

– 学位論文 –

超電導コイルを用いた
フォーメーションフライト衛星の相対位置制御

The Relative Position Control in Formation Flying Satellites
using Super-Conducting Magnets

平成 18 年 12 月 15 日

指導教員： 齋藤 宏文 教授

東京大学大学院
工学系研究科電子工学専攻

47115 金田 良介

目次

第1章	序論	1
1.1	本論文の背景と目的	1
1.1.1	研究の背景	1
1.1.2	研究の目的	2
1.2	論文の構成	2
第2章	衛星フォーメーションフライトについて	5
2.1	まえがき	5
2.2	フォーメーションフライトとは	5
2.3	フォーメーションフライトを利用したミッション	7
2.3.1	フォーメーションフライトの計画中ミッション	7
2.3.2	フォーメーションフライトのミッション課題	9
2.4	フォーメーションフライト実現のために必要な制御力の定式化	10
2.4.1	制御されていない2衛星の相対運動	10
2.4.2	Hill方程式に基づく制御力の定式化	13
2.4.3	異なる位置で衛星に作用する重力の差による制御力の理解	16
2.5	制御力発生方式による比較	18
2.6	あとがき	19
第3章	超電導コイルを用いたフォーメーションフライトの提案	22
3.1	はじめに	22
3.2	想定するフォーメーションフライトミッション	22
3.3	磁気力による相対位置制御力の発生	23
3.3.1	磁気力の定式化	23
3.3.2	必要な制御力発生のための磁気モーメントの見積もり	25
3.4	低軌道における地磁場の影響を回避するためのコイル交流駆動	27
3.4.1	コイル交流駆動の必要性	27
3.4.2	交流駆動を行う場合の磁気モーメントの見積もり	28
3.5	2衛星系に発生する外乱トルクの評価	29
3.5.1	衛星に発生する磁気トルク	29
3.5.2	潮汐力に基づき2衛星系に発生する外乱トルク	30
3.6	提案方式の実現に必要な制御機器の検討	33
3.6.1	必要な制御機器の性能と重量	33
3.6.2	衛星の総重量における提案方式の優位性	35
3.6.3	宇宙空間における超電導コイルの実用性に関する検討	36

3.7	おわりに	36
第4章	交流磁気モーメント間の位相差に基づく相対位置制御系の設計	37
4.1	はじめに	37
4.2	位相差に基づく相対位置制御系の設計	37
4.2.1	係数図法を用いた制御系の設計	38
4.2.2	制御器の出力に基づく位相差の決定	41
4.2.3	コイル駆動周波数が相対位置制御精度に与える影響	41
4.3	設計した相対位置制御系の評価	42
4.3.1	軌道面内における相対位置制御	43
4.3.2	軌道面垂直方向の相対位置制御	44
4.4	おわりに	60
第5章	交流駆動されたコイル電流の位相制御手法の提案	76
5.1	はじめに	76
5.2	共振回路によるコイル励磁	76
5.3	共振電流に対する位相/振幅制御回路の提案	77
5.3.1	位相/制御回路の構成と状態方程式の導出	77
5.3.2	位相/振幅制御による位相シフト量と振幅変化量の定式化	79
5.3.3	位相/振幅制御を行うタイミングの決定	86
5.4	実験による提案手法の検証	93
5.4.1	キャパシタの交流損失測定	93
5.4.2	超電導コイルの交流損失測定	98
5.4.3	超電導コイルを用いた位相/振幅制御の評価	101
5.5	おわりに	110
第6章	設計した相対位置制御系の性能評価	111
6.1	はじめに	111
6.2	コイル駆動回路の物理モデルを用いた評価	111
6.2.1	同一軌道面内における相対位置制御	111
6.2.2	軌道面垂直方向の相対位置制御	113
6.3	実際のコイル駆動回路を用いたハードウェアインザループ試験による評価	119
6.4	おわりに	125
第7章	結論	134
	研究業績	137
	参考文献	138

目次

1.1	最近 15 年の衛星打ち上げ数 (重量別) および総重量: 棒グラフが打ち上げ数を, 折れ線が総重量の推移を示す. 打ち上げ数は全体として減少傾向を示すのに対し, 重量 100kg 以下のマイクロ衛星および 10kg 以下のナノ衛星は一定数の打ち上げ数を保つ.	2
2.1	フォーメーションフライト概念図	6
2.2	EO-1 概観	7
2.3	GRACE 概観	7
2.4	Darwin 概観	8
2.5	TechSat21 概観	8
2.6	XEUS 概観	9
2.7	慣性座標系とターゲット衛星を原点とする軌道座標系の定義	11
2.8	反地心方向の初期相対位置 z_0 を変化させた時の相対軌道	12
2.9	2 衛星が軌道面法線方向に相対位置を維持するフォーメーションフライト. それぞれの衛星に作用する重力が等しくなるため, 軌道を遷移させるための一定の力が必要になる.	15
2.10	2 衛星が同一軌道面内で相対位置を維持するフォーメーションフライト. 軌道を遷移させるための一定の力と, 2 衛星の重力差を打ち消す時変の力が必要になる.	15
2.11	質量 $m = 500$ kg の衛星が相対位置を維持するために必要な推力の最大値と衛星高度および相対距離の関係	16
2.12	2 物体の質量中心を原点とする極座標定義: 軌道面方向を y 軸, x, z 軸を軌道面内の軸とし, \vec{r} の $x-z$ 軸からの角度を ϕ , \vec{r} を $x-z$ 平面に射影したベクトルの z 軸からの角度を θ とする. また \vec{R}_o は $x-z$ 平面に存在する	18
2.13	ミッション諸元を衛星高度を 600 km, 目標相対距離を 10 m とし, 2 衛星の主機能部重量をそれぞれ 100 kg として求めたミッション期間に対する衛星総重量の特性: 比推力 I_{sp} (推進剤の効率) 毎に 3 つの特性を示す	20
3.1	超電導コイルを用いた衛星フォーメーションフライトの概観	23
3.2	衛星間距離と磁気モーメント毎の発生する磁気力の関係: フォーメーションフライトに必要な制御力を追記	26
3.3	衛星間距離と磁気モーメント毎の発生する磁気力の関係: 交流磁気モーメントを前提として計算している	28
3.4	相対距離ベクトルを基準とした極座標系	32

3.5	スタスタ方式と提案方式との2衛星の合計重量比較: 実線が提案方式, 点線がスタスタ方式を表す	35
4.1	相対位置制御系ブロック図	37
4.2	等価時定数 τ と目標位置誤差の関係	40
4.3	設計した制御器によるボード線図: 相対位置に対する外乱入力の影響を表す	40
4.4	磁気力の指令値と位相差の関係: 点線は式(4.14)による値, 実線は近似式(4.15)の値を表す	41
4.5	数値シミュレーションによる相対位置の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)	45
4.6	数値シミュレーションによる相対位置の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)	45
4.7	数値シミュレーションによる磁気力の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)	46
4.8	数値シミュレーションによる磁気力の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)	46
4.9	数値シミュレーションによる位相差の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)	47
4.10	数値シミュレーションによる位相差の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)	47
4.11	数値シミュレーションによる磁気モーメントの時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)	48
4.12	数値シミュレーションによる目標姿勢誤差の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)	48
4.13	数値シミュレーションによる外乱トルクの時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)	49
4.14	数値シミュレーションによる蓄積角運動量の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)	49
4.15	数値シミュレーションによる相対位置の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)	50
4.16	数値シミュレーションによる相対位置の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)	50
4.17	数値シミュレーションによる磁気力の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)	51
4.18	数値シミュレーションによる磁気力の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)	51
4.19	数値シミュレーションによる位相差の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)	52
4.20	数値シミュレーションによる位相差の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)	52
4.21	数値シミュレーションによる磁気モーメントの時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)	53

目次

4.22	数値シミュレーションによる目標姿勢誤差の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)	53
4.23	数値シミュレーションによる外乱トルクの時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)	54
4.24	数値シミュレーションによる蓄積角運動量の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)	54
4.25	数値シミュレーションによる相対位置の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)	55
4.26	数値シミュレーションによる相対位置の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)	55
4.27	数値シミュレーションによる磁気力の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)	56
4.28	数値シミュレーションによる磁気力の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)	56
4.29	数値シミュレーションによる位相差の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)	57
4.30	数値シミュレーションによる位相差の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)	57
4.31	数値シミュレーションによる磁気モーメントの時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)	58
4.32	数値シミュレーションによる目標姿勢誤差の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)	58
4.33	数値シミュレーションによる外乱トルクの時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)	59
4.34	数値シミュレーションによる蓄積角運動量の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)	59
4.35	数値シミュレーションによる相対位置の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)	61
4.36	数値シミュレーションによる相対位置の時間応答の拡大図 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)	61
4.37	数値シミュレーションによる磁気力の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)	62
4.38	数値シミュレーションによる磁気力の時間応答の拡大図 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)	62
4.39	数値シミュレーションによる位相差の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)	63
4.40	数値シミュレーションによる位相差の時間応答の拡大図 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)	63
4.41	数値シミュレーションによる磁気モーメントの時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)	64
4.42	数値シミュレーションによる目標姿勢誤差の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)	64

4.43	数値シミュレーションによる外乱トルクの時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)	65
4.44	数値シミュレーションによる蓄積角運動量の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)	65
4.45	数値シミュレーションによる相対位置の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)	66
4.46	数値シミュレーションによる相対位置の時間応答の拡大図 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)	66
4.47	数値シミュレーションによる磁気力の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)	67
4.48	数値シミュレーションによる磁気力の時間応答の拡大図 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)	67
4.49	数値シミュレーションによる位相差の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)	68
4.50	数値シミュレーションによる位相差の時間応答の拡大図 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)	68
4.51	数値シミュレーションによる磁気モーメントの時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)	69
4.52	数値シミュレーションによる目標姿勢誤差の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)	69
4.53	数値シミュレーションによる外乱トルクの時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)	70
4.54	数値シミュレーションによる蓄積角運動量の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)	70
4.55	数値シミュレーションによる相対位置の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)	71
4.56	数値シミュレーションによる相対位置の時間応答の拡大図 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)	71
4.57	数値シミュレーションによる磁気力の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)	72
4.58	数値シミュレーションによる磁気力の時間応答の拡大図 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)	72
4.59	数値シミュレーションによる位相差の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)	73
4.60	数値シミュレーションによる位相差の時間応答の拡大図 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)	73
4.61	数値シミュレーションによる磁気モーメントの時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)	74
4.62	数値シミュレーションによる目標姿勢誤差の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)	74
4.63	数値シミュレーションによる外乱トルクの時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)	75

目次

4.64	数値シミュレーションによる蓄積角運動量の時間応答 (軌道面に垂直方向の 相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)	75
5.1	コイル励磁のための共振回路: R_L は超電導コイルの交流損失, R_C はキャパシ タの交流損失に関する等価抵抗を表す.	77
5.2	共振電流に対して位相/振幅制御を実現する回路構成: スイッチ S を ON/OFF することにより共振の状態を制御する	78
5.3	図 5.2 の交流損失等価抵抗 R_L, R_C を無視した解析モデル	79
5.4	図 5.2 の近似回路: 微小時間の印加においてコイル側を無視できる	83
5.5	共振状態の q および i_r の関係を表すベクトル図: q および i_r は, 回路初期値で 決まる $\vec{x}_{t=0}$ の \vec{e}_q, \vec{e}_i 上への射影で表される	84
5.6	共振状態の q および i_r の関係を表すベクトル図: 図 5.5 の状態から \vec{e}_q, \vec{e}_i が反 時計回りに回転した状態	84
5.7	共振状態の q および i_r の関係を表すベクトル図: \vec{e}_q, \vec{e}_i を $\omega_c q$ 軸, i_r 軸として 固定し, 状態ベクトルの回転により共振を表現している	84
5.8	図 5.7 において, 時刻 t にの瞬間に時間 Δt だけの電圧印加を行なったときの 状態ベクトルの変化	87
5.9	式および数値シミュレーションに基づく位相シフト量 (各上図) と振幅変化量 (各下図): V_E 一定, R_E を変化	88
5.10	式に基づく位相シフト量 (各上図) と振幅変化量 (各下図): V_E 一定, R_E を変化	88
5.11	式および数値シミュレーションに基づく位相シフト量 (各上図) と振幅変化量 (各下図): V_E を変化, R_E 一定	89
5.12	式に基づく位相シフト量 (各上図) と振幅変化量 (各下図): V_E を変化, R_E 一定	89
5.13	位相制御の様子	90
5.14	振幅制御の様子	90
5.15	位相制御時の流入電流が等くなる $V_E = 84$ V, $R_E = 1.0 \Omega$ と $V_E = 42$ V, $R_E = 0.5 \Omega$ の性能比較	91
5.16	振幅制御タイミング ($\theta = 0$) における電圧印加時間 Δt と振幅変化量 Δv_{c0} の関係	92
5.17	位相制御タイミング ($\theta = \pi/2$) における電圧印加時間 Δt と位相シフト量 ϕ の 関係	92
5.18	振幅制御タイミング ($\theta = 0$) における電圧印加時間 Δt と振幅変化量 Δv_{c0} の関 係: 図 5.16 に流入電圧 i_e を可変として計算した結果を追記	94
5.19	位相制御タイミング ($\theta = \pi/2$) における電圧印加時間 Δt と位相シフト量 ϕ の 関係: 図 5.17 に流入電圧 i_e を可変として計算した結果を追記	94
5.20	キャパシタの交流損失測定回路	95
5.21	220 μ F キャパシタ外観	96
5.22	0.096 F キャパシタ外観	96
5.23	キャパシタ ($C=220 \mu$ F) の交流損失等価抵抗 R_C と $\tan \delta$ の測定結果	97
5.24	キャパシタ ($C=0.096$ F) の交流損失等価抵抗 R_C と $\tan \delta$ の測定結果	97
5.25	コイルの交流損失測定回路	99
5.26	実験用超電導コイル外観	99
5.27	超電導コイルのインダクタンス L と交流損失等価抵抗 R_L の測定結果	100

5.28	超電導コイルと $C=0.096$ F キャパシタによる共振波形 (上図) および減衰時定数と共振周期の測定結果 (下図)	103
5.29	減衰時定数の測定値に基づき理論式から算出した R_C (上図) と $\tan \delta$ (下図) . . .	103
5.30	常電導コイルと $C=220 \mu\text{F}$ キャパシタによる共振波形 (上図) および減衰時定数と測定結果 (下図)	104
5.31	周波数と L の関係 (上図), および電流の振幅 i_{r0} と L の関係 (下図)	105
5.32	周波数と R_L の関係 (上図), および電流の振幅 i_{r0} と R_L の関係 (下図)	105
5.33	振幅制御実験における測定波形 (上図) および共振周期 (下図)	107
5.34	測定結果に基づく振幅制御性能の解析結果	108
5.35	位相制御測定波形および解析結果	109
6.1	数値シミュレーションによる相対位置の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御)	114
6.2	数値シミュレーションによる相対位置の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御): 制御精度は全ての軸において 2 mm を達成している	114
6.3	数値シミュレーションによる磁気力の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御)	115
6.4	数値シミュレーションによる磁気力の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御): 発生している磁気力は 3 章で見積もった潮汐力外乱 (x 軸, z 軸が正弦波状に変化) と一致する	115
6.5	数値シミュレーションによる位相差の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御)	116
6.6	数値シミュレーションによる位相差の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御): x 軸は $\pi/2$ を中心に $\pm\pi/12$ の正弦波状に変化, z 軸は $\pi/2 + \pi/36 \sim \pi/2 - \pi/18$ の間で正弦波状に変化している. これは理論と一致する	116
6.7	数値シミュレーションによる磁気モーメントの時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御): 実線がチェイサ衛星各軸の, 各軸の点線はターゲット衛星の z 軸コイルの磁気モーメントを表す	117
6.8	数値シミュレーションによる目標姿勢誤差の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御): 各衛星の全ての軸において 10 arcsec 以下に制御されている	117
6.9	数値シミュレーションによる外乱トルクの時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御): 発生するトルクは最大 0.9 Nm 程度であり, 3 章で見積もった値と一致する	118
6.10	数値シミュレーションによる蓄積角運動量の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御): y 軸に潮汐カトルクの影響が見られる. また, x 軸, z 軸にも角運動量が蓄積している	118
6.11	数値シミュレーションによる相対位置の時間応答 (軌道面垂直方向の相対位置制御)	120
6.12	数値シミュレーションによる相対位置の時間応答の拡大図 (軌道面垂直方向の相対位置制御): 制御精度は全ての軸において 1 mm を達成している	120
6.13	数値シミュレーションによる磁気力の時間応答 (軌道面垂直方向の相対位置制御)	121

目次

6.14	数値シミュレーションによる磁気力の時間応答の拡大図 (軌道面垂直方向の相対位置制御): 発生している磁気力は3章で見積もった潮汐力外乱 (y 軸のみに一定の値をもつ) と一致する	121
6.15	数値シミュレーションによる位相差の時間応答 (軌道面垂直方向の相対位置制御)	122
6.16	数値シミュレーションによる位相差の時間応答の拡大図 (軌道面垂直方向の相対位置制御): 一定の位相差 $\pi/2 + \pi/36$ となっており, 理論値と一致する	122
6.17	数値シミュレーションによる磁気モーメントの時間応答 (軌道面垂直方向の相対位置制御): 実線がチェイサ衛星各軸の, 各軸の点線はターゲット衛星の z 軸コイルの磁気モーメントを表す.	123
6.18	数値シミュレーションによる目標姿勢誤差の時間応答 (軌道面垂直方向の相対位置制御): 各衛星の全ての軸において 10 arcsec 以下に制御されている	123
6.19	数値シミュレーションによる外乱トルクの時間応答 (軌道面垂直方向の相対位置制御): 発生するトルクは最大 0.9 Nm 程度であり, 3章で見積もった値と一致する	124
6.20	数値シミュレーションによる蓄積角運動量の時間応答 (軌道面垂直方向の相対位置制御): 原理的にはいずれの軸にも角運動量は蓄積しない	124
6.21	相対位置の時間応答 (ハードウェアインザループ試験結果): 目標位置からの誤差が z 軸に表れている	126
6.22	相対位置の時間応答 (同条件の数値シミュレーション結果)	126
6.23	相対位置の時間応答の拡大図 (ハードウェアインザループ試験結果): z 軸の相対位置精度は 1 cm 程度	127
6.24	相対位置の時間応答の拡大図 (同条件の数値シミュレーション結果)	127
6.25	磁気力の時間応答 (ハードウェアインザループ試験結果)	128
6.26	磁気力の時間応答 (同条件の数値シミュレーション結果)	128
6.27	磁気力の時間応答の拡大図 (ハードウェアインザループ試験結果): z 軸において 10 mN 程度の変動幅で磁気力を出力している	129
6.28	磁気力の時間応答の拡大図 (同条件の数値シミュレーション結果)	129
6.29	位相差の時間応答 (ハードウェアインザループ試験結果): z 軸において位相差の制御精度が精緻でない	130
6.30	位相差の時間応答 (同条件の数値シミュレーション結果)	130
6.31	位相差の時間応答の拡大図 (ハードウェアインザループ試験結果): 位相差の変動幅は $\pi/18$ rad (10 deg) 程度である (磁気力に変換すると 12 mN)	131
6.32	位相差の時間応答拡大図 (同条件の数値シミュレーション結果)	131
6.33	磁気モーメントの時間応答 (ハードウェアインザループ試験結果): 実線がチェイサ衛星各軸の, 各軸の点線はターゲット衛星の z 軸コイルの磁気モーメントを表す	132
6.34	磁気モーメントの時間応答 (同条件の数値シミュレーション結果): 実線がチェイサ衛星各軸の, 各軸の点線はターゲット衛星の z 軸コイルの磁気モーメントを表す	132

6.35	角運動量の時間応答 (ハードウェアインザループ試験結果): チェイサ衛星 z 軸の磁気モーメントのバイアス $2,400 \text{ Am}^2$ が原因で x 軸に角運動量が蓄積している	133
6.36	角運動量の時間応答 (同条件の数値シミュレーション結果): y 軸以外には蓄積しない	133

表 目 次

2.1	スラストの種類と性能	19
2.2	19
3.1	磁気フォーメーションフライトで発生する力およびトルク	33
3.2	サンプル超電導コイルの諸元	34
3.3	定常損失と 60 K におけるコイル損失	34
3.4	提案手法に必要なリアクションホイール (RW) の性能および重量	34
4.1	軌道面内ケースにおける軌道 6 要素	43
4.2	相対位置制御器のゲイン	43
5.1	測定に用いた素子毎の R_C 近似式の定数	96
5.2	サンプルコイル諸元	101
5.3	実験用超電導コイル諸元	101
6.1	フォーメーションフライトの軌道要素	112
6.2	数値シミュレーションに用いた回路パラメータ	112
6.3	磁気アクチュエータの諸元	113

第1章 序論

1.1 本論文の背景と目的

1.1.1 研究の背景

近年我々の生活に欠かせない役割を果たす人工衛星。携帯電話で話せるのも詳細な天気予報を得られるのも、世界のニュースを即時に知ることが出来るのも全て人工衛星あってこそである。

そんな人工衛星の打ち上げにも近年変化がみられる。図 1.1 に示すように、打ち上げ総数は年々減少傾向にあり、2005 年度の打ち上げ総数は 1990 年度のそれのおよそ半分に留まっている。一方で、マイクロ衛星やナノ衛星と呼ばれる 100kg 以下、10kg 以下の軽量型の衛星は定常数打ち上げられていることも分かる。冷戦時代より打ち上げ衛星の大型化、重量化の一途を辿り、これによって国力を反映する側面も持ち合わせていた「宇宙開発」は、近年その転換をせまられ¹、「宇宙利用」を中心に、産業として民間の参入、学術分野として研究室単位の参入がみられ、その対象や活動の主体者が変化してきた反映であろう。小型衛星は近年の宇宙分野において、特に学術系においてひとつのキーワードとなっている。

現在運用中の衛星はそのほとんど全てが単独でタスクを果たすよう、設計されている。これに対し、複数衛星を用いてミッションを達成しようとする考えが存在し、衛星フォーメーションフライトとして提案されてきた。衛星フォーメーションフライトは単独衛星では不可能、もしくは困難であったミッションを実現できると期待されている。加えて近年脚光を浴びている小型衛星開発の対象としても、複数衛星にミッションの負担を分担させるフォーメーションフライトは注目を集めている。

フォーメーションフライトとは即ち、複数衛星の協調作業であるから、複数衛星間の相対位置制御が大きな課題である。無制御下では、個々の衛星はそれぞれのケプラー軌道を周回する。このケプラー軌道を逸脱し、目標の相対位置関係を保つために外力が必要となる。

従来の研究では、フォーメーションフライトの推力にスラスタ²を用いることを前提としていた。しかし、スラスタは推薬を必要とするため、常に推薬の重量変化と残量とを考慮しなければならない。その上、ミッション期間の延長に伴い必要とされる推薬の重量は指数的に増加する。さらには万が一推薬が漏れるような事故が生じた場合、ミッションの続行が不可能となる危険性もはらんでいる。

そこで電気力や磁気力を用いてフォーメーションフライトを実現しようとする研究がいくつか提案されている。電磁気力を推力として使用する場合、推進剤が必要無いため、上述したような問題は生じない。しかし、フォーメーションフライトに必要なだけの制御力

¹背景には社会情勢として同様の意義で使われていたであろう軍事予算からの宇宙開発予算の分離、その大幅な削減が挙げられよう。

²化学的または電気的な推進剤で、推薬噴射し、その反力を推進力として利用する機構

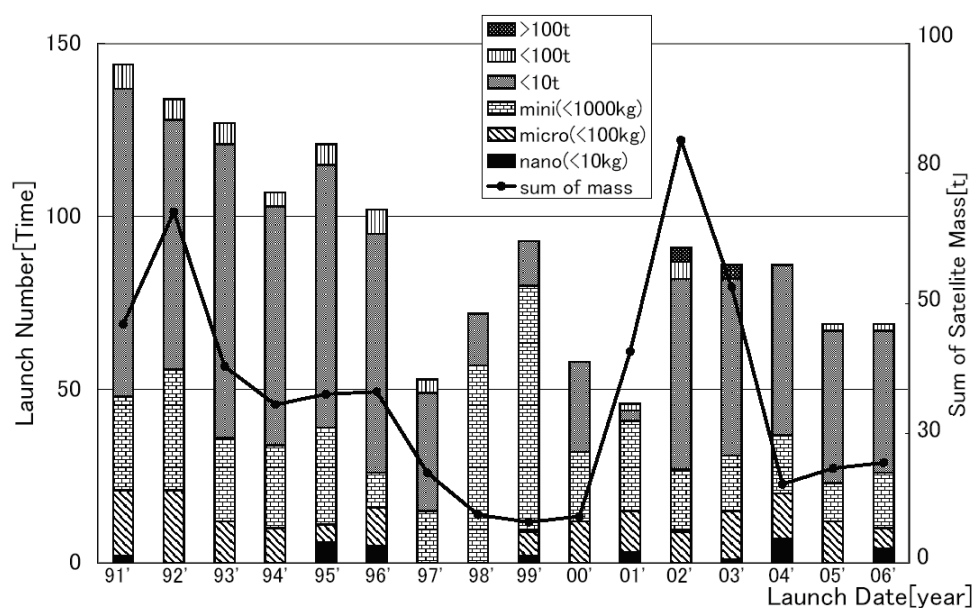


図 1.1: 最近 15 年の衛星打ち上げ数 (重量別) および総重量: 棒グラフが打ち上げ数を, 折れ線が総重量の推移を示す. 打ち上げ数は全体として減少傾向を示すのに対し, 重量 100kg 以下のマイクロ衛星および 10kg 以下のナノ衛星は一定数の打ち上げ数を保つ.

を衛星上で発生させること, さらに近地球軌道では地磁場からの干渉が発生することが大きな課題となる.

1.1.2 研究の目的

本研究は, 衛星フォーメーションフライトを実現化することを目的とし, 具体的な制御手法, 回路の構成を提案し, さらに数値計算によって提案手法の性能を確認・評価し, さらに実験によって実証するものである.

本研究は, 磁気力を用いて衛星間の相対位置を制御する手法を提案している. 従って, 従来から提案されているスラスタのように推進を必要としない上, 必要な電力は衛星に搭載する発電システムより得ることができる. また磁気力の発生源として, 超伝導コイルを想定することで, フォーメーションフライトに必要なだけの制御力を得, かつ現実的に衛星に搭載可能である. さらに地磁場との干渉に関しては, 磁気力を交流状に駆動することで実質的にその影響を排除するよう対応した.

超伝導コイルを用いたフォーメーションフライトの検討例は世界的にも数が少なく, まして具体的な回路設計まで踏み込んだ研究例は未だ皆無である.

1.2 論文の構成

本論文では研究の成果を以下の構成で展開する.

第2章 衛星フォーメーションフライトについて

衛星フォーメーションフライトの特徴を述べ、その期待されるミッション課題および現在進行中のミッションを紹介する。衛星フォーメーションフライトとは、複数の衛星によりミッションを実行するという新しいフライト手法である。この手法は、従来より高度なミッション、さらには従来は不可能であったミッションを実現できると期待されている。

次にフォーメーションフライトに必要とされる制御力の大きさを算出する。まず無制御時に2衛星がそれぞれどのような運動をするのかを記述し、その上で2衛星の相対位置ベクトルを一定に保つために、どれだけの外力を必要とするかを算出する。理解を深めるために、Hill方程式という軌道上を周回する物体に外力が働いた場合の運動を記述する際に適当な方程式を利用した場合と、2衛星に働く重力差の面から相対位置制御を検討した場合との2方法によって、必要とされる制御力の大きさを算出した。

最後に、従来手法の紹介を行う。フォーメーションフライトを編成する衛星の相対位置制御には、従来よりスラスタという推進機構を用いる方法が提案されてきた。スラスタを利用したフォーメーションフライトのミッション期間とその総重量の関係を示し、推進剤による性能の比較をまとめた。

第3章 超電導コイルを用いたフォーメーションフライトの提案

この章では、フォーメーションフライト衛星にコイルを搭載し、コイル間に発生する磁気力により相対位置制御を行うという方式を提案している。この方式の最大の利点は、原理的にミッション期間が制限されないことである。低軌道になるほど大きな制御力になるため、提案方式は地球近傍ミッションをターゲットとしている。これは、提案方式はミッション期間に依存せず衛星の総重量が一定であるのに対し、スラスタ方式はミッション期間により衛星の総重量が指数的に増加するためである。このような特徴を持つ提案方式は国際的にみても稀であり、相対位置制御を行う際の実際的なコイル駆動方式や位置制御系に関する検討を行った研究はない。本章では、このように未開拓である磁気フォーメーションフライトの原理をまず説明し、様々な検討を行なっている。現在計画されているフォーメーションフライトミッションは、衛星間距離が数10m規模のものから数km規模のものまでである。このような距離を隔てていても磁気力が発生するように、本研究では超電導コイルにより従来衛星で使用される磁気モーメントの数10倍以上の磁気モーメントを発生させる。このような磁気モーメントを近地球軌道で発生させる場合、地磁場の影響により衛星には磁気モーメントの大きさに比例した磁気トルク、つまり通常の10倍以上もの磁気トルクが発生する。既存の姿勢制御機器でこのような外乱トルクを長時間抑制することは現実的ではない。本論文では、このような問題に対し、コイルを交流駆動することにより地磁場の長期的な影響を排除するという方法を提案している。さらに、磁気力を交流磁気モーメント間の位相差により制御することを提案している。

第4章 交流磁気モーメント間の位相差に基づく相対位置制御系の設計

この章では、位相差に基づいた相対位置制御系の設計について述べている。制御設計では、係数図法で設計された相対位置制御器のチューニングパラメータと制御誤差の関係、および交流磁気モーメントの駆動周波数と制御誤差の関係を明らかにした。また、設計した制御系の性能を確認するために行ったシミュレーションの結果から、見積っ

た精度で相対位置が制御できることを確認した。シミュレーションには衛星の軌道運動や地磁場モデルに加え、設計した相対位置制御系の物理モデルが含まれている。

第5章 交流駆動されたコイル電流の位相制御法の提案

本章は交流磁気モーメントの位相、すなわちコイルを励磁する交流電流の位相を制御する方法について検討している。まず、コイルを交流状に駆動するためには、電気エネルギーを蓄積/放出する機構が原理的に必要になる。本論文では、このような機能を果たす素子であるキャパシタを使用している。すなわちコイルとキャパシタで共振回路を構成し、共振電流をコイルの励磁電流としている。このような駆動回路に対して、共振回路に外部から電気エネルギーを注入することで共振回路の状態を制御する方法を提案している。ここでは、スイッチを介して外部に設けた定電圧源を、キャパシタ電圧の零交差する瞬間に外部電圧を印加することで位相制御を実現している。また、配線抵抗やコイル/キャパシタの交流損失などにより交流電流の振幅が減衰することが問題となる。この問題に対しても同様の機構を用い、キャパシタ電圧のピーク時に電圧を印加するという手法で解決している(振幅制御)。このような制御方式は一般的ではなく、また超電導コイルを用いた共振回路も一般的ではないため、実際に超電導コイルを用いて共振回路を構成し実験を行った。実験結果より位相/振幅制御の動作を確認し、また位相/振幅制御の数値シミュレーションモデルの妥当性を確認した。

第6章 設計された位置制御系の性能評価

共振回路と位相制御回路の物理モデルをシミュレータに組み込み、提案方式を総括するシミュレーションにより評価を行なっている。シミュレーション結果より、提案方式が成立するために必要な駆動回路の性能を明らかにした。さらに、実験で用いた位相制御回路とシミュレータを結合し、シミュレーション内の衛星のコイル駆動に関する物理モデルを、実際のハードウェアに置き換えたハードウェアインザーループ試験により評価を行った。衛星搭載時の使用に極めて近い状態を実現しているモデルをシミュレーションループ内に含むこのような試験より、相対位置制御が成立するという結果を得られたことから、提案方式の実用性を示すことができた。

第7章 結論

この章では、本研究をまとめた上で結論を述べる。

以上、本章では研究の背景を述べ、また研究の目的を明らかにした。さらに、研究の要約を混じえて本論文の構成を述べた。

第2章 衛星フォーメーションフライトについて

2.1 まえがき

本章では、本研究の背景である衛星フォーメーションフライトについて、実際のミッション例を挙げて説明し、次に実現に必要なとされる制御力の大きさを算出し、最後に従来から提案されている制御力発生手法をまとめる。

衛星フォーメーションフライトとは、複数衛星が協調し、ある1つのミッションを遂行する、という新しいフライト手法である。これまで研究、提案に留まっていたフォーメーションフライトは、現在計画、進行中のミッションがいくつもある。この背景には単独衛星の運用の安定化や、CDGPS やレーザ測距計などの高度な相対位置測定手法の登場が挙げられよう。フォーメーションフライトの利点について述べ、その課題を具体的に記述し、さらに進行中のミッションを紹介する。

次にフォーメーションフライトに必要なとなる制御力の大きさを導出する。フォーメーションフライトとは即ち、複数衛星間の相対位置制御が大きな課題である。無制御下では、個々の衛星はそれぞれのケプラー軌道を周回する。ミッションに応じて要求された相対位置関係を保持するためには、このケプラー軌道を逸脱し、目的の位置を維持するための外力が必要となる。

相対位置保持のために要求される外力の大きさは、Hill 方程式を用いて解析することができる。Hill 方程式とは、軌道上を周回する物体にある力が作用した時、その物体のケプラー軌道に対して行う相対運動と作用する力の関係を記述する方程式である。ここでは、Hill 方程式によって算出されるフォーメーションフライト実現のために必要な制御力についてまとめ、さらに相対位置制御力の理解を容易にするために、万有引力の側面からの導出も記述した。

最後に算出された制御力を発生する手法として、従来より提案されているスラスタ機構についてまとめる。スラスタ剤による性能の比較をまとめ、さらにミッション期間により要求される衛星重量の関係を示す。

2.2 フォーメーションフライトとは

衛星のフォーメーションフライトとは、複数の人工衛星が一定の位置関係を保ちながら編隊飛行を行い、全体として1つのミッションを遂行しようとするフライト手法である。その概念を図 2.1 に示す。

天文観測衛星を例に挙げて、フォーメーションフライトの利点を説明しよう。理学的にはより感度の高い望遠鏡で、より遠くの宇宙を観測したい。感度を上げることは、工学的にはよ

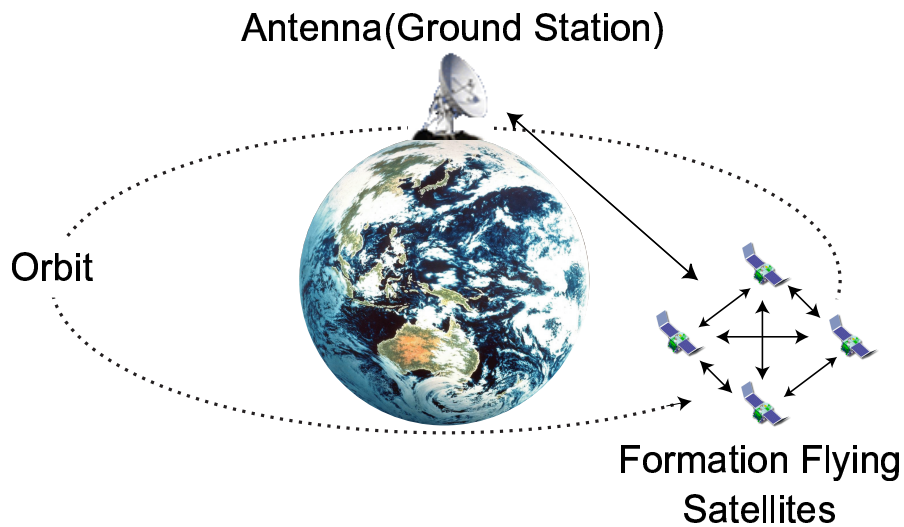


図 2.1: フォーメーションフライト概念図

り大きなレンズを用い、従って望遠鏡のレンズ部と検出部との距離、すなわち焦点距離を長くすればよい、ということになる。

単独衛星で高感度望遠鏡を宇宙に配置することを考えよう¹。レンズの大きさに比例して打ち上げる重量も増大し、焦点距離も長くなるため体積も増大する。

これに対し、レンズ部と検出部をそれぞれ1つの衛星に搭載した2衛星で望遠鏡を構成することを考えよう²。焦点距離は打ち上げ後の衛星の相対距離の制御によって実現できるため、焦点距離長の構造物を省略できる。さらに一度の打ち上げの負荷が格段に下がり、ミッション実現の信頼性向上にもつながる。単独衛星での限界をはるかに凌ぐ感度で、望遠鏡を構成することが期待できる。

もう1つ利点がある。それは開発期間の短縮化である。大型衛星と同等の機能を複数の小規模な衛星のフォーメーションフライトにより実現できるなら、開発期間が短くなることが期待できる。長期の開発期間は、様々な問題を引き起こす。ミッション起案時には工学的に最新であった技術も遂行時には古い技術となっていたり³、理学的には目をつけたのは自分たちでも、研究発表として他者に先を越される可能性も高くなる⁴。複数衛星による開発期間の短縮化は費用の節約だけでなく、研究者の意欲向上にもつながる可能性があるというわけだ。

このように複数の利点をもつ衛星フォーメーションフライトであるが、これまでの多くは研究、提案に留まっていた⁵。複数衛星を用いるということは、即ち打ち上げ後の制御が

¹アメリカの宇宙機関 NASA が打ち上げた天文観測衛星ハッブルは全長約 13.4 m、重量約 11 t という非常に巨大な衛星で、その焦点距離は約 8 m である。単体の構造物としては、焦点距離をこれ以上長くすることは困難だと言われている。

²実際にヨーロッパの宇宙機関 ESA による XEUS ミッションが開発検討中である。これは集光衛星と検出衛星のフォーメーションフライトにより、宇宙空間で X 線望遠鏡を構成して天文観測を行うミッションである。規模是集光部が全長約 10 m、重量が約 6,000 kg、検出部が全長約 20 m、重量が約 9,000 kg となっている。焦点距離 50 m に対して、要求位置精度は 2 mm となっている。

³新しい技術に差し替えるにも、また手間と費用がかかる。

⁴研究対象が脚光を浴びる時期を逸するかもしれない。

⁵GPS(Global Positioning System) は複数衛星によって1つのミッション(=地上の位置同定)を遂行しているが、その軌道は受動的なケプラー軌道であって、地上観測局から詳細に位置を常時観測することで位置同定を実現しており、複数衛星間で能動的に相対位置を調整しているわけではない、という点でフォーメーションフ

2.3 フォーメーションフライトを利用したミッション

重要課題となる。衛星間の相対位置制御、そのための相対位置の検出、衛星間の通信など、単独衛星の運用時には無かった技術が要求される。単独衛星の打ち上げ・運用が安定化し、CDGPS(Carrier-Differential GPS)による測位精度の向上や、無線をベースとする通信技術が発展を遂げた今日、ようやく複数衛星の協調ミッションを実現化できる環境が整ってきたと言えよう。

2.3 フォーメーションフライトを利用したミッション

現在進行中および計画中のフォーメーションフライトミッションを紹介し、これを踏まえてフォーメーションフライトによって期待されるミッション課題をまとめる。

2.3.1 フォーメーションフライトの計画中ミッション

本節では、実際のフォーメーションフライトのミッションについて紹介する。

EO-1[5]

EO-1はNASAのNew Millenium Programの地球観測衛星シリーズの衛星で、現在運用中のミッションである。Landsat7の同じ軌道に投入され、同衛星とフォーメーションフライトを行いながら同時地球観測を行っている。EO-1に求められる位置精度は、Landsat7の後方450 kmの位置を、進行方向に ± 45 km以内の精度で制御することである。これは非常に緩やかな相対軌道制御保持の典型例である。EO-1における特徴の1つは、EO-1がLandsat7に対して、軌道上で直接相対的な航法を行う機能が無いことである。これはLandsat7がEO-1に対する協力的な相対航法装置を装備していないことによる。



図 2.2: EO-1 概観

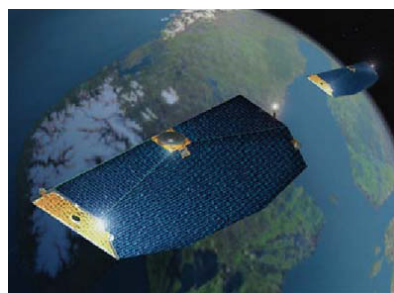


図 2.3: GRACE 概観

GRACE[6]

NASAの地球重力場高精度観測衛星である。同一軌道面内で170 km~270 kmに緩やかに保持された2衛星から構成される。衛星は全く同じ形状で、重心に加速度計を有する380 kg

ライトとは呼べない。

の衛星である。マイクロ波による衛星間通信で、両宇宙機の距離を正確に測位し、そのデータを元に地球の重力場を高精度に計測する。制御は行わないが、相対計測は高精度に行う。

DARWIN[7][8]

Darwin は ESA の Horizon2000 計画の候補の 1 つである。相対距離は 25 m~1000 m で、6 個の子衛星と 1 個の親衛星で干渉計観測を行う。

ST-3[9]

ST-3 は NASA のオリジナルプログラムの中で、高精度干渉計測に必要なフォーメーションフライト技術を習得するために開発中の衛星である。ST-3 の誘導制御系に対する要求は、基線長を 100 m~1000 m 程度の決められた長さに保持し、相対距離は 10 mm, 相対姿勢角は 1 arcmin の精度で制御することである。これらは EO-1 などに代表される緩やかな相対制御の衛星に比べて、極めて厳しい要求である。ST-3 で使用される自動フォーメーションフライト技術の中心は、GPS 技術の応用である。もともと ST-3 の全身である DS-3 は深宇宙ミッションなので通常の GPS は使用できない。そのため、GPS-like な送受信機を全ての衛星に搭載し、相互に観測することで高精度な相対距離、相対姿勢角を自動計測しようとするものである。JPL の解析では、直径 2 m の衛星で、 K_a バンドの使用を前提として、相対距離 1 cm, 相対速度 0.1 mm/s, 相対姿勢角 1 arcmin は達成可能としている。

TechSat21[10]

TechSat21 はアメリカ空軍によって研究開発が進められているフォーメーションフライト衛星である。TechSat21 はもともと、地球上の Moving Target Indication(MTI) System, すなわち軍用高分解能レーダとして検討されているものであるが、同時に放射計として、もしくは軍用のデータ中継衛星、航法用衛星としての使用可能性なども検討されているものである。衛星の個数は 16 個以上、相対距離は 100 m 以上、飛行高度は 800 km である。



図 2.4: Darwin 概観



図 2.5: TechSat21 概観

XEUS[1]

XEUS は、2010 年代中期の X 線観測計画として議論が進められている計画である。XEUS の目指す直系 10 m の望遠鏡では 50 m の焦点距離が必要である。これを実現するためには、軌道上に巨大な単一構造物を作るよりも X 線望遠鏡衛星と焦点面検出器衛星の 2 つの衛星によるフォーメーションフライトにより実現する方が理に適っている。要求される相対位置精度は、焦点距離 50 m に対して 2 mm と極めて高い精度を要求される。



図 2.6: XEUS 概観

2.3.2 フォーメーションフライトのミッション課題

前節で紹介したミッションを踏まえ、フォーメーションフライトを利用するミッション一般の要求課題をまとめる。

- 複数視点観測
多視点による同時観測が可能であるという利点が、複数衛星を用いる第 1 の特徴に挙げられる。例えば離れた位置の多地点同時観測や、複数視点から 1 点を観測して空間を立体的に捉えるステレオ視観測などが考えられる。これらはいずれも単独衛星では実行不可能なミッションである。
- 合成開口レーダ
合成開口レーダによる撮像時において、角度分解能の下限は波長と開口面の寸法の商で決定する。高い角度分解能を得るためには開口面の寸法を大きく取らなければならない。例えば、電磁波による撮像では数 10 m もの巨大な開口面が必要になる。単独衛星で行うには困難である。複数衛星により構成すると、開口面の寸法を衛星間の距離に取ることができる干渉計の原理を利用する開口面レーダを構成することができる。
- 天文観測
天文観測、すなわち望遠鏡により遠方を観測する際に巨大な望遠鏡が必要になる。測位限界は集光系と検出系の焦点距離に比例するので、遠くを見ようとすればするほど大きな望遠鏡が必要になる。単独衛星で行う場合、望遠鏡衛星の規模が必然的に大きくなる。集光系と検出系を分離してそれぞれ衛星とし、衛星間の相対位置を制御して大規模な望遠鏡を構成すると、集光系と検出系を結合していた支持部を省くことができる。

さらに、衛星の構成によっては次のようなシステムの信頼性、性能向上性に対する効果も期待できる。

- ロバストなシステム

単独衛星というシステムにおいて、衛星システムがダウンするとミッション続行が不可能になり、運用が停止される。しかしフォーメーションフライトの場合、フォーメーションフライトを構成する衛星の中に冗長性を敢えて持たせることによって、1衛星の機能停止がミッションに与える影響を極力抑えることができる。これはリスクの分散によるもので、結果としてシステムの信頼性が向上する。また故障した機能の代替衛星を追加することで修復の可能性も見込める。

- 機能の拡張性

複数衛星でシステムを構成するため、そこに新たな衛星を追加することでシステムの機能拡張が可能である。もちろん、既存のシステムがその機能に対応する設計であることが前提である。このため、拡張を考慮して設計しておけば、最初から大きなシステムを構成する必要はなく、軌道上で段階的に大きなシステムを構築することができる。最小限のシステムを完成させれば打ち上げことができ、拡張のための開発とミッション運用を同時に行うことができる。開発時間の節約が期待できる。

このように、複数衛星を用いて大規模なシステムを構成することの利点は数多く存在する。もちろん、技術的に単独衛星よりも難しくなる事項が多いことは想像に難くない。しかし、そのような技術的な困難を補って余りある様々な可能性を秘めたフライト手法である。

2.4 フォーメーションフライト実現のために必要な制御力の定式化

本節は、フォーメーションフライトを実現するために必要な制御力(加速度)の定式化を行なう。

まず、フォーメーションフライトを行う衛星に作用する力と衛星のケプラー軌道に対する相対運動の関係を表す Hill 方程式について説明する。次に Hill 方程式を用いて導出できるフォーメーションフライトを実現するために必要な制御力の定式化を行なう。本研究では、天文観測ミッションのように慣性空間に対して一定の相対位置制御するというミッションを想定しているため、ここでは慣性空間に対して一定の相対位置を制御するために必要な制御力の定式化を行なう。加えて、万有引力の面から同様に制御力を導出したものをまとめ、フォーメーションフライトに必要な制御力に関する理解を深める。

2.4.1 制御されていない2衛星の相対運動

打ち上げられた衛星は、何も制御されていない状態ではケプラー軌道という安定軌道を周回する。ケプラー軌道は、衛星の軌道投入位置と軌道投入時の速度より決まり、衛星に外力が作用しない限り衛星はケプラー軌道から逸脱することはない。

フォーメーションフライトを行うためには、このような安定軌道から衛星を離脱させる必要がある。したがって、ケプラー軌道から離脱するための制御力が必要になる。

2.4 フォーメーションフライト実現のために必要な制御力の定式化

本小節では、まず Hill 方程式と呼ばれる、衛星に作用する力とケプラー軌道に対する相対運動の関係を記述する式を紹介し、これを用いて無制御下における 2 衛星の相対運動の解析を行なう。

図 2.7 に示すような、円軌道と見なせる軌道を、角速度 ω_k で周回する 2 衛星を仮定し、それぞれをターゲット衛星、チェイサ衛星と呼ぶことにする。地球中心を原点とする慣性座標系と、その座標軸 I, J, K を定義する。次に、ターゲット衛星を原点とする軌道座標系を定義する。軌道座標系の各軸は、速度方向を X 軸、軌道面法線方向を Y 軸、反地心方向を Z 軸と定義する。したがって、慣性座標系に対して軌道座標系は衛星の周回運動とともに Y 軸周りに回転することになる。慣性座標系におけるターゲット衛星の位置ベクトルを \vec{r}_t 、チェイサ衛星の位置ベクトルを \vec{r}_c とする。

軌道座標系におけるチェイサ衛星の位置 \vec{r} は $\vec{r} = \vec{r}_c - \vec{r}_t$ と表現できる。 \vec{r} の X, Y, Z 軸方向の成分をそれぞれ x, y, z とすると、Hill 方程式は式 (2.1) のように表現される [2]。

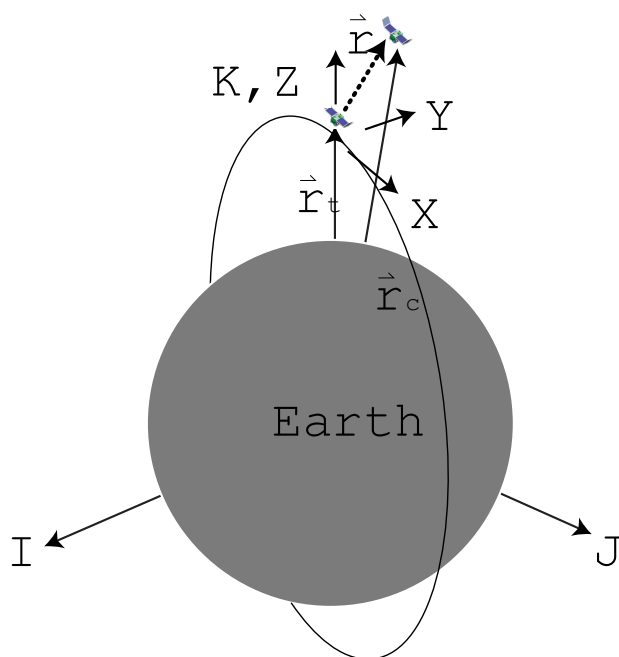


図 2.7: 慣性座標系とターゲット衛星を原点とする軌道座標系の定義

$$\begin{cases} \ddot{x} + 2\omega_k \dot{z} & = a_{kx} \\ \ddot{y} + \omega_k^2 y & = a_{ky} \\ \ddot{z} - 2\omega_k \dot{x} - 3\omega_k^2 z & = a_{kz} \end{cases} \quad (2.1)$$

ただし、 a_{kx}, a_{ky}, a_{kz} は、それぞれ x, y, z 軸方向に発生する加速度である。

ここでチェイサ衛星がケプラー運動を行っているとする、衛星座標系での運動は式 (2.1) において右辺が全て 0 の状態で表現できる。チェイサ衛星の初期相対位置を x_0, y_0, z_0 、初期

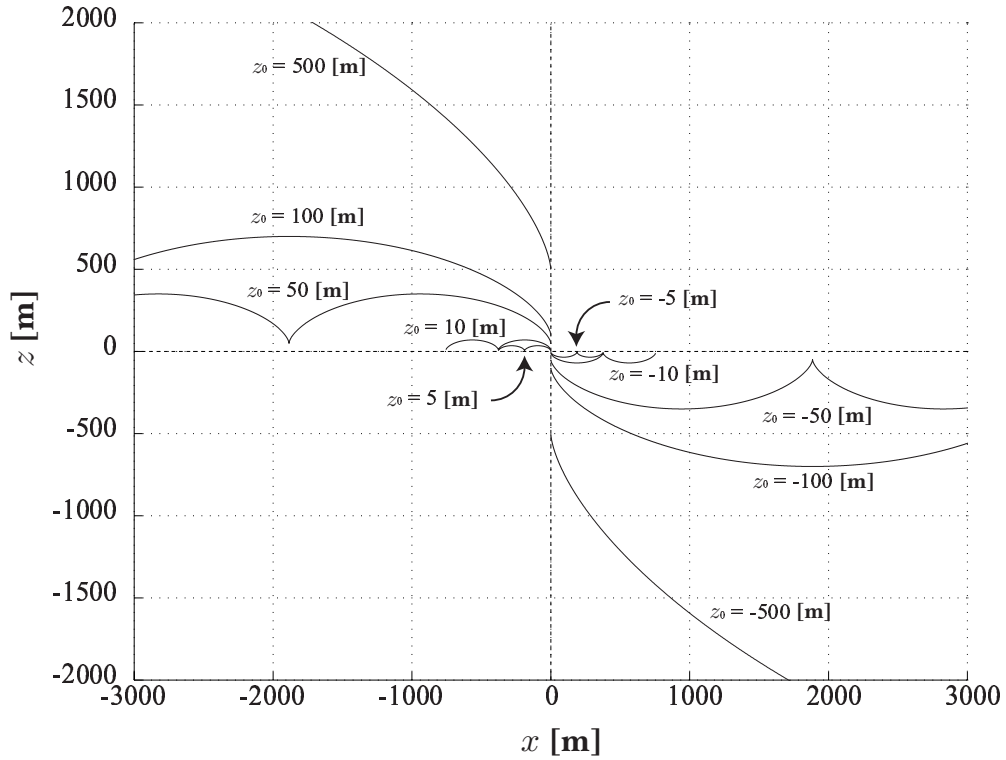


図 2.8: 反地心方向の初期相対位置 z_0 を変化させた時の相対軌道

相対速度を $\dot{x}_0, \dot{y}_0, \dot{z}_0$ として Hill の方程式を解くと, $x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z}$ は式 (2.2) のように求まる.

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \\ \dot{x} \\ \dot{y} \\ \dot{z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 6(\sin \omega_k t - \omega_k t) & 1 & 0 & \frac{2}{\omega_k}(\cos \omega_k t - 1) & \frac{4}{\omega_k} \sin \omega_k t - 3t & 0 \\ 0 & 0 & \cos \omega_k t & 0 & 0 & \frac{1}{\omega_k} \sin \omega_k t \\ 4 - 3 \cos \omega_k t & 0 & 0 & \frac{1}{\omega_k} \sin \omega_k t & -\frac{2}{\omega_k} \cos \omega_k t & 0 \\ 6\omega_k(\cos \omega_k t - 1) & 0 & 0 & -2 \sin \omega_k t & 4 \cos \omega_k t - 3 & 0 \\ 0 & 0 & -\omega_k \sin \omega_k t & 0 & 0 & \cos \omega_k t \\ 3\omega_k \sin \omega_k t & 0 & 0 & \cos \omega_k t & 2 \sin \omega_k t & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \\ \dot{x}_0 \\ \dot{y}_0 \\ \dot{z}_0 \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

例として, z 軸方向の初期位置 z_0 のみに値を持ち, 軌道角速度 ω_k で地球を周回する 2 衛星を考えると, 何も制御を行わなければ式 (2.2) の z_0 以外を 0 とした次式で表現される相対運動を行なう.

$$\begin{cases} x = 6z_0(\sin \omega_k t - \omega_k t) \\ y = 0 \\ z = z_0(4 - 3 \cos \omega_k t) \end{cases} \quad (2.3)$$

x を横軸を, z を縦軸として式 (2.3) を図示すると, 図 2.8 のようになる [2]. ここでは衛星高度を 220 km としている. 図 2.8 より, 何も制御を行わなければ相対位置関係は常に変わることがわかる.

2.4.2 Hill 方程式に基づく制御力の定式化

前小節では、軌道を周回する物体に作用する力とその物体がケプラー軌道に対して行う相対運動を表す Hill 方程式を紹介した。本小節では、Hill 方程式に基づきフォーメーションフライト実現のために必要な制御力の定式化をまとめる。

以下、フォーメーションフライトの基本である 2 衛星に対し、慣性空間に対して相対位置を一定に保つようなフォーメーションフライトを想定する。図 2.7 で定義した x, y, z について、式 (2.4) のように書きなおす [1]。

$$\begin{cases} x = r \cos \theta \sin(\phi - \omega_k t) \\ y = r \sin \theta \\ z = r \cos \theta \cos(\phi - \omega_k t) \end{cases} \quad (2.4)$$

ここで、 r は 2 衛星の距離、 θ は衛星ターゲット衛星の軌道面からのチェイサ衛星の仰角、 ϕ は衛星座標におけるチェイサ衛星の方位角である。つまり、慣性空間において固定したい相対位置関係により x, y, z を表現しなおしている。軌道平面内の軸である x, z 成分の位相を $\phi - \omega_k t$ と軌道角速度の逆方向に回転させることで、慣性空間において相対位置を固定することを表現している。軌道角速度 ω_k で周回するフォーメーションフライトにおいて、

式 (2.4) を式 (2.1) に代入すると、必要な加速度 a_{kx}, a_{ky}, a_{kz} はそれぞれ次式 (2.5) のように表現される。

$$\begin{cases} a_{kx} = r\omega_k^2 \cos \theta \sin(\phi - \omega_k t) \\ a_{ky} = r\omega_k^2 \sin \theta \\ a_{kz} = -2r\omega_k^2 \cos \theta \cos(\phi - \omega_k t) \end{cases} \quad (2.5)$$

ここで、式 (2.5) は図 2.7 で定義された軌道座標系における表現である。慣性空間において一定の相対位置を維持する制御を行うためには、加速度が慣性空間で表現されている方が好ましい。慣性空間と軌道座標の関係性を考慮し、さらに y 軸が軌道面法線方向であることに留意すると、変換行列 A は

$$A = \begin{bmatrix} \cos \omega_k t & 0 & \sin \omega_k t \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \omega_k t & 0 & \cos \omega_k t \end{bmatrix}$$

となる。これより、必要な加速度の慣性空間における値 \vec{a}_i は

$$\begin{aligned} \vec{a}_i &= A \cdot \vec{a}_k \\ &= \begin{bmatrix} \cos \omega_k t & 0 & \sin \omega_k t \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \omega_k t & 0 & \cos \omega_k t \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r\omega_k^2 \cos \theta \sin(\phi - \omega_k t) \\ r\omega_k^2 \sin \theta \\ -2r\omega_k^2 \cos \theta \cos(\phi - \omega_k t) \end{bmatrix} \\ &= \frac{r\omega_k^2}{2} \begin{bmatrix} \{-\sin \phi + 3 \sin(\phi - 2\omega_k t)\} \cos \theta \\ 2 \sin \theta \\ -\{\cos \phi + 3 \cos(\phi - 2\omega_k t)\} \cos \theta \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.6)$$

と導出することができる。慣性空間に対して相対位置を固定するミッションにおいて ϕ を任

意としても一般性を損なわない。簡便のため $\phi = 0$ としすると、式 (2.6) より

$$\vec{a}_i|_{\phi=0} = \frac{r\omega_k^2}{2} \begin{bmatrix} -3 \cos \theta \sin 2\omega_k t \\ 2 \sin \theta \\ -(1 + 3 \cos 2\omega_k t) \cos \theta \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

と求めることができる。各要素の意味を解釈すると、 a_{iz} の時不変成分はターゲット衛星の軌道に対してチェイサ衛星が常に z 軸方向に r だけ離れて飛行するための加速度、 a_{ix} と a_{iz} の時変成分は2衛星の位置が異なることで発生する2衛星の重力差を打ち消すための加速度である。

また、必要となる加速度の総和 a_i は、

$$\begin{aligned} a_i &= \sqrt{a_{ix}^2 + a_{iy}^2 + a_{iz}^2} \\ &= r\omega_k^2 \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta \sin^2(\phi - \omega_k t)} \\ &= r\omega_k^2 \sqrt{1 + \frac{3}{2} \cos^2 \theta \{1 - \cos 2(\phi - \omega_k t)\}} \end{aligned} \quad (2.8)$$

と求められることができる。したがって加速度 a_i は次式 (2.9) のように、 θ に依存して変化する。

$$r\omega_k^2 \leq a_i \leq r\omega_k^2 \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta} \quad (2.9)$$

ここで対照的なフォーメーションの例を2つ挙げて説明する。1つは2衛星の相対位置が軌道面に垂直となるフォーメーションフライトである。図 2.9 に示す。この場合、 $\theta = \pi/2$ であり、式 (2.9) に代入すると軌道面方向である y 軸に一定の加速度が必要になることがわかる。ケプラー軌道から軌道面法線方向に衛星間距離を維持し続けるための力が常に必要になる。もう1つは2衛星が同一軌道面内でフォーメーションフライトを行う場合である。図 2.10 に示す。この場合、 $\theta = 0$ であり、式 (2.9) に代入すると必要な加速度は最大で2倍変化することがわかる。これは、衛星間距離を維持するための加速度に加え、2衛星に作用する重力の差分を打ち消す必要があるためである。この時、式 (2.6) より必要な力は $2\omega_k$ で変化する。

ここで、具体的な値を求めてみる。衛星の地心からの距離における軌道角速度 ω_k は次の式 (2.10) から求められる。

$$\omega_k = \sqrt{\frac{\mu_g}{R_0^3}} = \sqrt{\frac{\mu_g}{(R_e + h)^3}} \quad (2.10)$$

μ_g : 地球の重力定数

R_0 : 衛星の地心からの距離

R_e : 地球の半径

h : 衛星の衛星高度 (地表からの距離)

従って式 (2.9), (2.10) を用いると、地心からの距離と衛星間の相対距離により、質量 m の衛星が相対位置を維持するために必要な推力が求まる。ここは衛星の質量を $m = 500 \text{ kg}$ として、各衛星高度での相対距離と相対距離を維持するための推力の最大値の関係を下図 2.11 に記す。

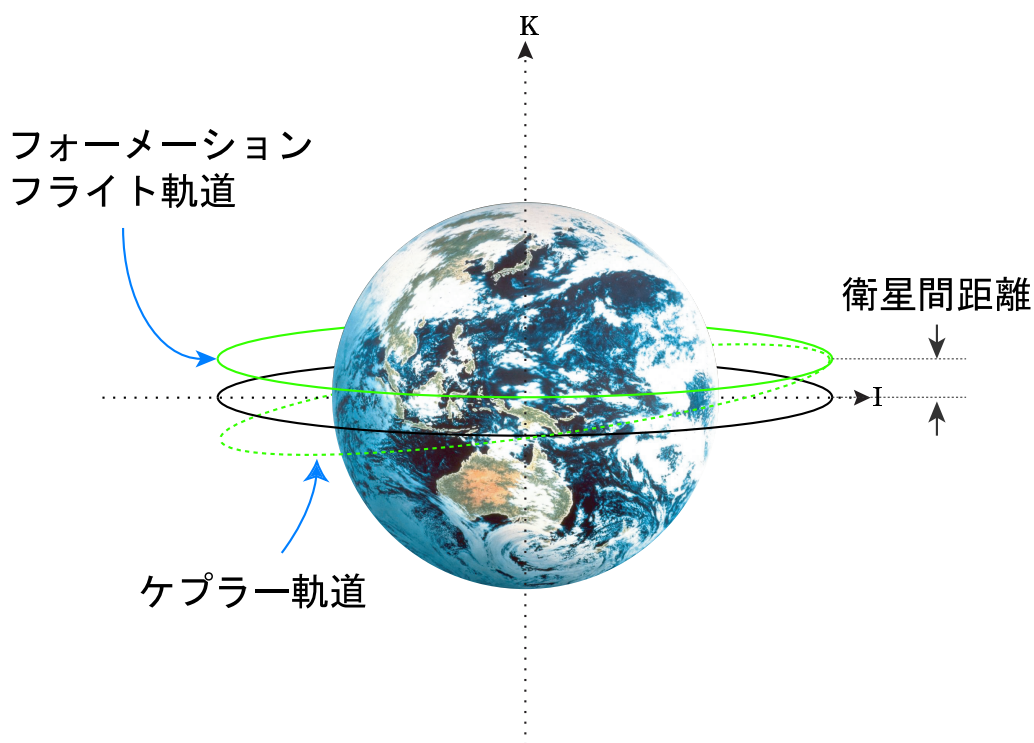


図 2.9: 2 衛星が軌道面法線方向に相対位置を維持するフォーメーションフライト. それぞれの衛星に作用する重力が等しくなるため, 軌道を遷移させるための一定の力が必要になる.

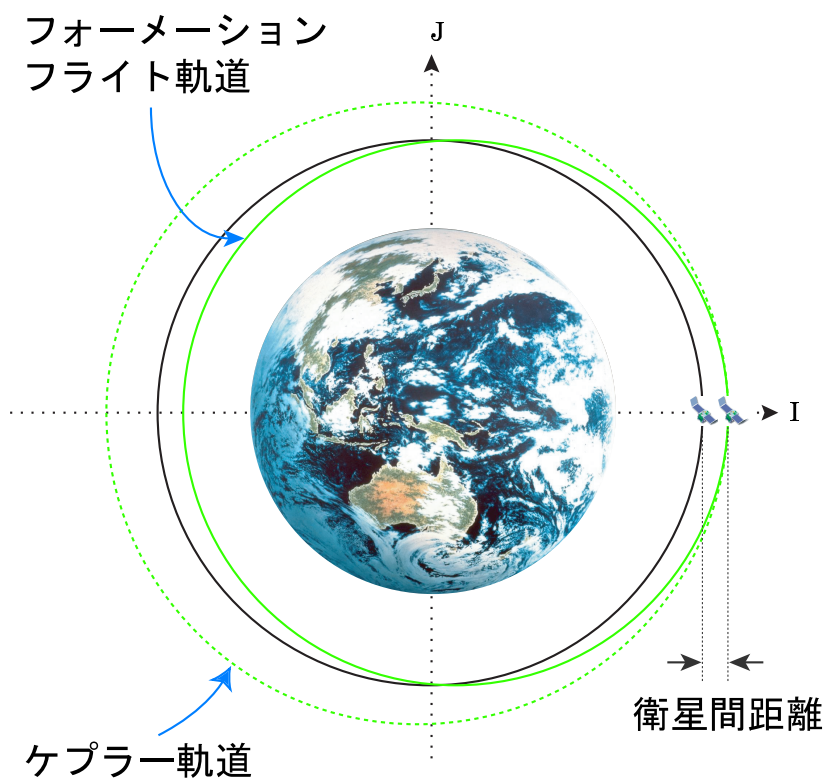


図 2.10: 2 衛星が同一軌道面内で相対位置を維持するフォーメーションフライト. 軌道を遷移させるための一定の力と, 2 衛星の重力差を打ち消す時変の力が必要になる.

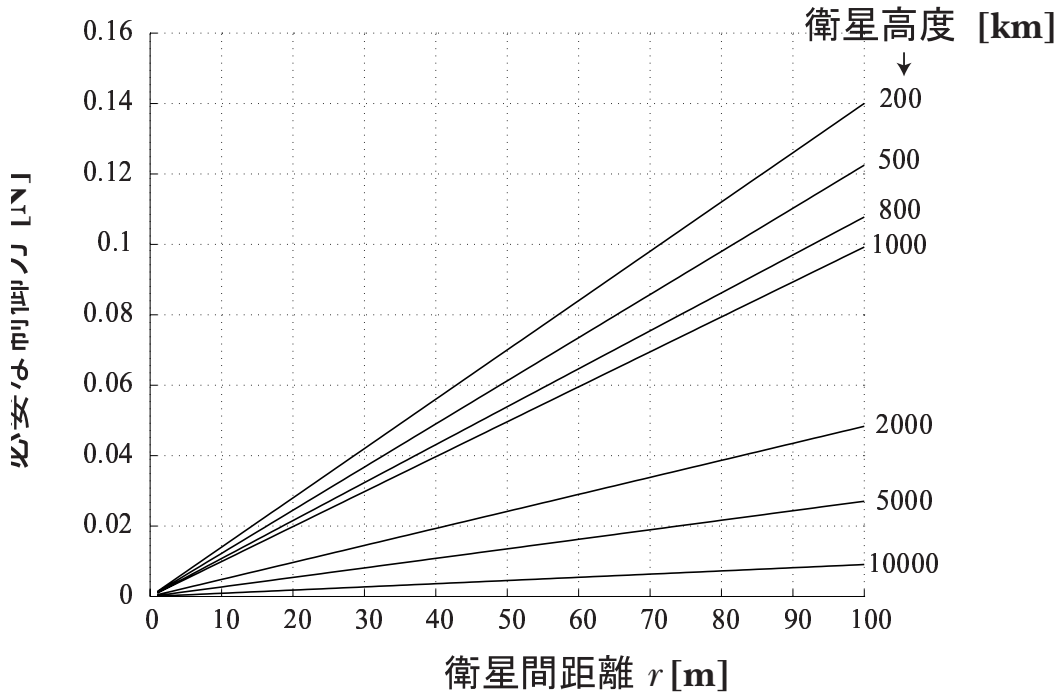


図 2.11: 質量 $m = 500$ kg の衛星が相対位置を維持するために必要な推力の最大値と衛星高度および相対距離の関係

2.4.3 異なる位置で衛星に作用する重力の差による制御力の理解

本節は、前節で算出したフォーメーションフライト実現に要求される制御力について、万有引力の面から同様の導出を行い、フォーメーションフライトする衛星の運動および制御に対して理解を深めることを目的とする。質量 m の質点に作用する重力 \vec{F}_g は、地球中心から質点までの位置ベクトルを \vec{R} とすると、次式 (2.11) のように表すことができる。

$$\vec{F}_g = -\frac{\mu_g m}{R^3} \vec{R} \quad (2.11)$$

ただし $\mu_g = GM = 398,600 \text{ km}^3 \text{ s}^{-2}$ は地球の重力定数で、 G は重力定数、 M は地球の質量を表す。これより、質量 m の衛星がケプラー軌道上の \vec{R}_o で受ける重力 \vec{F}_{go} は

$$\vec{F}_{go} = -\frac{\mu_g m}{R_o^3} \vec{R}_o \quad (2.12)$$

である。また、同じ衛星が \vec{R}_o から \vec{r} 離れたフォーメーションフライト軌道上の \vec{R}_f で受ける重力 \vec{F}_{gf} は

$$\vec{F}_{gf} = -\frac{\mu_g m}{R_f^3} \vec{R}_f = -\frac{\mu_g m}{R_f^3} (\vec{R}_o + \vec{r}_1) \quad (2.13)$$

と書ける。一方、 $R_f^2 = (\vec{R}_o + \vec{r}) \cdot (\vec{R}_o + \vec{r}) = R_o^2 + 2(\vec{r} \cdot \vec{R}_o) + r^2$ であるから

$$R_f^{-3} = \frac{1}{R_o^3} \left\{ \frac{R_f^2}{R_o^2} \right\}^{-\frac{3}{2}} = \frac{1}{R_o^3} \left\{ 1 + \frac{2(\vec{r} \cdot \vec{R}_o)}{R_o^2} + \frac{r^2}{R_o^2} \right\}^{-\frac{3}{2}} \approx \frac{1}{R_o^3} \left\{ 1 - \frac{3(\vec{r} \cdot \vec{R}_o)}{R_o^2} \right\}$$

2.4 フォーメーションフライト実現のために必要な制御力の定式化

と表せる. ただし $r \ll R_o$ であるから r/R_o の2次以上の項は無視した. この近似を用いると式 (2.13) は

$$\vec{F}_{gf} = -\frac{\mu_g m}{R_o^3} \left\{ 1 - \frac{3(\vec{r} \cdot \vec{R}_o)}{R_o^2} \right\} (\vec{R}_o + \vec{r}) \quad (2.14)$$

となる. 式 (2.12) と式 (2.14) の差をとって,

$$\vec{F}_{gf} - \vec{F}_{go} = -m\omega_k^2 \left\{ \vec{r} - \frac{3(\vec{r} \cdot \vec{R}_o)}{R_o^2} (\vec{R}_o + \vec{r}) \right\} \quad (2.15)$$

となる. ただし, 軌道角速度

$$\omega_k = \sqrt{\frac{\mu_g}{R_o^3}}$$

を用いた. 式 (2.15) がケプラー軌道から \vec{r} だけ離れていることで発生する重力差, すなわち潮汐力を表す. 前小節での導出と同様に, 相対距離 \vec{r} を一定に保つようなフォーメーションフライトを想定する場合, 式 (2.15) で表される潮汐力を打ち消す必要がある. したがって式 (2.15) の符号を逆にし, さらに $\vec{r} \ll \vec{R}_o$ という条件より $\vec{r} + \vec{R}_o \approx \vec{R}_o$ と近似して導出される

$$\vec{F}_f = m\omega_k^2 \left\{ \vec{r} - \frac{3(\vec{r} \cdot \vec{R}_o)}{R_o^2} \vec{R}_o \right\} \quad (2.16)$$

が相対距離 \vec{r} を一定に保つようなフォーメーションフライトを実現するために必要な制御力である.

衛星がケプラー軌道から \vec{r} だけ離れて位置しているとき, 式 (2.16) の第1項は相対距離を $|\vec{r}|$ の一定値に維持するための力, 第2項は \vec{r} の方向を維持するための力と理解することができる. 式 (2.16) はある瞬間についてのみ記述されている. 以下では時間変化を考慮に含め, 軌道運動中に必要な制御力を求める.

慣性空間に対して相対位置を固定するフォーメーションフライトを考える. 時刻 $t = 0$ において, \vec{R}_o と \vec{r} の関係が図 2.12 に示す通りで, このような位置関係が目標相対位置であるとす. 同図にしたがい, \vec{r} の x, y, z 成分を極座標表現に書き直すと,

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r \sin \theta \cos \phi \\ r \sin \theta \\ r \cos \theta \cos \phi \end{bmatrix}$$

となる. また, \vec{R}_o を

$$\vec{R}_o = \begin{bmatrix} R_o \sin \omega_k t \\ 0 \\ R_o \cos \omega_k t \end{bmatrix}$$

と記述し, x - z 平面を z 軸正方向から反時計回りに軌道角速度 ω_k で回転するという衛星の軌道運動を表現する. これより,

$$\begin{aligned} \vec{r} \cdot \vec{R}_o &= \begin{bmatrix} r \sin \theta \cos \phi \\ r \sin \theta \\ r \cos \theta \cos \phi \end{bmatrix}^T \begin{bmatrix} R_o \sin \omega_k t \\ 0 \\ R_o \cos \omega_k t \end{bmatrix} \\ &= rR_o \cos \theta (\sin \omega_k t \sin \phi + \cos \omega_k t \cos \phi) \end{aligned} \quad (2.17)$$

となる. これらを式 (2.16) へ代入すると,

$$\vec{F}_{fi} = \frac{mr\omega_k^2}{2} \begin{bmatrix} \{-\sin\phi + 3\sin(\phi - 2\omega_k t)\} \cos\theta \\ 2\sin\theta \\ \{-\cos\phi - 3\cos(\phi - 2\omega_k t)\} \cos\theta \end{bmatrix} \quad (2.18)$$

となり, これを m で除算すると式 (2.6) と全く同じ式を得られる.

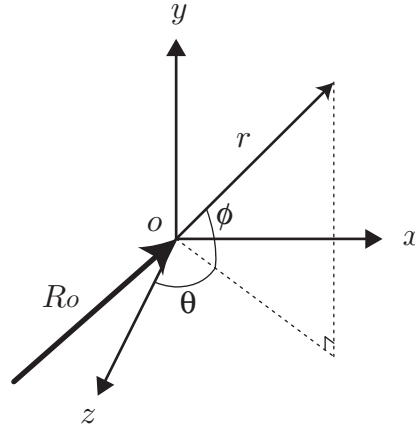


図 2.12: 2 物体の質量中心を原点とする極座標定義: 軌道面方向を y 軸, x, z 軸を軌道面内の軸とし, \vec{r} の $x-z$ 軸からの角度を ϕ , \vec{r} を $x-z$ 平面に射影したベクトルの z 軸からの角度を θ とする. また \vec{R}_o は $x-z$ 平面に存在する

このように, Hill 方程式から導出したフォーメーションフライトに必要な加速度は, 地球の重力による潮汐力に起因することがわかった.

2.5 制御力発生方式による比較

衛星の推進機構および姿勢制御機構には, 従来よりスラスタが広く使用されており, これまでに提案されたフォーメーションフライトにおいても, スラスタを利用することが想定されてきた. スラスタは, ノズルから推薬をそのまま, あるいは化学的な反応や電気的な反応を通して外部に噴出することで得られる反力を推進力として利用する機器である. 近年利用されているスラスタには, 化学反応による気体を放出する化学推進と, 電離されたプラズマを放出する電気推進とが挙げられる. これらの種類とその性能を表 2.1 に記す [3].

推進機構の性能評価に, 比推力 I_{sp} というパラメータが用いられる. これは, 単位重量の燃料で単位推進力を何秒間出力できるかを示す値で, 推進系の性能を表す指標である. 式 (2.19) のように定義される [15].

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m}g} \quad (2.19)$$

ただし, F は得られる力, \dot{m} は推薬の時間変化 dm/dt , g は重力加速度を表す. I_{sp} が大きいほど, 推進系の性能が良いということになる.

表 2.1 の上 3 つが化学推進で, 一番下のイオンエンジンのみが電気推進である. 電気推進を化学推進と比較すると, 発生可能な推力は数 mN と小さいが, 化学推進より 1 桁以上も高い比推力を持つことがわかる.

表 2.1: スラスタの種類と性能

方式 (推奨)	比推力 [s]	推力範囲 [N]
コールドガスジェット (窒素 N ₂ , etc)	50 ~ 70	0.05 ~ 200
モノプロペラント (ヒドラジン N ₂ H ₄ , etc)	220 ~ 240	0.05 ~ 0.5
バイプロペラント (N ₂ O ₄ - MMH, etc)	300 ~ 450	5 ~ 10 ⁶
イオンエンジン (Hg, Xe, etc)	2000 ~ 6000	10 ⁻⁶ ~ 0.5

表 2.2:

m_o	P	η
150 kg	25 W/kg	0.5

参考文献 [16] より, m_o を衛星機能部の質量, m_{sa} を電気推進に必要な太陽パネルの質量とすると, ミッション期間 T と総衛星重量 m_t の関係は次式のように表現される.

$$m_t = \frac{m_o}{e^{-\frac{aT}{gI_{sp}}} - a \frac{g I_{sp}}{2\eta P}} \quad (2.20)$$

ただし, a は発生させる加速度, P は太陽電池パネルの性能 (W/kg), η は電力の変換効率である. 例として, 表 2.2 に示す衛星と搭載機器を想定する. ここでイオンエンジンを例にとって, 高度 600 km, 角速度 $\omega_k = 0.0011$ rad/s の軌道を周回する 2 衛星について, 目標相対距離を 10 m とした場合の, ミッション期間と衛星の総重量の関係図を図 2.13 に示す. 図 2.13 から分かるとおり, ミッション期間が長くなるほど, 合計質量は指数的に増加することが分かる. 数年を超える長期ミッションでは衛星重量のほとんどを推進薬が占めることになる.

2.6 あとがき

本章では, フォーメーションフライトの紹介を行った. まず, フォーメーションフライトの利点, 可能性について記述し, 次に現在運用中, および計画進行中のミッション例を具体的に紹介し, フォーメーションフライトに望まれるミッション課題をまとめた.

さらに, フォーメーションフライト衛星の運動に関する解析を行った. まず, 無制御時の 2 衛星の運動について Hill の方程式から解析を行い, 相対位置を一定に保つためには制御力が必要であることを示した. 次に 2 衛星の相対位置ベクトルを一定に保つために必要とされる制御力について, Hill の方程式から算出した. また, 2 衛星に働く重力差の面から相対位置制御を考え, Hill 方程式から導出された制御力は 2 衛星に作用する重力の差に起因することを示し, 2 衛星の運動への理解を深めた.

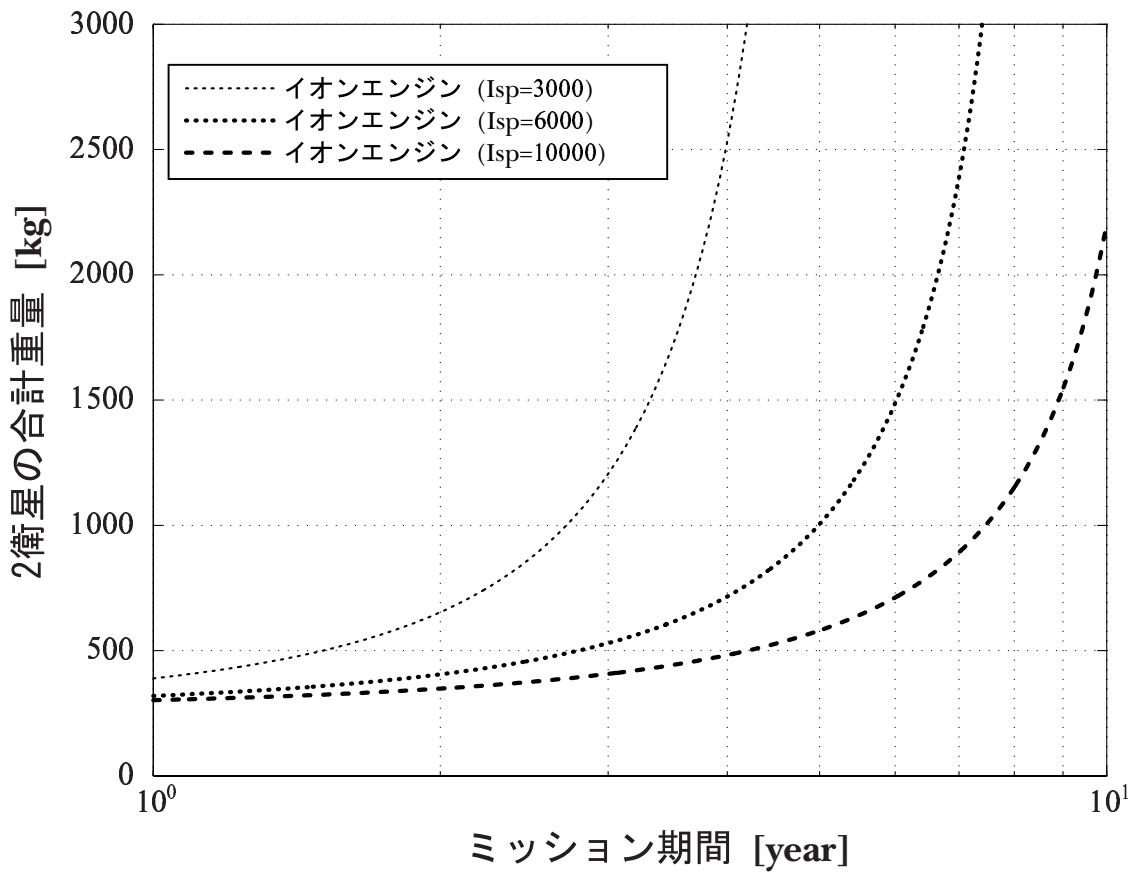


図 2.13: ミッション諸元を衛星高度を 600 km, 目標相対距離を 10 m とし, 2 衛星の主機能部重量をそれぞれ 100 kg とし求めたミッション期間に対する衛星総重量の特性: 比推力 I_{sp} (推進剤の効率) 毎に 3 つの特性を示す

2.6 あとがき

最後に、フォーメーションフライト衛星の制御力発生手法の1つとして、従来より多く提案されているスラスタについて、その性能を推進剤別に比較し、まとめた。また、スラスタ用いた場合の衛星総重量とミッション期間の関係を示し、ミッション期間の長期化とともに衛星総重量が指数的に増大することを示した。

次章では、フォーメーションフライトの相対位置制御 w 磁気力により行なうという提案を行う。

第3章 超電導コイルを用いたフォーメーションフライトの提案

3.1 はじめに

前章では、フォーメーションフライトを実現するために必要な力について説明した。また、スラスト方式のフォーメーションフライトでは、ミッション期間が制限されることを問題点として挙げた。

そこで本章では、フォーメーションフライトを行なう衛星にコイルを搭載し、衛星間に発生する磁気力により相対位置を制御するという、新たなフォーメーションフライト手法の提案を行なう。コイルは、太陽パドルから供給される電力により駆動することを想定している。したがって、推進剤が不要なくミッション期間が制限されないことが、提案手法の最大の特徴である。磁気力には距離の4乗に反比例するという性質があるため、提案手法は衛星間距離が数10mの比較的近距離のフォーメーションフライトをターゲットとしている。数10m離れた位置で有効な磁気力を発生させるために、大きな磁気モーメントが必要になる。本研究では、超電導コイルを用いてこのような磁気モーメントを発生させることを想定している。

本章では、このような特徴を持つ超電導コイルを用いたフォーメーションフライトについて説明する。まず最初に、磁気力の式を定式化し、相対位置制御に必要な磁気モーメントを見積る。次に、地磁場の影響を排除するためにコイルの交流駆動が必要であることを述べ、交流駆動を前提として相対位置制御に必要な磁気モーメントを見積る。見積った磁気モーメントに基づいて提案手法で必要な機器性能を示す。さらに、必要な制御機器の重量に基づき、スラスト方式と重量比較を行なった結果から提案手法の優位性を示す。

3.2 想定するフォーメーションフライトミッション

本節では、本研究で想定しているフォーメーションフライトミッションについて説明する。

本研究では、前章で紹介したXEUSのような2衛星から構成されるフォーメーションフライトミッションを扱う。ミッションには、天文観測などの慣性空間において一定の相対位置を維持するフォーメーションフライトを想定している。2衛星の概観を図3.1に示す。2衛星はそれぞれチェイサ衛星、ターゲット衛星と呼び、衛星重量はそれぞれ500kgとする。ターゲット衛星には超電導コイルを1つ搭載し、このコイルに対しては制御を行わずに一定の電流で駆動する。チェイサ衛星には3軸にコイルを搭載し、それぞれのコイルで軸方向の運動を制御する。また、全てのコイルは同じ性能であるとし、発生可能な磁気モーメントは等しいとする。軌道高度は低軌道の600kmとし、2衛星の距離は10mとする。

このような諸元のミッションに対し、磁気力を用いた相対位置制御の適用を以下で考える。

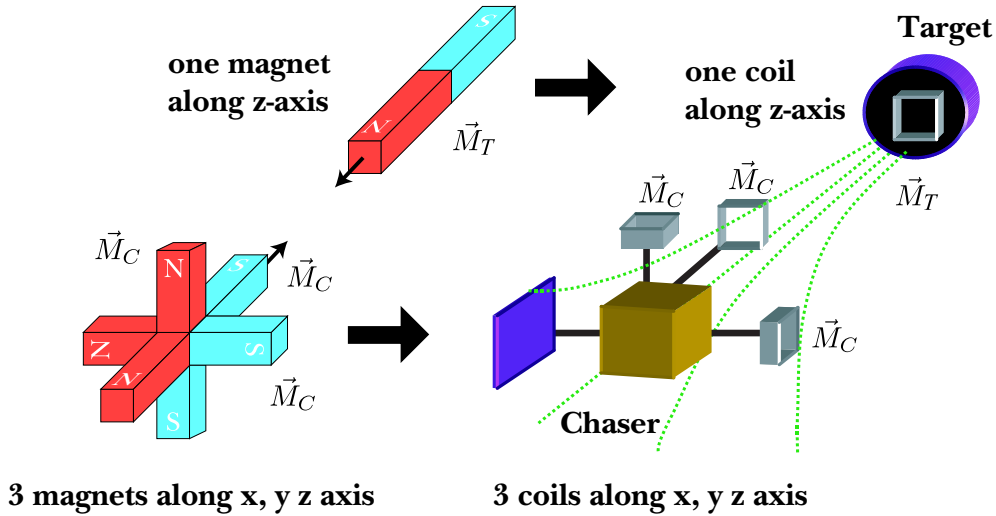


図 3.1: 超電導コイルを用いた衛星フォーメーションフライトの概観

3.3 磁気力による相対位置制御力の発生

本節では、まず磁気力の定式化を行なう。次に、フォーメーションフライトに必要な制御力を磁気力により発生するために必要な磁気モーメントの見積もりを行なう。

3.3.1 磁気力の定式化

本小節では、磁気力の定式化を行なう。磁気モーメント \vec{M} Am² が存在する位置の磁場を \vec{H} A/m とすると、磁気力 \vec{F}_{mag} N は以下の式で表される。

$$\vec{F}_{mag} = \mu_0 \nabla (\vec{H} \cdot \vec{M}) \quad (3.1)$$

ただし、 ∇ はベクトルの勾配を表す。磁気モーメントは空間的に変化しないことを考慮すると、式 (3.1) は次のように書き直すことができる。

$$\vec{F}_{mag} = \mu_0 \nabla \vec{H} \cdot \vec{M} \quad (3.2)$$

$$= \mu_0 D \vec{M} \quad (3.3)$$

ただし、 D は磁場の空間勾配に関する 3×3 の行列で、次のように定義している。

$$D = \nabla \vec{H} = \begin{bmatrix} \frac{\partial H_x}{\partial x} & \frac{\partial H_y}{\partial x} & \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ \frac{\partial H_x}{\partial y} & \frac{\partial H_y}{\partial y} & \frac{\partial H_z}{\partial y} \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} & \frac{\partial H_y}{\partial z} & \frac{\partial H_z}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

また、磁気モーメント \vec{M} が \vec{r} の位置につくる磁場 \vec{H} は一般的に次式で表される。

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi r^3} \left\{ -\vec{M} + \frac{3(\vec{M} \cdot \vec{r})}{r^2} \vec{r} \right\} \quad (3.5)$$

ここで, r は位置ベクトルの大きさ $|\vec{r}|$ を表す. 式 (3.4), (3.5) より, D の各要素は次のように書くことができる.

$$\begin{aligned}
 D_{11} &= \frac{\partial H_x}{\partial x} = D_{\text{mag}} \left\{ 2M_{xx} + (\vec{M} \cdot \vec{r}) - \frac{5(\vec{M}_T \cdot \vec{r})x^2}{r^2} \right\} \\
 D_{12} &= \frac{\partial H_y}{\partial x} = D_{\text{mag}} \left\{ M_{yx} + M_{xy} - \frac{5(\vec{M}_T \cdot \vec{r})yx}{r^2} \right\} \\
 D_{13} &= \frac{\partial H_z}{\partial x} = D_{\text{mag}} \left\{ M_{zx} + M_{xz} - \frac{5(\vec{M}_T \cdot \vec{r})zx}{r^2} \right\} \\
 D_{21} &= \frac{\partial H_x}{\partial y} = D_{12} \\
 D_{22} &= \frac{\partial H_y}{\partial y} = D_{\text{mag}} \left\{ 2M_{yy} + (\vec{M} \cdot \vec{r}) - \frac{5(\vec{M}_T \cdot \vec{r})y^2}{r^2} \right\} \\
 D_{23} &= \frac{\partial H_z}{\partial y} = D_{\text{mag}} \left\{ M_{zy} + M_{yz} - \frac{5(\vec{M}_T \cdot \vec{r})zy}{r^2} \right\} \\
 D_{31} &= \frac{\partial H_x}{\partial z} = D_{13} \\
 D_{32} &= \frac{\partial H_x}{\partial z} = D_{23} \\
 D_{33} &= \frac{\partial H_z}{\partial z} = D_{\text{mag}} \left\{ 2M_{zz} + (\vec{M} \cdot \vec{r}) - \frac{5(\vec{M}_T \cdot \vec{r})z^2}{r^2} \right\}
 \end{aligned}$$

$$\text{ここで, } D_{\text{mag}} = \frac{3}{4\pi r^5}$$

このように, 磁気モーメントと磁気モーメント間の距離から磁気力を計算することができる.

以上より, チェイサ衛星の磁気モーメントを \vec{M}_C とすると, ターゲット衛星の磁気モーメント \vec{M}_T によりチェイサ衛星に発生する磁気力 \vec{F}_C は

$$\vec{F}_C = \mu_0 D_C \cdot \vec{M}_C \quad (3.6)$$

と書くことができる. ただし, D_C は \vec{M}_T によりチェイサ衛星に発生する \vec{H}_C の空間勾配行列を表す. また, 磁気力が内力であることを考慮すると, \vec{M}_C によりターゲット衛星に発生する磁気力 \vec{F}_T は

$$\vec{F}_T = -\vec{F}_C \quad (3.7)$$

となる.

磁気力の計算を簡単にするため, \vec{M}_C, \vec{M}_T が相対位置ベクトル \vec{r} に沿っている状態を仮定する. \vec{M}_T によりチェイサ衛星位置に発生する磁場の空間勾配は, \vec{r} 方向成分のみとなり

$$D_C = \frac{3M_T}{2\pi r^4} \quad (3.8)$$

3.3 磁気力による相対位置制御力の発生

とスカラー量で表すことができる。ただし、 M_T は \vec{M}_T の大きさを表す。このときチェイサ衛星に発生する磁気力 F_C は式 (3.8) に \vec{M}_C の大きさ M_C を乗じて

$$F_C = \frac{3\mu_0 M_C M_T}{2\pi r^4} \quad (3.9)$$

と簡単な式で表現することができる。次小節の磁気モーメントの見積もりでは式 (3.9) を用いる。

このような衛星の磁気モーメント間の磁気力の他に、磁気モーメント-地磁場間における磁気力の発生が考えられる。すなわち、式 (3.6) に地磁場に関する項を追加し

$$\vec{F}_C = \mu_0 D_C \cdot \vec{M}_C + \mu_0 D_E \cdot \vec{M}_C \quad (3.10)$$

という磁気力が発生する。ここで、 D_E はチェイサ衛星位置における地磁場の空間勾配行列を表す。磁気モーメント-地磁場間に発生する磁気力は、次小節の磁気モーメント見積り後に評価する。

以上より、磁気力の式を定式化することができた。次小節では式 (3.9) を用いて、フォーメーションフライトに必要な磁気モーメントを見積る。

3.3.2 必要な制御力発生のための磁気モーメントの見積もり

前小節で導出した磁気力の式に基づき、本小節ではフォーメーションフライトを行うために必要な磁気モーメントを見積もる。

前章で導出した \vec{F}_k と磁気力の式 (3.9) に基づき、必要な磁気モーメントを見積る。磁気モーメントを 1,000~200,000 Am² の範囲で変化させて、それぞれの磁気モーメントにより発生する磁気力を求めた結果を図 3.2 に示す。また同図に、想定ミッションにおいて必要な制御力を式 (2.9) から計算した結果も示す。ただし計算の際には磁気力の対称性を考慮し、重量には下式で表される 2 衛星の換算質量 μ_m を用いている。

$$\mu_m = \frac{m_C m_T}{m_C + m_T} = 250 \text{ kg} \quad (3.11)$$

右上がりの直線が、想定ミッションの衛星高度 600 km において相対位置を維持するために必要な制御力を表す。想定する相対距離 10 m における潮汐力外乱 5.8 mN よりも大きな磁気力を発生するため、制御力のマージンを考慮しここでは磁気モーメントを 20,000 Am² とする。このような磁気モーメントでは、

$$F_C = \frac{3\mu_0 \times 20,000^2}{2\pi \times 10^4} = 24.0 \text{ mN} \quad (3.12)$$

という磁気力が発生する。必要な制御力に対して 4 倍程度の余裕がある。

このような磁気モーメントを発生できるコイルを常電導材により設計すると、重量や消費電力の観点から衛星搭載には現実的ではない規模になる。超電導材なら衛星に搭載可能な規模でコイルを作ることができることがわかっている。したがって本研究では超電導コイルを使用する。

決定した磁気モーメントを用いて、磁気モーメント間の磁気力と磁気モーメント-地磁場間の磁気力を比較する。つまり、所望の磁気力 (式 (3.3) の第 1 項) に対する不要な磁気力式

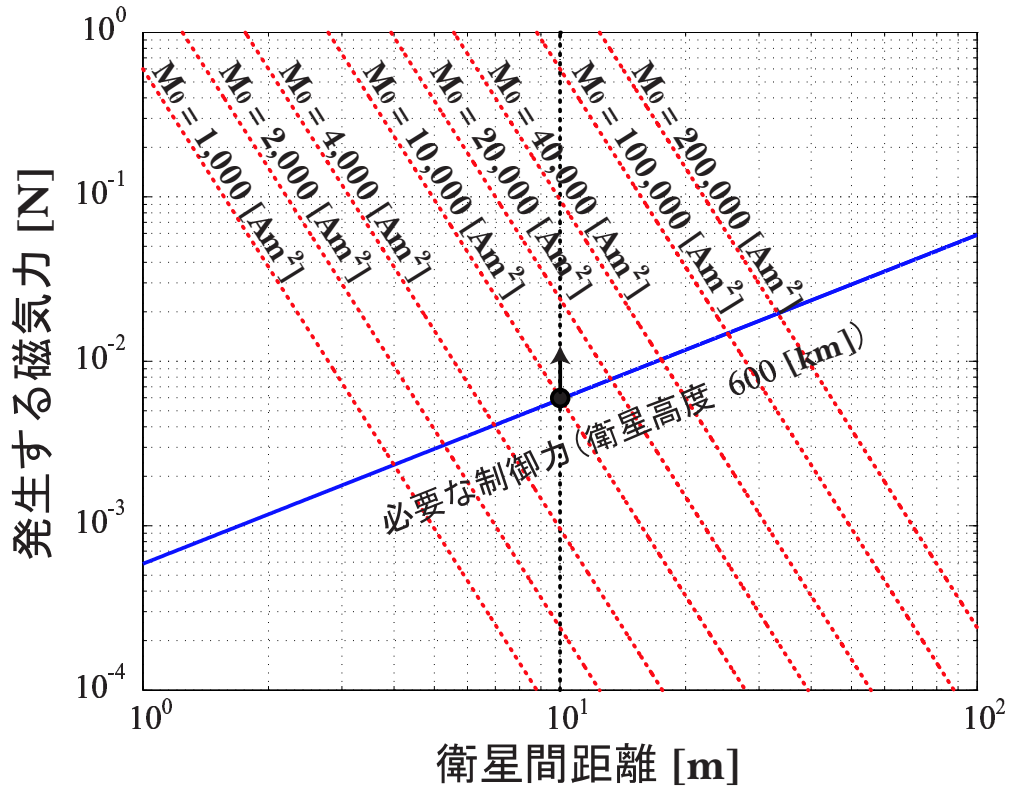


図 3.2: 衛星間距離と磁気モーメント毎の発生する磁気力の関係: フォーメーションフライトに必要な制御力を追記

(3.3) の第 2 項の影響を評価する. 地球の磁気モーメント強度 $M_E = 7.9 \times 10^{22} \text{ Am}^2$ を用いて, 地磁場はダイポールモデルにより表現することができる. したがって地球半径 $r_e = 6378 \text{ km}$ と衛星高度 600 km より, 地磁場の空間勾配 D_E の大きさは,

$$D_E = \frac{3 \times 7.9 \times 10^{22}}{2\pi \times 6,978,000^4} \quad (3.13)$$

と表すことができる. D_C と D_E の比をとると,

$$D_C : D_E = \frac{M_T}{r^4} : \frac{M_E}{r_e^4} = \frac{20,000}{10^4} : \frac{7.9 \times 10^{22}}{6,978,000^4} = 1 : 1.7 \times 10^{-5}$$

となる. このように D_C に対して D_E は 5 桁小さな値となるため, 式 (3.10) の第 2 項は無視できることがわかる. これより, チェイサ衛星に発生する磁気力は

$$\vec{F}_C = \mu_0 D_C \cdot \vec{M}_C \quad (3.14)$$

と表すことができる. したがって行列 D の逆行列を求めれば,

$$\vec{M}_C = \frac{1}{\mu_0} D_C^{-1} \cdot \vec{F}_C \quad (3.15)$$

と, コントローラの指令値 (磁気力の指令値) を得るために必要な磁気モーメントを得ることができる. 以降では, 磁気力の決定には式 (3.14) を用いる.

次節では, 本節で見積もった磁気モーメントに基づきコイルの駆動方法を提案する.

3.4 低軌道における地磁場の影響を回避するためのコイル交流駆動

前節では磁気力の定式化を行ない、想定ミッションにおいて必要な磁気モーメントを見積った。しかし見積った磁気モーメントを低軌道で発生させると、地磁場により発生する磁気トルクの蓄積が問題となる。本節では、このような地磁場の影響を回避するため、コイルを交流駆動するという提案を行なう。次に、コイル交流駆動を前提とし、磁気モーメントを見積りを再び行う。最後に、コイル交流駆動を前提とした磁気フォーメーションフライトにおいて2衛星系に発生するトルク、および蓄積角運動量の評価を行う。

3.4.1 コイル交流駆動の必要性

前節の見積もりにより、超電導コイルの磁気モーメントを $20,000 \text{ Am}^2$ とした。このような磁気モーメントと地磁場の間に発生する磁気力は無視できることがわかった。ここで、地磁場により発生する磁気トルク T_{geo} を見積もる。

低軌道における地磁場 B_E は、次のような式で近似できる。

$$B_E(t) = B_{E0} \sin 2\omega_k t \text{ T} \quad (\text{ただし, } B_{E0} = 30,000 \times 10^{-9} \text{ T}) \quad (3.16)$$

ただし、 ω_k は軌道角速度である。上式と、磁気トルクの一般的な式

$$\vec{T} = \vec{M} \times \vec{B} \quad (3.17)$$

より、地磁場によるトルク T_{geo} は最大で 0.6 Nm となることがわかる。既存の姿勢制御機器によりこのようなトルクを長期にわたって抑制することは現実的ではない。例えば、想定ミッションの軌道周期の $1/200$ に相当する5分にわたり 0.6 Nm のトルクが特定の方向に発生したとすると、蓄積される角運動量は 180 Nms となる。既存の姿勢制御機器の角運動量は高スペックのもので 100 Nms 程度であり、 180 Nms という角運動量を抑制することは困難である。

このような問題に対して、本研究ではコイルを交流駆動するという提案を行う。駆動周波数 f_c を地磁場の変動 ω_k に対して充分速くすることで、長期的な地磁場トルクの影響を排除する。つまり $\omega_k \ll \omega_c$ という条件下では、 T_{geo} による蓄積角運動量 L_{geo} を

$$L_{geo} = \int_{T_c} T_{geo} dt = \int_{T_c} B_E(t) \cdot M_C(t) dt = 0 \quad (3.18)$$

と長期的にみれば0にすることができる。ただし、 T_c はコイルの駆動周期を表す。 T_c が短いほど L_{geo} を0に近づけることができる。コイル駆動周期は制御設計を行う4章で決定する。

このような駆動方式により地磁場の長期的な影響は排除できるが、瞬間的にはやはり 0.6 Nm というトルクは発生する。このような外乱トルクを抑制できる姿勢制御機器が必要になる。コイルを交流で駆動するため、磁気力の制御は交流磁気モーメント間の位相差により行う。

次節では、コイル交流駆動を前提として、必要な磁気モーメントの見積もりを行う。

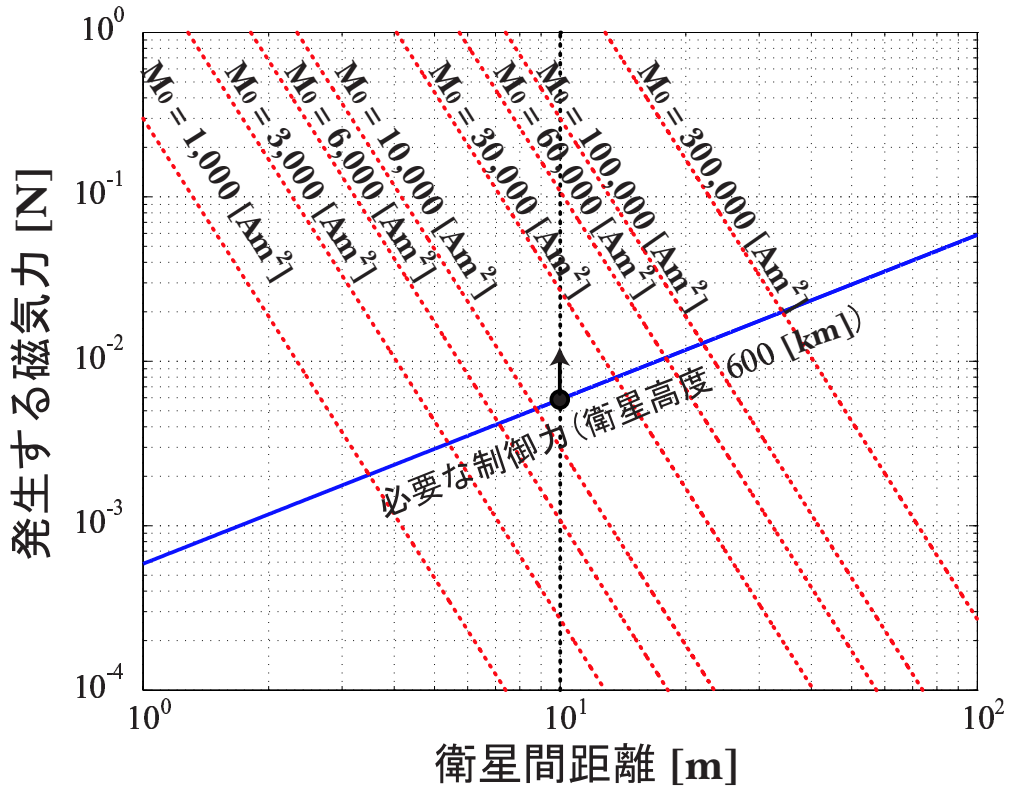


図 3.3: 衛星間距離と磁気モーメント毎の発生する磁気力の関係: 交流磁気モーメントを前提として計算している

3.4.2 交流駆動を行う場合の磁気モーメントの見積もり

前小節では、地磁場の影響を排除するためにコイルを交流駆動するという提案を行った。本小節では、交流駆動を前提として相対位置制御に必要な磁気モーメントの見積りを行う。

磁気モーメントを交流状に変化させるため、磁気力の制御は交流磁気モーメント間の位相差により行う。 M_C と M_T が振幅 M_0 、周波数 ω_c で駆動されており、位相差が ϕ であるとする、チェイサ衛星に発生する磁気力は式 (3.9) より

$$\begin{aligned}
 F_C &= \frac{3\mu_0 M_0^2}{2\pi r^4} \sin(\omega_c t) \sin(\omega_c t + \phi) \\
 &= \frac{1}{2} \cdot \frac{3\mu_0 M_0^2}{2\pi r^4} \{\cos(2\omega_c t + \phi) - \cos \phi\}
 \end{aligned} \tag{3.19}$$

となる。式 (3.19) の右辺第 2 項が所望の制御力 F_{ctl} である。同式の第 1 項は平均すれば 0 になるが、コイルの駆動周期より短い時間では制御力と等しい振幅をもった外乱となる。駆動周波数 ω_c の 2 倍の成分をもつ外乱であることから、この外乱を $F_{2\omega_c}$ と表す。 $F_{2\omega_c}$ の影響に関しては、制御系設計を行う 4 で述べる。

式 (3.19) に明示的に示したが、交流磁気モーメントにより発生する磁気力は式 (3.9) の 1/2 になる。ここで、磁気モーメントの見積りを再び行う。以前の見積りと同様に磁気モーメントを変化させて、式 (3.19) から磁気力を計算した結果を図 3.3 に示す。直流磁気モーメントの見積り時と同じ程度の制御力マージンを得るため、磁気モーメントの振幅を 30,000 Am²

3.5.2 衛星系に発生する外乱トルクの評価

とする. 式 (3.19) へ代入すると, 見積もった磁気モーメントにより次式で求まる磁気力を発生できることがわかる.

$$F_C = \frac{3\mu_0 \times 30,000^2}{4\pi \times 10^4} = 27.0 \text{ mN} \quad (3.20)$$

次節では, 磁気力を用いたフォーメーションフライト衛星の相対位置制御を行う際に, 2衛星系に発生するトルクの評価を行う.

3.5 2衛星系に発生する外乱トルクの評価

本節では, 相対位置制御の際に2衛星系に発生するトルクと蓄積角運動量の評価を行う.

考慮すべき外乱トルクは2種類である. 1つは超電導コイルに作用する磁気トルクであり, 衛星に発生するトルクの主要因である. もう1つは, 2衛星に作用する重力の差(潮汐力)によるトルクで, 2衛星により構成する仮想的な構造物に対する重力傾斜トルクと表すことができる. この重力傾斜トルクは, 想定ミッションにおいて蓄積角運動量の主要因となる. 衛星はこれらの外乱トルクおよび蓄積角運動量を抑制できる姿勢制御機器を搭載する必要がある.

また, 空力トルクおよび太陽輻射圧トルクはともに 10^{-5} Nm 程度, 衛星自身の重力傾斜トルクは 10^{-3} Nm 程度である. 上述したトルク(以降で見積もる)と比較すると問題にならない大きさである.

3.5.1 衛星に発生する磁気トルク

本小節では, 磁気モーメントに作用する外乱磁気トルクの評価を行う.

まず, 地磁場による磁気トルクを再び評価する. 式 (3.16) と見積もった磁気モーメント $30,000 \text{ Am}^2$ より, 衛星に発生する磁気トルクは最大で

$$T_{geo} = 30,000 \times 3.0 \times 10^{-5} = 0.9 \text{ Nm} \quad (3.21)$$

となる. また, T_{geo} による長期的な蓄積角運動量 L_{geo} は, 提案するコイル交流駆動により0となる. 短期的な蓄積角運動量は, 最大で

$$L_{geo} = \int_{T_c} 0.9 \sin \omega_c t dt = \frac{1.8}{\omega_c} \text{ Nm} \quad (3.22)$$

となる. 例えば $f_c = 0.1 \text{ Hz}$ で駆動すると, $L_{geo} = 2.9 \text{ Nms}$ となる.

次に磁気モーメント間に発生する磁気トルクについて評価する. \vec{M}_T によりチェイサ衛星に発生する磁気トルク \vec{T}_C は, 式 (3.5), (3.17) より

$$\vec{T}_C = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} \left\{ -\vec{M}_C \times \vec{M}_T + \frac{3(\vec{M}_T \cdot \vec{r})}{r^2} (\vec{M}_C \times \vec{r}) \right\} \quad (3.23)$$

と表すことができる. ここで式 (3.23) を簡単にするため, \vec{M}_C と \vec{M}_T が直行関係にあり, \vec{M}_T が相対位置ベクトル \vec{r} に沿っていると仮定すると,

$$T_C = \frac{\mu_0 M_C M_T}{2\pi r^3} \quad (3.24)$$

と書き直すことができる。交流磁気モーメントによる磁気力の導出時と同じ仮定をすると、式(3.24)は

$$T_C = \frac{\mu_0 M_0^2}{4\pi r^3} \{\cos(2\omega_c t + \phi) - \cos \phi\} \quad (3.25)$$

と表現できる。上式は式(3.19)と対応しており、相対位置制御に起因して磁気トルクが発生することを表している。式(3.25)の詳細については次小節で説明する。

磁気モーメント間に発生する磁気トルクを見積もる。式(3.25)に見積もった磁気モーメント $30,000 \text{ Am}^2$ と $r=10$ を代入すると、

$$T_C = \frac{\mu_0 \times 30,000^2}{4\pi \times 10^3} = 0.09 \text{ Nm} \quad (3.26)$$

と求められる。

さらに、 T_C による蓄積角運動量 L_C は、式(3.25)を時間積分により以下のように導出できる。

$$L_C = \int T_C dt = \frac{\mu_0 M_0^2}{4\pi r^3} \left\{ \frac{1}{2\omega_c} \sin(2\omega_c t + \phi) - \cos \phi \cdot t \right\} \quad (3.27)$$

ここで、 $\phi = \pi/2$ として相対位置制御による成分を無視し、コイル駆動周期の半分の期間で式(3.27)を計算すると、

$$L_C = \frac{1}{\omega_c} \cdot \frac{\mu_0 M_0^2}{4\pi r^3} = \frac{0.09}{\omega_c} \text{ Nm} \quad (3.28)$$

となる。例えば、コイルを $f_c = 0.1 \text{ Hz}$ で駆動すると、 T_C の交流成分による最大蓄積角運動量は 0.14 Nms となる。したがって、コイルの交流駆動による外乱磁気トルク、および蓄積角運動量は問題にならないことがわかる。

また、 \vec{M}_C によりターゲット衛星に発生する磁気トルクは、式(3.23)において \vec{M}_T と \vec{M}_C を入れ替えた

$$\vec{T}_T = \frac{\mu_0}{4\mu_0 r^3} \left\{ -\vec{M}_T \times \vec{M}_C + \frac{3(\vec{M}_C \cdot \vec{r})}{r^2} (\vec{M}_T \times \vec{r}) \right\} \quad (3.29)$$

という式で表される。これらの磁気モーメント間に発生する磁気トルクはベクトルの外積演算を含むため、対称性は成り立たない。すなわち

$$\vec{T}_C \neq -\vec{T}_T \quad (3.30)$$

であることに注意されたい。

次小節では、潮汐力による外乱トルクについて述べる。

3.5.2 潮汐力に基づき2衛星系に発生する外乱トルク

本小節では、潮汐力により2衛星系に発生する外乱トルクについて述べる。

あるロッドが軌道を周回しているとき、そのロッドの長軸方向と地心方向の関係に応じた重力傾斜トルクが発生することは、周知の現象である¹。フォーメーションフライトで実現する仮想的な構造物(例えば望遠鏡ミッションなら仮想的な長いロッド)に対しても、相対位置ベクトルと地心方向の関係に応じて重力傾斜トルクが発生する。これは2衛星に作用する重

¹ロッドに限らず、慣性テンソルが対称でない物体に対して発生する。

3.5.2 衛星系に発生する外乱トルクの評価

力の差, つまり潮汐力によるトルクで, 2 衛星の相対位置ベクトルに対する重力傾斜トルクと見なすことができる. このような重力傾斜トルクを, 磁気力により抑制する.

想定ミッションに必要な制御力の式 (2.7) において, x, z 成分に見られる時変項が上述の潮汐力の作用を抑制するための力を表している. 慣性空間において相対位置を固定するミッションを想定しているため, 軌道運動により地心方向と相対位置方向の関係が変化する. したがって, 潮汐力の作用は軌道角速度 ω_k に関する時変成分となっている. この潮汐力はフォーメーションフライトを行う際には原理的に発生する. スラスタ方式による相対位置制御であれば, 式 (2.7) における時変項分の推力を発生させれば良く, 衛星に外乱トルクが発生することはない. しかし磁気力を用いて相対位置制御を行なう提案方式では, この潮汐力の作用を抑制する際に衛星に外乱トルクが発生する.

上述した原理を, 以下で説明する. 磁気力発生にともない 2 衛星系に発生するトルクは, 外乱トルクが存在しない環境において以下の関係を常に満足する.

$$\vec{T}_T + \vec{T}_C + \vec{T}_O = \vec{0} \quad (3.31)$$

\vec{T}_T, \vec{T}_C はそれぞれターゲット衛星, チェイサー衛星に発生する磁気トルク, \vec{T}_O は質量中心周りのトルク, $\vec{0}$ は零ベクトルを表す. \vec{T}_O は, 相対位置ベクトルに垂直な方向に磁気力を発生させるとき, 磁気力の対称性により発生する. 式 (3.31) は角運動量保存則であり, 磁気力の式 (3.1) と磁気トルクの式 (3.17) から導出することができる.

ここで話題にしている重力傾斜トルクを \vec{T}_{gg} とする. \vec{T}_{gg} による作用は, 質量中心周りのトルクである \vec{T}_O により抑制する. \vec{T}_O の発生に伴い, (3.31) 式を満足するように \vec{T}_T, \vec{T}_C が値を持つ, すなわち各衛星に磁気トルクが発生する. このような原理により, 磁気力という内力を用いて \vec{T}_{gg} を抑制する際に, 内力の対称性により各衛星に外乱トルクが発生する. これはすなわち, 潮汐力による 2 衛星の相対位置ベクトルを回転させる作用は, 磁気系を介して各衛星の姿勢制御機器により抑制される, ということである. 磁気モーメント間の磁気トルクを表す式 (3.25) が相対位置制御に関する変数 ϕ を含む理由は, このような原理に起因している.

発生する \vec{T}_{gg} は, 慣性空間における相対距離 \vec{r} と慣性空間において必要な制御力 \vec{F}_k の外積により求めることができる. すなわち,

$$\begin{aligned} \vec{T}_{gg} &= \vec{r} \times \vec{F}_k \\ &= r \begin{bmatrix} \cos \theta \sin \phi \\ \sin \theta \\ \cos \theta \cos \phi \end{bmatrix} \times \frac{\mu_m r \omega_k^2}{2} \begin{bmatrix} \{\sin \phi + 3 \sin(\phi - 2\omega_k t)\} \cos \theta \\ 2 \sin \theta \\ \{-\cos \phi + 3 \cos(\phi - 2\omega_k t)\} \cos \theta \end{bmatrix} \\ &= \frac{3\mu_m r^2 \omega_k^2 \cos \theta}{2} \begin{bmatrix} -\{\cos \phi - \cos(\phi - 2\omega_k t)\} \sin \theta \\ -\cos \theta \sin 2\omega_k t \\ \{\sin \phi - \sin(\phi - 2\omega_k t)\} \sin \theta \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.32)$$

と求めることができる. 式 (3.32) より, \vec{T}_{gg} は 2 衛星の軌道面の関係 θ に依存していることがわかる. $\theta = 0 \text{ rad}$ の時に \vec{T}_{gg} の振幅は最大値となり, 軌道面法線方向である y 軸周りのみに潮汐力によるトルクが発生し, その大きさは

$$T_{gg} = \frac{3}{2} \mu_m r^2 \omega_k^2 \sin 2\omega_k t \quad (3.33)$$

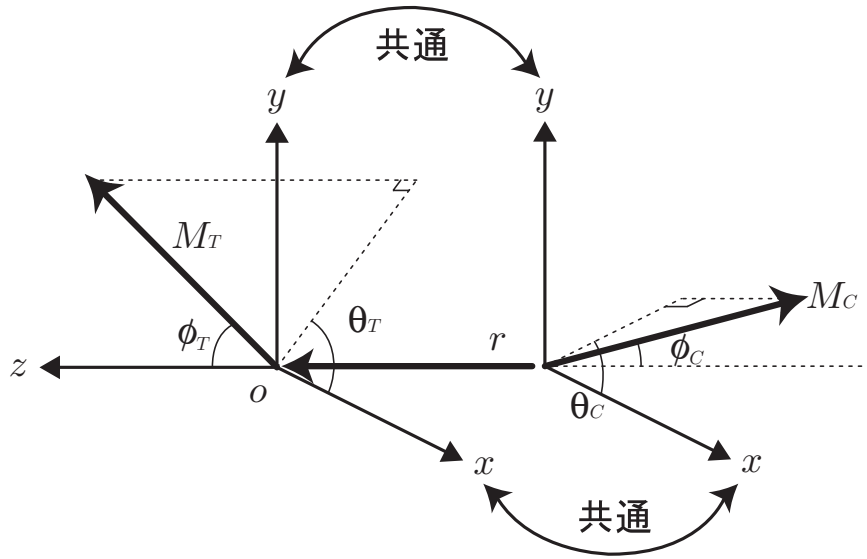


図 3.4: 相対距離ベクトルを基準とした極座標系

と表すことができる. 式 (3.33) に想定ミッションの諸元を代入すると T_{gg} の振幅は 0.044 Nm となる. また T_{gg} による蓄積角運動量 L_{gg} は, (3.33) 式を時間積分すると次のように求まる.

$$L_{gg} = -\frac{3}{4}\mu_m r^2 \omega_k \cos 2\omega_k t \quad (3.34)$$

式 (3.34) に想定ミッションの諸元を代入すると, 振幅は 20.2 Nms となる. これより, 潮汐力による作用は外乱トルクとしては磁気トルクに比べて1桁以上小さい. しかし軌道周期程度の長い時間スケールで蓄積するため, 2衛星系において蓄積角運動量の主要因となる.

以上で求めた T_{gg} は, 2衛星系全体に対するトルクである. ここで, T_{gg} により各衛星に発生するトルクの配分を求める. 図 3.4 に示すような座標系を定義する. この座標系は, 相対位置ベクトル \vec{r} を z 軸にとり, z 軸が $x-y$ 平面の法線方向となるように x 軸と y 軸をとる. このような座標系において, \vec{M}_C および \vec{M}_T と z 軸との角度をそれぞれ ϕ_C, ϕ_T とする. また, \vec{M}_C および \vec{M}_T の $x-y$ 平面への射影ベクトルと x 軸との角度をそれぞれ θ_C, θ_T とする. すなわち,

$$\vec{M}_T = M_0 \begin{bmatrix} \cos \theta_T \sin \phi_T \\ \sin \theta_T \sin \phi_T \\ \cos \phi_T \end{bmatrix}, \quad \vec{M}_C = M_0 \begin{bmatrix} \cos \theta_C \sin \phi_C \\ \sin \theta_C \sin \phi_C \\ \cos \phi_C \end{bmatrix} \quad (3.35)$$

と表現できる. 上式を式 (3.23) に代入すると, チェイサ衛星に発生する磁気トルク \vec{T}_C は

$$\vec{T}_C = \begin{bmatrix} \sin \theta_T \sin \phi_T \cos \phi_C + 2 \cos \phi_T \sin \theta_C \sin \phi_C \\ -\cos \theta_T \sin \phi_T \cos \phi_C - 2 \cos \phi_T \cos \theta_C \sin \phi_C \\ \sin \phi_T \sin \phi_C \sin(\theta_C - \theta_T) \end{bmatrix} \quad (3.36)$$

と表すことができる. また, ターゲット衛星に発生する磁気トルク \vec{T}_T は, 式 (3.36) において θ_C と θ_T および ϕ_C と ϕ_T を入れ替えた式で表される. 例えば, \vec{M}_T が \vec{r} に沿っており, \vec{T}_C が θ_C, ϕ_C がともに $\pi/4$ であったとすると, $|\vec{T}_C| : |\vec{T}_T| = 2 : 1$ となる.

3.6 提案方式の実現に必要な制御機器の検討

表 3.1: 磁気フォーメーションフライトで発生する力およびトルク

		力 F	トルク T	角運動量 L	重量
FFに必要な推力		$F_k \Rightarrow 5.8 \text{ mN}$	—	—	—
軌道運動に起因した磁気制御方式の原理的外乱		—	$T_{gg} \Rightarrow 0.044 \text{ Nm}$	$L_{gg} \Rightarrow 20.2 \text{ Nms}$	—
磁気による制御	地磁場 - コイル	F_{geo} 制御力の4桁下 $\Rightarrow 0 \text{ N}$	T_{geo} w_c の外乱トルク $\Rightarrow 0.9 \text{ Nm}$	L_{geo} $t > T_c$ で打消し $\Rightarrow 0 \text{ Nms}$	40 kg
	コイル - コイル	F_{ctl} 所望の制御力 $\Rightarrow 27.0 \text{ mN}$ F_{2w_c} $2w_c$ の外乱力 $\Rightarrow 27.0 \text{ mN}$	T_{mom} 制御力に起因する $2w_c$ の磁気トルク $\Rightarrow 0.09 \text{ Nm}$	制御力に起因する トルクの蓄積, L_{mom} L_{gg} そのもの	
ホイール制御		—	1.0 Nm	25.0 Nm	12 kg

以上により、外乱トルクは最大で 1.0 Nm、蓄積角運動量は最大で 20.0 Nms 発生することがわかった。ここで、提案方式において発生する外乱と制御力、外乱トルクと蓄積角運動量をまとめて表 3.1 に示す。

次節では、提案するフォーメーションフライトに必要な制御機器について述べる。

3.6 提案方式の実現に必要な制御機器の検討

前節では、地磁場の長期的な影響を排除するために磁気モーメントを交流駆動する、という提案を行った。また、交流駆動を前提として 2 衛星系に発生する外乱トルクの評価を行った。

本節では、決定した磁気モーメント値や見積もった外乱トルクに基づき、必要な制御機器の重量を見積もる。また見積もった重量に基づき、スラスタ方式との重量比較を行う。

3.6.1 必要な制御機器の性能と重量

本小節では、前節で決定した磁気モーメント値や発生する外乱トルクに基づき、手案手法に必要な制御機器の性能と重量の見積りを行なう。

まず、前節で見積もった磁気モーメント $30,000 \text{ Am}^2$ を発生できる超電導コイルについて述べる。超電導メーカに依頼して得られた超電導コイルの設計例を、表 3.2 に示す。これより、高温超電導材を用いて見積もった磁気モーメントを発生可能なコイルが製作可能であることがわかった。コイルの重量は 1 つあたり 120 kg となっている。

また、超電導コイルの発熱要因とその数値見積りを表 3.3 に示す。電流リード、輻射、支持部からの伝導熱は使用環境により決まる定常損失である。電流リードと輻射が、想定される要因の中で支配的であることがわかる。フロー損失とヒステリシス損失はコイルの駆動方法により決まるコイル損失である。これらの熱損失により合計約 11 W の発熱が考えられる。11 W の熱負荷を抑制できる冷凍機の規模は 100 kg と見積もられており、コイルの超電導状態を維持するために衛星に搭載する必要がある。また、ここでは駆動周波数 0.01 Hz で見積もっているが、駆動周波数を高くするとヒステリシス損失が比例して大きくなると考えられる。

以上を考慮し、チェイサ衛星にコイル 3 つと冷凍機を搭載すると、本研究で想定している

表 3.2: サンプル超電導コイルの諸元

項目	設計値
コイル半径 [mm]	300
コイル厚 [mm]	2.5
線材	Bi2223
運転温度 [K]	60
巻線部最大磁界 [T]	0.4
重量 [kg]	120
ターン数 [turn]	7143
コイル長 [mm]	500
磁気モーメント [Am^2]	60600 ($I=30[\text{A}]$)
インダクタンス [H]	23.9
駆動周波数 [Hz]	0.01

表 3.3: 定常損失と 60 K におけるコイル損失

要因	損失量 [W]
電流リード	3
輻射 (300[K] → 60[K])	~5
伝導熱	1
フロー損失	~0
ヒステリシス損失	2

表 3.4: 提案手法に必要なリアクションホイール (RW) の性能および重量

	トルク	蓄積角運動量	重量	消費電力
外乱見積り	0.9 Nm	20.2 Nms	-	-
RW 諸元	1.0 Nm	25.0 Nms	12 kg	800 W

500 kg 級衛星の 9 割程度を占めることになる。したがって、このような諸元のコイルを衛星に搭載することは現実的ではない。

ところで、磁気モーメント M_{coil} は

$$M_{coil} = \pi R_{coil}^2 NI \quad (3.37)$$

と表すことができる。ただし、 R_{coil} はコイル半径、 N は巻数、 I は駆動電流である。また、コイルの重量 m_{coil} は、密度を ρ とすると、

$$m_{coil} = 2\pi\rho R_{coil}N \quad (3.38)$$

と表すことができる。これより、

$$m_{coil} = \frac{2\rho}{I} \cdot \frac{M_{coil}}{R_{coil}} \quad (3.39)$$

を導出することができる。式 (3.39) より、超電導コイルのコイル半径 R_{coil} を大きくすれば重量 m_{coil} を減らせることがわかる。表 3.2 のコイルに対し、 M_{coil} を一定として R_{coil} を 3 倍とすると、 m_{coil} は 1/3 の 40 kg になる。40 kg であれば、コイル 3 つと冷凍機で 220 kg となり、500 kg 衛星に占める制御機器の割合として現実的な比になる。また、発生できる磁気モーメントは設計値の半分である 30,000 Am^2 で良いので、駆動電流は 15 A となる。

次に、姿勢制御機器について見積りを行なう。姿勢制御機器にはリアクションホイールを想定している。前節で見積った外乱トルクを抑制できるリアクションホイールの諸元を表 3.4 に示す。

以上のように、提案手法を実現するための超電導コイルが、搭載可能な規模で製作できることがわかった。また、提案手法における衛星の姿勢制御は既存のリアクションホイールにより行なえることがわかった。

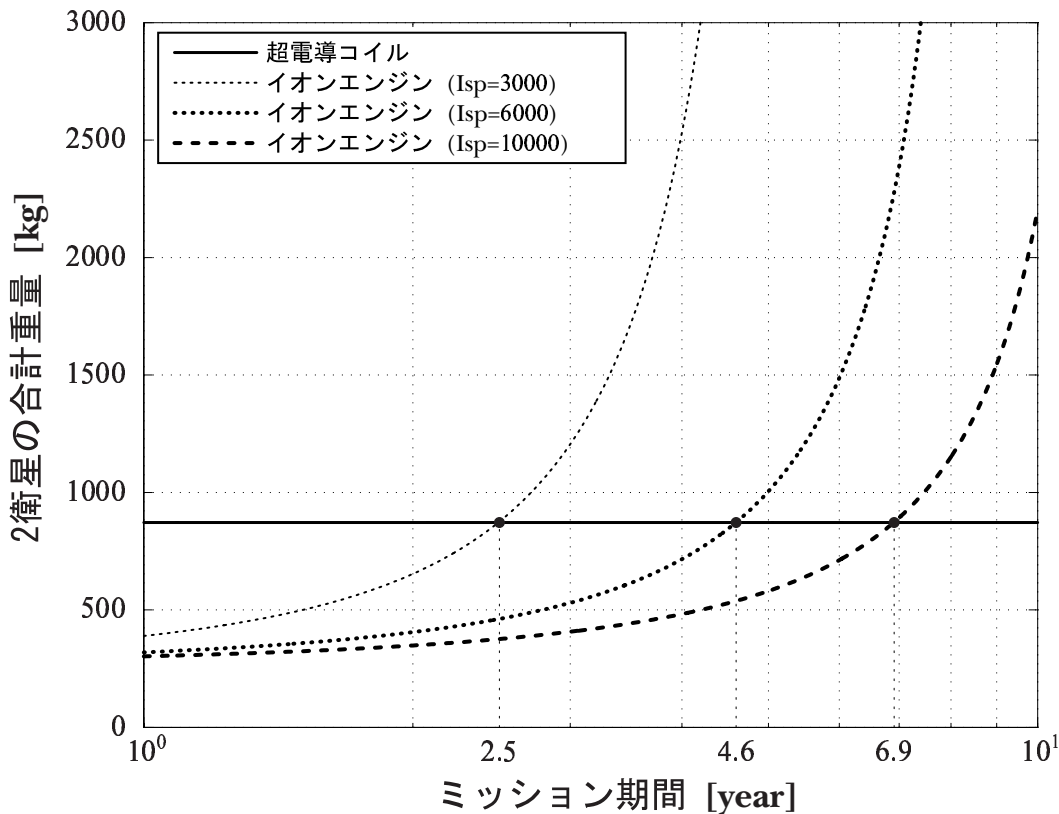


図 3.5: スラスト方式と提案方式との 2 衛星の合計重量比較: 実線が提案方式, 点線がスラスト方式を表す

次小節では, 以上で見積った制御機器重量に基づきスラスト方式との重量比較を行なう。

3.6.2 衛星の総重量における提案方式の優位性

本小節では, 前小節で見積った制御機器重量に基づき, スラスト方式との重量比較を行なう。妥当な比較を行なうため, 2 衛星の合計重量を比較する。

2 章ではスラスト方式における 2 衛星の総重量を計算した。この計算結果と提案方式の総重量とを比較する。スラスト方式のケースと同様, 2 衛星の機能部重量をそれぞれ 100 kg とする。ターゲット衛星には超電導コイルを 1 つ, チェイサー衛星には 3 つ搭載する。また, 排熱用の冷凍機をそれぞれに 1 つ, リアクションホイールを 3 つずつ搭載する。制御機器駆動のために 3 kW の発電が必要であると仮定し, それぞれ 120 kg の太陽電池パネルを搭載する。

これらの合計重量を計算し, 図 2.13 に追記したものを図 3.5 に示す。同図から, $I_{sp} = 3,000$ sec のケースと比較すると, 2 年半以上のミッション期間では, 重量の観点から磁気フォーメーションフライトの方が有利であることがわかる。また, $I_{sp} = 10,000$ sec のケースと比較しても, 7 年弱以上のミッションでは提案方式が有利であることがわかる。このように, 現実的なミッション期間において提案手法の有利性を示すことができた。

次小節では, 宇宙空間における超電導コイルの実用性に関して述べる。

3.6.3 宇宙空間における超電導コイルの実用性に関する検討

超電導コイルが衛星に搭載可能であることは既に述べた。本小節では、超電導コイルを宇宙空間で使用する際の実用性に関して述べる。

超電導コイルの駆動により発生する磁界の影響

超電導コイルから発生する磁界が、衛星搭載機器を誤動作させる可能性が考えられる。そのため、磁気シールドなどの対策を施す必要がある。特に、リレー、バルブ、ホイールやジャイロのような稼動部のある機器は、衛星に搭載する場合はコイルとの距離に制限があるため、磁気シールドなどの処置を考える必要がある。

また、スペースデブリを引き寄せたりしないかという懸念がある。しかしこれに関しては、過去にNASAで超電導磁石を搭載して衛星を打ち上げた実績などもあり、大きな影響は無いと考えられる。

宇宙空間における超電導状態への影響

ここでは、宇宙空間という環境において超電導コイルが受ける影響に関して述べる。

超電導状態のコイルに宇宙放射線が当たった場合に、局所的に温度上昇が起こることが考えられる。ただし、発生した熱を排出できるような設計がされていれば、クエンチ現象は起こらないと考えられる。また、放射線による超電導材の中長期的な劣化について、少なくとも半導体よりも強いという調査結果が得られている。

コイルの振動による影響については、振動摩擦熱によって局所的な発熱が発生しコイル全体がクエンチに至るという可能性がある。ただし、高温超電導材は断熱性が高いため、このような摩擦熱は問題ないと考えられる。

また、衛星の姿勢異常などで超電導コイルが太陽光を直接に当たる場合、クエンチが発生する可能性がある。このため、クエンチが発生した場合に他機器へ損害を与えないような設計にする必要がある。

3.7 おわりに

本章では、超電導コイルを衛星に搭載し、衛星間に発生する磁気力で相対位置制御を行うという提案を行った。提案手法では推進剤が不要なく、ミッション期間が制限されないという特徴がある。さらに、近地球軌道におけるフォーメーションフライトミッションを仮定しスラスト方式と比較を行った結果、重量の観点から提案手法が有利であることを示した。

次章では、提案手法における相対位置制御系の設計を行う。

第4章 交流磁気モーメント間の位相差に基づく相対位置制御系の設計

4.1 はじめに

前章では、フォーメーションフライト衛星に超電導コイルを搭載し、衛星間に発生する磁気力により衛星の相対位置を制御するという提案を行なった。さらに、相対位置制御に必要な制御力から磁気モーメントを見積り、低軌道における地磁場の影響を回避するために磁気モーメントを交流駆動する必要があることを指摘し、したがって磁気力の制御は交流磁気モーメント間の位相差により行なうことを提案した。

本章では、前章の提案に基づき交流磁気モーメント間の位相差に基づく相対位置制御系の設計を行なう。まず最初に、相対位置制御系の設計を行なう。相対位置制御系は3つの機能から構成されている。本章では3つのうちの2つ、すなわち相対位置から磁気力の指令値を決定する相対位置制御器と、磁気力の指令値から交流磁気モーメント間の位相差を計算する位相差演算部について述べる。次に、コイルの駆動周波数が相対位置制におよぼす影響について述べる。最後に、数値シミュレーションにより設計した制御系の評価を行なう。

4.2 位相差に基づく相対位置制御系の設計

本節では、位相差に基づく相対位置制御系の設計について述べる。

提案する制御系ブロック図を図4.1に示す。図4.1に示すように、相対位置制御系は3つの機能から構成されている。すなわち、

- 相対位置制御器 (CM)
相対位置に基づき、磁気力の指令値を決定する。
- 位相差演算部 (PCM)
磁気力の指令値から、交流磁気モーメント間の位相差の指令値を計算する。
- 位相シフト制御部 (PSC)
位相差の指令値に基づき、交流磁気モーメントの位相を制御する。

という3つの機能である。相対位置制御器と位相差演算部は数値演算を行なう部分、つまり制御系におけるソフトウェア部である。本節では、この2つのソフトウェアの設計を行なう。

図 4.1: 相対位置制御系ブロック図

これに対し、位相シフト制御部はコイルに対して制御を行なうため、制御系におけるハードウェア部と表現できる。位相シフト制御部の提案は次章で行なう。

図 4.1 におけるプラントは衛星の相対運動に関する力学モデルである。運動方程式を s 空間で表現した次式 (4.1) をプラントとしている。

$$P(s) = \frac{1}{\mu_m s^2} \quad (4.1)$$

ここで、 μ_m は 2 衛星の換算質量を表す。

図 4.1 における外乱 d とは、2 章で定式化した相対位置を維持するための制御力である。制御力を発生しなければ相対位置が乱されるという観点から、外乱とみなすことができる。潮汐力に基づく作用であることから、ここでは潮汐力外乱と呼ぶ。また 3 章で述べたが、交流磁気モーメントに基づく磁気力の式 (3.19) の第 1 項が副次的な磁気力を発生する。この副次的な磁気力は図 4.1 では表現されていないが、相対位置に対する外乱となる。コイル駆動周波数の 2 倍の周波数成分を持つことから、ここでは $2\omega_c$ 外乱と呼ぶ。 $2\omega_c$ 外乱については、本節の最後で述べる。

制御器の設計における目標精度は、2 章で取り上げた XEUS ミッションにおける相対位置制御精度 2 mm に基づき、2 mm とした。

4.2.1 係数図法を用いた制御系の設計

本小節では、係数図法という設計手法を用いて相対位置制御器の設計を行なう。

本小節で設計する制御器により抑制する外乱は図 4.1 における d 、すなわち潮汐力外乱である。2 章における解析により潮汐力外乱の特徴は既知であるため、まず外乱の大きさと周波数を求める。2 章の式 (2.10) より、軌道高度 600 km における軌道角速度 $\omega_k = 0.0011$ rad/s を求めることができる。想定ミッションでは相対距離 $r=10$ m と 500 kg の 2 衛星を仮定していることから、したがって式 (2.9) より最大

$$2\mu_m r \omega_k^2 = 5.8 \text{ mN} \quad (4.2)$$

の潮汐力外乱が発生することがわかる。また、潮汐力外乱の周波数は式 (2.7) より軌道角速度の 2 倍となることから、潮汐力外乱は

$$5.8 \times 10^{-3} \sin 2\omega_k t \quad (4.3)$$

と表すことができる。

このような外乱入力に対し、制御精度 2 mm で抑制できる制御器を設計する。

相対位置制御器を PID 制御器とし、係数図法を用いて設計を行なった。ここで、係数図法に関する参考文献 [14] からの抜粋を以下に示す。

係数図法では、特性多項式の係数をもとにして、安定度を示す安定度指標 γ_i 、整定時間に関わる等価時定数 τ 、安定限界についての評価ができる限界値 γ_i^* という 3 つのパラメータを定義し、設計に用いる。ここで、特性多項式の次数 i における係数を a_i と書くと、特性多項式 $M(s)$ は式 (4.4) のように表現され、上述した 3 パラ

4.2 位相差に基づく相対位置制御系の設計

メータは式(4.5)~式(4.7)のように定義される.

$$M(s) = a_n s^n + a_{n-1} s^{n-1} + \cdots + a_i s^i + \cdots + a_1 s + a_0 \quad (4.4)$$

$$\gamma_i = \frac{a_i^2}{a_{i+1} a_{n-1}} \quad i = 1 \sim n-1 \quad (4.5)$$

$$\tau = \frac{a_1}{a_0} \quad (4.6)$$

$$\gamma_i^* = \frac{1}{\gamma_{i+1}} + \frac{1}{\gamma_{i-1}} \quad (4.7)$$

但し, γ_0, γ_n は ∞

係数図法では様々な検討の結果, 適当な応答を与えるものとして, 式(4.8)に表される γ_i を, 標準形として推奨している.

$$\gamma_1 = 2.5, \quad \gamma_{n-1} = \gamma_{n-2} = \cdots = \gamma_2 = 2.0 \quad (4.8)$$

式(4.8)に表される標準形はいくつかの優れた性質を備えている.

1. 分子多項式が0次の時, 特性多項式が2次, 3次では僅かのオーバーシュートが出ることもあるが, 4次以上ではオーバーシュートは出ない.
2. 同じ等価時定数の特性多項式に対して, 整定時間が最小になる. 整定時間はだいたい $2.5\tau \sim 3.5\tau$ になる.
3. 同じ等価時定数では, 過渡応答波形は特性多項式の次数 n に関わらずほぼ同じ波形となる.
4. 低次の特性根は等減衰特性を持ち, 負の実数部が同じになる結果, 根が縦に一直線に並ぶことになり, 高次の特性根も負の実軸より $50[\text{deg}]$ の扇形の中に入ることから, 非常に安定な根となる.

したがって, 係数図法を用いた設計を最も簡単に行うにはこの標準形を満たすように制御器を設計すれば良い.

係数図法を適用すると, 制御器のゲインが等価時定数 τ とプラントに関するパラメータにより記述することができる. プラントを特定すると, 等価時定数 τ のみで制御器の調節を行なえることが, 係数図法の利点の1つである.

以下では係数図法を適用して制御器の設計を行なう. PID 制御器の伝達関数 $C(s)$ は次式(4.9)で表現される.

$$C(s) = K_D s + K_P + \frac{K_I}{s} \quad (4.9)$$

K_D : 相対速度ゲイン

K_P : 目標相対位置誤差ゲイン

K_I : 目標相対位置誤差積算ゲイン

図 4.2: 等価時定数 τ と目標位置誤差の関係

図 4.3: 設計した制御器によるボーデ線図: 相対位置に対する外乱入力の影響を表す

したがって, 式 (4.1), (4.9) より特性多項式 $M(s)$ は次式 (4.10) で表現される.

$$M(s) = \mu_m s^3 + K_D s^2 + K_P s + K_I \quad (4.10)$$

式 (4.10) に対して係数図法の標準形を適用すると, 式 (4.8) より,

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \frac{a_1^2}{a_2 a_0} = \frac{K_P^2}{K_D K_I} = 2.5 \\ \gamma_2 &= \frac{a_2^2}{a_3 a_1} = \frac{K_D^2}{M K_P} = 2.0 \\ \tau &= \frac{K_P}{K_I} \end{aligned}$$

という関係式が求まる. これより, 制御器の係数を次式 (4.11) のように表現することができる.

$$K_I = \frac{12.5\mu_m}{\tau^3}, \quad K_P = \frac{12.5\mu_m}{\tau^2}, \quad K_D = \frac{5\mu_m}{\tau} \quad (4.11)$$

全ての係数が μ_m と τ により表現されており, τ を変えることで制御器の性能を調節できることがわかる. 以降では潮汐力外乱に対し, τ を調節して目標精度 2 mm で制御できる τ の値を見積もる.

見積もりは数値シミュレーションにより行なう. 式 (4.1) のプラントモデルに対し, 式 (4.3) で表される外乱を入力する. このような系において設計した制御器を用いて制御を行ない, τ と制御誤差の関係を調べた. 結果を図 4.2 に示す. 図 4.2 より, 等価時定数 $\tau = 80$ sec 以下で相対精度 2 mm を満足することがわかる. 高い制御精度を実現するためには, τ は小さいほうが良い. しかしながら, 磁気力が制御器の出力に追従できなければ制御は発散する. 磁気力を位相差により制御するという原理や磁気力の飽和などを考慮すると, 応答が速い制御器は提案する制御系の制御器としては適していない. したがって, ここでは制御精度 2 mm を実現する最大の等価時定数 $\tau = 80$ sec を採用する. この時の制御器の係数は以下に示す値となる.

$$K_I = 0.0122, \quad K_P = 0.9766, \quad K_D = 31.25$$

また, 設計した制御器のボーデ線図を図 4.3 に示す. 図 4.3 に示すボーデ線図は, 外乱入力から相対位置までの伝達関数のボーデ線図を表す. 低周波数域の特性が設計した制御器の性能を, 高周波数域の特性は式 (4.1) による特性を表す.

図 4.3 より, 外乱入力相対位置におよぼす影響を計算することができる. 潮汐力外乱の周波数 0.0022 rad/s におけるゲイン -9.0 dB より, 潮汐力外乱が相対位置に与える影響は

$$10^{-9/20} \times 5.8 \times 10^{-3} = 2.0 \text{ mm} \quad (4.12)$$

と計算できる.

以上より, 制御精度 2 mm を実現する相対位置制御器を設計することができた. 次小節では, 本小節で設計した制御器の出力に基づき位相差を計算する位相差演算部の導出を行なう.

図 4.4: 磁気力の指令値と位相差の関係: 点線は式 (4.14) による値, 実線は近似式 (4.15) の値を表す

4.2.2 制御器の出力に基づく位相差の決定

本小節では, 前小節で設計した制御器の出力から位相差を計算する位相差演算部の導出を行なう.

位相差演算部は, 3章の式 (3.19) より導出できる. 式 (3.19) の両辺をコイル駆動周期 T_c の平均値を求めると,

$$\begin{aligned}\bar{F}_C &= \frac{1}{T_c} \int_{T_c} F_C dt \\ &= \frac{A}{T_c} \int_{T_c} \{\cos(2\omega_c t + \phi) - \cos \phi\} dt \\ &= A \cos \phi\end{aligned}\tag{4.13}$$

$$\text{ただし, } A = \frac{3\mu_0 M_0^2}{4\pi r^4}$$

となる. したがって, ある磁気力の指令値 F_C^* に対して $\bar{F}_C = F_C^*$ となるように磁気力を発生するための位相差 ϕ は, 以下の式 (4.14) より計算することができる.

$$\phi = \begin{cases} 0 & F_C^* > A \\ \cos^{-1}\left(\frac{F_C^*}{A}\right) & -A \leq F_C^* \leq A \\ \pi & F_C^* < -A \end{cases}\tag{4.14}$$

\cos^{-1} 関数の定義範囲が $-1 \leq \cos^{-1} \theta \leq 1$ なので, $F_C^* > A$, $F_C^* < -A$ に対しては最大磁気力を発生するように飽和处理を行う. ここで, 式 (4.14) における非線形演算を避けるために, 式 (4.14) を以下に示す式 (4.15) で近似する.

$$\phi = \begin{cases} 0 & F_C^* > A \\ \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{F_C^*}{A}\right) & -A \leq F_C^* \leq A \\ \pi & F_C^* < -A \end{cases}\tag{4.15}$$

式 (4.14) と式 (4.15) の関係を調べると, 図 4.4 に示すように良く近似できていることがわかる. したがって, 式 (4.15) を位相差演算部として用いる.

次小節では, コイル駆動周波数が相対位置に与える影響を評価する.

4.2.3 コイル駆動周波数が相対位置制御精度に与える影響

本小節では, コイル駆動周波数が相対位置に与える影響の評価を行なう.

既に述べたように、3章の式(3.19)の第1項が副次的な磁気力を発生する。この副次的な磁気力は、コイル駆動周波数の2倍の周波数で変化することから $2\omega_c$ 外乱と呼ぶ。

3章では、地磁場の影響を回避するために、地磁場の変動よりも充分短い周期の交流でコイルを駆動するという提案を行なった。例えば、地磁場の角周波数 $2\omega_k$ の10倍の角周波数で駆動を行なうと仮定すると、 $\omega_c = 0.022 \text{ rad/s}$ となる。ここで、このような駆動周波数における $2\omega_c$ 外乱の影響を評価する。ボーデ線図4.3より、 $2\omega_c = 0.044 \text{ rad/s}$ (0.007 Hz)におけるゲインは約5.2 dBとなっていることがわかる。 $2\omega_c$ 外乱の振幅は磁気力と等しいことから、 $2\omega_c$ 外乱の相対位置に対する影響を計算すると

$$10^{5.2/20} \times 27.0 \times 10^{-3} = 50.0 \text{ mm} \quad (4.16)$$

と求めることができる。これより、 $\omega_c = 0.044 \text{ rad/s}$ とした場合の $2\omega_c$ 外乱による相対位置への影響は、潮汐力外乱と比較して遥かに大きいことがわかる。

ここで再び図4.3を見ると、駆動周波数を上げれば低いゲインを得られることがわかる。これは式(4.1)による特性であり、高い周波数の力に対する衛星の慣性を利用し、相対位置への影響を減少させている。したがって、周波数を高くするほど $2\omega_c$ 外乱の影響を小さくすることができる。

ここでは、充分なゲインを得るために駆動周波数を $\omega_c=0.5 \text{ rad/s}$ (0.08 Hz)とする。これより $2\omega_c$ 外乱の角周波数は 1.0 rad/s となり、図4.3より同角周波数ではゲインが-46.0 dBとなる。したがって、 $2\omega_c$ 外乱の相対位置への影響は

$$10^{-46/20} \times 27.0 \times 10^{-3} = 0.14 \text{ mm} \quad (4.17)$$

となり、十分に抑制されていることがわかる。したがって、コイル駆動周波数は0.08 Hzとする。

以上より、 $\tau=80 \text{ sec}$ のPID制御器と0.08 Hzのコイル駆動周波数により相対位置制御精度2 mmを実現できることがわかった。次節では、設計した相対位置制御系の評価を行なう。

4.3 設計した相対位置制御系の評価

前節では相対位置制御系の設計を行なった。本節では設計した相対位置制御系を用いた数値シミュレーションにより、制御系の評価を行なう。

数値シミュレーションでは、衛星の軌道運動、衛星間に発生する磁気力、ダイポールモデルに基づく地磁場の計算を行なっている。フォーメーションフライトの軌道には、表4.1に示す軌道要素を用いている。また、衛星の座標系は x 軸、 z 軸を軌道面内にとり、 y 軸を軌道面の法線方向としている。慣性空間において一定の相対位置を維持するため、軌道座標系に対して衛星の座標系は回転することになる。

相対位置制御系には、制御精度2 mmを実現するために設計した $\tau=80 \text{ sec}$ の制御器とコイル駆動周波数0.08 Hzを用いる。さらに、制御精度と制御器およびコイル駆動周波数の関係を調べるために、 $\tau=150 \text{ sec}$ の制御器と駆動周波数0.02 Hzの制御系と、 $\tau=300 \text{ sec}$ の制御器と駆動周波数0.01 Hzとした制御系の評価も行なう。以上の3つケースの相対位置制御器のゲインと対応する駆動周波数を表4.2に示す。また、衛星の姿勢制御は係数図法により設計した制御器を用いている。詳細は述べないが、姿勢制御誤差を1 arcmin以下に抑制するため制御器の等価時定数を0.4 secとしている。

4.3 設計した相対位置制御系の評価

軌道要素		数値
平均半径 a	km	6978.14
離心率 e		0
軌道面傾斜角 i	deg	0
昇交点赤経 Ω	deg	90.0
近地点引数 ω	deg	0
平均点離角 l	deg	-90.0

表 4.1: 軌道面内ケースにおける軌道 6 要素

パラメータ		制御系 1	制御系 2	制御系 3
等価時定数	τ sec	80	150	300
微分ゲイン係数	K_D N/(m/sec)	15.6	8.3	4.2
比例ゲイン係数	K_P N/m	0.49	0.14	0.035
積分ゲイン係数	K_I N/(m · sec)	6.1×10^{-3}	9.3×10^{-4}	1.1×10^{-4}
コイル駆動周波数	f_c Hz	0.08	0.02	0.01

表 4.2: 相対位置制御器のゲイン

以上の 3 つの制御系を用いて、軌道面内における相対位置制御と、軌道面に垂直方向の相対位置制御の評価を行なう。

4.3.1 軌道面内における相対位置制御

本小節では、軌道面内における相対位置制御の評価を行なう。

軌道面内における相対位置制御では、2 章の式 (2.7) に $\theta = 0$ を代入して μ_m を乗じた

$$\frac{\mu_m r \omega_k^2}{2} \begin{bmatrix} -3 \sin 2\omega_k t \\ 0 \\ -(1 + 3 \cos 2\omega_k t) \end{bmatrix} \quad (4.18)$$

という潮汐力外乱が発生する。これより、 x 軸、 z 軸に正弦波状の制御力が必要であることがわかる。本小節の数値シミュレーションでは、ターゲット衛星のコイルは相対位置方向である z 軸に搭載している。

数値シミュレーションの内容は、初期相対位置 $\vec{r}_{t=0} = [0.2 \ 0.2 \ -10.2]$ から目標相対位置 $\vec{r}_0 = [0.0 \ 0.0 \ -10.0]$ に収束させ、 \vec{r}_0 を維持するという内容である。ただし、制御系 2 および制御系 3 の数値シミュレーションでは、初期の目標相対位置への収束に制御系 1 を用いており、収束後の 2000 ~ sec において制御系 2 および制御系 3 を用いている。このような条件で行なった数値シミュレーション結果を以下に示す。

まず、制御系 1 の結果について考察する。図 4.6 に示す相対位置の時間応答より、各軸において 2 mm の制御精度を実現できていることがわかる。また、 $2\omega_c$ 外乱による制御誤差は 0.1 mm 程度、潮汐力外乱による制御誤差が 1 mm と、潮汐力外乱の影響が支配的であることがわかる。制御設計時の見積もった制御精度 2 mm よりも高い制御精度となっている理由は、設

計時は潮汐力外乱の最大値を振幅として設計したが、実際の外乱の振幅は設計時よりも小さいためであると考えられる。また、図4.8に示す磁気力の時間応答より、式(4.18)で表される潮汐力外乱を抑制する制御力が発生していることがわかる。同図の右に示す矢印と値は、潮汐力外乱の上限/下限の見積もり値であり、得られた時間応答とほぼ一致することがわかる。位相差の時間応答を図4.9、4.10に示す。図4.10には、磁気力を発生するための位相差の変化がみられる。 x 軸方向の位相差の振幅 $2\pi/18$ と x 軸方向の磁気力の最大値は 13.5 mN から計算すると、 $13.5 \times \cos(\pi/2 - 2\pi/18) = 4.6 \text{ mN}$ となり、図4.8の x 軸方向の時間応答の右側に示した値と一致する。同様に z 軸方向に関して計算を行うと一致することがわかる。

姿勢制御は、図4.12に示すように、 10 arcsec 程度の制御精度で行われている。図4.13には外乱トルクの時間応答を、図4.14には外乱トルクに基づく角運動量の時間応答を示す。3章で述べたように、最大の外乱トルクは地磁場による磁気トルク 0.9 Nm であることが図4.13からわかる。また、図4.14より、地磁場による外乱トルクの影響を排除できていることがわかる。目標相対位置に収束後の定常状態において、ターゲット衛星の角運動量は -3.4 Nms を中心に 6.8 Nms の振幅で変化しており、チェイサー衛星の角運動量は -9.6 Nms を中心に 14.3 Nms の振幅で変化している。これらの角運動量の振幅の和 $21.1 \text{ Nms}(=6.8+14.3)$ は3章で求めた 20.0 Nms と一致する。

制御系2による相対位置の時間応答を図4.16に、制御系3による相対位置の時間応答を図4.26に示す。これより、制御系2の制御精度は約 1 cm 、制御系3の制御精度は約 7 cm であることがわかる。周波数が低くなるにしたがい、 $2\omega_c$ 外乱による制御誤差が増えていることがわかる。制御系2による角運動量の時間応答を図4.24に、制御系3による角運動量の時間応答を図4.34に示す。周波数が低くなるにしたがい地磁場による外乱トルクを長期にわたって蓄積するため、各軸におけるコイル駆動周期で変化する角運動量の大きさが増大していることがわかる。図4.34より、コイル駆動周波数 0.01 Hz において地磁場による蓄積角運動量であれば、想定しているリアクションホイールで抑制することができることがわかった。

以上より、軌道面内における相対位置制御の性能を確認することができた。

4.3.2 軌道面垂直方向の相対位置制御

本小節では、軌道面に垂直方向の相対位置制御の評価を行なう。

軌道面に垂直方向の相対位置制御では、2章の式(2.7)に $\theta = \pi/2$ を代入して μ_m を乗じた

$$\frac{\mu_m r \omega_k^2}{2} \begin{bmatrix} 0 \\ 2 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.19)$$

という潮汐力外乱が発生する。これより、 y 軸に一定の制御力が必要であることがわかる。本小節の数値シミュレーションでは、ターゲット衛星のコイルは相対位置方向である y 軸に搭載している。

数値シミュレーションの内容は、初期相対位置 $r_{t=0} = [0.2 \ 10.0 \ 0.0]$ から目標相対位置 $r_0 = [0.0 \ 10.0 \ 0.0]$ に収束させ、 \dot{r}_0 を維持するという内容である。このような条件で行なった数値シミュレーション結果を以下に示す。

まず制御系1の結果について考察する。図4.36に示す相対位置の時間応答より、各軸において 0.1 mm の制御精度を実現できていることがわかる。また、 $2\omega_c$ 外乱による制御誤差は

4.3 設計した相対位置制御系の評価

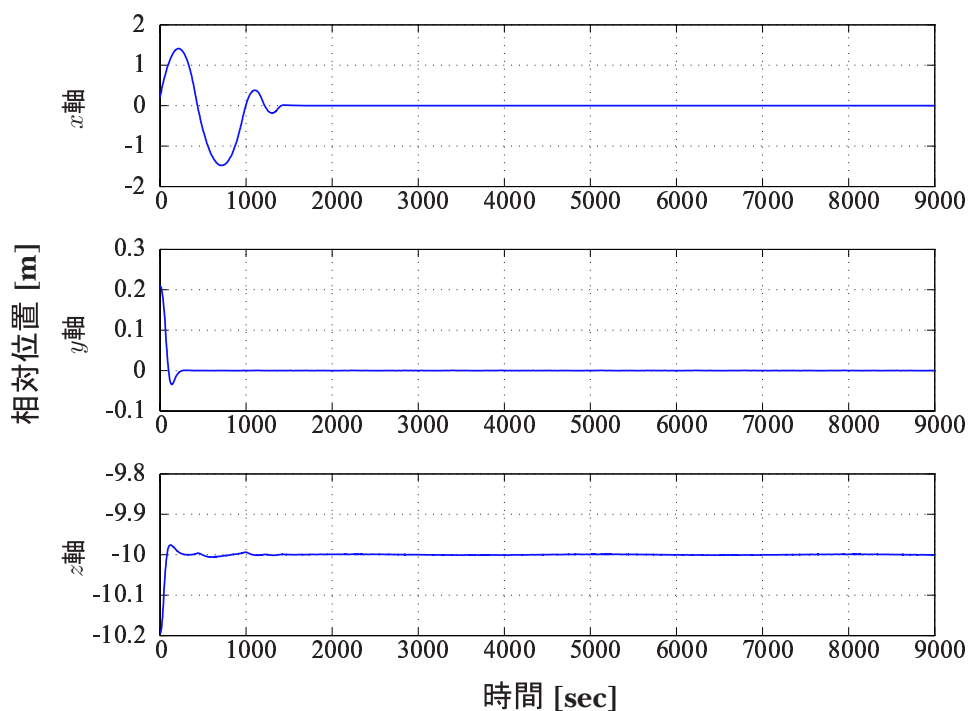


図 4.5: 数値シミュレーションによる相対位置の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)

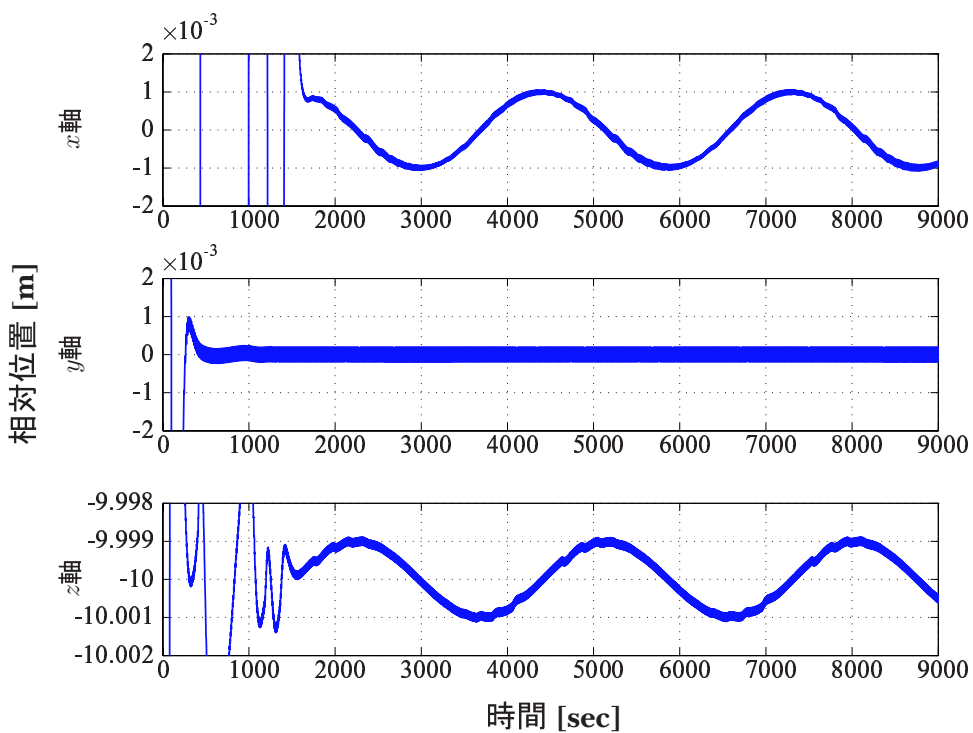


図 4.6: 数値シミュレーションによる相対位置の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)

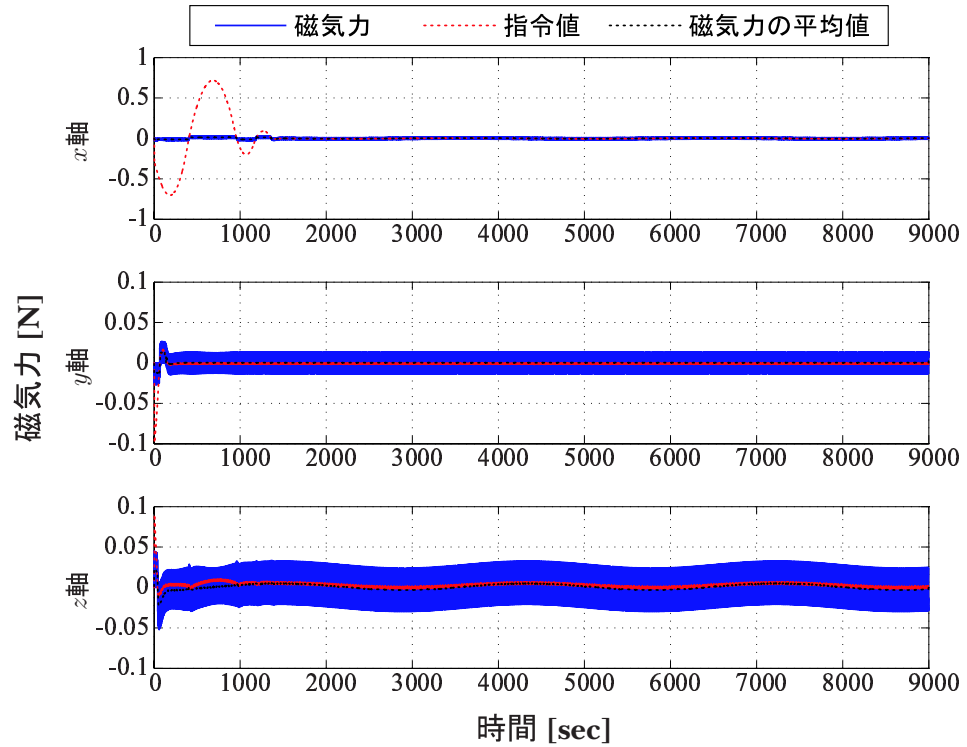


図 4.7: 数値シミュレーションによる磁気力の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)

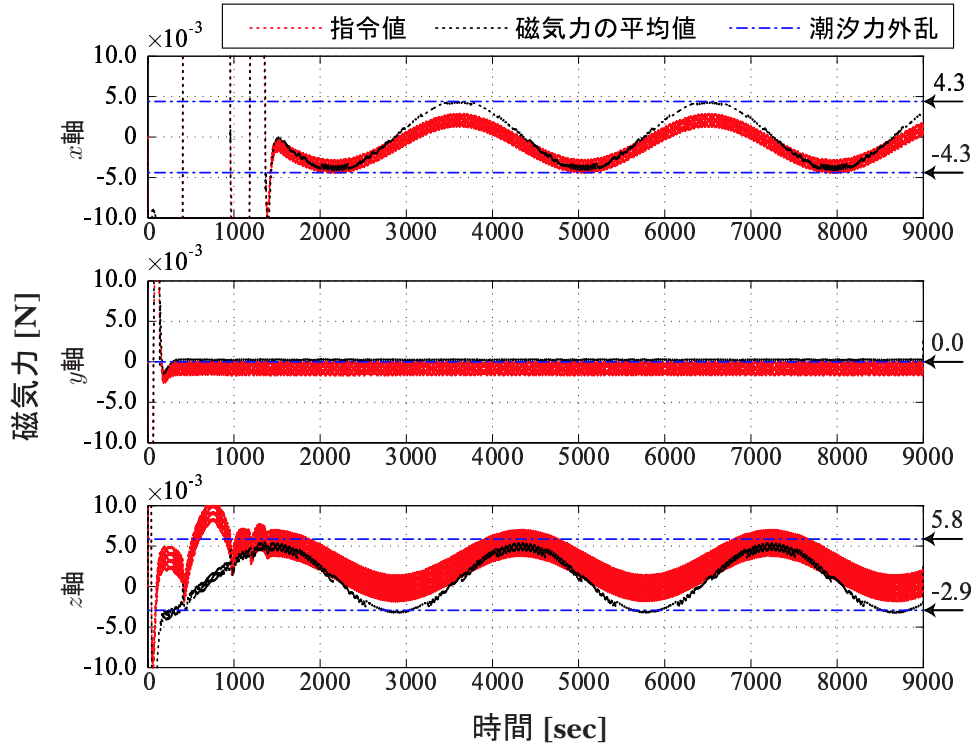


図 4.8: 数値シミュレーションによる磁気力の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)

4.3 設計した相対位置制御系の評価

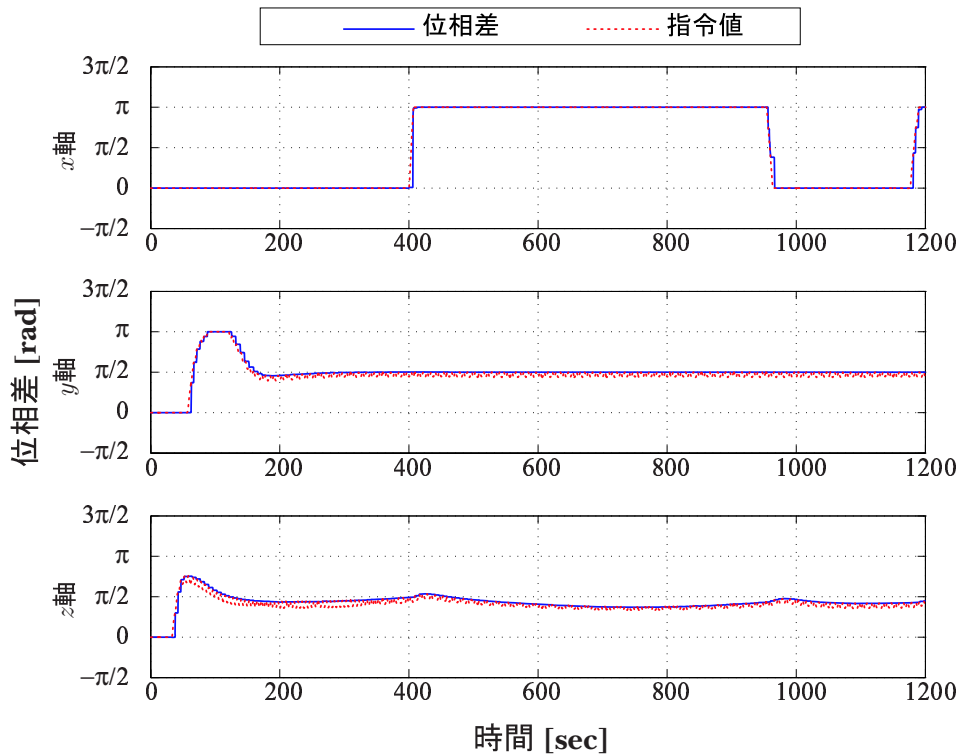


図 4.9: 数値シミュレーションによる位相差の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)

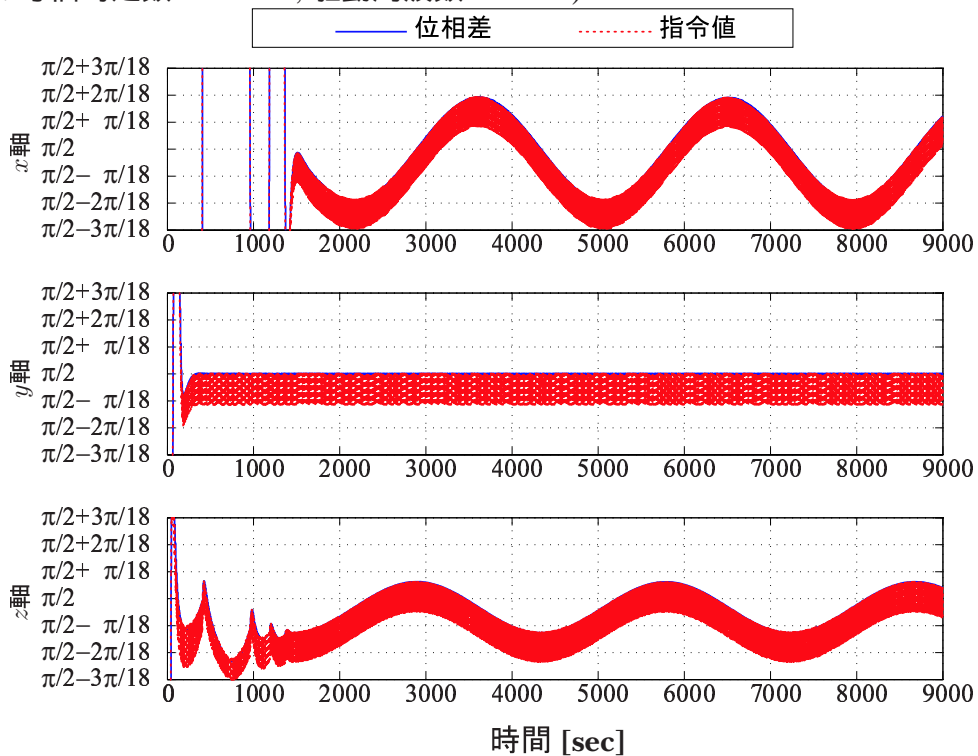


図 4.10: 数値シミュレーションによる位相差の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)

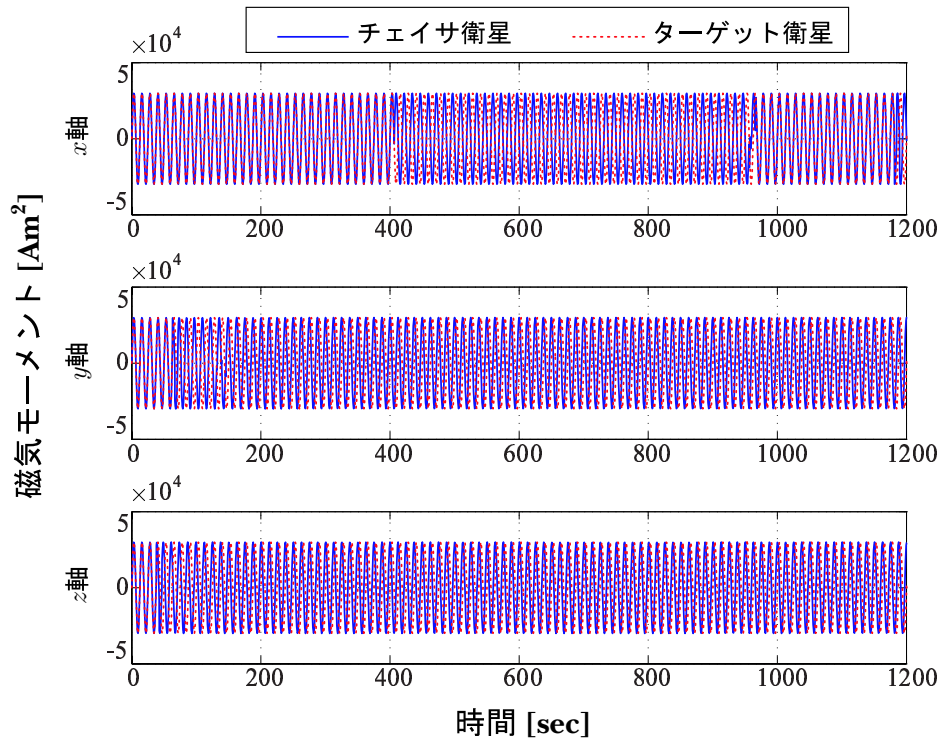


図 4.11: 数値シミュレーションによる磁気モーメントの時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)

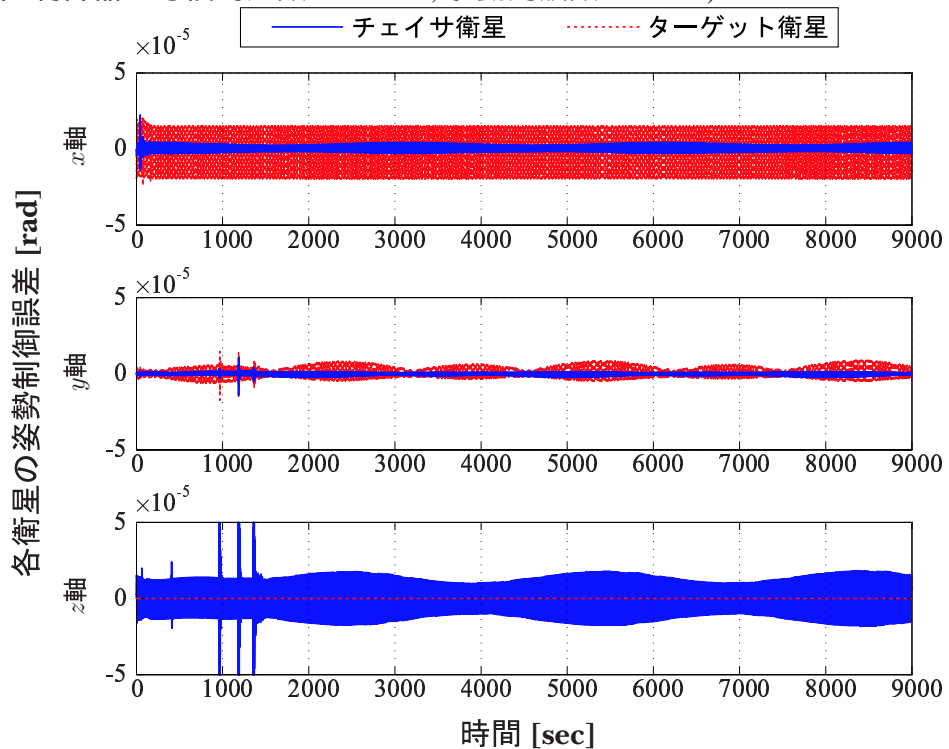


図 4.12: 数値シミュレーションによる目標姿勢誤差の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)

4.3 設計した相対位置制御系の評価

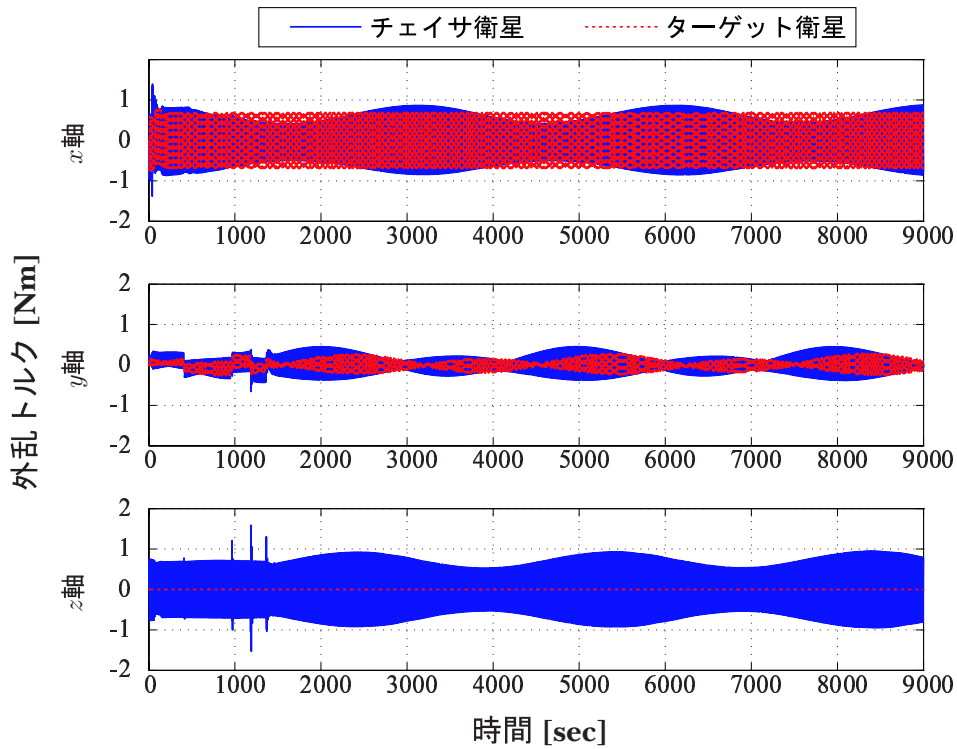


図 4.13: 数値シミュレーションによる外乱トルクの時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)

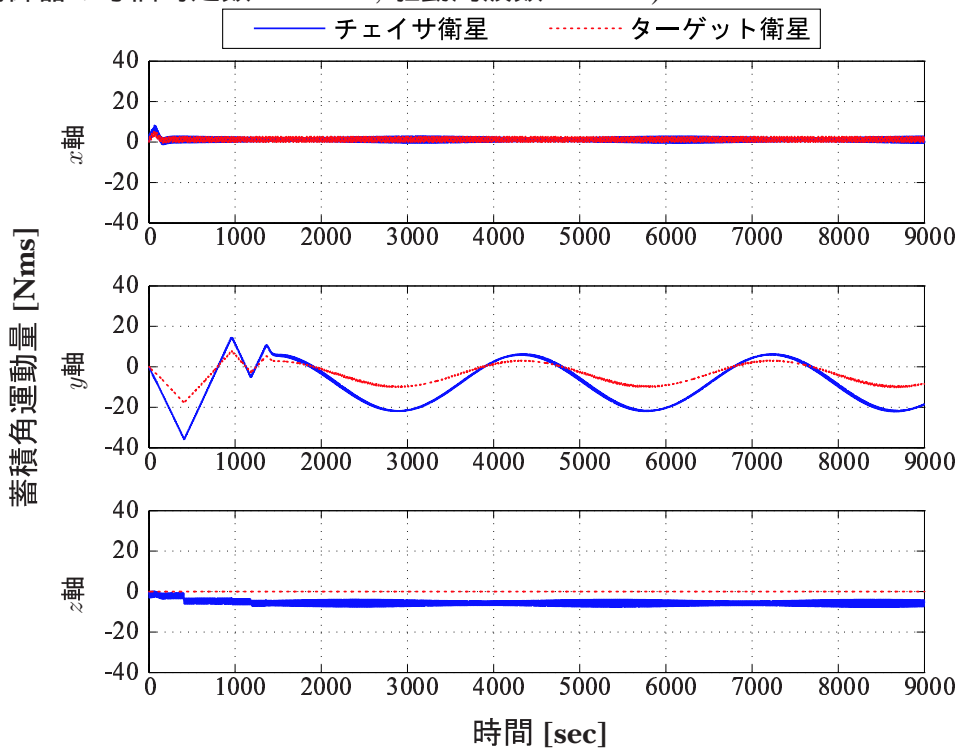


図 4.14: 数値シミュレーションによる蓄積角運動量の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)

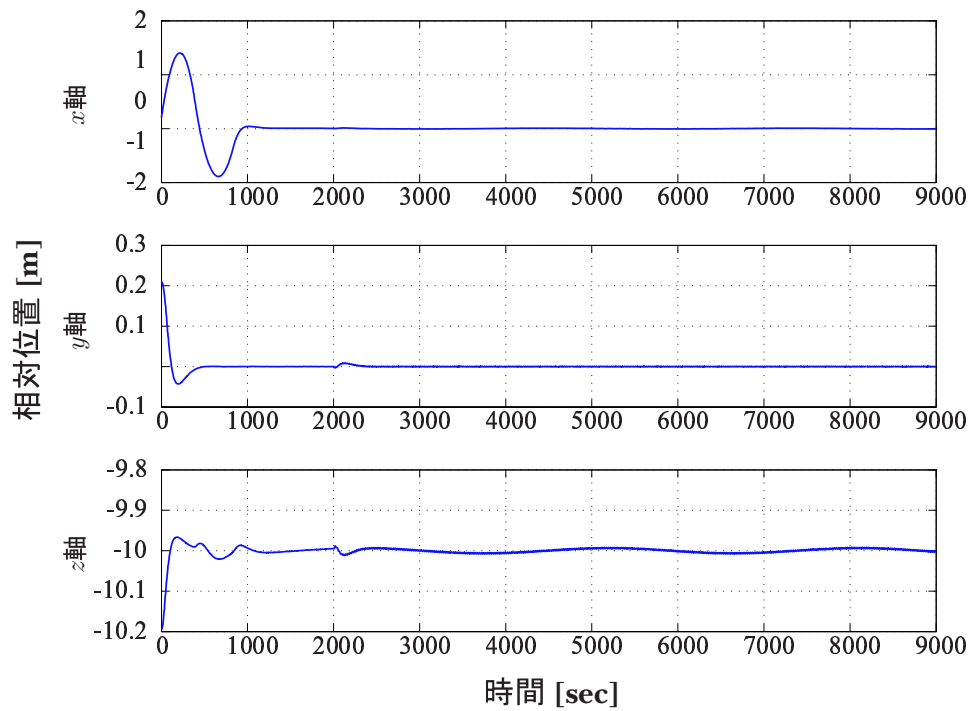


図 4.15: 数値シミュレーションによる相対位置の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)

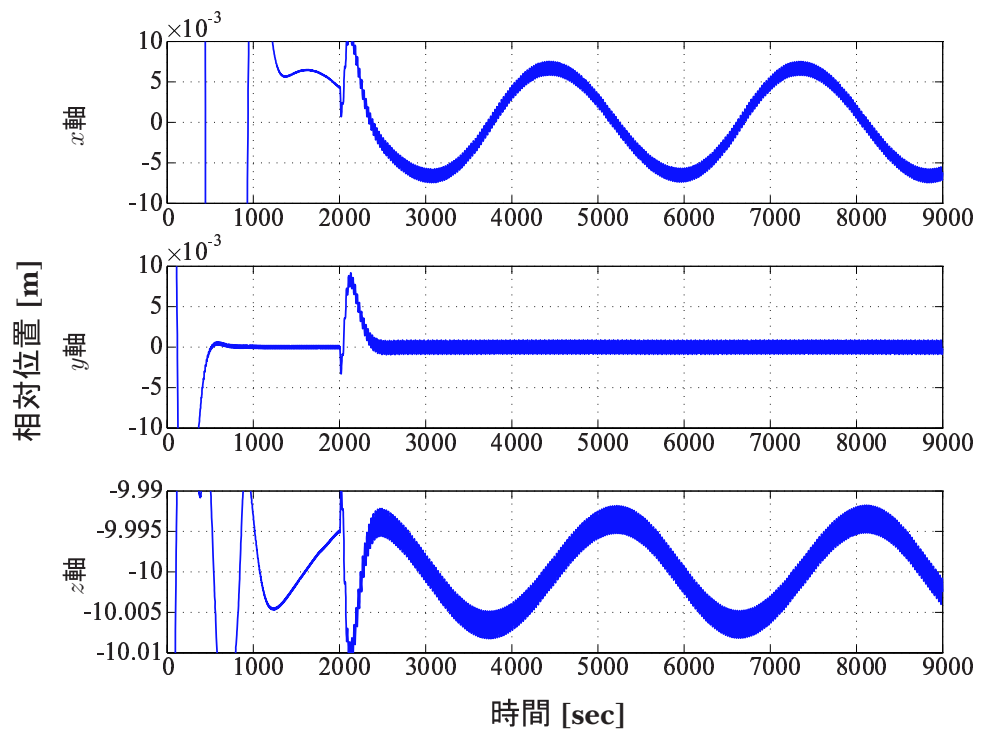


図 4.16: 数値シミュレーションによる相対位置の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)

4.3 設計した相対位置制御系の評価

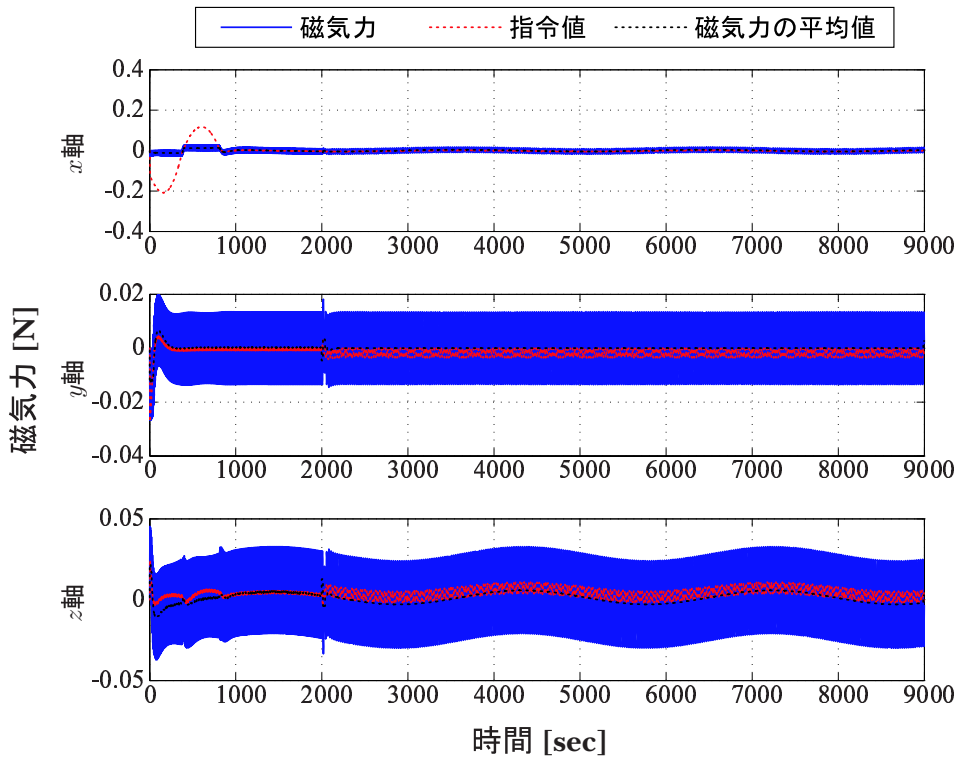


図 4.17: 数値シミュレーションによる磁気力の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)

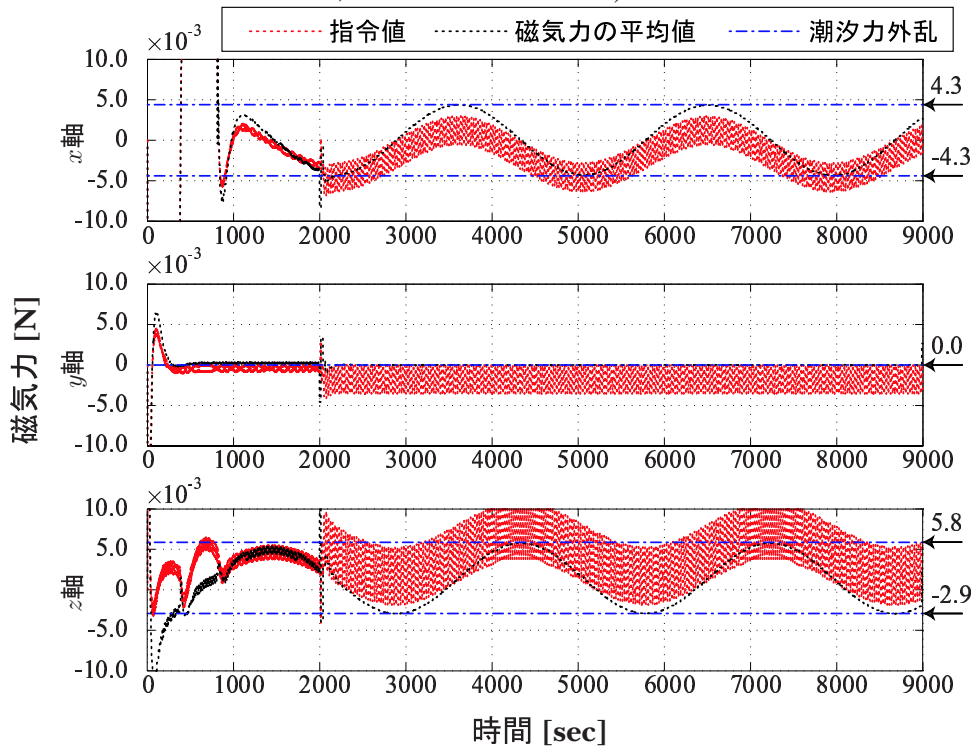


図 4.18: 数値シミュレーションによる磁気力の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)

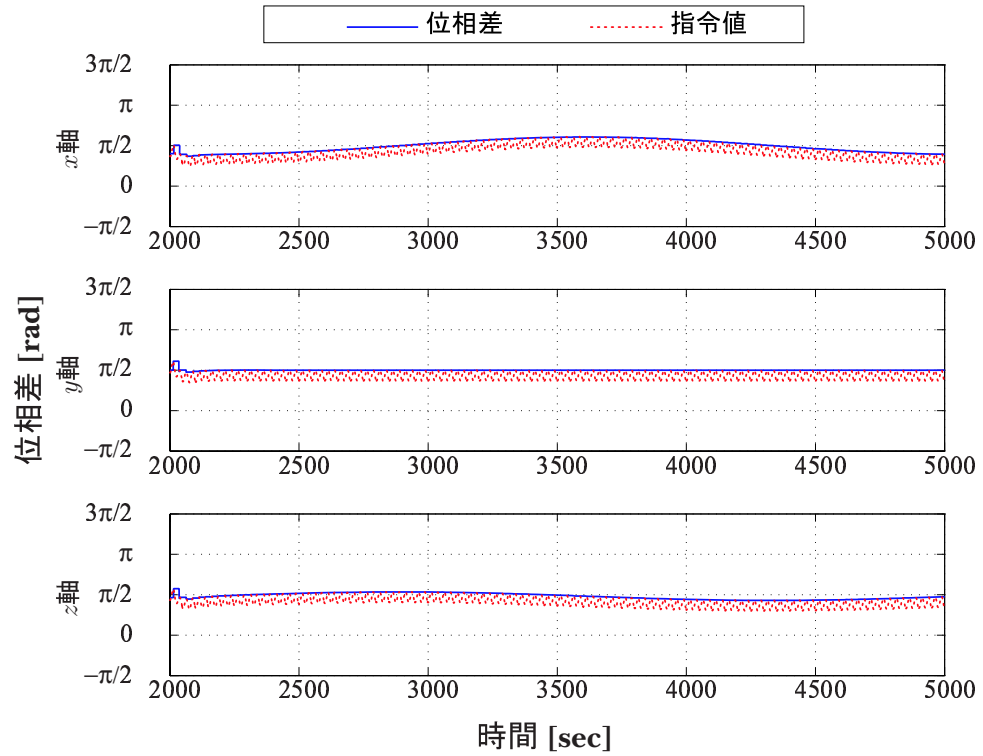


図 4.19: 数値シミュレーションによる位相差の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)

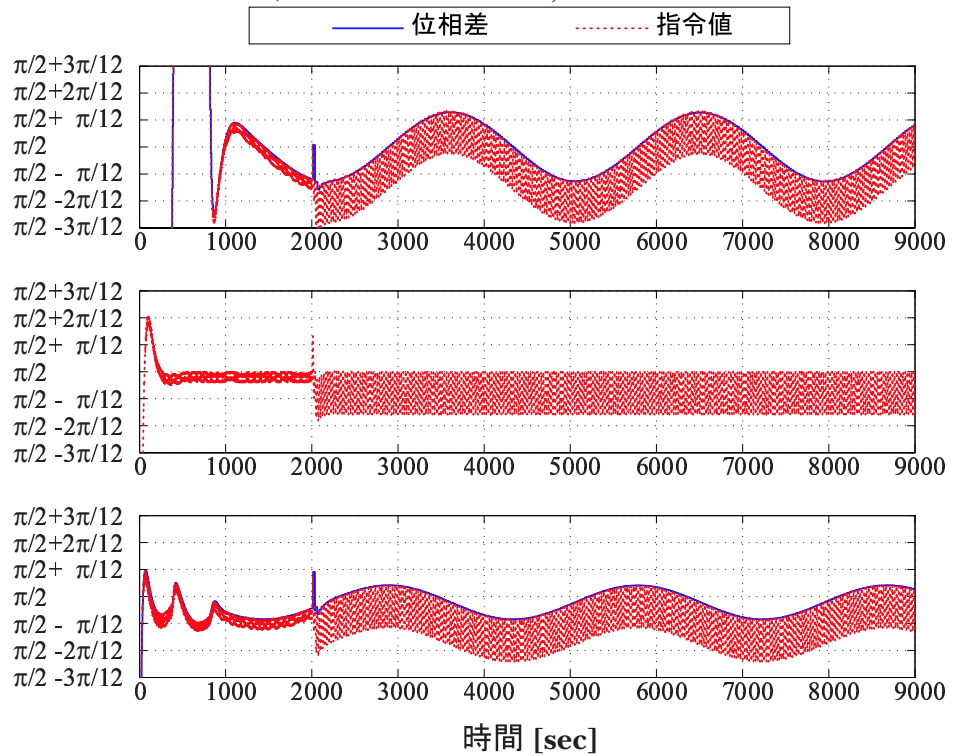


図 4.20: 数値シミュレーションによる位相差の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)

4.3 設計した相対位置制御系の評価

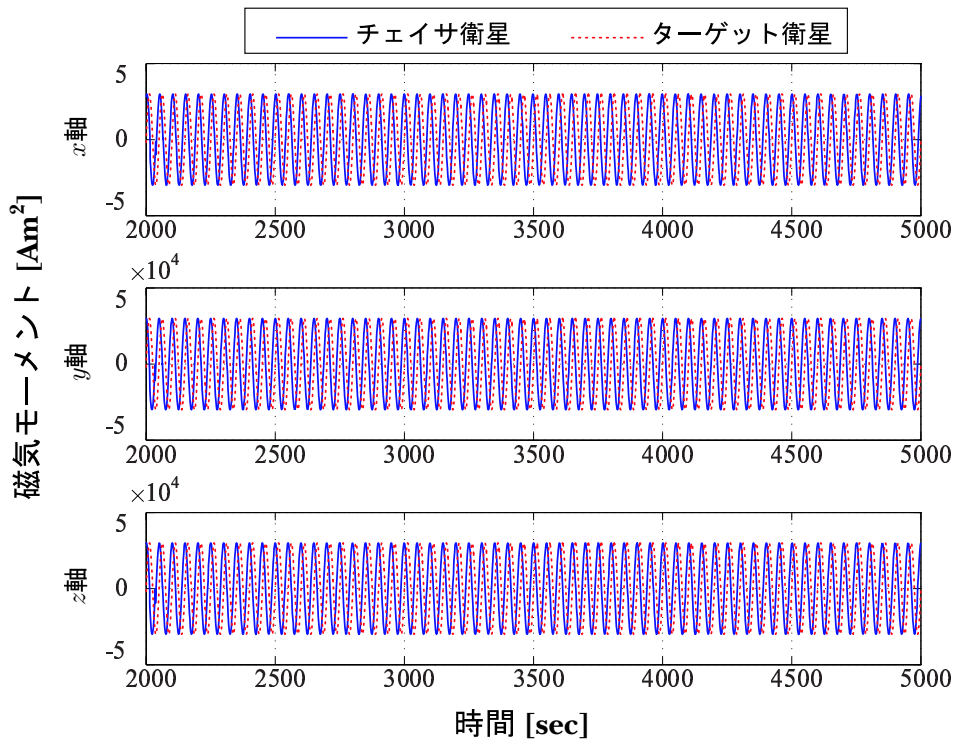


図 4.21: 数値シミュレーションによる磁気モーメントの時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)

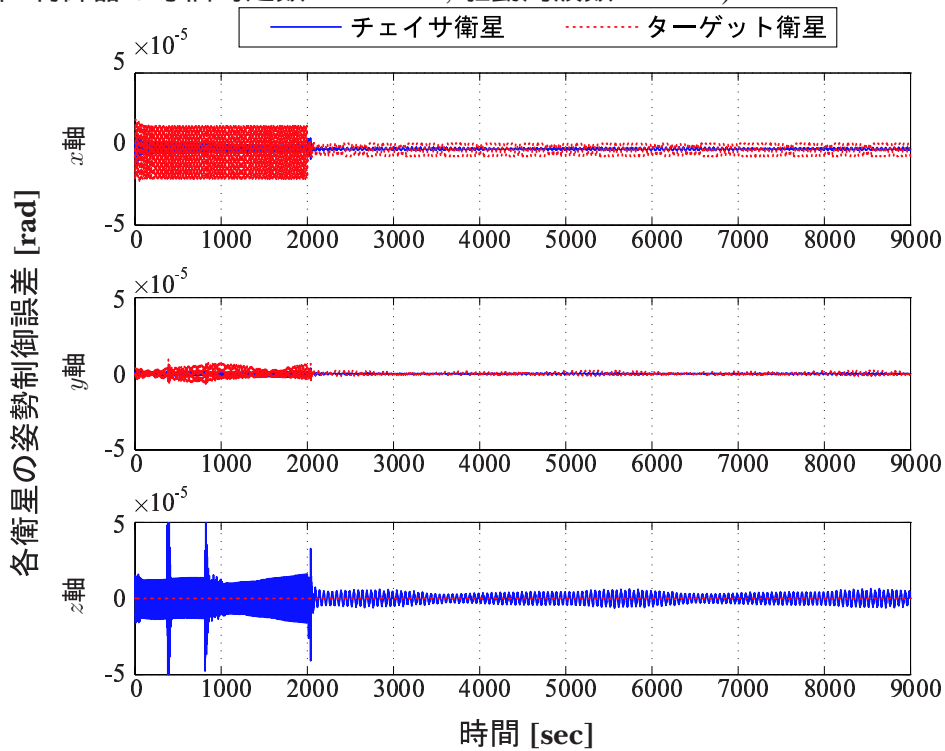


図 4.22: 数値シミュレーションによる目標姿勢誤差の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)

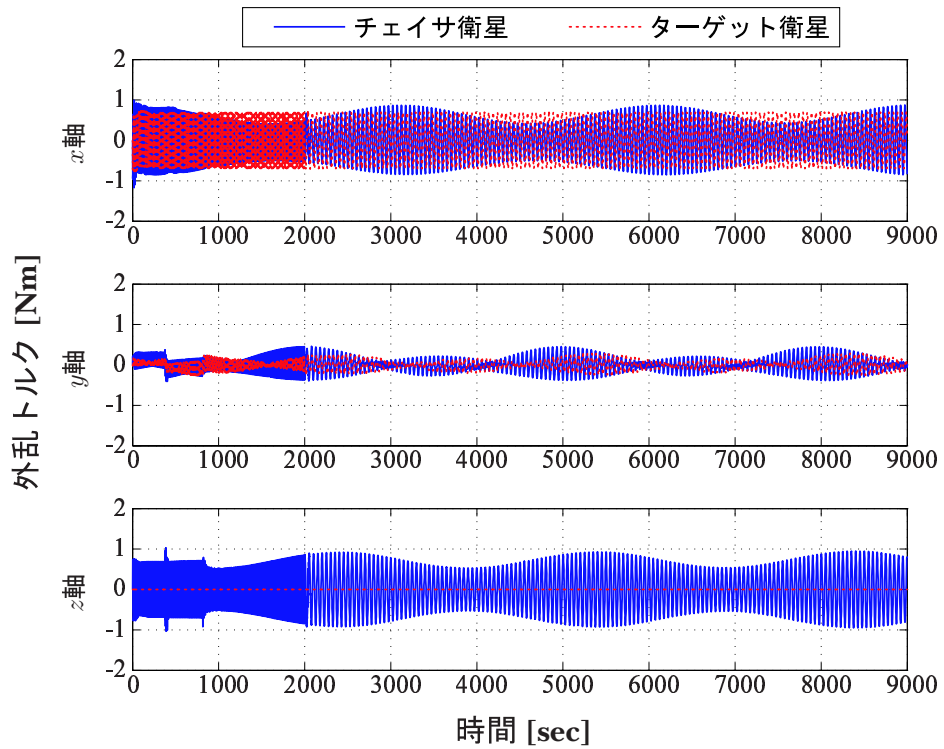


図 4.23: 数値シミュレーションによる外乱トルクの時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)

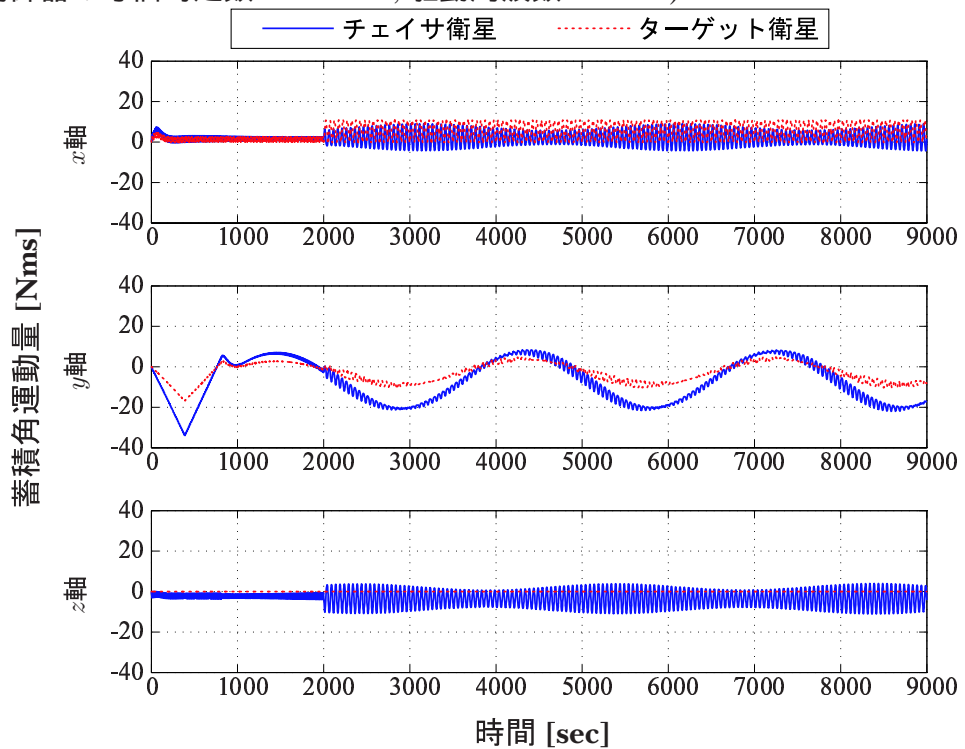


図 4.24: 数値シミュレーションによる蓄積角運動量の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)

4.3 設計した相対位置制御系の評価

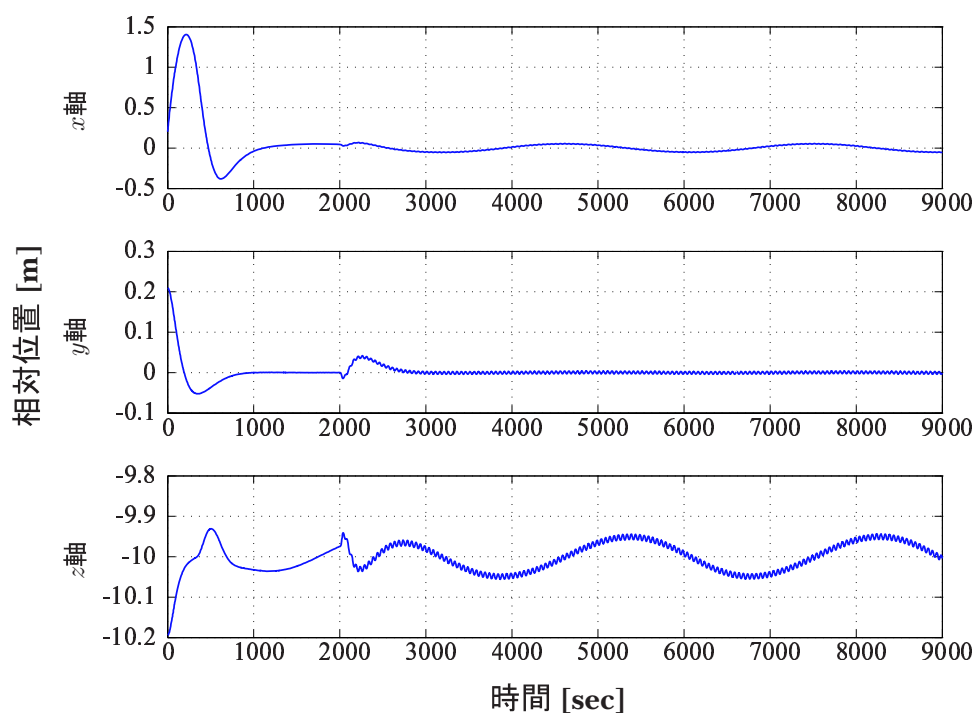


図 4.25: 数値シミュレーションによる相対位置の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)

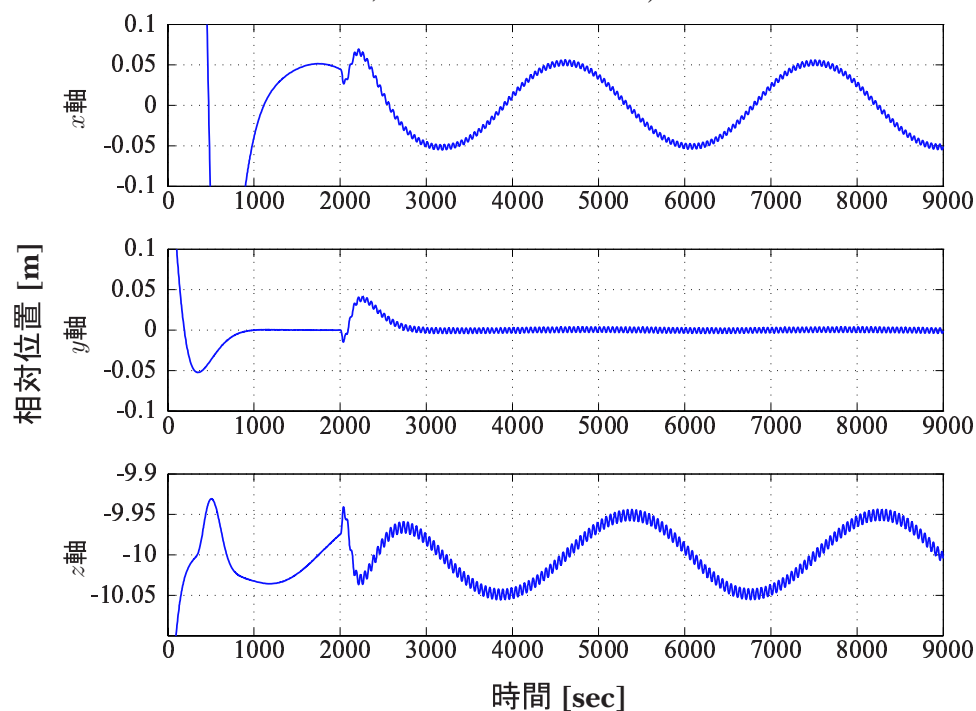


図 4.26: 数値シミュレーションによる相対位置の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)

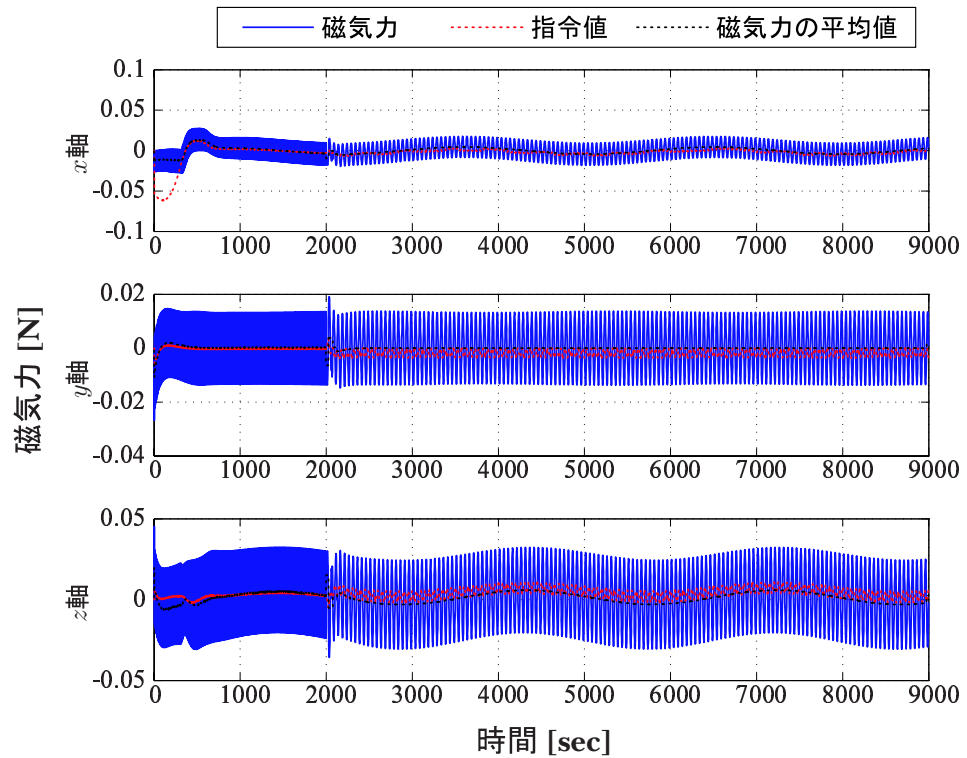


図 4.27: 数値シミュレーションによる磁気力の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)

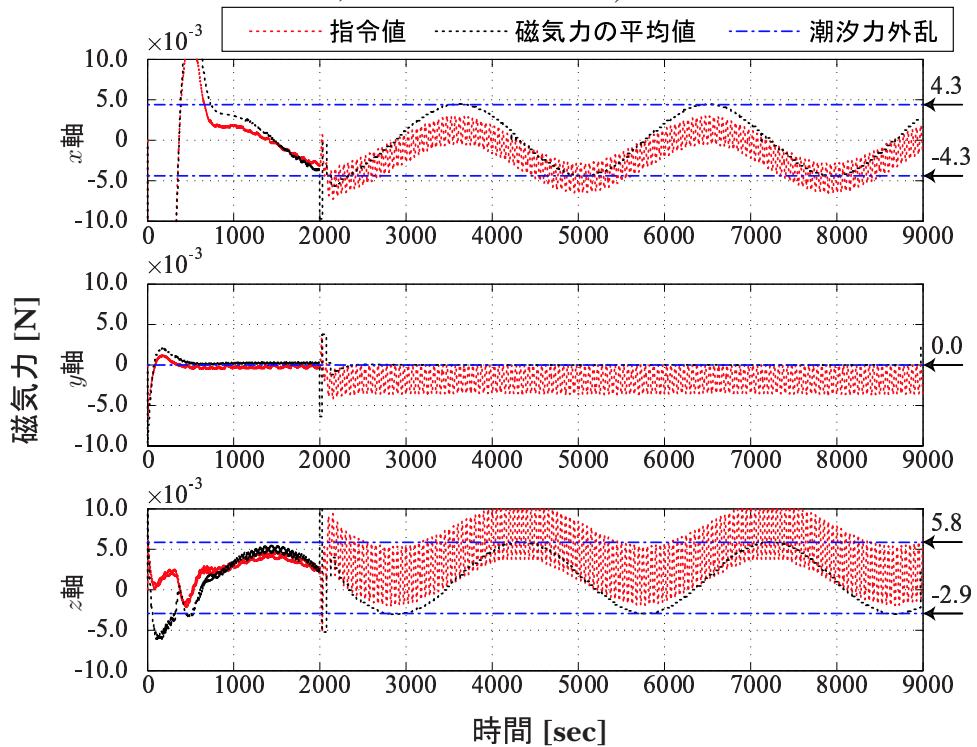


図 4.28: 数値シミュレーションによる磁気力の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)

4.3 設計した相対位置制御系の評価

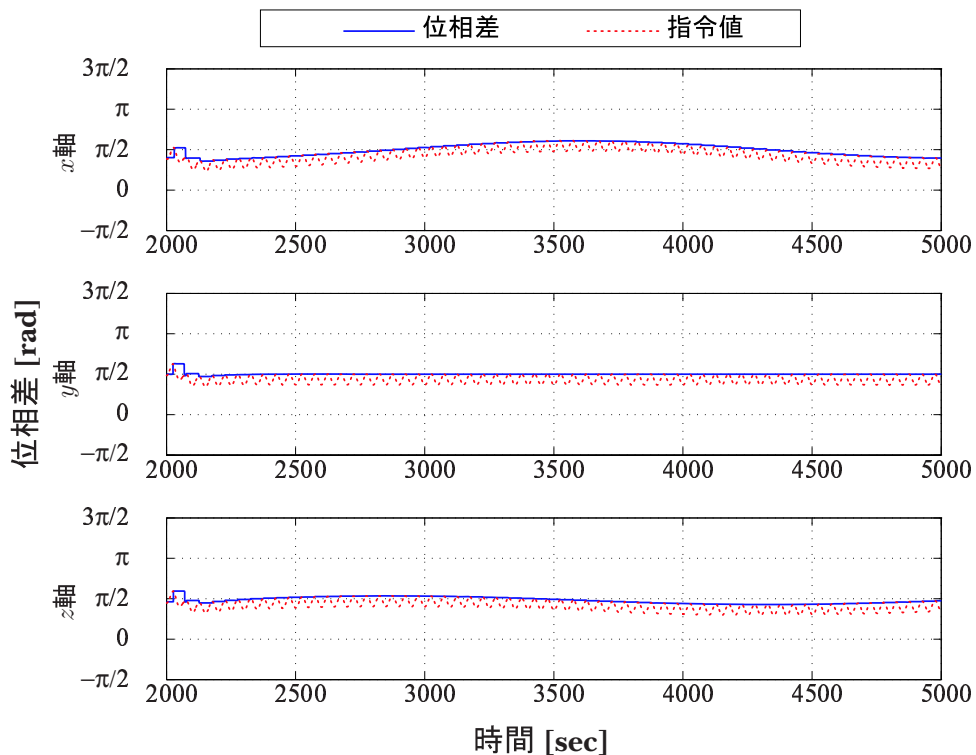


図 4.29: 数値シミュレーションによる位相差の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)

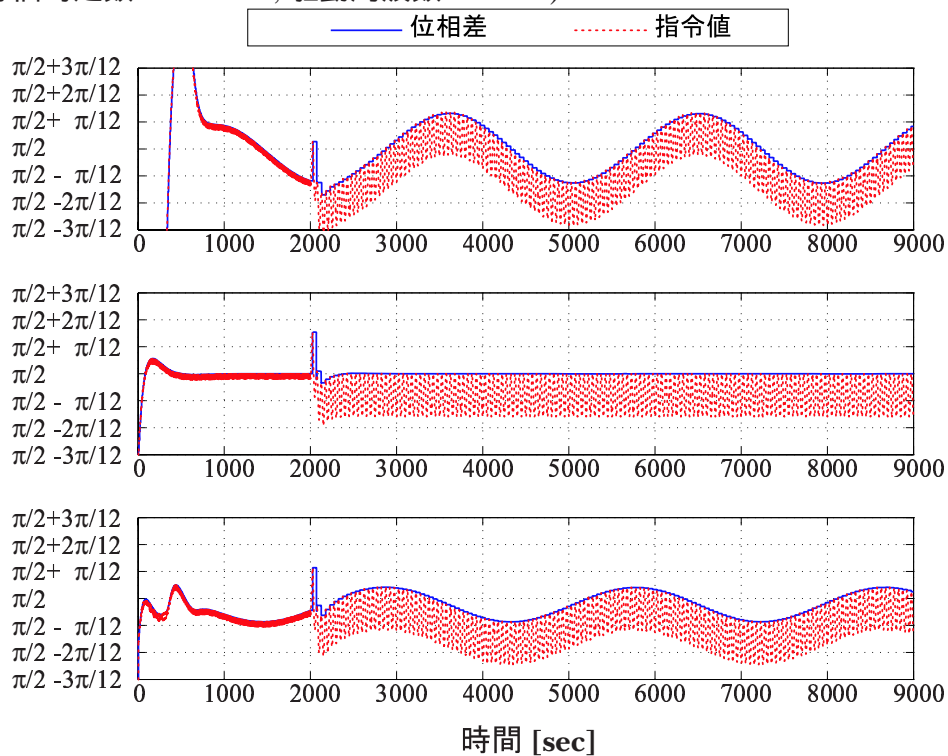


図 4.30: 数値シミュレーションによる位相差の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)

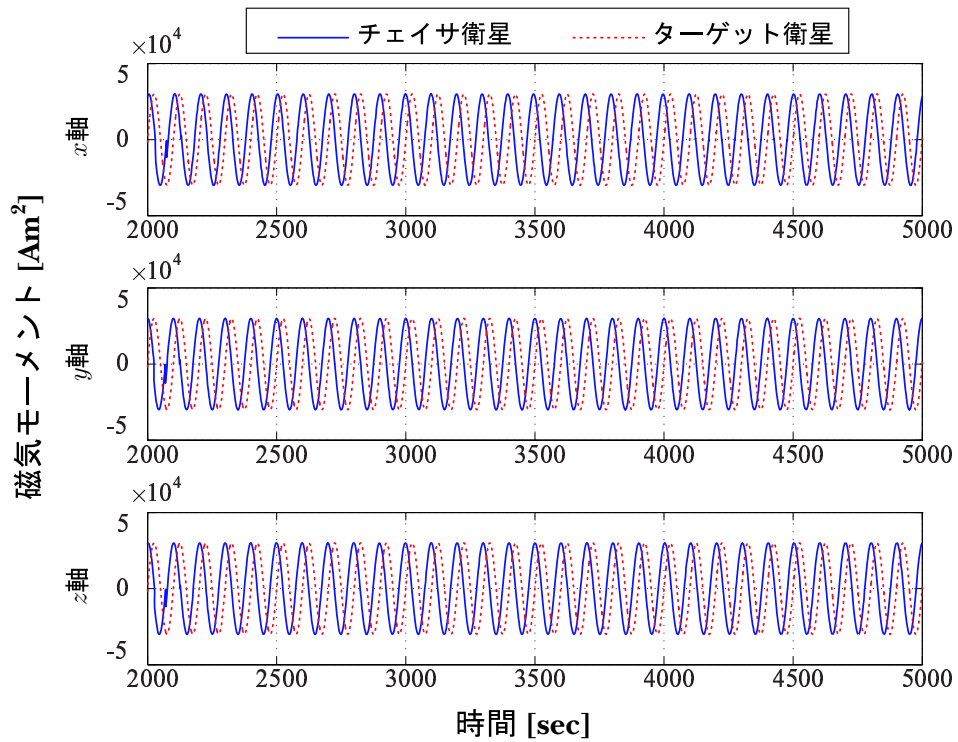


図 4.31: 数値シミュレーションによる磁気モーメントの時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)

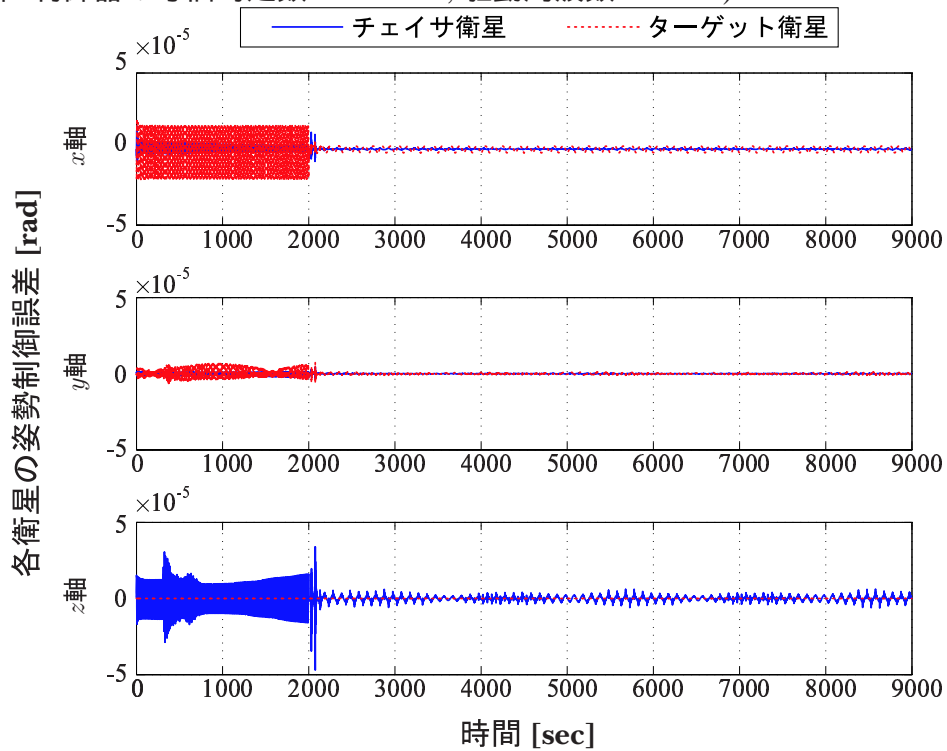


図 4.32: 数値シミュレーションによる目標姿勢誤差の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)

4.3 設計した相対位置制御系の評価

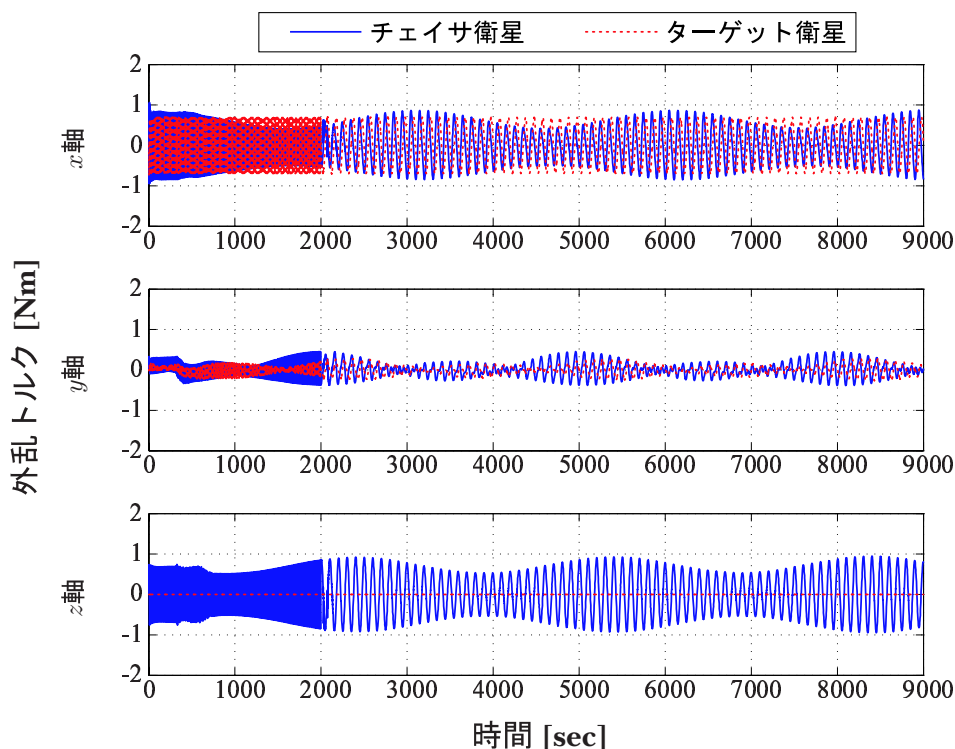


図 4.33: 数値シミュレーションによる外乱トルクの時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)

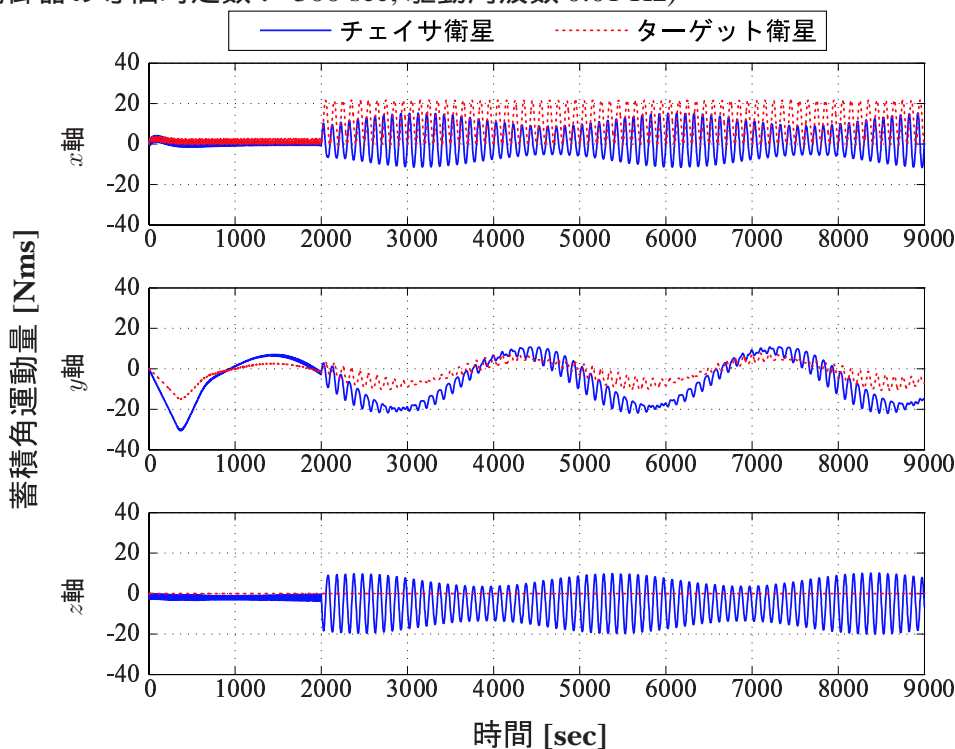


図 4.34: 数値シミュレーションによる蓄積角運動量の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)

0.1 mm 程度、潮汐力外乱による制御誤差がほぼ 0 mm であることがわかる。潮汐力外乱が一定となるため、このような高い制御精度となっていると考えられる。また、図 4.38 に示す磁気力の時間応答より、式 (4.19) で表される y 軸方向に一定の潮汐力外乱を抑制する制御力が発生していることがわかる。同図の右に示す矢印と値は、潮汐力外乱の上限/下限の見積もり値であり、得られた時間応答とほぼ一致することがわかる。位相差の時間応答を図 4.39, 4.40 に示す。図 4.40 には、磁気力を発生するための位相差の変化がみられる。 y 軸方向の位相差の振幅 $2\pi/27$ と y 軸方向の磁気力の最大値は 27.0 mN から計算すると、 $27.0 \times \cos(\pi/2 - 2\pi/27) = 3.0$ mN となり、図 4.38 の x 軸方向の時間応答の右側に示した値と一致する。

姿勢制御は、図 4.42 に示すように、10 arcsec 程度の制御精度で行われている。図 4.43 には外乱トルクの時間応答を、図 4.44 には外乱トルクに基づく角運動量の時間応答を示す。3章で述べたように、最大の外乱トルクは地磁場による磁気トルク 0.9 Nm であることが図 4.13 からわかる。また、図 4.14 より、地磁場による外乱トルクの影響を排除できていることがわかる。さらに、軌道面に垂直方向の相対位置制御では角運動量が蓄積しないという原理と、図 4.14 の結果は一致している。

制御系 2 による相対位置の時間応答を図 4.46 に、制御系 3 による相対位置の時間応答を図 4.56 に示す。これより、制御系 2 の制御精度は約 2 mm、制御系 3 の制御精度は約 8 mm であることがわかる。周波数が低くなるにしたがい、 $2\omega_c$ 外乱による制御誤差が増えていることがわかる。制御系 2 による角運動量の時間応答を図 4.54 に、制御系 3 による角運動量の時間応答を図 4.64 に示す。周波数が低くなるにしたがい地磁場による外乱トルクを長期にわたって蓄積するため、各軸におけるコイル駆動周期で変化する角運動量の大きさが増大していることがわかる。図 4.64 より、コイル駆動周波数 0.01 Hz において地磁場による蓄積角運動量であれば、想定しているリアクションホイールで抑制することができることがわかった。

以上より、軌道面に垂直方向の相対位置制御の性能を確認することができた。

4.4 おわりに

本章では、磁気モーメントの位相差に基づく相対位置制御系に関して述べた。中でも特に、係数図法による制御器の設計と、コイル駆動周波数が相対位置制御におよぼす影響の検討を行った。

相対位置制御に影響をおよぼす外乱には、潮汐力に基づく潮汐力外乱と、コイル交流駆動に基づく $2\omega_c$ 外乱がある。潮汐力外乱は制御器により抑制し、 $2\omega_c$ 外乱はコイル駆動周波数を高くすることで影響を少なくする、という設計を行った。

衛星の軌道運動に基づく数値シミュレーションによる制御系の評価から、制御器の時定数 $\tau = 80$ sec とコイル駆動周波数 0.08 Hz により、XEUS ミッションで想定されている制御精度 2 mm を実現することができた。また、時定数 τ とコイル駆動周波数を遅くした制御系についても評価を行い、制御系のパラメータと、相対位置制御精度および蓄積角運動量の関係を示すことができた。

4.4 おわりに

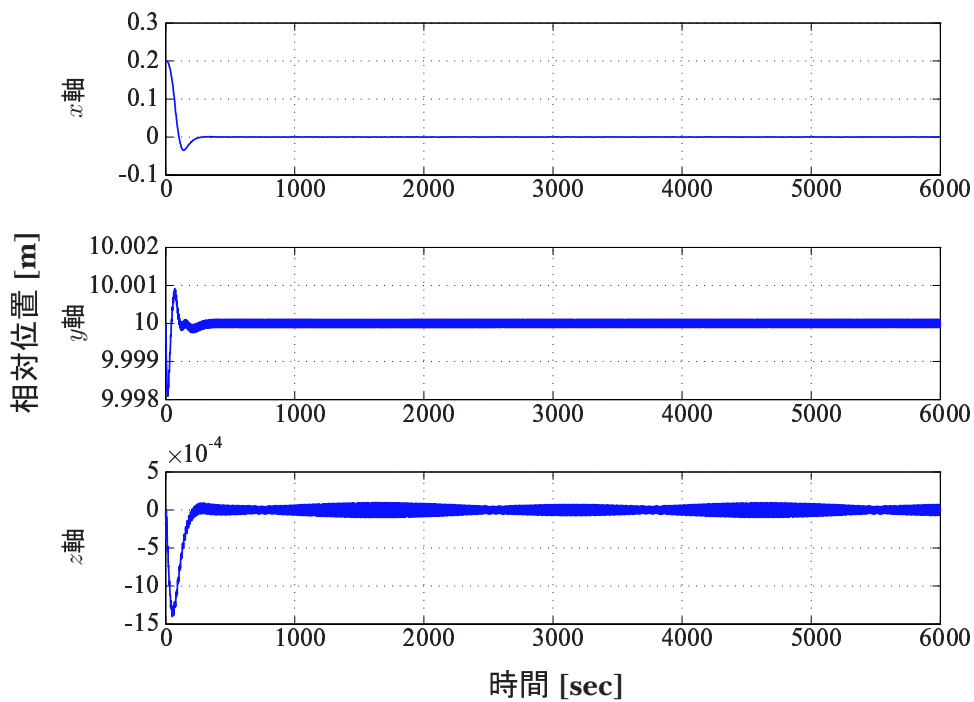


図 4.35: 数値シミュレーションによる相対位置の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)

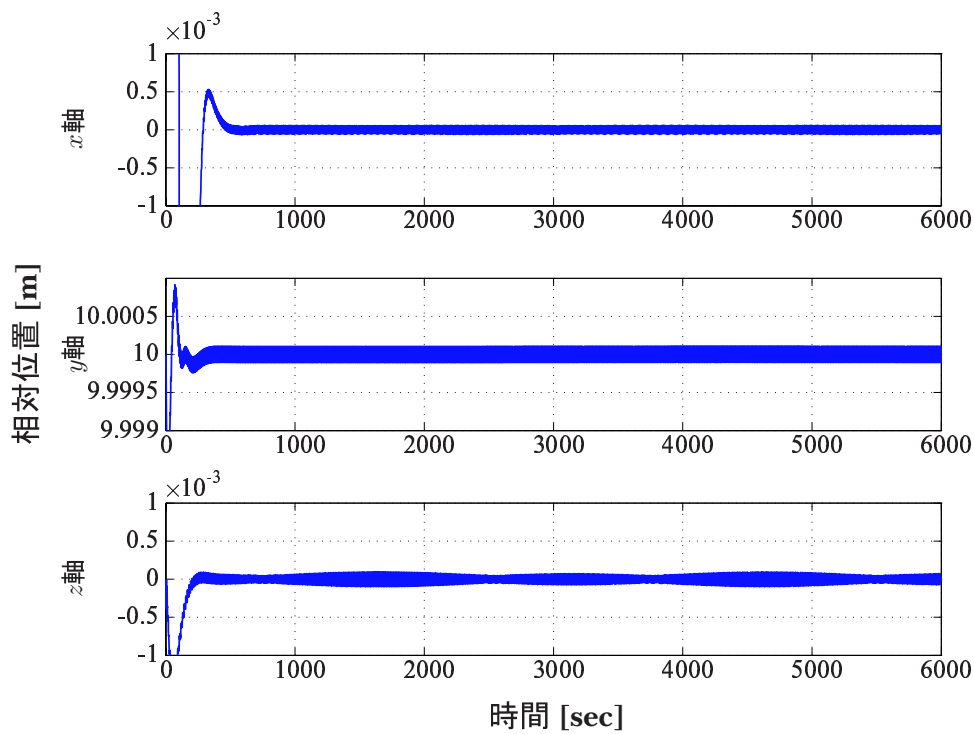


図 4.36: 数値シミュレーションによる相対位置の時間応答の拡大図 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)

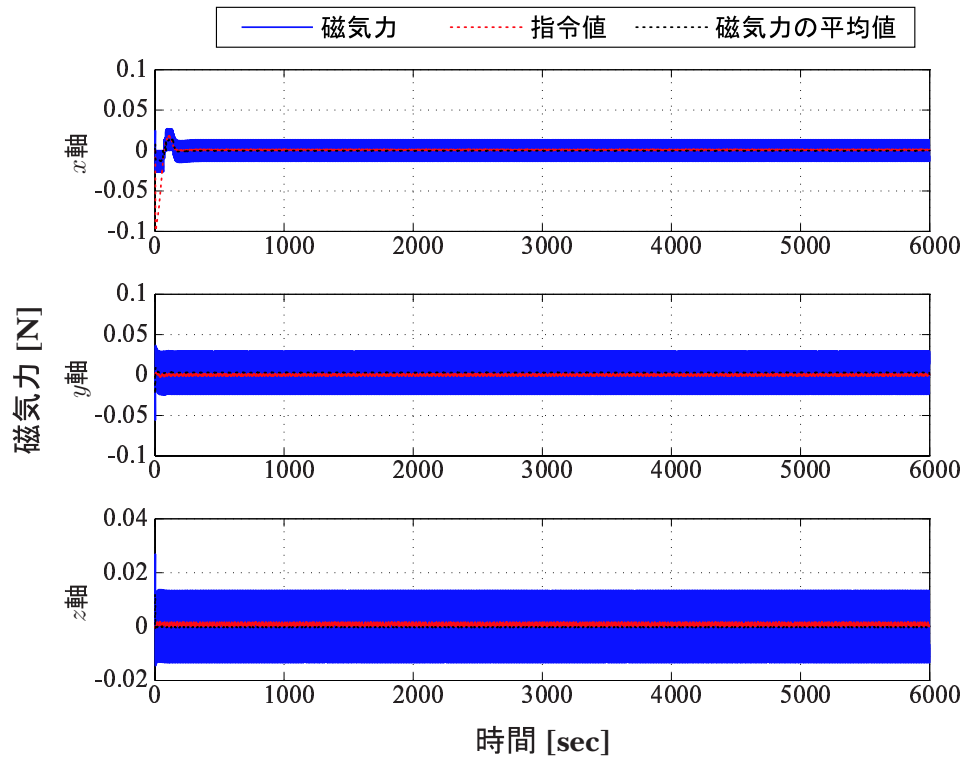


図 4.37: 数値シミュレーションによる磁気力の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)

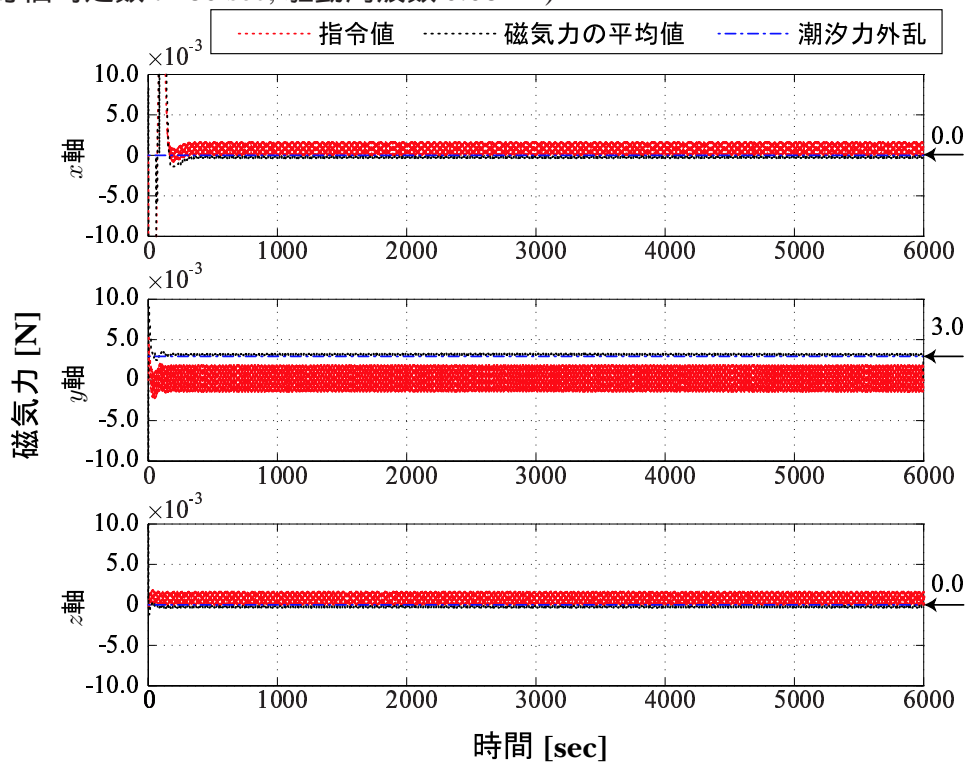


図 4.38: 数値シミュレーションによる磁気力の時間応答の拡大図 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)

4.4 おわりに

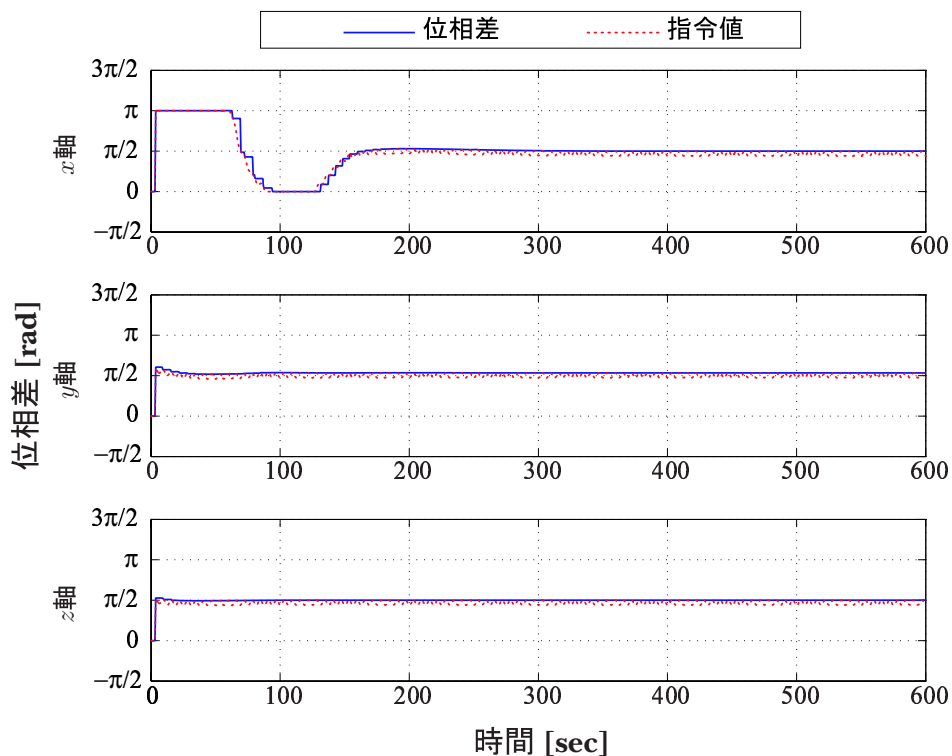


図 4.39: 数値シミュレーションによる位相差の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)

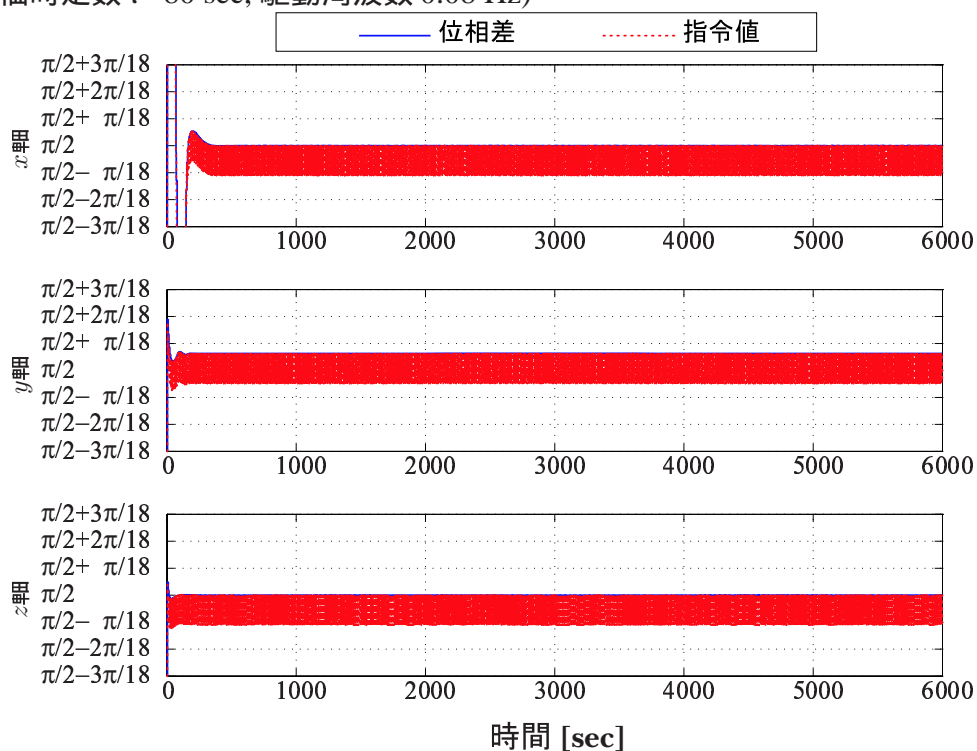


図 4.40: 数値シミュレーションによる位相差の時間応答の拡大図 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)

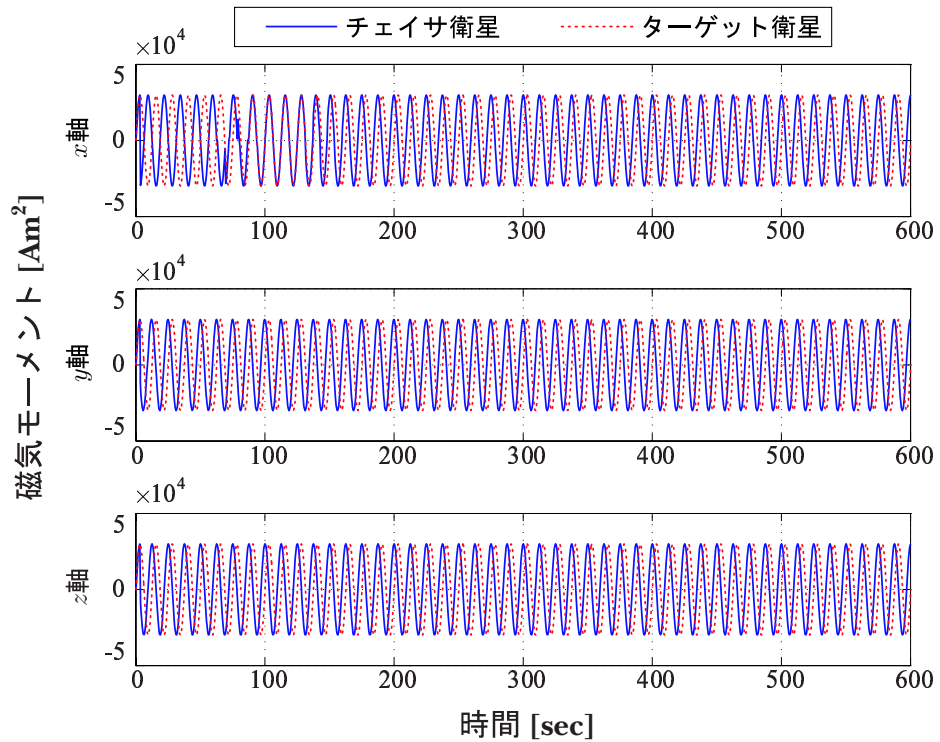


図 4.41: 数値シミュレーションによる磁気モーメントの時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)

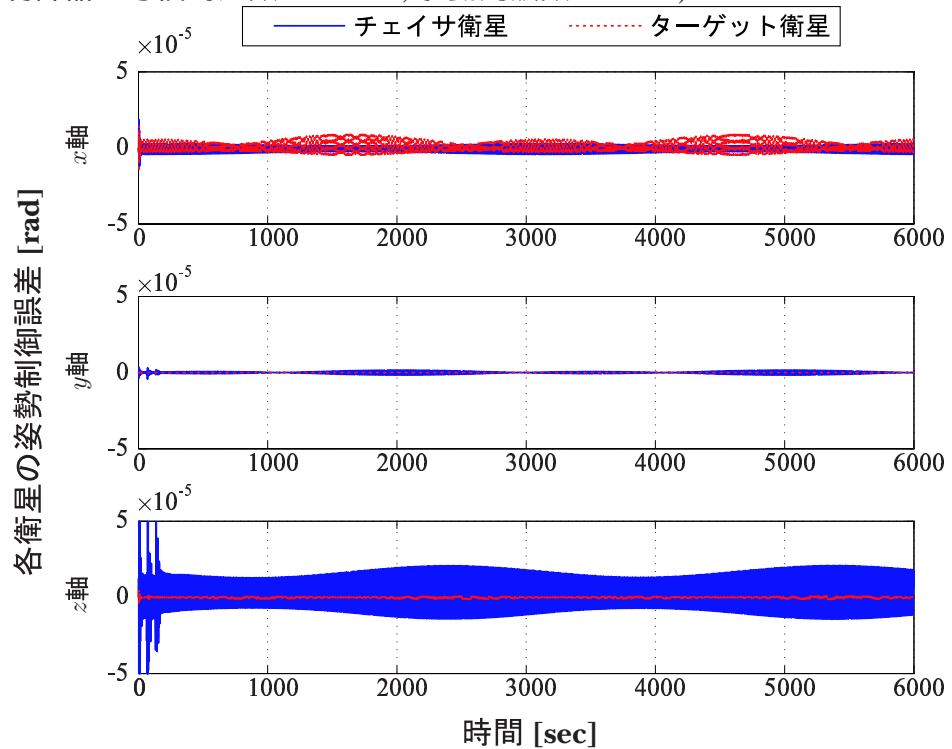


図 4.42: 数値シミュレーションによる目標姿勢誤差の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)

4.4 おわりに

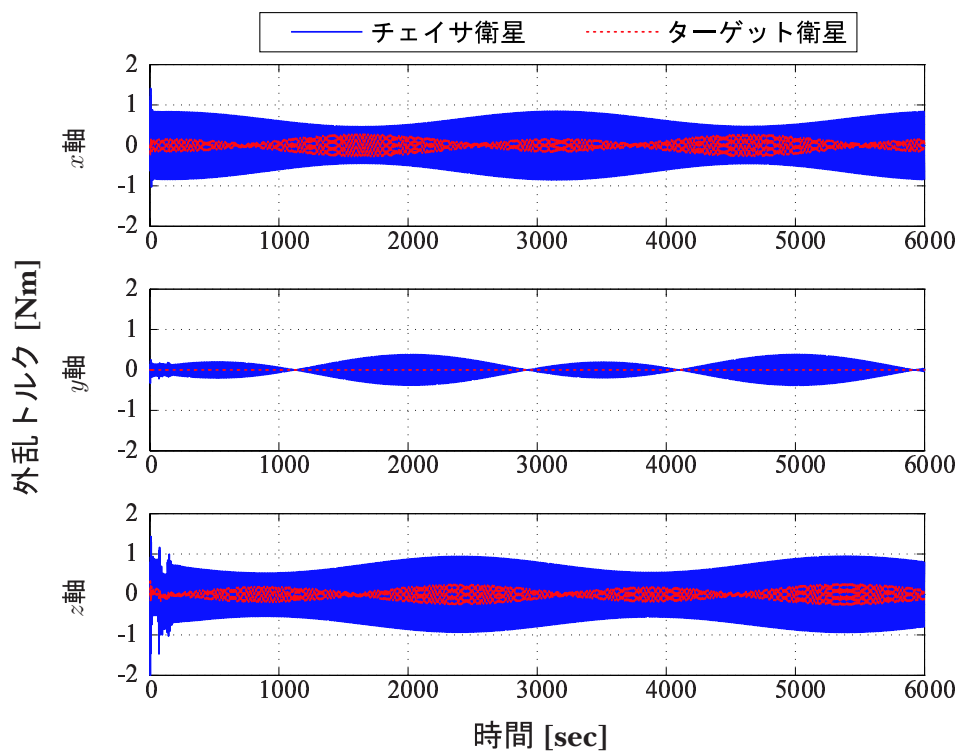


図 4.43: 数値シミュレーションによる外乱トルクの時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)

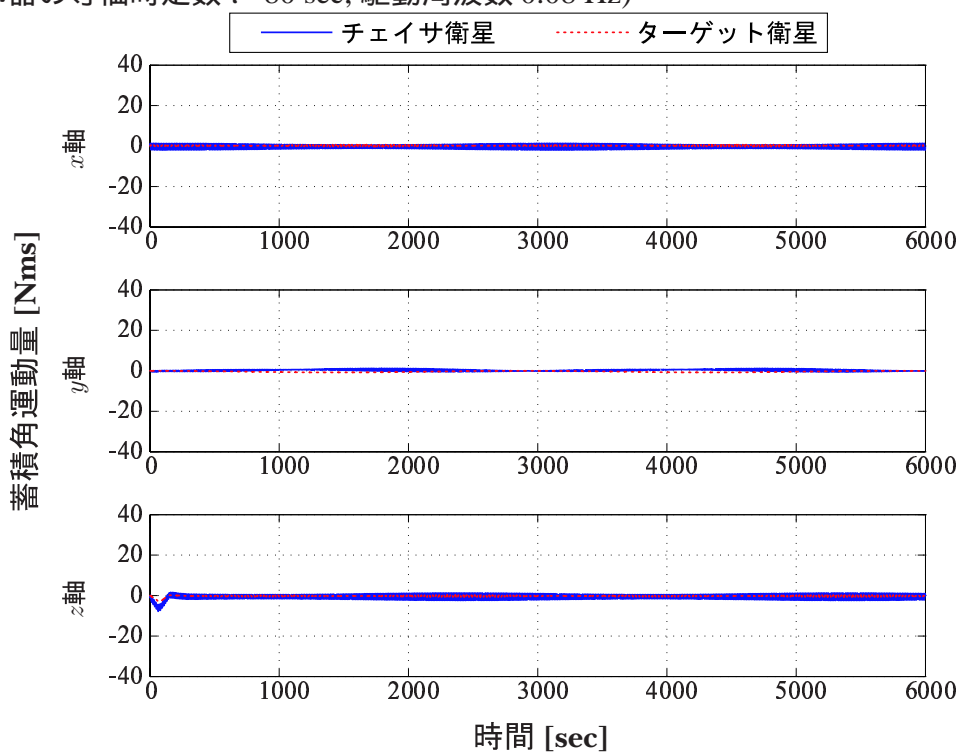


図 4.44: 数値シミュレーションによる蓄積角運動量の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=80$ sec, 駆動周波数 0.08 Hz)

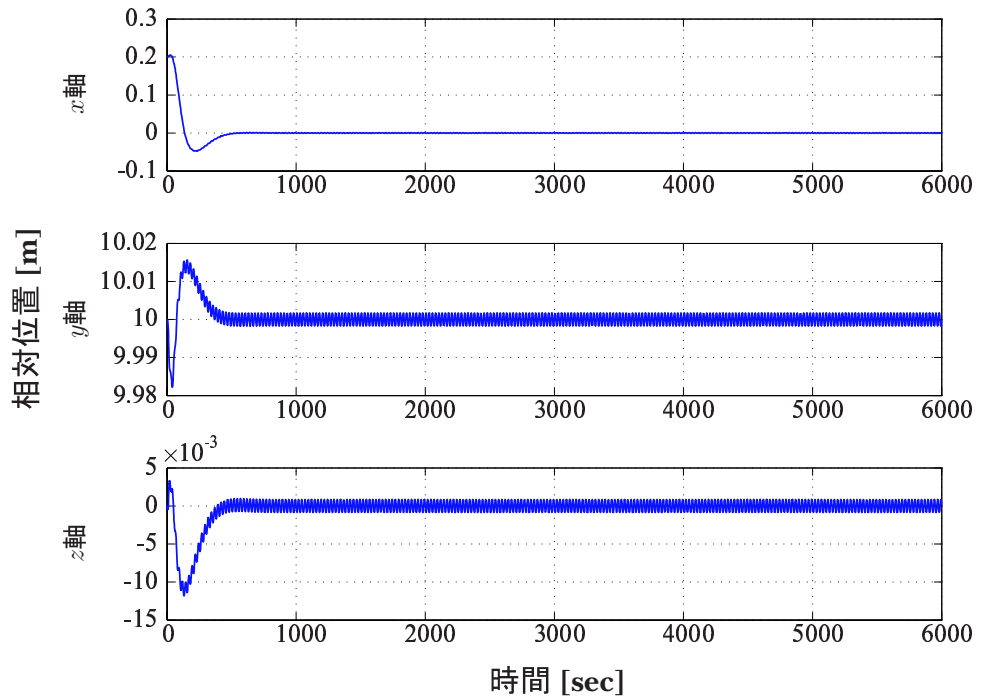


図 4.45: 数値シミュレーションによる相対位置の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)

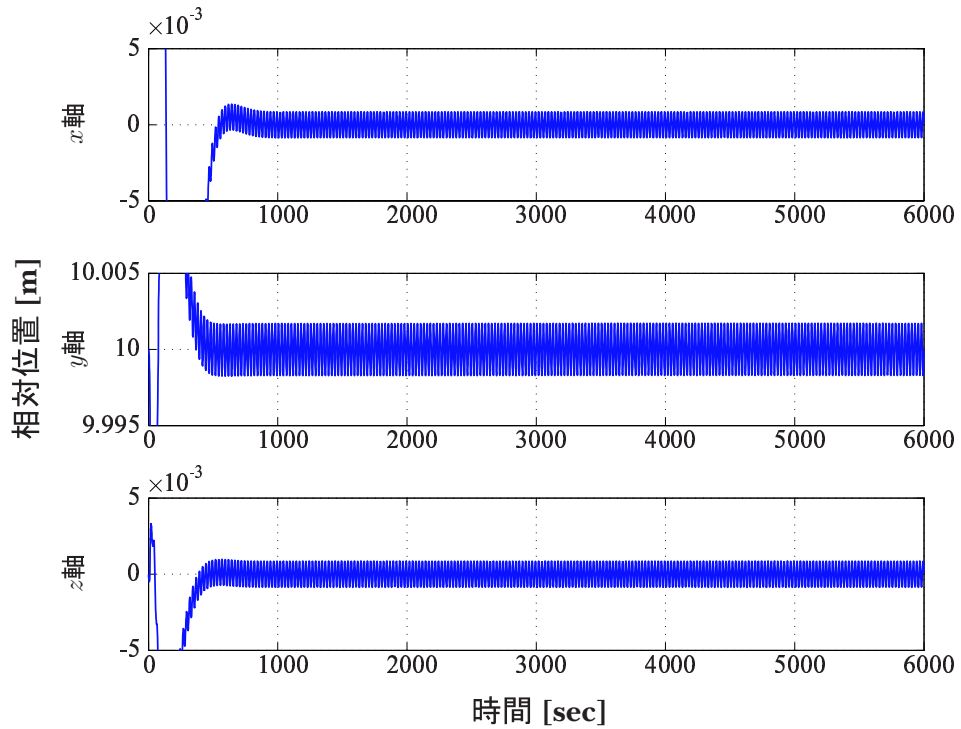


図 4.46: 数値シミュレーションによる相対位置の時間応答の拡大図 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)

4.4 おわりに

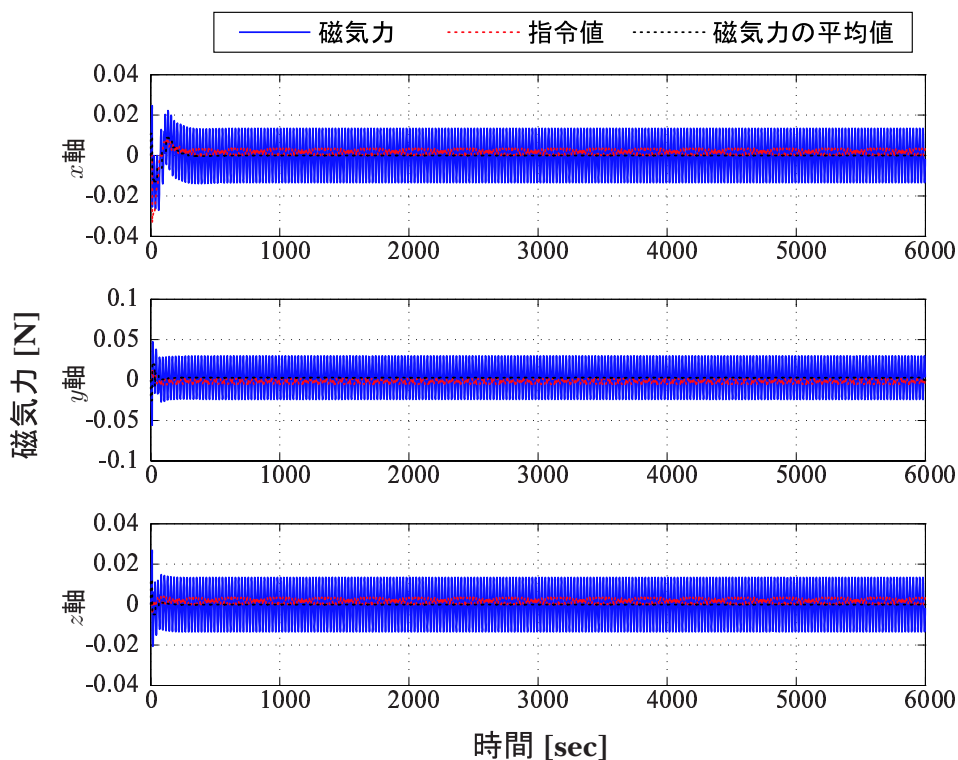


図 4.47: 数値シミュレーションによる磁気力の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)

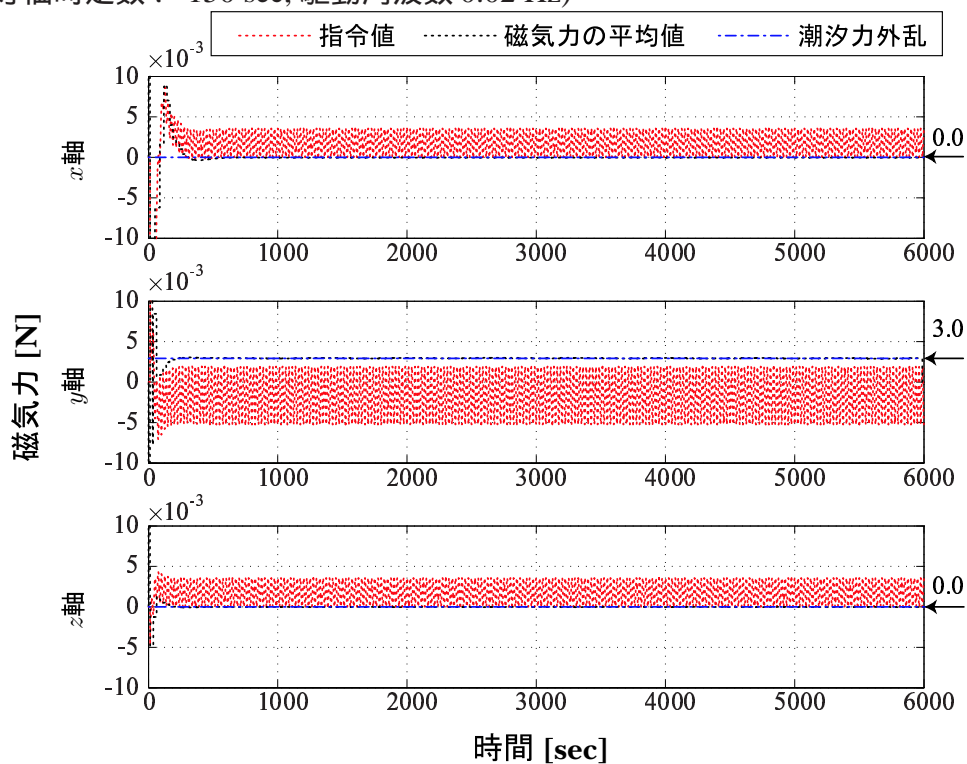


図 4.48: 数値シミュレーションによる磁気力の時間応答の拡大図 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)

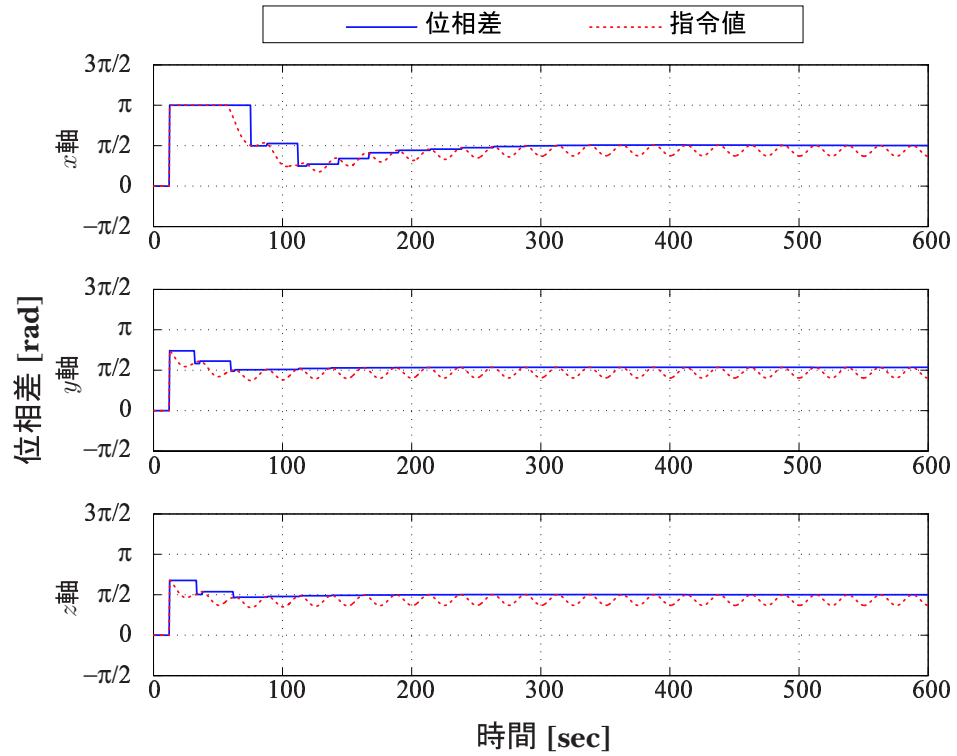


図 4.49: 数値シミュレーションによる位相差の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)

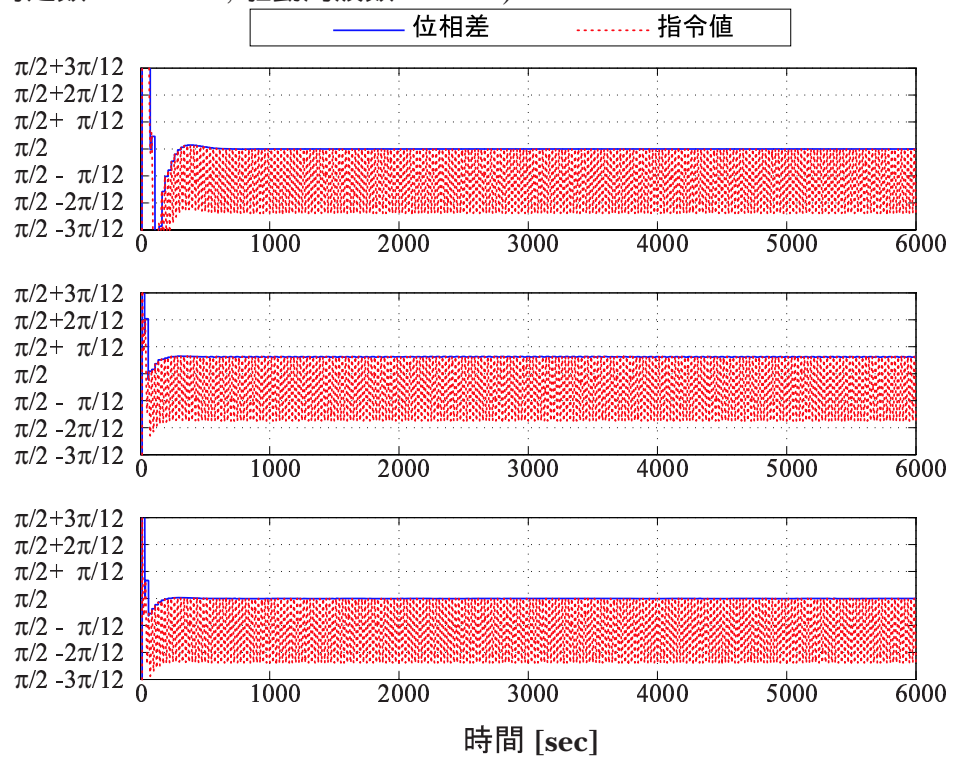


図 4.50: 数値シミュレーションによる位相差の時間応答の拡大図 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)

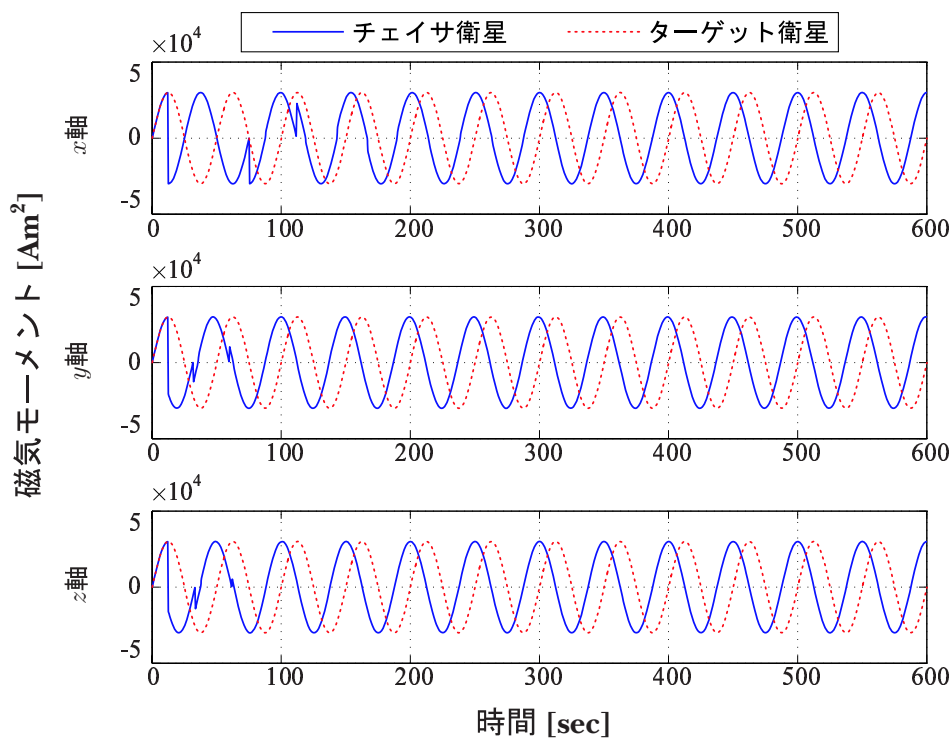


図 4.51: 数値シミュレーションによる磁気モーメントの時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)

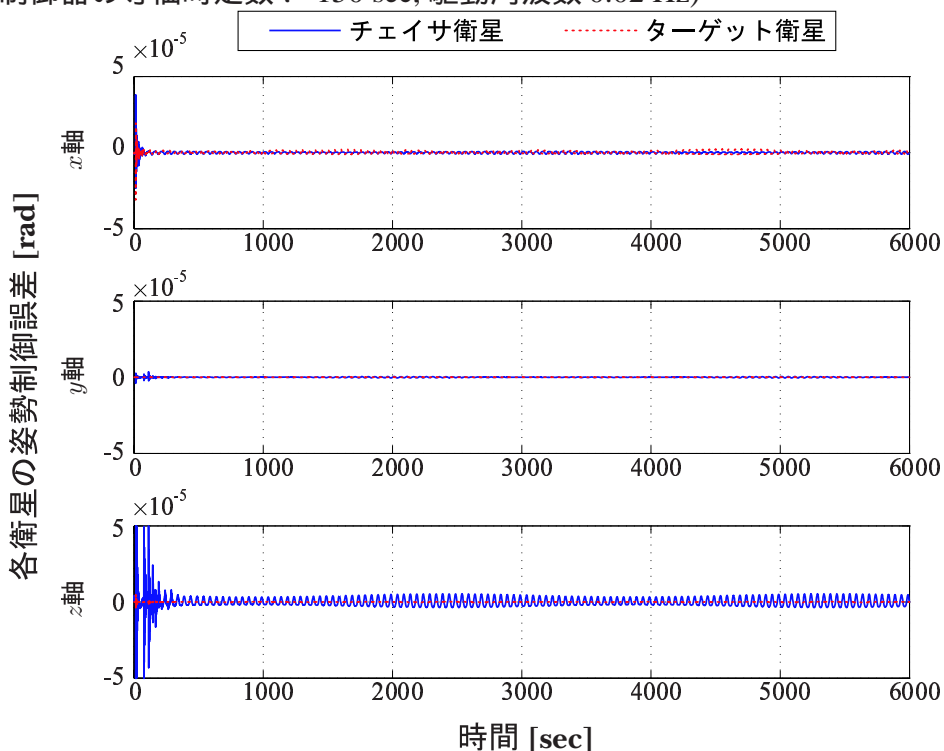


図 4.52: 数値シミュレーションによる目標姿勢誤差の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)

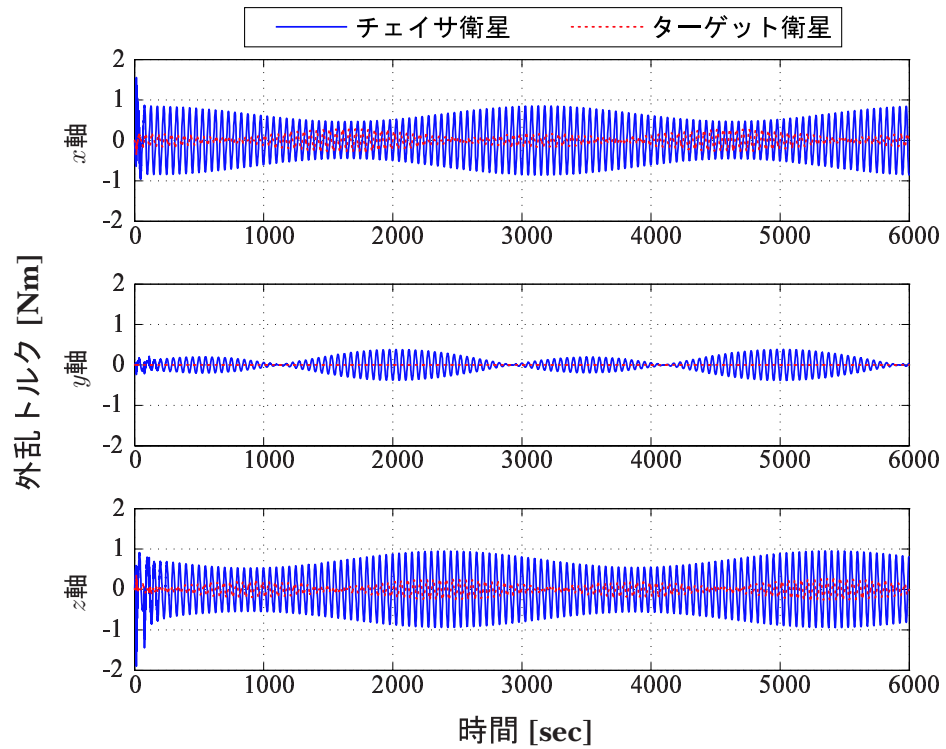


図 4.53: 数値シミュレーションによる外乱トルクの時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)

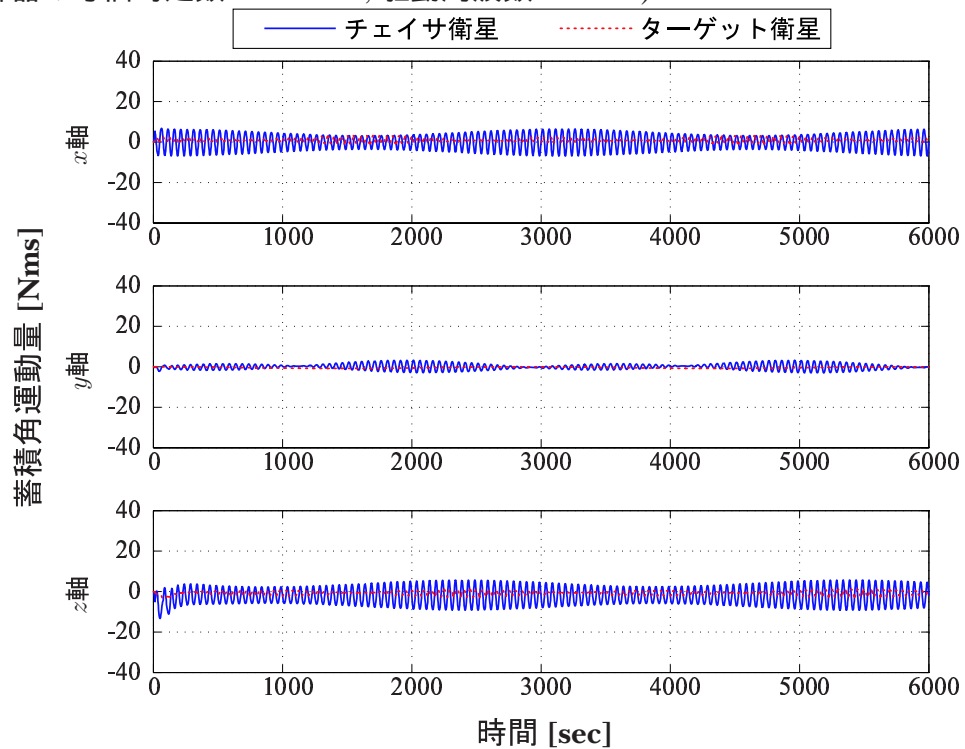


図 4.54: 数値シミュレーションによる蓄積角運動量の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=150$ sec, 駆動周波数 0.02 Hz)

4.4 おわりに

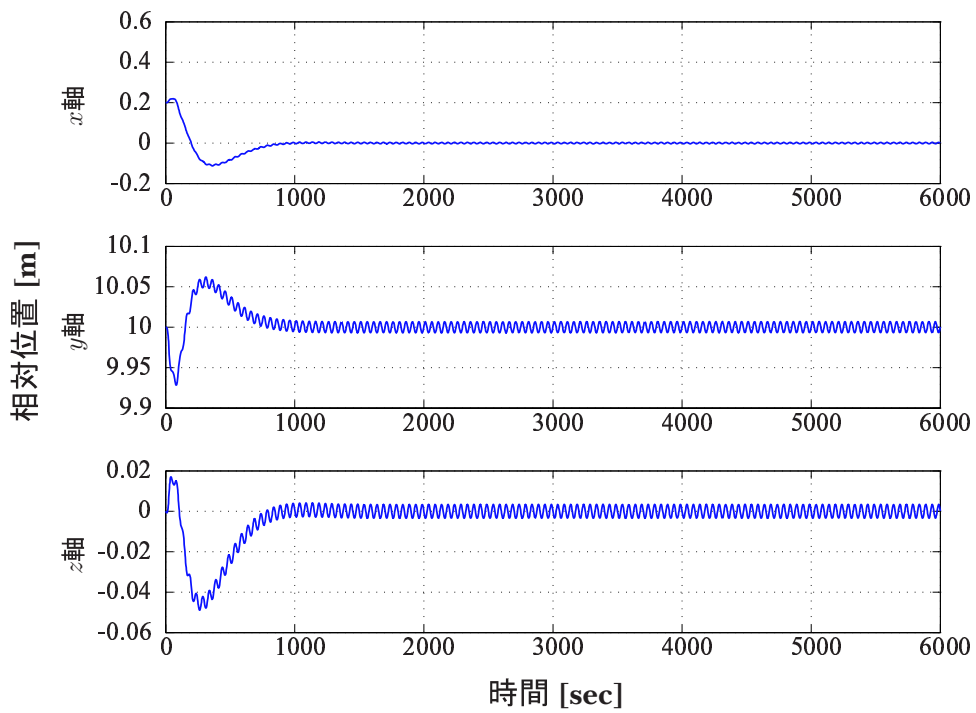


図 4.55: 数値シミュレーションによる相対位置の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)

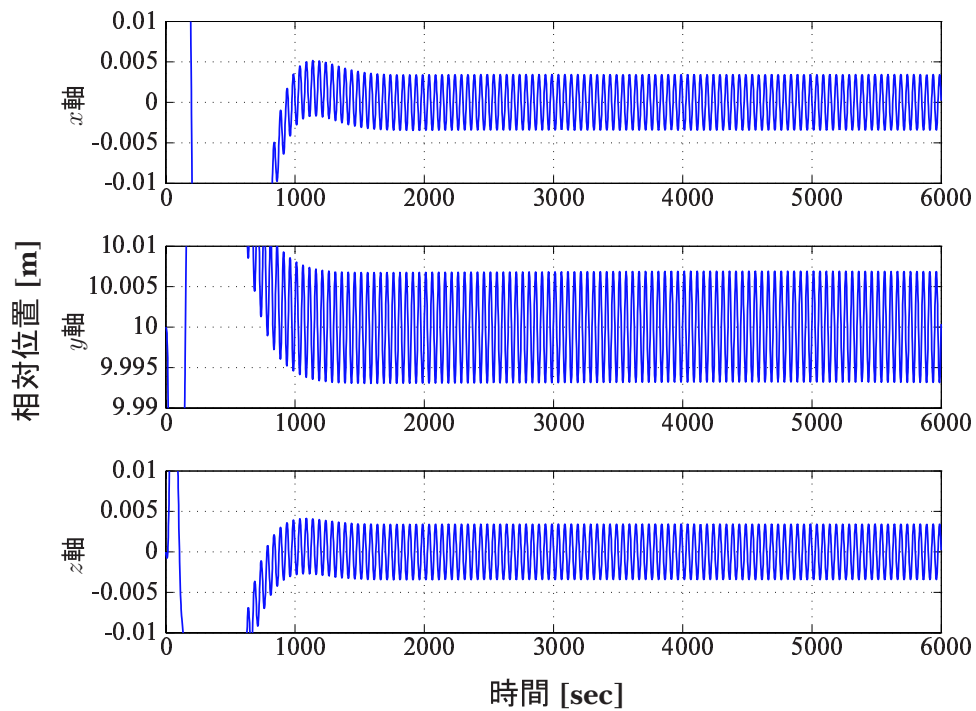


図 4.56: 数値シミュレーションによる相対位置の時間応答の拡大図 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)

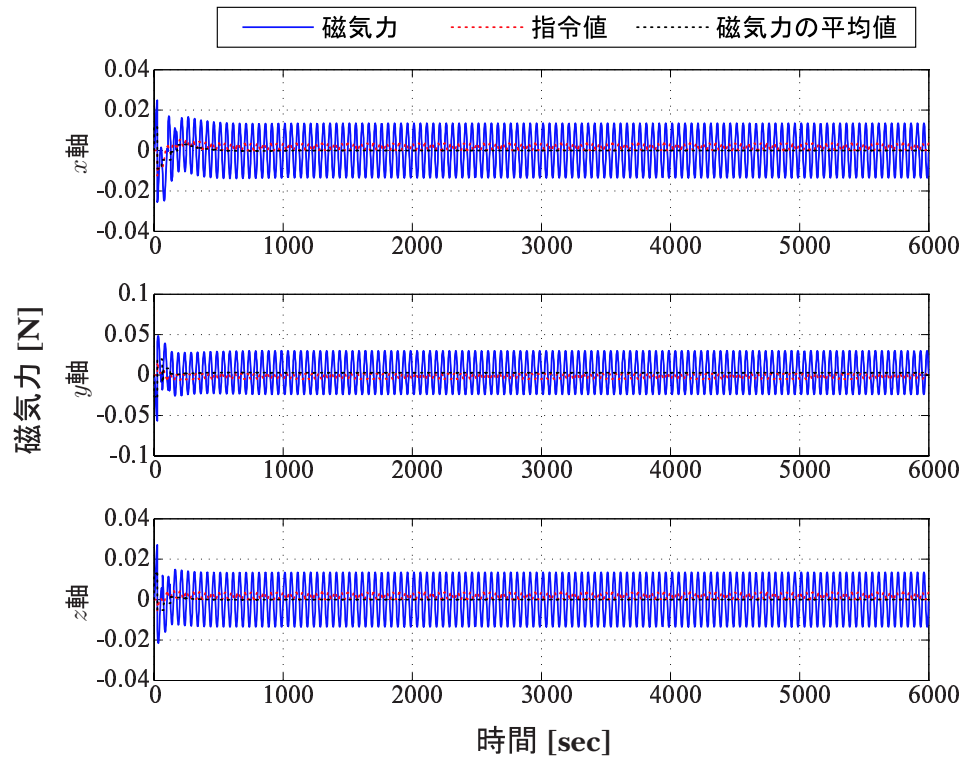


図 4.57: 数値シミュレーションによる磁気力の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)

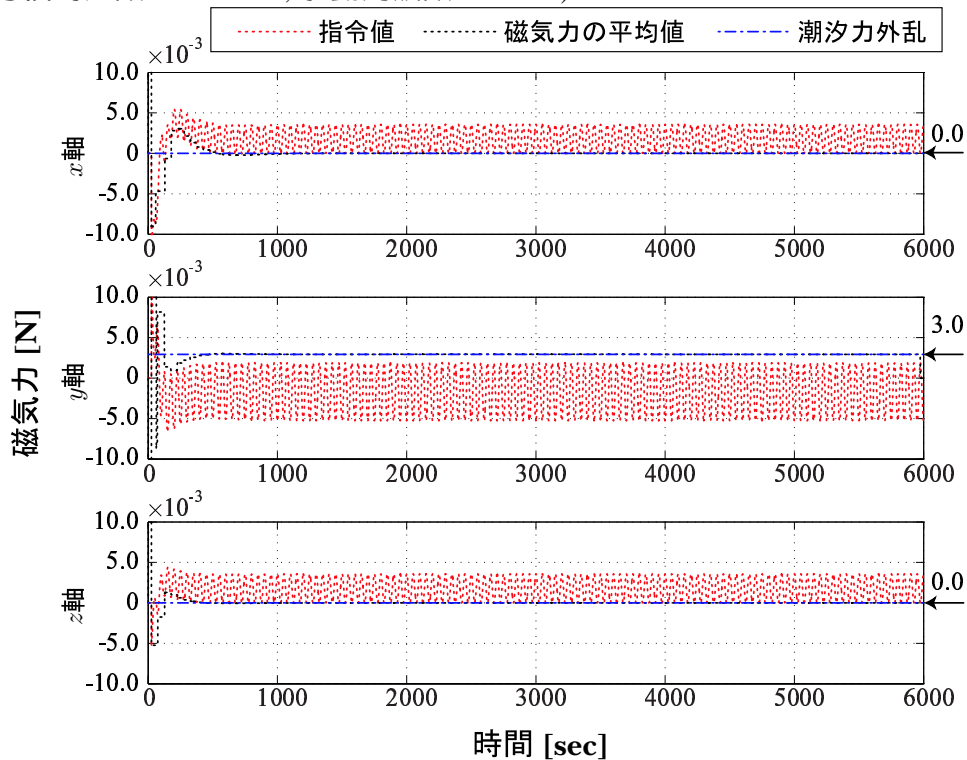


図 4.58: 数値シミュレーションによる磁気力の時間応答の拡大図 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)

4.4 おわりに

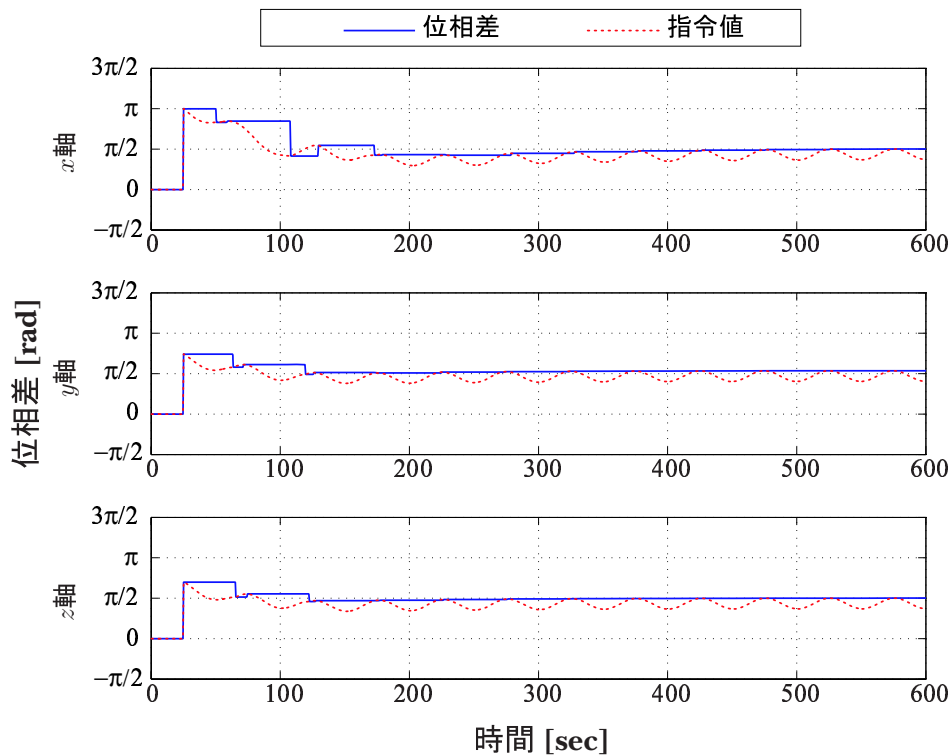


図 4.59: 数値シミュレーションによる位相差の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)

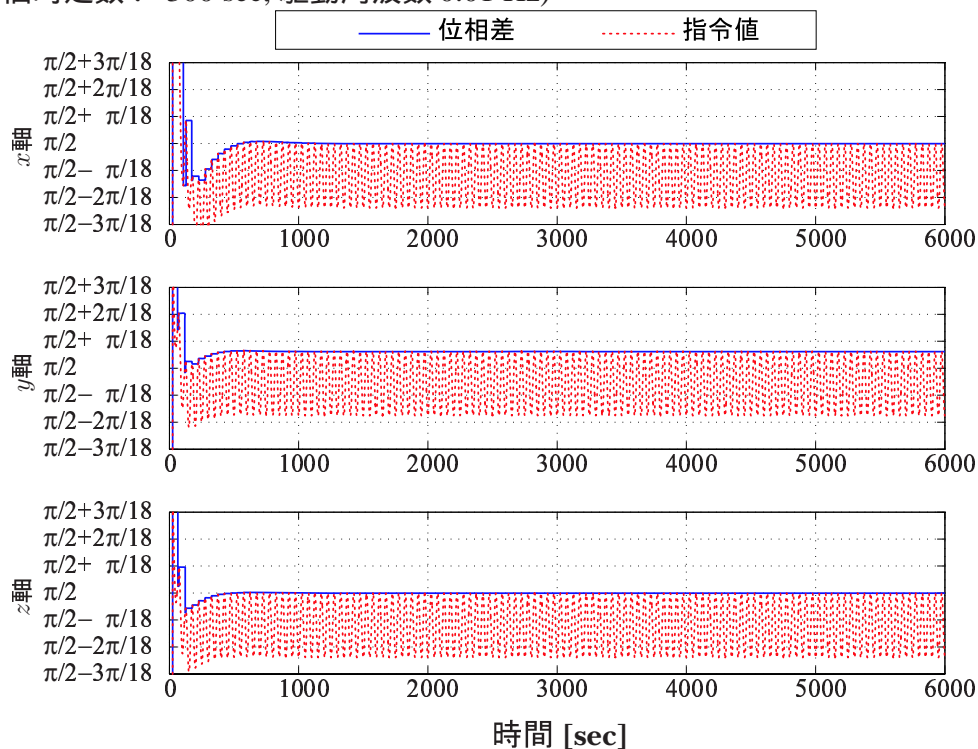


図 4.60: 数値シミュレーションによる位相差の時間応答の拡大図 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)

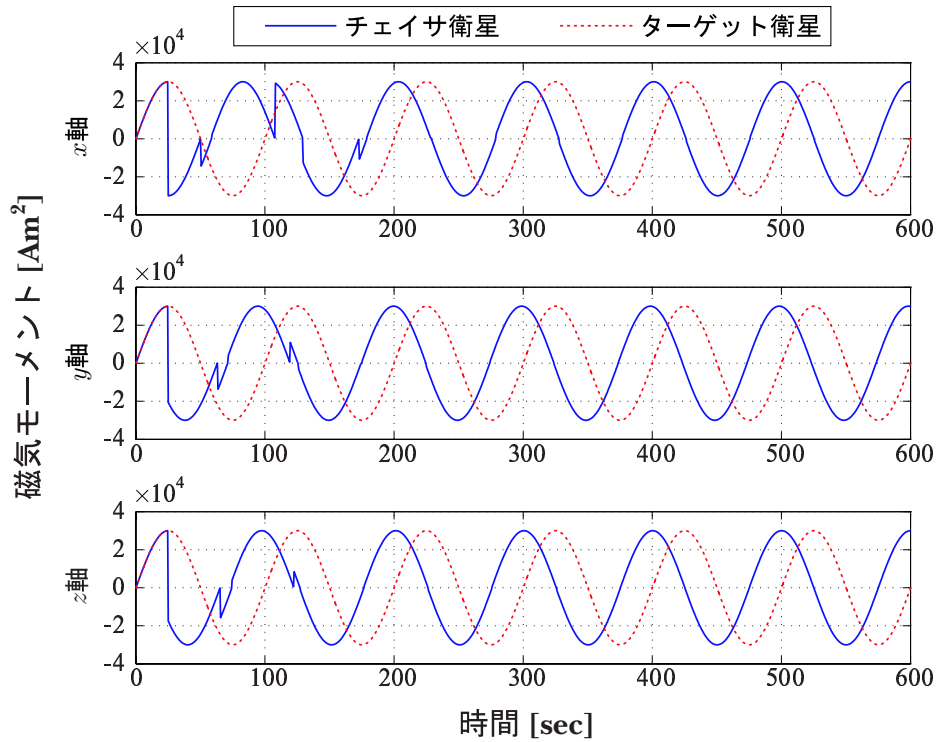


図 4.61: 数値シミュレーションによる磁気モーメントの時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)

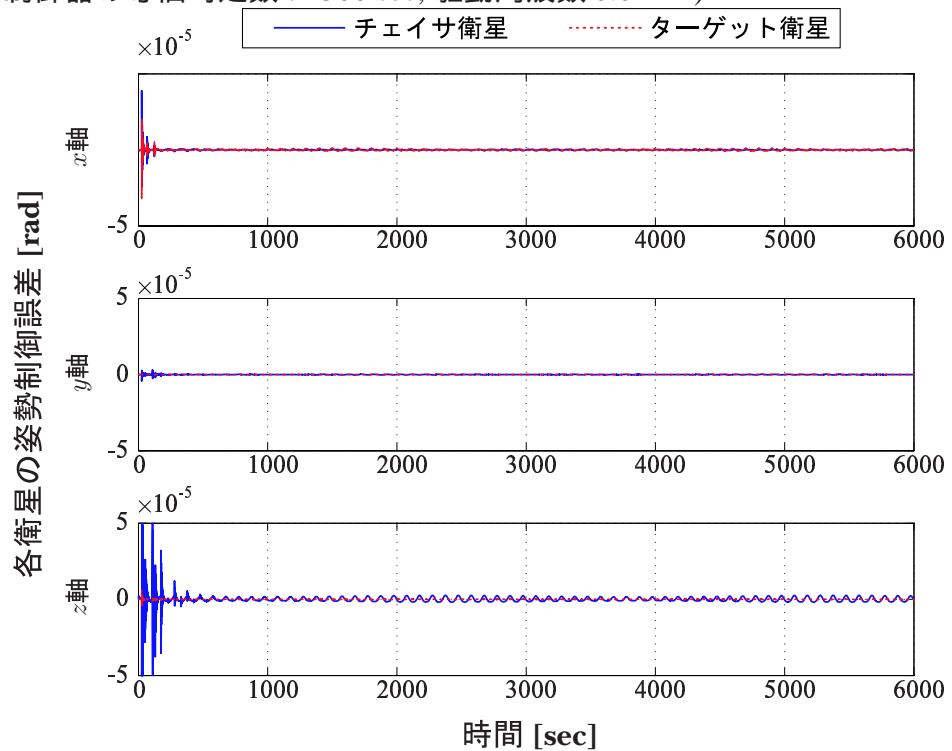


図 4.62: 数値シミュレーションによる目標姿勢誤差の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)

4.4 おわりに

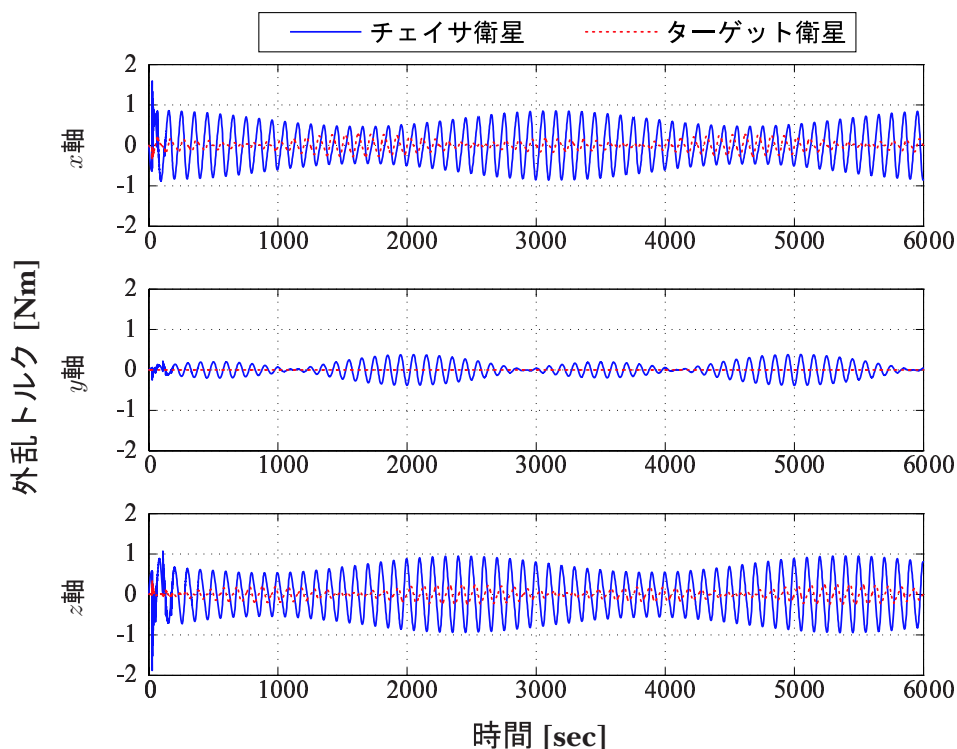


図 4.63: 数値シミュレーションによる外乱トルクの時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)

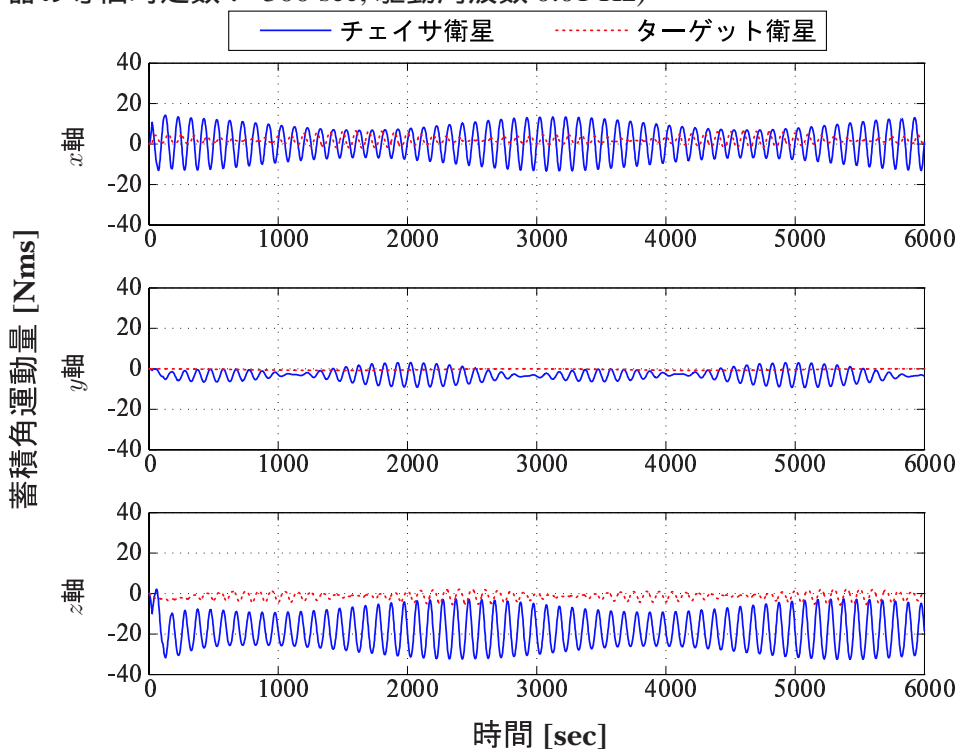


図 4.64: 数値シミュレーションによる蓄積角運動量の時間応答 (軌道面に垂直方向の相対位置制御: 制御器の等価時定数 $\tau=300$ sec, 駆動周波数 0.01 Hz)

第5章 交流駆動されたコイル電流の位相制御手法の提案

5.1 はじめに

前章では、交流磁気モーメント間の位相差に基づく相対位置制御系の提案を行なった。さらに、係数図法を用いた相対位置制御器の設計や、磁気力の指令値から位相差の指令値を決定する変換式の導出などの、提案した制御系におけるソフトウェア部の設計を行なった。本章では制御系のハードウェア部、つまり位相差の指令値に基づき交流磁気モーメント(交流電流)の位相を制御する手法を提案する。

最初に、共振回路によりコイルの交流駆動を行なうという提案をする。衛星という資源に限られた空間において電気エネルギーを有効利用することを意図し、このような交流駆動方式を採用した。次に、磁気モーメントの励磁電流である共振電流の位相を制御する手法について述べる。また、共振回路を駆動回路として用いる場合に共振回路内部のエネルギー損失による電流振幅の減衰が問題となるが、位相制御を実現する装置を用いて振幅の減衰を補償する方法についても述べる。最後に、超電導コイルにより構成した共振回路に対する提案制御手法の性能を、実験により確認する。

5.2 共振回路によるコイル励磁

コイルを交流駆動するために、交流電源で駆動することを考える。第3章の表3.2として示した超電導コイルに周波数 0.08 Hz、振幅 15 A の電流を流すためには、

$$i \times \omega_c L = 15 \times 2\pi \times 0.08 \times 22.5 = 175[\text{V}] \quad (5.1)$$

の電圧が必要である。周波数には制御器設計で見積もった周波数を用いた。したがって、電源には

$$15 \times 175 = 2.63[\text{kW}] \quad (5.2)$$

駆動能力が必要になる。このような電力を衛星という資源の限られた状況で得ることは困難である。そこで、駆動電流を何かしらの機構で回収して再利用するという方法を考える。このような駆動方法により、交流電源を用いなくてもコイルの交流駆動を行なうことができる。このような交流駆動を行なうためには、電気エネルギーを蓄/放電する機構が原理的に必要になる。本研究では、このような機能を果たす最も原始的な素子であるキャパシタを使用する。したがって、励磁回路は図5.1に示すような共振回路になる。同図の R_L は超電導コイルの交流損失、 R_C はキャパシタの交流損失に関する等価抵抗である。配線抵抗は R_L や R_C と比較して低い(数 10 mΩ 程度)とし、回路モデルには含めない。 R_L や R_C によりエネルギー損失が生じ

5.3 共振電流に対する位相/振幅制御回路の提案

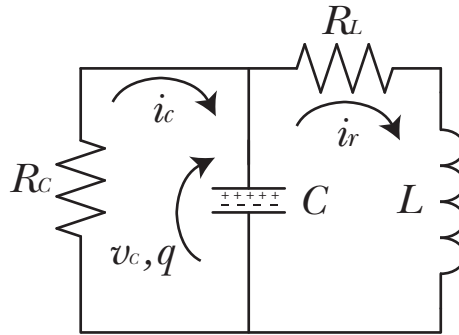


図 5.1: コイル励磁のための共振回路: R_L は超電導コイルの交流損失, R_C はキャパシタの交流損失に関する等価抵抗を表す.

るため, 何もしなければ共振電流の振幅が減衰する. 当然ながら電流の減衰により磁気モーメントも減衰するため, このようなエネルギー損失は問題になる.

図 5.1 の回路方程式は

$$\begin{cases} i_c = \frac{dq}{dt} + i_r \\ R_C i_c + \frac{q}{C} = 0 \\ \frac{q}{C} = R_L i_r + L \frac{di_r}{dt} \end{cases} \quad (5.3)$$

と表現できる. したがって, 回路の減衰時定数 τ_{rc} と共振角速度 ω_c は,

$$\tau_{rc} = \frac{2R_C LC}{R_L R_C C + L}, \quad \omega_c = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{1}{4} \left(\frac{R_L}{L} - \frac{1}{R_C C} \right)^2} \quad (5.4)$$

と求められる. これより, 共振電流 i_r は

$$i_r = i_{r0} e^{-\frac{1}{\tau_{rc}} t} \sin \omega_c t \quad (5.5)$$

と表現できる. ここで, i_{r0} は共振電流の振幅の初期値である. このように時定数 τ_{rc} で減衰する電流の振幅を維持する方法が必要になる.

5.3 共振電流に対する位相/振幅制御回路の提案

前節では, 共振回路に流れる共振電流により超電導コイルの励磁を行なうという提案を行なった. またこのような駆動を行なう場合, 何も制御しなければ共振電流の振幅が減衰することを問題点として挙げた. 本節では, この振幅の減衰に関する問題を解決しさらに共振電流の位相を制御する手法の提案を行なう. また, 回路理論に基づき, 提案手法の解析を行なう.

5.3.1 位相/制御回路の構成と状態方程式の導出

前節で提案した駆動回路の外部に, スイッチ S を介して抵抗 R_E と定電圧源 $V_E, -V_E$ (以下では V_E とのみ表示する) を設ける. 回路構成を図 5.2 に示す. このような装置により, 極めて

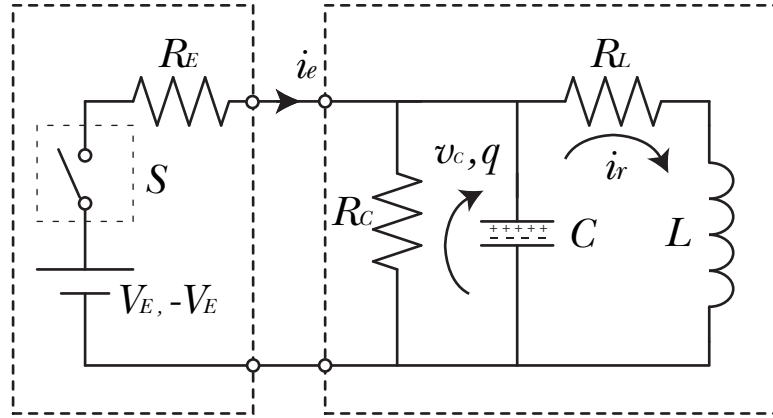


図 5.2: 共振電流に対して位相/振幅制御を実現する回路構成: スイッチ S を ON/OFF することにより共振の状態を制御する

短い時間だけスイッチ S を導通させて V_E を印加し、共振回路に電荷を注入する。電荷の注入により、共振の状態が変化する、すなわち共振電流 i_r およびキャパシタ電圧 v_c の位相や振幅が変化するという原理である。本小節では、このような動作の解析を行なう。

本小節では、提案手法の動作を解析するために、提案回路の状態方程式を導出する。状態変数 \vec{x} を、キャパシタの電荷量 q と共振電流 i_r を成分とする $\vec{x} = [q \ i_r]^T$ とおく。

共振状態、すなわちスイッチ S が OFF の状態における回路方程式

$$\begin{cases} R_C i_c + \frac{1}{C} \int i_c dt = \frac{1}{C} \int i_r dt \\ \frac{1}{C} \int i_c dt = \frac{1}{C} \int i_r dt + R_L i_r + L \frac{di_r}{dt} \end{cases} \quad (5.6)$$

と、キャパシタ電荷と電流の関係式

$$\frac{dq}{dt} = i_c - i_r \quad (5.7)$$

より、共振状態の状態方程式

$$\dot{\vec{x}} = \mathbf{A}_{OFF} \vec{x} \quad (5.8)$$

$$\text{ただし, } \mathbf{A}_{OFF} = \begin{bmatrix} -\frac{1}{R_C C} & -1 \\ \frac{1}{LC} & -\frac{R_L}{L} \end{bmatrix}$$

を導出することができる。

また、印加状態、すなわちスイッチ S が ON の状態における回路方程式

$$\begin{cases} V_E = (R_E + R_C) i_e - R_C i_c \\ R_C i_e = R_C i_c + \frac{1}{C} \int i_c dt - \frac{1}{C} \int i_r dt \\ \frac{1}{C} \int i_c dt = \frac{1}{C} \int i_r dt + R_L i_r + L \frac{di_r}{dt} \end{cases} \quad (5.9)$$

5.3 共振電流に対する位相/振幅制御回路の提案

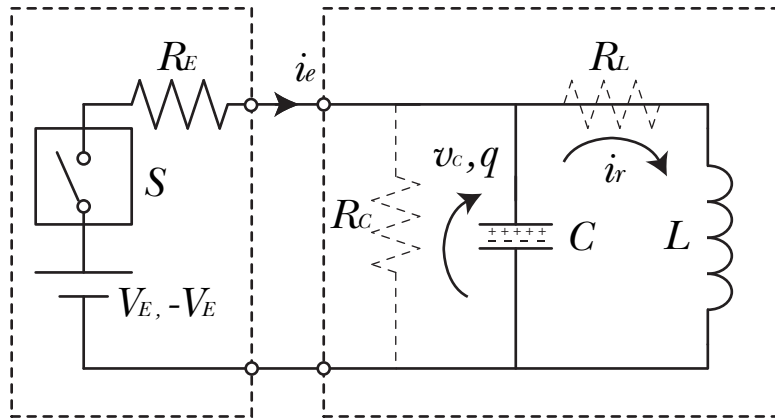


図 5.3: 図 5.2 の交流損失等価抵抗 R_L, R_C を無視した解析モデル

より, 電圧印加状態の状態方程式

$$\dot{\vec{x}} = \mathbf{A}_{ON} \vec{x} + \frac{V_E}{R_E} \mathbf{B}_{ON} \quad (5.10)$$

$$\text{ただし, } \mathbf{A}_{ON} = \begin{bmatrix} -\frac{R_E + R_C}{R_E R_C C} & -1 \\ \frac{1}{LC} & -\frac{R_L}{L} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{B}_{ON} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$$

を導出できる.

これらは, 以降の提案手法の解析や, 数値シミュレーションにおけるコイル駆動回路の物理モデルとして用いられる. 数値シミュレーションでは, 状態変数 \vec{x} の微分演算を行なう際に用いる状態方程式を切り替えることでスイッチ S の動作を模擬している.

次小節では, 導出した状態方程式 (5.8), (5.10) を用いて提案手法の解析を行なう.

5.3.2 位相/振幅制御による位相シフト量と振幅変化量の定式化

本小節では, 前節で導出した回路の状態方程式に基づき, 位相/振幅制御による共振電流の位相シフト量および振幅変化量を定式化する. さらに, 導出されたこれらの式に基づき, 制御時に回路に生じる状態変化をベクトル図を用いて説明する.

提案回路の状態方程式に基づく定式化

前小節で導出した状態方程式を用いて, 極めて短い時間の電圧印加による位相/振幅の変化量を定式化する.

ここでは簡単のため, 図 5.3 示すように, インダクタンスおよびキャパシタンスの交流損失等価抵抗を考慮しないモデルを用いる. したがって, $R_C = \infty, R_L = 0$ となる. このような条

件下で、式(5.8)を \vec{x} に関して解くと、共振状態における定常解

$$\vec{x}(t) = \begin{bmatrix} \cos \omega_c t & -\frac{1}{\omega_c} \sin \omega_c t \\ \omega_c \sin \omega_c t & \cos \omega_c t \end{bmatrix} \vec{x}_{t=0} \quad (5.11)$$

を得ることができる。ただし、 $\vec{x}_{t=0}$ は状態変数の初期値、 ω_c は共振角周波数を表す。同様に式(5.10)を解くと、印加状態における定常解

$$\vec{x}(t) = e^{-\frac{\alpha}{2}t} \begin{bmatrix} \cos \lambda t - \frac{\alpha}{2\lambda} \sin \lambda t & -\frac{1}{\lambda} \sin \lambda t \\ \frac{1}{LC} \cdot \frac{1}{\lambda} \sin \lambda t & \cos \lambda t + \frac{\alpha}{2\lambda} \sin \lambda t \end{bmatrix} \vec{x}_{t=0} + \frac{V_E}{R_E} \begin{bmatrix} \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{\alpha}{2}t} \sin \lambda t \\ 1 - e^{-\frac{\alpha}{2}t} \left(\cos \lambda t + \frac{\alpha}{2\lambda} \sin \lambda t \right) \end{bmatrix} \quad (5.12)$$

を得ることができる。ただし、

$$\alpha = \frac{1}{R_E C}, \quad \xi = \frac{2}{\sqrt{LC}}, \quad \lambda = \frac{\sqrt{\xi^2 - \alpha^2}}{2} \quad (5.13)$$

である。

共振状態における任意の位相 θ での状態変数を \vec{x}_θ とする。位相 θ の瞬間に微小時間 Δt だけスイッチ S を導通するという動作を解析する。なお、 Δt には共振周期 T_c の1/100程度を想定している¹。 Δt を用いて、印加後の状態量 $\vec{x}_{ON}(\theta + \omega_c \Delta t)$ は式(5.12)より

$$\vec{x}_{ON}(\theta + \omega_c \Delta t) = \begin{bmatrix} 1 - \alpha \Delta t & -\Delta t \\ \frac{1}{LC} \Delta t & 1 \end{bmatrix} \vec{x}_\theta + \frac{V_E}{R_E} \begin{bmatrix} \Delta t \\ 0 \end{bmatrix} \quad (5.14)$$

と表される。ただし、微小量 $\Delta x \approx 0$ に対する以下の近似を適用した。

$$\begin{cases} \sin \Delta x \approx \Delta x \\ \cos \Delta x \approx 1 \\ e^{\Delta x} \approx 1 + \Delta x \end{cases}$$

また一方で、位相 θ から共振を継続していたと仮定すると、 \vec{x}_θ から Δt だけ経過した後の状態量 $\vec{x}_{OFF}(\theta + \omega_c \Delta t)$ は、式(5.11)より

$$\vec{x}_{OFF}(\theta + \omega_c \Delta t) = \begin{bmatrix} 1 & -\Delta t \\ \omega_c^2 \Delta t & 1 \end{bmatrix} \vec{x}_\theta \quad (5.15)$$

表すことができる。

式(5.14)と式(5.15)との差分をとると、時間 Δt の電圧印加による状態量の変化

$$\vec{\Delta x} = \begin{bmatrix} -\alpha \Delta t & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \Delta x_\theta + \frac{V_E}{R_E} \begin{bmatrix} \Delta t \\ 0 \end{bmatrix} \quad (5.16)$$

¹したがって T_c に対して微小な時間であり、相対的な微小値である。

5.3 共振電流に対する位相/振幅制御回路の提案

が得られる。これより、キャパシタ電荷 q のみが増加することがわかる。つまり、電圧印加による外部電流 i_e はキャパシタに流入し、コイル側には電流は流れないことがわかる。また、 q の変化量 Δq は、式 (5.16) の q 要素に注目すると

$$\begin{aligned}\Delta q &= -\alpha \Delta t \cdot q_\theta + \frac{V_E}{R_E} \Delta t \\ &= -\frac{1}{R_E C} \Delta t \cdot q_\theta + \frac{V_E}{R_E} \Delta t \\ &= \frac{V_E - v_{c\theta}}{R_E} \Delta t \\ &\approx i_e \Delta t\end{aligned}\quad (5.17)$$

と表すことができる。これより、電圧印加中は流入電流 i_e が一定であるという仮定が含まれていることがわかる。すなわち、 R_{E-C} を V_E から C までの抵抗値として

$$\frac{T_c}{100} = \Delta t \ll R_{E-C} C \quad (5.18)$$

が成り立つことが想定されている。このような条件下では、電荷の変化量 Δq は、外部電圧 V_E と印加時のキャパシタ電圧 $v_{c\theta}$ との電位差と印加時間 Δt により求めることができる。ここで、 Δq は瞬時的な変化であり、 q の振幅が Δq だけ増加するという意味ではないことに注意されたい。 Δq による共振状態の位相および振幅への定常的な影響は式 (5.17) では表現されていない。

Δq による定常的な影響を以下で導出する。印加後のキャパシタ電荷の定常状態を q' とすると、式 (5.11), (5.16) より

$$q' = (q_\theta - i_{r\theta} \Delta t) \cos \omega_c t - \left(\omega_c \Delta t \cdot q_\theta + \frac{i_{r\theta}}{\omega_c} \right) \sin \omega_c t + \Delta q \cos \omega_c t$$

$q_\theta = q_0 \cos \theta$, $i_{r\theta} = (\omega_c q_0) \sin \theta$ を用いて書き直すと

$$q' = q_0 \cos(\omega_c t + \theta + \omega_c \Delta t) + \Delta q \cos \omega_c t \quad (5.19)$$

となる。また印加前のキャパシタ電荷 q が、 Δq により振幅が q'_0 になり、印加前の状態に対して位相差 ϕ を持ったとすると、 q' は

$$q' = q'_0 \cos(\omega_c t + \theta + \Delta t + \phi) \quad (5.20)$$

と表現することもできる。つまり、式 (5.19) と式 (5.20) は恒等的に等しい関係にある。ここで、 $\omega_c t' = \omega_c t + \theta + \omega_c \Delta t$ とおくと、式 (5.19) は

$$q' = (q_0 + \Delta q \cos \theta) \cos \omega_c t' + \Delta q \sin \theta \sin \omega_c t' \quad (5.21)$$

となる。これより、恒等式

$$(q_0 + \Delta q \cos \theta) \cos \omega_c t' + \Delta q \sin \theta \sin \omega_c t' = q' \cos(\omega_c t' + \phi) \quad (5.22)$$

が得られる。したがって、印加後の振幅 q'_0 は

$$\begin{aligned} q'_0 &= \sqrt{(q_0 + \Delta q \cos \theta)^2 + (\Delta q \sin \theta)^2} \\ &= q_0 \sqrt{1 + \frac{1}{q_0 R_E} \{2V_E \cos \theta - v_{c0} (1 + \cos 2\theta)\} \Delta t} \\ &\approx q_0 + \frac{1}{2R_E} \{2V_E \cos \theta - v_{c0} (1 + \cos 2\theta)\} \Delta t \end{aligned}$$

と求められる。ただし、微小量 Δx に対して $\sqrt{1 + \Delta x} \approx 1 + \Delta x/2$ という近似を用いている。以上より、電圧印加による振幅 q_0 の変化量 Δq_0 を、

$$\begin{aligned} \Delta q_0 &= q'_0 - q_0 \\ &= \frac{1}{2R_E} \{2V_E \cos \theta - v_{c0} (1 + \cos 2\theta)\} \Delta t \end{aligned} \quad (5.23)$$

と導出することができた。また、式(5.23)に C の除算を施すと

$$\Delta v_{c0} = \frac{1}{2R_E C} \{2V_E \cos \theta - v_{c0} (1 + \cos 2\theta)\} \Delta t \quad (5.24)$$

と、キャパシタ電圧の変化量と電圧印加を行なう q の位相 θ の関係を導出することができる。また、式(5.22)より位相差 ϕ に関して、

$$\tan \phi = \frac{-\Delta q \sin \theta}{q_0 + \Delta q \cos \theta} \quad (5.25)$$

という関係式が成り立つ。展開して ϕ に関して整理すると、

$$\phi = \tan^{-1} \left\{ -\frac{1}{2q_0 R_E} (2V_E \sin \theta - v_{c0} \sin 2\theta) \Delta t \right\}$$

となる。ここで $\tan^{-1} x$ のテイラー展開

$$\tan^{-1} x = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2n+1} x^{2n+1}$$

より、 x が微小量の場合は2項目以降は無視できることがわかる。以上より、電圧印加を行なう q の位相 θ と q の位相シフト量との関係式

$$\phi = \frac{1}{2q_0 R_E} (2V_E \sin \theta - v_{c0} \sin 2\theta) \Delta t \quad (5.26)$$

を導出することができた。

以上の導出により、提案手法を用いて交流電流の位相制御、および共振回路内のジュール損の補償を実現できることが、解析により明らかになった。また、印加による流入電流はコイル側には流れないという結果より、提案手法は図5.4に示す近似回路を用いて解析することができる。

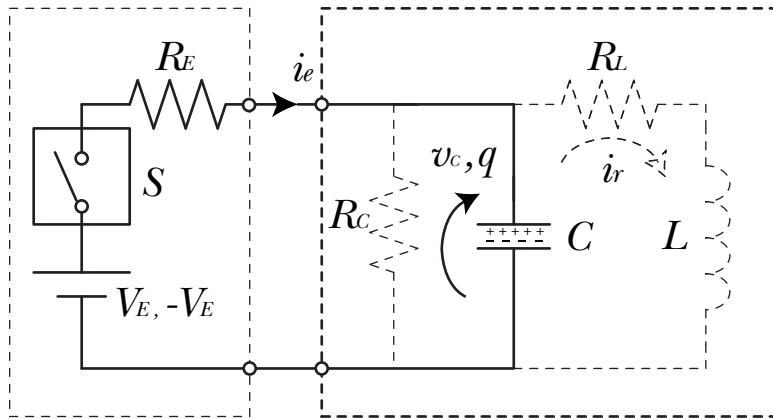


図 5.4: 図 5.2 の近似回路: 微小時間の印加においてコイル側を無視できる

ベクトル図を用いた位相/振幅制御動作の解釈

提案回路を解析することにより, 式 (5.24), (5.26) のように状態量の変化を定式化することができた. しかし, 導出されたこれらの式から制御時の状態変化 (電荷の挙動) を直感的に理解することは難しい. そこで, ここではベクトル図を用いて提案回路の制御動作を説明する.

式 (5.11) は以下のように書き直すことができる.

$$\begin{aligned}
 q &= \frac{1}{\omega_c} \begin{bmatrix} \omega_c q_{t=0} & i_{rt=0} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos \omega_c t \\ -\sin \omega_c t \end{bmatrix} \\
 i &= \begin{bmatrix} \omega_c q_{t=0} & i_{rt=0} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos \left(\omega_c t - \frac{\pi}{2} \right) \\ -\sin \left(\omega_c t - \frac{\pi}{2} \right) \end{bmatrix}
 \end{aligned} \tag{5.27}$$

ただし, $t = 0$ は初期値という意味である. ここで,

$$\begin{aligned}
 \vec{x} &= \begin{bmatrix} \omega_c q & i_r \end{bmatrix} \\
 \vec{x}_{t=0} &= \begin{bmatrix} \omega_c q_{t=0} & i_{rt=0} \end{bmatrix} \\
 \vec{e}_q &= \begin{bmatrix} \cos \omega_c t & -\sin \omega_c t \end{bmatrix}^T \\
 \vec{e}_i &= \begin{bmatrix} \cos \left(\omega_c t - \frac{\pi}{2} \right) & -\sin \left(\omega_c t - \frac{\pi}{2} \right) \end{bmatrix}^T
 \end{aligned}$$

とおくと, 式 (5.27) は

$$\begin{cases} \omega_c q &= \vec{x}_{t=0} \cdot \vec{e}_q \\ i &= \vec{x}_{t=0} \cdot \vec{e}_i \end{cases} \tag{5.28}$$

と内積で表現できる. $\vec{x}_{t=0}$ は共振回路の初期値によって一意に決定する定ベクトルである. また, \vec{e}_q と \vec{e}_i はそれぞれ q 方向, i_r 方向の単位ベクトルを表している. i_r は常に q より位相が $\pi/2$ だけ遅れており, したがって q と i_r は直交関係にあることがわかる. 式 (5.28) より, $\omega_c q$ と i_r は $\vec{x}_{t=0}$ を \vec{e}_q と \vec{e}_i 上に射影した成分と表現することができる. $\vec{x}_{t=0}$ と \vec{e}_q および \vec{e}_i との関係は, 時間 t の経過により変化し, 伴って $\omega_c q, i_r$ も変化する. これらを図示すると, 図 5.5, 5.6 のようになる. 図 5.5 から時間経過し, 反時計回りに位相が回転した状態が図 5.6 になる.

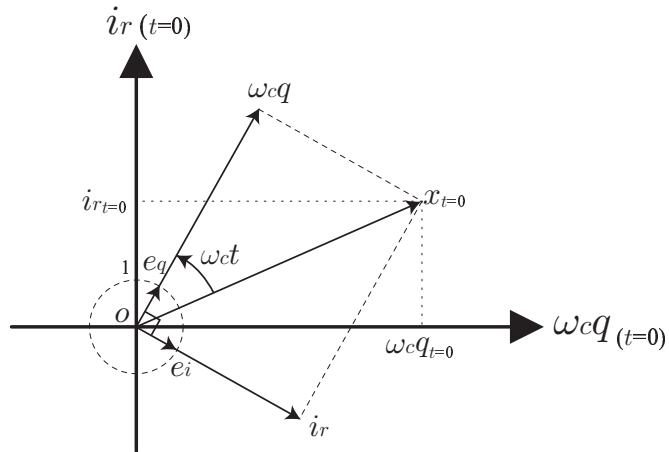


図 5.5: 共振状態の q および i_r の関係を表すベクトル図: q および i_r は, 回路初期値で決まる $\vec{x}_{t=0}$ の \vec{e}_q, \vec{e}_i 上への射影で表される

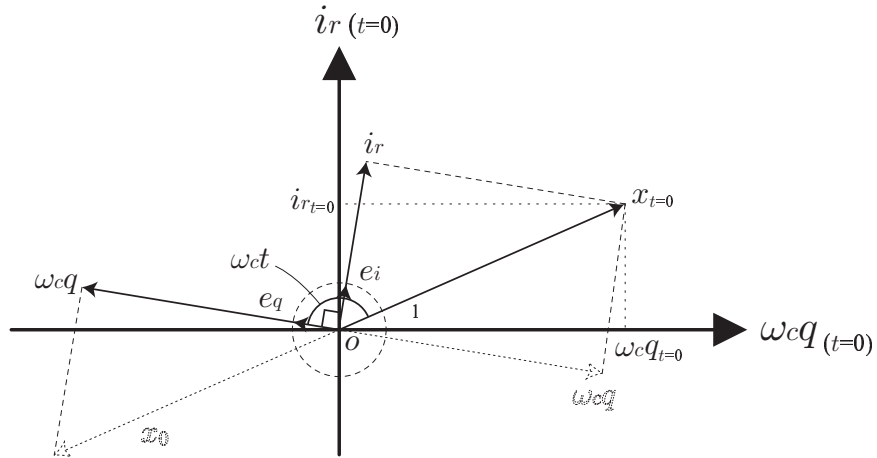


図 5.6: 共振状態の q および i_r の関係を表すベクトル図: 図 5.5 の状態から \vec{e}_q, \vec{e}_i が反時計回りに回転した状態

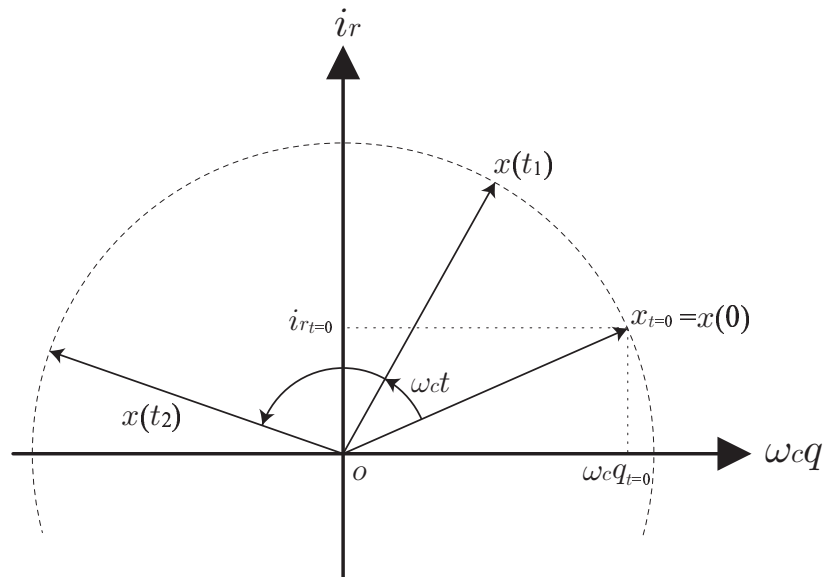


図 5.7: 共振状態の q および i_r の関係を表すベクトル図: \vec{e}_q, \vec{e}_i を $\omega_c q$ 軸, i_r 軸として固定し, 状態ベクトルの回転により共振を表現している

5.3 共振電流に対する位相/振幅制御回路の提案

あるいは, \vec{e}_q, \vec{e}_i をそれぞれ $\omega_c q$ 軸, i_r 軸と固定し, 状態ベクトル \vec{x} が回転するという表現もできる. この様子を図 5.7 に示す. このとき, $\omega_c q$ 軸, i_r 軸の関係と \vec{x} の回転方向に留意する必要がある. 以降では図 5.7 に基づいて説明する.

式 (5.17) より, 電圧印加により影響を受けるのは q 要素のみであることは既に述べた. すなわち

$$\Delta \vec{q} = \Delta q \vec{e}_q$$

である. 印加開始時の状態ベクトルを $\vec{x}(t)$ とすると, 電圧印加により $\vec{x}(t)$ の q 軸成分が Δq に応じた値だけ変化し, $\vec{x}(t)$ は変化後の q 成分と i_r 成分との和ベクトルである $\vec{x}(t + \Delta t)$ へ遷移する. $\vec{x}(t)$ と $\vec{x}(t + \Delta t)$ の位相差 ϕ が位相シフト量であり, $\vec{x}(t)$ の大きさ $|\vec{x}(t)|$ と $\vec{x}(t + \Delta t)$ の大きさ $|\vec{x}(t + \Delta t)|$ の差が振幅の変化量 Δq_0 であると解釈できる. 上述したような $\Delta \vec{q}$ 流入の様子を図 5.8 に示す. ただし, 同図では位相の基準を $\omega_c q$ とし, 反時計回りを位相の正方向としている.

図 5.8 より, ϕ と Δq_0 を幾何学的に導出する. まず, Δq_0 を導出する. 図 5.8 において, 印加後の振幅の変化量は

$$\omega_c \Delta q_0 = |\vec{x}(t + \Delta t)| - |\vec{x}(t)| \quad (5.29)$$

と表現できる. 一方で, 図 5.8 における $\vec{x}(t)$ と $\vec{x}(t + \Delta t)$ の幾何学的な関係に注目すると,

$$|\vec{x}(t + \Delta t)| - |\vec{x}(t)| = \omega_c \Delta q \cos \omega_c t$$

という関係式が得られる. $\omega_c t = \theta$ と書き直すと, 式 (5.29) は

$$\omega_c \Delta q_0 = \omega_c \Delta q \cos \theta \quad (5.30)$$

と書き直すことができる. 式 (5.17) より

$$\begin{aligned} \Delta q_0 &= \Delta q \cos \theta \\ &= \left(-\frac{1}{R_E C} q_0 \cos \theta + \frac{V_E}{R_E} \right) \Delta t \cos \theta \end{aligned}$$

となるので, 式 (5.30) に代入すると

$$\Delta q_0 = \frac{1}{2R_E} \{2V_E \cos \theta - v_{c0} (1 + \cos 2\theta)\} \quad (5.31)$$

が得られる. これは, 式 (5.23) に他ならない.

次に, 位相シフト量 ϕ を導出する. 再び $\vec{x}(t)$ と $\vec{x}(t + \Delta t)$ の幾何学的な関係に注目すると,

$$-\tan \phi = \frac{\omega_c \Delta q \sin \theta}{\omega_c q_0 + \omega_c \Delta q \cos \theta} \quad (5.32)$$

という関係式が成り立つ. 左辺が負値となるのは, 反時計回りを位相の正方向としたためである. これは式 (5.25) に他ならず, 位相シフト量に関しても既に定式化された式 (5.26) を導くことができる. これより, 提案手法において図 5.8 に示すような過渡現象が起こっていることが明らかになった.

ここで, 位相シフト量と振幅変化量をエネルギー変化の観点からとらえる. 電圧印加後のキャパシタ電荷の振幅 q'_0 は

$$q'_0 = q_0 + \Delta q$$

と表すことができる. 上式の両辺を自乗し $2C$ で除すると,

$$\begin{aligned}\frac{q_0^2}{2C} &= \frac{q_0^2}{2C} + \frac{\Delta q}{C} q_0 \\ &= \frac{q_0}{2C} + \frac{v_{c0}}{2R_E} \{2V_E \cos \theta - v_{c0} (1 + \cos 2\theta)\} \Delta t\end{aligned}\quad (5.33)$$

となる. ただし, Δq^2 の項は無視した. ここで, 式 (5.33) の右辺第2項を共振回路への有効エネルギー変化量 ΔE_r とおく. また, 式 (5.32) の分子分母に $q_0 - \Delta q \cos \theta$ を乗じて, さらに $2C$ で除すると,

$$\tan \phi = \frac{\frac{v_{c0}}{2R} (2V_E \sin \theta - v_{c0} \sin 2\theta) \Delta t}{\frac{q_0^2}{2C}}\quad (5.34)$$

となる. 式 (5.34) の分子を共振回路への無効エネルギー変化量 ΔE_i とおく. ここで, ΔE_r を実部, ΔE_i を虚部とする複素数 ΔE を定義すると,

$$\begin{aligned}\Delta E &= \frac{v_{c0}}{2R_E} \{2V_E \cos \theta - v_{c0} (1 + \cos 2\theta)\} \Delta t + j \left\{ \frac{v_{c0}}{2R_E} (2V_E \sin \theta - v_{c0} \sin 2\theta) \Delta t \right\} \\ &= \frac{v_{c0}}{R_E} \left[\{V_E - v_{c0} \cos \theta\} \cos \theta + j \{(V_E - v_{c0} \cos \theta)\} \sin \theta \right] \Delta t \\ &= \frac{V_E - v_{c0} \cos \theta}{R_E} \cdot v_{c0} (\cos \theta + j \sin \theta) \Delta t\end{aligned}\quad (5.35)$$

ここで, 複素数で表現されたキャパシタ電圧

$$v_c = v_{c0} (\cos \theta + j \sin \theta)\quad (5.36)$$

を定義すると, 式 (5.35) は

$$\begin{aligned}\Delta E &= \frac{V_E - \Re(v_c)}{R_E} \cdot v_c \Delta t \\ &= i_e v_c \Delta t\end{aligned}\quad (5.37)$$

と表現し直すことができる. つまり, 印加時にキャパシタに流入するエネルギーの実部が共振回路のエネルギーに影響し (つまり振幅の増加), 虚部が位相に影響する, ということが式 (5.37) の導出過程からわかる. また, ΔE は印加時におけるキャパシタ電圧の複素表現 v_c に, キャパシタ電荷の変化量 Δq を乗じることで求めることができることがわかる.

以上より, 電圧印加によるキャパシタ電荷 (および共振電流) の位相シフト量 ϕ と振幅変化量 Δq_0 は, 図 5.4 の近似回路におけるキャパシタの複素エネルギー変化量から求めることがわかった.

次小節では, 導出した式に基づき, 位相制御および振幅制御を行なうタイミングを決定する.

5.3.3 位相/振幅制御を行うタイミングの決定

前小節では提案手法における位相/振幅の変化量を定式化した. さらに導出された式をベクトル図を用いて説明した. 本小節では, 導出された式 (5.24), (5.26) に基づき位相/振幅制御を実行するタイミングを決定する.

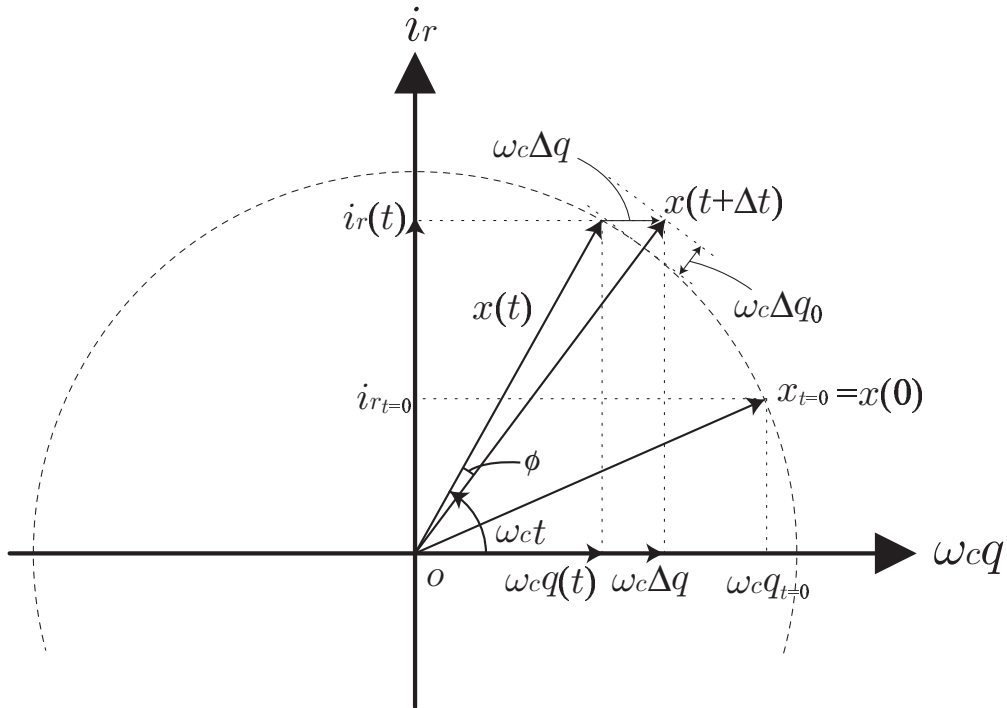


図 5.8: 図 5.7 において、時刻 t にの瞬間に時間 Δt だけの電圧印加を行なったときの状態ベクトルの変化

まず、回路パラメータを決める。4 章では、目標相対位置制御精度を達成するためにコイル駆動周波数を 0.08 Hz とした。この周波数を実現する L と C の値を決定する。ただし、ここでは簡便のため交流損失を無視する。共振電流とキャパシタ電圧のバランスを考慮して $L : C = 2 : 1$ とすると、 $L = 2.8 \text{ H}$, $C = 1.4 \text{ F}$ によりコイル駆動周波数 $f_c = 1/2\pi \sqrt{LC} = 0.08 \text{ Hz}$ を実現できる。また、 L と C の比から、キャパシタ電圧の振幅と共振電流の振幅の比は $v_{c0} : i_{r0} = \sqrt{2} : 1$ となる。3 章において決定した励磁電流の振幅 $i_{r0} = 15 \text{ A}$ より、キャパシタ電圧の振幅 v_{c0} は

$$v_{c0} = \sqrt{\frac{L}{C}} i_{r0} = \sqrt{2} \times 15.0 = 21.0 \text{ V} \quad (5.38)$$

となる。

このような回路パラメータを式 (5.24), (5.26) に代入して得られた位相シフト量および振幅変化量を図 5.9, 5.11 に示す。また、提案回路の状態方程式を用いて行なった数値シミュレーションから得られた位相/振幅制御の結果も同図に示す。ここでは、印加時間 $\Delta t = T_c/100 = 13 \text{ msec}$ としている。さらに、図 5.9, 5.11 において式から求められた特性をまとめたものを図 5.10, 5.12 に示す。図 5.9, 5.11 より、 V_E が高くなるほど、また R_E が低くなるほど式から求めた値と数値シミュレーション結果との差が大きくなっている。これは、近似モデルから逸脱するためと考えられる。 V_E を高くすることと R_E を低くすることは、いずれの場合においても電圧印加による流入電荷量 Δq が大きくなる。定式化の際に述べたが、解析では印加時間中は流入電流 i_e が一定であるという近似を含んでいる。しかし印加時間が長くなると、キャパシタに電圧が発生して流入電流は時間経過とともに減少する。したがって、数値シミュレーション結果は位相シフト量・振幅変化量ともに式から求めた値よりも小さくなる。このような理由により、数値シミュレーション結果と式から求めた値は完全に一致しない。しかしな

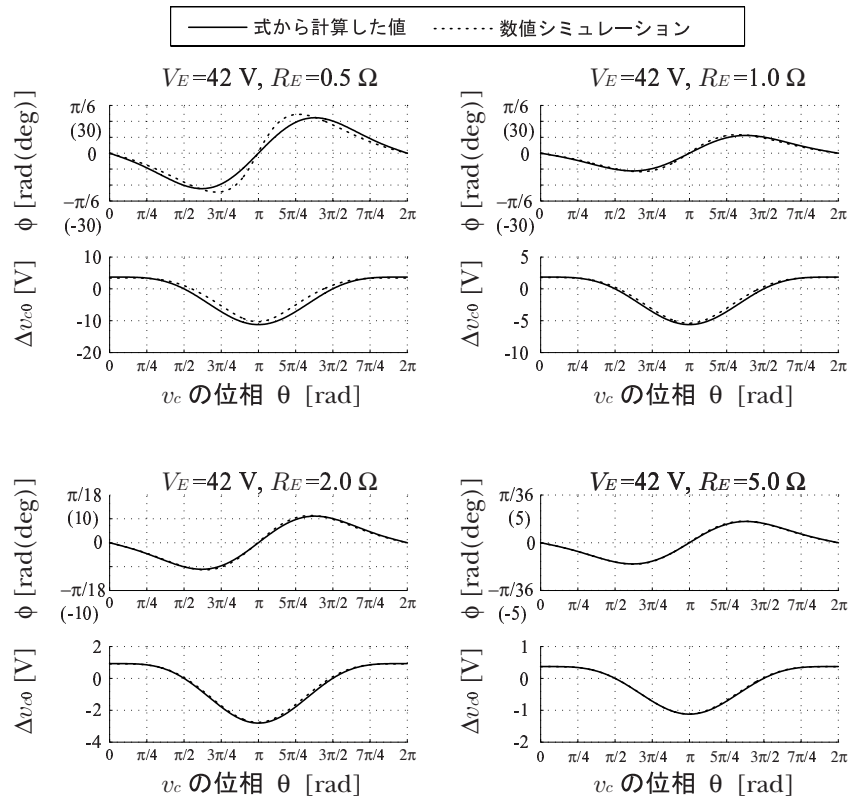


図 5.9: 式および数値シミュレーションに基づく位相シフト量 (各上図) と振幅変化量 (各下図): V_E 一定, R_E を変化

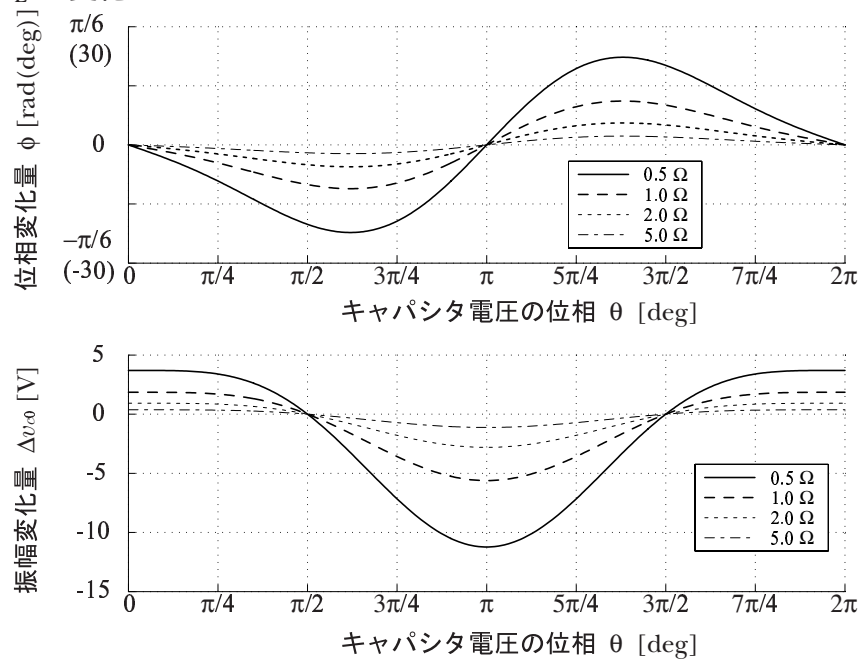


図 5.10: 式に基づく位相シフト量 (各上図) と振幅変化量 (各下図): V_E 一定, R_E を変化

5.3 共振電流に対する位相/振幅制御回路の提案

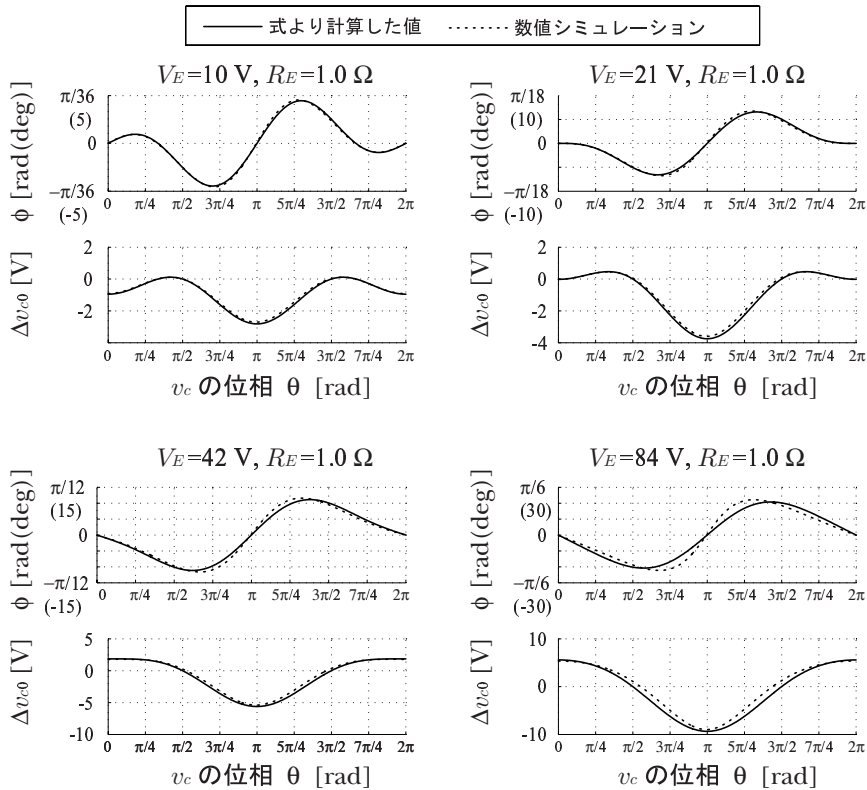


図 5.11: 式および数値シミュレーションに基づく位相シフト量(各上図)と振幅変化量(各下図): V_E を変化, R_E 一定

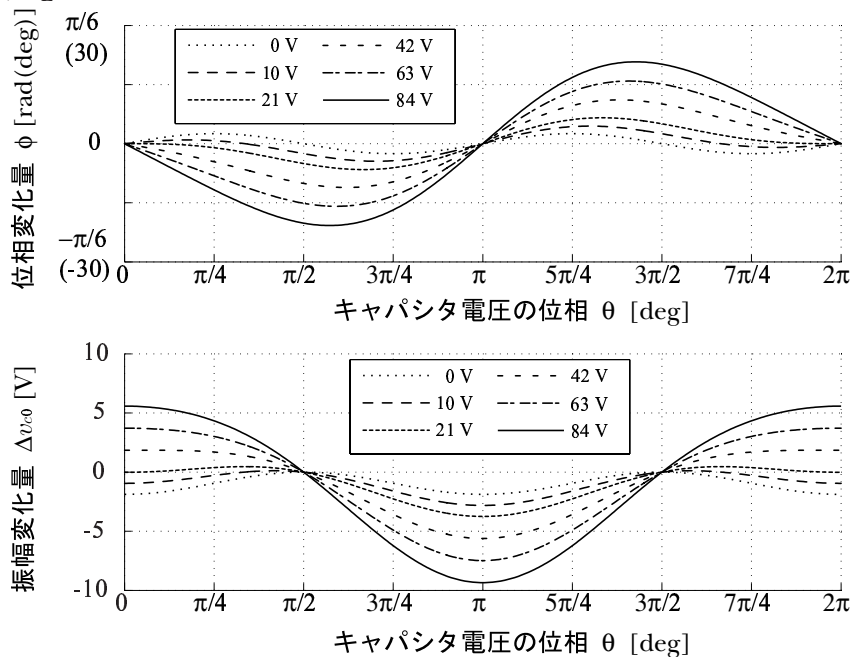


図 5.12: 式に基づく位相シフト量(各上図)と振幅変化量(各下図): V_E を変化, R_E 一定

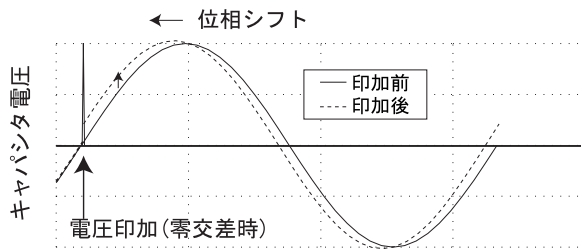


図 5.13: 位相制御の様子

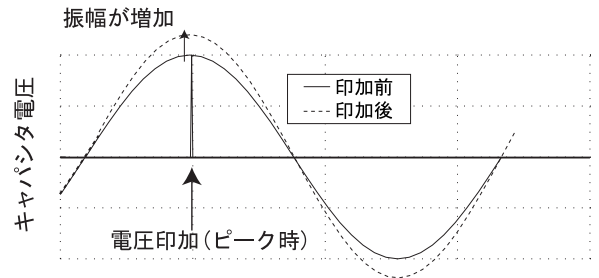


図 5.14: 振幅制御の様子

がら、式から求めた値が印加時間とそれぞれの変化量との関係性を喪失しているわけではなく、位相/振幅制御の性能評価や制御の際の指令値決定において有効であると言える。

図 5.10, 5.12 より, V_E, R_E の変化による特性の変化を調べる. 図 5.10 より, V_E と v_{c0} の関係を一定にし, R_E を変化させて流入電流量を変化させると, 特性の形状はほぼそのまま大きさのみが変化することがわかる. これに対し, 図 5.12 に示すように R_E を一定とし V_E と v_{c0} の関係を変化させると, v_{c0} に対して V_E が低いときは, 位相/振幅変化量の特性が共振周波数の 2 倍で変化することがわかる. これは, 式 (5.24), (5.26) に見られる 2θ の効果が支配的になるためである. v_{c0} に対して V_E が大きくなるにしたがい, 2θ の影響が小さくなり θ の影響が支配的になっている。

上述した特性に基づき, 位相/振幅制御を実行するタイミング(キャパシタ電圧の位相)を決定する. 位相シフト量の観点から見ると, $\pi/2$ と $\theta = 3\pi/4$ の中間(数値シミュレーション結果では $\theta = 3\pi/4$ 付近)における印加により最大の位相シフトが得られる. しかし, 同位相の値の振幅変化量の特性における値を見ると, 負値, つまり減少していることがわかる. ベクトル図に基づき説明すると, 位相 $\pi/2 \sim 2\pi/3$ の位相では状態量の q 軸成分が負方向を向いており, 電圧印加により q 成分が減少することになる. これにより共振エネルギーが減少し, 相対的に Δq が大きくなることで大きな位相シフトを獲得していることになる. 振幅が減少することは望ましくないため, このようなタイミングでの電圧印加は本研究において適していない. 振幅の減少がなく, かつ位相シフト量が大きいのは $\theta = \pm\pi/2$ 付近であり, 検出の容易さなどを考慮すると位相制御は $\theta = \pm\pi/2$ で実行するのが望ましい. したがって, 位相制御は $\theta = \pm\pi/2$ などのキャパシタ電圧が零交差するタイミングで行なう。

振幅制御を行なうタイミングには, 振幅変化量の特性より $\theta = 0$ での実行が適していると言える. また, $\theta = \pi$ において逆電圧を印加することも, $\theta = 0$ の印加と同様の効果が期待できる. したがって, 振幅制御は $\theta = 0, \pi$ などのキャパシタ電圧がピークとなるタイミングで行なう。

以上より, 位相制御と振幅制御は独立して行なうことができるため, 依存性を考慮せずに制御することができる. また, これらの制御をベクトル図に基づいて表現すると図 5.13, 5.14 のようになる。

このような制御を力学に置き換えると, 振り子運動に例えて説明することができる. 位相制御は振り子の速度を維持したまま運動を止めるという動作と表すことができる. 止めた時間が印加時間に相当する. 運動を止める場合と止めない場合を考えた時に, 振り子の位相に最も変化が出るのは速度が最大の時, つまり位置エネルギーが 0 の瞬間である. 共振回路の位相制御では, このようなタイミングはキャパシタ電圧が零交差する瞬間に相当すると考えられる. また振幅制御は, 振り子の軌跡方向に沿って位置を変化させるという動作で表すこと

5.3 共振電流に対する位相/振幅制御回路の提案

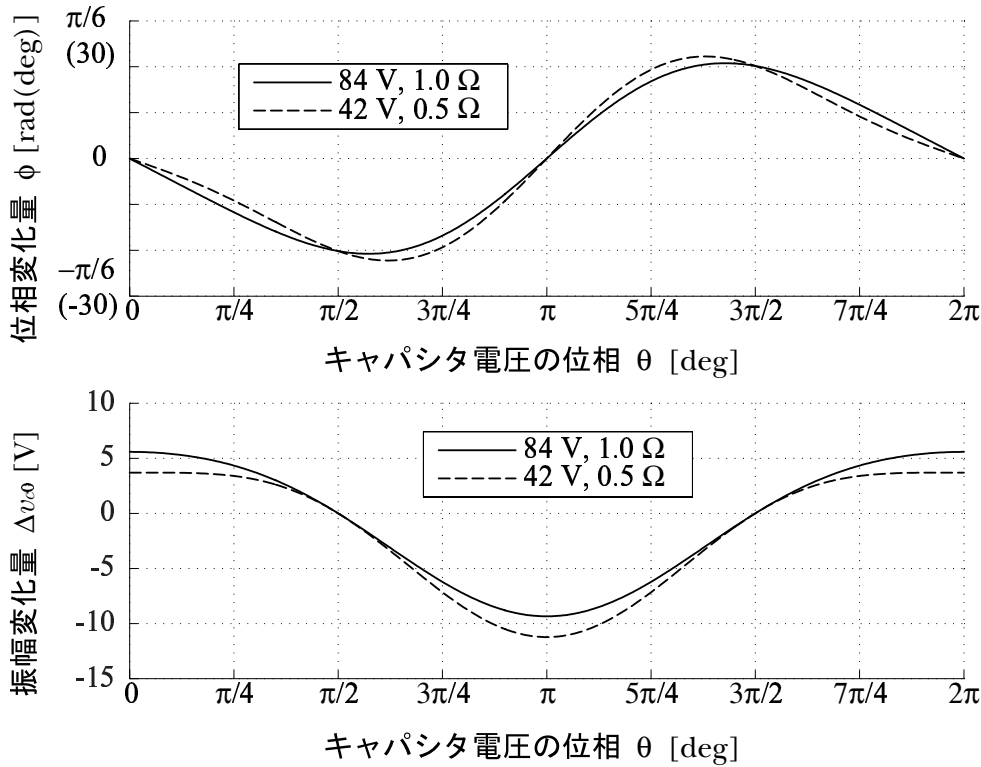


図 5.15: 位相制御時の流入電流が等くなる $V_E = 84\text{ V}, R_E = 1.0\ \Omega$ と $V_E = 42\text{ V}, R_E = 0.5\ \Omega$ の性能比較

ができる。軌跡方向の変化に注目すると、位置エネルギーが 0 に近づくほど軌跡方向は水平方向を向き、一方で位置エネルギーが大きくなるほど軌跡方向は垂直方向を向く。振り子のエネルギーを最も増加させるためには、軌跡方向が最も垂直方向に近づく瞬間に移動させれば良い。つまり位置エネルギーが最大の瞬間（速度が 0 の瞬間）である。共振回路の振幅制御では、このようなタイミングはキャパシタ電圧がピーク値をとる瞬間に相当すると考えられる。

また、位相制御時に i_e が同じ値になる $V_E = 84\text{ V}, R_E = 1.0\ \Omega$ と $V_E = 42\text{ V}, R_E = 0.5\ \Omega$ の 2 ケースの比較を行なった。結果を図 5.15 に示す。位相制御に関する性能はほぼ同じであるが、振幅制御において $V_E = 84\text{ V}, R_E = 1.0\ \Omega$ のケースが $V_E = 42\text{ V}, R_E = 0.5\ \Omega$ に対して 2 倍程度の性能になっている。これより、振幅制御の観点から、 V_E は高い方が有効であると言える。

次に、位相/振幅制御を行なうタイミングにおける印加時間 Δt と ϕ および Δq_0 の特性を調べる。式 (5.24), (5.26) にそれぞれの位相を代入すると、

$$\begin{cases} \phi &= \pm \frac{1}{R_E C} \cdot \frac{V_E}{v_{c0}} \Delta t & \cdots & \text{位相制御} \\ \Delta q_0 &= \frac{1}{R_E C} (V_E - v_{c0}) \Delta t & \cdots & \text{振幅制御} \end{cases} \quad (5.39)$$

と、それぞれの制御タイミングにおける変化量に関する式を導出できる。ここで、位相制御における \pm 符号は制御タイミングが $\theta = \pi, 3\pi/2$ と 2 点存在するための不確定性である。また、振幅制御ではエネルギーを増加させるという制御のみ想定しているため、本来は $\pm V_E$ である項を V_E とプラス符号のみで表現している。式 (5.39) より、位相制御タイミングにおける位相シフト量は v_{c0} に対する V_E の比で決まり、振幅制御タイミングにおける振幅変化量は v_{c0}

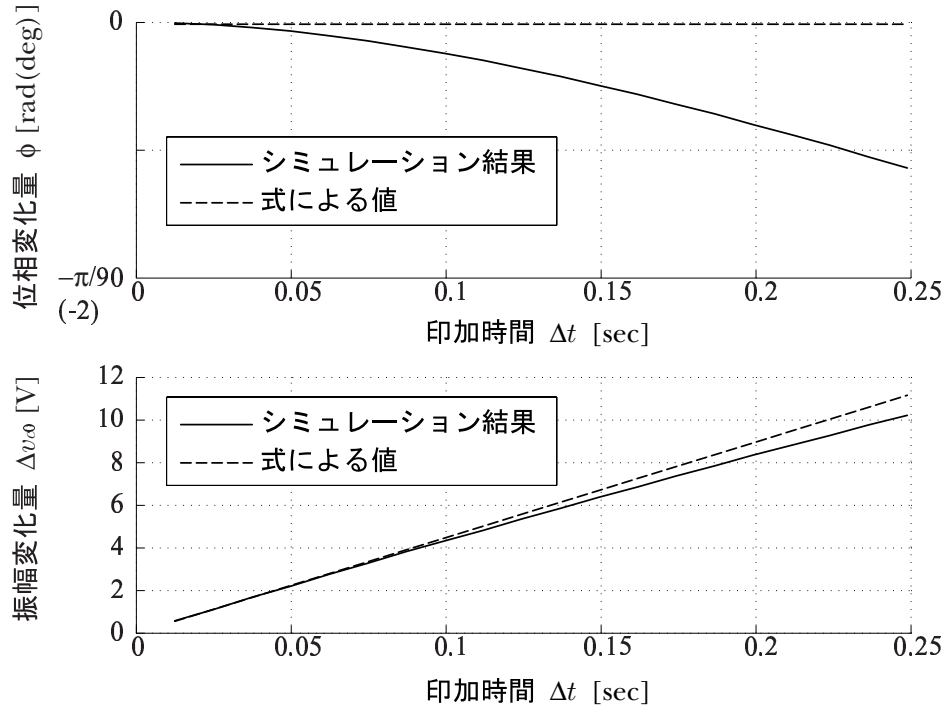


図 5.16: 振幅制御タイミング ($\theta = 0$) における電圧印加時間 Δt と振幅変化量 Δv_{c0} の関係

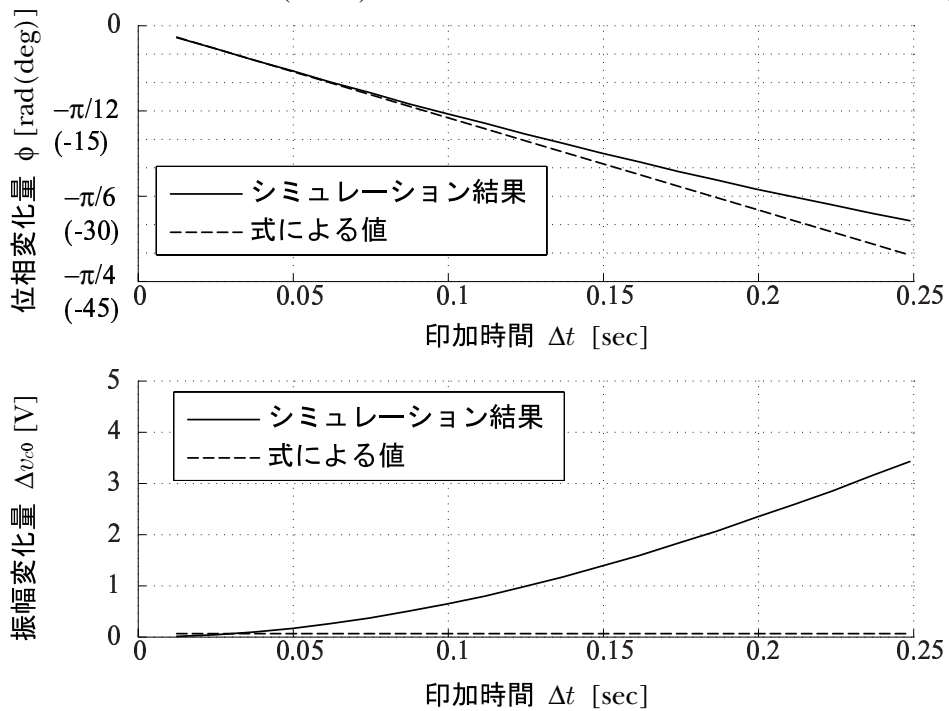


図 5.17: 位相制御タイミング ($\theta = \pi/2$) における電圧印加時間 Δt と位相シフト量 ϕ の関係

5.4 実験による提案手法の検証

と V_E の差で決まることがわかる。

$V_E = 84 \text{ V}$, $R_E = 1.0 \Omega$ として得られた, Δt に対する ϕ および Δq_0 の特性を図 5.16, 5.17 に示す. また, 数値シミュレーションより得られた同特性もそれぞれの図に示す. 図 5.16, 5.17 より, 式より求めた値とシミュレーションより得られた特性はほぼ一致することがわかる. また, 数値シミュレーションより得られた結果では, 位相制御において振幅が変化し, 振幅制御において位相がわずかながら変化している. これは, 印加時にキャパシタ電圧が時間変化することに起因している. これは, 次のようにして確認することができる.

キャパシタの時間変化を考慮すると v_{c0} は次のように表現できる.

$$v_{c0} = v_{c0} \cos \theta + V_E(1 - e^{-\frac{1}{R_E C} t}) + j v_{c0} \sin \theta \quad (5.40)$$

また, 流入電流 i_e は

$$i_e = \frac{V_E - \Re(v_{c0})}{R_E} = \frac{1}{R_E} (V_E e^{-\frac{1}{R_E C} t} - v_{c0} \cos \theta) \quad (5.41)$$

となる. したがって, 式 (5.37) に基づき求まるエネルギーの微小変化量 dE

$$dE = \frac{1}{R_E} (V_E e^{-\frac{1}{R_E C} t} - v_{c0} \cos \theta) \left\{ v_{c0} \cos \theta + V_E (1 - e^{-\frac{1}{R_E C} t}) \right\} + j \frac{v_{c0} \sin \theta}{R_E} (V_E e^{-\frac{1}{R_E C} t} - v_{c0} \cos \theta) \quad (5.42)$$

を時間積分すると, 共振回路のエネルギー変化量 ΔE を求めることができる. $\Delta E = \Delta E_r + j \Delta E_i$ とすると,

$$\Delta E_r = \frac{1}{R_E} \left\{ \frac{R_E C V_E^2}{2} (1 - e^{-\frac{\Delta t}{R_E C}})^2 + 2 R_E C V_E v_{c0} \cos \theta (1 - e^{-\frac{\Delta t}{R_E C}}) - v_{c0} \cos \theta (V_E + v_{c0} \cos \theta) \Delta t \right\} \quad (5.43)$$

$$\Delta E_i = \frac{v_{c0} \sin \theta}{R_E} \left\{ R_E C V_E (1 - e^{-\frac{\Delta t}{R_E C}}) - v_{c0} \cos \theta \Delta t \right\} \quad (5.44)$$

となる. ただし, Δt は印加時間である.

エネルギー変化量の実部と虚部がそれぞれ振幅と位相に影響するという考えに基づき, 導出したこれらの式を用いて, 振幅と位相の変化量を計算する. $V_E = 84 \text{ V}$, $R_E = 1.0 \Omega$ とした位相/振幅制御の性能特性評価に対して, 式 (5.43), (5.44) から計算した位相/振幅の変化量を図 5.16, 5.17 に示した値とあわせて図 5.18, 5.19 に示す. i_e を一定と想定したモデルよりもシミュレーションより得られた値に一致していることがわかる.

本節で解析した結果を踏まえて, 次節では実験により位相/振幅制御の性能を評価する.

5.4 実験による提案手法の検証

前節では, 磁気モーメントの励磁電流である共振電流の位相および振幅を制御する手法を提案し, 解析を行なった. 本節では, 提案手法の性能を実験により検証する.

5.4.1 キャパシタの交流損失測定

実験の前準備として, まずキャパシタの交流損失を測定する. 実際のキャパシタでは誘電分極とリード線のインダクタンス分による交流損失が発生する. この損失の割合を表したも

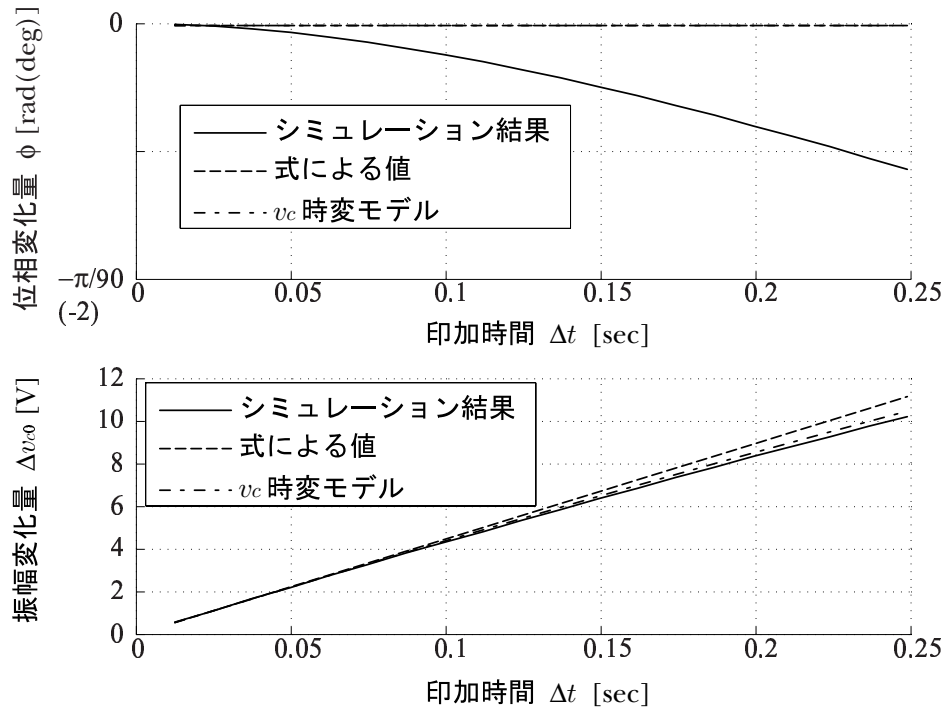


図 5.18: 振幅制御タイミング ($\theta = 0$) における電圧印加時間 Δt と振幅変化量 Δv_{c0} の関係: 図 5.16 に流入電圧 i_e を可変として計算した結果を追記

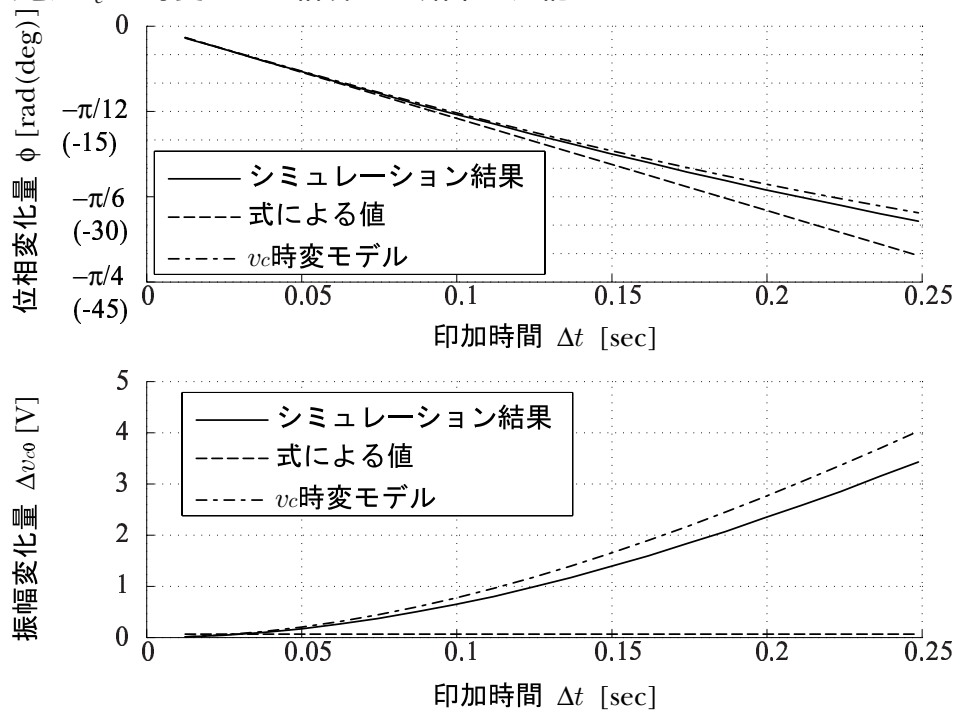


図 5.19: 位相制御タイミング ($\theta = \pi/2$) における電圧印加時間 Δt と位相シフト量 ϕ の関係: 図 5.17 に流入電圧 i_e を可変として計算した結果を追記

5.4 実験による提案手法の検証

のを誘電正接 (あるいは $\tan \delta$) と呼び、次式のように表される.

$$\tan \delta = \frac{1}{\omega C R_C} \quad (5.45)$$

ここで, R_C はキャパシタの交流損失に相当する等価抵抗である. 理想的には R_C が $1/\omega C$ に比べて十分に大きな値であることが望ましく, このような理想的なキャパシタでは $\tan \delta$ が 0 に近づく. したがって, $\tan \delta$ が 0 に近い値をとるほど高性能なキャパシタであると言える. 数値シミュレーションや位相制御実験の解析のために, 使用するキャパシタの交流損失等価抵抗 R_C を知る必要がある. 以下では R_C 測定のために行なった実験の測定原理と結果について述べる.

R_C 測定回路を図 5.20 に示す.

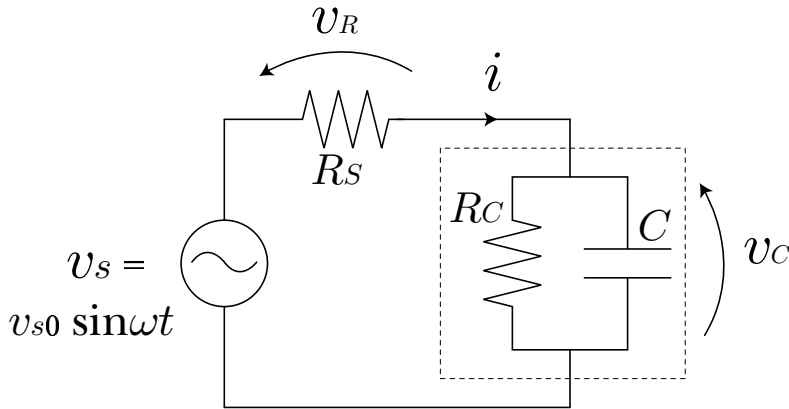


図 5.20: キャパシタの交流損失測定回路

交流電圧波形の生成にはファンクションジェネレータ (FG) を用いる. そして FG の出力を参照波形としてオペアンプに入力し, 増幅された電圧 v_s が負荷側に印加される. 測定では v_s, v_R を取得し, 既知の R_S および C より R_C を求める.

R_C は, v_s と i から得られる回路全体のインピーダンスと, 図 5.20 から求まるその理論値

$$\begin{aligned} Z_C &= R_S + \frac{R_C \left(-j \frac{1}{\omega C} \right)}{R_C - j \frac{1}{\omega C}} \\ &= \left\{ R_S + \frac{R_C}{1 + (R_C \omega C)^2} \right\} + j \left\{ \frac{-R_C^2 \omega C}{1 + (R_C \omega C)^2} \right\} \end{aligned} \quad (5.46)$$

から求めることができる. ここでは, 実部を用いて R_C を計算する.

このような方法でキャパシタの交流損失等価抵抗 R_C の測定を行なった. 測定するキャパシタ次の 2 つである.

- $C=220 \mu\text{F}$

無極性コンデンサで, 常電導コイルと組み合わせて共振回路を構成する (超電導コイルによる共振と比較するため). 周波数 10 ~ 120 Hz の範囲で測定する. 外観を図 5.4.1 に示す.



図 5.21: 220 μF キャパシタ外観

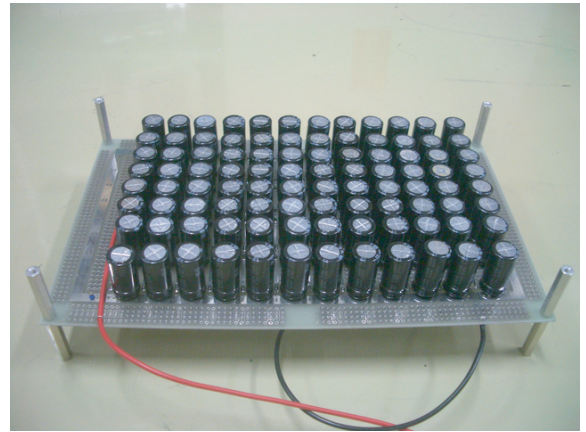


図 5.22: 0.096 F キャパシタ外観

表 5.1: 測定に用いた素子毎の R_C 近似式の定数

容量	1.0 Ω	10.0 Ω
220 μF	$a=-0.95, b=16000$	$a=-1.02, b=19000$
0.096 F	$a=-1.23, b=50.3$	$a=-1.23, b=45.8$

- $C=0.096\text{ F}$

1 mF の無極性コンデンサを 96 並列接続して作成した。超電導コイルと組み合わせて共振回路を構成する。周波数 0.1 ~ 1.0 Hz の範囲で測定する。外観を図 5.22 に示す。

回路電流はオシロスコープにより観測しており、全ての測定においてほぼ 1.1 A に調節して測定を行なった。また測定の妥当性検証のために、それぞれの測定において挿入する抵抗を $R_S=1.0, 10.0\ \Omega$ の 2 種類を用いて測定を行なった。

測定結果を図 5.23, 5.24 に示す。また、測定された R_C の周波数に関する近似曲線も同図に示す。全ての測定において、現実的な $\tan \delta$ を取得することができた。また、抵抗を替えて得られた R_C の測定結果は、傾向・値ともに概ね一致している。これより、測定値が妥当であると言える。

得られた R_C を近似すると、 a, b を定数とした周波数の累乗関数

$$R_C(f) = b f^a \quad (5.47)$$

で良く近似することができる。測定に用いた素子毎の a, b の組み合わせを表 5.1 に示す。物理的解釈としては、 $\tan \delta$ がほぼ一定の範囲で R_C は周波数に反比例する、すなわち R_C は f^{-1} に依存すると推測できる。したがって、 a の値が -1.0 に近い値であるほど精度の良い測定であると考えられる。 $C=220\ \mu\text{F}$ では $10\ \Omega$ の測定結果が、 $C=0.096\text{ F}$ では $10\ \Omega$ の測定結果が、精度良い測定であると言える。したがって、数値シミュレーションや以降で行なう位相制御実験の解析において、これらの近似関数を用いる。

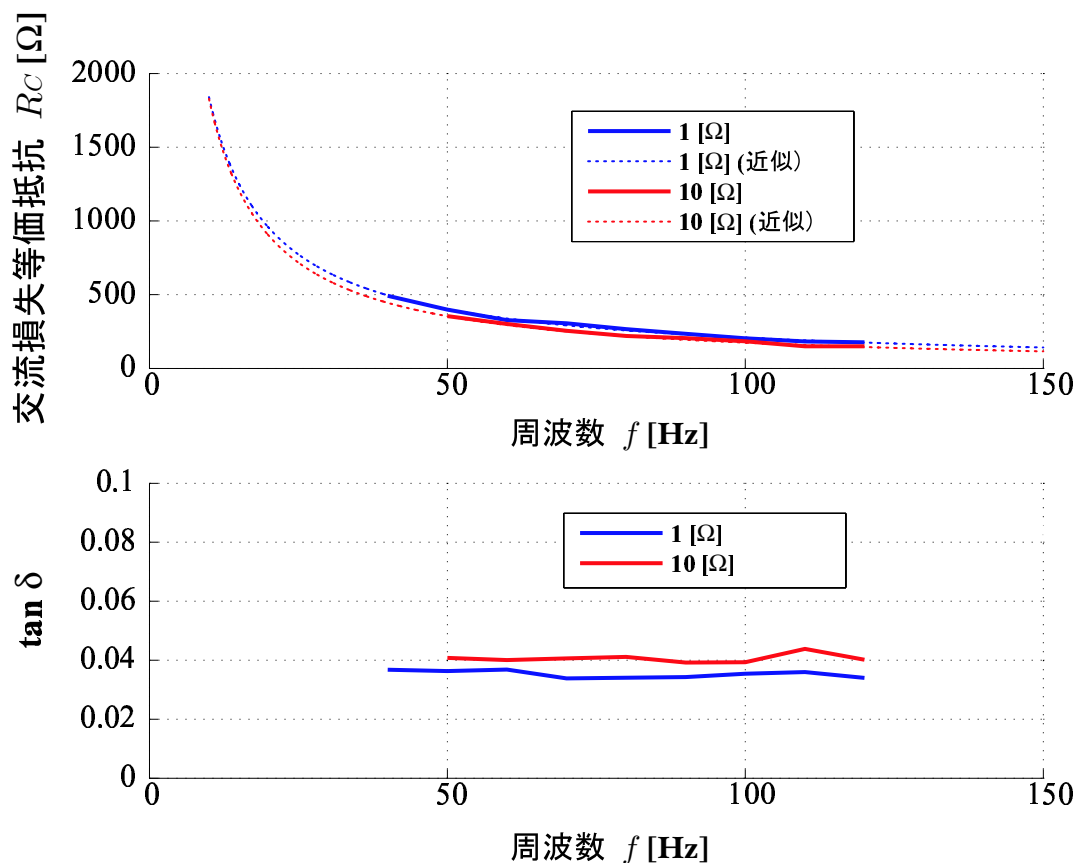


図 5.23: キャパシタ ($C=220 \mu\text{F}$) の交流損失等価抵抗 R_C と $\tan \delta$ の測定結果

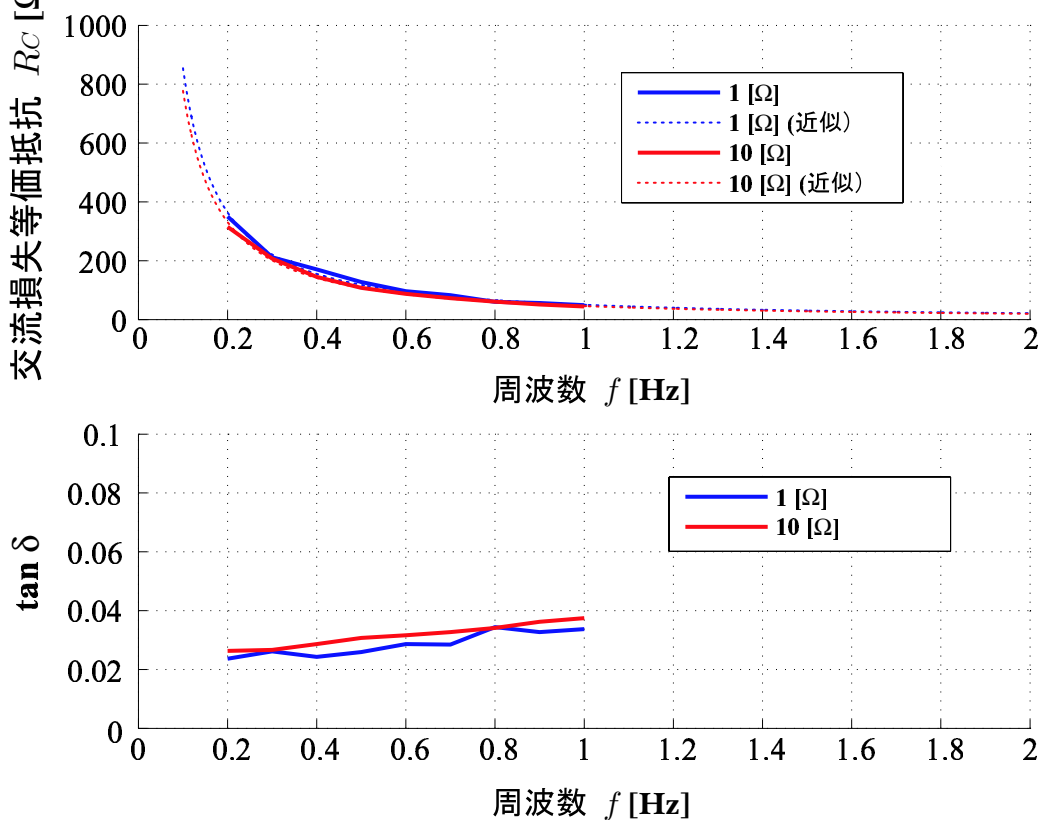


図 5.24: キャパシタ ($C=0.096 \text{ F}$) の交流損失等価抵抗 R_C と $\tan \delta$ の測定結果

5.4.2 超電導コイルの交流損失測定

本小節では、超電導コイルの交流損失の測定を行なう。超電導コイルの交流損失には、常電導コイルでも発生する交流損失に加え、さらに超電導コイルに特有の交流損失が発生する。まず、これらの交流損失についてその特徴を述べる。次に、超電導コイルの交流損失の測定原理を説明し、得られた測定結果について示す。最後に、測定された交流損失の評価を行なう。

超電導コイルにおける交流損失

言うまでもないことであるが、超電導コイルは超電導状態において電気抵抗が極めて 0 に近づくという特徴をもつ。ただしこれは直流に対する特性であり、コイルを交流駆動する場合は交流損失が発生する。交流損失には、常電導コイルでも発生する渦電流損失とヒステリシス損失、さらに超電導コイル特有の結合損失の 3 種類がある。これら交流損失について以下で説明する。ただし、本研究で用いる 1.0 Hz 程度の駆動周波数では渦電流損失は問題とならないため、以下では含まない。

詳細な説明は専門書に譲るとして、ここでは参考文献 [17] からの抜粋を示す。

第二種超電導体において、外部磁界が超電導体の臨界磁界を越えると磁界は磁束線となって導体内に侵入する。磁界は外部から加えられる場合、導体に流れる輸送電流による自己磁界の場合および両者の和の場合もある。磁束線が導体内を動くときにはピン止め力と粘性抵抗に抗して動くため損失が生ずる。ピン止め力による損失は磁束線の移動速度によって変化しないが、粘性抵抗は磁束線の移動速度に比例する。したがって、磁束の移動速度の遅い低周波交流の場合はピン止め力による損失の方が主体で、ピン止め力を強くし、臨界電流密度を大きくしてある超電導体では、数 kHz まではピン止め力による損失が主である。

以上のように、超電導体内部における損失の他に、極細多心線のように多数の超電導フィラメントが常電導金属母材に埋め込まれている場合には、交流磁界に対し超電導フィラメント間に電磁的な結合が起こり常電導金属部分に誘起電流が流れ(これを結合電流という)、ジュール損失が生じる。これを結合損失という。

抜粋におけるピン止め力による損失はヒステリシス損失、粘性抵抗は渦電流損失を意味する。

また参考文献 [17] より、ヒステリシス損失 p_h に関する損失は次のように表される。

$$p_h = \begin{cases} \frac{2\mu_0 H_m^2 f}{3} \beta \left(\beta = \frac{H_m}{H_p} \right) & H_m < H_p \\ \Gamma_h \mu_0 d J_c H_m f & H_m > H_p \end{cases} \quad (5.48)$$

ただし、 H_m は外部磁界のピーク値、 H_p は外部磁界による磁束線が超電導体の中心に達したときの H_m の値、 Γ_h は超電導体の形状により決まる定数、 J_c は臨界電流密度を表す。

また、結合損失 p_c は、

$$p_c = \Gamma_c \frac{\mu_0 H_m^2}{2} \frac{2\pi f^2 \tau_f}{(2\pi f \tau_f)^2 + 1} \quad (5.49)$$

と表される。ただし、 Γ_c は超電導体の形状に関する定数、 τ_f は外部磁界の変化に関する時定数を表す。

このように、ヒステリシス損失は f の 1 乗、結合損失は f の 2 乗で変化する。

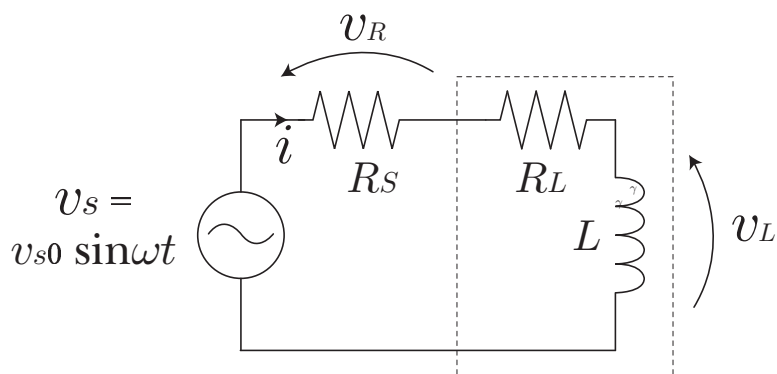


図 5.25: コイルの交流損失測定回路

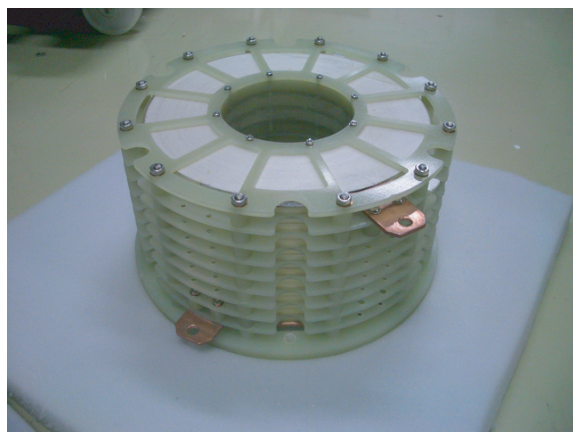


図 5.26: 実験用超電導コイル外観

実験用超電導コイルの交流損失測定

ここでは、実験用超電導コイルの交流損失測定を行なう。また、測定で求められた値は後で行なう数値シミュレーションや位相制御実験の解析で用る。

超電導コイルの交流損失測定回路を図 5.25 に示す。測定方法は基本的にキャパシタの交流損失測定と同じである。1 点だけ異なるのは、交流損失等価抵抗 R_L に加えインダクタンス L も求めていることである。

図 5.25 より、測定回路全体のインピーダンス Z_L は

$$Z_L = R_S + R_L + j\omega L \quad (5.50)$$

と表すことができる。したがって、式 (5.50) に基づき、 v_s と i を測定して得られた Z_L から L と R_L を求めることができる。

実験に用いた超電導コイルの外観を図 5.4.2 に示す。本コイルは高温超電導体で、材質は Bi2223 である。このような超電導コイルに対して交流損失測定を行なった。

測定結果を図 5.27 に示す。また、 R_L の周波数に関する近似曲線を同図に示す。同図から、測定範囲において L は 0.4 ~ 0.5 H の値となっており、 L は周波数が高くなるにしたがい減少していることがわかる。ただし、1.0 Hz 幅程度の狭域に限ればほぼ一定の値になっている。後で行なう位相制御実験では $C=0.096$ F のキャパシタと組み合わせて共振回路を構成する

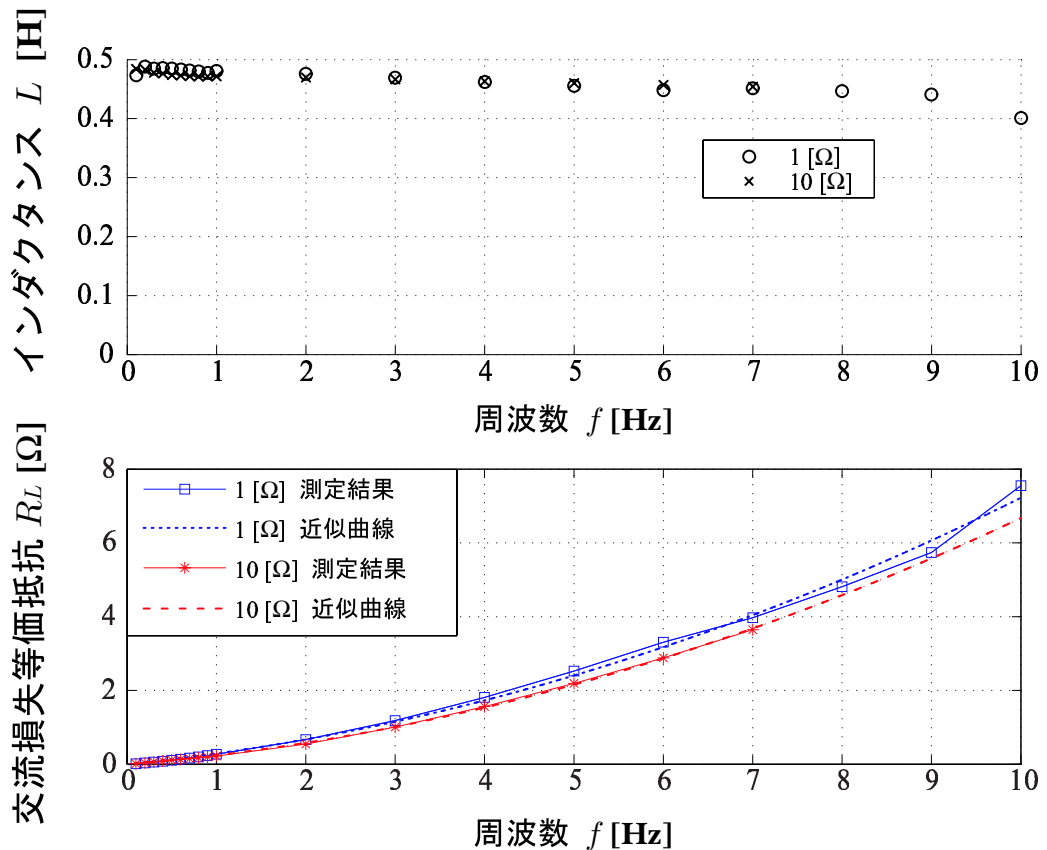


図 5.27: 超電導コイルのインダクタンス L と交流損失等価抵抗 R_L の測定結果

ことを想定している. この時の共振周波数は $0.7 \sim 0.8$ Hz 程度になり, 図 5.27 の結果からこのような範囲では $L = 0.47$ H となっている. したがって, 以降の実験では超電導コイルのインダクタンス L を 0.47 H とする. また交流損失等価抵抗 R_L は, ~ 1.0 Hz の低周波域では線形に変化しており, 高周波域では 2 次曲線のような変化をしていることがわかる. これは, 低周波域ではヒステリシス損失が, 高周波域では結合損失が支配的になることに起因すると推測でき, 同様の測定結果が参考文献 [17] にも見受けられる. したがって測定値が妥当であると言える. また, 測定された R_L の近似曲線を以下に示す.

$$R_L(f) = \begin{cases} 0.048 f^2 + 0.24 f & \cdots & 1 \Omega \text{で測定} \\ 0.0472 f^2 + 0.195 f & \cdots & 10 \Omega \text{で測定} \end{cases} \quad (5.51)$$

式 (5.48), (5.49) より周波数の 2 乗に関する結合損失に関する成分, 周波数の 1 乗に関する項がヒステリシス損失に関する成分であると解釈できる.

以降では, 使用する環境に近いことから式 (5.4.2) の 1Ω で測定した結果の近似式を, R_L の決定式として用いる.

サンプルコイル諸元に基づく交流損失測定結果の評価

ここでは, 実験用超電導コイルの交流損失測定結果を評価する. 比較する対象は, サンプルとして設計された超電導コイルである.

5.4 実験による提案手法の検証

超電導メーカーに依頼し設計されたサンプルコイルの諸元を表 5.2 に示す。表 5.2 に基づき

表 5.2: サンプルコイル諸元

コイル半径	30 [cm]
コイル厚	2.5 [cm]
コイル長	50 [cm]
交流損失	2 [W]
電流	30 [A]
周波数	0.01 [Hz]

表 5.3: 実験用超電導コイル諸元

コイル半径	3.9 [cm]
コイル厚	3.7 [cm]
コイル長	9.5 [cm]
交流損失	0.27 [W]
電流	1 [A]
周波数	1.0 [Hz]

計算すると、サンプルコイルの単位体積当たりの交流損失 p_s/V_S は

$$\frac{p_s}{V_S} = \frac{2}{(0.325^2 - 0.30^2) \times 0.5} = 81.5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-3} \quad (5.52)$$

となる。

次に、実験用超電導コイルの単位体積当たりの交流損失 p_x/V_X を求める。実験用超電導コイルの形状パラメータおよび交流損失測定結果を表 5.3 に示す。交流損失には、周波数 1.0 Hz における値を代表値として用いている。サンプルコイルと同様にして

$$\frac{p_x}{V_X} = \frac{0.27}{(0.076^2 - 0.039^2) \times 0.095} = 212.6 \text{ W}\cdot\text{m}^{-3} \quad (5.53)$$

と求められる。ここで、測定環境の違いは駆動周波数と中心磁界に関して係数倍すれば良いと仮定すると、

$$\frac{p_x}{V_X} \times \frac{0.4}{0.055} \times \frac{0.01}{1.0} = 15.5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-3} \quad (5.54)$$

と求めることができる。 p_s/V_S と比較すると、実験用超電導コイルはサンプルコイルに対して 5 倍程度交流損失が少ないことがわかる。交流損失が少ない原因は、ここでは研究テーマから逸脱することになるので追求しない。

求められた p_s/V_S と係数倍を施した p_x/V_X は、大きく異なる値ではないと言える。したがって、実験用コイルを用いて行なわれた実験結果は、本コイルのみでなく一般的な超電導コイルで得られると考えられる。

5.4.3 超電導コイルを用いた位相/振幅制御の評価

前小節で見積った回路パラメータを用いて、本小節では提案手法による位相/振幅制御の性能を実験により確認する。

超電導コイルと組み合わせるキャパシタには $C=0.096 \text{ F}$ のものを用いる。超電導コイルのインダクタンスは 0.47 H と得られているので、したがって共振周期 $T_c = 2\pi\sqrt{LC} = 1.33 \text{ sec}$ 、共振周波数 $f_c = 1/T_c = 0.7 \text{ Hz}$ となる。ただし簡便のため、交流損失を無視して求めている。また、キャパシタ電圧の振幅 v_{v0} と共振電流の振幅 i_{r0} の比は $v_{v0} : i_{r0} = \sqrt{L/C} : 1 = 2.2 : 1$ となる。

共振現象の測定

まず共振回路の基本的な特性を把握するために、何も制御を行わずに共振現象の測定を行う。

図 5.1 の回路を実際に構成し、次のような測定手順で実験を行なった。

- スイッチ S を ON にし、共振回路に電流を流す。これにより、キャパシタには電圧 v_{c0} 、コイルには電流 i_{r0} が発生する。
- スイッチ S を OFF にすると、共振が発生する。この時の v_c と i_r を測定する。

という手順である。実験結果を図 5.28 に示す。同上図には測定されたキャパシタ電圧 v_c と、 v_c に対する減衰の包絡線 (2 種類) が示してある。同下図には、 v_c のピーク値とその間隔から求めた減衰時定数と、回路パラメータから計算した減衰時定数の理論値、さらに測定した共振周期 T_c を示してある。 T_c は、検出の容易さから v_c の零交差の間隔から求めている。また、 T_c から得られる周波数 f_c を前節で求めた近似式に代入して R_C および R_L を求めている。 L は前節の測定結果に基づき、0.47 H を固定値としている。これらの回路パラメータを式 (5.4) に代入し、減衰時定数の理論値を計算している。コイルの超電導状態は実験前に抵抗を測定して確認している。

図 5.28 の上図に示してある初期包絡線とは、最初の 2 つの電圧ピーク値から求めた減衰時定数から求めた包絡線である。2 つ目以降の電圧ピーク値は初期包絡線で求めたピーク値には一致しないことがわかる。また、同下図に示してある共振周期の測定結果より、時間の経過とともに周期が短くなっていることがわかる。これより、共振周期の変化により減衰時定数が変化していることが推測できる。しかしながら、同下図に示してある測定波形に基づく減衰時定数と、測定した周波数から計算した減衰時定数の理論値は一致していない。この原因を以下で考察する。

まず、 R_C の近似式が正しくないと仮定する。測定値と算出された R_C 以外の回路パラメータを用いて、測定された減衰時定数を実現するために必要な R_C を求めると、図 5.29 に示すようになる。また、同上図に以下の式で表される R_C の近似式を示す。

$$R_C(f_c) = 0.016f_c^{-22.1} \quad (5.55)$$

さらに、この時の $\tan \delta$ を同下図に示す。上図より、 R_C がこのように周波数に対して大きく変動することは考えにくい。また、下図より $\tan \delta$ が 1.0 以上の値になる (ここでは 0.8 Hz 以上において) ことも考えにくい。

R_C が原因でない理由を裏付けるために、同内容の実験を常電導コイルと $C=220 \mu\text{F}$ のキャパシタを用いた共振回路に対して行なった。測定結果を図 5.30 に示す。同上図には測定した v_c と初期包絡線が示してある。2 つ目以降の電圧ピーク値も初期包絡線に一致するという事実が、図 5.28 とは異なる。減衰時定数の測定値と理論値を比較すると、図 5.30 の下図に示すようにほぼ一致することがわかる。また、共振周期も測定全体を通してほぼ一定値となっている。したがって、超電導コイルを用いた共振において減衰時定数の理論値と測定値が一致しない原因は、 C ではなく超電導コイルの特性に起因する可能性が極めて高い。

次に、超電導コイルのインダクタンス L 及び交流損失等価抵抗 R_L が正しくないと仮定する。 L は電流パスにより決まり、コイル形状や駆動周波数に依存している。コイル形状はコイルが設計されれば固定であり、 L が依存するのは駆動周波数のみである。また、前節で述べた

5.4 実験による提案手法の検証

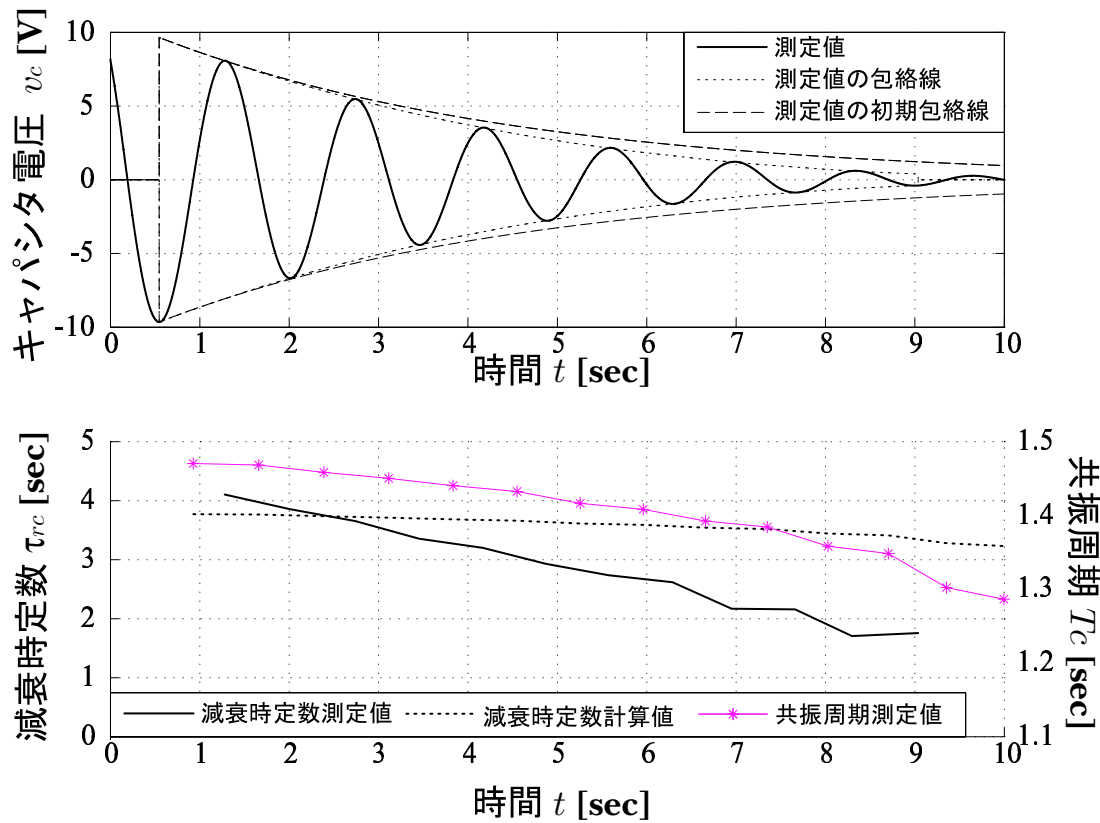


図 5.28: 超電導コイルと $C=0.096$ F キャパシタによる共振波形 (上図) および減衰時定数と共振周期の測定結果 (下図)

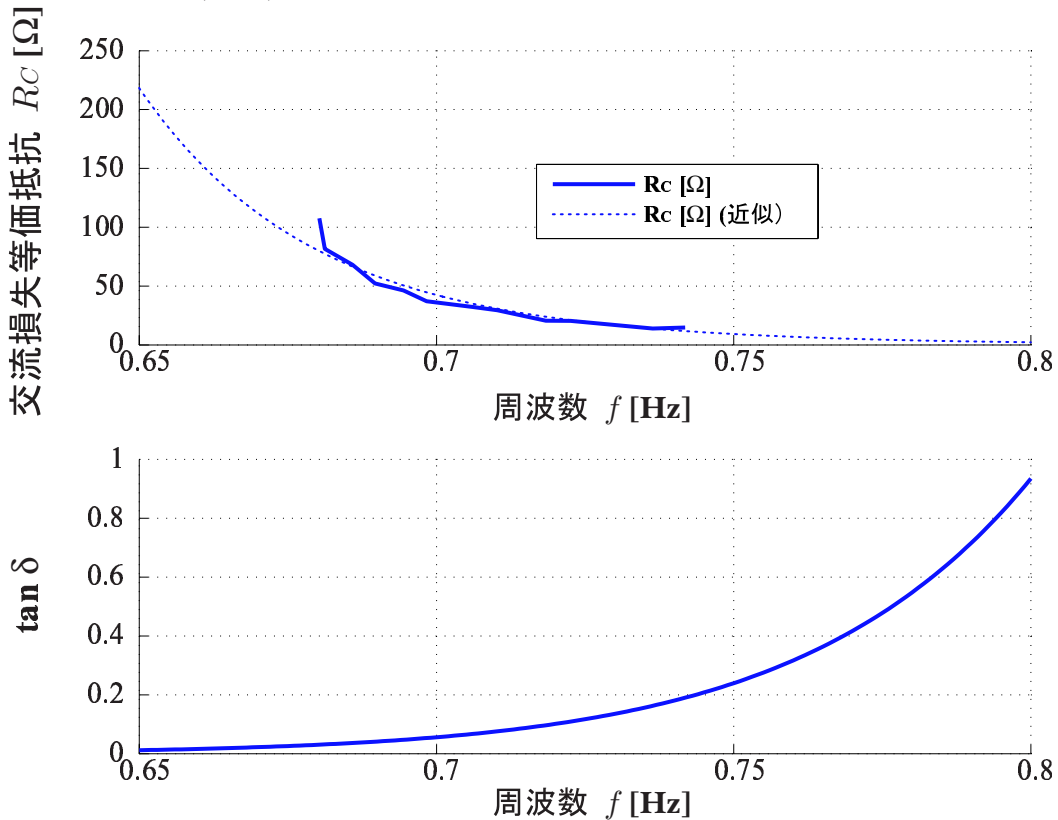


図 5.29: 減衰時定数の測定値に基づき理論式から算出した R_c (上図) と $\tan \delta$ (下図)

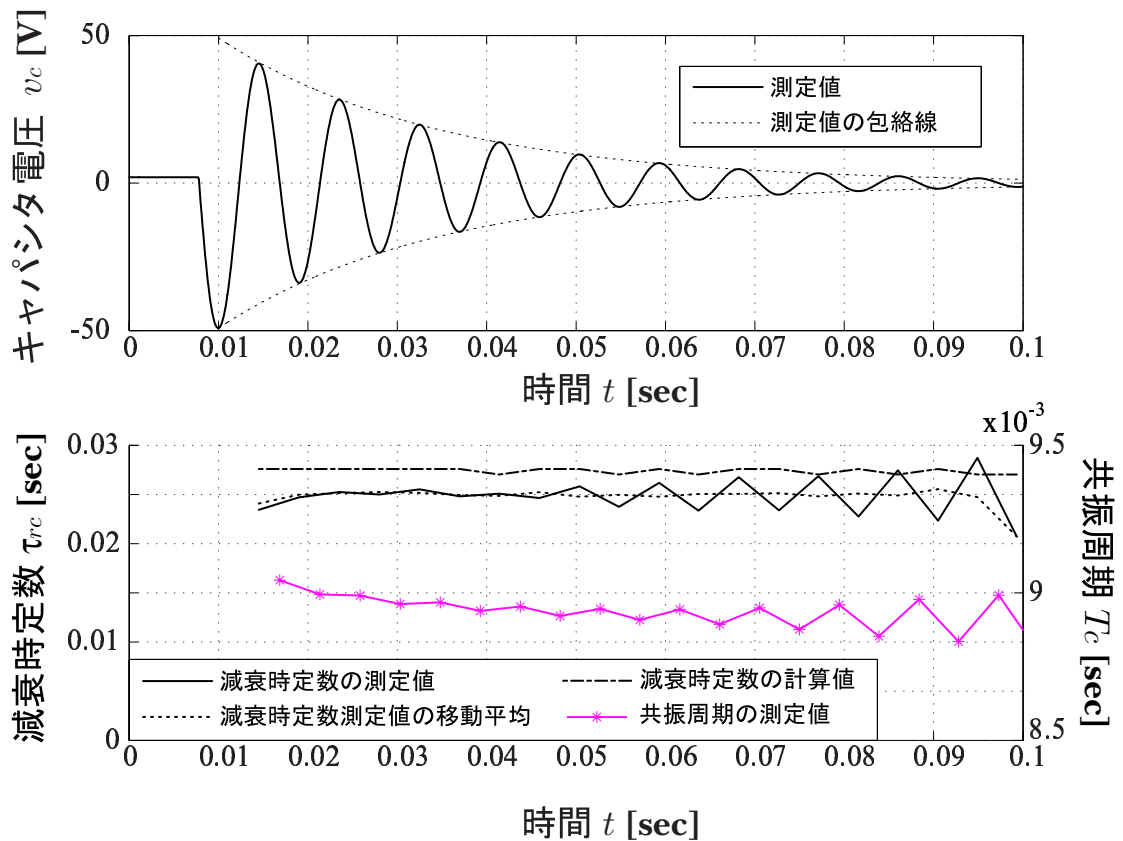


図 5.30: 常電導コイルと $C=220 \mu\text{F}$ キャパシタによる共振波形 (上図) および減衰時定数と測定結果 (下図)

超電導コイルの交流損失を表す式 (5.48), (5.49) より, R_L は駆動周波数と磁場 (駆動電流) に依存する. これらの特徴を考慮し, L と R_L の周波数依存性と電流依存性を計算した結果を, 図 5.31, 5.32 に示す.

図 5.31 の上図は L と駆動周波数の関係, 同下図には電流の振幅と L の関係を示す. 周波数と L の関係図より, このようなわずかな周波数変動に対して L が最大で 2.5 倍程度も変動することは考えにくい. また, 電流の振幅と L の関係図より, 超電導コイルの反磁場などの性質などを考慮すると, L が変化することは考えられる. しかしながら, ある共振現象中に L が 3 倍程度も異なることは考えにくい.

図 5.32 の上図は R_L と駆動周波数の関係, 同下図は電流の振幅と R_L の関係である. また, それぞれの近似関数も同図に示す. 近似式は

$$R_L = \begin{cases} 5.1f_c - 3.3 & \cdots & f_c - R_L \text{に関する近似式 (線形近似)} \\ 0.31 i_{r0}^{-0.39} & \cdots & i_{r0} - R_L \text{に関する近似式 (累乗近似)} \end{cases} \quad (5.56)$$

となっている. R_L の周波数による変動に関して, 前節で測定した R_L の近似式 (5.4.2) と比較するとより急峻に変化している. また, R_L の駆動電流による変動に関して, ヒステリシス損失は式 (5.48) から磁場の 1 乗, 結合損失に関しては式 (5.49) から磁場の 2 乗で変化している. 一方で, ここでは累乗関数でよく近似できており, 理論式の特徴とは一致しない. また, 電流値が高くなるほど R_L が低くなるという傾向に関して, 理論式とは一致しない.

5.4 実験による提案手法の検証

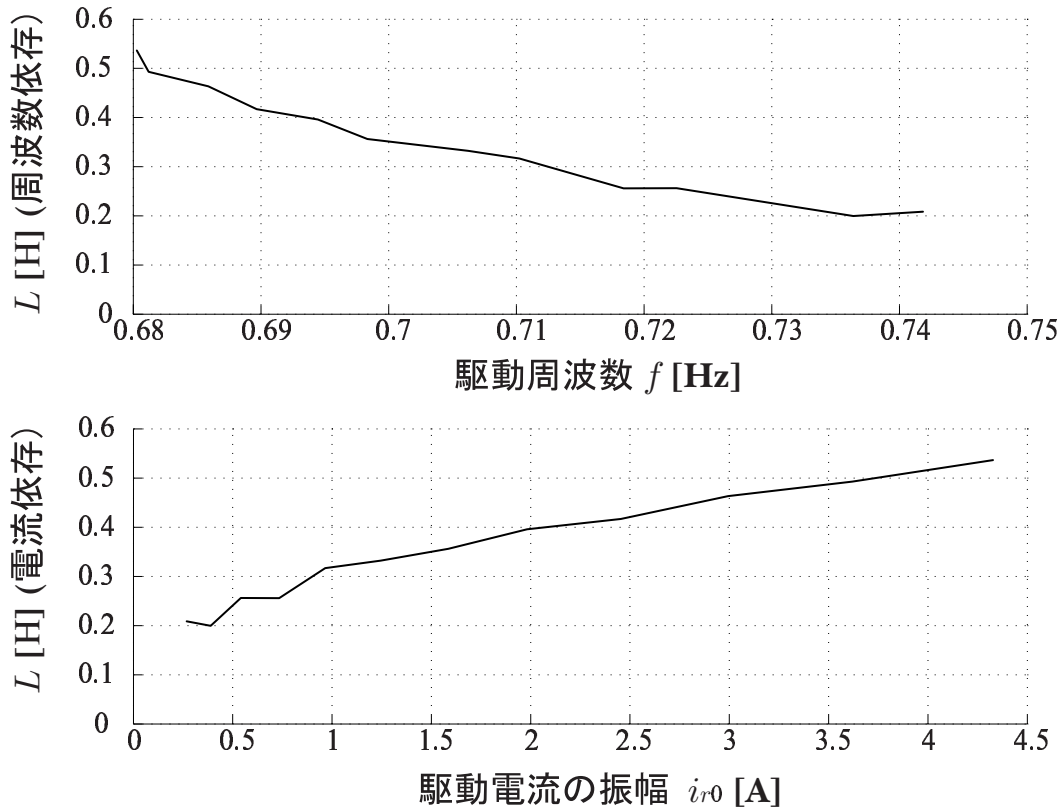


図 5.31: 周波数と L の関係 (上図), および電流の振幅 i_{r0} と L の関係 (下図)

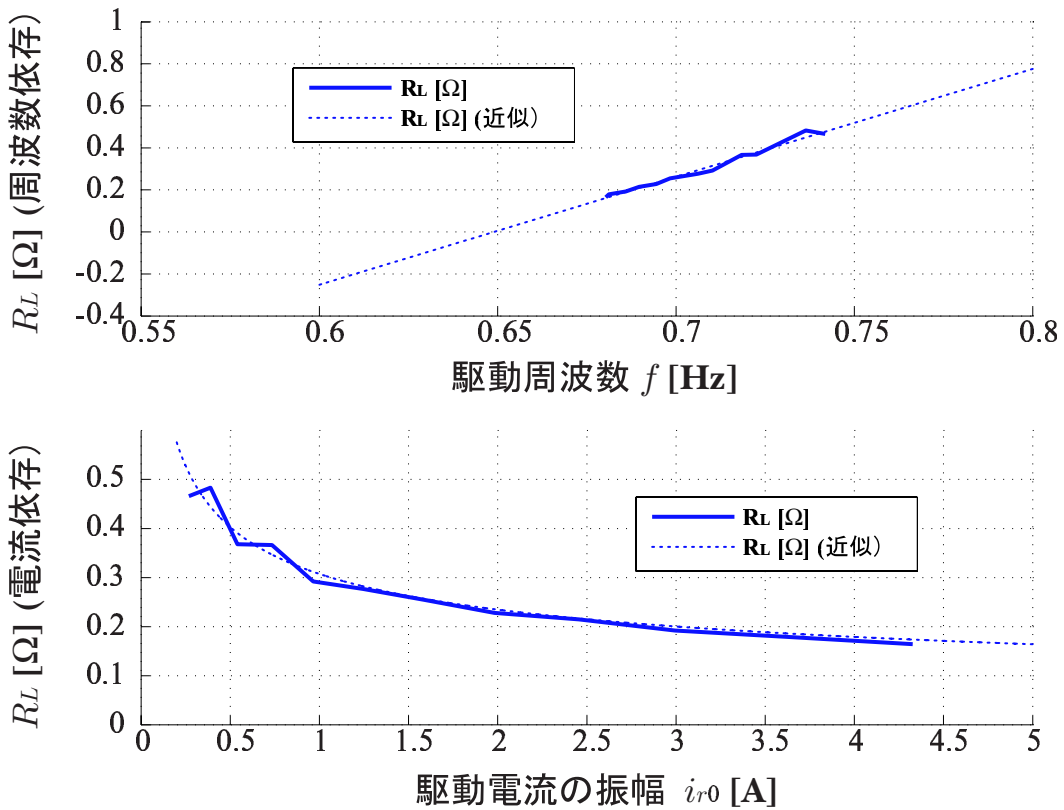


図 5.32: 周波数と R_L の関係 (上図), および電流の振幅 i_{r0} と R_L の関係 (下図)

このように、超電導コイルを用いた共振現象を測定し、結果解析において減衰時定数が測定値と理論値で一致しない原因を考察した。常電導コイルを用いた同内容の実験結果からは、理論式と良く符合する結果が得られている。いずれの共振測定においても市販のキャパシタを用いているため、実験装置の大きな違いはコイルであると言える。これより、減衰時定数の不一致は超電導コイルの特性に起因する可能性が高い。減衰時定数の測定値を実現する L および R_L をそれぞれ求めた結果を理論式と照らし合わせたが、 L または R_L のいずれかのみが減衰時定数不一致の原因であるとは考えにくい。考えられる可能性は、 L と R_L が複合的に作用することで減衰時定数不一致が生じているということである。しかしながら、本研究の範疇から逸脱するためこれ以上の追求は行なわない。

位相/振幅制御実験

ここでは、提案手法による共振電流の位相/振幅制御を実験により確認する。

実験では $V_E = 13.0 \text{ V}$, $R_E = 1.0 \Omega$ という外部回路パラメータを用いた。ただし、用いた定電圧源の仕様により電流は 10 A に制限されている。

共振状態において何も制御しなければ、図 5.28 に示したように振幅は減衰する。このように減衰する波形に対して振幅制御を実行し、キャパシタ電圧および共振電流の振幅を一定に維持できることを確認する。振幅制御は、前節で決定したようにキャパシタ電圧の位相 $\theta = \pm\pi/2$ の瞬間、つまり正および負でピーク値となる瞬間に行う。ここでは、印加時間を $\Delta t = 0.007 \text{ sec}$ と固定にし、常に振幅を増加させるという制御を行った。流入するエネルギーと共振回路のエネルギー損失が一致するキャパシタ電圧で維持される。

行った振幅制御の測定結果を図 5.33 に、解析結果を図 5.34 に示す。図 5.33 の上図は測定波形、下図は零交差間隔に基づく共振周期の変化である。上図の測定結果より、印加後の電圧が 2.8 V となるような振幅で維持できるという結果を得ることができた。また下図から、振幅が一定に維持されている 12 sec 以降は、共振周波数がほぼ一定値となる結果を得ることができた。これより、振幅が維持されている状況においては、前小節で考察した振幅減衰に対する L や R_L の変動を考慮しなくて良いと考えられる。

次に、解析結果について説明する。図 5.34 には、上から測定波形の拡大図、流入電荷量、位相シフト量、振幅変化量を示してある。さらに、式 (5.39) に回路パラメータを代入して求めた変化量と、数値シミュレーションから求めた変化量に加え流入電荷量を示してある。数値シミュレーションでは、基本的には実験に用いた回路パラメータを用いているが、 V_E と R_E には定電圧源の電流制約を考慮して調節した値を用いている。調節は、流入電荷量が実験結果と等しくなるように行なった(図 5.34 における上から 2 つめの図参照)。本測定では、数値シミュレーションに用いる V_E を 11.0 V , R_E には実験で用いた値のまま 1.0Ω としている。このような調節により、実験結果と数値シミュレーションの妥当な比較を行うことができる。また、式 (5.39) に用いた V_E , R_E にもこのように調節された値を用いている。印加時間は $\Delta t = 7 \text{ msec}$ としたが、測定結果に $\Delta t = 8 \text{ msec}$ のデータが存在するのは、実験で用いているソフトの仕様により OFF 時間がサンプリング時間刻みで遅れるためである。

振幅制御に関して実験結果と数値シミュレーションを比較すると、振幅変化量の値、傾向ともにほぼ一致することがわかる(図 5.34 における最下図参照)。また、式から求めた値に関しても同様に測定結果とほぼ一致する。振幅制御による位相シフトは極めて小さいという結果が数値シミュレーションから得られているが、実験では最大で 4 deg 程度変化しているこ

5.4 実験による提案手法の検証

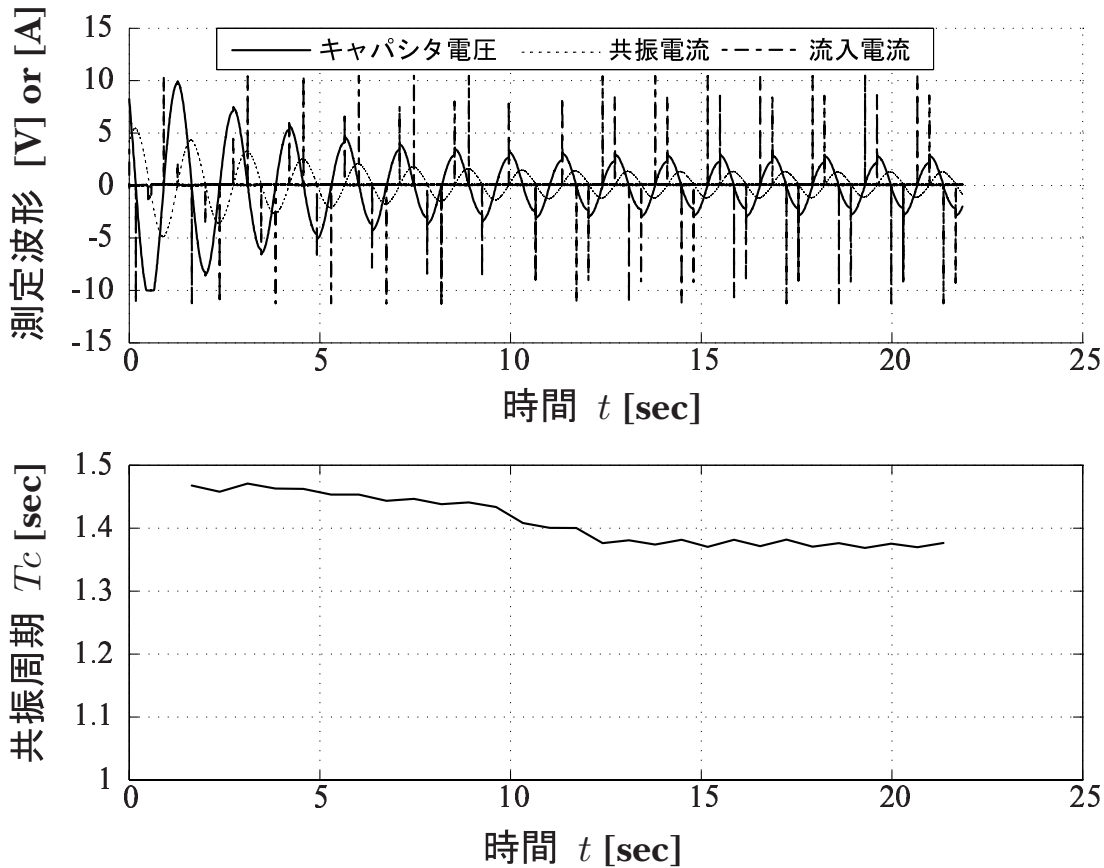


図 5.33: 振幅制御実験における測定波形(上図)および共振周期(下図)

とがわかる(図 5.34 における下から 2 つ目の図参照). 原因については究明していないが, 問題になるような位相シフト量ではなく, 数 deg 程度であれば位相制御により十分に修正することができると思う. 以上により, 振幅制御の性能を確認することができた.

次に, 位相制御の実験を行う. 位相制御は, 振幅制御により振幅が維持されている状態で行なう. これは, 振幅を維持している状態では周波数が安定しているという振幅制御の実験結果から, 位相制御の解析を行なう上で都合が良いと考えたからである. 前節で決定したように, 位相制御はキャパシタ電圧 v_c の位相 $\theta = \pm\pi/2$ の瞬間, つまり v_c が零交差する瞬間に行なう. 印加時間は, $\Delta t = 0.001 \sim 0.015$ sec の範囲で変化させて実験を行なった.

このような条件で行なった位相制御の測定結果と解析結果を図 5.35 に示す. 図 5.35 には, 上から測定波形の拡大図, 流入電荷量, 位相シフト量, 振幅変化量を示してある. また各図には, 数値シミュレーションや式から求められた各値の各変化量も示してある. 振幅制御の評価と同様に, 測定結果と数値シミュレーション結果の妥当な比較を行なうため, 流入電荷量が実験結果と等しくなるように V_E と R_E を調節して数値シミュレーションを行なった(図 5.35 における上から 2 つ目の図参照). 本測定では, V_E を 12.0 V, R_E は実験で用いた値のまま 1.0 Ω としている.

位相制御に関して実験結果と数値シミュレーション結果を比較すると, 位相シフト量の値, および印加時間変化に対する傾向ともほぼ一致することがわかる(図 5.35 の下から 2 つ目の図参照). 印加時間 Δt が短いほど数値シミュレーション結果と一致しており, Δt が長くなるにしたがい結果は一致しなくなる. 流入電荷量の比較(図 5.35 の上から 2 つ目の図参照)

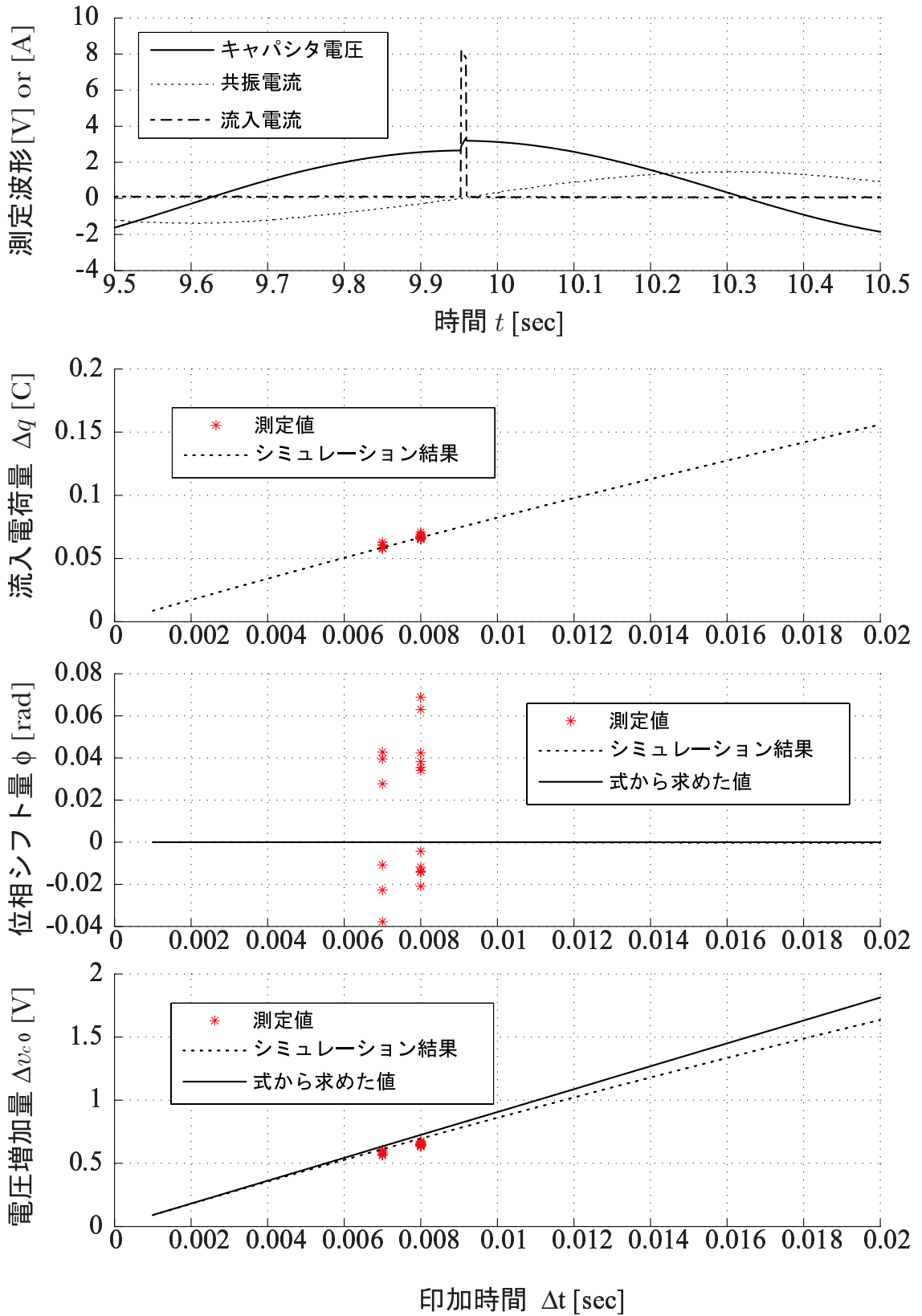


図 5.34: 測定結果に基づく振幅制御性能の解析結果

5.4 実験による提案手法の検証

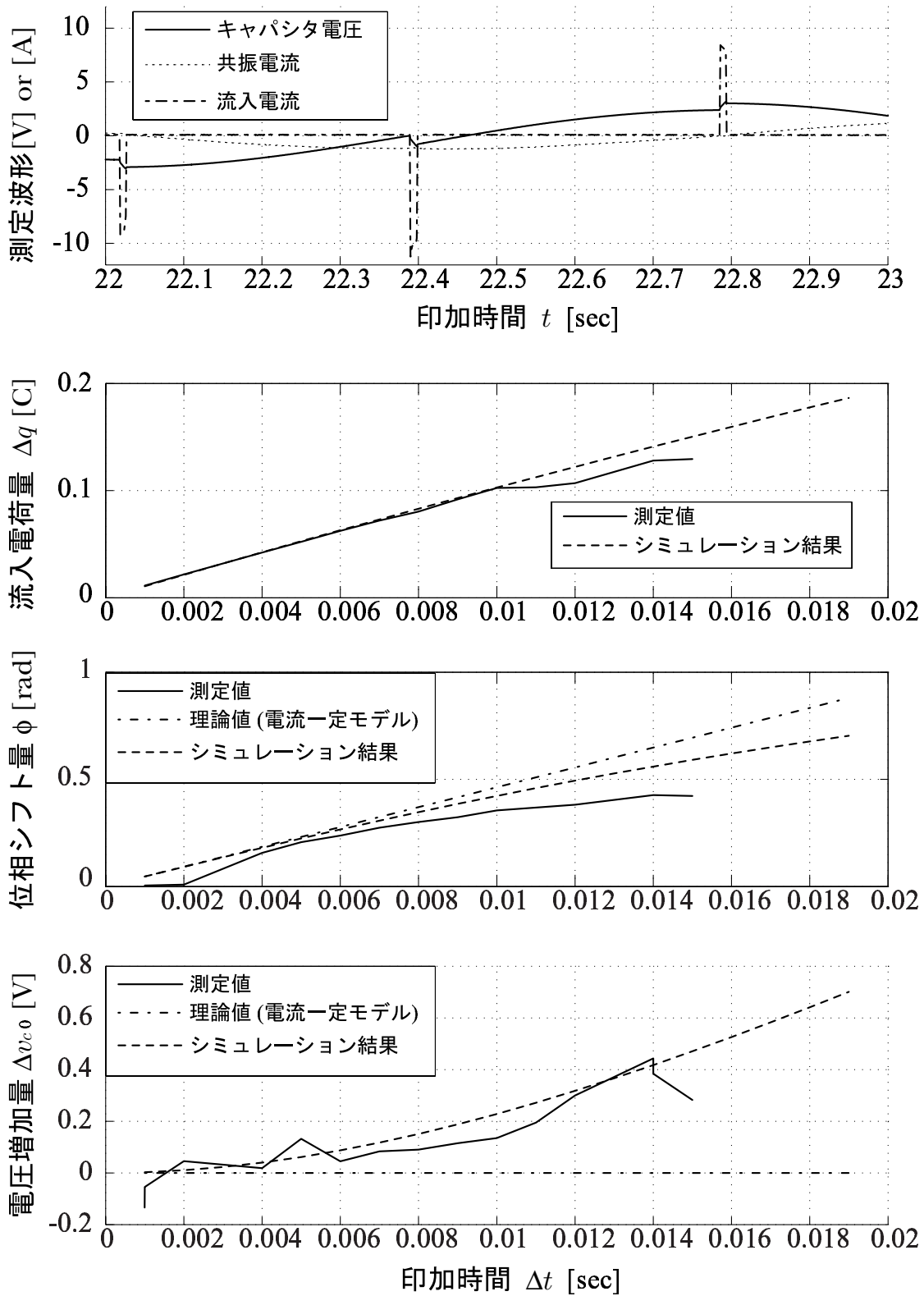


図 5.35: 位相制御測定波形および解析結果

をみると、 $\Delta t=0.01$ 以降は Δq が実験と数値シミュレーションで一致していないことがわかる。この流入電荷量の不一致が、 Δt が長くなると結果は一致しない原因の1つであると考えられる。その他の要因は回路パラメータの誤差などが考えられる。さらに、位相制御による振幅変化量に関して概ね一致するという結果を得ることができた(図 5.35 の最下図参照)。以上により、位相制御の性能を確認することができた。さらには、振幅を維持しつつ位相制御を行なうという実際の使用方法において、理論に基づく解析結果とほぼ一致するという結果が得られた。これにより、超電導コイル駆動回路の数値シミュレーションモデルの妥当性を確認することができた。

5.5 おわりに

本章では、まず超電導コイルの交流励磁を共振回路により行うという提案を行った。このような励磁方式に対して、共振電流の位相/振幅を直流電圧を用いて制御するという手法を提案し、回路理論に基づき提案回路の解析を行った。さらに、超電導コイルを用いた実験により、提案手法による位相/振幅制御の性能を確認することができた。次章では、以上の結果を踏まえて磁気力によるフォーメションフライトをシミュレーションに基づき評価する。さらに、本章で用いた実験回路とシミュレーションを

第6章 設計した相対位置制御系の性能評価

6.1 はじめに

4章では, 提案手法における相対位置制御系を示し, 相対位置制御器の設計と位相差計算式の導出を行なった. モデルにより数値シミュレーションを行なった. 5章では, 実際に交流磁気モーメント(交流状の励磁電流)の位相差を制御する手法を提案し, 実験結果と数値シミュレーション結果を比較し, その性能を確認した.

本章では, 4章で設計した制御器と5章で提案したコイル駆動回路を統合し, 提案手法における相対位置制御系全体の評価を行なう. まず, コイル駆動回路の物理モデルを用いた数値シミュレーションにより評価を行なう. 次に, 位相/振幅制御の検証に用いた回路とシミュレータを結合し, 数値シミュレーションループ内に実際のコイル駆動回路を含むハードウェアインザループ試験により評価を行なう.

6.2 コイル駆動回路の物理モデルを用いた評価

本節では, コイル駆動回路の物理モデルを用いた数値シミュレーションにより相対位置制御系の評価を行なう.

数値シミュレーションに用いたフォーメーションフライトの軌道要素を表 6.1 に示す. 相対位制御器には, 4章で設計した $\tau=80$ sec の制御器を用いる. 姿勢制御器には, 同様に4章で設計した $\tau = 0.4$ sec の制御器を用いる.

駆動回路系の回路パラメータには, 表 6.2 に示す値を用いた. $L = 2.8$ H, $C = 1.4$ F によりコイル駆動周波数は 0.08 Hz となる. R_L には実験から求めた近似式 (5.4.2) の上式, R_C には式 (5.47) と表 5.1 により決まる近似式に 0.08 Hz を代入して求めた値を用いている. 外部回路パラメータには, 十分な位相シフト量, 振幅変化量を得るため $V_E = 84.0$ V, $R_E = 0.5$ Ω という値を用いている. 印加時間は駆動周期の 1/100 である 0.125 sec を上限とし, 式 (5.26), (5.24) より必要な制御量から印加時間を動的に計算している.

4章で行なった数値シミュレーションの内容と同様, 同一軌道面内における相対位置制御と軌道面に垂直方向の相対位置制御の2ケースに対して評価を行なった. 結果を, 以下の各小節に示す.

6.2.1 同一軌道面内における相対位置制御

本小節では, 同一軌道面内における相対位置制御に関する数値シミュレーション結果について述べる.

表 6.1: フォーメーションフライトの軌道要素

要素	数値
軌道平均半径 [km]	6978.14
離心率	0.0
平均点離角 [deg]	0.0
軌道傾斜角 [deg]	90.0
昇交点赤経 [deg]	0.0
近地点引数 [deg]	-90.00

表 6.2: 数値シミュレーションに用いた回路パラメータ

変数	数値
L	2.8 H
C	1.4 F
R_L	0.02 Ω
R_C	1000 Ω
V_E	84.0 V
R_E	0.5 Ω

4章で行なった数値シミュレーション内容と同様, 初期相対位置を $\vec{r}_{t=0} = [0.2 \quad 0.2 \quad -10.2]$, 目標相対位置を $\vec{r}_0 = [0.0 \quad 0.0 \quad -10.0]$ としている.

得られた結果を図 6.1 から図 6.10 に示す. 図 6.1 に示す相対位置の時間応答から, 目標位置である $r_0 = [0.0 \quad 0.0 \quad -10.0]$ に収束していることがわかる. 制御誤差は, 相対位置を拡大した図 6.2 から各軸において 2 mm 以内に抑制されていることがわかる. 磁気力の時間応答を図 6.3 に, その拡大図を図 6.4 に示す. 図 6.4 より, 磁気力は指令値によく追従しており潮汐力外乱を抑制できていることがわかる.

4章の数値シミュレーション結果と大きく異なるのは, 図 6.5 に示す位相差の時間応答である. 4章では少なくとも半周期は位相差が一定であるとし, 磁気モーメントの零交差時にその瞬間の位相差を提供するというモデルであった. 本シミュレーション結果では, 図 6.5 に示すように段階的に位相差が変化していることがわかる. ここでは, 最大 $\pi/9$ rad (20 deg) 程度の位相シフトが必要であることがわかった. 位相差の拡大図 6.6 から, 潮汐力外乱抑制のため x 軸は $\pi/2$ を中心に $\pm\pi/12$ の振幅で, z 軸は $\pi/2 + \pi/36 \sim \pi/2 - \pi/18$ の間で位相差が正弦波状に変化していることがわかる. 磁気力に変換すると潮汐力外乱の変化に一致することがわかる. 磁気モーメントの時間応答を図 6.7 に示す. 同図より, 位相制御の際に振幅が大きく変化していることがわかる.

図 6.8 には各衛星の姿勢誤差を, 図 6.9 には各衛星の外乱すトルクの時間応答を示す. これらの結果より, 3章で見積もった最大 0.9 Nm 程度の外乱トルクを, 各衛星ともに各軸 10 arcsec 以下の精度で目標姿勢に制御できていることがわかる. 図 6.10 には各衛星に蓄積される角運動量の時間応答を示す. 同図より, 潮汐力トルクの影響が表れる y 軸の以外の x 軸, および z 軸にも角運動量が蓄積していることがわかる. これは磁気モーメントの振幅が精緻に制御されていないためである. 目標相対位置に補足された 2000 sec 以降のチェイサ衛星の磁気モーメントの平均値をとると,

$$\bar{M}_{Tx} = 347 \text{ Am}^2, \quad \bar{M}_{Ty} = -980 \text{ Am}^2, \quad \bar{M}_{Tz} = 15.3 \text{ Am}^2 \quad (6.1)$$

となる. これより, y 軸に持つ磁気モーメントのバイアスの影響で, x 軸, z 軸に角運動量が蓄積している考えられる. コイル駆動回路の振幅制御を精緻に行なうことで, 磁気モーメントのバイアス成分は除去できると考える.

あるいは, リアクションホイールに蓄積された角運動量を排出する (アンローディング) という手段も考えられる. そもそも提案手法は, 地磁場内でその影響を排除して磁気力を発生させるために, 地磁場を直流と見なせる程度の交流で磁気モーメントを駆動するという方法

表 6.3: 磁気アクチュエータの諸元

磁気モーメント	重量	消費電力
370 Am ²	14.4 kg	8.0 W

を採用している。逆に直流の磁気モーメントがあれば地磁場との間に磁気トルクが発生し、この磁気トルクによりアンローディングを行なうことができる。必要な磁気モーメントは式 (6.1) に示した 1,000 Am² 程度の磁気モーメントが必要になる。例えば、表 6.3 に示す諸元の磁気アクチュエータを複数台搭載すれば、角運動量が蓄積しないようにアンローディングを行なうことができる。また、アンローディングは上述した問題の解決のためだけでなく、上述の要因以外での角運動量の蓄積に対して必要になる。直流磁気モーメントの影響をここで見積る。例えば 1,000 Am² の直流磁気モーメントが発生させた場合の相対位置制御への影響は、交流磁気モーメントによる磁気力に対して 1,000/15,000=0.067 程度の大きさとなることがわかる。したがって、相対位置制御には影響しないと考えられる。

次小節では、軌道面垂直方向の相対位置制御の数値シミュレーション結果について述べる。

6.2.2 軌道面垂直方向の相対位置制御

本小節では、軌道面に垂直方向の相対位置制御に関する数値シミュレーション結果について述べる。

4章で行なった数値シミュレーション内容と同様、初期相対位置を $\vec{r}_{t=0} = [0.2 \ 10.0 \ 0.0]$ 、目標相対位置を $\vec{r}_0 = [0.0 \ 10.0 \ 0.0]$ としている。

得られた結果を図 6.11 から 6.20 に示す。図 6.11 に示す相対位置の時間応答より目標位置に収束しており、相対位置時間応答の拡大図 6.12 より、4章の結果と同様にすべての軸において 1 mm の制御精度を達成できていることがわかる。図 6.13 に示す磁気力の時間応答とその拡大図 6.14 からは、見積もった程度の潮汐力外乱が磁気力により抑制できていることがわかる。その時の位相差の時間応答を、図 6.15 および拡大図 6.16 に示す。図 6.15 に示すような段階的な位相シフトで相対位置を制御できている。潮汐力外乱抑制のための位相差は $\pi/2 - \pi/36$ rad (95 deg) となっており、これは理論値と一致する。

姿勢制御誤差、外乱トルク、および蓄積角運動量の時間応答を、それぞれ図 6.18, 6.19, 6.20 に示す。軌道面に垂直な相対位置制御では原理的に角運動量は蓄積しないが、図 6.20 の結果では各軸に角運動量が蓄積している。軌道面内の相対位置制御と同様、磁気モーメントがバイアスを持つためであると考えられる。目標相対位置補足後のチェイサ衛星の磁気モーメントの平均値をとると、

$$\bar{M}_{Tx} = -115 \text{ Am}^2, \quad \bar{M}_{Ty} = 187 \text{ Am}^2, \quad \bar{M}_{Tz} = -108 \text{ Am}^2 \quad (6.2)$$

となる。このような磁気モーメントのバイアス成分により角運動量が蓄積すると考えられる。前小節でも述べたが、磁気モーメントにバイアス成分が発生しないための精緻な振幅制御が必要になる。

以上のように、磁気モーメントの振幅の制御精度により角運動量が蓄積することが明らかになった。根本的な解決のため、磁気モーメントの振幅の精緻な制御が必要である。また、こ

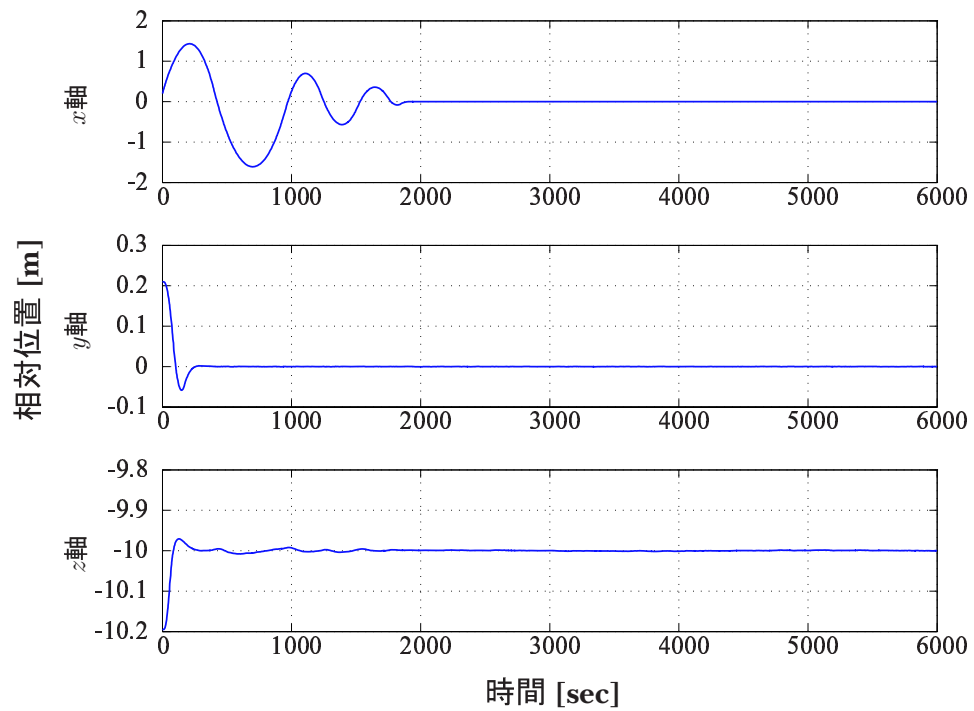


図 6.1: 数値シミュレーションによる相対位置の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御)

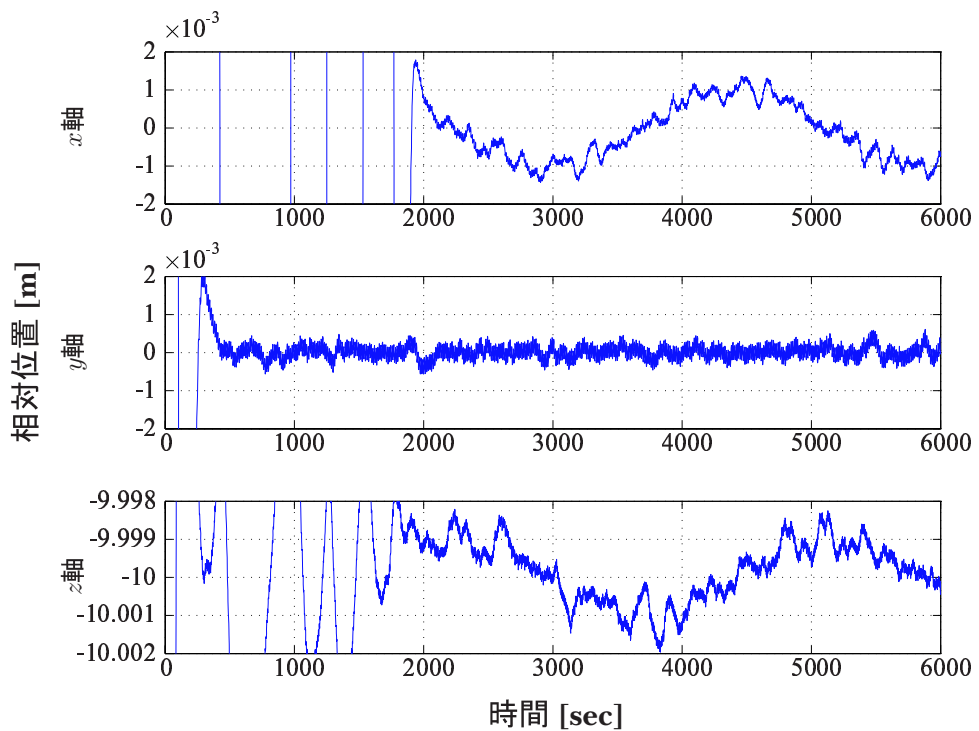


図 6.2: 数値シミュレーションによる相対位置の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御): 制御精度は全ての軸において 2 mm を達成している

6.2 コイル駆動回路の物理モデルを用いた評価

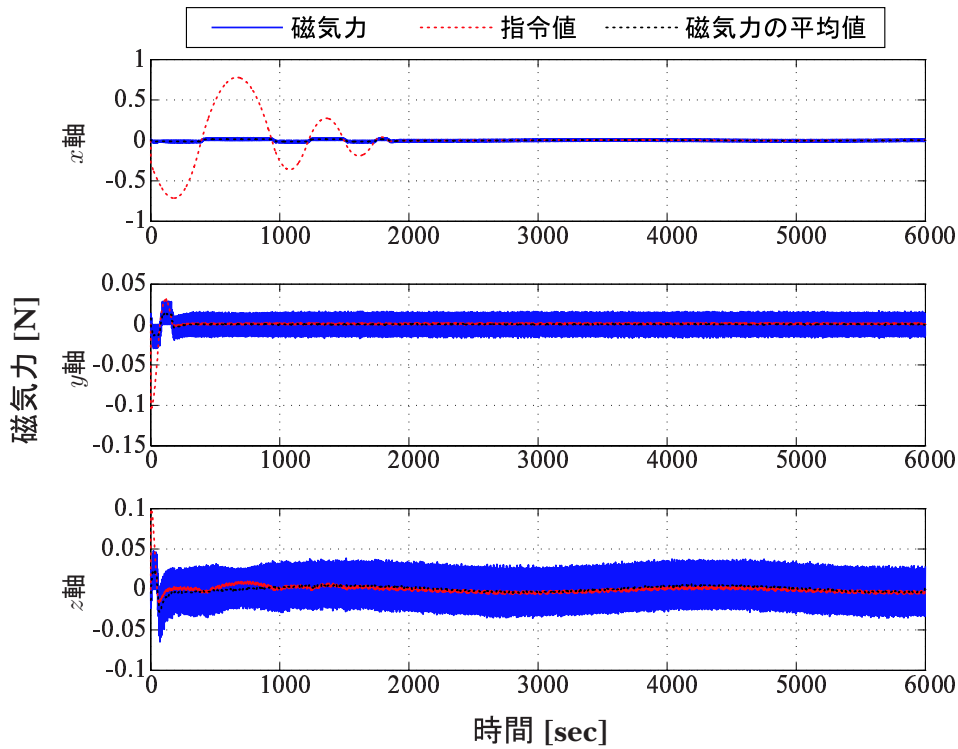


図 6.3: 数値シミュレーションによる磁気力の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御)

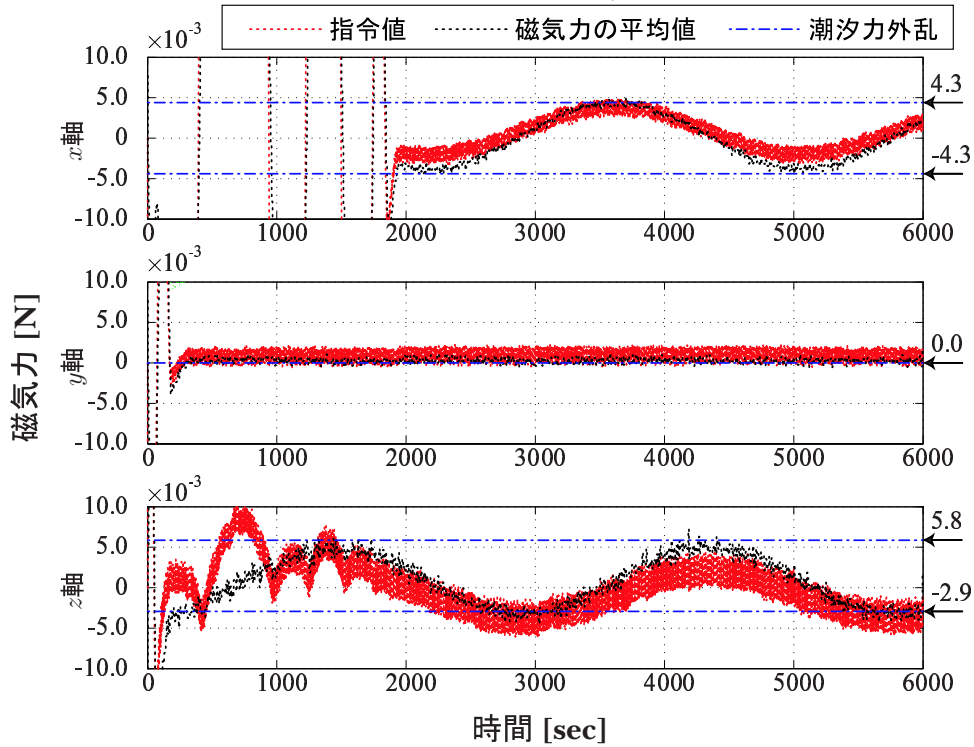


図 6.4: 数値シミュレーションによる磁気力の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御): 発生している磁気力は3章で見積もった潮汐力外乱 (x 軸, z 軸が正弦波状に変化) と一致する

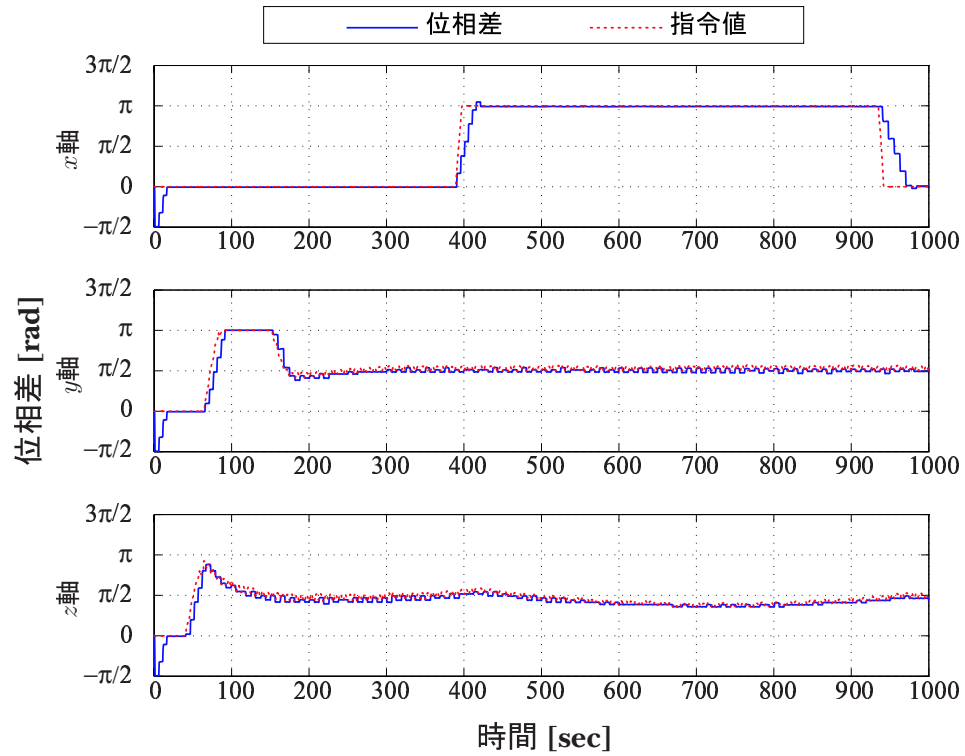


図 6.5: 数値シミュレーションによる位相差の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御)

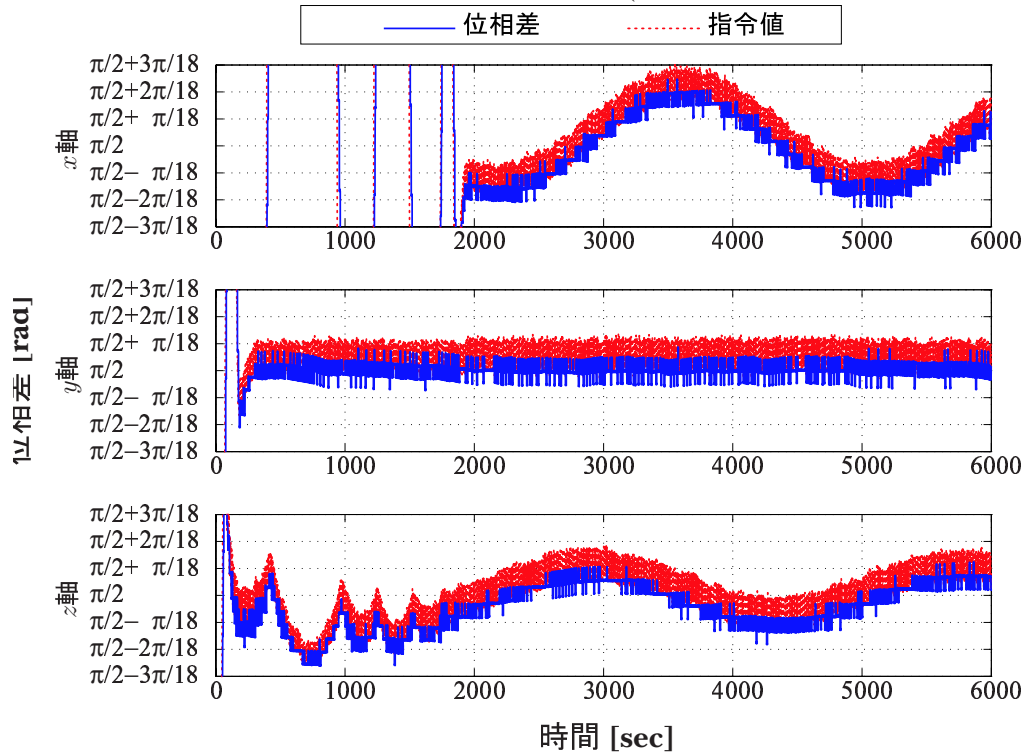


図 6.6: 数値シミュレーションによる位相差の時間応答の拡大図 (同一軌道面内における相対位置制御): x 軸は $\pi/2$ を中心に $\pm\pi/12$ の正弦波状に変化, z 軸は $\pi/2 + \pi/36 \sim \pi/2 - \pi/18$ の間で正弦波状に変化している. これは理論と一致する

6.2 コイル駆動回路の物理モデルを用いた評価

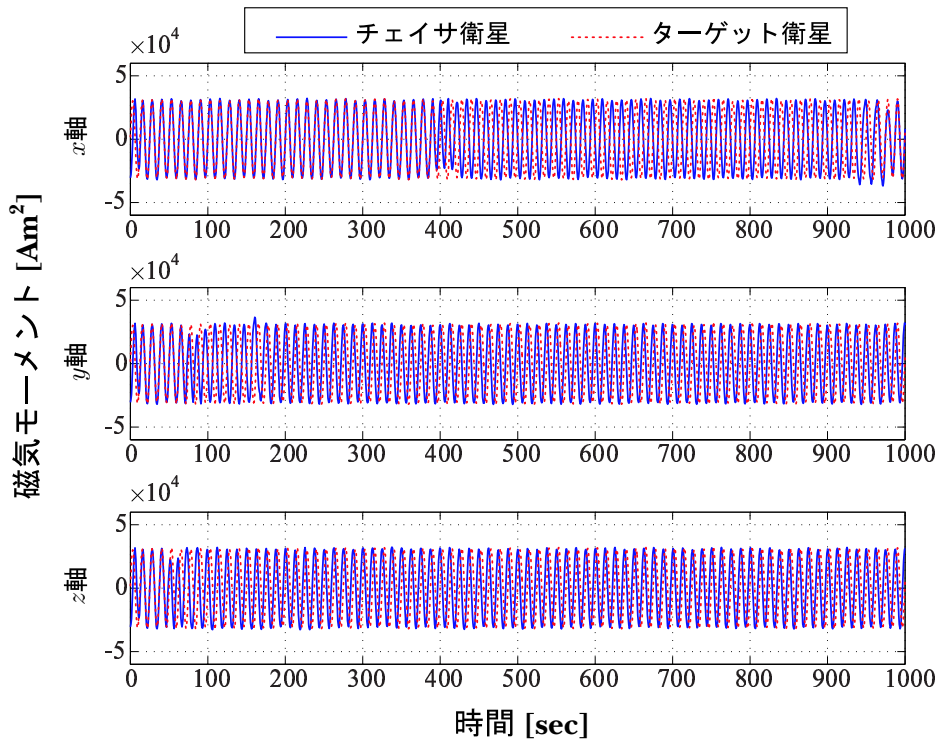


図 6.7: 数値シミュレーションによる磁気モーメントの時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御): 実線がチェイサ衛星各軸の, 各軸の点線はターゲット衛星の z 軸コイルの磁気モーメントを表す

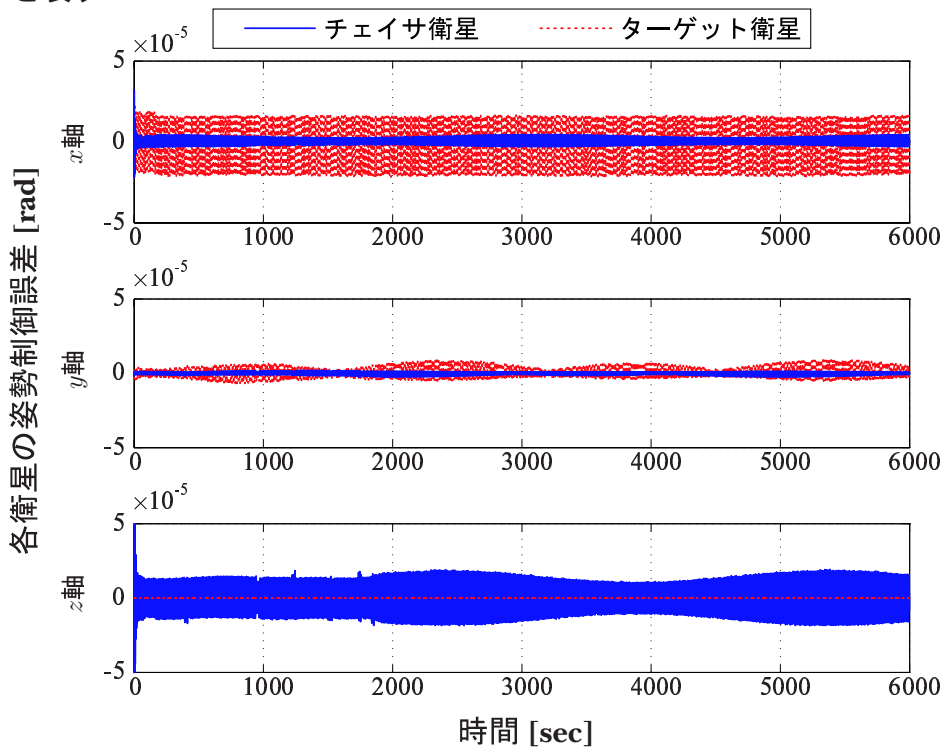


図 6.8: 数値シミュレーションによる目標姿勢誤差の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御): 各衛星の全ての軸において 10 arcsec 以下に制御されている

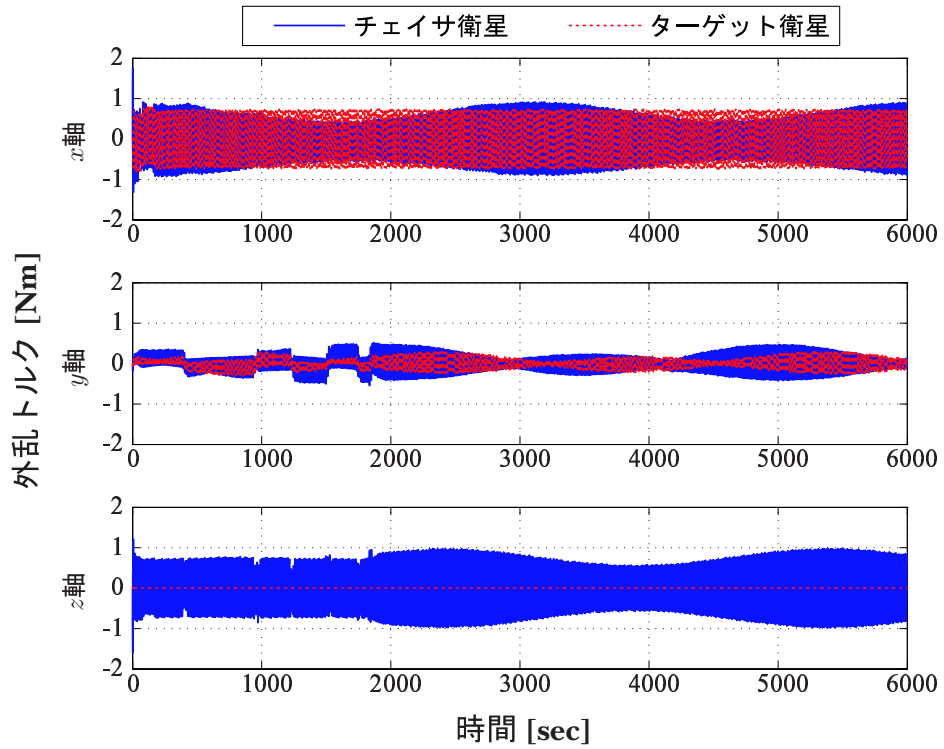


図 6.9: 数値シミュレーションによる外乱トルクの時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御): 発生するトルクは最大 0.9 Nm 程度であり, 3 章で見積もった値と一致する

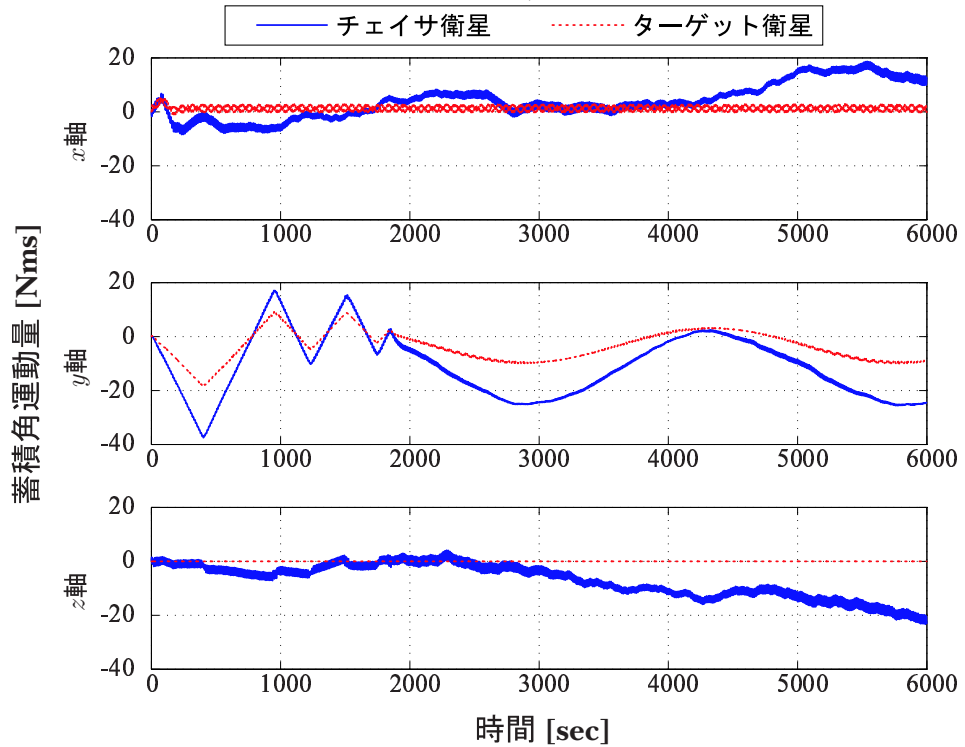


図 6.10: 数値シミュレーションによる蓄積角運動量の時間応答 (同一軌道面内における相対位置制御): y 軸に潮汐カトルクの影響が見られる. また, x 軸, z 軸にも角運動量が蓄積している

のような磁気モーメントのバイアス以外の要因で角運動量が蓄積することは現実的であり、リアクションホイールのアンローディングは必要である。直流磁気モーメントを発生させることで、相対位置制御に影響なく地磁場に対するアンローディングを実現できると考える。

6.3 実際のコイル駆動回路を用いたハードウェアインザループ試験による評価

前節では、コイル駆動回路の物理モデルにより相対位置制御系の評価を行なった。本節では、位相/振幅制御実験で用いたコイル駆動回路と数値シミュレータを結合させて行なったハードウェアインザループ試験の結果について述べる。

ハードウェアインザループ試験とは、数値シミュレーションループ中の一部がハードウェアにより構成されている実験である。この実験では、コイル駆動回路の1つがハードウェアにより構成されている。数値シミュレーション内における4つの駆動回路(ターゲット衛星に1つ、チェイサ衛星に3つ)のうち、ハードウェアによるコイル駆動をチェイサ衛星の z 軸に割り当てる。理由は、チェイサ衛星の z 軸は位相/振幅制御ともに必要であり、ターゲット衛星のコイルと対向することから2衛星の相対運動に与える影響が大きいためである。残りの駆動回路には物理モデルを用いる。

ハードウェアインザループ試験において、ハードウェアと数値シミュレーションのコイル駆動周波数を合わせる必要がある。数値シミュレーションは計算ステップ8 Hzで行なわれており、またコイル駆動周波数は0.08 Hzとしている。実験で用いた回路の駆動周波数が0.7 Hzであることから、ハードウェアインザループ試験では実時間において

$$\frac{0.08}{0.7} \times 0.125 = 14.3 \text{ msec} \quad (6.3)$$

程度の計算ステップで数値シミュレーションを行なう。また装置の制約により、実験で用いた駆動回路の電流 i_r は数値シミュレーションで用いるコイル駆動電流値よりも低い値となる。したがって、数値シミュレーション内での磁気力の計算には i_r を係数倍した値を用いる。ここでは、共振電流のピーク値を係数倍した値が磁気モーメントの振幅60,000 Am²になるように、係数を13.4としている。軌道要素や初期位置、目標位置などの数値シミュレーション設定には、前節で用いた値をそのまま用いる。ただし、磁気モーメントに関しては磁気力のマージンをさらにもうけるために60,000 Am²としている。また、姿勢は完全に制御されていると仮定している。ハードウェアインザループ試験では軌道面内の相対位置制御のみを評価した。

以上のような条件でハードウェアインザループ試験を行なった。また、同様の条件で数値シミュレーションも行なった。得られた結果を、比較のために同じ項目のものを上下に並べて以下に示す。

図6.21に示す相対位置制御の時間応答から、目標相対位置に収束していることがわかる。制御精度は、図6.23より1 cm程度となっている。これは、図6.25とその拡大図6.27より、指令値通りの磁気力を発生できていないことに起因すると考えられる。その原因は、図6.29およびその拡大図6.31より、位相差の制御精度が $\pi/18$ rad (10 deg)と荒いためであると考えられる。これはプログラムの構成上、実時間の計算ステップである14.3 msecの分解能で位相/振幅制御が行なわれているためである。プログラムを修正することで改善できると考える。

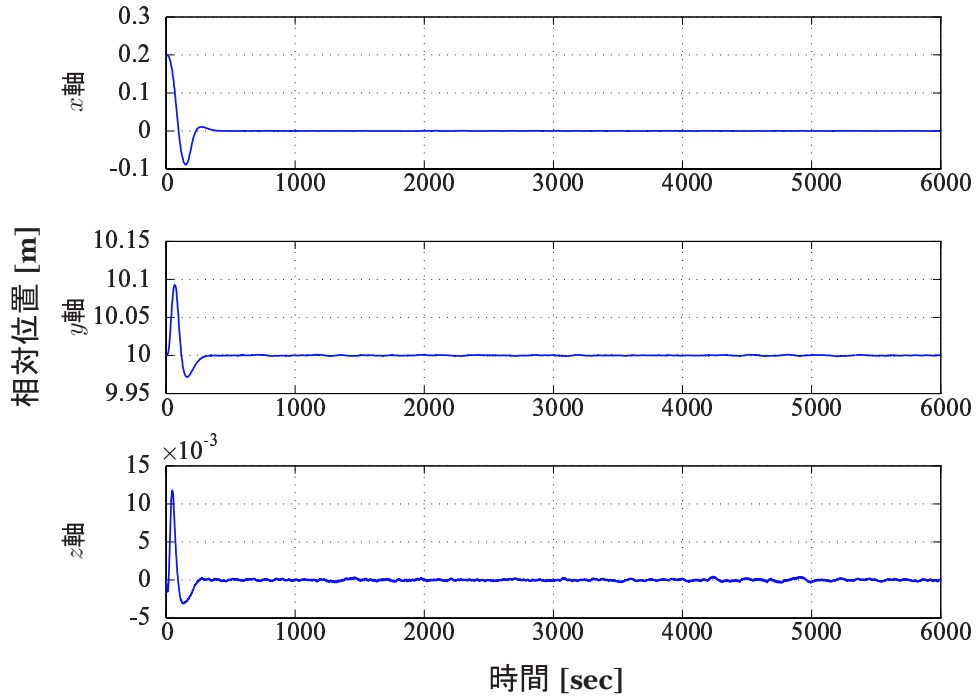


図 6.11: 数値シミュレーションによる相対位置の時間応答 (軌道面垂直方向の相対位置制御)

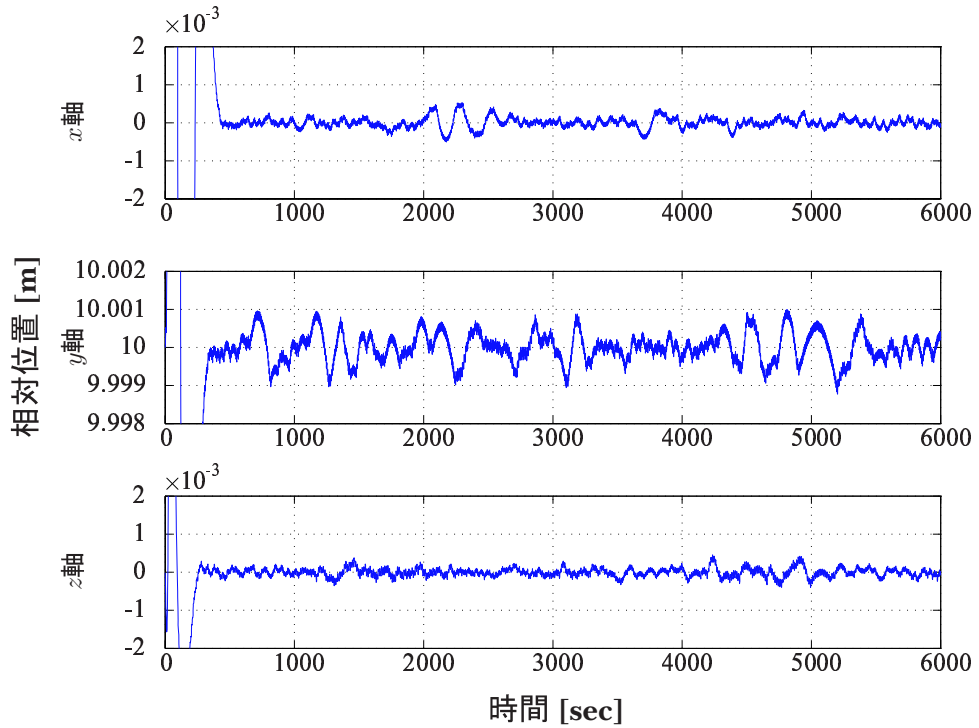


図 6.12: 数値シミュレーションによる相対位置の時間応答の拡大図 (軌道面垂直方向の相対位置制御): 制御精度は全ての軸において 1 mm を達成している

6.3 実際のコイル駆動回路を用いたハードウェアインザループ試験による評価

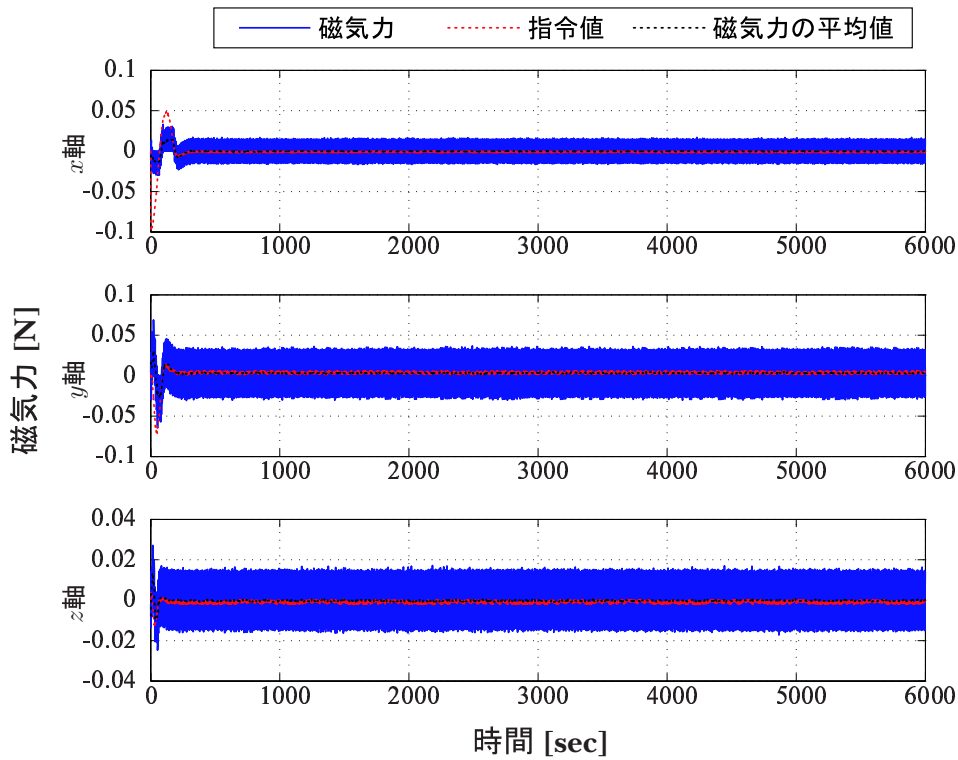


図 6.13: 数値シミュレーションによる磁気力の時間応答 (軌道面垂直方向の相対位置制御)

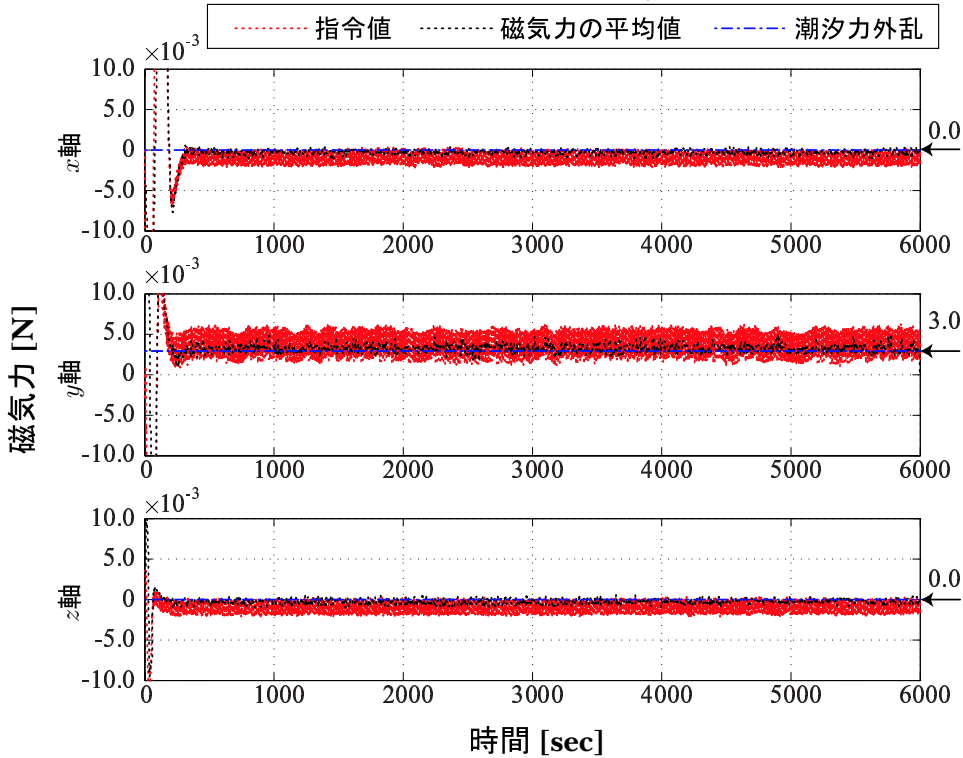


図 6.14: 数値シミュレーションによる磁気力の時間応答の拡大図 (軌道面垂直方向の相対位置制御): 発生している磁気力は 3 章で見積もった潮汐力外乱 (y 軸のみに一定の値をもつ) と一致する

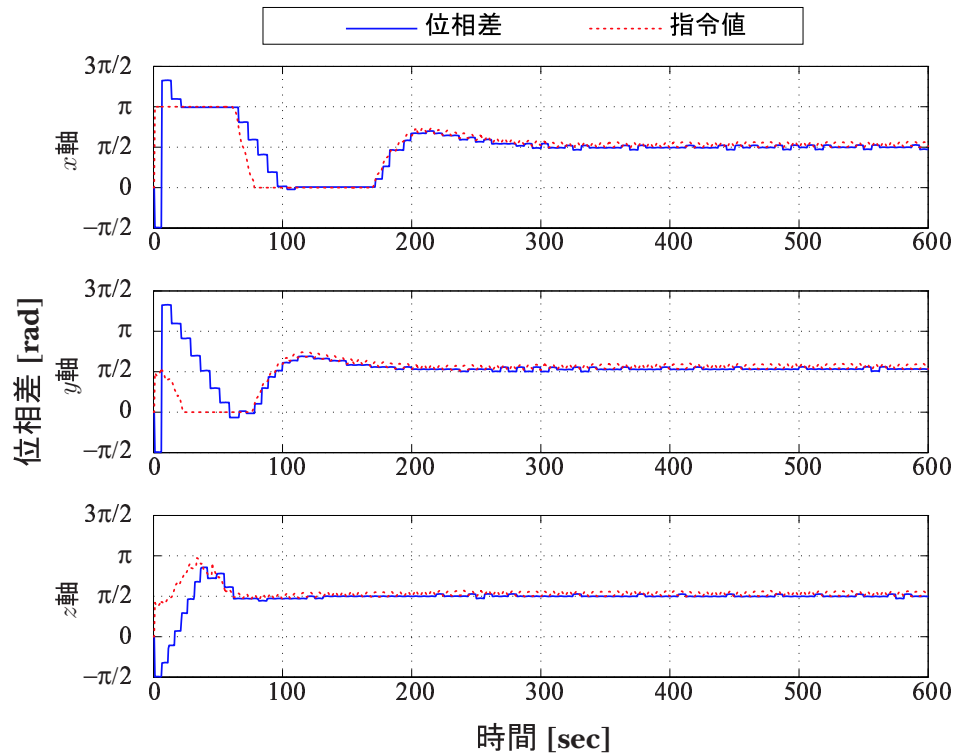


図 6.15: 数値シミュレーションによる位相差の時間応答 (軌道面垂直方向の相対位置制御)

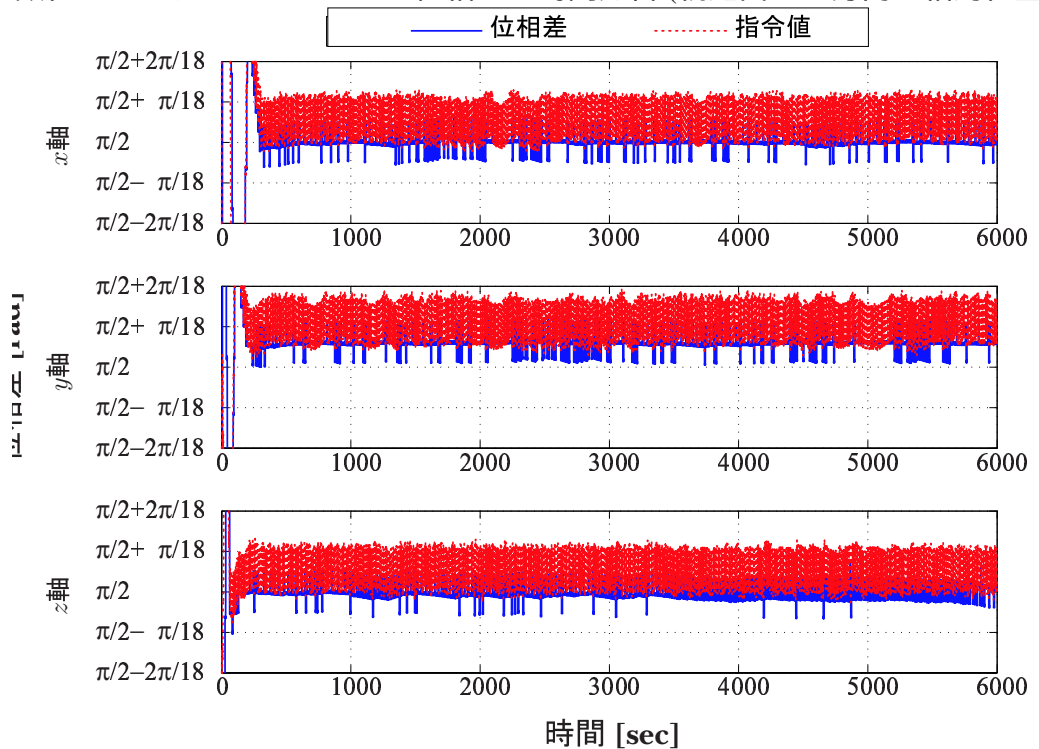


図 6.16: 数値シミュレーションによる位相差の時間応答の拡大図 (軌道面垂直方向の相対位置制御): 一定の位相差 $\pi/2 + \pi/36$ となっており, 理論値と一致する

6.3 実際のコイル駆動回路を用いたハードウェアインザループ試験による評価

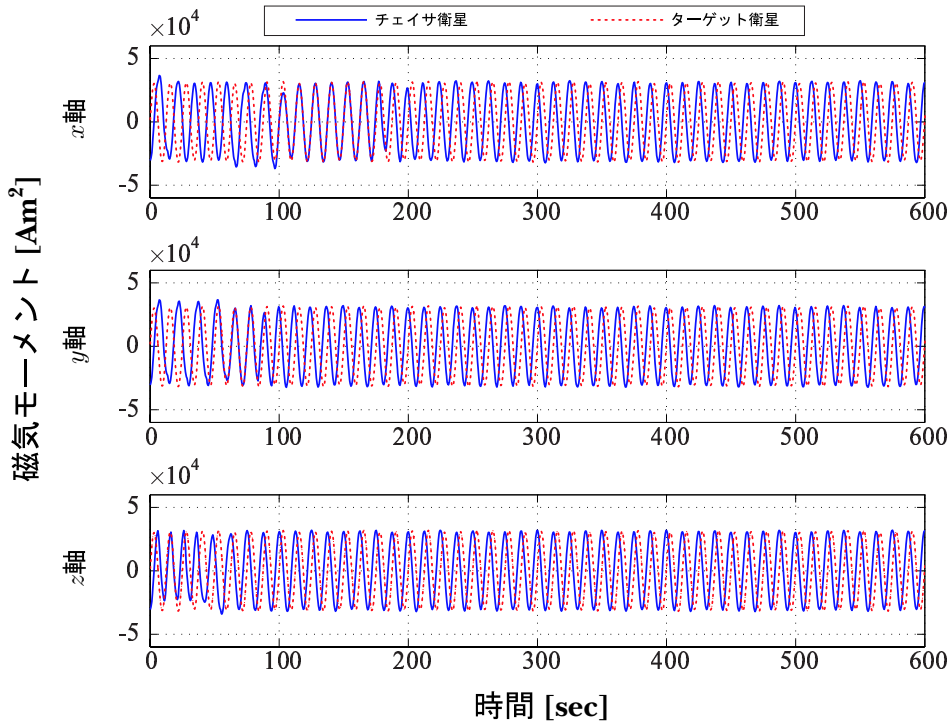


図 6.17: 数値シミュレーションによる磁気モーメントの時間応答(軌道面垂直方向の相対位置制御): 実線がチェイサ衛星各軸の, 各軸の点線はターゲット衛星の z 軸コイルの磁気モーメントを表す。

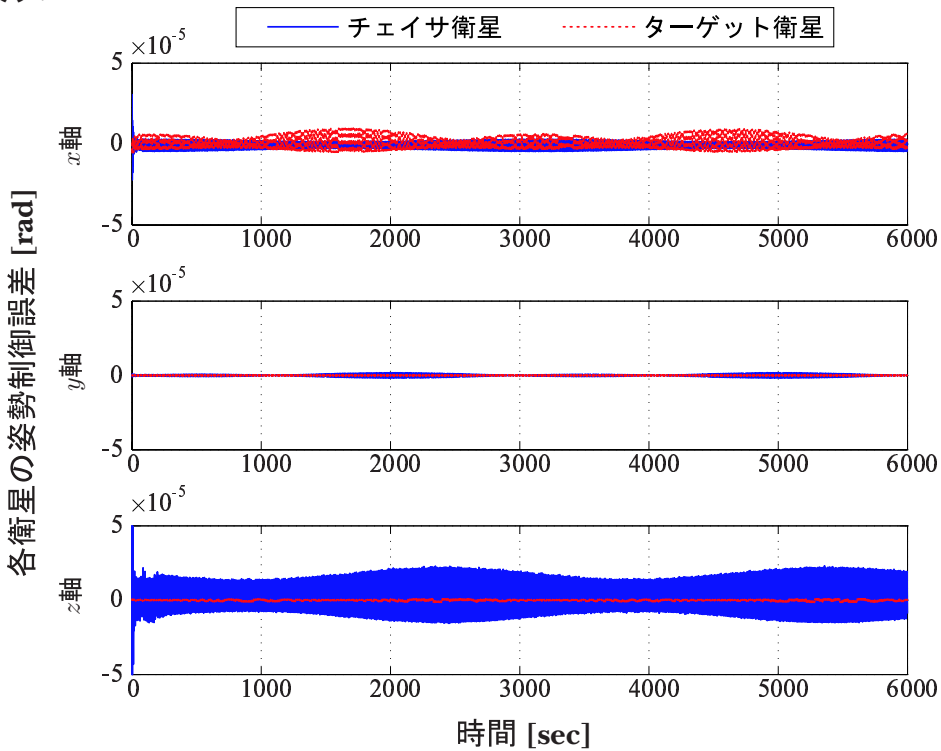


図 6.18: 数値シミュレーションによる目標姿勢誤差の時間応答(軌道面垂直方向の相対位置制御): 各衛星の全ての軸において 10 arcsec 以下に制御されている

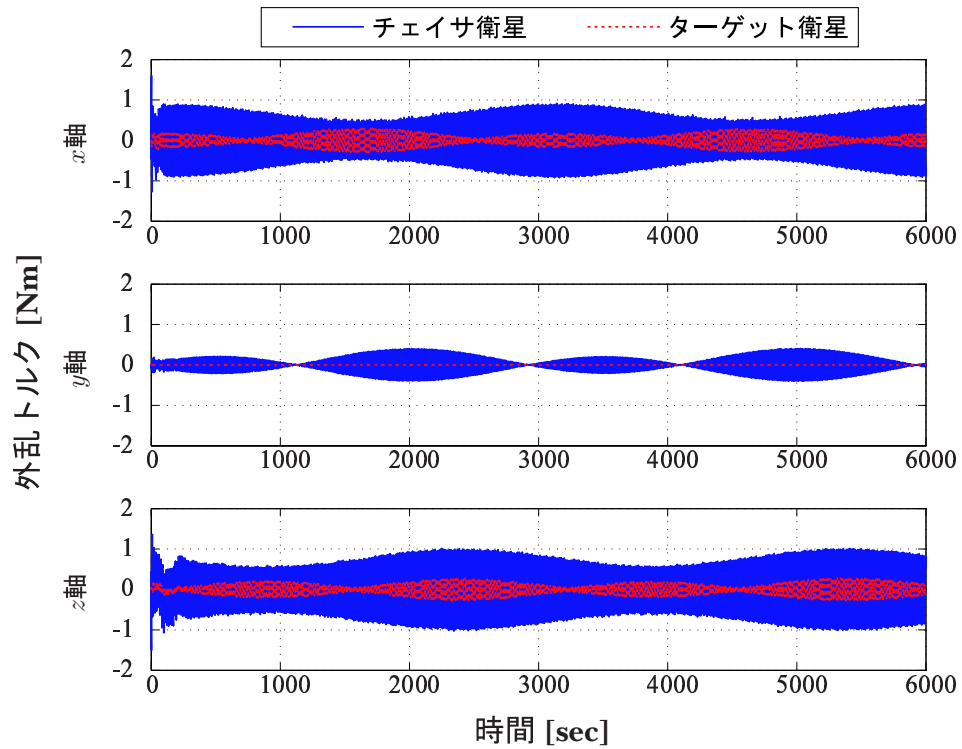


図 6.19: 数値シミュレーションによる外乱トルクの時間応答 (軌道面垂直方向の相対位置制御): 発生するトルクは最大 0.9 Nm 程度であり, 3 章で見積もった値と一致する

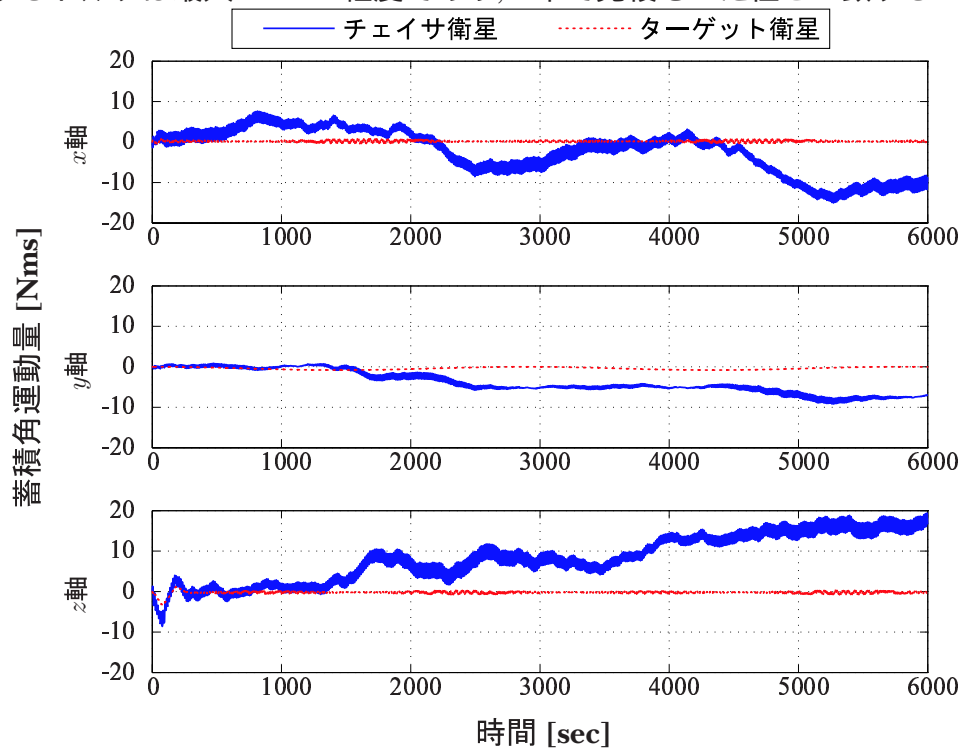


図 6.20: 数値シミュレーションによる蓄積角運動量の時間応答 (軌道面垂直方向の相対位置制御): 原理的にはいずれの軸にも角運動量は蓄積しない

6.4 おわりに

蓄積角運動量の時間応答を図 6.35 に示す。z 軸の磁気モーメントの振幅が精緻に行なわれていないため、x 軸に角運動量が蓄積すると考えられる。

得られた結果から、実験で用いた駆動回路には 2.25 A の電流が流れていることがわかる。これよりキャパシタ電圧の最大値を求めると、約 5.0 V となる。外部電圧源には 13.0 V を用いていることから、キャパシタ電圧に対して 2, 3 倍程度の直流電圧源により提案する駆動が可能であると考えられる。

以上より、提案する駆動回路により相対位置制御が可能であることがわかった。また、実際に用いた直流電圧源と共振電圧の関係から、キャパシタ電圧の振幅に対して 2, 3 倍の外部電圧源により提案する駆動が可能であることがわかった。今後の課題としては、角運動量蓄積の原因である磁気モーメントの振幅制御の精度を向上させることが挙げられる。

6.4 おわりに

本章では、提案手法における相対位置制御系全体の評価を行なった。

コイル駆動回路系の物理モデルを用いて行なった数値シミュレーション結果から、振幅が $30,000 \text{ Am}^2$ の交流磁気モーメントにおいて、最大位相シフト量が 0.35 rad (20 deg) 程度必要であることがわかった。また、磁気モーメントの位相/振幅制御の精度に依存して角運動量が蓄積することが明らかになった。精緻な磁気モーメントの振幅制御により、角運動量が蓄積するという問題を解決できると考える。また、リアクションホイールへの角運動量は、上述の磁気モーメントの振幅制御に起因する蓄積以外の要因で蓄積することは現実でありえる。蓄積された角運動量をアンローディングする手段としては、別途設けた磁気アクチュエータにより直流磁気モーメント発生させて、地磁場に対して角運動量を排出するとうい手段が考えられる。

実際のコイル駆動回路をチェイサ衛星の z 軸の駆動回路として行なったハードウェアインザループ試験から、必要な外部回路電源の性能を見積もることができた。また、キャパシタ電圧の振幅に対して 2, 3 倍程度の外部電源が必要であることがわかった。

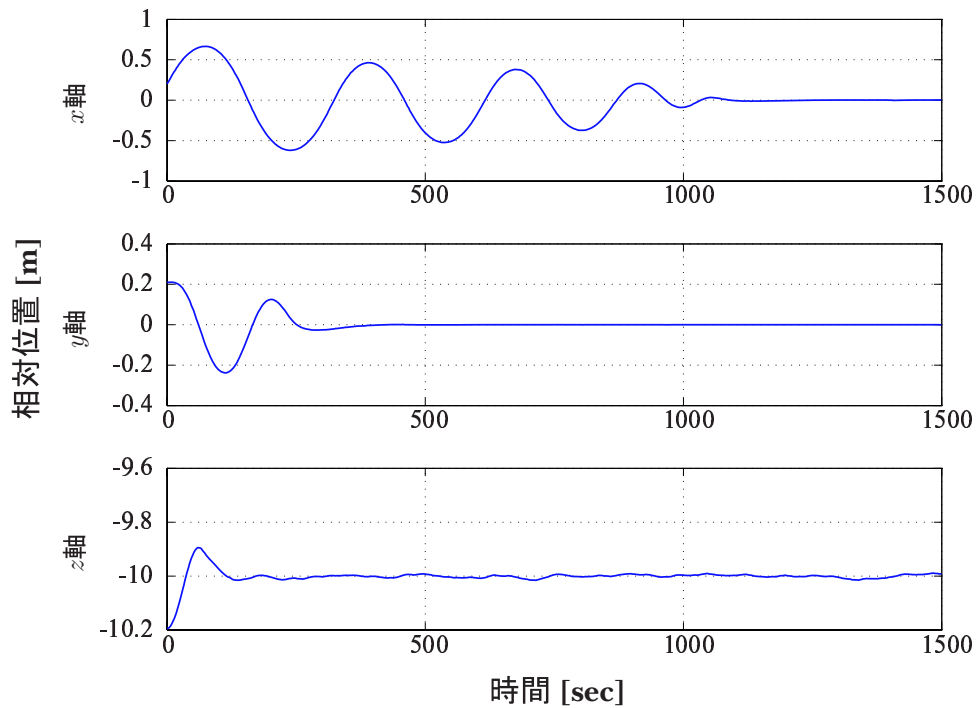


図 6.21: 相対位置の時間応答 (ハードウェアインザループ試験結果): 目標位置からの誤差が z 軸に表れている

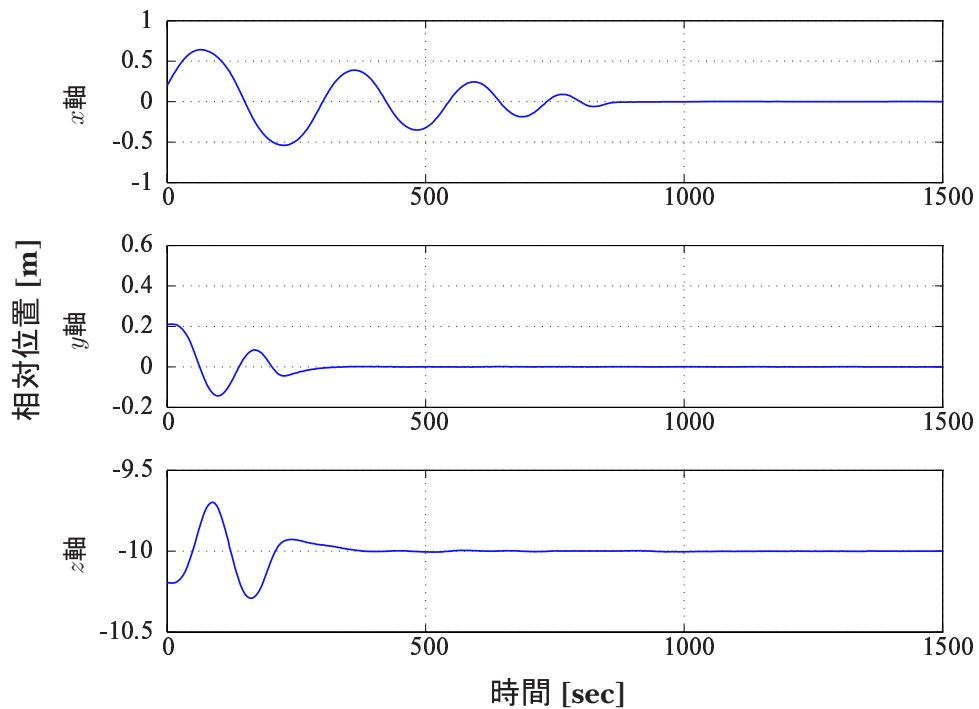


図 6.22: 相対位置の時間応答 (同条件の数値シミュレーション結果)

6.4 おわりに

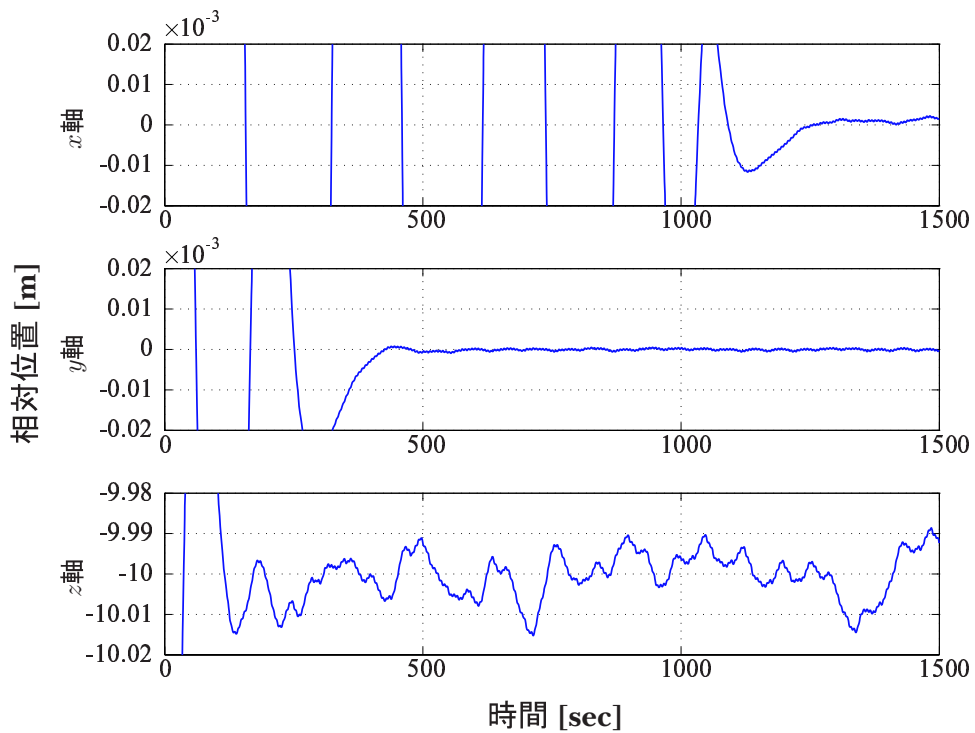


図 6.23: 相対位置の時間応答の拡大図 (ハードウェアインザループ試験結果): z 軸の相対位置精度は 1 cm 程度

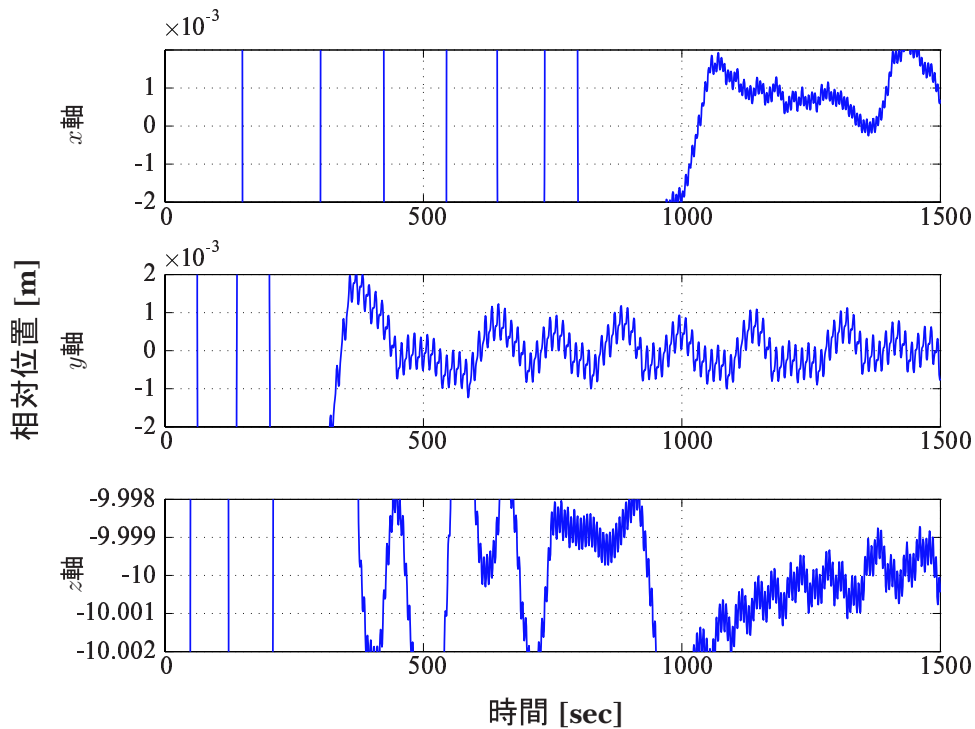


図 6.24: 相対位置の時間応答の拡大図 (同条件の数値シミュレーション結果)

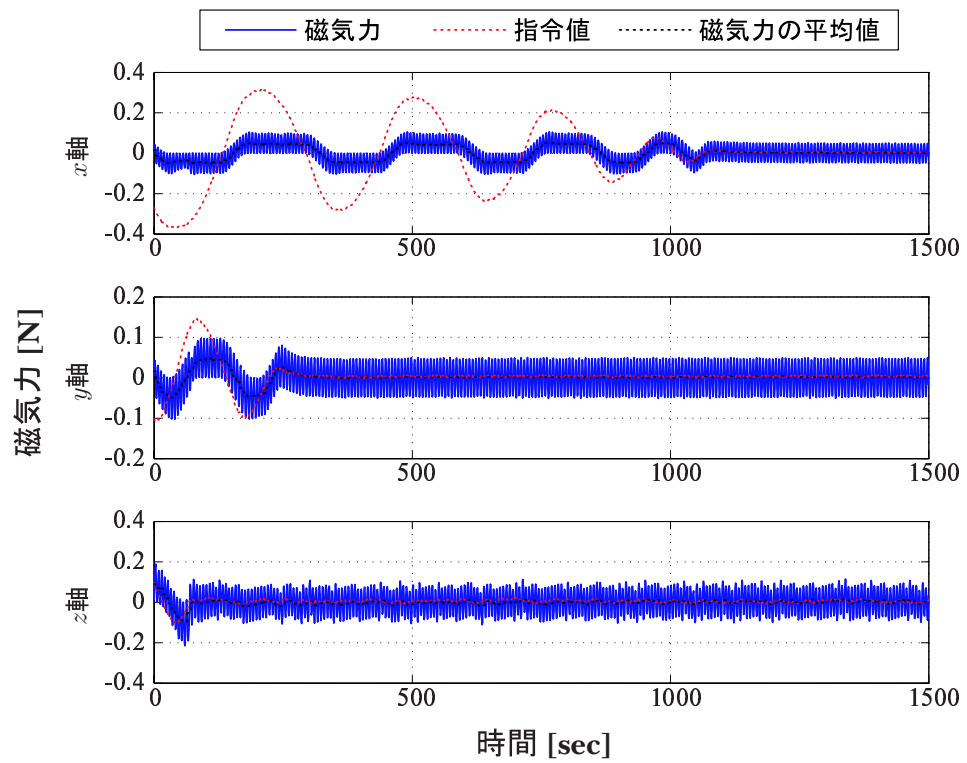


図 6.25: 磁気力の時間応答 (ハードウェアインザループ試験結果)

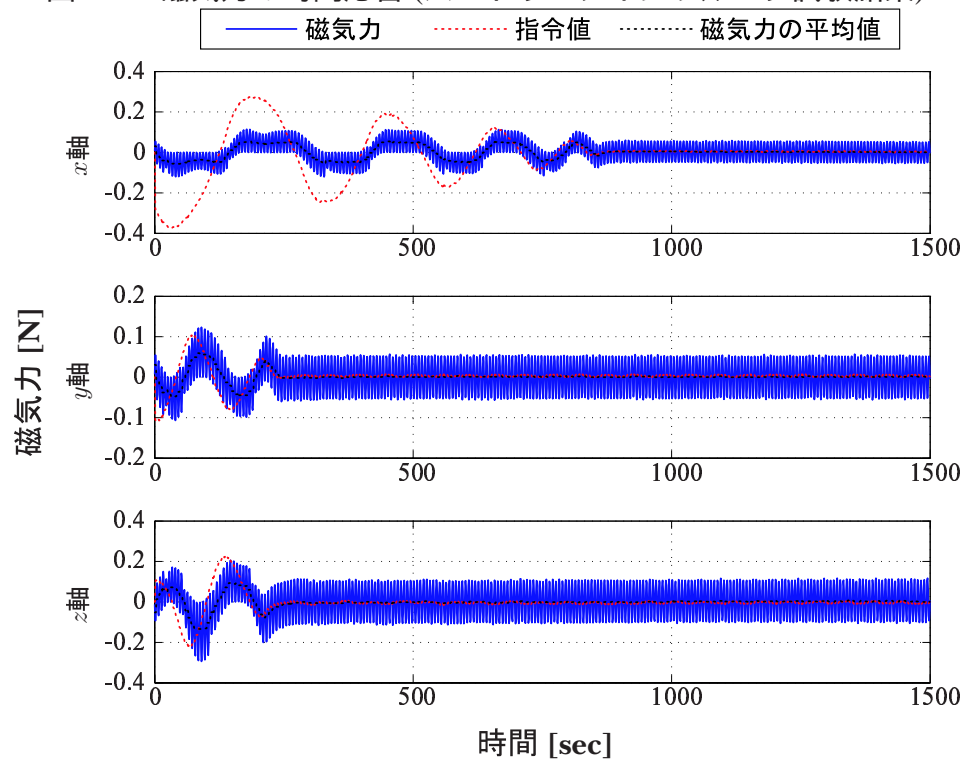


図 6.26: 磁気力の時間応答 (同条件の数値シミュレーション結果)

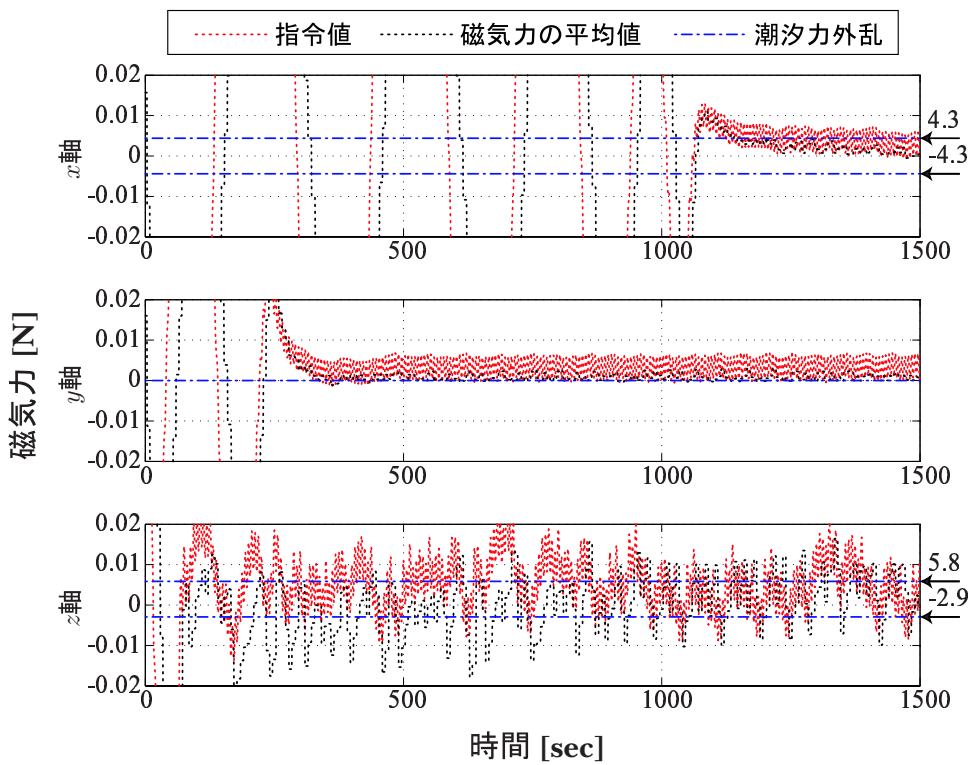


図 6.27: 磁気力の時間応答の拡大図 (ハードウェアインザループ試験結果): z 軸において 10 mN 程度の変動幅で磁気力を出力している

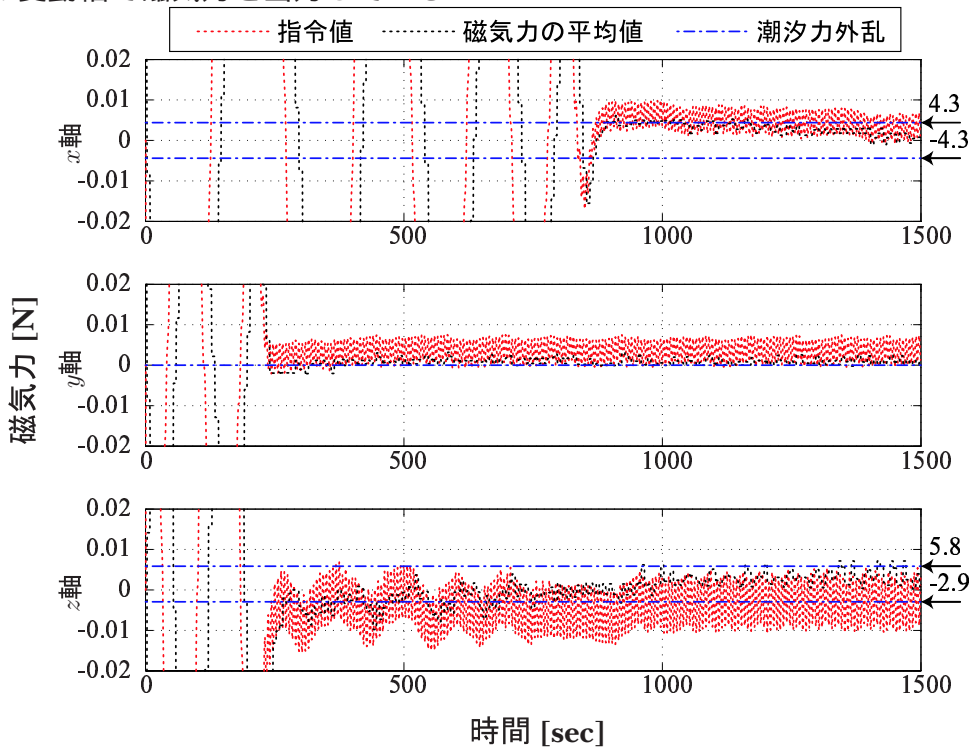


図 6.28: 磁気力の時間応答の拡大図 (同条件の数値シミュレーション結果)

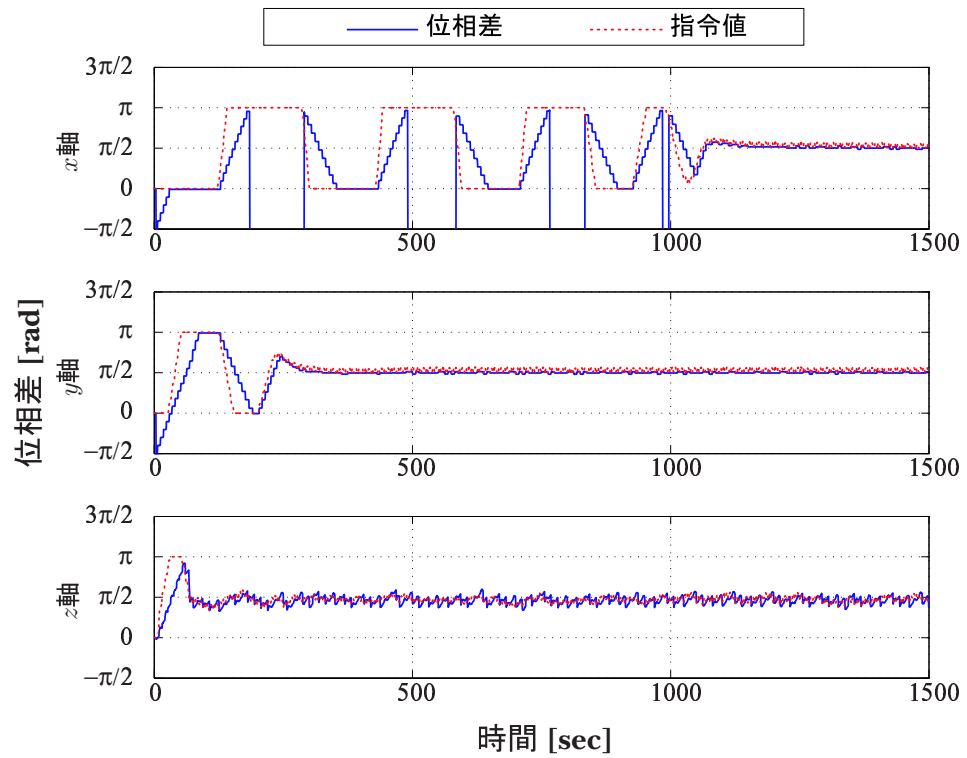


図 6.29: 位相差の時間応答 (ハードウェアインザループ試験結果): z 軸において位相差の制御精度が精緻でない

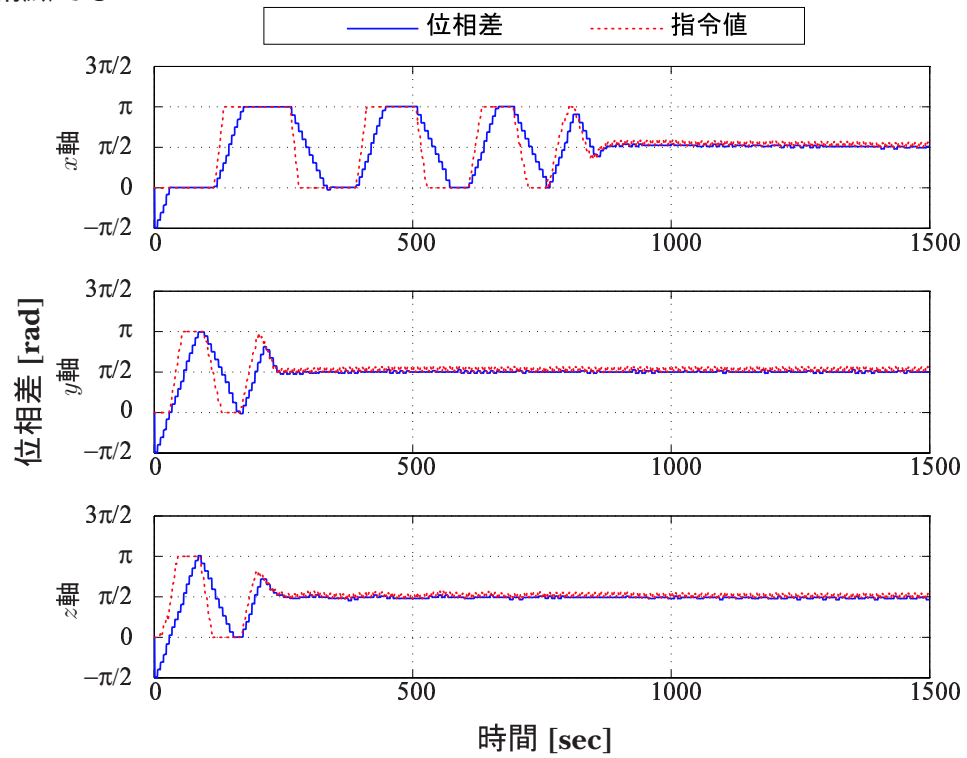


図 6.30: 位相差の時間応答 (同条件の数値シミュレーション結果)

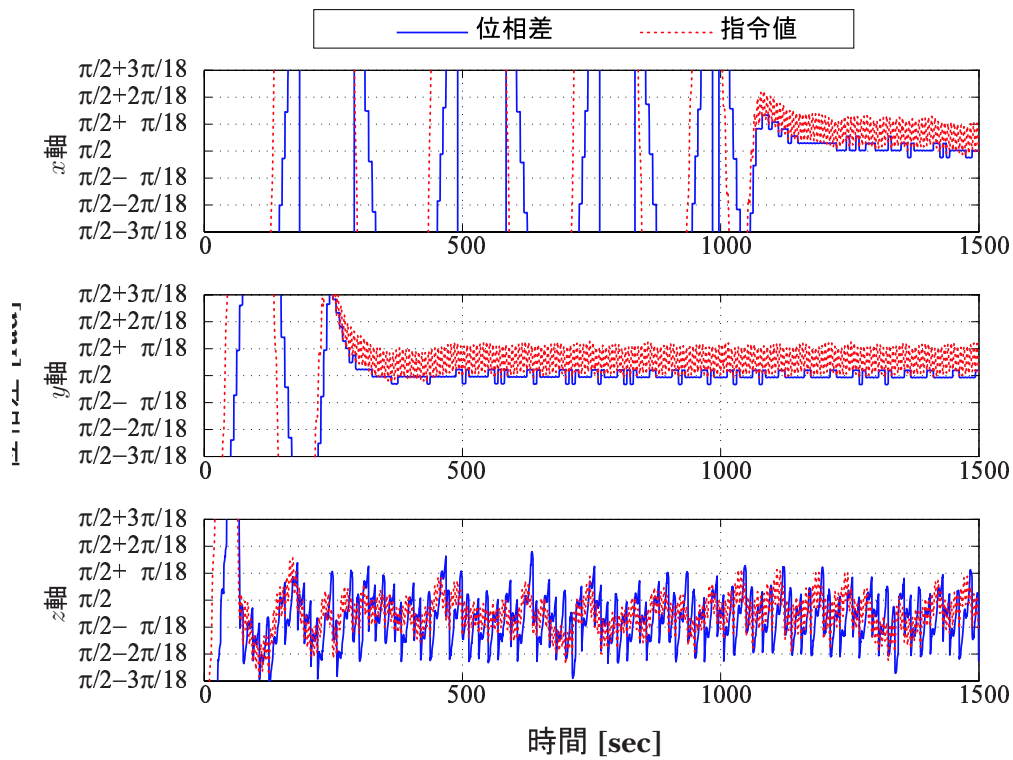


図 6.31: 位相差の時間応答の拡大図 (ハードウェアインザループ試験結果): 位相差の変動幅は $\pi/18$ rad (10 deg) 程度である (磁気力に変換すると 12 mN)

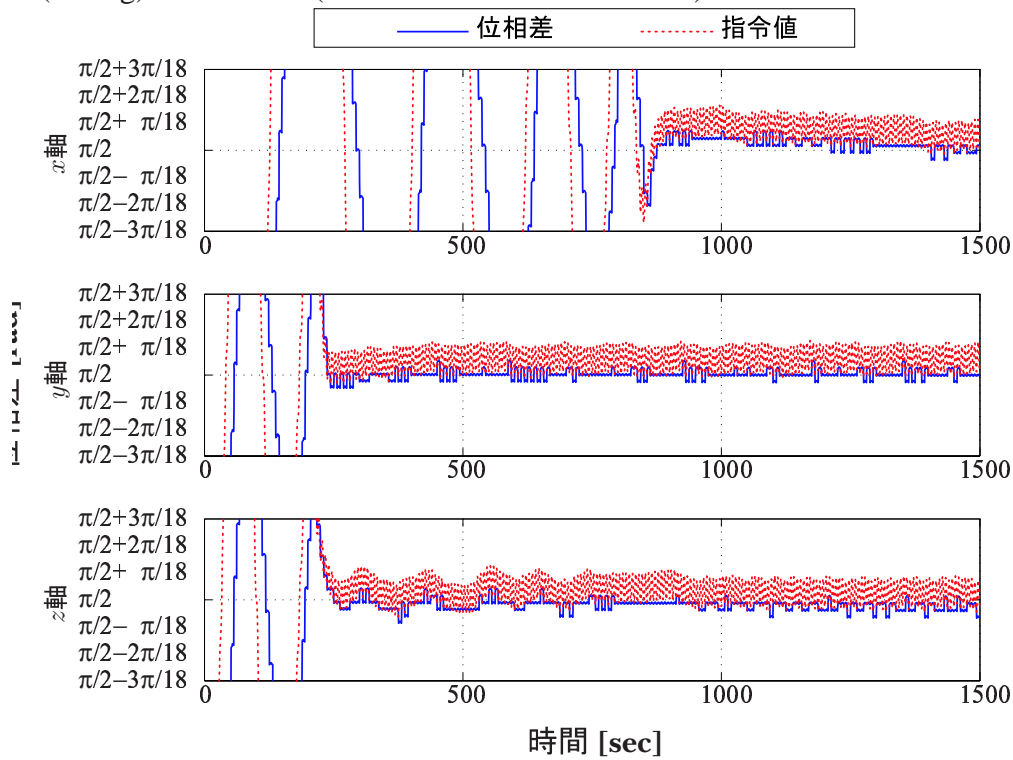


図 6.32: 位相差の時間応答拡大図 (同条件の数値シミュレーション結果)

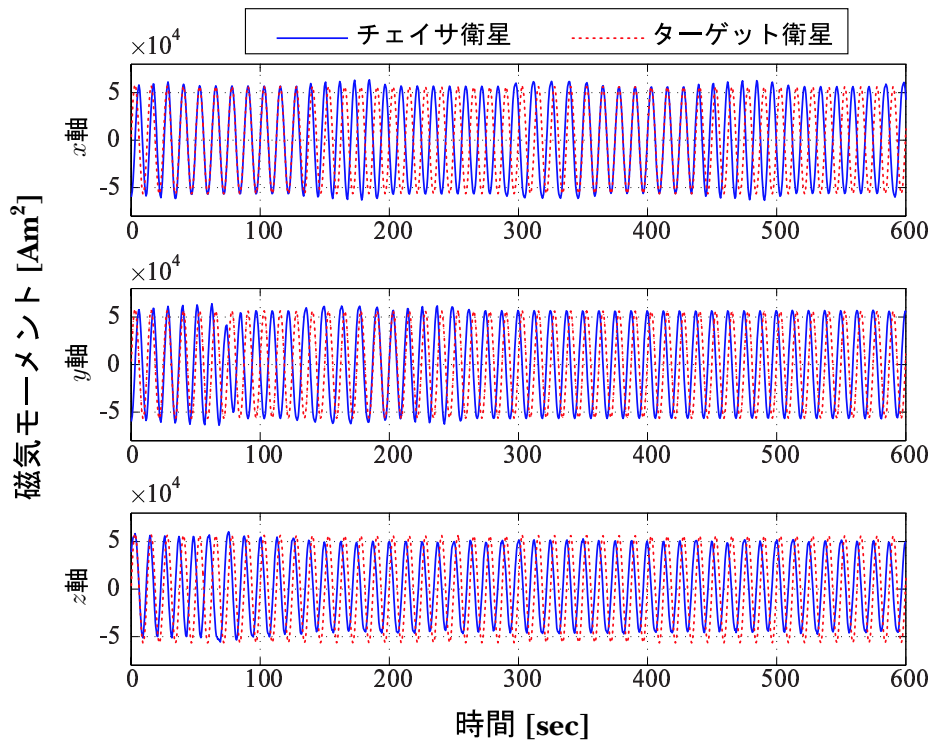


図 6.33: 磁気モーメントの時間応答 (ハードウェアインザループ試験結果): 実線がチェイサ衛星各軸の, 各軸の点線はターゲット衛星の z 軸コイルの磁気モーメントを表す

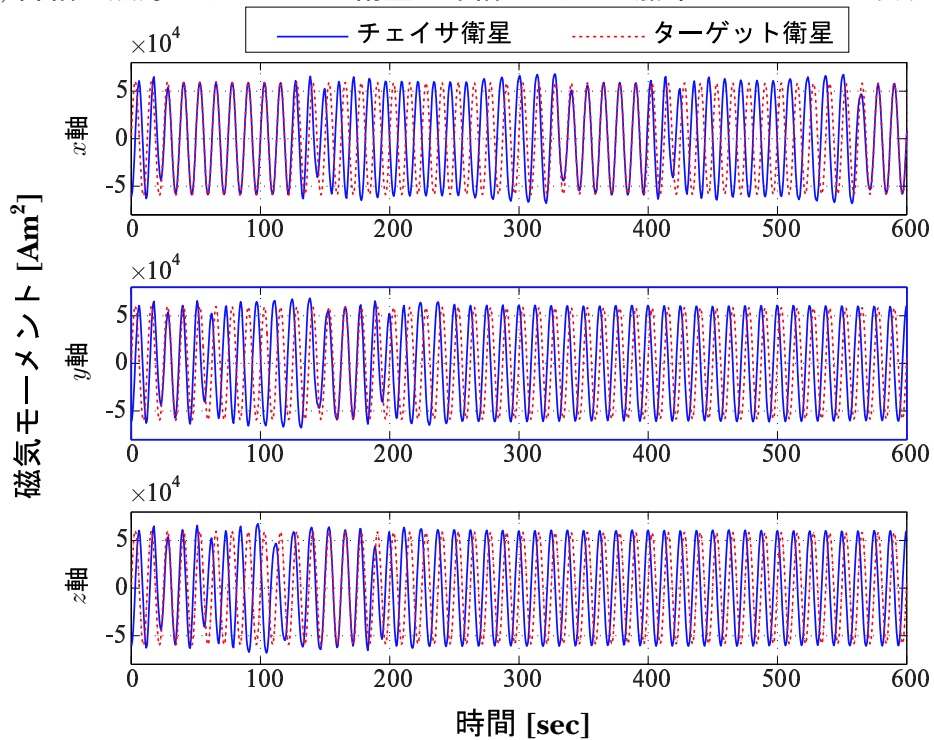


図 6.34: 磁気モーメントの時間応答 (同条件の数値シミュレーション結果): 実線がチェイサ衛星各軸の, 各軸の点線はターゲット衛星の z 軸コイルの磁気モーメントを表す

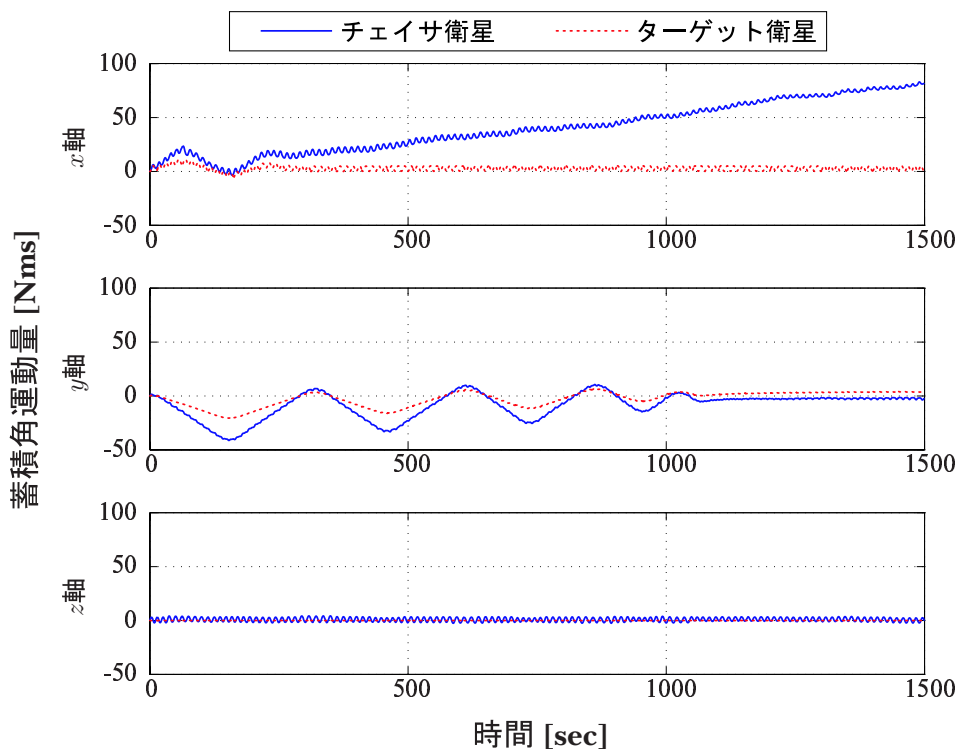


図 6.35: 角運動量の時間応答 (ハードウェアインザループ試験結果): チェイサ衛星 z 軸の磁気モーメントのバイアス $2,400 \text{ Am}^2$ が原因で x 軸に角運動量が蓄積している

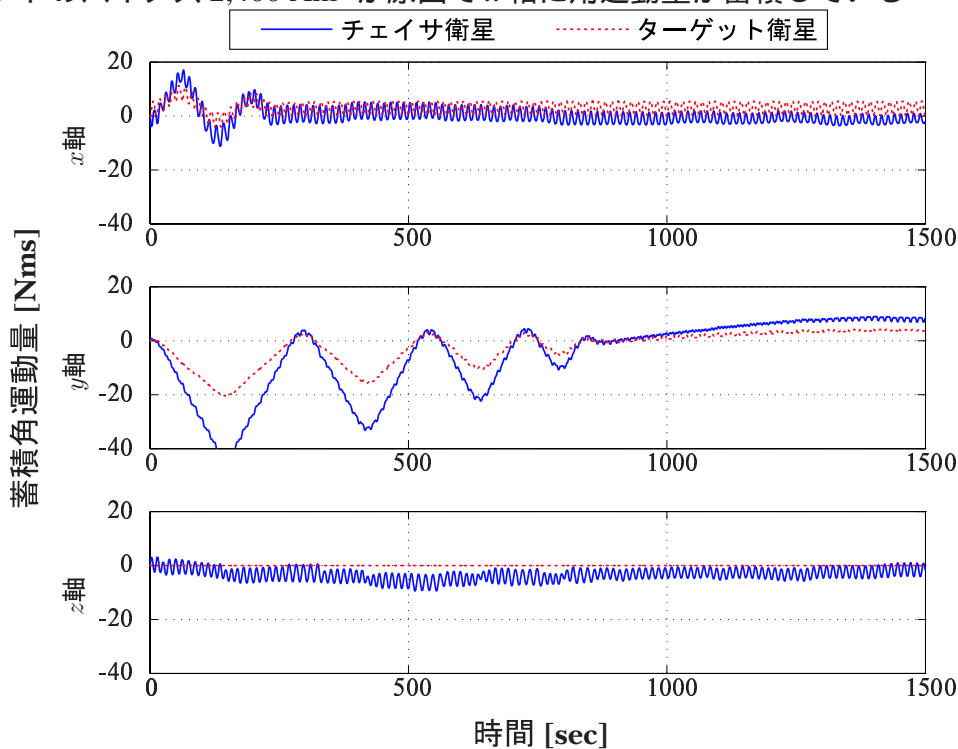


図 6.36: 角運動量の時間応答 (同条件の数値シミュレーション結果): y 軸以外には蓄積しない

第7章 結論

本論文では、高度な宇宙ミッションを実現するために必要な次世代の技術“衛星フォーメーションフライト”を背景とし、フォーメーションフライト衛星の相対位置制御に関してさまざまな検討を行なった結果、次のような成果を得ることができた。

第2章では、近地球軌道におけるフォーメーションフライト衛星の運動解析を行なった。本研究では、XEUS ミッションのような天文観測ミッション、つまり慣性空間に対して相対位置を一定に維持するというミッションを想定している。このような想定ミッションにおいて必要な加速度を、フォーメーションフライトの運動解析にしばしば用いられる Hill 方程式に基づき定式化を行なった。導出した加速度の式から、想定ミッションにおいて必要な加速度は、2衛星の軌道面の関係により大きく異なることがわかった。例えば同一軌道面内で相対位置制御を行なう場合は、軌道角速度の2倍の周波数で変化する加速度と、相対位置を維持するための相対位置方向の一定の加速度が必要になる。これとは対照に、軌道面に垂直な方向の相対位置制御では、軌道を平行に維持するための一定の加速度が必要になる。いずれの場合も、常時制御力が必要になることが明らかになった。従来から用いられるスラストによりこのような制御を行なうことは、ミッションの長期化による推進剤重量の増加やミッション期間の制限などの観点から、スラストはこのような制御には適していないことを指摘した。

第3章では、磁気力を用いてフォーメーションフライト衛星の相対位置を制御する、という提案を行なった。提案方式は、衛星に超電導コイルを搭載して磁気モーメントを発生させ、衛星間に作用する磁気力により相対位置制御を行なうという、世界で見ても極めて稀な制御手法である。磁気力は磁気モーメント間の距離の4乗に反比例するという特徴があるため、衛星間距離が数10 m程度 of フォーメーションフライトを想定して検討を行なった。初めに行なった磁気モーメントの見積もりから、近地球軌道において地磁場による影響が問題となることを指摘した。このような問題に対し、地磁場の変動よりも短い周期の交流で磁気モーメントを駆動し、地磁場の長期的な影響を排除するという提案を行なった。コイル交流駆動を前提とし提案手法において発生する磁気トルクや蓄積角運動量の見積もりを行なった結果、既存の制御機器を用いて制御できることを明らかにした。また、見積った磁気モーメントが既存の超電導技術で製作可能であることも調査によりわかった。さらに、必要な制御機器重量に基づき近地球軌道におけるミッションに対してスラスト方式との重量比較を行なった結果、2年半以上のミッションで提案方式は優位性を持つことを示した。

第4章では、第3章の検討内容に基づき、交流磁気モーメントの位相差に基づく相対位置制御系の設計を行なった。相対位置制御系は、相対位置から磁気力の指令値を求める制御器、磁気力の指令値から位相差を求める位相差演算部、位相差の指令値に基づき磁気モーメントの位相をシフトさせる位相制御部の3機能から構成されている。本章では、まず制御性能を評価するために、制御器の性能およびコイル駆動周波数と相対位置制御精度との関係を調べた。相対位置に影響をおよぼす要因には、2章で解析した潮汐力による作用と、コイル交流駆動による副次的な磁気力の2つがあることを示し、潮汐力の作用は係数図法により設計され

た制御器により抑制する, また副次的な磁気力の作用はコイル駆動周波数を高くすることで影響を少なくするという設計を行なった. 制御器の性能と駆動周波数の3つの組み合わせに対して数値シミュレーションを行なった結果, 時定数が300 secの制御器とコイル駆動周波数0.01 Hzとした制御系によりセンチメートルオーダの制御精度を達成できることを明らかにした. さらに制御系の性能を高くし, 時定数を80 secの制御器とコイル駆動周波数0.08 Hzとすると, ミリメートルオーダの精度で相対位置制御が可能であることを示した. ミリメートルオーダの制御精度はXEUSミッションで要求されている制御精度であり, 提案手法により実際のミッション要求を満足できることを明らかになった.

第5章では, 交流状のコイル電流(交流磁気モーメント)の位相を変化させる駆動回路の提案を行なった. まず, 衛星という資源が限られた空間で効率良いコイル交流駆動を行なうため, 共振回路によりコイルを駆動するという提案を行なった. このような駆動回路に対し, 直流電圧を共振周期に対して極めて短い時間だけ共振回路に印加するという手法で, 共振電流の位相/振幅を制御するという提案を行なった. 回路理論に基づく解析により, 効率良く位相をシフトするためにはキャパシタ電圧が零交差する瞬間の電圧印加が, 効率良く振幅を制御するためにはキャパシタ電圧がピークの瞬間の電圧印加が適していることがわかった. このような位相/振幅制御回路の性能を超電導コイルを用いた実験により評価した結果と, 回路方程式に基づく数値モデルから求めた値がほぼ一致するという結果を得た. これにより, 提案回路の性能を確認することができたと同時に, 数値シミュレーションに用いるコイル駆動回路の数値モデルの妥当性を確認することができた.

第6章では, 第4章と第5章で扱った内容を統合し, 提案制御方式全体の評価を行なった. まず, 第5章の実験により確認できたコイル駆動回路の数値モデルをシミュレータに組み込み, 相対位置制御の評価を行なった. 得られた結果より, 制御精度に関して第4章で行なった数値シミュレーション結果と同等の性能を確認することができた. また, 磁気モーメントの振幅制御の精度により角運動量が蓄積することも明らかになった. この問題に対しては, 磁気モーメントの振幅制御をより精緻に行なうことにより, 角運動量の蓄積を低減することができる考える. さらに, 別途搭載した磁気トルカを用いて直流磁気モーメントを発生させることで, 地磁場に対して角運動量を排出するという手法を提案した. 次に, 位相/振幅制御の実験で用いた回路とシミュレータを統合し, チェイサ衛星のコイル駆動回路を実際の駆動回路に置き換えたハードウェアインザループ試験により提案方式の評価を行なった結果, 相対位置制御が成立することを確認することができた. また, 実際に用いた機器から想定される搭載時の直流電圧性能を見積ることができた. 以上より, 実際のコイル駆動回路を用いた実験により, 提案方式の実現性を示すことができた.

論文全体を通じてであるが, 今後はまず第6章の数値シミュレーション結果から明らかになった角運動量蓄積の原因が, 磁気モーメントのバイアス成分であることを最優先に確認すべきである考える. さらに, 磁気モーメントがバイアスしないように振幅制御を行なった上で, 再び蓄積角運動量の評価を行なう必要があると考える.

本論文では近地球軌道におけるミッションを対象としたが, ラグランジュポイントなどの遠方において磁気力による相対位置制御を検討することも, 興味深いテーマである考える. 地球から離れるにしたがって地磁場が小さくなるため, 本論文で提案したようなコイル交流駆動を必ずしも行う必要はないと考える. ラグランジュポイントにおけるコイル駆動方式や磁気モーメントの見積り, およびスラスト方式に対する優位性の検討により, 磁気力を用いたフォーメーションフライトの適用範囲を広げることができると考える.

高度なミッションを行なうためにフォーメーションフライトに関する研究は、今後さらに盛んになると考えられる。世界各国の宇宙機関がフォーメーションフライトを計画しているだけでなく、大学の研究室で小型衛星によるフォーメーションフライトを計画している研究室も存在する。このように注目されている技術に対し、本論文がフォーメーションフライトの相対位置制御における問題を解消し、さらなる宇宙開発の一助になることを切実に願うものである。

研究業績

1. 学会, 研究会等

- 金田良介, 坂井真一郎. 超電導コイルを用いた2衛星の相対位置制御 H15年電気学会産業応用部門 Y-79 YPC, 東京, 2003.
- 金田良介, 斎藤宏文, 橋本樹明, 坂井真一郎. 超電導コイルを用いた2衛星の相対位置制御 H15年宇宙科学シンポジウム, pp.543-546, 神奈川, 2004.
- 金田良介, 斎藤宏文, 橋本樹明, 坂井真一郎. 超電導コイルを用いた2衛星の相対位置制御 H16年産業計測制御研究会, IC-04-17, 神奈川, 2004.
- R. Kaneda, F. Yazaki, S. Sakai, T. Hashimoto, H. Saito The relative position control in formation flying satellites using super-conducting magnets In *Formation Flying Symposium*, No. 79, Washington D.C, U.S., 2004.
- 金田良介, 坂井真一郎, 斎藤宏文. 超電導コイルを用いた衛星フォーメーションフライトのための共振電流位相制御 H17年産業計測制御研究会, IC-05-50, 名古屋, 2005.
- R.Kaneda, S.Sakai, T.Hashimoto, H.Saito. THE RELATIVE POSITION CONTROL IN FORMATION FLYING SATELLITES USING SUPER-CONDUCTING MANGETS In *16th AAS/AIAA Space Flight Mechanics Conference*, Paper AAS 06-124, Tampa, Florida, U.S, January 22-26, 2006.
- R.Kaneda, S.Sakai, T.Hashimoto, H.Saito. THE RELATIVE POSITION CONTROL IN FORMATION FLYING SATELLITES USING SUPER-CONDUCTING MANGETS In *25th International Symposium on Space Technology and Science*, ISTS-2006-d-99p, Kanazawa, June 4-11 2006.
- 金田良介, 坂井真一郎, 橋本樹明, 斎藤宏文. 超電導コイルを用いたフォーメーションフライト衛星の相対位置制御 航空宇宙学会 宇宙システム・技術部門 (投稿中)

参考文献

- [1] Tatsuaki Hashimoto, Shinichiro Sakai, Keiken Ninomiya, Ken Maeda, Tetsu Saito. Formation flight control using super-conducting magnets In *International Symposium Formation Flying Missions & Technologies*, Toulouse, France, 2002.
- [2] David A. Vallado. *Fundamentals of Astrodynamics and Applications*. Space Technology Library Volume 12.
- [3] 茂原正道. 宇宙システム概論. 培風館.
- [4] James R. Wertz. *Spacecraft Attitude Determination and Control*. Astrophysics and Space Science Library / Volume 73.
- [5] NASA, GSFC. <http://eo1.gsfc.nasa.gov/>.
- [6] M. Kirschner, O. Montenbruck, S. Bettadpur. Flight dynamics aspects of the GRACE formation flying. In *International Symposium on Space Flight Dynamics*, Pasadena, California, USA, 2001.
- [7] P. Chapman, L. Gillett. Formation Control for DARWIN demonstration in the SMART-2 mission. In *International Symposium Formation Flying Missions & Technologies*, Toulouse, France, 2002.
- [8] K. Lagadec, J. Lebas, F. Ankersen. GNC System for the Control of the DARWIN Free-Flying interferometer. In *International Symposium Formation Flying Missions & Technologies*, Toulouse, France, 2002.
- [9] NADA, JPL. <http://nmp.jpl.nasa.gov/st3/index.html>
- [10] Maurice Martin, Pete Klupar, Steve Kilberg, James Winter. TechSat 21 and revolutionizing space missions using microsattellites. In *Small Satellite*, Utah, USA, 2001.
- [11] 斎藤徹. 2つの磁気双極子によって生じる力を用いた位置制御と外乱. 内部資料.
- [12] Ken Maeda, Tetsu Saito, Keiken Ninomiya, Tatsuaki Hashimoto, Shinichiro Sakai. Feasibility Study of a Formation Flight Control Scheme using Super-conductive Magnet. In *11th. Workshop on Astrodynamics and Flight Mechanics*, 2001.
- [13] 電力・産業システム技術開発センター. 人工衛星制御用超電導マグネット. 内部資料.
- [14] 原哲. 係数図法について. http://www.hori.t.u-tokyo.ac.jp/998/hara/ken_2.pdf.

参考文献

- [15] . 茂原正道. 宇宙システム概論. 培風館.
- [16] David W. Miller Daniel W. Kwon and Raymond J. Sedwick. Electromagnetic formation flight for sparse aperture arrays. In *2nd International Symposium on Formation Flying*, 2004.
- [17] 電気学会. 電気学会大学講座 超電導工学 (改訂版). オーム社.