

学位論文

将来の惑星磁気圏探査に向けた  
デジタル方式フラックスゲート磁力計の開発

平成 25 年 12 月 博士（理学）申請

総合研究大学院大学 物理科学研究科  
宇宙科学専攻

井口 恭介

# 要旨

惑星磁気圏内外のプラズマ物理現象は電磁流体スケール（十万 km オーダー）からイオンスケール（1000 km オーダー）、電子スケール（10 km オーダー）まで様々な時空間スケールを持つ。1980 年代までは衛星単機での電磁場・プラズマ観測手法がとられ、平均的な描像としての磁気圏構造が解明された。1990 年代以降、欧州の Cluster 衛星などの同時多点観測手法によって、スケール毎のプラズマ物理現象の時間発展と空間構造が解明されている。例えば Cluster 衛星によって磁気圏前面の衝撃波遷移層でリップルと呼ばれるイオンスケールの空間構造が同定された。将来計画(SCOPE 計画:cross-Scale COupling in the Plasma universE) では複数衛星を様々な距離で配置することにより、スケールの異なる現象の相互作用の解明を目指す。本研究の目的は SCOPE 計画の科学目標を達成し、衛星に搭載可能な磁力計を開発することである。

リップル構造を持つ垂直衝撃波のシミュレーション研究から局所的な電子の空間スケールで準平行衝撃波が存在することが予測され、イオンスケールのリップル構造は電子スケールのプラズマ不安定現象によって生じると考えられている。SCOPE 計画では電子の時空間スケールで磁場方向を決定し、プラズマの分布関数と電磁場から電子スケールの現象を検出することが要求される。観測的研究によればリップル中の磁場方向は  $30^\circ$  程度異なることが示されており、準平行衝撃波が形成されることが考えられる。この差異  $30^\circ$  を十分に検出するためには、磁場方向を  $30^\circ$  よりも十分に高い精度（10 分の 1 程度、精度 14 ビット相当）で決定することが必要である。

将来計画における磁力計の課題は観測要求（目標特性：精度 14 ビット、分解能 17 ビット、周波数帯域 DC-128 Hz）を達成することであるが、それだけではない。ロケットには積載制限があるので、複数衛星を同時に打ち上げる場合には搭載機器の重量や寸法が特に厳しく制限される。将来計画では磁力計の小型、軽量化が強く求められている。さらに将来の外惑星探査計画を見据えた場合では衛星の電力が限られるため、搭載機器

の省電力化も求められる。1980 年代までに開発された磁力計はアナログ磁力計と呼ばれ、回路が多数のアナログ電子部品で構成されている。1990 年代以降の先行研究では回路の大部分を 1 チップのプロセッサに置き換えたデジタル磁力計が開発され、それ以前の磁力計に比べて大幅な小型，軽量，省電力化に成功した。

デジタル磁力計の原理上，磁場測定精度と分解能は磁力計回路中のデジタル・アナログ変換器（DAC : Digital-to-Analog Converter）の精度と分解能により制限される。現在，放射線耐性が保証されかつ高精度・高分解能な宇宙用 DAC は存在しない。そのため先行研究では，将来計画の観測要求を達成し，小型，軽量，省電力なデジタル磁力計を実現できていない。デジタル磁力計の高精度・高分解能化には放射線耐性を有する高精度・高分解能な宇宙用 DAC が必要不可欠である。また，先行研究のデジタル磁力計ではプリアンプやバンドパス・フィルタ（BPF : Band-Pass Filter）回路がデジタル化されずにアナログ回路として残されている。デジタル磁力計のさらなる小型化のためには，残されたアナログ回路を小型化すべきである。

本研究ではデジタル磁力計の「高精度・高分解能化」と「さらなる小型，軽量，省電力化」のために，「高精度 DAC 開発」と「磁力計専用小型 ASIC（Application Specific Integrated Circuit）開発」による新たなデジタル磁力計を提案した。

磁力計の高精度化のために高精度 DAC としてデルタシグマ型 DAC を採用した。開発したデルタシグマ DAC は，高性能な特性を持たない汎用 FPGA（Field Programmable Gate Array）と汎用オペアンプで構成できる。市販汎用部品と同等の特性を持つ耐放射線性 FPGA とオペアンプは入手しやすい。本研究で開発したデルタシグマ DAC の長所は，汎用 FPGA とオペアンプを耐放射線性部品に置き換えることにより，高精度デルタシグマ DAC の特性を維持しつつ放射線耐性の課題を克服できる点である。

デルタシグマ DAC の分解能や精度は，DAC を構成するデルタシグマ変調器とアナログ・ローパス・フィルタ回路の特性，オーバーサンプリング比と呼ばれる設計パラメータ等によって決まる。私は，磁力計の要求特性を満足し，かつ磁力計回路に組み込む上

で最適化した高精度なデルタシグマ DAC を設計した．設計結果に基づいて製作したデルタシグマ DAC の特性を実験により評価した結果，分解能と精度はそれぞれ設計通りの 17 ビット，14 ビットであることが示された．

開発したデルタシグマ DAC をデジタル磁力計に応用するためには，デルタシグマ DAC を組み込んだデジタル磁力計（以下，DFG: Digital-type FluxGate magnetometer と呼ぶ）が安定に動作し，目標特性を満足することを検証しなければならない．私は DFG の周波数特性シミュレーションによって，DFG が安定に動作するように設計し，設計通りの周波数特性が実験によって得られたことを示した．さらに，開発した磁力計の分解能は，デルタシグマ DAC の設計値 17 ビットと矛盾しない結果が得られたことから，DFG の設計手法の妥当性が示された．

本研究では DFG を科学観測ロケット S-310-40 号機に搭載する機会を得ることができたので，宇宙での実証試験を行った．観測ロケット実験における DFG の役割は，ロケットのスピン周波数を求めること及び地磁気姿勢角（ロケットのスピン軸と磁場のなす角）を求めることである．DFG は，ロケットの打上げからテレメータがロックオフするまでの全期間にわたりデータを取得でき，ロケットのスピン周波数を正確に導出することに成功した．一方，地上較正試験で得られた感度とフライトデータを用いて較正した感度から地磁気姿勢角を  $5^{\circ}$  以内の精度で求めることができたが，ロケット実験で要求される  $2^{\circ}$  の精度を下回る結果となった．要求精度を下回った原因として，DFG を構成する電子部品の温度特性により DFG の感度が変化し，地上較正試験とは異なる感度に変化したことが考えられる．

デジタル磁力計のさらなる小型化のために，ディスクリート部品のオペアンプで構成されたアナログ・プリアンプ回路とバンドパス・フィルタ BPF 回路を 1 チップの ASIC に収める技術を採用した．私が設計した回路は，従来のプリアンプと BPF 回路を 1/6 程度に縮小できる回路であり，デジタル磁力計のさらなる小型化を可能にする．実験により評価した ASIC の特性は設計に矛盾しない特性であり，デジタル磁力計に ASIC



を応用できる．

本論文で提案したデジタル磁力計によって，SCOPE 計画の科学目標を達成し，衛星に搭載できる可能性を十分に示せた．

## 要旨

## 目次

1	序論.....	1
1.1	磁場観測の歴史.....	1
1.1.1	飛翔体による磁場観測の歴史.....	1
1.1.2	将来の磁気圏探査ミッション.....	3
1.2	フラックスゲート磁力計.....	11
1.2.1	測定原理.....	11
1.2.2	先行研究におけるフラックスゲート磁力計の仕様と性能，課題.....	15
1.2.3	フラックスゲート磁力計の将来像.....	24
1.3	本研究の目標.....	25
2	デルタシグマ DAC を用いたデジタル方式フラックスゲート磁力計の開発.....	29
2.1	概要.....	29
2.2	デルタシグマ DAC.....	30
2.2.1	動作原理.....	30
2.2.2	パラメータの決定.....	43
2.2.3	回路構成.....	55
2.2.4	デルタシグマ DAC の特性評価実験.....	57
2.3	デルタシグマ DAC を組み込んだフラックスゲート磁力計の試作.....	68
2.3.1	デジタル磁力計の周波数特性設計.....	68
2.3.2	シミュレーションによるデジタル磁力計の周波数特性評価.....	69
2.3.3	周波数特性評価実験.....	72
2.4	ロケット搭載実証用フラックスゲート磁力計.....	75
2.4.1	ロケット搭載実証用フラックスゲート磁力計の構成と目標性能.....	75
2.4.2	シミュレーションによる特性評価.....	77
2.4.3	特性評価実験.....	78
2.5	特性評価，発見された課題に関する議論.....	93
3	ロケットの姿勢解析.....	96
3.1	S-310-40 号機の実験概要.....	96

3.2	フライトデータの解析.....	98
3.2.1	解析手法.....	98
3.2.2	解析結果.....	104
3.3	解析結果で発見された課題に関する議論.....	117
4	プリアンプとバンドパス・フィルタの ASIC 化.....	118
4.1	プリアンプとバンドパス・フィルタの小型化.....	118
4.2	シミュレーションによる回路特性の評価.....	122
4.3	チップの製造および試験基板の製作.....	127
4.4	特性評価実験.....	130
4.5	特性評価で発見された課題に関する議論.....	135
5	結論.....	136
	謝辞.....	141
Appendix A	姿勢解析で使用した計算式の導出.....	143
A.1	座標変換.....	143
A.2	座標変換角 $\alpha$ と $\beta$ の導出.....	147
A.3	スピン軸方向の磁場オフセット Cz の導出方法.....	154
A.4	地磁気姿勢角の導出.....	156
	参考文献.....	158



## 1 序論

### 1.1 磁場観測の歴史

#### 1.1.1 飛翔体による磁場観測の歴史

地球は棒磁石のように固有の磁場を持っており、地球近傍（数  $R_E$ ,  $R_E$  : 地球半径）の磁場は地球中心にモーメントがある双極子磁場にほぼ一致する。一方、太陽から噴出したプラズマ（太陽風）とそのプラズマに凍結された惑星間空間磁場 IMF (Interplanetary magnetic field) は太陽系の中を放射状に広がっている。地球周辺では地球起源の磁場が太陽風プラズマをさえぎり、地球近傍への侵入を防いでいる。地球起源の磁場が及ぶ範囲は地球磁気圏と呼ばれている。地磁気と惑星間空間のプラズマや電磁場が相互作用し、磁気圏内部では様々なプラズマの物理現象が観測されている。図 1.1 は地球磁気圏の磁場構造と電流構造の描像を示している [Kivelson and Russell, 1995]。磁気圏前面は約  $10 R_E$  程度に広がり、境界面では磁気圏境界面電流が流れている。また、地球から境界面までの距離は太陽風の動圧に依存して大きくなったり、小さくなったりする。地球近傍では  $1 \text{ eV}$  程度の冷たいプラズマは電場ドリフトによって東向きに運動する。一方、熱いプラズマは磁場勾配ドリフトによってイオンは西向き、電子は東向きに運動し、リングカレントと呼ばれる電流が流れている。磁気圏尾部では太陽風によって磁場が夜側に長く引き伸ばされている。尾部赤道域ではプラズマシートと呼ばれる領域が存在し、密度  $0.1$  から  $1 \text{ 個/cm}^3$ 、エネルギー  $10 \text{ keV}$  から  $100 \text{ keV}$  のプラズマが溜まっている。尾部の磁場構造を維持するためにプラズマシート中を dusk 向きの磁気圏中性面電流が流れ、尾部境界面を尾部電流が流れている。これらの構造は電磁場と荷電粒子の相互作用によって形成される。

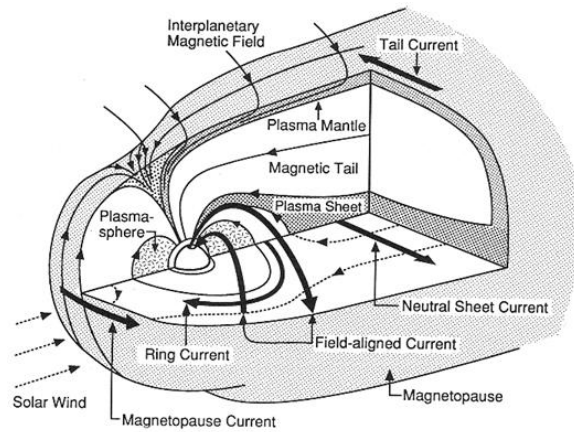


図 1.1 磁気圏の磁場構造と電流構造[Kivelson and Russell, 1995].

図 1.1 で示した地球磁気圏は、衛星搭載用磁力計の初期の探査によって発見されたものである。フラックスゲート磁力計が世界で初めて搭載された人工衛星は、1958 年に旧ソ連によって打ち上げられたスプートニク 3 号機である。1950 年代から 60 年代にかけて地球周回衛星による磁気圏観測が旧ソ連と米国によって行われた。この時代に打ち上げられた衛星には、Electron 計画や COSMOS 計画の衛星、米国の Explorer 計画や OGO 計画の衛星等があげられる[Ness, 1970]. その後も IMF とそのセクター構造、太陽風と磁気圏の相互作用によって形成されるバウショックなど、地球磁気圏近傍におけるプラズマ環境についての多くの発見がなされた[Snare, 1998; Acuna, 2002].

1970 年代には「Mariner 10」、「Voyager 1」、「Voyager 2」など、地球以外の太陽系惑星探査機にもフラックスゲート磁力計が搭載された[Ness et al., 1974; Behannon et al., 1977]. Mariner 10 の水星フライバイでは水星の双極子化した固有磁場が発見 (Ness et al., [1974]) され、Voyager では木星の双極子磁場観測が行われた。1980 年代以降の惑星探査において Mars Global Surveyor は火星の磁気赤道上の双極子磁場の大きさが 5 nT 程度となることを決定し、400 nT 程度の局所磁場を持つことも発見した(Acuna et al., [1998]). また、Galileo 衛星によってガニメデの固有磁場発見 (Kivelson et al., [1992]) がなされ、その他にも Cassini により土星磁気圏の探査が行われている[Dougherty et al., 2004]. 表 1.1 は惑

星磁気圏探査により明らかになった太陽系内での磁場強度である。惑星の固有磁場の双極子および高次のモーメントの大きさと向きが特定されると、惑星内部の構造や歴史等がわかり、太陽系の形成を解明することにもつながる。

1980年代までは1機の衛星による磁場観測が主流であった。衛星単機による磁場観測では、磁場の時間変化をとらえたのか、空間構造をとらえたのかを分離することが難しい。1990年代以降には複数衛星による同時多点観測計画が立案され、実行されている。同時多点観測ではプラズマと電磁場の時間変化・空間構造を切り分けることができる。このような計画の例として、欧州宇宙機関の Cluster 衛星[Escoubet et al., 1997]や米国航空宇宙局の THEMIS 衛星[Burch and Angelopoulos, 2008], MMS 衛星（2014年打上予定）などがある。

表 1.1 太陽系内のさまざまな場所での磁場強度

場所	磁場強度
水星(赤道域)	300 nT
金星	固有磁場無
地球(極域)	60000 nT
火星	~400 nTの局所磁場
木星(極域)	1400000 nT
水星近傍でのIMF (0.39 AU)	20~50 nT
地球近傍でのIMF (1 AU)	2~5 nT
木星近傍でのIMF (5.2 AU)	1 nT

### 1.1.2 将来の磁気圏探査ミッション

日本では、1962年以降の科学観測ロケットのほぼすべてにフラックスゲート磁力計が搭載され、電離層の磁場観測がなされてきた[遠山, 1988]。1985年には日本初の人工衛星「さきがけ」にフラックスゲート磁力計が搭載された[湯元ら, 1986]。その後、科学観測衛星「あけぼの」や「GEOTAIL」, 「のぞみ」, 「かぐや」等にもフラックスゲート磁力計が搭載された[Fukunishi et al., 1990; Kokubun et al., 1994; PLANET-B Prelaunch Report, 1998; Takahashi et al., 2009]。現在進行中の「BepiColombo」や「ERG」にもフラ

ックスゲート磁力計が搭載されている[Baumjohann et al., 2010; 小型衛星計画 ERG 提案書, 2008].

日本主導の将来計画として地球磁気圏の同時多点観測を行う SCOPE 計画が立案されている. SCOPE 計画は 5 機の衛星による地球磁気圏の同時多点・マルチスケール観測計画である[Fujimoto et al., 2009]. 同時多点観測は磁気圏の現象を同時に異なる場所で観測することで現象の時間変化と空間変化を切り分ける手法である. 前項で述べたように米国の THEMIS 衛星や欧州の Cluster 衛星による同時多点観測では, 電磁流体スケール (十万 km オーダー) 及びイオンのスケール (1000 km オーダー) での同時多点観測が行われてきた. 一方, 米国航空宇宙局の MMS 衛星では電子のスケール (10 km オーダー) での同時多点観測が実行される. SCOPE 計画では電磁流体スケールから電子スケールすべてをカバーする同時多点・マルチスケール観測を行い, 宇宙プラズマの物理解明に迫る. SCOPE 衛星は特にスケール間結合が重要となる衝撃波, 乱流, リコネクション領域を探索する.

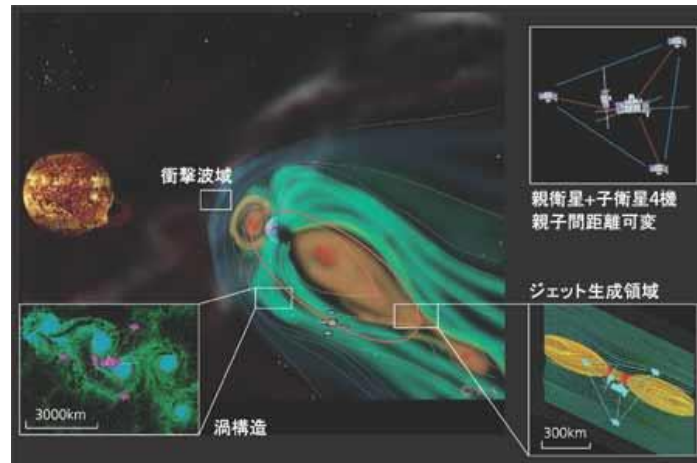


図 1.2 SCOPE 計画での観測の様子[SCOPE 計画提案書, 2008].

ここではまず SCOPE 計画における衝撃波領域での科学目標の 1 つについて述べて, 次に科学目標を達成するために磁力計に要求される磁場測定精度を示す. 1980 年代に



は ISEE 衛星や AMPTE 衛星などの活躍によって衝撃波遷移層の基本構造 (foot, ramp, overshoot) が明らかになった [Kivelson and Russell, 1995]. 観測によって衝撃波面のエネルギー散逸はジュール散逸だけでは担えず, 上流のイオンを一部反射・加速させることでプラズマ不安定性を引き起こし, 他の散逸をもたらすことが予想された. 衝撃波における課題は, 衝撃波遷移層でのエネルギー散逸機構を解明することである. 散逸を担うプラズマ不安定性は数多く指摘されている. 2000 年代には時間と空間を分離する Cluster 衛星の観測によって, プラズマ不安定で誘発される衝撃波遷移層の非定常な現象を検出できるようになった. しかし, イオンスケールの非定常な現象と電子スケールのプラズマ不安定のマルチスケール観測は実現されていない.

衝撃波の非定常性の例として, 衝撃波遷移層の「リップル」と呼ばれる空間構造についてシミュレーションと観測例を示す. リップルは衝撃波面に沿う方向の空間構造の変化であり (Lowe and Burgess, 2003; Moullard et al., 2006; Burgess, 2006), イオン慣性長の数倍からイオンジャイロ半径程度の空間構造を持つことが数値シミュレーション研究から予想されている. 図 1.3 は, Ofman et al.(2013)によって示されたリップルの構造である. 図 1.3(a)はリップルが現れていない場合の計算結果である. 上段のコンターは衝撃波遷移層付近の磁場強度を表しており, 縦軸と横軸はイオン慣性長で規格化されている. 左側が衝撃波の上流であり, ramp の位置は  $x=103$  付近である. このとき, アルフヴェン・マッハ数  $M_A$  は 3.4 で, 磁気圧に対するイオンと電子のプラズマ圧の比プラズマ・ベータ  $\beta_i$  と  $\beta_e$  はともに 0.4 である. 中段は様々な  $z$  における磁場強度を, 下段は磁場の  $x$  成分  $B_x$  を示している.  $z$  軸方向には磁場変化がみられないため,  $z$  軸方向には空間構造がないことがわかる. 図 1.3(b)はリップルが現れている例である. (b)は(a)に比べて  $M_A$  が 4.7 と高いときの磁場データで, 各段の図の見方は(a)と同様である. この衝撃波の ramp の位置は  $x=98$  付近であり, 上段のコンターから ramp ( $x=98$ ) における磁場強度が  $z$  方向に依存していることがわかる. また, 中段と下段の磁場データから, ramp 付近の最大磁場強度が  $z$  の値によって異なることを定量的に確認できる. 図 1.3(c)は(b)

上段の一部を拡大した図である．衝撃波面が  $z$  軸方向に 5 イオン慣性長の周期的な空間構造を持っている．この空間スケールは上流の ion convective gyroradius と同程度のスケールである．矢印はその場における shock normal（衝撃波面に対して垂直なベクトル）の向きを表している．

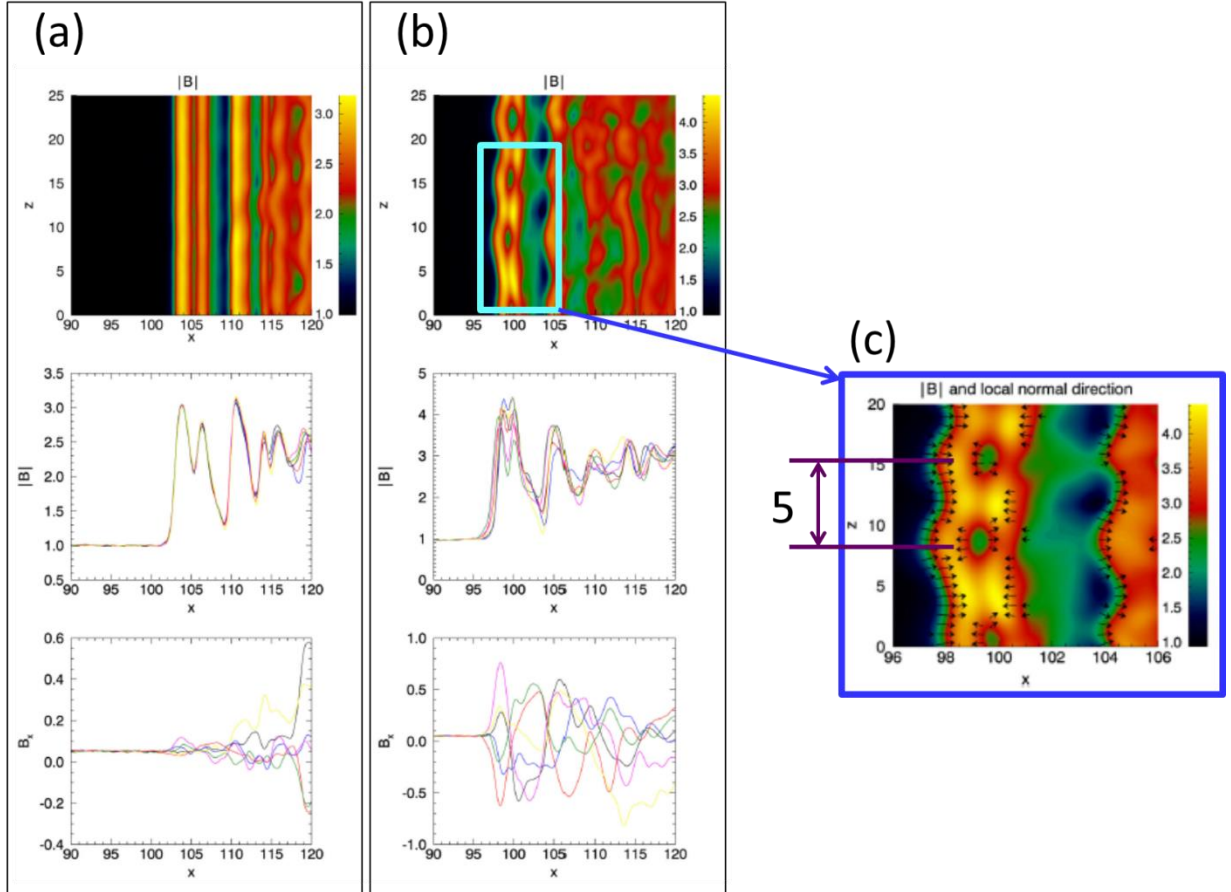


図 1.3 衝撃波に表れる非定常性（リップル）のシミュレーション[Ofman et al., 2013].  
 (a)  $M_A = 3.4$ ,  $\beta_i = \beta_e = 0.4$  のときの磁場データ．上段コンターは磁場強度を表しており，縦軸と横軸はイオン慣性長で規格化されている．中段はそれぞれ， $z = 2.6$ （黒）， $z = 4.42$ （青）， $z = 6.24$ （赤）， $z = 8.06$ （緑）， $z = 9.88$ （マゼンタ）， $z = 11.7$ （黄）における磁場強度を表している．下段は中段と同じ  $z$  に対する磁場の  $x$  成分( $B_x$ )を表している．(b)は  $M_A = 4.7$  のときの磁場データである．上・中・下段の形式は(a)と同様である．(c)は(b)上段の一部を拡大した図である．

図 1.4 はグローバルな衝撃波角  $\theta_g$  に対するローカルな衝撃波角（図 1.3(c)黒矢印）との差  $\theta_{gl}$  を計算した結果である．ramp ( $x = 98$  付近) では  $\theta_{gl}$  が最大  $40^\circ$  である．この

シミュレーションではグローバルな衝撃波角  $\theta_g$  が約  $87^\circ$  の垂直衝撃波であるが、 $\theta_{gl}$  が  $40^\circ$  異なれば  $x=98$  付近で準平行衝撃波が存在する。つまり、この衝撃波はグローバルには垂直衝撃波とみなせるが、ローカルには準平行衝撃波も存在する。重要なことは、イオンの運動によって生じた衝撃波面の変調が電子に影響を与えることである。SCOPE はマルチスケール観測を維持しつつ高精度・高時間分解能で電磁場及びプラズマ分布関数を取得するため、衝撃波におけるエネルギー散逸機構の解明が期待される。ローカルなプラズマ分布の測定のためには、一点一点の測定磁場の精度を要求よりも良くしなければならない。リップル中でのローカルな衝撃波角を算出するために、図 1.4 に示した  $40^\circ$  を検出することは当然であり、10 分の 1 程度の精度で磁場方向を決定することが求められる。統計的な解析によって散逸機構の解明を確実に行うためには、相当量のイベントが必要である。精度が高いほど磁場強度の変化が小さなイベントも検出できるので、磁力計には可能な限り高い測定精度が望まれる。

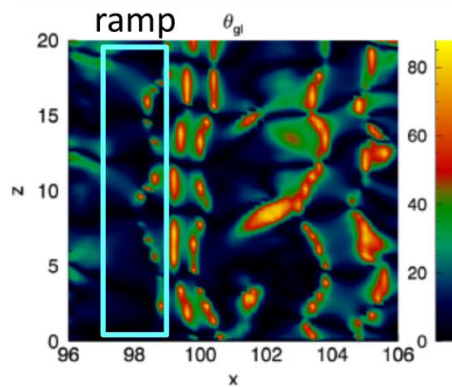


図 1.4 グローバルな衝撃波角  $\theta_g$  と衝撃波遷移層における局所的な衝撃波角  $\theta_l$  の差  $\theta_{gl}$  の分布[Ofman et al., 2013]. コンターは  $\theta_{gl}$  を表している。

Moullard et al. (2006) では、Cluster の観測データから衝撃波のオーバーシュートの振動を図 1.3(a)中段のような 1 次元的な描写で説明できないことが示され、その振動がリップルであると同定された。このとき Cluster 衛星が観測した磁場データを図 1.5 に示す。図 1.5 上段は生データで、2 段目が上段のデータにローパス・フィルタをかけて 40 秒よ

りも短周期の磁場変動を遮断したデータ (LP データ), 3 段目はバンドパス・フィルタによって 12 秒から 40 秒の間で帯域制限されたデータ (BP データ), 4 段目はハイパス・フィルタによって 12 秒よりも長周期の磁場変動を遮断したデータ (HP データ) である. Moullard et al. (2006) では, イオンのジャイロ周期程度の運動について解析するために, LP データと BP データについて議論がなされている. 図 1.5 に示した観測期間中において, Cluster 衛星は太陽風中から衝撃波遷移層に入り, 再び太陽風中に戻っている. 0 秒から約 25 秒までと約 210 秒以降では衛星は太陽風中の IMF を観測しており, それ以外の時間では衝撃波遷移層の磁場を観測している. これは背景磁場強度 (LP データ) が強くなっていることから明らかである. 衝撃波遷移層において, BP データでは約 16 秒周期で磁場が変動している. これは上流のイオンジャイロ周期 20 秒とほぼ同程度である. 背景磁場強度 (LP データ) が約 4 nT のとき, リップルに伴う空間構造で磁場は 0.5 nT 異なり, 磁場方向が約  $30^\circ$  異なる.

リップルは理論的には反射イオンや衝撃波面に沿う方向のカレントが何らかの不安定性を励起した結果であると考えられているが, その観測的な解明にはローカルな衝撃波角を把握し, その場のプラズマ分布関数の測定を行わねばならない. 過去の観測結果によって, 衝撃波遷移層では磁場角が約  $30^\circ$  異なることが十分起こりうることを示した. シミュレーション (図 1.3 と図 1.4) でも示したように, 遷移層における衝撃波角の時間変化・空間構造を十分な精度で解析するためには, 磁場方向の変化量の  $30^\circ$  を 10 分の 1 程度の精度で観測する必要がある. シミュレーションと観測結果から, 背景磁場 4 nT において分解可能な角度を最低でも  $10^\circ$ , 可能ならば  $3^\circ$  (1/10 程度) と設定した.

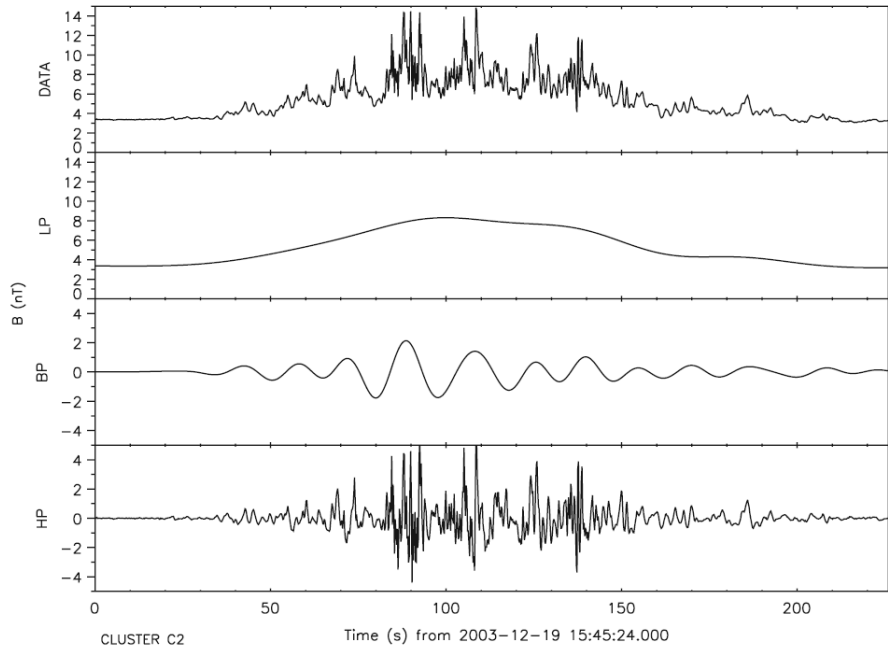


図 1.5 Cluster 衛星が観測したリップルの構造[Moullard et al., 2006]. 上段は測定磁場の生データである。2 段目の磁場データは上段のデータに 40 秒のローパス・フィルタをかけたデータ (LP データ) である。3 段目の磁場データは上段のデータに 12 秒から 40 秒のバンドパス・フィルタをかけたデータ (BP データ) である。4 段目の磁場データは上段のデータに 12 秒のハイパス・フィルタをかけたデータ (HP データ) である。

フラックスゲート磁力計は、直交する 3 成分 (X, Y, Z) の磁場強度を測定する。図 1.6 に示すように測定した 3 成分によって、磁力計に固定された座標系での磁場方向 ( $\alpha$ ,  $\beta$ ) を決定できる。真の磁場 (赤矢印) に対して、各成分が測定誤差を持つとき、測定磁場の方向は真の磁場とは異なる。このとき、 $\alpha$  と  $\beta$  のそれぞれの角度誤差  $\Delta \alpha$  と  $\Delta \beta$  は、それぞれ式(1.1)と式(1.2)のように表せる。

$$\Delta \beta = -\frac{\sin \beta \cos \alpha}{F} \Delta X - \frac{\sin \beta \sin \alpha}{F} \Delta Y + \frac{\cos \beta}{F} \Delta Z \quad (1.1)$$

$$\Delta \alpha \cos \beta = -\frac{\sin \alpha}{F} \Delta X + \frac{\cos \alpha}{F} \Delta Y \quad (1.2)$$

ここで、 $\Delta X$  と  $\Delta Y$ ,  $\Delta Z$  は各成分の測定誤差で、 $F$  は磁場強度である。 $\Delta X$  と  $\Delta Y$ ,  $\Delta Z$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $F$  が与えられれば、真の磁場に対する角度誤差  $\Delta \theta$  は式(1.3)より求められる。

$$\Delta \theta = \sqrt{(\Delta \alpha \cos \beta)^2 + (\Delta \beta)^2} \quad (1.3)$$

背景磁場が 4 nT のとき、 $\Delta \theta$  を  $10^\circ$  以下とする測定誤差の最悪値は 0.35 nT ( $2^{-11.52}$ ) である。磁場の絶対精度が 12 ビット以上であれば、磁場の方向を  $10^\circ$  以上の精度で決定できる。しかし、絶対精度 12 ビットでは、磁場方向の差異  $30^\circ$  を約 4 分割でしか評価できない。これまで述べたとおり、 $30^\circ$  の 1/10 程度の精度が好ましいため、目標絶対精度を 14 ビット ( $1/16$ , 約  $1.8^\circ$  相当) とした。

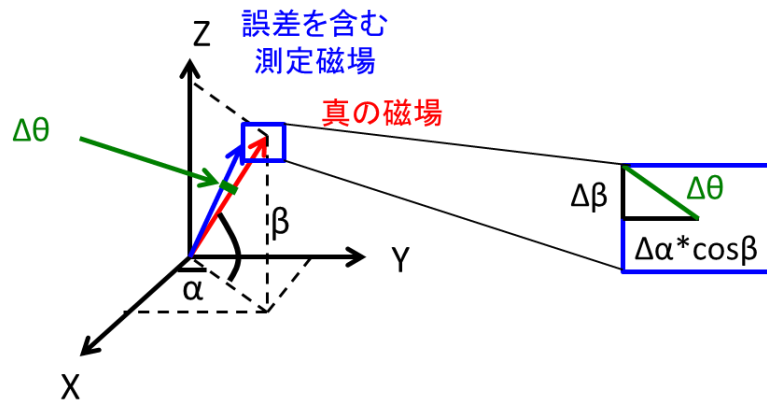


図 1.6 磁場測定誤差と磁場方向決定精度の関係。磁場 3 成分 (X, Y, Z) から磁場方向 ( $\alpha$ ,  $\beta$ ) が決まる。 $\alpha$  は X 成分と Y 成分のアークトanジェントによって求められ、 $\beta$  は XY 面の成分と Z 成分のアークトanジェントによって求められる。各成分の誤差は角度誤差成分  $\Delta\alpha$  と  $\Delta\beta$  として表せ、 $\Delta\alpha$  と  $\Delta\beta$  から角度誤差  $\Delta\theta$  が求められる。

SCOPE 衛星の親機には 2 台、子機には 1 台のフラックスゲート磁力計が搭載される。フラックスゲート磁力計は DC から 128 Hz までの低周波磁場変動を測定する。表 1.2 に SCOPE 衛星搭載フラックスゲート磁力計の目標特性を示す。SCOPE 衛星の観測領域 ( $5 R_E \sim 25 R_E$ ) で、磁力計は磁場を測定できる十分広いダイナミックレンジ ( $\pm 512$  nT) を必要とする。振幅 0.1 nT オーダーの電磁波動を検出するために、分解能は 8 pT (17 ビット) とした。弱磁場中で磁場の方向を精度よく決定するために、磁力計には高い精度が要求される。磁場の角度変化  $30^\circ$  を十分な精度で評価するために、目標精度を 14 ビット (0.0625 nT, 背景磁場が 4 nT のとき  $1.8^\circ$  相当) とした。

表 1.2 SCOPE 衛星搭載フラックスゲート磁力計の仕様

要求項目	要求値
ダイナミックレンジ	$\pm 512$ nT
分解能	8 pT, 17ビット
精度	14ビット
周波数帯域	DC-128 Hz

## 1.2 フラックスゲート磁力計

### 1.2.1 測定原理

フラックスゲート磁力計センサの磁場検出原理およびセンサをゼロ磁場検出器として利用したフィードバックによる磁場測定原理を解説する。

フラックスゲート磁力計のセンサは高透磁率を持つ金属（パーマロイ）が B-H 磁気履歴特性を持つことを利用した磁気センサである[Primdahl, 1979]。図 1.7 に示したセンサはシングルロッド型センサと呼ばれ、円柱上の磁性体（シングルロッドコア）1 本をコアとする。このパーマロイコアにソレノイド状にドライブコイルを巻く。検出コイルもソレノイド状に巻き、検出コイルの出力を増幅器などの電気回路部に接続する。センサの検出信号の発生原理を図 1.8 に示す。センサに外部磁界  $\Delta H$  が印加されない場合と印加された場合のそれぞれについて検出信号の特徴を述べる。パーマロイコアが図 1.8 ①実線に示すような直線的な B-H 特性を持つとする。外部磁界が印加されない場合では、図 1.8②点線のように交流磁界  $H$ （励磁周波数  $f_0$ ）は  $H=0$  を境に正負で対称な波形であり、コアを十分に飽和する振幅を持つ。検出コイルで検出される誘導磁場  $B$  は図 1.8③点線のような  $\pm B_s$  で飽和する波形となる。検出コイルに誘起される電圧は、図 1.8 ④のような磁束の時間変化  $dB/dt$  で、出力パルスの時間間隔が正負で対称な波形となる。一方、外部磁界  $\Delta H$  がセンサに印加された場合では、交流磁界  $H$  の中点が  $H=0$  からずれる（図 1.8②実線）ために、図 1.8③実線のように誘導磁場  $B$  が飽和する時間が正負で異なる。検出コイルの出力電圧は図 1.8④実線のように出力パルスの時間間隔が正負で非対称となり、出力波形は偶数次高調波を含む。一般には  $\Delta H$  が小さく高調波振幅に

比例するので 2 次高調波 ( $2f_0$ ) を増幅, 位相検波して外部磁界  $\Delta H$  を取り出す[遠山, 2001].

図 1.8④に示した電圧では  $2f_0$  に比べて  $f_0$  成分の振幅が大きく S/N 比が悪い. 1.1 節で述べた宇宙機に搭載されるフラックスゲート磁力計では,  $f_0$  成分を大幅に取り除くことが可能なリングコア型センサ (Primdahl, 1979) が採用されており, 本研究でもリングコア型のセンサを用いた.

このような磁場検出原理からフラックスゲート磁力計はセンサの検出コイルが巻いてある軸成分の磁場測定が可能であり, 3 方向に検出コイルを置けば, 磁場のベクトル計測が可能である.

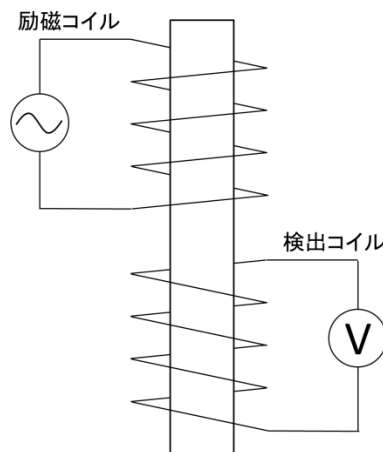


図 1.7 シングルロッド型センサ. パーマロイと呼ばれる高透磁率磁性体に, 励磁コイル (ドライブコイル) と検出コイルがソレノイド状に巻かれている.



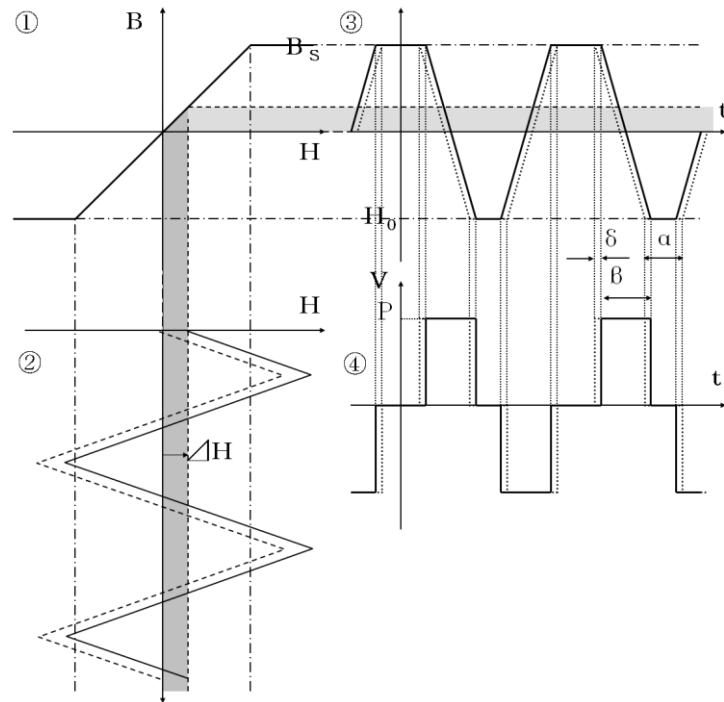


図 1.8 シングルロッド型センサの励磁による磁場検出原理[遠山, 2001]. ①はパーマロイの  $B$ - $H$  磁気履歴特性である. ②はパーマロイに印加される交流磁界  $H$  である. 磁界  $H$  は励磁コイルに流れる電流による交流磁界と外部磁界  $\Delta H$  の和で表される. 点線は外部磁界  $\Delta H=0$  のとき, 実線は  $\Delta H$  が 0 でないときの印加磁界  $H$  を表す. ③はパーマロイ内部の磁束  $B$  の時間変化 (点線:  $\Delta H=0$ , 実線:  $\Delta H \neq 0$ ) を表している. ④は磁束  $B$  の時間変化によって検出コイルで検出される電圧の時間変化 (点線:  $\Delta H=0$ , 実線:  $\Delta H \neq 0$ ) である.

フラックスゲート磁力計は前述のセンサ部と電気回路部 (センサ励磁回路及び信号処理回路) で構成されている. 図 1.9 は磁力計の信号の流れを示したブロック図である. センサは周波数  $2f_0$  で, 外部磁場に比例した振幅の信号を出力する. 検出信号はアンプで増幅され, バンドパス・フィルタ (BPF: Band-Pass Filter) で信号周波数以外の成分をカットされる. 次に, 検出された信号は位相検波回路で外部磁場に比例した直流電圧に変換される. その後, 積分されて電圧-電流変換回路で電圧に比例した電流に変換される. 変換された電流はフィードバックコイルへ流れ, センサ内部に外部磁場とは逆向きの磁場を発生させる. この磁場は負のフィードバック・ループによって外部磁場をキャンセルするように制御される. フィードバック磁場が外部磁場を正確にキャンセルするときには, フィードバック磁場は外部磁場と同じ強度で向きが反対となり, センサ内

部における検出磁場はゼロになる。したがって、キャンセル磁場を作りだすフィードバック電圧を計測すれば外部磁場を測定できる。

図 1.10 の青破線で示すように時刻  $t_1$  で外部磁場が急激に変動する場合を考える。外部磁場が変動する時刻  $t_1$  以前ではフィードバック磁場（図 1.10 の緑線）が定常な外部磁場（図 1.10 の青線）を正確にキャンセルしているため検出磁場（図 1.10 の赤線）はゼロ磁場である。しかし、外部磁場が変動した時刻  $t_1$  では、フィードバック磁場が外部磁場を正確にキャンセルできておらず、外部磁場の変動が検出される。フィードバック・ループによって検出磁場をゼロ磁場にするようにフィードバック磁場が制御されるため、フィードバック磁場は外部磁場に追従するように時間的に変化し、検出磁場は時間経過とともにゼロ磁場に戻る。フィードバック磁場が外部磁場に追い付き、再び検出磁場がゼロ磁場になる特性時間は磁力計の応答周波数に相当し、磁力計の性能を示す重要なパラメータの 1 つである。この特性時間よりも外部磁場の時間変動の方が早い場合には、精度良く外部磁場を測定できない。

フィードバック回路の電氣的なノイズもセンサへフィードバックされる。そのため、電氣的なノイズは外部磁場の変動としてセンサで検出され、信号処理回路を通して測定磁場に現れる。したがって、低ノイズのフラックスゲート磁力計を開発するためにはフィードバック回路のノイズを低減することが重要である。

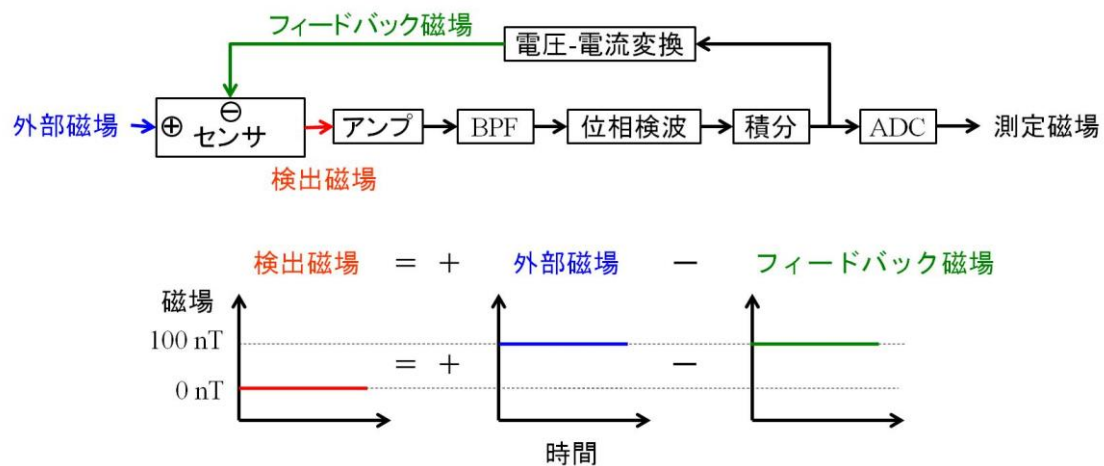


図 1.9 アナログ方式フラックスゲート磁力計の信号の流れ（上）とセンサ内部における検出磁場と外部磁場，フィードバック磁場の関係（下）．外部磁場とフィードバック磁場の差がセンサで検出され，信号処理回路を通してセンサへフィードバックされる．フィードバック磁場は検出磁場をゼロ磁場にするように制御される．そのため，フィードバック磁場を測定することは外部磁場を測定することに等しい．

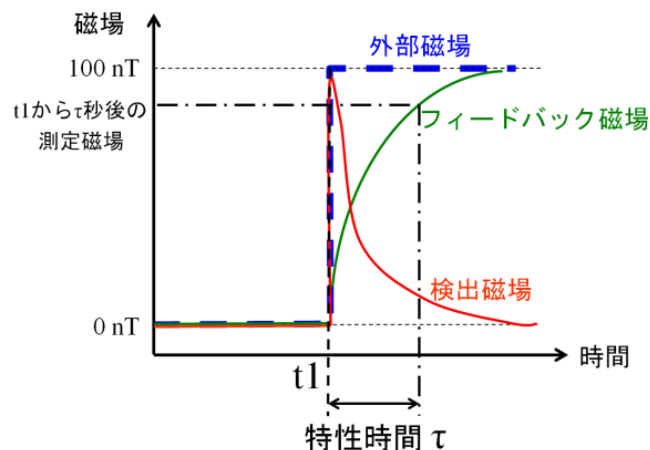


図 1.10 外部磁場が時間変化したときの検出磁場とフィードバック磁場の時間変化．時刻  $t_1$  で外部磁場が変化したとき，検出磁場をゼロ磁場にするようにフィードバック磁場が制御され，時間とともに外部磁場に近づく．

### 1.2.2 先行研究におけるフラックスゲート磁力計の仕様と性能，課題

フラックスゲート磁力計は，半導体技術の進歩とともに小型化や高精度化がなされてきた[Acuna, 2002]. 1980 年代までに開発されたフラックスゲート磁力計の電気回路部を構成するほとんどの電子部品は，アナログ・デバイスであった．1980 年代後半から 1990 年代前半にかけて，デジタル・プロセッサである FPGA (Field Programmable Gate Array)

が一般に実用化されたことを受けて、これまでアナログ回路で構成されてきたフラックスゲート磁力計の信号処理回路をプロセッサに置き換えたデジタル方式フラックスゲート磁力計が提案された[Primdahl et al., 1994; Auster et al., 1995; Piil-Henriksen et al., 1996]. 欧州では 1998 年打上げの Astrid-2 (Pedersen et al., 1999) や 2003 年打上げの ROSETTA (Glassmeier et al., 2007; Auster et al., 2007) 等の人工衛星に搭載され、現在では他にも多くの衛星に搭載され始めている.

1980 年代までの主流であったアナログ方式と 1990 年代以降に開発されたデジタル方式の基本的な構成を図 1.11 に示す. デジタル方式の信号処理回路では検出されたアナログ信号をデジタル信号に変換するアナログ・デジタル変換器 (ADC : Analog-to-Digital Converter) を BPF の後段に配置する. AD 変換されたデジタルデータはデジタル・プロセッサの FPGA に取り込まれる. 取り込まれたデータをもとに FPGA の演算処理で検出磁場を求めて, 積分を行う. 積分値をデジタル・アナログ変換器 (DAC : Digital-to-Analog Converter) に送信し, アナログ値に変換された信号 (電圧) は抵抗を通してセンサへフィードバックされる.

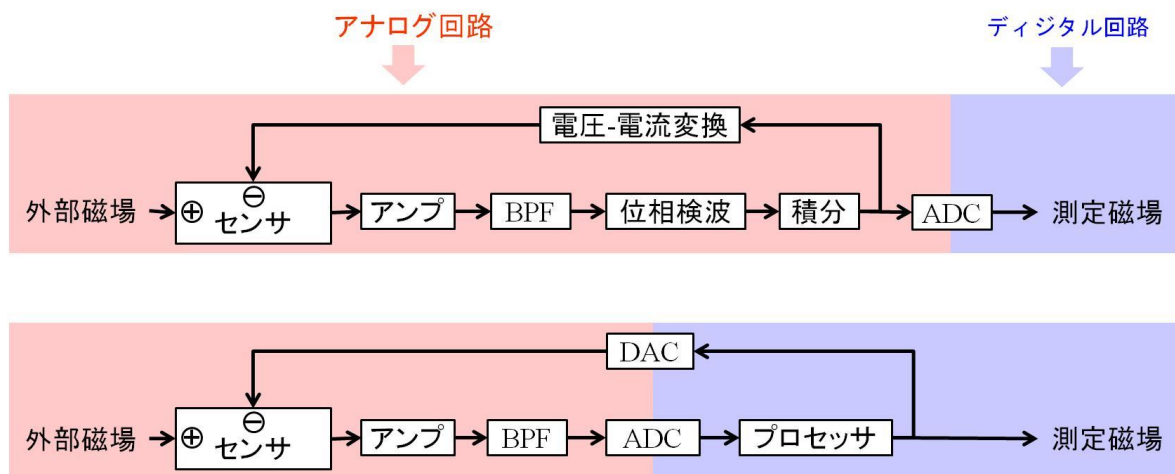


図 1.11 アナログ方式（上）とデジタル方式（下）フラックスゲート磁力計のブロック図. アナログ方式ではほぼ全ての回路がアナログ回路で構成されているのに対して, デジタル方式ではプロセッサを用いてアナログ回路をデジタル化することで小型軽量・省電力化を図る.

### デジタル方式の特徴

デジタル方式の特徴には「小型軽量・省電力化」や「経年変化、温度変化の抑制」，「部品入手のしやすさ」などがあげられる．

現在計画中の磁気圏探査衛星を開発する上で大きな課題となるのがリソース（重量や寸法，消費電力）の削減である．たとえば，SCOPE 計画では複数衛星の同時打上げのために，衛星のサイズや重量は厳しく制限される．他にも太陽から離れた外惑星における磁気圏探査では電力の確保が地球周回衛星に比べて困難である．衛星のリソースの削減はミッション機器である科学観測機器にも適用される．フラックスゲート磁力計においても，「小型軽量・省電力化」を実施しなければならない．アナログ方式は多くの抵抗やコンデンサ，アナログ・デバイスで信号処理回路が構成されている．デジタル方式は従来のアナログ回路を FPGA などのデジタル・プロセッサ 1 つに置き換えることで小型，軽量化を図ることができる．従来のアナログ方式では信号処理回路の多数のアナログ・デバイス（オペアンプやアナログ・スイッチ等）に起因する消費電力が大きい．デジタル方式ではアナログ回路の消費電力がプロセッサの消費電力に置き換わる．プロセッサでの演算手法や演算周波数を考慮した設計によって消費電力を設計でき，アナログ方式以下に抑えることが期待できる．図 1.12 はこれまでに衛星に搭載された磁力計の重量を縦軸に，電力を横軸に示した図である．●は従来のアナログ方式，▲はデジタル方式を表す．デジタル方式はアナログ方式に比べて，重量も電力も半分以下になっている．このようにデジタル化は小型軽量・省電力化を可能にする．本研究では，SCOPE 計画の目標として重量 0.5 kg，消費電力 1 W を設定した．この設定値は他のデジタル方式と遜色ない数値である．また，2 章で述べる観測ロケット搭載用デジタル方式フラックスゲート磁力計のセンサと電気回路部の重量は 0.8 kg で，消費電力は 2 W である．

アナログ方式には回路に多くの抵抗やコンデンサを使用している．一方，デジタル

方式ではこれらを大幅に削減することができ、抵抗値やコンデンサ容量の経年変化及び温度変化に伴う磁力計の特性変化を抑えることができる。

オペアンプやアナログ・スイッチ、ADC等のアナログ部品は常に新しいものになっていくため、過去に使用した部品を入手することは難しく、衛星計画毎に部品を選定し、それに合わせて回路設計を変更する必要がある。衛星開発が長期にわたる場合には、衛星開発中に選定した部品が入手困難になることも考えられる。特に耐放射線性部品は供給状況や納期の観点から入手困難になりやすい。アナログ部品を多く取り扱うことは費用や製造の面で不利である。デジタル方式ではソフトウェアをプロセッサに合わせて書き換えることにより同等の性能を実現できるので、部品の供給状況や納期に悩まされないという利点を持つ。

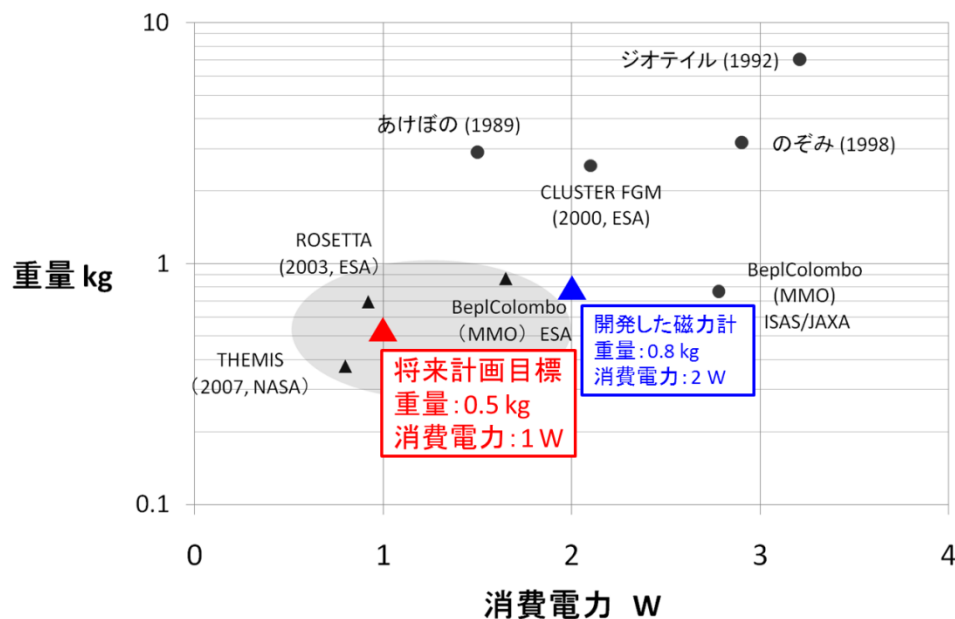


図 1.12 衛星搭載磁力計の重量と消費電力。横軸は磁力計の消費電力，縦軸は磁力計の重量を表す。●は従来のアナログ方式を表し，▲はデジタル方式を表す。フラックスゲート磁力計はそれぞれの衛星計画に合わせて開発されているため，アナログ方式とデジタル方式のリソースについて厳密な比較をすることは難しいが，デジタル方式(▲)の方が比較的リソースを抑えられていることがわかる。[Fukunishi et al., 1990; Kokubun et al., 1994; PLANET-B Prelaunch Report, 1998; Baumjohann et al., 2010; Auster et al., 2008; Balogh et al., 1997; Auster et al., 2007]

### デジタル方式の課題

従来のディスクリット部品で構成されたアナログ方式は重量や寸法が大きく、将来計画の衛星に搭載する磁力計にはデジタル化が必要不可欠である。しかし、デジタル方式にも克服しなければならない課題がある。磁力計の磁場分解能や測定精度はフィードバックの分解能や精度に強く依存する。そのためデジタル方式ではフィードバックに用いる DAC の分解能がそのまま磁力計の分解能に相当する。SCOPE 計画では要求分解能 17 ビット (8 pT) に基づき、17 ビットの DAC が必要となる。最大の課題は、耐放射線性があり、かつ磁力計に適した市販の宇宙用 DAC チップが分解能 12 ビットまでのものしか現在製造されていないという点ある[Auster et al., 2008]。この課題は SCOPE 計画に限った課題ではなく、ほぼすべての磁気圏探査計画において課題となる。以下にデジタル方式の高分解能化対策を中心に、先行研究での開発成果を述べる。本研究の目標特性と先行研究の特性を比較し、先行研究では目標特性を達成できないことを示す。

### 先行研究

米国の THEMIS 衛星に搭載されたデジタル磁力計[Auster et al., 2008]の信号処理回路を図 1.13 に示す。THEMIS 衛星に搭載された磁力計のフィードバックには 12 ビットと 6 ビットの DAC が配置されている。磁場測定範囲が  $\pm 25000$  nT なので、6 ビット DAC の量子化値は 780 nT に相当する。12 ビット DAC は 6 ビット DAC の量子化値である 780 nT を 12 ビットで量子化するので、量子化値は 0.19 nT に相当する。したがって、分解能は 18 ビット (12 ビット + 6 ビット) になる。 $-390$  nT  $\sim$   $+390$  nT の範囲では、6 ビット DAC の出力値は変化せず 12 ビット DAC の出力値だけが変わることがわかる。そのため、フィードバックの精度は 12 ビット DAC の性能だけで決まる。 $-390$  nT  $\sim$   $+390$  nT では、磁場分解能は 0.19 nT、線形性誤差は 0.0056% (約 14 ビット) である[Auster et al., 2008]。ただし、DAC のデータシート上の精度は 11 ビット (誤差:  $\pm 1$  LSB) であり、DAC の精度評価試験によって多くの同一製品から特性の良いものを選定した結

果として精度約 14 ビットが実現された。この方法の問題点は以下の 2 つである。

- DAC のデータシート上では 11 ビット以上の精度が保証されていないため、試験によって精度 14 ビットを達成する DAC を選定しているが、必ず精度 14 ビットを満たす DAC があるとは限らない。
- 放射線耐性のある DAC デバイスの供給状況に応じて、使用できる DAC が制限される。

本研究で開発する磁力計の目標分解能は 17 ビットで、目標精度は 14 ビットである。この先行研究で使用された DAC の分解能は 12 ビットで精度が 14 ビットである。そのため、既存の宇宙用 12 ビット DAC では本研究の目標特性を達成できない。

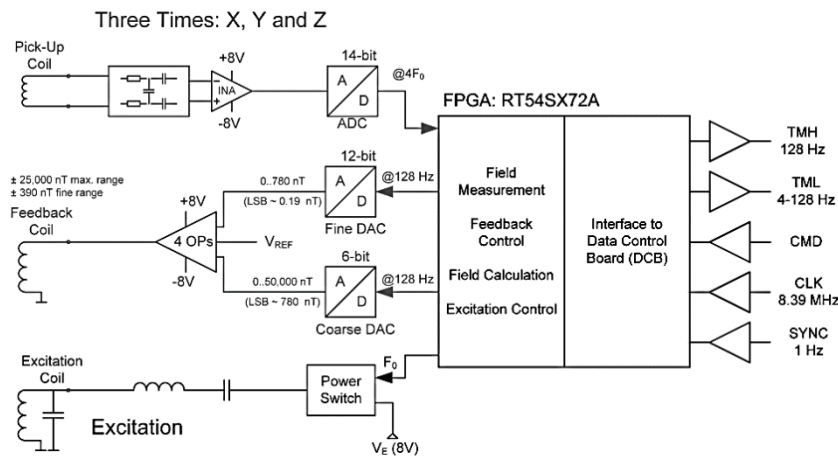


図 1.13 THEMIS 衛星に搭載されたデジタル磁力計の構成[Auster et al., 2008]. フィードバックに放射線耐性が保証された 12 ビット DAC を配置している。

図 1.14 は Astrid-2 衛星に搭載されたデジタル磁力計である[Pedersen et al., 1999]. このデジタル磁力計ではフィードバックの DAC に放射線耐性のない市販の 18 ビット DAC が使用されている。耐放射線性試験により市販 DAC の放射線耐性を保証し、衛星に搭載することは不可能ではない。しかし、開発のたびに DAC デバイスの特性評価と選定、耐放射線性試験を繰り返し実施しなければならない。また、DAC デバイスの供給状況に左右されるため、長期的な衛星開発計画で使用することは適切ではない。



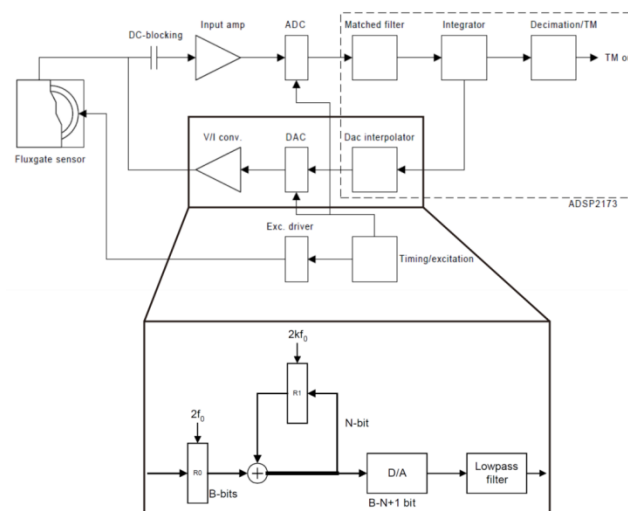


図 1.14 Astrid-2 衛星に搭載されたデジタル磁力計の構成[Pedersen et al., 1999]. フィードバックに市販の 18 ビット DAC を配置している。

O'Brien et al.(2007)が開発したデジタル磁力計のブロック図を図 1.15 に示す. この先行研究でとられた高分解能化の対策は, 本研究で採用した方法に最も近い. フィードバックの DAC にはプロセッサとアナログ・ローパス・フィルタ (ALPF: Analog Low-Pass Filter) で構成した 1 ビット・デルタシグマ DAC が配置されている. デルタシグマ DAC の動作原理については 2 章で述べるが, プロセッサからパルス密度変調された信号が出力され, ALPF を通して所望の電圧が得られるという仕組みである. この DAC は, 放射線耐性部品の入手しやすい FPGA とオペアンプだけで構成できる. この手法は既存の DAC チップに頼らないので, 部品入手の問題に悩まされないという長所がある. 開発されたデルタシグマ DAC は 1 ビット 1 次型デルタシグマ DAC で, その分解能は 16 ビットと報告されている. また, 出力値の精度については明記されていない. 本研究では, 分解能 17 ビット, 精度 14 ビットが要求されるため, O'Brien et al.(2007)で開発されたデルタシグマ DAC は採用できない.

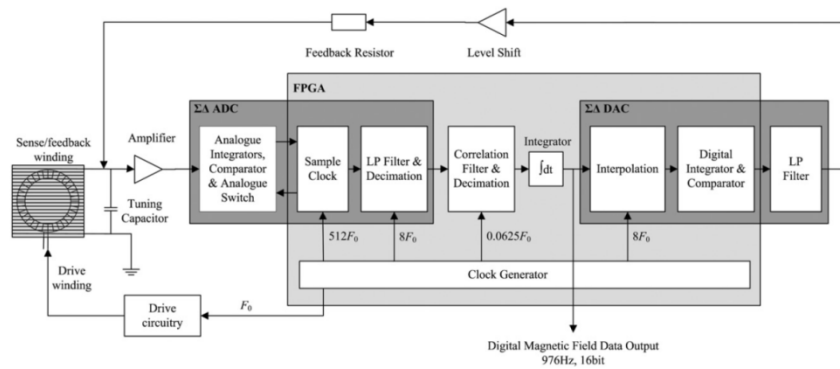


図 1.15 惑星磁気圏探索のために開発されたデジタル磁力計の構成[O'Brien et al., 2007]. フィードバックには 1 次デルタシグマ DAC が配置されている.

Forslund et al.(2007)は、フィードバックの DAC にパルス密度変調と 1 ビット 1 次型デルタシグマ変調を組み合わせた DAC を採用した. 図 1.16(a)がデジタル磁力計の構成で, (b)が DAC 回路である. DAC は 1 ビット出力を生成するためのプロセッサと ALPF 回路で構成されている. この手法も前述の O'Brien et al.(2007)と同様に入手しやすい FPGA とオペアンプだけを用いることで, 部品の手入性の課題を解決している. (c)は FPGA からの 1 ビット出力を生成する手法を表している. 上位  $P$  ビットのデータからパルス密度 (デューティ比) を決める. 下位  $D$  ビットのデータで 1 ビット 1 次デルタシグマ変調を実行し, 1 ビット変調出力を生成する. 2 つの波形を足し合わせた信号が ALPF を通してセンサへフィードバックされる. DAC の分解能は 13 ビットで, 出力値の精度は 16-17 ビットと報告されている. この DAC の課題は, プロセッサに要求されるクロック周波数が高いことである. 13 ビットの分解能を得るために 65 MHz のクロック周波数が要求される. 本研究では分解能 17 ビットを目指すので, この先行研究の手法を応用した場合, さらに 16 倍のクロック周波数約 1 GHz が要求される. この周波数は非現実的であり, 本研究の目指す特性を達成することはできない. また, プロセッサを高周波で動作させると, 消費電力が増加するため, 本研究で目指す省電力化と相反する.

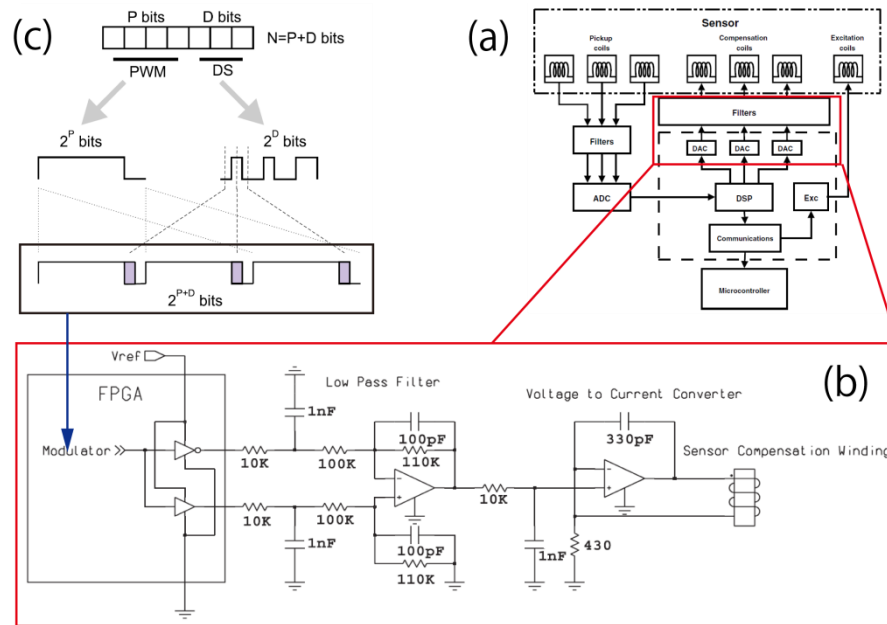


図 1.16 Forslund et al.( 2007)が開発したデジタル磁力計の構成. (a)磁力計の全体構成. (b)DAC 回路. (c)変調信号の生成方法. フィードバックにはパルス密度変調と 1 ビット 1 次デルタシグマ変調で構成された DAC が配置されている.

図 1.13 から図 1.16 で示した先行研究はすべてデジタル磁力計であったが, Magnes et al.(2008)は, デジタル化とは異なる方法でフラックスゲート磁力計の小型, 軽量, 省電力化を実現した. その方法は, アナログ方式磁力計の信号処理回路をアナログ・デジタル混載の半導体デバイス ASIC (Application Specific Integrated Circuit) で開発するという方法である. 従来のアナログ信号処理回路は図 1.17(a)で示されるが, Magnes et al.(2008)は, 磁力計のフィードバック・ループをデルタシグマ変調器に置き換える手法 (Kawahito et al.,1999) を応用して宇宙機搭載用磁力計を開発した. センサへのフィードバック信号が 1 ビット変調信号であるため, 高精度な ADC や DAC 開発を必要としない. この方法では, 信号処理回路すべてを 1 つの半導体チップに収めるので, 小型化という点で最適な方法である. また, 放射線耐性が十分保証された半導体製造プロセスを用いれば, 放射線耐性に関する課題も解決できる. しかし, 開発された磁力計の分解能は 16 ビットで, 精度は 14-15 ビットである. 本研究では目標分解能が 17 ビットであるため, この先行研究で開発された磁力計では目標を達成できない.

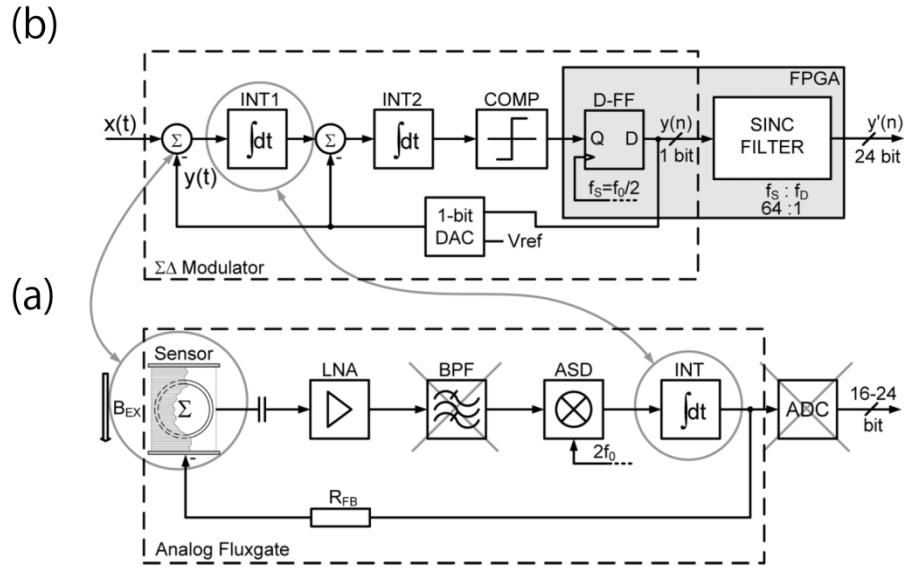


図 1.17 Magnes et al. (2008)が開発した磁力計の構成. (a)従来のアナログ磁力計の構成. (b)ASIC によって実現されたアナログ磁力計の構成. 磁力計のフィードバック・ループを 4 次型デルタ・シグマ変調器として構成することにより, ADC と DAC を必要としない.

### 1.2.3 フラックスゲート磁力計の将来像

図 1.18 は, 将来の惑星磁気圏探査計画からの要求とその要求を実現するためにフラックスゲート磁力計が目指すべき将来像を示したものである. 将来の惑星磁気圏探査計画では, 観測機器の「小型・軽量・省電力化」が求められる. 先行研究では多くのアナログ電子部品で構成されていた信号処理回路をデジタル・プロセッサで置き換えること「デジタル化」により, 小型・軽量・省電力化が実現された. 前述のとおり, デジタル磁力計の性能はフィードバックに配置された DAC の性能によって決まる. 本研究では DAC に分解能 17 ビットと精度 14 ビットが要求されるが, 先行研究ではこの特性を満足するデジタル磁力計は存在しない. その理由は, 分解能 17 ビットと精度 14 ビットを満たし, かつ放射線耐性を有した DAC が存在しないためである. 本研究では高精度な DAC を開発することにより, デジタル磁力計の精度向上を実現させる.

デジタル磁力計の信号処理回路は, 従来のアナログ信号処理回路の大部分をデジタル・プロセッサ 1 つに置き換えられる. しかし, 信号処理回路には原理上デジタル

化できないアナログ回路も存在するため、それらの回路を半導体デバイス ASIC で開発することにより、デジタル磁力計のさらなる小型化を目指す。

デジタル・プロセッサは様々な衛星搭載機器に用いられるため、放射線耐性の保証されたプロセッサを入手することは比較的容易である。一方、放射線耐性を有し、必要な電気的特性を満たすアナログ・デバイスの長期的な入手は、デジタル・プロセッサに比べて難しい。先行研究で開発されたデジタル磁力計にもアナログ・デバイスが用いられているので、これまでのデジタル磁力計でも放射線耐性への課題が残る。本研究では残されたアナログ回路を ASIC で開発し、放射線耐性の保証された製造プロセスで開発することによりデジタル磁力計の放射線耐性を保証する。

将来の惑星磁気圏探査衛星に搭載するフラックスゲート磁力計の目指すべき姿は、デジタル化による小型・軽量・省電力化を実行しつつ、「高精度な DAC 開発による精度向上」と「ASIC 開発によるデジタル磁力計のさらなる小型化と放射線耐性向上」を実現することである。

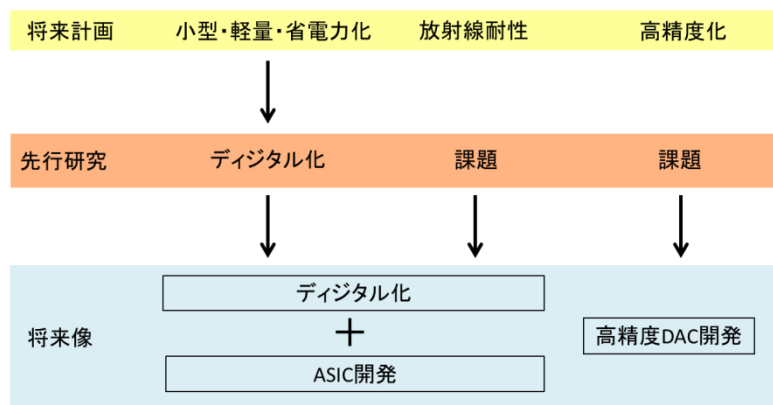


図 1.18 将来計画の要求と先行研究における対策、本研究が目指す磁力計の将来像。

### 1.3 本研究の目標

将来像では磁力計の開発要素が、「デジタル化」と「高精度 DAC 開発」、「ASIC 開発」であることを述べたが、このうちデジタル化については先行研究で実現されてい

る．図 1.18 に示した将来像を実現するために本研究の目標を「高精度 DAC 開発」と「ASIC 開発」とした．図 1.19 は将来像をもとに考えた将来計画のためのデジタル磁力計の構成である．先行研究のデジタル磁力計と同様に，FPGA によって磁力計の信号処理をデジタル化する．そして，残されたアナログ回路を 1 チップの ASIC デバイスで開発する．図 1.15 に示した O'Brien et al. (2007) では FPGA とオペアンプで構成されたデルタシグマ DAC を開発することにより，部品を容易に入手できることや放射線耐性に対する課題を克服できることが示された．本研究でもこの特徴を活かし，高精度 DAC にはデルタシグマ変調方式 DAC を採用した．デルタシグマ DAC はデルタシグマ変調器と ALPF で構成される．デルタシグマ変調器を FPGA に実装し，ALPF を ASIC で開発する．残されたアンプや BPF，ADC 回路も同一の ASIC 上に実装する．

図 1.19 の灰色で示したデルタシグマ DAC とアンプ・BPF 回路は，実際に本研究で開発した要素である．ただし，デルタシグマ DAC の ALPF は ASIC ではなく，ディスクリット・オペアンプを用いた．将来的には ALPF を ASIC で開発することにより，部品の入手性や放射線耐性の課題に対する解決だけでなく，さらなる小型化を目指す．

O'Brien et al. (2007) で報告されたデルタシグマ DAC の分解能と精度は，将来計画で要求される特性を満足しなかったが，本研究では将来計画で要求される特性を満足するようにデルタシグマ DAC を設計・開発した．ASIC 開発では，原理上デジタル化できないアンプと BPF 回路を半導体デバイス ASIC で開発した．

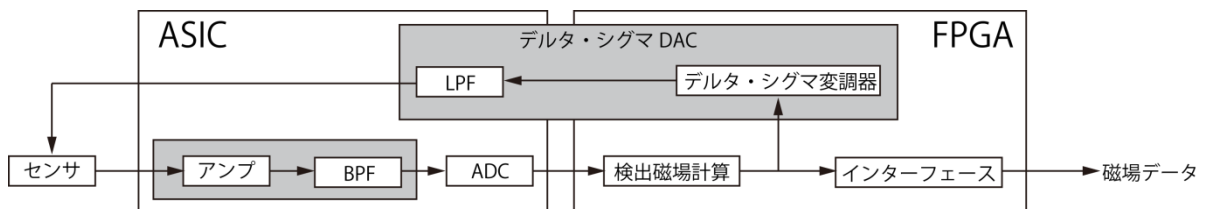


図 1.19 将来計画のための磁力計の構成．小型・軽量・省電力化のために検出回路を ASIC と FPGA で構成する．フィードバックにはデルタシグマ DAC を配置する．

本研究では、科学観測ロケット S-310-40 号機にデルタシグマ DAC を組み込んだデジタル磁力計 DFG を搭載する機会を得、このロケット実験を宇宙における DFG の実証の機会とした。ロケット実験における磁力計の役割はロケットの姿勢（ロケットのスピン軸と磁場のなす角）を  $2^\circ$  の精度で決定することである。 $2^\circ$  の姿勢角を達成するためには、背景磁場  $F=45000\text{ nT}$  において  $790\text{ nT}$  の精度（7 ビット相当）が要求される。ロケットの姿勢解析過程においてスピンに伴う磁場変動を算出するが、 $2^\circ$  の角度精度を達成するために要求される検出磁場の分解能は、 $160\text{ nT}$ （10 ビット相当）が要求される。ロケットは約  $1\text{ Hz}$  でスピンするので、磁力計の測定周波数帯域を DC- $10\text{ Hz}$  とした。また、サンプリング周波数  $200\text{ Hz}$  という制限により、振幅が  $-3\text{ dB}$  となるカットオフ周波数の上限をナイキスト周波数  $100\text{ Hz}$  よりも十分低い  $65\text{ Hz}$  とした。将来計画からの要求特性を満足すれば、ロケット用 DFG の精度と分解能は必ず達成される。

本研究の目標は、将来の惑星磁気圏探査計画の科学目標を達成するために、磁力計開発において課題となるデジタル磁力計の「小型・軽量・省電力化」と「高精度化」、「放射線耐性に関する課題解決」を実現させることである。本論文は、これら 3 つの課題を解決する鍵となる「デルタシグマ DAC 開発」（第 2 章）と「デルタシグマ DAC を組み込んだデジタル磁力計のフライト実証」（第 3 章）、「ASIC 開発」（第 4 章）から構成される。

第 2 章では、デルタシグマ DAC とそれを組み込んだデジタル磁力計の開発成果についてまとめた。まず、設計・製作した DAC の分解能と精度、周波数特性を実験により評価し、設計通りの特性が得られたことを示した（2.2 節）。次に、デルタシグマ DAC を含む回路構成にもとづいて周波数特性計算モデルを構築し、実験によってデルタシグマ DAC を組み込んだデジタル磁力計の周波数特性設計の妥当性を示した（2.3 節）。開発したロケット用 DFG がロケットからの要求特性を達成したことを示し（2.4 節）、デルタシグマ DAC を組み込んだデジタル磁力計の設計手法の妥当性を示した。

第 3 章では、ロケット実験で得られた DFG の磁場データを用いてロケットの姿勢を

解析し、DFG の宇宙での実証を検証した。まず磁場データを用いてロケットのスピン軸と磁場のなす角（地磁気姿勢角）を算出する原理を解説する。次に解析手法にしたがって計算した結果を示す。その結果、独立に求められる 2 つ地磁気姿勢角の差が、DFG の特性評価結果から予測された値よりも大きかったため、その原因を追究した結果を述べる。

第 4 章では、ASIC の開発成果をまとめた。アンプと BPF 回路を ASIC で設計し、実験により特性を評価した。特性評価の結果、アンプ・BPF 回路を設計どおり開発できたことが示せた。



## 2 デルタシグマ DAC を用いたデジタル方式フラックスゲート磁力計の開発

### 2.1 概要

本研究ではデジタル磁力計の磁場測定精度を向上させるために、高精度なデルタシグマ DAC を独自に設計、開発し、それをデジタル磁力計に組み込むことで精度を向上させた。さらに、開発したデルタシグマ DAC は入手しやすい宇宙用のプロセッサ FPGA と宇宙用の汎用オペアンプで実現できる。この長所は、長期の大型衛星計画であっても、その時に使用できる汎用 FPGA とオペアンプに容易に置換できるので、デバイスの入手性という課題に悩まされないという点である。

2.2 節では開発したデルタシグマ DAC について述べる。まず、数値シミュレーションにより目標特性（分解能 17 ビット、精度 14 ビット、周波数帯域 DC-128 Hz）を満足するデルタシグマ DAC の設計パラメータを求めた。同時に、科学観測ロケット搭載用デジタル磁力計 DFG（Digital-type FluxGate Magnetometer）の周波数帯域 DC-65 Hz を満たすためのデルタシグマ DAC の設計パラメータについても求めた。次に、ロケット用の設計パラメータを実現するデルタシグマ DAC を製作した。実験により製作した DAC の分解能と精度、周波数特性を評価し、設計通りの特性が得られた。

2.3 節ではデルタシグマ DAC を組み込んだデジタル磁力計の周波数特性について述べる。まずはデルタシグマ DAC を含む回路構成にもとづいて周波数特性計算モデルを構築した。周波数特性を目標とする帯域に調整するためにフィードバック・ループのゲインを上げるパラメータをプロセッサに組み込み、適切な周波数特性を設計した。実験によって磁力計の周波数特性を測定し、周波数特性設計の妥当性を示した。

2.4 節では観測ロケット用 DFG の周波数特性、分解能、精度を実験により評価し、ロケットからの要求特性を達成したことを示す。デルタシグマ DAC の設計に始まり、そ

れを組み込んだ磁力計の特性評価に至る全ての設計・開発を通して、デルタシグマ DAC を組み込んだディジタル磁力計の設計手法の妥当性を証明した。

## 2.2 デルタシグマ DAC

### 2.2.1 動作原理

ディジタル磁力計の目標性能（分解能や精度，周波数特性）を達成するためには，その目標性能に適したデルタシグマ DAC を開発しなければならない．例えばディジタル磁力計の磁場分解能はデルタシグマ DAC の分解能によって制限されるため，デルタシグマ DAC の分解能は目標磁場分解能以上でなければならない．分解能と同様に磁場測定精度や周波数特性もデルタシグマ DAC の各特性に強く依存する．本項ではデルタシグマ DAC の動作原理を解説し，デルタシグマ DAC の分解能と精度，周波数特性を決定する要因について述べる．最後にデルタシグマ DAC の動作安定性とその決定要因について述べる．

図 2.1 に 1 ビット 1 次型デルタシグマ変調器[Inose and Yasuda, 1963]の  $z$  変換モデルを示す[Norsworthy et al., 1997]．デルタシグマ変調では，遅延器を通して得られるひとつ前の量子化器出力  $yz^{-1}$  と入力  $u$  の差を取り，積分し，量子化したものを新しい量子化器出力  $y$  とする．量子化器出力  $y$  と積分器出力の差（以下，量子化誤差と呼ぶ）を  $e$  とすると，入力  $u$  と量子化器出力  $y$ （以下，変調出力  $y$  と呼ぶ）の関係は式 (2.1) で表される．

$$y = u + (1 - z^{-1})e \quad (2.1)$$

変調出力と入力の差 ( $y-u$ ) がデルタシグマ変調器の変換誤差なので，式(2.1)の第 2 項  $(1-z^{-1})e$  がデルタシグマ変調器の変換誤差である． $z$  変換モデルにおいて  $1-z^{-1}$  は時間微分  $d/dt$  に相当するため，変換誤差は量子化誤差  $e$  の時間微分値である．量子化誤差  $e$  が周波数に依存しないホワイトノイズであると仮定すれば，変換誤差のスペクトルは周波数が高いほどスペクトル強度が強くなり，周波数が低いほどスペクトル強度が弱くなる．これ

はノイズシェーピング効果と呼ばれ、デルタシグマ変調の最大の特徴である。後段のアナログ・ローパス・フィルタ（ALPF）は変換誤差の大部分を占める高周波成分を取り除くために配置されている。

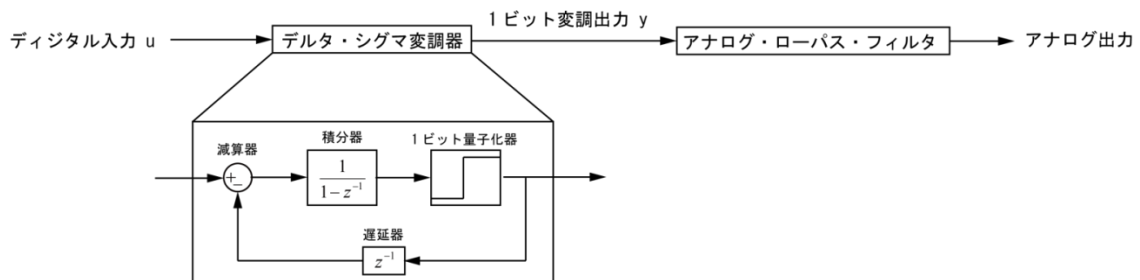


図 2.1 1 ビット 1 次型デルタシグマ DAC の内部構成。デルタシグマ DAC はデルタシグマ変調器とアナログ・ローパス・フィルタからなる。デルタシグマ変調器は減算器と積分器、1 ビット量子化器、遅延器からなる。

### i) 分解能

デルタシグマ DAC の分解能はデルタシグマ DAC 出力電圧に含まれるノイズによって制限されるため、ノイズを目標分解能以下に抑えねばならない。DAC 設計の観点からノイズを 3 種に分類し、各ノイズの発生原理と特徴を示す。1 つ目はデルタシグマ DAC の動作原理で示したように量子化誤差  $e$  に起因する電圧ノイズ（以下、変調ノイズと呼ぶ）、2 つ目は入力値と変調器の構成（次数）に依存するトーンノイズ、3 つ目は電子部品の電気的特性に起因するノイズ（以下、デバイス依存ノイズと呼ぶ）である。変調ノイズは単純化した理想的なデルタシグマ変調モデルにより定量的に評価できる。トーンノイズは実機のプロセッサで実行されるデルタシグマ変調器の演算処理を、計算機上で再現することにより定量的に評価できる。デバイス依存ノイズは回路で使用する電子部品の電気的特性が、変調信号に理想的波形からの差異を引き起こすことによって現れる。電子部品の特性値に応じて変調出力に理想的波形からの差異を加えることにより、ノイズを定量的に再現する。デルタシグマ DAC の分解能設計では、変調ノイズ、トーンノイズ、デバイス依存ノイズの順にノイズレベルを計算し、デルタシグマ DAC

の設計パラメータを徐々に絞り込んでいく．

### 1) 変調ノイズ

変調ノイズはオーバーサンプリング比や変調器次数に依存する．オーバーサンプリング比（OSR : Over Sampling Ratio）は式(2.2)のように定義される．

$$OSR = \frac{f_m}{2fc} \quad (2.2)$$

ここで、 $f_m$  は変調出力  $y$  を演算する周波数（以下、変調周波数と呼ぶ）、 $fc$  は ALPF のカットオフ周波数である．変調周波数  $f_m$  を高くすると、量子化誤差  $e$  の帯域が高周波域に移動し、低周波域のパワーが小さくなるので、デルタシグマ DAC の分解能が高くなる．また、ALPF のカットオフ周波数  $fc$  が低いほど、ALPF の通過帯域に含まれる変調ノイズは小さくなるため、分解能が高くなる．変調周波数  $f_m$  を高くすることと ALPF のカットオフ周波数  $fc$  を低くすることは OSR を大きくすることを意味しており、OSR が大きいほど分解能が高くなることがわかる．

1 次変調器の量子化誤差  $e$  がすでに 1 階微分されたスペクトルをもつとき、その 1 次変調器の量子化誤差は 2 階微分されたスペクトルをもつ．つまり、「量子化誤差  $e$  が 1 階微分されたスペクトルをもつ量子化器」があれば 2 次変調器が構成できる．この「量子化誤差  $e$  が 1 階微分されたスペクトルをもつ量子化器」は 1 次デルタシグマ変調器そのものである．したがって、1 次変調器の量子化器を 1 次変調器に置き換えたものが、2 次変調器である．2 次変調器のブロック図を図 2.2 に示す[Candy, (1985)]．図 2.2 の変調出力  $y$  と量子化誤差  $e$  の関係は式(2.3)で表せる．

$$y = u + (1 - z^{-1})^2 e \quad (2.3)$$

第 2 項の  $(1 - z^{-1})^2$  は 2 階微分を表すことから量子化誤差  $e$  が 2 階微分されていることを確認できる．2 階微分された量子化誤差スペクトルの強度は、1 階微分に比べて高周波域で強く、低周波域で弱い．ALPF によって高周波域の量子化誤差を十分取り除くことができれば 1 次よりも 2 次変調器の方が変調ノイズを抑えられる．

図 2.3 に変調ノイズの計算結果を示す[Norsworthy et al., 1997]. この計算では以下の 3 つの仮定が用いられている.

- ・量子化誤差がホワイトノイズである.
- ・ALPF はカットオフ周波数以降の信号を完全に遮断する.
- ・入力  $u$  がフルスケール振幅の正弦波である.

同じ次数の変調器では **OSR** が大きいほど, 同じ **OSR** では次数が高いほど変調ノイズは小さく, 高分解能を実現できる. これは **OSR** や変調器次数と分解能の関係をよく表している. また, 変調器次数が高いほど **OSR** に対する変調ノイズの減衰率が大きいので, あまり大きい **OSR** がとれない場合には高次変調器の利用が効果的である. 図 2.3 を用いることによりデルタシグマ DAC に要求される **OSR** と変調器次数をある程度絞ることが可能である.

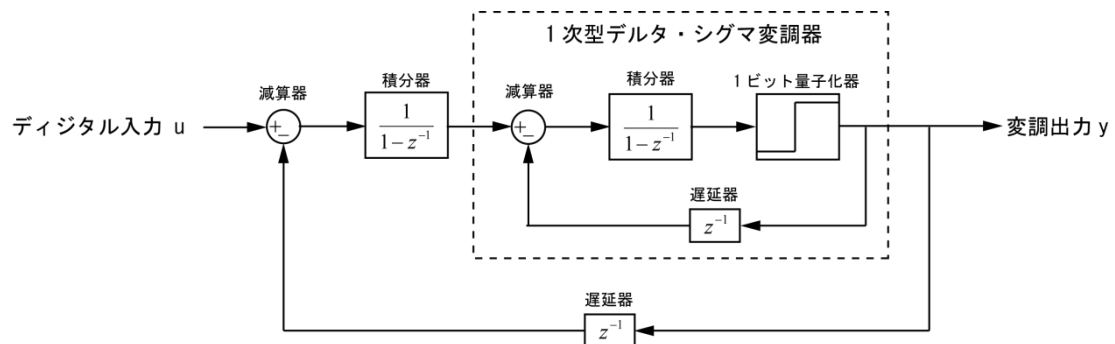


図 2.2 1 ビット 2 次型デルタシグマ変調器の構成. 2 次型デルタシグマ変調器の構成は 1 次型デルタシグマ変調器の量子化器を 1 次型デルタシグマ変調器に置き換えたものである.

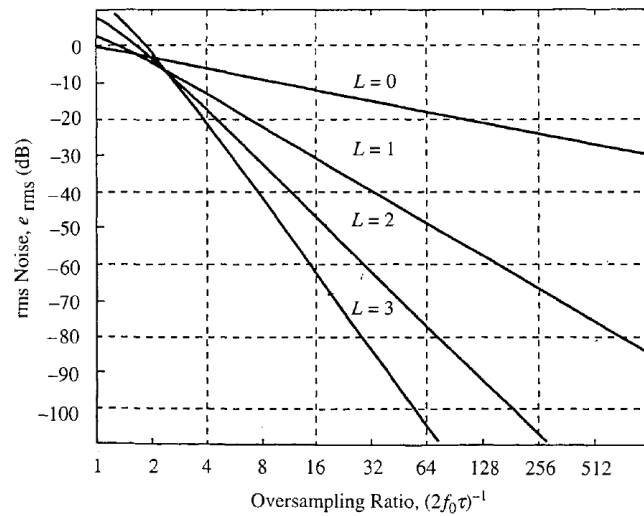


図 2.3 0 次から 3 次変調器を有するデルタシグマ変換器のノイズレベル特性 [Northworthy et al., 1997]. 縦軸はデルタシグマ変換器出力の信号帯域内における量子化ノイズの RMS 値, 横軸は OSR である.  $L$  は変調器の次数を表している.

## 2) トーンノイズ

図 2.3 で示した変調ノイズでは量子化誤差がランダムであると仮定した. しかし, デルタシグマ変調器への入力  $u$  が直流または直流とみなせるほどの低周波である場合には仮定が破れ, トーンノイズと呼ばれる特定の周波数を持った変調ノイズが現れる [Gray, 1989].

トーンノイズの例を示すために, 量子化器出力が 1 と  $-1$ , 積分器の初期値が 0.5, 入力  $u$  が  $u=0.5$  の場合の 1 次変調器の積分器出力と変調出力  $y$ , 量子化誤差  $e$  を計算した結果を図 2.4 に示す [Northworthy et al., 1997]. サイクル  $n$  は変調器の演算サイクル番号を表している.  $n=5$  のとき変調器内部の状態は  $n=1$  と同じであるため, 4 サイクル周期で固定されたパターンの変調器出力 (1,1,-1,1) が繰り返される. 1 サイクルは変調周波数  $f_m$  の逆数であるため,  $u=0.5$  のときの変調器出力では周波数  $f_m/4$  の非常に大きなノイズが現れる.

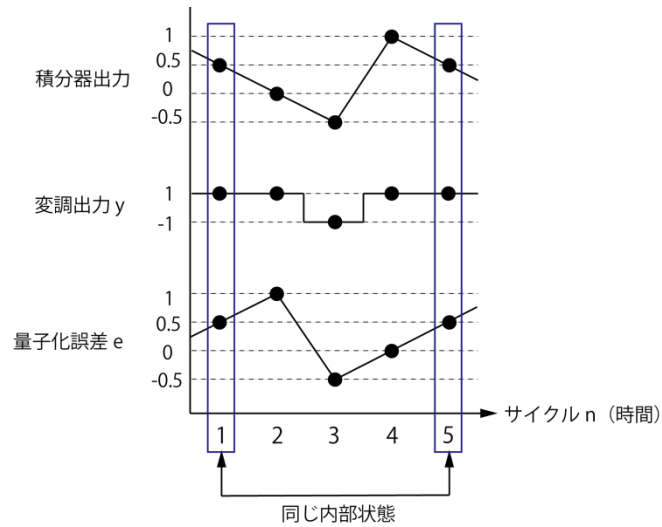


図 2.4 入力値  $u=0.5$  に対する 1 次変調器の動作.

次に入力  $u$  が  $u=0.01$  のときのトーンノイズ周波数を計算した結果を図 2.5 に示す. この場合では 200 回分の変調出力  $y$  のうち Hi レベル(1)が 101 回, Low レベル(-1)が 99 回現れる. この変調出力の平均値は 0.01 であり, 入力に対応するアナログ出力が得られている. Hi レベル(1)と Low レベル(-1)は交互に表れるが, Hi レベル(1)と Low レベル(-1)が同数でないために Hi レベル(1)が 2 回連続する固有パターンが 200 回の変調出力の間に 1 度だけ現れる. これは周波数  $f_m/200$  のトーンノイズが発生していることを意味する. 入力値が  $u=0$  に近いほど, 固有パターンの現れる周期が長いので低周波のトーンノイズが発生する. このトーンノイズが問題となるケースはトーンノイズの周波数が ALPF のカットオフ周波数よりも低いときである. 例えば OSR を 50 とした場合, ALPF のカットオフ周波数  $f_c$  は  $f_m/100$  であり, 図 2.4 で示したトーンノイズ (周波数  $f_m/4$ ) は ALPF で十分減衰できる. しかし,  $u=0.01$  ではトーンノイズの周波数( $f_m/200$ )が ALPF のカットオフ周波数( $f_m/100$ )よりも低いため DAC の分解能を劣化させる.

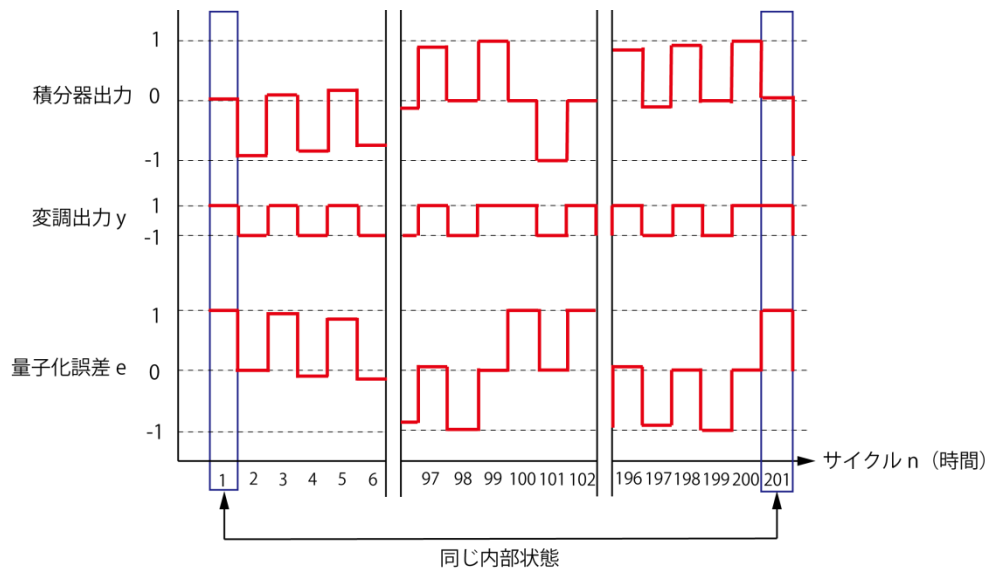
図 2.5 入力値  $u=0.01$  に対する 1 次変調器の動作

図 2.6 は OSR が 16 のときの 1 ビット 1 次型デルタシグマ変換器のノイズレベルを計算した結果である[Norsworthy et al., 1997]. 計算されたノイズレベルは入力値に依存していることがわかる. 特に入力値が 0 と  $\pm 0.33$  付近では強いトーンノイズが生じ, 変調ノイズのノイズレベル ( $-41$  dB) を超えている. また, 入力値が大きい ( $\pm 0.8$  以上) 場合も大きなノイズが生じている. このノイズもトーンノイズに分類されるが, 入力値 0 付近の場合に比べてノイズ発生原理は簡単に理解できる. 入力値が大きい場合では変調出力  $y$  がほとんどの時間 Hi レベルまたは Low レベルの状態にあり, 長周期で逆レベルの短パルスが現れる. これにより, ALPF で減衰できない低周波のトーンノイズが生じる. ただし, あまりにも入力値が大きい ( $\pm 0.95$  以上) と, 逆レベルのパルスの発生回数が少ないので RMS ノイズは小さい. 入力値が  $\pm 0.9$  のとき, パルスの発生頻度が高く, ALPF での減衰率も小さいので RMS ノイズが最も大きくなる. さらにパルスの発生周波数が高くなる場合 ( $\pm 0.8$ ) には, ALPF による減衰率が大きいため RMS ノイズは小さくなる. トーンノイズは変調器次数や入力値に依存するので, トーンノイズを目標分解能以下にするためには実際に開発するデルタシグマ変調器のパラメータを用いたノイズレベル計算が必要不可欠である.



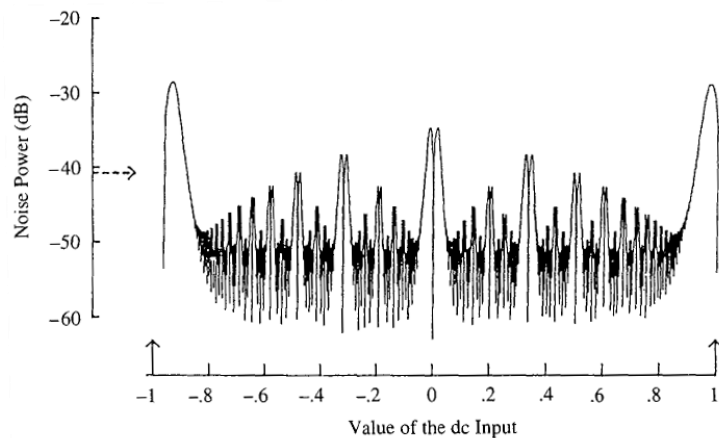


図 2.6 -1 から +1 の範囲の DC 入力に対するノイズレベル [Northworthy et al., 1997]. OSR を 16 とした場合の RMS ノイズを計算した結果である。矢印で示した -41 dB は、量子化ノイズがランダムで、トーンノイズが発生しないと仮定した場合のノイズレベルである。

### 3) デバイス依存ノイズ

実機の DAC の変調出力波形には電子部品の電気的特性が原因となって理想的な変調波形から差異が生じる。理想的な波形からの差異はノイズとしてアナログ出力に現れる。本研究ではこのようなノイズをデバイス依存ノイズと呼ぶ。電気的特性の要因は多岐にわたるため、デバイス依存ノイズの原因は設計された DAC 回路ごとに異なる。

ここでは本研究で設計したデルタシグマ DAC 回路を例に、デバイス依存ノイズの発生機構の 1 例を示す。図 2.7 は本研究で開発したデルタシグマ DAC の回路構成である。回路の詳細な解説は 2.2.3 項に示すが、FPGA に実装されたデルタシグマ変調器にデジタル値が入力され、FPGA から 1 ビット (0 V または 3.3 V) の変調波形が出力される。変調波形は NAND ゲートを通して ALPF に入力され、バイパス回路を通してアナログ出力が得られる。デジタル電源の Hi レベル電圧はノイズが大きいことが考えられるので、Hi レベル電圧を安定させるために NAND ゲートと 5 V の高精度リファレンス電圧 IC を用いた。NAND ゲートでは変調波形の立ち上がりや立下りに伝搬遅延が生じる。本研究で開発したデルタシグマ DAC では、伝搬遅延により NAND ゲート出力での変調波形が理想変調波形と異なり、デバイス依存ノイズの発生が予測された。

図 2.8(a)は入力  $u$  が  $u=0.01$  のときの理想的な変調波形で、周波数  $f_m/200$  のトーンノイズが現れている。図 2.8(d)のように変調波形の立下りが電子部品の特性により遅延された場合を考える。理想波形(図 2.8(a))と遅延波形(図 2.8(b))の差をとると図 2.8(c)のようなパルス列が生じ、デルタシグマ変調出力にノイズとして現れる。このパルス列に起因するノイズはパルス幅に相当する高調波成分だけでなくトーンノイズと同じ周波数 ( $f_m/200$ )のノイズを発生させることがわかる。このデバイス依存ノイズは、厳密には立ち上がりと立ち下がりでの伝搬遅延の差(以下、伝搬遅延差と呼ぶ)によって生じるノイズであることに注意しなければならない。

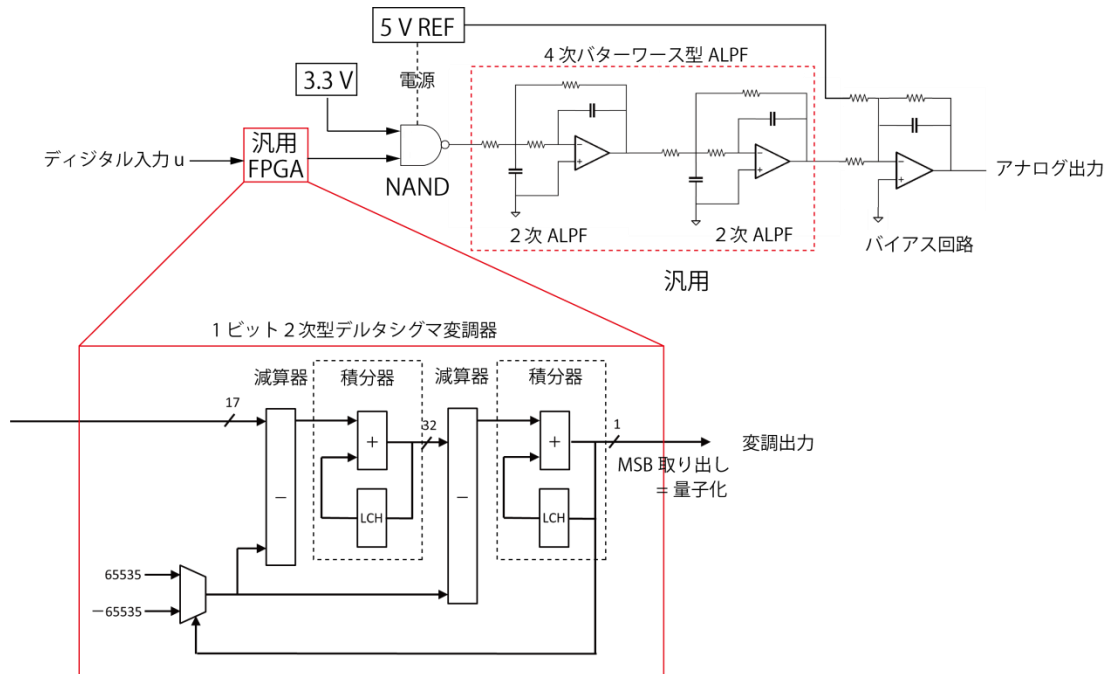


図 2.7 本研究で開発した 1 ビット 2 次型デルタシグマ DAC の回路構成。FPGA 内部に実装した 1 ビット 2 次型デルタシグマ変調器とオペアンプで構成した ALPF 回路からなる。FPGA からの変調出力は NAND ゲートを通してレベル変換される。FPGA からの変調出力の Hi レベルを安定させるために NAND ゲートの電源には高精度のリファレンス IC を使用した。FPGA とオペアンプ(OP27)は過度に高性能な特性を必要としない部品である。

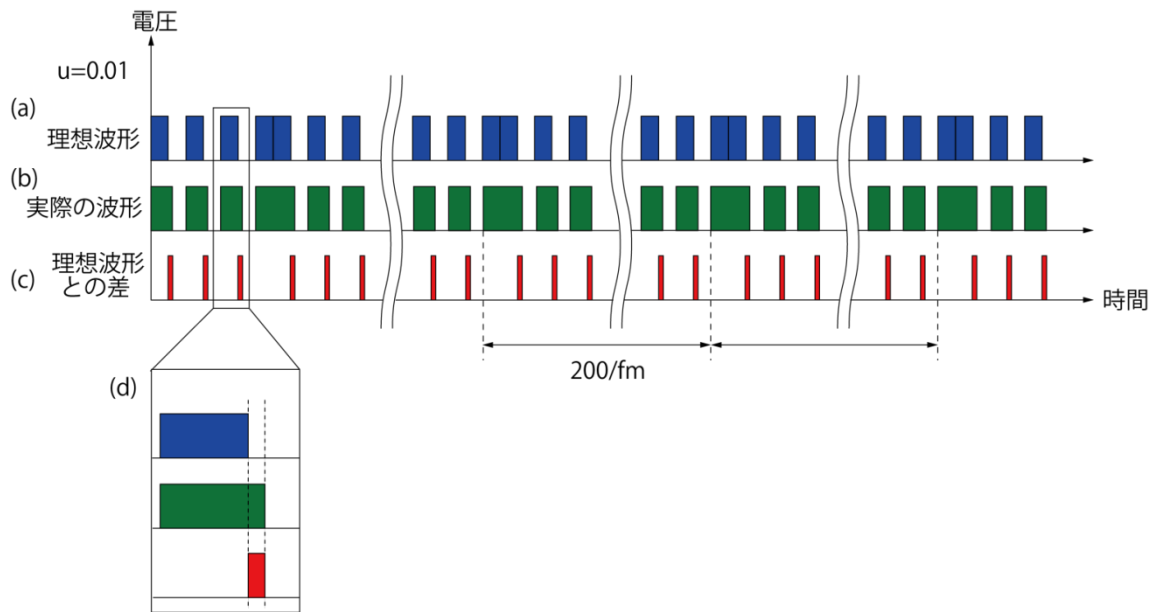


図 2.8 変調信号の伝搬遅延によって生じるデバイス依存ノイズ. (a)入力値が  $u=0.01$  のときの理想的な変調出力波形. (b) 立下りに遅延を持つときの変調出力波形. (c) 理想波形(a)と遅延波形(b)の差. (d) 波形の拡大図. (a)も(b)も周期  $200/fm$  のトーンノイズが発生する. 理想波形との差(c)はデバイスの電気的特性に依存したノイズ源となる.

## ii) 精度

本研究で開発したデジタル磁力計の測定精度は、デルタシグマ DAC の出力値の誤差によって制限される。目標測定精度を達成するためには、この誤差を目標測定精度以内に抑えなければならない。ここでは DAC の精度評価によく用いられる指標（積分非線形誤差や出力値の温度特性、出力値の再現性）の定義とデルタシグマ DAC で生じる誤差要因、誤差の推定方法について述べる。

### 1) 積分非線形誤差 (INL: Integral Non-Linearity error)

DAC の理想的な入出力特性は、入力値に対して出力値が直線（1 次関数）で決定できる場合である。しかし、実際の DAC の入出力特性は直線にのらず、DAC の動作原理や回路特性に依存した非線形な特性となる。INL は直線近似からの差異の最大値を出力値のフルスケール範囲で割った値として定義される。

デルタシグマ DAC における INL の誤差要因として図 2.8 でも示した伝搬遅延があげられる。図 2.9(a)から(c)の青波形は理想的な変調波形を示しており、赤波形は遅延があ

る場合の波形である．図 2.9(a), (b), (c) から入力  $u$  と単位時間  $t$  あたりのパルス数の関係を調べる．図 2.9(a) は入力  $u$  が  $u=0$  ときの波形で，単位時間  $t$  におけるパルス数が最も多い．一方， $u \div 1$  付近では図 2.9(c) のようにパルス数は少ない．入力  $u$  が図 2.9(a) と (c) の間にあるとき，パルス数は (a) より少なく，(c) より多い．図 2.9(d) の青線は，理想波形の変調出力の周期 ( $1/f_m$ ) を  $\alpha$  として求めた入出力特性であり，入力に対する出力特性は直線となる．一方，図 2.9(d) の赤線は変調波形が伝搬遅延時間  $\delta$  を持つときの入出力特性であり，理想的な入出力特性には重ならない．伝搬遅延総面積は入力  $u$  が  $u=0$  に近いほど大きく， $u=\pm 1$  に近いほど小さい．これは誤差要因となる伝搬遅延の発生頻度が入力値に依存するためである．この誤差はデルタシグマ DAC 回路の伝搬遅延時間から推定できる．設計では伝搬遅延特性の小さな電子部品を用いることで誤差を抑えることが可能である．

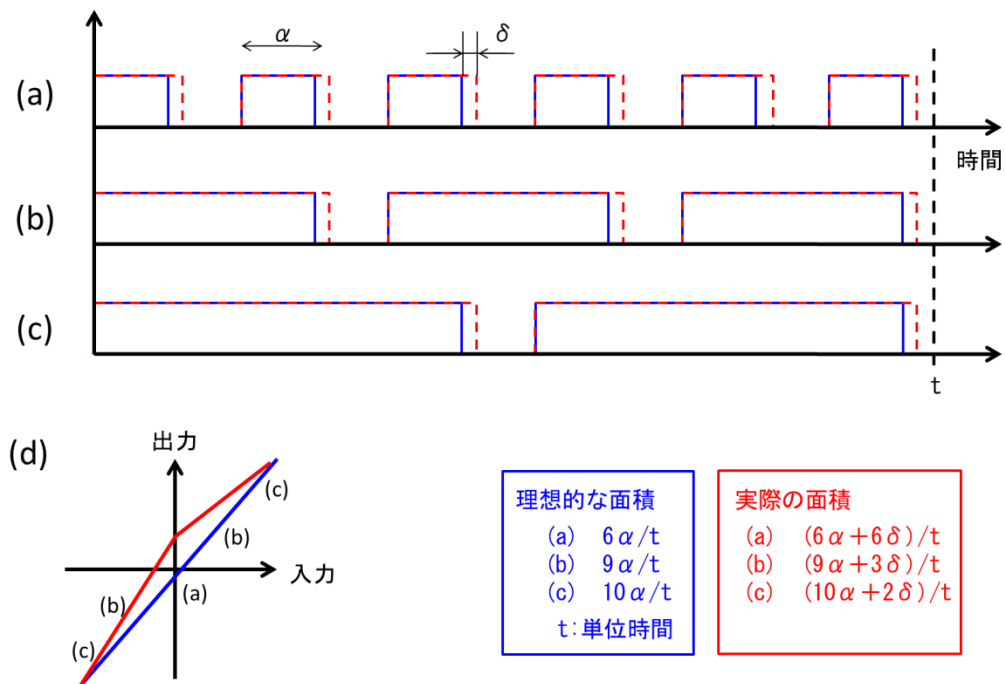


図 2.9 伝搬遅延差が入出力特性に与える影響を模式的に表したもの．(a)入力値  $u=0$  のときの変調波形．(b) $u \div 0.5$  のときの変調波形．(c) $u \div 1$  の変調波形．(a)から(c)の青線は伝搬遅延の無い理想波形で，赤線は立下りが伝搬遅延時間  $\delta$  をもつ波形である．(d)青線は理想的な変調波形の場合の入出力特性で，赤線は伝搬遅延がある場合の入出力特性である．

## 2) 温度特性

デルタシグマ DAC の温度特性を生む要因には、変調出力の Hi/Low レベル電圧の温度依存性と伝搬遅延の温度依存性があげられる。Hi/Low レベル電圧が温度により変われば入出力特性の傾きも変わる。また、1)で述べた変調波形の伝搬遅延時間が温度によって変化すれば積分非線形誤差も変化する。デルタシグマ DAC 回路の Hi/Low レベル電圧の温度特性と伝搬遅延の温度特性がわかればデルタシグマ DAC の温度特性を推定できる。

## 3) 再現性

同じ入力での繰り返し測定で生じる出力値のばらつきを誤差であるとして、再現性誤差を定義する。ばらつきを生む要因として、長期間（例えば 1 か月）にわたる出力値の安定度や出力値の温度ヒステリシス特性があげられる。2)の温度特性と同様にデルタシグマ DAC 回路の Hi/Low レベル電圧や伝搬遅延時間が長期的に変化したり、温度ヒステリシス特性を持ったりすることでばらつきを生じ、再現性が悪くなる。

1)から 3)で述べたようにデルタシグマ DAC の精度は、回路の伝搬遅延特性と Hi/Low レベル電圧の精度に依存する。これらの特性はデルタシグマ DAC 回路を構成する電子部品の特性で決まるため、個々のデバイスの特性を把握することで誤差を推定し、目標測定精度を達成する回路設計が可能である。

## iii) 周波数特性

デルタシグマ DAC の周波数特性は、変調出力  $y$  からノイズ成分を除いた信号成分の周波数特性と ALPF の周波数特性で決まる。変調出力  $y$  の信号成分は  $u$  だけで表される(式 (2.1))。よって、信号成分  $u$  には周波数に依存した係数が係っていないことから信号成分は周波数特性をもたない。そのためデルタシグマ DAC の周波数特性は ALPF

の周波数特性に等しい．ALPF のカットオフ周波数  $f_c$  を高くし、信号帯域を広げれば分解能は劣化する．デルタシグマ DAC の広帯域化と高分解能化のトレード・オフによって、最適なカットオフ周波数  $f_c$  を決定することが重要である．デルタシグマ変調器の高周波域の大きな変調ノイズを遮断するために、ALPF の次数は変調器次数+1 次以上でなければならない．一方で ALPF の過度な高次化は、ALPF の不安定化や回路規模の増大につながるため適切ではない．

#### デルタシグマ変調器の安定性

デルタシグマ変調器では入力  $u$  を打ち消すように変調出力  $y$  がフィードバックされる．しかし、フィードバック・ループの周波数特性が不安定状態の場合には、正しい変調出力  $y$  が得られず、デルタシグマ DAC は入力  $u$  に対応する適切な値を出力できない．DAC 出力は外部磁場に対応するので、磁力計のセンサに適切なフィードバック磁場が印加されないことを意味する．最悪の場合、デルタシグマ変調器単体の不安定によって磁力計のフィードバック・ループで発振が起こる．そのため安定状態で動作するデルタシグマ変調器を設計しなければならない．不安定な場合には変調器のフィードバック・ループ中に不安定を抑える利得調整要素を配置したり、積分器に制限値を設けたりすることで安定性を補償する．変調器の安定度は変調器次数や入力値によって異なる． $N$  次変調器では  $N$  個の積分器によって位相が  $90 \times N$  度回り、位相角が大きいほど変調器が不安定になりやすい．1 次変調器 (図 2.1) では  $u \leq 1$  であれば必ず安定である [Northworthy et al., 1997]．2 次変調器 (図 2.2) では直流入力では  $u < 1$  であれば必ず安定であり、交流入力においても安定度は高い．しかし、非常に特殊な波形が入力されたときに限り、変調器が発振する例が発見されている [Northworthy et al., 1997]．3 次以上の高次変調器の安定性解析については解析方法に制限が多いため、予想される様々な入力波形について出力値を個別に計算し、安定性を評価しなければならない．たとえば、変調器への入力波形が直流のように限定される場合には 3 次以上の高次変調器を適用しやすい．一方、入力波形が限定されない場合にはすべての入力波形について安定性評価と補償設計をするこ

とが要求され、計算に要する膨大な時間を考えれば、これを実行することは非現実的である。このような場合では1次または2次変調器を用いて安定性を確保することが望ましい。

### 2.2.2 パラメータの決定

前項ではデルタシグマ DAC をデジタル磁力計に応用する上で鍵となる特性及び特性値の決定要因（以下、D-S パラメータと呼ぶ）を列挙した。デジタル磁力計として利用可能な D-S パラメータ値の選択範囲は3つの条件によって制限される。1つ目の条件は選択した D-S パラメータ値で設計した DAC がデジタル磁力計の目標特性を達成しうることである。デジタル磁力計の特性はデルタシグマ DAC の特性によって制限されるため、磁力計の目標特性と同等の特性値をデルタシグマ DAC の目標特性値とする必要がある。さらに、この「目標特性」だけでなく、科学観測ロケット搭載用磁力計への「要求特性」も達成しなければならない。本項では目標特性を中心に D-S パラメータを検討するが、DFG の要求特性を満たす D-S パラメータについても検討する。目標特性を実現するためには分解能 17 ビット、精度 14 ビット、周波数帯域 DC-128 Hz を達成する D-S パラメータ値が必要とされる。一方、科学観測ロケット搭載用デジタル磁力計 DFG に要求される分解能は 10 ビット、精度は 7 ビット、カットオフ周波数は 10 Hz 以上 65 Hz 以下である。ロケット実験における DFG のサンプリング周波数は 200 Hz に設定されているため、カットオフ周波数はナイキスト周波数よりも十分低い 65 Hz に設定した。このカットオフ周波数は前者の目標特性の周波数帯域 DC-128 Hz と両立しない。本研究の目標は、高精度なデルタシグマ DAC を開発し、磁力計へ応用することである。そのために優先して検証すべきことは、デルタシグマ DAC を組み込んだデジタル磁力計の特性評価を行い、設計の妥当性を検証すること、そして宇宙での実証試験を行うことである。これを実行するため、開発したデルタシグマ DAC の周波数特性には観測ロケットの要求特性を優先させた。DFG の要求分解能 10 ビットと精度 7 ビットについ

ては目標特性を達成すれば自然と達成される値である。

D-S パラメータ値を制限する 2 つ目の条件は、設計したデルタシグマ変調器が十分安定に動作することである。デルタシグマ DAC の設計が複雑である理由の 1 つは、「目標特性」や「要求特性」が保証される D-S パラメータが存在しても、安定な動作が保証されるとは限らないからである。

3 つ目の条件は D-S パラメータ値がデジタル磁力計として技術的に実現可能な値をとることである。特性の良いデルタシグマ DAC ほど技術的に困難な D-S パラメータ値が必要とされる。本項では分解能と精度、周波数帯域のそれぞれについて D-S パラメータを変数とした特性計算手法を述べ、計算結果から上記の 3 つの条件を満足する D-S パラメータ値を決定する。

#### i) 分解能および周波数特性

本研究では図 2.10 に示した 3 つのノイズ計算手法を使用した。まず、変調ノイズ、トーンノイズ、デバイス依存ノイズの計算手法（それぞれ計算手法Ⅰ，Ⅱ，Ⅲと呼ぶ）の特徴を比較する。後でノイズの計算方法の詳細と計算結果を述べる。3 つの計算手法は評価可能なノイズの種類がそれぞれ異なる。計算手法Ⅰでは変調ノイズしか評価できないため、実機で実現する 3 種のノイズの和に比べて推定ノイズレベルが小さく、分解能が過大評価されてしまう。計算手法Ⅱでは、変調器に直流信号を入力し、実機のプロセッサと同じ動作で変調出力を計算することによりトーンノイズを再現できる。計算手法Ⅲではデバイスの電気的特性（伝搬遅延差等）に応じて 1 ビットの変調波形に理想波形からの差異を加える。計算手法Ⅲではデバイス依存ノイズを含めた 3 種のノイズすべてを推定できる。計算手法ⅢとⅡではⅠに比べてノイズ計算にかかる時間が長い。そこで、まずは計算手法Ⅰでの分解能評価と動作安定性の検証、実機での実現性の検証をもとに広範な D-S パラメータ（OSR と変調器次数）をある程度の範囲に絞り込む。その後計算手法ⅡとⅢでトーンノイズとデバイス依存ノイズを計算し、採用する D-S パラメ



ータを決定する．

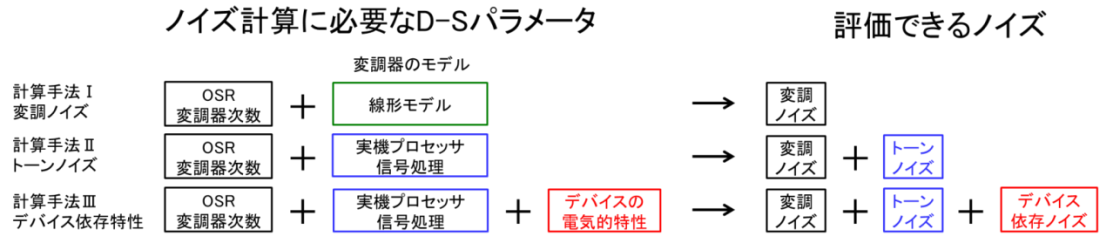


図 2.10 本研究における I から III のノイズ計算手法と評価可能なノイズの種類。

### 計算手法 I（変調ノイズの再現）

計算手法 I で用いるデルタシグマ変調器のモデルは線形モデルと呼ばれる．線形モデルでは変調器が  $z$  変換で表され，量子化誤差スペクトルはホワイトノイズスペクトルとして扱われる．また，ALPF の帯域内の利得は 1 で，帯域外の利得は 0 という理想的な遮断特性が仮定されている．この変調器モデルを用いた変調ノイズの結果については図 2.3 で示したとおりである．

まず，計算手法 I の分解能評価をもとに必要な OSR を見積もる．変調ノイズから算出される分解能特性は，OSR と変調器次数  $L$  によって推定できる（前項の図 2.3）．目標分解能 17 ビットの信号対雑音比は約 -102 dB である．1 次変調器（ $L=1$ ）で目標分解能を達成するためには OSR が 2590，2 次変調器（ $L=2$ ）では 160，3 次変調器（ $L=3$ ）では 50 必要である．ただし，変調ノイズのみを考慮したときの分解能であるため計算手法 II と III で，さらに D-S パラメータを絞り込まなければならない．

次に，変調器の安定動作の観点から変調器次数  $L$  について検討する．デルタシグマ DAC を磁力計に組み込んだときデルタシグマ変調器への入力波形は検出磁場波形に相当する．検出磁場波形は無数のパターンが存在するので，入力波形を完全に網羅できない．デルタシグマ変調器への入力波形を限定できない場合には，変調器の安定性を保証するために 1 次または 2 次変調器が好ましい．つまり，3 次以上の変調器ではデルタシ

グマ変調器の安定度を十分保証できず、磁力計の出力値の安定度も保証されない。以上より、デジタル磁力計にデルタシグマ DAC を組み込む場合には、1 次または 2 次変調器が適切である。

最後にデジタル磁力計において実現可能な OSR について検討する。OSR は変調周波数  $f_m$  と ALPF のカットオフ周波数  $f_c$  で決まる (式 2.2)。カットオフ周波数  $f_c$  は磁力計の目標周波数帯域 128 Hz によって制限される。変調周波数  $f_m$  としてはデジタル磁力計の検出磁場算出周波数  $f_0$  (11 kHz) が基準となる。同じデータを繰り返し入力することによって変調周波数  $f_m$  を高くすることが可能である。変調周波数  $f_m$  の最大値はプロセッサのクロック周波数 (10 MHz オーダー) によって制限される。変調周波数  $f_m$  を過度に高くすると、消費電力が増加する。また、プロセッサのクロック周波数を決める水晶発振器のデューティ比が再現性のない誤差を持てば、変調波形も再現性なく変化する。再現性のない変調波形は誤差を生み、精度を劣化させる。プロセッサでの処理を単純化するために、変調周波数  $f_m$  を  $f_0$  または偶数倍 (11, 22, 44 … kHz) のの中から選択する。上記で求めた OSR を満たす変調周波数  $f_m$  は 1 次変調器で 704 kHz, 2 次変調器で 44 kHz であり、ともにプロセッサ上で実現可能な周波数である。デジタル磁力計では低い変調周波数が好ましいため、OSR 160 以上の 2 次デルタシグマ変調器が適切である。

## 計算手法 II (トーンノイズの再現)

計算手法 II では変調器のデジタル演算を実機のプロセッサと同じ信号処理で計算機上に実現し、ノイズを計算する。プロセッサでの演算を再現することにより変調出力にはトーンノイズが現れる。図 2.11 に変調ノイズおよびトーンノイズを計算する手順を示す。図 2.11(a)から(c)がデルタシグマ変調器、(d)が ALPF のシミュレーションデータの流れである。プロセッサで計算された外部磁場(a)は  $f_0$  (11 kHz) でサンプリングされる。OSR を上げるためにサンプリングデータは繰り返し(b)デルタシグマ変調器に入

力される。赤丸がもとのデータで、青点が  $8f_0$  (88 kHz) で繰り返したデータの例である。デルタシグマ変調器から出力された変調信号(c)は、Hi または Low の 1 ビットの変調信号である。この変調信号は高速フーリエ変換されて ((d)緑点)、ALPF の伝達関数が掛けられる ((d)赤点)。

トーンノイズレベルを評価するためには、少なくともトーンノイズ周期よりも長い時系列データを計算しなければならない。トーンノイズは直流入力値に依存して固有の周波数を発生し、その周波数は入力値が 0 に近いとき、つまり  $u=1$  または  $u=-1$  のときトーンノイズの周波数は最も低い。 $u$  の範囲が 17 ビット (-65535 から 65535) のとき、 $u=1$  に対する変調出力は Hi/Low が交互に表れるパルス列となるが、 $2^{17}$  個のパルスの間に一度だけ Hi が 2 回連続し、トーンノイズとなる。したがって直流入力で予測されるトーンノイズの最低周波数は「変調周波数  $f_m$ /パルス総数  $2^{17}$ 」である。この計算手法で必要な変調出力のデータ点数は  $2^{17}$  以上である。点数が多いほど計算に要する時間が長いので、トーンノイズ評価の可/不可と計算時間とのトレード・オフからシミュレーション点数を  $2^{19}$  点とした。

手法 I では理想的な遮断特性をもつ ALPF を仮定したが、この特性では高周波域のノイズが完全に遮断されるのでノイズを過小評価してしまう。計算手法 II では ALPF の回路定数をもとにした伝達関数で実機の周波数特性を再現した。

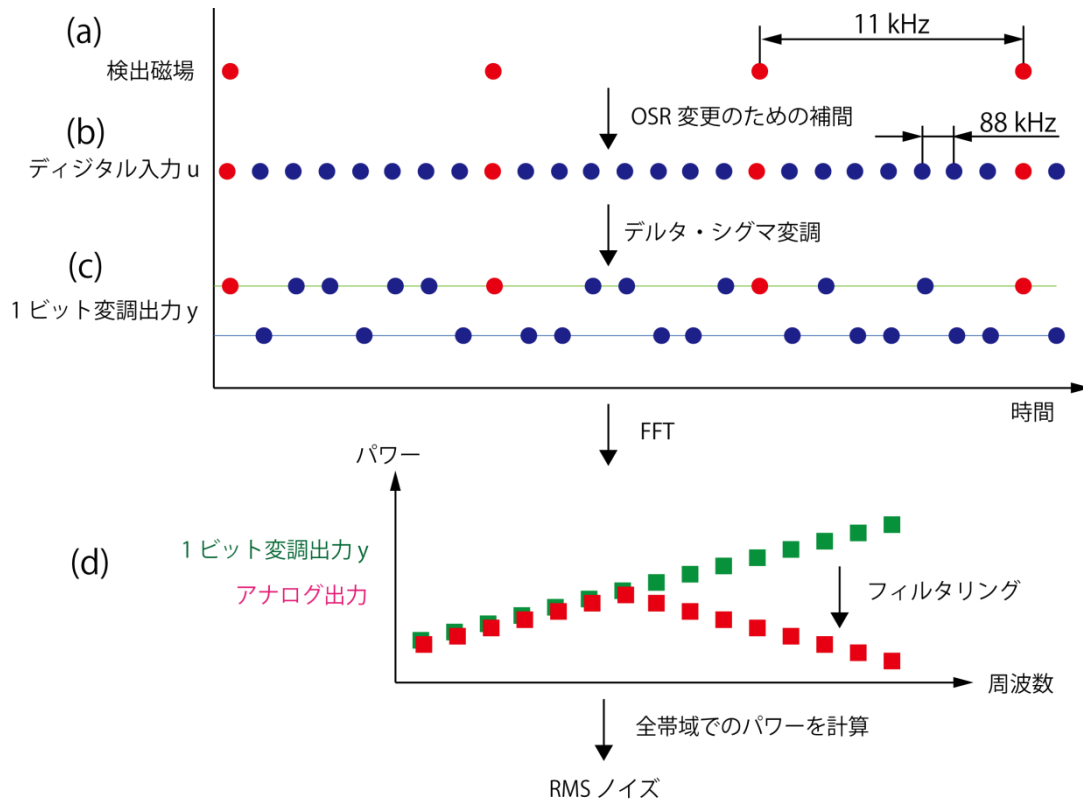


図 2.11 デルタシグマ DAC の RMS ノイズを求めるための計算手法. (a) 11 kHz 毎に求められる外部磁場 (赤丸). (b) 外部磁場を繰り返したデータ (デジタル入力  $u$ ). (c) デジタル入力  $u$  をデルタシグマ変調器に入力して得られる 1 ビット変調出力  $y$ . (d) 変調出力を高速フーリエ変換して得られるスペクトルデータ (緑点) にアナログ・ローパス・フィルタの伝達関数を乗算したアナログ出力のスペクトル (赤点).

図 2.11 に示した方法で OSR が約 170 (Run0) と 340 (Run1), 680 (Run2) のときのノイズレベルを計算した. ALPF のカットオフ周波数を 128 Hz とし, Run0 では変調周波数  $f_m$  を 44 kHz, Run1 では 88 kHz, Run2 では 176 kHz とした. 磁力計に組み込まれる ALPF として望まれる特性は, 帯域内で ALPF のゲインが一定で, 周波数に対して時間遅れが一定であることである. ゲインが一定であれば磁場測定値に DC 磁場で較正した較正值を交流成分にもそのまま適用できる. また時間遅れが一定であれば位相遅れの補正が容易に行える. ALPF には, この特性に最も近いバターワース型を採用した. ALPF は 2 次変調器のノイズシェーピングによる傾き (+40 dB/dec.) を十分抑える減衰率を持たなければならない. 2 次変調器を用いた場合, 少なくとも 3 次 (-60 dB/dec.) 以上の減衰率を有する ALPF が必要である [Schreier and Temes, 2007].

図 2.11(d)に示したとおり，デルタシグマ DAC のノイズは全周波数帯域のノイズの総パワーで評価できる．しかし，デジタル磁力計のフィードバックにデルタシグマ DAC を組み込む場合，磁力計の 2 次高調波成分  $2f_0$  (22 kHz) に注意しなければならない．フラックスゲートセンサは外部磁場強度に依存した  $2f_0$  Hz の電圧を出力する．センサ出力信号に含まれる  $2f_0$  成分の電圧をもとにプロセッサが DC～低周波磁場を算出するので，センサ出力信号に外部磁場によらない  $2f_0$  Hz 成分が混入すると DC～低周波成分に磁場計測ノイズが現れる．ここで，変調出力が周波数  $2f_0$  Hz で 0-5V の矩形波であると仮定して，ALPF によって減衰された矩形波電圧の磁場換算ノイズを計算する．3 次 ALPF では  $2f_0$  Hz の矩形波が 120 dB 減衰されるので，減衰された振幅は約 5  $\mu$ V である．このノイズは磁場による  $2f_0$  成分でないため誤差となる．電圧ノイズはセンサ感度を使って磁場換算ノイズとして評価できる．センサの感度は約 19  $\mu$ V/nT なので，センサ出力での磁場換算ノイズ（振幅）は 0.3 nT である．この 0.3 nT はセンサのノイズレベル（10 pTrms オーダー）よりも 1 オーダー大きいので，低減すべきである．4 次 ALPF を使用すれば， $2f_0$  Hz の振幅は約 0.05  $\mu$ V ( $=5 \times 10^{-8}$  V) で，磁場換算ノイズ（振幅）は 3 pT である．3 pT はセンサノイズレベル比べて小さいため ALPF には 4 次型（-80dB/dec.）を用いることが適切である．

図 2.12 は様々な入力値に対するノイズのシミュレーション結果である．OSR が 170 (Run0, 緑点) と 340 (Run1, 赤点)，680 (Run2, 青点) の 3 つのケースについて示している．OSR が大きいほどノイズレベルは小さく，手法 I と矛盾しない結果である．ただしノイズ源にトーンノイズが加算されるので，ノイズレベルが入力値に依存していることがわかる．俯瞰的には入力値の絶対値が大きいほどノイズレベルが大きく，0 に近づくほど小さくなる．入力値が 0 に近く（小さく）なるほどパルス列がデューティ比 1:1 の矩形波に近くなり，ノイズレベルは小さくなるが，入力値が 0 付近ではトーンノイズが低周波であるため，ALPF によって減衰されない．そのため，ノイズレベルが大きいことが確認できる．Run0 ではノイズレベルが約 100  $\mu$ V で，目標分解能 17 ビット

相当である  $40\text{ }\mu\text{V}$  を超えており、適切な OSR ではない。

図 2.6 で示したように入力値が  $\pm 0.8$  フルスケール（以下、FS: Full Scale と表記する）以上では変調出力の値が 2 値（65535 または  $-65535$ ）のどちらかに偏っており、比較的長い周期でもう一方の値がパルス的に現れる。このパルスによって RMS ノイズが大きくなる。 $\pm 0.8$  FS 以上において、Run1 ではノイズレベルが  $40\text{ }\mu\text{V}$  を超え、分解能 17 ビットを達成できない。Run2 では約  $20\text{ }\mu\text{V}$  であるため分解能 17 ビットを達成している。以上の結果より、計算手法 I では OSR が 160 以上であれば 17 ビットを達成できると予測したが、トーンノイズによって OSR は 680 以上にしなければならないことがわかった。このとき OSR での変調周波数  $f_m$  は  $176\text{ kHz}$  であり、プロセッサで実現可能な周波数である。計算手法 II の結果から D-S パラメータとして OSR を 680 ( $f_m:176\text{ kHz}$ ,  $f_c:128\text{ Hz}$ ) とし、ALPF を 4 次バターワース型とするのが適切である。

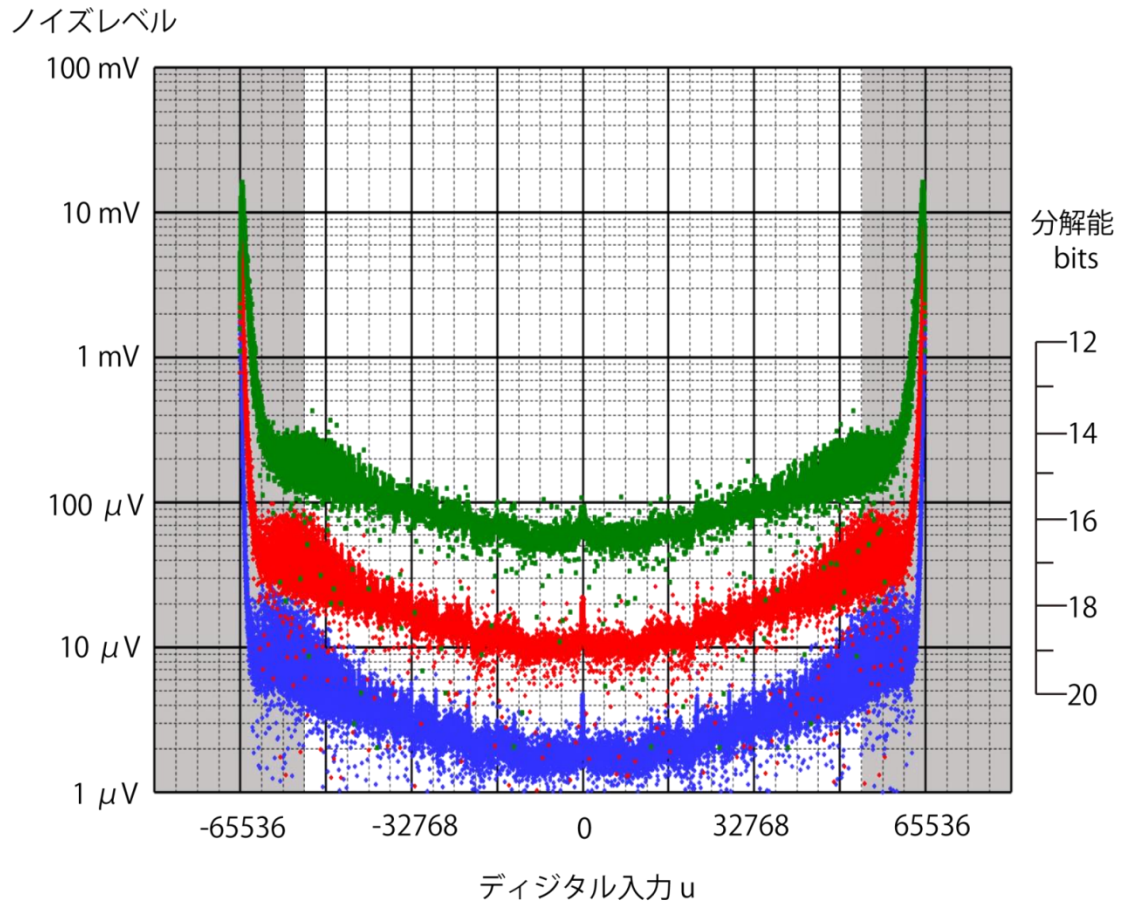


図 2.12 手法Ⅱで計算された 2 次型デルタシグマ DAC の RMS ノイズの結果．横軸はデジタル入力  $u$ ，縦軸は RMS ノイズである．緑点はデジタル入力  $u$  のサンプリング周波数が 44 kHz (OSR : 170)，赤点は 88 kHz (OSR : 340)，青点は 176 kHz (OSR : 680) のときのノイズレベルである．背景が白色の領域はデジタル入力  $u$  の  $\pm 0.8$  FS の範囲を表している．

### 計算手法Ⅲ（デバイス依存ノイズの再現）

手法Ⅱによって目標特性を満足する D-S パラメータを得られたが，この結果は変調出力が理想的な波形である場合のノイズレベルである．デバイスの電気的特性（伝搬遅延差等）は理想的な変調波形に差異を加え，新たなノイズ要因となる．伝搬遅延差を考慮するためには，高時間分解能な変調波形を再現しなければならない．しかし，図 2.11 で示した方法ではある変調出力値を 1 点でしか表現できない．つまり，伝搬遅延差のように変調周波数に対して短時間で起こる現象を再現し，それに起因するノイズを手法Ⅱ（図 2.11）で推定することはできない．変調波形の出力値を補間することにより変調波

形を再現できるが、数 nsec の伝搬遅延差を再現するには計算点数を 8192 倍とらなければならない。これは、シミュレーションに要する時間と使用可能な計算機のリソースという観点から非現実的である。そこで伝搬遅延差が生む誤差をノイズレベル計算に近似的に組み込む手法を考えた。伝搬遅延差を考慮したシミュレーション手法を図 2.13 に示す。理想波形を想定した計算ではデルタシグマ変調入力と変調出力が 1 対 1 で対応している。改良した方法では計算した変調出力を  $8f_0$  の 8 倍 ( $64f_0$ ) の周波数で補間し、「伝搬遅延差 × (Hi-Low 電圧) に相当する面積」を補間データの 1 点目に誤差電圧  $\Delta V$  として加算した。これにより伝搬遅延差時間よりも粗い時間分解能で、伝搬遅延差に起因するデバイス依存ノイズを再現することが可能となった。

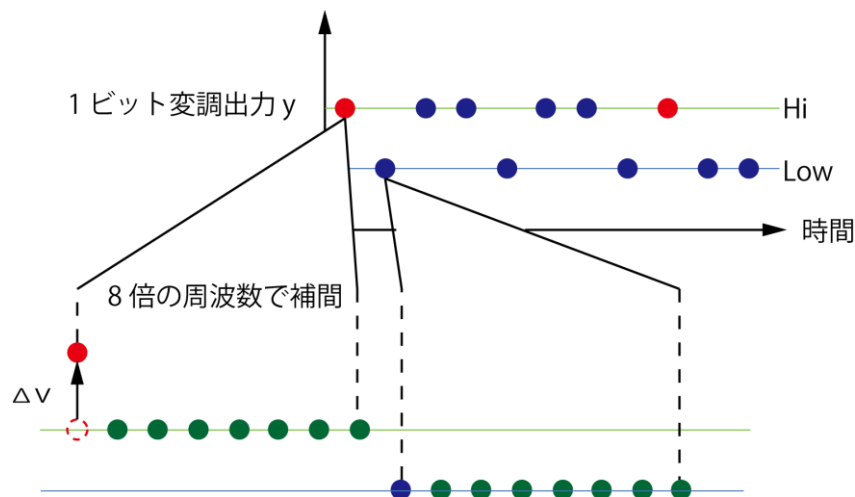


図 2.13 伝搬遅延を考慮したノイズレベル計算手法。1 ビット変調出力を  $8f_0$  の 8 倍の周波数で補間する。変調出力が Hi レベルのとき、図 2.8 赤色パルス 1 個の面積に相当する電圧  $\Delta V$  を最初の 1 点目 ● に加算する。

図 2.14 は図 2.13 に示した手法でノイズを計算した結果である。伝搬遅延がない場合（青点、図 2.12 の Run2）、入力値が 0 に近いほどトーンノイズの周波数は低い。トーンノイズもノイズシェーピング効果によって微分されているため、周波数が低いほど減衰率が高い。一方、入力値が大きくなると、トーンノイズの周波数は高くなりノイズレベルは大きくなる。しかし、ALPF のカットオフ周波数を超えると減衰されるので、徐々にノイズは小さくなる。したがって、ノイズレベルは、ある入力値（この DAC で



は $\pm 70$ 付近)で極大値を持つ。伝搬遅延差がある場合(図 2.14 黒線)、伝搬遅延差によるデバイス依存ノイズ(図 2.8)が現れるため、入力値が 0 に近いほどノイズレベルが大きい。伝搬遅延差が 2 nsec あるとき、 $u=1$  の時のノイズに対応する分解能が約 17 ビットであるため、目標特性を満たすために許容される伝搬遅延差は 2 nsec である。

伝搬遅延差は変調出力を生成するプロセッサ(FPGA)や Hi レベル電圧の電圧変換のためのゲートデバイスによって発生する。伝搬遅延差による誤差を小さくするには、伝搬遅延差が 2 nsec 以下のデバイスを使用すればよい。しかし、伝搬遅延差を 2 nsec 以下で保証する FPGA やゲートデバイスは存在しない。そこで、使用するデバイスの伝搬遅延差を実際に計測して、その結果をもとに対策を講じる。伝搬遅延差が 2 nsec よりもはるかに大きい場合には、伝搬遅延差で生じる誤差の補償回路を組み込む方法が考えられる。最もシンプルな補償方法は、伝搬遅延差による誤差パルスに反転したパルスを加算し、誤差を打ち消すことである。

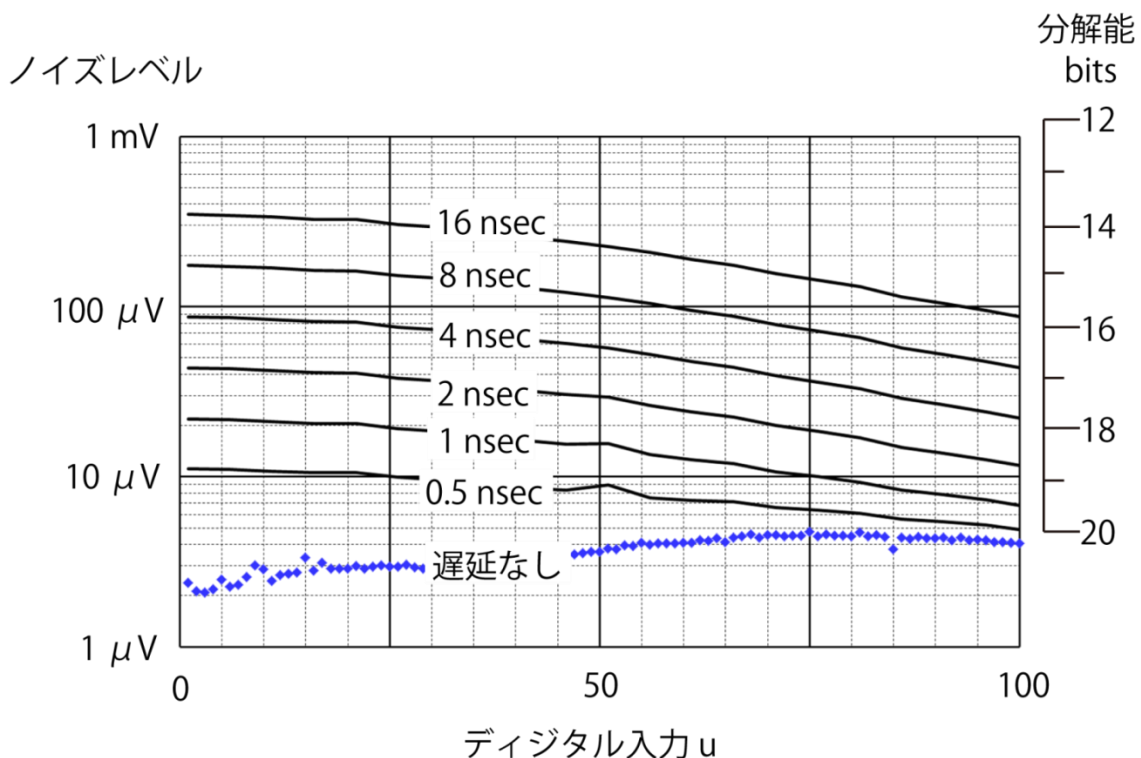


図 2.14 様々な伝搬遅延差に対して RMS ノイズを計算した結果。横軸はデジタル入力  $u$  (0~100)、縦軸は RMS ノイズである。黒線は上から順に、16, 8, 4, 2, 1, 0.5 nsec の伝搬遅延差があるときのノイズレベルである。青点は図 2.12 の Run2 (OSR : 680) と同じで、伝搬遅延がないときのノイズレベルである。

ノイズレベル計算によって得られた分解能 17 ビットを達成する D-S パラメータを以下に列挙する.

- OSR : 680 (変調周波数  $f_m$ :176 kHz, ALPF のカットオフ周波数  $f_c$ :128 Hz)
- 変調器次数 : 2 次型
- ALPF の次数 : 4 次, バターワース型
- 伝搬遅延差 : 2 nsec 以下

科学観測ロケット搭載用 DFG では, ALPF のカットオフ周波数が 65 Hz なので, OSR 680 を維持するために, 変調周波数  $f_m$  を 88 kHz とした.

## ii) 精度

精度の評価指標である INL と温度特性については, その指標が目標精度 14 ビットを下回っても実機の較正結果を用いることで補償可能である. 伝搬遅延差によって INL が劣化しても, デルタシグマ DAC の入出力特性を表としてプロセッサに実装すれば, 磁力計の誤差が補償される. 同様に伝搬遅延差や Hi レベル電圧が温度特性を持っていたとしても, 細かな温度ステップで入出力特性を取得すれば磁力計の誤差を補償できる. しかし, DAC 出力値の再現性は試験により補償できない. Hi レベル電圧の長期安定度は再現性を決定する重要なパラメータである. 精度 14 ビットを達成するためには, Hi レベル電圧を決定する電圧リファレンス IC の長期安定度が最悪でも約 60 ppm ( $=2^{-14}$ ) 以下でなければならない. また, Hi/Low レベル電圧の温度ヒステリシスも精度を決定する重要なパラメータで, 使用温度範囲内において約 60 ppm ( $=2^{-14}$ ) 以下でなければならない. この 2 つの誤差要因は同時に起きうるため, 長期安定度と Hi/Low レベル電圧の温度ヒステリシスの和が 60 ppm 以下でなければならない.

精度 14 ビットを満たすデバイスの選定が重要であるが, 実際に使用するデバイスでは, 特性値のばらつきが大きかったり, 特性値が規定されていなかったりすることがあ

る．そのため，実験的に再現性を検証しなければならない．例えばデルタシグマ DAC の入出力特性を長期間にわたって評価したり，温度ヒステリシスを発生させるような温度試験を繰り返し行ったりすることにより，入出力特性のばらつきを測定する．このばらつきを再現性誤差として評価し，ばらつきが大きい場合にはデバイスを再び選定しなおす必要がある．

### 2.2.3 回路構成

放射線耐性と性能不足により市販の DAC チップでは，本研究が目標とするデジタル磁力計を実現できないことを 1.2 節で示した．市販 DAC に対して本研究で工夫したことは，汎用 FPGA と汎用オペアンプを用いて高精度デルタシグマ DAC を開発した点である．これまで述べた通り，デルタシグマ DAC は変調器等の設計パラメータを調整することにより，高分解能・高精度化を実現できるため，使用する FPGA やオペアンプに過度に高性能な特性を必要としない．市販汎用部品と同等の特性を持つ耐放射線性 FPGA とオペアンプは入手しやすい．本研究で開発したデルタシグマ DAC の汎用 FPGA とオペアンプを耐放射線性部品に置き換えることにより，放射線耐性の課題を克服した高精度・高分解能な DAC を実現できる．

デルタシグマ DAC を組み込んだデジタル磁力計を開発するにあたり，デルタシグマ DAC 単体の性能を評価するための BBM (Bread Board Model) を製作した．以下では，このデルタシグマ DAC を DACBBM と呼ぶ．科学観測ロケットを宇宙における実証の機会とし，デジタル磁力計 DFG を製作するため，DACBBM の D-S パラメータにはロケット用 DFG の値を使用した．ここでは，前項で求めた D-S パラメータをもとに構成した回路を示し，次項でその特性評価結果について述べる．

FPGA に実装した 2 次デルタシグマ変調器の OSR は 680 である．このとき，変調周波数  $f_m$  は 88 kHz，ALPF のカットオフ周波数  $f_c$  は 65 Hz である．前述のとおり，図 2.7 に示した回路が DACBBM の回路図である．FPGA の出力電圧はデジタル回路の電源

電圧変動やノイズの影響を受けるため、安定な電圧に変換しなければならない。NAND ゲートを通して電圧を量子化し、変動やノイズレベルを抑えることにした。ゲート IC の出力電圧が電源電圧に依存することを利用し、NAND ゲート IC の電源電圧には高精度リファレンス IC (REF02) を用いた。この IC の Hi レベル電圧の長期安定度は 40 日間で 50 ppm であるため、特性値から推定できる再現性は 14 ビットを満たす。一方で Hi/Low レベルの温度ヒステリシスについてはデータシートに規定されていなかったため、実験により再現性を評価しなければならない。デルタシグマ DAC のノイズレベルに影響を与える伝搬遅延差は FPGA と NAND ゲート IC によって決まる。データシートに記載された NAND ゲート IC の伝搬遅延差はばらつきが大きく、最大で 8.5 nsec の遅延差が生じる。伝搬遅延差についても実機での測定が必須である。NAND ゲートの後段には 2 次 ALPF を 2 段配置することで、4 次 ALPF を実装した。2 次 ALPF は抵抗、コンデンサ、オペアンプを用いた多重帰還型である。磁力計のフィードバックにはセンサ内の磁場を打ち消すために正負電圧が必要であるが、変調出力は 0-3.3 V であるため、REF02 を用いたバイアス回路によって、デルタシグマ DAC の出力電圧が両極性となるようにした。

開発した DACBBM の写真を図 2.15 に示す。写真右側がディジタル回路で、左側がアナログ回路である。アナログ回路部にはリファレンス電圧 IC と NAND ゲートデバイス、4 次 ALPF が実装されている。4 次 ALPF 以外に、1~3 次の ALPF も実装されている。プロセッサの FPGA には Xilinx 社の XC3S200 を使用した。デルタシグマ変調器が占有した FPGA のリソースは全体の 30 % であり、宇宙用の FPGA にも十分置換可能である。

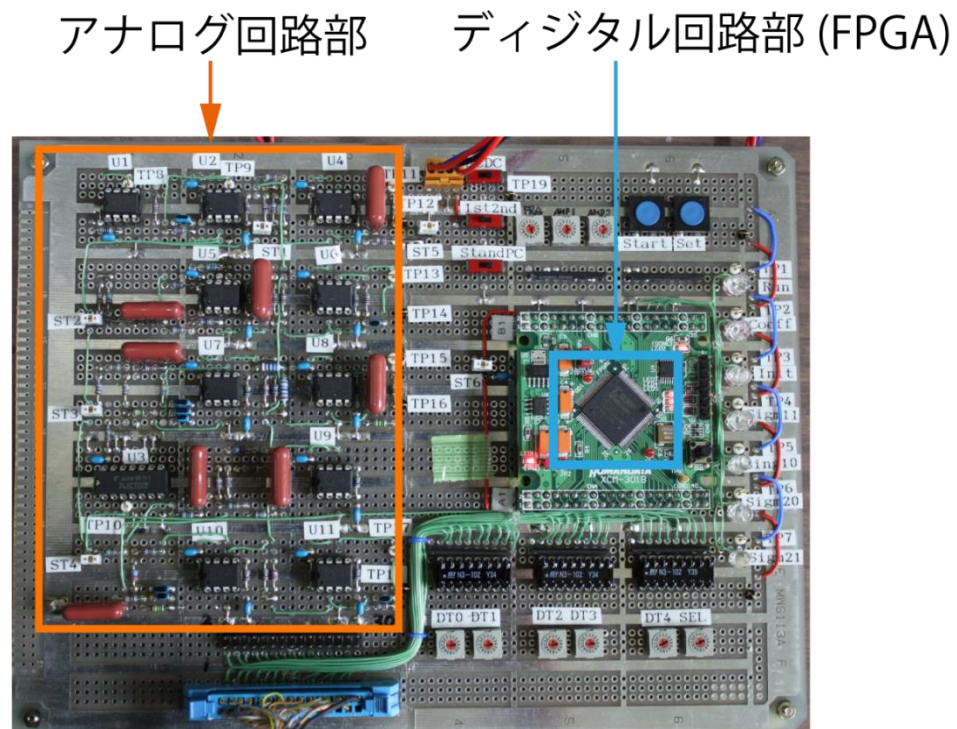


図 2.15 製作したデルタシグマ DAC 評価基板 (DACBBM)。写真左側はアナログ回路部で、1 次から 4 次のアナログ・ローパス・フィルタ回路, NAND ゲート回路, バイアス回路からなる。写真右側はデジタル回路部で、FPGA とその周辺回路が実装されている。

#### 2.2.4 デルタシグマ DAC の特性評価実験

設計、製作した DACBBM の特性を分解能と精度、周波数特性の 3 つに分類して、特性評価実験を行った。本項ではその評価結果と目標特性を比較し、設計の妥当性を検証する。

##### i) 分解能評価

図 2.16 に DACBBM の特性評価方法を示す。PC から DACBBM に 17 ビットのデジタル値を入力する。DACBBM のアナログ出力は ADC ボード（インターフェース社, PEX320724）でデジタル値に変換され、PC に取り込まれる。この ADC の分解能は 24 ビットで、ADC を含めた測定系がもつノイズレベルは  $10 \mu\text{V}$  ( $2^{-18.9}$ ) 程度であるため、目標分解能 17 ビットを十分に評価できる。デジタル入力とデジタル出力を比較することでデルタシグマ DAC の諸特性を評価した。

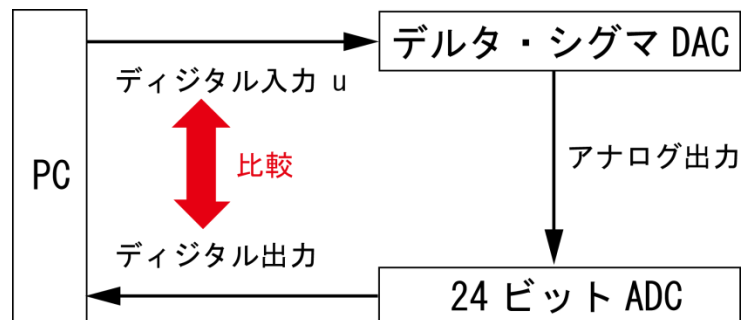


図 2.16 デルタシグマ DAC の評価システム。DACBBM と DACBBM への入力値送信/出力値収集のための PC、ノイズ測定のための ADC で構成される。

入力値  $u$  を  $-65535$  から  $65535$  まで 1 ずつ変化させ、131071 点分のノイズレベル測定を行った。アナログ出力のサンプリング周波数は  $48\text{ kHz}$  で、測定時間は最も低いトーンノイズ周波数に相当する  $1.3$  秒間とした。2.2 節で述べたノイズレベル計算と同様、測定した時系列データをフーリエ変換し、スペクトルデータから計算したパワー (RMS 値) をノイズレベルとした。

図 2.17(a)に測定された DACBBM のノイズレベルを赤点で示す。また、伝搬遅延差  $1.5\text{ nsec}$  を考慮し、手法Ⅲで計算したノイズレベル (Sim0) を青点で示す。図 2.17(b)は入力値 0 付近のノイズレベルを拡大表示したものである。緑点 (Sim1) は伝搬遅延差  $1.0\text{ nsec}$ 、水色点 (Sim2) は伝搬遅延差  $2.0\text{ nsec}$  のときのノイズレベルを計算した結果である。観測ロケットで実際に測定する磁場強度 ( $\pm 45000\text{ nT}$ ,  $0.8\text{ FS}$  以下) において、ノイズの最悪値は  $27\text{ }\mu\text{V}$  ( $2^{-17.5}$ ) である。したがって、開発した DACBBM は目標分解能 17 ビット ( $40\text{ }\mu\text{V}$ ,  $0.87\text{ nT}$  相当) を満足している。測定結果の特徴として図 2.17 から以下の 2 点が読み取れる。

1 入力値 0 付近と  $1/3\text{ FS}$  付近において、手法Ⅲで予測されたデバイス依存ノイズが測定された。

2 入力値 0 付近と  $1/3\text{ FS}$  付近以外では、測定されたノイズレベルが  $14\text{ }\mu\text{V}$  である。

1 に関する考察

入力値が-100 から+100 の間において、0 に近いほどノイズレベルが大きい。この特性は伝搬遅延差を考慮した手法Ⅲのノイズレベル特性と似ている。DACBBM の変調波形の伝搬遅延差を測定した結果、伝搬遅延差は 1.5 nsec であった。ただし測定に用いたオシロスコープの時間精度は 2 nsec typ.であり、 $\pm 1$  nsec の誤差が考えられる。測定されたノイズは、伝搬遅延差 1.0 nsec(Sim1)と 1.5 nsec(Sim0)の間に位置するので、測定で得られた伝搬遅延差は測定器の最大誤差より小さい。図 2.17 では測定されたノイズレベルが伝搬遅延を考慮したノイズレベルと同程度であるというだけで、伝搬遅延差によるノイズであるとは認められない。伝搬遅延差に起因するノイズの特徴は、トーンノイズ周波数に強いノイズスペクトルが現れる点である。DACBBM の伝搬遅延差 (1.5 nsec) を考慮したスペクトルと測定されたスペクトルを比較し、トーンノイズ周波数に強いスペクトルが存在することを確認する。図 2.18 に入力値が 1 のときの測定データのスペクトルと 1.5 nsec の伝搬遅延差 (Sim0) を持つときのアナログ出力のスペクトルを示す。どちらのスペクトルにもトーンノイズ周波数 (1.3 Hz) に強いスペクトルが現れている。両者のノイズレベルは測定値が 34.5 dB  $\mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ 、Sim0 が 35.1 dB  $\mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$  でほぼ等しい。測定と Sim0 のスペクトルの形がよく一致していることから、伝搬遅延差によるノイズがデルタシグマ DAC の分解能を制限していることがわかる。

## 2 に関する考察

測定値は最小でも 14  $\mu\text{V}$  であり、測定系のノイズレベル 10  $\mu\text{V}$  よりもわずかに大きい。このノイズレベルは ALPF の入力をグラウンドにショートさせたときのノイズレベル (図 2.18 緑線のスペクトル) に相当する。ALPF のノイズレベル 14  $\mu\text{V}$  には測定系のノイズレベル 10  $\mu\text{V}$  も含まれているため、ALPF のノイズレベルは  $9.8 \mu\text{V} = \sqrt{(14^2 - 10^2)}$  と推定できる。アナログ回路部で使用しているリファレンス電圧 IC(REF02)のデータシート上のノイズレベルが 10.6  $\mu\text{V}$  typ.であり、推定された ALPF のノイズレベルと同程度である。より高分解能なデルタシグマ DAC が求められる場合には、低ノイズなリファレンス電圧 IC が必要である。



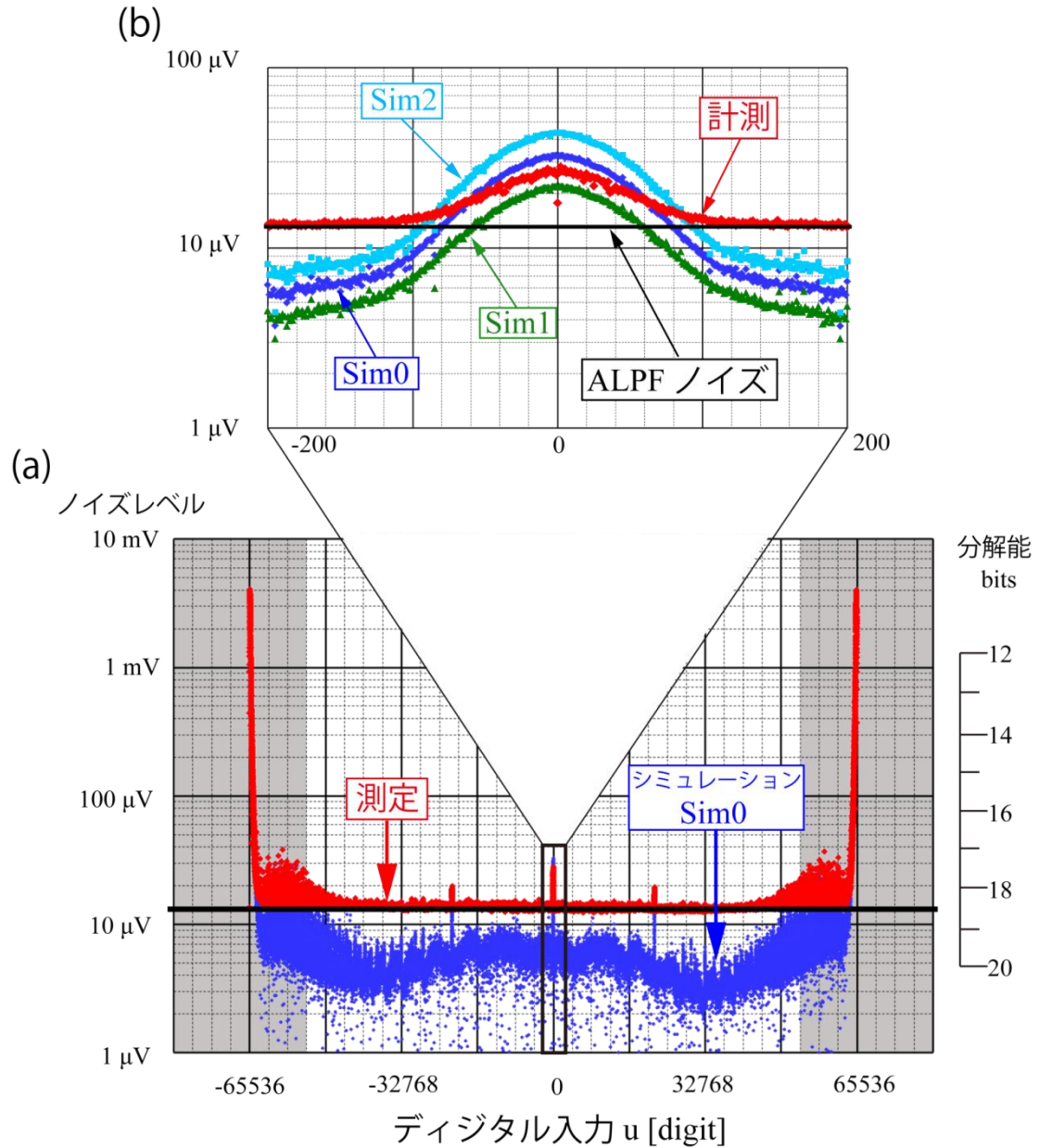


図 2.17 デルタシグマ DAC (DACBBM) のノイズレベル. 横軸はデジタル入力  $u$ , 縦軸は RMS ノイズである. 赤点は測定されたノイズレベルで, 青点は 1.5 nsec の伝搬遅延がある場合のノイズレベルを手法Ⅲで計算した結果 (Sim0) である. (a)の背景が白色の領域はデジタル入力  $u$  の 0.8 FS の範囲を表している. 黒太線は ALPF の入力をショートさせたときのノイズレベルである. (b)はデジタル入力  $u$  が -200 から 200 の間を拡大表示したものである. 緑点 (Sim1) と水色点 (Sim2) はそれぞれ 1.0 nsec と 2.0 nsec の伝搬遅延がある場合のノイズレベルを手法Ⅲで計算した結果である.



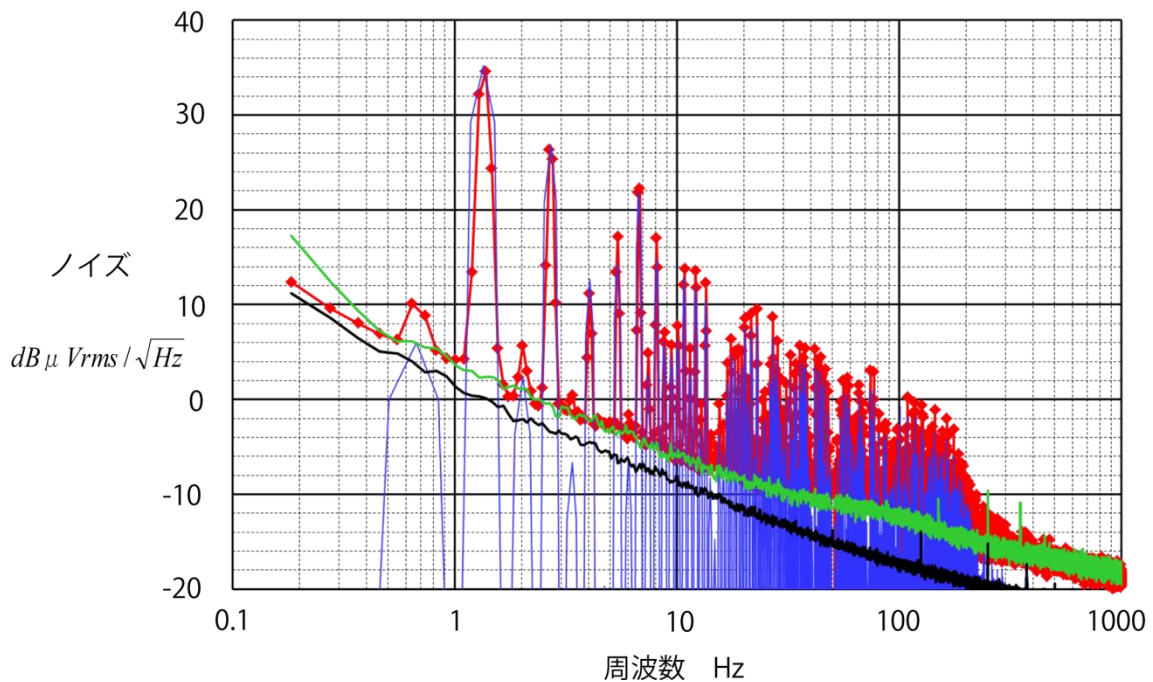


図 2.18 入力値が 1 のときのデルタシグマ DAC のノイズスペクトル. 横軸は周波数 Hz, 縦軸はノイズレベル  $\text{dB}\mu\text{Vrms}/\sqrt{\text{Hz}}$  である. 赤線は測定値のノイズスペクトルで, 青線は Sim0 のノイズスペクトルである. 緑線は ALPF の入力をショートさせたときのアナログ出力のノイズスペクトルで, 黒線は ADC の入力をショートさせたときのノイズスペクトルである.

FPGA や NAND ゲート IC の伝搬遅延差が温度によって変化すれば, ノイズレベルも変化することが予測される. 実験によってノイズレベルの温度特性を評価した結果を図 2.19 に示す. この実験では DACBBM を恒温槽に入れて, DACBBM 基板と恒温槽内の温度が一定になった状態でノイズレベルを測定した. 実験した温度は, DACBBM の最低使用温度 ( $0^{\circ}\text{C}$ ) と最高使用温度 ( $50^{\circ}\text{C}$ ), 室温 ( $25^{\circ}\text{C}$ ) の 3 種類とした. デジタル入力値を伝搬遅延差の影響を最も受ける 0 付近とした. 測定の結果,  $25^{\circ}\text{C}$  と  $0^{\circ}\text{C}$  ではノイズレベルはほぼ等しく, 伝搬遅延差は変化しなかったと考えられる.  $50^{\circ}\text{C}$  ではノイズレベルが大きくなったので, 伝搬遅延差が  $1.5\text{ nsec}$  よりも長くなったと考えられる.  $50^{\circ}\text{C}$  のときのノイズレベルは最大で  $31\text{ }\mu\text{V}$  ( $2^{-17.3}$ ) であった. この結果から DACBBM の分解能は  $0^{\circ}\text{C}$  から  $50^{\circ}\text{C}$  の温度範囲において目標分解能 17 ビットを達成していることが示された.

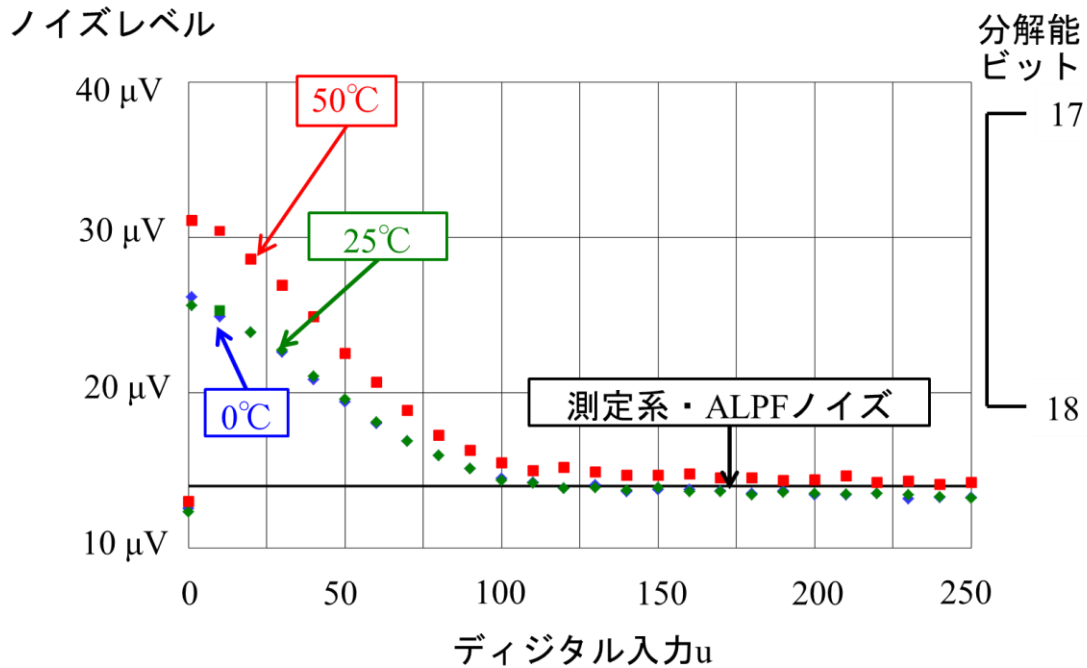


図 2.19 デルタシグマ DAC (DACBBM) のノイズレベルの温度特性. 横軸はデジタル入力  $u$ , 縦軸は RMS ノイズである. 緑点と青点, 赤点はそれぞれ 25°C, 0°C, 50°C のときのノイズレベルである. 黒線は ALPF の入力をショートさせたときのノイズレベルである.

## ii) 精度評価

2.2 節で解説した精度指標 (積分非直線性誤差 INL と温度特性, 再現性) の評価結果を述べる.

### 1) INL

図 2.20 にデルタシグマ DAC の入出力特性を示す. ノイズレベルを測定した時系列データから計算した平均値を直線で近似し, 近似直線と測定結果のずれを INL として評価した. 下に凸に湾曲した線が近似直線と測定結果の差 (以下, 誤差曲線と呼ぶ) である. 誤差曲線が湾曲する原因は図 2.9 でも述べたとおり変調波形に伝搬遅延差が生じるためである. 誤差曲線の最大値と最小値の差が 500  $\mu\text{V}$  なので, フルスケール 5 V に対して INL は 0.01 % ( $2^{-13.3}$ ) である. DACBBM の伝搬遅延差 (1.5 nsec) から求められる INL は 0.0132 % ( $=1.5 \text{ nsec}/\text{変調出力パルス幅 } 11.36 \mu\text{sec}$ ) であり, 伝搬遅延差の測定誤差  $\pm 1 \text{ nsec}$  を考慮すれば評価結果の 0.01 % は妥当な結果である. DACBBM の INL では

目標精度 14 ビットをわずかに達成できていない。しかし前節でも述べたとおり INL が目標精度を下回っても、2 次以上の関数でフィッティングしたり、入出力表をもったりすることで精度を補償できる。

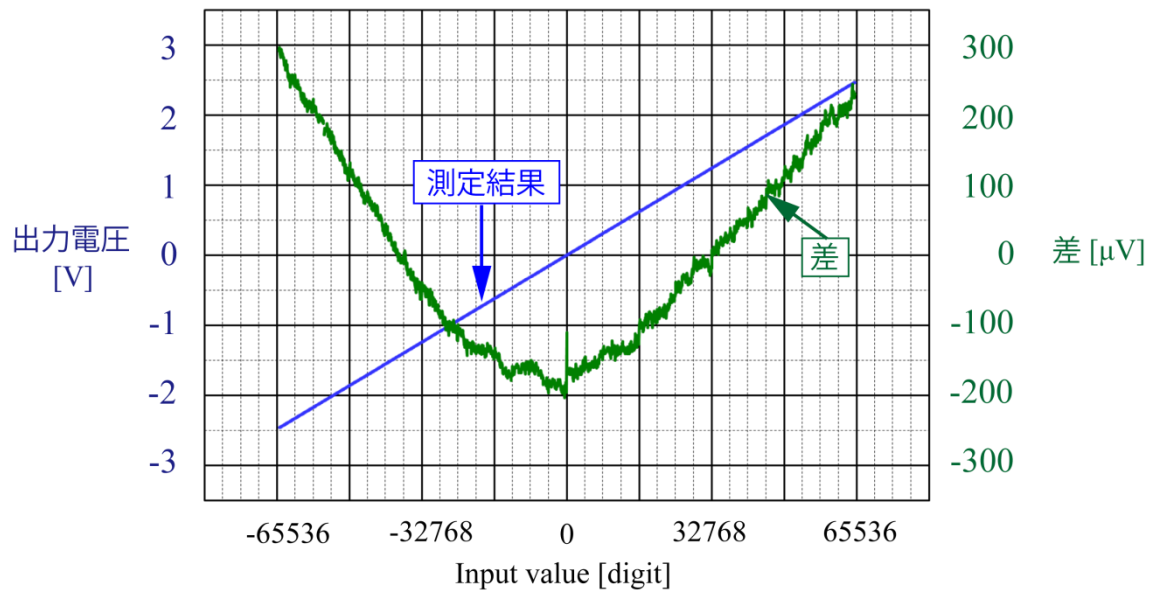


図 2.20 デルタシグマ DAC の入出力特性. 横軸は PC から DACBBM への入力値, 測定結果 (出力の代表値) の縦軸は左, 近似直線と測定結果の差の縦軸は右にとっている。

## 2) 温度特性

温度特性評価実験では DACBBM を恒温槽に入れて、DACBBM 基板と恒温槽内の温度が一定になった状態で入出力特性を取得した。実験した温度は DACBBM の最低使用温度 (0℃) と最高使用温度 (50℃)、室温 (25℃) の 3 種類とした。図 2.9 で述べたように測定結果を精度よくフィッティングするには、デジタル入力  $u=0$  を境に正と負で別々のフィッティング係数をもたせればよい。ただし、正負どちらのフィッティングでも  $u=0$  では同じ値をもつという制約を設ける。フィッティングには 1 次と 2 次、3 次関数を適用し、それぞれの関数で保証できる精度について評価した。図 2.21 に 25℃ のときの入出力特性 (黒線) とフィッティング関数と測定結果の差 (誤差曲線) を示す。フ

フィッティングに 1 次関数を用いたときの誤差（緑線）は  $0.00329\%$  ( $2^{-14.9}$ ) である。2 次関数（青線）と 3 次関数（赤線）での誤差はそれぞれ  $0.00126\%$  ( $2^{-16.3}$ ) と  $0.00084\%$  ( $2^{-16.9}$ ) である。デジタル入力  $u=0$  を境に個別のフィッティングを行えば、1 から 3 次関数のどのフィッティングでも精度 14 ビットを満たせる。したがって、測定磁場に算出したフィッティング関数を適用することにより、測定磁場の目標精度 14 ビットを達成できる。

$25^{\circ}\text{C}$  の場合と同様に  $50^{\circ}\text{C}$  と  $0^{\circ}\text{C}$  でも精度を評価した。 $50^{\circ}\text{C}$  の出力値を 1 次関数でフィッティングしたときの誤差は  $0.00385\%$  ( $2^{-14.7}$ ) であった。 $50^{\circ}\text{C}$  において  $25^{\circ}\text{C}$  の場合とは異なるフィッティング関数を持てば目標精度 14 ビットを達成できる。しかし  $25^{\circ}\text{C}$  と  $50^{\circ}\text{C}$  では精度 14 ビットを保証できるが、その間の温度では精度 14 ビットを保証できるかどうか判断できない。そこで、ある温度でのフィッティング関数を異なる温度の入出力特性に用いたときに精度 14 ビットを満たせるかどうかを実験によって調べ、精度 14 ビットを満たせなかった温度で新しくフィッティング係数を持たせることを考える。これを繰り返すことにより、どの温度でも必ず精度 14 ビットを保証できるようにする。

図 2.22 には  $50^{\circ}\text{C}$  のときの入出力特性（黒線）と  $25^{\circ}\text{C}$  でのフィッティング関数（2 次関数）と測定結果の差を紫線で示す。誤差曲線の最大値と最小値の差が  $1120\ \mu\text{V}$  なので、誤差は  $0.0224\%$  ( $2^{-12.1}$ ) である。 $25^{\circ}\text{C}$  でのフィッティング関数で  $50^{\circ}\text{C}$  での出力値の精度を保証しようとしても、目標精度 14 ビットを満たせない。したがって、 $25^{\circ}\text{C}$  と  $50^{\circ}\text{C}$  の間ではより細かな温度ステップで精度を評価しなければならないことがわかった。

$0^{\circ}\text{C}$  での測定結果と  $25^{\circ}\text{C}$  でのフィッティング関数（2 次関数）から求めた誤差曲線では、最大値と最小値の差が  $800\ \mu\text{V}$  であったので、誤差は  $0.016\%$  ( $2^{-12.6}$ ) である。 $50^{\circ}\text{C}$  のときと同様に  $25^{\circ}\text{C}$  でのフィッティング関数を用いた場合には目標精度 14 ビットを満たせない。 $0^{\circ}\text{C}$  の出力値を 1 次関数でフィッティングしたときの誤差は  $0.00385\%$  ( $2^{-14.7}$ ) であったので、 $0^{\circ}\text{C}$  で異なるフィッティング関数を持てば目標精度 14 ビットを達成できる。この温度特性評価試験では 3 種の温度について精度を評価し、各温度で精度 14 ビ

ットを満たすことを示せた. さらに細かな温度ステップで異なるフィッティング関数を用いれば, どの温度でも精度 14 ビットを保証できることが期待される.

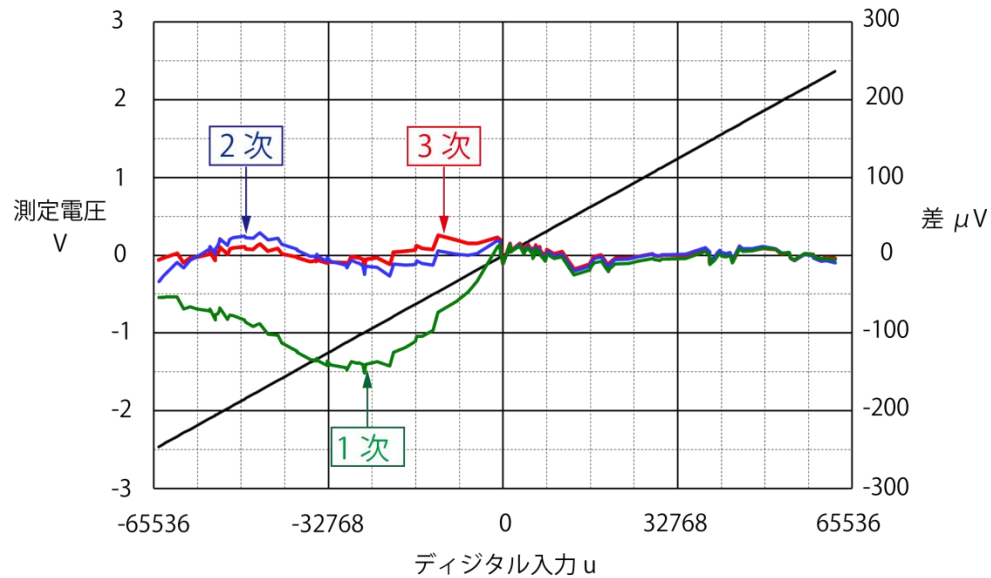


図 2.21 25°Cのときの DACBBM の入出力特性. 横軸はデジタル入力  $u$ , 測定結果の縦軸は左, フィッティングと測定結果の差の縦軸は右にとっている. 黒線は測定値である. 緑線は 1 次関数フィッティングと測定値の差で, 青線は 2 次関数フィッティングと測定値の差, 赤線は 3 次関数フィッティングと測定値の差である.

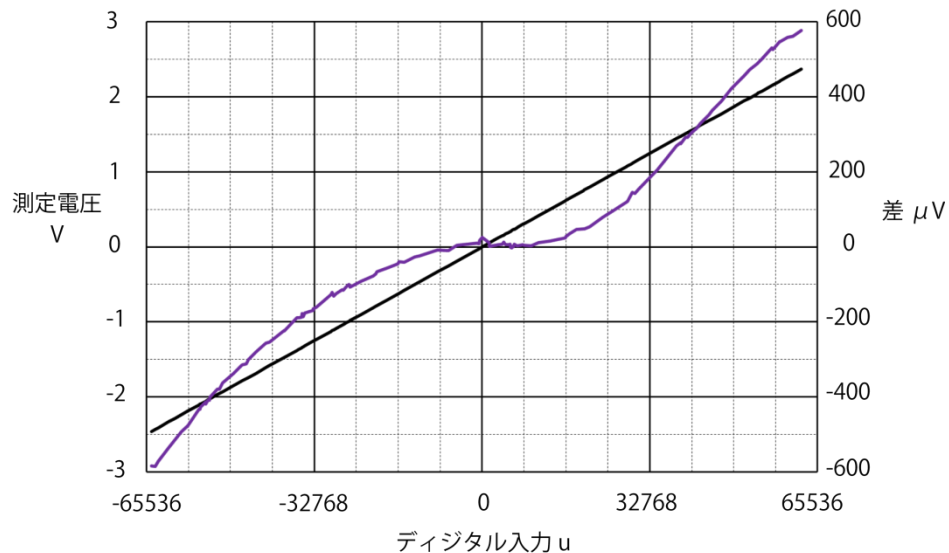


図 2.22 50°Cのときの DACBBM の入出力特性. 横軸はデジタル入力  $u$ , 測定結果(黒線)の縦軸は左, フィッティング (25°Cでの 2 次関数) と測定結果の差 (紫線) の縦軸は右にとっている.

### 3) 再現性

本研究では 0°C から 25°C, 25°C から 50°C へと変化する温度サイクルを 3 回繰り返し、各温度ステップで入出力特性を取得した。各温度で 3 つの出力値が得られるので、3 つの出力値の差の最大値を誤差として再現性を評価した。図 2.23 に測定値から得られた誤差を示す。誤差は最大 300  $\mu\text{V}$  (0.006 % 相当) であったので、開発した DACBBM では目標精度 14 ビットを達成した。2.2 節で述べたように再現性の誤差要因は電子部品の電気的特性による。例えばデータシートに基づくリファレンス電圧 IC の長期安定度は 40 日間で 250  $\mu\text{V}$  なので、0.005 % (14 ビット相当) の再現性のない誤差が生じる。3 サイクル目の実験は 1 サイクル目の実験から最大 3 週間経過しているので、予測される誤差は約 200  $\mu\text{V}$  である。予測された誤差は最大誤差 300  $\mu\text{V}$  に近い値を示しており、リファレンス電圧の長期変化の影響を受けていると考えられる。正しく再現性を評価するためには、試験回数を増やしたり長期間にわたる試験を実施したりすることが重要である。

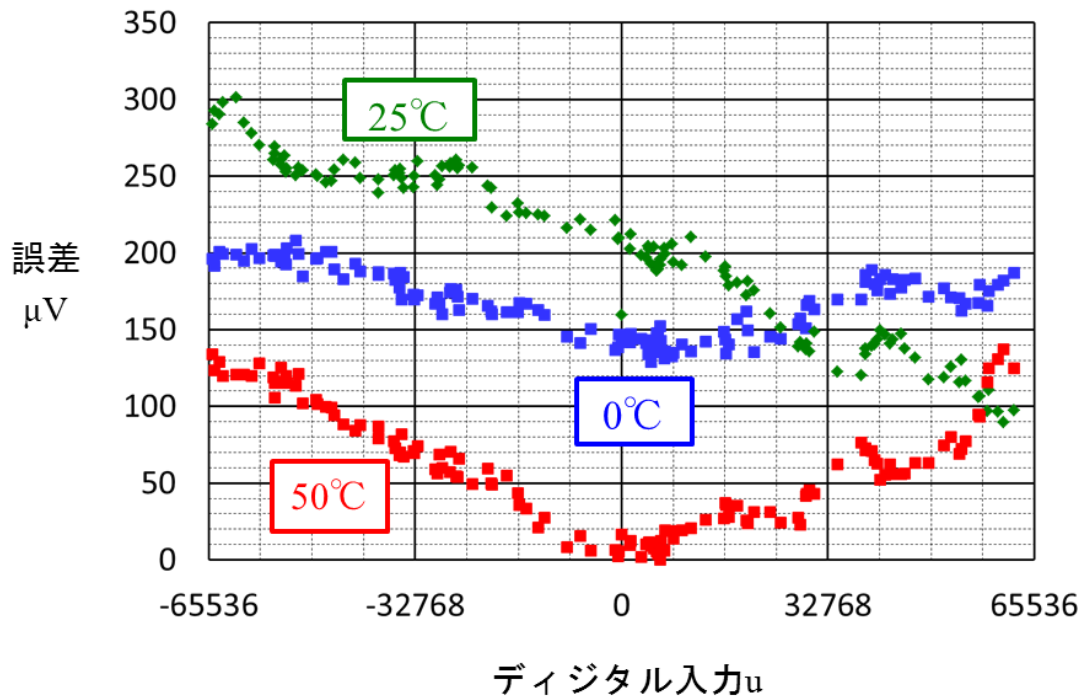


図 2.23 デルタシグマ DAC の出力値の安定度. 横軸は PC から DACBBM への入力値. 縦軸は 3 点の出力値の差の最大値である. 緑点が 25°C, 赤点が 50°C, 青点が 0°C のときの誤差である.

### iii) 周波数特性評価

デルタシグマ DAC の周波数特性は, ALPF によって決まる. カットオフ周波数 65 Hz で設計した ALPF の特性を評価するために, DACBBM に 1 Hz から 500 Hz の正弦波を入力し, 出力値から振幅を求め, 出力振幅特性を調べた. ロケット実験で観測される正弦波振幅の最大値は地磁気の全磁力であるため, 内之浦における全磁力に相当する 0.8 FS を入力振幅とした. 図 2.24 に出力振幅特性の結果を示す. 振幅比が -3 dB になるカットオフ周波数は 67 Hz であり, 設計値の 65 Hz とほぼ等しい. 観測ロケットで要求されている測定周波数帯域 DC-10 Hz よりも十分高いカットオフ周波数であることがわかる.

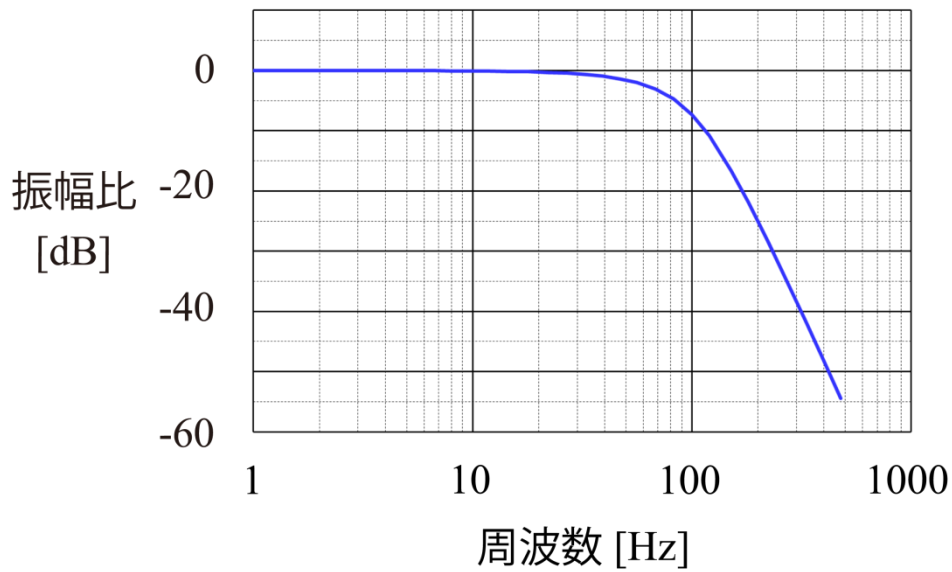


図 2.24 入力振幅が 0.8 FS のときの出力振幅特性. 縦軸は振幅比 dB, 横軸は入力した周波数 Hz である.

## 2.3 デルタシグマ DAC を組み込んだフラックスゲート磁力計の試作

### 2.3.1 デジタル磁力計の周波数特性設計

定常磁場だけでなく変動磁場でも目標精度を保証するためには適切な周波数特性設計を行い, 実験によってその特性を評価しなければならない. 磁力計の周波数特性はフィードバック・ループを構成する要素の周波数特性によって決まる. 先行研究では伝達関数モデルによって磁力計の周波数特性が計算され, その妥当性が示された[Kono et al., 1984].

デルタシグマ DAC を組み込んだデジタル磁力計においても, この方法で周波数特性を計算する. 設計では検出回路内のゲインを調整することにより, 磁力計に要求される周波数帯域を確保することが目標である. 本節では, 周波数特性のシミュレーションにより得られた結果と実機の周波数特性の結果について述べ, デルタシグマ DAC を組み込んだデジタル磁力計の周波数特性設計の妥当性を示す.



### 2.3.2 シミュレーションによるデジタル磁力計の周波数特性評価

図 2.25 はデルタシグマ DAC を組み込んだデジタル磁力計の機能図を伝達関数モデルに置き換えたブロック図である。X が入力で、Y が出力である。減算器と  $k_s$  はセンサを表しており、 $k_s$  はセンサの磁場検出感度である。 $a$  はアンプの増幅率で周波数特性を持たない。検出された DC～低周波磁場は周波数  $2f_0$  で振幅変調されるので、バンドパス・フィルタは中心周波数  $2f_0$  を DC にシフトしたローパス・フィルタ (LPF: Low-Pass Filter) として表せる。 $T$  は振幅が -3 dB となるときの LPF の時定数である。 $g$  は「ADC の電圧値-デジタル値の変換係数」と「センサ駆動回路 (ドライブ回路) の特性」, 「磁場計算で生じる係数」, 「プロセッサで調整可能な増幅率」, 「1 ビット変調出力のデジタル値-電圧値の変換係数」の大きさを掛け合わせたパラメータである。「プロセッサで調整可能な増幅率」の値を変えて  $g$  の値を変更し、デジタル磁力計の周波数帯域を調整する。次段の加算器と遅延器 ( $e^{-s\tau_1}$ ) で積分器が構成されている。 $\tau_1$  は積分器における遅延時間である。 $\tau_2$  はプロセッサの演算にかかる時間で、遅延器  $e^{-s\tau_2}$  として組み込まれている。目標周波数帯域においてデルタシグマ変調器は周波数特性をもたないが、演算にかかる時間を遅延時間として考慮しなければならないので、 $\tau_2$  に演算時間を加算した。一方、デルタシグマ DAC の ALPF の周波数特性  $G(s)$  は式(2.4)のように 2 次型 LPF の 2 段接続で表せる。各係数 ( $H, \alpha_1, \alpha_2, \omega_1, \omega_2$ ) は 2.2 節で示した D-S パラメータ (バターワース型, カットオフ周波数  $f_c: 65 \text{ Hz} @ -3 \text{ dB}$ ) となるように設計した。

$$G(s) = H \frac{\omega_1^2}{s^2 + \alpha_1 \omega_1 s + \omega_1^2} \frac{\omega_2^2}{s^2 + \alpha_2 \omega_2 s + \omega_2^2} \quad (2.4)$$

$d$  はフィードバック係数で、センサに打ち消し磁場を作る検出コイルのコイル定数で決まる。

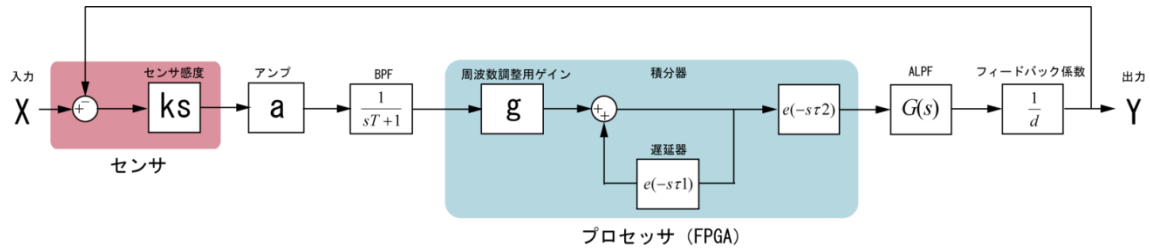


図 2.25 デルタシグマ DAC を組み込んだデジタル磁力計の伝達関数モデル.  $X$  が入力,  $Y$  が出力である. 減算器と  $ks$  がフラックスゲートセンサを表しており,  $ks$  はセンサの磁場検出感度である.  $a$  はアンプの増幅率, バンドパス・フィルタ(BPF)の周波数特性はローパス・フィルタ(LPF)の周波数特性として置き換えられる. FPGA 内部の伝達関数モデルには調整用増幅率  $g$  の他に, 積分器と演算時間  $\tau_2$  が組み込まれている, デルタシグマ DAC の周波数特性は ALPF の周波数特性  $G(s)$  によって決まる. DAC 出力はフィードバック係数  $d$  を通してセンサにフィードバックされる.

表 2.1 にデルタシグマ DAC を組み込んだデジタル磁力計の各パラメータの設計値を示す. 以下では, この磁力計を DFGBBM(Digital-type FluxGate magnetometer Bread Board Model)と呼ぶ. センサ感度  $ks$  は実際に使用するセンサの感度を用いた. 設計した検出回路によって決まるパラメータは, アンプの増幅率  $a$  と BPF の時定数  $T$ , 遅延時間  $\tau_1$ , 演算時間  $\tau_2$ , ALPF の周波数特性  $G(s)$ , フィードバック係数  $d$  である. また,  $g$  のうち「ADC の電圧値-デジタル値の変換係数」と「センサ駆動回路(ドライブ回路)の特性」, 「1 ビット変調出力のデジタル値-電圧値の変換係数」も設計した回路によって決まる. 「磁場計算で生じる係数」は岡田ら(2006)で示されたデジタル演算手法によって決まる. 磁力計のカットオフ周波数が 65 Hz@-3 dB となるように「プロセッサで調整可能な増幅率」を設定した. シミュレーションに使用した  $g$  の数値は表 2.1 に示したが, 本節ではこの値を  $g=1$  と規格化して解説する.

シミュレーションでは  $g$  の値を変えることにより, 磁力計の周波数帯域を調整した. 図 2.26 がシミュレーションによって得られた周波数特性である. 各線はパラメータ  $g$  の値が 2 倍ずつ異なり,  $g=0.5$  は  $g=1$  に対して  $g$  を 0.5 倍した値を意味している.  $g$  が大きいほど周波数帯域は広がる. 検出磁場強度が同じ場合では,  $g$  が大きいほどフィードバック・ループのゲインが大きいのでセンサ内部の磁場がより早く打ち消される. つまり,  $g$  が大きいほどフィードバック・ループの応答は早くなり, 周波数帯域は広がる.

ただし、 $g$  が過度に大きいとフィードバック・ループが不安定に近づき、ALPF のカットオフ周波数よりも低い周波数でゲインの極大値が現れる．磁力計の周波数特性は ALPF の周波数特性によって強い制限を受ける．このような周波数特性は磁力計として適切ではない．フィードバック・ループの安定性を維持しつつ、磁力計の目標周波数帯域を達成するためには、デルタシグマ DAC の ALPF の周波数帯域をより広げなければならないことが示唆された．

表 2.1 DFGBBM の伝達関数モデルパラメータ

$k_s$	4731	V/T
$a$	3.966	倍
$T$	72.343	$\mu$ sec
$g$	0.0508415	倍
$T_1$	88.261	$\mu$ sec
$T_2$	160.660	$\mu$ sec
$d$	43819	V/T
$\alpha_1$	604.80	
$\omega_1$	1.9069	
$G(s)$	$\alpha_2$	674.90
	$\omega_2$	1.2319
	$H$	1.0000

観測ロケット搭載用 DFG では要求される周波数帯域が DC-10 Hz であるため、 $g=0.5$  から  $g=1$  の間に最適な値が存在する．ただし、センサ感度  $k_s$  などのパラメータはセンサごとに異なるため、ロケット用 DFG でのパラメータを用いたシミュレーションは再度必要である．次項では周波数特性評価実験により周波数特性設計の妥当性を評価した結果を示す．

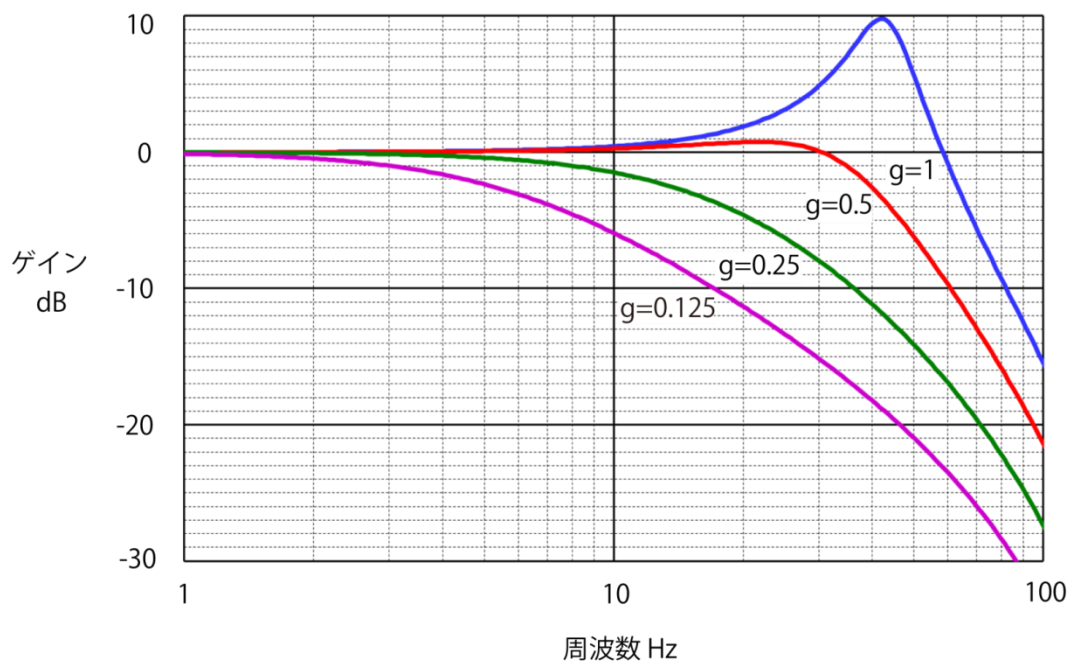


図 2.26 伝達関数モデルを用いて計算した DFGBBM の周波数特性と調整用増幅率  $g$  の関係。横軸は周波数 Hz，縦軸は振幅をゲイン dB で表している。各線の  $g$  の値は、青： $g=1$ ，赤： $g=0.5$ ，緑： $g=0.25$ ，紫： $g=0.125$  である。

### 2.3.3 周波数特性評価実験

図 2.27 にデルタシグマ DAC を組み込んだデジタル磁力計 (DFGBBM) の構成を示す。右上のブロック図は本研究で開発した DFGBBM のブロック図であり、右側の基板はアンプからプロセッサ (FPGA) までの検出回路基板で、左側の基板が ALPF 回路 (DACBBM 基板、図 2.15) である。センサで検出された磁場は電圧に変換され、検出回路基板のプロセッサで外部磁場が算出される。算出された磁場は同一プロセッサに実装されたデルタシグマ変調器に入力され、変調出力は DACBBM 基板の ALPF に入力される。ALPF からの出力は検出回路基板を通して、センサへフィードバックされる。

検出回路基板にはフラックスゲートセンサを駆動するドライブ回路も実装されている。このドライブ回路は温度特性を持っており、磁力計のフィードバック・ループのゲインが約  $3\%/^{\circ}\text{C}$  の温度特性をもつ。周波数特性においてフィードバック・ループのゲインが 3% の誤差を持つとき、振幅特性は最大 0.3 dB (約 4%) の誤差を持つ。ただし、この誤差は周波数が高い (数十 Hz) ときに表れるため、10 Hz 以下での誤差は 4% より

十分小さい。この温度特性は  $g$  の「センサ駆動回路（ドライブ回路）の特性」に分類されるため、 $g$  が誤差を持つことを意味する。

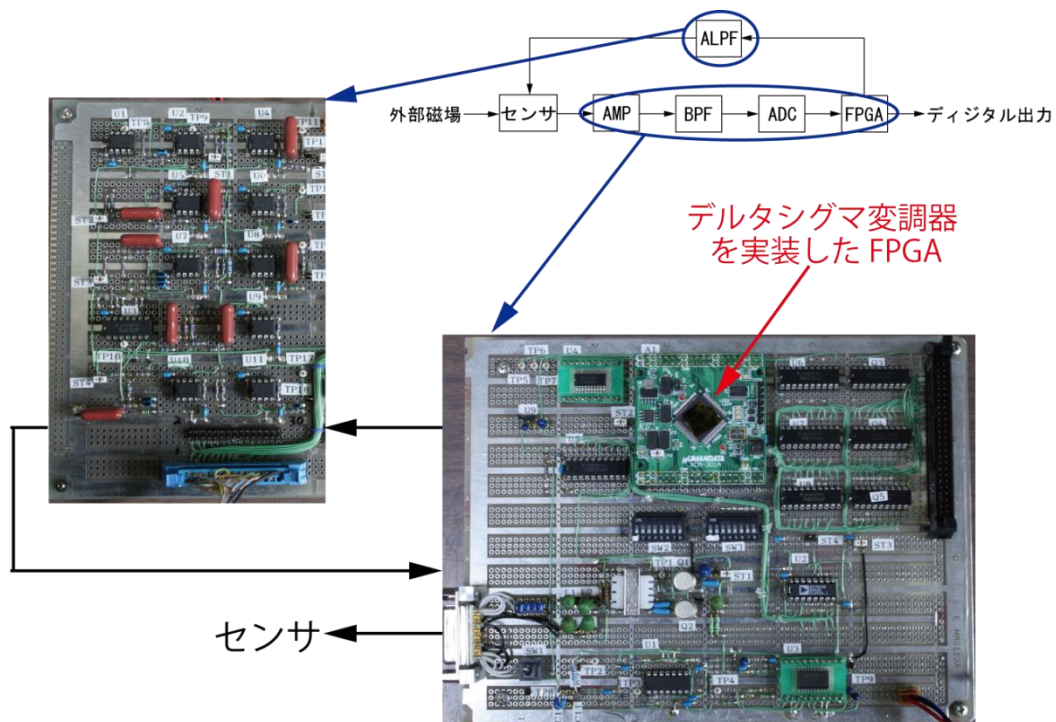


図 2.27 デルタシグマ DAC を組み込んだデジタル磁力計(DFGBBM). DFGBBM はフラックスゲートセンサとデルタシグマ DAC 特性評価基板 (DACBBM) のアナログ回路部、磁場検出回路基板で構成されている。

図 2.28 は DFGBBM の周波数特性を評価するための特性評価実験システムである。実験室における  $10 \text{ nT} \sim 100 \text{ nT}$  程度の外乱磁場が計測に与える影響を無視できるようにするために、磁気シールドケースの中に磁場印加用コイル(以下、較正コイルと呼ぶ)を入れ、較正コイルの中心にフラックスゲートセンサを置いた。測定システムは 2 つに分かれる。一つはセンサに磁場を印加し、その印加磁場を測定するシステム、もう一つは磁力計で測定された磁場データを収集するシステムである。磁場印加回路は Signal Generator (SG, Tabor Electronics 社, Waveform/Function Generator 8023)と較正コイル、抵抗を直列接続し、SG で較正コイルに正弦波電圧を印加してセンサに磁場を与える。抵抗端の電圧を測定することで較正コイルに流れる電流を計算し、較正コイルのコイル定数  $1005.31 \text{ nT/mA}$  を用いて印加磁場の振幅を求める。DACBBM の特性評価試験で使用

した 24 ビット ADC ボードで抵抗端の電圧を測定し、同時に磁力計のフィードバック電圧を測定した。DFGBBM の電源には安定化電源（KIKUSUI 社、PMM25-1TR）を使用した。

図 2.29 に測定した周波数特性の結果を示す。図 2.29 の実線は設計値をもとに計算した周波数特性で、マーカーで示したデータが  $g$  ごとの周波数特性である。測定値はシミュレーションに対して最大 0.4 dB（約 5 % @ 39 Hz,  $g=0.5$ ）異なる。前述のとおり「センサ駆動回路（ドライブ回路）の特性」が温度特性を持つため、5 % の誤差が生じたと考えられる。この誤差は温度変化に換算して約  $1^{\circ}\text{C}$  であり、 $1^{\circ}\text{C}$  の差は実験時にも起こりうる温度差であると考えられる。最大 5 % の誤差を生じたものの、シミュレーションと実機の周波数特性はよく一致していることがわかる。したがって、伝達関数モデルのパラメータが与えられれば、シミュレーションによって最適な周波数特性を満足する  $g$  を求められる。実機で最適な周波数特性を実現できることが示された。

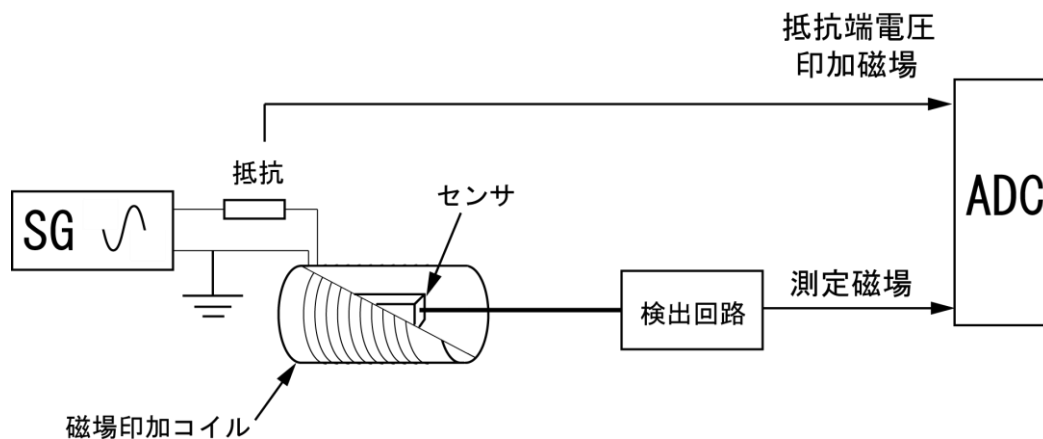


図 2.28 周波数特性評価実験の測定システム。Signal Generator (SG) で 1 Hz から 100 Hz の正弦波信号を磁場印加用コイルにかけてセンサに磁場を与える。磁場印加回路中の抵抗端電圧を測定し、コイルに流れる電流から印加磁場を求める。抵抗端電圧の測定と同時に磁力計で磁場を測定し、磁場データを収集する。2 つの振幅比から周波数特性を評価する。

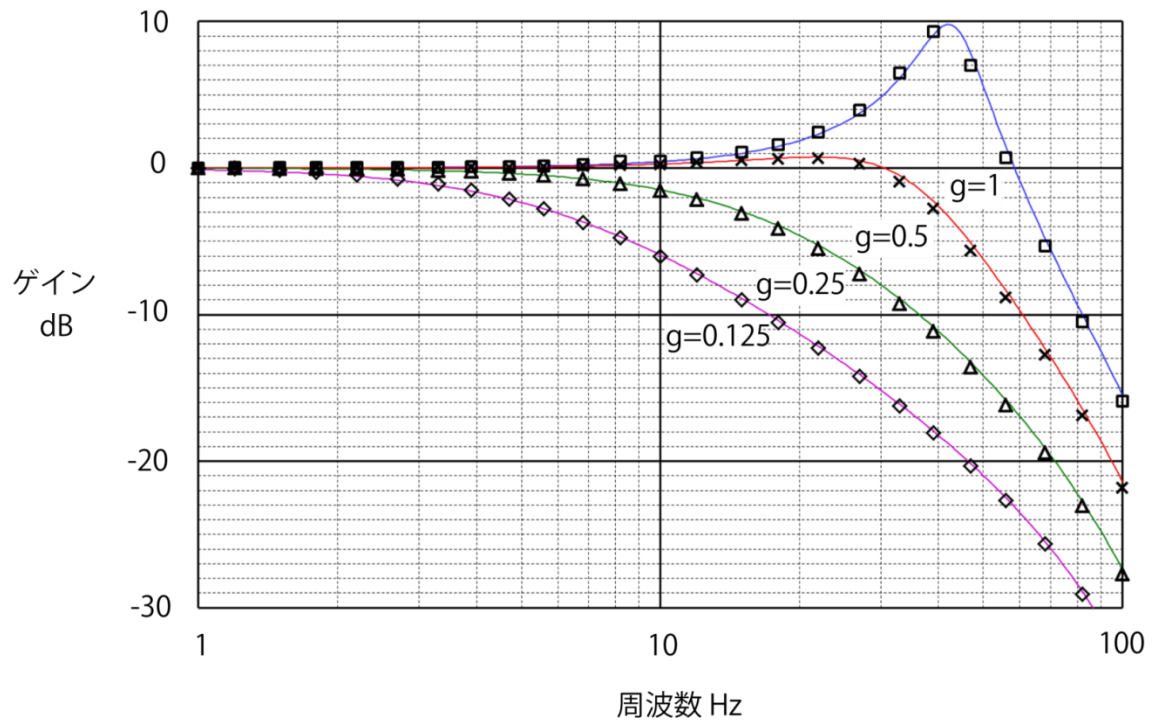


図 2.29 デルタシグマ DAC を組み込んだデジタル磁力計(DFGBBM)の周波数特性. 横軸は周波数 Hz, 縦軸は振幅をゲイン dB で表している. マーカーは測定により得られたゲインである. マーカーの種類は,  $\square$  :  $g=1$ ,  $\times$  :  $g=0.5$ ,  $\triangle$  :  $g=0.25$ ,  $\diamond$  :  $g=0.125$  のときの周波数特性を示している. 実線は図 2.21 で示したシミュレーションの結果である.

## 2.4 ロケット搭載実証用フラックスゲート磁力計

### 2.4.1 ロケット搭載実証用フラックスゲート磁力計の構成と目標性能

図 2.30(a)に科学観測ロケット搭載用に開発したデジタル方式フラックスゲート磁力計(DFG)を示す. 図 2.30(b)はフラックスゲートセンサ, (c)は DFG の電気回路部である. 電気回路部は 3 枚の基板からなり, アルミケースに収められている. 左の基板が電源やロケットの統合装置とのインターフェース回路, 真ん中の基板がプロセッサとその周辺回路, 右の基板が磁力計のドライブ回路とプロセッサを除く検出回路である. 本研究で開発したデルタシグマ DAC を組み込んだ磁力計の宇宙機への搭載は初めてであるため, 予期せぬ故障を考慮してデルタシグマ DAC を組み込んだ磁力計は 1 軸のみとした. 図 2.30 (c)に示す通り, デルタシグマ DAC の回路規模は市販品の 16 ビット DAC (紫線) とほとんど変わらないため, 回路規模を維持することができた. 表 2.2 に DFG の



諸元を、表 2.3 に性能を示す。本節では表 2.3 に示したデルタシグマ DAC の特性評価結果について述べる。ロケット用 DFG の要求特性は 1 章で述べたとおり、分解能 10 ビット、精度 7 ビット、周波数帯域 DC-10 Hz である。表 2.3 に示した性能はこれらの要求を達成していることがわかる。

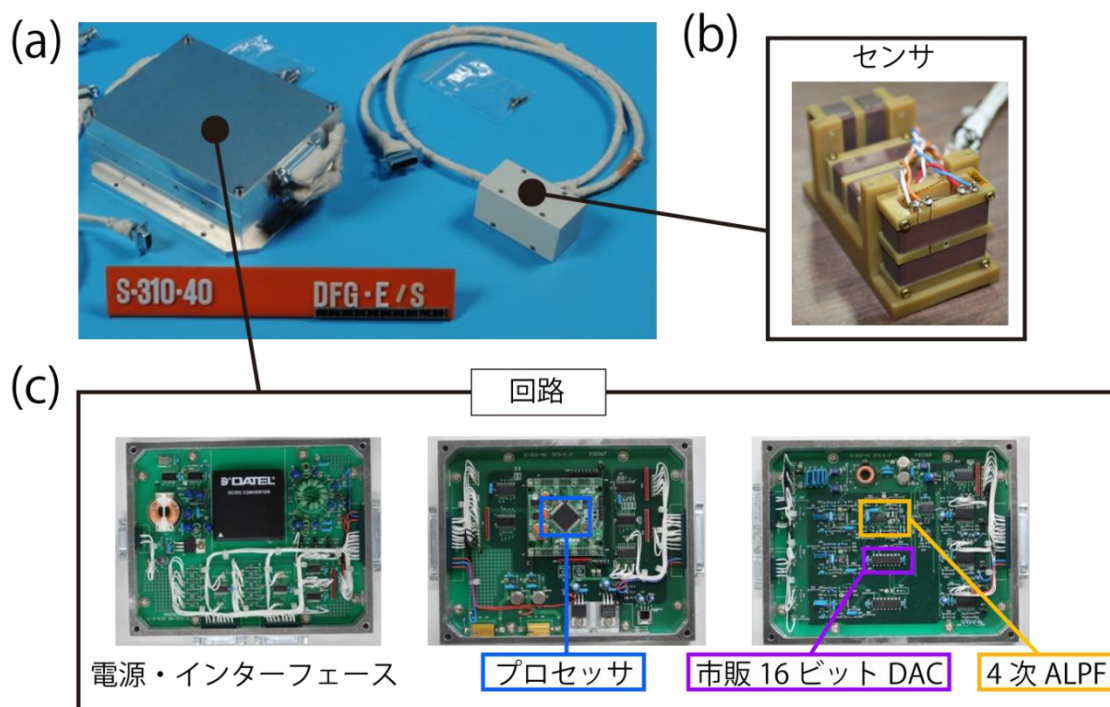


図 2.30 科学観測ロケット S-310-40 号機に搭載した DFG. (a)ロケットに組み込む直前の DFG. (b)3 軸フラックスゲートセンサ. (c)回路部. 右側の回路はプロセッサを除く検出回路で、真中がプロセッサとその周辺回路である。左側は観測ロケットのバッテリーとテレメータに合わせた電源・インターフェース回路である。

表 2.2 科学観測ロケット S-310-40 号機搭載用 DFG のリソース諸元

重量	センサ	225 g (ハーネスを含む)
	電気回路部	1.737 kg (アルミシャーシを含む)
寸法	センサ	80 mm × 40 mm × 40 mm
	電気回路部	180 mm × 140 mm × 60 mm
消費電力		140 mA、28 V at 25°C
テレメータ・データ		200 Hz, 20 ビット × 3 チャンネル



表 2.3 DFG の性能特性

ダイナミック・レンジ	約±57000 nT
分解能	17.1 ビット
積分非線形誤差	11.8 ビット (0.0287 %)
周波数帯域	14 Hz at -3 dB

### 2.4.2 シミュレーションによる特性評価

表 2.4 にデルタシグマ DAC を組み込んだ DFG の各パラメータを示す．設計した回路やセンサの特性によって  $g$  の値は異なるので，表 2.1 と表 2.4 に示した  $g$  の値は異なる． $g$  の値を変えることにより，DFG の振幅特性を計算した結果を図 2.31 に示す．各線は  $g$  の値が 2 倍ずつ変化している．本節で述べる  $g$  は表 2.4 に示した  $g$  の値を  $g=1$  として解説する．ロケット用 DFG のパラメータでは， $g=0.125$  から  $g=0.25$  の間に最適値が存在する．

表 2.4 S-310-40 号機搭載用 DFG の伝達関数パラメータ

ks	18809	V/T
a	31.731	倍
T	72.343	$\mu$ sec
g	0.0024674	倍
T 1	88.261	$\mu$ sec
T 2	160.660	$\mu$ sec
d	52848	V/T
	$\alpha$ 1	1317.10
	$\omega$ 1	2.5565
G(s)	$\alpha$ 2	674.90
	$\omega$ 2	1.2319
	H	2.0000

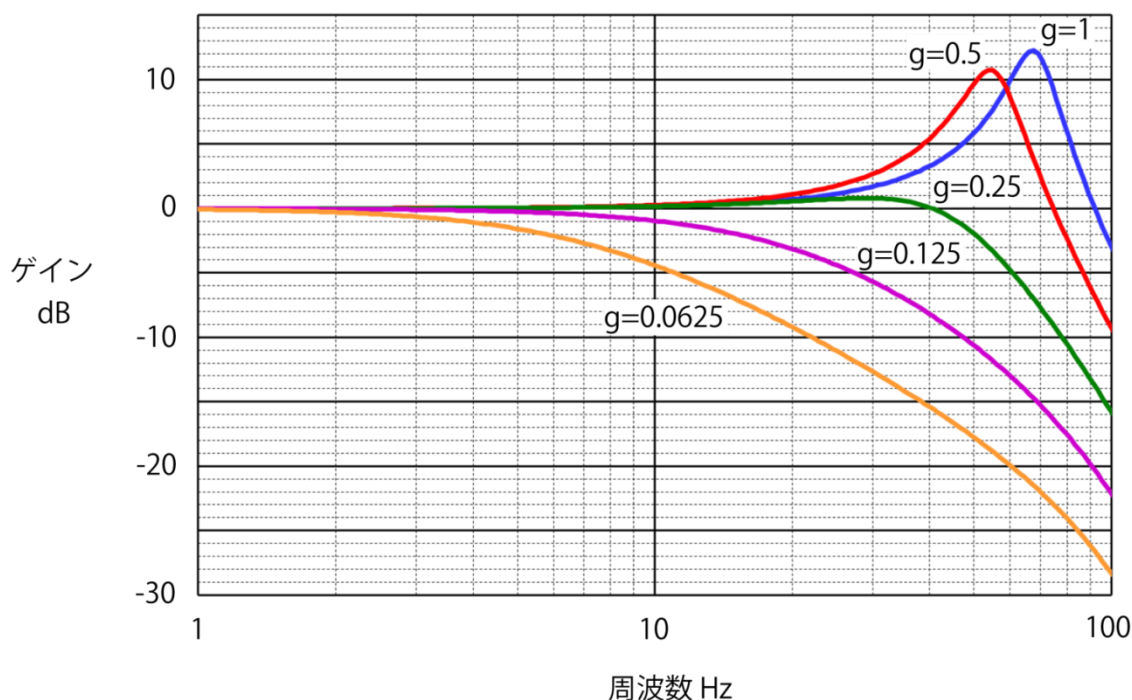


図 2.31 伝達関数モデルを用いて計算したロケット搭載用 DFG の周波数特性と FPGA 内部の増幅率  $g$  の関係. 横軸は周波数 Hz, 縦軸は出力振幅をゲイン dB で表している. 各線の  $g$  の値は, 青:  $g=1$ , 赤:  $g=0.5$ , 緑:  $g=0.25$ , 紫:  $g=0.125$ , 橙:  $g=0.0625$  である.

### 2.4.3 特性評価実験

#### 周波数特性評価

周波数特性の測定方法は図 2.28 に示した方法と同様で, DFGBBM をロケット用 DFG におきかえて実験を行った. ただし, 測定磁場の取得にはロケット統合装置エミュレータ (以下, Inter Face (I/F) 装置と呼ぶ) を用いた点が異なる. 図 2.32 に  $g$  に対する測定されたカットオフ周波数を示す. 青点がシミュレーションで, 赤点が測定結果である. シミュレーションと測定ではカットオフ周波数が数倍から 10 倍程度異なる. 図 2.33 に  $g=0.5$  のときの周波数特性を示す. 図 2.33 から 10 Hz 以下の周波数では振幅比が約 0 dB なので, 減衰なく正確に磁場を測定できる. 周波数 10 Hz 以上では, 周波数が高くなるほど振幅比は小さくなる. 10 Hz から 100 Hz までの測定結果を直線で近似して得られたカットオフ周波数 (-3 dB) は 14 Hz であった. 観測ロケットのスケジュールの都合から, シミュレーションとの一致が見られなかったが,  $g=0.5$  でロケットのスピン周波数

(約 1 Hz) に伴う磁場変動を測定できるため、この値を採用した。

フライト後に、ロケット用 DFG と等価なパラメータ ( $g=0.5$ ) で検証を行った結果、0.8FS 振幅、10 Hz の磁場が印加されたとき、BPF の出力が飽和していることがわかった。そのためシミュレーションと測定したカットオフ周波数が一致しなかった。DFGBBM を用いてアンプの増幅率を小さくした飽和しないパラメータの場合では、シミュレーションと測定の振幅特性が一致した。ただし、アンプの増幅率を小さくすることは、信号対雑音比を下げってしまう。そのため、今後の開発ではセンサのノイズレベルと周波数特性とのトレード・オフについても検討が必要である。

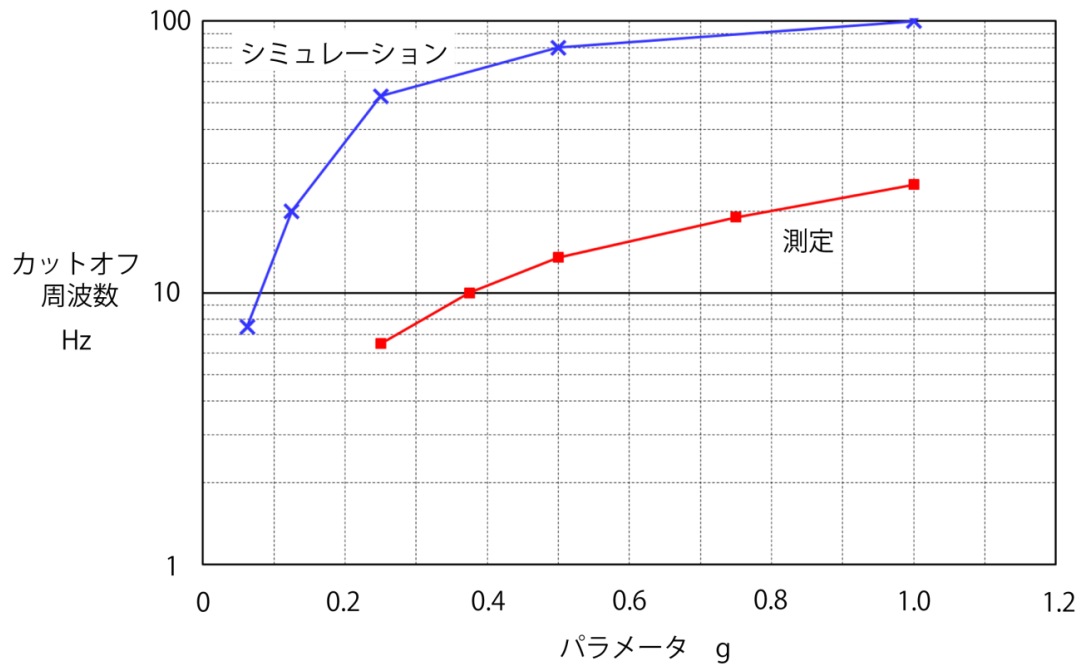


図 2.32  $g$  を変化させたときのカットオフ周波数の測定結果。横軸は  $g$  で、縦軸は振幅比が -3 dB となるカットオフ周波数である。青点がシミュレーション (図 2.25)、赤点が測定結果である。

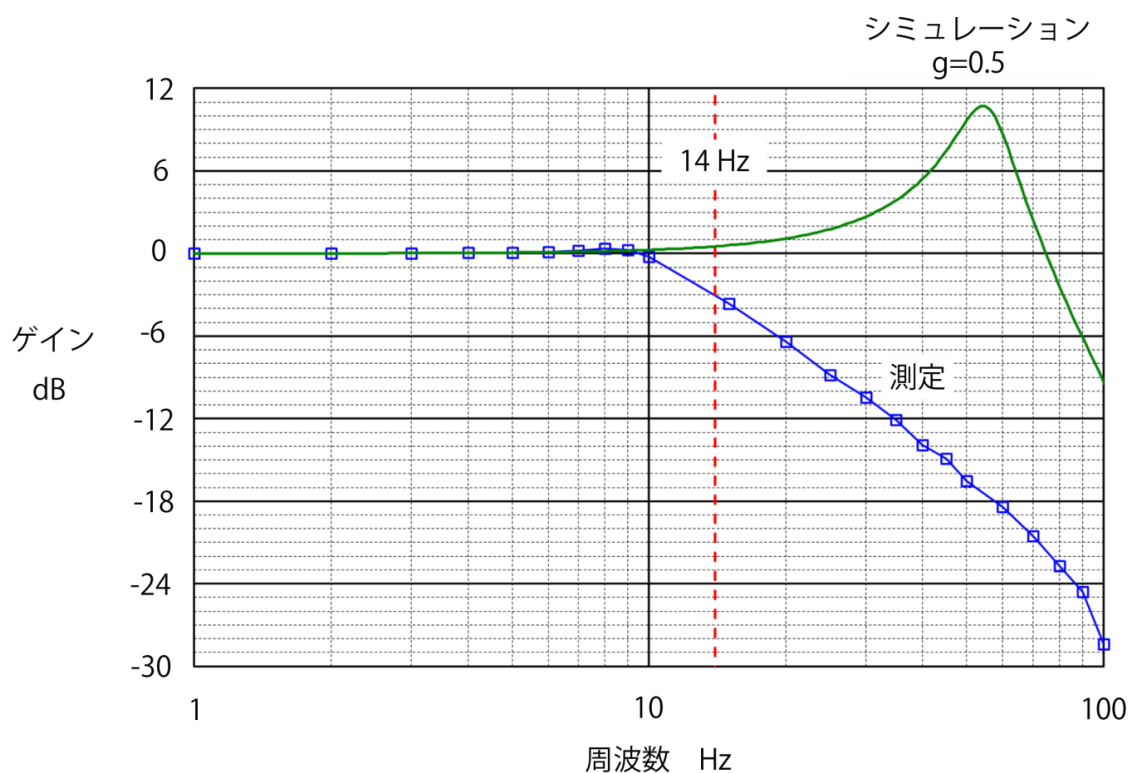


図 2.33  $g$  が 0.5 のときの DFG の周波数特性. 青点は振幅比で, 緑線がシミュレーション (図 2.25) である. カットオフ周波数 ( $-3$  dB) は 14 Hz (赤破線) である.

### 分解能評価

微小な磁場の測定が要求される磁力計にとって, 分解能の評価は必要不可欠である. 開発した磁力計の分解能の評価結果を示す. 外乱磁場が小さな場所で磁力計が測定した磁場を磁力計がもつノイズであるとしてノイズを評価した. ノイズの指標として以下の 3 つを測定磁場から計算し, 分解能を評価した.

- 1) 測定磁場の標準偏差
- 2) 1 Hz におけるノイズスペクトル密度
- 3) ノイズの分布

以上の項目はフラックスゲート磁力計のノイズの指標としてよく用いられる [Primdahl, 1979]. 1)の標準偏差は測定データの周波数帯域にも依存するため、周波数帯域に対する標準偏差を計算した. 特に 0.01 Hz(又は 0.1 Hz)-10 Hz 帯域の標準偏差は、他のフラックスゲート磁力計との比較によく用いられる. さらに本研究ではロケットのスピン周波数 1 Hz におけるノイズレベルについても評価しなければならない. 2)の 1 Hz におけるノイズスペクトル密度も先行研究との比較に良く用いられる. 本研究では、フィードバックにデルタシグマ DAC を組み込んでいる. このデルタシグマ DAC はデルタシグマ変調器において、トーンノイズと呼ばれる周期的なノイズを発生させる. トーンノイズが磁力計のノイズに与える影響を調べるために 3)磁力計のノイズの分布を調べた.

測定システムを図 2.34 に示す. 実験室の装置や商用電源から発生する外乱磁場 (10 ~100 nT 程度) は、目標とする磁場分解能 0.87 nT (17 ビット相当) より大きい. この外乱磁場と磁力計のノイズを切り分けるために磁気シールド室内で磁力計のノイズを測定した. さらに磁気シールド室に持ち込むパソコンや安定化電源などの外乱磁場と磁力計のノイズを切り分けるために、円筒型 3 層構造の磁気シールドケースの中にセンサを置いた. 円筒型磁気シールドケースの開口方向の磁場減衰率は開口方向に対して垂直な方向の磁場減衰率に比べて低いので、開口方向の感度軸は他の 2 軸に比べて外乱磁場の影響を受けやすい. そのため、ノイズを評価するセンサの感度軸を磁気シールドケースの開口方向に対して垂直に向けて 1 軸毎に磁場を測定し、分解能を評価した.

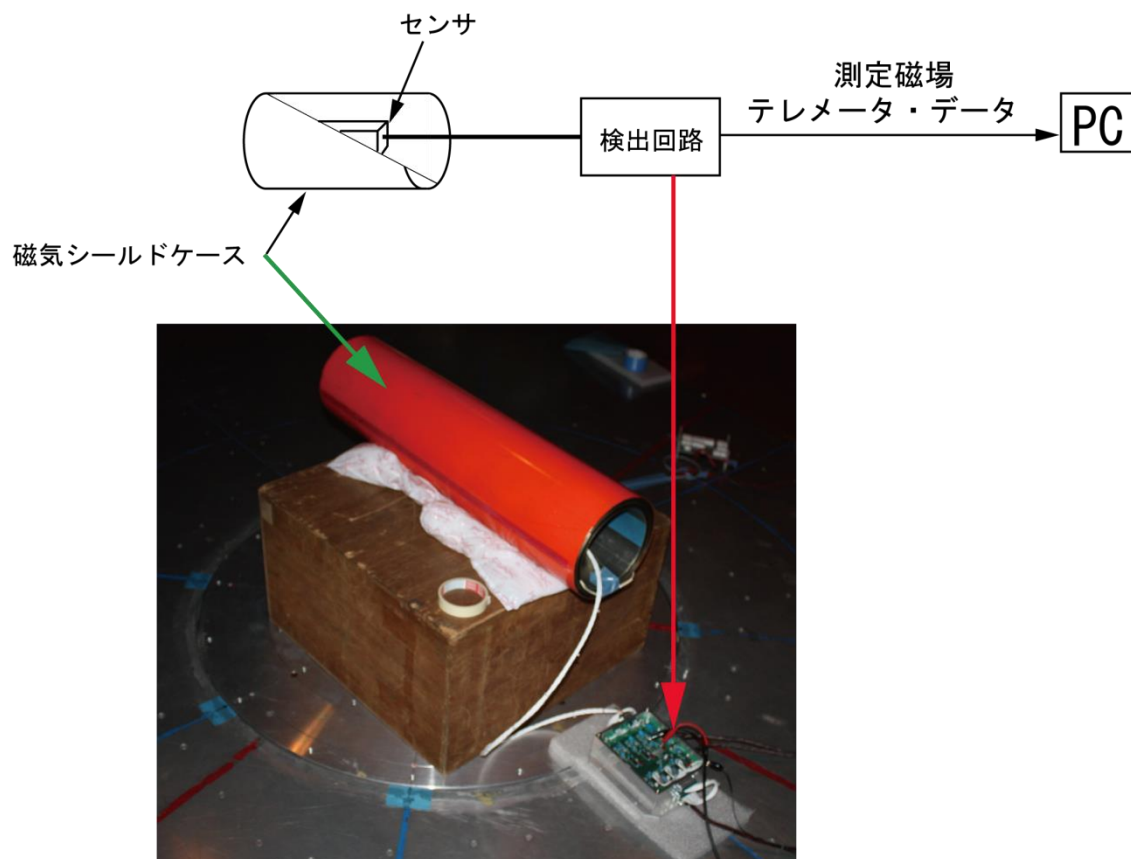


図 2.34 分解能を評価するためのノイズ測定システム．センサは磁気シールドケースの中に置かれている．測定磁場は電気回路部中の FPGA から I/F 装置を通して得られる．

### 1) 測定磁場の標準偏差

取得した 150 秒間の測定磁場データをフーリエ変換し、変換したデータの帯域外 ( $< 0.01 \text{ Hz}$ ,  $> f \text{ Hz}$ ) の成分を全て 0 にすることによってバンドパス・フィルタをかける．フィルタリングしたデータを逆フーリエ変換すると帯域制限された時系列の磁場データを得る．ただし、フーリエ変換を行う前にフーリエ変換のウィンドウ (測定時間 150 秒) よりも長周期の磁場変動を取り除く．そのために測定磁場の時間に対する磁場変化率を最小二乗法により計算し、以下の式を用いて測定磁場を補正した．

$$\text{補正值} = \text{測定値} - \text{変化率} \times \text{時間} - \text{測定値の平均値}$$

補正された磁場データのピーク・トゥ・ピーク値 (pp 値, 青点) と標準偏差 (rms 値, 赤点) を図 2.35 に示す．4 回測定を行い、それぞれについて計算結果を各マーカー

で示した。横軸はバンドパス・フィルタの高周波側の遮断周波数  $f$  で、縦軸が計算したノイズレベルである。0.01 Hz からロケットのspin周波数 1 Hz 帯域での pp 値は最大 1.6 nTpp, 標準偏差は 0.28 nT である。ロケット実験における要求分解能は 110 nT (10 ビット相当) であるため、要求を達成している。また、0.01 Hz から 10 Hz 帯域での pp 値は 6 nT で、標準偏差は 0.79 nT ( $2^{-17.1}$ ) である。この結果は目標分解能 17 ビットを達成している。

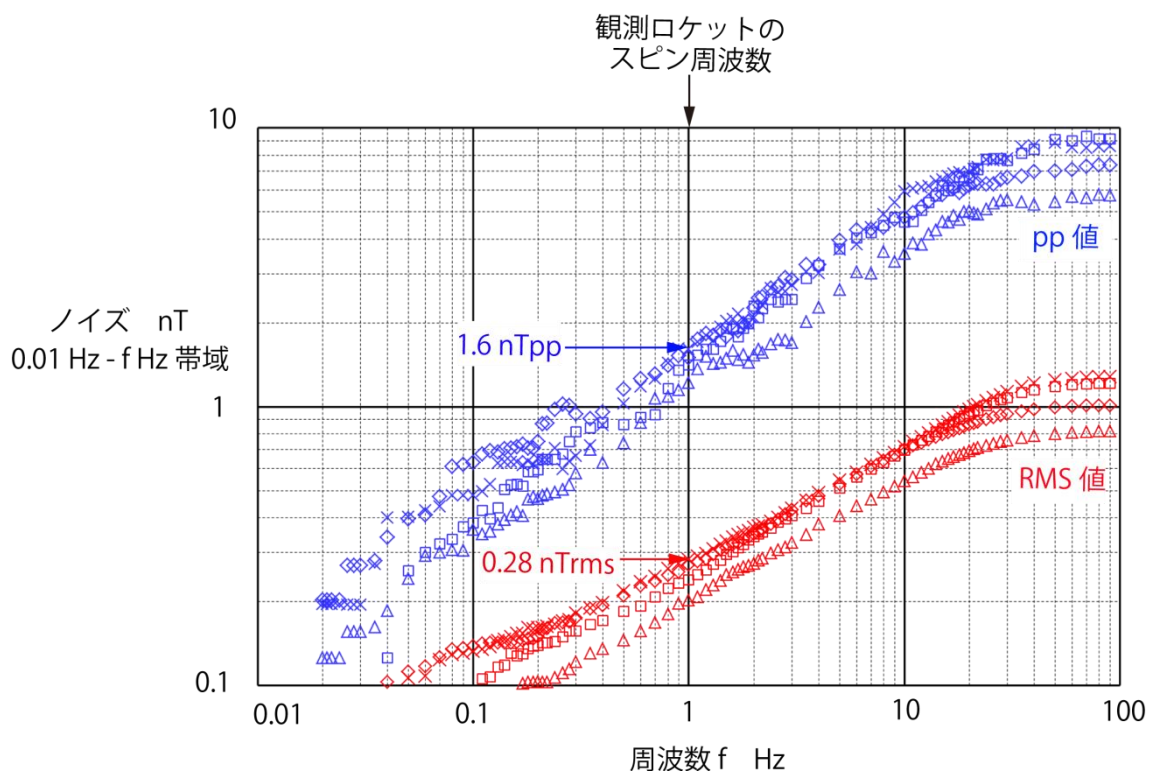


図 2.35 0.01 Hz から高周波側遮断周波数  $f$  Hz までのバンドパス・フィルタをかけた測定磁場。横軸は周波数  $f$  Hz, 縦軸はノイズ nT. 青点はピーク・トゥ・ピーク (pp) 値で、赤点は標準偏差 (RMS) 値である。4 回の試行を 4 種類のマーカーで表している。

## 2) 1 Hz におけるノイズスペクトル密度

150 秒間の測定磁場データのノイズスペクトルを図 2.36 に示す。図 2.36 の縦軸はパワースペクトル密度である。周波数に対するノイズスペクトル密度の傾きは約 10 Hz を境に大きく異なる。低周波域のノイズスペクトル密度は 100-300 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$  であり、周波

数の変化に対して大きな変化はない．一方，10 Hz 以上の高周波域ではノイズスペクトル密度が 25 dB/dec. で減衰している．このノイズスペクトルは磁力計の周波数特性を反映している．1 Hz 付近でのノイズスペクトル密度は約 200 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$  であった．

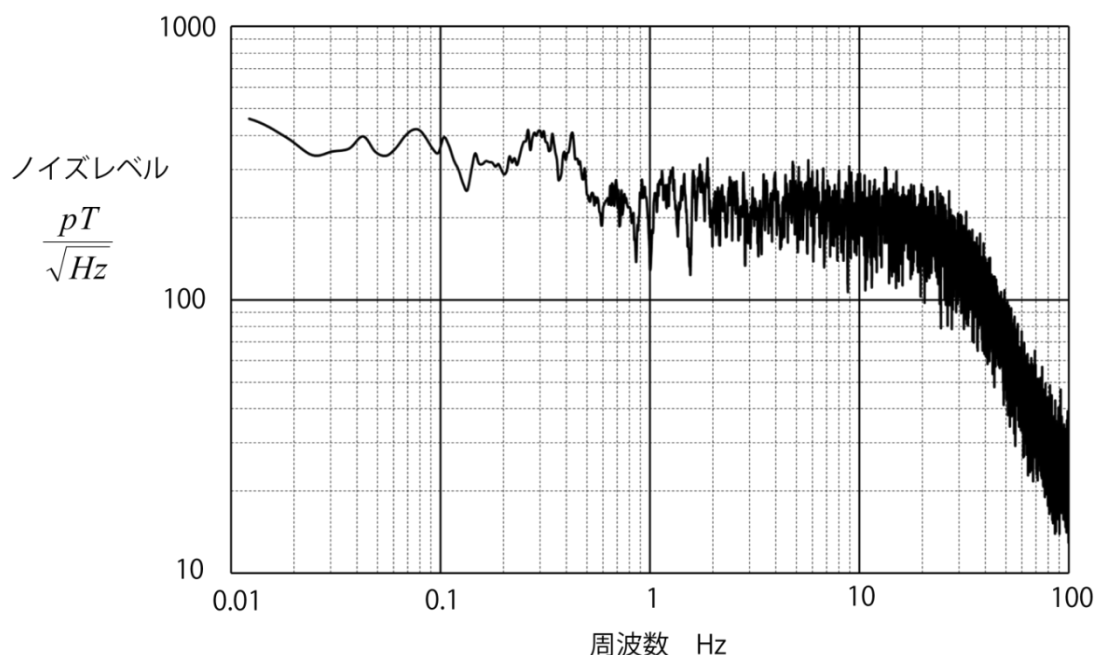


図 2.36 150 秒間の測定磁場データのノイズスペクトル．横軸は周波数，縦軸はノイズスペクトル密度である．

#### 1)及び 2)の結果と先行研究の比較

フラックスゲート磁力計のノイズはセンサに起因するノイズと電気回路に起因するノイズの 2 種類に分けられる．表 2.5 に Primdahl(1979)でまとめられたノイズの値の一部を示す．本研究で使用したフラックスゲート磁力計のセンサも表 2.5 に示したセンサと同じリングコア型であり性能はほぼ同等である．表 2.5 の先行研究から，センサノイズの標準偏差は 20 pT 以下，ノイズスペクトル密度は 10 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$  @ 1 Hz 以下である．これに対して，測定で得られた標準偏差は 0.79 nT，ノイズスペクトル密度は 200 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$  と大きい．



表 2.5 センサのノイズ[Dyal and Gordon, 1973; Snare and McPherron, 1973; Acuna, 1974]

リファレンス	ノイズスペクトル密度	標準偏差 pT
	pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ at 1Hz	0.1 Hz–10 Hz 帯域
Dyal and Gordon (1973)	8.1	19.6
Snare and McPherron (1973)	3	7.9
Acuna (1974)	8.2 ※	10.8

※ at 2.5 Hz

以上のことから、測定されたノイズの主な要因は電気回路部であると考えられる。磁力計は外部磁場とフィードバック磁場の差を検出し、その差の積分値をセンサへフィードバックする。そのため、磁力計のノイズレベルはフィードバック磁場のノイズレベルで制限される、つまりフィードバック磁場の分解能はデルタシグマ DAC の分解能で決まる。DAC の入力値の分解能は 17 ビットであるため、開発した磁力計では 17 ビットの 1 LSB に相当する磁場がノイズになると考えられる。較正試験で得たダイナミックレンジは  $\pm 57766.5 \text{ nT}$  なので、17 ビットの 1 LSB は  $0.86 \text{ nT}$  に相当する。1 LSB に相当する磁場 ( $0.86 \text{ nT}$ ) と測定された磁場の標準偏差 ( $0.79 \text{ nT}$ ) がほぼ等しいことから、開発した DFG のノイズレベルはデルタシグマ DAC の分解能で決まっていると考えられる、

フィードバックに配置した抵抗値はダイナミックレンジを決め、デルタシグマ DAC の分解能はフィードバックの分解能を決定する。抵抗値を小さくしてダイナミックレンジを絞れば、フィードバックの磁場分解能を上げられる。科学観測ロケットのダイナミックレンジ  $\pm 57766.5 \text{ nT}$  は将来計画で目標とするダイナミックレンジ  $\pm 512 \text{ nT}$  に比べて約 113 倍大きい。抵抗値を変えれば、フィードバックの分解能も 113 分の 1 の  $7 \text{ pT}$  になるので、目標磁場分解能を実現できる。磁場分解能は電気回路に起因するノイズとセンサに起因するノイズをもとに推定しなければならない。ここで推定した分解能はセンサのノイズレベルを考慮していないので、将来計画のために開発する磁力計ではセンサのノイズレベルについても評価しなければならない。

### 3) ノイズの分布

測定磁場に 0.01 Hz から 10 Hz のバンドパス・フィルタをかけた時系列データとその分布を図 2.37 に示す。ノイズの分布は中心 (0 nT) 付近のデータ数が多く、正規分布に近い。開発した DFG のようにデルタシグマ DAC への入力値の精度 (デルタシグマ DAC への入力値 17 ビットの 1 LSB 相当) に対して、デルタシグマ DAC のノイズレベル (17-18 ビットの 1 LSB 相当) が同等かそれより小さい磁力計に DC 磁場が与えられた場合のノイズ分布について考える。フラックスゲート磁力計はセンサで検出された磁場を打ち消すようにフィードバック値を制御するため、フィードバックの波形は DC 磁場を相殺するのに最も近い 2 値 (DC 磁場よりわずかに大きいフィードバック磁場とわずかに小さいフィードバック磁場) を行き来する波形となる。フィードバック値は  $f_0$  (11 kHz) で更新されるため、フィードバックの波形は DC 磁場に比べて高い周波数である。このフィードバックの分布を図 2.37 のように表せば、DC 磁場を相殺するのに最も近い 2 値でそれぞれピークを持つ形となる。しかし、実際の磁力計のフィードバック・ループのカットオフ周波数が 14 Hz であることやデルタシグマ DAC の ALPF によってフィードバックの信号帯域が 65 Hz までに制限されていることから、フィードバックの高周波成分はカットされて低周波成分が残り、測定磁場の分布が正規分布のようになっていると考えられる。開発した磁力計のノイズ分布は正規分布に近いとため、デルタシグマ DAC のトーンノイズが磁力計のノイズ分布に与える影響は見られなかった。

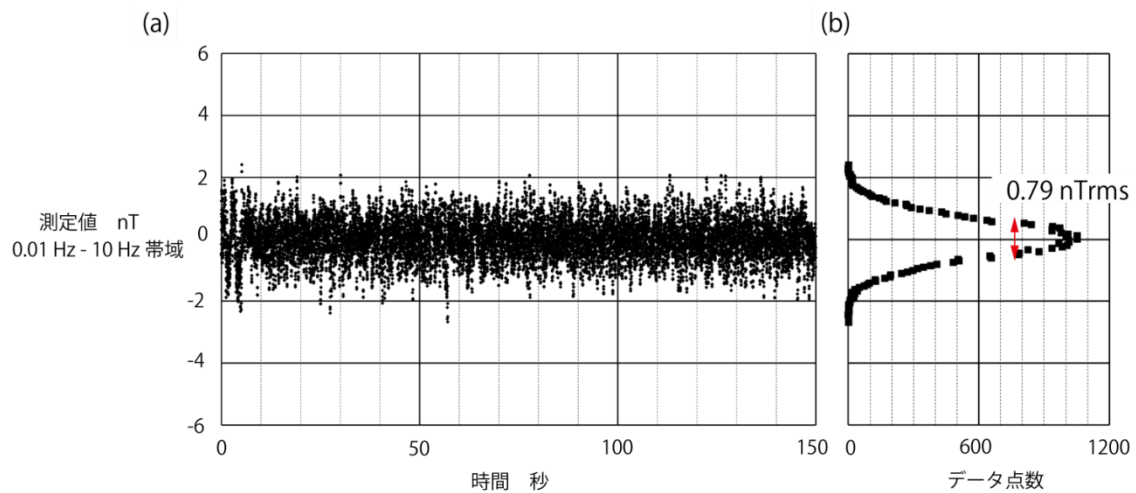


図 2.37 0.01 Hz から 10 Hz 帯域のバンドパス・フィルタをかけた測定磁場データとその分布. (a)測定磁場の時系列データ. 横軸は時間, 縦軸は測定値 nT, サンプル周波数は 200 Hz である. (b)時系列データのヒストグラム. 横軸はデータ点数, 縦軸は測定値 nT である. 標準偏差は 0.79 nT である.

### 線形精度評価

ネガティブ・フィードバックによって高い線形性をもつフラックスゲート磁力計の測定磁場は感度とオフセットによって直線で近似できる. しかし, フィードバック経路に配置された DAC が積分非線形性を持つとデジタル磁力計の線形性が損なわれる. 以下に磁力計の線形性について評価した結果を示す. 分解能評価試験と同様, 磁気シールド室内で試験を行った. 磁気シールド室内に設置した円筒型 3 層構造の磁気シールドケースに磁場印加用のコイルを入れ, 校正コイルの中心にフラックスゲートセンサを配置した. センサに印加する DC 磁場の強度を変えて, その都度, DFG で印加磁場を測定する. 印加磁場に対して測定磁場を直線で近似し, 測定磁場と近似直線の差から線形性誤差を求める.

測定システムは図 2.38 のように 2 つに分かれる. 一つは印加磁場を測定するためのシステム, もう一つは磁力計で測定した磁場を収集するシステムである. センサに磁場を印加する回路は 12 V の蓄電池と校正コイル,  $68\ \Omega$  の抵抗, 抵抗 R を直列に接続した回路になっている. 抵抗 R を変えることでコイルに流れる電流を変えて, センサに印

加する磁場強度を変える。抵抗  $R$  には 14 種類の抵抗値を用意し、蓄電池の極性を変えることで 28 ステップの磁場を印加した。68  $\Omega$  の抵抗端の電圧を ADC ボードで測定し、回路に流れる電流値とコイル定数 (1005.31 nT/mA) から印加磁場を求めた。抵抗端電圧の測定には周波数特性評価実験でも用いた ADC ボードを使用した。この ADC ボードは 0.002 % の線形性誤差を持つが、ロケット実験では 790 nT (7 bit, 約 0.88 %) の磁場測定誤差が許容されるため、十分な精度で印加磁場を求めることができる。磁場データについては分解能評価と同様の方法で取得した。

図 2.39 に抵抗端の電圧から求めた印加磁場と DFG で測定された磁場の平均値をプロットした結果を示す。測定磁場を直線で近似して、その直線から測定磁場を引いた結果、図 2.39 の□マークのように 0 nT 付近を原点对称にした波型の誤差がみられた。この差の最大値は 24.1 nT であり、測定した磁場範囲  $\pm 42000$  nT に対して 0.0287 % の誤差があることがわかった。ロケットの地磁気姿勢角を 2° の精度で決定するためには、磁場測定誤差は 790 nT (0.88 %) 以下でなければならない。線形性誤差 0.0287 % はこの要求に対して 1/30 程度であるため、十分小さいといえる。

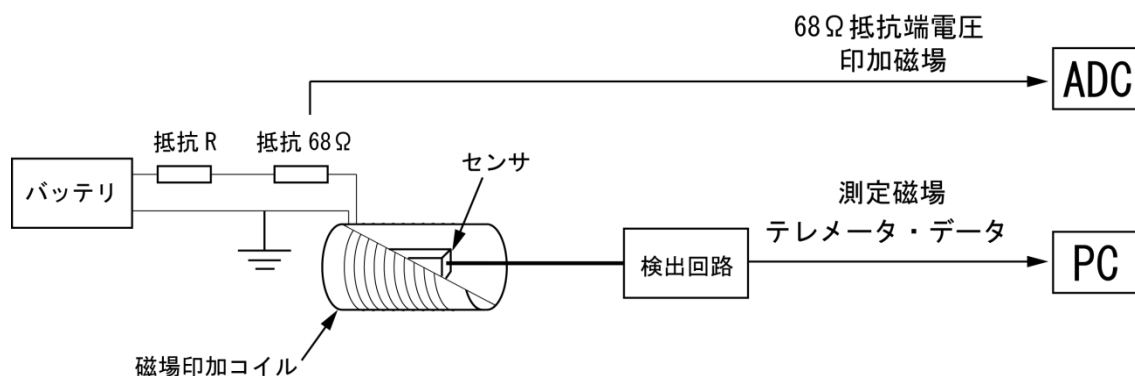


図 2.38 線形性の評価方法と測定システム。センサに磁場を印加する回路は 12 V の蓄電池と磁場印加用のコイル、68  $\Omega$  の抵抗、抵抗  $R$  を直列に接続した回路になっている。抵抗  $R$  を変えることでコイルに流す電流値を変えて印加磁場を変える。

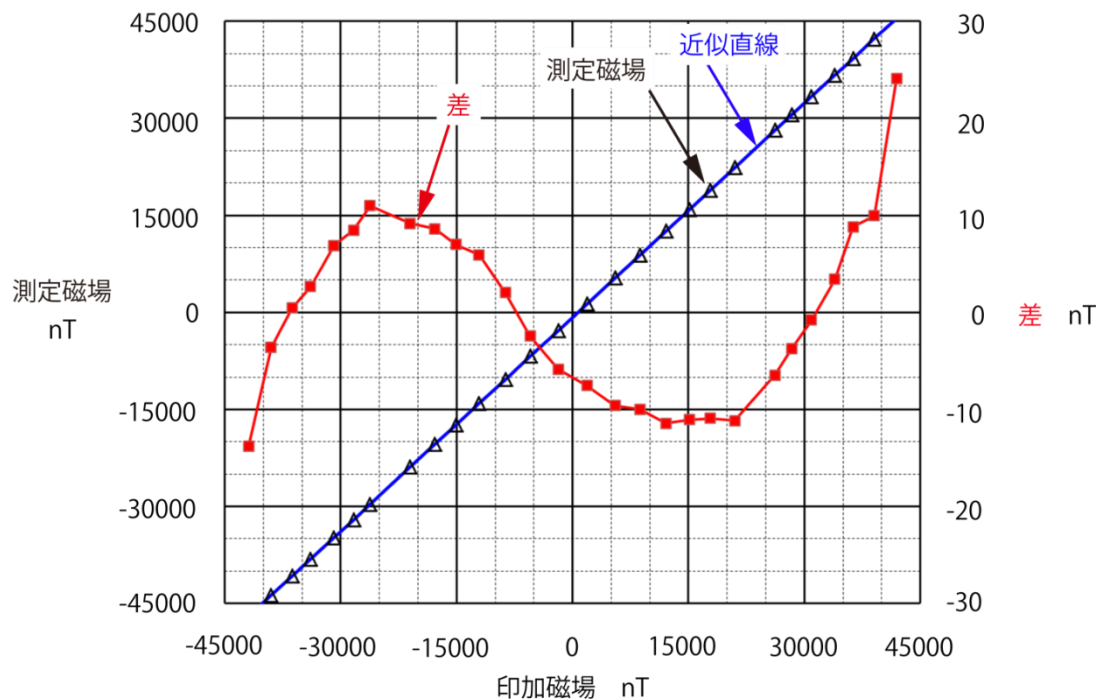


図 2.39 抵抗端電圧から計算した印加磁場と測定磁場の関係. 横軸は印加磁場 nT である. 測定磁場を△マーク (左縦軸 nT), 測定磁場の近似直線 (実線) と測定磁場の差を□マーク (右縦軸 nT) で示す.

DFG の線形性は DAC の線形性に依存する. 開発したデルタシグマ DAC の線形性誤差は 0.01 %FS 以下であるため, 線形性誤差は図 2.39 の結果の 1/3 程度小さいことが期待される.

従来の 16 ビット DAC (AD766) を搭載した他の 2 軸についても磁力計の線形性誤差は 0.03% で, 波型の線形性誤差がみられた. そのため, この線形性誤差の主な要因は線形性評価システムにあると考えた. そこで, S-310-40 号機のロケット実験終了後に過去に開発した従来の 16 ビット DAC (AD766) を組み込んだ実験室モデルを用いて線形性誤差の再評価を行った. その結果, 磁場印加回路に流れる電流によって図 2.38 に示した  $68\Omega$  のセメント抵抗が発熱し, その温度変化によって抵抗値が変わることがわかった. 印加磁場の最大値約 57000 nT に相当する最大の電流 (50 mA) を流す前と流した後の抵抗値を LCR メーターで測定すると, 電流を流した後の抵抗値は 3% 大きくなっていった. 磁場印加回路に流す電流が大きいほど抵抗値は大きくなるので, 印加磁場は抵抗

値が変わらない場合に比べて弱くなる。抵抗の温度が上昇して抵抗値が大きくなった場合の測定磁場（破線）と抵抗値が温度によって変化しない理想的な場合の測定磁場（実線）の模式図を図 2.40 に示す。抵抗値が印加磁場に依存して大きくなると、抵抗値が変わらないときに比べて印加磁場を大きく見積もっている事になり、抵抗値変化がない測定磁場（実線）に比べて測定磁場の絶対値が小さくなる。抵抗値が大きくなったときの測定磁場（破線）を直線で近似すると 2 点鎖線のようになり、その差をとると図 2.39 と同じような波型の線形性誤差（細い実線）が表れる。

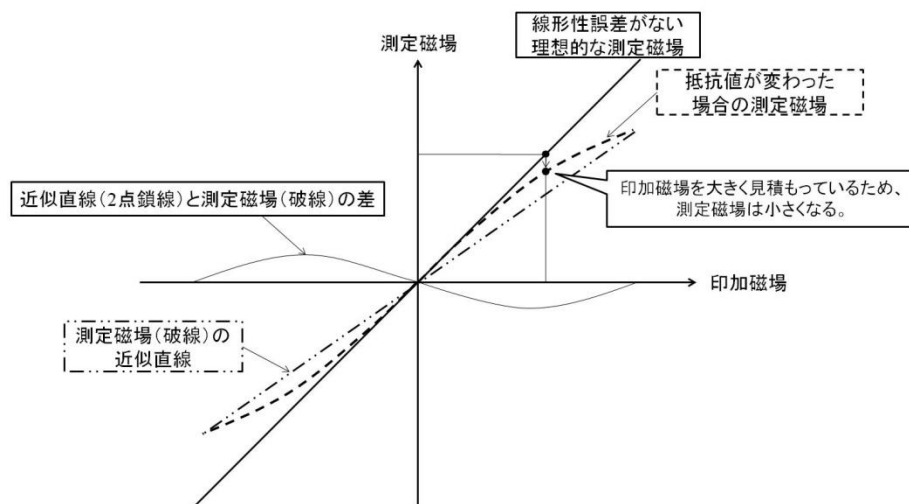


図 2.40 温度変化によって抵抗値が大きくなったときの印加磁場と測定磁場の関係。横軸は印加磁場、縦軸は測定磁場、実線は抵抗値が変化しない理想的な測定磁場である。磁場印加回路を流れる電流によって  $68\Omega$  のセメント抵抗が発熱し、その電流の大きさに依存して抵抗値が大きくなった場合の測定磁場を破線で表す。抵抗値が大きくなったときの測定磁場（破線）とそれを直線で近似した 2 点鎖線の差は細い実線のように波型になる。

感度，オフセット，直交度の評価

柿岡にある気象庁地磁気観測所で観測される正確な地磁気データをもとに磁力計の感度，オフセット，感度軸間のなす角度（アライメント）の較正を行った。磁力計のある特定の感度軸について感度を  $S[\text{nT/digit}]$ ，測定値を  $V[\text{digit}]$ ，オフセットを  $C[\text{nT}]$  とするとその軸方向の磁場  $F[\text{nT}]$  は式(2.5)から求められる。

$$S[nT / digit] * V[ digit ] - C[nT] = F[nT] \quad (2.5)$$

較正試験では I/F 装置を通して取得したデータから  $V$  を計算し、較正值となる全磁力  $F$  には観測所から提供される全磁力データを用いる。それらのデータから各軸（X, Y, Z 軸）の感度  $S$  とオフセット  $C$ 、アライメントを求めた。センサを回転架台に載せて、各感度軸を磁場に平行な方向と反平行方向に向けて磁場（ $V$ ）を測定する。X 軸を磁場に平行な方向に向けたとき、式(2.6)のような関係式が得られる。

$$\begin{aligned} S_x V_{x_1} + C_x &= F_1 \\ S_y V_{y_1} + C_y &= F_1 \cos \gamma_1 \\ S_z V_{z_1} + C_z &= F_1 \cos \gamma_2 \end{aligned} \quad (2.6)$$

ここで、添え字  $x, y, z$  は各軸を表し、添え字 1 は測定値を区別するための番号である。 $\gamma_1$  は X 軸と Y 軸のなす角で、 $\gamma_2$  は X 軸と Z 軸のなす角である。X 軸を磁場に反平行な方向に向けると式(2.7)が得られる。

$$\begin{aligned} S_x V_{x_2} + C_x &= -F_2 \\ S_y V_{y_2} + C_y &= -F_2 \cos \gamma_1 \\ S_z V_{z_2} + C_z &= -F_2 \cos \gamma_2 \end{aligned} \quad (2.7)$$

ここで、式(2.6)と式(2.7)の上段から式(2.8)、式(2.9)のように感度  $S_x$  とオフセット  $C_x$  が得られる。

$$S_x = \frac{F_1 + F_2}{V_{x_1} - V_{x_2}} \quad (2.8)$$

$$C_x = F_1 - \frac{(F_1 + F_2)V_{x_1}}{V_{x_1} - V_{x_2}} \quad (2.9)$$

Y 軸, Z 軸についても同様の試験を行い, 感度  $S_y$ ,  $S_z$  とオフセット  $C_y$ ,  $C_z$  をそれぞれ求めた.  $S_y$ ,  $S_z$ ,  $C_y$ ,  $C_z$  を式(2.6)の中段と下段に代入すると  $\gamma_1$  と  $\gamma_2$  が得られ, 同様の方法で Y 軸と Z 軸のなす角 ( $\gamma_3$ ) も求められる.

ある測定軸が磁場に平行な方向になるのは, その軸の測定磁場が最大になるときである. まず水平面内でセンサを回転させて最大値となる方位角を探す. 次に, 仰角を調整して磁場が最大となる方向を探す. 回転架台の回転軸は厳密には直交していないので, 仰角を維持したまま再度水平面内に回転して磁場が最大となる方向を探す. この状態で測定磁場を取得した. 試験を 2 回行い, その差によって較正試験の誤差を評価した. また, 観測所から提供された地磁気の全磁力から試験期間中に約 10 から 15 nT 程度の磁場変化がおきた. これは観測ロケットにおける感度の許容誤差 790 nT に対しては十分小さい. 感度, オフセット, アライメントを計算するための全磁力  $F$  には観測所の全磁力データ 60 秒間の平均値を用いた. 磁力計の測定値  $V$  も観測所データと同様, 60 秒間の平均値を用いた. これらの値を用いて, 計算した較正値を表 2.6 に示す.

表 2.6 較正試験から得られた感度, オフセット, アライメント

		1回目	2回目	1回目-2回目
感度	$S_x$ [nT/digit]	0.108270	0.108277	-0.000007
	$S_y$ [nT/digit]	0.116995	0.116985	0.000010
	$S_z$ [nT/digit]	0.110368	0.110355	0.000013
オフセット	$C_x$ [nT]	624.4	623.4	1.0
	$C_y$ [nT]	71.1	58.3	12.8
	$C_z$ [nT]	56	45.2	10.8
直交度	$\gamma_1$ [°]	90.3	90.7	-0.4
	$\gamma_2$ [°]	89.1	88.8	0.3
	$\gamma_3$ [°]	90.1	90	0.1

感度は各軸とも 0.11 nT/digit 程度で, ダイナミックレンジは約  $\pm 57000$  nT となり, 余裕を持って内之浦における地磁気を測定できる. 1回目の結果と2回目の結果の差は  $10^{-5}$



nT/digit 程度なのでダイナミックレンジの誤差は約 10 nT と評価される．この差は試験期間中における全磁力の変化量とほぼ同じことから感度の較正值の精度は妥当といえる．Y, Z 軸のオフセットは約 50 nT で，2 回の試験の差が 10 nT 程度なので感度の結果と同様妥当な値である．X 軸については 2 回の測定結果の差が地磁気の変化量 10 nT に比べて小さいものの，Y 軸や Z 軸に比べてオフセットの値は 620 nT と大きい．これはデルタシグマ DAC を構成するオペアンプ（OP484）の入力バイアス電流によってオフセット電圧が発生し，センサへのフィードバック電流にオフセットがのったためであると考えられる．OP484 の最大バイアス電流は 450 nA である．バイアス電流によって発生する最大オフセット電圧を計算すると約 78 mV であり，これはフィードバック磁場に換算すると 1510 nT に相当する．X 軸のオフセット約 600 nT はオフセットとして取りうる値なので較正試験の結果は妥当である．感度軸の直交度はピックアップコイルを取り付ける台座の取り付け穴加工精度や取り付け時のずれで生じる．感度軸のなす角はお互いにほぼ直角であることが確認できた．要求姿勢決定精度  $2^{\circ}$  に対し，2 回の試験の差が  $0.4^{\circ}$  以下なので得られた  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$ ,  $\gamma_3$  の誤差は要求  $2^{\circ}$  を満たしている．フライトデータの解析では 2 回の試験の平均値を感度，オフセット，アライメントとした．

## 2.5 特性評価，発見された課題に関する議論

### 1) デルタシグマ DAC（DACBBM）の特性評価結果と発見された課題

デルタシグマ DAC の目標分解能 17 ビットと目標精度 14 ビット，目標周波数特性 DC-128 Hz を達成する D-S パラメータを計算により求めた．その結果，1 ビット 2 次型デルタシグマ変調器と 4 次バターワース型 ALPF でデルタシグマ DAC を構成し，OSR を 680（変調周波数  $f_m$  を 176 kHz，ALPF のカットオフ周波数  $f_c$  を 128 Hz）とすることにより目標分解能 17 ビットを達成できることが示せた．ただし，観測ロケット搭載用 DFG では，ALPF のカットオフ周波数  $f_c$  が 65 Hz に制限されるため，変調周波数を 88 kHz として必要な OSR 680 を確保した．DACBBM の特性評価実験によって，目標分

解能 17 ビット，精度 14 ビット，周波数帯域 DC-65 Hz を達成したとが示された。

設計における課題は，積極的に精度を設計することが困難な点である．2.2 節で述べたとおり，精度は実機の回路で使用する電子部品の電気的特性に依存する．使用する電子部品の特性からデルタシグマ DAC の精度を推定することが可能であり，適切に電子部品を選定すれば目標精度を達成できる．しかし，高精度なデルタシグマ DAC を目指すほど電気的特性への要求は厳しくなり，目標精度を達成できなくなる．将来的には電気的特性を補償するような回路を組み込み，積極的に精度を保証すべきである．

## 2) デルタシグマ DAC を組み込んだデジタル磁力計 (DFGBBM) の周波数特性設計で発見された課題

2.3 節で述べたとおり，DFGBBM を伝達関数モデルで表し，FPGA 内部の増幅率  $g$  を調整することによって周波数特性の最適化を図った．DACBBM を組み込んだ DFGBBM の周波数特性を計算した結果， $g$  を変えることにより周波数帯域を調整できた．実験により得られた DFGBBM の周波数特性は設計計算に一致したので，デルタシグマ DAC を組み込んだデジタル磁力計の周波数特性設計の妥当性が示せた．DFGBBM において  $g$  を調整し，周波数帯域を広げた結果，フィードバック・ループの安定度を確保するために最大カットオフ周波数は 30-40 Hz に制限された． $g$  を大きくすればカットオフ周波数は高くなり，広帯域化できるが，フィードバック・ループが不安定になるので，目標とするカットオフ周波数 65 Hz に調整できなかった．磁力計の目標周波数帯域に対して，デルタシグマ DAC の ALPF の周波数帯域は 2 倍以上に設定する必要があることが示唆された．しかし，ALPF の広帯域化はデルタシグマ DAC の分解能の劣化につながるため，磁力計の周波数帯域とデルタシグマ DAC の分解能のトレード・オフが重要である．DACBBM の分解能は約 17 ビットなので分解能をこれ以上落とすことは好ましくない．デルタシグマ変調器のパラメータ設計とデルタシグマ DAC の周波数特性設計を再度行わねばならない．デルタシグマ DAC の分解能を上げるには，例えば変調器次数をあげて量子化ノイズをより低減する方法が考えられる．

### 3) 観測ロケット搭載用 DFG の特性評価結果と発見された課題

開発したデルタシグマ DAC を組み込んだ科学観測ロケット搭載用デジタル磁力計 DFG を開発した。磁力計のフィードバック・ループの安定度確保のためにプロセッサの磁場計算モジュールにおける信号増幅率を変え, パラメータの最適化を行った。特性評価実験を行った結果, 分解能は  $0.79 \text{ nT}$  ( $2^{-17.1}$ ) で, 目標分解能を達成した。ただし, フィードバック・ループの安定度を確保しつつ, 周波数帯域を広げた上で目標分解能 17 ビットを達成することが今後の課題である。

### 3 ロケットの姿勢解析

#### 3.1 S-310-40 号機の実験概要

将来の惑星探査計画の前段階として、開発したデジタル磁力計 DFG を S-310-40 号機に搭載して、実証試験を行った。観測ロケット S-310 は 1975 年から打ち上げられている日本の科学観測ロケットである。S-310-40 号機の目的は「夜間中緯度電離圏領域における電波伝搬解析」であり、電離層 D, E 層が観測領域である。鹿児島県内之浦では夜間に電離層 (D 層) が消滅することによって、中波帯ラジオが夜半過ぎに突然受信できなくなることがある。これは、電離層領域に局所的に電子密度が増加するスポラディック E 層または D 層が発生するためとされている。このスポラディック E 層または D 層の発生機構は未解明である。それを解明するためにループアンテナ等の観測機器を搭載し電離圏環境の取得およびスポラディック E, D 層の解明を目指す。

ミッション機器のループアンテナは 3 成分の磁界強度を測定できる。磁力計と地平線センサからロケットの姿勢を提供することで磁界 3 成分の方向を決定することが可能となり、正確な電波伝搬解析を行うことができる。そのため、磁力計によるロケットの正確な姿勢測定は本ミッションの目的達成のために重要である。要求される姿勢決定精度は  $2^\circ$  であり、それを満たすためのフラックスゲート磁力計への要求は分解能 10 ビット、精度 7 ビット、周波数帯域 DC-10 Hz である。開発した磁力計の性能は表 2.3 に示したとおり、すべての要求項目を満足している。

このロケットには機軸まわりに 1 Hz 程度のスピンをかけて姿勢を安定させている。本実験における磁力計の観測データから、①ロケットのスピン周波数と②地磁気とスピン軸のなす角を 2 度の精度で求めることが要求されている。3.2.1 項ではスピン周波数と地磁気姿勢角  $\theta$  の解析方法について、3.2.2 項では解析結果について述べる。地磁気姿勢角の定義を図 3.1 に示す。地磁気ベクトルとスピン軸のなす角を地磁気姿勢角と呼

ぶ．式(3.1)に示す通りスピン軸方向の地磁気成分  $B_z$  とスピン面内の地磁気成分  $A$  との  
 アークタンジェントを計算することにより得られる．

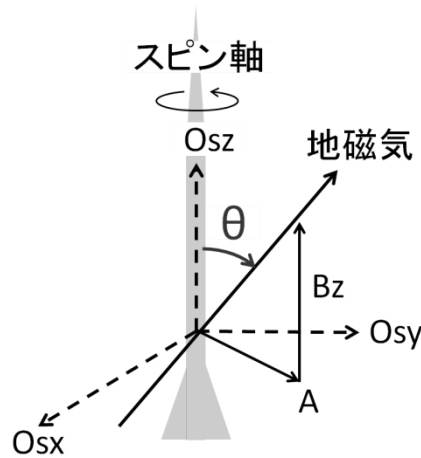


図 3.1 地磁気姿勢角の定義．ロケットのスピン軸と地磁気ベクトルのなす角を地磁気  
 姿勢角  $\theta$  と呼ぶ．

$$\theta = \tan^{-1} \frac{A}{B_z} \quad (3.1)$$

$A$  : 地磁気をスピン面 ( $O_{sx}$ - $O_{sy}$  面) に射影した成分

$B_z$  : 地磁気をスピン軸 ( $O_{sz}$  軸) に射影した成分

観測データはセンサの感度軸方向の磁場強度であるため、スピン軸やスピン面内の磁  
 場と必ずしも一致しない．したがって、図 3.2(a)に示したとおり観測データをスピン軸  
 方向とそれに垂直なスピン面内の磁場に変換するための座標変換角 ( $\alpha$  と  $\beta$ ) を求めな  
 なければならない．この  $\alpha$  と  $\beta$  を求める原理については 3.2.1 項で述べる．詳細な計算方  
 法や式の導出については Appendix に示す．

さらに、観測データには磁力計自身が持つオフセットやロケットから発生する磁場オ  
 フセットが加わっているため、上述の座標変換を行ったとしてもそのままの観測データ  
 では正確な地磁気姿勢角を求められない．そのため、観測データを地磁気と磁場オフセ  
 ットに切り分ける必要がある．磁場オフセットの算出原理については、3.2.1 項で述べ

る.

### 3.2 フライトデータの解析

#### 3.2.1 解析手法

観測データの解析にあたり，以下のように3つの座標系を定義する．図 3.2 に3つの座標系の関係を示す．

センサ座標系 ( $X, Y, Z$ ) (非直交系)

…センサ  $X$  軸， $Y$  軸， $Z$  軸の感度軸ベクトルで定義される座標系

$Y$  軸はロケットのランチャに対して概ね反対方向で， $Z$  軸は概ね機軸方向を向いている．

センサ直交座標系 ( $O1x, O1y, O1z$ ) (直交系)

…センサ  $X$  軸と  $O1x$  軸が一致し，センサ  $Y$  軸が  $O1x$ - $O1y$  面内にある座標系

較正試験で得たセンサの感度軸間のアライメント  $\gamma_1$ ， $\gamma_2$ ， $\gamma_3$  により，センサ座標系から  $O1$  座標系へ変換できる．

スピン座標系 ( $Osx, Osy, Osz$ ) (直交系)

…ロケットのスピン軸を  $Osz$  軸とし， $O1x$  軸が  $Osx$ - $Osz$  面内にある座標系

$Osy$  軸と  $O1y$  軸のなす角を  $\alpha$ ， $Osx$  軸と  $O1x$  軸のなす角を  $\beta$  とする． $\alpha$  と  $\beta$  がわかれば， $O1$  座標系をスピン座標系に変換できる．

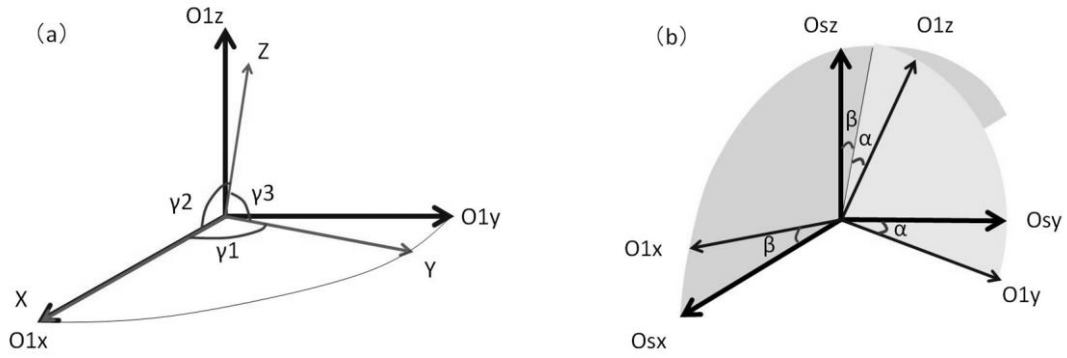


図 3.2 解析で用いる座標系の定義. (a)センサ座標系と O1 座標系の関係. 校正試験で得られるセンサのアライメント  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$  により座標変換される. (b)O1 座標系とスピンの座標系 (Os) の関係. O1x 軸周りの回転角  $\alpha$  と O1y 軸周りの回転角  $\beta$  で座標変換される.

センサ座標系から O1 座標系への変換式を式(3.2)に示す. この変換行列は校正試験で得られたアライメント ( $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ ) を用いて求めることができる. 計算式の詳細については Appendix に示す.

$$\begin{pmatrix} O1x \\ O1y \\ O1z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ \eta_1 & \eta_2 & 0 \\ \xi_1 & \xi_2 & \xi_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

式(3.3)に O1 座標系からスピン座標系への変換式を示す. 座標変換行列は座標変換角  $\alpha$  と  $\beta$  で表せる.

$$\begin{pmatrix} Osx \\ Osy \\ Osz \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \alpha \sin \beta & -\cos \alpha \sin \beta \\ 0 & \cos \alpha & \sin \alpha \\ \sin \beta & -\sin \alpha \cos \beta & \cos \alpha \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} O1x \\ O1y \\ O1z \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

図 3.3 にスピン周波数の求め方を示す. センサ座標系の X 軸と Y 軸はスピンに伴って磁場が正弦的に変化する. そこで, X 軸または Y 軸のデータが 0 nT を横切る前後の 2 点を取り出し, 時間に対して直線で補間する. 0 nT を横切る時間間隔をスピン周期としてスピン周波数を計算する.

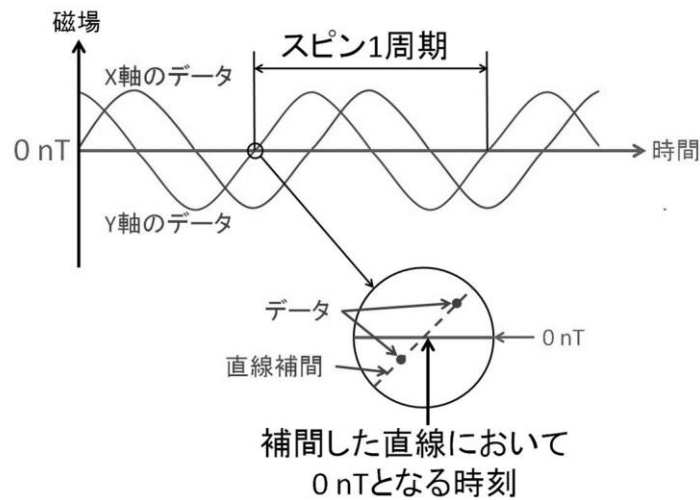


図 3.3 スピン周波数の求め方. スピン面とのなす角が小さい X 軸と Y 軸の 2 成分について 0 nT を横切る時刻差からスピン周波数を求める. 0 nT となる時刻は直線補間により求める.

式(3.1)の地磁気のスピン面内成分  $A$  とスピン軸成分  $B_z$  を求めるためには、観測データをセンサ座標系からスピン座標系へ変換しなければならない. この解析では、以下の仮定をおき、田中、[2002]の手法を用いて観測データからスピン座標系への座標変換角  $\alpha$  と  $\beta$  を求める.

仮定 1 : 1 スピンの間に地磁気の磁場強度と方向が変化しない.

仮定 2 : 1 スピンの間にロケットの姿勢が変化しない.

仮定 3 : 1 スピンの間に磁場オフセットが変化しない.

上記の仮定によりスピン座標系  $O_s$  で観測される 1 周期分の磁場は式(3.4)のように書ける. 図 3.4 にスピン座標系に変換された磁場の特徴を太い破線で示す. スピン面内の  $O_{sx}$  と  $O_{sy}$  の磁場はスピン周期で正弦波的に変動する磁場とその他の成分に分けられる. スピン周期で変動する磁場の振幅は地磁気のスピン面内成分  $A (= \sqrt{G^2 + H^2})$  に等しい. その他の成分 ( $C_x$ ,  $C_y$ ) は主にロケットからの磁場オフセットである. また,  $O_{sx}$  と  $O_{sy}$  の正弦波成分の位相は  $90^\circ$  異なる. スピン軸 ( $O_{sz}$  軸) 方向の磁場は地磁気を  $O_{sz}$  軸に射影した成分  $B_z$  とロケットからの磁場オフセット  $C_z$  の和で表せる.  $O_{sz}$  軸はスピン軸なので,  $O_{sz}$  にはスピン周期の磁場変動が表れない.



$$\begin{pmatrix} O_{sx} \\ O_{sy} \\ O_{sz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G \sin \omega t + H \cos \omega t + C_x \\ G \cos \omega t - H \sin \omega t + C_y \\ B_z + C_z \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

$G, H$  : スピンに伴う磁場変動の正弦項, 余弦項の振幅

$B_z$  : スピン軸方向の地磁気

$C_x, C_y, C_z$  : 各軸の磁場オフセット

$\omega$  : スピン角周波数

ロケットに搭載されたセンサの座標変換角  $\alpha$  や  $\beta$  はほとんど  $0^\circ$  ではあるが, 厳密に  $0^\circ$  ではない. 図 3.4 にセンサ直交座標系  $O1$  に変換された磁場の特徴を実線で示す.  $\beta$  が  $0^\circ$  でないとき,  $O1x$  軸はスピン面からわずかに外れるので,  $O1x$  軸の正弦波成分の振幅は  $O_{sx}$  軸の正弦波成分の振幅よりも小さくなる (図 3.4 上段).  $O1x$  軸は  $O_{sx}$ - $O_{sz}$  面内にあると定義しているので,  $O1x$  軸の正弦波成分の位相は  $O_{sx}$  軸の正弦波成分の位相と同じである.  $\alpha$  が  $0^\circ$  でないとき,  $O1y$  軸はスピン面からわずかに外れるので,  $O1y$  軸の正弦波成分の振幅は  $O_{sy}$  軸の正弦波成分の振幅より小さくなり, 正弦波成分の位相は  $O1y$  軸と  $O_{sy}$  軸で異なる (図 3.4 中段).  $O1z$  軸が  $O_{sz}$  軸に一致しない限り,  $O1z$  成分にもスピン周期の磁場変動が表れる (図 3.4 下段).

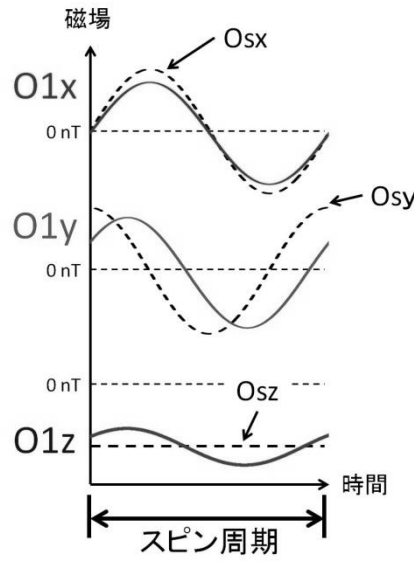


図 3.4 スピン座標系  $O_s$  に変換された磁場（太い破線）とセンサ直交座標系  $O_1$  に変換された磁場（実線）の各成分の時間変化を模式的に表した図。

$O_1$  座標系におけるスピン 1 周期分の磁場は式(3.5)のように書ける．軸毎に  $a \cdot \sin \omega t + b \cdot \cos \omega t + c$  の形でフィッティングし，未知数  $a$ ,  $b$ ,  $c$  を求めれば， $D1$  から  $D9$  の値を得られる．

$$\begin{pmatrix} O1x \\ O1y \\ O1z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D1 \sin \omega t + D2 \cos \omega t + D3 \\ D4 \sin \omega t + D5 \cos \omega t + D6 \\ D7 \sin \omega t + D8 \cos \omega t + D9 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

$D1$ ,  $D4$ ,  $D7$  : スピンに伴う磁場変動の正弦項の振幅

$D2$ ,  $D5$ ,  $D8$  : スピンに伴う磁場変動の余弦項の振幅

$D3$ ,  $D6$ ,  $D9$  : 各軸の磁場オフセット (DC 成分)

$O_1$  座標系における磁場（式(3.5)）は式(3.3)の座標変換行列を用いてスピン座標系  $O_s$  における磁場（式(3.4)）に変換できる．この関係を式(3.6)に示す．

$$\begin{pmatrix} G \sin \omega t + H \cos \omega t + Cx \\ -H \sin \omega t + G \cos \omega t + Cy \\ Bz + Cz \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \alpha \sin \beta & -\cos \alpha \sin \beta \\ 0 & \cos \alpha & \sin \alpha \\ \sin \beta & -\sin \alpha \cos \beta & \cos \alpha \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D1 \sin \omega t + D2 \cos \omega t + D3 \\ D4 \sin \omega t + D5 \cos \omega t + D6 \\ D7 \sin \omega t + D8 \cos \omega t + D9 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

式(3.6)の各軸について，左辺の正弦項の振幅と右辺の正弦項の振幅は等しくなるべきである．余弦項の振幅についても同様である．したがって，以下の式(3.7)が得られる．

$$\begin{aligned}
G &= D1 \cos \beta + D4 \sin \alpha \sin \beta - D7 \cos \alpha \sin \beta \cdots \cdots \textcircled{1} \\
H &= D2 \cos \beta + D5 \sin \alpha \sin \beta - D8 \cos \alpha \sin \beta \cdots \cdots \textcircled{2} \\
-H &= D4 \cos \alpha + D7 \sin \alpha \cdots \cdots \cdots \cdots \cdots \textcircled{3} \\
G &= D5 \cos \alpha + D8 \sin \alpha \cdots \cdots \cdots \cdots \cdots \textcircled{4} \\
0 &= D1 \sin \beta - D4 \sin \alpha \cos \beta + D7 \cos \alpha \cos \beta \cdots \cdots \textcircled{5} \\
0 &= D2 \sin \beta - D5 \sin \alpha \cos \beta + D8 \cos \alpha \cos \beta \cdots \cdots \textcircled{6}
\end{aligned} \tag{3.7}$$

式(3.7)における未知数は  $G$ ,  $H$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  の 4 つである. 6 本の式に対して, 未知数が 4 つなので, ①②③④と①②⑤⑥, ③④⑤⑥から 3 つの独立な解を解析的に求めることができ, 座標変換角  $\alpha$  と  $\beta$  が得られる.  $\alpha$ ,  $\beta$  の算出精度と  $D1$  から  $D9$  の誤差の関係については, Appendix に詳細を示す.

- ・ スピン面内成分 ( $O_{sx}$ ,  $O_{sy}$ ) の磁場オフセット

この解析で用いる仮定 1 と 2 から, スピン面内の 2 軸では, スピン面内の地磁気成分  $A$  を振幅とし, スピン周期で正弦波的に変化する成分が観測される. また, 仮定 3 よりロケットやセンサからの人工的な DC 磁場オフセットも同時に観測されることがわかる. 地磁気はスピン周期で変動する成分, 人工的な磁場オフセットは DC 成分なので, 地磁気と磁場オフセットを前述の  $a \sin \omega t + b \cos \omega t + c$  のフィッティングにより切り分けることができる.

- ・ スピン軸 ( $O_{sz}$  軸) 方向の地磁気成分  $B_z$  と磁場オフセット  $C_z$  の算出原理

式(3.4)で示したとおり,  $O_{sz}$  軸の観測磁場は地磁気と磁場オフセットを分離することが困難である. しかし, 正確な地磁気姿勢角を得るためには磁場オフセットを求め, 観測磁場から差し引かなければならない.

そこで, 図 3.5 のようにスピン面内の地磁気成分  $A$  とスピン軸 ( $O_{sz}$  軸) 方向の地磁気成分  $B_z$  から求められる磁場強度が IGRF モデル[Cain et al., 1965] (京大・地磁気世界資料解析センター, 2010 モデル) の全磁力  $F_{igrf}$  に等しいと仮定した. この仮定から式(3.8)が得られる. 式(3.8)を変形した式(3.9)に求めた  $A$  を代入すれば,  $O_{sz}$  の地磁気成分

$B_z$  が求められ、地磁気姿勢角  $\theta$  を計算できる.

$$Figrf^2 = B_z^2 + A^2 \quad (3.8)$$

$$B_z = \pm \sqrt{Figrf^2 - A^2} \quad (3.9)$$

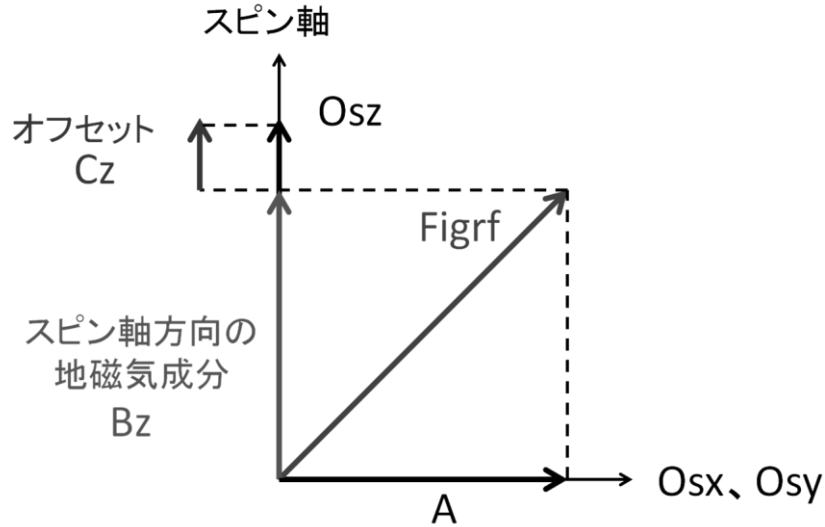


図 3.5 スピン軸方向のオフセット算出原理. 図はスピン軸を上向きにとったときのスピン座標系を表しており、スピン面は紙面に垂直である.  $A$  はスピン面内磁場,  $Figrf$  は IGRF モデルから計算した全磁力である.

座標変換角  $\alpha$  と  $\beta$  を用いて、O1 座標系の磁場をスピン座標系の磁場に変換し、スピン軸方向の磁場  $Os_z$  を求める.  $Os_z$  から上記で求めた  $B_z$  を引けば、式(3.10)のようにスピン軸方向の磁場オフセット  $C_z$  が求められる.

$$C_z = Os_z - B_z = Os_z \mp \sqrt{Figrf^2 - A^2} \quad (3.10)$$

### 3.2.2 解析結果

ロケットは打ち上げ後 55 秒（高度 70 km）でヨーヨーを展開し、60 秒から 63 秒にかけてノーズコーン開頭、ラングミュアプローブのガラス割り、インピーダンスプローブ伸展、固定バイアスプローブのセンサ展開、ラングミュアプローブ伸展が実施され、そ

の後観測が開始された。ロケットは 210 秒で計画通り高度 180 km に達し、413 秒で着水した。

観測が開始された 63 秒（高度 77 km）から 357 秒（80 km）までのデータについてロケットの姿勢解析を行った結果を述べる。図 3.6 に打上げ直後からロックオフするまでの O1 座標系における磁力計の全データとロケットの高度（図 3.6(a)）を示す。O1x 軸（図 3.6(b)）と O1y 軸（図 3.6(c)）はほぼスピン面内にあるため、スピン周波数で正弦波的に変動する磁場がはっきりと観測されている。O1x 軸と O1y 軸の磁場データの包絡線の変化はロケットの姿勢変化に伴ってスピン周期で変動する磁場の振幅が変化していることを表している。125 秒あたりで O1x 軸と O1y 軸の磁場振幅が小さくなるのに合わせて、O1z 軸の磁場強度が大きくなっており、ロケットがより磁場に沿う姿勢になっている。一方 270 秒あたりで O1x 軸と O1y 軸の磁場振幅が大きくなるのに合わせて、O1z 軸の磁場強度が小さくなっており、ロケットの機軸と磁場ベクトルのなす角が大きくなっていることがわかる。360 秒以降では大気への再突入によりロケットの姿勢が大きく変化しているため、O1z 軸の磁場強度も数万 nT のオーダーで大きく変化している。

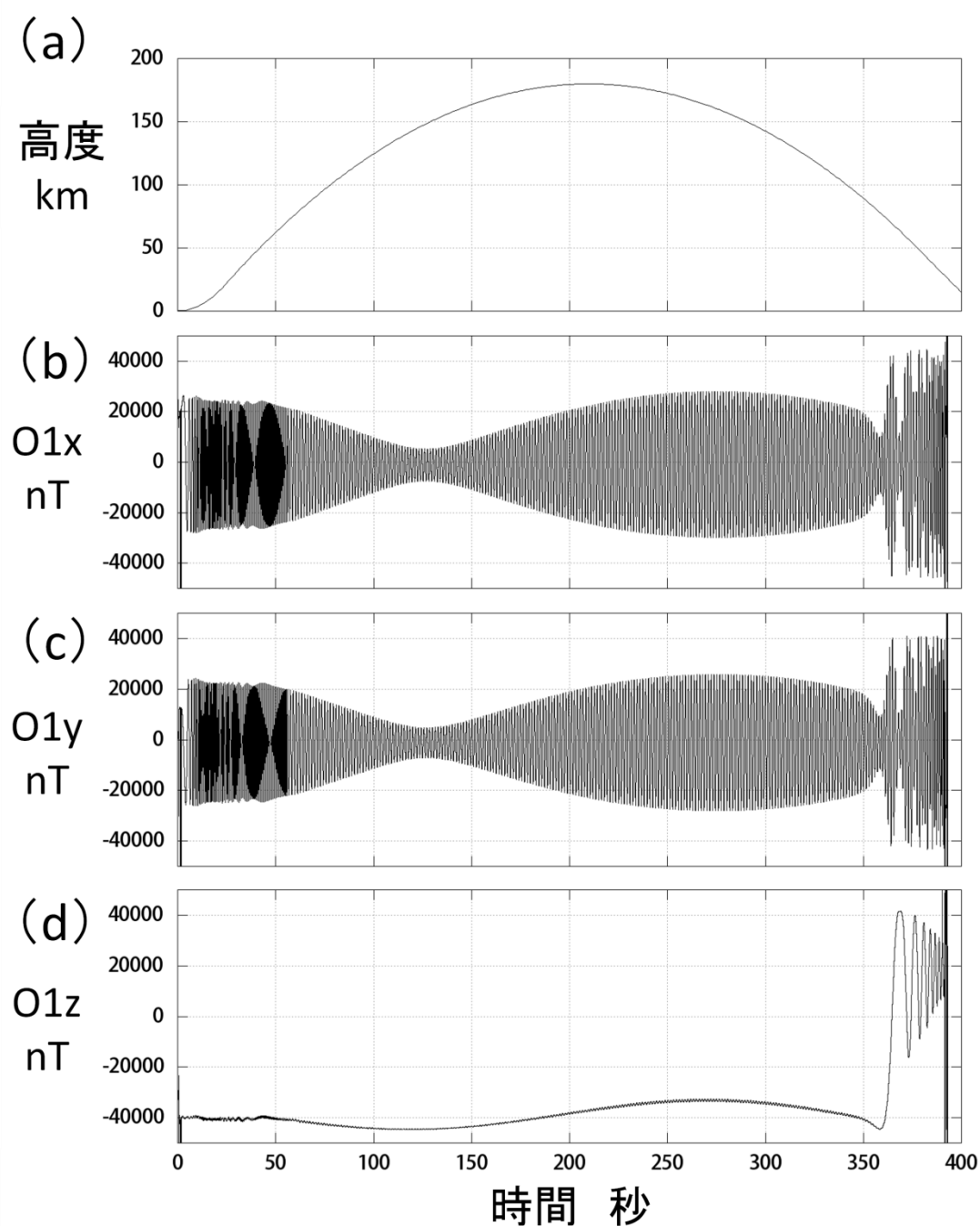


図 3.6 観測ロケット S-310-40 号機の高度と磁力計の観測データ. (a) ロケットの高度, O1 座標系の (b) O1x 軸, (c) O1y 軸, (d) O1z 軸の磁場データ. 横軸の時間 0 秒が打上げの瞬間と一致する. O1x 軸と O1y 軸にはスピンに伴う磁場変化がみられる.

- スピン周波数

図 3.7 に解析したスピン周波数を示す. センサ座標系の X 軸のデータから計算したスピン周波数 (実線) と Y 軸のデータから計算したスピン周波数 (破線) は良く一致し

ていることがわかる．打上げからデスピン前では 1.5 から 2 Hz でスピンし，ヨーヨー展開後では 0.7 Hz でスピンしていることがわかる．

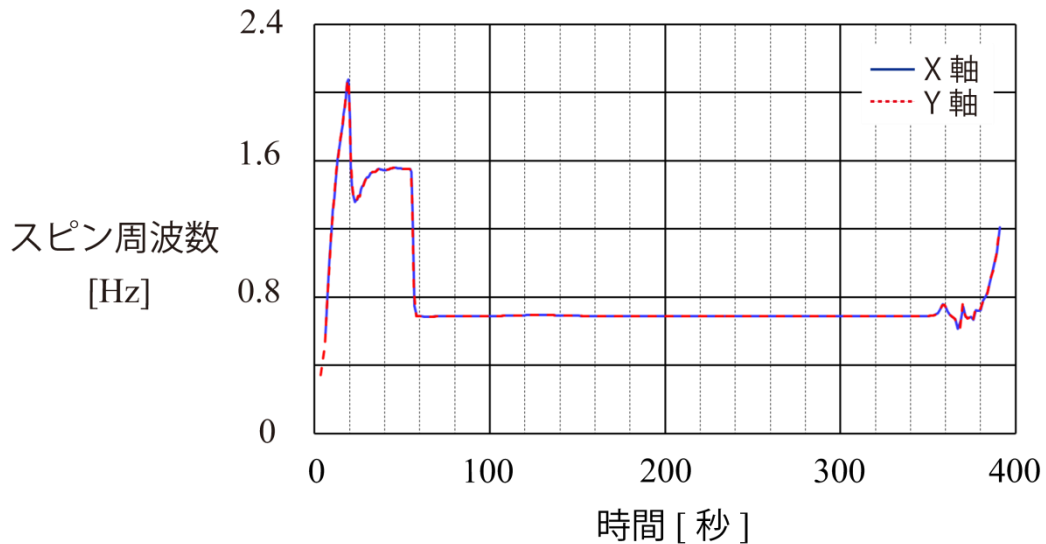


図 3.7 観測データから得られたスピン周波数．横軸は打ち上げからの時間，青線は X 軸，赤破線は Y 軸のデータからそれぞれ算出したスピン周波数を示している．打上げから 60 秒までは 2 Hz 程度でスピンし，ヨーヨー展開後では 0.7 Hz でスピンしていることがわかる．

- 座標変換角  $\alpha$  と  $\beta$

前項で示したように O1 座標系のデータをスピン座標系に変換する  $\alpha$  と  $\beta$  は独立な異なる 3 つの解法により求めることができる．姿勢決定精度  $2^\circ$  を満たすためには  $\alpha$  と  $\beta$  の算出精度も  $2^\circ$  より良くなければならない． $\alpha$  と  $\beta$  の算出精度はフィッティングにより得られる式(3.5)の D1 から D9 の算出精度に依存する．仮定 1～3 よりスピン座標系で観測される磁場を式(3.4)のようにおいたが，実際には 1 スピンの間にロケットの姿勢がわずかに変化することによって，スピン周期で正弦波的に変化する磁場の振幅は 1 スピンの間にも変化する．さらに，1 スピンの間に高度が変わることによって地磁気の全磁力や向きが異なるので，振幅が変化する．このように，仮定と観測データの乖離がフィッティングの誤差を生む要因である．以上のことから，ある瞬間における磁場振幅を観測データから厳密に求めることは困難である．

そこで、1 スピンの間に振幅が変化する磁場データを仮定し、そのデータを振幅が時間変化しない関数 ( $a \cdot \sin \omega t + b \cdot \cos \omega t + c$ ) でフィッティングするシミュレーションを行った。仮定した振幅の時間変化は図 3.6(b), (c)に示した O1x, O1y 軸の磁場データの包絡線とした。フィッティングして得た残差の標準偏差をフィッティングにより得られた振幅で割った値をフィッティング誤差とし、フィッティング誤差に対する  $\alpha$  及び  $\beta$  の算出精度を計算した結果、3 つの解法のうち①②③④を用いた解法では、 $2^\circ$  の精度を満たすために、フィッティング誤差が 0.1 % より小さくしなければならないことがわかった。残り 2 つの解法では、 $2^\circ$  の精度を満たすために、10 % のフィッティング誤差が許容されることがわかった。実際に観測データをフィッティングして得られたフィッティング誤差は最大で 1 % であった。したがって、 $\alpha$  と  $\beta$  の算出には姿勢決定精度  $2^\circ$  を満たすために、①②⑤⑥と③④⑤⑥の解法を用いた。シミュレーションにより求めた  $\alpha$ ,  $\beta$  の算出精度と D1 から D9 の誤差の関係については、Appendix に詳細を示す。

図 3.8 に計算した  $\alpha$  と  $\beta$  の結果を示す。③④⑤⑥から求めた解が解法 1, ①②⑤⑥から求めた解が解法 2 である。2 つの解法間での差異は  $0.1^\circ$  未満であり、 $\alpha$  も  $\beta$  もわずかな変動があるものの時間的にほぼ一定である。 $\alpha$  と  $\beta$  の誤差が 2 つの解法間の差異と同程度の  $0.1^\circ$  と見なせば、スピン座標系 Osz 成分に現れる誤差はスピン面内磁場が全磁力のとき最大となり、全磁力を 45000 nT とすれば式(3.3)より誤差は 78 nT となる。78 nT の誤差は姿勢決定において許容される誤差約 1500 nT に対して小さいため、十分な精度で座標変換角が得られたと結論できる。 $\alpha$  として  $0.45^\circ$  を  $\beta$  として  $0.95^\circ$  を採用する。



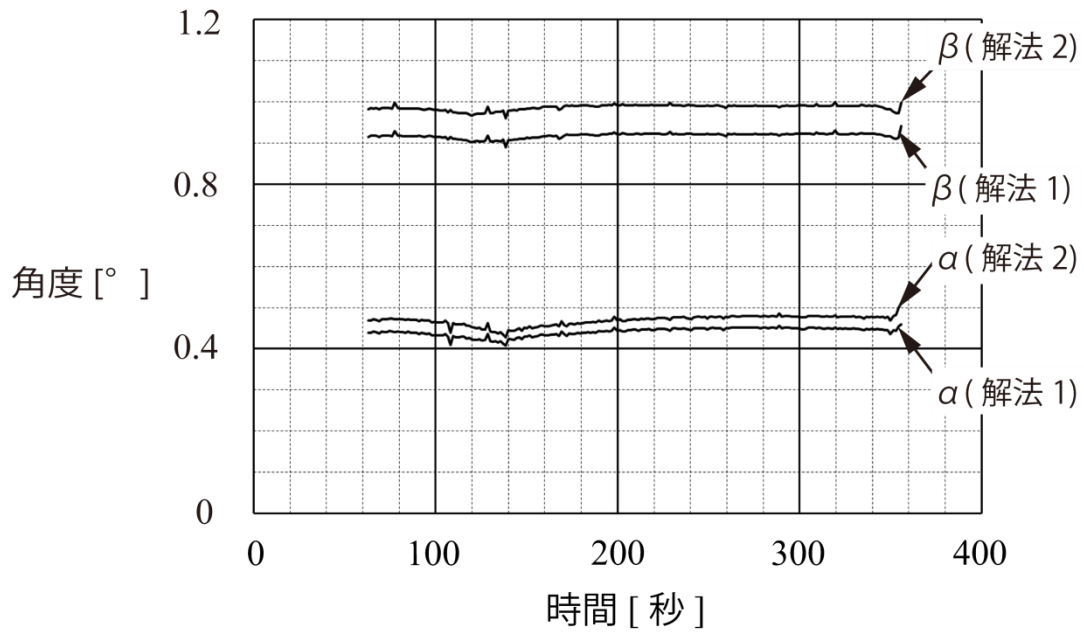


図 3.8 OI 座標系をスピン座標系に変換するための  $\alpha$  と  $\beta$  の計算結果. 横軸は打ち上げからの時間, 縦軸は角度[°]を示している.  $\alpha$  は約  $0.45^\circ$ ,  $\beta$  は約  $0.95^\circ$  である.

#### ・スピン軸方向の地磁気成分 $B_z$ と磁場オフセット $C_z$

前項で示した方法により求めたスピン軸方向の地磁気成分  $B_z$  と磁場オフセット  $C_z$  を図 3.9 に示す. 図 3.9(a)は IGRF モデルの全磁力である. 図 3.9(b)は式(3.7)の  $G$  と  $H$  から求めたスピン面内磁場  $A$  である.  $\alpha$ ,  $\beta$  と同様に  $G$  と  $H$  も 2 つの独立な解を持つためスピン面内磁場  $A$  にも 2 つの独立な解が存在する. 図 3.9(c)はスピン軸方向の地磁気成分  $B_z$  である. 図 3.9(a)の IGRF モデルの全磁力と図 3.9(b)のスピン面内磁場  $A$  を式(3.9)に代入して  $B_z$  が得られる. 図 3.9(d)はスピン軸方向の磁場オフセット  $C_z$  である.  $\alpha$  と  $\beta$  を用いて式(3.3)から求めたスピン軸方向の磁場  $O_{sz}$  と図 3.9(c)の  $B_z$  を式(3.10)に代入して磁場オフセット  $C_z$  が得られる.

図 3.9(d)より, 解法 2 で得られた  $C_z$  は時間の経過とともに最大  $1300 \text{ nT}$  変化していることがわかる. さらに, 2 つの解法間では  $C_z$  が最大  $1800 \text{ nT}$  異なる. ノーズコーンを開頭し, 各センサが伸展した後では, ロケットの状態は変わらないので, ロケットのスピン軸方向の磁場オフセット  $C_z$  が時間とともに変化する要因はないと考えられる. そ

のため、この差はこれまでに述べた解析手法では考慮されていない何らかの誤差により生じていると考えるのが妥当であるため、 $C_z$  の誤差（以下、 $\Delta C_z$  と呼ぶ）について誤差評価を行った。

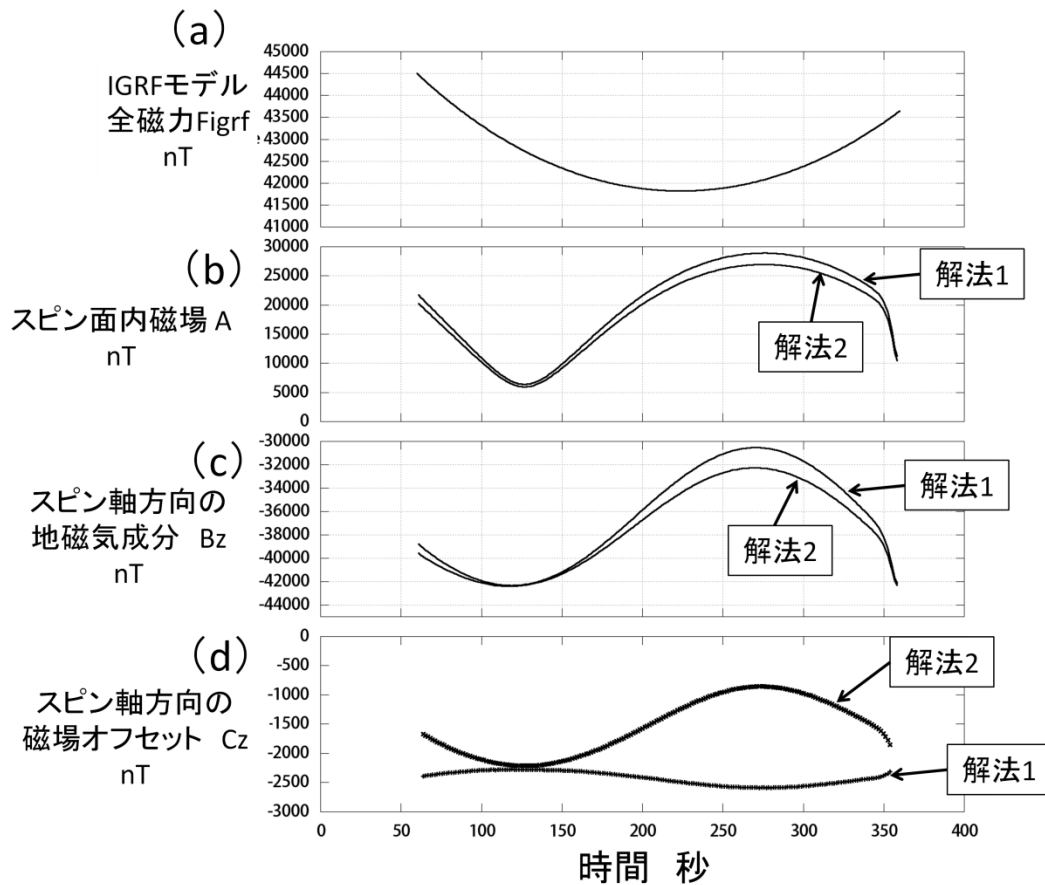


図 3.9 スピン軸方向の地磁気成分  $B_z$  と磁場オフセット  $C_z$ . (a)IGRF モデルの全磁力. (b)式(3.7)の  $G$  と  $H$  から求めたスピン面内磁場  $A$ . 2 本の線は独立な 2 つの解に対応する. (c)スピン軸方向の地磁気成分  $B_z$ . (d)スピン軸方向の磁場オフセット  $C_z$ .

#### ・ スピン軸方向の磁場オフセット $C_z$ の誤差要因

この解析手法において生じる  $C_z$  の誤差要因を表 3.1 にまとめた.  $C_z$  の誤差  $\Delta C_z$  を生む原因としてスピン軸方向の観測磁場  $O_{sz}$  の誤差と地磁気成分  $B_z$  の誤差が考えられる. 式(3.7)で求めた  $\alpha$  と  $\beta$  の誤差は  $O_{sz}$  の誤差を生む要因となりえるが、前述のとおり  $\alpha$  と  $\beta$  の誤差が観測磁場に与える誤差は 100 nT 以下である. したがって、 $O_{sz}$  の誤差は 1800

nT の誤差  $\Delta C_z$  に対して十分小さく,  $O_{sz}$  の誤差が  $\Delta C_z$  の主要因であるとは考えられない.

表 3.1 磁場オフセット  $C_z$  の誤差要因と誤差の見積もり

Czの誤差要因			誤差
Osz	α		100 nT以下
	β		
Bz	IGRFの全磁力Figrf		100 nT以下
	スピン面内磁場A	G	640 nT
		H	

$B_z$  の誤差を生む要因として IGRF モデルの全磁力の誤差とスピン面内磁場  $A$  の誤差が考えられる. IGRF モデルは全地球的スケールでの標準磁場を表すモデルであるため, 磁気嵐が起こった場合, IGRF モデルにより計算された全磁力と地磁気の全磁力の差はより大きくなる. しかし, ロケットが打ち上げられた前後数日の  $Dst$  指数は 20 nT 以下であり, 磁気嵐が起こっていないことから, IGRF モデルの全磁力を用いることは妥当であると考えられる. また, Matteo et. al., [2011]は, UARS 衛星や SAC-C 衛星, Ørsted 衛星などの低高度衛星 (高度 200 km から 1000 km) の観測磁場と IGRF モデルにより計算される全磁力を 1991 年から 2010 年の 20 年間のデータについて比較している. この解析結果として, 観測磁場と IGRF モデルの全磁力の差の絶対値の平均は 69.6 nT で, 標準偏差が 116.7 nT であることが示された. 打上げ前後の  $Dst$  指数及び実際の観測と IGRF モデルを比較した解析結果から, IGRF モデルの全磁力が持つ誤差は 100 nT 程度であると考えられる. このように, IGRF モデルの全磁力の誤差も  $O_{sz}$  の誤差と同様に  $C_z$  の誤差 1800 nT に対して十分小さいので, この誤差が  $\Delta C_z$  の主要因であるとは考えられない.

スピン面内磁場  $A$  の誤差は  $G$  及び  $H$  の誤差によるものであり,  $G$  及び  $H$  の誤差はフィッティング誤差に依存する.  $\alpha$  と  $\beta$  が求められればスピン面内磁場  $A$  は式(3.6)上段または中段の式から求めることができる.  $\alpha$  と  $\beta$  はほぼ  $0^\circ$  なので, スピン面内磁場  $A$  は

式(3.6)の上段を用いて近似的に式(3.11)のように書ける．式(3.11)を使ってテイラー展開したものから式(3.12)を得る．

$$A = \sqrt{(D1 + D4\alpha\beta - D7\beta)^2 + (D2 + D5\alpha\beta - D8\beta)^2} \quad (3.11)$$

$$\Delta A = \Delta D1 + \Delta D2 + \Delta D4\alpha\beta + \Delta D5\alpha\beta - \Delta D7\beta - \Delta D8\beta \quad (3.12)$$

$\Delta A$  はスピン面内磁場  $A$  の誤差で、 $\Delta D1$ 、 $\Delta D2$ 、 $\Delta D4$ 、 $\Delta D5$ 、 $\Delta D7$ 、 $\Delta D8$  はそれぞれ  $D1$ 、 $D2$ 、 $D4$ 、 $D5$ 、 $D7$ 、 $D8$  のフィッティング誤差である．図 3.8 に示した結果から  $\alpha = 0.45^\circ$  (0.0079 rad)、 $\beta = 0.95^\circ$  (0.017 rad) と非常に小さいので、スピン面内磁場の誤差  $\Delta A$  は  $D1$  と  $D2$  のフィッティング誤差と同程度であることがわかる． $\Delta D1$  と  $\Delta D2$  が最大になるのはスピン面内磁場  $A$  が最大値をとり、 $D1$  と  $D2$  が等しいときである．スピン面内磁場  $A$  が 45000 nT で、 $D1$  と  $D2$  が等しいとき、 $\Delta A$  は 640 nT である．したがって、スピン面内磁場  $A$  の誤差も  $Cz$  の誤差 1800 nT に対して小さく、誤差の主要因とは考えにくい．以上より、この解析手法では、表 3.1 に示した誤差要因のどれか 1 つによって  $Cz$  の誤差 1800 nT は生じないと考えられる．

誤差の要因として残るものは磁力計の取得データを磁場に変換する感度、オフセット、直交度である．直交度の誤差が測定磁場に最も大きな誤差を与えるのは、地磁気がセンサの任意の 1 軸と平行になったときである．全磁力を 45000 nT とすれば、1800 nT は  $2.3^\circ$  の直交度誤差に相当する．較正試験における直交度の決定誤差は  $0.4^\circ$  で、約 300 nT に相当するため、 $Cz$  の誤差 1800 nT に比べて十分に小さい．したがって、直交度は誤差の要因ではないと考えられる．この解析では、ロケットの飛翔中に磁力計の持つオフセットは変化しないと仮定しているが、もしも飛翔中にオフセットが大きく変化すれば、それは誤差  $\Delta Cz$  を生む要因となる．しかし、約 1 年間の地上試験期間におけるオフセットの変動幅は 20 nT 程度であり、飛翔中にオフセットが 1800 nT 変動したとは考えにくい．

$Cz$  の誤差を生む要因として最後に考えられるものは、感度の誤差である．磁力計の

感度が大きく変わる要因として以下の3つが挙げられる。

- 1) ピックアップコイルやボビンの熱膨張によるコイル定数の変化
- 2) フィードバック抵抗の温度特性や経年変化
- 3) フィードバックに配置された DAC のゲインの温度特性や経年変化

データシート等に記載された値をもとに1)から3)の誤差を評価した結果を表3.2に示す。測定される磁場を 45000 nT, 20℃の温度変化があると仮定し、磁場に換算した誤差を求めた。いずれの要因による誤差も Cz の誤差 1800 nT 以下であり Cz の誤差要因としては考えにくい。ただし、2)や3)の経年変化についてはデータシートに記載がないため誤差を評価することはできなかった。

表 3.2 感度の誤差要因と磁場に換算した誤差の見積もり

	誤差要因	磁場に換算した誤差
1	コイル定数の温度依存 銅の熱膨張率: 0.0017 %/℃ ボビンの熱膨張率: 0.0020 %/℃	18 nT
2	フィードバック電流の温度依存 抵抗の温度係数: $\pm 50$ ppm/℃	90 nT
3	ゲインの温度依存 ①X軸: $\Delta \Sigma$ DAC: 0.04 %/℃ ②Y、Z軸: 16ビットDAC (AD766): $\pm 50$ ppm/℃	① 360 nT ② 4.5 nT

表 3.2 で示した誤差は磁場オフセット Cz の誤差に比べて小さく、感度の温度依存性も誤差の主要因とは考えにくい。前述のとおり、オフセットや直交度によって 1800 nT の誤差が生じることは現実的に考えにくい。そのため、この解析ではこれまで考慮していなかった原因によって磁力計の感度が変化したと仮定して、磁場オフセット Cz に関する以下の条件を満たす感度（以下、補正感度と呼ぶ）をパラメータサーベイにより求めた。

条件 1：フライト中に Cz が一定である。

観測時間 63 秒から 357 秒までの  $C_z$  の標準偏差を求めて、全ての解法についてそれが表 3.1 と表 3.2 に示す最大誤差より小さくなるとき、 $C_z$  が一定であると判定した。

条件 2 : 2 つの解法間の  $C_z$  の差が小さい。

観測時間 63 秒から 357 秒の間で、解法 1 と解法 2 の同時刻の  $C_z$  の差から計算した標準偏差が表 3.1 と表 3.2 に示す最大誤差より小さくなるとき、この条件を満たすとした。

条件 1 と条件 2 で求められる標準偏差の和が最小となる感度を補正感度とした。表 3.3 に求めた補正感度を示す。補正感度は地上較正試験で得られた感度に対して約 10 % 異なっていた。

表 3.3 補正感度と地上較正試験で得られた感度の比較

	補正感度 [nT/digit]	地上校正試験 [nT/digit]	比
X	0.111240	0.108273	1.0274
Y	0.128876	0.116990	1.1016
Z	0.120238	0.110361	1.0895

図 3.10(a)に地上較正試験で得られた感度を用いて求めた磁場オフセット  $C_z$  (図 3.9(d)) と補正感度を用いたときの  $C_z$  を示す。感度を補正した結果、解法毎の最大値と最小値の差は 400 nT 程度、標準偏差は 30 nT になった。図 3.10(b)に 2 つの解法から得られた  $C_z$  の差を示す。解法間での差は 20 nT 以下であった。したがって、上記の条件 1, 2 を満たす補正感度が得られた。

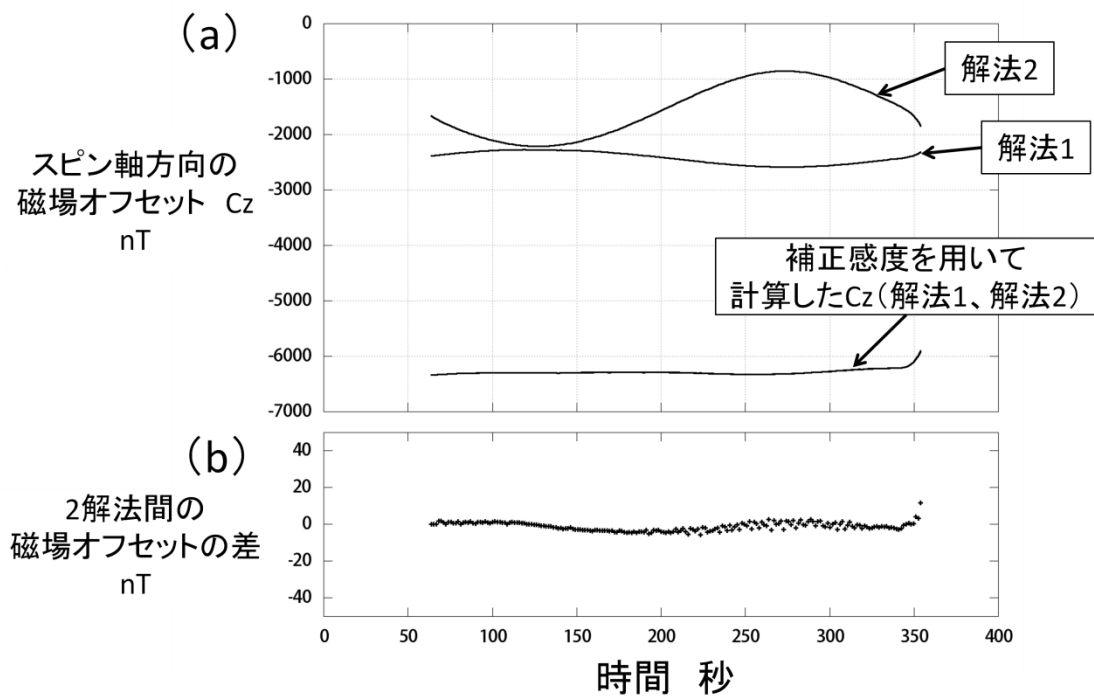


図 3.10 補正感度を用いて求めたスピン軸方向の磁場オフセット  $C_z$ . (a)地上較正試験で得られた感度を用いて求めた  $C_z$  と補正感度を用いて求めた  $C_z$ . (b)2 つの解法間の差.

図 3.11 に地上較正試験で得られた感度を用いて計算した地磁気姿勢角  $\theta$  と補正感度を用いて計算した地磁気姿勢角  $\theta_{cal}$  を示す. 角度  $\theta$  と  $\theta_{cal}$  はスピン軸と反磁場方向のなす角である. 2 つの解法の間で  $\theta_{cal}$  の差異が,  $\theta$  の差異に比べて小さいことは, スピン面内磁場  $A$  の 2 つの解法間の差異が, 地上較正試験で得られた感度を用いたときには大きく, 補正感度を用いたときには小さいことを反映している. スピン面内磁場  $A$  が最大となる 270 秒あたりで 2 つの解法から得られた  $\theta$  の差が最大 ( $3^\circ$ ) となる. 補正感度を用いて計算した地磁気姿勢角  $\theta_{cal}$  は 2 つの異なる解法間で一致した.  $\theta$  と  $\theta_{cal}$  の差は最大  $5^\circ$  程度であった. 補正感度をフライト中の感度 (真値) とみなせば, 地磁気姿勢角の誤差は,  $\theta$  と  $\theta_{cal}$  の差よりも小さいと考えられる. したがって,  $5^\circ$  以内の精度で地磁気姿勢角が求められたといえる.

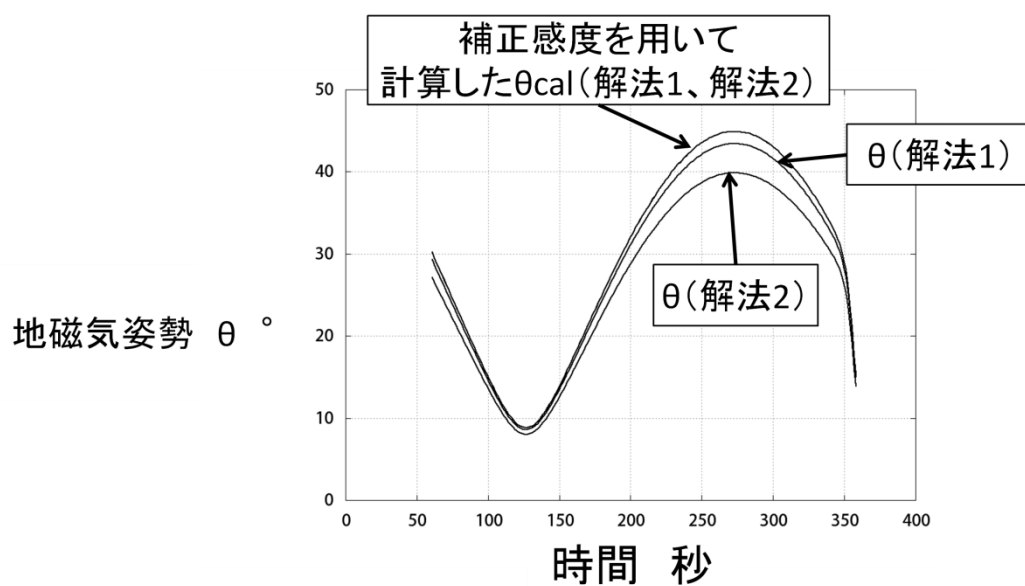


図 3.11 地上較正試験で得られた感度を用いて計算した地磁気姿勢角  $\theta$  と補正感度を用いて計算した地磁気姿勢角  $\theta_{cal}$ .



### 3.3 解析結果で発見された課題に関する議論

フライトデータからスピン周波数を求めた結果、ロケットは観測時に約 0.7 Hz でスピンしていることがわかった。地磁気姿勢角の算出過程において求めたスピン軸方向の磁場オフセット  $C_z$  の評価から、磁力計の感度が、地上較正試験後からフライトまでの間に、約 10 % 変化したことが示唆された。この感度の不確定性のために地磁気姿勢角の算出精度が約  $5^\circ$  となり、要求精度  $2^\circ$  を下回る結果となった。感度を変化させる可能性のある複数の要因についてそれぞれ誤差評価を行ったが、10 % の変化を説明できる要因を 1 つに断定することはできなかった。

- ・ 感度変化に関する今後の原因究明の方策

感度変化の原因を特定し、対策を講じることは将来の磁気圏探衛星搭載磁力計にとって重要な課題である。2 章で述べたように本研究で開発したデルタシグマ DAC の温度特性は感度を数 % も変えることはないと考えられる。

まずは、デジタル磁力計を構成する各部（検出回路やセンサを駆動する励磁回路）の温度特性を取得し、感度変化への影響を評価する。

次に、感度の変化が大きかった市販の 16 ビット DAC を用いた方式についてデジタル磁力計全体として感度の温度特性を評価する。そのために、同じ 16 ビット DAC を用いた実験室モデルのデジタル磁力計を用いて、温度試験を実施する。

## 4 プリアンプとバンドパス・フィルタの ASIC 化

### 4.1 プリアンプとバンドパス・フィルタの小型化

従来のアナログ磁力計の大部分をデジタル・プロセッサに置き換えることによって、小型、軽量、省電力化の大きな可能性を持つデジタル磁力計の開発に成功した。しかし、本研究で開発したデジタル磁力計検出回路のうちプリアンプ（以下、アンプ）回路とバンドパス・フィルタ（以下、BPF : Band-Pass Filter）回路はディスクリート部品を用いた従来のアナログ回路のままである。アンプと BPF 回路を小型化することによって、デジタル磁力計のさらなる小型化が期待される。アンプ・BPF 回路の小型化には大きく分けて 2 つの方法がある。1 つはセンサの信号を増幅せずに AD 変換し、アナログ BPF 回路の信号処理をデジタル・プロセッサに置き換える「デジタル・バンドパス・フィルタ化」である。もう 1 つは従来のアナログ回路を磁力計専用の集積回路チップに置き換える「ASIC (Application Specific Integrated Circuit) 化」である。本節ではまず、アンプ・BPF 回路のデジタル化と ASIC 化の手法と特徴を述べ、次に実現性や期待される効果を検討し、ASIC 化を選択した理由を述べる。

アンプと BPF 回路への設計要求は使用するセンサの特性及び磁力計の目標特性から決定される。本研究では 2 章で述べた DFG のセンサを用いることを想定し、DFG のアンプと BPF 回路の特性を ASIC の目標性能とした。目標値については 4.2 節で述べる。

1.2 節で述べた通り、センサの出力信号には磁場強度に相当する周波数  $2f_0$  の成分が含まれる。出力信号を A/D 変換してこの  $2f_0$  の成分を検出する場合、目標磁場分解能に相当する検出電圧が ADC の電圧分解能よりも小さいと、磁場を目標とする分解能で測定できない。これは磁力計の磁場分解能の向上を妨げる要因の一つである。本研究および従来の研究で開発されたデジタル磁力計では検出電圧をアンプで増幅することによって、磁力計の目標磁場分解能に相当する検出電圧が ADC の電圧分解能を上回るよう

にしている。増幅せずに磁場検出感度を上げる方法は2つある。1つはセンサであるピックアップコイルの巻き数を増やすことである。原理上、検出電圧はピックアップコイルの巻き数に比例して増加する。目標磁場分解能に対する検出電圧がADCの電圧分解能よりも大きくなるようにピックアップコイルの巻き数を増やせば、アンプ回路は不要である。ただし、巻き数増加はセンサの大型化と重量増加につながるため磁力計の小型、軽量化という目標に相反することに注意しなければならない。磁場検出感度を上げるもう1つの方法は、目標磁場分解能に相当する検出電圧よりも高分解能なADCを使用することである。しかしこの方法にも問題点がある。それは微小電圧の検出が可能で、消費電力が小さい宇宙用ADCチップがない点である。また、従来の磁力計のBPF回路はセンサの検出電圧帯域( $2f_0 \pm$  磁力計の周波数帯域)以外の成分を減衰させることにより、センサノイズを低減させる。デジタル化した回路のバンドパス機能はAD変換されたデジタル値を信号処理によって実現できるため、アナログ回路で構成されたBPF回路にとって換わることができる。アナログBPF回路と同等の特性をもつデジタルBPFをプロセッサに実装するには、周波数成分の高分解能化が重要である。周波数成分の高分解能化はサンプリング周波数を高くすることで可能となる。デジタルBPF化の課題は、高周波サンプリングに伴うADCとプロセッサの消費電力の増加である。デジタルBPF化は他にも課題を抱えている。それはAD変換のためのエリアジング・フィルタ回路の必要性である。AD変換のためのエリアジング・フィルタ回路はアナログ回路でなければ実現できない機能である。従来のデジタル磁力計ではBPF回路がエリアジング・フィルタ回路の役目も担っていたので別の回路として配置する必要はなかった。つまりアナログBPF回路を取り除いた場合にはエリアジング・フィルタ回路を設計しなければならない。そのため、効果的な磁力計の小型、省電力化につながらないと考えられる。

従来のアナログ磁力計では可能な限り小さなデバイスを利用して、磁力計のアンプ・BPF回路を小型化してきた。しかし市販のディスクリート部品を用いた小型化には限界

がある。本研究では ASIC と呼ばれる特定の用途に特化した集積回路チップを応用してアンプ・BPF 回路の小型化を検討した。市販のオペアンプや ADC, DAC, デジタル・プロセッサ等の集積回路チップとは異なり, ASIC は MOS トランジスタや抵抗, コンデンサ等の電子部品を特定用途にあわせて個別に回路設計され, 開発される。市販部品を利用した回路設計に比べて, ASIC の回路設計には高度な専門知識と技術が必要とされる。そのため, 開発に時間がかかり, コストもかかるという短所がある。一方で, ASIC の最大の長所は大規模な回路を小さなチップに集約できる点である。これは, 近年の技術成長により ASIC の構成部品である MOS トランジスタが劇的に微細化されたためである。ASIC ではゼロから回路を設計できるので, 省電力化を重視した回路開発が可能な点も大きな長所である。

まず, デジタル BPF 化と ASIC 開発の小型効率を比較する。DFG で使用した 2 次型アナログ BPF 回路は測定磁場 1 成分につきオペアンプ (1 cm 角の IC を 1 個) と抵抗, コンデンサによって構成される。これをデジタル・バンドパス・フィルタ化した場合, 新に加えるエリアジング・フィルタ回路もアナログ BPF 回路とほぼ同様の部品数を必要とする。またアンプ回路は測定磁場 1 成分につきオペアンプ (1 cm 角の IC を 1 個) と抵抗によって構成される。使用可能な高分解能 ADC によってアンプ回路を取り除き, プロセッサにデジタル BPF を実装した場合, 磁場 3 成分のアンプと BPF 回路規模の縮小率は 1/2 程度である。一方, ASIC 開発において磁場 3 成分のアンプと BPF 回路を 1 cm 角の ASIC チップで実現できれば, 従来の 1/6 程度に回路を縮小できる。さらに ASIC はアナログ回路だけでなくデジタル回路も実装できるので, 1 つの ASIC チップにデジタル磁力計の検出回路すべてを実装することも可能である。これにより, これまでのデジタル磁力計の 1/10 の回路規模も期待できる。デジタル BPF 化よりも ASIC 化の方が明らかに小型化できることがわかる。

次に, デジタル BPF 化と ASIC 開発の実現性を比較する。デジタル BPF 化するためには, DFG のアンプ増幅率約 30 倍をセンサの感度向上または ADC 分解能向上に

よって補う必要がある．ピックアップコイルの巻き数増加だけで検出感度を達成させるためには，巻き数を 30 倍以上にしなければならない．上記のとおり，この方法ではセンサが大型化し，重くなる．また，センサのインピーダンスが増大するとフィードバック回路のインピーダンスを上げる必要が出て，回路規模の増大につながるため本研究では適切な方法ではない．また，DFG で使用した 16 ビット ADC の分解能を 30 倍（5 ビット分）あげるためには 21 ビットの ADC が必要である．宇宙用で磁力計に適した 20 ビット以上の ADC はないため，この解決策も適切ではない．以上より，デジタル BPF 化は現実的な方法ではないことがわかる．一方，Magnez et al.(2008)は，彼らの磁力計センサ専用のアンプ回路を ASIC で開発しているので，アンプ回路を ASIC 化することは技術的に不可能ではないと考えられる．BPF 回路はオペアンプと抵抗，コンデンサによって構成されている．そのため，アンプ回路が実現できるならば，BPF 回路開発も実現可能であることが期待される．

アンプと BPF 回路の小型効率という点では，ASIC 化することが望ましい．実現性という観点では，デジタル・バンドパス・フィルタ化は現実的に困難である．ASIC 開発には時間とコストが必要であるものの，実現可能であると判断できる．以上の検討により，磁力計小型化のために ASIC 開発を選択した．

開発した ASIC チップ（以下，試作チップと呼ぶ）にはアンプと BPF がそれぞれ 1 回路ずつ実装されている（図 4.1）．アンプ回路はオペアンプを用いた非反転増幅回路で，試作チップ外部からの信号によって増幅率を 2 倍から 10 倍まで変更できるようにした．BPF 回路はオペアンプを用いた 2 次多重帰還型 BPF 回路である．赤破線で囲まれた抵抗とコンデンサは BPF 回路の中心周波数を微調整するために，外付け部品とした．本研究では試作チップの特性が要求特性を満足し，磁力計に応用可能であることを検証することが目的である．そのため，内蔵するチャンネル数は 1 チャンネルで十分である．磁力計は 3 成分の磁場を測定するためフライト用磁力計のチップでは 3 回路を内蔵しなければならないが，試作チップの回路を 3 チャンネル並べるだけでよいので，チャンネ

ル数増加による技術的課題はほぼないと考える。ただしチャンネル数が3倍になれば回路の占有面積も3倍になるため、1チャンネルの面積が試作チップ全体の面積の1/3以下になるように設計することが要求される。

試作チップをフラックスゲート磁力計に組み込む場合には、図4.1のアンプ出力とBPF入力を接続する。アンプ入力にはセンサを接続し、BPF出力にはADCを接続する。試作チップを磁力計に応用するには試作チップの特性を評価し、試作チップへの要求特性が満たされることを検証しなければならない。

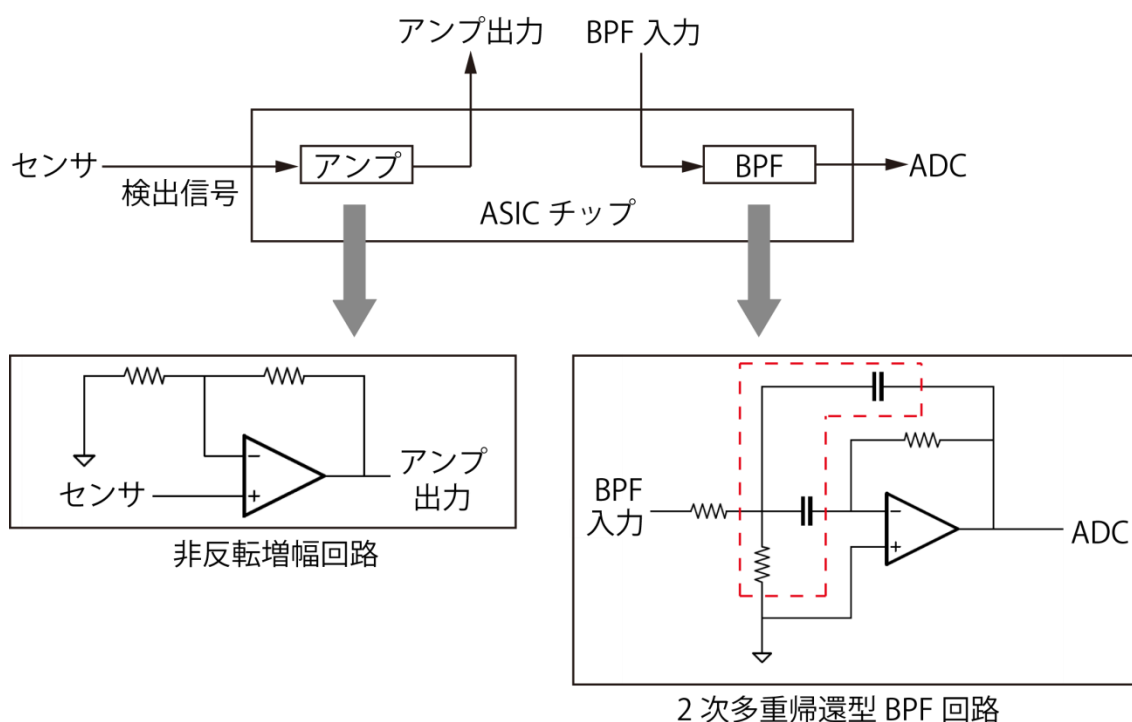


図4.1 試作チップの構成と回路。試作チップには非反転型アンプ回路と2次多重帰還型BPF回路を1回路ずつ内蔵する。ただし、赤破線内の抵抗とコンデンサは外付け部品である。

## 4.2 シミュレーションによる回路特性の評価

本節では、まず試作チップの回路を解説する。次に回路の周波数特性とノイズ特性のシミュレーション結果を示し、設計した回路が要求特性を満足することを示す。

アンプとBPF回路の電気的特性はオペアンプ等の電子部品の電気的特性に依存する。

これまでに開発された DFG では、十分な特性を持つディスクリート部品のオペアンプを使用していたので、アンプと BPF 回路の電気的特性が磁力計の特性を劣化させることはなかった。ASIC ではオペアンプを MOS トランジスタや抵抗、コンデンサを用いて独自に設計するので、アンプと BPF 回路の要求特性を満足するオペアンプ回路を設計することが重要である。

前述のとおり、試作チップを DFG に組み込むことを想定し、試作チップの目標周波数特性は開発した DFG に組み込まれているアンプ・BPF 回路と同等の周波数特性とした。目標周波数特性については、試作チップのシミュレーション結果と合わせて解説する。試作チップのノイズレベルの目標値は、センサが持つノイズレベル ( $2\text{-}3\text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}} @ 2f_0 = 22\text{ kHz}$ ) よりも小さくなるように設定した。

図 4.2 に試作チップの最上位層の回路(以下、TOP 回路と呼ぶ)を示す。TOP 回路は、アンプ・BPF 回路の他に、アンプ増幅率調整回路とアンプと BPF 回路のオフセット電圧調整回路、調整回路の設定値を受け取るシリアル・パラレル変換回路で構成されている。本論文では試作チップの特性を左右するアンプ回路について解説する。オペアンプは図 4.3 (右) に示すような回路記号で表される。この記号に対応する試作チップのオペアンプ内部回路を図 4.3 (左) に示す。入力段は差動対とカレントミラー回路で構成されている。2 段目はソース接地増幅回路となっている。最終段はオペアンプの安定度を補償するための RC フィルタである。この回路のオープンループゲインは 100 dB で、ゲイン余裕が 10 dB、位相余裕が  $60^\circ$  である。このオペアンプ回路における支配的なノイズ源はフリッカノイズと呼ばれる  $1/f$  ノイズである。フリッカノイズは周波数に反比例し、トランジスタのゲート面積にも反比例する。特に、差動対のトランジスタのゲート面積によってフリッカノイズのノイズレベルが大きく変化する。

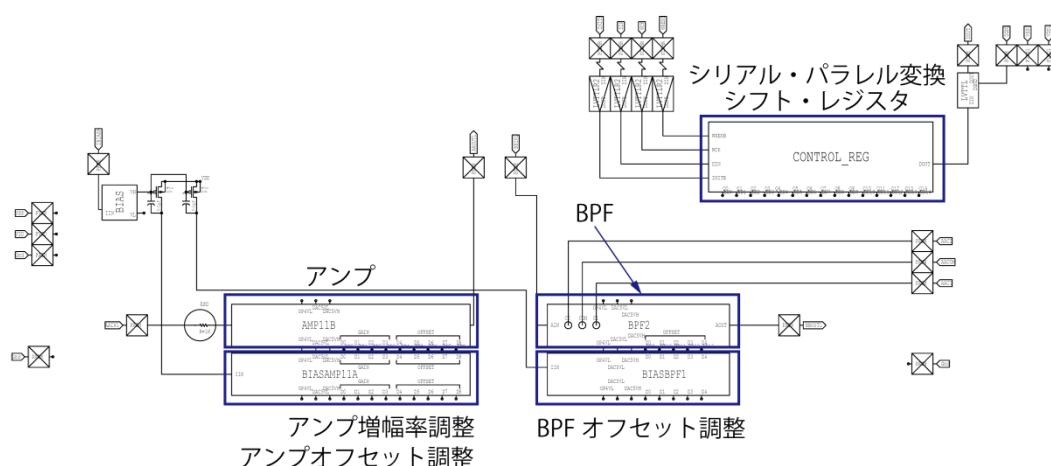


図 4.2 TOP 回路の構成. TOP 回路はアンプとバンドパス・フィルタ (BPF), アンプの増幅率・オフセット調整, BPF のオフセット調整, 増幅率・オフセット調整信号を ASIC の外部から受け取るためのシフト・レジスタ回路で構成されている. オペアンプの電源電圧はチップの電源電圧 $\pm 1.25\text{V}$ である.

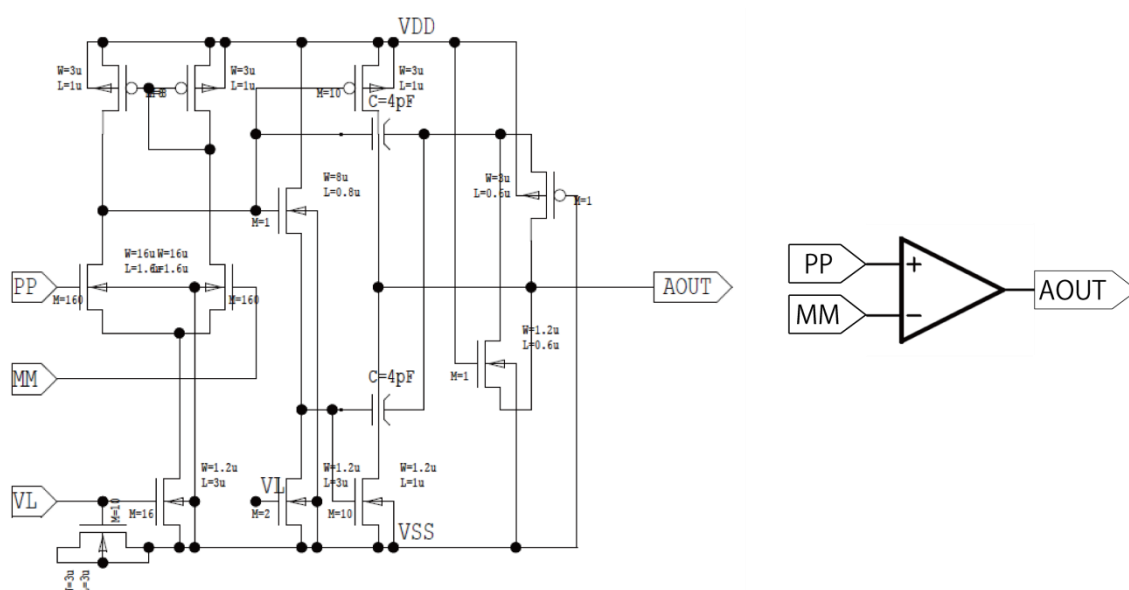


図 4.3 設計したオペアンプの内部回路. 右図はオペアンプ回路のシンボルで, 左図が内部回路である. PP が非反転入力端子, MM が反転入力端子, AOUT が出力端子である.

フラックスゲートセンサは外部磁場強度に比例した振幅で, 周波数  $2f_0$  ( $22\text{ kHz}$ ) の検出電圧を出力する. 外部磁場の周波数に合わせて検出信号の周波数  $2f_0$  が変調される, ただし, 実際の検出信号には 1 次 ( $f_0$  成分) や 3 次高調波 ( $3f_0\text{ Hz}$  成分) の信号が含ま



れる．1 次や 3 次高調波信号は，磁場測定誤差の要因となる測定磁場ノイズや DC 磁場オフセットを生じさせる．また， $f_0$  や  $3f_0$  成分以外の成分もノイズとして測定磁場に誤差を生じさせる．アンプ回路は，検出信号の信号帯域において一定な増幅率を持つことが要求される．また，BPF 回路では，検出信号の信号帯域（周波数  $2f_0 \pm$  測定帯域）以外の周波数成分を減衰させる役割がある．

図 4.4 は，実験によって得られた DFG のアンプ・BPF 回路の周波数特性（黒線）とシミュレーションによって得られた試作チップの周波数特性（青破線）である．(a)は周波数  $f_0$  から  $3f_0$  をカバーする周波数範囲での特性を示しており，(b)は信号帯域付近の特性を示している．図 4.4 では中心周波数  $2f_0$  におけるゲインを 0 dB と規格化した．中心周波数  $2f_0$  のとき最もゲインが大きく， $f_0$  成分は 17 dB， $3f_0$  成分は 13 dB 減衰されていることがわかる．アンプ・BPF 回路のゲインが -3 dB となる信号通過帯域は  $2f_0$  を中心に 2 kHz であり，検出信号の帯域における振幅を減衰させないことがわかる．シミュレーションによって得られた  $f_0$  と  $3f_0$  成分の減衰率はそれぞれ，17 dB と 13 dB であり，-3 dB 帯域は  $\pm 2$  kHz である．これらの特性は DFG のアンプ・BPF 回路に一致する．DFG のアンプ・BPF 回路では DFG 回路の実際の  $f_0$  に周波数を合わせたため，シミュレーションの中心周波数と異なる．試作チップの場合においても外付けの抵抗とコンデンサにより BPF 回路の中心周波数を調整する．試作チップの周波数特性は目標特性である DFG のアンプ・BPF 回路の特性を実現できることが示せた．

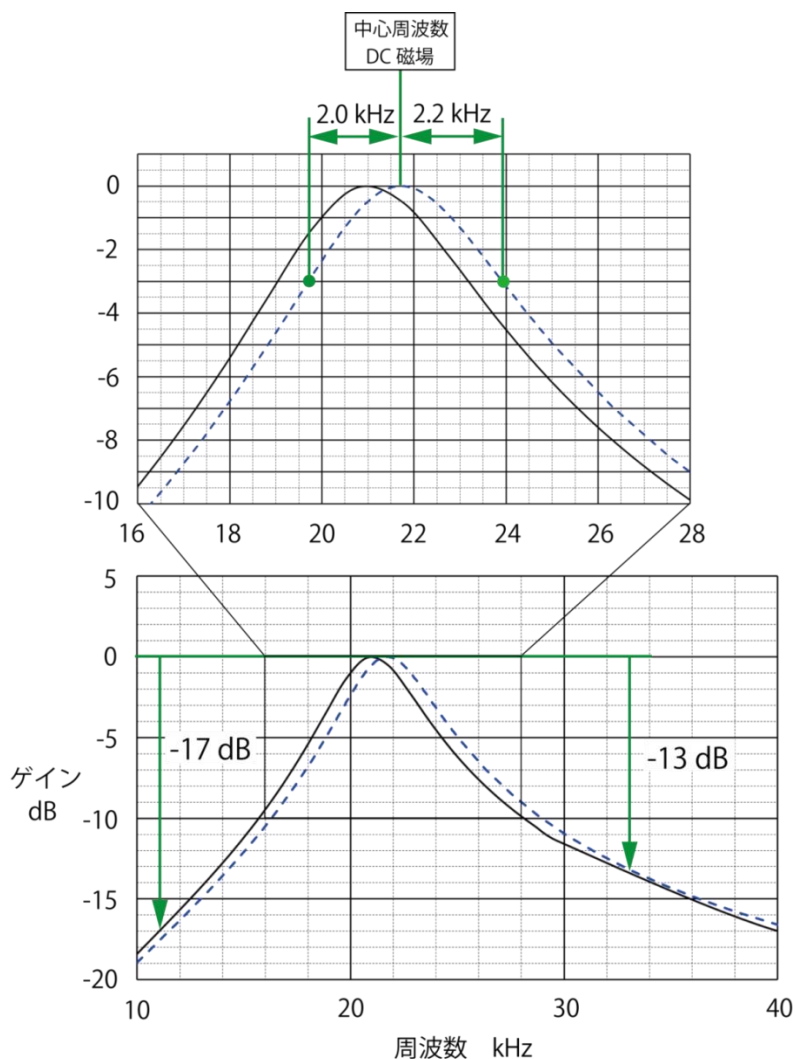


図 4.4 設計した試作チップの周波数特性のシミュレーション結果. 横軸は周波数 kHz, 縦軸は中心周波数の増幅率を 0 dB としたときのゲイン dB である. 黒線はディスクリートのオペアンプで構成した DFG のアンプ・BPF の周波数特性測定結果で, 青破線はシミュレーションにより求められた特性である. 下図は 10 kHz から 40 kHz までの特性, 上図は中心周波数付近の特性を示している.  $f_0$  (11 kHz) 成分は 17 dB,  $3f_0$  (33 kHz) 成分は 13 dB 減衰される. 中心周波数から -3 dB となる周波数の帯域は約  $\pm 2$  kHz である.

回路を構成するトランジスタや抵抗, コンデンサの各要素にノイズ源を持たせることにより, BPF 出力におけるノイズを計算した. 前述のとおり試作チップのノイズ特性は回路の周波数特性だけでなくオペアンプの電気的特性にも強く依存する. 特にオペアンプ入力段 (差動対) のトランジスタのゲート面積によってノイズスペクトル密度の最大値が変化する. 入力段 (差動対) のトランジスタ (チャネル幅  $W=16\ \mu\text{m}$ , チャネル長  $L=1.6\ \mu\text{m}$ ) を並列に並べることにより, ゲート面積を変えられる. ゲート面積が大きい

ほどノイズレベルは小さくなるが、チップの占有面積が広がったり、寄生容量が大きくなったりするという問題が生じる。図 4.5 にアンプの増幅率が 2 倍で、入力段にトランジスタ 160 個を並列に配置した場合における BPF 出力のノイズ特性の計算結果を示す。中心周波数付近のノイズスペクトルは BPF 回路のゲイン特性を反映しているため、中心周波数  $2f_0$  のときノイズレベルが最大  $0.56 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$  となる。電圧ノイズ  $0.56 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$  は磁場ノイズに換算すると約  $1.8 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  であり、DC 磁場における目標ノイズレベル ( $2\text{--}3 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ) 以下であることがわかる。

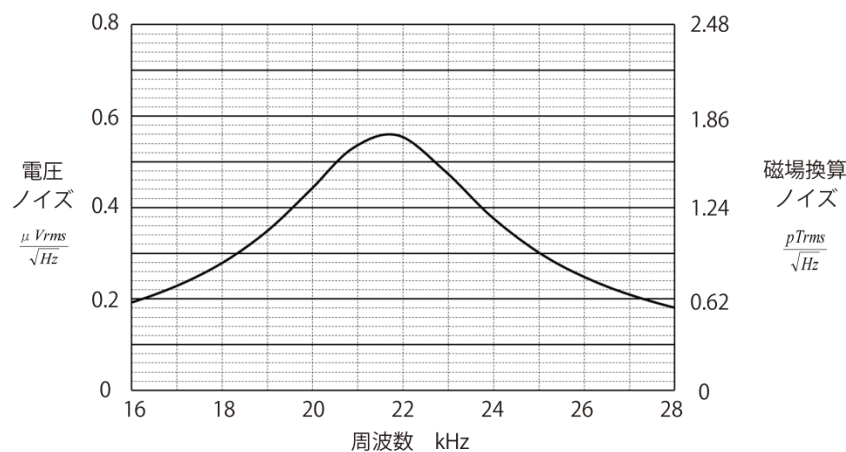


図 4.5 BPF の出力におけるノイズのシミュレーション結果. 中心周波数における電圧ノイズは  $0.56 \mu\text{Vrms}/\sqrt{\text{Hz}}$  で、磁場換算ノイズ  $1.8 \text{ pTrms}/\sqrt{\text{Hz}}$  に相当する。

### 4.3 チップの製造および試験基板の製作

試作チップ設計のための設計回路図エディタと SPICE シミュレーションには Tanner Research 社の Tanner Tools を使用した。設計した回路のレイアウト設計については Digian Technology 社に依頼し、試作チップは TSMC 社で製造された。試作チップとレイアウトデータを図 4.6 に示す。本研究で開発した回路は、5 mm 角のチップ面積のうち約 1/10 で実現されている。そのため、3 チャンネル分（磁場 3 成分）の回路を余裕をもって実装できる。

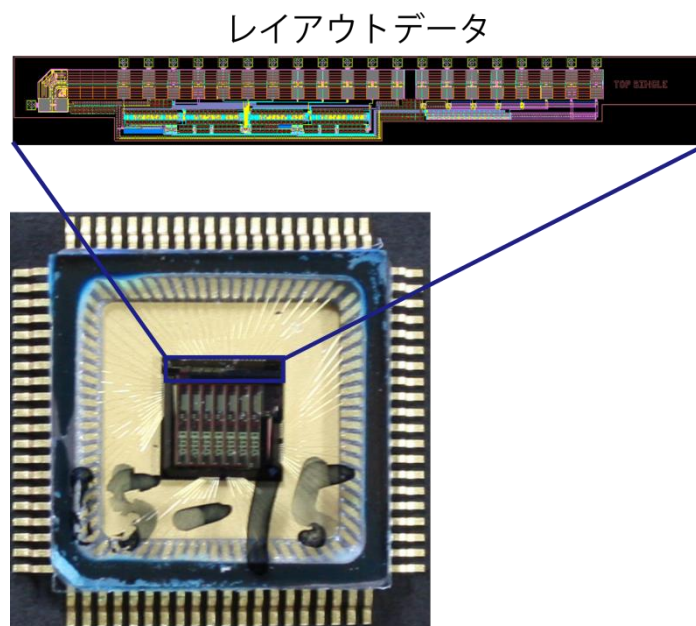


図 4.6 レイアウトデータと製造されたチップ．上図がアンプ・BPF 回路のレイアウト設計図で，下図が QFP パッケージに封じられた 5 mm 角の試作チップである．

試作チップの特性評価試験のために試作チップを搭載する「試験基板」を製作した．また，アンプ回路の増幅率とオフセット，BPF 回路のオフセットを設定するための設定信号を生成する「制御基板」を製作した．製作した試験基板の写真を図 4.7 に示す．試験基板の中心には試作チップを搭載するチップ・アダプタが配置されている．基板右上には BPF 回路の外付け抵抗とコンデンサが配置されている．試験基板への入出力は大きく分けて以下の 4 つである．

- ・ アナログ電源 ( $\pm 1.25$  V) 用コネクタ
- ・ デジタル電源 ( $\pm 1.25$  V, 3.3 V) 用コネクタ
- ・ アナログ信号用入出力コネクタ
- ・ デジタル信号用入出力コネクタ

アナログ信号用入出力コネクタには，アンプや BPF 回路に入力する信号源を接続したり，出力電圧を測定する ADC に接続したりする．デジタル信号用入出力コネクタは制御基板上のコネクタと接続し，増幅率・オフセット調整信号 (以下，設定信号と呼ぶ) を試作チップに入力したり，設定信号のリード・バック信号を試作チップから受けたり

する．制御基板の写真を図 4.8 に示す．制御基板ではディップ・スイッチを用いてアンプの増幅率とオフセット，BPF 回路のオフセットを設定する．設定値が FPGA に読み込まれ，FPGA で設定信号が生成され，設定信号は試験基板に送信される．

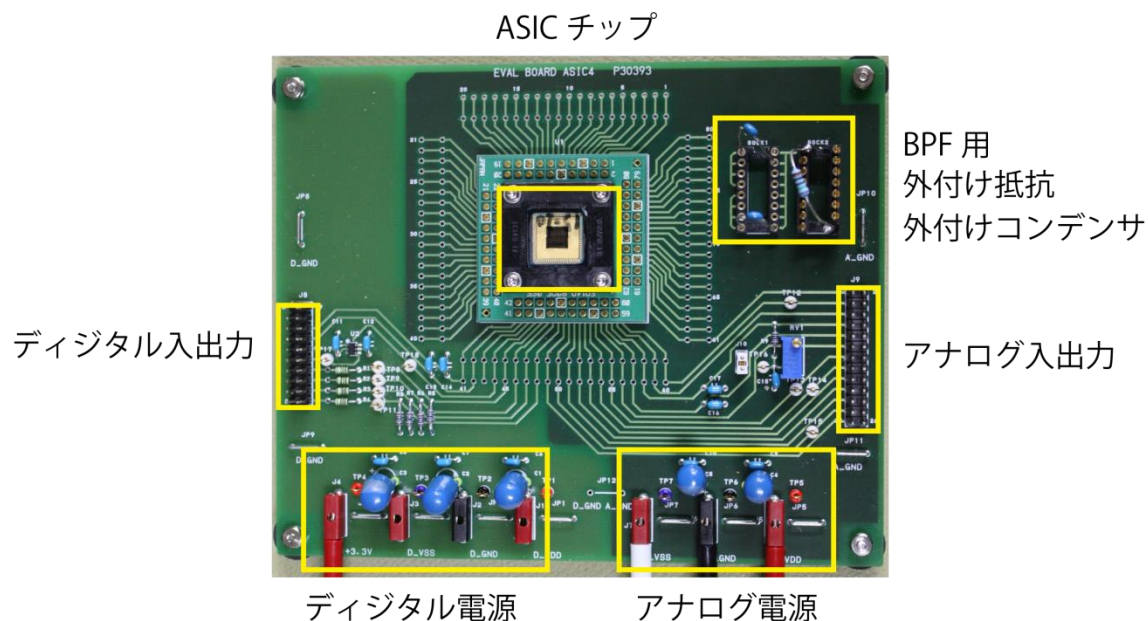


図 4.7 試作チップ評価用試験基板．アナログ・デジタル電源電圧は $\pm 1.25$  V で，デジタル回路用レベル変換 IC の電源電圧は 3.3 V である．試作チップは，デジタル信号用入出力コネクタを通して増幅率・オフセットの設定信号を受け取る．BPF の外付け抵抗とコンデンサは，ソケットを用いて取り換えられる．



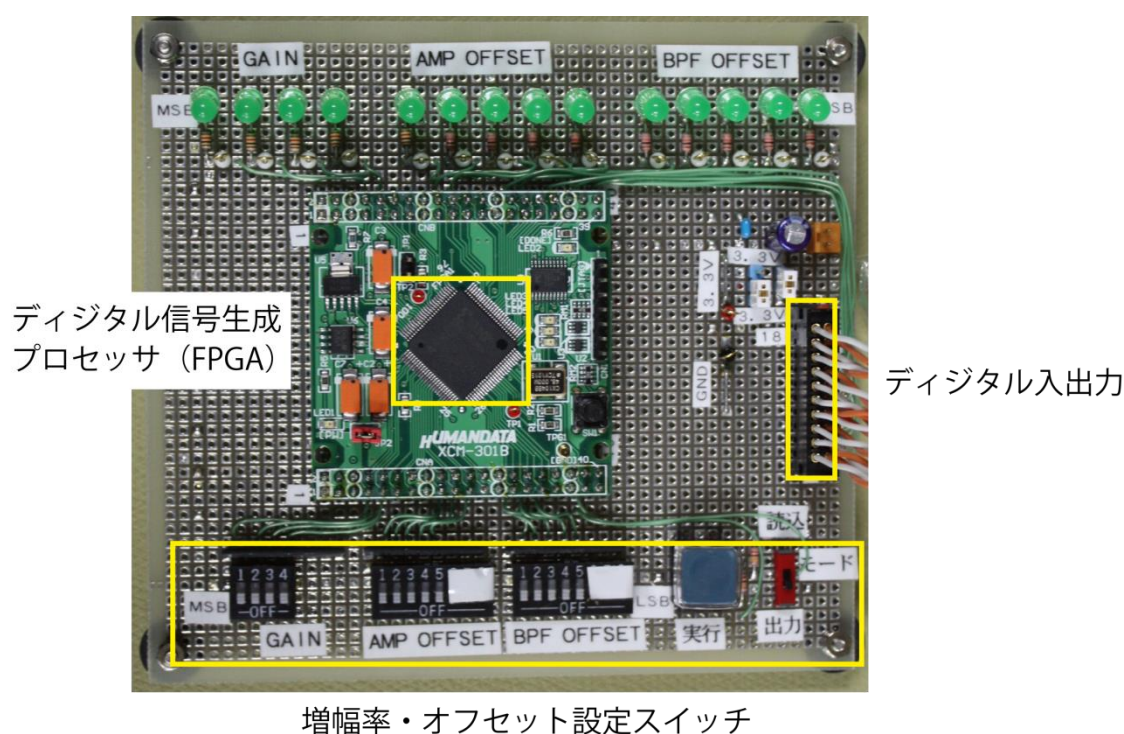


図 4.8 アンプ増幅率とアンプ、バンドパス・フィルタ回路のオフセット調整用制御回路。ディップスイッチによって設定値を与え、FPGA が設定信号の生成・送信を実行する。

#### 4.4 特性評価実験

試作チップの周波数特性とノイズ特性を実験により取得し、評価した。図 4.9 に周波数特性試験の試験システムを示す。試作チップの周波数特性は入力振幅に対する出力振幅の比から求められる。シグナルジェネレータ (SG) を用いて試作チップのアンプ回路に正弦波電圧を入力する。入力電圧と BPF 回路の出力電圧を 24 ビットの ADC で測定し、振幅比を算出する。様々な周波数で振幅比を取得することにより周波数特性が得られる。制御基板は試験基板に接続され、アンプ回路の増幅率とオフセット、BPF 回路のオフセットを調整する。

取得した周波数特性を図 4.10 に示す。縦軸は最大振幅（中心周波数）を 0 dB とした減衰率を表している。黒実線はシミュレーションで得られた結果である。回路中の抵抗値やコンデンサ容量が設計値と異なれば周波数特性も異なる。破線は製造上予測される

抵抗値とコンデンサ容量のばらつきから求めた周波数特性であり、 $f_0$ での減衰率の誤差が最小．最大となる場合の2例を示している．特に試作チップ内の抵抗値の製造誤差 $\pm 14\%$ が減衰率に与える影響は大きい．入力電圧振幅が  $40\text{ mVpp}$  で、アンプの増幅率が2倍のときに測定で得られた周波数特性（青色□マーカー）は、シミュレーションの結果とよく一致している．周波数  $f_0$ での減衰率は約  $16.7\text{ dB}$  であり、シミュレーション結果の  $17\text{ dB}$  にほぼ等しい．減衰率が予測される減衰率の範囲内に収まっていることから、測定で得られた減衰率は妥当な結果である．周波数  $3f_0$ での減衰率は、シミュレーションでは  $13\text{ dB}$ 、測定では約  $12\text{ dB}$  であった．周波数  $f_0$ の場合と同様に、回路中の抵抗値が設計と異なるため減衰率が  $1\text{ dB}$  異なつたと考えられる．図 4.10（上）は図 4.10（下）の中心周波数付近を拡大表示した図である．振幅が  $-3\text{ dB}$  となる帯域は中心周波数を境に、 $\pm 2\text{ kHz}$  以上で設計とほぼ等しく、要求を満たすことがわかる．中心周波数付近においても抵抗値のばらつきに起因して、周波数特性がシミュレーションからずれていることがわかる．

入力電圧振幅が  $40\text{ mVpp}$  で、アンプの増幅率が10倍のときに測定で得られた周波数特性（赤色△マーカー）もシミュレーションの結果とよく一致している．ただし、アンプの増幅率が2倍の時に比べて  $f_0$ と  $3f_0$ での減衰率が約  $0.5\text{ dB}$  ほど小さい．BPF 出力における振幅がオペアンプのフルスケール出力電圧（V）に近い値だと、入力波形に対して出力波形が歪む．減衰率の基準となる  $2f_0$ の振幅が歪んだことにより振幅が小さく見積もられ、図 4.10 では  $f_0$ と  $3f_0$ での減衰率が小さくなったように見える．実際には、 $f_0$ と  $3f_0$ 成分は設計通りに増幅されることが確認された．したがって、測定で得られた減衰率はシミュレーション結果と比較して妥当な結果であることがわかった．

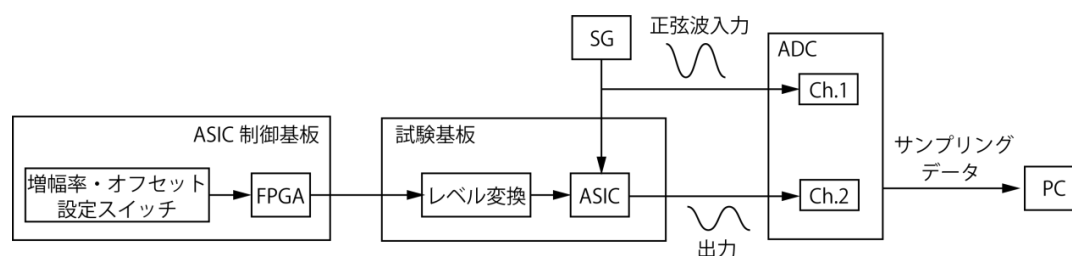


図 4.9 周波数特性評価試験システム。シグナル・ジェネレータ (SG) から ASIC に正弦波電圧を入力し、ASIC の出力を ADC で測定する。同時に ASIC へ入力される正弦波電圧も測定し、入出力の振幅比から周波数特性を取得する。

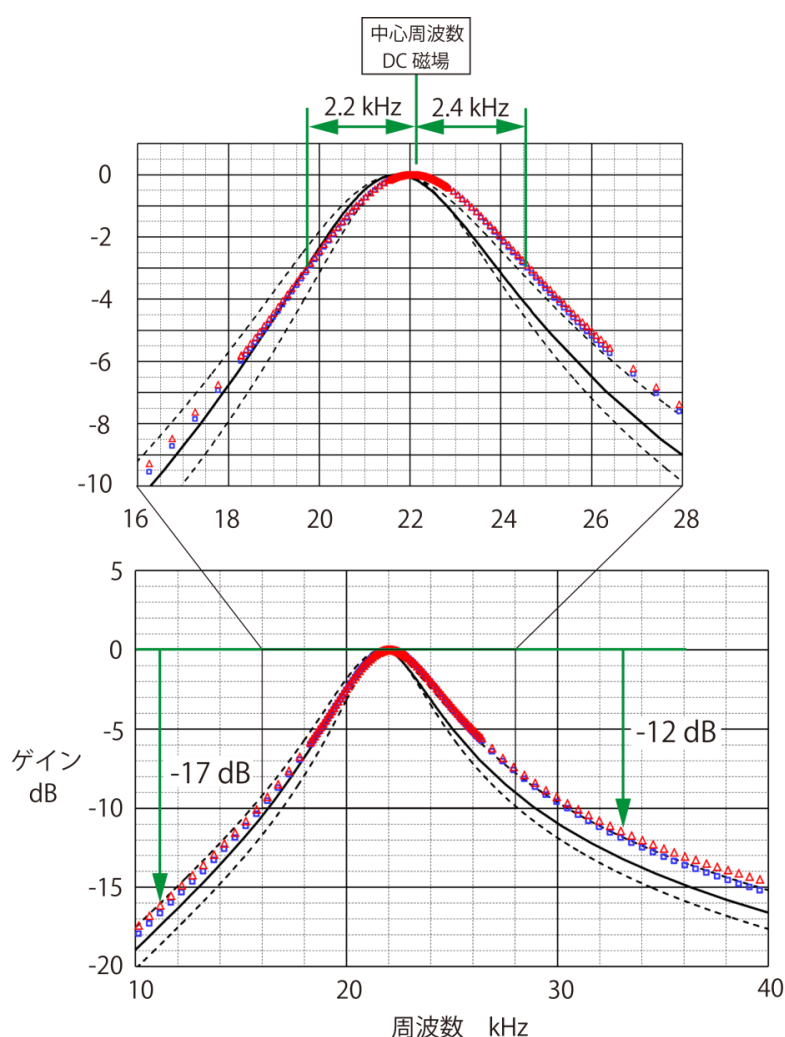


図 4.10 ASIC の周波数特性。横軸は周波数 kHz，縦軸は中心周波数の振幅を 0 dB としたときのゲイン dB である。黒線がシミュレーションにより求められた周波数特性である。アンプの増幅率が 2 倍の場合における測定から得られた特性を青色□マーカで、10 倍の場合における特性を赤色△マーカで示している。下図は 10 kHz から 40 kHz までの特性、上図は中心周波数付近の特性を示している。 $f_0$  (11 kHz) は 17 dB， $3f_0$  (33 kHz) は 12 dB 減衰される。中心周波数から -3 dB となる周波数の帯域は約 2.2 kHz である。



図 4.11 にノイズ特性を評価するための試験システムを示す。アンプの入力をグラウンドにショートさせたときの BPF 出力値が試作チップのノイズであるとした。BPF の出力値はスペクトラム・アナライザ (Agilent Technology, A4395) を用いて測定した。周波数特性試験と同様に試験基板に制御基板を接続し、増幅率とオフセットを調整する。

図 4.12 に測定したノイズスペクトルを示す。アンプ増幅率が 2 倍のときのノイズスペクトル (青線) に対して、シミュレーションで得られたノイズスペクトル (増幅率 2 倍, 黒線) の周波数依存性はよく一致しており、ノイズレベルもほぼ等しいので、試作チップのノイズ特性は妥当な結果であるといえる。アンプ増幅率が 2 倍のときのノイズ (青線) に比べて、10 倍のときのノイズ (赤線) は大きい。これはアンプの増幅率が大きくなると、アンプ内部で生じるノイズも増幅されるためである。測定されたノイズスペクトルの周波数依存性は BPF 回路の影響を受けており、中心周波数でノイズが最も大きい。測定ノイズスペクトルの最大値は  $0.65 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}} @ 2f_0 \text{ Hz}$  ( $2\text{-}3\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  相当) で、目標特性を達成している。

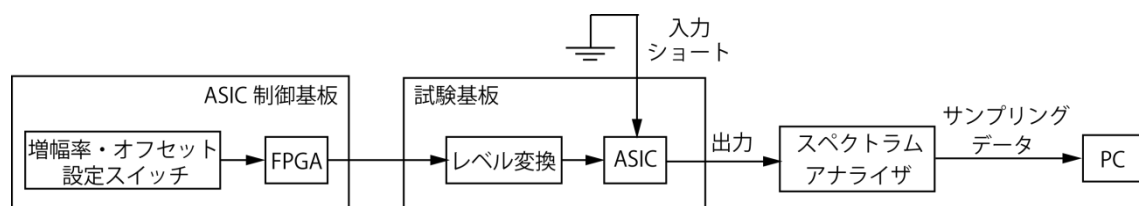


図 4.11 試作チップのノイズレベル評価試験システム。ASIC への入力をグラウンドにショートさせ、出力をスペクトラム・アナライザで測定する。

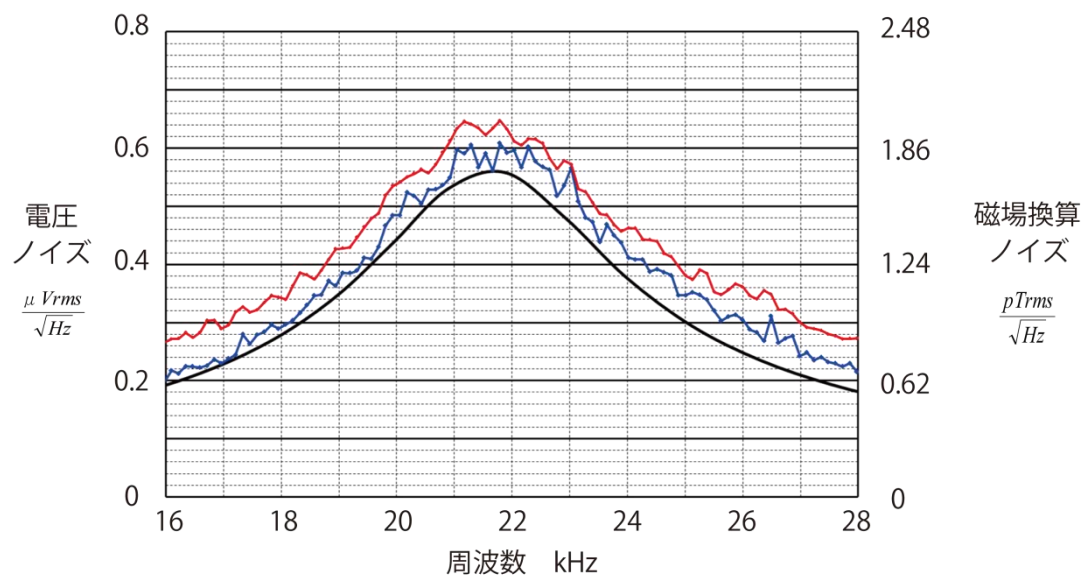


図 4.12 試作チップの出力ノイズ。黒線がシミュレーションから得られたノイズレベルである。アンプの増幅率が 2 倍の場合における測定ノイズを青線で、10 倍の場合における測定ノイズを赤線で示した。測定値は中心周波数付近で最大  $0.65 \mu V_{rms}/\sqrt{Hz}$  で、 $2.0 pTrms/\sqrt{Hz}$  に相当する

#### 4.5 特性評価で発見された課題に関する議論

ディジタル磁力計をさらに小型化するために、ディジタル磁力計に残されたアナログ回路のうちアンプと BPF 回路を ASIC で製作した。従来のアンプと BPF 回路を ASIC で開発すれば、従来のアンプと BPF 回路を 1/6 程度まで小型化できると推定した。

試作チップの目標周波数特性は、これまでに開発された実績のあるディジタル磁力計 (DFG) に組み込まれたアンプ・BPF 回路の周波数特性とした。目標とするノイズ特性についてはフラックスゲート磁力計センサのノイズ  $2\text{-}3\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}} @ 2f_0 \text{ Hz}$  以下とした。電子回路シミュレータを用いて目標特性を達成する回路を設計し、開発した ASIC の特性評価実験を行った。実験によって得られた周波数特性は設計した特性と比べて、十分予測される特性であった。測定されたノイズスペクトルの最大値は  $2 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}} @ 2f_0 \text{ Hz}$  であったので、ノイズ特性は目標を達成し、設計に矛盾しないノイズスペクトル特性が得られた。

試作チップの開発で発見された課題は、チップ内部の抵抗値やコンデンサ容量が設計値と異なると設計で期待される周波数特性が得られないことである。この課題を解決するには、予測される抵抗値とコンデンサ容量のばらつきをもとに理想的な周波数特性からのずれを推定し、そのずれが許容される特性であることをシミュレーションによって確認することである。また、出力電圧が出力フルスケール電圧と同程度の振幅を持つ場合、周波数  $2f_0$  の正弦波形が歪み、設計した通りの増幅が行われない。これは周波数特性の誤差要因となるため、設計において考慮する必要がある。

将来的にはこれらの課題を解決し、1 章の磁力計の将来像で述べたように、デルタシグマ DAC の ALPF と ADC も同一の ASIC に実装することで、ディジタル磁力計の回路を 1/10 に集約することを目指す。

## 5 結論

現在、日本主導の将来計画として地球磁気圏の同時多点・マルチスケール観測を行う SCOPE 計画が立案されている。SCOPE 計画では 5 機の衛星により電磁流体スケールから電子スケールすべてをカバーする観測を行い、宇宙プラズマのスケール間結合の解明を目指す。本研究の目的は SCOPE 計画の科学目標を達成でき、衛星に搭載可能な磁力計を開発することである。SCOPE 計画でフラックスゲート磁力計に要求される目標性能は、分解能 17 ビット、精度 14 ビット、周波数帯域 DC-128 Hz である。

将来計画では観測機器の小型、軽量、省電力化が避けられない課題である。1990 年代以降の先行研究では従来のアナログ回路の大部分を 1 チップのデジタル・プロセッサに置き換えたデジタル方式フラックスゲート磁力計（以下、デジタル磁力計）が開発され、大幅な小型、軽量、省電力化に成功した。デジタル磁力計の原理上、磁場測定精度と分解能は磁力計回路中のデジタル・アナログ変換器 DAC の精度と分解能により制限される。現在、放射線耐性が保証されかつ高精度・高分解能な宇宙用 DAC は存在しない。そのため先行研究のデジタル磁力計の性能では、SCOPE 計画の目標性能を達成できないことを 1.2 節で示した。

本研究では、将来計画の目標を満足し、かつ小型、軽量、省電力なデジタル磁力計開発を最終目標とし、そのための要素開発とプロトタイプとなる磁力計の開発、プロトタイプ磁力計の宇宙実証を行った。私が提案したデジタル磁力計の将来像（1.2 節）の独創的な点は、(1)高精度デルタシグマ DAC を応用したデジタル磁力計の高精度化と(2)デジタル磁力計に残されたアナログ回路の ASIC（Application Specific Integrated Circuit）化によるさらなる小型化である。このデジタル磁力計を実現するにあたり鍵となる開発要素は、「高精度デルタシグマ DAC 開発」と「プリアンプとバンドパス・フィルタ回路の ASIC 化」である。本論文 2 章ではデルタシグマ DAC 開発とそれを組み込んだデジタル磁力計（以下、DFG : Digital-type FluxGate magnetometer と呼ぶ）の開

発成果を，3 章では観測ロケット実験による DFG の宇宙実証の成果を，4 章では ASIC の開発成果を述べた．以下に主な成果をまとめた．

- ・ デジタル磁力計のためのデルタシグマ DAC の開発（2.2 節）

デルタシグマ DAC の目標分解能 17 ビットと精度 14 ビット，周波数帯域 DC-128 Hz を達成するデルタシグマ DAC のパラメータを性能計算により求めた．その結果 2.2 節で示したパラメータをとることにより目標を達成できることが示された．製作したデルタシグマ DAC には観測ロケット搭載用のパラメータを用いた．周波数帯域が DC-65 Hz に制限されるが，分解能と精度は目標と同等である．開発したデルタシグマ DAC の特性評価実験によって，目標分解能 17 ビット，精度 14 ビット，周波数帯域 DC-65 Hz を達成したことが示され，適切な設計であることが示された．

- ・ デルタシグマ DAC を組み込んだデジタル磁力計の周波数特性設計と実験による特性評価（2.3 節）

デルタシグマ DAC を組み込んだデジタル磁力計を伝達関数モデルで表し，周波数特性の最適化設計を行った．実験により得られた周波数特性は設計計算に一致したので，デルタシグマ DAC を組み込んだデジタル磁力計の動作安定性を設計により保証することができた．

- ・ デルタシグマ DAC を組み込んだデジタル磁力計の特性評価（2.4 節）

開発したデルタシグマ DAC を組み込んだ科学観測ロケット S-310-40 号機搭載用デジタル磁力計 DFG を将来計画のためのプロトタイプとして開発した．特性評価実験を行った結果，フィードバック・ループの安定度を確保するために測定周波数帯域は DC-14 Hz に制限されたが，分解能はデルタシグマ DAC の分解能と同等 0.79 nT ( $2^{-17.1}$ ) であり，磁力計の高分解能化が実現された．

- ・ 観測ロケット搭載用 DFG のデータを用いた地磁気姿勢角の算出と DFG の宇宙実証の評価 (3 章)

科学観測ロケット S-310-40 号機に搭載したデジタル磁力計は、ロケットの打上げからテレメータがロックオフするまでの全期間にわたりデータを取得でき、ロケットのスピン周波数を正確に導出することに成功した.. 地上較正試験により得られた感度を用いて、地磁気姿勢角（ロケットのスピン軸と地磁気のなす角）を算出したが、解析過程においてスピン軸方向の人工的な磁場オフセットが観測期間中に 1800 nT 異なる結果が得られた。本来、磁場オフセットは時間経過に伴って 1800 nT も変化しない。フライトデータを用いた感度の較正を行った結果、求められた感度は地上較正試験で得られた感度に対して最大 10 % 異なった。地上較正試験で得られた感度とフライトデータを用いて較正した感度からそれぞれ求めた地磁気姿勢角の差は最大  $5^{\circ}$  であった。ロケット実験では姿勢を  $2^{\circ}$  の精度で決定することが要求されていたので、地磁気姿勢角については要求を下回る結果となった。この原因として地上較正試験以降に感度が変化したことが考えられる。

- ・ プリアンプとバンドパス・フィルタ回路の ASIC 化 (4 章)

5 mm 角の ASIC チップにプリアンプと BPF 回路を設計したことにより、プリアンプと BPF 回路を従来の 1/6 程度まで小型化できることを示せた。実験により開発した ASIC チップの周波数特性が DFG に組み込まれている従来のアンプ・BPF 回路の周波数特性と同等であることを示した。また、開発した ASIC チップのノイズレベルが設計計算により得られた特性 ( $2 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ) 通りであり、フラックスゲート磁力計センサのノイズ ( $2\text{-}3 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ) 以下であることが示された。デジタル磁力計の性能を維持しつつ、さらなる小型化が可能であることを示せたので、開発した ASIC を DFG に応用できる。

以上の結果を踏まえ、デジタル磁力計の将来像を実現するために発見された課題は

(1) DFG の測定周波数帯域の向上, (2) DFG の感度変化の原因究明と改善, (3) ADC やデルタシグマ DAC のアナログ・ローパス・フィルタの ASIC 化である.

磁力計の目標周波数帯域を達成するために, デルタシグマ DAC の ALPF の周波数帯域は目標周波数帯域の 2 倍以上に設定する必要があることが示唆された. ALPF の広帯域化はデルタシグマ DAC の分解能の劣化につながるため, 磁力計の周波数帯域とデルタシグマ DAC の分解能のトレード・オフが重要である. 開発したデルタシグマ DAC の分解能は約 17 ビットなので, 分解能をこれ以上落とすことは好ましくない. 広帯域化を図りつつ, デルタシグマ DAC の分解能を上げるには, 例えば変調器次数をあげて量子化ノイズをより低減する方法が考えられる.

DFG の感度に変化した要因として, DFG の感度が温度によって変化したことが考えられる. 2.2 節で述べたデルタシグマ DAC の温度特性試験の結果では, デルタシグマ DAC の温度特性が感度を 10 % も変化させる要因にはならないことが示された, そのため, デルタシグマ DAC 以外の回路について, 実験により温度特性や安定度を定量的に評価しなければならない. 次に, 実験による評価結果をもとにデジタル磁力計が感度変化を起こさないような設計を検討する. 感度が変わらない磁力計を開発できればロケットの姿勢を良い精度で決定することができる. 観測ロケットの地磁気姿勢角解析で採用した解析手法は科学衛星搭載磁力計のデータ解析にも用いられており, 感度変化を抑えることは将来の磁気圏探計画において高精度の磁場観測を実現することにつながる.

本研究ではプリアンプと BPF 回路を ASIC 化したが, ADC 回路は市販の ADC チップで構成され, デルタシグマ DAC の ALPF はディスクリートのオペアンプで構成されている. デジタル磁力計の将来像で示した ASIC による小型化のためには, ADC と ALPF 回路も ASIC 化する必要がある, 継続して ASIC 開発を行う.

課題に対して以上の対策を実行することにより, 提案したデジタル磁力計の「デルタシグマ DAC による高精度化」と「ASIC による小型化」を実現させることができ, 将

来計画を遂行するデジタル磁力計の開発が期待される.



## 謝辞

本論文の執筆にあたって、研究テーマの選択から磁力計の設計開発の方針、日々の研究結果の議論まで終始ご指導いただいた宇宙科学研究所の松岡彩子 准教授に心より深く感謝いたします。

宇宙科学研究所の阿部琢美 准教授には観測ロケット実験において、計画立案時から打ち上げ後のデータ検討会まで終始ご協力いただきました。特に本論文3章のフライトデータ解析に関して、様々なご助言をいただき解析データの考察を深めることができました。

宇宙科学研究所の池田博一 教授には、ASIC 開発において開発環境だけでなく ASIC 回路を提供していただきました。さらにシミュレーション結果に関する議論や評価基板の設計・製作の技術など多くのご助言をいただきました。本論文を纏めるにあたり、論文の構成について重要なコメントを数多くいただきました。

宇宙科学研究所の早川基 教授、高島健 准教授には、本研究で開発した DAC と磁力計の特性評価実験の結果について、様々な視点からご助言をいただきました。頂いたご助言によって特性評価の考察の質を上げるだけでなく、今後の開発を進めていく上で参考となるアイデアを得ることができました。

京都大学・生存圏研究所の小嶋浩嗣 准教授には、ASIC の共同開発に快くご協力いただきました。また、DAC・磁力計開発、フライトデータ解析、ASIC 開発と本論文全体にわたって、様々なご助言をいただきました。

宇宙科学研究所・太陽系科学研究系の先生方、学生諸氏には、研究生活やセミナー等で数多くのご助言をいただきました。秘書の方々には事務的な面から支えていただきました。

デルタシグマ DAC 評価ボードとロケット搭載磁力計の回路設計、製造、環境試験では、明和システム株式会社の高野博 氏、岩村貴志 氏にご協力いただきました。

ロケット搭載磁力計センサの製造では、有限会社テラテクニカの大西信人 氏と西尾泰穂 氏にご協力いただきました。

ASIC のレイアウト設計では、株式会社デジアン・テクノロジーの松本眞輔 氏にご協力いただきました。

本研究で開発した磁力計は、科学観測ロケット S-310-40 号機に搭載されました。科学観測ロケット S-310-40 号機の開発・打上げ実験に関わった全ての実験班員に対して感謝いたします。

最後に磁力計との出会いを与えてくださった東海大学大学院・工学研究科の遠山文雄教授と高橋隆男 教授に心より感謝申し上げます。

皆様のご協力によって本論文を完成させることができました。心より深くお礼申し上げます。

## Appendix A 姿勢解析で使した計算式の導出

本論文 3 章で述べたフライトデータの解析手法（田中，2002）の計算式を導出する．

### A.1 座標変換

本文 3.2 節で示した 3 つの座標系間の座標変換行列を求める．

- ・ センサ座標系から O1 座標系への変換

センサ座標系と O1 座標系の関係を図 A.1.1（再掲）に示す．センサ座標系 X 軸は O1 座標系の O1x 軸と一致し，センサ座標系 Y 軸は O1x-O1y 面内にある．したがって，式 (A.1.1) を用いてセンサ座標系の磁場を O1 座標系に変換できる．(X, Y, Z) はセンサ座標系，(O1x, O1y, O1z) は O1 座標系の各軸の値である．較正試験で得たセンサアライメント  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$ ,  $\gamma_3$  を用いて  $\eta_1$ ,  $\eta_2$ ,  $\xi_1$ ,  $\xi_2$ ,  $\xi_3$  を導出する．

$$\begin{pmatrix} O1x \\ O1y \\ O1z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ \eta_1 & \eta_2 & 0 \\ \xi_1 & \xi_2 & \xi_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} \quad (\text{A.1.1})$$

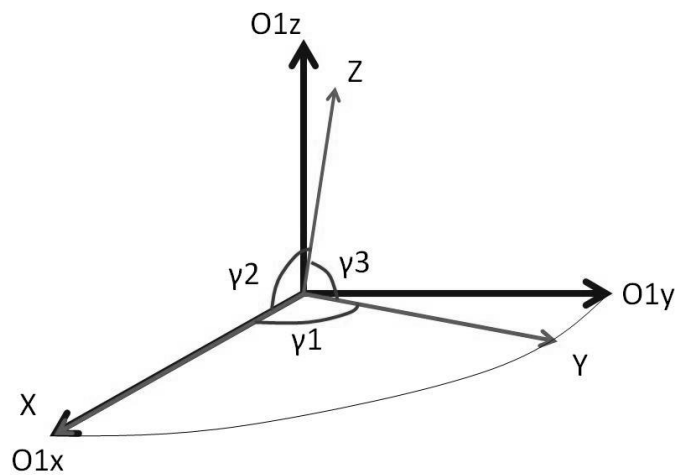


図 A.1.1 センサ座標系と O1 座標系の関係．較正試験で得たセンサのアライメントにより座標変換ができる．

図 A.1.1 に示す通り O1y 軸の単位ベクトルを  $\hat{O1y}=(0, 1, 0)$ , O1x 軸方向の単位ベクトルを  $\hat{O1x}=(1, 0, 0)$  とする. センサ座標系 X 軸の単位ベクトル  $\hat{X}$  は O1x 軸の単位ベクトル  $\hat{O1x}$  に一致するので, O1 座標系における  $\hat{X}$  の成分は  $(1, 0, 0)$  となる. Y 軸方向の単位ベクトル  $\hat{Y}$  の成分を  $(a, b, 0)$  とする. 式(A.1.1)の  $O1y = \eta 1 X + \eta 2 Y$  を用いて各成分を比較すると式(A.1.2)と式(A.1.3)を得る.

$$0 = \eta 1 + \eta 2 a \quad (\text{A.1.2})$$

$$1 = \eta 2 b \quad (\text{A.1.3})$$

また,  $\hat{Y}$  は単位ベクトルなので式(A.1.4)を得る.

$$a^2 + b^2 = 1 \quad (\text{A.1.4})$$

さらに, センサ座標系 X 軸と Y 軸のなす角が  $\gamma 1$  なので, その内積をとると式(A.1.5)を得る.

$$a = \cos \gamma 1 \quad (\text{A.1.5})$$

式(A.1.2)から式(A.1.5)の 4 式より  $\eta 1$ ,  $\eta 2$ ,  $a$ ,  $b$  が求められ, 式(A.1.6) から式(A.1.9)を得る.

$$\eta 1 = -\frac{\cos \gamma 1}{\sin \gamma 1} \quad (\text{A.1.6})$$

$$\eta 2 = \frac{1}{\sin \gamma 1} \quad (\text{A.1.7})$$

$$a = \cos \gamma 1 \quad (\text{A.1.8})$$

$$b = \sin \gamma 1 \quad (\text{A.1.9})$$

次に  $\xi 1$ ,  $\xi 2$ ,  $\xi 3$  を求める. O1 座標系における O1z 軸の単位ベクトル  $\hat{O1z}$  の成分は  $(0, 0, 1)$  である. センサ座標系 Z 軸の単位ベクトル  $\hat{Z}$  の成分を  $(d, e, f)$  とおく. 式(A.1.1)の

$Ol_z = \xi_1 X + \xi_2 Y + \xi_3 Z$  より, 各成分を比較すると式(A.1.10)から式(A.1.12)を得る.

$$0 = \xi_1 + \xi_2 \cos \gamma_1 + \xi_3 d \quad (\text{A.1.10})$$

$$0 = \xi_2 \sin \gamma_1 + \xi_3 e \quad (\text{A.1.11})$$

$$1 = \xi_3 f \quad (\text{A.1.12})$$

また,  $\hat{Z}$  は単位ベクトルなので式(A.1.13)を得る.

$$d^2 + e^2 + f^2 = 1 \quad (\text{A.1.13})$$

センサ座標系の X 軸と Z 軸のなす角は  $\gamma_2$  なので, その内積をとると式(A.1.14)を得る.

$$d = \cos \gamma_2 \quad (\text{A.1.14})$$

センサ座標系の Y 軸と Z 軸のなす角は  $\gamma_3$  なので, その内積をとると式(A.1.15)を得る.

$$d \cos \gamma_1 + e \sin \gamma_1 = \cos \gamma_3 \quad (\text{A.1.15})$$

式(A.1.10)から式(A.1.15)より,  $\xi_1$ ,  $\xi_2$ ,  $\xi_3$ ,  $d$ ,  $e$ ,  $f$  が求められ, 式(A.1.16)から式(1.21)を得る.

$$\xi_3 = \sqrt{\frac{1 - \cos^2 \gamma_1}{1 - \cos^2 \gamma_1 - \cos^2 \gamma_2 - \cos^2 \gamma_3 + 2 \cos \gamma_1 \cos \gamma_2 \cos \gamma_3}} \quad (\text{A.1.16})$$

$$\xi_2 = \frac{\cos \gamma_1 \cos \gamma_2 - \cos \gamma_3}{1 - \cos^2 \gamma_1} \sqrt{\frac{1 - \cos^2 \gamma_1}{1 - \cos^2 \gamma_1 - \cos^2 \gamma_2 - \cos^2 \gamma_3 + 2 \cos \gamma_1 \cos \gamma_2 \cos \gamma_3}} \quad (\text{A.1.17})$$

$$\xi_1 = \frac{\cos \gamma_1 \cos \gamma_3 - \cos \gamma_2}{1 - \cos^2 \gamma_1} \sqrt{\frac{1 - \cos^2 \gamma_1}{1 - \cos^2 \gamma_1 - \cos^2 \gamma_2 - \cos^2 \gamma_3 + 2 \cos \gamma_1 \cos \gamma_2 \cos \gamma_3}} \quad (\text{A.1.18})$$

$$d = \cos \gamma_2 \quad (\text{A.1.19})$$

$$e = \frac{\cos \gamma_3 - \cos \gamma_1 \cos \gamma_2}{\sin \gamma_1} \quad (\text{A.1.20})$$

$$f = \sqrt{\frac{1 - \cos^2 \gamma_1 - \cos^2 \gamma_2 - \cos^2 \gamma_3 + 2 \cos \gamma_1 \cos \gamma_2 \cos \gamma_3}{1 - \cos^2 \gamma_1}} \quad (\text{A.1.21})$$

以上の計算により, センサ座標系から O1 座標系への変換行列 M1 
$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ \eta_1 & \eta_2 & 0 \\ \xi_1 & \xi_2 & \xi_3 \end{pmatrix}$$
 が

得られた.

・ O1 座標系からスピン座標系への変換

O1 座標系とスピン座標系の定義を図 A.1.2 (再掲) に示す. O1 座標系の O1x 軸はスピン座標系 Os の O<sub>s</sub>x-O<sub>s</sub>z 面内にある. O<sub>s</sub>z 軸はロケットのスピン軸である. O<sub>s</sub>y 軸と O1y 軸のなす角を  $\alpha$ , O<sub>s</sub>x 軸と O1x 軸のなす角を  $\beta$  とする. O1 座標系からスピン座標系への変換は  $\alpha$  と  $\beta$  を用いて変換できる.

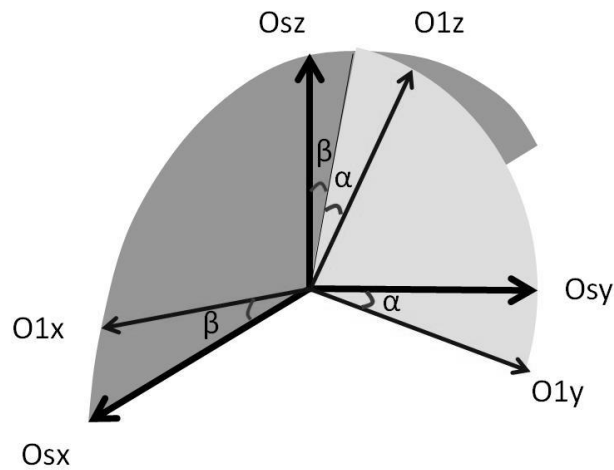


図 A.1.2 O1 座標系とスピン座標系 Os の関係. O1x 軸周りの回転角  $\alpha$  と O1y 軸周りの回転角  $\beta$  で座標変換ができる.

O1 座標系をスピン座標系に変換するには, まず O1 座標系を O1x 軸周りに  $\alpha$  回転させ, さらに O1y 軸周りに  $\beta$  回転させる. O1 座標系を O1x 軸周りに  $\alpha$  回転させると式 (A.1.22)を得る.

$$\begin{pmatrix} O1x \\ Osy \\ Osz' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & \cos(90^\circ - \alpha) \\ 0 & \cos(90^\circ + \alpha) & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} O1x \\ O1y \\ O1z \end{pmatrix} \quad (\text{A.1.22})$$

この操作により  $O1y$  軸がスピン座標系の  $Osy$  軸に一致し、 $O1z$  軸が  $Osx$ - $Osz$  面内の  $Osz'$  に一致する。さらに、 $O1y$  軸周りに  $\beta$  回転せると式(A.1.23)を得る。

$$\begin{pmatrix} Osx \\ Osy \\ Osz \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & 0 & \cos(90^\circ + \beta) \\ 0 & 1 & 0 \\ \cos(90^\circ - \beta) & 0 & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} O1x \\ Osy \\ Osz' \end{pmatrix} \quad (\text{A.1.23})$$

以上の操作により  $O1$  座標系はスピン座標系に一致する。 $O1$  座標系からスピン座標系への変換は式(A.1.24)で求められる。

$$\begin{pmatrix} Osx \\ Osy \\ Osz \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \alpha \sin \beta & -\cos \alpha \sin \beta \\ 0 & \cos \alpha & \sin \alpha \\ \sin \beta & -\sin \alpha \cos \beta & \cos \alpha \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} O1x \\ O1y \\ O1z \end{pmatrix} \quad (\text{A.1.24})$$

$\alpha$  と  $\beta$  がわかれば変換行列  $M_s$   $\begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \alpha \sin \beta & -\cos \alpha \sin \beta \\ 0 & \cos \alpha & \sin \alpha \\ \sin \beta & -\sin \alpha \cos \beta & \cos \alpha \cos \beta \end{pmatrix}$  が求められる。

また、スピン座標系から  $O1$  座標系に変換するための変換行列  $M_s^{-1}$  は

$$\begin{pmatrix} \cos \beta & 0 & \sin \beta \\ \sin \alpha \sin \beta & \cos \alpha & -\sin \alpha \cos \beta \\ -\cos \alpha \sin \beta & \sin \alpha & \cos \alpha \cos \beta \end{pmatrix} \quad \text{となる。}$$

## A.2 座標変換角 $\alpha$ と $\beta$ の導出

3.2 節に示した通り、地磁気姿勢角を求めるためには、 $O1$  座標系の磁場をセンサ座標系に変換するための  $\alpha$  と  $\beta$  を求めなければならない。

- ・ センサ座標系各軸で観測されるスピンの伴う磁場振幅 ( $A_x, A_y, A_z$ ) と位相 ( $\phi_x, \phi_y, \phi_z$ ) を 4 つの未知数 (スピン面内の磁場振幅  $A$ , 位相  $\phi$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ) で書き表す。

スピン面内磁場の時間変化を  $A \sin(2\pi ft + \phi)$  と仮定する.  $A$  はスピン面内の磁場,  $f$  はスピン周波数,  $t$  は時間,  $\phi$  は位相を表す. まず, スピン面内磁場  $A \sin(2\pi ft + \phi)$  を座標変換角  $\alpha$  と  $\beta$  を用いて O1 座標系に変換する. 次に, 較正試験で得たセンサのアイメント  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$  を用いて O1 座標系の磁場をセンサ座標系の磁場に変換する. 以上より, センサ座標系で観測される磁場振幅 ( $A_x, A_y, A_z$ ) とその位相 ( $\phi_x, \phi_y, \phi_z$ ) を 4 つの未知数 ( $A, \phi, \alpha, \beta$ ) で表すことができる.

この解析では, ロケットが 1 スピンする間に地磁気の全磁力と向きが変化しないと仮定する. この仮定により, スピン座標系で観測される各軸の磁場を式(A.2.1), 式(A.2.2), 式(A.2.3)のようにおく.

$$O_{sx} = A \sin(\omega t + \phi) + O_x = G \sin \omega t + H \cos \omega t + C_x \quad (\text{A.2.1})$$

$$O_{sy} = A \cos(\omega t + \phi) + O_y = G \cos \omega t - H \sin \omega t + C_y \quad (\text{A.2.2})$$

$$O_{sz} = B_z + C_z \quad (\text{A.2.3})$$

ここで,  $B_z$  はスピン軸方向の磁場,  $O_x, O_y, C_z$  はスピン座標系各軸の磁場オフセットを表す. 式(A.2.4)と式(A.2.5)に示すように  $A$  と  $\phi$  を正弦的に変化する磁場振幅  $G$  と余弦的に変化する  $H$  に置き換える.

$$G = A \cos \phi \quad (\text{A.2.4})$$

$$H = A \sin \phi \quad (\text{A.2.5})$$

式(A.2.1)から式(A.2.3)のスピン座標系の磁場を A.1 節で求めた O1 座標系への変換行列  $M_s^{-1}$  を用いて変換すると式(A.2.6)を得る.

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} O_{1x} \\ O_{1y} \\ O_{1z} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos \beta & 0 & \sin \beta \\ \sin \alpha \sin \beta & \cos \alpha & -\sin \alpha \cos \beta \\ -\cos \alpha \sin \beta & \sin \alpha & \cos \alpha \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G \sin \omega t + H \cos \omega t + C_x \\ G \cos \omega t - H \sin \omega t + C_y \\ B_z + C_z \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} D_1 \sin \omega t + D_2 \cos \omega t + D_3 \\ D_4 \sin \omega t + D_5 \cos \omega t + D_6 \\ D_7 \sin \omega t + D_8 \cos \omega t + D_9 \end{pmatrix} \quad (\text{A.2.6}) \end{aligned}$$

$D_1$  から  $D_9$  は式(A.2.7)のようになる.



$$\begin{aligned}
① \quad D1 &= G \cos \beta \\
② \quad D2 &= H \cos \beta \\
③ \quad D3 &= Ox \cos \beta + (Bz + Cz) \sin \beta \\
④ \quad D4 &= G \sin \alpha \sin \beta - H \cos \alpha \\
⑤ \quad D5 &= H \sin \alpha \sin \beta + G \cos \alpha \\
⑥ \quad D6 &= Ox \sin \alpha \sin \beta + Oy \cos \alpha - (Bz + Cz) \sin \alpha \cos \beta \\
⑦ \quad D7 &= -G \cos \alpha \sin \beta - H \sin \alpha \\
⑧ \quad D8 &= -H \cos \alpha \sin \beta + G \sin \alpha \\
⑨ \quad D9 &= -Ox \cos \alpha \sin \beta + Oy \sin \alpha + (Bz + Cz) \cos \alpha \cos \beta
\end{aligned} \tag{A.2.7}$$

式(A.2.7)から①, ②, ④, ⑤, ⑦, ⑧の6本の式を取り出し, 観測データから D1, D2, D4, D5, D7, D8 を求められれば, 方程式が6本, 未知数が4つ ( $G, H, \alpha, \beta$ ) となり,  $\alpha$  と  $\beta$  を求められる. 方程式が6本なので, 3つの独立な解が得られる.

- ・ センサ座標系の磁場からスピンの伴う磁場振幅 ( $Ax^{obs}, Ay^{obs}, Az^{obs}$ ) とその位相 ( $\phi x^{obs}, \phi y^{obs}, \phi z^{obs}$ ) を求める.

スピン1周期分の観測データを取り出し, 最小二乗法を用いて  $a \cdot \sin(2\pi ft + b) + c$  という形でフィッティングする, スピン周期で変動する磁場の振幅  $a$ , 位相  $b$ , オフセット  $c$  の3つの未知数を軸毎に求める. ここで,  $f$  はスピン周波数,  $t$  は時間である. センサ座標系での磁場 ( $Bx^{obs}, By^{obs}, Bz^{obs}$ ) は各軸の磁場振幅 ( $Ax^{obs}, Ay^{obs}, Az^{obs}$ ) と位相 ( $\phi x^{obs}, \phi y^{obs}, \phi z^{obs}$ ), オフセット ( $Ox^{obs}, Oy^{obs}, Cz^{obs}$ ) を用いて式(A.2.8)のように表せる.

$$\begin{pmatrix} Bx^{obs} \\ By^{obs} \\ Bz^{obs} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Ax^{obs} \sin(\omega t + \phi x^{obs}) + Cx^{obs} \\ Ay^{obs} \sin(\omega t + \phi y^{obs}) + Cy^{obs} \\ Az^{obs} \sin(\omega t + \phi z^{obs}) + Cz^{obs} \end{pmatrix} \tag{A.2.8}$$

O1 座標系への変換行列 M1 を用いてセンサ座標系での磁場 ( $Bx^{obs}, By^{obs}, Bz^{obs}$ ) を O1 座標系の磁場 ( $O1x^{obs}, O1y^{obs}, O1z^{obs}$ ) に変換すると式(A.2.9)のようになる.

$$\begin{aligned}
\begin{pmatrix} O1x^{obs} \\ O1y^{obs} \\ O1z^{obs} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ \eta 1 & \eta 2 & 0 \\ \xi 1 & \xi 2 & \xi 3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Ax^{obs} \sin(\omega t + \phi x^{obs}) + Cx^{obs} \\ Ay^{obs} \sin(\omega t + \phi y^{obs}) + Cy^{obs} \\ Az^{obs} \sin(\omega t + \phi z^{obs}) + Cz^{obs} \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} D1^{obs} \sin \omega t + D2^{obs} \cos \omega t + D3^{obs} \\ D4^{obs} \sin \omega t + D5^{obs} \cos \omega t + D6^{obs} \\ D7^{obs} \sin \omega t + D8^{obs} \cos \omega t + D9^{obs} \end{pmatrix} \quad (A.2.9)
\end{aligned}$$

ここで、 $D1^{obs}$  から  $D9^{obs}$  は式(A.2.10)で表され、最小二乗法の結果を用いて求められる。

$$\begin{aligned}
D1^{obs} &= Ax^{obs} \cos \phi x^{obs} \\
D2^{obs} &= Ax^{obs} \sin \phi x^{obs} \\
D4^{obs} &= \eta 1 Ax^{obs} \cos \phi x^{obs} + \eta 2 Ay^{obs} \cos \phi y^{obs} \\
D5^{obs} &= \eta 1 Ax^{obs} \sin \phi x^{obs} + \eta 2 Ay^{obs} \sin \phi y^{obs} \\
D7^{obs} &= \xi 1 Ax^{obs} \cos \phi x^{obs} + \xi 2 Ay^{obs} \cos \phi y^{obs} + \xi 3 Az^{obs} \cos \phi z^{obs} \\
D8^{obs} &= \xi 1 Ax^{obs} \sin \phi x^{obs} + \xi 2 Ay^{obs} \sin \phi y^{obs} + \xi 3 Az^{obs} \sin \phi z^{obs}
\end{aligned} \quad (A.2.10)$$

- ・ 式(A.2.7)と式(A.2.10)を比較し、 $\alpha$  と  $\beta$  を求める。

1 スピンの間に地磁気に変化しないと仮定するので、式(A.2.6)の ( $O1x$ ,  $O1y$ ,  $O1z$ ) と式(A.2.9)の ( $O1x^{obs}$ ,  $O1y^{obs}$ ,  $O1z^{obs}$ ) は等しい。したがって、式(A.2.7)と式(A.2.10)は等しいため、式(A.2.11)が得られる。

$$\begin{aligned}
① \quad D1^{obs} &= G \cos \beta \\
② \quad D2^{obs} &= H \cos \beta \\
③ \quad D4^{obs} &= G \sin \alpha \sin \beta - H \cos \alpha \\
④ \quad D5^{obs} &= H \sin \alpha \sin \beta + G \cos \alpha \\
⑤ \quad D7^{obs} &= -G \cos \alpha \sin \beta - H \sin \alpha \\
⑥ \quad D8^{obs} &= -H \cos \alpha \sin \beta + G \sin \alpha
\end{aligned} \quad (A.2.11)$$

前述のとおり、4つの未知数に対して6本の式を得られるので3つの独立な解 $\alpha$ と $\beta$ を求めることができる。

(解法1) 式(A.2.11)の①, ②, ⑤, ⑥から $\alpha$ と $\beta$ を求める。

式(A.2.12)と式(A.2.13)のように  $f1$  と  $f2$  を定義する。式(A.2.11)の①, ②, ⑤, ⑥を式(A.2.12)と式(A.2.13)にそれぞれ代入しえ  $G$  と  $H$  を消去する。

$$f1 = \frac{D1^{obs} D7^{obs} + D2^{obs} D8^{obs}}{D1^{obs^2} + D2^{obs^2}} = -\cos \alpha \tan \beta \quad (A.2.12)$$

$$f2 = \frac{D1^{obs} D8^{obs} - D2^{obs} D7^{obs}}{D1^{obs^2} + D2^{obs^2}} = \frac{\sin \alpha}{\cos \beta} \quad (A.2.13)$$

式(A.2.12)と式(A.2.13)をそれぞれ式(A.2.14)と式(A.2.15)のように変形し、式(A.2.16)に代入すると式(A.2.17)を得る.

$$\tan \beta = -\frac{f1}{\cos \alpha} \quad (A.2.14)$$

$$\cos \beta = \frac{\sin \alpha}{f2} \quad (A.2.15)$$

$$\frac{1}{1 + \tan^2 \beta} = \cos^2 \beta \quad (A.2.16)$$

$$\cos^4 \alpha + (f1^2 + f2^2 - 1) \cos^2 \alpha - f1^2 = 0 \quad (A.2.17)$$

$\cos^2 \alpha$  を  $p$  とおくと式(A.2.17)の解は

$$p = \frac{-(f1^2 + f2^2 - 1) \pm \sqrt{(f1^2 + f2^2 - 1)^2 + 4f1^2}}{2} \quad (A.2.18)$$

となる.

ただし、 $\cos^2 \alpha \leq 1$  なので  $p > 1$  ならば解はない.

また、 $(f1^2 + f2^2 - 1)^2 + 4f1^2 < 0$  のときも  $p$  は虚数となり解はない.

$f2 \geq 0$  のとき  $\alpha \geq 0$  なので式(A.2.18)より式(A.2.19)が解となる.

$$\alpha = \cos^{-1} \left( \sqrt{\frac{-(f1^2 + f2^2 - 1) + \sqrt{(f1^2 + f2^2 - 1)^2 + 4f1^2}}{2}} \right) \quad (A.2.19)$$

$f2 < 0$  のとき、 $\alpha < 0$  なので式(A.2.20)が解となる.

$$\alpha = -\cos^{-1} \left( \sqrt{\frac{-(f1^2 + f2^2 - 1) + \sqrt{(f1^2 + f2^2 - 1)^2 + 4f1^2}}{2}} \right) \quad (A.2.20)$$

$\beta$  についても同様に、式(A.2.12)と式(A.2.13)をそれぞれ式(A.2.21)と式(A.2.22)のように変形し、式(A.2.23)に代入すると式(A.2.24)を得る.

$$\cos \alpha = -\frac{f1}{\tan \beta} \quad (\text{A.2.21})$$

$$\sin \alpha = f2 \cos \beta \quad (\text{A.2.22})$$

$$\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha = 1 \quad (\text{A.2.23})$$

$$f2^2 \cos^4 \beta - (f1^2 + f2^2 + 1) \cos^2 \beta + 1 = 0 \quad (\text{A.2.24})$$

$\cos^2 \beta$  を  $q$  とおくと式(A.2.24)の解は

$$q = \frac{(f1^2 + f2^2 + 1) \pm \sqrt{(f1^2 + f2^2 + 1)^2 - 4f2^2}}{2f2^2} \quad (\text{A.2.25})$$

となる．ただし， $\cos^2 \beta \leq 1$  なので  $q > 1$  ならば解はない．また，

$(f1^2 + f2^2 + 1)^2 - 4f2^2 < 0$  のときも  $q$  は虚数となり解はない．

$f1 \geq 0$  のとき， $\beta < 0$  なので式(A.2.25)より式(A.2.26)が解となる．

$$\beta = -\cos^{-1} \left( \sqrt{\frac{(f1^2 + f2^2 + 1) \pm \sqrt{(f1^2 + f2^2 + 1)^2 - 4f2^2}}{2f2^2}} \right) \quad (\text{A.2.26})$$

$f1 < 0$  のとき， $\beta \geq 0$  なので式(A.2.27)が解となる．

$$\beta = \cos^{-1} \left( \sqrt{\frac{(f1^2 + f2^2 + 1) \pm \sqrt{(f1^2 + f2^2 + 1)^2 - 4f2^2}}{2f2^2}} \right) \quad (\text{A.2.27})$$

解法 1 で求めた解は  $\alpha 1$ ， $\beta 1$  とする．

(解法 2) 式(A.2.11)の③，④，⑤，⑥から  $\alpha$  と  $\beta$  を求める．

式(A.2.28)のように  $f3$  を定義する．式(A.2.11)の③，④，⑤，⑥を式(A.2.28)に代入して

$G$  と  $H$  を消去する．

$$f3 = \frac{2(D4^{obs} D7^{obs} + D5^{obs} D8^{obs})}{D4^{obs^2} + D5^{obs^2} - D7^{obs^2} - D8^{obs^2}} = \frac{2 \cos \alpha \sin \alpha}{\cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha} \quad (\text{A.2.28})$$

さらに， $f3$  を用いて式(A.2.29)のように  $f4$  を定義すると  $\beta$  も消去できる．

$$f4 = \frac{\sqrt{f3^2 + 1} - 1}{f3} = \tan \alpha \quad (\text{A.2.29})$$

したがって，式(A.2.30)から  $\alpha$  が求められる．

$$\alpha = \tan^{-1} f4 \quad (\text{A.2.30})$$

式(A.2.31)のように  $f5$  を定義する. 式(A.2.11)の③, ④, ⑤, ⑥を式(A.2.31)に代入して  $G$  と  $H$  を消去する.

$$f5 = \frac{D7^{obs} - D4^{obs} f4}{D5^{obs} + D8^{obs} f4} = -\sin \beta \quad (\text{A.2.31})$$

したがって, 式(A.2.32)から  $\beta$  が求められる.

$$\beta = -\sin^{-1} f5 \quad (\text{A.2.32})$$

(解法 3)

解法 3 についても解法 1 や解法 2 と同様の方法で求めることができる. ただし, 解法 1 と解法 2 に比べて解法 3 で求められる  $\alpha$  と  $\beta$  の算出精度は最小二乗法によるフィッティングで生じる誤差に強く依存する. 解法 3 では,  $\alpha$  と  $\beta$  の誤差が大きくなるので, データ解析では用いていない. ここでは例として  $\beta$  の誤差について見積もった結果を以下に示す.

この解析では, スピン座標系で観測される未知数の磁場振幅( $A, A, 0$ )を式(A.1.24)の左辺に, 観測データをフィッティングすることにより得られた磁場振幅( $A1x, A1y, A1z$ )を右辺に代入し,  $\alpha$  と  $\beta$  を求めている. ここで,  $A1x$  は  $\sqrt{(D1^2 + D2^2)}$ ,  $A1y$  は  $\sqrt{(D4^2 + D5^2)}$ ,  $A1z$  は  $\sqrt{(D7^2 + D8^2)}$  である. 解法 1 では式(A.1.24)の上段と下段を, 解法 2 では式(A.1.24)の中段と下段を用いている. 解法 3 では上段と中段を用いて  $\alpha$  と  $\beta$  を算出している.

$\alpha$  が  $0^\circ$ ,  $\beta$  もおよそ  $0^\circ$ ,  $A1x$  と  $A1y$  に比べて  $A1z$  が小さいと仮定したとき, 解法 1 と解法 3 で求められる  $\beta$  は, それぞれ式(A.2.33)と式(A.2.34)のように近似できる.

$$\beta = \tan^{-1} \left( -\frac{A1z}{A1x} \right) \quad (\text{A.2.33})$$

$$\beta = \cos^{-1} \frac{A1x}{A1y} \quad (\text{A.2.34})$$

フィッティング誤差 ( $\Delta A1x, \Delta A1y, \Delta A1z$ ) があるとし, テイラー展開により  $\beta$  の誤差  $\Delta \beta$  を計算すると, それぞれ式(A.2.35)と式(A.2.36)となる. さらに, 実際の観測デ

ータから求めたフィッティングパラメータ ( $A1x$  と  $A1y$  を 30000 nT,  $A1z$  を 100 nT) を代入すれば, 式(A.2.37)より解法 3 における  $\beta$  の誤差は  $2^\circ$  以上になることがわかる.

$$\begin{aligned}\Delta\beta &= \left| \frac{1}{1 + \left(\frac{A1z}{A1x}\right)^2} \left(-\frac{1}{A1x}\right) \Delta A1z + \frac{1}{1 + \left(\frac{A1z}{A1x}\right)^2} \left(-\frac{A1z}{A1x^2}\right) \Delta A1x \right| \\ &\approx \frac{1}{1 + \left(\frac{100}{30000}\right)^2} \left(\frac{1}{30000}\right) 1 + \frac{1}{1 + \left(\frac{100}{30000}\right)^2} \left(\frac{100}{30000^2}\right) 300 \\ &\approx 0.004^\circ\end{aligned}\tag{A.2.35}$$

$$\begin{aligned}\Delta\beta &= \left| -\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{A1x}{A1y}\right)^2}} \left(-\frac{1}{A1y}\right) \Delta A1x + -\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{A1x}{A1y}\right)^2}} \left(-\frac{A1x}{A1y^2}\right) \Delta A1y \right| \\ &\approx \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{29995}{30000}\right)^2}} \left(\frac{1}{30000}\right) 300 + \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{29995}{30000}\right)^2}} \left(\frac{300}{30000^2}\right) 300 \\ &\approx 32^\circ\end{aligned}\tag{A.2.36}$$

### A.3 スピン軸方向の磁場オフセット $Cz$ の導出方法

図 A.3.1 (再掲) のようにスピン面内の地磁気成分  $A$  とスピン軸 ( $Os_z$  軸) 方向の地磁気成分  $B_z$  から求められる磁場強度が IGRF2010 モデルの全磁力  $F_{igrf}$  に等しいと仮定した. この仮定から地磁気成分  $B_z$  が求められ, 地磁気姿勢角  $\theta$  を計算できる.

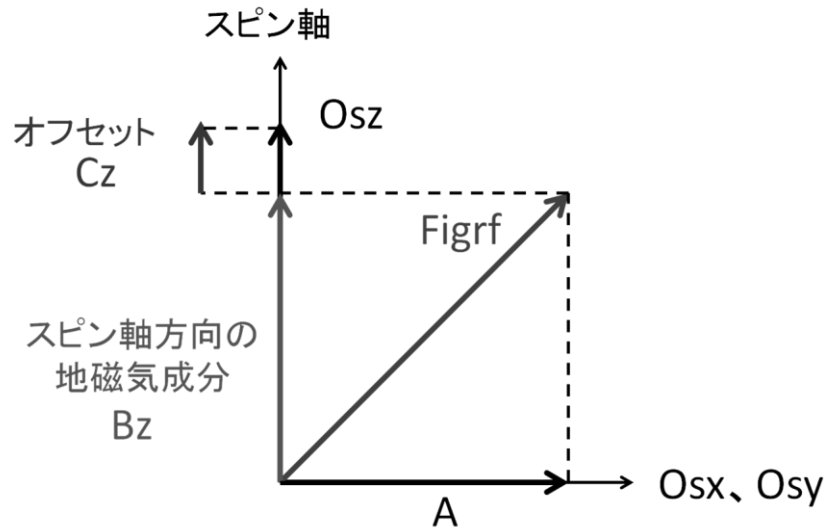


図 A.3.1 スピン軸方向のオフセット算出原理. 図はスピン軸を上向きにとったときのスピン座標系を表しており、スピン面は紙面に垂直である. A はスピン面内磁場, Figrf は IGRF モデルから計算した全磁力である.

- ・ スピン面内磁場 A を求める.

A.2 で求めた  $\alpha$  と  $\beta$  を用いて、他の未知数 G と H についても 2 つの独立な解を得られる. スピン面内磁場 A は  $\sqrt{(G^2+H^2)}$  により求められるので、スピン面内磁場 A も独立な 2 つの解を得られる.

- ・ スピン軸方向の地磁気成分 Bz を求める.

IGRF モデルの全磁力 Figrf とスピン面内磁場 A を式(A.3.1)に代入し、スピン軸方向の地磁気成分 Bz を求める.

$$B_z = \pm \sqrt{\text{Figrf}^2 - A^2} \quad (\text{A.3.1})$$

- ・ センサ座標系の磁場をスピン座標系に変換し、スピン軸方向の観測磁場  $B_z^{\text{obs}}$  を求める.

求めた  $\alpha$  と  $\beta$ , 式(A.1.24)を用いて式(A.2.9)に示した O1 座標系の磁場をスピン座標系に変換すると式(A.3.2)を得る.

$$\begin{aligned}
\begin{pmatrix} Osx^{obs} \\ Osy^{obs} \\ Osz^{obs} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \alpha \sin \beta & -\cos \alpha \sin \beta \\ 0 & \cos \alpha & \sin \alpha \\ \sin \beta & -\sin \alpha \cos \beta & \cos \alpha \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Olx^{obs} \\ Oly^{obs} \\ Olz^{obs} \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \alpha \sin \beta & -\cos \alpha \sin \beta \\ 0 & \cos \alpha & \sin \alpha \\ \sin \beta & -\sin \alpha \cos \beta & \cos \alpha \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D1^{obs} \sin \omega t + D2^{obs} \cos \omega t + D3^{obs} \\ D4^{obs} \sin \omega t + D5^{obs} \cos \omega t + D6^{obs} \\ D7^{obs} \sin \omega t + D8^{obs} \cos \omega t + D9^{obs} \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} \rho 1 \sin \omega t + \rho 2 \cos \omega t + \rho 3 \\ \rho 4 \sin \omega t + \rho 5 \cos \omega t + \rho 6 \\ \rho 7 \sin \omega t + \rho 8 \cos \omega t + \rho 9 \end{pmatrix} \quad (A.3.2)
\end{aligned}$$

ここで、各成分の磁場振幅とオフセットを式(A.3.3)の  $\rho 1$  から  $\rho 9$  で置き換える.

$$\begin{aligned}
\rho 1 &= D1^{obs} \cos \beta + D4^{obs} \sin \alpha \sin \beta - D7^{obs} \cos \alpha \sin \beta \\
\rho 2 &= D2^{obs} \cos \beta + D5^{obs} \sin \alpha \sin \beta - D8^{obs} \cos \alpha \sin \beta \\
\rho 3 &= D3^{obs} \cos \beta + D6^{obs} \sin \alpha \sin \beta - D9^{obs} \cos \alpha \sin \beta \\
\rho 4 &= D4^{obs} \cos \alpha + D7^{obs} \sin \alpha \\
\rho 5 &= D5^{obs} \cos \alpha + D8^{obs} \sin \alpha \\
\rho 6 &= D6^{obs} \cos \alpha + D9^{obs} \sin \alpha \\
\rho 7 &= D1^{obs} \sin \beta - D4^{obs} \sin \alpha \cos \beta + D7^{obs} \cos \alpha \cos \beta \\
\rho 8 &= D2^{obs} \sin \beta - D5^{obs} \sin \alpha \cos \beta + D8^{obs} \cos \alpha \cos \beta \\
\rho 9 &= D3^{obs} \sin \beta - D6^{obs} \sin \alpha \cos \beta + D9^{obs} \cos \alpha \cos \beta
\end{aligned} \quad (A.3.3)$$

スピン軸方向の観測磁場  $Bz^{obs}$  を DC 成分としているので、式(A.3.4)の関係が成り立つ.

$$Bz^{obs} = \rho 9 \quad (A.3.4)$$

- ・ スピン軸方向の磁場オフセット  $Cz$  を求める.

式(A.3.5)に示すように観測磁場  $Bz^{obs}$  と  $Bz$  の差から磁場オフセット  $Cz$  が求められる.

$$Cz = Bz^{obs} - Bz \quad (A.3.5)$$

#### A.4 地磁気姿勢角の導出

スピン軸方向の地磁気成分  $Bz$  とスピン面内の磁場  $A$  とのアークタンジェントをとり、地磁気姿勢角  $\theta$  を求める. 実際に求めた地磁気姿勢角  $\theta$  は、式(A.4.1)のように反磁場方向とスピン軸のなす角とした.



$$\theta = 180^\circ - \tan^{-1} \frac{|A|}{B_z} \quad (A.4.1)$$

## 参考文献

- Acuna, M. H., Fluxgate magnetometers for outer planets exploration, *IEEE Trans. Mag.* MAG-10 519-23, 1974.
- Acuna, M. H., Space-based magnetometers, *REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS*, 73, 3717-3736, 2002.
- Auster, H. -U., Lichopoj, A., Rustenbach J., Bitterlich, H., Fornacon, K. -H., Hillenmaier, O., Krause, R., Schen, H. J., and Auster, V., Concept and first results of a digital fluxgate magnetometer, *Meas. Sci. Technol.* 6 477-481, 1995.
- Auster, H. -U., Apathy, I., Berghofer, G., Remizov, A., Roll, R., Fornacon, K. -H., Glassmeier, K. -H., Haerendel, G., Hejja, I., Kührt, E., Magnes, W., Moehlmann, D., Motschmann, U., Richter, I., Rosenbauer, H., Russell, C. T., Rustenbach, J., Sauer, K., Schwingenschuh, K., Szemerey, I., and Waesch, R., ROMAP: Rosetta Magnetometer and Plasma Monitor, *Space Sci. Rev.*, 128, 221–240, 2007.
- Auster, H. -U., Glassmeier, K. -H., Magnes, W., Aydogar, O., Baumjohann, W., Constantinescu, D., Fischer, D., Fornacon, K. -H., Georgescu, E., and Harvey, P., The THEMIS Fluxgate Magnetometer, *Space Sci. Rev.*, 141, 235-264, 2008.
- Balogh, A., Dunlop, M. W., Cowley, S. W. H., Southwood, D. J., Thomlinson, J. G., Glassmeier, K. -H., Musmann, G., LÜHR, H., Buchert, S., and Acuna, M. H., THE CLUSTER MAGNETIC FIELD INVESTIGATION, *Space Sci. Rev.*, 79, 65-91, 1997.
- Baumjohann W., Matsuoka, A., Magnes, W., Glassmeier, K. -H., Nakamura R., Biernat H., Delva, M., Schwingenschuh, K., Zhang, T., Auster, H. -U., Fornacon, K. -H., Richter, I., Balogh, A., Cargill, P., Carr, C., Dougherty, M., Horbury, T. S., Lucek, E. A., Tohyama, F., Takahashi, T., Tanaka, M., Nagai, T., Tsunakawa, H., Matsushima, M., Kawano, H., Yoshikawa, A., Shibuya, H., Nakagawa, T., Hoshino, M., Tanaka, Y., Kataoka, R., Anderson, B. J., Russell, C. T., Motschmann, U., and Shinohara, M., Magnetic field investigation of Mercury's magnetosphere and the inner heliosphere by MMO/MGF, *Planetary and Space Science*, 58, 279–286, 2010.
- Behannon K. W., Acuna, M. H., Burlaga, L. F., Lepping R. P., and Ness. N, F., Magnetic Field Experiment for Voyager 1 and 2, *Space Sci. Rev.*, 21, 235-257, 1977.
- Burch, J. L. and Angelopoulos, V., *The THEMIS Mission*, Springer New York, 2008.
- Burgess, D., Interpreting multipoint observations of substructure at the quasi-perpendicular bow shock: Simulations , *J. Geophys. Res.*, 111, A10210, doi:10.1029/2006JA011691, 2006.
- Cain, J. C., Hendricks, S. J., Langel, R. A., and Hudson, W. V., A Proposed Model for the International Geomagnetic Reference Field, 1965, *J. Geomag. Geoelectr.* 19, 335, 1967.

- 
- Candy, J. C., A use of double integration in sigma delta modulation, IEEE Trans. Commun., vol. COM-33, pp. 249-258, 1985.
- Dougherty, M. K., Kellock, S., Southwood, D. J., Balogh, A., Smith, E. J., Tsurutani, B. T., Gerlach, B., Glassmeier, K. -H. Gleim, F., and Russell, C. T., The Cassini Magnetic Field Investigation, Space Sci. Rev., 114, 331-383, 2004.
- Dyal, P., Gordon, D. I., Lunar Surface Magnetometers, IEEE Trans. Magn., MAG-9, pp226-231, 1973.
- Escoubet, C. P., Schmidt, R., and Goldstein, M. L., CLUSTER – Science and Mission Overview, Space Sci. Rev., 79, 11-32, 1997.
- Forslund Å, Belyayev B, Ivchenko N, Olsson G, Edberg T and Marusenkova A 2008 Miniaturized digital fluxgate magnetometer for small spacecraft applications *Meas. Sci. Technol.* 19 015202
- Fujimoto, M., Tsuda, Y., Saito, Y., Shinohara, I., Takashima, T., Matsuoka, A., Kojima, H., and Kasaba, Y., The SCOPE Mission, AIP Conference Proceedings 1144, 2009.
- Fukunishi, H., Fujii, R., Kokubun, S., Hayashi, K., Tohyama, F., Tonegawa, Y., Okano, S., Sugiura, M., Yumoto, K., Aoyama, I., Sakurai, T., and Saito, T., Magnetic Field Observations on the Akebono(EXOS-D) Satellite, J. Geomag. Geoelectr., 42, 385-409, 1990.
- Glassmeier, K. -H., Richter, I., Diedrich, A., Musmann, G., Auster, U.-H., Motschmann, U., Balogh, A., Carr, C., Cupido, E., Coates, A., Rother, M., Schwingenschuh, K., Szegő, K., and Tsurutani, B., RPC-MAG The Fluxgate Magnetometer in the ROSETTA Plasma Consortium, Space Sci. Rev., 128, 649-670, 2007.
- Gray, R. M., Spectral Analysis of Quantization Noise in a Single-Loop Sigma-Delta Modulator with dc Input, IEEE Trans. Commun., 31, 6, 588-599, 1989.
- Inose, H. and Yasuda, Y., A unity bit coding method by negative feedback, Proc. IEEE, vol. 51, pp. 1524-1535, 1963.
- Kawahito S, Maier C, Schneider M, Zimmermann M and Baltes H, A 2-D CMOS micro-fluxgate sensor system for digital detection of weak magnetic fields, IEEE J. Solid-State Circuits, 34, 1843–51, 1999.
- Kivelson, M. G., Khurana, K. K., Means, J. D., Russell, C. T., and Snare, R. C., The Galileo magnetic field investigation, Space Sci. Rev., 60, 357-383, 1992.
- Kivelson, M. G. and Russell, C. T., Introduction to space physics, Cambridge University Press, 1995.
- Kokubun, S., Yamamoto, T., Acuna, M. H., Hayashi, K., Shiokawa, K., and Kawano, H., The GEOTAIL Magnetic Field Experiment, J. Geomag. Geoelectr., 46, 7-21, 1994.
- Kono, M., Koyanagi, M., and Kokubun, S., A Ring-Core Fluxgate for Spinner Magnetometer, J. Geomag. Geoelectr., vol.36, pp149-160, 1984.

- Lowe, R. E. and D. Burgess, The properties and causes of rippling in quasi-perpendicular collisionless shock fronts, *Ann. Geophys.*, 21, 671, 2003.
- Magnes, W., Oberst, M., Valavanoglou, A., Hauer, H., Hagen, C., Jernej, I., Neubauer, H., Baumjohann, W., Pierce, D., Means J., and Falkner, P., Highly integrated front-end electronics for spaceborne fluxgate sensors, *Meas. Sci. Technol.* 19, 2008, 115801, doi:10.1088/0957-0233/19/11/115801.
- Moullard, O., Burgess, D., Horbury, T. S., and Lucek, E. A., Ripples observed on the surface of the Earth's quasi-perpendicular bow shock, *J. Geophys. Res.*, 111, A09113, doi:10.1029/2005JA011594, 2006.
- Ness, N. F., Magnetometers for space research, *Space Science Reviews*, 11, 4, 459-554, 1970
- Ness, N. F., Behannon, K. W., Leppin, R. P., Whang, Y. C. and Schatten, K. H., Magnetic Field Observations near Mercury. *Science*, 185, 151-160, 1974.
- Norsworthy, S. R., Schreier, R., and Temes G. C., *Delta-Sigma Data Converters: Theory, Design, and Simulation*, Wiley-IEEE Press, 1996.
- Ofman, L. and Gedalin, M., Rippled quasi-perpendicular collisionless shocks: Local and global normal, *J. Geophys. Res.*, 118, 5999–6006, doi:10.1002/2013JA018780, 2013
- Pedersen, E. B., Primdahl, F., Petersen, J. R., Merayo, J. M. G., Brauer, P., and Nielsen, O. V., Digital fluxgate magnetometer for the Astrid-2 satellite, *Meas. Sci. Technol.*, 10, 124-129, 1999.
- Piil-Henriksen, J., Merayo, J. M. G., Nielsen, O. V., Petersen, H., Peterson, J. R., and Primdahl, F., Digital detection and feedback fluxgate magnetometer, *Meas. Sci. Technol.*, 7, 897-903, 1996.
- Primdahl, F., The fluxgate magnetometer, *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, 12, 241-253, 1979.
- Primdahl, F., Hernando, B., Petersen J. R., and Nielsen, O. V., Digital detection of the flux-gate sensor output signal, *Meas. Sci. Technol.*, 5, 359-362, 1994.
- Schreier, R. and Temes G. C., *Understanding Delta-Sigma Data Converters*, Wiley-IEEE Press, 2004.
- Snare, R. C. and McPherron, R. L., Measurement of instrument noise spectra at frequencies below 1 hertz, *IEEE Trans. Mag.*, MAG4 232-5, 1973.
- Snare, R. C., A history of vector magnetometry in space., *GEOPHYSICAL MONOGRAPH-AMERICAN GEOPHYSICAL UNION*, 103: 101-114, 1998.
- Takahashi, F., Shimizu, H., Matsushima, M., Shibuya, H., Matsuoka, A., Nakazawa, S., Iijima, Y., Otake, H., and Tsunakawa H., In-orbit calibration of the lunar magnetometer onboard SELENE (KAGUYA), *Earth, Planets, and Space*, 61, 1269–1274, 2009.
- 井口恭介, 松岡彩子, デルタシグマ DAC を応用した衛星搭載用高精度デジタル方式フラックスゲート磁力計の開発, 宇宙航空研究開発機構研究開発報告, JAXA-RR-12-008, 2013.

- 岡田和之, 松岡彩子, 中村正人, 飛翔体搭載用デジタル方式フラックスゲート磁力計の検討と開発, 宇宙航空研究開発機構研究開発報告, JAXA-RR-05-019, 2006.
- 田中智規, 火星探査衛星「のぞみ」搭載磁力計センサーのアライメント解析, 東海大学修士論文, 2002 年度.
- 遠山文雄, 磁力計によるロケットおよび人工衛星の姿勢決定に関する研究, 昭和 63 年度東海大学大学院博士論文.
- 遠山文雄, 地磁気観測用磁力計, 日本 AEM 学会誌, Vol. 9, No. 4, 2001.
- 湯元清文, 斎藤尚生, 中川朋子, 平尾邦雄, 「さきがけ」搭載リングコア磁力計について, 宇宙科学研究所報告, 特集 15 号, pp45-57, 1986.
- 京都大学大学院理学研究科附属地磁気世界資料解析センター,  
<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/index-j.html>
- 小型衛星計画 ERG 提案書, ERG ワーキンググループ, 2008.
- SES Data Center, 科学観測ロケット S-310-40 号機飛翔実験計画書, Institute of Space and Astronautical Science, 2011.
- SES Data Center, PLANET-B INTERIM REPORT, Institute of Space and Astronautical Science, 1995.