{rot}\boldsymbol{A}=\mu_0\boldsymbol{H} + \boldsymbol{M} \tag{2-2-4}$$

ここで，$\boldsymbol{B}$ は磁束密度，μ_0 は真空の透磁率，$\boldsymbol{H}$ は磁場の強さ，$\boldsymbol{M}$ は磁化を表す．式(2-2-4)にアンペールの周回積分の法則を適用することで，式(2-2-5)が得られる．また，式(2-2-5)を変形して(2-2-6)が得られる．

$$\mathrm{rot}\ \nu_0(\mathrm{rot}\boldsymbol{A} - \boldsymbol{M}) = \boldsymbol{J}_0 \tag{2-2-5}$$

$$\nu_0\ \mathrm{rot}\ \mathrm{rot}\boldsymbol{A}= \boldsymbol{J}_0 + \nu_0\mathrm{rot}\boldsymbol{M} \tag{2-2-6}$$

ここで，ν_0 は真空の透磁率の逆数である磁気抵抗率，$\boldsymbol{J}_0$ はコイルに印加される電流密度を表す．本研究のシミュレーションでは，電流は z 方向の成分のみを持つ．また，磁化が x と y 成分のみを持つため，磁化の回転である式(2-2-6)の右辺第 2 項も z 方向の成分のみを持つ．したがって，x と y の 2 次元の磁化の影響は z 方向の電流と同じはたらきをする（等価磁化電流）．一方，領域に電流 I_0 が流れている場合のベクトルポテンシャルは式(2-2-7)で表される．

$$\boldsymbol{A} = \frac{\mu}{4\pi}\oint_C \frac{I_0}{r}\mathrm{d}\boldsymbol{s} \tag{2-2-7}$$

ここで，ds は電流の流れる導体に沿った微小ベクトル，C はこの導体に沿った積分路，r は ds からの距離を示す．式(2-2-7)より，電流が z 方向の成分のみを持つ場合，積分は z 方向になされるため，ベクトルポテンシャルも z 方向の成分のみを持つ．式(2-2-6)の z 方向成分は式(2-2-8)で表される

$$\nu_0\frac{\partial^2 A}{\partial x^2}+\nu_0\frac{\partial^2 A}{\partial y^2}=J_0+\nu_0\left(\frac{\partial M_y}{\partial x}-\frac{\partial M_x}{\partial y}\right) \tag{2-2-8}$$

ここで，A は $\boldsymbol{A}$ の z 方向成分，J_0 は $\boldsymbol{J}_0$ の z 方向成分，M_x，M_y はそれぞれ Fig. 2-2-2 に示され

る x および y 方向の要素の磁化を表す．z 方向のベクトルポテンシャル A は，式(2-2-8)にガラーキン法を適用して得られる式(2-2-9)を用いて算出した[46]．

$$G_i = \iint \nu \left(\frac{\partial N_i}{\partial x}\frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y}\frac{\partial A}{\partial y} \right) \mathrm{d}x\mathrm{d}y - \iint J_0 N_i \mathrm{d}x\mathrm{d}y - \iint \nu_0 \left(M_x \frac{\partial N_i}{\partial y} - M_y \frac{\partial N_i}{\partial x} \right) \mathrm{d}x\mathrm{d}y \qquad (2\text{-}2\text{-}9)$$

ここで，G_i はガラーキン法における接点 i の重み付き残差，i は接点の番号，N_i は要素の補間関数を示す．メッシュモデルの部品によっては，式(2-2-9)の右辺第 3 項を 0 とする代わりに，右辺第 1 項の係数である磁気抵抗率 ν を真空の値とは異なる，部品の材料固有の値とすることで，材料の磁化を表現した．式(2-2-9)の G_i を 0 とすることで，ある有限要素について各節点のベクトルポテンシャル A を未知数とした方程式が得られる．同様にすべての有限要素について $G_i = 0$ を代入することで，メッシュモデルのすべての節点のベクトルポテンシャル A を未知数とした連立方程式が得られる．この連立方程式を行列形式で表した際の係数行列は疎行列となる．不完全コレスキー分解付共約勾配法（ICCG 法）[47]を用いて係数行列の逆行列を求めることで連立方程式を解き，すべての節点におけるベクトルポテンシャル A を算出した．シミュレーションでは，解析領域の端のベクトルポテンシャル A を 0 とする固定境界条件とした．

要素を三角形 1 次要素としたため，重み付き残差 G_i の算出に用いる補間関数 N_i は，式(2-2-10)で表される[46]．

$$N_i = \frac{1}{2\Delta}\{x_j y_k - x_k x_j + (y_j - y_k)x + (x_k - x_j)y\} \qquad (2\text{-}2\text{-}10)$$

ここで，Δ は計算対象の三角形要素の面積，x，y は座標，i，j，k は計算対象の三角形要素の節点を示す．

式(2-2-9)の磁気抵抗率 ν はメッシュモデルの部品に応じて設定した．磁化率[48]から換算したコイルの材料である Cu と空気の透磁率は，真空の透磁率と同一とみなせる．磁気抵抗率は透磁率の逆数であるため，コイルと空気層の磁気抵抗率 ν は，真空の磁気抵抗率 ν_0 を用いた．また，磁気記録媒体の磁気抵抗率 ν は，磁化が式(2-2-9)の右辺第 3 項で表されるため，真空の磁気抵抗率 ν_0 を用いた．コアは高透磁率の軟磁性体であるため，その磁気抵抗率は磁束密度によって非線形に変化する．このため，コアの磁気抵抗率は，磁束密度を変化させたときのコアの磁気抵抗率から，磁気抵抗率を磁束密度の関数として近似式を求め，磁束密度に応じた磁気抵抗率を適用した．近似式は測定点で導関数が連続となる 3 次関数として求めた[46]．

有限要素法の計算では，式(2-2-9)によるベクトルポテンシャルおよび磁束密度の計算と，後述する磁化の計算を繰り返し行い，各要素の磁束密度が収束するまで，逐次近似法による反復計算を行った．収束の早さは逐次近似法よりもニュートン・ラフソン法が優れる．しかし，ニュートン・ラフソン法では，磁化の偏微分が必要であるが，後述する媒体磁化モデルによる磁化の計算では磁化の偏微分を得ることができないため，磁化を含む計算では逐次近似法を用いる必要がある．一方で，メッシュモデルと記録電流を入力した後の初回の磁場

の計算では，コアの磁気抵抗率の初期値として真空の磁気抵抗率を用いると，逐次近似法では磁気抵抗率とベクトルポテンシャルが収束するまでに多くの反復回数を要する．そこで，この反復計算の際に，Fig. 2-2-4 のフローチャートに示すように，まず式(2-2-9)の磁化を 0 としたニュートン・ラフソン法によって，コアの磁気抵抗率の初期値を決定し，その後磁化を考慮した逐次近似法を行うことで計算の高速化を図った．

磁気記録媒体は硬磁性体であるため，非線形かつヒステリシスのある磁気特性を示す．このような磁気特性を再現するために，媒体磁化モデルを用いた．**Fig. 2-2-5** に媒体磁化モデルを模式的に示す．この媒体磁化モデルでは，ある有限要素の磁化は多数の磁性粒子の磁化が平均化されていると見なす．個々の磁性粒子の磁化特性は Stoner-Wohlfarth モデルや Curing モデルに従うと仮定する．また，個々の磁性粒子の異方性の向きと異方性磁場はある確率分布でばらつきを持つと仮定する．これらの仮定の下で有限要素の磁化を計算することで，実際の硬磁性体に近い磁気特性が得られる．媒体磁化モデルに基づき，磁気記録媒体の磁化 Mx，M_y は，中村ら[45]が提案した式(2-2-11)および式(2-2-12)で算出した．

$$M_x = I_s \int_{-\pi}^{\pi} \int_{0}^{\infty} P(\theta)Q(H_k)\sin\{\varphi(\theta-\omega, H/H_k)\}\, \mathrm{d}H_k \mathrm{d}\theta \tag{2-2-11}$$

$$M_y = I_s \int_{-\pi}^{\pi} \int_{0}^{\infty} P(\theta)Q(H_k)\cos\{\varphi(\theta-\omega, H/H_k)\}\, \mathrm{d}H_k \mathrm{d}\theta \tag{2-2-12}$$

ここで，I_s は測定より求めた磁性粒子の自発磁化，θ は磁性粒子の磁化容易方向と x 軸の正の方向のなす角，H_k は磁性粒子の異方性磁界強度，$P(\theta)$は θ の確率密度関数，$Q(H_k)$は H_k の確率密度関数を示す．$P(\theta)$，$Q(H_k)$は，それぞれ θ，H_k のガウス関数として与えた．式(2-2-11)および式(2-2-12)において，H は磁性粒子に働く実効磁場，ω は実効磁場の方向と x 軸の正の方向のなす角，$\varphi(\theta\text{-}\omega, H/H_k)$は，自発磁化の方向と x 軸の正の方向のなす角を示す．$\varphi(\theta\text{-}\omega, H/H_k)$は Stoner-Wohlfarth モデル[49]に基づき，磁性粒子と外部磁場の相互作用エネルギーおよび磁性粒子の異方性エネルギーの和が極小であり，かつ実効磁場とのなす角が 90°以下である条件から求めた．磁性粒子のエネルギーE を式(2-2-13)に示す．

$$E == \frac{I_s H_k}{2}\sin^2(\alpha\text{-}\omega)\text{-}I_s H\cos\alpha \tag{2-2-13}$$

ここで，α は外部磁場から見た自発磁化の角度である．この磁性エネルギーE の極小条件は E の微分係数および 2 階微分係数について式(2-2-14)および式(2-2-15)で与えられる．

$$\frac{\partial E}{\partial \alpha} = \sin\{2(\alpha\text{-}\omega)\} + \frac{2H}{H_k}\sin\alpha = 0 \tag{2-2-14}$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial^2 \alpha} = \cos\{2(\alpha\text{-}\omega)\} + \frac{H}{H_k}\cos\alpha > 0 \tag{2-2-15}$$

磁性粒子のエネルギーE の停留点を与える α は，式(2-2-14)を満たす値として，ニュートン・ラフソン法を用いて求めた．その後，E の極小値を与える α は式(2-2-15)および実効磁場と

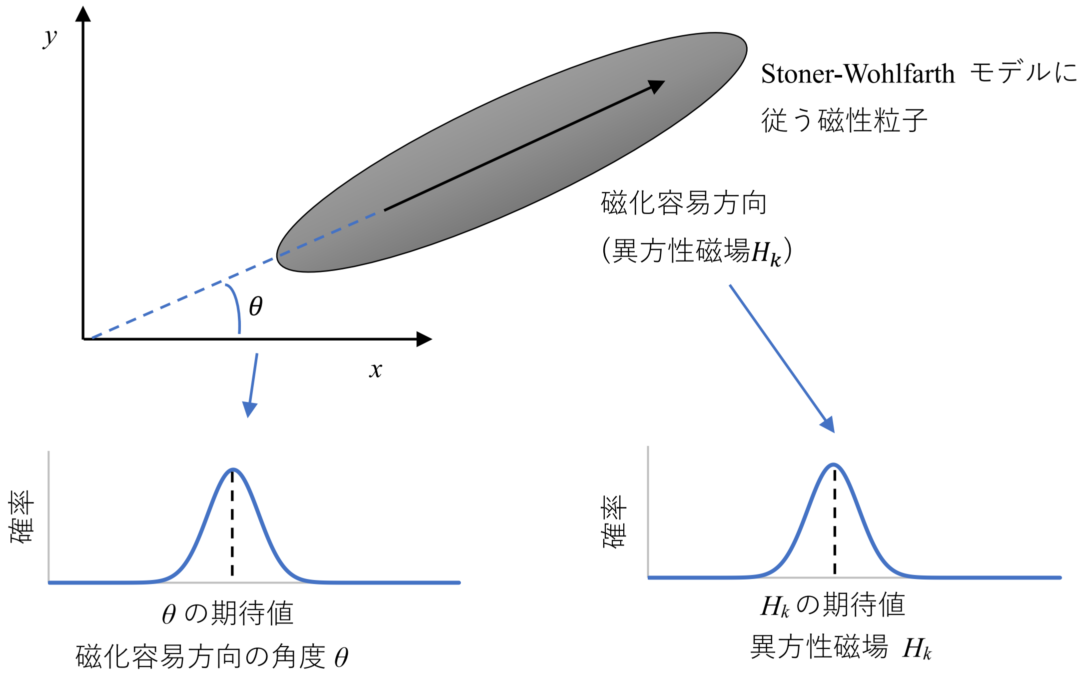


Fig. 2-2-5　媒体磁化モデル

のなす角が 90°以下である条件から求めた．確率密度関数 $P(\theta)$，$Q(H_k)$の期待値と分散は，式(2-2-11)および式(2-2-12)で実効磁場 H を変化させて求めた磁化 M_x，M_y と，実効磁場 H を変化させて測定した磁気記録媒体要素の磁化 M_x，M_y が一致する値として決定した．

媒体磁化モデルによる磁化の計算と有限要素法による磁場の計算は逐次近似法により磁束密度が収束するまで反復計算した．収束の判定は，1 回の反復によるすべての有限要素の磁束密度の変化について最大値が 0.1 %以下となることを条件とした．磁束密度が収束した反復計算の終了後，記録ヘッドを移動させた新たなメッシュモデルを構築して記録電流を印加して同じ磁場と磁化の反復計算を行った. この計算を磁極 10 個分(磁気信号 5 周期分) について繰り返すことで，記録条件を反映した磁気記録媒体への磁化のシミュレーションを行った．

2-2-3　磁場検出のシミュレーションモデル

2-2-2 項に示した手法による磁気記録媒体の磁化のシミュレーションの後，磁気センサに印加される磁場を算出した．そのために，記録ヘッドの無い，磁気記録媒体と空気層からなる **Fig. 2-2-6** に示すメッシュモデルを構築した，またセンサが存在する領域の空間分解能を高くして高調波ひずみを再現するため，磁気記録媒体表面から y 方向に 600 μm 以内の領域において，x 方向の幅が 10 μm ，y 方向の高さが 10 μm の四角形要素を形成した後，四角形要素を対角で分割して三角形要素を形成した．上記の領域のメッシュモデルを **Fig. 2-2-7** に示した．各三角形要素の磁場は，各要素の節点におけるベクトルポテンシャル A から算出した．四角形要素を対角で分割した 2 つの三角形要素の磁場の平均より，四角形要素の重心である間隔 10 μm の正方格子の格子点の磁場を求めた．座標(x_s，y_s)に位置する磁気センサ

に印加される磁場 H_s は，座標(x_s, y_s)を内包する一辺が 10 μm の正四角形を構成する，座標が(x_1, y_1)，(x_2, y_1)，(x_1, y_2)，(x_2, y_2)である 4 つの格子点における磁場 H_1，H_2，H_3，H_4 の双線形補間で算出した．磁場 H_s は式(2-2-16)で表される．

$$H_s = (1\text{-}s)(1\text{-}t)H_1+(1\text{-}s)tH_2+(1\text{-}t)sH_3+stH_4$$
$$x_s\text{-}x_1 : x_2\text{-}x_s = t:1\text{-}t, \quad y_s\text{-}y_1 : y_2\text{-}y_s = s:1\text{-}s \tag{2-2-16}$$

本シミュレーションにおいては，磁気センサは磁気記録媒体の磁場に影響を与えないと仮定した．双線形補間を用いずに空間分解能を高くする場合，磁気記録媒体とセンサが存在する領域のメッシュの間隔を狭くする必要があり，シミュレーションにおける計算時間が増大する．

磁気センサにより検出される信号は，磁気センサに印加される磁場と磁気センサからの出力電圧の関係から求めた．その関係は，ヘルムホルツコイルで磁気センサに磁場を印加し，磁気センサより得られる電圧を測定して求めた．本章の実験では磁気センサとしてホール素子を用いており，磁気センサによる検出信号は，磁気センサに印加される磁場に対して線形関係であった．

2-2-4　シミュレーションモデルの実装

前述のシミュレーションモデルは，C++で実装した．本節のシミュレーションでは，式(2-2-9)による各有限要素の計算と，式(2-2-11)～式(2-2-15)による磁化の計算に最も時間を要する．そのため，10 個のスレッドを作成し，各スレッドに要素を割り当てて並列に計算を行った．また，ICCG 法は行列計算ライブラリ Eigen（バージョン 3.3.9）を用いて実行した．

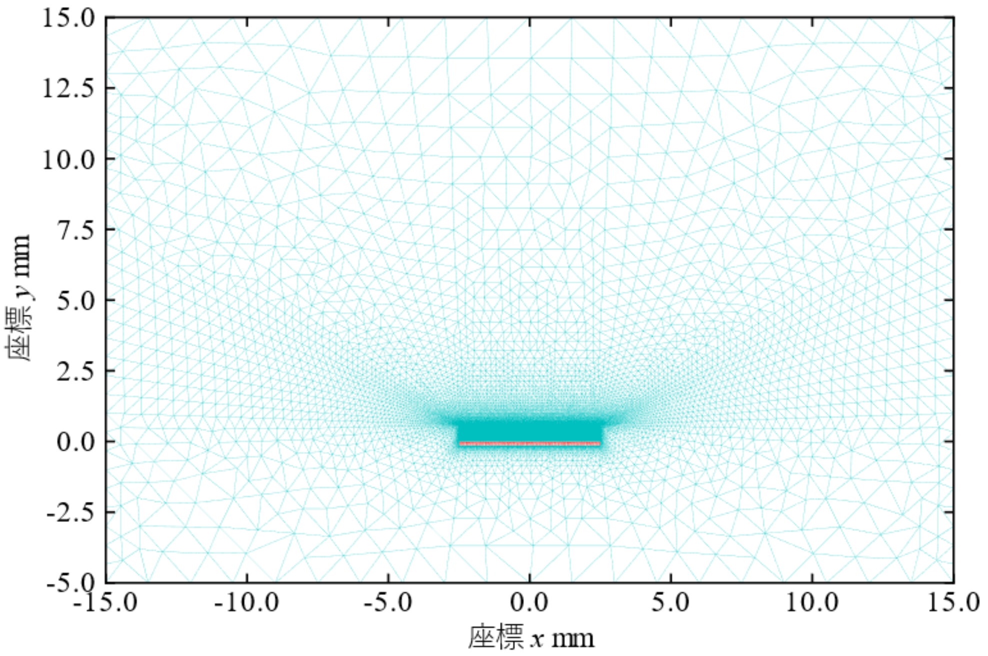


Fig. 2-2-6　磁気センサ周囲のメッシュモデル

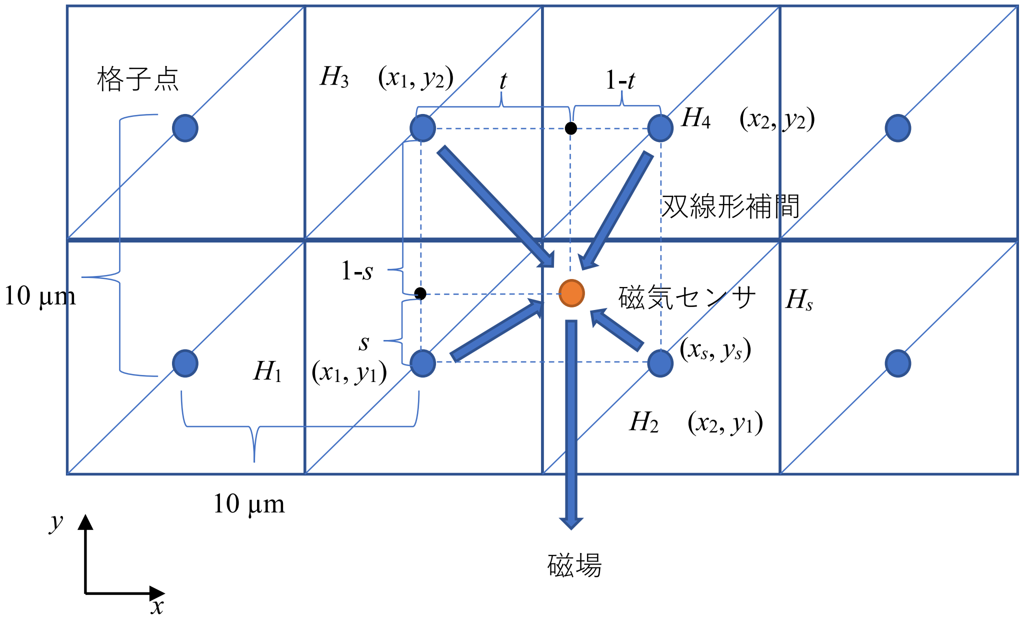


Fig. 2-2-7　磁気センサ周囲のメッシュモデル

本研究のシミュレーションの実行環境を **Table 2-2-2** に示す．

前述の本研究のシミュレーションにおける，アルゴリズムの改善による高速化について確認を行った．2-2-2 項で述べた，ニュートン・ラフソン法によるコアの磁気抵抗率の初期値算出について，コアの磁気抵抗率の初期値を 0 とした場合と計算時間の比較を行った．1 箇所の磁化の計算時間は，コアの磁気抵抗率の初期値を算出した場合は，ニュートン・ラフソン法の計算時間を含めて 247 s, 初期値を 0 とした場合は 789 s だった. 2-2-2 項で述べた，双線形補間による空間分解能の向上について，双線形補間を用いないという前提でメッシュの間隔を 10 µm から 1 µm とした場合と計算時間の比較を行った．1 箇所の磁化の計算時間は，メッシュの間隔 10 µm とした場合は 247 s，1 µm とした場合は 2530 s だった．本章のシミュレーションでは，磁化の計算は 30 回繰り返される．これらの結果から，本研究で導入したアルゴリズムによって，従来の手法と比較してシミュレーションの計算時間が短縮していることが確認された．

2-2-5　シミュレーションの妥当性の検証

シミュレーションの妥当性を確認するために，以下の 3 つの検証を行った．

(1) 中空ソレノイドの理論解との比較

実装したシミュレーションシステムによって，理論的に解が得られる 2 次元の中空ソレノイドの中心の磁場を計算した．その結果，シミュレーションシステムによって得られた磁場と理論解との差は 1%以下であり，本システムによる磁場の計算が妥当であることが確認された．

(2) 磁気記録媒体の磁化曲線の実験値との比較

Table 2-2-2　シミュレーションの実行環境

プロセッサ	Inte Core i7-8700 CPU @ 3.20 GHz
実装メモリ	16 GB
オペレーティングシステム（OS）	Windows 10 Pro 64 bit バージョン 21H2
統合開発環境	Visual C++ 2017

Fe-Co 合金粉末を樹脂で固化した厚さ 0.15 mm のボンド磁石材料を磁気記録媒体として，振動試料型磁力計（VSM）により印加する磁場を変化させて磁気記録媒体の磁化を測定した．シミュレーションで算出された磁化を測定された磁化と比較することで，シミュレーションによる磁化の計算の妥当性を確認した．**Fig. 2-2-8** は，磁気記録媒体の測定より得られた磁化曲線とシミュレーションシステムにより得られた磁化曲線を示している．磁化曲線における減磁曲線部分が磁化に及ぼす影響が大きい．Fig. 2-2-8 より，減磁曲線部分では，測定された磁化とシミュレーションシステムで算出された磁化に差はあるが，最大で 0.03 T であり，シミュレーションシステムによる磁化の計算が妥当であることが確認された．

(3) エンコーダの検出信号の実験値との比較

シミュレーションシステムを磁気式エンコーダに適用した際の妥当性を検証するために，エンコーダの磁気スケールを作製する装置と同様の装置を用いて磁気記録媒体の磁化を行

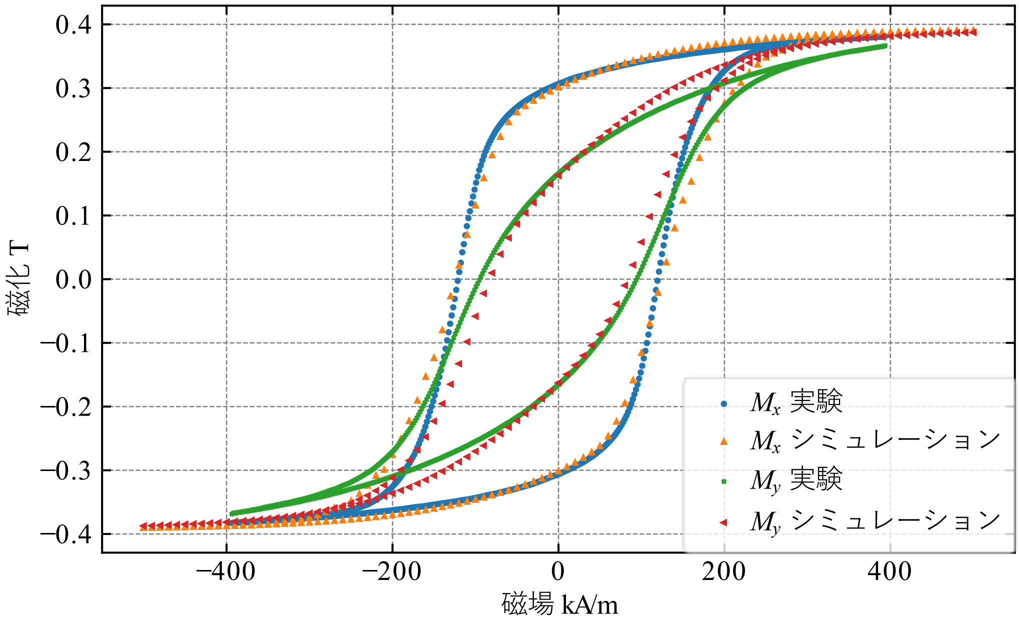


Fig. 2-2-8　磁気記録媒体の磁化曲線の比較

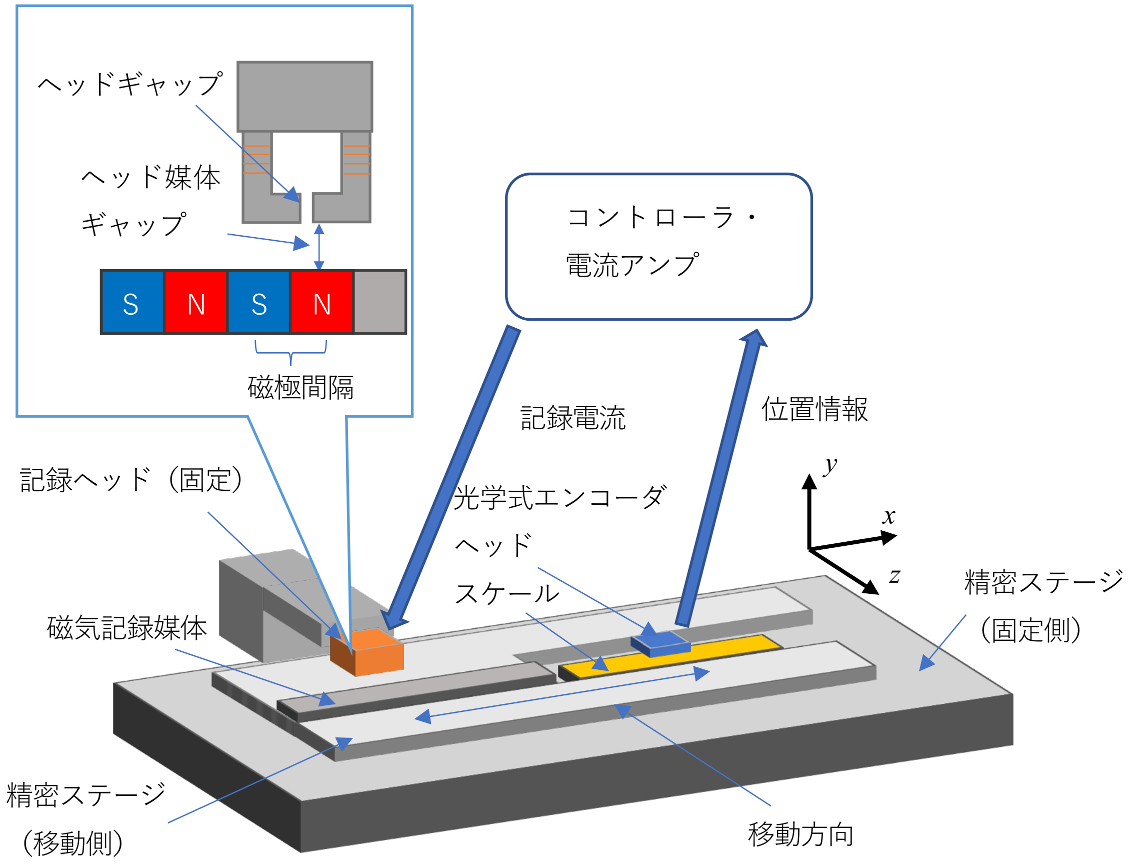


Fig. 2-2-9　磁気記録のシステム

った．**Fig. 2-2-9** は，磁気記録媒体の磁化を行った装置を示している．同装置は，磁気記録媒体を記録ヘッドに接触させながら相対的に移動させ，記録ヘッドのコイルに電流を印加し，ヘッドギャップに磁場を誘起することで磁気記録媒体を磁化している．2 次元のシミュレーションでは，磁化の z 方向成分は 0 であると見なされる．実験で使用した記録ヘッドは 3 次元であり，Fig. 2-2-2 で示される z 方向における記録ヘッドの寸法は 13 mm のものを用いた．また，実験に用いた磁気記録媒体の z 方向の寸法は 21 mm として，記録ヘッドと磁気記録媒体の z 方向の中心を一致させて記録した．記録ヘッドと磁気記録媒体の z 方向の寸法が小さい場合，実際の z 方向の磁化が 0 でなくなり，x 方向と y 方向の磁化の分布は影響を受けると考えられる．しかし，この記録ヘッドと磁気記録媒体の z 方向の寸法は，磁気記録媒体の磁化の x および y 方向の寸法と比較して大きいため，ここでは z 方向の磁化の影響は考慮しないこととした．記録ヘッドのコイルに印加する記録電流は，光学式エンコーダで測定された磁気記録媒体の位置に応じた方形波交流とした．磁気式エンコーダの磁気記録では，方形波交流と正弦波交流のどちらも記録電流として使用される場合がある．記録ヘッドの磁場と磁気記録媒体の磁化の非線形性によって電流が正弦波でも磁化は正弦波とならないことから，本研究では方形波交流を用いた．

Table 2-2-3 は磁気記録の条件を示している．Table 2-2-3 のヘッドギャップは，Fig. 2-2-9 で

Table 2-2-3　基本的な記録条件

パルス幅 μm	5
記録電流 mA	371
ヘッドギャップ μm	140
ヘッド媒体ギャップ μm	0
記録ピッチ mm	1
記録ヘッドの速度 mm/s	0.5

示した記録ヘッド先端におけるコア間の距離を示す．記録ヘッドのコア先端と磁気記録媒体は接触しており，それらの距離である Table 2-2-3 のヘッド媒体ギャップは接触状態のため 0 μm としている．

Table 2-2-3 のパルス幅は，方形波交流によって記録ヘッドにパルス電流が印加される間の記録ヘッドの移動距離を示す．パルス電流が印加されている間，記録ヘッドが磁気記録媒体に磁場を印加しながら移動するため，パルス幅によって磁気記録媒体が磁化される範囲が変化する．**Fig. 2-2-10** にパルス幅 100 μm，記録電流 371 mA，記録ピッチ 1 mm の場合の記録電流の波形を示す．同図において，青い実線が記録ヘッドの位置に対する記録ヘッドに印加される電流を示す．磁気記録媒体を水平方向に磁化する大きな磁場は，磁極となっているヘッドギャップの両端のコアの間に発生する．つまり，ヘッドギャップの範囲に磁場が発生

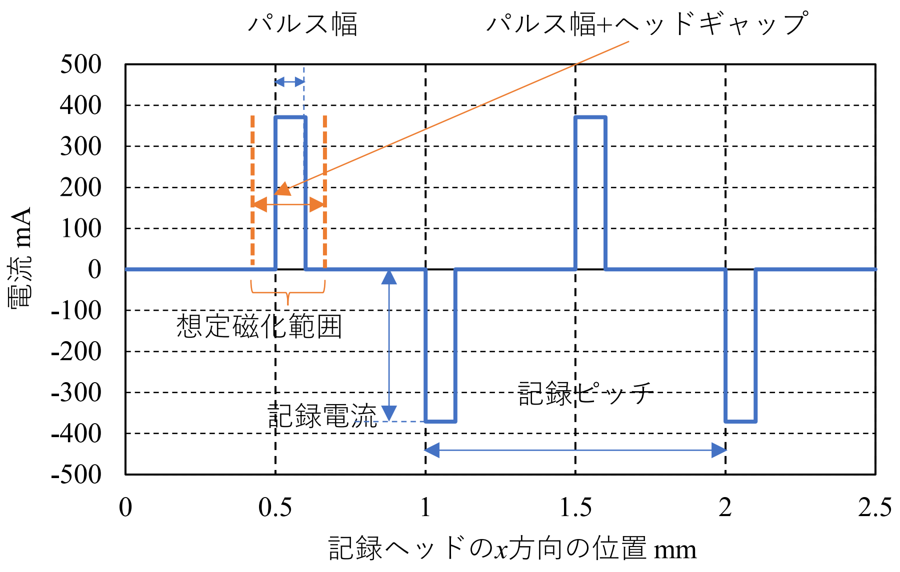


Fig. 2-2-10　記録電流の波形

する．そのため，Fig. 2 -2-10 でオレンジ色の点線で示したように，記録電流のパルス幅にヘッドギャップを加えた範囲で磁場が発生し，この範囲で磁気記録媒体が水平方向に磁化されると想定される．記録ヘッドは移動しながら電流を印加されているため，実際には記録電流のパルスは台形となる．しかし，記録電流を印加する際の立ち上がり時間は 1 ms 以下であるため，Table 2-2-3 の記録ヘッドの速度から，記録電流の立ち上がりの間における位置変化は 0.5 μm 以下である．この位置変化の分，立ち上がりと立ち下がりで 1 μm 以下パルス幅が小さくなる効果があると考えられる．シミュレーションではパルス幅は 5 μm 以上としており，これはパルス幅縮小分の 5 倍以上であるため，本論文では記録電流の立ち上がりの間における位置変化は考慮しないこととした．記録のシミュレーションは電流が印加された状態で記録ヘッドが移動する際の始点（パルス開始点），終点（パルス終了点），およびそれらの中点の 3 点において，静止した状態で磁化するとした．台形波の効果は台形波になるように，メッシュモデルにおける記録ヘッドの位置と記録電流徐々に変化させることで本シミュレーションに組み入れることが可能である．

予備実験において，記録電流 264～424 mA を 4 段階で変化させて Fig. 2-2-9 の装置による磁気記録を行った．記録後の磁気記録媒体から磁気センサで検出される信号の振幅を測定した. その結果, 記録電流の大きさは, 磁気センサによる検出信号の振幅が最大になった 371 mA とした．磁気センサとして，2 つのホール素子が 0.25 mm 間隔で配置された磁気センサ HQ-0261（旭化成エレクトロニクス製）を用いた．本項の検証では磁気センサの 2 つのホール素子の片方を用いた．また，記録ヘッドに印加する方形波交流の周期は 1 mm とした．

磁化した磁気記録媒体を用いて位置を測定するシステムを **Fig. 2-2-11** に示す．記録のシステムの記録ヘッドを磁気センサに変更しており，同測定システムは，磁気記録媒体から検出される位置を参照するための光学式エンコーダ（マグネスケール製 BH25）が同一テーブルに配置され，一体となって移動する．磁気センサから出力される信号を増幅し，625 ns のサンプリング周期で AD 変換して磁気センサによる検出信号を得た．得られた検出信号は，光学式エンコーダから得られる位置データと 1 μm 間隔で同期して取得した．**Fig. 2-2-12** に実際に実験で使用した記録および測定システムを示す．

センサギャップを 150, 250, 350 μm と変化させ，測定システムにより磁気記録媒体を移動させたときの磁気センサによる検出信号の電圧と，シミュレーションシステムで磁気記録媒体を移動させたときに得られた磁気センサによる検出信号の電圧を比較した．この比較結果を **Fig. 2-2-13** に示す．Fig. 2-2-13 に示される結果より，シミュレーションシステムより得られた電圧は，測定システムより得られた電圧に対して誤差が 0.005 V 以下であり，シミュレーションシステムの有用性が確認された．

以上の本項で述べた以上の 3 つの検証によって，シミュレーションの妥当性が確認された．

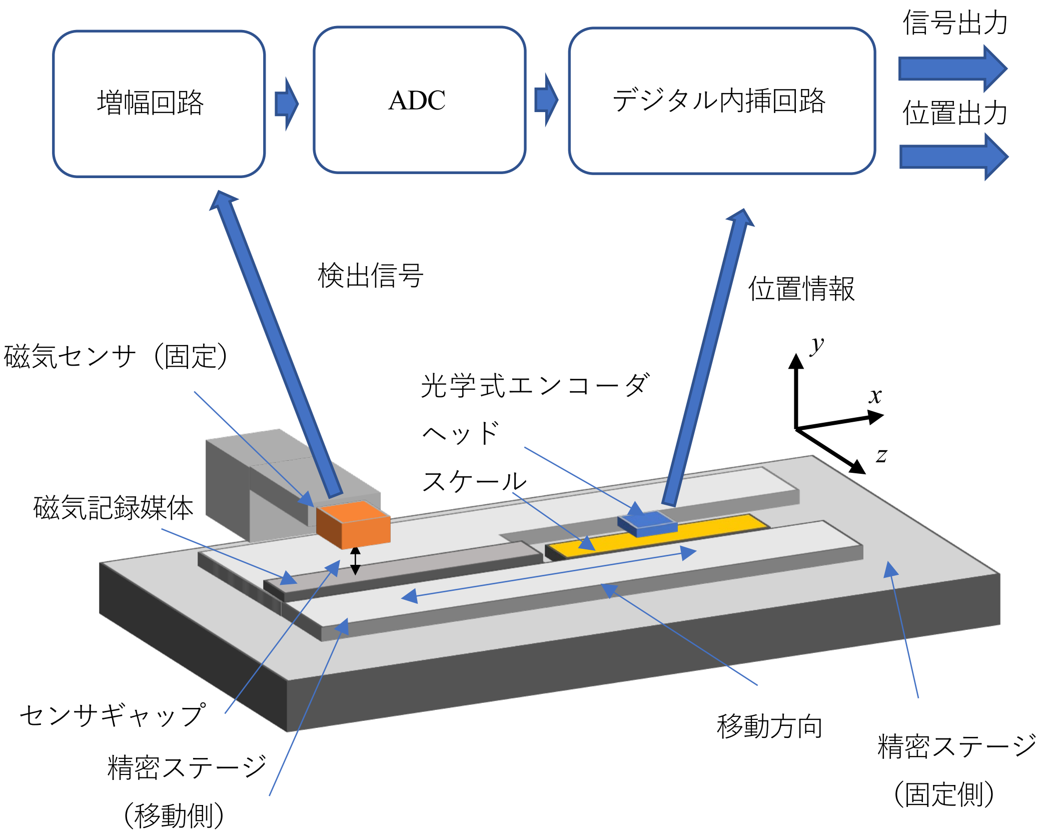


Fig. 2-2-11　測定のシステム

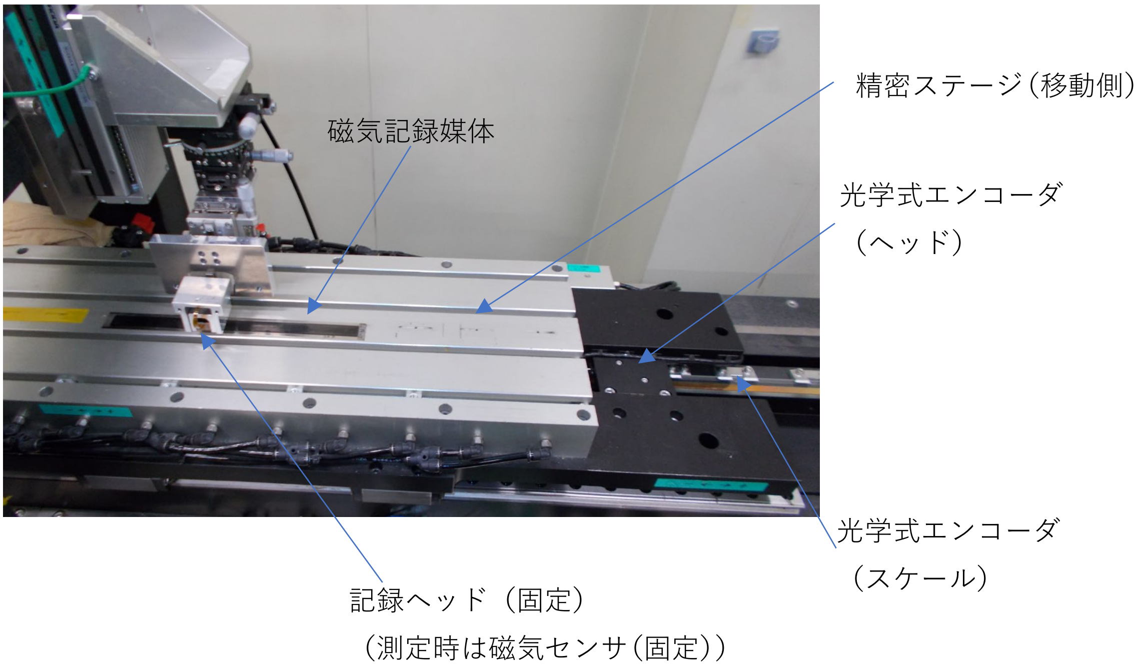


Fig. 2-2-12　実験で使用した記録と測定のシステム

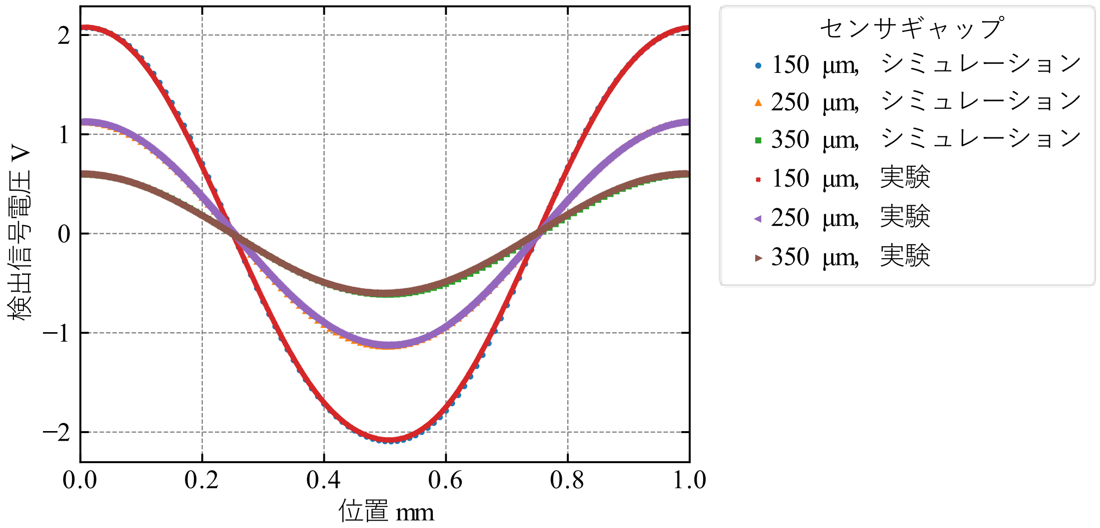


Fig. 2-2-13　磁気センサ検出信号の比較

2-3　高調波を低減する磁気記録条件の検討

2-3-1　磁気記録条件の検討

高調波を検出するために，シミュレーションによって得られた磁気センサによる検出信号に高速フーリエ変換（FFT）を実行し，空間周波数ごとの振幅スペクトルを取得した．一般的な信号の FFT による解析では，信号を一定時間間隔でサンプリングし，時間周波数ごとの振幅スペクトルを解析される場合が多い．一方，エンコーダの信号や誤差の解析では，信号を一定位置間隔でサンプリングし，空間周波数ごとの振幅スペクトルを解析することで，高調波を定量的に評価する．FFT によって得られる振幅スペクトルの空間周波数成分について，本章で用いたホール素子のような線形特性の磁気センサを用いた場合，磁気記録媒体を磁化する際の方形波交流の周期の逆数である 1 mm^{-1} は基本正弦波の空間周波数となる．それよりも高周波の成分は高調波としてエンコーダの内挿誤差の原因となる．シミュレーションは，2-2 節で示した方法で，Table 2-2-3 に示す条件で磁気記録した磁気記録媒体に対し，センサギャップを 150，250，350 μm に設定して行った．

FFT による空間周波数解析の結果，検出信号には基本正弦波の整数倍の高調波成分が含まれていた．**Table 2-3-1** は，FFT により得られた各次数の高調波成分の 1 次成分（基本正弦波）に対する高調波含有率および高調波による内挿誤差の計算値を示している．エンコーダの位置は 90°位相のずれた 2 つの検出信号の商の逆正接によって求まる位相から算出する．ここでは，FFT により得られた高調波成分を含む 2 つの検出信号から位相を算出した．式(2-3-1)に示すように，高調波による検出位置誤差 E は，算出された高調波の影響による位相と基本正弦波の位相 θ の差から求めた．内挿誤差は，検出位置誤差 E の$0 \leq \theta < 2\pi$の範囲における最大値と最小値の差として求めた．

$$E=\frac{\lambda}{2\pi}\left(\tan^{-1}\frac{\cos\theta+a_n\cos(n\theta+\varphi_n)}{\cos\left(\theta+\frac{\pi}{2}\right)+a_n\cos\left\{n\left(\theta+\frac{\pi}{2}\right)+\varphi_n\right\}}-\theta\right) \tag{2-3-1}$$

ここで，λ は基本正弦波の波長，n は高調波成分の次数，a_n は第 n 次高調波含有率，φ_n は第 n 次高調波の位相を表している．Table 2-3-1 では，第 3 次成分の高調波含有率が最も大きい．その結果，第 3 次高調波成分による内挿誤差が最も大きくなっている．これは，磁気信号に方形波に由来する成分が含まれているためであると考えられる．式(2-3-2)に振幅 1，周期 2π の方形波 $f(x)$ のフーリエ級数表示を示す．

$$f(x)=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{2n-1}\sin\{(2n-1)\,x\} \tag{2-3-2}$$

式(2-3-2)より，方形波の高調波は 3 次の成分が最も大きいため，磁気信号にも 3 次の高調波が最も大きく表れたと考えられる．この結果より，第 3 次高調波成分が他の成分に比べて内挿誤差への影響が大きいことが確認されたため，以下では第 3 次高調波含有率を低減するための記録条件の最適化の検討を行う．

前述のとおり，本研究で用いた磁気センサ HQ-0261 の 2 つのホール素子の間隔が 0.25 mm であり，2 つのホール素子で位相が 90°異なる信号を検出するために方形波交流の周期は 1 mm とした．記録ヘッドと磁気記録媒体の間隔をパラメータとして，シミュレーションにより磁気センサに印加される磁場を算出した結果，記録ヘッドと磁気記録媒体の間隔を大きくするとともに磁場は減少した．このため，記録ヘッドと磁気記録媒体の間隔は 0 μm に固定した．記録ヘッドの先端は，Fig. 2-2-2 に示すように，コイルが巻かれたコアに一定のヘッドギャップがある．ヘッドギャップが小さいと，コア先端から大きな磁場が発生する範囲が狭くなり，実験に使用した y 方向の厚み 0.15 mm の磁気記録媒体の内部を強く磁化できなくなる．また，ヘッドギャップが大きいと磁場の誘起に大きな電流が必要であり，これに伴うコアの発熱が問題となる．そのため，記録ヘッドのヘッドギャップは 140 μm に固定した．2-2-5 項で述べた予備実験の結果より，記録電流の大きさは磁気センサに印加される磁場の振幅が最大になった 371 mA とした．以上の検討の結果，記録条件として，パルス幅の

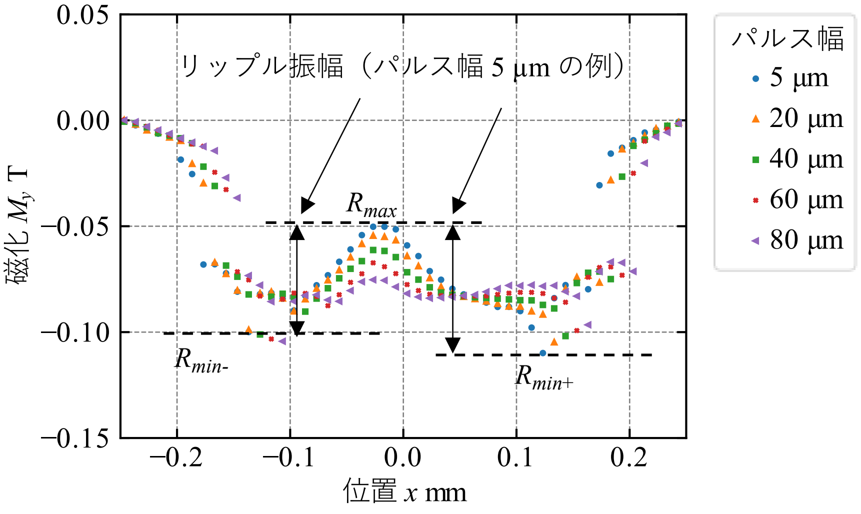
Table 2-3-1　シミュレーションによる高調波率と内挿誤差

次数	センサギャップ 150 μm		センサギャップ 250 μm		センサギャップ 350 μm	
	高調波率 %	内挿誤差 μm	高調波率 %	内挿誤差 μm	高調波率 %	内挿誤差 μm
2	0.087	0.331	0.087	0.330	0.096	0.368
3	2.340	7.440	0.686	2.180	0.218	0.694
4	0.020	0.087	0.019	0.086	0.022	0.100
5	0.103	0.329	0.019	0.060	0.016	0.050

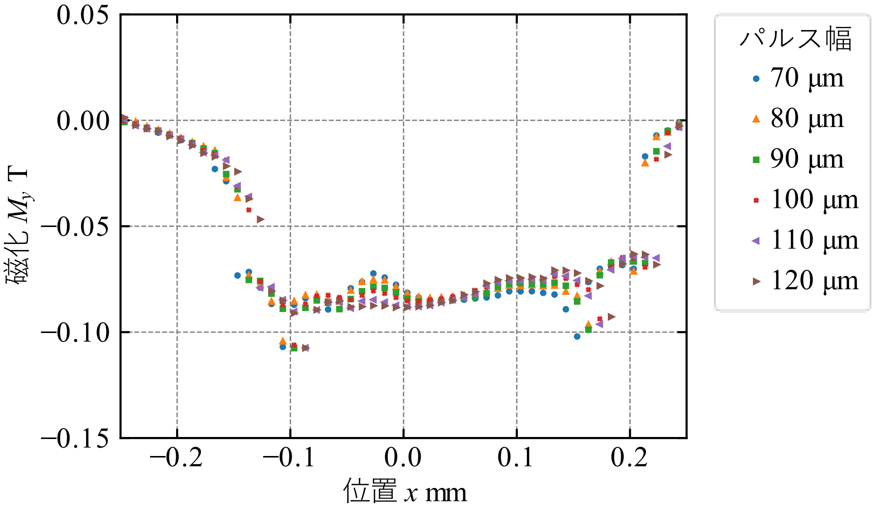
最適値を求める．なお，パルス幅を変更する際は，Fig. 2-2-10 が示すパルスの中心が常に一致するようにした．

2-3-2　シミュレーションによる記録電流パルス幅の検討

本項では，Table 2-3-1 より最も内挿誤差に与える影響が大きいと考えられる第 3 次高調波含有率を低減する磁気記録パルス幅について検討を行った．Table 2-2-3 に示す記録条件をベースとして，記録電流のパルス幅を 5，20，40，60，70，80，90，100，110，120 μm と変化させて磁化と磁気センサによる検出信号のシミュレーションを行った．**Fig. 2-3-1** は，磁気記録媒体表面の位置 x における y 方向（座標系は Fig. 2-2-2 を参照）の磁化を示している．Fig. 2-3-1 (a)で示されるパルス幅が 5〜80 μm の波形から，パルス幅が大きくなると磁化のリップル（x が 0 mm 近傍の磁化の変動）が小さくなっている．リップルが小さくなると磁



(a)　パルス幅 5 μm〜80μm



(b)　パルス幅 70 μm〜120μm

Fig. 2-3-1　磁気記録媒体表面の磁化

気センサに印加される磁場の変動が小さくなり，内挿誤差が低減すると考えられる．Fig. 2-3-1 (b)で示されるパルス幅が 70〜120 μm の場合は，パリス幅によるリップルの変動は Fig. 2-3-1 (a)ほど大きくない．

リップルの大きさの影響を定量的に評価するために，式(2-3-3)によって磁気記録媒体表面のリップル振幅を定義した．

$$R = (R_{max}\text{-}R_{min+}) + (R_{max}\text{-}R_{min-}) \tag{2-3-3}$$

ここで，R はリップル振幅，R_{min-}は磁気記録媒体表面の y 方向の磁化の前半周期（-0.25 mm < x < 0.00 mm）における最小値，R_{min+}は磁気記録媒体表面の y 方向の磁化の後半周期（0.00 mm < x < 0.25 mm）における最小値，R_{max} は R_{min+} と R_{min-}を与える 2 つの x 位置の間における y 方向の磁化の最大値を示す．これらの定義による，パルス幅 5 μm の場合のリップル振幅を Fig. 2-3-1 (a)に示した．センサギャップを 150，250，350 μm とした場合の，パルス幅を変えて算出された第 3 次高調波含有率と式(2-3-3)を用いて計算したリップル振幅を **Fig. 2-3-2** に示す．Fig. 2-3-2 より，センサギャップ 150 μm において，パルス幅 80 μm では，第 3 次高調波含有率が極小であることが示されている．また，リップル振幅はパルス幅 100 μm で極小だが，パルス幅 80 μm から 100 μm の間では大きく変わらない．センサギャップ 250 μm および 350 μm においては，パルス幅が大きくなるにしたがって第 3 次高調波含有率は

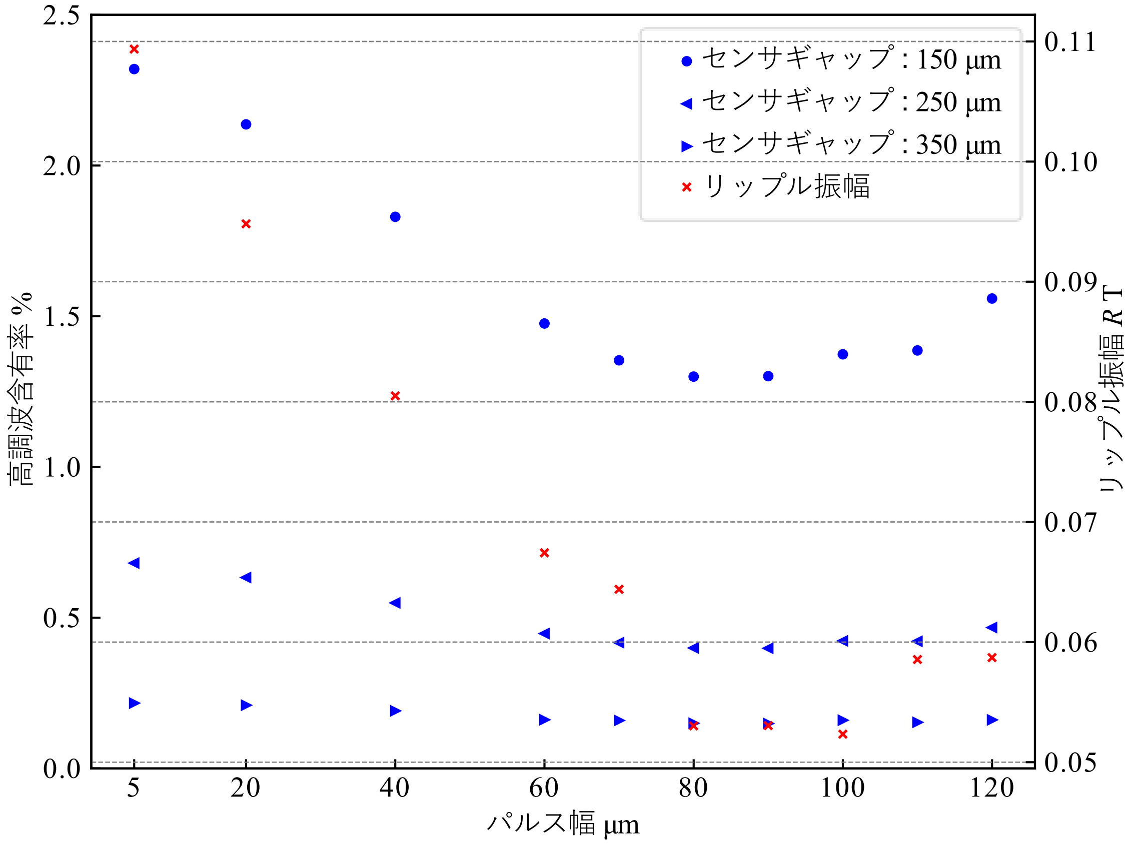


Fig. 2-3-2　第 3 次高調波含有率とリップル振幅

低減しているが，センサギャップ 150 µm の場合と比較して低減幅は小さい．また，パルス幅 70 µm から 110 µm では，第 3 次高調波含有率にほとんど違いが見られない．上記の 3 つのセンサギャップにおける結果を考慮すると，第 3 次高調波含有率を低減するパルス幅の条件は 80 µm であると予測される．

Fig. 2-3-2 より，リップル振幅が極小となるパルス幅は 80 µm から 100 µm であり，第 3 次高調波含有率が極小となるパルス幅の範囲と一致している．高調波とリップル振幅に関連して，式(2-3-2)の方形波 $f(x)$について右辺の成分を，$n = 1$ の 1 次まで，$n = 2$ の 3 次まで，$n = 3$ の 5 次まで合成した波形を **Fig. 2-3-3** に示す．Fig. 2-3-3 より 1 次は正弦波だが，高次成分が合成されるにしたがって，方形波に近づいていることが分かる．また，1 次+3 次の波形では，Fig. 2-3-1 と同様のリップル状の変動が見られる．このことから，磁化のリップル状の波形が信号の第 3 次高調波に影響しているため，上記のようにリップル振幅の低減と第 3 次高調波率の低減の傾向が近くなったと考えられる．このことから，リップル振幅を指標として，これが小さくなる記録条件をシミュレーションによって探すことで，第 3 次高調波率の小さくなるように記録条件を最適化できると考えられる．パルス幅を大きくすることは，長い距離を移動しながら記録ヘッドの磁場で上書きすることで，最初の磁化した地点で生じた磁化のリップルを小さくする効果があるため，リップル振幅と第 3 次高調波を低減したと考えられる．また，Fig. 2-3-3 で示した 5 次の影響を含めて，さらに高次の高調波もシミュレーションによる磁化の波形と関連しており，第 3 次高調波と同様にシミュレーションによる記録条件の変更により波形の改善を図ることで，高調波を低減する記録条件の最適化が可能であると考えられる．

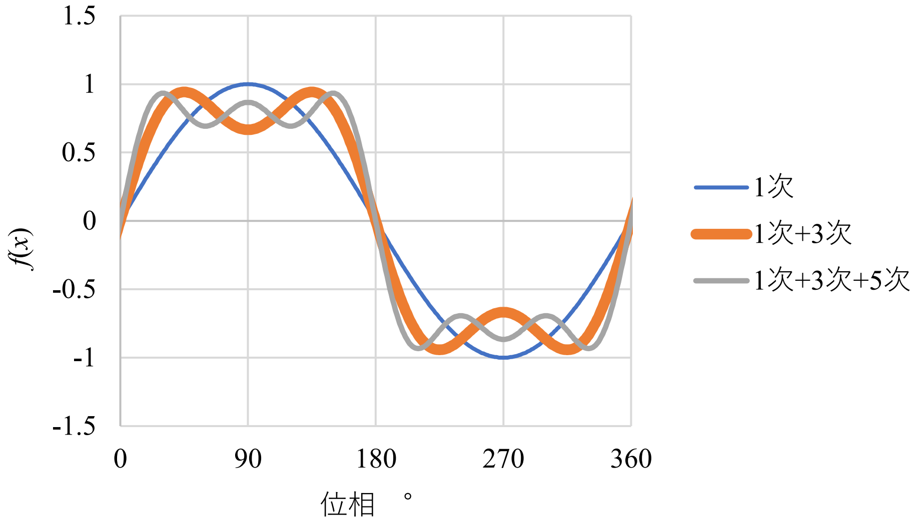


Fig. 2-3-3　方形波のフーリエ級数成分の合成

2-4　内挿誤差を低減する記録条件の検討

2-4-1　内挿誤差の検討方法

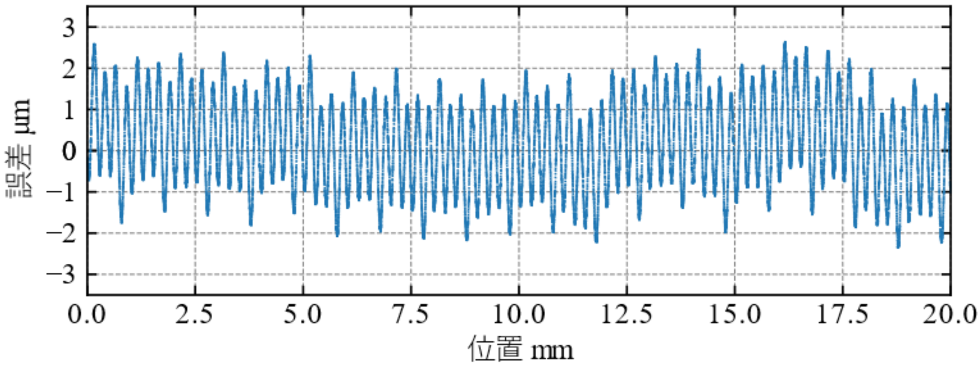
本項では，2-3 節で検討した第 3 次高調波率を低減する記録条件から，内挿誤差が低減する記録条件を検討する．

内挿誤差を実験的に評価するために，Fig. 2-2-9 に示す記録システムを用いて，磁気記録媒体の試作を行った．磁気記録媒体材料は，Fe-Co 合金粉末を樹脂で固化した厚さ 0.15 mm のボンド磁石を用い，記録前に消磁を行った．記録条件は Table 2-2-3 の条件をベースとして，前節のシミュレーションの結果から，記録電流パルス幅を 5，20，40，60，80，100 μm と変化させた．

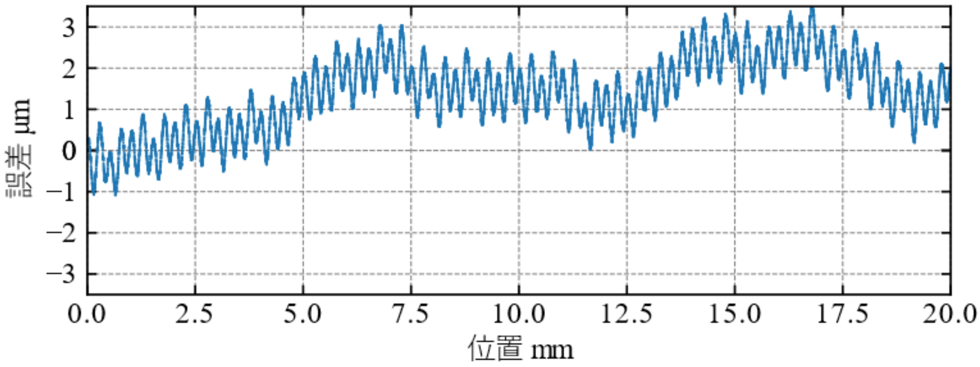
内挿誤差の測定は，Fig. 2-2-11 に示す測定システムを用いた．磁気センサは，2-2 節の実験と同様に，ホール素子の間隔が 0.25 mm の HQ-0261 を用いた．磁気センサから得た 2 相の検出信号の DC オフセットと振幅のずれをデジタル回路で補正した. 補正された 2 相の検出信号を内挿して検出信号 1 周期内の位相を得た．この位相の変化を累積することにより磁気式エンコーダによる検出位置を得た．Fig. 2-2-11 に示すように，テーブルに光学式エンコーダと本節で試作した磁気式エンコーダを設置した．このテーブルを 20 mm 移動する過程で，光学式エンコーダで検出したテーブル移動量 1 μm 間隔で磁気式エンコーダの位置をサンプリングした．光学式エンコーダと磁気式エンコーダで検出した移動量の差を磁気式エンコーダの誤差とした．また，センサギャップは 150，250，350 μm に設定して測定を行った．

Fig.2-4-1(a)，(b)は，記録電流パルス幅 20，80 μm で磁化し，センサギャップ 150 μm で測定した誤差を例として示している．Fig. 2-4-1 において，基本正弦波の周期 1 mm よりも長い周期の誤差が観察される．基本正弦波の周期より長い周期の誤差は，磁気記録媒体の磁極位置の誤差に由来しており，磁気記録媒体材料の伸縮や設置時の幾何的な位置ずれに起因する場合が多い．そのため，基本正弦波の周期より長い誤差はセンサギャップに影響されない．そのため，1-3 節で述べたように，誤差の補正が可能である．このことから，基本正弦波周期 1 mm よりも周期の短い誤差に起因する磁気式エンコーダの内挿誤差を検討した．

内挿誤差は，2-3-1 項と同様に，信号周期内における誤差の最大値と最小値の差として求めた．**Fig. 2-4-2** に内挿誤差の算出方法を示す．ある位置の内挿誤差は，その位置を中心とした信号周期内で求めた．例として，位置 0.6 mm における内挿誤差は，信号周期は 1 mm であるため，0.1 mm から 1.1 mm の間の誤差の最大値と最小値の差として求めた．



(a) パルス幅 20 μm



(b) パルス幅 80 μm

Fig. 2-4-1 位置データの誤差の実験値

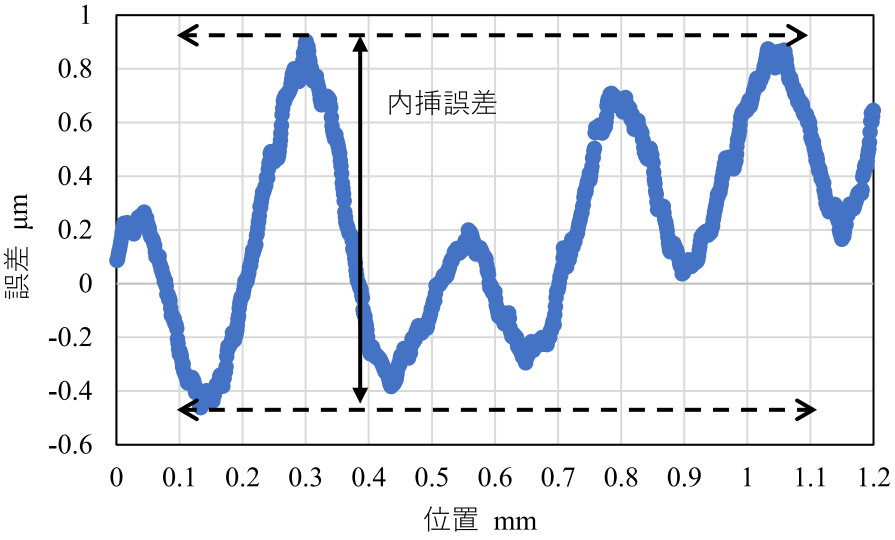
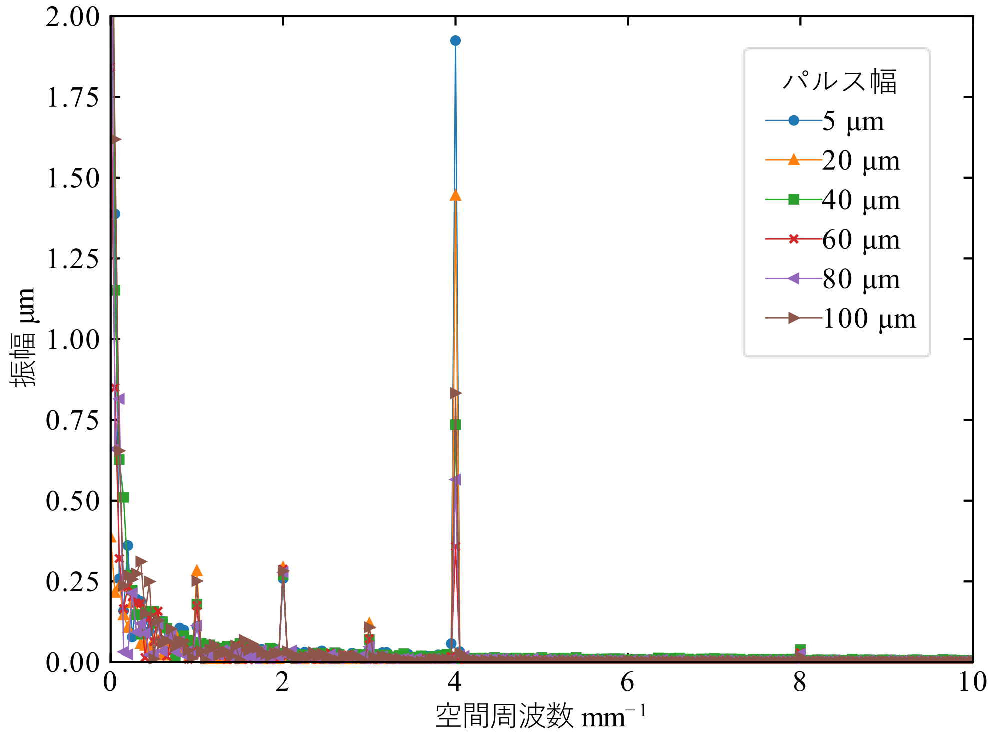


Fig. 2-4-2 内挿誤差の算出

2-4-2　記録条件の検討と内挿誤差の確認

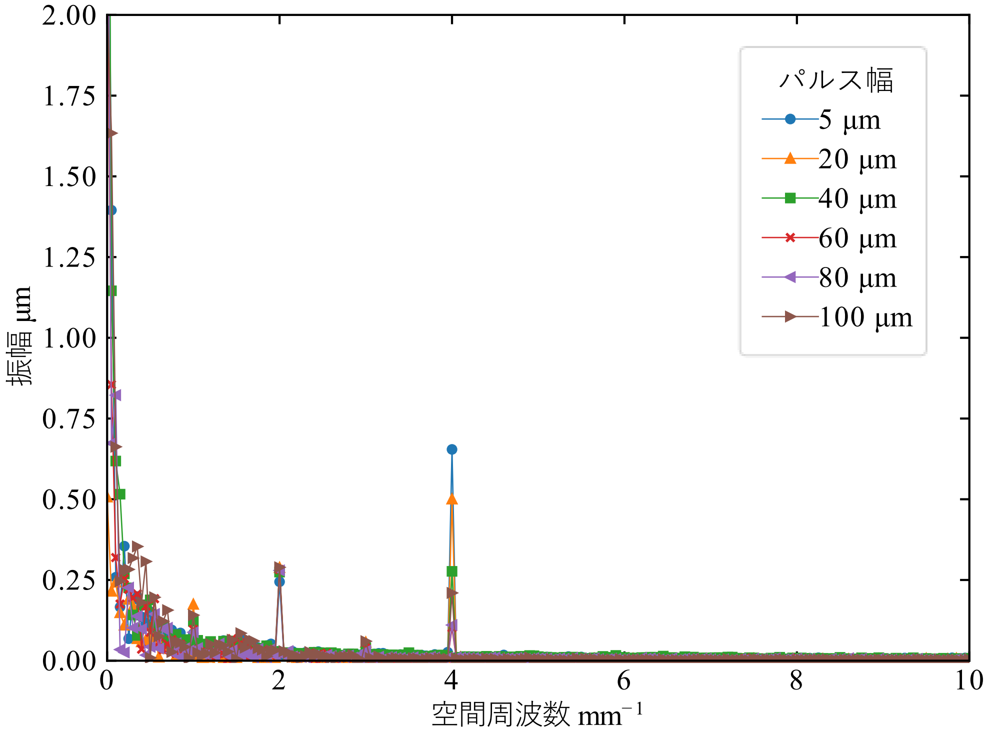
エンコーダの内挿誤差の要因を検討するために，位置と誤差のデータにFFTを実行した．その結果を **Fig. 2-4-3**(a)，(b)，(c)に示す．また，Fig. 2-4-3 における 4 次成分のパルス幅と振幅の関係を **Fig. 2-4-4** に示す．空間周波数 1 mm^{-1} の成分を 1 次として，その n 倍の成分を n 次成分とする（n は 2 以上の整数）．誤差の FFT における第 n+1 次成分は，式(2-3-1)で検討した検出信号の n 次の高調波成分に影響される[18]．2-3 節では，シミュレーションによって検出信号の第 3 次高調波含有率を低減するパルス幅を検討した．検出信号の第 3 次高調波含有率を低減することにより，エンコーダの検出誤差の 4 次成分を低減することができる．Fig. 2-4-3 および Fig. 2-4-4 より，すべてのセンサギャップにおいて，記録電流パルス幅を 60～80 µm に設定することにより，エンコーダ検出誤差の 4 次成分が低減していることが示されている．また，Fig. 2-4-3 より，5 次成分以上の振幅が小さいことから，信号の高次の高調波が誤差に与える影響は小さく，0.1 µm 以下であることが分かる．

Fig. 2-4-5 は，記録電流パルス幅を 5，20，40，60，80，100 µm とし，センサギャップを 150，250，350 µm としたときのエンコーダの内挿誤差の測定区間における平均値を示している．同結果より，記録電流のパルス幅を 60～80 µm に設定することにより，エンコーダの内挿誤差が最も小さくなっていることが確認できる．誤差の 4 次成分の振幅は最小で 0.36 µm である．式(1-3-1)より，誤差は信号波長に比例する．本節の信号波長 1 mm に対して，

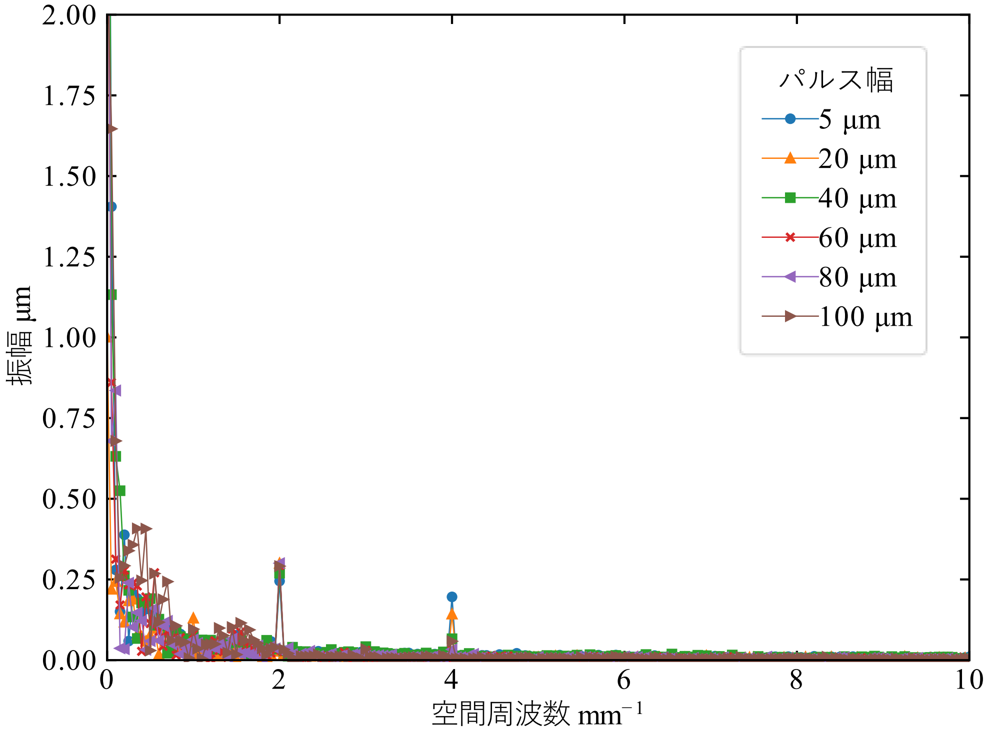


(a) センサギャップ 150 µm

Fig. 2-4-3　エンコーダ誤差の FFT 結果



(b) センサギャップ 250 μm



(c) センサギャップ 350 μm

Fig. 2-4-3　エンコーダ誤差の FFT 結果

信号波長 240 μm であれば誤差の 4 次成分の振幅が 0.09 μm となり，0.1 μm を目標とする磁気式エンコーダの内挿誤差の低減に貢献すると考えられる．

なお，これまで磁気式エンコーダの内挿誤差を，光学式エンコーダの測定値を参照値として表現したが，その他の要素も考慮した不確かさによる評価も行った．磁気式エンコーダの誤差以外の不確かさの要素として，光学式エンコーダの不確かさ，磁気式エンコーダと光学式エンコーダの計測ラインのずれによるアッベ誤差，非周期ノイズによるばらつきが存在する．**Table 2-4-1** に以上の要素を考慮した，内挿による標準不確かさと合成標準不確かさを示す．磁気式エンコーダの内挿による標準不確かさは，信号周期内の誤差の標準偏差として求めた．また，合成標準不確かさの計算には，内挿による標準不確かさの測定範囲内の平均値を用いた．記録電流パルス幅 60 μm，センサギャップ 150 μm の場合，磁気式エンコーダの内挿による標準不確かさは 0.43 μm だった．非周期ノイズは検出信号のノイズの実測値と式(1-3-1)，式(1-5-1)および式(1-5-2)より求めた．これらの値から求めた合成標準不確かさは 0.44 μm だった．Table 2-4-1 より，光学式エンコーダおよび計測ラインのずれ，非周期ノイズによる影響は，光学式エンコーダの参照値を用いた磁気式エンコーダの内挿誤差と比較して小さく，磁気式エンコーダの内挿誤差によってエンコーダの精度を評価することに大きな問題はないと考えられる．

以上の結果より，シミュレーションを用いた記録条件の最適化によって内挿誤差の低減が可能である．また，本研究で提案した手法により，異なる記録条件，異なる検出条件に対しても，最適な記録条件を導出できると考えられる．

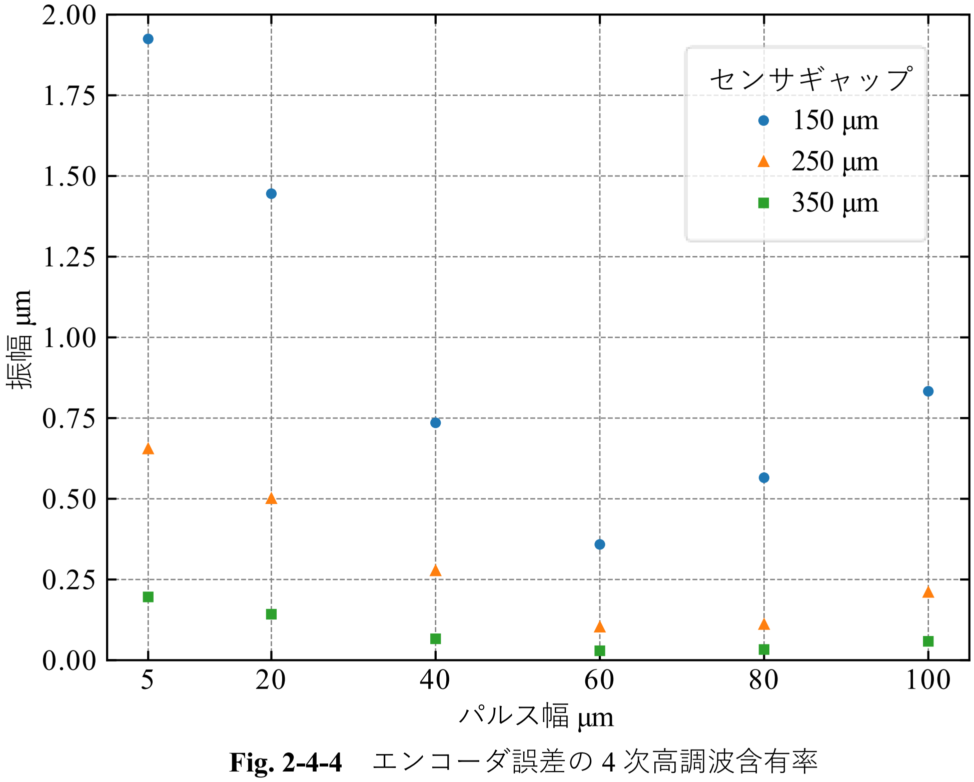


Fig. 2-4-4　エンコーダ誤差の 4 次高調波含有率

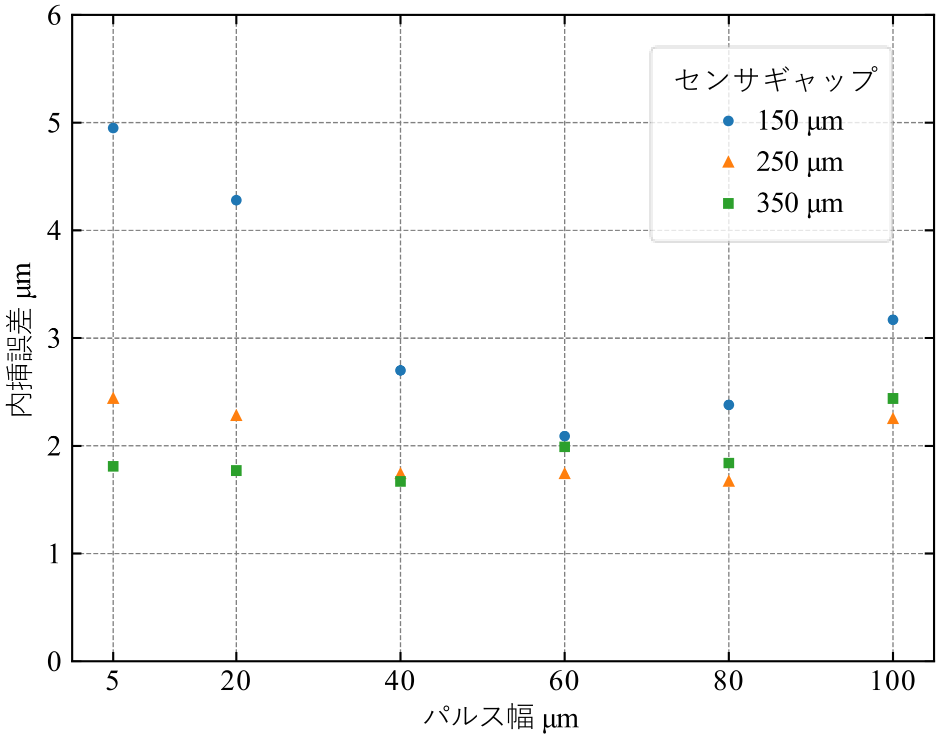


Fig. 2-4-5　エンコーダの内挿誤差の実験値

Table 2-4-1　磁気式エンコーダの不確かさ

不確かさの要素	評価タイプ	分布	標準不確かさ
磁気式エンコーダの内挿誤差	A	正規分布	0.43 µm
計測ラインのずれによるアッベ誤差	B	一様分布	0.51 nm
光学式エンコーダのリニアリティ	B	一様分布	0.53 nm
非周期ノイズ	A	正規分布	0.096 µm
合成			0.44 µm

2-5　結言

本章では，磁気記録媒体の磁化，磁気センサに印加される磁場，および磁気センサによる検出信号の高精度なシミュレーションを構築した．中空ソレノイド磁場に関するシミュレーション結果と理論値の比較，磁気記録媒体の磁化曲線に関するシミュレーション結果と実験結果の比較，および磁気記録媒体を移動させたときの磁気センサによる検出信号に関するシミュレーション結果と実験結果の比較により，提案したシミュレーション手法が妥当であることを確認した．構築したシミュレーション方法を応用し，シミュレーションによって得られた磁気記録媒体表面の垂直方向の磁化のリップルが小さくなるように記録電流パルスの幅を最適化することにより，第 3 次高調波含有率を低減できることを示した．また，開発した記録パルス幅の最適化が第 3 次高調波含有率を低減し，磁気式エンコーダの内挿誤差を小さくすることを示した．誤差の 4 次成分の振幅が 0.09 μm（信号波長 240 μm 換算）であり，0.1 μm を目標とする磁気式エンコーダの内挿誤差の低減に貢献すると考えられる．

第 3 章　シミュレーションによる磁場出力向上の検討

3-1　緒言

本章では，磁気式エンコーダの磁気記録媒体の磁場出力向上を目的とした，シミュレーションよる検討結果について述べる．3-2 節では，磁気特性の異なる 2 種類の磁気記録媒体について，シミュレーションによって磁場出力を計算する手法について述べる．また，実験的に磁気記録媒体の磁場出力を確認する手法について述べる．3-3 節では，磁気記録媒体の磁場出力確認結果について述べる．また，磁気記録媒体の内部の分布のシミュレーション結果を解析し，内部の分布と磁場出力の関連性を検討した結果について述べる．3-4 節では，前節で解析した磁気記録媒体よりも大きな磁場出力が期待される希土類系磁性体材料について，本章の手法を利用した磁場出力のシミュレーション結果について述べる．3-5 節では，本章の結言を述べる．

3-2　磁場出力のシミュレーションおよび検証の手法

3-2-1　磁場出力のシミュレーションおよび確認に用いた磁気記録媒体材料

磁場出力のシミュレーションとその実験による確認では，従来用いられている磁気特性の異なる 2 種類の磁気記録媒体材料を対象とした．1 つは一般的にメタル粉と呼ばれる Fe-Co 合金を主成分とする磁性粒子[24]を 80 wt%含む塗布型磁気記録媒体（塗布型記録媒体）である．これは 2 章のシミュレーションおよび実験で用いたものと同一の材料である．もう 1 つは Fe-Ni-Cu 磁性合金[26]の冷間圧延によって作製されたシート状磁気記録媒体（合金シート記録媒体）である．この磁性材料は Cunife と呼ばれる場合がある．**Table 3-2-1** にこれらの材料の代表的な磁気特性を示す．これら 2 種類の磁気記録媒体を比較すると，塗布型記録媒体は残留磁束密度が低く，保磁力が高い．反対に合金シート記録媒体は残留磁束密度が高く，保磁力が低い．そのため，塗布型媒体と比較して，合金シート記録媒体は磁気記録の際に磁化しやすい反面，磁気を帯びた工具などによる意図しない誤着磁が起こりやすい．一方で，塗布型記録媒体はバインダとして樹脂を含むボンド磁石であるが，合金シート記録媒体

Table 3-2-1　磁気記録媒体材料の磁気特性

記録媒体	塗布型記録媒体	合金シート記録媒体
磁性材料	Fe-Co 合金粒子 （メタル粉）	Fe-Ni-Cu 系合金 （Cunife）
残留磁束密度　B_r T	0.31	0.41
保磁力　H_{cj} kA/m	120	44
最大エネルギー積 $(BH)_{max}$ kJ/m^3	17.8	8.3

は合金そのものであるため，耐水，耐油，耐薬品性の面では上回る．これらの材料としての性質と使用環境を考慮して磁気式エンコーダの磁気記録媒体として選択される．

3-2-2　磁場出力のシミュレーション方法

本章の磁場出力のシミュレーションは，2 章で用いた有限要素法と媒体磁化モデルによるシミュレーションと同様の手法で行った．したがって，本項では 2 章で説明した手法と異なる点を中心に記述する．

磁気記録のシミュレーションは, 3-2-1 項で述べた 2 種類の磁気記録媒体について行った．シミュレーションは Fig. 2-2-4 で示したフローチャートに従って行った. メッシュモデルは, 記録ヘッドのコアとコイルは 2 章と同一とした．磁気記録媒体の寸法は，Fig. 2-2-2(a)で示した座標軸の x 方向に 3 mm，y 方向に 0.15 mm として，1 つのメッシュの x 方向の寸法は 20 µm とした．本章の磁気記録条件を **Table 3-2-2** に示す．Table 3-2-2 で示した記録条件の内，ヘッドギャップから磁気記録媒体に印加される磁場に直接影響するため，磁場出力に対する影響が大きいと考えられる．このことから，記録電流は可変としてシミュレーションを行った. 本章のシミュレーションの目的は磁場出力を得ることであり，エンコーダの位置データの精度に関わる高調波を取り扱った 2 章よりは，シミュレーションの精度は要求されない．そこで，計算時間の短縮のために，Fig. 2-2-4 で示したフローチャートで収束を判定する磁束密度の閾値は 1 %とした．また，磁気記録は磁極 6 個分（磁気信号 3 周期分）とした．

磁気センサによる磁場検出のシミュレーションは, 2-2-2 項で述べた方法と同様に行った．センサが検出する磁場は，Fig. 2-2-2 で示した座標軸の y 方向の磁場を x 方向に沿って取得した．このとき，センサギャップは 150 µm とした．検出された磁場は，x 軸に沿って 1 mm の周期で変動する．そのため，磁場出力は-0.5 mm $\leq x \leq$ 0.5 mm の範囲における y 方向の磁場の最大値と最小値の差として計算した. 検出信号の振幅は，ホール素子の感度を磁場出力に乗じて算出した．

Table 3-2-2　基本的な記録条件

パルス幅 µm	80
記録電流	可変
ヘッドギャップ µm	140
ヘッド媒体ギャップ µm	0
記録ピッチ mm	1
記録ヘッドの速度 mm/s	0.5

3-2-3　実験による磁場出力の確認方法

実験による磁気記録媒体の磁化と磁場出力の測定は，基本的に 2-2-3 項で説明した手法と同様に行った．Table 3-2-2 に示したシミュレーションと同じ条件で，Fig. 2-2-9 で示した装置を用いて磁気記録媒体を磁化した．記録電流は，光学式エンコーダによって検出された磁気記録媒体と記録ヘッドの相対位置に基づいて制御した．磁場の測定は Fig. 2-2-11 で示した装置を用いた．ホール素子 (HQ-0261，AKM) を使用して磁場を検出し，シミュレーション結果と比較した．振幅は，ホール電圧を増幅して AD 変換した検出信号の最大値と最小値の差として取得した．

3-3　シミュレーションによる磁気記録媒体の解析

3-3-1　磁気記録媒体の磁化曲線のシミュレーション

Fig. 3-3-1 に塗布型と合金シート磁気記録媒体の実験とシミュレーションの磁気特性を示す．実験では 2 章と同じく VSM を用いて印加磁場を変化させながらサンプルの磁化を測定した．Fig. 3-3-1 から，2 種類の磁気記録媒体のいずれもシミュレーションで得られた値が実験で得られた値を再現している．シミュレーションの磁気媒体の磁化に最も影響すると考えられる Fig. 3-3-1 の減磁曲線部分（第 2 象限）では，塗布型記録媒体の磁化の誤差は最大 0.035 T だった．また，合金シート記録媒体では，磁化の誤差は最大 0.025 T だった．これらの誤差は磁気記録媒体の残留磁化と比較して 10 %程度であることから，媒体磁化モデルを用いたシミュレーションによって，材料や記録条件による磁場出力の違いを検討するため

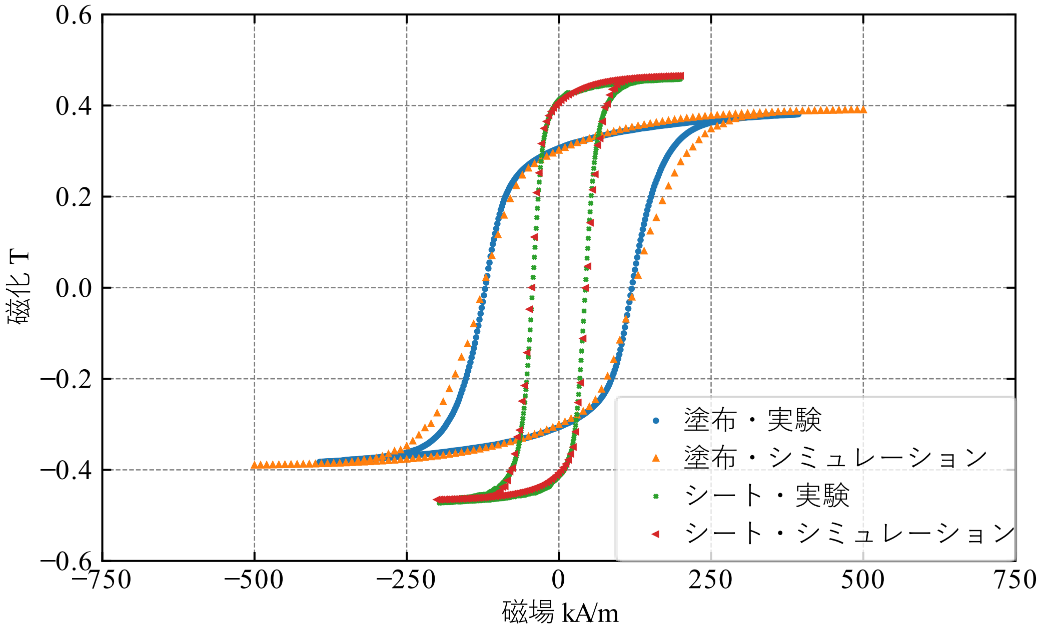


Fig. 3-3-1　シミュレーションと実験の磁気特性の比較

に必要な誤差の範囲内で再現することができると考えらえる．

3-3-2　磁場出力のシミュレーション結果

Fig. 3-3-2 に塗布型記録媒体のシミュレーションと実験で得られた検出信号の振幅を示す．Fig. 3-3-2 から，記録電流が変化することで検出信号の振幅が変動する様子が観察される．振幅の最大値は，359～391 mA の記録電流で得られており．シミュレーションと実験の間で一致した結果を示している．シミュレーションと実験で得られた振幅の相対誤差は，シミュレーションで振幅が最大となった 359 mA の記録電流で 3 %だった．

Fig. 3-3-3 に合金シート記録媒体のシミュレーションと実験で得られた検出信号の振幅を示す．振幅の最大値は，127 mA の記録電流で得られている．シミュレーションと実験で得られた 80~100 mA とは異なる結果を示している．シミュレーションと実験で得られた振幅

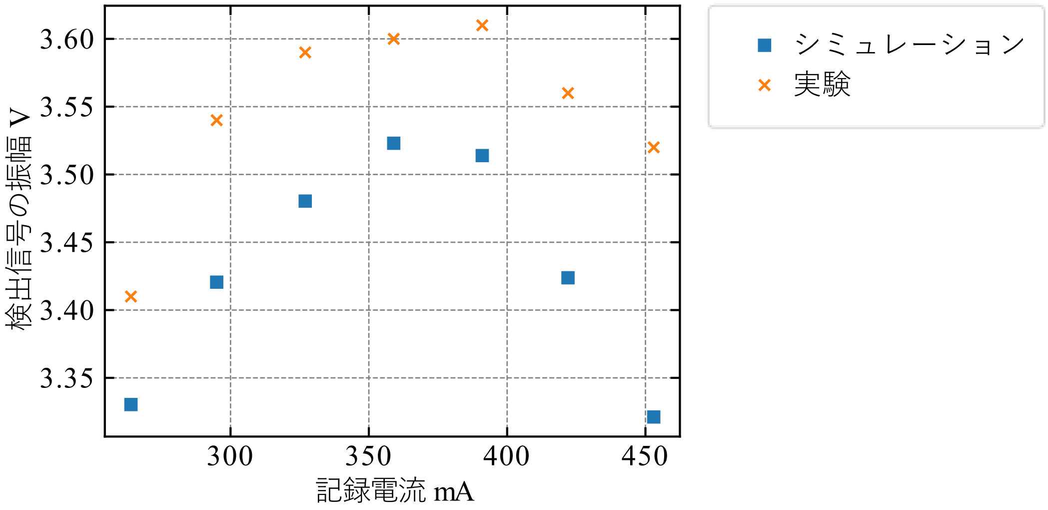


Fig. 3-3-2　塗布型記録媒体の信号振幅

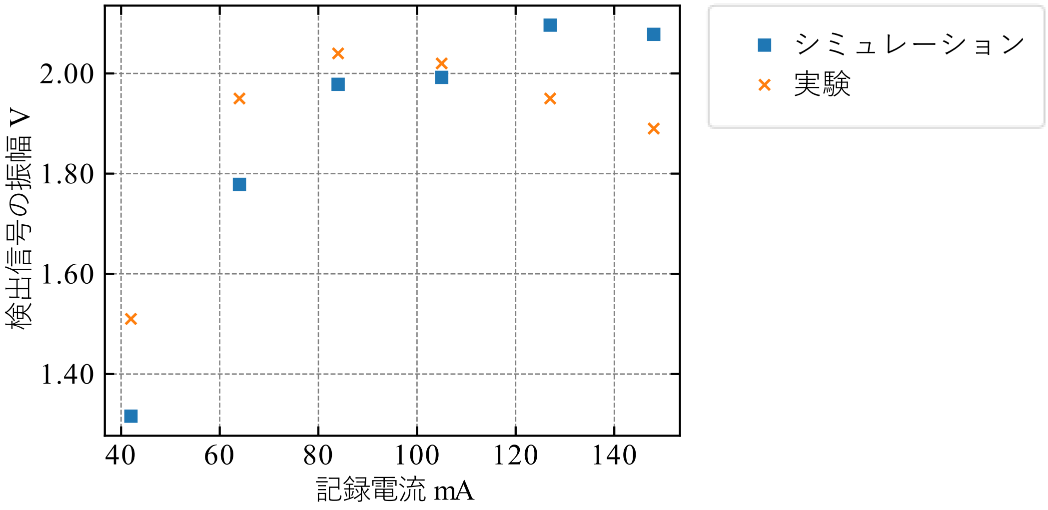


Fig. 3-3-3　合金シート記録媒体の信号振幅

の相対誤差は，シミュレーションで振幅が最大となった 127 mA の記録電流で 5 %だった．

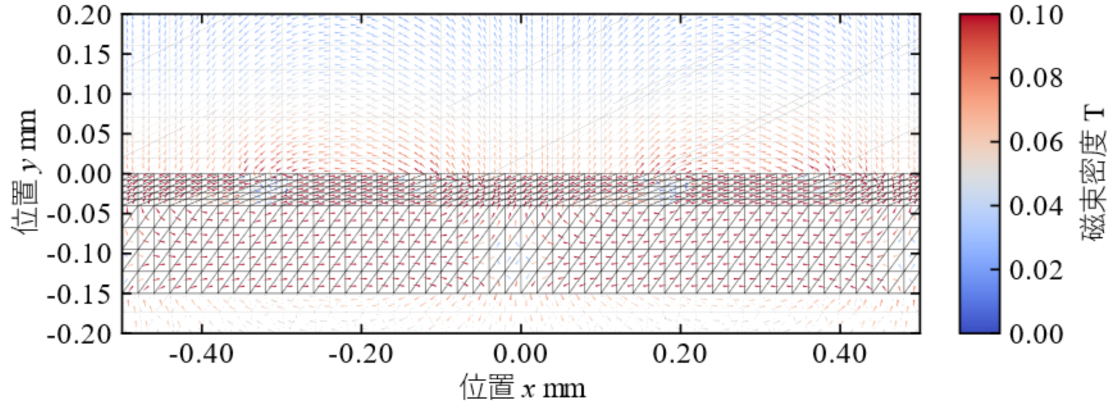
以上の結果より，磁場出力の振幅はシミュレーションと実測で近い値を示しているため，提案されたシミュレーション方法で予測できることを示している．Table 3-2-1 で示した磁気特性の内，残留磁束密度と最大エネルギー積は硬磁性材料の磁力を表す指標である．しかし，Table 3-2-1 の値と本項で示した磁気式エンコーダの磁気記録媒体として用いた場合の磁場出力から，残留磁束密度からは磁場出力を予測できないことが分かる．また，最大エネルギー積については磁場出力と近い傾向を示している．合金シート記録媒体の塗布型記録媒体に対する，最大エネルギー積の割合は 47 %である．また，実験で得られた磁場出力の最大値の割合は 56 %である．ある磁気記録媒体の磁場出力から，最大エネルギー積の比を用いることで異なる磁気記録媒体の磁場出力をある程度予測できる可能性がある．

一方で，磁場出力が最大となる記録電流は，塗布型記録媒体で概ねシミュレーションと実験の結果が一致しているが，合金シート記録媒体では一致していない．また，振幅の相対誤差についても，塗布型記録媒体よりも合金シート記録媒体が大きい．これは，合金シート記録媒体の保磁力が比較的小さいことにより，記録媒体を磁化する磁場の誤差が同程度であっても，合金シート記録媒体の磁化がより磁場の影響を受けやすいためであると考えられる．特に Fig. 3-3-3 の記録電流 120 mA 以上で傾向が一致していないのは，記録電流が大きくなることにより，記録ヘッドによる磁場の誤差も大きくなり，保磁力の小さい合金シート記録媒体の磁化により大きな影響があったためであると考えられる．

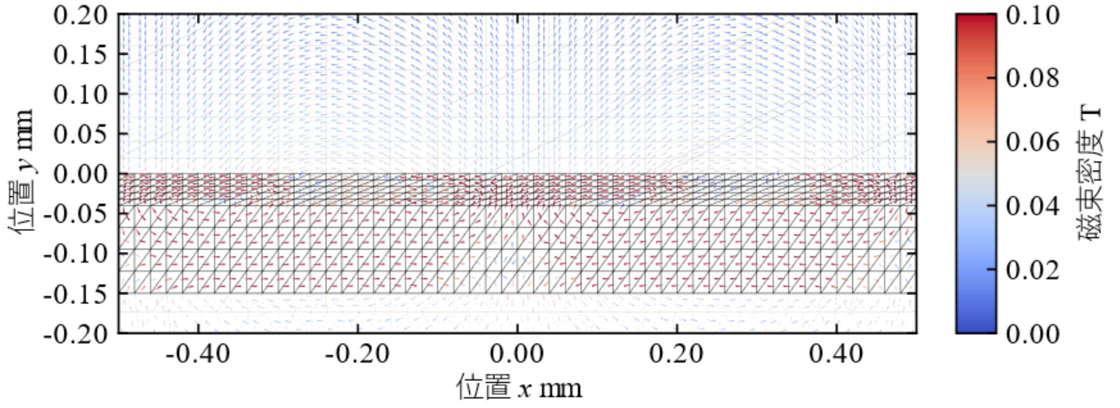
3-3-3　シミュレーションによる磁気記録媒体の磁束密度分布解析

3-3-2 項で述べた 2 種類の磁気記録媒体の磁場出力の違いを，磁気記録媒体内部の磁化分布によって解析する．**Fig. 3-3-4** に，シミュレーションで得られた磁気記録媒体周囲の磁束密度分布を示す．Fig. 3-3-4 では，-0.15 mm $\leq y \leq$ 0 mm の領域に磁気記録媒体が存在しており，その他の領域は空気層である．また，磁気記録媒体の x 方向の長さ 3 mm の内，中心の磁気記録 1 周期にあたる-0.5 mm $\leq x \leq$ 0.5 mm の領域を示している．この領域では，x=-0.25 mm および x=0.25 mm を中心として記録ヘッドのコイルに電流が印加され，磁気記録媒体が磁化される．Fig. 3-3-4(a)の塗布型媒体の方が Fig. 3-3-4(b)の合金シート媒体よりも，センサ側（$y >$ 0 mm の領域）に漏れ出している磁束密度が大きく，磁場出力が大きい様子が観察される．このことは，3-3-2 項で示した 2 つの磁気記録媒体の磁場出力の傾向と一致している．2 つの磁気記録媒体の磁場出力が大きく異なる原因を調べるために，より範囲を限定して磁気記録媒体内部の磁化を分析する．

Fig. 3-3-5(a), (b)に，シミュレーションで得られた，磁気記録媒体内部の磁化分布を示す．Fig. 3-3-5 の領域では x=0.25 mm を中心として記録ヘッドによって x 方向に磁化がなされている．そのため，いずれの磁気記録媒体でも，x=0.25 mm の近辺で x 方向に磁化している．Fig. 3-3-4 の磁気記録媒体から発生する磁束の様子から，最も強い磁束は x=0.25 mm 近辺の x 方向の磁化より生じていることが分かる．Fig. 3-3-5 から，その x 方向の磁化は塗布型記録媒体で大きく，合金シート記録媒体で小さい．このことが，2 種類の磁気記録媒体における



(a)　塗布型記録媒体

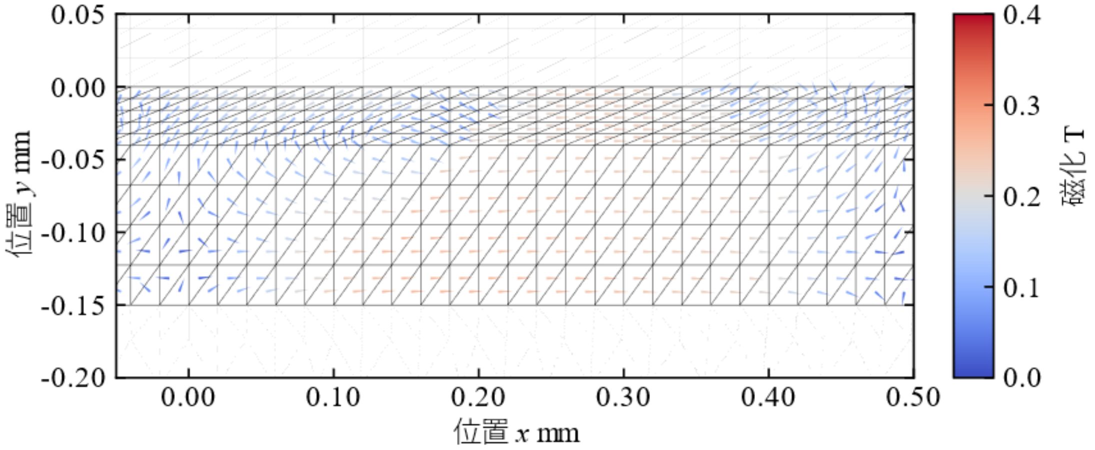


(b)　合金シート記録媒体

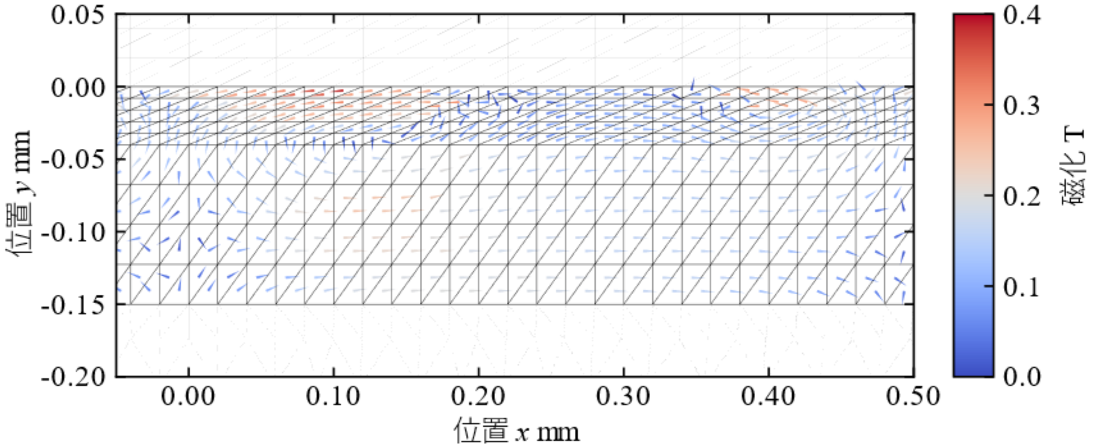
Fig. 3-3-4　シミュレーションによる記録媒体の磁束密度分布

磁場出力の違いの直接原因であると考えられる．2 種類の磁気記録媒体で磁化が異なるのは，反磁場による減磁が原因であると考えられる．

Fig. 3-3-6 に，シミュレーションで得られた磁気記録媒体の外部磁場分布を示す．2 種類の磁気記録媒体で，x=0.25 mm 近辺で Fig. 3-3-5 の x 方向の磁化が正の方向であることに対して，Fig. 3-3-6 の x 方向の磁場は負の方向である．このことから，磁気記録媒体自身の反磁場が磁化を減少させる方向に印加されていることが分かる．Fig. 3-3-6 の x=0.25 mm，y=0 mm の磁場は塗布型磁気媒体で 71 kA/m，合金シート磁気媒体で 40 kA/m であり，減磁場自体は塗布型磁気媒体の方が大きい．一方で，Fig. 3-3-1 の減磁曲線（第 2 象限部分）から，上記の減磁場の場合の磁化は，塗布型磁気媒体の方が大きい．以上より，合金シート記録媒体では保磁力が小さいため，自己減磁によって磁化は残留磁化よりも著しく小さくなり，塗布型記録媒体では保磁力が比較的大きいため，自己減磁があっても磁化は残留磁化に近い大きさを保っていることがシミュレーションから分かった．自己減磁の大きさは，磁石の形状に依存する．磁石の寸法比（磁化の方向の長さを l，磁化の方向にに垂直な方向の長さを d とした場合の l/d）が大きいほど自己減磁は小さくなる[50]．Fig. 3-3-5 より x=0.25 mm 近辺



(a)　塗布型記録媒体

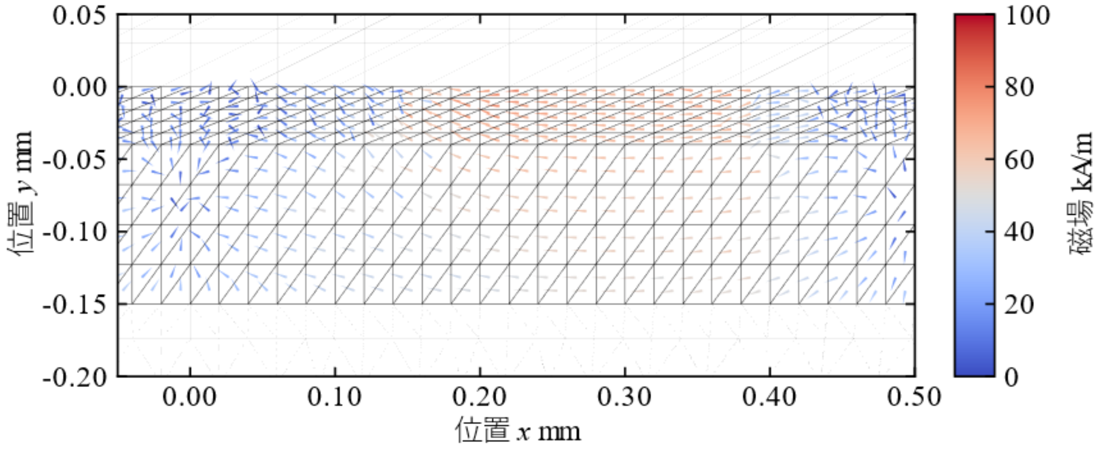


(b)　合金シート記録媒体

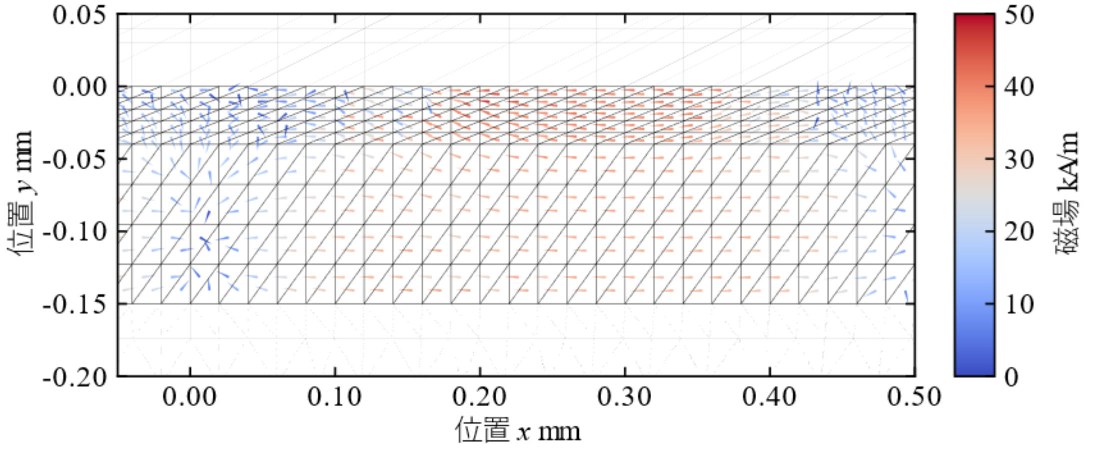
Fig. 3-3-5　シミュレーションによる記録媒体内部の磁化分布

の磁化している部分の寸法比は小さい．そのため，磁気記録媒体の y 方向の寸法を小さくする，記録ヘッドのヘッドギャップを大きくするなどの方法を用いて磁気記録媒体の磁化している部分の寸法比を大きくすることで，自己減磁を小さくできると考えられる．一方で，磁気記録媒体の磁化している部分の x 方向の寸法には，記録ピッチによる物理的な制約があるため，大きくすることには限界がある．そこで寸法比を大きくするために磁化している部分の y 方向の寸法を小さくすると，磁化している部分が小さくなり，発生する磁束が減少する．したがって磁場出力を大きくするためには，自己減磁を小さくしつつ磁束が減少しないように磁化している部分の大きさを維持する最適化が必要である．本章のシミュレーション手法によって，磁気記録媒体の磁化を最適化し，磁場出力を大きくすることが可能であると考えられる．

Fig. 3-3-2 では，実験，シミュレーションともにある記録電流を最大として，その記録電流を上回る記録電流では磁場出力が小さくなっている．この原因についてシミュレーションによる磁気記録媒体内部の磁化分布による解析を行う．**Fig. 3-3-7** にシミュレーションに



(a)　塗布型記録媒体

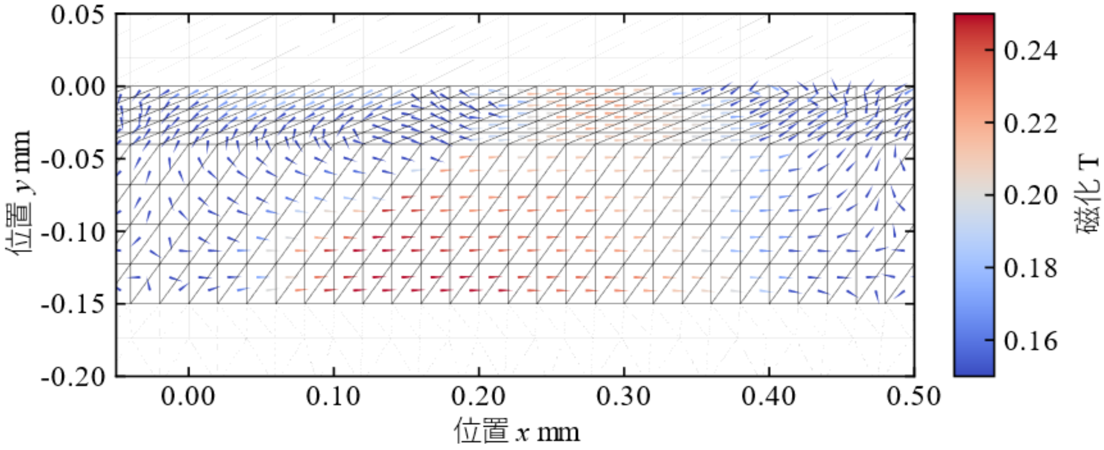


(b)　合金シート記録媒体

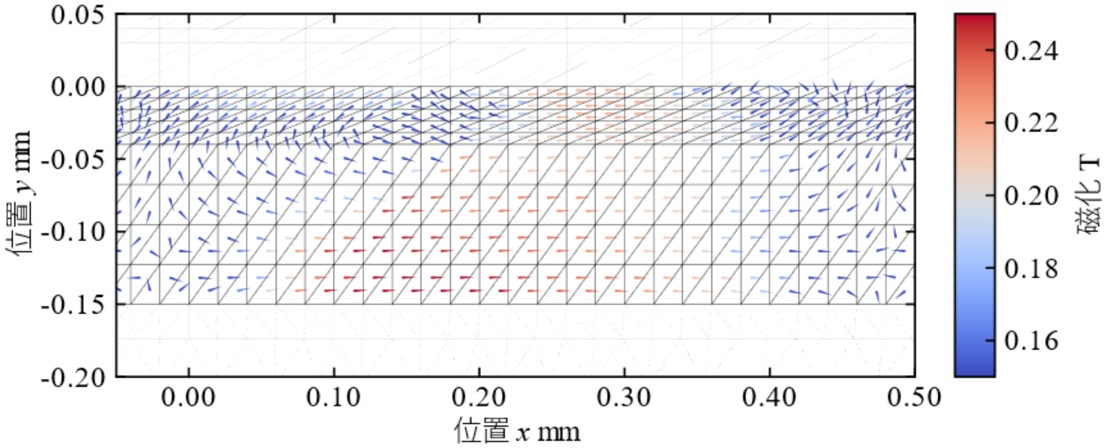
Fig. 3-3-6　シミュレーションによる記録媒体内部の磁場分布

よる記録電流 454 mA の場合の塗布型媒体の磁化の分布を示す．Fig. 3-3-7 より同じ塗布型記録媒体の Fig. 3-3-5(a)と比較して *x* 方向の磁化が低減していることが観察される．この磁化の低下が，記録電流が大きくなることで磁場出力が低減する直接の原因である．このように磁化が低下した原因は，記録電流が大きくなることにより記録ヘッドが磁気飽和し，記録ヘッド先端のヘッドギャップとは異なる箇所から発生した磁場がによるものと考えられる．

以上のように，シミュレーションによって，実験的に得られた磁場出力の材料や記録電流による違いをシミュレーションによって内部の磁束密度分布に結び付けて解析することができる．このことから，シミュレーションによってより大きな磁場出力が得られる磁束密度分布と材料，記録条件を探索することで，効率的な磁場出力の向上が可能となる．



(a)　記録電流：359 mA



(b)　記録電流：454 mA

Fig. 3-3-7　シミュレーションによる塗布型記録媒体内部の磁化分布

3-4　希土類系ボンド磁石による磁場出力向上のシミュレーション

3-4-1　希土類系磁性材料の磁気特性

希土類系硬磁性材料は残留磁束密度，保磁力，最大エネルギー積について，本章でこれまで扱った磁性材料よりも高い傾向がある．そのため，磁気式エンコーダ用の磁気記録媒体とした場合，大きな磁場出力が得られると考えられる．**Table 3-4-1** に希土類系硬磁性材料である異方性 SmFeN のボンド磁石の磁気特性の例を示す[51]．異方性 SmFeN ボンド磁石の磁気式エンコーダ用磁気記録媒体としての適用可能性をシミュレーションによって確認する．

Table 3-4-1　異方性 SmFeN ボンド磁石の磁気特性

磁性材料	SmFeN
残留磁束密度　B_r T	0.78
保磁力　H_{cj} kA/m	729
最大エネルギー積 $(BH)_{max}$ kJ/m^3	109

3-4-2　異方性 SmFeN ボンド磁石の磁気特性シミュレーション

3-2 節の手法によって，SmFeN ボンド磁石の磁気特性を再現するモデルを作成した．**Fig. 3-4-1** にシミュレーションによって得られた SmFeN ボンド磁石の磁化と磁束密度の曲線を示す．同図から得られる磁気特性は，残留磁束密度が 0.79 T，保磁力が 760 kA/m，最大エネルギー積が 112 kJ/m^3 だった．これらの値は Table 3-4-1 で示した値に対して相対誤差が 10 % 以内であるため，実際の磁気特性を反映したシミュレーションが可能であると考えられる．

3-4-3　異方性 SmFeN ボンド磁石の磁場出力シミュレーション

3-4-2 項で示した異方性 SmFeN ボンド磁石の磁場出力のシミュレーションを行った．異方性 SmFeN は塗布型記録媒体，合金シート記録媒体と比較して保磁力が大きく，磁化するために記録ヘッドからの大きな磁場が必要である．そこで，Table 3-2-2 で示した記録条件から記録電流を変化させて，記録ヘッドから発生する磁場のシミュレーションを行い，大きな磁場が得られる記録電流を求めた．記録電流は 300 mA から 600 mA まで 50 mA ごとに変化させた．記録ヘッドの磁場は，x は記録ヘッドのギャップの中心，y は記録ヘッドの先端の

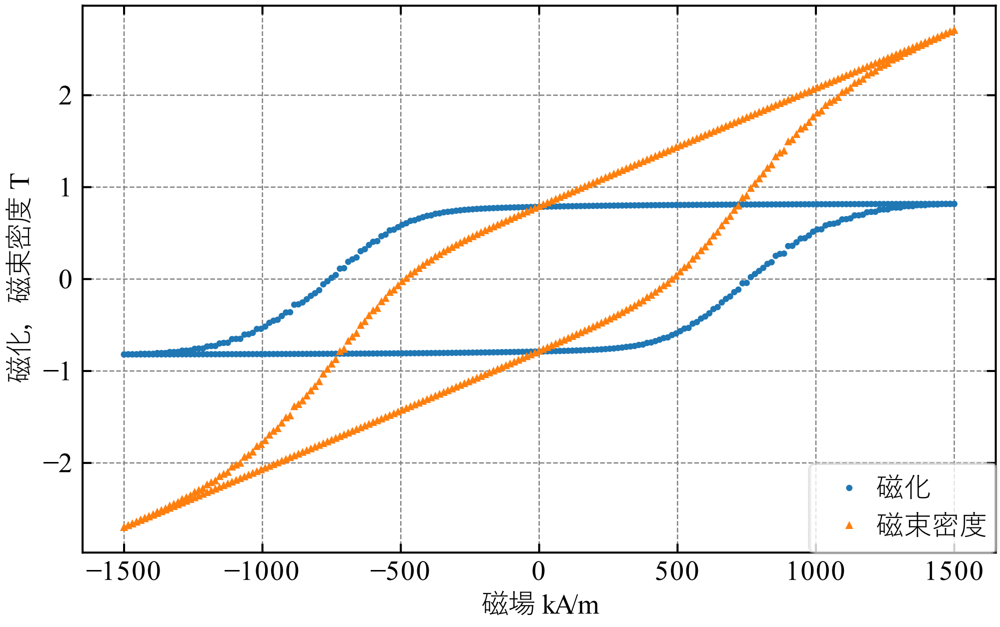


Fig. 3-4-1　シミュレーションによる SmFeN ボンド磁石の磁気特性

座標における，x 方向の磁場とした．**Fig. 3-4-2** にシミュレーションで求めた記録電流と記録ヘッドの磁場の関係を示す．Fig. 3-4-2 より，記録電流 450 mA までは比較的記録電流に対して記録ヘッドの磁場が大きくなりやすく，最小二乗法で直線近似した場合の傾きは 2.04 Mm^{-1} だった．一方で，記録電流 450 mA から 600 mA では，同様の傾きが 0.55 Mm^{-1} だった．これは，コイルに印加される記録電流が大きくなることで，記録ヘッドのコア材料に誘起される磁束密度が大きくなり，コア材料の透磁率が低下する磁気飽和が起こっているためである．ここではなるべく小さい記録電流で比較的大きな記録ヘッドの磁場を発生さるために，記録電流は磁気飽和が起こる値よりも 1 段階大きい 500 mA として磁気記録のシミュレーションを行った．**Fig. 3-4-3** に記録電流 500 mA のシミュレーションで得られた SmFeN 記録媒体内部の磁化分布を示す．また，このときの磁場出力を表す検出信号の振幅は，3.54 V だった．この磁場出力は Fig. 3-3-2 で示した塗布型記録媒体の磁場出力と同程度の値である．3-4-2 節で示したように，SmFeN 記録媒体の磁気特性は塗布型記録媒体のそれを上回ってい

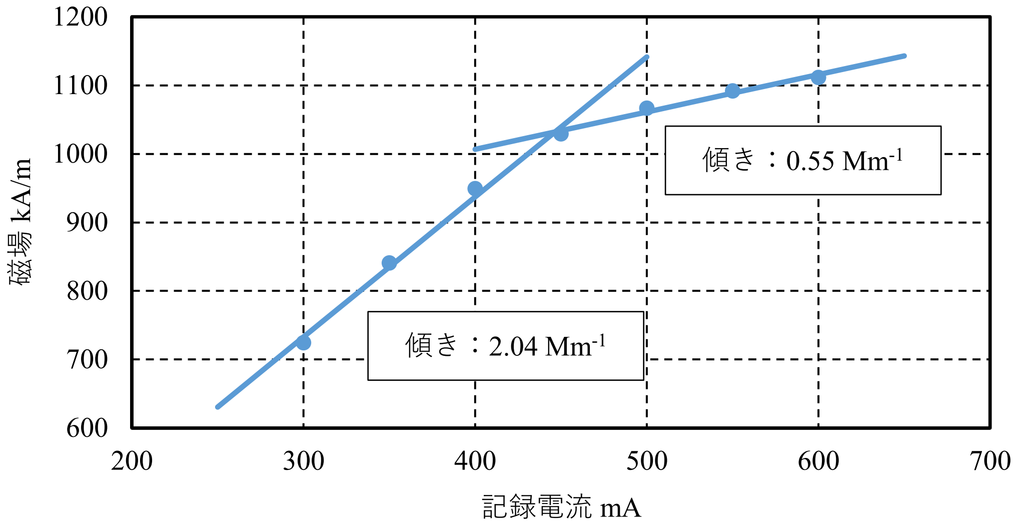


Fig. 3-4-2　記録電流と記録ヘッドの磁場（ヘッドギャップ：140 μm）

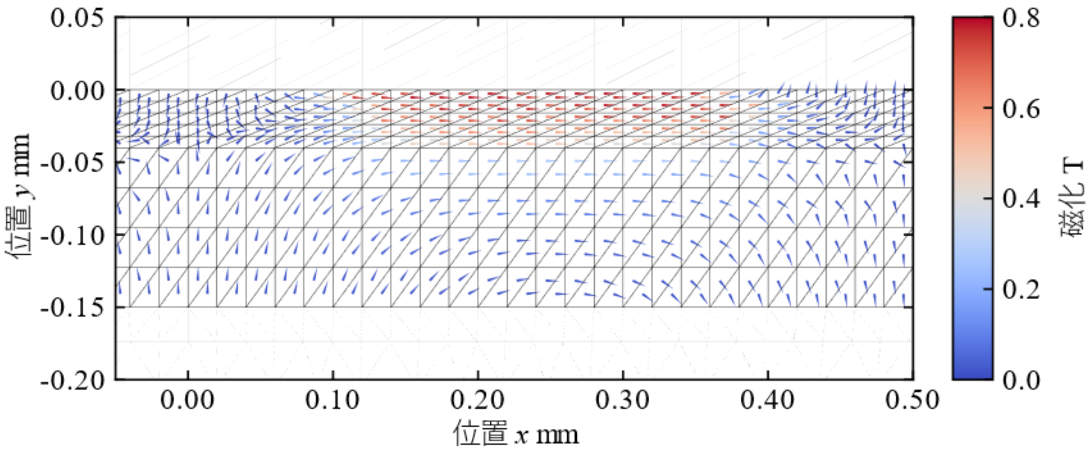


Fig. 3-4-3　シミュレーションによる SmFeN 記録媒体内部の磁化分布

る．実際に，Fig. 3-4-3 の x=0.25 mm，y=0 mm 付近では，SmFeN ボンド磁石の残留磁化（残留磁束密度）に近い 0.7 T 程度で磁化しており，Fig. 3-3-5(a)の塗布型記録媒体の同じ箇所と比較して強く磁化している事が分かる．一方で，Fig. 3-4-3 の SmFeN 記録媒体では，塗布型媒体と比較して，強く磁化している箇所が狭い．そのため，発生する磁束が少なくなっており，このことが SmFeN 記録媒体の磁場出力が，磁気特性から予測されるよりも小さい値にとどまっている原因であると考えられる．

以上より，シミュレーションによる SmFeN 記録媒体の磁場出力を向上するために，Fig. 3-4-3 よりも強く磁化している領域を大きくすることが有効であると予測される．そのために，記録ヘッドのヘッドギャップを大きくして，強い磁場が発生する領域を大きくすることが考えられる．

ヘッドギャップ拡大の効果を調べるために，Table 3-2-2 で示した記録条件からヘッドギャップを 200 μm，250 μm，300 μm，350 μm，400 μm，450 μm，500 μm と変化させて，磁場出力のシミュレーションを行った．記録ピッチから記録される磁極の間隔は 500 μm で固定されている．そのため，ヘッドギャップが 500 μm よりも大きくなると，隣り合う磁極を記録する際に，互いに磁化を打ち消しあうことになるため，ヘッドギャップの設定は 500 μm を最大とした．記録ヘッドを **Fig. 3-4-4** で示すヘッドギャップのある磁気回路と考えると，ヘッドギャップにおける磁場の大きさ H_g は式(3-4-1)で表される[52]．

$$H_g = \frac{NI}{\left(\frac{\mu_0}{\mu}\right)\left(\frac{S_g}{S_c}\right) l + g} \tag{3-4-1}$$

ここで，N はコイルの巻き数，I はコイルに印加される電流，μ_0 は真空の透磁率，μ はコアの透磁率，S_g はヘッドギャップの断面積，S_c はコアの断面積，l はコア部分の弧長，g はヘッドギャップを示す．式(3-4-1)より，ヘッドギャップ g を大きくすると，磁場 H_g が小さく

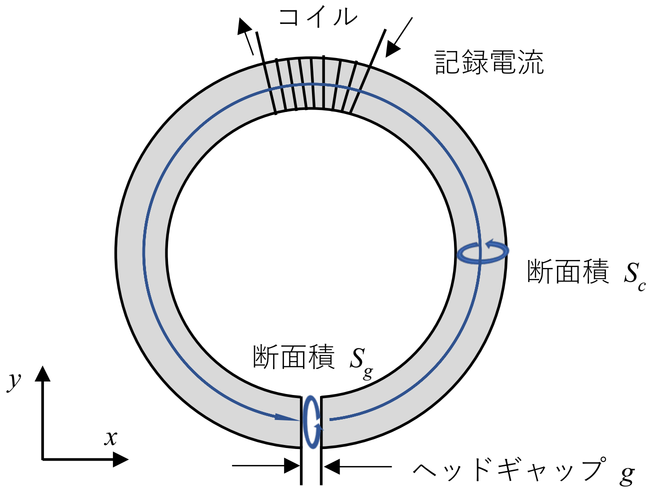


Fig. 3-4-4　記録ヘッドの磁気回路モデル

なる．メッシュモデルの形状を変えない場合，記録電流 I を大きくすることで，ヘッドギャップによって低下した磁場を補償できる．シミュレーションで用いた記録ヘッドのモデルは，式(3-4-1)の前提となるコアの断面積が一定であり磁束がすべてコアとヘッドギャップ部分を通過するという条件を満たさないが，磁場，記録電流，ヘッドギャップの関係は同様であると考えられる．そこで，ヘッドギャップを大きくした場合の最適な記録電流をシミュレーションによって求めた．**Fig. 3-4-5** にヘッドギャップを 200~500 μm の範囲で変化させた場合の，記録電流による記録ヘッドの磁場の変化を示す，記録ヘッドの磁場は，x は記録ヘッドのギャップの中心，y は記録ヘッドの先端の座標における，x 方向の磁場とした．Fig. 3-4-5 より，各ヘッドギャップの場合の記録電流を **Table 3-4-2** に示すように決定した．Table 3-4-2 に示すヘッドギャップと記録電流でシミュレーションを行った場合の磁場出力を **Fig. 3-4-6** に示す．ヘッドギャップを 140 μm より大きくすると，磁場出力が大きくなっており，ヘッドギャップ 350 μm の場合が最大となった．ヘッドギャップ 400 μm 以上では磁場出力は低下した．シミュレーションで得られた SmFeN 記録媒体の磁場出力は，ヘッドギャップ 350 μm で 6.91 V であり，塗布型記録媒体で得られた最大値である 3.52 V よりも 96 %向上している．磁気記録された磁極から発生する磁場は磁化に比例して大きくなる．残留磁束密度は SmFeN 記録媒体が 0.78 T，塗布型記録媒体が 0.31 T であり，磁場出力の比と近い．このことから，上記の条件で材料の磁気特性から予測される磁場出力の向上が概ね達成できると予測される．

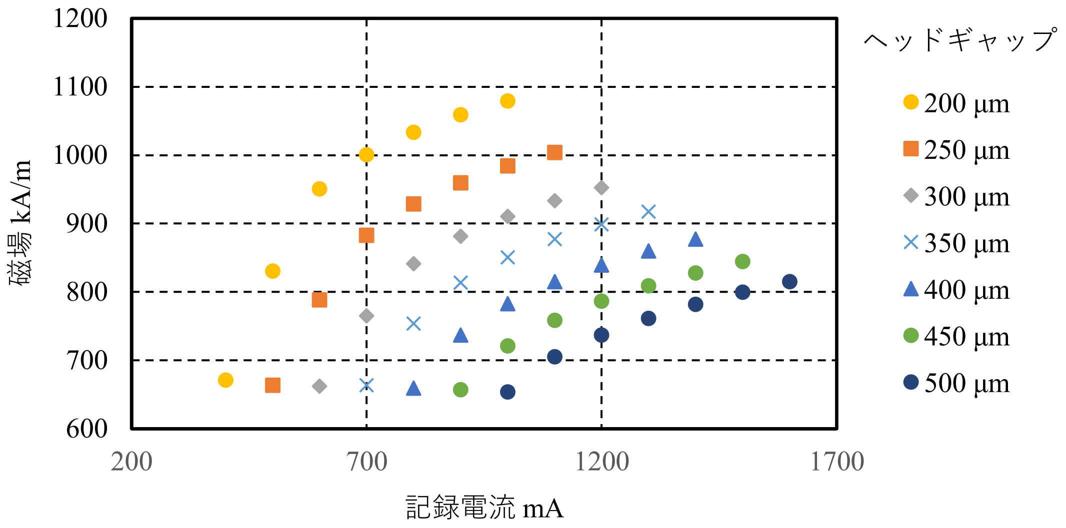


Fig. 3-4-5　記録電流と記録ヘッドの磁場（ヘッドギャップ 200~500 μm）

Table 3-4-2　シミュレーションの記録電流

ヘッドギャップ μm	記録電流 mA
200	500
250	800
300	900
350	1000
400	1100
450	1200
500	1300

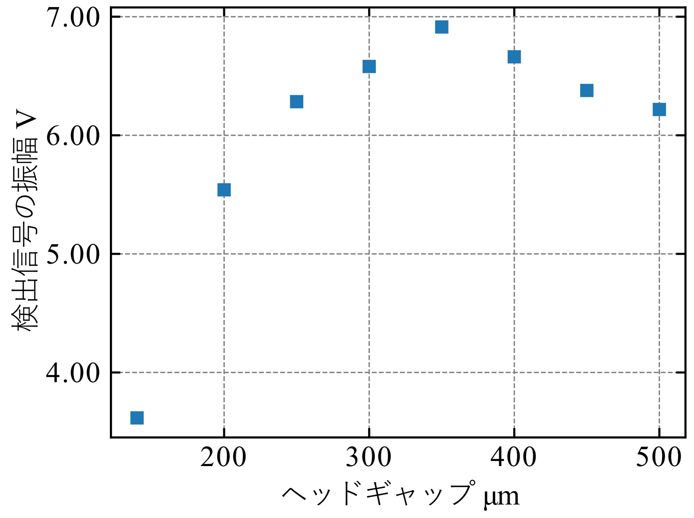
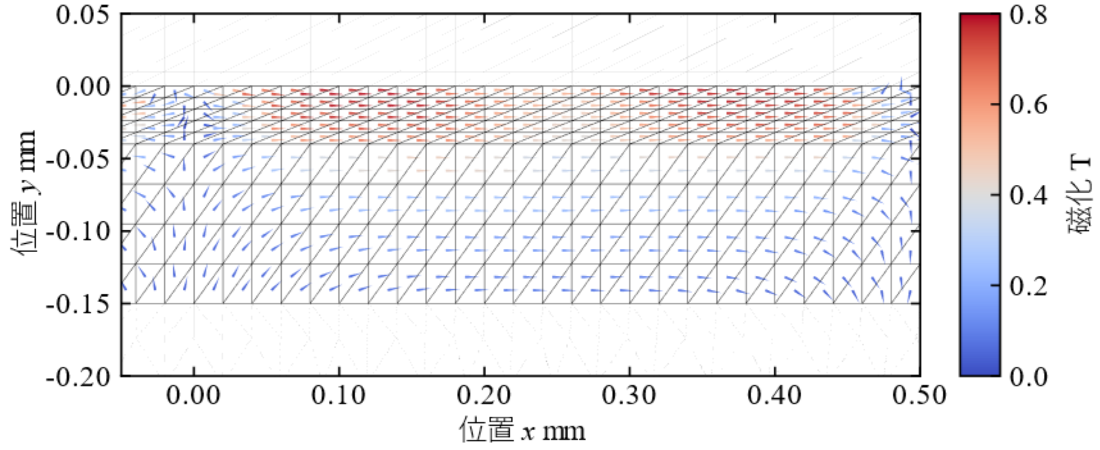
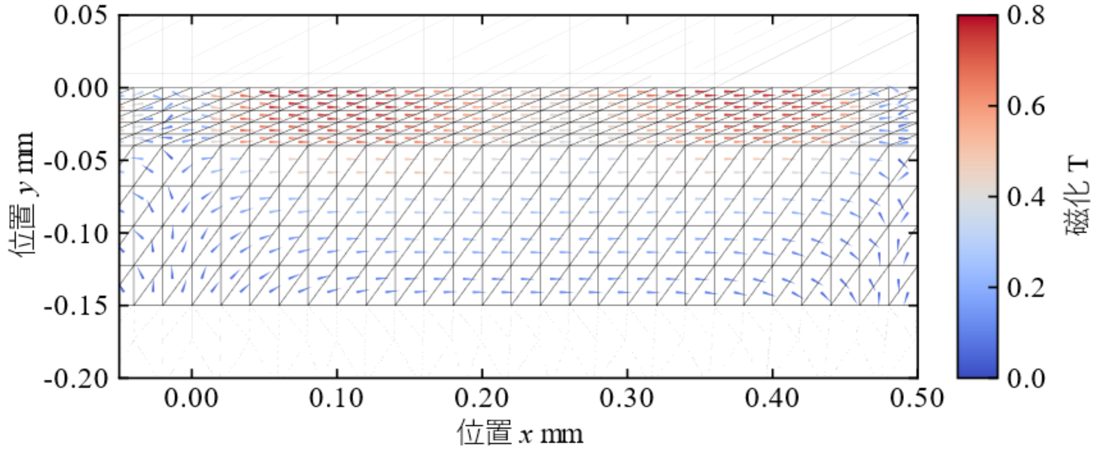


Fig. 3-4-6　シミュレーションによる磁場出力とヘッドギャップ

ヘッドギャップ 400 μm の場合の磁場出力低下を分析するために，**Fig. 3-4-7** にヘッドギャップ 350 μm および 400 μm の場合のシミュレーションによる SmFeN 記録媒体内部の磁化分布を示す．Fig. 3-4-3 で示したヘッドギャップ 140 μm の場合と比較して，磁化が大きい領域が拡大しており，このことによって磁場出力が大きくなっていることが分かる．Fig. 3-4-7 に示したいずれの場合も，強く磁化している領域の x 方向の中心付近の磁化が，周辺部分と比較して弱くなっている．これは，反磁場の影響によるものと考えられる．ヘッドギャップ 400 μm の場合では，ヘッドギャップ 350 μm の場合と比較してこの中心付近の磁化が弱い部分が拡大している．このことが，ヘッドギャップ 400 μm で磁場出力が低下した原因であると考えられる．また，Fig. 3-4-5 より，ヘッドギャップを大きくすることによって記録ヘッドの磁場が，SmFeN の保磁力である 729 kA/m に近づくほど低下していることから，記録磁場の低下によって記録媒体の磁化が小さくなっていることも，磁場出力低下の原因として考えられる．



(a)　ヘッドギャップ：350 µm



(b)　ヘッドギャップ：400 µm

Fig. 3-4-7　シミュレーションによる塗布型記録媒体内部の磁化分布

3-5　結言

本章では，磁気記録媒体の磁化のシミュレーションを異なる磁気記録媒体に適用した．3-3 節で述べた塗布型記録媒体と合金シート記録媒体についてのシミュレーションと実験で得られた磁場出力の比較により，本章のシミュレーション手法によって，磁場出力が予測可能であることを示した．また，3-4 節で示した結果から，シミュレーションを SmFeN 記録媒体に適用して，塗布型記録媒体より 96 %大きい磁場出力が得られる可能性を示した．また，最大の磁場出力が得られる条件をシミュレーションによって予測し，保磁力の大きい SmFeN 記録媒体ではヘッドギャップ 350 µm が最適であると予測された．

第 4 章　3 次元シミュレーションによるトラック間干渉の検討

4-1　緒言

磁気式アブソリュートエンコーダをはじめとしたマルチトラックの磁気式エンコーダでは，2 相正弦波信号として検出される磁気信号が隣接するトラックの磁極からトラック間干渉を受ける．本章では，このトラック間干渉のシミュレーションと改善を目的としている．4-2 節ではトラック間干渉の影響解析のための 3 次元シミュレーション手法について述べる．4-3 節では，トラック間干渉のシミュレーションの確認結果について述べる．4-4 節では，シミュレーションによるトラック間干渉の改善について述べる．4-5 節では，本章の結言を述べる．

4-2　トラック間干渉の影響解析のための 3 次元シミュレーション手法

トラック間干渉の影響を受ける磁気センサと関連する構成要素の位置関係を **Fig. 4-2-1** に示す．x 方向を磁気センサの検出方向とした場合，磁気センサは本来検出する磁気信号とは別に，隣接するトラックの磁極に由来する磁気信号を検出する．このトラック間干渉の大きさは，Fig. 4-2-1 に示す z 方向のオフセットとセンサギャップの影響を受ける．また，トラック間干渉の影響を軽減する目的で，磁性材料の磁気シールドが配置される．トラック間干渉の影響を定量的に見積もるためには，これらの 3 次元的に配置された構成要素を取り扱うため，磁化と磁場を 3 次元でシミュレーションする必要がある．

3 次元のシミュレーションは，2 章および 3 章で用いた，磁気記録媒体の 2 次元のシミュレーションと，磁荷を用いた 3 次元のシミュレーション手法を組み合わせて行った．**Fig. 4-2-2** に 3 次元のシミュレーションのフローチャートを示す．

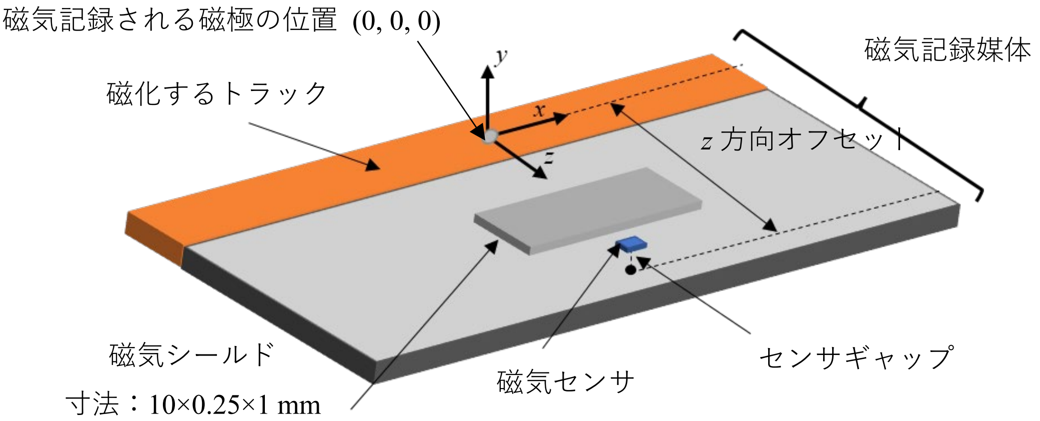


Fig. 4-2-1　シミュレーションと実験における構成要素の位置関係

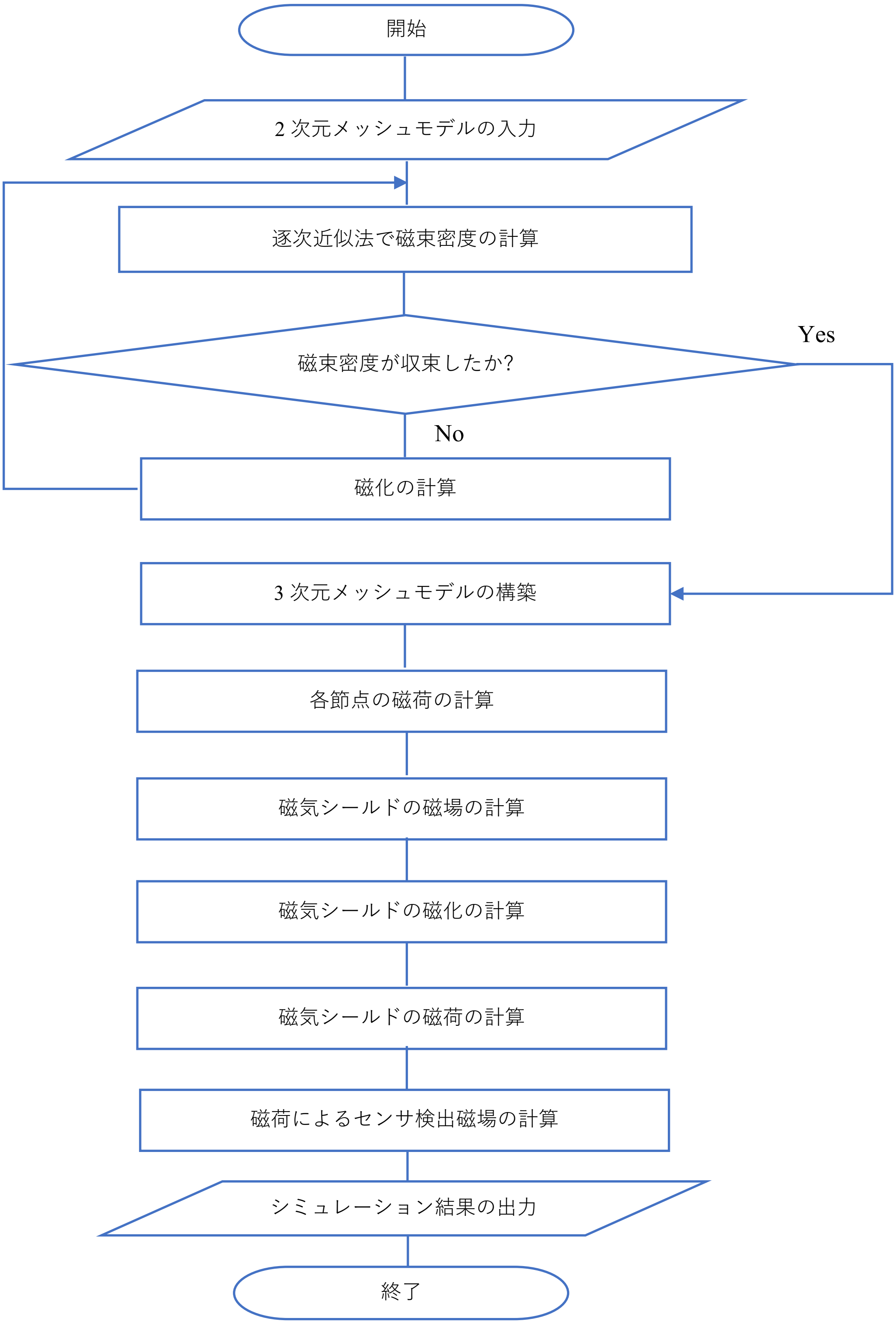


Fig. 4-2-2　シミュレーションのフローチャート

シミュレーションでは，最初に磁気記録媒体の磁化を 2 次元で計算した．この際，2 章で述べたシミュレーション手法を基本とした．**Table 4-2-1** にシミュレーションの磁気記録における記録条件を示す．後でトラック間干渉の検証を行うために，1 個の磁極のみを記録した．記録ヘッド先端の磁極の間隙（ヘッドギャップ）は 4-3 節で述べる検証と同じ値である 100 μm とした．記録電流は 150 mA から 350 mA まで変化させた予備実験から決定した．

シミュレーションでは，2 章と同様に，記録ヘッドと磁気記録媒体による磁場は有限要素法によって計算した．磁場による磁気記録媒体の磁化は，媒体磁化モデルを基に計算した．記録ヘッドが磁気記録媒体に印加する磁場と磁気記録媒体の磁化の計算を繰り返すことにより，磁気記録後の磁気記録媒体の磁化を 2 次元で計算した．

磁気記録媒体の 2 次元の磁化を 3 次元に拡張するために，x-y 平面上の長方形で構成された 2 次元のメッシュを z 方向に伸ばし，3 次元の六面体で構成されたメッシュに拡張した．3 次元記録媒体要素の磁化は，z 方向の記録ヘッドの幅の範囲内で均一であると仮定して，2 次元の磁化から設定した．次に，磁気記録媒体から発生する 3 次元の磁場を，磁荷を用いて計算した[53]．設定された磁化から節点の磁荷を求める方法を **Fig. 4-2-3** に示す．ある面の表面磁荷密度は，隣接するメッシュ間の，表面磁荷密度を求める面に垂直な方向の磁化の差から計算した．例として，Fig. 4-2-3 の磁化が $\boldsymbol{M}_1$ ($M_{1,x}$, $M_{1,\mathrm{y}}$, $M_{1,z}$)である六面体要素と，磁化が $\boldsymbol{M}_2$ ($M_{2,x}$, $M_{2,\mathrm{y}}$, $M_{2,z}$)である六面体要素が共有する y-z 平面に平行な面の面磁荷密度 σ_k は，式(4-2-1)によって計算する．

$$\sigma_k = M_{1,x} - M_{2,x} \tag{4-2-1}$$

同様にしてすべての六面体要素を構成する面の表面磁荷密度を算出した．

次に，六面体要素を構成するすべての節点の磁荷の初期値を 0 として設定した．そして，六面体要素を構成する面の表面磁荷密度に，面の面積を乗じた面磁荷の 1/4 を各節点の磁荷に分配して加算した．この計算をすべての六面体要素を構成する面について行い，磁気記録媒体の全節点の磁荷を計算した．ある節点の磁荷 ρ_m はその節点を含む面の表面磁荷密度から，式(4-2-2)で計算される．

Table 4-2-1　トラック間干渉検証のための記録条件

パルス幅 μm	5
記録電流 mA	320
ヘッドギャップ μm	100
ヘッド媒体ギャップ μm	0
記録ヘッドの速度 mm/s	0.5

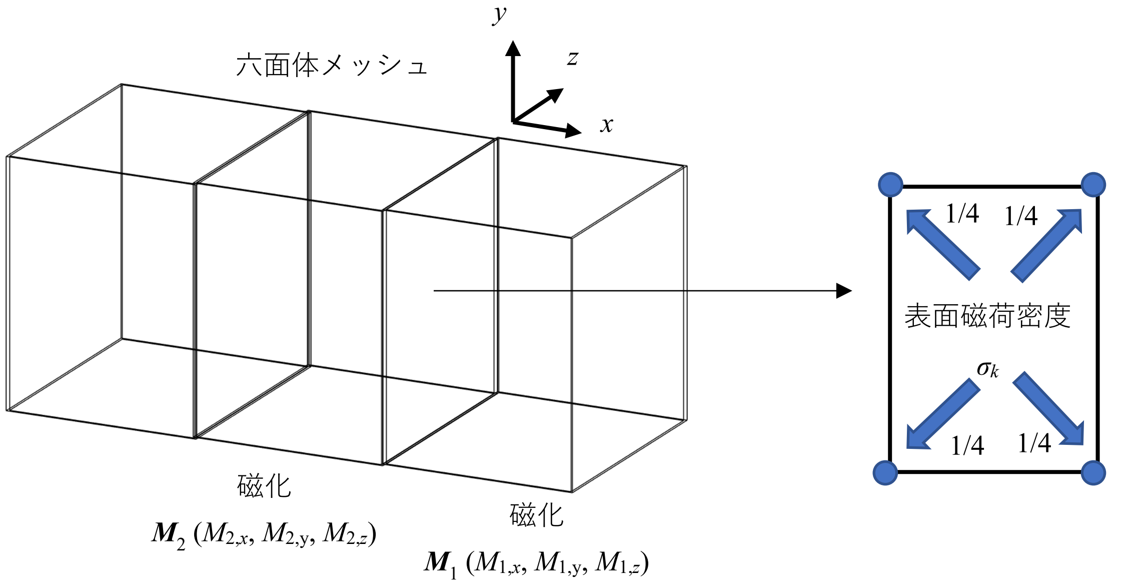


Fig. 4-2-3　磁気記録媒体の六面体メッシュ

$$\rho_m = \frac{1}{4}\sum_{k=0}^{n\text{-}1} S_k \sigma_k \tag{4-2-2}$$

ここで，n は磁荷を計算する節点を頂点として含む面の数，S_k はある面の面積を示す．ある点での磁場 $\boldsymbol{H_d}$ は，式 (4-2-3) を用いて，全節点の磁荷から計算した．

$$\boldsymbol{H_d} = \int (\text{-div}\boldsymbol{M}) \frac{\boldsymbol{r}}{r^3} \mathrm{d}v = \int \rho_m \frac{\boldsymbol{r}}{r^3} \mathrm{d}v \tag{4-2-3}$$

ここで，$\boldsymbol{M}$ は磁化，$\boldsymbol{r}$ は磁場が計算される点の位置ベクトルを示す．

シミュレーションでは，軟磁性体の磁気シールドをシミュレーションの構成要素として含むことができるようにした．磁気シールドも磁気記録媒体と同様に 3 次元の六面体メッシュでモデル化した．シールドの各六面体要素の磁化は，式(4-2-3)で計算された磁場に，磁気シールド材料の比透磁率を乗じて計算した．得られたシールドの磁化を用いて，磁気記録媒体と同様に式(4-2-1)および式(4-2-2)によって，磁気シールドの要素の節点で磁荷を計算した．また，磁気シールドによる磁場は，式 (4-2-3)を用いて計算した．

4-3　トラック間干渉の影響の検証

磁気式エンコーダのトラック間干渉のシミュレーション結果を検証するために，磁化されたトラックが 1 パルスで磁気センサに与える影響の実験結果と比較した．シミュレーションと実験における構成要素の配置は，Fig. 4-2-1 と同様にした．磁気センサのトラックのオフセットをずらして，このパルスによるトラック間干渉を測定した．

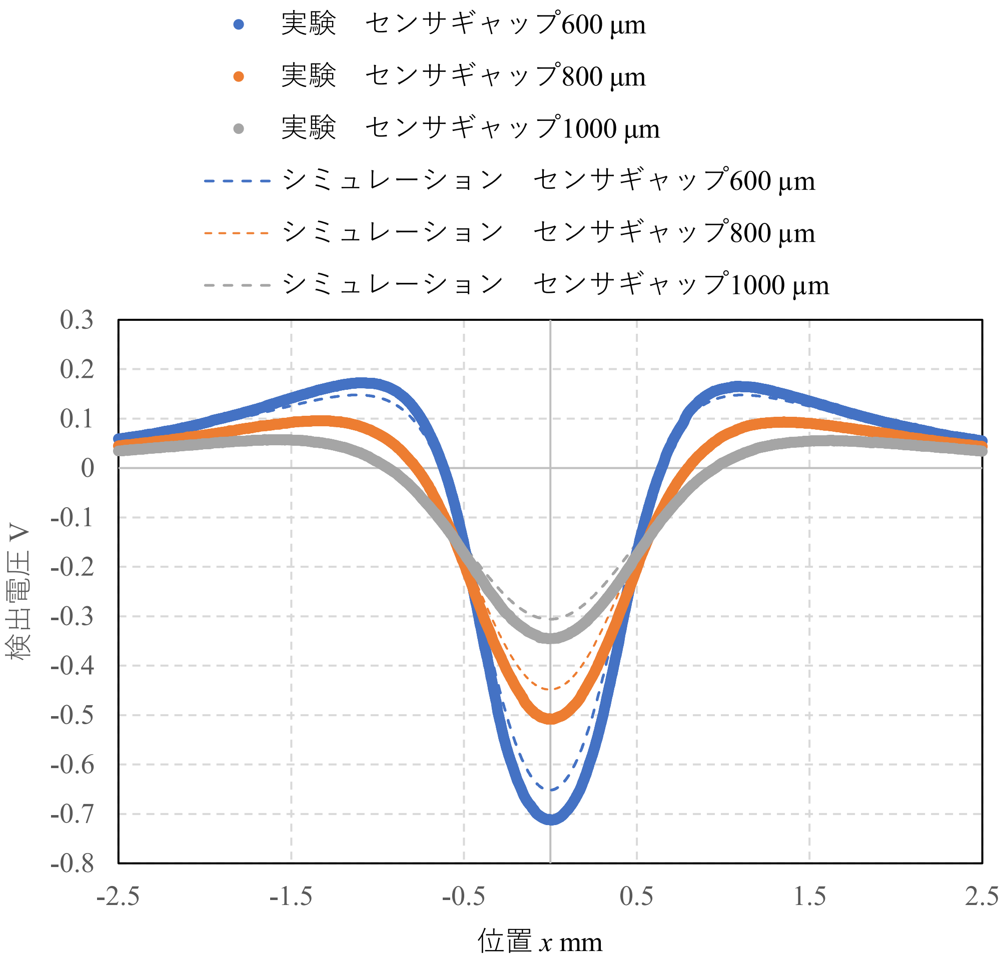


Fig. 4-3-1　シミュレーションと実験の磁気センサによる検出電圧

磁気記録は Table 4-2-1 に示す条件で，着磁は原点(0, 0, 0)を中心に z 方向に行った．磁気記録のトラック幅は 3.4 mm とした．磁気記録には Fig. 2-2-9 に示した装置を用いた．x 方向に沿って移動する場合の磁場は，TMR センサによって検出した．磁場の検出は Fig. 2-2-11 に示した装置を用いた．磁場は光学式エンコーダの位置データと同期して 1 µm 間隔で取得した．

Fig. 4-3-1 に，$z = 0$ mm のトラックにおける磁気センサ検出電圧を実験とシミュレーションで比較した結果結果を示す．シミュレーションと実験の振幅には最大 11 % の相対誤差があるが，シミュレーションによって実験結果の波形を再現することができている．

次に，トラック間干渉の再現性を確認するための比較を行った．シミュレーションにより得られたトラックのオフセットと磁気センサ検出電圧の振幅を **Fig. 4-3-2** に示す．Fig. 4-3-2 より，トラックのオフセット距離による波形干渉の減衰を再現できていることが分かる．Fig. 4-3-2 には，シミュレーションで得られた磁気センサ検出電圧と実験値との最大相対誤差も示されている．トラックオフセット 4 mm で相対誤差が大きくなっている．この結果か

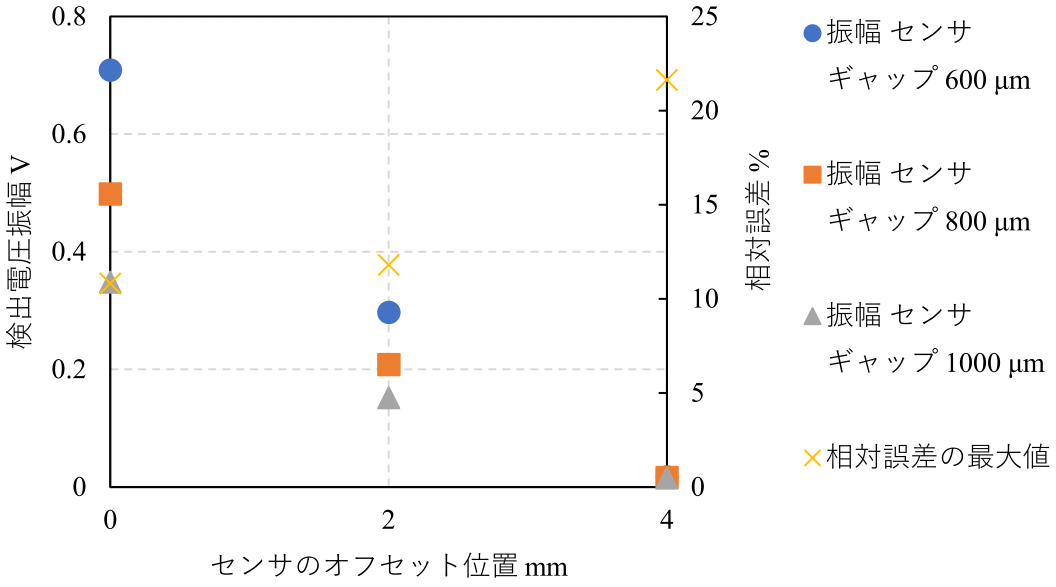


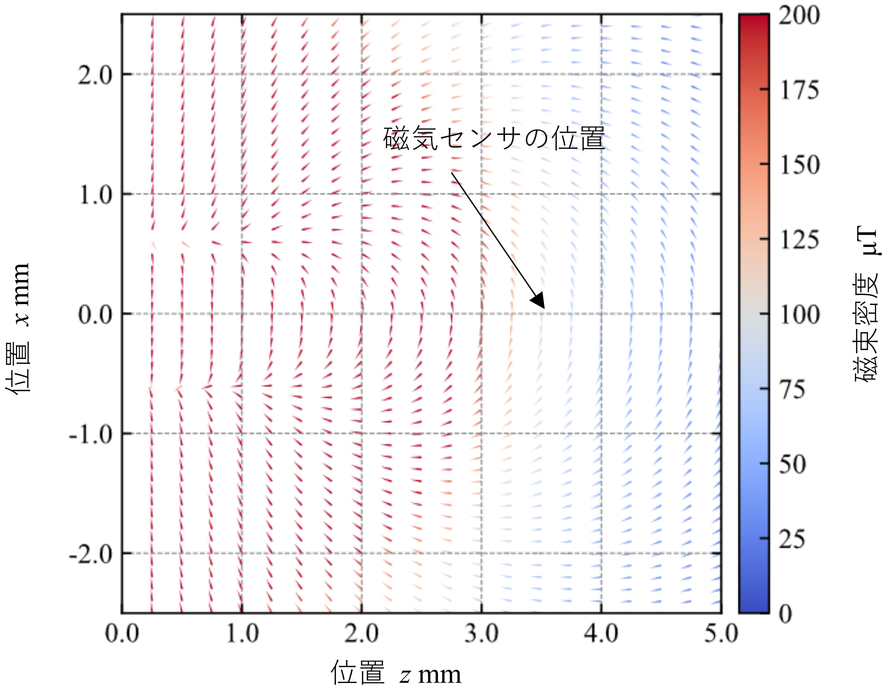
Fig. 4-3-2　トラックのオフセットによる検出電圧のシミュレーション

ら，若干の誤差はあるものの，シミュレーションによりトラック間距離からトラック間干渉の大きさを推定できる．トラック間干渉の振幅が正弦波信号に DC オフセットとして重畳されていれば，内挿誤差の大きさを見積もることができる．

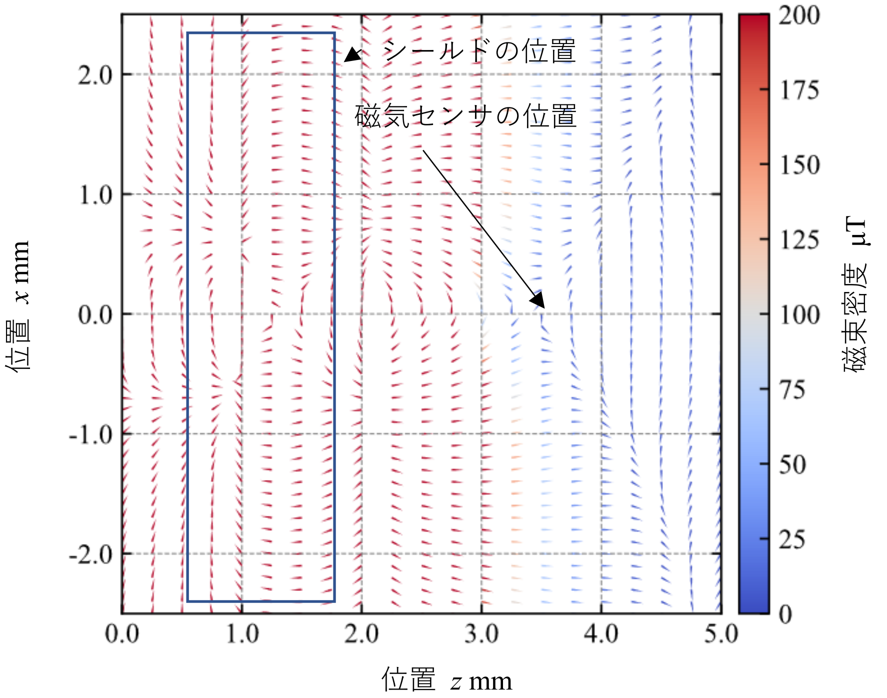
4-4　トラック間干渉の影響の低減のシミュレーション

磁気シールドの影響について検討した．シールドの寸法は，x，y，z 方向にそれぞれ 10 mm，0.25 mm，1 mm で，シールドの中心は，磁化されたトラックから z 方向に 1.7 mm オフセットさせた位置に配置し，(0.0 mm, 0.475 mm, 1.7 mm)の座標と一致させた．このシミュレーションでは，磁気シールドの材料として Fe-Ni 合金（パーマロイ）の透磁率を設定して計算した．**Fig. 4-4-1(a), (b)**はセンサギャップ 600 µm における磁束密度分布のシミュレーション結果を示している．同図(a)は磁気シールドなし，同図(b)は磁気シールドありの場合を示している．Fig. 4-4-1 は y = 600 µm における x-z 平面上の磁束密度のベクトルを表しており，同図の色は磁束密度の大きさを示している．Fig. 4-4-1 から，磁気シールドによって磁束が吸収され，センサ位置の磁束密度が減少していることが分かる．その結果，（0 mm，0.6 mm，3.5 mm）のセンサ位置では，x 方向の磁束密度は 104 µT から 6 µT に減少している．このように，シミュレーションによりトラック間干渉に対する磁気シールドの効果を計算することができる．

次に磁気シールドの中心の y 座標を変更して，センサ位置における磁束密度が最小となる条件を求めた．**Fig. 4-4-2** にシミュレーションによって得られた，シールド中心の y 座標



(a) 磁気シールドなし



(b) 磁気シールドあり

Fig. 4-4-1　シミュレーションによる磁束密度分布

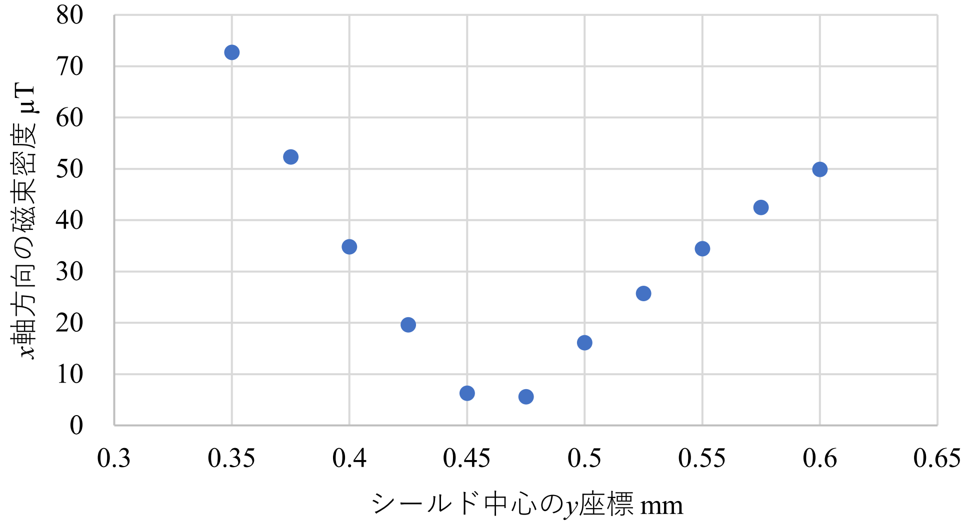


Fig. 4-4-2　シミュレーションによるシールド中心の y 座標と磁束密度

と x 方向の磁束密度の関係を示す．この結果より，シールド中心の y 座標が 0.475 mm でトラック間干渉による磁束密度が最小となっている．このとき，磁化トラック上の本来の信号がシールドによって減衰すると，絶対位置の検出に影響を与える．そこで，トラック間干渉が最小となるシールド中心の座標(0.0 mm, 0.475 mm, 1.7 mm)の場合における，磁化中心上のシミュレーションを行った．**Fig. 4-4-3** にその結果を示す．Fig. 4-4-3 より，シールドによって磁化トラック上の信号は大きくなっていることが分かる．これは，磁極からの磁束がシールドに集中することで，シールド近傍の磁場は大きくなったためであると考えられる．これらの結果より，シミュレーションの条件でトラック間干渉を低減し，磁化トラック上の磁

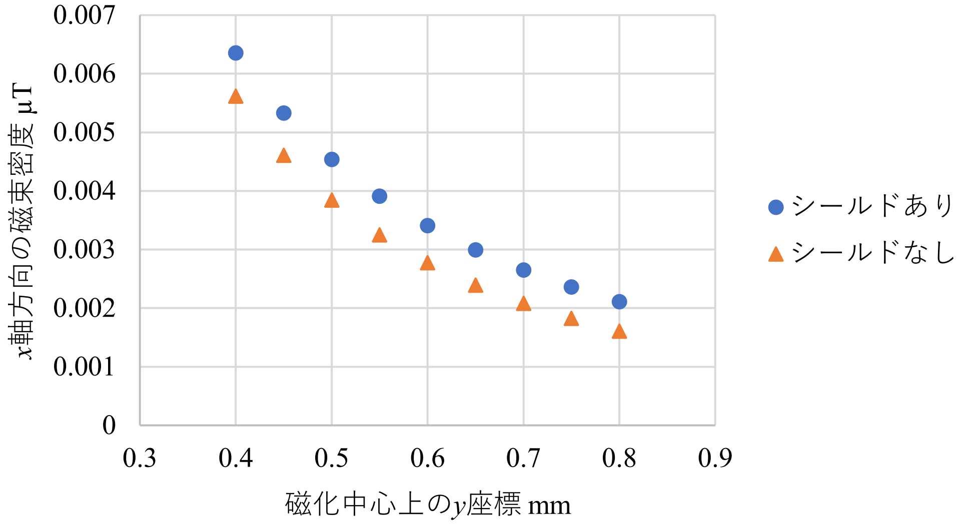


Fig. 4-4-3　シミュレーションによる磁化中心上の磁束密度

気信号に悪影響を与えないことを確認した．以上の結果から，このシミュレーションによって，センサと磁気記録媒体，磁気シールドの相対的な位置関係を机上で最適化することができると考えられる．

4-5　結言

磁気記録シミュレーションを 3 次元に拡張することで，磁気式エンコーダのトラック間干渉の大きさを再現することができた．また，磁気シールドを導入したシミュレーションにより，磁気シールドの効果を計算した．磁気シールドによって，トラック間干渉の大きさが 10 %以下になる可能性を示した．上記の距離とシールドがトラック間干渉に及ぼす影響のシミュレーションは，エンコーダを設計するための指針として用いることが出来ると考えられる．

第 5 章　絶対位置検出方式の改善による内挿誤差低減

5-1　緒言

本章では，磁気式エンコーダの精度改善を目的とした絶対位置の検出方式の開発について述べる．開発する絶対位置検出方式によって，絶対位置を検出するためのアブソリュートトラックから検出する信号の品質を向上させる．このことによって，磁気記録の磁極間隔を短くしても絶対位置を検出可能とし，内挿誤差の低減を図る．5-2 節では M 系列方式による絶対位置検出の原理と従来の検出方式および提案する検出方式について述べる．5-3 節では，提案する方式によるアブソリュート信号の検証結果について述べる．5-4 節では，提案する方式による誤差の改善結果について述べる．5-5 節では，本章の結言を述べる．

5-2　磁気式エンコーダのアブソリュートトラック

5-2-1　M 系列方式による絶対位置検出

M 系列とは，1 と 0 のビット列であり，M 系列からある長さのビット列を取り出すとき，取り出したビット列が互いに重複しないという性質がある．この性質を利用して，取り出されるビット列と絶対値を対応させることで，アブソリュートエンコーダの絶対位置検出が可能である．M 系列方式の磁気式アブソリュートエンコーダでは，アブソリュートトラックに非周期的な N 極と S 極の配列である磁極配列が磁気記録で形成されている．この磁極配列から発生する磁気信号は複数のアブソリュートトラックの磁気信号を検出する磁気センサ（以下，アブソリュートセンサとする）によって検出される．

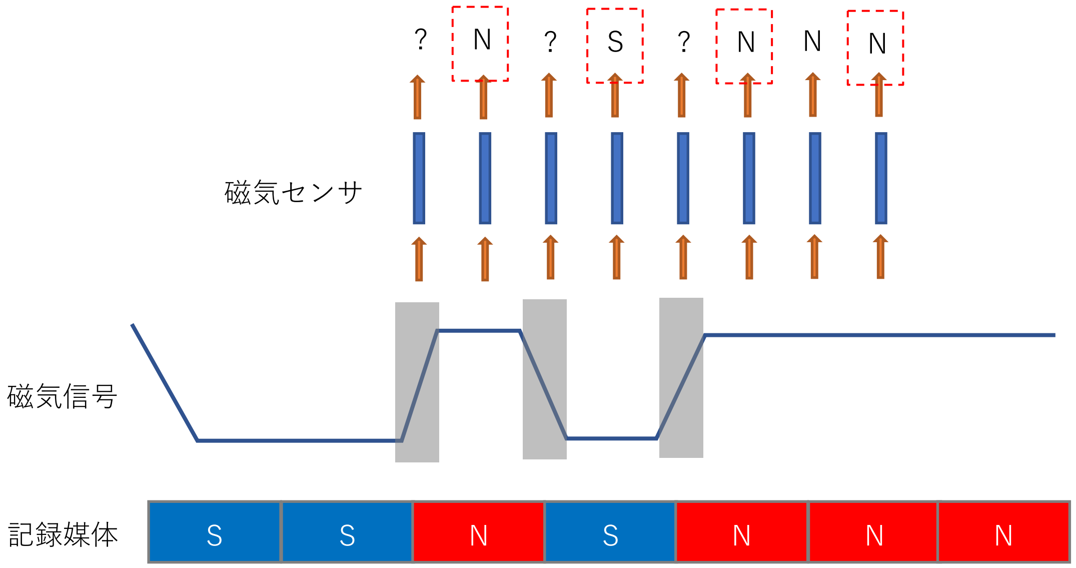


Fig. 5-2-1　アブソリュートトラックの磁極検出

Fig. 5-2-1 に M 系列方式によるアブソリュートトラックの磁極検出を模式的に示す．Fig. 5-2-1 の磁気信号でグレーの領域として示すように，アブソリュートトラックの異なる磁極の間には，磁気信号の遷移領域が存在する．この遷移領域では，磁気センサによって検出される信号が急峻に変化する．グレイコード方式のアブソリュートトラックでは，複数のトラックの内，遷移領域で磁極が切り替わるトラックが必ず 1 つだけになるように設計されている．そのため，遷移領域が絶対位置の誤検出の原因となることはない．一方で，M 系列方式の場合は複数の磁気センサが遷移領域に存在する場合がある．この場合，磁気信号にはある程度のばらつきがあるため，遷移領域に存在する複数の磁気センサの検出する磁極が同時に切り替わるように設計することはできない．このとき，本来の想定と異なる磁極配列が検出され，絶対位置は誤検出される．このため，Fig. 5-2-1 で示すように，1 つの磁極を検出するために複数の磁気センサを配置する方法が用いられる．Fig. 5-2-1 の例では，アブソリュートトラックの磁極間隔に対して，2 個の磁気センサが配置されており，4 個の磁極で構成された磁極配列を検出するために，合計 8 個の磁気センサが配置されている．磁極の中心に近く，遷移領域内に位置していない磁気センサから検出される磁極だけを採用することで，常に想定されている磁極配列が検出され，絶対位置の誤検出が防がれる．この手法を用いるためにには，アブソリュートセンサの位置が，磁極 1 個の範囲内で既知である必要がある．この位置は，インクリメンタルトラックの正弦波状信号をインクリメンタルトラックの信号を検出する磁気センサ（以下，インクリメンタルセンサとする）で検出し，位置情報として内挿することで得ることができる．このとき，インクリメンタルセンサで検出される信号の周期はアブソリュートトラックの磁極間隔以上とする必要がある．

以上のように検出された磁気信号から，磁極配列は 1 と 0 の配列であるビット列として復号することができ．このとき，アブソリュートトラックの磁極配列を M 系列に基づいて磁気記録すると，復号されるビット列は M 系列の周期と同じ長い周期で循環し，1 つの周期内では重複して出現しない．したがって，これらのビット列と絶対位置を対応させることで，絶対位置が同定される．

5-2-2　M 系列の生成

本節では，磁極配列としてアブソリュートトラックに記録する M 系列の生成方法について述べる．M 系列は，原始多項式を特性多項式とした線形漸化式である式(5-2-1)に基づいて生成される[54]．

$$a_n = \sum_{i=1}^{p} c_i a_{n-i} \tag{5-2-1}$$

ここで，加算は 2 による剰余加算（mod 2）で行われる．p は 2 以上の自然数，n は p よりも大きい任意の自然数，a_n は M 系列の第 n 項の値，c_i は p 次の原始多項式の係数（i は p 以下の自然数）を表す．式(5-2-1) を用いて M 系列を生成する手順を以下に示す[36]．

(1) 第 1 項から第 p 項（p の値は任意に設定）までの項数 p のビット列を初期値として生成する．（すべて 0 のビット列を初期値とした場合，以下の手順で 0 しか生成されなくなり M 系列とならないため，初期値の少なくとも 1 つのビットには 1 を設定する．）
(2) 初期値のビット列を式(5-2-1)に代入して算出された値 a_{p+1} を第 p+1 項の値とする．
(3) 第 2 項から第 p+1 項のビット列を式(5-2-1)に代入して算出された値 a_{p+2} を第 p+2 項の値とする．
(4) (3)の処理を繰り返し，第 2^p+p-2 項のビットまで生成する．

以上の手順で生成された M 系列について，この M 系列から取り出した項数 p の連続するビット列は重複することがない．つまり，第 k 項（k は 1 以上 $2p$-1 以下の自然数）から第 $k+p-1$ 項までを取り出した項数 p のビット列は 2^p-1 通り存在する．したがって，あらかじめ M 系列に出現する項数 p のビット列と絶対位置を対応させておくことで，検出された磁極配列からビット列を復号し，2^p-1 通りの絶対位置を同定できる．**Fig. 5-2-2** に p=4 として上記の手順で生成された M 系列を示す．初期値を{1, 1, 1, 1}として，特性方程式の係数は，$\{c_4, c_3, c_2, c_1\}$={1, 0, 0, 1}を用いた．生成されたビット列は p=4 として生成した M 系列であるため，このビット列から抽出した 15 通りある項数 4 のビット列に重複がないことが分かる．

以上の M 系列復号方式を磁気式エンコーダの絶対値生成回路に実装する方法として，以下の 2 通りがある．1 つは，絶対位置生成回路内の線形帰還シフトレジスタ（LFSR）によって，M 系列中に出現するビット列を生成し，アブソリュートトラックから検出されたビット列を照合する方法である．もう 1 つは，ビット列と絶対位置の対応関係のテーブルをあらかじめ絶対位置生成回路に用意しておく方法である．例えば，メモリのアドレスを M 系列に出現するビット列，データを絶対位置として，アブソリュートトラックから検出されたビット列でメモリを読み出すことで絶対位置を生成する方法などがある．

5-2-3　従来の絶対位置検出方式

M 系列方式のアブソリュートトラックには，M 系列として生成されたビット列を表現するための磁化（磁気記録）が行われる．デジタル磁気記録方式は様々な方式が開発されているが，磁気式アブソリュートエンコーダに適用可能な従来の方式として，Non Return to Zero

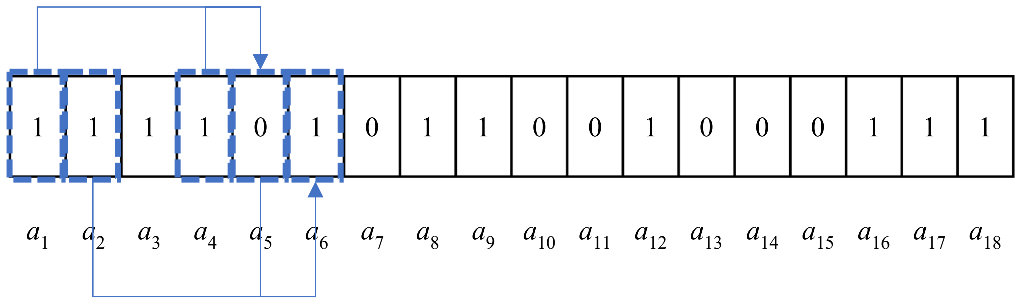


Fig. 5-2-2　M 系列の生成

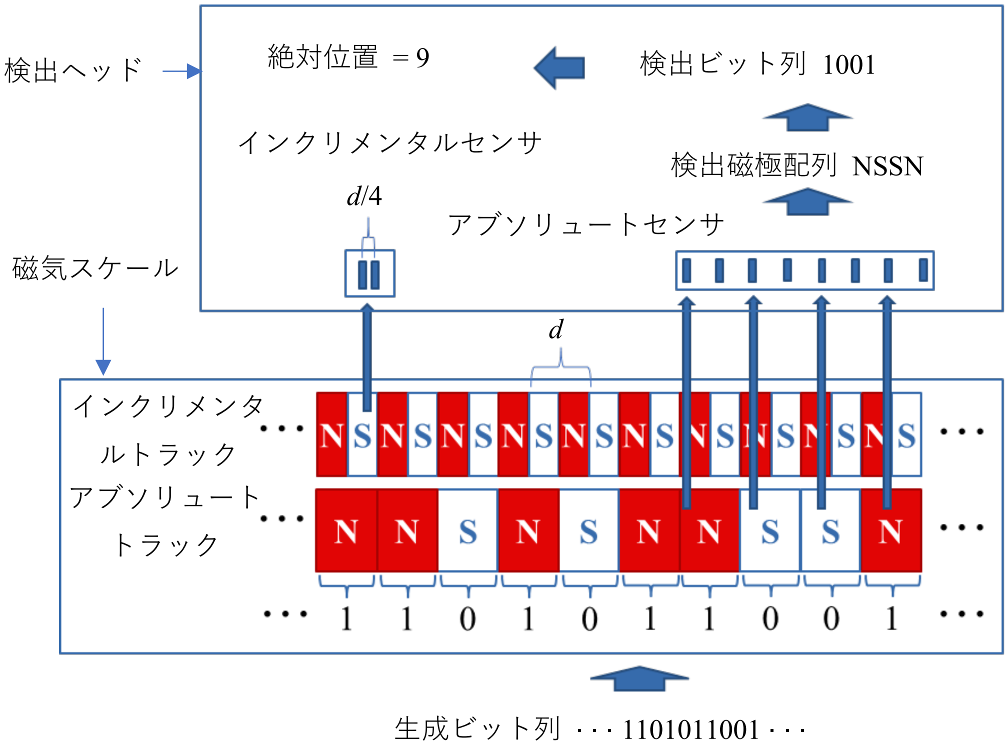


Fig. 5-2-3　NRZ 方式による絶対位置の検出

(NRZ)方式と Phase Modulation（PM）方式[52]がある．**Fig. 5-2-3** は，NRZ 方式に基づいて磁気記録された M 系列による絶対位置検出の例を示している．この例の NRZ 方式では，生成された M 系列のビットの内，1 を N 極，0 を S 極として対応させ，磁極間隔 d でアブソリュートトラックに磁気記録されている．アブソリュートトラックの磁気信号は，磁極の配置方向に複数並べられた磁気センサにより検出される．アブソリュートトラックの磁極に対する磁気センサの位置は，インクリメンタルトラックで検出される正弦波状信号 1 周期内の位置により判断され，アブソリュートトラックの磁極に最も近い磁気センサの信号より，アブソリュートトラックの磁極配列が検出される．検出される磁極の数は，M 系列を生成する原始多項式の次数 p と同数とする．磁気センサによって，p 個の連続した磁極が検出される．Fig. 5-2-3 の例では，p を 4 としているため，8 個の磁気センサによって 4 個の磁極が検出される．

インクリメンタルトラックには，磁極間隔 $d/2$ で等間隔に N 極と S 極を交互に磁化されている．インクリメントトラックの磁気信号は，$d/4$ の間隔で配置された 2 つの磁気センサによって検出される．この 2 つの磁気センサによって位相が 90°異なる周期 λ の 2 相正弦波信号が得られる．2 相正弦波信号から，アブソリュートトラックを検出する磁気センサの位置が検出される．**Table 5-2-1** は，Fig. 5-2-3 で示した例における，検出されたビット列と絶対位置の対応関係を示している．最初に生成したビット列と記録された磁極配列の対応関係に基づいて，Fig. 5-2-3 の例では検出された磁極配列である NSSN からビット列 1001 が復号

される．復号されたビット列から Table 5-2-1 の対応関係によって絶対位置 9 が検出されている．NRZ 方式では，M 系列で 0 あるいは 1 のビットが連続する箇所を磁化する際に，同じ磁極が連続して磁化される．あるアブソリュートトラックの磁極から発生する磁場は，アブソリュートトラックの隣接する磁極の磁場に干渉する．同じ磁極が連続する箇所では，この干渉の影響が大きくなるため，隣接する磁極の磁気信号を検出する際に問題となる可能性がある．この干渉を避けるために磁極間隔を長くする必要がある．このことが，NRZ 方式でアブソリュートトラックの磁極間隔を短くできない原因であり，NRZ 方式による磁気式アブソリュートエンコーダの高精度化を困難にしている．

Fig. 5-2-4 は，PM 方式に基づいて磁気記録された M 系列による絶対位置検出の例を示している．PM 方式では，生成された M 系列のビットに関して，1 を N 極・S 極の並び順，0 を S 極・N 極の並び順として対応させている．アブソリュートトラックの磁極間隔を $d/2$ としたとき，インクリメンタルトラックの磁極間隔も同じ $d/2$ とする．PM 方式では，インクリメンタルトラックで検出されるインクリメンタル信号 1 周期内の位置を基に，$\lambda/4$ の間隔で設置されている 1 組の磁気センサ（1 組の磁気センサは 2 つの磁気センサで構成されている）により，アブソリュートトラックにおける 1 つの磁極を検出している．2 つの磁気センサの組は，アブソリュートトラックの磁極を 1 つおきに検出するように間隔 d で設置され

Table 5-2-1 NRZ および PM 方式の検出ビット列と絶対位置の関係

検出ビット列	絶対位置
1111	1
1110	2
1101	3
1010	4
0101	5
1011	6
0110	7
1100	8
1001	9
0010	10
0100	11
1000	12
0001	13
0011	14
0111	15

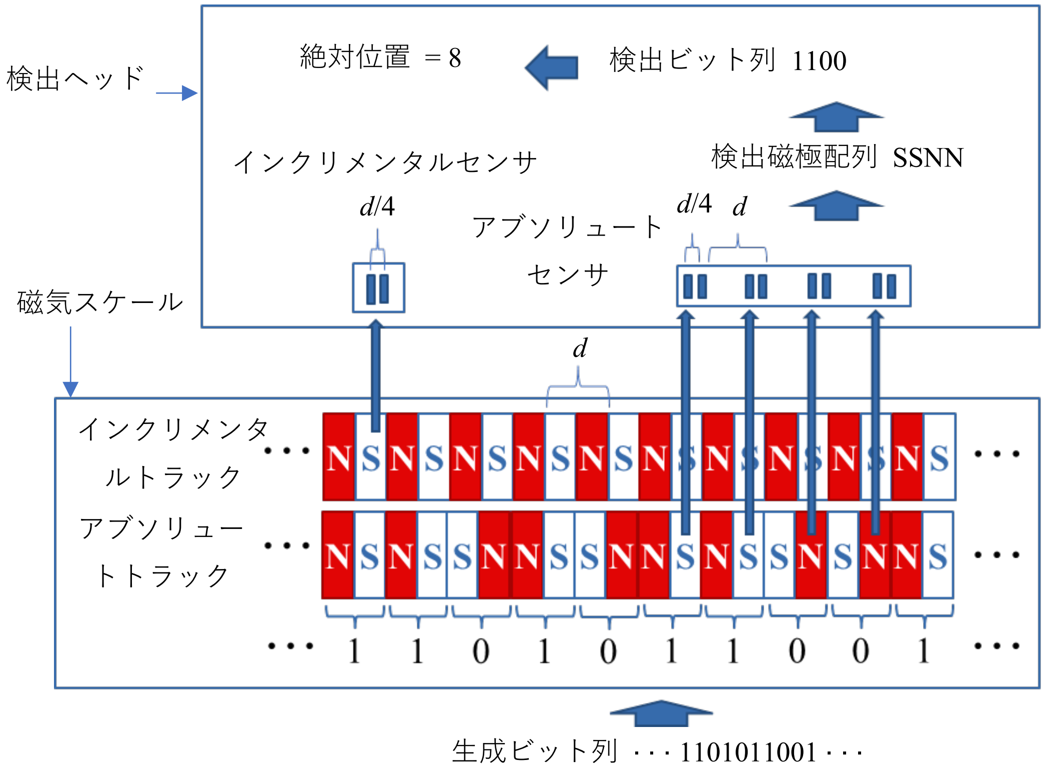


Fig. 5-2-4 PM 方式による絶対位置検出

ている．検出される磁極の数は，式(5-2-1)における原始多項式の次数 p と同数とする．Fig. 5-2-4 の例では，p を 4 としているため，4 個の磁極列 SSNN が検出されている．インクリメンタルトラックで検出されるアブソリュートセンサの 1 周期内の位置とビット列と磁極の対応関係に基づいて，S は 1，N は 0 と復号される．したがって，磁極配列 SSNN から 1100 のビット列が復号される．1100 のビット列から，Table 5-2-1 で示した対応関係によって絶対位置 8 が検出されている．

PM 方式では，ビットを 2 種類の磁極配列に対応させているため，アブソリュートトラックに 3 つ以上同じ磁極が連続することがない．このことから，NRZ 方式のように隣接する磁極からの干渉の問題は小さくなり，高精度化のために磁極間隔を短くできる可能性がある．しかし，PM 方式ではアブソリュートトラックとインクリメンタルトラックの磁極間隔が同じになる．そのため，インクリメンタルトラックの磁極間隔を固定して考えた場合，アブソリュートトラックの磁極間隔は NRZ 方式と比較して半分になる．磁極間隔が小さくなることで磁極から発生する磁気信号が減衰する．そのため，磁極の検出が困難になり，PM 方式でも磁極の間隔を短くすることは難しく，エンコーダの高精度化を阻害している．

5-2-4　提案する絶対位置検出方式

上述のように，NRZ 方式では，インクリメンタルトラックの磁極間隔に対してアブソリュートトラックの磁極間隔を 2 倍に設定することで磁気信号を大きくできるが，同じ極が

連続する箇所で干渉が問題となる．また，PM 方式では，アブソリュートトラックで同じ極が 3 極連続することがないため干渉の問題は小さい．一方で，インクリメンタルトラックとアブソリュートトラックの磁極間隔は同じになり，磁気信号の減衰を避けるために磁極間隔を小さくするには限界がある．そこで，磁極の配置方式は PM 方式を採用し，アブソリュートトラックとインクリメンタルトラックの磁極の間隔は NRZ 方式とする磁気式アブソリュートエンコーダを提案する．以下では，この提案方式を拡張 PM 方式と呼ぶ．この拡張 PM 方式は，NRZ 方式と PM 方式の問題点を解決すると予測される．

Fig. 5-2-5 に，拡張 PM 方式によるアブソリュートトラックおよびインクリメンタルトラックの磁気記録の例を示す．この例では，PM 方式と同様に生成された M 系列のビットに内，1 を N 極・S 極の並び順で，0 を S 極・N 極の並び順として対応させている．アブソリュートトラックの磁極は磁極間隔 d で磁気記録されている．インクリメンタルトラックの磁極間隔は $d/2$ とする．アブソリュートトラックの磁極間隔を d としたことにより，アブソリュートトラックの磁極 1 個について，インクリメンタルトラックに 2 周期の磁極が配置される．そのため，PM 方式とは異なり，アブソリュートトラックから N 極が検出されたとき，M 系列の 1 に対応した磁極配列 NS の N を検出しているため 1 として復号（以後，N を 1，S を 0 とする復号を非反転復号とする）するのか，M 系列の 0 に対応した磁極配列 SN の N を検出しているため 0 を復号（以後，N を 0，S を 1 とする復号を反転復号とする）

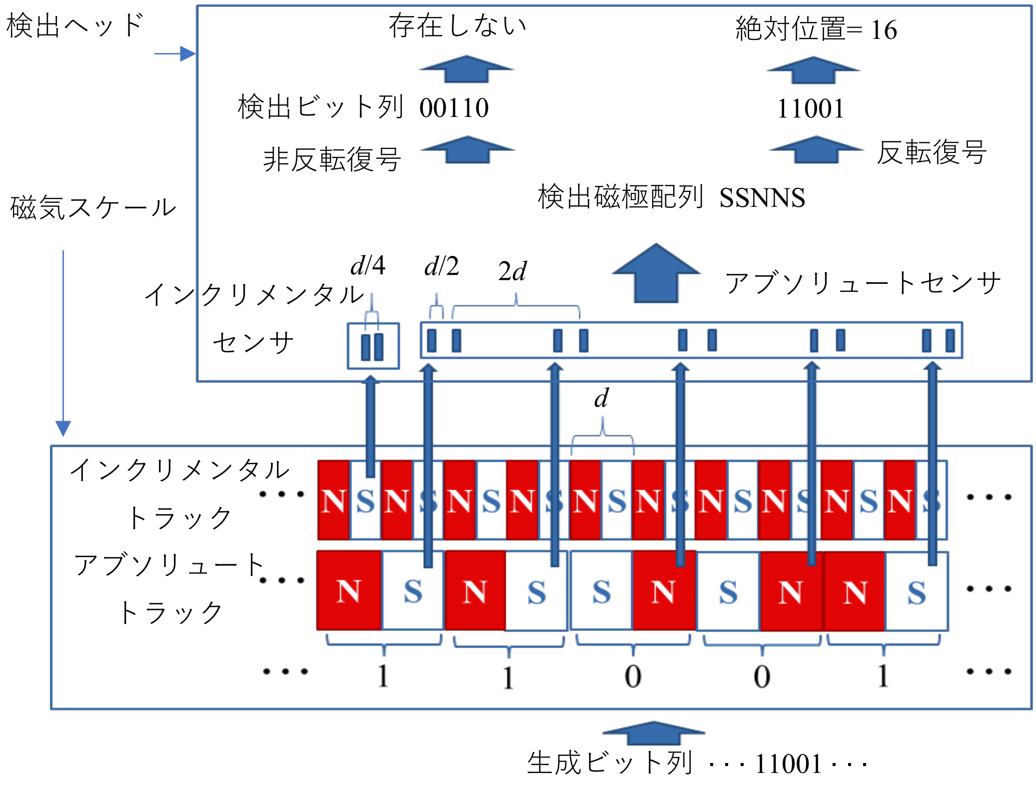


Fig. 5-2-5　提案する絶対位置検出方式

するのか判断できない．したがって，NRZ，PM 方式と同様の方法ではアブソリュートトラックから検出される磁極配列からビット列を復号できない．そこで，拡張 PM 方式では，アブソリュートトラックの磁極配列の復号方式[55]を応用することで，インクリメンタルトラックの磁極間隔短縮による磁気式アブソリュートエンコーダの高精度化を図る．

NRZ，PM 方式では，p 次の原始多項式により生成された M 系列を用いた場合，p 個の磁極配列を検出してビット列を復号した．これに対して，拡張 PM 方式では p+1 個の磁極配列を検出する．拡張 PM 方式で記録されたアブソリュートトラックより検出された p+1 個の磁極配列を考える．この磁極配列から非反転復号されたビット列を$\{q_{p+1}, q_p, q_{p\text{-}1}, \cdots, q_1\}$，反転復号のビット列を$\{r_{p+1}, r_p, r_{p\text{-}1}, \cdots, r_1\}$とする．これらのビット列が M 系列に存在すると仮定した場合，式(5-2-1)より，以下の式(5-2-2)，(5-2-3)の関係が成り立つ．

$$q_{p+1}=\sum_{i=1}^{p} c_i q_{p+1\text{-}i} \tag{5-2-2}$$

$$r_{p+1}=\sum_{i=1}^{p} c_i r_{p+1\text{-}i} \tag{5-2-3}$$

式(5-2-2)，(5-2-3)では，加算は 2 による剰余加算（mod 2）で行われる．M 系列を生成する原始多項式の性質から，式(5-2-1)において c_i が 1 となる項の数は偶数である．したがって，式(5-2-1)で算出される生成ビット a_n は，c_i が 1 であり，かつ $a_{n\text{-}i}$ が 1 である項の数の偶奇性によって決定され，偶数であれば 0，奇数であれば 1 となる．$\{q_p, q_{p\text{-}1}, \cdots, q_1\}$と$\{r_p, r_{p\text{-}1}, \cdots, r_1\}$の同じ位置からそれぞれある個数のビットを抽出した場合，これらはビット反転の関係にある．そのため，抽出した個数が偶数の場合は 1 であるビットの個数の偶奇性は変わらず，抽出した個数が奇数の場合は 1 であるビットの個数の偶奇性は反転する．このことと，c_i が 1 となる項の数は偶数であることから，$\{q_p, q_{p\text{-}1}, \cdots, q_1\}$と$\{r_p, r_{p\text{-}1}, \cdots, r_1\}$について，$c_i$ が 1 でありかつ $a_{n\text{-}i}$ が 1 である項の数の偶奇性は同一である．したがって，q_{p+1} と r_{p+1} は同じ値である．しかし，これは$\{q_{p+1}, q_p, q_{p\text{-}1}, \cdots, q_1\}$が非反転復号，$\{r_{p+1}, r_p, r_{p\text{-}1}, \cdots, r_1\}$が反転復号の関係にあるという条件に反する．このことから，ビット列$\{q_{p+1}, q_p, q_{p\text{-}1}, \cdots, q_1\}$とビット列$\{r_{p+1}, r_p, r_{p\text{-}1}, \cdots, r_1\}$がどちらも M 系列に存在するという仮定は否定される．したがって，ある項数 p+1 のビット列が M 系列に存在するとき，これを反転したビット列は M 系列には存在しない．Fig. 5-2-2 のビット列からどの連続する 5 個のビットを抽出しても，このビット列を反転したビット列が元のビット列に存在しない．このことから，p=4 の場合についてある項数 p+1 のビット列が M 系列に存在するとき，これを反転したビット列は M 系列には存在しないことが確認できる．

以上の性質を利用し，アブソリュートトラックより検出された磁極配列から非反転復号，および反転復号で復号された 2 つのビット列を M 系列全体から検索し，M 系列内に部分数列として存在する方のビット列を採用することによって，検出した磁極配列を M 系列に存在するビット列として復号することができる．ここまでで，アブソリュートトラックの磁極

2 個分に相当する 2*d* を分解能単位とした絶対位置が得られる．1 を N 極・S 極の並び順，0 を S 極・N 極の並び順に対応させているため，磁極 2 個の内前半の磁極を検出している場合は非反転復号，後半の磁極を検出している場合は反転復号によって復号される．このことから，*d* を分解能単位とした絶対位置は，非反転復号と反転復号のどちらで復号されたかによって同定することができる．**Table 5-2-2** に M 系列を生成するための原始多項式の次数 *p* を 4 とした場合の検出ビット列と絶対位置の対応を示している．Fig. 5-2-5 の場合，検出された磁極配列 SSNNS の非反転復号である 00110 は Table 5-2-2 中に存在せず，反転復号である 11001 は存在することから，絶対位置は 15 か 16 のどちらかである．復号は反転復号によってなされていることから，絶対位置は 16 と同定される．インクリメンタルトラックの磁極間隔を *d*，M 系列を生成するための原始多項式の次数を *p* とした場合，NRZ，PM 方式では絶対位置の測定範囲は$(2^p\text{-}1)\times d$となる．一方で，拡張 PM 方式では絶対位置の測定範囲は$(2^p\text{-}1)\times 2d$となる．

以上のとおり，磁極の配置方式は PM 方式を採用し，アブソリュートトラックとインクリメンタルトラックの磁極の間隔は NRZ 方式とした拡張 PM 方式では，従来方式よりも 1 個多く磁極を検出することでビット列の復号と絶対位置の検出が可能となる．この方式によ

Table 5-2-2 拡張 PM 方式の検出ビット列と絶対位置の関係

検出ビット列	絶対位置	
	非反転	反転
11110	1	2
11101	3	4
11010	5	6
10101	7	8
01011	9	10
10110	11	12
01100	13	14
11001	15	16
10010	17	18
00100	19	20
01000	21	22
10001	23	24
00011	25	26
00111	27	28
01111	29	30

って，NRZ 方式より磁極からの干渉が小さく，PM 方式より減衰が小さいため，精度の向上のために磁極間隔を小さくしても高精度に絶対位置検出が可能であると予測される．

5-3　磁気信号の検証

5-3-1　磁気信号の検証方法

5-2-4 項で提案した拡張 PM 方式によって，アブソリュートトラックおよびインクリメンタルトラックの磁極間隔が短い場合に，従来の方式よりも安定した検出が可能となることを確認するために，アブソリュートトラックから検出される磁気信号の検証を行った．5-2-3 項で述べたように，NRZ 方式では，隣接する磁極からの干渉の影響を小さくするために磁極間隔を大きくする必要がある．また，PM 方式では，隣接する磁極からの干渉が小さいため，磁極間隔を短くできるが，磁極から発生する磁気信号が小さいという不利点がある．これらの観点から，実用化されている高精度磁気式直線アブソリュートエンコーダでは，インクリメンタルトラックの磁極間隔が 200 µm に設定されている．本節の検証では，位置検出精度をさらに向上させるため，インクリメンタルトラックの磁極間隔を 150 µm と 120 µm に設定した．

インクリメンタルトラックの磁極間隔を 150 µm と 120 µm に設定することにより，アブソリュートトラックの磁極間隔は，NRZ 方式では 300 µm と 240 µm に，PM 方式では 150 µm と 120 µm に，拡張 PM 方式では 300 µm と 240 µm になる．これらのアブソリュートトラックの磁極間隔の絶対位置を実用的な測定範囲で検出できるようにするため，13 次の原始多項式により M 系列を生成することとした．M 系列を生成する原始多項式の次数 p が 13 の場合，M 系列には絶対位置検出に用いられる項数 13 のビット列は 2^{13}-1=8191 通り存在する．これによって実現される各方式の測定範囲を **Table 5-3-1** に示す．

以上の 8191 通りのビット列に対応した磁極配列は，それぞれ異なるパターンで磁極が並んでいるため，磁極の干渉の影響が異なる．磁気センサによって磁極を検出する際に，センサギャップによっては，磁極による磁場の減衰と他の磁極からの干渉の影響で磁気センサが検出する磁極の正負（N 極，S 極）を誤検出する可能性がある．このとき，正しい絶対位置の検出が困難になる．本研究では，磁極から発生する磁気信号の 2 次元シミュレーション

Table 5-3-1　アブソリュートエンコーダの測定範囲

絶対位置検出方式	測定範囲 mm	
	磁極間隔：150 µm	磁極間隔：120 µm
NRZ 方式	2757.3	1965.84
PM 方式	2757.3	1965.84
拡張 PM 方式	4914.6	3931.68

により，磁極の正負が反転するセンサギャップを同定し，その大きさにより検出の安定性を比較した．このシミュレーションによって 8191 通りの磁極配列の内，中心の磁極において磁場の正負が反転するセンサギャップが最も小さくなる磁極配列を特定し，この磁極配列をすべてのパターンの中で最も絶対位置の検出が困難である磁極配列とみなした．これらの特定された磁極配列について，後述する実験による磁気信号の検証を行うこととした．シミュレーションでは，センサギャップを 10 μm ずつ増加させて，上記の磁極配列の特定を行った．また，最も絶対位置の検出が困難である磁極配列は，絶対位置検出方式が同じであれば磁極間隔には依存しないと考えられる．そのため，シミュレーションの磁極間隔は NRZ 方式と拡張 PM 方式では 300 μm，PM 方式では 150 μm として，特定された磁極配列は短縮された磁極間隔 240 μm (120 μm)においても最も絶対位置の検出が困難であると見做した．

シミュレーションでは，**Fig. 5-3-1** で示す 150 μm の正方形磁極が接触して並んでいるモデルによって磁場 $\boldsymbol{H}$ を算出した．このモデルでは，空気の磁化率から算出した透磁率は真空の値とほぼ同一であるため[48]，媒質は真空であると仮定した．1 つの磁極により発生される磁場 $\boldsymbol{H}$ を式(5-3-1)[52]より算出し，全ての磁極について得られた磁場 $\boldsymbol{H}$ を加算して，磁気センサが検出する磁場を求めた．

$$\boldsymbol{H} = \frac{1}{4\pi\mu_0}\int(-\mathrm{div}\boldsymbol{M})\frac{\boldsymbol{r}}{r^3}\mathrm{d}v + \int M_n\frac{\boldsymbol{r}}{r^3}\mathrm{d}S \qquad (5\text{-}3\text{-}1)$$

ここで，μ_0 は真空の透磁率，$\boldsymbol{M}$ は磁化，$\boldsymbol{r}$ は磁化 $\boldsymbol{M}$ をもつ微小体積 dv の磁気モーメントと磁場 $\boldsymbol{H}$ を算出する位置との相対座標を表すベクトル，$\boldsymbol{M_n}$ は表面磁化を示す．

Fig. 5-3-2(a), (b)，**Fig. 5-3-3(a), (b)**，**Fig. 5-3-4(a), (b)**に，シミュレーションで得られた各方式の磁極配列による磁気信号を示す．これらの図より，磁極を誤検出するセンサギャップを特定できる．各記録方式について，上記の方法で特定した誤検出するセンサギャップが最も小さくなる磁極配列および誤検出しない最大のセンサギャップを **Table 5-3-2** に示す．Table 5-3-2 に示されるように，誤検出するセンサギャップは，NRZ 方式，PM 方式では 180～280 μm であり，拡張 PM 方式では 450 μm である．このことから，拡張 PM 方式の方が NRZ 方式，PM 方式よりも安定して磁極を検出できる．

Table 5-3-2 で示す最も検出困難な磁極配列について，磁気記録を行い，磁気信号を検出す

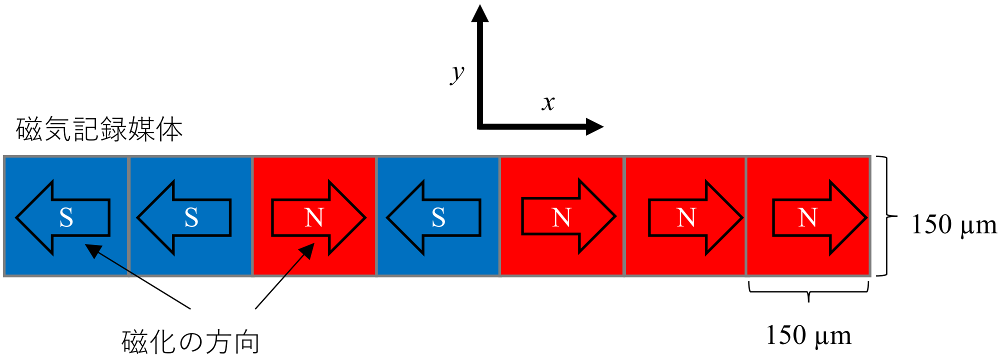


Fig. 5-3-1　磁気記録媒体のシミュレーションモデル

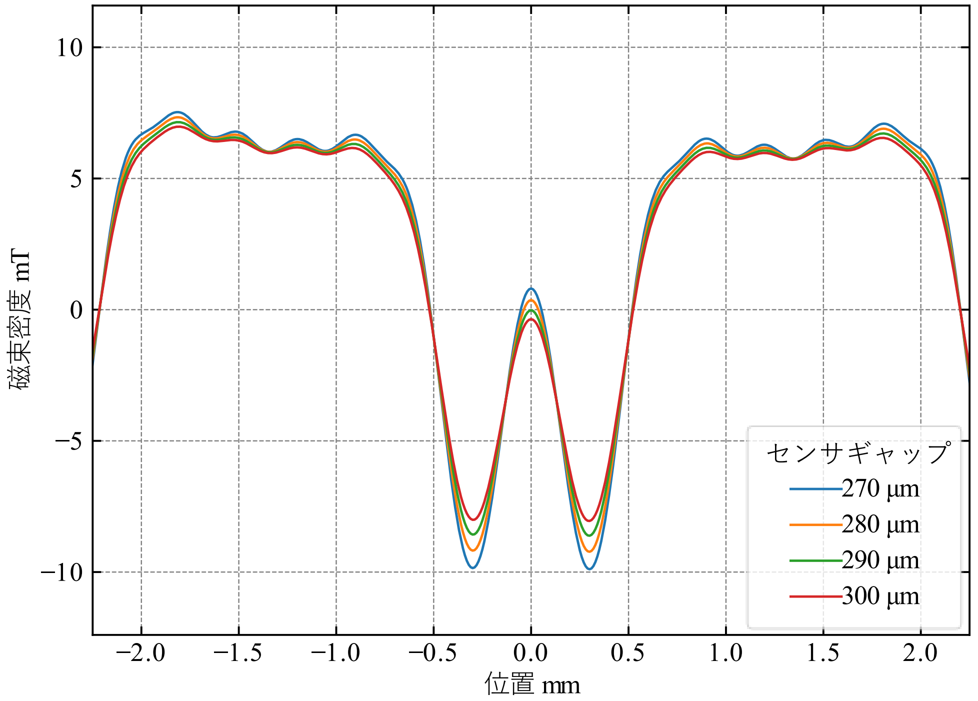
Table 5-3-2　アブソリュートトラックの最も検出困難な磁極配列

絶対位置検出方式	最も検出困難な磁極配列	センサギャップ µm
NRZ 方式	NNNNNSNSNNNNN	280
PM 方式	SNSSNNSNSSNSNSN	180
拡張 PM 方式	SNSSNNSNSSNSNSN	450

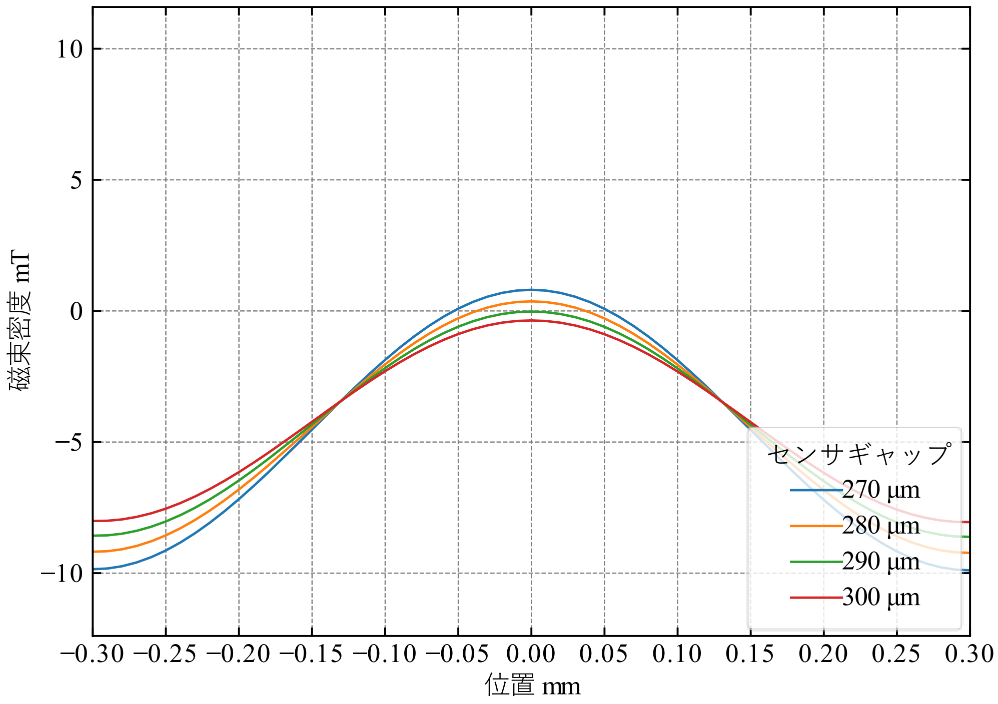
る実験を行った. 磁気記録媒体の磁化は Fig. 2-2-9 で示した装置によって行った. 同装置は, ヘッドギャップ 100 µm の記録ヘッドを磁気記録媒体に接触（ヘッド媒体ギャップは 0 µm）させながら移動し，記録ヘッドのコイルに電流を印加することにより磁化を行っている．コイルに印加する記録電流は，光学式エンコーダで測定された磁気記録媒体の位置に応じて印加される．

予備実験において，記録電流 250～350 mA を 11 段階で変化させて磁気記録を行い，記録後の磁気記録媒体から磁気センサで検出される信号の振幅を測定した．その結果，記録電流の大きさは，磁気センサによる検出信号が飽和した 320 mA とした．磁気記録されるトラックの幅は 2.5 mm とした．磁気センサは，感磁方向がエンコーダの測定方向に対して平行であるトンネル磁気抵抗効果（TMR）センサを用いた．TMR センサはブリッジ回路を形成しており，定電圧を印加してブリッジ回路の中点電位を検出信号として用いた．TMR センサは，30 µm×260 µm の寸法であり，短辺をエンコーダの測定方向として用いた．

NRZ 方式，PM 方式，拡張 PM 方式で検出される磁気信号の位置を参照するため，光学式エンコーダ（マグネスケール製 BH25）で検出される位置と比較を行った．磁気センサから出力される信号を増幅し，825 ns のサンプリング周期で AD 変換して検出信号を得た．検出信号と磁気センサに印加される磁場は比例関係にあるため，検出信号の正負によって，磁気センサに印加される磁極の正負を判別できる．得られた検出信号は，光学式エンコーダからの位置（1 µm 間隔）と同期して取得した．

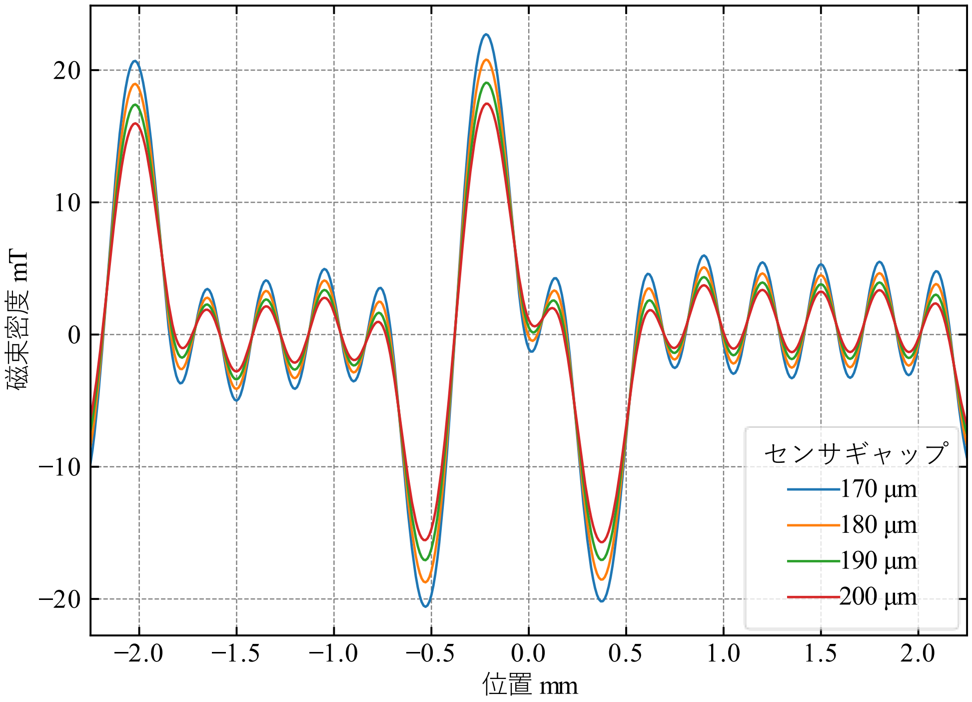


(a) 磁極配列全体

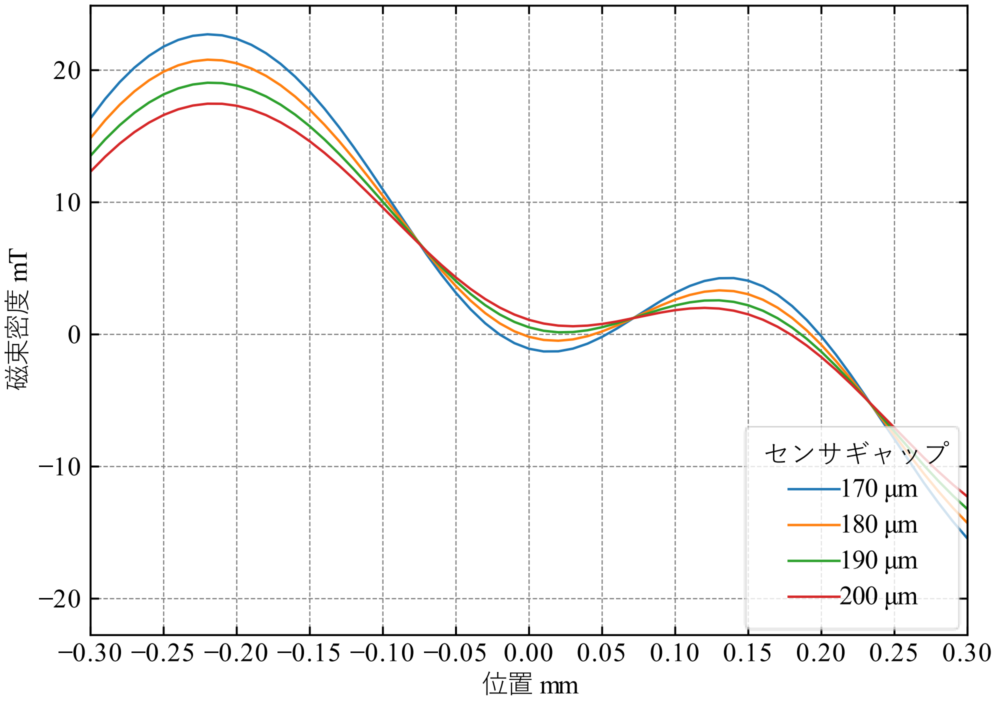


(b) 最も検出困難な磁極部の拡大

Fig. 5-3-2　NRZ 方式のシミュレーション結果

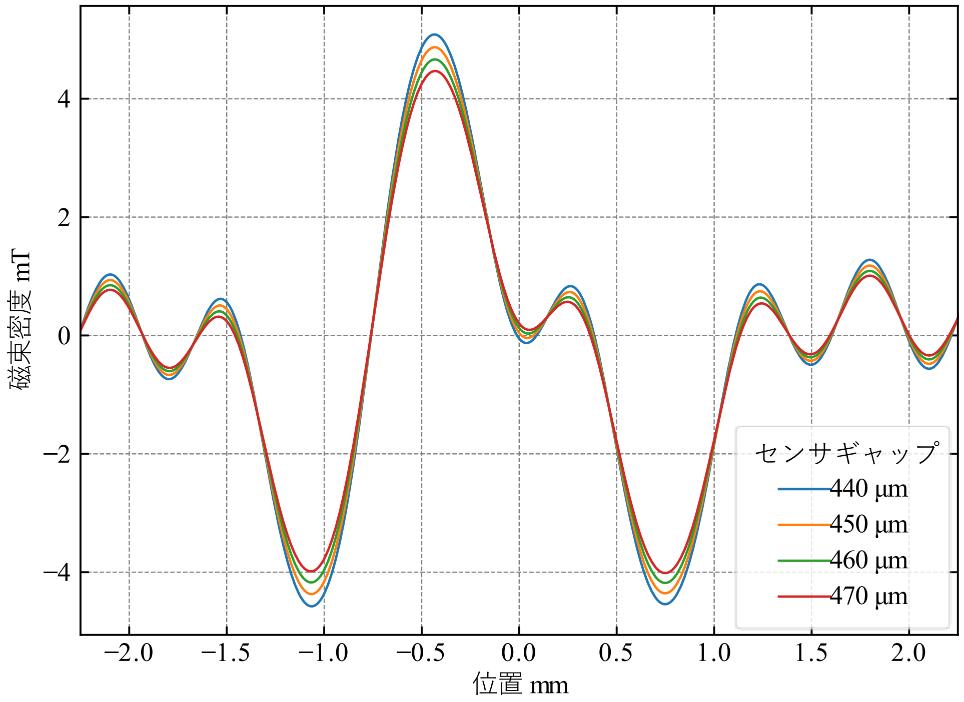


(a) 磁極配列全体

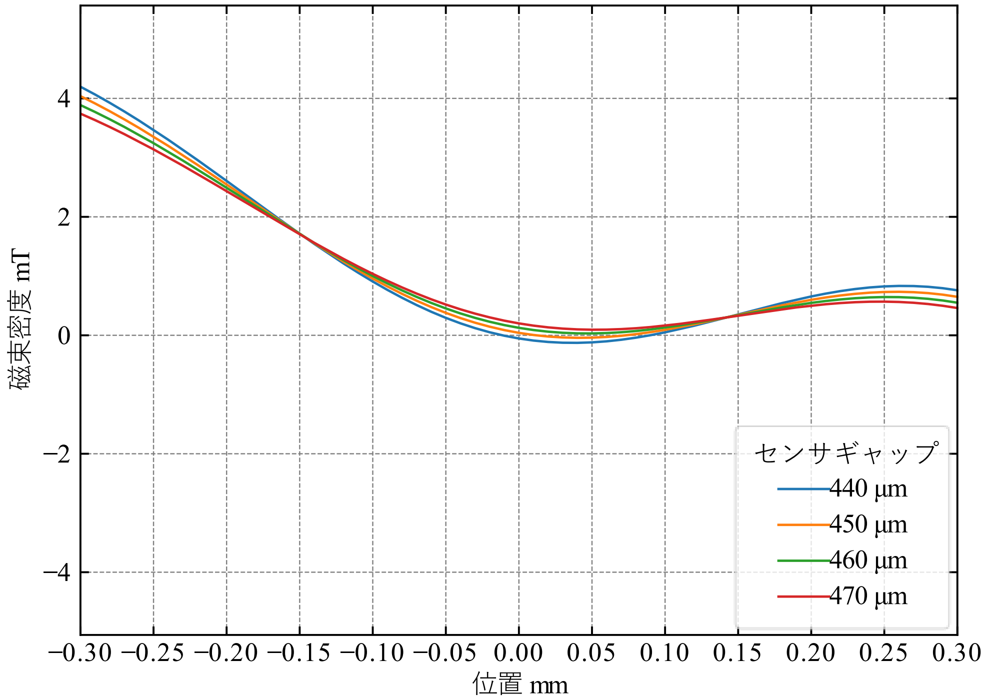


(b) 最も検出困難な磁極部の拡大

Fig. 5-3-3　PM 方式のシミュレーション結果



(a) 磁極配列全体



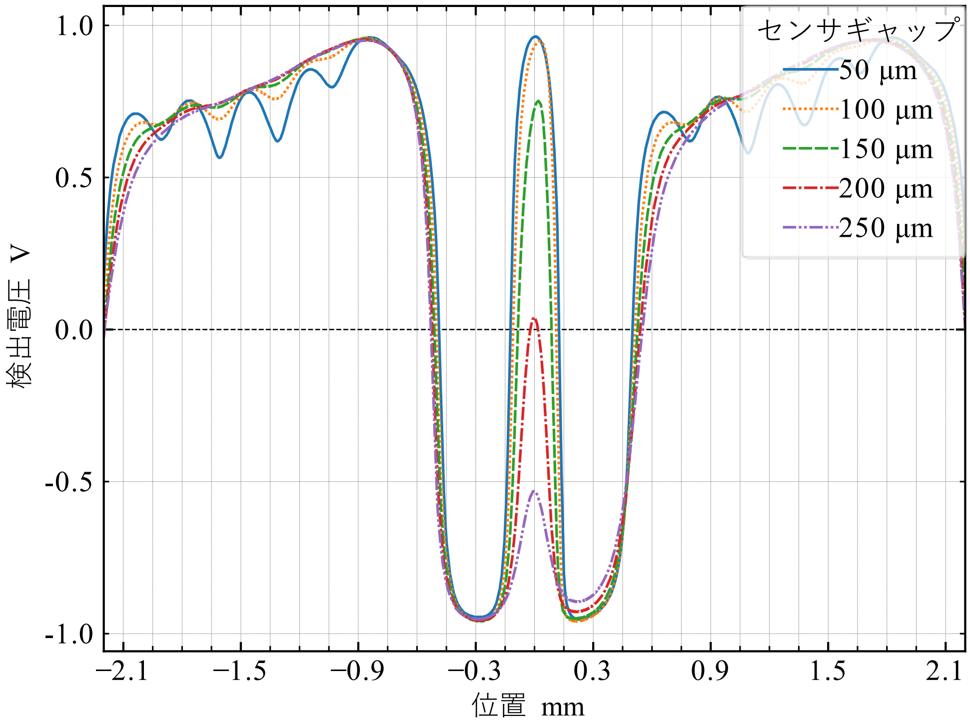
(b) 最も検出困難な磁極部の拡大

Fig. 5-3-4　拡張 PM 方式のシミュレーション結果

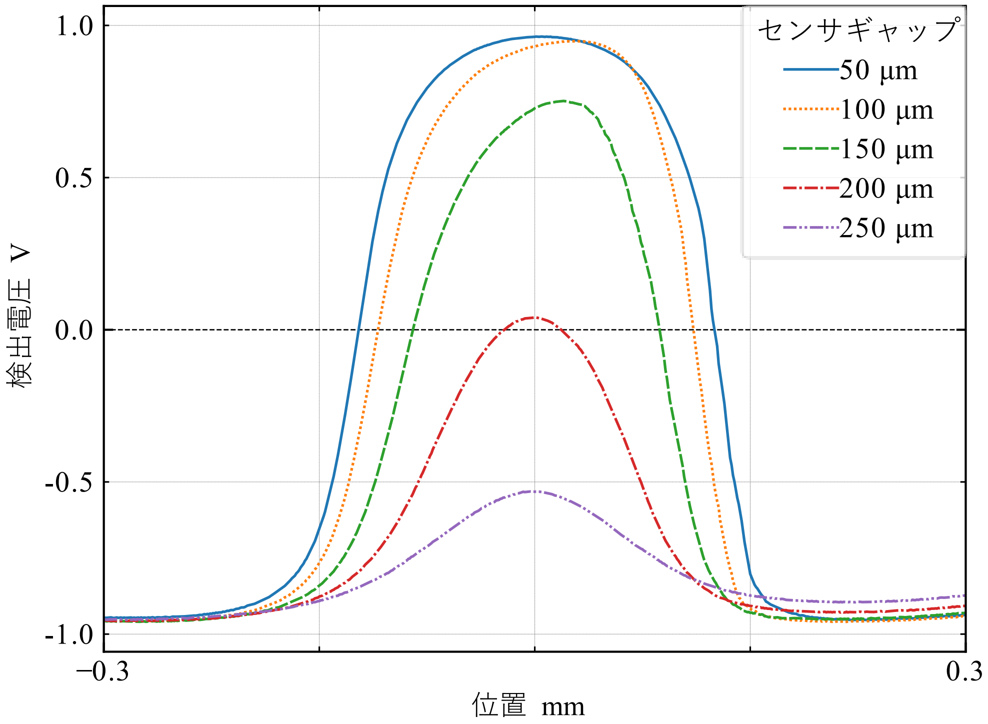
5-3-2　磁気信号の検証結果

Fig. 5-3-5，**Fig. 5-3-6**，**Fig. 5-3-7** は，磁極間隔 150 μm の場合の各方式において，センサギャップを変化させた場合の位置と磁気センサから得られた信号電圧を示している．また，**Fig. 5-3-8**，**Fig. 5-3-9**，**Fig. 5-3-10** は，磁極間隔 120 μm の場合の同様の結果を示している．以上のでは，シミュレーションで求めた磁極の正負が反転するセンサギャップが最も小さい磁極配列の中心の磁極が位置 0 mm となるようにしている．そのため，位置 0 mm 誤検出するセンサギャップを確認できる．また，実使用上誤検出を防ぐには，アブソリュートトラックの磁極間隔 *d* の間に配置される磁気センサの個数を *m* とすると，短くとも *d*/*m* の区間で検出する磁極の正負が反転しないだけの磁気信号の振幅が必要である．この振幅は磁気センサの個数 *m* による．そのため，本節の検証では位置 0 mm において，センサギャップが小さいときに検出している正しい磁極に対して，磁気信号の正負が反転し，誤った磁極を検出することを誤検出の判断基準とした．Fig. 5-3-5 より，NRZ 方式では，位置 0 mm において，センサギャップ 200 μm で検出信号が 0 V，センサギャップ 250 μm で誤検出が確認される．Fig. 5-3-6 の PM 方式では，センサギャップ 100 μm 以上で誤検出している．センサとスケールの干渉を防ぐために，センサギャップは最小でも 100 μm は必要であるため，この磁極間隔では実用的なセンサギャップで PM 方式を実装することは難しい．Fig. 5-3-7 の拡張 PM 方式ではセンサギャップ 250 μm でも正しく磁極を検出しており，拡張 PM 方式は大きなセンサギャップでもアブソリュートトラックの磁極の検出が可能となっている．検出可能なセンサギャップは，Table 5-3-2 のシミュレーションの値とは異なっている．これは，シミュレーションの設定とは異なり，実際の磁極は磁気記録によって均一に磁化していないためであると考えられる．

Fig. 5-3-8, Fig. 5-3-9, Fig. 5-3-10 も Fig. 5-3-5，Fig. 5-3-6，Fig. 5-3-7 と同様の傾向であるが，磁極間隔が小さくなったことにより，正しい磁極を検出できるセンサギャップの範囲がより狭くなっている．Fig. 5-3-8 に示されるように，NRZ 方式ではセンサギャップ 150 μm で完全に検出ができなくなっているが，Fig. 5-3-10 の拡張 PM 方式では，150~200 μm 程度まで誤検出せず, 絶対位置の検出が可能であることが示されている. 以上より, 磁極間隔を 120 μm，センサギャップを 150μm と設定した場合，NRZ，PM 方式では絶対位置の検出ができないことに対し，拡張 PM 方式では安定して絶対位置の検出が可能である．このことから，拡張 PM 方式によって，必要なセンサギャップを確保した上でインクリメンタル信号の周期を短くし，アブソリュートエンコーダの高精度化を実現することができる．

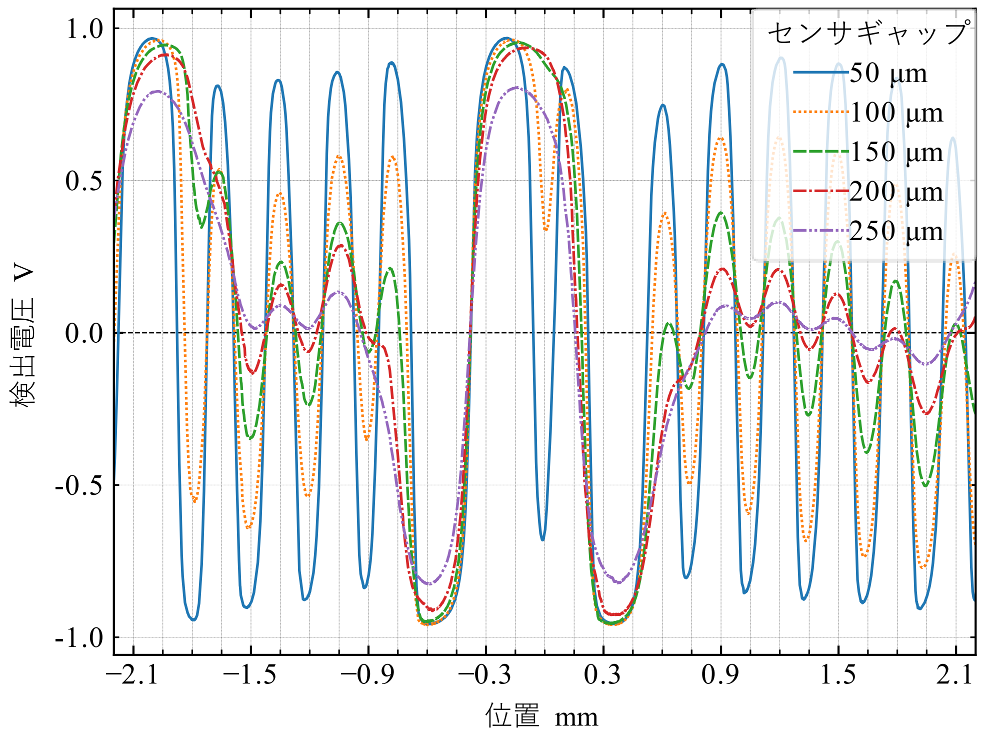


(a) 磁極配列全体

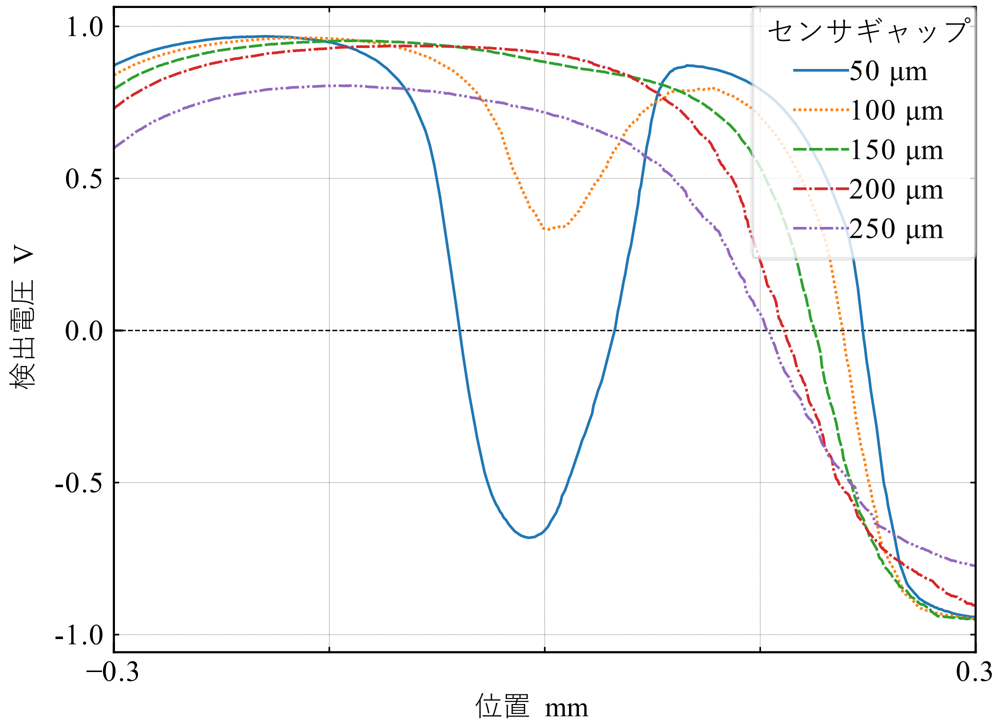


(b) 最も検出困難な磁極部の拡大

Fig. 5-3-5 NRZ 方式のアブソリュートトラック信号（磁極間隔 150 μm）

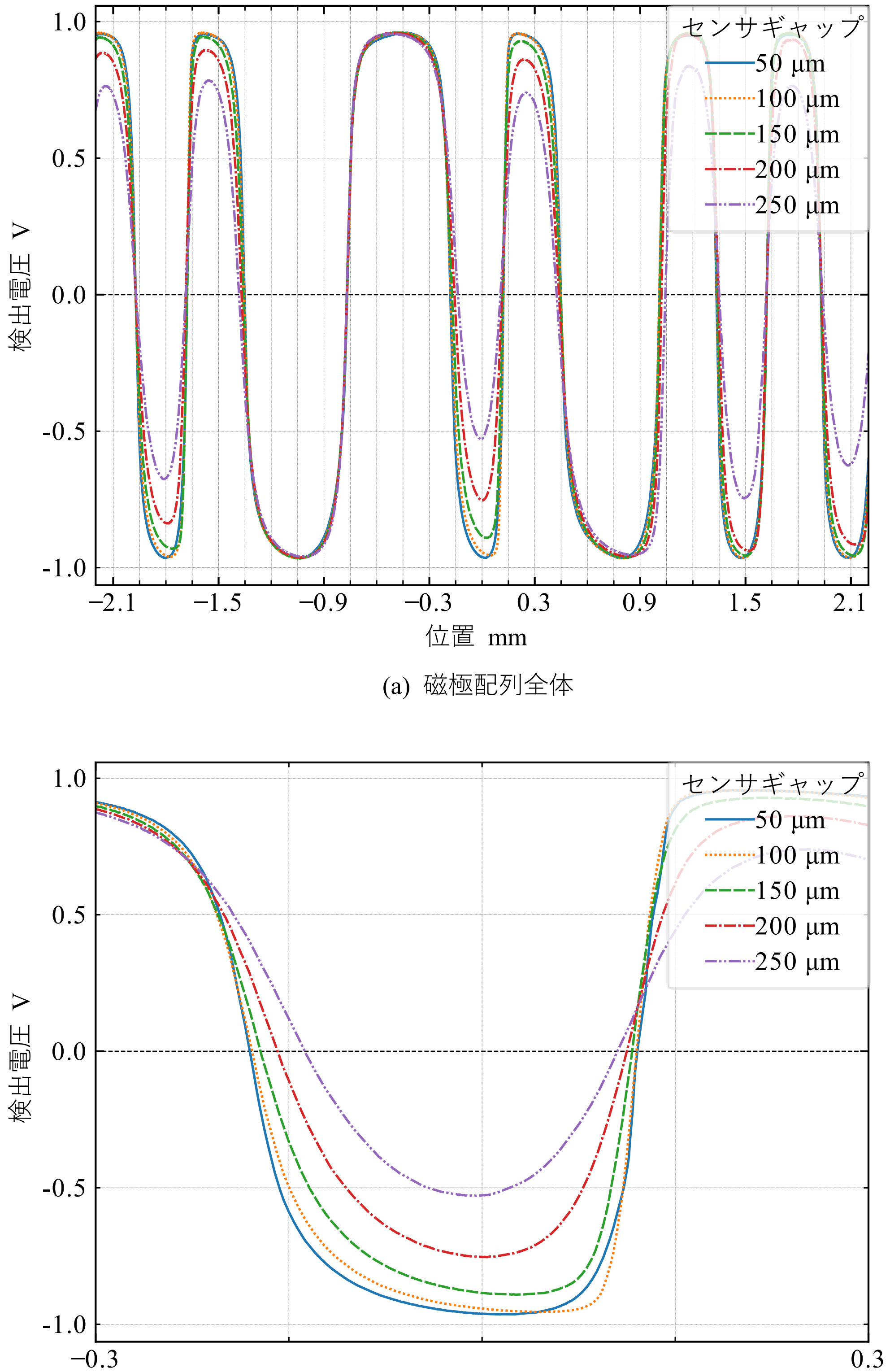


(a) 磁極配列全体



(b) 最も検出困難な磁極部の拡大

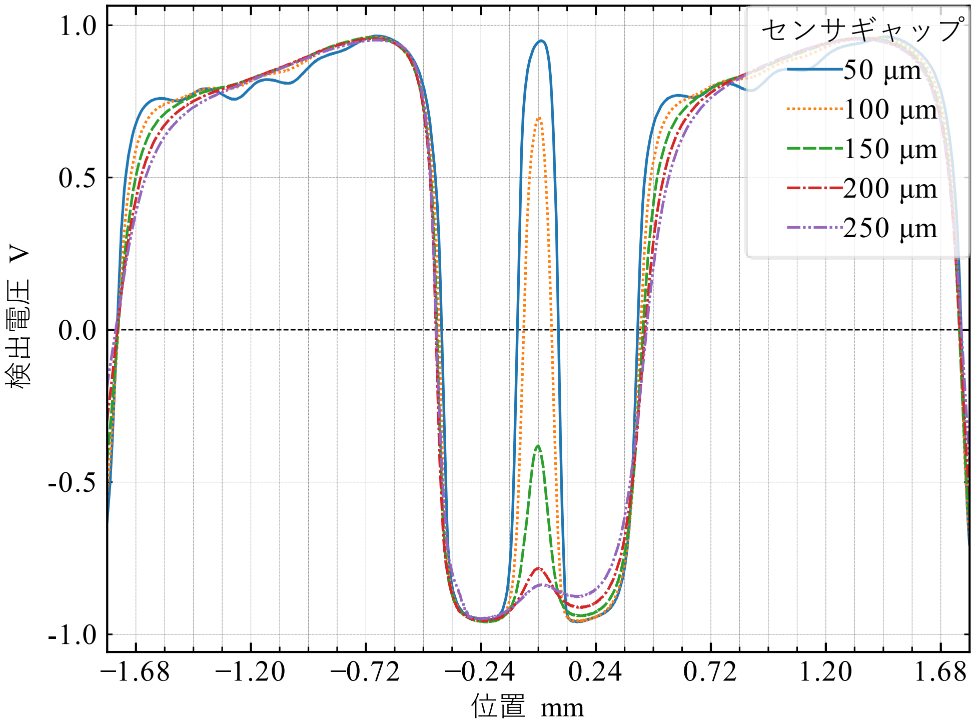
Fig. 5-3-6　PM 方式のアブソリュートトラック信号（磁極間隔 150 µm）



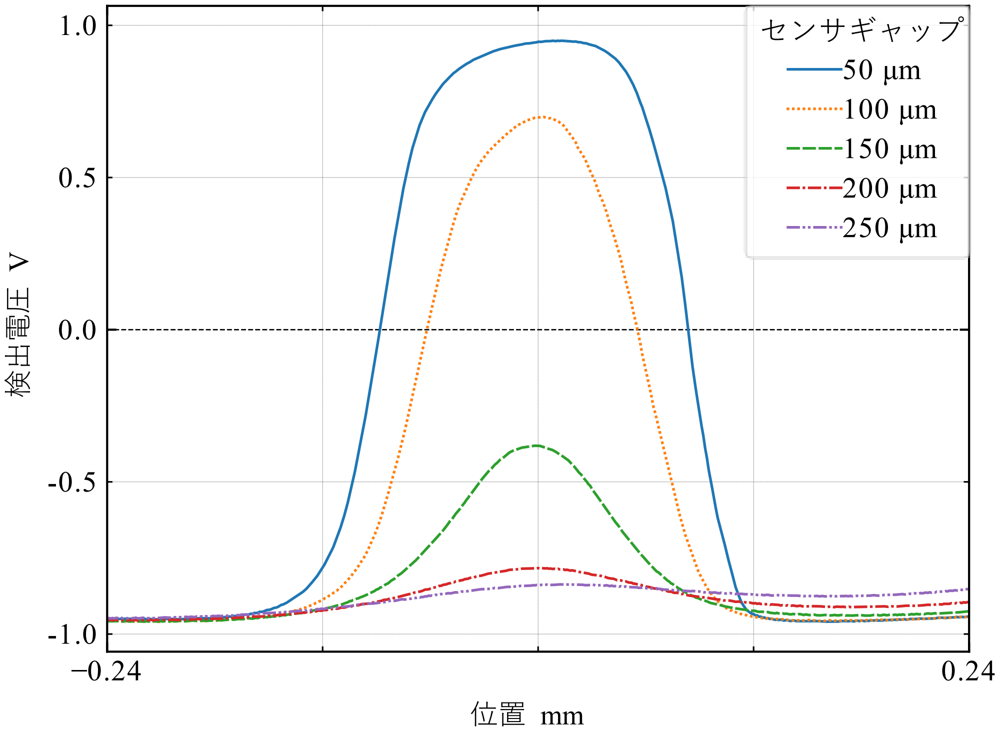
(a) 磁極配列全体

(b) 最も検出困難な磁極部の拡大

Fig. 5-3-7　拡張 PM 方式のアブソリュートトラック信号（磁極間隔 150 µm）

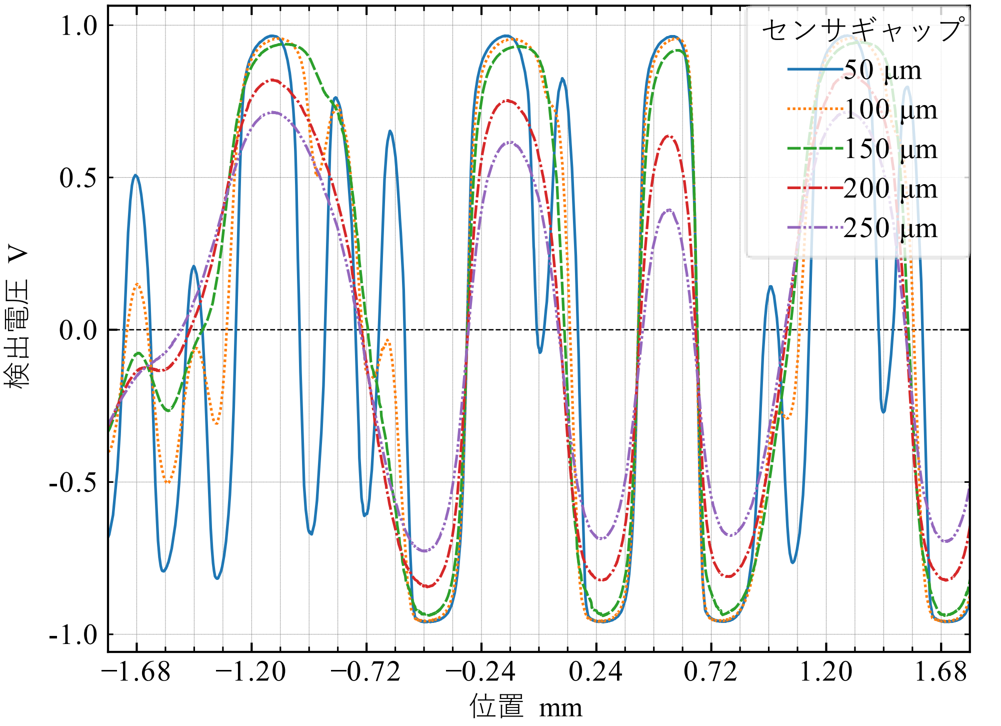


(a) 磁極配列全体

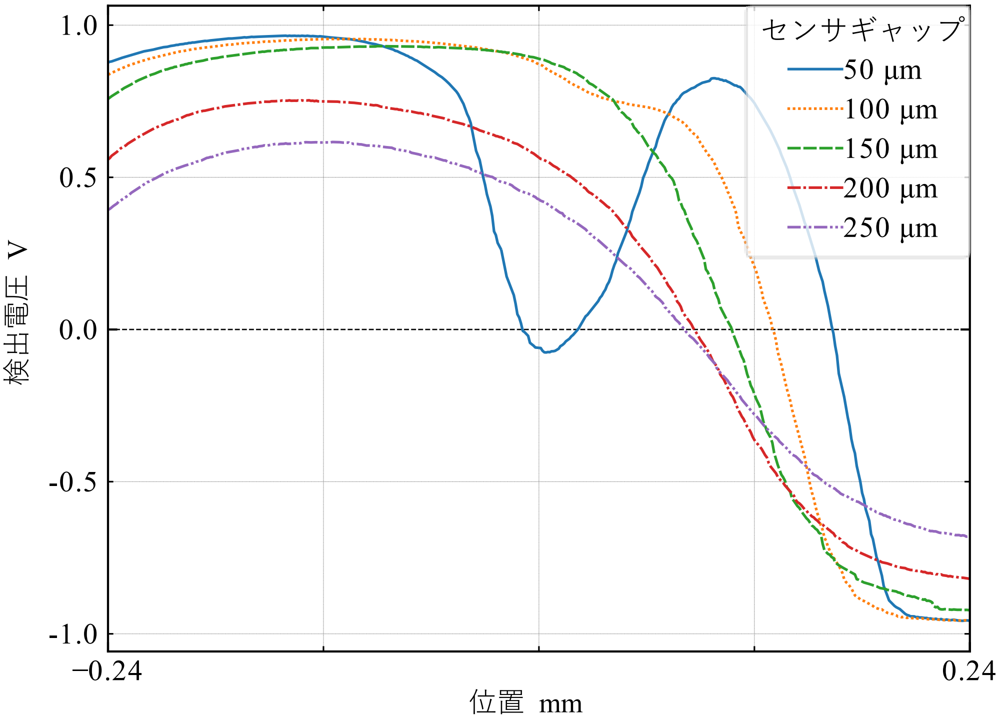


(b) 最も検出困難な磁極部の拡大

Fig. 5-3-8 NRZ 方式のアブソリュートトラック信号（磁極間隔 120 μm）

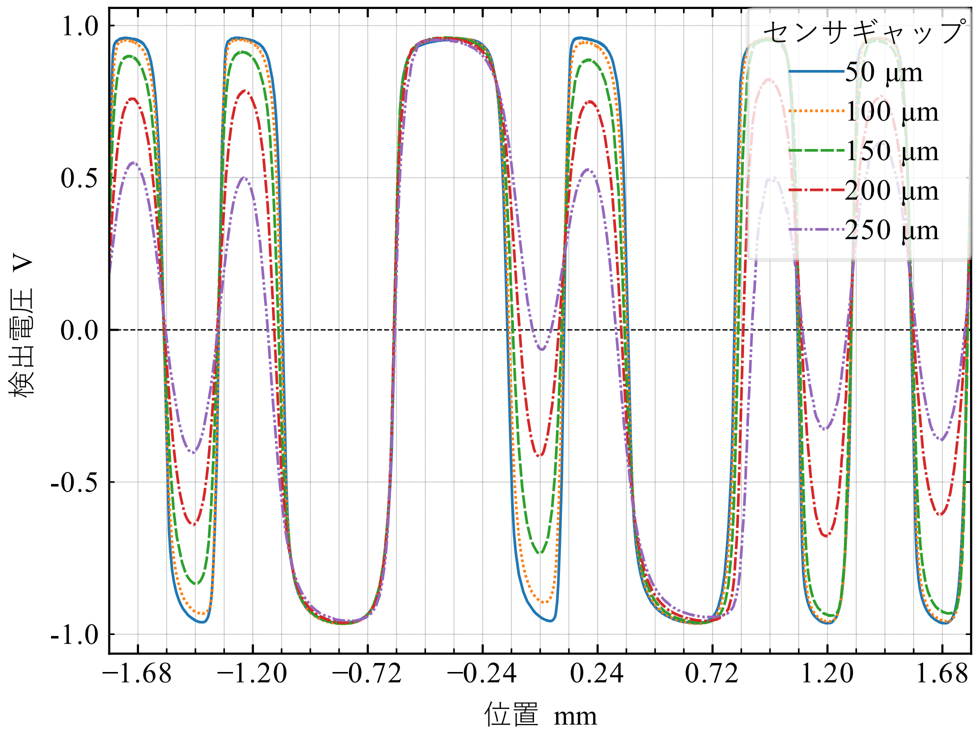


(a) 磁極配列全体

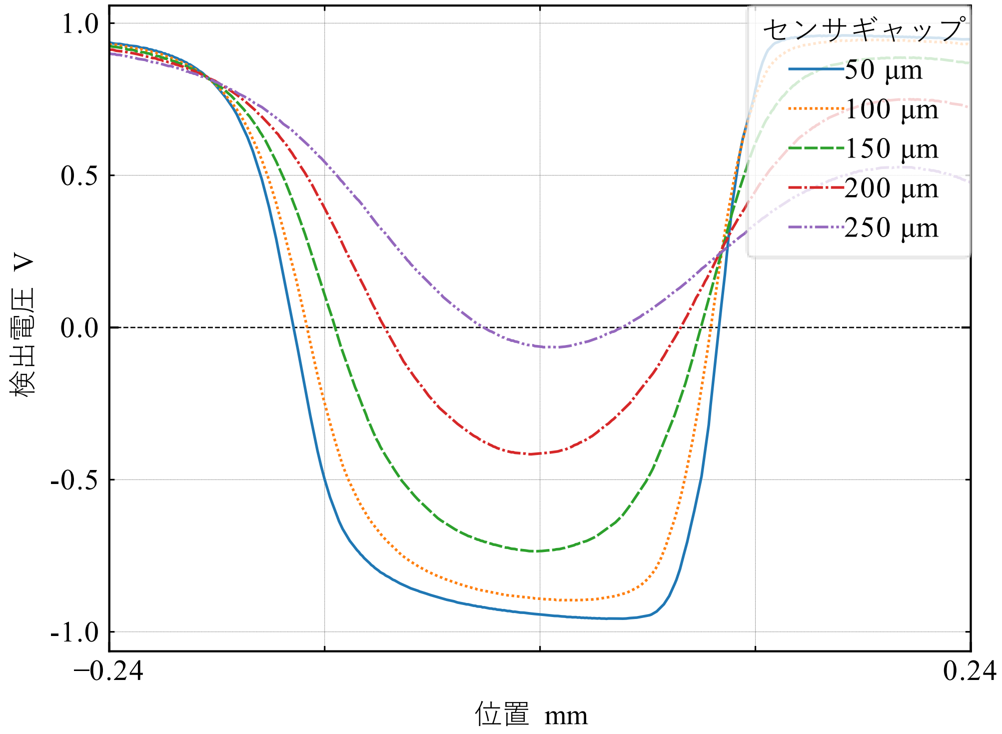


(b) 最も検出困難な磁極部の拡大

Fig. 5-3-9 PM 方式のアブソリュートトラック信号（磁極間隔 120 μm）



(a) 磁極配列全体



(b) 最も検出困難な磁極部の拡大

Fig. 5-3-10　拡張 PM 方式のアブソリュートトラック信号（磁極間隔 120 μm）

5-4　誤差の検証

5-4-1　誤差の検証方法

インクリメンタルトラックで検出される信号の内挿補間によって得られる位置について，光学式エンコーダにより検出される位置を参照値として誤差を求め，提案した拡張 PM 方式によるエンコーダの精度の検証を行った．

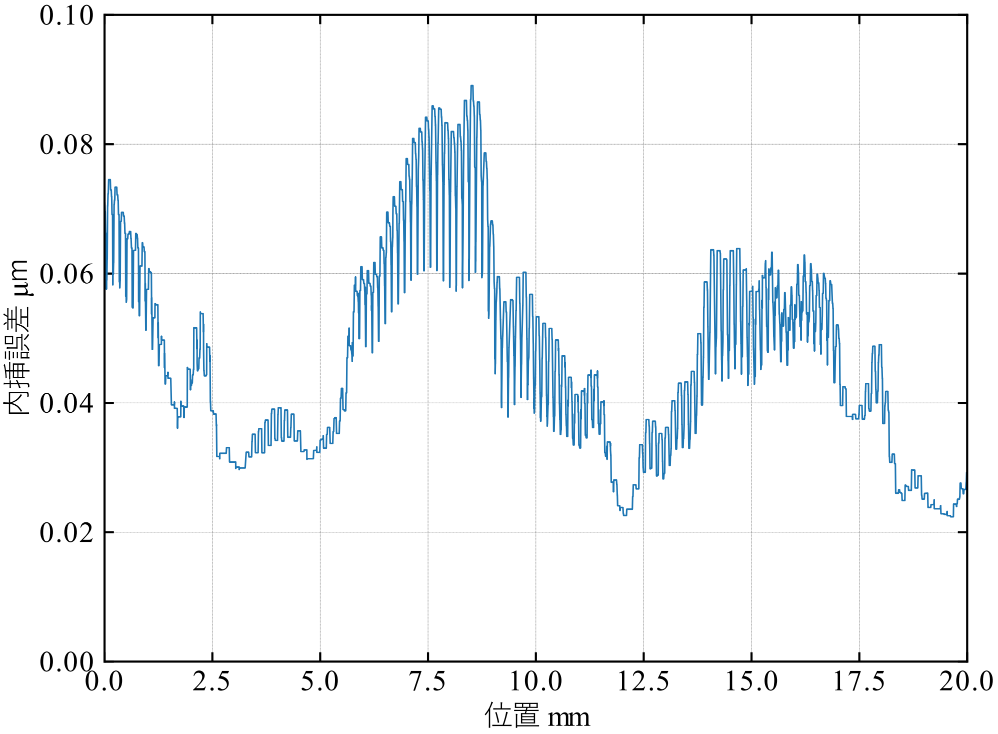
磁気式エンコーダのインクリメンタルトラックは，磁極間隔 150 µm と 120 µm で記録を行った．磁気記録は，Fig. 2-2-9 に示すシステムで行った．また，本論文の 4 章で得られた結果では，アブソリュートトラックとインクリメンタルトラックの中心間ピッチは 4 mm とすることで大幅にトラック間干渉が小さくなった．そこで，ここでは中心間ピッチは 4 mm に対して余裕を持った 6 mm とした．インクリメンタルトラックの信号は，TMR センサにから出力される信号を増幅し，825 ns のサンプリング周期で AD 変換して得た．測定は，Fig. 2-2-11 に示すシステムで行った．エンコーダのセンサとスケールの相対的な移動速度は 1 mm/s とした．センサギャップは小さいほど磁極間隔を短縮できる．一方で，磁気式アブソリュートエンコーダの実用上，磁気センサと磁気記録媒体を保護するためのカバーが必要である．このカバーの厚さをそれぞれ 50 µm，磁気センサ側と記録媒体側のカバーが接触しないためのマージンとして 50 µm, 計 150 µm のセンサギャップが必要であると想定される．そこで，5-3 節で検証された絶対位置が検出可能な値を考慮し，センサギャップは，150 µm とした．検出した信号は高調波を含む．磁気センサによるインクリメンタルトラックの信号の検出では，複数の磁気センサにより検出される信号から正弦波信号を生成する際に，ひずみが低減するように磁気センサを配置する方法がある．今回の測定では信号の検出には 1 つの磁気センサを用いたが，この方法に従って，得られた信号を平均化することで高調波成分を除去した．平均化によって得られた信号を 2 相の信号とみなして内挿し，磁気式エンコーダによる位置の測定値を得た．測定値の参照値として，光学式エンコーダで検出された位置を測定値と同期して，参照値の 1 µm 間隔でサンプリングした．内挿誤差は，各測定位置を中心とする磁気信号 1 周期内を 1 µm 間隔で測定した際の誤差の最大値と最小値の差として求めた．

5-4-2　誤差の検証結果

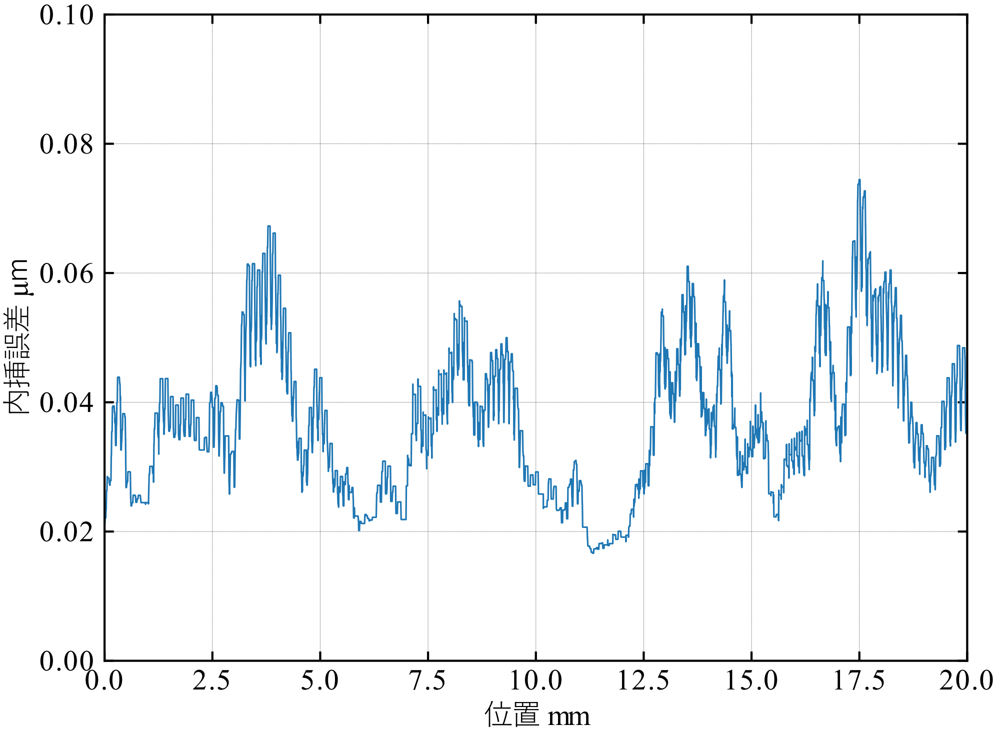
Fig. 5-4-1(a)はインクリメンタルトラックの磁極間隔が 150 µm の場合の内挿誤差を，Fig. 5-4-1 (b)は磁極間隔が 120 µm の場合の内挿誤差を示している．磁極間隔を 150 µm からその 80 %の 120 µm にすることにより，内挿誤差も 80 %になると予測される．Fig. 5-4-1 において，内挿誤差の平均値は，磁極間隔が 150 µm の場合に 0.047 µm，磁極間隔が 120 µm の場合に 0.037 µm であり，磁極間隔が 150 µm から 120 µm とすることにより，内挿誤差が 79 %になっている．このことから，磁極間隔を短くすることにより，内挿誤差が小さくなっていることが確認できる．また，内挿誤差の最大値は，磁極間隔が 150 µm の場合に 0.089 µm，磁極間隔が 120 µm の場合に 0.075 µm だった．磁極間隔を 120 µm とした場合，150 µm のセ

ンサギャップでは，NRZ 方式，PM 方式では絶対位置の検出はできないが，拡張 PM 方式は絶対位置の検出が可能である．以上より，拡張 PM 方式により，高精度を実現するエンコーダが実現可能であることを示した．

これまで磁気式エンコーダの内挿誤差を，光学式エンコーダの測定値を参照値として表現したが，その他の要素も考慮した不確かさによる評価も行う．2-4-2 項の不確かさの評価と同様に，磁気式エンコーダの誤差と光学式エンコーダの誤差以外の不確かさの要素として，光学式エンコーダの不確かさ，磁気式エンコーダと光学式エンコーダの計測ラインのずれによるアッベ誤差，非周期ノイズによるばらつきが存在する．**Table 5-4-1** に以上の要素を考慮した，内挿による標準不確かさと合成不確かさを示す．Table 5-4-1 より，磁極間隔 120 μm，センサギャップ 150 μm の場合の内挿による合成標準不確かさは 15 nm だった．この結果から，2-4-2 項の不確かさの評価と同様に，光学式エンコーダおよび計測ラインのずれによる影響は，光学式エンコーダの参照値を用いた磁気式エンコーダの内挿誤差と比較して小さい．一方で，非周期ノイズによる影響が内挿誤差よりも大きくなっている．これ以上不確かさを改善するためには，信号の S/N 比の向上によって非周期ノイズを低減する必要があると考えられる．



(a) 磁極間隔 150 µm



(b) 磁極間隔 120 µm

Fig.5-4-1 インクリメンタルトラックの信号による内挿誤差

Table 5-4-1　磁気式エンコーダの不確かさ

不確かさの要素	評価タイプ	分布	標準不確かさ
磁気式エンコーダの内挿誤差	A	正規分布	12 nm
計測ラインのずれによるアッベ誤差	B	一様分布	0.12 nm
光学式エンコーダのリニアリティ	B	一様分布	0.53 nm
非周期ノイズ	A	正規分布	15 nm
合成			19 nm

5-5　結言

本章では，高精度磁気式アブソリュートエンコーダに対応した新たな絶対位置の検出方式の開発と検証を行った．磁極の配置方式は PM 方式を採用し，アブソリュートトラックとインクリメンタルトラックの磁極の間隔は NRZ 方式と同様にすることで，磁気信号の減衰および干渉の問題解決を図った磁極配列，およびその復号方式を開発した．磁極間隔，センサギャップに関して磁気信号の検証を行い，磁極間隔を 120 μm，センサギャップを 150 μm と設定した場合，NRZ，PM 方式では絶対位置を検出できないが，拡張 PM 方式では絶対位置の検出が可能になることを示した．開発した拡張 PM 方式において磁極間隔に関する内挿誤差の検証を行い，磁極間隔を 150 μm から 120 μm にすることにより，内挿誤差の平均が 79 %まで低下したことを確認した．

第 6 章　結論

第 1 章では，エンコーダの役割を概説し，高精度な位置計測を必要とする産業機械において信頼性を向上させるために，磁気式アブソリュートエンコーダの精度向上が必要であることを示した．そして，磁気式アブソリュートエンコーダの内挿誤差の要因を分析し，抑制，またはその影響を軽減する必要がある要因を特定した．これらの主要な要因に対して有効であると考えられる以下の 4 つのアプローチを提示し，これらによって磁気式アブソリュートエンコーダの内挿誤差を低減し，精度を向上させることを本研究の目的とした．

(1)　記録条件最適化による磁気信号の高調波の低減

(2)　磁気記録媒体の記録条件，材料の変更による磁場出力の向上と S/N 比改善

(3)　トラック間干渉による磁気信号の DC オフセットの低減

(4)　絶対位置検出方式の開発によるアブソリュート信号の品質改善と磁極間隔および信号波長短縮

第 2 章では磁気記録媒体の磁化，磁気センサに印加される磁場，および磁気センサによる検出信号の高精度なシミュレーションを構築した．同シミュレーションについて，シミュレーション結果と理論値および実験値との比較によって，シミュレーションの手法が妥当であることを確認した．シミュレーションによって得られた磁気記録媒体表面の垂直方向の磁化のリップルが小さくなるように記録電流パルスの幅を最適化することにより，第 3 次高調波含有率を低減できることを示した．得られた記録条件で試作した磁気式エンコーダの信号出力と誤差を測定し，第 3 次高調波含有率を低減されて，試作した磁気式エンコーダの内挿誤差が 4.95 μm から 2.04 μm に低減していることを確認した．以上より，磁気式エンコーダの高精度なシミュレーションを用いて，高調波ひずみの再現と低減が可能であることを確認した．

第 3 章では，第 2 章で構築したシミュレーション方法を応用して，磁気特性の異なる 2 種類の磁気記録媒体の磁場出力を算出した．シミュレーションと実験で得られた磁場出力を比較し，シミュレーションによって，磁場出力が予測可能であることを示した．より大きな磁場出力が期待される材料である異方性 SmFeN ボンド磁石の磁気記録媒体にシミュレーションを適用し，磁化分布の解析からヘッドギャップを最適化することで，従来用いられてきた塗布型記録媒体より 96 %大きい磁場出力が得られる可能性を示した．この磁場出力の向上は磁気式エンコーダが検出する信号の S/N 比の向上に寄与する．

第 4 章では，シミュレーションを 3 次元に拡張し，磁気式エンコーダのトラック間干渉の大きさを算出した．シミュレーションと実験で得られたトラック間干渉を比較し，シミュレーションによって，トラック間のオフセット位置とセンサギャップによるトラック間干渉の大きさの変化が予測可能であることを示した．また，磁気シールドを導入したシミュレーションにより，磁気シールドの効果による磁束密度分布の変化を計算し，磁気シールドによって，トラック間干渉の大きさが 10 %以下になる可能性を示した．

第 5 章では，磁気式アブソリュートエンコーダのスケールに記録される磁極間隔を短縮し，内挿誤差を低減するために，絶対位置の検出方式（拡張 PM 方式）を開発した．拡張 PM 方式では，磁極の配置方式は PM 方式を採用し，アブソリュートトラックとインクリメンタルトラックの磁極の間隔は NRZ 方式と同様にすることで，磁気信号の減衰および干渉の問題解決を図った．磁極間隔，センサギャップに関して磁気信号の検証を行い，磁極間隔を 120 µm，センサギャップを 150 µm と設定した場合，NRZ，PM 方式では絶対位置を検出できないが，開発した拡張 PM 方式では絶対位置の検出が可能になることを示した．拡張 PM において磁極間隔に関する内挿誤差の検証を行い，磁極間隔を 150 µm から 120 µm にすることにより，内挿誤差の平均が 79 %に低下したことを確認した．

以上のように，4 つのアプローチによる誤差要因の抑制と影響の軽減が，磁気式アブソリュートエンコーダの内挿誤差を低減させることを示した．第 5 章の結果から，磁極間隔を 120 µm の磁気式アブソリュートエンコーダで最大 0.075 µm となっており，1-4-1 項で示した磁気式アブソリュートエンコーダに要求される内挿誤差である 0.1 µm の達成が可能であると見込まれる．この場合磁極間隔の短縮によって見込まれる 20 %の S/N 比の低下とそれによる内挿誤差の悪化は，第 3 章のシミュレーションで予測された，希土類系磁性材料によるおよそ 2 倍の磁場出力向上によって影響を相殺することができる．磁気式アブソリュートエンコーダの誤差要因である，トラック間干渉による磁気信号の DC オフセットは，第 4 章で開発したシミュレーション手法によって効率的に改善を図ることができる．また，第 2 章で述べた磁気信号の高調波ひずみの低減によって，磁気センサを検出方向に複数配置することによる平均化を用いずに，より低コストに高精度な磁気式エンコーダを実現できる可能性を示した．

本研究の成果による磁気式アブソリュートエンコーダの精度向上は，工作機械，ロボット，搬送装置などの磁気式アブソリュートエンコーダが適用される高精度な産業機械の信頼性向上に貢献する．そして，水，油，塵などが介在する悪環境下でも産業機械が高精度を発揮できるようになることが期待される．具体的な一例として，従来光学式アブソリュートエンコーダで行われていたワーク表面の高精度な加工の制御を磁気式アブソリュートエンコーダで置き換えることができるようになる．これによって，例えば仕上げ加工を行う工作機械の信頼性を向上し，クリーンな環境を保つためのメンテナンスコストを低減することができると考えられる．本研究で開発した磁気式エンコーダのシミュレーション手法によって，本論文で取り扱った磁気式エンコーダの構成や，磁性材料と磁気記録の条件の範疇に留まらず，広く磁気式エンコーダの性能予測と改善が可能になると考えられる．

謝辞

本研究は，著者が慶應義塾大学大学院理工学研究科総合デザイン工学専攻に在学中，同研究科の青山英樹教授のご指導のもとで行われたものです．在学中青山教授より賜ったご指導とご鞭撻に厚く御礼申し上げます．またカリフォルニア大学バークレイ校，デービス校の山崎和雄教授には，国際共同指導者として本研究遂行の詳細にわたりご助言を賜り，心から厚く御礼申し上げます．

ご多忙の中の貴重な時間を割かれて本論文をご査読いただき，有益なご助言とご指導を数多く賜わりました，慶應義塾大学大学院理工学研究科　柿沼康弘教授，竹村研治郎教授，閻紀旺教授に厚く御礼申し上げます．

本研究を遂行するにあたり，多大なご支援を頂きました株式会社マグネスケール　藤森徹シニアエグゼクティブフェロー，大野治社長に厚く御礼申し上げます．

本研究を遂行するにあたり，細部にわたり助言とご支援を頂きました，株式会社マグネスケール　田宮常務取締役，丸山部長以下，多くの皆様に感謝の意を表します．

参考文献

[1] 経済産業省，製造基盤白書，pp. 82-128，(2018).

[2] 大関衝和，萩原元徳，堀久嘉，栗山豊，増田裕樹，“レーザ干渉計の二相正弦波信号による内挿位置の不確かさ低減手法に関する研究”，精密工学会誌，Vol. 69，No. 9，pp. 1296-1300，(2003).

[3] 茨木創一，長井優，堀久嘉，木村佳寛，西川静雄，“レーザ変位計を用いた機上測定による 5 軸工作機械の旋回軸の誤差運動の評価”，精密工学会 2013 年秋季大会学術講演会講演論文集，pp. 101-102，(2013).

[4] 大前学，“自動車の自動運転における LiDAR の活用”，計測と制御，Vol. 59，No. 5，pp. 311-315，(2003).

[5] 中瀬幸典，横嶋哲，中山昭彦，藤田一郎，“超音波変位計およびレーザー変位計による開水路乱流の水面変動計測”, 日本流体力学会年会 2000 講演論文集, pp. 243-244, (2000).

[6] 松村憲明, 溝口正信, 町田博, 中原崇文, “渦電流式変位センサの温度ドリフト低減法”, 電学論 A，Vol. 126，No. 3，pp. 169-177，(2006).

[7] Matsuzoe, Y., Tsuji, N., Nakayama, T., Fujita, K. and Yoshizawa, T., “High-performance absolute rotary encoder using multitrack and M-code”, Opt. Eng., Vol. 42, No. 1, pp. 124-131, (2003).

[8] 松永輝雄，“高精密測定用光学式エンコーダ”，精密機械：精機学会誌，Vol. 51，No. 4, pp. 722-729，(1985).

[9] 谷口佳代子, 山本英生, “ホログラムスケールとその応用”, 光技術コンタクト, Vol. 30, No.6，pp. 311-318，(1992).

[10] Wang, H., Wang, J., Chen, B., Xiao, P., Chen, X., Cai, N. and Ling, W. B., “Absolute optical imaging position encoder”, Measurement, Vol. 67, pp. 42-50, (2015).

[11] 上田修，“半導体発光デバイスの劣化解析と劣化抑制”，電子情報通信学会 基礎・境界ソサイエティ Fundamentals Review，Vol. 6，No. 4，pp. 294-304，(2013).

[12] Slatter, R., Holland, L. and Abele, E., “Magnetoresistive sensors for the condition monitoring of high-frequency spindles”, Procedia CIRP, Vol. 46, pp. 177-180, (2016).

[13] 森洋篤，小野林季，夜久亨，“電磁誘導式および光電式アブソリュートエンコーダの最新技術”，精密工学会誌，Vol. 82，No. 9，pp. 783-787，(2016).

[14] 木村文陽，権藤雅彦，山本晃生，樋口俊郎，“静電容量式フィルムエンコーダにおける最適電極ピッチの検証”，精密工学会 2009 年春季大会学術講演会講演論文集，pp. 959-960，(2009).

[15] 桐山哲郎, 下村俊隆, I. Andermo, 山口庸夫, “アブソリュートリニアエンコーダの開発”, 精密工学会誌，Vol. 61，No. 10，pp. 1405-1408，(1995).

[16] 竹内芳美, “多軸・複合・高機能・超精密加工機の最新の動向について”, 精密工学会誌,

Vol. 78，No. 9，pp. 735-739，(2012).
[17] Kurita, T., Kasashima, N. and Matsumoto, M., "Development of a vision-based high precision position and orientation measurement system to facilitate automation of workpiece installation in machine tools", CIRP J. Manuf. Sci. Technol., Vol. 38, pp. 509-517, (2022).
[18] 坂上征司，桐山哲郎，荻原元徳，"長さ：リニアエンコーダの高分解能化技術"，計測と制御，Vol. 44，No. 10，pp. 662-667，(2005).
[19] 坂上征司，寺口幹也，富谷雅樹，"リニアエンコーダにおける高性能化技術"，精密工学会誌，Vol. 61，No.3，pp. 355-358，(1995).
[20] 藤澤正司，"高速応答可能な高分解能技術を応用したリニアエンコーダ"，電学論 D，Vol. 121，No. 8，pp. 887-893，(2001).
[21] RLS，URL: https://www.rls.si/jp/fileuploader/download/download/?d=1&file=custom%2Fupload%2FHLD02_03_datasheet_jp.pdf,（参照日　2023 年 1 月 30 日）.
[22] HEIDENHEIN, URL: https://www.heidenhain.co.jp/fileadmin/pdb/media/img/1371806-J0.pdf,（参照日　2023 年 1 月 30 日）.
[23] HEIDENHEIN, URL: https://www.heidenhain.co.jp/fileadmin/pdb/media/img/1081199-J0.pdf,（参照日　2023 年 1 月 30 日）.
[24] 久野誠一，"磁気記録用メタル粉の開発と事業化"，素材と資源，Vol. 111，No. 12，pp.813-819，(1995).
[25] 逢坂哲彌，山崎陽太郎，"電気化学の現状と未来―磁気記録材料の最近の動向"，電気化学および工業物理化学，Vol. 61，No. 1，pp.48-49，(1993).
[26] 石嶋洋一，佐藤正義，"冷間加工容易な永久磁石"，日立評論，pp.148-151，(1965).
[27] 毛利佳年雄，"磁気センサ理工学（増補）"，コロナ社，pp.31-57，(2016).
[28] AKM，https://www.akm.com/content/dam/documents/products/magnetic-sensor/hall-element/in-sb-ultra-high-sensitivity/hw101a/hw101a-ja-datasheet.pdf,（参照日　2023 年 1 月 30 日）.
[29] 宮崎照宣，土浦宏紀，"スピントロニクスの基礎"，森北出版，pp. 124-172，(2013).
[30] Kikuchi, Y., Nakamura, F., Wakiwaka, H. and Yamada, H., "Consideration of magnetization and detection on magnetic rotary encoder using finite element method", IEEE Trans. Magn., Vol. 33, No. 2, pp. 2159-2162, (1997).
[31] Ausserlechner, U., "Closed Analytical Formulae for Multi-Pole Magnetic Rings", Prog. Electromagn. Res. B, Vol. 38, pp. 71-105, (2012).
[32] Tagawa, I. and Nakamura, Y., "Magnetic recording simulation and its applications", J. Magn. Magn. Mater., Vol. 134, No. 2-3, pp. 382-389, (1994).
[33] 金井靖，吉田和悦，Greaves Simon J.，高岸雅幸，赤城文子，"マイクロマグネティクスの磁気記録への応用　III：記録ヘッドへの適用(1)"，まぐね，Vol. 4，No. 10，pp. 484-492，(2009).
[34] 森直也，正木耕一，田代晋久，脇若弘之：バーニアパターン小型角度センサの提案，日

本 AEM 学会誌，**28**，4 (2020) 46.

[35] 山下慎次，加来久幸，池田満昭，“薄型アブソリュート磁気エンコーダの試作”，日本応用磁気学会誌，Vol. 13，No. 2，pp. 443-448，(1989).

[36] 大野康，松本豪，今井基勝，山崎雄二，“１トラックアブソリュートエンコーダ”，精密工学会誌，Vol. 57，No. 8，pp. 1369-1374，(1991).

[37] 菊池良巳，中村文彦，脇若弘之，山本行雄，山田一，“磁気式エンコーダの出力電圧波形におけるひずみの要因”，日本応用磁気学会誌，Vol. 20，No. 2，pp. 609-612，(1996).

[38] 宮下邦夫，高橋正，川又昭一，“正弦波出力の磁気エンコーダの検討”，電学論 D，Vol. 107，No. 6，pp. 751-755，(1987).

[39] Emura, T. and Wang, L., “A High-Resolution Interpolator for Incremental Encoders Based on the Quadrature PLL Method”, IEEE Trans. Ind. Electron., Vol. 41, No. 1, pp. 84-90, (2000).

[40] Tran, N. -C. T., Nguyen, H. X., Park, J. W. and Jeon, J. W., “Improving the accuracy of an absolute magnetic encoder by using harmonic rejection and a dual-phase-locked loop”, IEEE Trans. Ind. Electron., Vol. 66, No. 7, pp. 5476-5486, (2019).

[41] 眞砂卓史，笠原健司，西村和浩，柴﨑一郎，“ホール素子による微小磁場計測の検討とノイズスペクトル測定”，電学論 E，Vol. 138，No. 3，pp. 117-122，(2018).

[42] 小林和雄，秋元秀行 “TMR 膜とヘッド技術”，富士通技報，Vol. 58，No. 1，pp. 69-78，(2007).

[43] 中村慶久，“垂直磁気記録の最新技術”，シーエムシー出版，p .239，(2013).

[44] 藤田貴士，石田誠也，張波，馬渡俊文，“磁気ヘッド浮上挙動のその場観察に関する研究”，2012 年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集，pp. 493-494，(2012).

[45] 中村慶久，田河育也，岩崎俊一，“計算機シミュレーションのための垂直磁気記録媒体磁化モデル”，日本応用磁気学会誌，Vol. 11，No. 2，pp. 119-124，(1987).

[46] 中田高義，高橋則雄，“電気工学の有限要素法”，森北出版，pp. 1-282，(1982).

[47] Meijerink, A. J. and van der Vorst, A. H., “An iterative solution method for linear systems of which the coefficient matrix is a symmetric M-matrix”, Math. Comput., Vol. 31, No. 137, pp. 148-162, (1977).

[48] 国立天文台編纂，“理科年表”，丸善，pp. 491，(2000).

[49] Stoner, C. E. and Wohlfarth, P. E., “A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys”, IEEE Trans. Magn., Vol. 27, No. 4, pp. 3475-3518, (1991).

[50] 山田一, 脇若弘之, “磁気回路の反磁界係数”, 信州大学紀要, Vol. 34, pp. 105-118, (1973).

[51] 石川尚，“Sm-Fe-N 系異方性ボンド磁石”，日本 AEM 学会誌，Vol. 10，No. 3，pp. 35-40，(2002).

[52] 松本三功，伊藤彰義，森迫昭光，“磁気記録工学”，共立出版，pp.1-228，(1990).

[53] Shimizu, Y., Tagawa, I., Muraoka, H. and Nakamura, Y., “An analysis on multi-track submicron-width recording in perpendicular magnetic recording”, IEEE Trans. Magn., Vol. 31, No. 6, pp.

3096-3098, (1995).
[54] 斎藤隆文, 伏見正則, 今井徹, “多数項の原始多項式に基づく M 系列乱数の高速発生法”, 情報処理学会誌, Vol. 26, No. 1, pp. 148-152, (1985).
[55] シュヴァーベ・ミヒャエル, 日本国特許, 特許第 4468619 号, (2010).

関連論文

1. 定期刊行誌掲載論文（主論文に関連する原著論文）

(1) 村山智大，青山英樹，山崎和雄，“磁気式エンコーダの高精度化のためのシミュレーションによる磁気記録条件の最適化手法”，精密工学会誌，88 巻，11 号，pp. 842-848，(2022).

(2) 村山智大，青山英樹，山崎和雄，“磁気式アブソリュートエンコーダの高精度化”，精密工学会誌［掲載決定］.

2. 国際会議論文（査読付きの full-length papers）

(1) Murayama, C.*, Aoyama, H. and Yamazaki, K., “Detection Simulation of Magnetic Field on Magnetic Medium for Design and Manufacture of Magnetic Encoders”, Proceedings of International Symposium on Flexible Automation, (ISFA2022, Yokohama, Japan), 4 pages, (2022).

3. その他の国際会議発表

(1) Murayama, C.*, Aoyama, H. and Yamazaki, K., “Simulation of Inter-track Interference in Magnetic Signal Detection for Higher Accuracy of Magnetic Encoders”, Proceedings of the 19th International Conference on Precision Engineering, (ICPE2022, Nara, Japan), 2 pages, (2022).

(2) Murayama, C.*, Maruyama, S., Aoyama, H. and Yamazaki, K., “Quantification of Disturbance Error of Magnetic Encoder by Simulation”, Proceedings of the 18th International Conference on Precision Engineering, (ICPE2020, Kobe, Japan), 2 pages, (2020).

以上