

論文 / 著書情報  
Article / Book Information

題目(和文)	屈曲形水中推進機構の最適運動に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	中島求
Author(English)	MOTOMU NAKASHIMA
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第2926号, 授与年月日:1995年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第2926号, Conferred date:1995/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

平成六年度博士論文

屈曲形水中推進機構の最適運動に関する研究

指導教官 小野 京右 教授  
山浦 弘 助教授

東京工業大学理工学研究科機械工学専攻

中島 求

# 目次

第1章	緒論	1
1.1	研究の背景 —— 地球上生物の屈曲形水中推進の歴史 ——	1
1.2	従来の研究	5
1.3	本研究の目的	10
1.4	本論文の構成	11
第2章	二次元3関節モデルのための流体解析手法の検討	15
2.1	緒言	15
2.2	差分法	16
2.2.1	基礎方程式	16
2.2.2	離散化および運動する格子系への拡張	17
2.2.3	計算手順	20
2.3	二次元離散渦法	22
2.4	振動平板まわりの流れの解析による差分法と離散渦法の比較	25
2.5	結言	31
第3章	二次元・三次元離散渦法に基づく3関節モデルの解析手法	33
3.1	緒言	33
3.2	二次元離散渦法に基づく機構・流体連成系の反復解法	34
3.2.1	解析モデルおよび基礎式	34
3.2.2	解析方法	35
3.3	三次元離散渦法に基づく機構・流体連成系の反復解法	39
3.3.1	基礎方程式	39
3.3.2	解析方法	42
3.3.3	線形理論との比較	43
3.4	結言	45
第4章	3関節矩形平板形水中推進機構の実験	47

4.1	緒言	47
4.2	実験装置構成	48
4.2.1	全体の構成	48
4.2.2	機構の構成	48
4.2.3	制御系の構成	48
4.2.4	流水槽の特性	50
4.3	パラメータ同定	57
4.3.1	質量分布同定	57
4.3.2	粘性による抵抗の同定	57
4.4	推進速度の測定実験および数値解析結果との比較検討	61
4.4.1	測定する運動パターン	61
4.4.2	実験結果と二次元離散渦法との比較	62
4.4.3	三次元性の影響の解析	67
4.4.4	実験における推進速度低下の原因の考察	75
4.5	結言	76
<b>第5章</b>	<b>二次元3関節モデルの流体力、消費パワーおよび推進効率特性解析</b>	<b>77</b>
5.1	緒言	77
5.2	解析諸量の定義	78
5.3	5種類の運動パラメータにおける基本推進特性の解析	81
5.4	推力特性	85
5.4.1	関節振幅に関する流体力の線形性	85
5.4.2	$\phi_0 = 0^\circ$ における推力特性	85
5.4.3	$\phi_0 = 100^\circ$ における推力特性	89
5.5	推進効率特性	91
5.5.1	無次元推進速度に対する推進効率特性	91
5.5.2	$\phi_0 = 100^\circ$ において最大の推進効率となる理由	91
5.5.3	推進効率最大の運動の求め方	95
5.6	より高速・高効率な推進のための方策	96
5.7	結言	99
<b>第6章</b>	<b>二次元3関節モデルの最適運動パターンの解析</b>	<b>101</b>
6.1	緒言	101
6.2	最適化問題の定式化	102
6.3	最適化計算手法の検討	103



6.3.1	シンプレックス法	103
6.3.2	共役方向法	104
6.3.3	シンプレックス法と共役方向法の比較	107
6.4	二次元3関節モデルの最適運動パターンの解析	112
6.4.1	推進速度の変化に対する最適推進効率の変化	112
6.4.2	粘性抵抗 $F_D$ の変化による推進効率 $\eta_{opt}$ への影響	119
6.4.3	回転支持の影響	119
6.5	形状変化による最適推進効率への影響	124
6.5.1	関節位置による影響	124
6.5.2	質量による影響	124
6.6	結言	129
<b>第7章</b>	<b>流線形胴体および矩形尾ひれからなる2関節モデルの解析</b>	<b>131</b>
7.1	緒言	131
7.2	解析モデルおよび基礎的仮定	132
7.3	尾ひれ部の定式化および尾ひれのみの推力・推進効率特性	134
7.4	胴体部の定式化	143
7.4.1	細長物体の理論による理想流体中で胴体部に加わる流体力の定式化	143
7.4.2	粘性流体中で胴体部に加わる非線形流体力の簡略化モデル	146
7.5	解析方法	147
7.5.1	離散化および全体の運動方程式	147
7.5.2	線形解法	148
7.5.3	4次ルンゲ・クッタ法	150
7.5.4	解法の比較	151
7.5.5	線形解法における推進効率算出法の修正	154
7.6	基本諸元における諸特性解析	158
7.6.1	推進効率特性および運動の様子	158
7.6.2	胴体各部の振幅分布および尾ひれ反力の影響	159
7.6.3	非線形流体力による抵抗・消費パワー分布特性	162
7.7	パラメータスタディ	168
7.7.1	$r_b$ 依存性	168
7.7.2	第1関節位置依存性	170
7.7.3	第2関節位置依存性	170
7.7.4	尾ひれ大きさ依存性	174

7.7.5	支持の影響	176
7.7.6	胴体部形状依存性およびイルカの観察報告との比較	178
7.8	第2関節をばね要素で駆動するモデルの解析	181
7.8.1	関節トルク特性	181
7.8.2	解析方法	181
7.8.3	ばね定数依存性	185
7.9	本モデルと二次元3関節モデルとの比較	190
7.10	結言	191
<b>第8章</b>	<b>流線形胴体および矩形尾ひれからなる2関節推進機構の実験</b>	<b>193</b>
8.1	緒言	193
8.2	実験装置および測定法	194
8.2.1	推進機構構成	194
8.2.2	関節トルク測定	200
8.2.3	流速測定	200
8.3	パラメータ同定	204
8.3.1	質量分布同定	204
8.3.2	基本抵抗の同定	204
8.4	推進効率測定実験	206
8.4.1	推進効率の測定結果	206
8.4.2	非線形流体力モデルの修正	210
8.4.3	理論と実験の比較	213
8.5	尾ひれの運動の観察実験	225
8.6	より高速・高効率な推進のための指針	230
8.7	結言	233
<b>第9章</b>	<b>結論</b>	<b>235</b>

# 記号

本論文で用いるおもな記号を以下に示す.

$a$	翼弦長の 1/2
$AR$	アスペクト比
$b$	翼ピッチング軸位置
$c$	翼弦長
$C_D$	基本抵抗の抵抗係数
$C_L$	揚力係数
$C_n$	胴体部 $\approx$ 方向非線形流体力の抵抗係数
$C_T$	推力係数
$D_D$	非線形流体力の抵抗への寄与
$D_{Dsum}$	非線形流体力の抵抗への寄与への合計
$E$	パワー
$E_{fx}$	粘性による抵抗により $x$ 方向に消費されたパワー
$E_{fy}$	粘性による抵抗により $y$ 方向に消費されたパワー
$E_{px}$	流体力により $x$ 方向に消費されたパワー
$E_{px1}$	付加質量力により $x$ 方向に消費されたパワー
$E_{px2}$	揚力により $x$ 方向に消費されたパワー
$E_{py}$	流体力により $y$ 方向に消費されたパワー
$E_{py1}$	付加質量により $y$ 方向に消費されたパワー
$E_{py2}$	揚力により $y$ 方向に消費されたパワー
$E_v$	放出渦によるパワーロス
$F$	翼の受ける $\approx$ 方向横力
$F_0$	流線型胴体・尾ひれ 2 関節モデルの基本抵抗
$F_D$	二次元 3 関節モデルの基本抵抗
$F_x$	推進機構が $x$ 方向に受ける力

$F_y$	推進機構が $y$ 方向に受ける力
$F_{px}$	推進機構が理想流体中で $x$ 方向に受ける流体力
$F_{py}$	推進機構が理想流体中で $y$ 方向に受ける流体力
$F_{px1}$	推進機構が理想流体中で $x$ 方向に受ける流体力の付加質量成分
$F_{px2}$	推進機構が理想流体中で $x$ 方向に受ける流体力の揚力成分
$F_{py1}$	推進機構が理想流体中で $y$ 方向に受ける流体力の付加質量成分
$F_{py2}$	推進機構が理想流体中で $y$ 方向に受ける流体力の揚力成分
$h$	ヒービング振幅
$I_{(j)}$	$j$ 番目の定義点の慣性モーメント
$J$	ヤコビアン
$K_0$	第 2 関節ばね定数
$L$	推進機構全長
$m_{(j)}$	$j$ 番目の定義点の質量
$m$	流体の単位 $x$ 方向当たりの付加質量
$m'$	胴体自身の質量
$M$	推進機構分割数
$M_0$	半翼弦長まわりのモーメント
$M_w$	翼前縁まわりのモーメント
$N$	時間ステップ数
$p$	圧力
$P$	消費パワー
$P_D$	非線形流体力の消費パワーへの寄与
$P_{Dsum}$	非線形流体力の消費パワーへの寄与の合計
$P_t$	尾ひれの推力
$R$	推進機構胴体半径
$Re$	レイノルズ数
$r_b$	$b$ 点近辺の 2 次曲線近似領域範囲の $1/2$
$r_m$	レイノルズ数
$t$	時間
$\Delta t$	時間刻み
$T$	運動周期
$T_J$	第 1 関節トルク
$T_\theta$	推進機構が回転方向に受ける流体力
$u$	二次元流れ場における $x$ 方向流速

$U$	推進速度
$\hat{U}$	差分法における反変速度成分
$v$	二次元流れ場における $y$ 方向流速
$\hat{V}$	差分法における反変速度成分
$v_a$	a 点の $z$ 方向速度
$v_b$	b 点の $z$ 方向速度
$v_c$	c 点の $z$ 方向速度
$w$	胴体部 $z$ 方向速度
$x$	$x$ 座標
$x_a$	a 点の $x$ 座標
$x_b$	b 点の $x$ 座標
$x_c$	c 点の $x$ 座標
$x_d$	d 点の $x$ 座標
$x_{bv}$	束縛渦の $x$ 座標
$x_{sv}$	放出渦の $x$ 座標
$y$	$y$ 座標
$y_{bv}$	束縛渦の $y$ 座標
$y_{sv}$	放出渦の $y$ 座標
$y_{TE}$	推進機構後縁の $y$ 座標
$z$	$z$ 座標
$z_a$	a 点の $z$ 座標
$z_b$	b 点の $z$ 座標
$z_c$	c 点の $z$ 座標
$Z_a$	a 点の複素 $z$ 座標
$Z_b$	b 点の複素 $z$ 座標
$Z_c$	c 点の複素 $z$ 座標
$\alpha$	ピッチング振幅
$\alpha_a$	翼迎角
$\alpha_{\max}$	関節最大角速度
$\Gamma$	循環
$\Gamma_{bv}$	束縛渦の強さ
$\Gamma_{sv}$	放出渦の強さ
$\epsilon$	振幅増加率
$\zeta$	差分法における写像平面座標

$\eta$	推進効率
$\eta_g$	運動を与えた場合の推進効率
$\eta_{opt}$	最適推進効率
$\eta_w$	尾ひれの推進効率
$\theta$	フェザリングパラメータ
$\theta_1$	第1関節振幅
$\theta_{1max}$	第1関節振幅
$\theta_2$	第2関節振幅
$\theta_{2max}$	第2関節振幅
$\theta_3$	第3関節振幅
$\theta_{3max}$	第3関節振幅
$\theta_{bv}$	束縛渦点の回転変位
$\Theta_2$	第1関節に対する第2関節振幅比
$\Theta_3$	第1関節に対する第3関節振幅比
$\theta_J$	第1関節角度
$\Lambda$	$y$ に垂直な方向の循環
$\xi$	差分法における写像平面座標
$\rho$	流体密度
$\sigma$	無次元振動数
$\phi$	ポテンシャル関数
$\phi_0$	一様位相差
$\phi_2$	第2関節の第1関節に対する位相差
$\phi_3$	第3関節の第1関節に対する位相差
$\phi_h$	ヒービング位相
$\phi_p$	ピッチング位相
$\Psi$	第2関節角度
$\omega$	角振動数
$\omega_v$	渦度

なお  $(\overline{\quad})$  は  $(\quad)$  の時間平均,  $(\quad)^*$  は  $(\quad)$  の無次元量を表す.

# 第 1 章

## 緒論

### 1.1 研究の背景 —— 地球上生物の屈曲形水中推進の歴史 ——

水惑星とも呼ばれる現在の地球の起源は、現在より 46 億年前にさかのぼる。すなわち原始太陽系星雲において微惑星群が衝突し、付着合体することにより原始地球が誕生したのである。微惑星の衝突は、衝突の際に微惑星自身が含んでいる水蒸気などのガスを原始惑星上に吐き出し、その結果生じた濃密な水蒸気大気の温室効果によって、原始地球はマグマ・オーシャンと呼ばれる高温のマグマの固まりと化した。そののち微惑星衝突が少なくなると地表温度が下がり、マグマが固まり始め、さらに地表が冷えるに従い水蒸気大気は雨雲となり、雨を地表に滝のように降り注がせた。すなわち生命誕生の場である海の誕生である [1]。

生命誕生のメカニズムについてはいまだに明らかではないようであるが、マグマが噴出する高温の海中でも生きることができるバクテリアの存在は確かめられており、このようなバクテリアが最初の生命体であろうと考えられている。さらに酸素を放出する光合成生物が 35 億年ほど前から大繁殖し始める。これらの生物は海中の水と二酸化炭素を利用して自分の体をつくり、余分なものとして酸素を放出した。しかし、この捨てられた酸素を逆に利用して身体の中に取り入れ、エネルギーを飛躍的に引き出すことのできる生物が現れる。その結果、生物はより大きくより高等な生物へと進化し始める [2]。

その後、現在より約 6 億年ほど以前のカンブリア紀において、急激に生物が様々な形に分化し、現在でも見ることができるような無脊椎動物の先祖の大半が出現する。これらの動物のうち代表的なものとしては三葉虫が挙げられるが、彼らの水中での運動は活発なものではなかったようである。

さらにカンブリア紀の次のオルドビス紀において、最初の脊椎動物であり、水

中を泳ぎ回ることのできる魚類が出現する。魚類の起源も明らかでないようであるが、一説には、脊椎の前身としての脊索を持つホヤの幼生が、幼生のまま河をのぼり魚類となったといわれている。初期の魚類は図 1.1 に示されるように、頭部や胸部に装甲をまとった甲皮魚類、いわゆる甲冑魚であり、顎もなく現在の魚類とはかなり外見が異なるが、脊椎を軸として体をくねらせて推進する屈曲形の推進方式は現在の魚類と同様であり、かつすでに尾ひれと呼べるものを備えていた [3]。

この甲皮魚類から、顎をもった板皮魚類、そして現在でも多く見られる硬骨魚類および軟骨魚類へと魚類は進化するが、進化の主な目的は、より運動性能を向上させることにあったと言ってよい。まず尾ひれの形状としては当初、歪尾と呼ばれる上下非対称の型が主流であったが、進化が進むにつれてより効率がよいと考えられる上下対称の正尾となった。また、もともとは干ばつによる酸素不足対策であった袋状の器官、原始肺を進化させ、浮き袋とすることにより静的な浮き沈みを制御できるようになった。さらに身にまとっていた装甲を捨て去り、より軽量で薄い鱗で全身をおおうようになった。そして図 1.2 に示されるような、現在見られるマグロやカジキ等を頂点とする、最高の遊泳能力を備えた形態へと進化したのである。これらの高速遊泳魚では、体の屈曲は胴体後半 1/3 ほどに限られ、流体力学的効率が高いと考えられる高アスペクト比の尾ひれを力強く振動させることにより、瞬間的には時速 100km 程度の推進速度を出すことができるといわれている [4]。

またよく知られているように、魚類は陸上へも進出し、両生類、爬虫類、そしてわれわれ人間を含む哺乳類へと進化した。しかし一旦は陸に上がりながら、再び海に戻った生物がいずれの分類群にも多くみられる。この理由としては陸上での食物の乏しさや競争の激しさといった陸上の否定的要因や、水中での豊富な食物、陸の捕食者からの安全、重力から解放されることなどの水中の利点が挙げられている [5]。

まず爬虫類としては、現在より 2 億から 1 億年ほど前のジュラ紀から白亜紀にかけて、いわゆる恐竜の仲間である長頸竜類と魚竜類が海中生活によく適応した。長

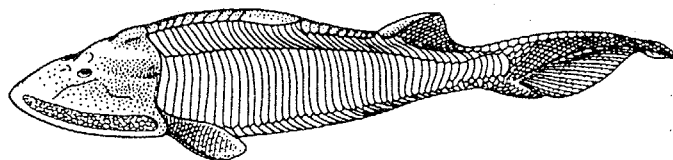


図 1.1: 最古の魚類の一つ、ヘミキクラスピス  
(文献 [3] より)



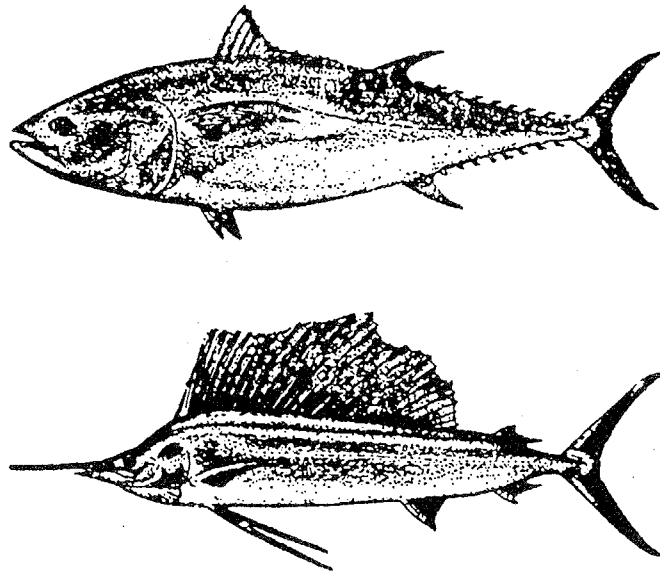


図 1.2: 高速遊泳をする硬骨魚類, 上: クロマグロ, 下: バショオカジキ  
(文献 [32] より)

頸竜類の推進方式は主にひれの形をした大きな4本の足であったが, 図 1.3 に示されるイクチオザウルスに代表される魚竜類は, 現在のイルカによく似た流線型胴体と尾ひれを持っていた. ただしイルカと異なり, 尾ひれは魚類同様横方向に振られる [3].

また哺乳類にまで進化してから, 再び水中に戻った動物もいる. アシカ, トド, アザラシ, セイウチ等の鳍脚類, ジュゴンおよびマナティーの海牛類, そして鯨類である. このうち, 鳍脚類のアシカやトドは主に前肢, アザラシやセイウチは後肢を使って推進するが, 海牛類と鯨類は尾ひれを上下に振ることで推進する. 左右に振

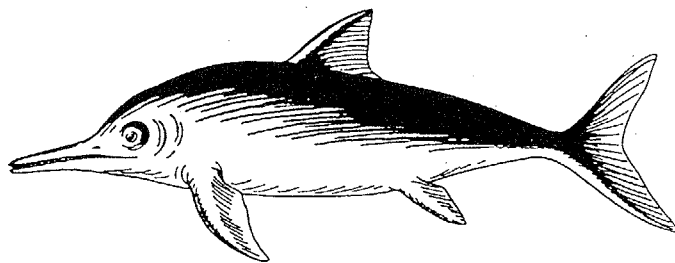


図 1.3: 海に戻った爬虫類, 魚竜イクチオサウルス  
(文献 [3] より)

る魚類や魚竜と異なるのは、陸生の哺乳類の先祖が下方型の体肢をもち、脊柱も背腹運動していた名残と考えられている [5]。もともと鯨類の起源は、現在より約 5500 万年ほど前の新生代に発生したムカシクジラ類とされており、中生代において上で述べた長頸竜類および魚竜類らの恐竜が占めていた生態的地位が、中生代末に彼らの絶滅によって空位となり、そこへ鯨類が進出したものと考えられている [6]。特に鯨類の中でも小形の、シャチやイルカを含む歯鯨類は、図 1.4 に示されるように、上で述べたマグロやカジキなどの硬骨魚類と同様の高速遊泳に高度に適応した体型、すなわち抵抗減少のための流線型の胴体と高アスペクト比の尾ひれを備えており、マグロやカジキ類ほどではないにしろ瞬間最高時速 55km が記録されている [7]。また鯨類は呼吸のためのわれわれの鼻に当たる呼吸器官（噴気孔）を頭の上部に位置させることにより、高速で遊泳しながら呼吸を行うことを可能にした。さらに彼ら鯨類は、水中生活における空気呼吸というハンデの代わりに、哺乳類特有の大きな脳を利用し、発達した聴覚と発音器官による音響探測（エコーロケーション）および仲間同士のコミュニケーション活動をおこなう能力を備え、水中における高度の社会生活を営むことに成功した。サメなどの例外を除けば鯨類には天敵もほとんどおらず、水中遊泳動物の頂点の地位に位置しているといえるであろう。

以上概観してきたように、魚類が発生した 5 億年以前から現在に至るまで、地球上に存在した水中動物においては分類群の如何に関わらず、より高速で自由に水中を遊泳するためには、必ずといってよいほど体軸を往復的に屈曲させる屈曲形の水中推進方式が取られてきている。さらに現在でも地球全表面のうち 2/3 は海であり、海中動物の多くが屈曲形の水中推進を行っている。よって屈曲形水中推進運動は、水中動物にとってきわめて本質的な運動形態であるといえるであろう。

一方、ヒトが二足歩行を始めたのは現在より 300 万年ほど前に過ぎず [9]、その陸上移動性能は、陸上短距離選手でも時速 36km 程度に過ぎない。その代わりにわれわれ人間は高度に発達した脳を利用して文明を築き上げ、自身の運動性能の不足を

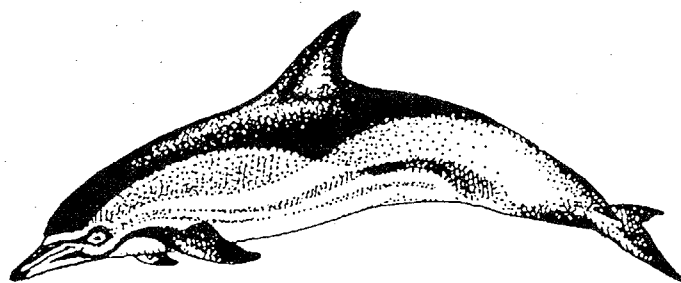


図 1.4: 海に戻った哺乳類の一例、歯鯨類のマイルカ  
(文献 [8] より)

カバーしてきた。陸上においては最速動物のチータ（瞬間最高時速 95km [10]）よりはるかに高速の鉄道や自動車などの高速移動のための工学的機構を生み出し、さらに空中においても鳥類の速度をはるかに超え、音速すら超える航空機という工学的機構を生み出した。しかし水中に関してはどうか。近年日本においても高速海上輸送手段として、50 kt（時速 93km）で航行するテクノスーパーライナーの開発が進んでいる [11]。しかしこのような高速艇は、海面を単に陸地の延長とみなし、海上を滑るように推進するためのものであり、真の意味での水中推進とは異なる。人間が水中を移動するための工学的機構としては潜水艦が挙げられるが、世界最速とされるロシアの Alfa 型原子力潜水艦でも、最高速度は 45 kt（時速 84km）であり、マグロやカジキに追いつくことすら難しい。また潜水艦におけるスクリー形推進では、後部の流れをかき乱すことにより水中の自然に害を及ぼすだけでなく危険ですらあり、そのような意味において、工学的に優れた機構とは言えないと考えられる。よっていまこそ工学者のみならずわれわれ全ての人間は、水中における自身の無力さに気付き、5億年前から生き続け、たゆまぬ進化を続けてきた地球上の水中動物達に学ぶべきではないであろうか。

本研究はこのような屈曲形水中推進の工学的意義に鑑み、水中動物の屈曲形水中推進を工学的機構と見なし、屈曲形水中推進機構における、より高速・高効率な最適運動形態を理論的・実験的に明らかにすることにより、屈曲形水中推進の本質を理解することを目的とし、この目的を達成することにより、海洋自然調査等への屈曲形水中推進機構の工学的利用の礎となることをも目指すものである。

## 1.2 従来の研究

生物の屈曲形の水中推進は、古くから多くの動物学者、数学者、工学者を引きつけ、多くの研究がなされてきた。本節ではこれら従来の研究論文のうち、特に本研究に関連し、工学的に重要であると考えられる研究の歴史を簡単に振り返ることにする。ここで紹介する以外にも、動物学者による魚類等の観測・測定論文は数多くでており、また解剖学者等による筋肉系の測定実験などの論文もあるが、ここでは割愛する。

魚類の運動へのアプローチとして、最も単純かつ直接的な方法はそのものを観察することである。回流水槽中に魚を泳がせ、その運動を記録した報告は 19 世紀においてすでに見受けられる。しかしより定量的な測定は 1950 年代になってからである。Bainbridge [12], [13] はウグイ、マス、キングヨの推進速度、尾の周波数とその振幅等を測定した。また Gray [14] は、魚類などのサイズが大きい（レイノルズ数  $Re$

が大きい)ものとは異なるが同じ屈曲形の推進であるウニの精子の一本のべん毛による運動の観察による測定と、簡略化した近似理論による理論解析を行なった。この理論においては、べん毛の運動は位置的にも時間的にも正弦波で近似され、さらに流体の粘性力が支配的とし、べん毛各部の体軸に垂直な方向と平行な方向の速度に比例する粘性抵抗が体各部に加わるとする。しかし円筒状の体軸に垂直な方向と平行な方向の単位体軸長さ当たりの抵抗係数は異なるため、この差により推力が発生する。これは広瀬 [15] による陸生のヘビの場合の理論と基本的に同様の原理である。また Taylor [16] は同様の考え方を、水ヘビのように極端に細長く大きい場合にも適用した。この場合体軸に働く流体力は、速度の2乗に比例する準定常的な抗力のみを考えており、流体の付加質量としての慣性力および自身の質量の慣性力は考慮されていない。神部 [17] によれば、このような抵抗力利用による推進の理論では、推進効率はウニの精子の場合で約5%、水ヘビのような大型の場合で約40%の値が得られる。

1960年代に入ると、航空工学方面からの要請により理論的に成熟しつつあった解析流体力学の立場から、二人の数学・流体力学者により、重要な論文が発表された。まず一人は Lighthill であり、彼は魚類等の屈曲体をロケット等のような細長物体とみなし、Jones による「細長物体の理論」を適用し、体の”くねり”による流体の付加質量による運動量変化から推力および摩擦抵抗に打ち勝つ推進運動の流体力学的効率を求めた [18]。その結果、推進速度よりわずかに速く進行するくねりをつくれれば、推進効率はかなり1に近くできることなどを簡単な式の形で明らかにした。この定式化を Lighthill は細長物体の理論 Slender Body Theory に対して Elongated Body Theory (以下 EBT) と名付けているが、EBT は Gray [14] および Taylor [16] の抵抗力推進の場合とは逆に、流体の付加质量的な慣性力のみを考慮した理論として位置づけることができる。ただし屈曲体の運動はやはり時間的・位置的に正弦波曲線をあらかじめ与えるものであった。ついで Wu はほとんど同時期に、2次元流体中で波打つ平板まわりの流れを解析的に解き、推力および推進効率を求める手法を確立した [19]。この理論においても、平板の運動は正弦波があらかじめ与えられていた。

上記の二つの論文に刺激され、以降多くの流体力学者がこの分野の研究に参入する。Siekmann [20], [21] は Wu [19] の論文と同様のモデルについて異なる解析手法で同様の結果を得、また理論との比較こそおこなっていないが、実験装置を製作し、流れの可視化なども行っている。さらに Uldrick & Siekmann [22] は同様のモデルに厚さを加えた解析手法を提案している。また Wang [23] は Wu [19] の2次元波打ち平板モデルについて、波打ち運動の体の各部の振幅を Fourier 級数で表し、最大パ

ワーおよび平均パワーの拘束条件下における推力最大の最適運動を求める手法を定式化した。ただしこの手法の計算は複雑すぎ、数値解析例として2自由度運動する平板翼についての最適化結果が報告されている。

これらの流体力学的研究に動物学者達も刺激を受ける。Bainbridge [24] は Lighthill らの研究にデータを与えるべく、淡水魚のひれと胴体の運動をより詳細に調べている。また Walters & Fiersteine [25] はアジとカワラサマスを釣り糸に引っ掛け、釣り糸の出ている速度を測定することにより、魚が逃げようとする速度は最大時速 70km 以上にも達すると報告している。

Hertel [26] はここまでの魚類の運動の実験的・理論的研究を概観し、エンジニアの立場からこれらの工学的応用を独自の視点により提案している。また谷 [27] は Lighthill の内容の紹介や、クジラやイルカの表面摩擦に関する考察を行っている。クジラやイルカの体表面はゴムのように弾性を持っており、また粘液に包まれていることから、これらの要因が抵抗を軽減しているのではないかという考え方はかなり以前からあったようであるが、谷はこれらの要因について否定的な意見を述べている。

1970年代に入り、Lighthill [28] はさらに自身の理論を押し進めた。[28] の前半部分では彼の EBT を背びれなどの他のひれがある場合に拡張し、後半では航空機のフラッタ解析に用いられていた2次元振動翼理論をマグロやイルカ等の高速遊泳動物にみられる高アスペクト比の尾ひれの解析に適用した。推進効率に関しては、 $3/4$  翼弦長近辺をピッチング軸とするのが最も効率的であることを明らかにし、さらに無次元化した振動数やフェザリングパラメータというパラメータと推力・推進効率の関係を明らかにした。これについては本論文の第7章でも述べる。また Wu [29], [30], [31] もさらに自身の2次元平板波打ちモデルの拡張などを行っている。これらの研究をまとめたものとして、Lighthill には文献 [32] が、Wu には文献 [33], [34] が挙げられる。

その後 Chopra [35], [36], Chopra & Kambe [37] などの論文において、Lighthill の2次元振動翼モデルをさらに拡張し、高速魚にみられる月形ひれ Lunate-Tail の3次元解析や大振幅への拡張などが行われた。特に Chopra & Kambe [37] は、Lunate-Tail の方が矩形翼よりも、剥離によって失われやすい前縁吸引力の寄与を減らすことができることを主張しているが、むしろ彼らの計算結果を見る限り、Lunate-Tail の優位性はあまりないように考えられる。

また Kambe [38] は Lighthill の EBT を、横方向の抵抗力および魚自身の質量も考慮した解析に拡張している。ただしこの場合、魚自身は屈曲しない剛体で、EBT より求まる低アスペクト比の尾ひれの流体力が剛体胴体に働くとした。これはマス

等の小形から中形の魚類のモデルとして考えられるが、実際の魚類では後半1/3部分は尾ひれを駆動するために屈曲しているため、ややモデル化に無理があると考えられる。さらにKatz & Weihs [39]は、翼弦長方向に可撓性を持たせた2次元振動翼の推力・推進効率を求めている。その結果、可撓性を持たせることにより、推進効率は20%近くも増加すると主張しているが、この推進効率増加が真に可撓性によるものかは彼らの結果からだけでは疑問が残る。

1980年代に入ると、流体力学的研究はやや沈静化するが、そのかわりに魚類の推進を工学的に利用しようとする動きが現れる。一色(尚) [40], [41]から研究を受け継いだ森川 [4]は魚類の尾ひれを船舶の推進装置として応用し、実際のボートにひれ機構を取付け、実船実験をおこなっている。その結果推進効率平均66%と実機としてはかなりよい結果を得ている。ただし推進効率は50~90%とかなりばらつきがあり、やや定量的に疑問が残る。また内藤、一色および藤本 [42]は波浪中を揺動する船の船体に、バネによりピッチング運動する翼を取付けたモデルについて、翼により発生する推力を解析し、翼やピッチング軸の取付け位置等を検討している。工藤、久保田、加藤および山口 [43], 久保田、工藤、加藤および山口 [44]は船舶工学の立場から、弾性を持たせた振動翼推力発生機構の解析をおこない、弾性を持たせると同じ推力に対して4~6%推進効率が向上すると述べている。また小型船・巨大船への適用の試設計をおこなっている。さらに蔦原ら [45], [46], [47], [48]は、Weis-Foghが小バチの運動から提案し、Lighthill [49]が定式化した”Weis-Foghメカニズム”を船舶の推進器として利用することを試み、2段直列形のWeis-Fogh型船舶推進機構の解析および実験をおこなっている。

1990年代における主な流体力学的進展としては、Karpouzian, Spedding, & Cheng, H.(1990)の研究 [51]がまず挙げられる。彼らは前報 [50]で提案した3次元翼の近似解法により、Lunate-Tailの解析をおこなった。彼らはChopra & Kambe [37]のような剛体翼ではなく、ひれの各部分が流線に沿うよう変形する運動を仮定すると、Lunate-Tailではひれ付け根部の横方向の振幅を小さくできると結論づけている。しかしChopra & Kambe [37]同様彼らの解析結果でも、推進効率に関してはLunate-Tailの利点はあまりないことが確認された。よって高速遊泳動物に共通するLunate-Tailの利点は、何か他の要因にも起因するのかもしれない。東 [52]はKarpouzian, Spedding, & Cheng, H [51]が解析したような流れに沿うような変形が尾ひれの弾性により自動的に行われている可能性と、障害物などとの衝突のショックをやわらげる構造力学的な要因を挙げている。

またLighthill & Blake(1990) [53], [54], [55], [56]はモンガラカワハギの背びれとしりびれや、電気ウナギの腹びれなどに見られる、運動しない胴体に付いた細長い

リボン状のひれの解析を行っている。また Cheng, J.Y. [57] は 3次元の波打つ平板モデルの解析を行い、推進効率に関しては3次元性の影響はほとんどないとの結論を得ている。小林、菅波、池谷 (1992) [58], [59] は, Gray & Hancock [14] および Taylor [16] のように屈曲する体の各部に抵抗力が作用すると仮定し、有限個のリンクで屈曲運動を近似したモデルを、レイノルズ数の大きい場合と小さい場合について解析している。また、流体と振動を関係づける興味深い研究として、Triantafyllou, G. S., Triantafyllou, M. S. & Grosenbaugh [60] は、2自由度振動翼の推進効率が、後流の渦列が最も大きく成長する条件の  $St = (\text{振動数}) \times (\text{振幅}) / (\text{推進速度}) = 0.25 \sim 0.35$  の範囲で最大になることを実験的に確かめ、実際の魚類においてもその関係が成立していると主張しているが、そのメカニズムは明らかではないと考えられる。

1990年代に入ってから工学的応用としては、福田ら [61] が形状記憶合金を用いた分布形アクチュエータを用いて、波打つ水中移動メカニズムの開発を行ったり、福田 [62] が圧電素子により駆動される、長さ 55mm のマイクロフィッシュロボの開発を行っている。ただしこれらの開発においては、レイノルズ数が小さいこともあり、推進効率などの考慮はしておらず、マイクロマシニズムの視点からの開発研究といえるであろう。また山崎・柏川 [63] は全長 2m あまりの魚型潜水艦を開発したが、その特性は発表されていない。清水ら [64], [65] もクジラの尾ひれを模倣した形状のひれ推進装置を持つ小形双胴船を開発しており、40%程度の推進効率を得ている。また前述の Triantafyllou, M. S. ら [66] はマグロの動きを再現するロボット "シーボグ" を開発しており、それに働く力と運動の測定を行っている。また Bose ら [67] は、9種のクジラ類の標本の尾ひれの形状を測定し、詳細にデータ化した。近年、屈曲形の水中推進機構は再び工学的に注目されつつあり、1994年大阪で開かれた ISOPE 国際会議 (International Offshore and Polar Engineering Conference) では Bio-Propulsion というセッションが設けられ、4件の研究発表があった。Isshiki [68] は前述の波浪中を揺動する船の船体にバネによりピッチング運動する翼を取付けたモデル [42] の実船実験の結果を報告している。Terao [69] は2枚のひれにより推進する人力ボートの開発などをおこなっているが、その性能はまだ明らかでない。Nakaoka & Toda [70] は進行波を後方に送る NACA0010 翼まわりの二次元流れを差分法により解析し、魚の観察結果より得られた進行波曲線により効果的に推力が得られると報告している。また Yamaguchi & Bose [71] は彼らのこれまでの研究 [43], [44], [67] をまとめた内容を報告している。

また1994年11月には、日本機械学会流体力学部門講演会において、「生物の運動」というセッションが設けられ、7件の研究発表があった。そのうち特に屈曲形の水中推進に関するものとして、小林、森川 [72] は12個のリンクからなる屈曲形の機構を

製作し、静止流体中で得られる推力の測定を行っている。森川、中尾、小林 [73] らは実際のマグロの尾ひれの弾性的特性を忠実に模倣した推力発生機構を試作し、推力の測定を行っている。蔦原ら [74] は前述の Weis-Fogh メカニズムにおける三次元流れの解析をおこなっている。

### 1.3 本研究の目的

以上見てきたように屈曲形的水中推進に関する研究は数多く行われているにも関わらず、屈曲形水中推進機構の工学的実現に関しては、尾ひれのみを水上を推進する船舶に利用するなどの初期的段階にとどまっている。これは屈曲形水中推進の本質の理解がいまだに不十分なためであると考えられる。この原因の最も重要と考えられる点は、細長い形の魚の推進にしる、尾ひれを主に利用する形の推進にしる、機構全体の運動が流体力と自身の慣性力との連成系として決定されていることが見過ごされているためと考えられる。このような考え方としてはわずかに Kambe が剛体の胴体についておこなった解析 [38] があるのみである。実際の屈曲形推進を行う生物は、絶対座標空間においてあらかじめ与えられた運動をするのではなく、むしろ体軸各部の屈曲角度を自身で制御することにより、自身の慣性力と流体力との連成系としての全体の運動を制御し、所望の推進運動を得ているものと考えられる。

そこで本研究では、自身の慣性力と流体力との連成系としての屈曲形水中推進機構における、推進効率を最大化する最適な運動および機構形態を理論的・実験的に明らかにすることを目的とする。

そのため、まず屈曲形水中推進機構の最も基本的なモデルとして、二次元流体中を推進する3関節モデルを提案する。関節数は多すぎると問題が複雑化しすぎ、少なすぎると推進効果に悪影響を及ぼし、やはり問題をわかり難くする。そこで、2次元平面における剛体の運動自由度は3であるから、これを原理上制御可能とする必要最小限として、本モデルにおける関節数は3とする。ただし多くの文献に見られるように、推進機構全体の運動をあらかじめ与えるのではなく、推進機構全体の運動は流体力と自身の慣性力の連成系を解いた結果として求まるとする。

しかしこのような連成系の解析手法は一般的ではないため、まず本研究では機構・流体連成系を解析するための流体解析法を検討し、ついで連成系への拡張手法を確立する。さらに実験との比較のため、三次元性も考慮した解析手法をも同時に確立する。

次に開発した解析手法の妥当性を検証するため、二次元3関節モデルに対応するよう製作した、3関節矩形平板形推進機構により推進速度特性の測定実験をおこな



い、解析手法の妥当性を検証する。

次に二次元3関節モデルの流体力、消費パワーおよび推進効率特性についての解析を行い、二次元モデルにおける最適な関節の運動、および高速・高効率を期待される機構形態を明らかにするための示唆を得る。

次に二次元3関節モデルの推進効率を最大化する、最適な関節の運動パターンおよびその機構形状等に対する依存性を理論的に明らかにする。

また二次元3関節モデルの流体力、消費パワーおよび推進効率特性解析から得られた示唆に基づき、機構形態を改良したモデルについての推進効率最大の最適運動を理論的に明らかにする。ただし二次元3関節モデルとは推進機構まわりの流れ場が異なるため、適用する流体解析法も異なったものとする。しかし流線形胴体部の質量による慣性力と流体力との連成により全体の運動が決定される基本的考え方は二次元3関節の場合と同様である。本モデルについても様々な形状パラメータを変化させ、それらが推進効率に及ぼす影響を明らかにする。

最後に、本モデルについて推進効率測定実験を行い、理論解析結果と比較検討する。またこれらの理論解析・実験により得た結果を総括することにより、さらなる高速・高効率への指針を指摘する。

## 1.4 本論文の構成

本論文の構成は以下の通りである。

「第2章 二次元3関節モデルのための流体解析手法の検討」では、二次元3関節モデルを解析するための準備段階として、二次元の流れ場を解く数値流体解析手法を検討する。代表的流体解法として、差分法と離散渦法を取り上げ、単純な運動機構である2自由度振動平板まわりの流れを解析できるよう両者を拡張し、解析結果を比較検討する。

「第3章 二次元・三次元離散渦法に基づく3関節モデルの解析手法」では、まず2章で妥当性を検証した離散渦法に基づき、屈曲形水中推進機構の二次元3関節モデルに対する、機構・流体連成系解析手法について述べる。従来の離散渦法では連成問題を直接扱うことはできないため、反復計算を用いた数値解析手法を提案する。また、4章における三次元形状をした実験機との比較のため、二次元解析手法を拡張した三次元離散渦法に基づく解析手法をも提案し、三次元流体中における静止矩形平板に発生する揚力を線形手法と比較することにより、流体解析手法としての妥当性を検証する。

「第4章 3関節矩形平板形水中推進機構の実験」では、二次元3関節モデルに

対応する，3関節矩形平板形水中推進機構実機および回流形水槽からなる実験装置を用いて推進速度特性の測定実験をおこなう．まず機構の質量，および静止し流れに平行におかれた推進機構の受ける抵抗を同定したのち，与えられた関節振幅および運動周期の4種類のパターンについて，一様な位相差をパラメータとして推進速度を測定する．測定結果を二次元離散渦法による数値解析結果と比較し，推力分布などの基本的特性を数値解析により明らかにする．ついで三次元離散渦法による数値解析結果と，二次元解析結果および実験結果とを比較検討し，三次元性の影響を明らかにする．

「第5章 二次元3関節モデルの流体力，消費パワーおよび推進効率特性解析」では，二次元離散渦法により，実機の諸元を用いた3関節モデルの消費パワーおよび推進効率特性を詳細に検討する．まず5種類の関節振幅および運動周期のパターンについて，一様位相差をパラメータとした無次元推進速度特性および推進効率特性を検討し，無次元推進速度と一様位相差が，推進機構に働く流体力特性に重要なパラメータとなっていることを指摘する．ついで無次元推進速度に対する推力特性を検討することにより，推進機構に働く流体力の無次元推進速度に対する依存性を明らかにする．そしてこの結果を踏まえ，無次元推進速度に対する推進効率特性および一様位相差に対する消費パワー・推進効率特性を明らかにする．さらに以上の結果を踏まえ，より高速・高効率な推進のための方策を示唆する．

「第6章 二次元3関節モデルの最適運動パターンの解析」では，5章までであらかじめ与えていた関節振幅および関節位相差を，推進効率を最大化するように最適化した運動を求める．そのためまず本最適化問題を定式化したのち，非線形最適化手法として代表的な2手法，シンプレックス法と共役方向法を比較検討する．次にシンプレックス法により，二次元3関節モデルの推進効率最大化の最適化問題を解き，推進効率を最大化する最適運動パターンおよびそのときの最適推進効率の推進速度依存性を検討する．また屈曲振幅増大による非線形性について検討し，先端の回転支持が最適運動パターンに及ぼす影響についても検討する．さらに関節位置および機構質量が，最適運動および最適推進効率へ及ぼす影響を検討する．

「第7章 流線形胴体および矩形尾ひれからなる2関節モデルの解析」では，5章における考察から，より高速・高効率な推進が期待できる流線形胴体および矩形尾ひれからなる2関節モデルを提案し，本モデルの定式化および理論解析法を検討する．本モデルにおいては，前章までの二次元3関節モデルの場合と異なり，推進機構自身の慣性力および理想流体中でも生じる流体力だけでなく胴体部が受ける非線形の抵抗力をも考慮し，推進効率特性を明らかにする．ついで本モデルにおける関節位置等のパラメータの，推進効率特性に及ぼす影響を検討する．さらに後部の

関節をばねにより受動的に駆動するモデルについての解析手法を提案し、ばね定数の推進効率等への影響を検討する。

「第8章 流線形胴体および矩形尾ひれからなる2関節推進機構の実験」では、前章で提案した後部をばねとしたモデルに対応する実機および回流形水槽からなる実験装置を用い、推進効率特性および関節トルク特性を実験的に明らかにし、理論解析結果との比較検討を行う。また実機の尾ひれ部の運動をVTRを用いて観察し、理論との比較検討を行う。最後に理論解析結果および実験結果を踏まえ、より高速・高効率な推進のための指針を述べる。

「第9章 結論」では、本研究で得られた結論をまとめる。



## 第 2 章

# 二次元 3 関節モデルのための流体解析手法の検討

### 2.1 緒言

本章では、次章以降で扱う屈曲形水中推進機構の二次元 3 関節モデルを解析する準備段階として、運動物体を含む流れ場を解析する手法の検討を行う。流体解析手法には多くの種類が存在するが、最も適用範囲が広く高精度であり標準的解法といえる差分法と、適用範囲は限られるものの計算時間が少ない離散渦法とを比較する。いずれも従来から広く用いられている解析手法であるため、手法の説明はごく簡単に述べる。ただし差分法では運動物体を含む流れの解析が一般的ではないため、計算格子が物体と共に移動する拡張を行う。両者を共に魚類の尾ひれのような推進機構とみなした振動平板まわりの流れに適用し、その推力・推進効率特性および計算時間を比較することにより、屈曲形水中推進機構を解析するにはいずれの手法が有利であるかを明らかにする。

## 2.2 差分法

差分法は流体解析手法として最も広く用いられているものであり、対象とする流れも圧縮性、非圧縮性、粘性、非粘性など非常に範囲が広い。本研究で対象とする魚類等のまわりの流れは非圧縮性粘性流れと考えられる。差分法の特徴としては流れの支配方程式である Navier-Stokes 方程式（以下 N-S 方程式）と連続の式を直接的に解く方法であるため、複雑な剥離現象そのものをシミュレートできるという利点があるが、離散化した全ての格子点において流れを解くため計算時間が多いという欠点がある。代表的解法としては MAC 法 [75], SMAC 法 [76] 等、流速と圧力の基礎変数を用い、連続の式の代わりに圧力方程式を解く手法が挙げられる。これらの手法は物体近辺で物体に沿って細かく分割された曲線座標格子系を用いて高レイノルズ数流れを解析できるように拡張され、定量的にかなり信頼できる結果を得ることができるようになっている。

そこで本節では代表的解法の一つである SMAC 法を運動する格子系に拡張する。

### 2.2.1 基礎方程式

2次元非圧縮粘性流れの N-S 方程式と連続の式は、無次元化した形で以下のように書かれる。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u} \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad \mathbf{u} = (u, v) \quad (2.2)$$

一般曲線座標系において上の方程式を解くには、図 2.1 のように物体に沿って格子分割された物理面  $x-y$  を正方直交格子に分割された  $\xi-\zeta$  面へ写像し、写像面において方程式を解けばよい。 $\xi-\zeta$  面での  $\hat{U}$  についての N-S 方程式 ( $\hat{V}$  についても同様) と連続の式は一般テンソル形式より以下のように得られる [77]。

$$\text{N-S 方程式} \quad (\text{慣性項}) + (\text{対流項}) = (\text{圧力項}) + (\text{粘性項})$$

$$\text{慣性項:} \quad \frac{\partial \hat{U}}{\partial t}$$

$$\text{対流項:} \quad + \frac{1}{J} [(J\hat{U}\hat{U})_\xi + (J\hat{U}\hat{V})_\zeta]$$

$$+ \frac{1}{J} [y_\zeta(x_{\xi\xi}\hat{U}\hat{U} + 2x_{\xi\zeta}\hat{U}\hat{V} + x_{\zeta\zeta}\hat{V}\hat{V})]$$

$$\begin{aligned}
& -x_\zeta(y_{\xi\xi}\hat{U}\hat{U} + 2y_{\xi\zeta}\hat{U}\hat{V} + y_{\zeta\zeta}\hat{V}\hat{V}) \\
\text{圧力項:} & -\frac{1}{J^2}(g_{22}p_\xi - g_{12}p_\zeta) \\
\text{粘性項:} & +\frac{1}{J}[(J\tau^{11})_\xi + (J\tau^{12})_\zeta] \\
& +\frac{1}{J}[y_\zeta(x_{\xi\xi}\tau^{11} + 2x_{\xi\zeta}\tau^{12} + x_{\zeta\zeta}\tau^{22}) \\
& -x_\zeta(y_{\xi\xi}\tau^{11} + 2y_{\xi\zeta}\tau^{12} + y_{\zeta\zeta}\tau^{22})]
\end{aligned} \tag{2.3}$$

連続の式

$$\frac{1}{J}[(J\hat{U})_\xi + (J\hat{V})_\zeta] = 0 \tag{2.4}$$

ただし,

$$\tau^{11} = \frac{1}{JR_e} \left[ \frac{g_{22}}{J} \hat{U}_\xi - \frac{2g_{12}}{J} \hat{U}_\zeta - \left( \frac{g_{22}}{J} \right)_\xi \hat{U} - \left( \frac{g_{22}}{J} \right)_\zeta \hat{V} \right] \tag{2.5}$$

$$\tau^{22} = \frac{1}{JR_e} \left[ \frac{g_{11}}{J} \hat{V}_\zeta - \frac{2g_{12}}{J} \hat{V}_\xi - \left( \frac{g_{11}}{J} \right)_\zeta \hat{V} - \left( \frac{g_{11}}{J} \right)_\xi \hat{U} \right] \tag{2.6}$$

$$\tau^{12} = \frac{1}{JR_e} \left[ \frac{g_{11}}{J} \hat{U}_\zeta + \frac{g_{22}}{J} \hat{V}_\xi + \left( \frac{g_{12}}{J} \right)_\xi \hat{U} + \left( \frac{g_{12}}{J} \right)_\zeta \hat{V} \right] \tag{2.7}$$

ここで $\hat{U}, \hat{V}$ は反変速度成分であり, 次式によって定義される.

$$\begin{bmatrix} \hat{U} \\ \hat{V} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \xi_x & \xi_y \\ \zeta_x & \zeta_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix} \tag{2.8}$$

また $J$ は変換のヤコビアンであり, 次式で定義される.

$$J = x_\xi y_\zeta - x_\zeta y_\xi \tag{2.9}$$

ただし $( )_\xi$ 等の下付き添字は, 添字記号による偏微分を表す.

### 2.2.2 離散化および運動する格子系への拡張

式(2.3), (2.4)は一見複雑なようであるが,  $J\hat{U}, J\hat{V}$ を変数とすれば主な項はSMAC法と同様の離散化を行うことができる. 図2.2に変数の定義点を示す. 慣性項には1次の前進差分, 対流項には計算の安定化のため3次の上流差分を用いる. また差

分法における計算時間の大部分を占める圧力方程式の解法については、竹光 [78] の方法を用いる。詳細は文献に譲るが、この方法は SMAC 法によく似たスキームでありながら計算の反復回数は SMAC 法よりはるかに少なくなる優れた解法である。詳細は文献に譲ることにして、ここでは正方直交座標格子の場合の概略のみ述べることにする。

まず次式によって定義される渦度  $\omega_v$  を導入する。

$$\omega_v = \nabla \times \mathbf{u} \quad (2.10)$$

さて反復計算の各反復において  $\omega_v$  が不変であるとする。すなわち、

$$\omega_v^{(1)} = \omega_v^{(2)} = \dots = \omega_v^{(k_i)} = \omega_v^{(k_i+1)} = \dots \quad (2.11)$$

ここで  $(k_i)$  は反復の回数である。上式は次のようにも書き直せる。

$$\omega_v = \nabla \times \mathbf{u}^{(k_i)} = \nabla \times \mathbf{u}^{(k_i+1)} \quad (2.12)$$

これから

$$\mathbf{u}^{(k_i+1)} = \mathbf{u}^{(k_i)} - \nabla \phi^{(k_i+1)} \quad (2.13)$$

が得られる。ここで  $\phi$  はポテンシャル関数とする。式 (2.13) の発散を取れば、

$$D^{(k_i+1)} = D^{(k_i)} - \nabla^2 \phi^{(k_i+1)} \quad (2.14)$$

が得られる。さらに  $D^{(k_i+1)}$  を 0 とすれば、

$$D^{(k_i)} = \nabla^2 \phi^{(k_i+1)} \quad (2.15)$$

という反復式が得られる。式 (2.15) を各反復において  $\phi$  について解けばよい。このとき圧力は、

$$p^{(k_i+1)} = p^{(k_i)} + \frac{\phi^{(k_i+1)}}{\Delta t} \quad (2.16)$$

として修正される。結局、式 (2.16) は SMAC 法において各反復ごとに発散  $D$  を求め直していることと同等であるが、より効率の良い過緩和効果を発揮する。

また  $\phi$  の反復計算はスーパーコンピュータのベクトル計算を考慮してチェビシエフ SLOR 法で解く。

次に以上のスキームを運動する格子系へと拡張する。これには図 2.3 に模式的に示すように 2 段階の手順を踏む。まず式 (2.3) の対流項の対流速度を以下のように



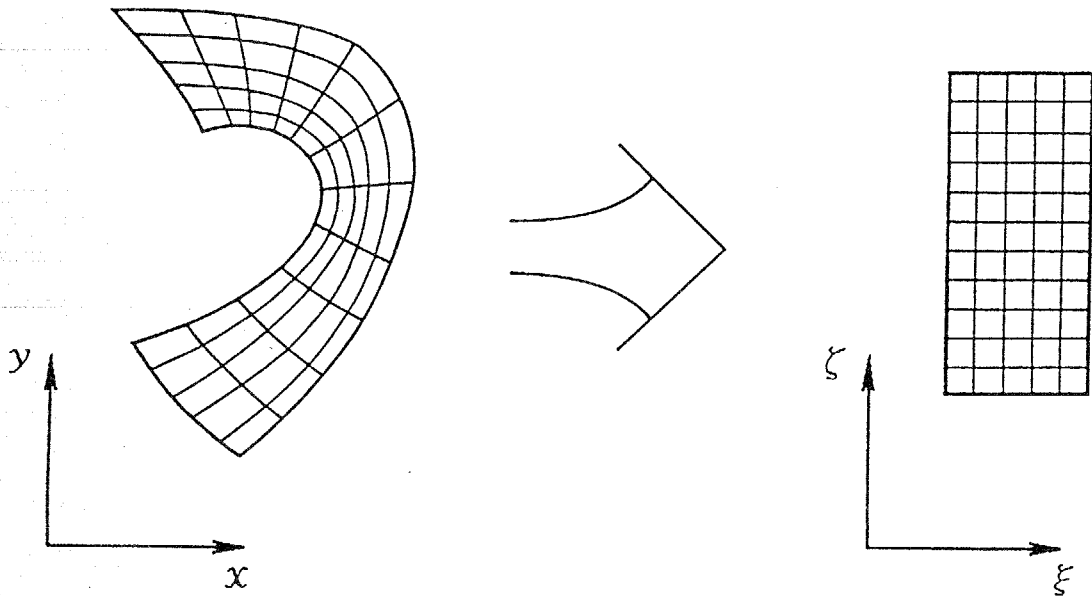


図 2.1: 差分法の座標変換

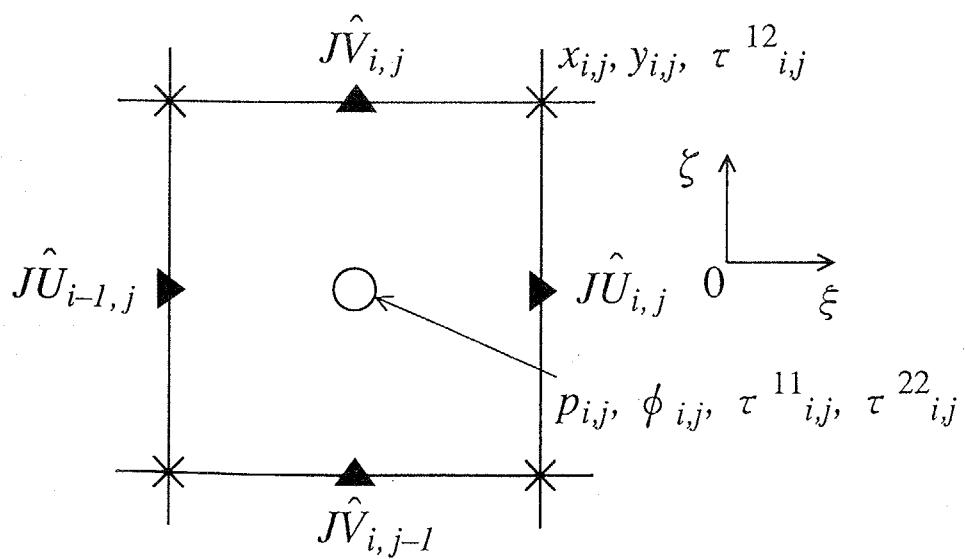


図 2.2: 差分法の変数の定義点

格子反変速度 ( $U_{mesh}, V_{mesh}$ ) に対する相対速度として  $U^*, V^*$  を計算する.

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{J} [(J\hat{U})(J\hat{U} - JU_{mesh})_{\xi} + (J\hat{U})(J\hat{V} - JV_{mesh})_{\zeta}] \\
& + \hat{U} [(JU_{mesh})_{\xi} + (JV_{mesh})_{\zeta}] \\
& + \frac{1}{J^3} [y_{\zeta} \{x_{\xi\xi}(J\hat{U})(J\hat{U} - JU_{mesh}) + x_{\xi\zeta}(J\hat{U} - JU_{mesh})(J\hat{V}) \\
& \quad + x_{\xi\zeta}(J\hat{U})(J\hat{V} - JV_{mesh}) + x_{\zeta\zeta}(J\hat{V} - JV_{mesh})(J\hat{V})\} \\
& \quad - x_{\zeta} \{y_{\xi\xi}(J\hat{U})(J\hat{U} - JU_{mesh}) + y_{\xi\zeta}(J\hat{U} - JU_{mesh})(J\hat{V}) \\
& \quad + y_{\xi\zeta}(J\hat{U})(J\hat{V} - JV_{mesh}) + y_{\zeta\zeta}(J\hat{V} - JV_{mesh})(J\hat{V})\}] \tag{2.17}
\end{aligned}$$

さらに第 2 段階として, このようにして計算した  $U^*, V^*$  は古い時刻の格子で計算した速度であるため, これを次式のようにして新しい時刻の格子の速度成分で観測し直す.

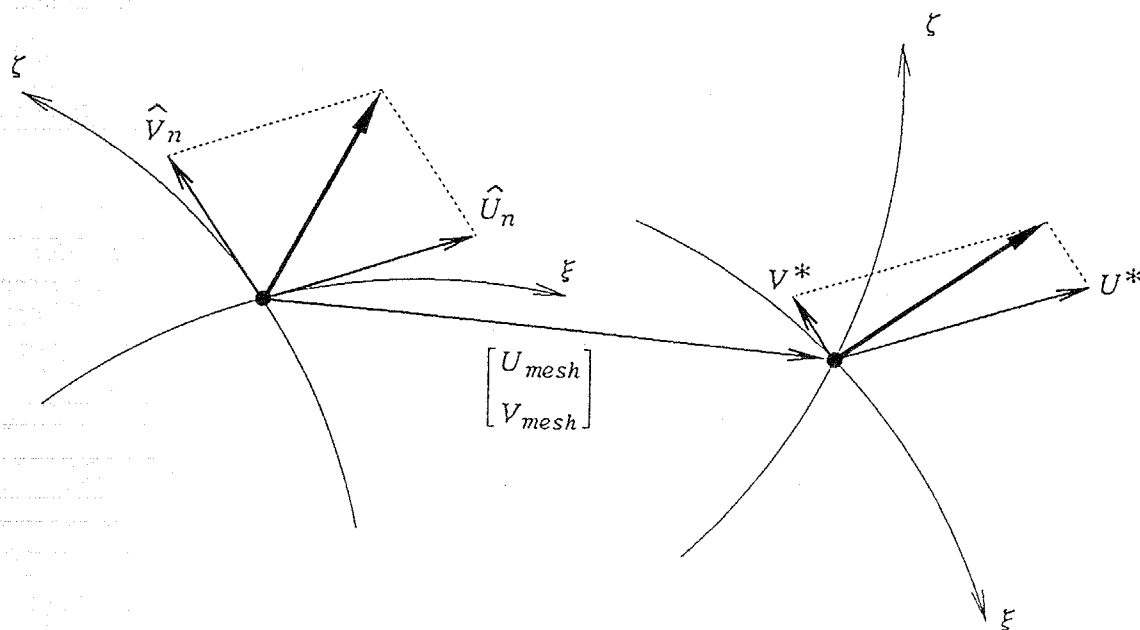
$$(J\hat{U})_{n+1} = y_{\zeta(n+1)}(x_{\xi}U^* + x_{\zeta}V^*) - x_{\zeta(n+1)}(y_{\xi}U^* + y_{\zeta}V^*) \tag{2.18}$$

$$(J\hat{V})_{n+1} = y_{\xi(n+1)}(x_{\xi}U^* + x_{\zeta}V^*) - x_{\xi(n+1)}(y_{\xi}U^* + y_{\zeta}V^*) \tag{2.19}$$

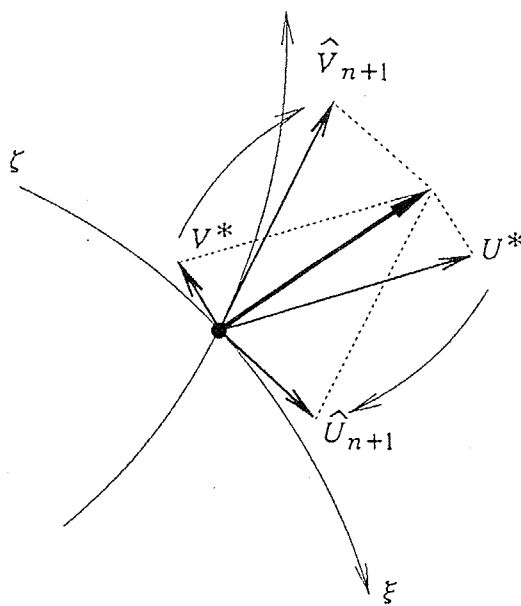
### 2.2.3 計算手順

本手法では時間ステップごとに格子系を新しくする. 計算格子の生成にも反復計算を用いているため, 各時間ステップごとに計算するのでは計算時間がかかりすぎる. しかし本手法で取り扱う物体の運動は振動的であるので, 振動 1 周期分の格子系を先に計算してメモリに蓄え, 毎回, メモリから読み込んで用いることにする. 以下に本手法の計算手順を要約する.

1. 1 周期分の計算格子を求める.
2.  $\Delta t$  後の新しい流速を求める.
3. 新しい格子系で観測し直す.
4. 反復計算により圧力場を修正する.
5. 時間ステップを進め, 手順 2 に戻る.



(a) 第1段階



(b) 第2段階

図 2.3: 運動する格子系への拡張方法

### 2.3 二次元離散渦法

マグロやイルカ等の高速遊泳動物のまわりの流れのレイノルズ数は  $10^6 \sim 10^7$  と高く、粘性によるせん断力が働く領域は剥離点から放出される剥離せん断層のみと考えられる。よってこのせん断層を渦点の列で近似し、ポテンシャル流れと渦点の列の重ね合わせによって流れを表す手法が離散渦法である。従来物体まわりの流れでは物体を写像関数によって変換する方法が用いられていたが、稲室ら [79] は物体表面に分布させた渦によって物体を表す手法を開発し、複雑な形状をした物体まわりの流れや運動する物体まわりの流れ等を解析することが容易になった。この手法を応用しサボニウス風車まわりの流れの解析 [80] や、Weis-Fogh 形船舶推進機構まわりの流れの解析 [45] などが行われている。ここでも写像関数を用いない方法を用いることにする。

2次元非圧縮非粘性流体の渦無し流れすなわち2次元ポテンシャル流れの支配方程式は次式で表される。

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = 0 \quad (2.20)$$

$$\frac{p}{\rho} = f(t) - \frac{1}{2}(u^2 + v^2) - \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (2.21)$$

ここで  $\Phi$  は速度ポテンシャルであり、流速  $u, v$  は

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x}, v = \frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad (2.22)$$

を満たす。一方、循環  $\Gamma$  (時計回りを正とする) の渦点がつくる速度ポテンシャル  $\Phi$  は次式で表される。

$$\Phi = -\frac{\Gamma}{2\pi} \tan^{-1} \frac{y}{x} \quad (2.23)$$

よって渦点がつくる流速は次式となる。

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{y}{x^2 + y^2} \quad (2.24)$$

$$v = \frac{\partial \Phi}{\partial y} = -\frac{\Gamma}{2\pi} \frac{x}{x^2 + y^2} \quad (2.25)$$

次に、剥離せん断層および物体表面の境界を渦点の列によって近似する。薄翼まわりの流れの場合の渦点の定義点を図 2.4 に示す。

物体表面に循環が  $\Gamma_{bv}$  の束縛渦を  $M$  個配置し、束縛渦によって流速の不連続を

表現する。また翼状物体の場合、剥離した渦は翼後縁のみから放出されると考えることができるため、1時間ステップごとに放出渦を後縁から放出させる。

式(2.24)および(2.25)とから、 $x, y$ 方向にそれぞれ一様流が $u_\infty, v_\infty$ である場合、 $N$ 時間ステップ後の任意の $x, y$ における流速は、一様流と渦点のつくる流速を重ね合わせることによって以下のように表される。

$$u = u_\infty + \sum_{j=1}^M \frac{\Gamma_{bv(j)}}{2\pi} \frac{(y - y_{bv(j)})}{(x - x_{bv(j)})^2 + (y - y_{bv(j)})^2} + \sum_{k=1}^N \frac{\Gamma_{sv(k)}}{2\pi} \frac{(y - y_{sv(k)})}{(x - x_{sv(k)})^2 + (y - y_{sv(k)})^2} \quad (2.26)$$

$$v = v_\infty - \sum_{j=1}^M \frac{\Gamma_{bv(j)}}{2\pi} \frac{(x - x_{bv(j)})}{(x - x_{bv(j)})^2 + (y - y_{bv(j)})^2} - \sum_{k=1}^N \frac{\Gamma_{sv(k)}}{2\pi} \frac{(x - x_{sv(k)})}{(x - x_{sv(k)})^2 + (y - y_{sv(k)})^2} \quad (2.27)$$

ただし $x_{bv}, y_{bv}$ および $x_{sv}, y_{sv}$ はそれぞれ束縛渦、放出渦の位置である。

放出渦の減衰を考慮しなければ、 $k = 1 \sim N - 1$ までの $\Gamma_{sv}$ は時間によって変化しないため既知である。よって未知数の数は束縛渦の循環 $\Gamma_{bv(j)}$  ( $j = 1 \sim N$ )と $N$ 時間ステップに放出される放出渦の大きさ $\Gamma_{sv(N)}$ の合計 $M + 1$ 個である。これらの未知数を決定する条件はまず束縛渦の間に設けられた $M$ 個の標点における流速の鉛直方向成分が物体の運動速度と等しいというものである。この条件は $M$ 個であるが、もう1つは次式で表される Kelvin の定理である。

$$\sum_{j=1}^M \Delta\Gamma_{bv(j)} + \Gamma_{sv(N)} = 0 \quad (2.28)$$

ただし、 $\Delta\Gamma_{bv}$ は束縛渦の時間変化量を表す。これらの条件から束縛渦と放出渦の強さを決定し放出渦の位置の流速を求め、放出渦を $\Delta t$ の間だけその流速で移動させ時間ステップを次に進める。これを繰り返す。ただし本章における計算では束縛渦および放出渦の大きさは一様流に比べて十分小さいと考え、放出渦の移動速度は常に一様流速と等しいとした。

また物体に加わる流体力は、非定常流れに拡張された Blasius の式により以下のように表される。

$$F_{px} - iF_{py} = \frac{i\rho}{2} \oint_C \left(\frac{dW}{dz}\right)^2 dz + i\rho \frac{\partial}{\partial t} \oint_C \bar{W} dz \quad (2.29)$$

ただし、 $C$ は物体を取り囲む任意の閉曲線である．式(2.29)の積分を実行すると次式が得られる．

$$\begin{aligned}
 F_{px} - iF_{py} = & \rho[-i(u_\infty - iv_\infty) \sum_{j=1}^M \Gamma_{bv(j)} \\
 & - \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^M \sum_{k=1}^N \Gamma_{bv(j)} \Gamma_{sv(k)} \frac{1}{z_{sv(k)} - z_{bv(j)}} \\
 & + i \sum_{j=1}^M \frac{\partial \Gamma_{bv(j)}}{\partial t} z_{bv(j)} + i \sum_{k=1}^N \frac{\partial \Gamma_{sv(k)}}{\partial t} z_{sv(k)}] \quad (2.30)
 \end{aligned}$$

式(2.30)を用いて物体に加わる流体力を計算する．ここで式(2.30)の大括弧中の4項はそれぞれ、第1項は一様流による準定常揚力、第2項は後流の放出渦による揚力、第3、4項は付加質量の慣性力を表している．

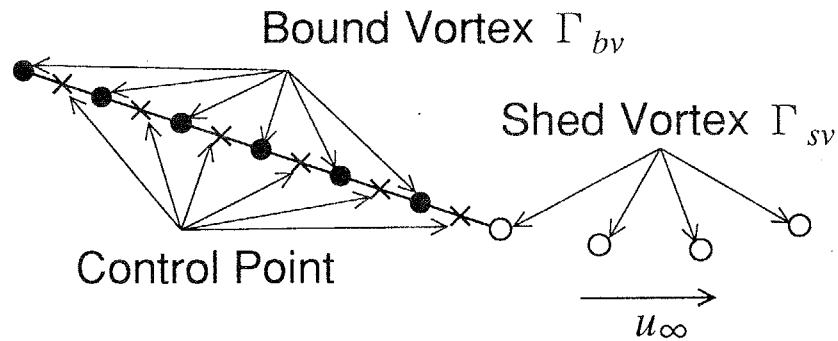


図 2.4: 渦点の定義点

## 2.4 振動平板まわりの流れの解析による差分法と離散渦法の比較

差分法と離散渦法の比較検討を行うため、図 2.5 に示すような振動平板まわりの流れの解析を行う。ただし、平板を魚類の尾ひれのような推進機構とみなし、その推力特性を比較する。平板は  $y$  軸方向の並進運動(ヒービング)と回転運動(ピッチング)の 2 自由度振動をする。

$$h(t) = -h_0 \sin(\omega t) \quad (2.31)$$

$$\alpha(t) = \alpha_0 \sin(\omega t + \phi) \quad (2.32)$$

ここで、 $h_0, \alpha_0$  はそれぞれヒービングとピッチングの振幅であり、 $\phi$  は位相差を表す。ピッチングの軸は平板の中心とする。ヒービングとピッチングの振幅比は、以下のフェザリングパラメータ  $\theta$  によって表す。

$$\theta = \frac{\alpha_0 u_\infty}{h_0 \omega} \quad (2.33)$$

$\theta = 0$  の場合ピッチングの大きさは 0 となり、 $\theta = 1$  の場合平板の傾きはピッチング軸が描く軌跡の接線と一致する。

図 2.6 に差分法の解析領域を示す。流体は左方より一様流入し、右方から自由流出する。上下境界はすべり壁とした。図 2.7 に計算格子、表 2.1 に計算諸元を示す。ただし、表中  $c$  は平板全長を表わす。

表 2.1: 計算諸元

FDM	Number of Grid	80 × 40
	Time step / cycle	500
	Reynolds Number	16000
DVM	Division for Flat Plate	20
	Time step / cycle	100
Common	Heaving Amplitude	0.2c
	Angular Frequency	0.4π

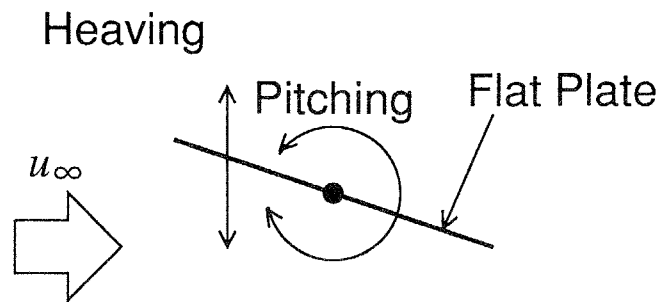


図 2.5: 解析モデル

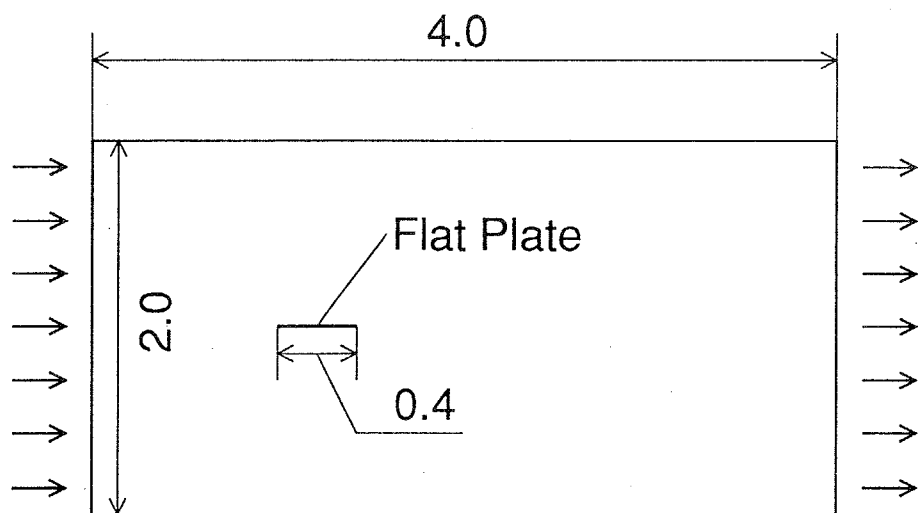
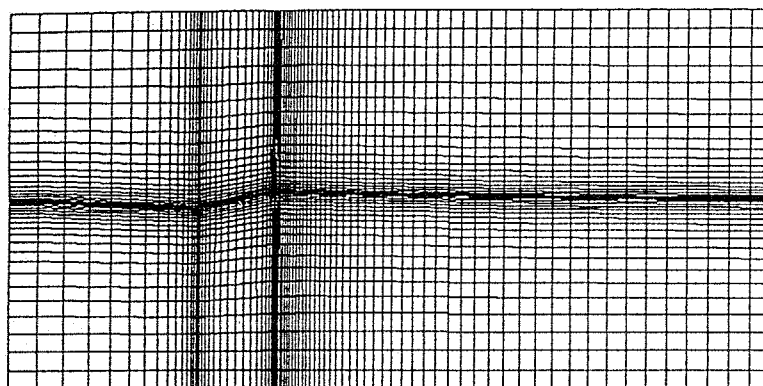
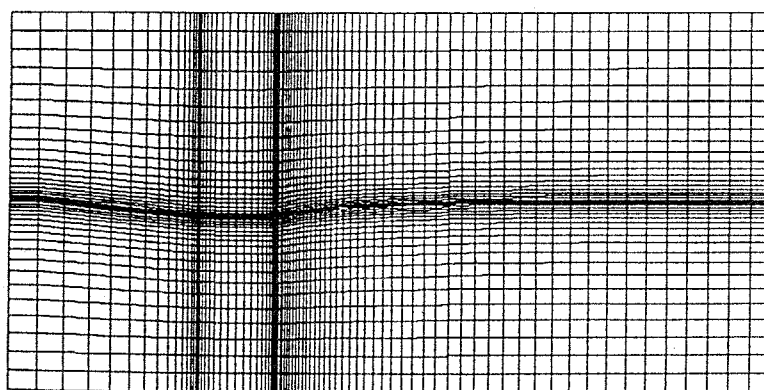


図 2.6: 差分法の解析領域





(a)  $t=0$



(b)  $t=0.25$

図 2.7: 差分法の計算格子

図 2.8 に差分法により計算した流れ場の流線，図 2.9 に圧力分布を示す．平板の後縁から渦が放出されているのが確認できる．図 2.10 はフェザリングパラメータ  $\theta$  と，以下で定義される推力係数  $C_T$  の関係である．

$$C_T = \frac{\bar{P}}{\omega^2 h_0^2 a}$$

ここで， $\bar{P}$  は時間平均した推力， $a$  は平板長さの  $1/2$  である．また図 2.11 に平板の推進運動の推進効率を示す．黒丸実線が差分法による解，一点鎖線と破線が離散渦法による解である．離散渦法による解が2種類あることは，以下の理由による．

離散渦法では式 (2.29) より平板に働く流体力を計算すると，平板前縁において平行方向に吸引力が働く．これは離散渦法では平板前縁で流速が無限大となるためであるが，実際には翼形でない平板の場合には，流速は無限大とはならず剥離し，吸引力の方向は変化する．この場合には吸引力は上方に働くと考え吸引力を非線形揚力として扱うと，流体力はよく一致することが知られている [81]．よってこのように吸引力の方向の修正を行った結果が図の破線であり，行わなかった結果が一点鎖線である．

これらの図より明らかなように，修正を行った離散渦法の結果と差分法の結果はよく一致しており，このような剥離領域の限定される流れを解析するには離散渦法でも十分であることが明らかになった．

また表 2.2 に差分法と離散渦法の計算時間の比較結果を示す．ただし使用計算機は，本学情報処理センターに設置されていたスーパーコンピュータ ETA<sup>10</sup> である．離散渦法の計算時間は差分法の約  $1/150$  であり，その精度も考慮すると，本研究で対象とするような剥離領域の限定できる流れでは離散渦法が適していることが明らかになった．

表 2.2: 差分法と離散渦法の計算時間の比較

	CPU Time
DVM	12 [sec]
FDM	32 [min] 36 [sec]

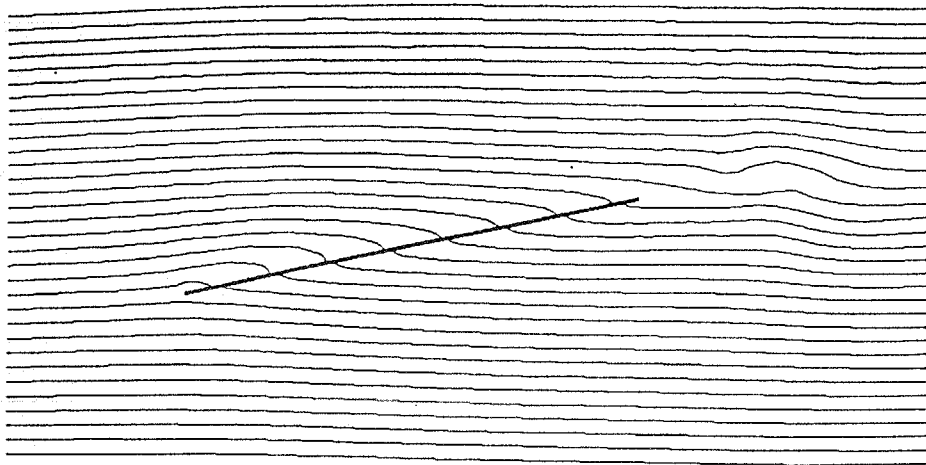


図 2.8: 差分法の流線 ( $t = 2$ )

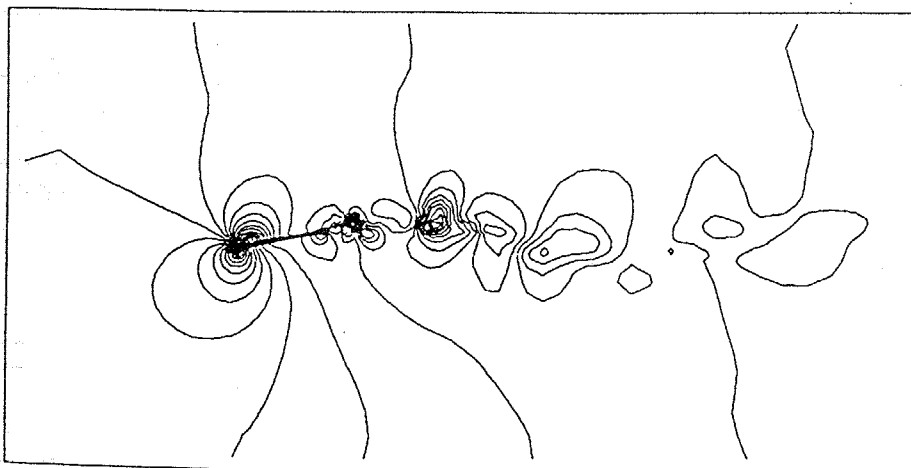


図 2.9: 差分法の圧力分布 ( $t = 2$ )

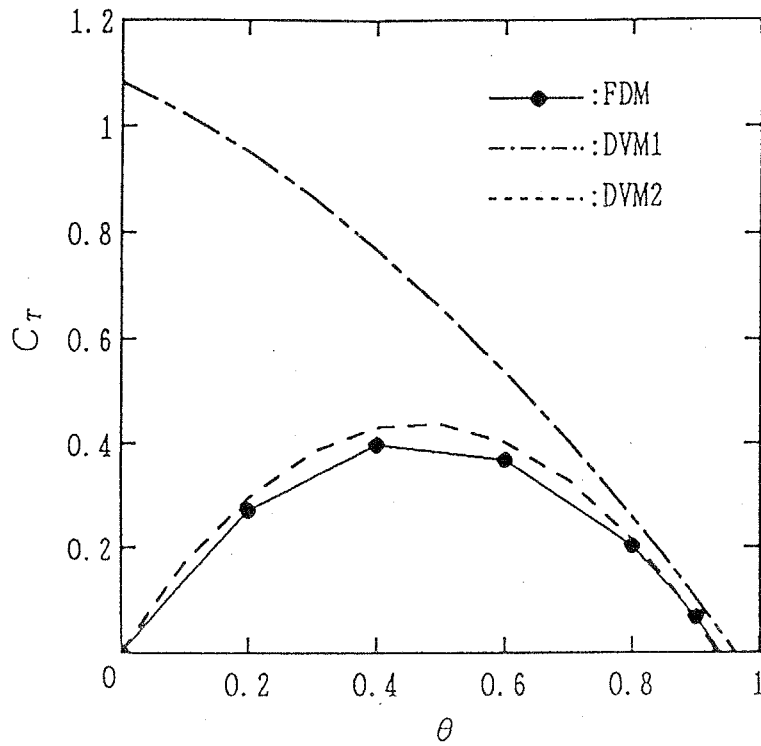


図 2.10: フェザリングパラメータと推力係数の関係

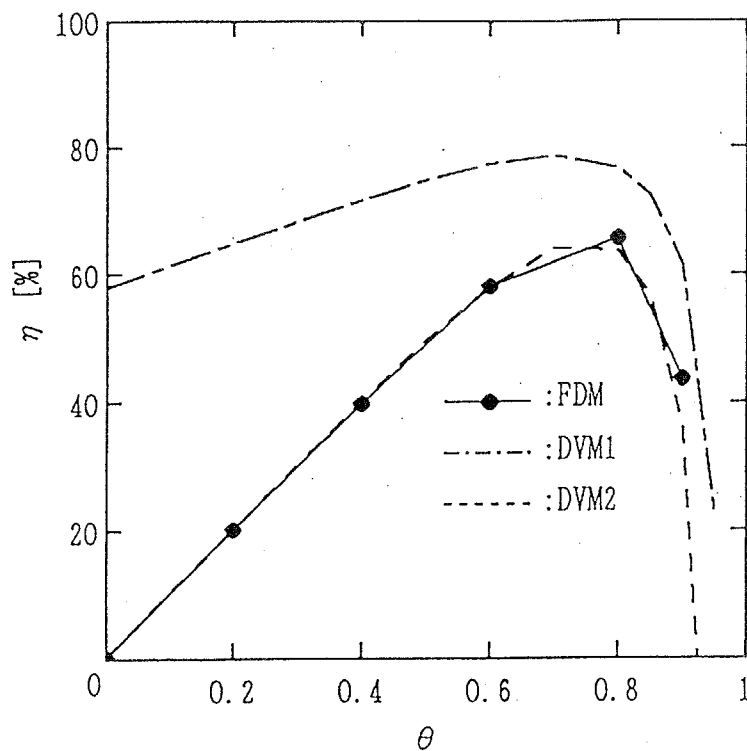


図 2.11: フェザリングパラメータと推進効率の関係

## 2.5. 結言

### 2.5 結言

本章ではまず屈曲形水中推進機構の二次元3関節モデルを解析する準備段階として、運動物体を含む流れ場を効率的に解く解析方法として従来から用いられている差分法と離散渦法とを比較検討した。解析例として推進機構と見なした振動平板まわりの流れを取り上げ、その推力・推進効率特性および計算時間を比較した。その結果離散渦法でも魚類の尾ひれのような剥離領域の少ない流れでは十分精度良く計算することができる上、計算時間も差分法の1/150ですむことが明らかになり、二次元3関節モデルの流体解析法として適していることがわかった。



## 第 3 章

# 二次元・三次元離散渦法に基づく 3 関節モデルの解析手法

### 3.1 緒言

本章では、まず前章で妥当性を確認した離散渦法に基づき、屈曲形水中推進機構の二次元 3 関節モデルに対する、機構・流体連成系解析手法について述べる。従来の離散渦法は連成問題を直接的には扱うことができないため、反復計算を用いた数値解析手法を提案する。また、次章での三次元形状をした実験機との比較のため、二次元解析手法を拡張した三次元離散渦法に基づく解析手法をも提案する。これは、二次元 3 関節モデルと比較するための実験においては、三次元性の影響が全くない機構を実現することが困難なためである。ただし前章で差分法との比較をおこなった二次元の場合と異なり、三次元の場合は流体解析法としての妥当性を検証する必要がある。そこで、三次元流体中における静止矩形平板に発生する揚力を、本三次元解析手法により計算し、航空機の細長物体の理論による線形化手法と比較することにより、流体解析法としての妥当性を検証する。

## 3.2 二次元離散渦法に基づく機構・流体連成系の反復解法

### 3.2.1 解析モデルおよび基礎式

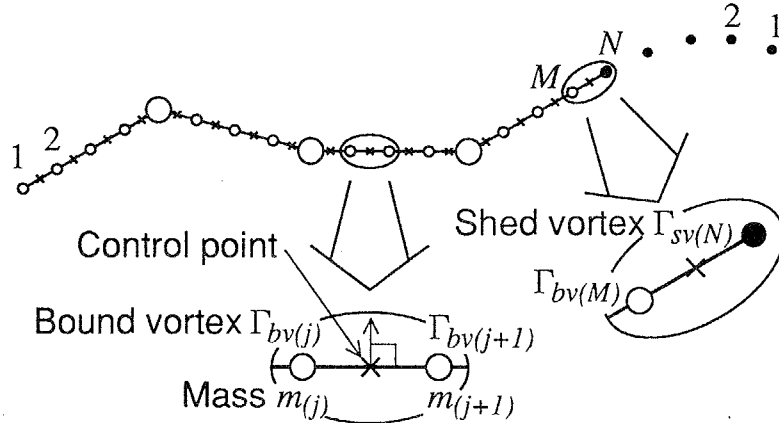


図 3.1: 3 関節屈曲形水中推進機構の二次元解析モデル

図 3.1 に、離散渦法に基づく、3 関節矩形推進機構の二次元解析モデルを示す。計算の簡略化のため機構の厚さを無視し、機構上下面の速度差および剥離せん断層をそれぞれ束縛渦 (強さ  $\Gamma_{bv}(j)$ ,  $(j = 1 \sim M)$ ), 放出渦 (強さ  $\Gamma_{sv}(k)$ ,  $(k = 1 \sim N)$ ) の渦点の列により近似する。また図 3.1 に示されるように、束縛渦の midpoint に、速度の境界条件を満たすための標点を設ける。このとき、任意の点  $(x, y)$  における、一様流と  $M$  個の束縛渦および  $N$  個の放出渦の誘起する流速は、2 章と同様に式 (2.24) および式 (2.25) で表される。

$$u = u_{\infty} + \sum_{j=1}^M \frac{\Gamma_{bv(j)}}{2\pi} \frac{(y - y_{bv(j)})}{(x - x_{bv(j)})^2 + (y - y_{bv(j)})^2} + \sum_{k=1}^N \frac{\Gamma_{sv(k)}}{2\pi} \frac{(y - y_{sv(k)})}{(x - x_{sv(k)})^2 + (y - y_{sv(k)})^2} \quad (3.1)$$

$$v = v_{\infty} - \sum_{j=1}^M \frac{\Gamma_{bv(j)}}{2\pi} \frac{(x - x_{bv(j)})}{(x - x_{bv(j)})^2 + (y - y_{bv(j)})^2} - \sum_{k=1}^N \frac{\Gamma_{sv(k)}}{2\pi} \frac{(x - x_{sv(k)})}{(x - x_{sv(k)})^2 + (y - y_{sv(k)})^2} \quad (3.2)$$

また機構に加わる流体力  $F_{px}$ ,  $F_{py}$  は、式 (2.30) より求める。しかし離散渦法では流体の粘性により機構に加わる抵抗を考慮することができない。よって本解析法で



は、機構が流体中に平行に静止した状態の抵抗（基本抵抗と呼ぶ）を実験により流速の関数として同定し、その結果を  $F_{px}, F_{py}$  に加え合わせ機構に作用する力  $F_x, F_y$  を求める。

実際の抵抗の同定方法については次章で詳しく述べるが、ここでは同定した抵抗をどのように解析プログラムに組み込むかについて述べる。

図 3.2 に抵抗の組み込み方を模式的に示す。基本抵抗を分布力として測定することは困難なため、推進機構全体に加わる抵抗を測定する。測定した抵抗は一様に標点の定義点に加わると考え、推進機構と流体との相対速度を  $u_{rel}$  とし、基本抵抗を  $u_{rel}$  の関数  $F_D(u_{rel})$  とすると各標点に加わる部分力  $F'_{D(i)}(u_{rel})$  ( $i = 1 \sim M$ ) は次式で表される。

$$F'_{D(i)}(u_{rel}) = \frac{F_D(u_{rel})}{M} \quad (3.3)$$

すなわち推進機構各部に均等に分配することにする。また図 3.2 (c) のように推進機構関節変位が 0 でない場合、 $u_{rel}$  は推進機構の各要素に平行な成分をとり、 $F'_{D(i)}(u_{rel})$  も推進機構に平行な方向に働くとする。

また機構質量は離散化した質点 ( $m_{(j)}$ ) で近似し、機構の運動は各関節の屈曲角のみをあらかじめ与えることにする。このように屈曲角を与えた場合、機構の質量中心の並進および質量中心まわりの回転運動の 3 自由度の運動のみが未知となる。絶対座標から見た質量中心の運動量方程式および質量中心まわりの角運動量方程式は次式で表される。

$$\sum_{j=1}^M (m_{(j)} \frac{\partial^2 x_{bv(j)}}{\partial t^2}) = \sum_{j=1}^M F_{x(j)} \quad (3.4)$$

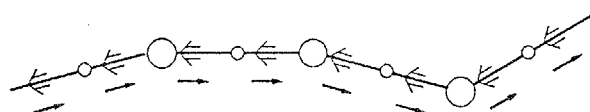
$$\sum_{j=1}^M (m_{(j)} \frac{\partial^2 y_{bv(j)}}{\partial t^2}) = \sum_{j=1}^M F_{y(j)} \quad (3.5)$$

$$\sum_{j=1}^M (I_{(j)} \frac{\partial^2 \theta_{bv(j)}}{\partial t^2}) = \sum_{j=1}^M T_{\theta(j)} \quad (3.6)$$

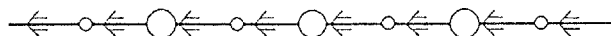
ここで  $x_{bv}, y_{bv}$  は束縛渦の位置であり、 $I_{(j)}$  は  $j$  番目の束縛渦の定義点の重心まわりのイナーシャ、 $F_{x(j)}, F_{y(j)}, T_{\theta(j)}$  はそれぞれ  $j$  番目の定義点が流体から受ける  $x$  方向、 $y$  方向の力および重心まわりのモーメントである。

### 3.2.2 解析方法

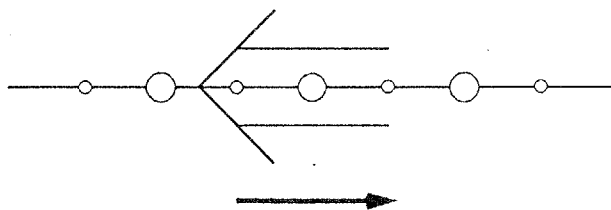
流れ場における未知量は  $M$  個の束縛渦および 1 個の放出渦の合計  $M+1$  個であるが、これらの未知量は図 3.1 中の  $\times$  で示された、束縛渦の中間に設けられた  $M$



(a) 全体の抵抗を測定



(b) 均等に分布力に分割



(c) 推進機構の各部分に平行に働く

図 3.2: 粘性流体中での抵抗の組み込み方

個の標点における機構に垂直な方向の流速の境界条件, および式 (2.28) で表される Kelvin の定理により離散化した時間ステップ毎に決定される.

ここで上記の流速の境界条件は機構の運動より定まるが, 機構の運動は機構に加わる流体力を求め式 (3.4), (3.5), (3.6) の運動方程式を解くことによって求まるため, 機構の運動と渦の強さは同時に決定しなければならない. そこで以下に手順を示す反復計算により決定する.

まず機構の運動を仮に与え, 流速の境界条件および Kelvin の定理を満たすよう束縛渦および放出渦の強さを修正する. すなわち仮の渦の強さをを用いて式 (2.24) および式 (2.25) より  $i$  番目の標点の機構に垂直な方向の流速が求まる. その流速と満たすべき境界条件の流速との差を  $\Delta u(i)$  とし,  $i$  番目の束縛渦の  $i$  番目の標点の流速に対する影響係数 (式 (2.24), 式 (2.25) より求まる) を  $c(i)$  とすると, 束縛渦は

$$\Gamma_{bv(i)\text{new}} = \Gamma_{bv(i)\text{old}} - \text{RF}_{bv} \frac{\Delta u(i)}{c(i)} \quad (i = 1 \sim M) \quad (3.7)$$

として修正される.  $\text{RF}_{bv}$  は束縛渦の緩和係数である. また放出渦は式 (2.28) の左辺の値が  $\Delta \Gamma$  のとき,

$$\Gamma_{sv(N)\text{new}} = \Gamma_{sv(N)\text{old}} - \text{RF}_{sv} \Delta \Gamma \quad (3.8)$$

として修正される.  $\text{RF}_{sv}$  は放出渦の緩和係数である.

次に修正した仮の渦の強さによる流体力および粘性による抵抗より, 機構に加わる力を求め, 運動方程式を満たすよう機構の運動を修正する. すなわち  $x$  方向の運動方程式を例にとると ( $y$  方向, 回転方向についても同様)

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2 (N)} \simeq \frac{x_{(N+1)} - 2x_{(N)} + x_{(N-1)}}{\Delta t^2} \quad (3.9)$$

と差分近似することにより,  $x_{(N)}, x_{(N-1)}$  は既知ゆえ式 (3.4) の左辺と右辺の差を  $\Delta F_x$  とすると

$$x_{(N+1)\text{new}} = x_{(N+1)\text{old}} - \text{RF}_x \Delta F_x \quad (3.10)$$

として修正される.  $\text{RF}_x$  は  $x$  の緩和係数である.

そして機構の運動の変化により流速の境界条件が変化したため, 再び束縛渦および放出渦の強さを修正する.

各時間ステップにおいて, 以上の計算を境界条件, Kelvin の定理および機構の運動方程式のすべての誤差量  $\Delta u(i), \Delta \Gamma, \Delta F_x, \Delta F_y, \Delta F_\theta$  がそれぞれ  $\varepsilon_{bv}, \varepsilon_{sv}, \varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_\theta$  より小さくなるまで繰り返す. 緩和係数  $\text{RF}_{bv}, \text{RF}_{sv}, \text{RF}_x, \text{RF}_y, \text{RF}_\theta$  は, 計算実

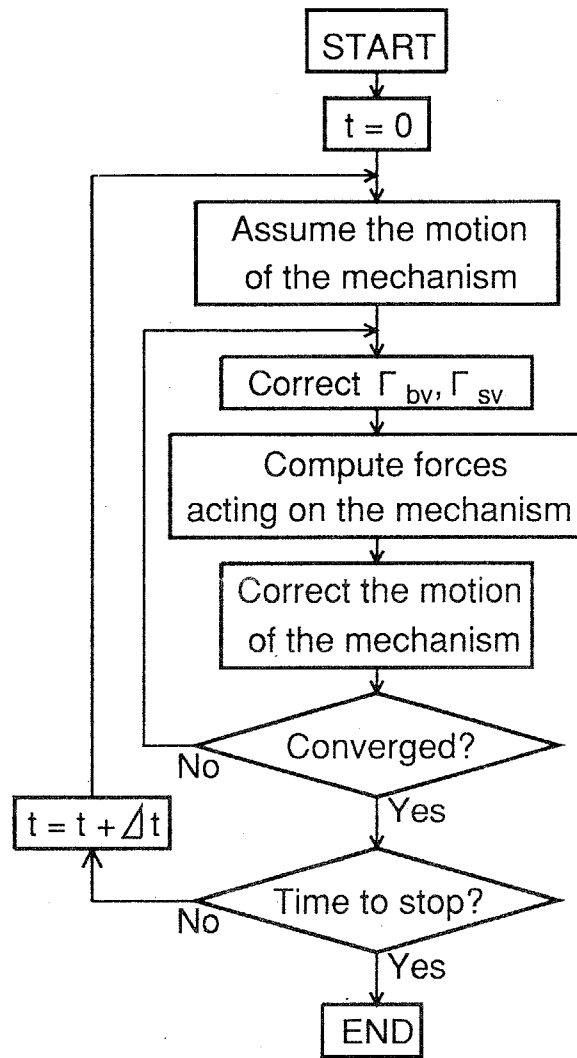


図 3.3: 計算アルゴリズム

験により決定する。以上の計算アルゴリズムを図 3.3 に示す。

### 3.3 三次元離散渦法に基づく機構・流体連成系の反復解法

#### 3.3.1 基礎方程式

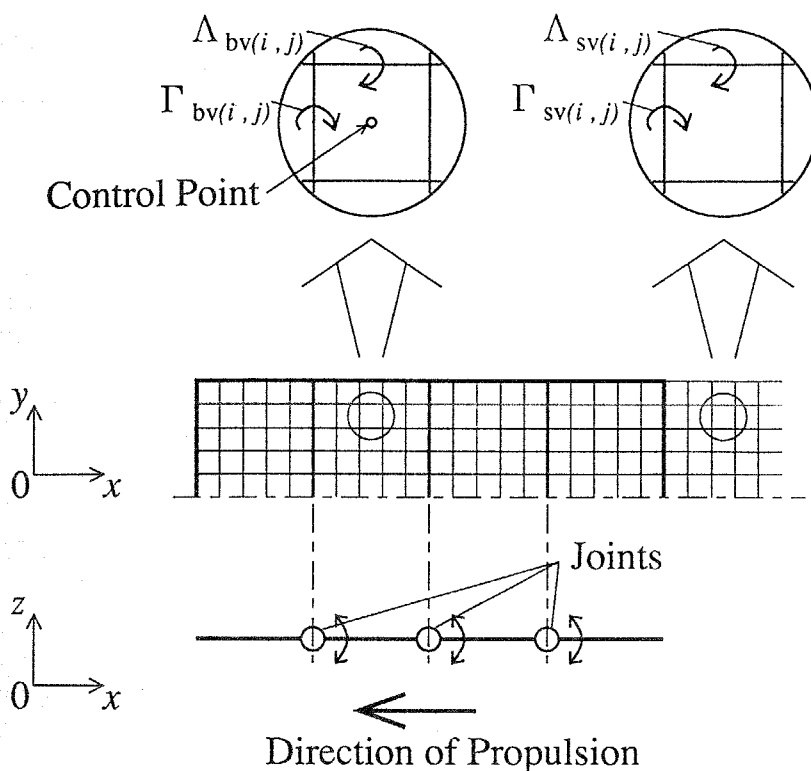


図 3.4: 解析モデル

図 3.4 に三次元解析モデルを示す。流れは高レイノルズ数の三次元非圧縮粘性流と考え、渦格子法 [82] と同様、薄翼とみなした機構平板上および後流面上に、 $y$  軸方向を軸とする渦  $\Gamma$  および  $y$  軸に垂直な方向を軸とする渦  $\Lambda$  を図 3.4 のように線分状に離散化して配置する。前節の二次元の場合とは異なり、推進機構の運動は  $(x, z)$  平面上であり、図 3.1 の二次元の場合の紙面に垂直な方向を  $y$  とする。ただし流れの対称性を考慮し、中心より片側のみにおいて変数は定義する。また渦度の減衰モデル等は用いず、放出渦の強さは一旦放出された後は変化しないものとする。

図 3.5(a) に示す  $y$  軸に平行な線分渦 (強さ  $\Gamma$ ) がつくる、点  $(x, y, z)$  における誘導速度の  $x$  方向および  $z$  方向成分は

$$u_x = \frac{\Gamma}{4\pi} \int_{y_a}^{y_b} \frac{(z - z_c)}{\{(x - x_c)^2 + (y - \tau_0)^2 + (z - z_c)^2\}^{3/2}} d\tau_0$$

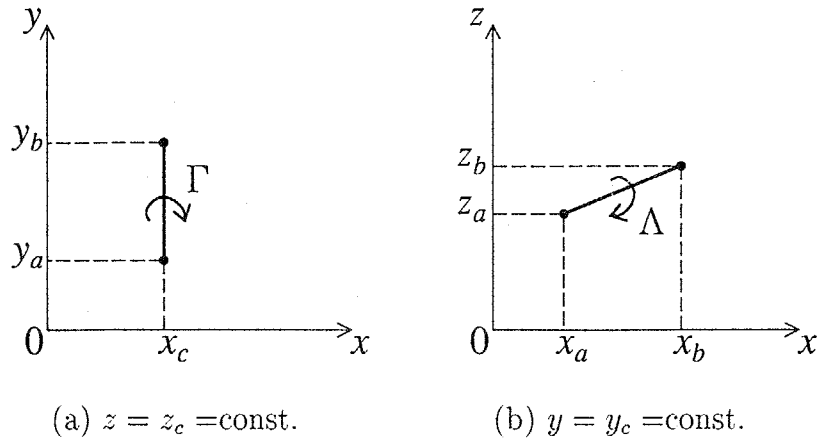


図 3.5: 変数の定義

$$= \frac{\Gamma}{4\pi} \cdot \frac{(z - z_c)}{(x - x_c)^2 + (z - z_c)^2} \cdot \left\{ \frac{y_b - y}{\sqrt{(x - x_c)^2 + (y - y_b)^2 + (z - z_c)^2}} - \frac{y_a - y}{\sqrt{(x - x_c)^2 + (y - y_a)^2 + (z - z_c)^2}} \right\} \quad (3.11)$$

$$v = \frac{\Gamma}{4\pi} \int_{y_a}^{y_b} \frac{-(x - x_c)}{\{(x - x_c)^2 + (y - \tau_0)^2 + (z - z_c)^2\}^{3/2}} d\tau_0$$

$$= \frac{\Gamma}{4\pi} \cdot \frac{-(x - x_c)}{(x - x_c)^2 + (z - z_c)^2} \cdot \left\{ \frac{y_b - y}{\sqrt{(x - x_c)^2 + (y - y_b)^2 + (z - z_c)^2}} - \frac{y_a - y}{\sqrt{(x - x_c)^2 + (y - y_a)^2 + (z - z_c)^2}} \right\} \quad (3.12)$$

となる。図 3.5(b) の  $y$  軸に垂直な渦線 (強さ  $\Lambda$ ) の場合も同様に  $u, v$  は

$$u = \frac{\Lambda}{4\pi} \int_{x_a}^{x_b} \frac{-(y - y_c) K d\xi_0}{\{(x - \xi_0)^2 + (y - y_c)^2 + (z - \zeta_0)^2\}^{3/2}} \quad (3.13)$$

$$v = \frac{\Lambda}{4\pi} \int_{x_a}^{x_b} \frac{(y - y_c) d\xi_0}{\{(x - \xi_0)^2 + (y - y_c)^2 + (z - \zeta_0)^2\}^{3/2}} \quad (3.14)$$

となる。ただし

$$K = \frac{z_b - z_a}{x_b - x_a} \quad (3.15)$$

であり、 $z_0$  は線分上にある  $x = \xi_0, y = y_c$  の点の  $z$  座標である。ここで  $y$  軸に垂直な渦線の場合、積分を容易にするため以下の座標変換を行う。

$$x' = \frac{1}{l} \{ (x - x_a)(x_b - x_a) + (z - z_a)(z_b - z_a) \} \quad (3.16)$$

$$z' = \frac{1}{l} \{ -(x - x_a)(z_b - z_a) + (z - z_a)(x_b - x_a) \} \quad (3.17)$$

ただし

$$l = \sqrt{(x_b - x_a)^2 + (z_b - z_a)^2} \quad (3.18)$$

である。これにより  $u, v$  は

$$u = \frac{\Lambda}{4\pi} \frac{-(y - y_c)}{(y - y_c)^2 + z'^2} K \left\{ \frac{l - x'}{\sqrt{(x' - l)^2 + (y - y_c)^2 + z'^2}} - \frac{-x'}{\sqrt{x'^2 + (y - y_c)^2 + z'^2}} \right\} \quad (3.19)$$

$$v = \frac{\Lambda}{4\pi} \frac{y - y_c}{(y - y_c)^2 + z'^2} \left\{ \frac{l - x'}{\sqrt{(x' - l)^2 + (y - y_c)^2 + z'^2}} - \frac{-x'}{\sqrt{x'^2 + (y - y_c)^2 + z'^2}} \right\} \quad (3.20)$$

となる。

束縛渦と放出渦は二次元の場合と同様、以下のケルビンの定理により関係づけられる。

$$\sum_{i=1}^M \Delta \Gamma_{bv(i,j)} + \Gamma_{sv(k,j)} = 0 \quad (3.21)$$

ただし  $\Delta \Gamma_{bv(i,j)}$  は束縛渦の強さの 1 時間ステップ間の時間変化量である。また次式により  $\Gamma$  と  $\Lambda$  が関係づけられる。

$$\{\Gamma_{bv(i,j+1)} - \Gamma_{bv(i,j)}\} + \{\Lambda_{bv(i,j)} - \Lambda_{bv(i-1,j)}\} = 0 \quad (3.22)$$

また機構の上下エッジにおいては、 $\Gamma$  渦の大きさは0とする。

機構に働く流体力は Blasius の式より求められる。粘性流体中で受ける抵抗の組み込み方は、二次元の場合と同様である。

### 3.3.2 解析方法

線分状の束縛渦および放出渦の大きさは、格子の midpoint に設けられた  $M \times N$  個の標点 (Control Point) における流速が、機構の速度と一致するよう決定される。流体と機構の運動とは連成しているため、両者を各時間ステップごとに反復計算により同時に求める。反復計算の基本概念は二次元の場合と同様であるが、三次元になったことにより、具体的手順は若干異なる。以下に手順を示す。

まず機構の運動を仮に与え、各渦の標点における流速への寄与を計算し、標点の機構に垂直な方向の流速を求める。その流速と満たすべき境界条件の流速との差を  $\Delta u_{(i,j)}$  とし、式 (3.11), (3.12) より求まる  $\Gamma_{bv(i,j)}$  の標点  $(i,j)$  の流速に対する影響係数を  $c_{(i,j)}$  とすると、 $\Gamma_{bv(i,j)}$  は

$$\Gamma_{bv(i,j)\text{new}} = \Gamma_{bv(i,j)\text{old}} - \alpha_1 \frac{\Delta u_{(i,j)}}{c_{(i,j)}} \quad (3.23)$$

と修正される。 $\alpha_1$  は修正緩和係数である。次に式 (3.22) の左辺の値を  $\Delta \Lambda_{(i,j)}$  とすると、 $\Lambda_{bv(i,j)}$  は

$$\Lambda_{bv(i,j)\text{new}} = \Lambda_{bv(i,j)\text{old}} - \alpha_2 \Delta \Lambda_{(i,j)} \quad (3.24)$$

と修正される。 $\alpha_2$  は修正緩和係数である。式 (3.23) および式 (3.24) を  $i = 1 \sim M$  について行ったのち、 $\Gamma_{sv(k,j)}$  の修正を行う。式 (3.21) の左辺の値を  $\Delta \Gamma_k$  とすると、 $\Gamma_{sv(k,j)}$  は

$$\Gamma_{sv(k,j)\text{new}} = \Gamma_{sv(k,j)\text{old}} - \alpha_3 \Delta \Gamma_k \quad (3.25)$$

として修正される。 $\alpha_3$  は修正緩和係数である。次に  $j = j + 1$  とし、同様の手順を  $j = 1 \sim N$  まで繰り返す。その後機構に加わる流体力を計算し、運動方程式を満たすよう機構の運動を修正する。 $x$  方向の運動を例にとり (回転方向についても同様)、機構上の任意の点の時間ステップ  $k$  での  $x$  方向座標を  $x_{(k)}$  とすると、

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} \simeq \frac{x_{(k+1)} - 2x_{(k)} + x_{(k-1)}}{\Delta t^2} \quad (3.26)$$

と差分近似することにより、 $x_{(k)}, x_{(k-1)}$  は既知ゆえ運動方程式の誤差量を  $\Delta F_x$  とすると  $x_{(k+1)}$  は



$$x_{(k+1)\text{new}} = x_{(k+1)\text{old}} - \alpha_4 \Delta F_x \quad (3.27)$$

として修正される。 $\alpha_4$  は修正緩和係数である。この運動の修正により標点における流速の境界条件が変化するため、再び手順の初めに戻り  $\Gamma, \Lambda$  を修正する。一つの時間ステップ  $k$  において、以上のループをすべての誤差量が十分小さくなるまで繰り返したのち、時間ステップを進めていく。緩和係数  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$  は計算実験により決定する。

### 3.3.3 線形理論との比較

三次元解法の妥当性を検証するため、一様定常流中に置かれたアスペクト比  $AR = 1/2$  の静止矩形平板翼に働く揚力を求める。一般に  $AR < 1$  のような低アスペクト比の縦長翼では、細長物体の理論 [81] によると、以下の簡単な線形式により揚力係数  $C_L$  を計算することができる。

$$C_L = \frac{1}{2} \pi AR \cdot \alpha_a \quad (3.28)$$

この線形式による解と本手法による解を比較する。

図 3.6 に、用いた 3 種類の計算格子を示す。(a) の格子は  $20 \times 5$  で等分割、(b) の格子も  $20 \times 5$  であるが、 $y$  方向に関してはエッジ近辺ほど流れの諸量の変化が激しいことを考慮して不等分割している。(c) の格子は  $20 \times 10$  で等分割である。表 1 に迎角  $\alpha_a = 10^\circ$  として計算した  $C_L$  および線形式に対する誤差  $\varepsilon$  を示す。(a) および (b) の格子による値は線形式による値に比べやや大きい。一般に細長物体の理論では  $C_L$  は大きめになることが知られているため、それよりもさらに大きいことは好ましくない。しかし (c) の格子による値は線形式による値と良く一致しており、本三次元解析手法の妥当性が確認できる。また (a) の格子に比べ (b) の格子による値の方がむしろ大きめなことから、この場合には不等分割の利点はあまりないようである。

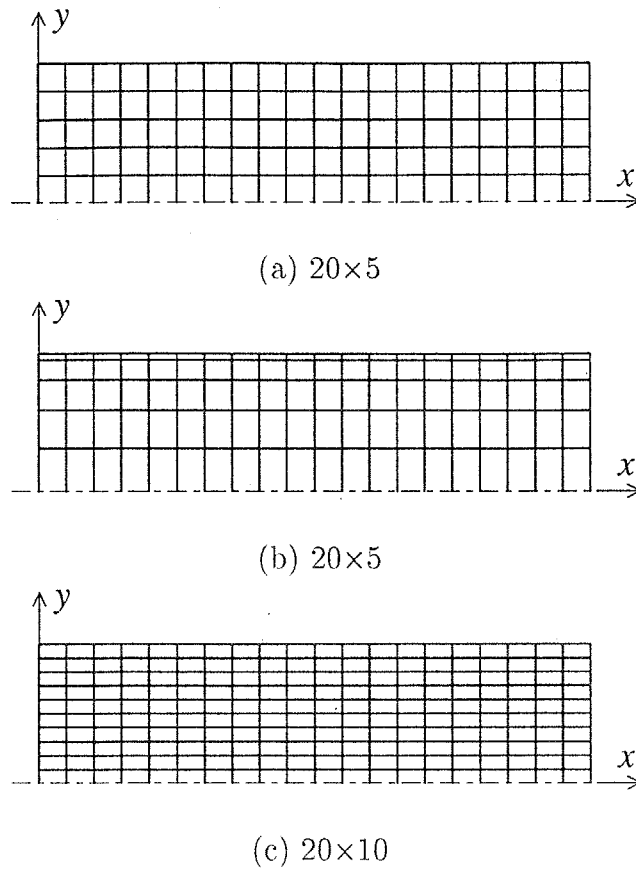


図 3.6: 計算格子

表 3.1: 揚力係数  $C_L$  の比較

	Lift Coefficient $C_L$	Discrepancy $\varepsilon$
Slender Body Theory	0.1363	
(a)-Grid	0.1461	+7.2 %
(b)-Grid	0.1490	+9.3 %
(c)-Grid	0.1396	+2.4 %

### 3.4 結言

本章では、屈曲形水中推進機構の二次元3関節モデルに対する、機構・流体連成系解析のための反復計算手法の定式化を行なった。また二次元解析手法を拡張した三次元離散渦法に基づく解析手法をも提案し、三次元流体中における静止矩形平板に発生する揚力を線形手法と比較することにより、流体解析手法としての妥当性を検証した。その結果、三次元解法による結果は線形理論と比較的良く一致し、流体解析法としての妥当性が確認された。



## 第 4 章

### 3 関節矩形平板形水中推進機構の実験

#### 4.1 緒言

本章では，二次元 3 関節モデルに対応する，3 関節矩形平板形水中推進機構の実機および回流形水槽からなる実験装置を用いて推進速度特性の測定実験をおこなう。まず実験装置の構成について述べたのち，推進機構実機の質量，および静止し流れに平行におかれた推進機構実機の受ける抵抗を流速の関数として同定する。次に与えられた関節振幅および運動周期の 4 種類のパターンについて，一様な位相差をパラメータとして推進速度を測定する。実験結果を二次元離散渦法による数値解析結果と比較し，また推力分布などの基本的特性を二次元数値解析により明らかにする。さらに三次元数値解析結果と，二次元解析結果および実験結果とを比較検討し，三次元性の影響を検討する。

## 4.2 実験装置構成

### 4.2.1 全体の構成

実験装置全体の構成を図 4.1 に示す。水中ポンプにより回流形水槽中に流れを発生させ、流れの方向にエアスライダによって支持された機構を運動させる。

### 4.2.2 機構の構成

機構の全体の模式図および関節部拡大図を図 4.2 に、また実機写真を図 4.3 に示す。機構はアクチュエータと流体力を受ける部分とを分離し、2次元運動のみを行うよう回転方向にはボールベアリング、流れ方向にはエアスライダを用いて先端を支持する。先端部を支持することにより、流れに対しての安定性を得ることができ、また図 4.2(b) に示すようにアクチュエータのモータの回転を2段階の減速ギアによって減速する。

流体中の翼状部分は代表的な翼形である NACA 0012 の形状を参考に製作した。NACA 0012 は矢高は0で翼前縁から 30 [%] の位置で最大肉厚 (翼の 12 [%]) をとる翼であり、次式で定義される [83]。

$$\begin{aligned} \pm y = & \frac{0.12}{0.20} (0.29690\sqrt{x} - 0.12600x - 0.35160x^2 \\ & + 0.28430x^3 - 0.10150x^4) \end{aligned} \quad (4.1)$$

図 4.4 に NACA 0012 の翼型を示す。

また翼部分は航空機のフラップの構造を参考にし図 4.5 のように分割し、関節軸とモータ軸を揃えるよう配置した。この関節水中部では、それぞれのリンクが接触している。

### 4.2.3 制御系の構成

図 4.6 に機構の制御系の構成を示す。アクチュエータは制御の容易さを考えステッピングモータとする。ステッピングモータのステップ角は  $15^\circ$  であり、2段ギアの減速比は 25 : 576 であるので、関節のステップ角は  $0.651^\circ$  となる。パーソナルコンピュータ PC-9801 を用いて関節の正弦波状変位を時間的・空間的に離散化し、パルス列に変換する。変換した変位信号をモータドライバに送りモータを制御する。駆動電圧の制御、マイクロステップ駆動および変位の検出によるフィードバック等は行わず、モータに常に定格電圧を加える最も単純なフィードフォワード制御とした。

発

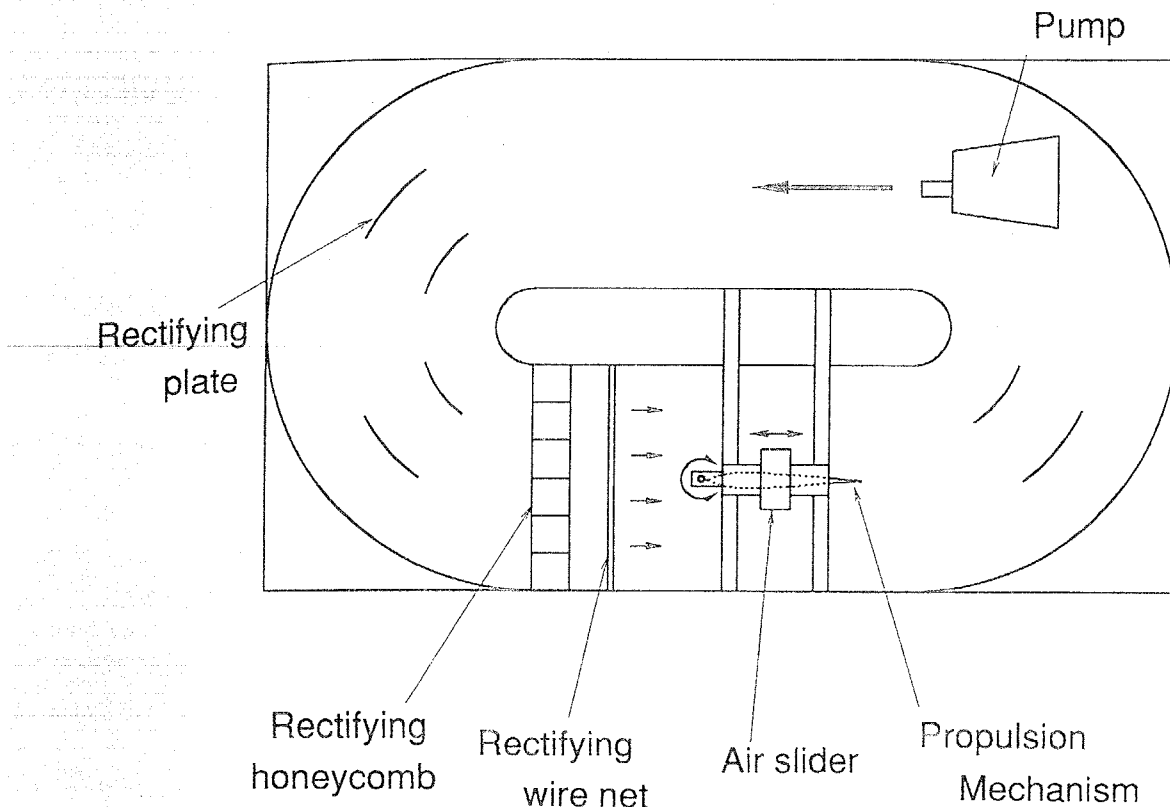
示  
行  
を  
き  
ア

こ  
る

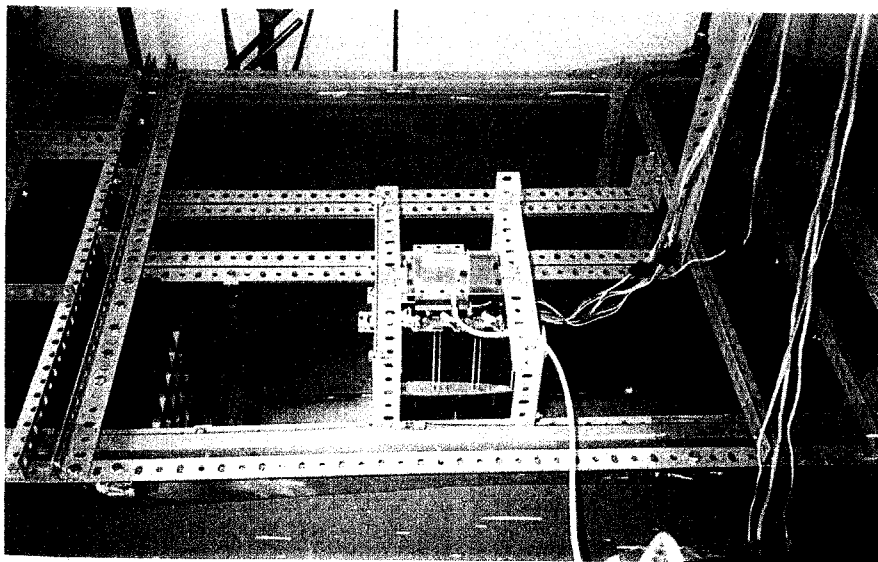
l)

軸  
独

ツ  
の  
ン  
レ  
返  
ま  
こ



(a) 構成模式図



(b) 全体写真

図 4.1: 実験装置全体の構成

#### 4.2.4 流水槽の特性

図 4.7 に示すように水中ポンプによって加速された流れは整流用ハニカムで大きな乱れが除かれ、さらに金網で小さな乱れが除かれる。表 4.1 に水槽各部の諸元を示す。

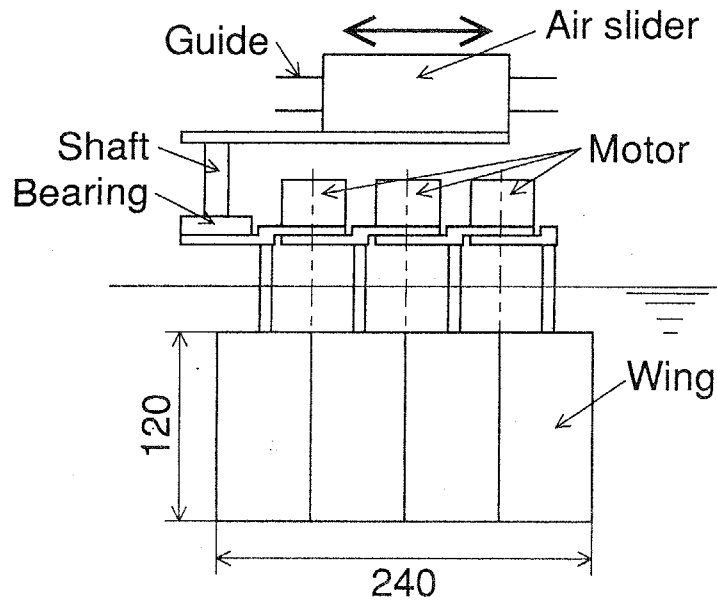
表 4.1: 水槽諸元

Total Size [mm]	1900(L) × 1000(W) × 400(D)
Size of Measurement Area [mm]	700(L) × 360(W) × 270(D)
Size of Rectifying Honeycomb [mm]	length:80, interval:50
Mesh Number of Rectifying Wire Net	40/inch.

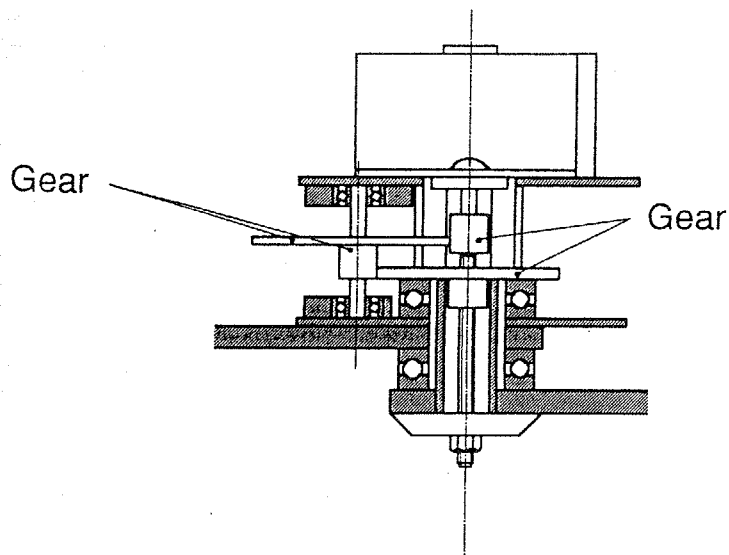
流速の調整は水中ポンプの印加電圧をボルトスライダによって変化させることによって行った。また流速の測定方法は、水面に直径 25 mm 厚さ 5 mm の発泡スチロールのマーカを浮かべその運動を水面近くに配置したスケールとともに VTR に記録し、単位時間のマーカの移動量を TV モニタで観察することによって行った。図 4.8 にこのようにして測定した、ポンプの印加電圧と流速の関係を示す。印加電圧が 60 v 以下では若干のばらつきはあるもののおおむね線形に流速が増加していることがわかる。しかし印加電圧が 80 v 以上になるとばらつきは増えるが流速の上昇は鈍ってくる。これは水中ポンプの吐出口径が 32 mm と流路に比べて小さいため、90 v 以上電圧を加えても流れをかき乱すだけで加速させていないためであると思われる。また流速が 0.05 m/s 以下になると水面の油等がつくる膜の影響が急激に顕著になり、マーカが流体流速で流れなくなるため測定不能であった。

以降では測定の能率化のため図 4.8 を電圧を流速に換算するチャートとして用い、流速の測定にはポンプの印加電圧を測定することにする。



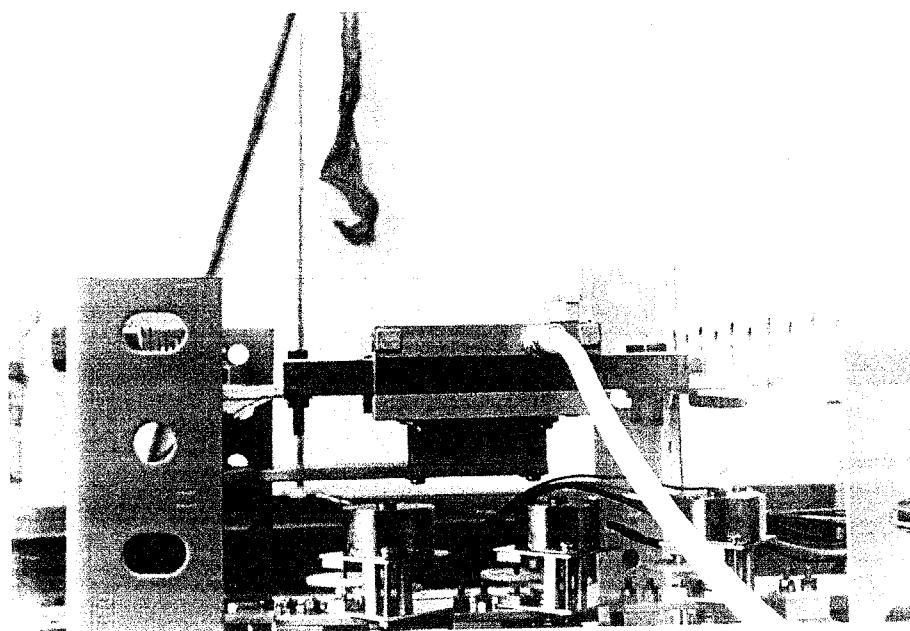


(a) 模式図

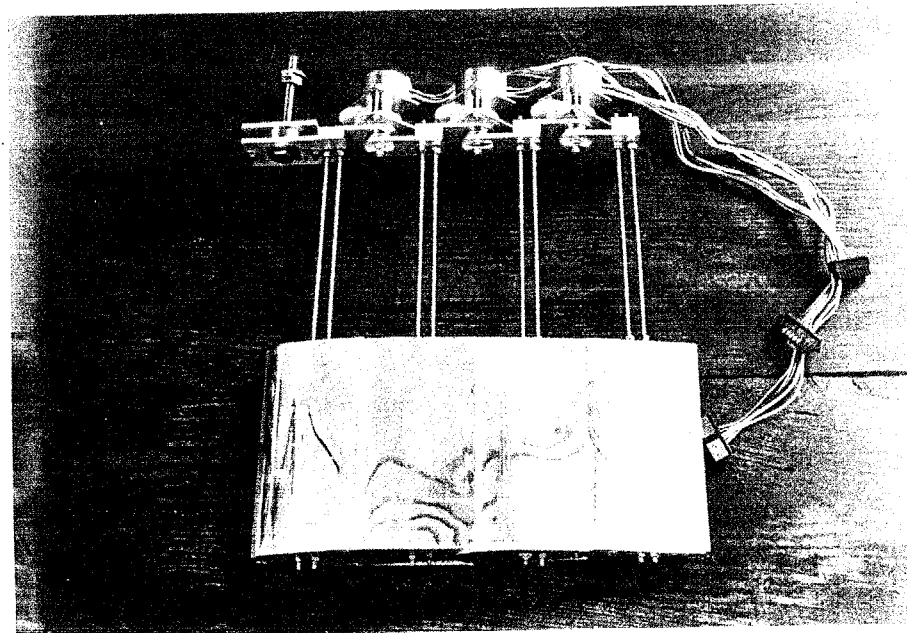


(b) 関節部

図 4.2: 3 関節屈曲形水中推進機構 (その 1)



(c) 写真 1



(d) 写真 2

図 4.3: 3 関節屈曲形水中推進機構 (その 2)

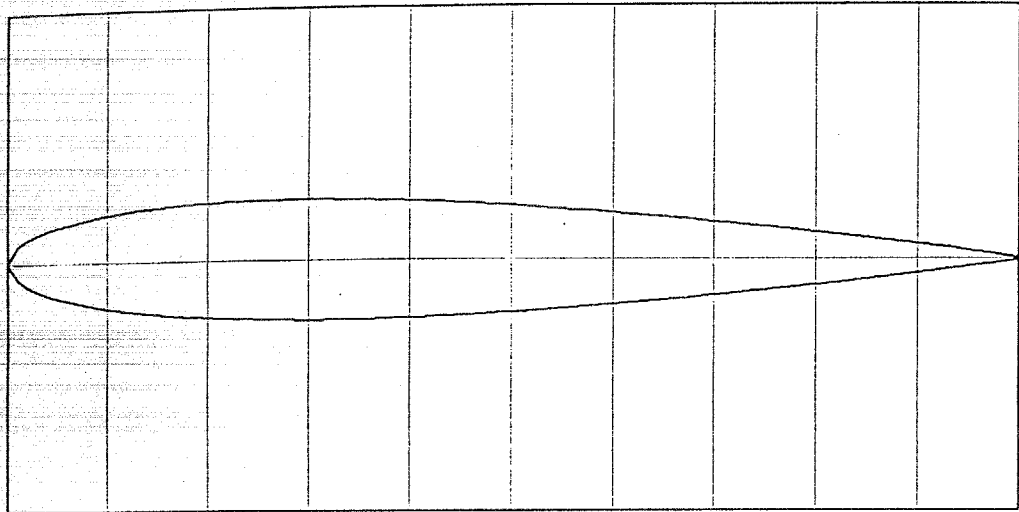


図 4.4: NACA 0012 の翼形

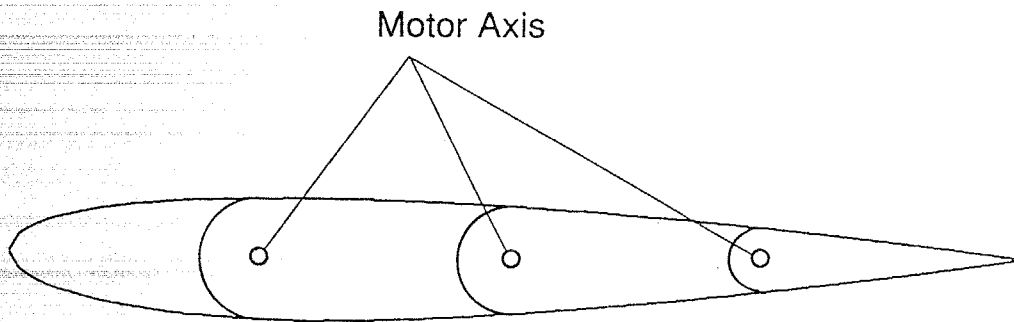


図 4.5: 翼状部分の関節部構造

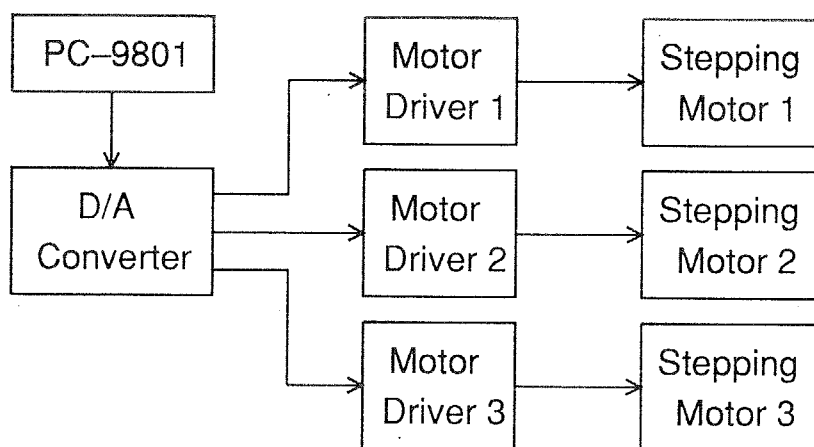
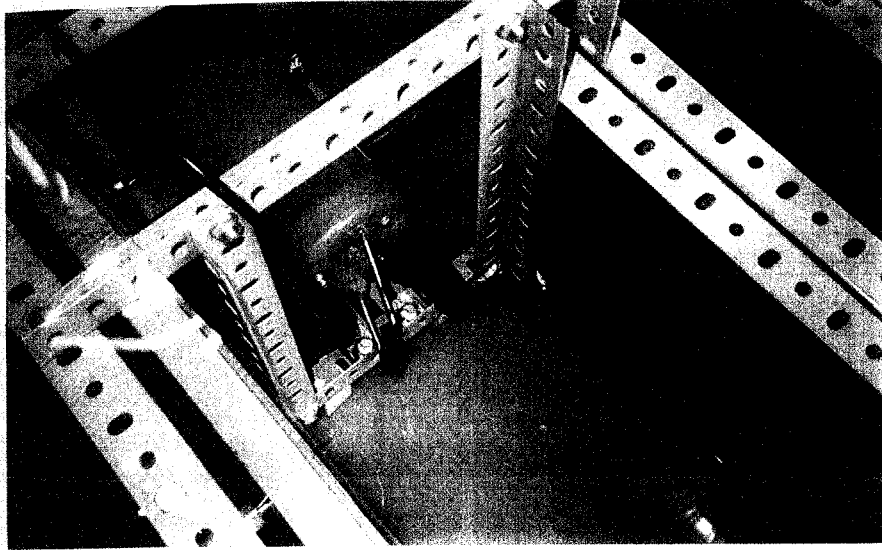
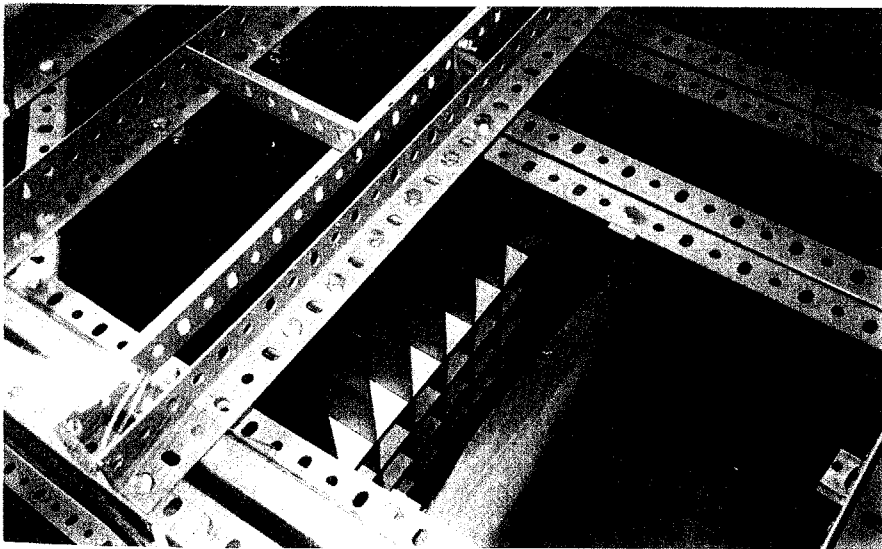


図 4.6: 制御系の構成



(a) ポンプ



(b) 整流装置

図 4.7: ポンプおよび整流装置

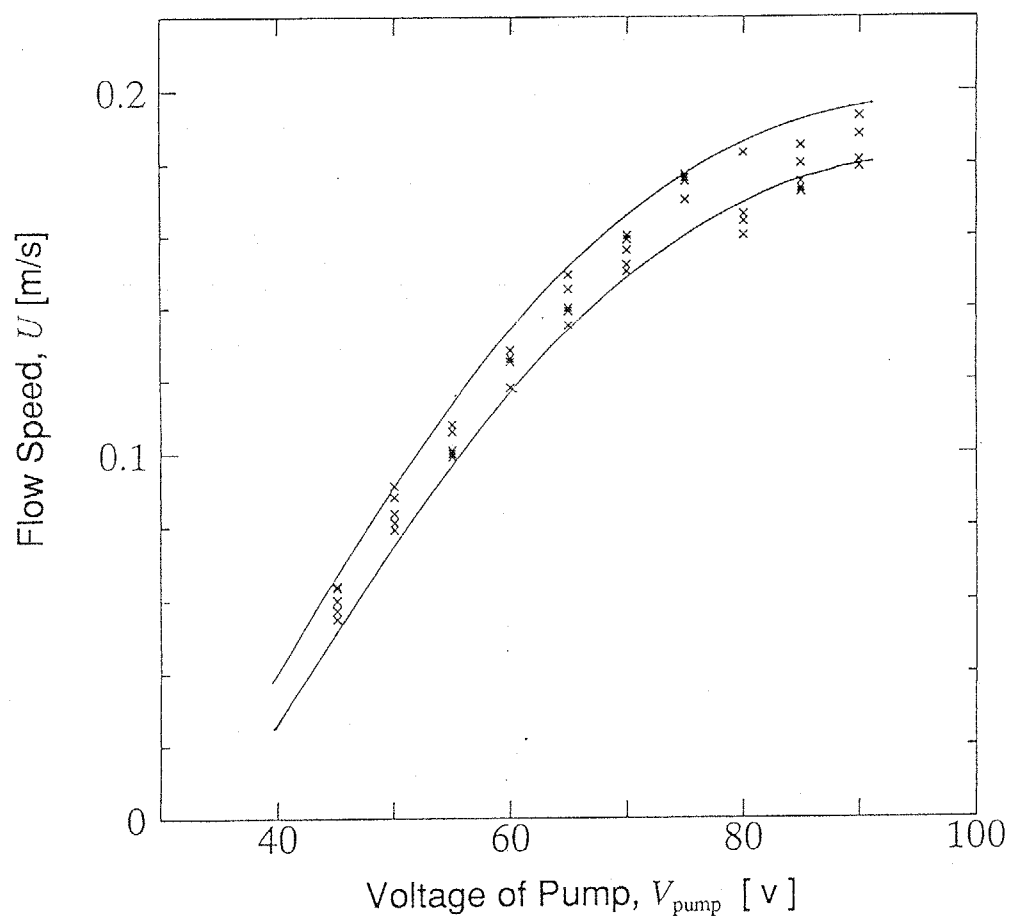


図 4.8: ポンプ印加電圧と流速の関係

## 4.3 パラメータ同定

### 4.3.1 質量分布同定

次に理論計算に必要な諸パラメータを同定する。まず機構の質量分布は可能な箇所は分解して直接秤で測定し、不可能な箇所は寸法と材料の密度から同定した。その結果を図 4.9に示す。ただしこの図にはスライダ等の支持部分の質量は含まれていない。理論計算には先端部分の質量にさらに支持部分の質量を加える。

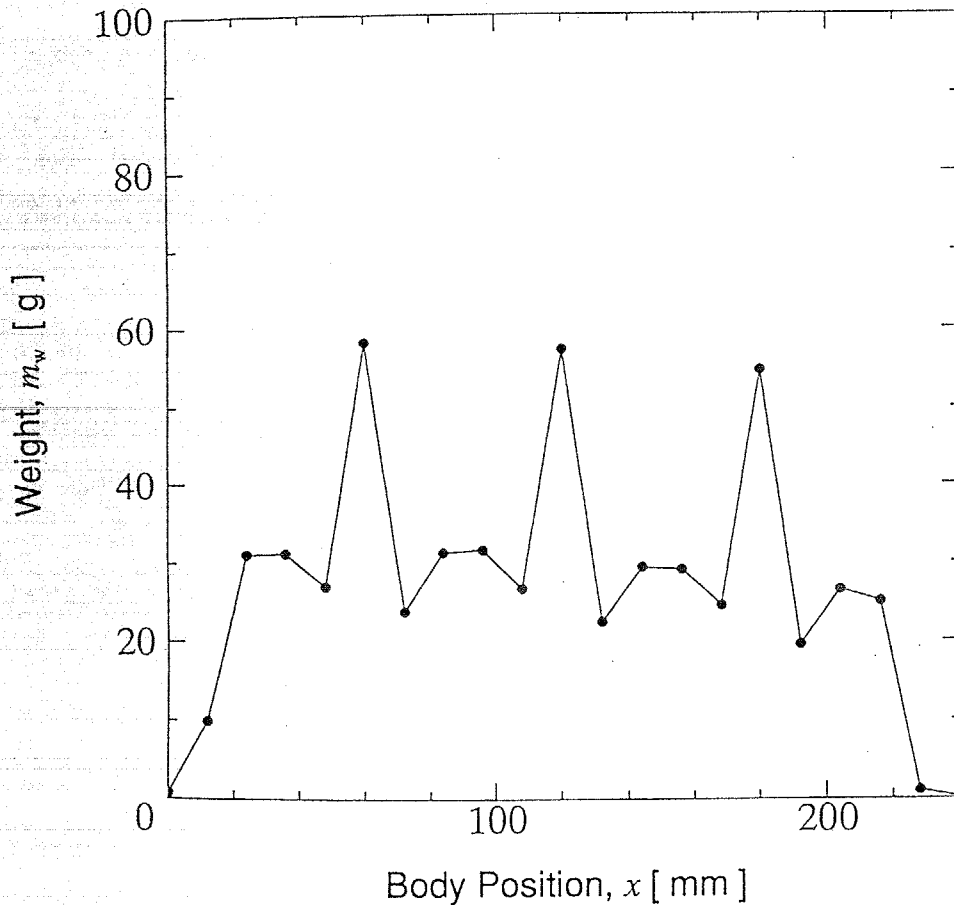


図 4.9: 機構の質量分布

### 4.3.2 粘性による抵抗の同定

3章で述べたように離散渦法では粘性による摩擦抵抗や剥離による圧力抵抗を考慮することができないため、実験により機構が流れに平行に置かれた場合の抵抗を流速の関数として同定し、理論解析プログラムに組み込む。

抵抗は数 g 重のオーダーのわずかな力であるため、測定方法としては歪みゲージを用いる等の方法も考えられるが、本実験では図 4.10 に示すように糸で重りを吊るし抵抗力と釣り合うように傾けて機構に当たるようにし、その傾きを抵抗力に換算する簡便な方法を用いることにした。図 4.11 にその測定結果を示す。前項でみたように流速は誤差を含むため測定値は横の誤差棒の形をとる。抵抗力は流速の 1 次以上 2 次以下の関数となったため、0.1 次ずつ変化させてフィッティングを行い、次式に示される 1.7 次の関数とした。

$$F_D = 0.327 U^{1.7} [N] \quad (4.2)$$

ただし  $U$  は流速である。この関数を解析プログラムに組み込むことにする。

また本機構の翼としての抗力係数を計算する。本機構まわりの流れのレイノルズ数  $Re$  は、 $U = 0.15 \text{ m/s}$  のときで  $3.6 \times 10^4$  程度である。 $F_D$  が  $U$  の 2 乗ではなく 1.7 乗に比例しているのもこのレイノルズ数の低さが原因と考えられるが、仮に  $U = 0.15 \text{ m/s}$  のときに注目すると、 $F_D = 0.013 \text{ N}$  であるので、抗力係数  $C_D$  は次式のように求まる。

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2} \rho U^2 S_{wing}} = \frac{0.013}{\frac{1}{2} \times 998 \times 0.15^2 \times 0.24 \cdot 0.12} = 0.040 \quad (4.3)$$

このような低い  $Re$  での NACA0012 翼の  $C_D$  の資料が手元にないため、平板の場合の  $C_D$  を求めると、層流の場合  $C_D = 0.007$ 、また  $1/7$  乗則の場合  $C_D = 0.009$  となる。翼の場合表裏があるのでこれらを 2 倍すると  $C_D = 0.014 \sim 0.018$  を得る。さらに翼形形状を考慮に入れると  $C_D$  はもう少し高くなると考えられるが、それでも本機構の 0.040 はかなり高めである。この原因としては、アスペクト比が低いことと、関節部で流れが乱されていること等が考えられる。



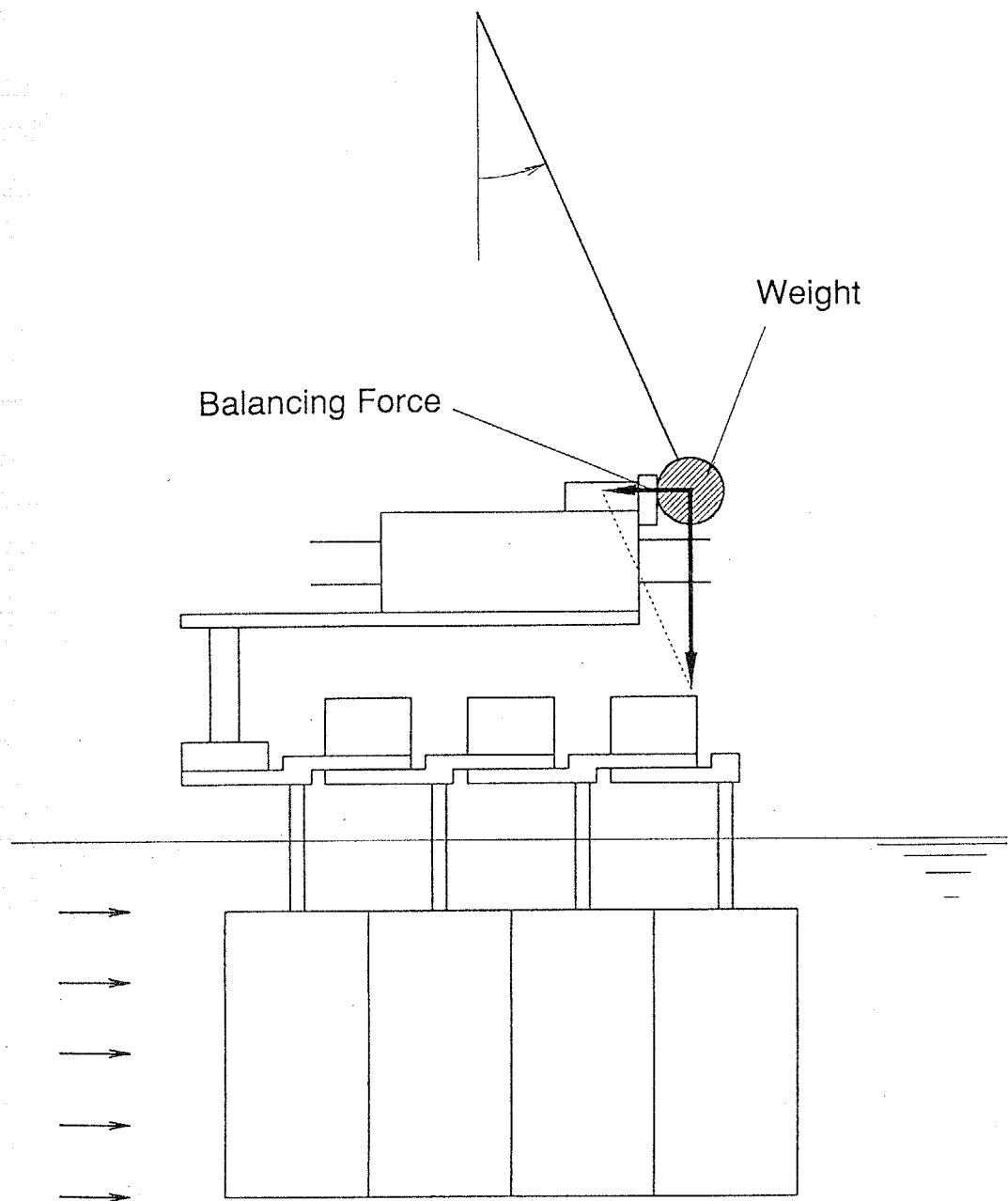


図 4.10: 抵抗の測定方法

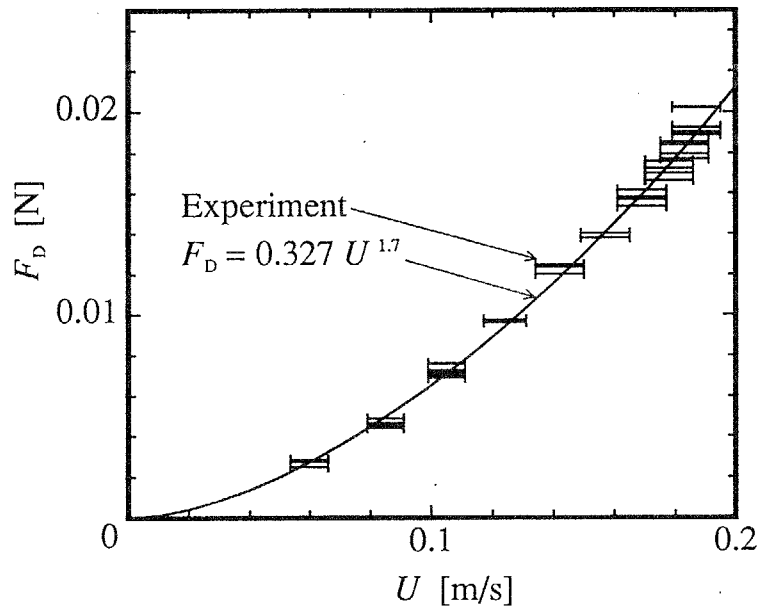


図 4.11: 流速と抵抗の関係

## 4.4 推進速度の測定実験および数値解析結果との比較検討

### 4.4.1 測定する運動パターン

推進速度の測定については、推進速度と釣り合うように流水槽流速を調整し、エアスライダがほぼ静止する流速を時間平均した推進速度  $\bar{v}$  とした。関節の運動は次式により与える。

$$\theta_p(t) = \theta_{p\max} \sin(\omega t - \phi_p) \quad (p = 1 \sim 3, \phi_1 = 0) \quad (4.4)$$

ここで  $\theta_p(t)$ ,  $\theta_{p\max}$ ,  $\omega$ ,  $\phi_p$  はそれぞれ、 $p$  番目の関節の屈曲角、振幅、角振動数、 $p$  番目の関節の 1 番目の関節に対する位相差である。機構の運動は式 (4.4) より各関節の振幅と、第 1 関節に対する第 2, 第 3 関節の位相差および角振動数の 6 個のパラメータによって決定されるが、ここでは関節変位の振幅および周期を表 4.2 のように 4 種類のパターンに限定し、位相差をパラメータとして変化させ測定した。

パターン 1 から 3 は関節角の最大速度が一定であり、細かく速く運動するパターンから大きく遅く運動するパターンへと 3 段階に変化させたものである。パターン 4 は、 $\theta_{2\max}$ ,  $\theta_{3\max}$  が  $\theta_{1\max}$  のそれぞれ 2 倍、3 倍としたものである。

表 4.2: 運動パターン

	$\theta_{1\max}$ [deg]	$\theta_{2\max}$ [deg]	$\theta_{3\max}$ [deg]	Cycle $T$ [s]
Pattern 1	2.6	2.6	2.6	0.45
Pattern 2	5.2	5.2	5.2	0.90
Pattern 3	10.4	10.4	10.4	1.80
Pattern 4	2.6	5.2	7.8	0.90

一方、位相差の自由度は 2 であるが、さらに自由度を減らし次式のように 1 つのパラメータ  $\phi_0$  で表すことにする。

$$\phi_2 = \phi_0 \quad (4.5)$$

$$\phi_3 = 2\phi_0 \quad (4.6)$$

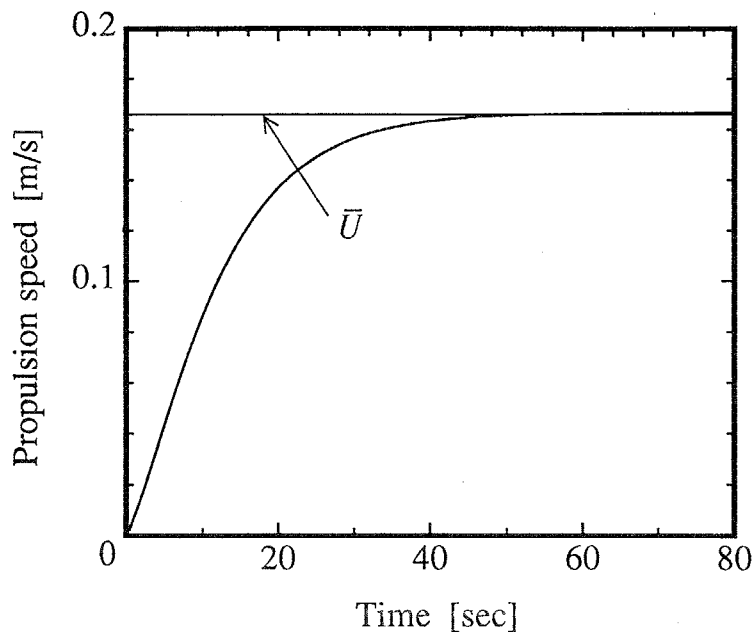


図 4.12: 1 周期毎の推進速度の推移

すなわち機構後方に行くに従って  $\phi_0$  ずつ一様に位相を遅らせる。  $\phi_0 = 0$  の場合は機構は前後で対称の弓なり状に運動し、  $\phi_0$  を 0 から増加させると進行波を後方に送るいわゆるくねり運動により近づく。

#### 4.4.2 実験結果と二次元離散渦法との比較

推進速度の測定結果と二次元離散渦法による解析結果との比較をおこなう。数値解析においても実験機と同様に、先端部の  $y$  方向運動のみに拘束を与える。この 1 自由度の拘束により、解くべき運動方程式の本数は 3 本から 2 本に減少する。

まず数値解析において、静止した初期状態から機構を運動させたときの、一周期毎の推進速度の変化の解析結果を図 4.12 に示す。ただし、パターン 1,  $\phi_0 = 0$  の場合である。この図よりわかるように、時間が十分経過すると数値解析においても推進速度は一定値に落ち着く。ただし計算において  $M = 20$ , 運動一周期の時間分割数は 20 とした。以下の結果でも同様である。この定常値に落ち着いた一周期の平均速度を  $\bar{U}$  とする。

$\bar{U}$  の  $\phi_0$  に対する特性の数値解析結果および実験結果を図 4.13 および図 4.14 に示す。いずれのパターンでも、 $\bar{U}$  は  $\phi_0 = 0^\circ$  の近傍で最大値をとり、 $|\phi_0|$  が大きくなるにつれ  $\bar{U}$  は小さくなることがわかる。またパターン 1 から 3 では  $|\phi_0|$  が  $120^\circ$  から  $140^\circ$  で最小値をとり、 $|\phi_0|$  がそれ以上になると、再び  $\bar{U}$  は若干増加する。パ

ターン4では  $\phi_0$  が  $120^\circ$  から  $140^\circ$  でも最小とはならず、 $\phi_0 = 180^\circ$  のとき最小となっている。

以上の結果の理由を考察する。まず図 4.15 に、機構の推力発生分布の数値解析結果を示す。横軸は推進機構前縁からの距離を無次元化したもので、グラフの左側が推進機構の前方、右側が後方である。縦軸も合計の推力で無次元化してある。すなわち、縦軸を  $F_{x(i)}^*$  とすると ( $i$  は力の加わる点の位置を表わす ( $i = 1 \sim M$ ))

$$F_{x(i)}^* = F_{x(i)} / \left( \sum_{j=1}^M F_{x(j)} \right) \quad (4.7)$$

とした。

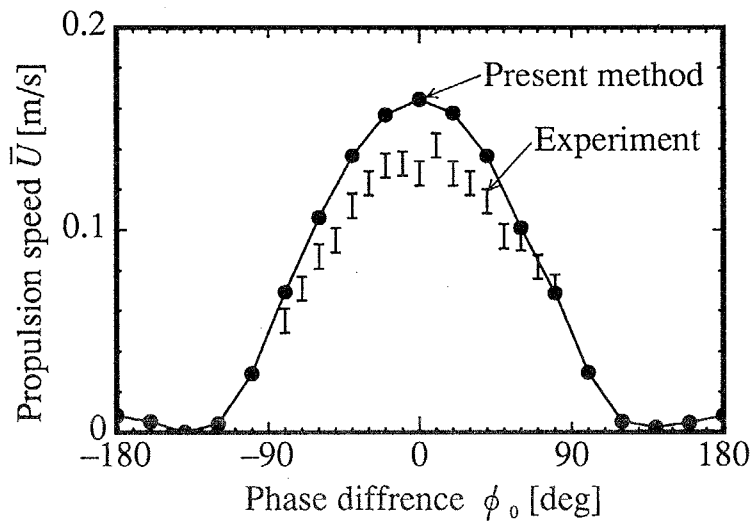
この図よりわかるように、機構の推力はいずれのパターン、いずれの  $\phi_0$  でも、機構の前方から1番目のリンクと4番目のリンクでつくられており、3番目のリンクはむしろ推進の妨げとなっていると考えられる。

さらに図 4.16 にはパターン1のときの、推進機構の一周期分の運動の軌跡を示す。ただし機構の先端部を揃えて表示してある。(a)よりわかるように1番目のリンクと4番目のリンクは、後方に向かってうちわのような扇ぎ運動をしており、この反作用力により図 4.15 のような推力を得ていると考えられる。特に後方部分の扇ぎは機構全体が大きく弓なり状に屈曲するときすなわち全ての関節が同位相のときに最大となるため、 $\phi_0$  が  $0^\circ$  のときに  $\bar{U}$  は最大となると考えられる。また  $|\phi_0|$  が  $120^\circ$  のとき、3個の関節の位相差は最も均等にずれ屈曲変位を打ち消し合い、図 4.16(b) のように後方部分の扇ぎ運動は非常に小さくなる。よって  $\bar{U}$  も非常に小さくなると考えられる。一方  $|\phi_0|$  が  $180^\circ$  のときは  $120^\circ$  のときほど3個の関節のずれは均等でないため、 $120^\circ$  の場合よりは機構全体の弓なり状の屈曲の大きさが大きく、 $\bar{U}$  は若干大きくなると考えられる。ただしパターン4では  $\phi_0$  が  $120^\circ$  のときでも、各関節の振幅が均等でないため、パターン1から3ほどは屈曲変位を打ち消し合わない。このためパターン4では  $\phi_0 = 120^\circ$  で  $\bar{U}$  が極小にはならないと考えられる。しかし  $\bar{U}$  の高い領域では、パターン2とそれほど違いがないため、 $\phi_0$  が0に近い運動では振幅比の  $\bar{U}$  に及ぼす影響はあまりないようである。

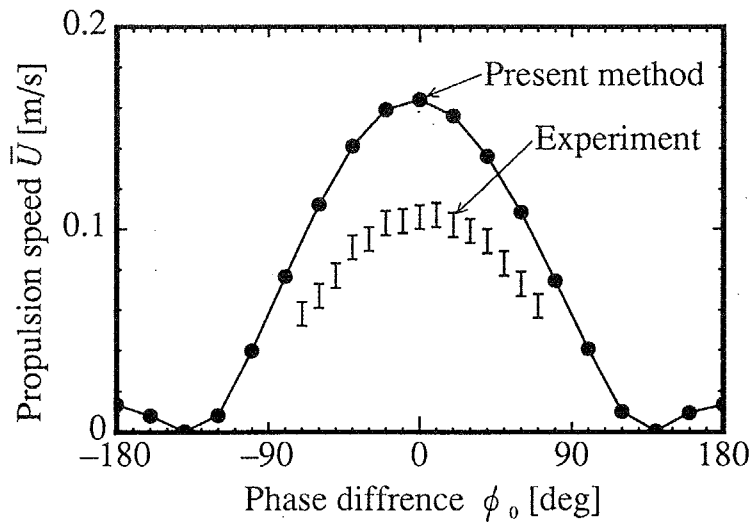
また数値解析による  $\bar{U}$  の最大値をパターン1から3で比較すると、パターン1と2はほぼ等しくなっており、関節振幅の小さい場合には、屈曲角の最大角速度が一定であれば  $\bar{U}$  も一定となることがわかる。

一方、実験結果はパターン1で実験値は理論値の約80%、パターン2、3では約65%、パターン4では約75%と、実験値が理論値に比べ全般的にやや低めであるものの、 $\phi_0 = 0^\circ$  近傍で  $\bar{U}$  が最大となる傾向は数値解析と同様であり、定性的には

は  
送  
  
値  
1  
  
期  
の  
も  
分  
平  
  
に  
く  
)。  
パ

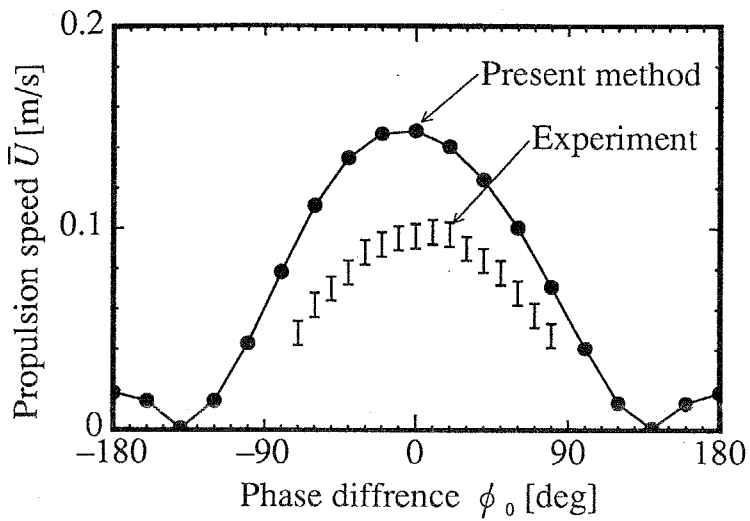


(a) Pattern 1

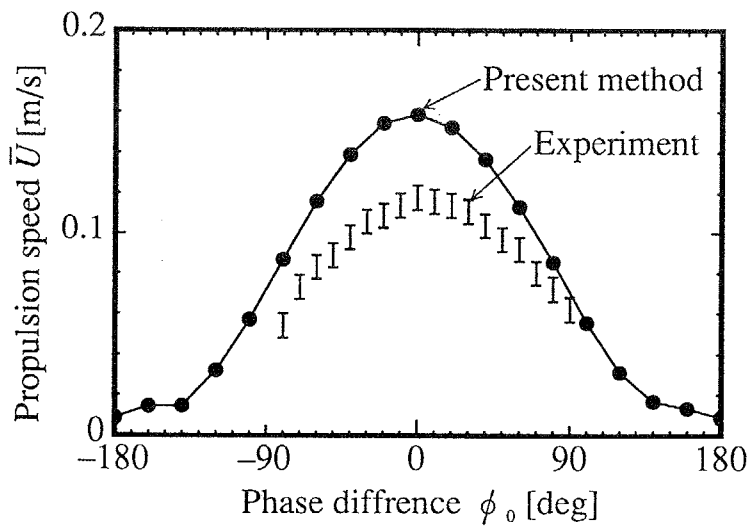


(b) Pattern 2

図 4.13: 推進速度  $\bar{U}$  の  $\phi_0$  依存性 (その1)



(c) Pattern 3



(d) Pattern 4

図 4.14: 推進速度  $\bar{U}$  の  $\phi_0$  依存性 (その 2)

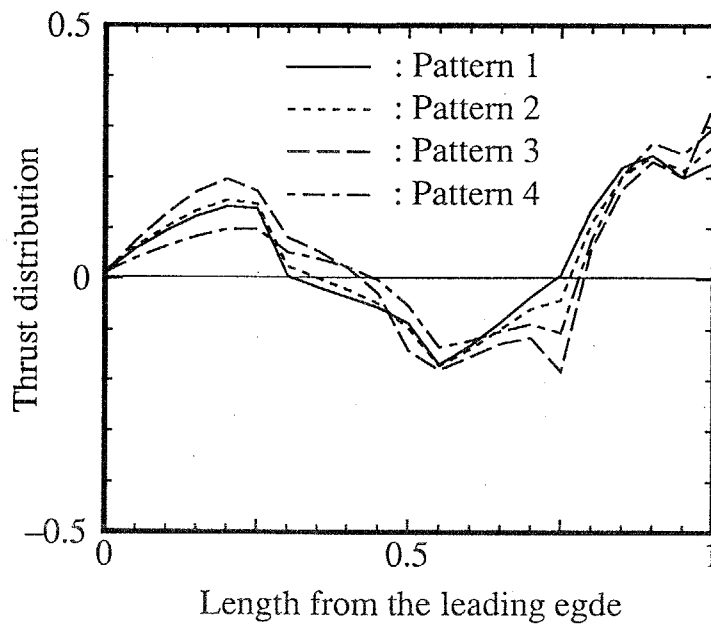
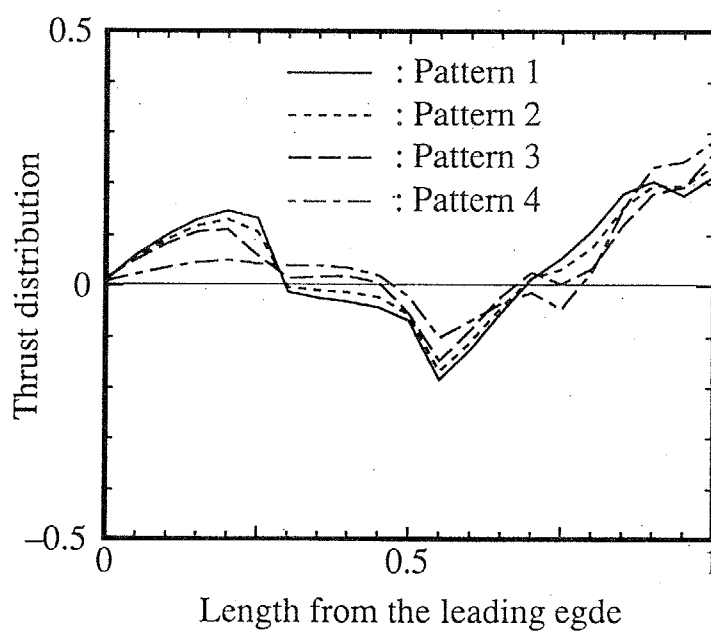
(a)  $\phi_0 = 0^\circ$ (b)  $\phi_0 = 60^\circ$ 

図 4.15: 推力分布



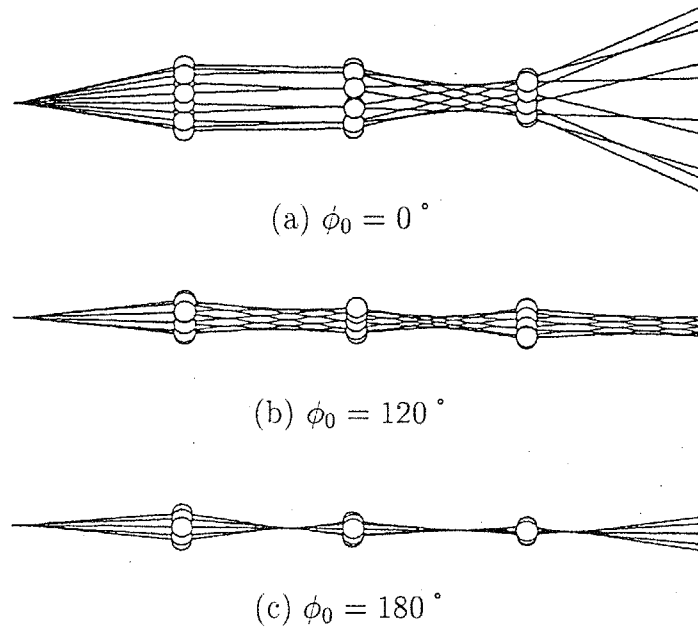


図 4.16: 一周期の運動の軌跡

よく一致しているといえる。

#### 4.4.3 三次元性の影響の解析

次に二次元離散渦法による結果と三次元離散渦法による結果とを比較し、三次元性の影響について検討する。

数値解析においては実験で測定した推進速度以外の諸量も計算可能であるため、ここで推進機構の推進効率  $\eta$  を次式により定義し、二次元と三次元の離散渦法で比較をおこなう。

$$\eta = \frac{F_D \bar{U}}{\bar{P}} \tag{4.8}$$

ここで  $\bar{P}$  は3関節が運動に要した1周期平均パワーである。

計算格子は図 3.6 (c) の格子では計算時間が膨大になりすぎるため、(a) の格子を用いた。表 4.2 のうち特に3関節最大速度が等しいパターン1からパターン3について、三次元離散渦法により推進速度  $\bar{U}$  ・推進効率  $\eta$  の一様位相差  $\phi_0$  依存性を解析した。図 4.17, 4.18 および 4.19 に解析結果を示す。比較のため二次元解析結果および推進速度特性の実験結果をも同時に示す。

まず図 4.17, 4.18 および 4.19 よりわかるように、 $\bar{U}$  については、三次元解析値と二次元解析値は定性的には同様の傾向を示しているが、三次元解析値は二次元解

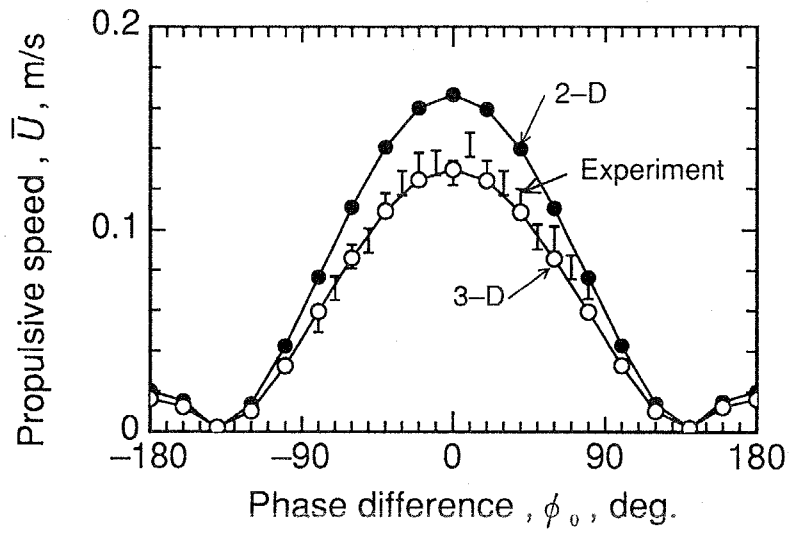
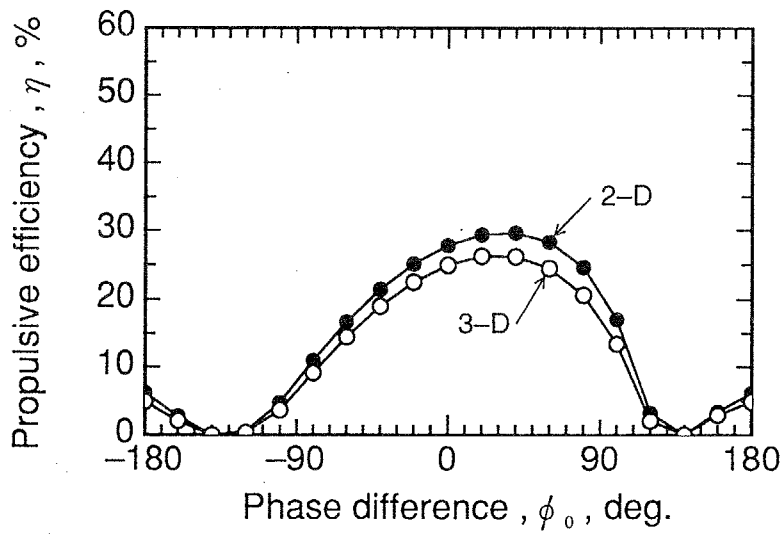
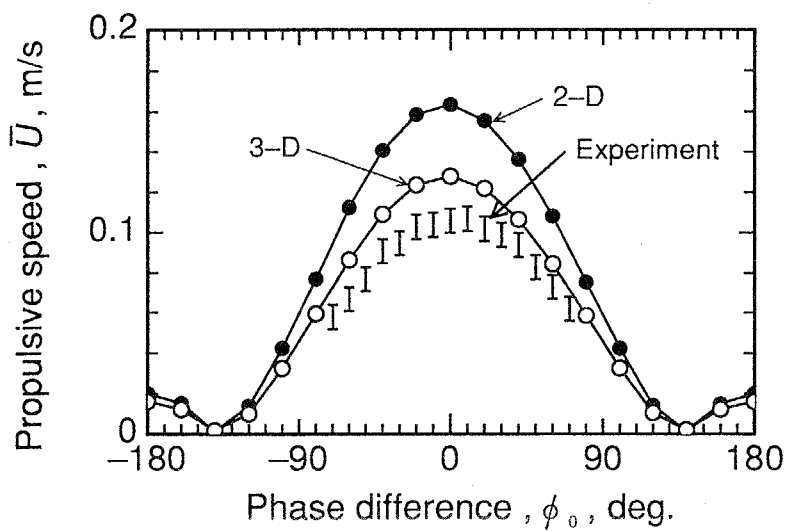
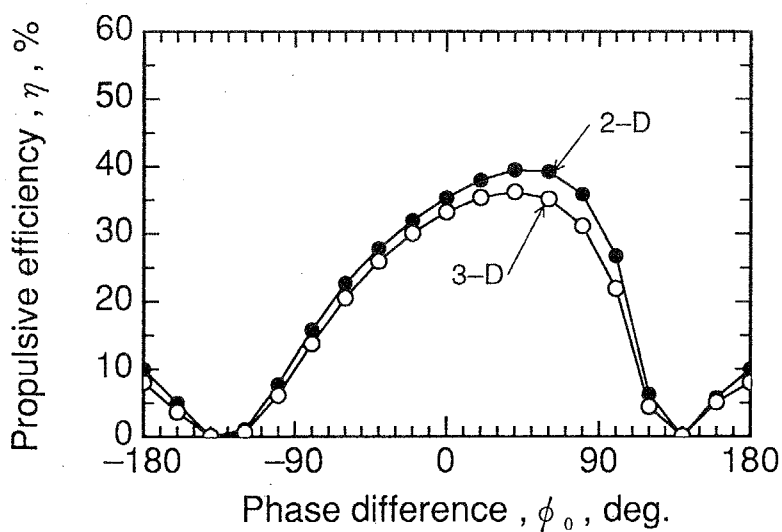
(a) 推進速度  $\bar{U}$  の  $\phi_0$  依存性(b) 推進効率  $\eta$  の  $\phi_0$  依存性

図 4.17: パターン 1



(a) 推進速度  $\bar{U}$  の  $\phi_0$  依存性



(b) 推進効率  $\eta$  の  $\phi_0$  依存性

図 4.18: パターン 2

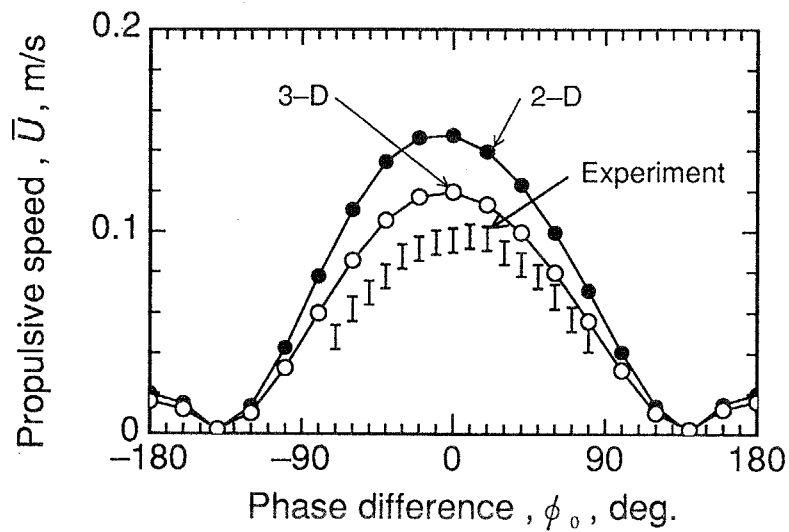
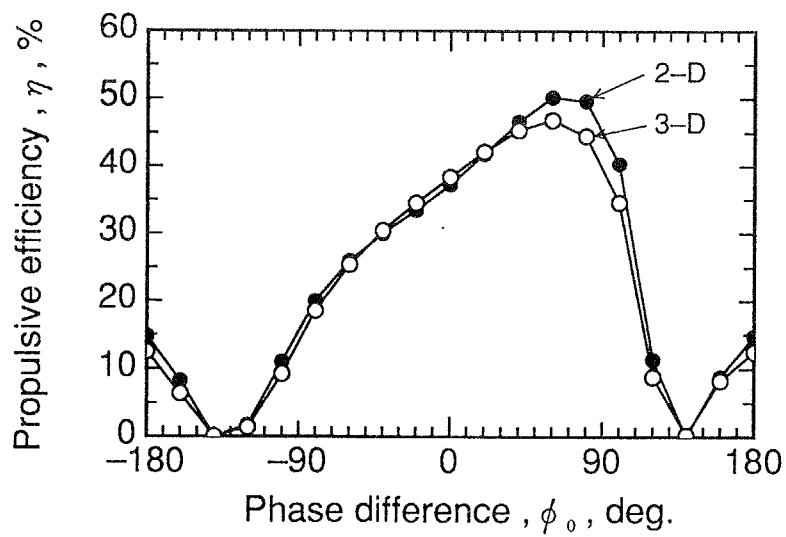
(a) 推進速度  $\bar{U}$  の  $\phi_0$  依存性(b) 推進効率  $\eta$  の  $\phi_0$  依存性

図 4.19: パターン 3

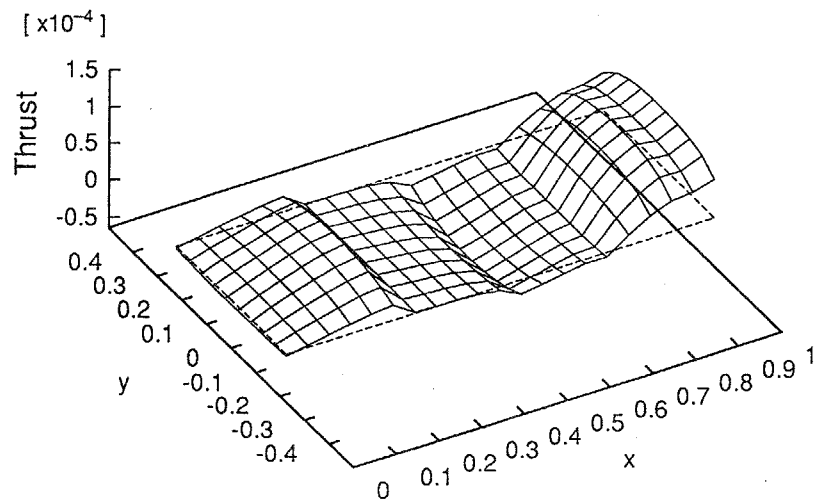
析値に対しパターン1およびパターン2で約77%、パターン3で約80%程度とやや低めとなっている。この $\bar{u}$ の低下により、パターン1では三次元解析値と実験値は非常に良く一致している。パターン2およびパターン3でも実験値は三次元解析値に対し85%程度と、二次元による解析に比べるとかなり良く一致しているが、実験値の方が依然若干低めである。

また $\eta$ については、三次元解析値は二次元解析値に対しパターン1およびパターン2で90%前後であり、またパターン3では $\phi_0$ によっては三次元解析値の方が大きくなっており、三次元性の影響は $\bar{u}$ ほど大きくないと言える。また $\eta$ の最大値を与える $\phi_0$ は、二次元・三次元ともパターン1およびパターン2で約 $40^\circ$ 、パターン3で約 $60^\circ$ となっているが、この傾向についての詳細な考察は次章でおこなう。

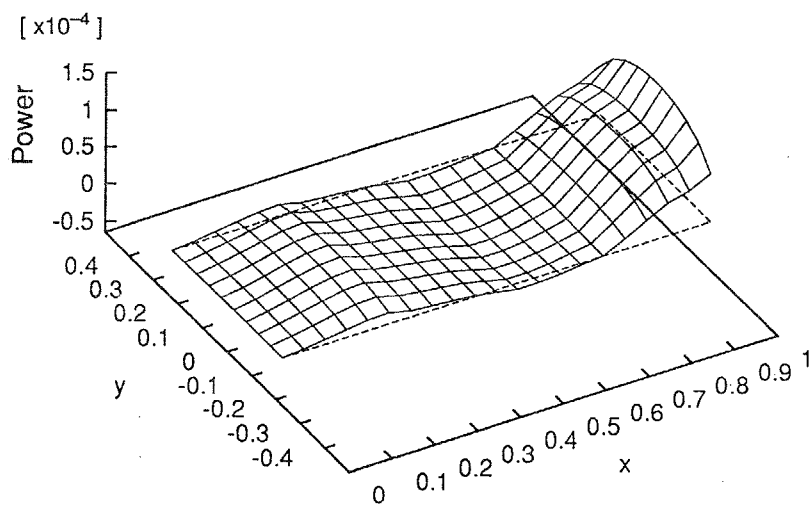
以上の推進速度・推進効率特性の傾向の原因を考察するため、図4.20にパターン2、 $\phi_0 = 0^\circ$ のときの、1周期平均の推力および消費パワーの三次元表示を代表例として示す。ただし $x$ 軸は機構上に配置した便宜的な座標であり、 $x = 0$ の方が前方である。破線は $z$ 軸の値が0の平面を表している。各諸量は機構の全長、運動周期、および水の密度により無次元化された量である。図4.20(a)より、推力はおもに第1番目のリンクと第4番目のリンクにおいて発生しており、第3番目のリンクはむしろ抵抗となっている。また図4.20(b)より、消費パワーは推力同様おもに第1番目のリンクと第4番目のリンクにおいて消費されているが、第4番目の後端近傍で大きくなる傾向がより強い。

次に三次元方向、すなわち $y$ 方向に注目すると、推力・消費パワーともに両端において絶対値が低下していることがわかる。そこで推力・消費パワーの三次元性を二次元解析結果と比較するため、図4.20(a)および(b)それぞれを $y$ 軸方向から見た $x$ 方向分布を図4.21に示す。ただし二次元解析による $x$ 方向分布も一点鎖線により示す。図4.21(a)より、推力については、後縁近傍では二次元解析値と $y$ 方向中心近傍での三次元解析値とはほとんど一致しているが、その他の領域では $y$ 方向中心近傍での三次元解析値よりも二次元解析値の方がさらに絶対値が大きいことがわかる。また図4.21(b)より、消費パワーについては、全ての領域で $y$ 方向中心近傍での三次元解析値よりも二次元解析値の方が絶対値が大きい。

さらに $y$ 方向のみの分布に注目するため、図4.20の結果を $x$ 方向についても積分し、 $y$ 方向についての1周期平均推力・消費パワー分布を図4.22に示す。ただし $y = 0$ は中心、 $y = 0.25$ はエッジを表す。また縦軸は二次元解析値に対する比として表す。図4.22(a)よりわかるように、推力はエッジ側ほど低下し全体としても二次元の場合より低くなっている。よってこのため推進速度の三次元解析値は二次元よりやや低めとなると考えられる。しかしこのとき、図4.22(b)よりわかるように、



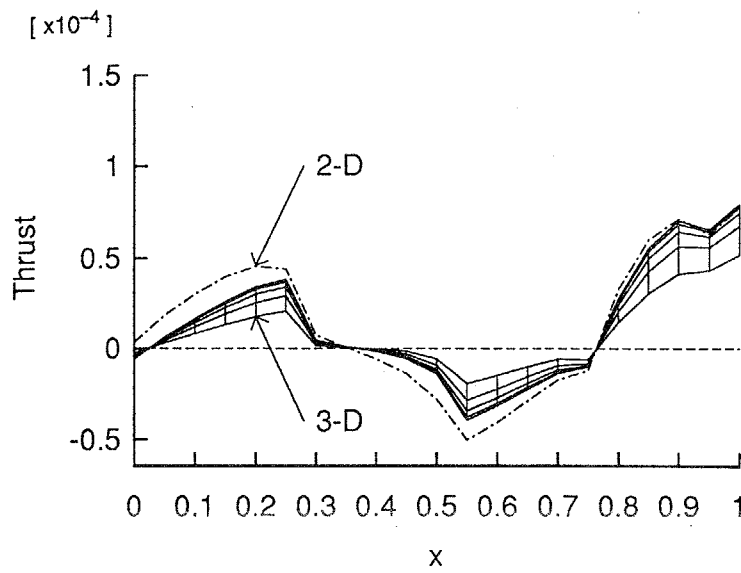
(a) 推力



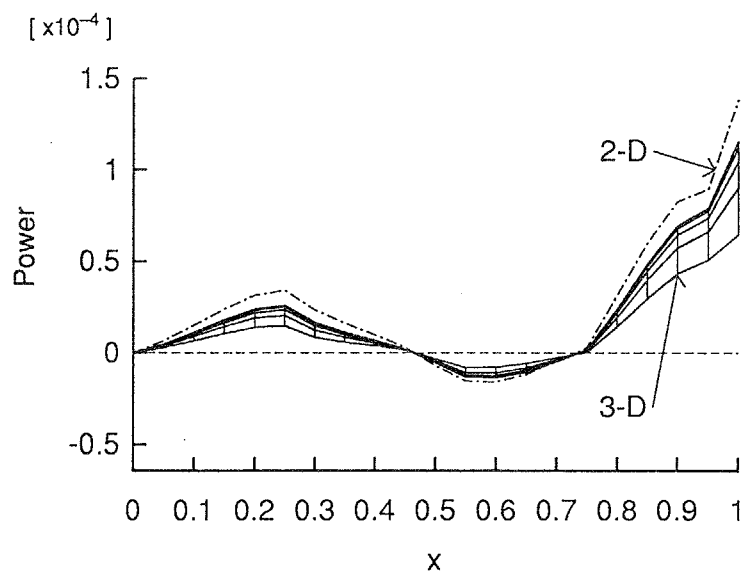
(b) 消費パワー

図 4.20: 1 周期平均推力・消費パワー三次元表示

(パターン 2,  $\phi_0 = 0^\circ$ )

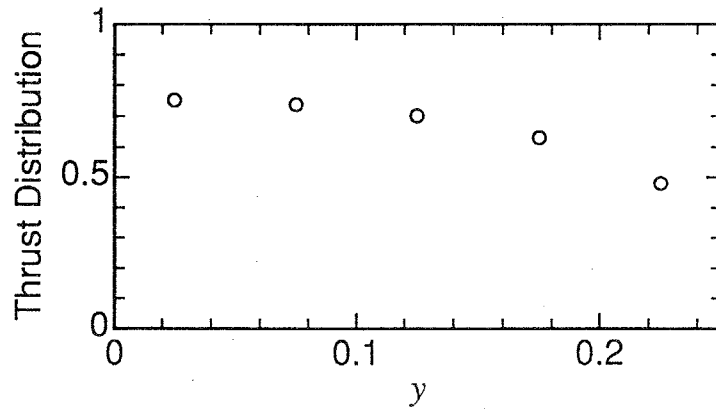


(a) 推力

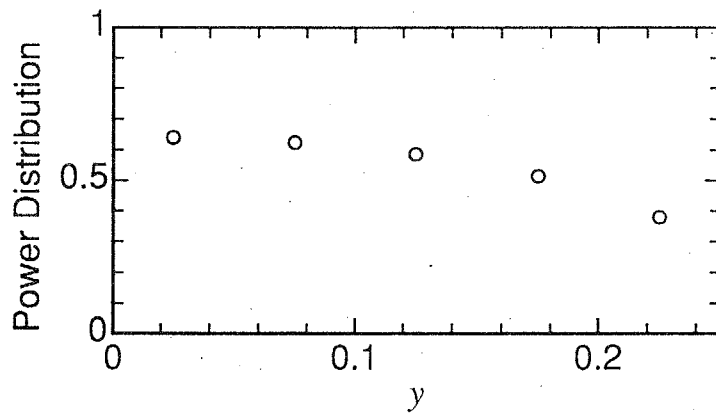


(b) 消費パワー

図 4.21: 1 周期平均推力・消費パワー  $x$  方向分布  
(パターン 2,  $\phi_0 = 0^\circ$ )



(a) 推力



(b) 消費パワー

図 4.22: 1 周期平均推力・消費パワー  $y$  方向分布  
(パターン 2,  $\phi_0 = 0^\circ$ )



消費パワーも全体的に低下するため、推進効率はそれほど三次元性の影響を受けないと考えられる。

#### 4.4.4 実験における推進速度低下の原因の考察

三次元性を考慮しても、なお解析値より実験値の方が若干低めとなる原因としては、推進機構が運動している場合の、粘性流体中で推進機構が受ける抵抗の増加が最も可能性が高いと考えられる。すなわち機構が屈曲運動することにより、機構まわりの流れがかき乱され剥離し、抵抗増加を引き起こすと考えられる。しかし、本実験装置ではこの抵抗増加を実験的に測定することは原理的に非常に困難である。なぜなら仮に推進機構を運動させて抵抗を測定しても、離散渦法において発生する(=理想流体の仮定において発生する)圧力による推力と、抵抗増加分とを分離することができないためである。ただし数値解析結果において、パターン1からパターン3までの運動では、 $\phi_0$  が  $120^\circ$  近辺でほとんど推力が発生しない関係になっている。そこでこの場合の抵抗を測定したが、基本抵抗との有為な差は全く現れなかった。しかし  $\phi_0 = 120^\circ$  の場合、3関節の振幅が互いに打ち消し合うので、推進機構全体としての変位は小さい。よって  $\phi_0$  が  $0$  近辺において、粘性流体中で働く抵抗がどの程度増加するかについては、本実験から判断することは難しい。

## 4.5 結言

本章では、二次元3関節モデルに対応する、3関節矩形平板形水中推進機構の実験および回流形水槽からなる実験装置を用いて推進速度特性の測定実験を行った。諸パラメータを同定したのち、与えられた関節振幅および運動周期の4種類のパターンについて、一様位相差をパラメータとして推進速度特性を実験的に調べ、実験結果を二次元離散渦法による数値解析結果と比較検討した。ついで推力分布などの基本的特性を二次元数値解析により検討した。さらに三次元離散渦法による数値解析結果と、二次元解析結果および実験結果とを比較し、三次元性の影響を検討した。得られた結論を以下に示す。

1. 二次元数値解析・実験ともに4種類の運動パターンいずれにおいても、各関節の位相差が $0^\circ$ 近傍で推進速度が最大となる結果が得られた。この理由は、二次元数値解析結果から、位相差が $0^\circ$ のときに機構全体が最も大きく屈曲し、後方への扇ぎの大きさが最も大きくなるためと考えられる。
2. 各関節の振幅が等しいパターンでは、位相差の絶対値が $120^\circ$ の近傍で推進速度が最小となる結果が二次元数値解析によって得られた。この理由は位相差が $120^\circ$ のときに3個の関節の位相差が最も均等にずれ、推進機構全体の屈曲の大きさが小さくなり、扇ぎの大きさが小さくなるためであると考えられる。
3. 屈曲角の最大角速度が一定であれば推進速度も一定となる傾向が二次元数値解析において得られた。ただし振幅が非常に大きくなると推進速度は若干低下する。
4. 実験値は二次元解析値の約65%から80%と全般的にやや低めであるものの、定性的にはよく一致する。
5. 三次元解析値は二次元解析値と定性的には同様の傾向を示す。ただし推進速度特性については三次元理論解析値は二次元の場合よりやや低めとなり、実験値により良く一致する。また推進効率特性については、推進速度の場合ほど三次元性の影響は見られない。この理由は、三次元解析結果から、推進機構上下端での流体力が減少するため推力が減少し推進速度は二次元の場合より低下するが、消費パワーも上下端において減少するためと考えられる。

## 第 5 章

# 二次元 3 関節モデルの流体力，消費パワーおよび推進効率特性解析

### 5.1 緒言

本章では，二次元離散渦法により，実機の諸元を用いた 3 関節モデルの流体力，消費パワーおよび推進効率特性を詳細に検討する．まず 5 種類の関節振幅および運動周期のパターンについて，一様位相差をパラメータとした無次元推進速度特性および推進効率特性を検討し，無次元推進速度と一様位相差が，推進機構に働く流体力特性に重要なパラメータとなっていることを指摘する．ついで無次元推進速度に対する推力特性を検討することにより，推進機構に働く流体力の無次元推進速度に対する依存性を明らかにする．そしてこの結果を踏まえ，無次元推進速度に対する推進効率特性および一様位相差に対する消費パワー・推進効率特性を明らかにする．さらに上記の結果を踏まえ，より高速・高効率な推進のための方策を考察する．

## 5.2 解析諸量の定義

議論により一般性を持たせるため, 本章における解析は, 長さおよび時間をそれぞれ推進機構の全長  $L$  と運動周期  $T$  とで無次元化した系で行う. 機構の推進速度  $\bar{U}$  は, 以下のように無次元推進速度  $\bar{U}^*$  に変換される.

$$\bar{U}^* = \frac{\bar{U}T}{L} \quad (5.1)$$

すなわち  $\bar{U}^*$  は, 運動1周期に機構の全長の何倍推進するかを表す. 一方このとき粘性による抵抗  $F_D$  は,  $L, T$  および無次元面積が1となる計算領域における実際の流体の質量  $M_m$  を用いて以下のように無次元化される.

$$\begin{aligned} F_D^* &= 0.327 U^{1.7} \times \frac{T^2}{LM_m} \\ &= 0.327 \left( U^* \frac{L}{T} \right)^{1.7} \times \frac{T^2}{LM_m} \\ &= 0.327 U^{*1.7} \times \frac{L^{0.7}}{M_m} \times \frac{T^2}{T^{1.7}} \end{aligned} \quad (5.2)$$

ここで注意すべきは, 無次元量  $F_D^*$  を求める式中に機構の運動に関するパラメータ  $T$  があることである. すなわち無次元化した系では, 周期  $T$  が変化すれば  $U^*$  が変化しなくとも  $F_D^*$  は変化する. これは  $F_D$  が  $U$  の1.7乗に比例するためであり, 仮に  $U$  の2乗に比例するとした場合, 無次元化した系には  $T$  は現れなくなる.

運動に要すパワーは次式に示すように各関節の無次元トルク  $T_p^*$  ( $p=1, 2, 3$ ) と関節の角速度を掛けたものを3関節合計して求める.

$$E^*(t) = \sum_{p=1}^3 T_p^*(t) \frac{\partial \theta_p}{\partial t} \quad (5.3)$$

この1周期平均を消費パワー  $\bar{E}^*$  とする.

また推進効率  $\eta$  は前章での有次元の場合と同様, 次式のように, 粘性による抵抗に消費された1周期平均のパワー  $\bar{E}_{fx}^*$  (粘性による抵抗に推進速度を掛けたもの) を  $\bar{E}^*$  で割ったものと定義する.

$$\eta = \frac{\bar{E}_{fx}^*}{\bar{E}^*} \times 100 \quad [\%] \quad (5.4)$$

ここで, 消費パワー  $\bar{E}^*$  を  $x, y$  方向成分, さらに流体の圧力の成分, 粘性による抵抗の成分にそれぞれ分離すると

$$\bar{E}^* = \bar{E}_{px}^* + \bar{E}_{fx}^* + \bar{E}_{py}^* + \bar{E}_{fy}^* \quad (5.5)$$

となる. ここで  $\bar{E}_{px}^*$ ,  $\bar{E}_{py}^*$  はそれぞれ, 流体の  $x$  方向および  $y$  方向の圧力に消費されたパワー成分,  $\bar{E}_{fx}^*$  は  $y$  方向の粘性による抵抗に消費されたパワー成分である. 流体の圧力の  $x$  方向成分と粘性による抵抗の  $x$  方向成分は定常状態においては一周平均で釣り合っているため, それらに推進速度を掛けた  $E_{px}$  と  $E_{fx}$  は, 推進機構各点の  $x$  方向速度が等しいとみなせるとき, 絶対値が等しく正負が逆の  $\bar{E}_{px}^* = -\bar{E}_{fx}^*$  という関係になっており, 推進機構が推力を発生し前方 ( $-x$  方向) に推進しているときは  $\bar{E}_{px}^* < 0$  である. また  $\bar{E}_{fy}^*$  はほとんど無視できるので結局

$$\eta \simeq \frac{\bar{E}_{fx}^*}{\bar{E}_{py}^*} = \frac{-\bar{E}_{px}^*}{\bar{E}_{py}^*} \quad (5.6)$$

となり, 推進効率  $\eta$  は流体の圧力に消費されたパワーの  $x$  方向と  $y$  方向の比となる.

さらに, 消費パワー  $\bar{E}_{px}^*$  および  $\bar{E}_{py}^*$  は, 式(2.30)より付加質量による慣性力成分 (下付き添字番号: 1) および準定常的揚力成分 (下付き添字番号: 2) とに, 次式のように分離して計算することができる.

$$\bar{E}_{px1}^* = \sum_{j=1}^M \overline{(f_{px1(j)}^* u_{(j)}^*)} \quad (5.7)$$

$$\bar{E}_{px2}^* = \sum_{j=1}^M \overline{(f_{px2(j)}^* u_{(j)}^*)} \quad (5.8)$$

$$\bar{E}_{py1}^* = \sum_{j=1}^M \overline{(f_{py1(j)}^* v_{(j)}^*)} \quad (5.9)$$

$$\bar{E}_{py2}^* = \sum_{j=1}^M \overline{(f_{py2(j)}^* v_{(j)}^*)} \quad (5.10)$$

ここで  $f_{px1(j)}^*$ ,  $f_{px2(j)}^*$ ,  $f_{py1(j)}^*$ ,  $f_{py2(j)}^*$  はそれぞれ  $j$  番目の束縛渦の定義点における  $x$  方向流体慣性力,  $x$  方向揚力,  $y$  方向流体慣性力,  $y$  方向揚力であり,  $u_{(j)}^*$ ,  $v_{(j)}^*$  はそれぞれ  $j$  番目の束縛渦の定義点における  $x$  方向速度および  $y$  方向速度である. よって式(5.6)から, 次式を得る.

$$\eta = \frac{-\bar{E}_{px1}^* - \bar{E}_{px2}^*}{\bar{E}_{py1}^* + \bar{E}_{py2}^*} \quad (5.11)$$

ここで一般に  $-\bar{E}_{px2}^* = \bar{E}_{py2}^*$  が成り立ち, またパワーロスは放出渦のみによるので, 式(5.11)を用い, 放出渦に無駄に消費されたパワーロス  $\bar{E}_v^*$  は次式のように書き表

せる.

$$\begin{aligned}\bar{E}_v^* &= (\bar{E}_{py1}^* + \bar{E}_{py2}^*) - (-\bar{E}_{px1}^* - \bar{E}_{px2}^*) \\ &= \bar{E}_{py1}^* - (-\bar{E}_{px1}^*). \end{aligned} \quad (5.12)$$

よって  $\eta$  は次式のように書ける.

$$\eta = \frac{-\bar{E}_{px1}^* - \bar{E}_{px2}^*}{-\bar{E}_{px1}^* - \bar{E}_{px2}^* + \bar{E}_v^*}. \quad (5.13)$$

## 5.3 5種類の運動パラメータにおける基本推進特性の解析

まず関節振幅  $\theta_{p\max}$ , 関節運動周期  $T$ , および粘性流体中で推進機構が受ける抵抗に関するパラメータ  $D$  の3個の運動パラメータを様々に変化させ, それぞれの場合について無次元推進速度  $\bar{U}^*$ , 有次元推進速度  $\bar{U}$ , および推進効率  $\eta$  の一様位相差  $\phi_0$  依存性の解析をおこなった. 表 5.1 に解析した5種類の場合の運動パラメータを示す. ここでパラメータ  $D$  は, 実験により得た実際の粘性による抵抗に対する, 数値計算において与えた粘性による抵抗の比を表す. すなわち CASE1, 2, 3, では実際の抵抗と等しい.

CASE1, 2, 3 は前章のパターン 1,2,3 にそれぞれ対応し, 関節屈曲角の最大角速度 ( $\theta_{p\max} \cdot \omega$ ) がすべて等しく, 細かく速い運動から大きく遅い運動へと3段階に変化させた場合である. 次元解析から, 推進機構に働く流体力は ( $\theta_{p\max} \cdot \omega^2$ ) に比例すると考えられる. さらに  $x$  方向および  $y$  方向に働く流体力の  $\bar{F}_{px}$  と  $\bar{F}_{py}$  の合力に対する  $\bar{F}_{px}$  の比は, 推進機構各部の迎角に比例するので, 結局関節振幅  $\theta_{p\max}$  に比例する. よって推力  $\bar{F}_{px1}$  は,

$$(\theta_{p\max} \cdot \omega^2) \cdot \theta_{p\max} = (\theta_{p\max} \cdot \omega)^2, \quad (5.14)$$

すなわち関節最大角速度の2乗に比例すると考えられる. CASE 1, 2, および3はこの関節最大角速度が一定であるため, これらのケースは推力一定となるように変化させたと言える.

CASE 4 は関節振幅と運動周期が CASE 2 と等しく, 粘性による抵抗を 1/20 に減らした場合である. CASE 5 は粘性による抵抗を 0 にし, 関節振幅が CASE 2 に等しい場合である. 粘性による抵抗を 0 とした場合, 無次元化した系での解析には, 機構の実際の運動周期は現れなくなるため, 運動周期は任意でよいので表 5.1 中傍線としてある.

図 5.1 に CASE 1~5 についての, 無次元推進速度  $\bar{U}^*$  の  $\phi_0$  依存性の解析結果を示す. また表 2 には  $\phi_0 = 0^\circ$  における  $\bar{U}^*$  および実際の推進速度  $\bar{U}$  の各ケースの解析値を示す. 図 5.2 には, CASE 1~4 についての, 推進効率  $\eta$  の  $\phi_0$  依存性の解析結果を示す. CASE 5 では,  $E_{fx} = 0$  であるので常に  $\eta$  は 0 となる. これらの図および表より, 以下の特徴が挙げられる.

(1) 図 5.1 において,  $D=0$  および 1/20 の場合を除き, いずれの CASE でも一般的に  $\bar{U}^*$  は  $\phi_0 = 0^\circ$  の近傍で最大となり,  $\phi_0$  の絶対値が増大するに従い, なめらかに減少する.

(2) 表 2 において, 関節屈曲角の最大角速度が等しい CASE1, 2, 3 を比べると表

表 5.1: 5種類の運動パラメータ

CASE	$\theta_{p \max}(p = 1 \sim 3)$	$T = 2\pi/\omega$	$D$
1	2.6°	0.45 sec	1
2	5.2°	0.90 sec	1
3	10.4°	1.80 sec	1
4	5.2°	0.90 sec	1/20
5	5.2°	—	0

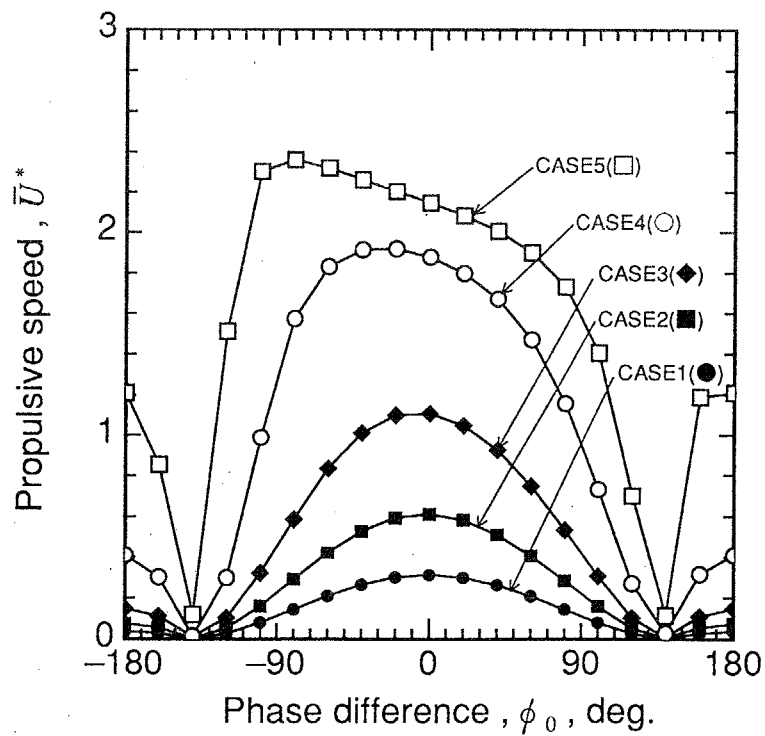


図 5.1:  $\bar{U}^*$  の  $\phi_0$  依存性



表 5.2:  $\phi_0 = 0^\circ$  における  $\bar{U}^*$  および  $\bar{U}$  の各パターンの比較

CASE	$\bar{U}^*$	$\bar{U}$ [m/s]
1	0.3086	0.1646
2	0.6150	0.1640
3	1.1118	0.1482
4	1.8776	0.5007
5	2.1445	—

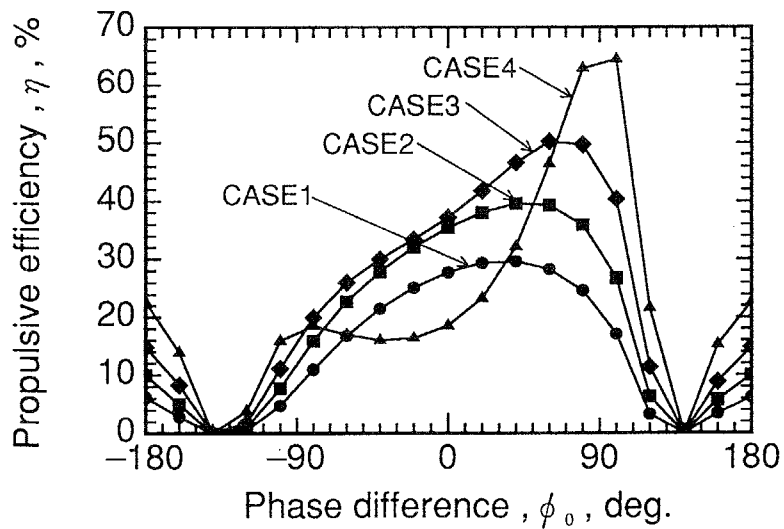


図 5.2:  $\eta$  の  $\phi_0$  依存性

3より、有次元の推進速度 $\bar{U}$ はCASE1とCASE2がほぼ等しく、CASE3がそれらに対しやや低い。

(3) 図5.1において、CASE2に比べ、粘性による抵抗を1/20にしたCASE4では $\bar{U}^*$ は著しく増大するが、粘性による抵抗をさらに0にしたCASE5の $\bar{U}^*$ はCASE4よりやや大きい程度であり、粘性による抵抗が無くとも $\bar{U}^*$ は有限値となる。

(4) 図5.2において、すべての $\phi_0$ について、 $\eta$ はCASE1から3への $\bar{U}^*$ に伴い増加するが、最終的にはCASE5の場合の0にまで減少する。

(5) 図5.2において、CASE1のとき、 $\eta$ の最大値を与える $\phi_0$ は $40^\circ$ である。CASE1からCASE4へと $\bar{U}^*$ が増加するに伴い、 $\eta$ の最大値を与える $\phi_0$ は大きくなり、CASE4では $100^\circ$ である。

特徴(1)の理由は、前章でも述べたように、すべての関節が同位相のときに推進機構全体の扇ぎ運動が最大になるためと考えられる。

特徴(2)については、CASE3の有次元推進速度 $\bar{U}$ の低下は、粘性による抵抗に関係なく、CASE1やCASE2の場合と同じ $\bar{U}$ で推進するには推力が不足することを意味する。よってこれらのケースにおける相違点は関節振幅 $\theta_{p\max}$ と無次元推進速度 $\bar{U}$ であるため、次節では特徴(2)および特徴(3)の原因を明らかにするべく、関節振幅 $\theta_{p\max}$ および無次元推進速度 $\bar{U}$ それぞれに対する、推力特性を解析する。

さらにその後、特徴(4)および特徴(5)の $\eta$ の特性の原因を考察する。

## 5.4 推力特性

本節では、まず関節振幅に関する流体力の非線形性について解析する。次に前節の特徴(2)および(3)の原因を考察するため、最も推進速度の高い  $\phi_0 = 0$  の場合における推力特性を解析する。さらに次節での推進効率の議論に用いるため、図 5.2 において最も推進効率の高い  $\phi_0 = 100^\circ$  の場合における推力特性を解析する。

### 5.4.1 関節振幅に関する流体力の線形性

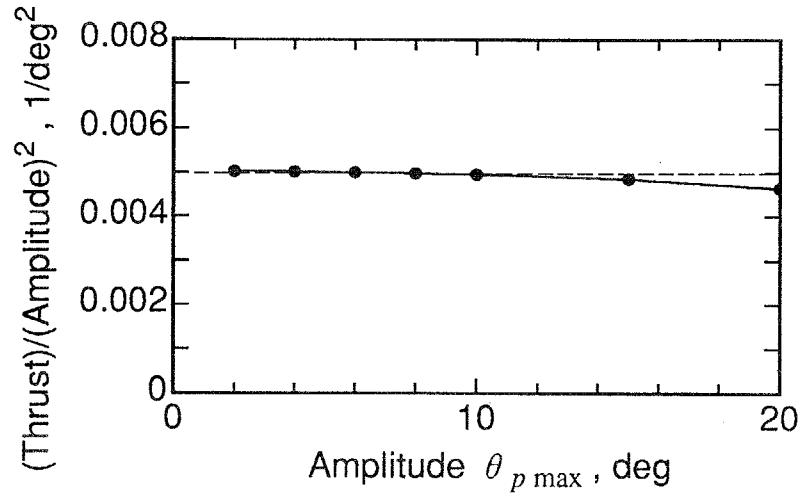
図 5.3 に、無次元推力  $\bar{F}_{px}^*$  を関節振幅  $\theta_{p\max}$  の 2 乗で割った比の、 $\theta_{p\max}$  依存性を示す。ただし  $\bar{U}^* = 1.0$  で  $\phi_0 = 0$  および  $100^\circ$  の場合である。推進機構の  $x$  方向変動（サージング）の大きさは小さいことがわかっているため、これらの計算では  $x$  方向の運動方程式は解かずに、 $\bar{U}^*$  の値はあらかじめ与えてある。図 5.3 より、 $\theta_{1\max} < 10^\circ$  のときには、一定の  $\bar{U}^*$  において推力  $\bar{F}_{px}^*$  は関節振幅の 2 乗にほぼ完全に比例することがわかる。前節で見たように、次元解析において推力は関節振幅の 2 乗に比例すると考えられるため、 $\theta_{1\max} < 10^\circ$  の範囲では推力は関節振幅の 2 乗に関して線形であると言える。よって、前節の CASE 3 の  $\bar{U}$  が低くなる特徴(2)の原因は、大振幅による非線形性ではないと考えられる。

### 5.4.2 $\phi_0 = 0^\circ$ における推力特性

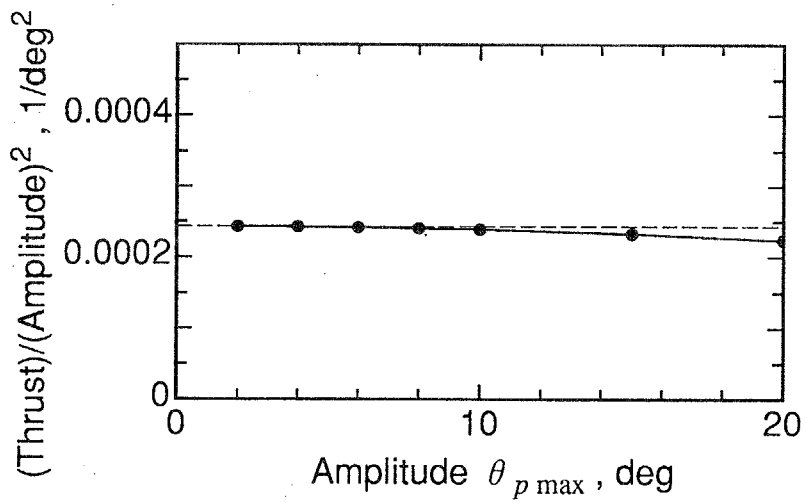
次に図 5.4 に、位相差、振幅を一定に保ち、粘性による抵抗を 0 とし、推進方向の運動方程式を解かずに  $\bar{U}^*$  をあらかじめ与えて、機構の推進方向の流体力の付加質量の慣性力成分  $F_{px1}$ 、揚力成分  $F_{px2}$ 、合力  $F_{px}$  および基本抵抗  $F_D$  の  $\bar{U}^*$  に対する変化を示す。ただし  $\bar{F}_{px1}^*$ 、 $\bar{F}_{px2}^*$  および  $\bar{F}_{px}^*$  は機構にとって推力となる方向を正にとっている。

図 5.4(a) よりわかるように、 $\phi_0 = 0^\circ$  の場合、 $\bar{U}^*$  の小さい領域において  $\bar{F}_{px}^*$  はほぼ一定であり、 $\bar{U}^*$  が増加するにつれて 2 乗的に減少する。一方  $F_D^*$  は  $T$  に関してはあまり変化しない。これは  $F_D^*$  は  $T^{0.3}$  に比例するからである。 $\bar{F}_{px}^*$  曲線と  $F_D^*$  曲線が交差する点の  $\bar{U}^*$  が、推力と抵抗が釣り合った無次元推進速度となる。よって、 $T$  の変化によってわずかに  $F_D^*$  が変化することにより、この釣り合点は移動する。もし  $F_D^*$  が  $U^2$  に比例する場合であれば、この釣り合った無次元推進速度は  $T$  によって変化しない。

推力  $\bar{F}_{px}^*$  について、その構成要素  $\bar{F}_{px1}^*$  および  $\bar{F}_{px2}^*$  に着目し、さらに考察を加える。図 5.4(a) に示されるように、慣性力  $\bar{F}_{px1}^*$  は  $\bar{U}^*$  に関してほぼ比例的である。この原因は付加質量の慣性力は  $\Gamma_{bv}^*$  に比例し、 $\Gamma_{bv}^*$  は  $\phi_0 = 0^\circ$  のとき  $\bar{U}^*$  に比例的に



(a)  $\phi_0 = 0^\circ$



(b)  $\phi_0 = 100^\circ$

図 5.3: 推力の関節振幅の2乗に対する比の関節振幅依存性 ( $\bar{U}^* = 1.0$ )

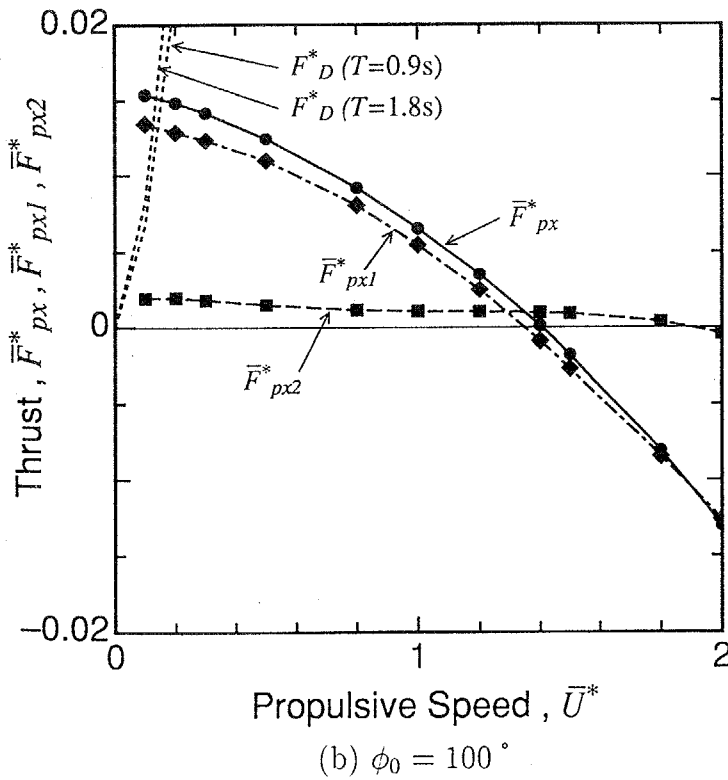
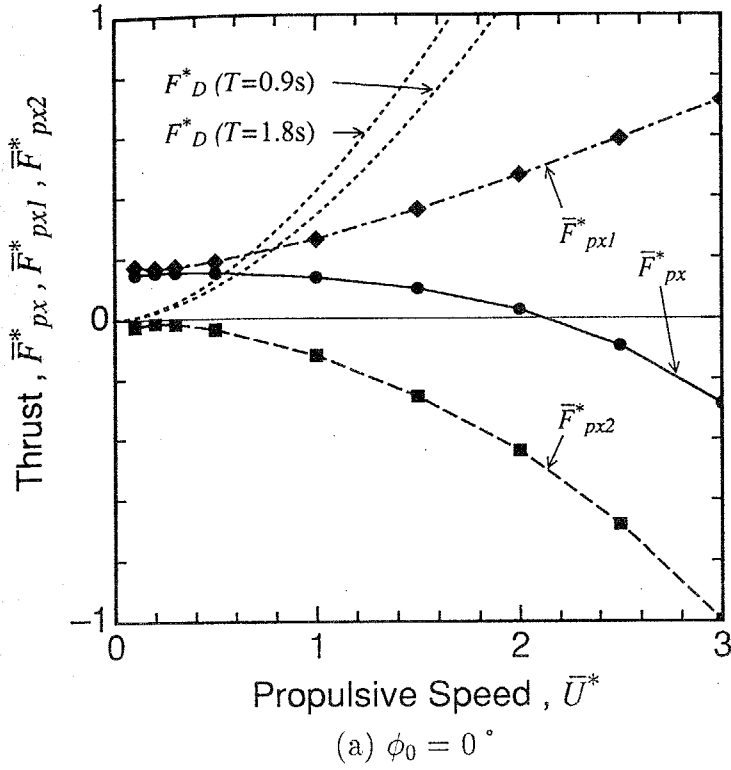


図 5.4:  $\bar{F}_{px1}^*$ ,  $\bar{F}_{px2}^*$ ,  $\bar{F}_{px}^*$ ,  $F_D^*$  の  $\bar{U}^*$  依存性 ( $\theta_{p\max} = 5.2^\circ$  ( $p = 1 \sim 3$ ))

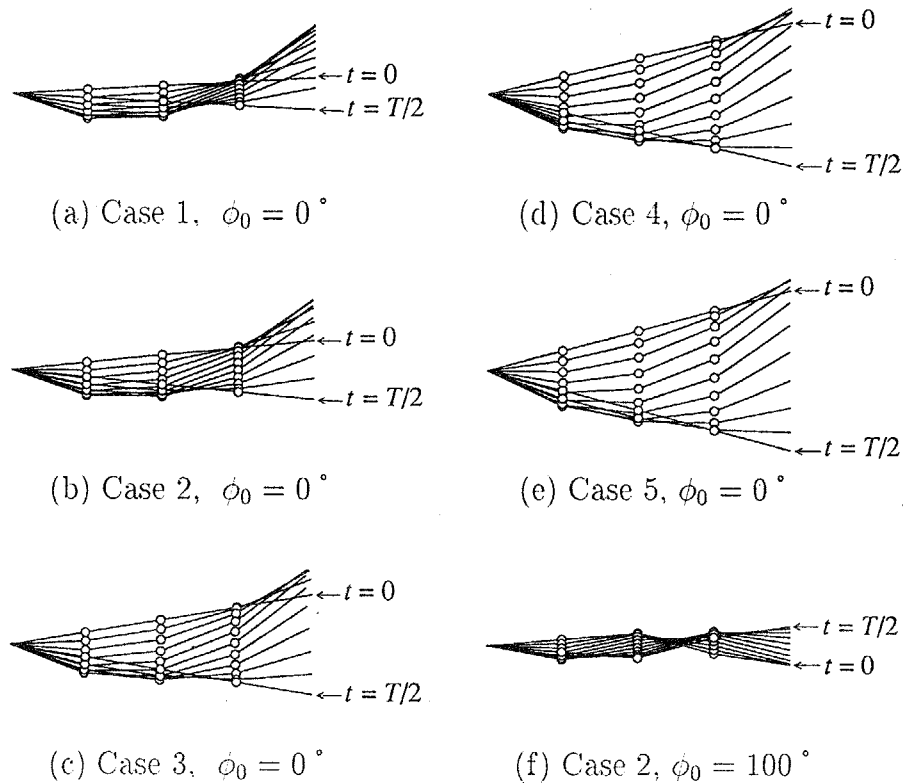


図 5.5: 半周期分の推進機構の姿勢

増加するためと考えられる。しかし、 $\bar{U}^*$  が0近くにまで減少すると、 $\bar{F}_{px1}^*$  は正の一定値となる。これは、 $\bar{U}^*$  が0でも推進機構自身の運動により、 $\Gamma_{bv}^*$  が0にならないためであると考えられる。一方、揚力成分  $F_{px2}$  は負の値であり、その絶対値は $\bar{U}^*$  の2乗のオーダーで増加している。 $F_{px2}$  の絶対値が、 $\bar{U}^*$  の2乗のオーダーで増加する理由は、揚力は  $(\Gamma_{bv}^* \cdot \bar{U}^*)$  に比例し、 $\Gamma_{bv}^*$  はほぼ  $\bar{U}^*$  に比例して増加するためと考えられる。また揚力成分が負の推力となる理由は、推進機構全体の先端まわりのピッチング運動が受動的なためと考えられる。そのため合計の推力  $F_{px}$  は図 5.4 中の実線のように、 $\bar{U}^*$  の増加に伴い、ほぼ一定値から2次関数的に減少する。

図 5.4(b) については後に述べることにし、次に上で述べた結果を図式的に考察する。図 5.5 (a) ~ (e) に、それぞれ CASE1 ~ 5 の  $\phi_0 = 0^\circ$  の場合の半周期分の推進機構の姿勢を示す。ただし比較を容易にし見やすくするため、機構の先端部分を推進方向について揃え、 $y$  方向の変位を CASE1 から5までにつき、それぞれ8倍、4倍、2倍、4倍、4倍して屈曲変位がすべて同じ大きさになるように表示している。

### 5.4. 推力特性

図 5.5 より, CASE1 の場合, 屈曲運動に比較して推進機構全体のピッチング運動の大きさは最も小さい. CASE 1 から CASE 5 へと  $\bar{U}^*$  が増加するに伴い, 推進機構全体のピッチング運動の大きさは屈曲運動に対してより大きくなっていく. また図 5.5 において, 推進機構は凹状の姿勢のときに全体が下向きに運動していることがわかる. この理由は, 推進機構が凹状の姿勢を取ったときに, 流体との  $x$  方向相対速度によって下向きの揚力が発生するためであると考えられる. 推進機構全体のピッチング運動が支配的で, 推進機構が  $y$  方向において揚力の働く方向と同じ方向に運動する場合, 推進機構は  $y$  方向には負の仕事をしている. さらに, よく知られているように, 循環による揚力に関してはパワーロスが 0 であるから,  $y$  方向での負の仕事はロス無く  $x$  方向に変換される. よって揚力成分は負の推力となると考えられる.

以上の考察を踏まえ, 前節の特徴 (2) の原因を考察する. 図 5.4(a) に示されるように, CASE 1 から CASE 3 の  $\bar{U}^*$  の増加に伴い, 無次元化推力  $\bar{F}_{px}^*$  は一定値から減少する. それゆえ, 実際の有次元推力  $\bar{F}_{px}$  も CASE1 から CASE 3 への変化において一定値からやや減少する. よって実際の推進速度  $\bar{U}$  は減少すると考えられる.

また特徴 (3) の理由も同様に図 5.4 を用いて説明される. すなわち  $\bar{U}^*$  が大きくなり, 揚力成分による抵抗  $F_{px2}$  が増加し, 付加質量の慣性力成分  $F_{px1}$  と釣り合い, 合計の推力  $F_{px}$  が 0 になったときが CASE5 の粘性による抵抗が 0 の場合に対応している. この場合, 関節振幅を大きくしても付加質量の慣性力および揚力のそれぞれの成分を大きくしてしまうだけであり, それらが釣り合った点である  $\bar{U}^*$  は変化しない. それゆえ釣合点  $\bar{U}^*$  は関節振幅によって変化しないと考えられる.

#### 5.4.3 $\phi_0 = 100^\circ$ における推力特性

図 5.4(b) に示されるように,  $\phi_0 = 100^\circ$  の場合の推力特性は,  $\phi_0 = 0^\circ$  の場合とは異なっている.  $\bar{U}^* \approx 0$  のとき  $\bar{F}_{px1}^*$  は正であるが,  $\phi_0 = 0^\circ$  の場合とは異なり,  $\bar{U}^*$  の増加にともない減少する. この場合, 推力はおもに  $\phi_0 = 0^\circ$  の場合のような推進機構まわりの循環によってではなく, 進行波の運動と見なせるような, くねり運動によってつくられていると考えられる. よってくねり運動では, 推進速度と進行波の速度の差によってのみ推力がつくられるため, 推力は  $\bar{U}^*$  の増加に伴い減少すると考えられる. この進行波は隣接関節間 ( $= L/4$ ) を  $\phi_0/360 \times T$  の時間で進むので, 無次元化した系では進行波の速度は次式となる.

$$U_0 = \frac{1}{4} \times \frac{360}{\phi_0} = \frac{90}{\phi_0} \quad (5.15)$$

三の  
うな  
: $\bar{U}^*$   
る  
え  
ッ  
)実  
す  
)推  
トを  
倍,  
る.

図5.4(b)のとき,  $U_0$  は0.9となるが,  $\bar{F}_{px1}^*$  は  $\bar{U}^* \approx 1.4 (> 0.9)$  のときに0となる. よって推進機構まわりの循環による推力への寄与もわずかにあると考えられる. この進行波を送るようなくねり運動と, 推進効率の関係については次節で述べる.

一方, すべての  $\bar{U}^*$  の領域において,  $\bar{F}_{px2}^*$  はごく小さい値となる. これは  $\phi_0 = 0^\circ$  の場合と異なり, 推進機構全体が凹凸の姿勢を取らないためと考えられる.



## 5.5 推進効率特性

前節の結果を踏まえ、本節では推進効率特性の解析を詳細におこない、5.3節の特徴(4)および(5)の理由を考察する。

### 5.5.1 無次元推進速度に対する推進効率特性

図5.6(a)および(b)に、 $\phi_0 = 0^\circ$  および  $100^\circ$  の場合それぞれの、 $\bar{E}_{px}^*$ 、 $\bar{E}_{py}^*$  および  $\eta$  の  $\bar{U}^*$  依存性を示す。

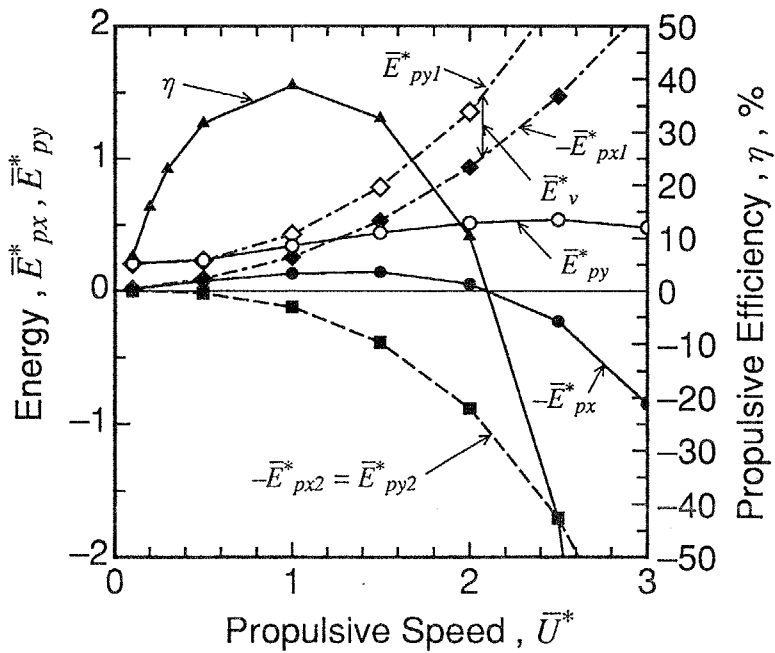
図5.6(a)および(b)に示されるように、 $\phi_0 = 0^\circ$  および  $\phi_0 = 100^\circ$  いずれの場合においても、 $\bar{U}^* \approx 0$  のとき  $-\bar{E}_{px}^*$  は0であり、 $\bar{U}^*$  の増加に伴い初めは増加するが、最終的には急激に減少する。図5.4に示されるように、この理由は、図5.4に示されるように、推力は  $\bar{U}^* \approx 0$  における正の値から単調に減少することと、 $-\bar{E}_{px}^*$  は推力と  $\bar{U}^*$  の積であることのためである。

一方、図5.6(a)および(b)に示されるように、 $\bar{E}_{py}^*$  は  $\bar{U}^*$  が0近辺において正の値から始まる。この理由は、推進速度が0になっても渦放出に無駄に消費されるパワー  $\bar{E}_v^*$  は0にはならないためと考えられる。よって  $-\bar{E}_{px}^*$  と  $\bar{E}_{py}^*$  の比である  $\eta$  は、 $\bar{U}^*$  の増加に伴い、0から増加したのち急激に減少する。よって  $\phi_0 = 0^\circ$  の場合、 $\bar{U}^* = 1.0$  のときに  $\eta$  は最大値40%となる。また  $\phi_0 = 100^\circ$  の場合、 $\bar{U}^* = 0.8$  のときに  $\eta$  は最大値65%となる。これが特徴(4)および(5)の理由と考えられる。

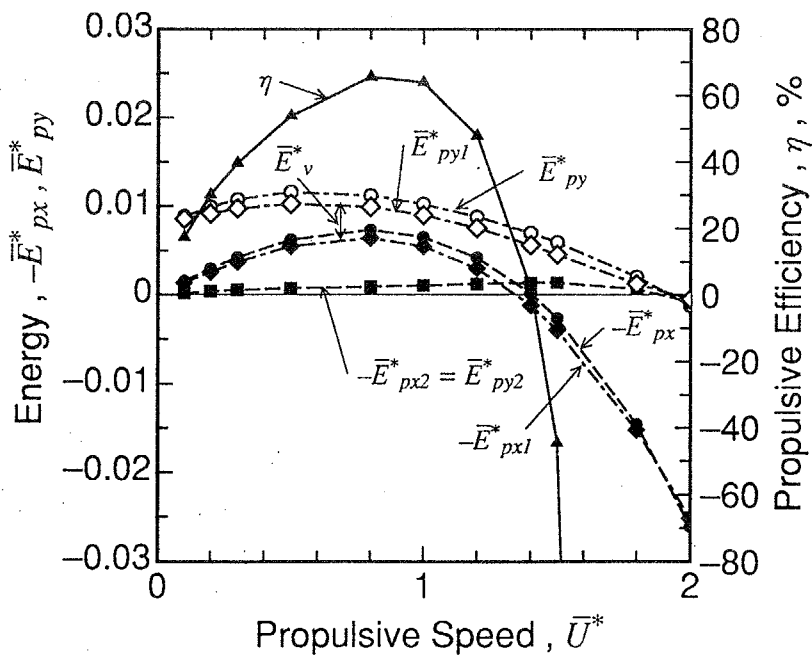
### 5.5.2 $\phi_0 = 100^\circ$ において最大の推進効率となる理由

CASE 4において、 $\phi_0 = 100^\circ$  および  $\bar{U}^* = 0.73$  のときに  $\eta$  は最大値65%となる理由を考察する。図5.6(a)に示されるように、 $\phi_0 = 0^\circ$  のとき揚力  $\bar{F}_{px2}^*$  は推進を妨げ、推進効率  $\eta$  を低下させている。この揚力は図5.5で見たように推進機構全体の凹凸の姿勢によるものなため、 $\bar{U}$  が  $120^\circ$  近辺では揚力は小さいと考えられる。しかし、これでは  $\phi_0 = 100^\circ$  において推進効率が最大になる理由としては十分ではない。そこで推進効率特性を明らかにするため、推進機構の後縁の運動状態を検証する。これは放出渦により無駄に消費されるパワー  $\bar{E}_v^*$  は推進機構後縁の運動状態に強く依存するためである。以下に述べる2個のパラメータを用いて、後縁の運動を検証する。

Lighthill [28] は、二次元振動翼による推力発生機構において、翼後縁(厳密には3/4翼弦長の位置)が流れの方向に沿うようなときに、推進効率は最大となることを示した。これはこのときに翼後縁からの渦の放出が小さくなるためである。(この二次元振動翼の特性については、7章でも述べる。)そこで本解析でも推進機構後縁



(a)  $\phi_0 = 0^\circ$



(b)  $\phi_0 = 100^\circ$

図 5.6:  $\bar{E}_{px}, \bar{E}_{py}, \eta$  の  $\bar{U}^*$  依存性 ( $\theta_{p\max} = 5.2^\circ$  ( $p = 1 \sim 3$ ))

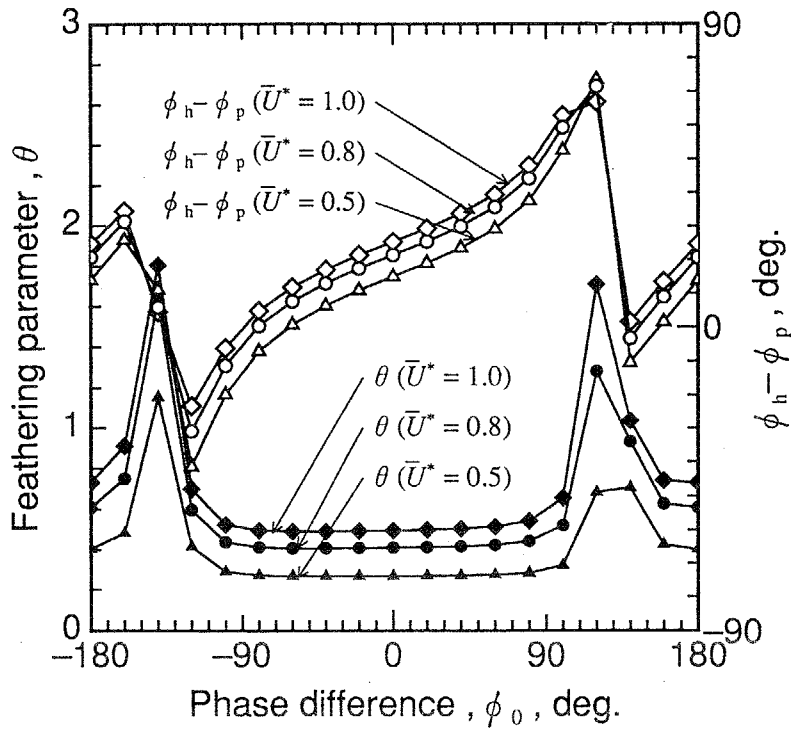


図 5.7:  $\theta$  および  $\phi_h - \phi_p$  の  $\phi_0$  依存性

の運動に注目し、以下のように後縁の  $y$  座標を  $y_{TE}$ 、傾きを  $(\partial y / \partial x)_{TE}$  とし、これらを正弦的变化と仮定し以下のように表す。

$$y_{TE} = h \sin(\omega t + \phi_h), \quad (5.16)$$

$$\left( \frac{\partial y}{\partial x} \right)_{TE} = \alpha \sin(\omega t + \phi_p), \quad (5.17)$$

すなわち推進機構後縁が上下方向のヒービングおよび回転方向のピッチングの2自由度振動をしているとみなし、それぞれの振動の振幅と位相を  $h, \phi_h$  および  $\alpha, \phi_p$  とする。さらに Lighthill が定義したフェザリングパラメータ  $\theta$  は次式で表される。

$$\theta = \frac{\bar{U}^* \alpha}{\omega h}, \quad (5.18)$$

すなわち  $\theta$  はピッチングとヒービングの振幅の比であり、 $\phi_h - \phi_p = 90^\circ$  でかつ  $\theta = 1$  のとき後縁が流体上に描く軌跡と後縁での機構の傾きが一致し、渦の放出が小さくなり  $\eta$  が高くなると考えられる。これら  $\phi_h - \phi_p$  および  $\theta$  の2個のパラメータの  $\phi_0$  依存性を解析した。

本解析では  $y_{TE}, (\partial y / \partial x)_{TE}$  は離散的に求まるので、求まったデータを正弦波でフィッティングし  $h, \alpha, \phi_h, \phi_p$  を求める。図 5.7 に  $\bar{U}^* = 0.5, 0.8, 1.0$  の場合の  $\theta$  お

よび  $\phi_h - \phi_p$  の  $\phi_0$  との関係の解析結果を示す. 図 5.7 よりわかるように,  $\phi_h - \phi_p$  はいずれの場合でも  $|\phi_0|$  が  $120^\circ$  以下の領域では  $\phi_0$  の増加に伴い単調に増加し,  $\phi_0 = 100 \sim 120^\circ$  近傍で  $70^\circ$  程度に達している. しかし  $\phi_0$  が  $120^\circ$  を越えると  $0^\circ$  近くまで急激に減少する. 一方いずれの場合でも  $\theta$  は  $|\phi_0|$  が  $120^\circ$  近傍で著しく大きくなり特に  $\bar{U}^*$  が 0.8, 1.0 の場合は  $\phi_0 = 120^\circ$  で 1 を超える. 大きすぎる  $\theta$  も推力の減少を招くと考えられるので,  $\bar{U}^* = 0.8$  および 1.0 の場合に  $\phi_0 = 120^\circ$  においてではなく,  $\phi_0 = 100^\circ$  において  $\eta$  が最大となることは妥当であろうと考えられる.

以上の考察を踏まえ, 特徴 (5) の理由を考察する. 上で見たように,  $\eta$  は  $\phi_0 = 100 \sim 120^\circ$  のときに最大となる. しかし CASE 1 においては  $\bar{U}^*$  が非常に小さい. 図 5.6 に示されるように,  $\bar{U}^*$  が小さいとき  $\eta$  は  $\bar{U}^*$  に対してほぼ比例的であるため, この場合  $\bar{U}^*$  が  $\eta$  を決める最も主要な要因となる. よって CASE 1 の場合  $\phi_0 = 40^\circ$  のときに  $\eta$  は最大値となる. また CASE 1 から CASE 4 へ  $\bar{U}^*$  が増加するに従い,  $\phi_0 = 100 \sim 120^\circ$  近辺で  $\eta$  が最大となる傾向がより強まっていく. よって CASE 4 においては  $\phi_0 = 100^\circ$  のときに  $\eta$  は最大となる.

ここで, 前節の推力特性においてもふれた, 進行波を送るようなくねり運動についても,  $\theta$  および  $\phi_h - \phi_p$  の 2 個のパラメータを用いて, 以下のように運動を説明することができることを示しておく.

前方より流速  $U$  の流れを受けつつ,  $+x$  方向に進行する正弦波横波の振幅を  $h_w$ , 進行速度を  $V_w$ , 波長を  $\lambda$  とすると,  $x$  の位置の変位 (ヒービング変位)  $y_w$  は次式のように表される.

$$y_w = h_w \sin\left[\frac{2\pi}{\lambda}(x - Vt)\right] \quad (5.19)$$

よって傾き (ピッチング変位)  $(\partial y_w)/(\partial x)$  は次式となる.

$$\frac{\partial y_w}{\partial x} = h_w \frac{2\pi}{\lambda} \cos\left[\frac{2\pi}{\lambda}(x - Vt)\right] \quad (5.20)$$

またある固定された  $x$  に関してみれば, 変位の振動数  $\omega$  は次式となる.

$$\omega = \frac{2\pi V}{\lambda} \quad (5.21)$$

よってピッチング振幅とヒービング振幅の比に  $U/\omega$  を掛けたものであるフェザリングパラメータ  $\theta$  は次式のように計算される.

$$\theta = \frac{2\pi U}{\lambda \omega} = \frac{U}{V_w} \quad (5.22)$$

すなわち流速と進行波の速度の比となる.  $\theta = 1$  のときは流速と進行波速度が一致

するので、進行波は流体になんの影響も及ぼさない。進行波の場合、ヒービング変位とピッチング変位の位相差はもともと  $90^\circ$  と仮定されているので、進行波の運動でもやはり  $\theta = 1$  でかつピッチングとヒービングの位相差が  $90^\circ$  の状態に近づくとつれて後縁からの渦放出は小さくなると言える。また進行波により推力を得るためには、 $U < V_w$  でなければならないため、 $\theta < 1$  でなければならないことがわかる。

### 5.5.3 推進効率最大の運動の求め方

以上の結果および考察より、本解析における二次元3関節モデルでは、粘性による抵抗とは無関係に、推進効率を最大化する最適な1周期の推進量および位相差が存在し、そのとき推進効率は65%程度となる。そこである与えられた平均推進速度  $\bar{U}_{\text{ref}}$  を最大効率で推進するためには、以下の手順に従って機構の運動パラメータを決定すればよい。

(1) 図 5.1 および図 5.2 より得られる最適な1周期の推進量を  $\bar{U}_{\text{opt}}^*$  とすると、関節の最適運動周期  $T_{\text{opt}}$  は

$$T_{\text{opt}} = \frac{\bar{U}_{\text{opt}}^* L}{\bar{U}_{\text{ref}}} \quad (5.23)$$

となる。

(2)  $T_{\text{opt}}$  および図 5.2 より得られる最適な位相差を用いて適当な関節振幅で関節を運動させる。

(3) 機構の推力と粘性による抵抗のつりあい条件から得られる推進速度が  $\bar{U}_{\text{ref}}$  より小さければ関節振幅を大きくして推力を高め、 $\bar{U}_{\text{ref}}$  より大きければ関節振幅を小さくして、推進速度が  $\bar{U}_{\text{ref}}$  になるようにする。

## 5.6 より高速・高効率な推進のための方策

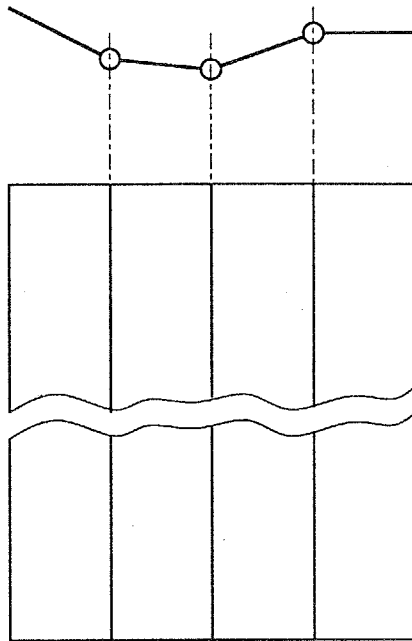
図 5.4(a) および図 5.6(a) よりわかるように, 本二次元3関節モデルでは, 推進機構が凹凸姿勢をとるときに発生する揚力成分が  $y$  方向にはパワーを流体から吸収して推進機構の消費パワーを減らす働きを持っているが,  $x$  方向には負の推力となり推進を妨げる働きを持っている. よってこのとき

$$-E_{px2} = E_{py2} < 0 \quad (5.24)$$

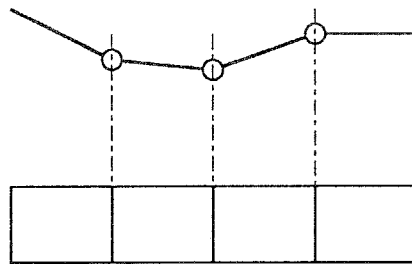
という関係が成り立っている. この関係を式 (5.11) に代入すると, 揚力成分が負の推力を発生する場合, 消費パワーは少なくなるにも関わらず,  $\eta$  は低下することがわかる. よってより高効率な推進のためには, 本章での解析において設けていた, 3関節が同振幅, 一様位相差の拘束条件を外し, 揚力成分を小さくしたまま後縁からの渦放出によるパワーロスをより小さくするような運動, すなわち最適運動パターンを求めることが有効と考えられる. このような立場から, 本二次元モデルの推進効率を最大化する最適運動パターンの解析を6章においておこなう.

もう一つ考えられる方策としては, 推進機構の形態自体を変更することが挙げられる. 5.4節で見たように, 本二次元モデルにおいて揚力が推進の妨げになるのは, 推進機構全体に加わる揚力の方向に推進機構が受動的に運動してしまうためである. よって揚力の方向とは逆の方向に全体が運動すれば揚力は推力となるが, これは原理的に不可能である. ならば胴体部に揚力が働かないようにすればよいと考えられる. 図 5.8(a) に示すように, 二次元モデルにおいて揚力が働くのは, 推進機構が翼のように深さ方向に長い (アスペクト比無限大) と考えているためである. 4章の実験においては実験上の制限からやや低いアスペクト比 0.5 であったが, 図 5.8(b) に示すように, より深さ方向の長さを極端に短くすれば, 揚力は小さくなる. しかしこの場合, 3章および4章で用いた三次元離散渦法では無視していた, 推進機構上下端における渦放出の影響が大きくなると考えられる. この上下端からの渦放出は無駄にパワーを消費するだけであるので好ましくない. そこで, 上下端での渦放出を避けるためと, 高速推進のためになるべく基本抵抗を少なくするための形状を考えると, 図 5.8(c) におけるような円断面をした流線形胴体が最も好ましいと考えられる. しかしこのような細長い流線形物体では, 揚力が発生しないかわりに推力も得ることができない. 理想流体中ではどのように流線形物体が運動しても  $x$  方向に働く平均力は0となる.

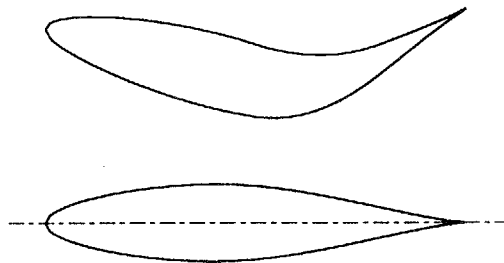
そこでこの流線形物体が推力を得る方法を考えよう. 上の議論では推進機構に加わる揚力をなるべく小さくすることを考えたが, 渦放出を伴う慣性力と異なり, 揚



(a) 二次元モデル（深さ無限大）



(b) 深さを減少



(c) 円断面の流線形

図 5.8: 推進機構の形態の改良

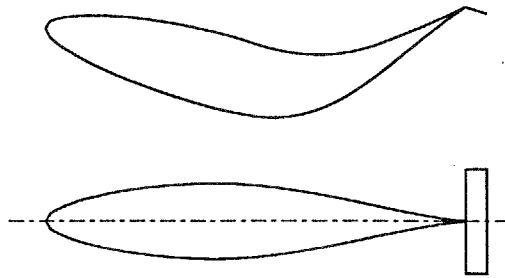


図 5.9: 後端に尾ひれが付けられたモデル

力には本来パワーロスがないので、揚力を推力にできればより高効率な推進が期待できる。よって揚力が発生する高アスペクト比の翼を、図 5.9 に示されるように、流線形胴体の後端に尾ひれとして取付け、胴体部により駆動させればより高効率な推進が期待できる。7章および8章ではこのような観点から、円断面をした流線形胴体部の後端に高アスペクト比の翼が付けられたモデルについての解析および実験をおこなう。



## 5.7 結言

本章では、二次元3関節モデルの流体力、消費パワーおよび推進効率特性を詳細に検討した。まず5種類の関節振幅および運動周期のパターンについて、一様位相差をパラメータとした無次元推進速度特性および推進効率特性を検討し、ついで無次元推進速度に対する推力特性を検討することにより、推進機構に働く流体力の無次元推進速度に対する依存性を検討した。さらに以上の結果を踏まえ、無次元推進速度に対する推進効率特性および一様位相差に対する消費パワー・推進効率特性を明らかにした。得られた結論を以下に示す。

1. 全ての関節が同位相のときには、正の推力をつくる流体力の付加質量成分は無次元推進速度に関して比例的に増加する。一方負の推力をつくる流体力の揚力成分は無次元速度の2乗に関して比例的に増加する。よって全ての関節が同位相でかつ一定の関節最大角速度のときには、付加質量力と揚力の合計の推力は運動周期が増加するにつれて低下する。一様位相差が $100^\circ$ の場合には、推進機構のくねり運動により付加質量力が推力となり、揚力成分はほとんど0である。
2. 一様位相差の条件下において、推進効率を最大化する最適な無次元推進速度が存在する。また無次元推進速度が0.8で一様位相差が $100^\circ$ 近傍において、推進効率は最大値65%となる。一様位相差が $100^\circ$ 近傍において推進効率が最大となる理由は以下のように考えられる。
  - (a) 一様位相差が $120^\circ$ 近傍において、推進を妨げる揚力成分の大きさが小さくなる。
  - (b) 一様位相差が $100\sim 120^\circ$ において放出渦に無駄に消費されるパワーの割合が最小になる。
3. より高速・高効率な推進のためには、以下の二つの方策が有効である。
  - (a) 本章での解析において設けていた、3関節が同振幅、一様位相差の拘束条件を外し、揚力成分を小さくしたまま後縁からの渦放出によるパワーロスをより小さくするような運動、すなわち最適運動パターンを求める。
  - (b) 揚力を推力として得ることのできる尾ひれと、揚力による負の推力を発生しないような流線形胴体とからなる機構形態とする。



## 第 6 章

# 二次元 3 関節モデルの最適運動パターンの解析

### 6.1 緒言

5.6 節での考察に基づき，本章では，二次元 3 関節モデルについて，推進効率を最大化する最適な関節振幅および関節位相差のパターンを明らかにする．そのためまず運動周期を与え推進速度を拘束条件とするよう，最適化問題を定式化し，この最適化問題を解くための非線形最適化手法として，代表的解法のシンプレックス法と共役方向法の 2 手法を比較する．次に推進効率を最大化する最適運動パターンおよびそのときの最適推進効率の推進速度依存性を検討する．また屈曲振幅増大による非線形性について検討し，先端の回転支持が最適運動パターンに及ぼす影響についても検討する．さらに関節位置および機構質量が，最適運動および最適推進効率へ及ぼす影響を検討する．

## 6.2 最適化問題の定式化

本モデルにおいて、機構の運動を決定する運動パラメータは式(4.4)に示されるように  $\theta_{1max}, \theta_{2max}, \theta_{3max}, \phi_2, \phi_3, \omega$  の 6 個であるが、本章での最適化計算においては、運動周期  $2\pi/\omega$  は固定し、機構の 1 周期平均推進速度  $\bar{U}$  を拘束条件として与えて運動パラメータを最適化する方法をとる。この理由は、前章で見たように推進効率  $\eta$  は無次元推進速度  $\bar{U}^*$  に強く依存するため、運動周期  $T$  と推進速度  $U$  を与えて  $\bar{U}^*$  を一定に保つことにより  $\bar{U}^*$  の  $\eta$  への影響を除くためである。

ここで、 $\bar{U}$  は関節の運動を与えて運動方程式を 1 周期にわたり解くことにより初めて求まるものであるため、 $\bar{U}$  を一定に保つためには、ある関節振幅を与えて 1 周期時間を進め、 $\bar{U}$  が拘束条件より低ければ振幅を大きくし、高ければ振幅を小さくするという反復手順が必要となる。しかしこの反復手順の最中においても、 $\bar{U}$  は一定に保たれているわけではないので、 $\bar{U}$  の変化により流体力の特性が変化し、収束性が悪化すると考えられる。

そこで本章での最適化計算においては、機構の  $x$  方向（推進方向）の加速度運動は小さいとみなし、機構の先端部分をあらかじめ与えた一定の  $\bar{U} = U$  で強制的に推進させ、 $x$  方向について運動 1 周期にわたって推力および粘性による抵抗の差の時間積分を計算し、この差が十分小さくなるように機構の振幅を 1 周期毎に調整することで拘束条件を満たすようにする。5.4.1 節で見たように、無次元推進速度  $\bar{U}^*$  が一定であれば、推力は関節振幅の 2 乗に単純に比例するため、上のように推進速度一定の条件を与えれば、振幅調整の反復計算の収束性は良いと考えられる。

この振幅の調整を第 1 関節の振幅  $\theta_{1max}$  で行うことにすれば、第 2 および第 3 関節の振幅は、次式のように第 1 関節に対する振幅比  $\Theta_2$  および  $\Theta_3$  として与えられる。

$$\Theta_2 = \frac{\theta_{2max}}{\theta_{1max}} \quad (6.1)$$

$$\Theta_3 = \frac{\theta_{3max}}{\theta_{1max}} \quad (6.2)$$

したがって最適化する運動パラメータは  $\Theta_2, \Theta_3, \phi_2, \phi_3$  の 4 個となる。

## 6.3 最適化計算手法の検討

前節で定式化した最適化問題においては、拘束条件は最適化計算の中に関与してこないが、評価関数である推進効率  $\eta$  に対する、各パラメータの寄与分（すなわち勾配）を解析的に求めることはできない。よって最適化手法としても、勾配法ではなく直接法を用いなければならない。そこで本節では最適化計算の準備段階として、非線形最適化問題の直接解法として代表的な手法であるシンプレックス法 [84] と共役方向法 [85] を比較検討する。

### 6.3.1 シンプレックス法

シンプレックス法では  $n$  次元探索を行う場合、始めに  $n+1$  個の頂点で  $n$  次元空間を張り、以後これらの頂点の目的関数の値を比較しながら  $n+1$  個の頂点を最適点へ移動させていく。この移動は折り返し、縮小、拡大の3つの基本操作からなる。シンプレックス法は目的関数の連続性以外になんの仮定も設けていないため、広範囲に渡って適用することが出来るが、過去に得られた情報を直接使わないため、計算効率が良くないといった欠点もある。以下に計算手順を示す。

#### 計算手順

1. 初期値  $x^1 = (x_1, x_2, \dots, x_n)$  をあたえて

$$p_n = \frac{\sqrt{n+1}-1+n}{n\sqrt{2}}s \quad q_n = \frac{\sqrt{n+1}-1}{n\sqrt{2}}s \quad (6.3)$$

の2つの値を用いて最初のシンプレックスを作る。ここで  $s$  はシンプレックスの大きさを示す尺度であり1辺の長さ  $s$  の正則シンプレックスの  $n+1$  個の頂点を

$$\left. \begin{aligned} x^1 &= (x_1, x_2, \dots, x_n)^T \\ x^2 &= (p_n + x_1, q_n + x_2, q_n + x_3, \dots, q_n + x_n)^T \\ x^3 &= (q_n + x_1, p_n + x_2, q_n + x_3, \dots, q_n + x_n)^T \\ &\vdots \\ x^{n+1} &= (q_n + x_1, q_n + x_2, q_n + x_3, \dots, p_n + x_n)^T \end{aligned} \right\} \quad (6.4)$$

で与える。

2. 新しいシンプレックスの頂点の目的関数を比較し  $x^h$  (目的関数が最大値をとる頂点),  $x^s$  (目的関数が2番目に大きい値をとる頂点),  $x^l$  (目的関数が

最小値をとる頂点),  $x^0$  ( $x^h$ を除くすべての頂点の重心) をきめ収束判定をする.

3.  $x^h$ を折り返し  $x^r$ を求め目的関数  $M(x^r)$ を計算する.

$$x^r = (1 + \alpha_s)x^0 - \alpha_s x^h \quad \alpha_s > 0 \quad (6.5)$$

4.  $M(x^s) \geq M(x^r) \geq M(x^l)$  ならば  $x^h$ を  $x^r$ で置き換え手順2にもどる.  
 5.  $M(x^r) < M(x^l)$  ならば  $x^r - x^0$  方向に拡大し,  $x^e$ を求めて新しいシンプレックスを作り,  $M(x^e) < M(x^l)$  ならばこの拡大は成功しているので  $x^h$ を  $x^e$ で置き換える.  $M(x^e) \geq M(x^l)$  ならばこの拡大は失敗であり  $x^h$ を  $x^r$ で置き換える. そしていずれの場合も手順2にもどる.

$$x^e = \gamma_s x^r + (1 - \gamma_s)x^0 \quad \gamma_s > 1 \quad (6.6)$$

6. 折り返して(手順3で)もとめた  $x^r$ が,  $M(x^h) \geq M(x^r) \geq M(x^s)$  ならば  $x^h$ を  $x^r$ で置き換えて縮小する.  $M(x^r) \geq M(x^h)$  のときも縮小する. 縮小は次式による.

$$x^c = \beta_s x^h + (1 - \beta_s)x^0 \quad 0 < \beta_s < 1 \quad (6.7)$$

7.  $M(x^h) > M(x^c)$  ならば  $x^h$ を  $x^c$ で置き換え, 手順2にもどる.  $M(x^h) \leq M(x^c)$  ならば, シンプレックスを  $x^l$ を中心に

$$x^i = \frac{1}{2}(x^i - x^l) \quad i = 1, \dots, n+1 \quad (6.8)$$

として縮め, 手順2へもどる.

式(6.5),(6.6),(6.7)中の係数 $\alpha_s, \beta, \gamma$ は一般に $\alpha_s = 1, \beta_s = 0.5, \gamma_s = 2$ という値が良いとされ, 本解析でもこの値を採用した.

### 6.3.2 共役方向法

共役方向法は共役方向を見つけつつ直線探索を繰り返し, 最適点を見つけようとするものである. もともと共役方向法は目的関数が2次関数であるものに対して開発されているが, 一般の目的関数に対しても探索最終段階では2次形とみなすことができるため適用することが出来る.

以下に共役方向法のもととなる二つの原理および計算手順を示す.

#### 原理1

最小化する目的関数が,  $n$ 次元2次関数で次式で与えられる時,

$$f(x) = xA_c x + b_c x + c_c \quad (6.9)$$

ベクトル  $p$  と  $q$  に

$$pA_c q = 0 \quad (6.10)$$

の関係が成り立てば  $p$  と  $q$  は互いに共役であると定義する。ただし  $A_c$  は  $n \times n$  の行列である。もし式 (6.10) で定義される互いに共役な  $n$  個のベクトル  $q_1 \sim q_n$  を知ることが出来れば、2 次関数  $f(x)$  の最小値はこれらの各方向に沿ってたった 1 回の探索だけで見つけることが出来る。

#### 原理 2

もし  $x_0$  が空間のあるベクトル  $q$  上の最小点で、 $x_1$  もまた  $q$  上の最小点ならば、 $(x_1 - x_0)$  方向と  $q$  方向は互いに共役である。

以上の 2 つの原理より、共役方向法では共役方向を見つけて直線探索を繰り返す形のアルゴリズムとなる。

#### 計算手順

1. 1 次独立な  $n$  個のベクトル  $\{d_i\}_{i=0}^{n-1}$  と初期値  $x_0$  を与える。
2.  $i = 0, 1, \dots, n-1$  に対して、 $f(x_i + \alpha_i d_i)$  を最小にする  $\alpha_i$  を直線探索で求めて、 $x_{i+1} = x_i + \alpha_i d_i$  とする。
3.  $i = 0, 1, \dots, n-2$  に対して、 $d_i \leftarrow d_{i+1}$  という置き換えをする。
4.  $d_{n-1} \leftarrow x_n - x_0$  と置き換える。
5.  $f(x_n + \alpha_c d_{n-1})$  を最小にする  $\alpha_c$  を直線探索で求めて、 $x_0 \leftarrow x_n + \alpha_c d_{n-1}$  とする。
6. 収束判定を行い収束していない場合は 2 にもどる。

ただし直線探索には黄金分割法を採用した。

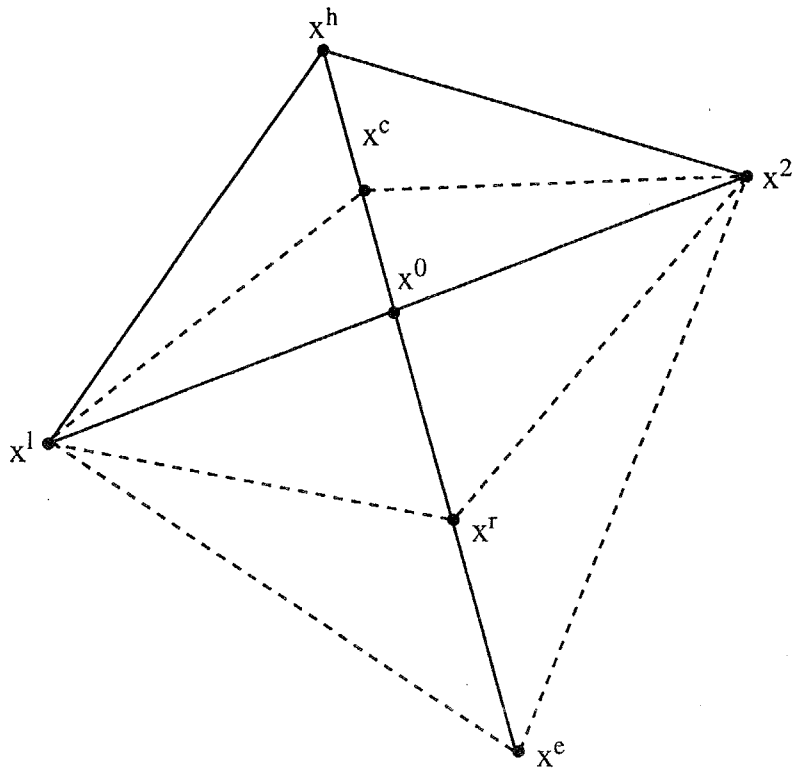


図 6.1: シンプレックス法概念図

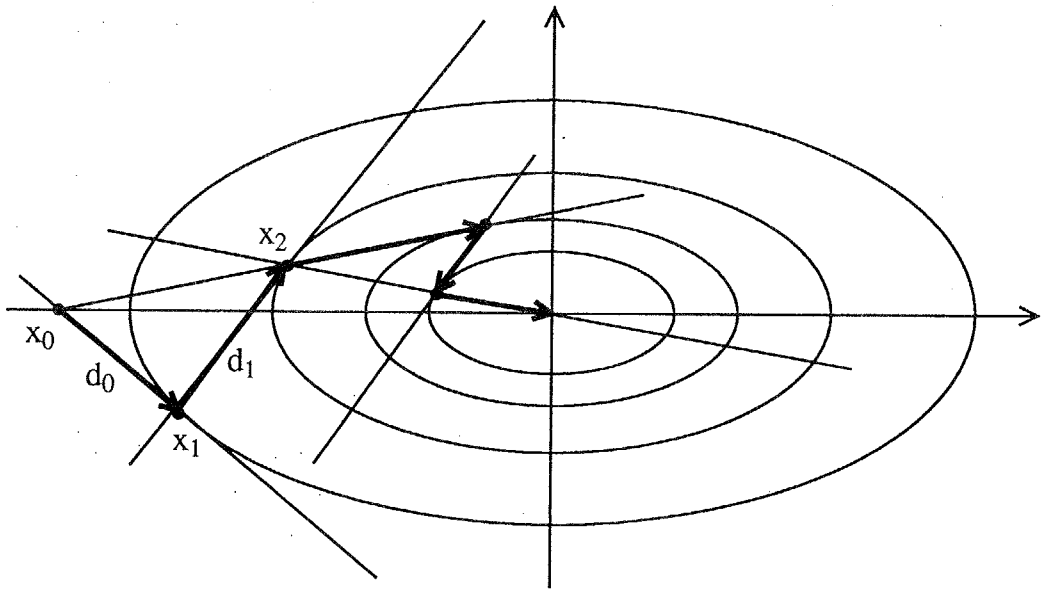


図 6.2: 共役方向法概念図



### 6.3.3 シンプレックス法と共役方向法の比較

シンプレックス法と共役方向法の計算効率を比較するため  $x_1 = 1, x_2 = 1, x_3 = 1, x_4 = 1$  で最小値  $f = 0$  をとることがわかっている wood 関数 (式 (6.11)) に対して、シンプレックス法と共役方向法を用いて最小値の探索を行った。

$$\begin{aligned}
 f(x_1, x_2, x_3, x_4) = & 100(x_1^2 - x_2)^2 + (1 - x_1)^2 \\
 & + 90(x_3^2 - x_4)^2 \\
 & + (1 - x_3)^2 \\
 & + 10.1\{(1 - x_2)^2 + (1 - x_4)^2\} \\
 & + 19.8(1 - x_2)(1 - x_4)
 \end{aligned} \tag{6.11}$$

収束過程を図 6.3 および図 6.4 に、収束結果を表 6.1 および表 6.2 に示す。ただし図中の黒丸は初期値を  $(-3, -1, -3, -1)$ 、白丸は  $(2, 2, 2, 2)$  とした場合である。また横軸は関数値を計算した回数である。最小値探索の結果、シンプレックス法も共役方向法も最小値探索に成功しているが、いずれの初期値からもシンプレックス法が共役方向法よりも 2 倍程度速く最小値に達するうえ、精度も優れていることがわかる。

次に実際に二次元 3 関節モデルの推進効率  $\eta$  を目的関数とし最適運動パターンの探索を行った結果を図 6.5 に示す。ここでは、推進速度  $U$  を  $0.2 \text{ m/s}$  とし、運動周期を  $1.0 \text{ s}$  とした。また  $\Theta_2, \Theta_3, \phi_2, \phi_3$  の初期値はそれぞれ、 $1.0, 1.0, 100^\circ, 200^\circ$  であり、黒丸が共役方向法、白丸がシンプレックス法による結果である。図 6.5 より、本モデルの場合でもシンプレックス法の方が共役方向法よりもはるかに速く探索に成功することがわかる。

共役方向法の計算効率は直線探索に大きく依存するため、直線探索法しだいでさらに計算効率が向上するものと考えられるが、現状では表 6.2 からわかるように直線探索 1 本に対し約 16 回程度の関数計算を必要としており、最適化パラメータが 4 個の場合、共役な方向ベクトル 1 本を得るのには直線探索 5 本で 80 回の関数計算が、4 本の直線探索ベクトルが互いに共役となるためには、320 回の関数計算が必要となる。さらに目的関数が 2 次関数形ではないために探索が完了するまでに、何度か探索ベクトルを修正する必要がある、さらなる関数計算が必要となるため、シンプレックス法より計算量が増加すると考えられる。

以上の結果より、本解析に関してはシンプレックス法の方が共役方向法よりも適していることが明らかとなった。よって次節以降の二次元 3 関節モデルの最適化計算にはシンプレックス法を用いることにする。

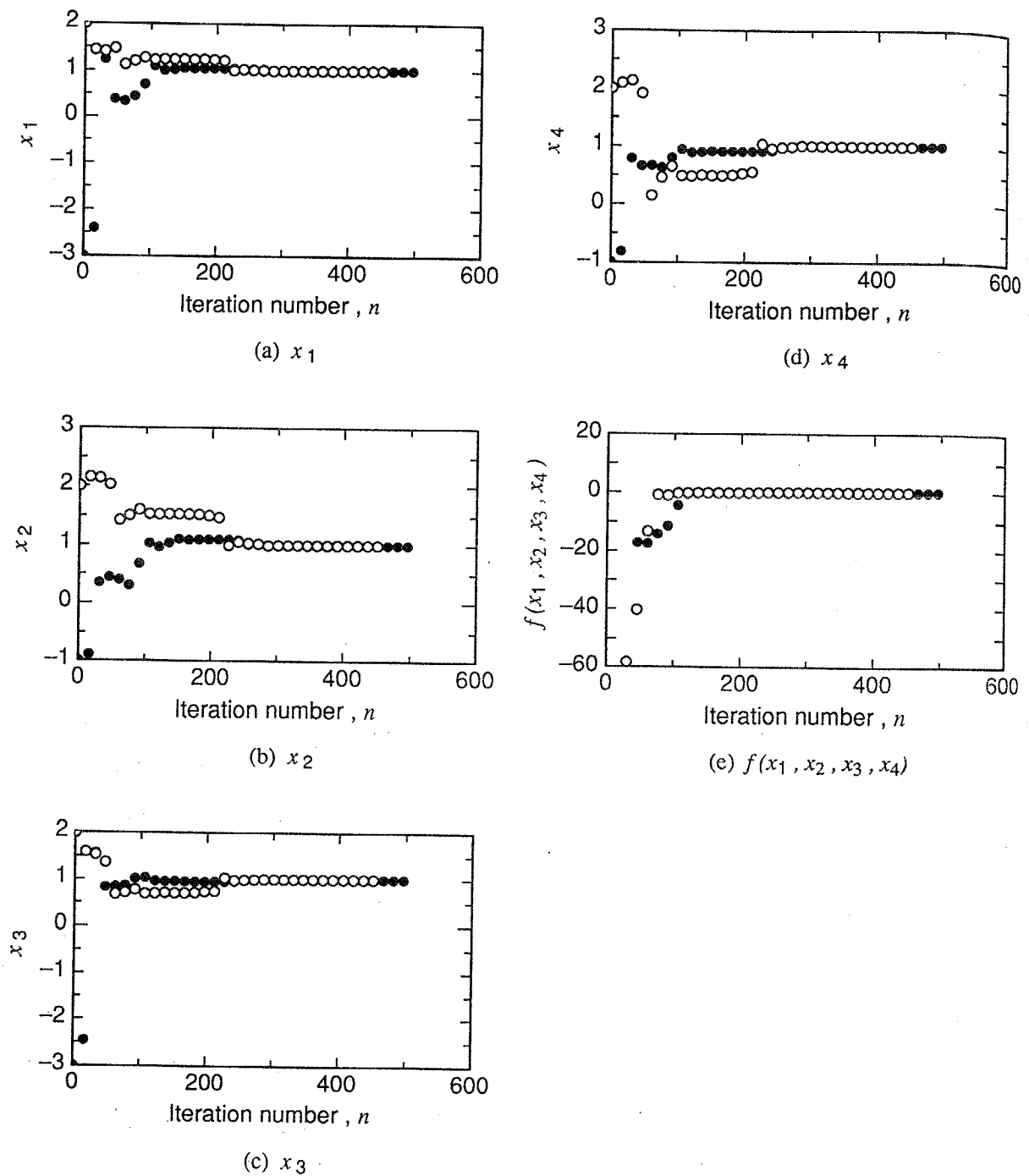
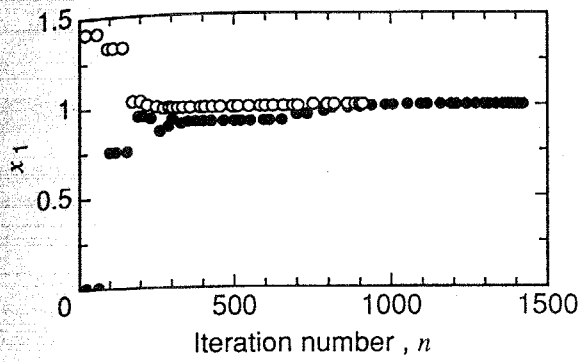
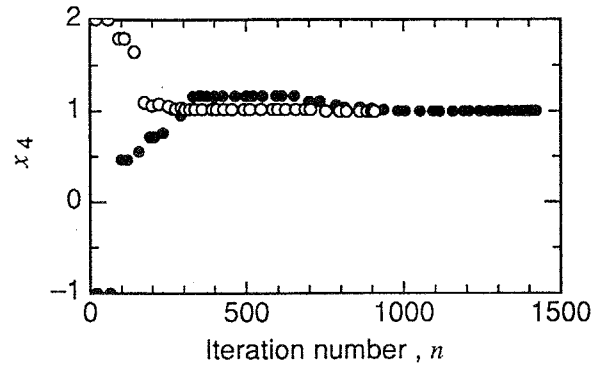


図 6.3: シンプレックス法による wood 関数の最小値探索過程

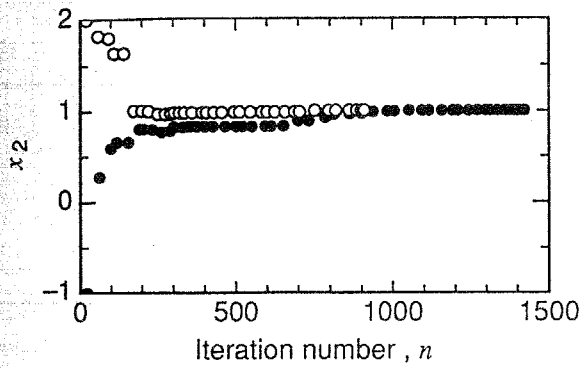
(● : 初期値  $(-3, -1, -3, -1)$ , ○ : 初期値  $(2, 2, 2, 2)$ )



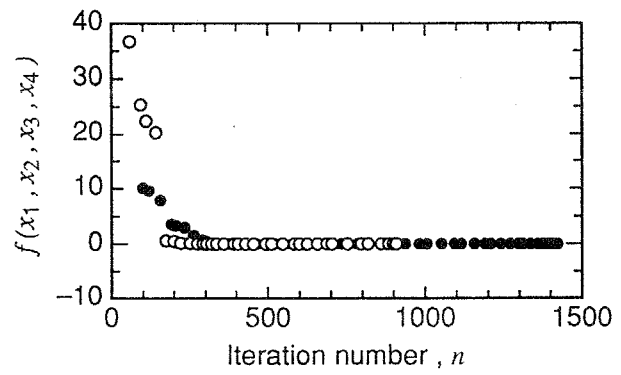
(a)  $x_1$



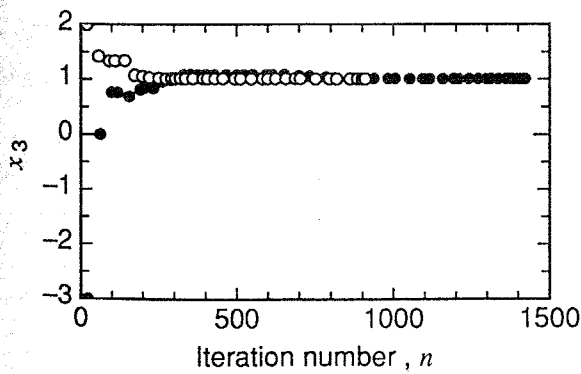
(d)  $x_4$



(b)  $x_2$



(e)  $f(x_1, x_2, x_3, x_4)$



(c)  $x_3$

図 6.4: 共役方向法による wood 関数の最小値探索過程

(● : 初期値 (-3, -1, -3, -1), ○ : 初期値 (2, 2, 2, 2))

表 6.1: シンプレックス法による wood 関数の収束状況

Initial Values	Iteration Number	Final Accuracy
(-3,-1,-3, -1)	502	$6.23 \times 10^{-15}$
(2, 2, 2, 2)	464	$3.05 \times 10^{-15}$

表 6.2: 共役方向法による wood 関数の収束状況

Initial Values	Iteration Number	Number of Line Searchings	Final Accuracy
(-3,-1,-3, -1)	1423	85	$1.92 \times 10^{-13}$
(2, 2, 2, 2)	909	59	$1.08 \times 10^{-9}$

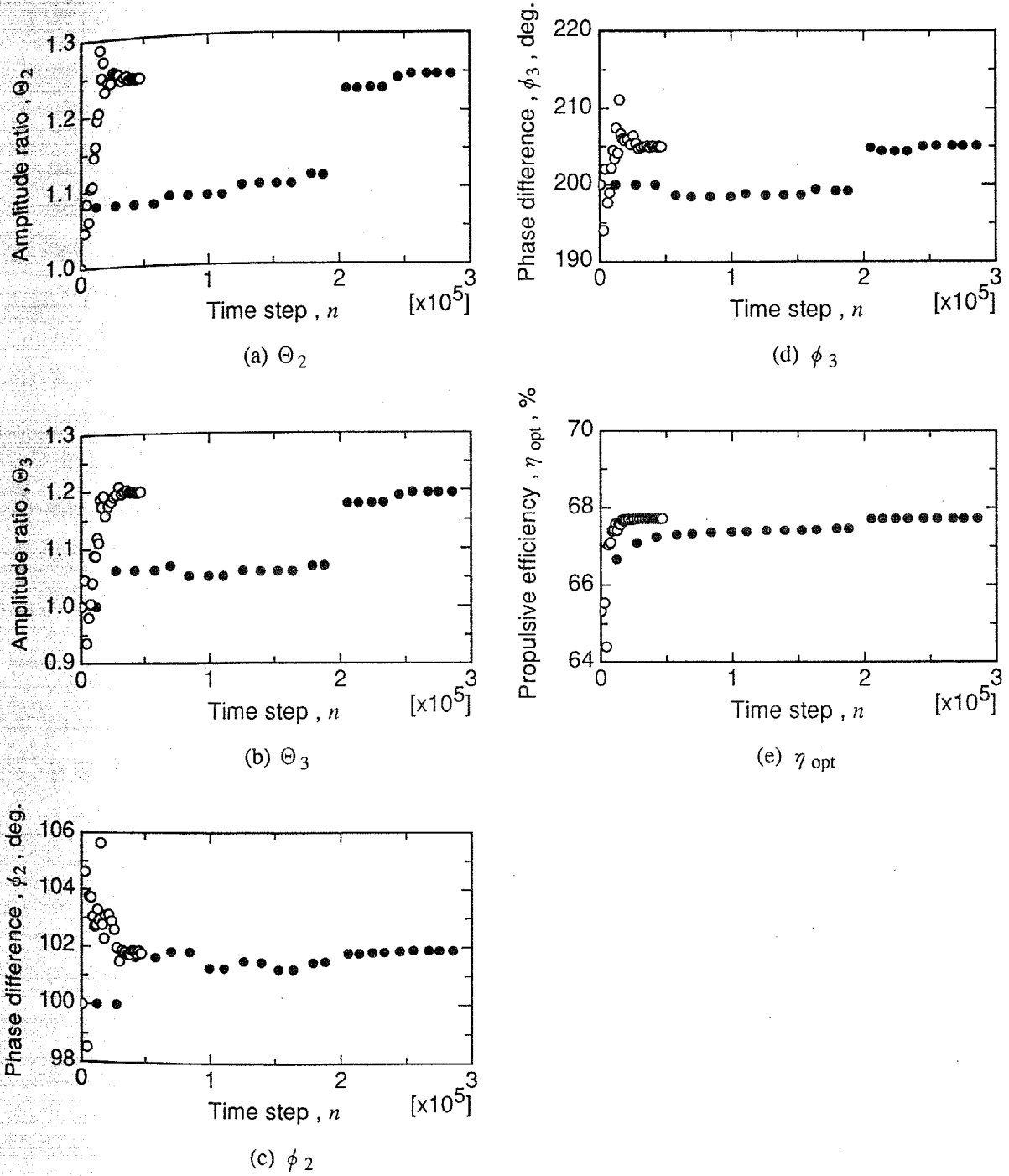


図 6.5: 推進効率  $\eta$  の最大値探索過程

(●: 共役方向法, ○: シンプレックス法)

## 6.4 二次元3関節モデルの最適運動パターンの解析

### 6.4.1 推進速度の変化に対する最適推進効率の変化

前節でその有効性を明らかにしたシンプレックス法を用い、4章の実機および5章の特性解析と同様の諸元を用いた二次元3関節モデルの最適運動を求める。実機同様、推進機構先端部の  $y$  方向の運動は拘束されているとする。まず図 6.6 に拘束条件の推進速度  $U$  の変化に対する最適運動パラメータおよび最適推進効率  $\eta_{opt}$  の変化の解析結果を示す。ただしこのとき運動周期は  $1\text{ s}$  に固定してある。図 6.6 からわかるように、 $\theta_{1max}$  はほぼ原点から単調に増加し、推進速度  $U = 0.7\text{ m/s}$  では  $60^\circ$  近くまで達する。 $\Theta_2$  は  $U = 0.05\text{ m/s}$  での  $1.5$  程度から  $U = 0.7\text{ m/s}$  での  $0.5$  程度まで単調に減少する。 $\Theta_3$  は  $U = 0.05\text{ m/s}$  での  $1.7$  程度から  $U = 0.5\text{ m/s}$  での  $0.5$  程度までいったん単調に減少した後、やや増加する。 $\phi_2$  は  $U = 0.05\text{ m/s}$  での  $140^\circ$  程度から  $U = 0.7\text{ m/s}$  での  $20^\circ$  程度まで直線的に減少する。 $\phi_3$  は  $U = 0.05\text{ m/s}$  での  $260^\circ$  程度からいったん減少するが、 $U = 0.3\text{ m/s}$  付近からほぼ  $180^\circ$  一定となる。 $\eta_{opt}$  は  $U = 0.05\text{ m/s}$  での  $55\%$  から  $U = 0.2\text{ m/s}$  での最大値  $67.7\%$  まで増加しその後推進速度の増加とともに減少する。 $\eta_{opt}$  が最大値をとる  $U = 0.2\text{ m/s}$  での最適運動パラメータは  $\Theta_2 = 1.25$ 、 $\Theta_3 = 1.20$ 、 $\phi_2 = 102^\circ$ 、 $\phi_3 = 205^\circ$  である。また図 (6.7) に各推進速度での最適運動時の 1 周期分の運動の様子を示す。この図からわかるように、最も高い効率を示した  $U = 0.2\text{ m/s}$  では機構全体の姿勢が自身の軌跡と一致するような滑らかな運動をしているが、拘束条件の推進速度  $U$  が増加するに従い、機構の第 1 リンクが大きく扇ぎ運動をするようになり、 $U = 0.7\text{ m/s}$  では後方の第 4 リンクはほぼ水平になっている。以上の特性を考察するために、図 6.6 の (c) 中に  $\phi_2$  を 2 倍した値を破線で示す。これよりわかるように  $U = 0.3\text{ m/s}$  付近までは  $2 \times \phi_2$  と  $\phi_3$  はよく一致しており、この領域では 4 章および 5 章で仮定していた、一様な位相遅れの運動、すなわち進行波を後方に送るような運動をしているといえる。そこでさらに図 6.6 の (c) 中に、式 (6.12) から計算される進行波の速度が  $U$  になるような一様位相差  $\phi_0$  を一点鎖線で示す。

$$\phi_0 = \frac{90 \times LT}{U} \quad (6.12)$$

ここで  $L$  は機構の全長、 $T$  は運動周期でありそれぞれ  $L = 0.24\text{ m}$ 、 $T = 1\text{ s}$  である。 $\phi_0$  と  $\phi_2$  を比較すると  $U$  が  $0.2\text{ m/s}$  より小さい領域では  $\phi_0$  の方が大きいので、この領域では進行波の速度の方が  $U$  より大きくこの速度差により流体の慣性を後方に押しやって推進していると考えられる。また  $U = 0.2\text{ m/s}$  のときには推進速度と進行波の速度が一致し機構後縁からの放出渦による無駄なエネルギーの流出が少な

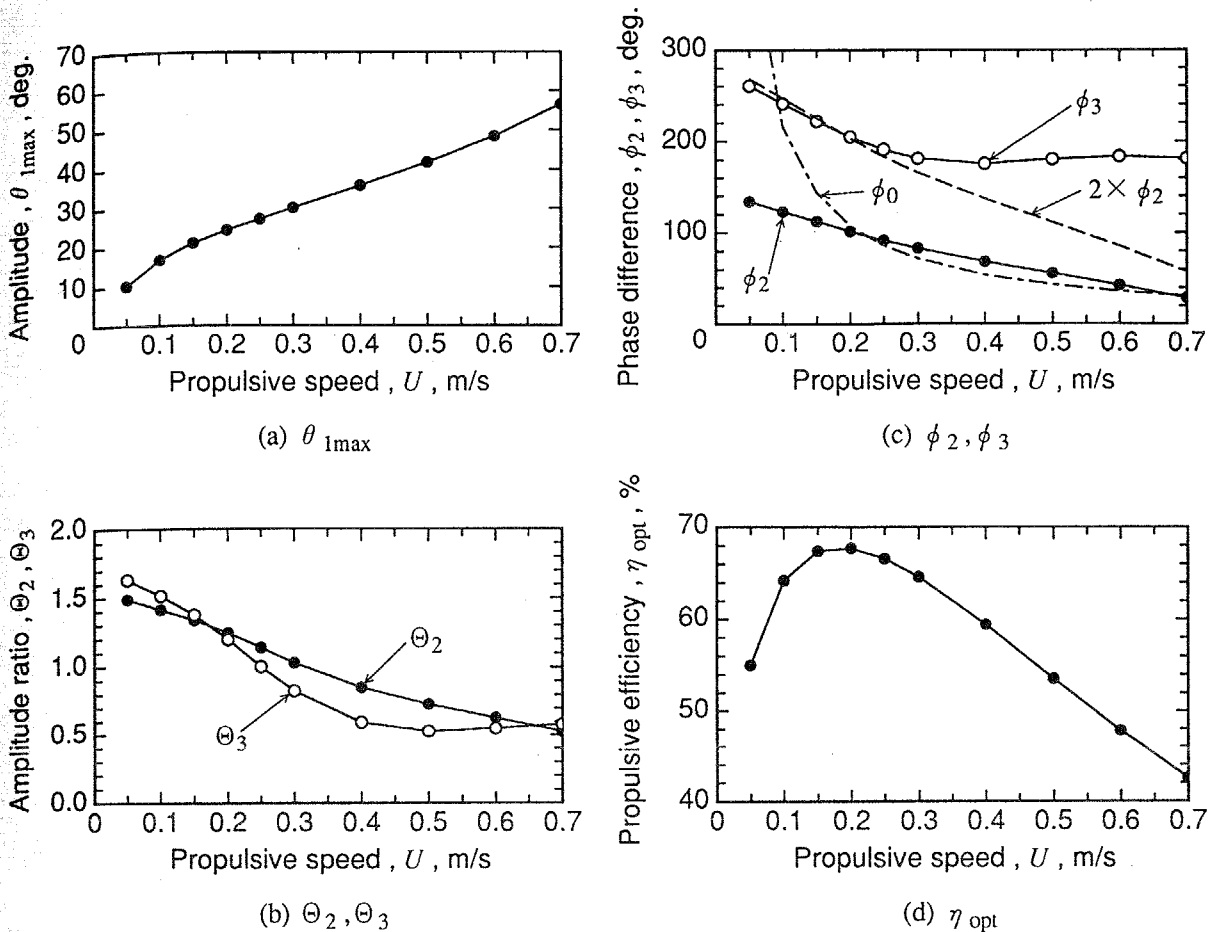


図 6.6: 最適運動パラメータおよび最適効率  $\eta_{opt}$  の推進速度  $U$  依存性

くなり、推進効率  $\eta_{opt}$  が最も高くなると考えられる。しかしこの領域では位相差がほぼ一様であるので、5章においてすでに得られていた  $\eta$  の最大値 65% とそれほど違いがない。

一方  $U$  がより大きくなると、 $\phi_0$  は 0 に近づくので、進行波の速度差により推進するためには  $\phi_2$  が  $\phi_0$  よりも 0 に近くなければならず、3 関節がすべて同位相の運動に漸近することになる。この場合進行波というよりはむしろ機構後部の扇ぎ運動により流体慣性を後方に押しやることにより推力を得ていると考えられるが、同時に流体力の揚力成分が推進の妨げになってしまうため、運動周期  $T = 1$  s のとき  $U$  は約 0.5 m/s を超えることができないことが 5 章において明らかとなっている。そこで  $U$  が大きい領域では、図 6.7(e) のように第 2、第 3 関節が第 1 関節に対してそれぞれ同相、逆相の運動モードをとり、振幅をキャンセルし合うことにより、揚力の発生を防いでいると考えられる。そして先端の支持点まわりに第 1 関節が扇ぎ運動をすることによって推力を得ていると考えられる。

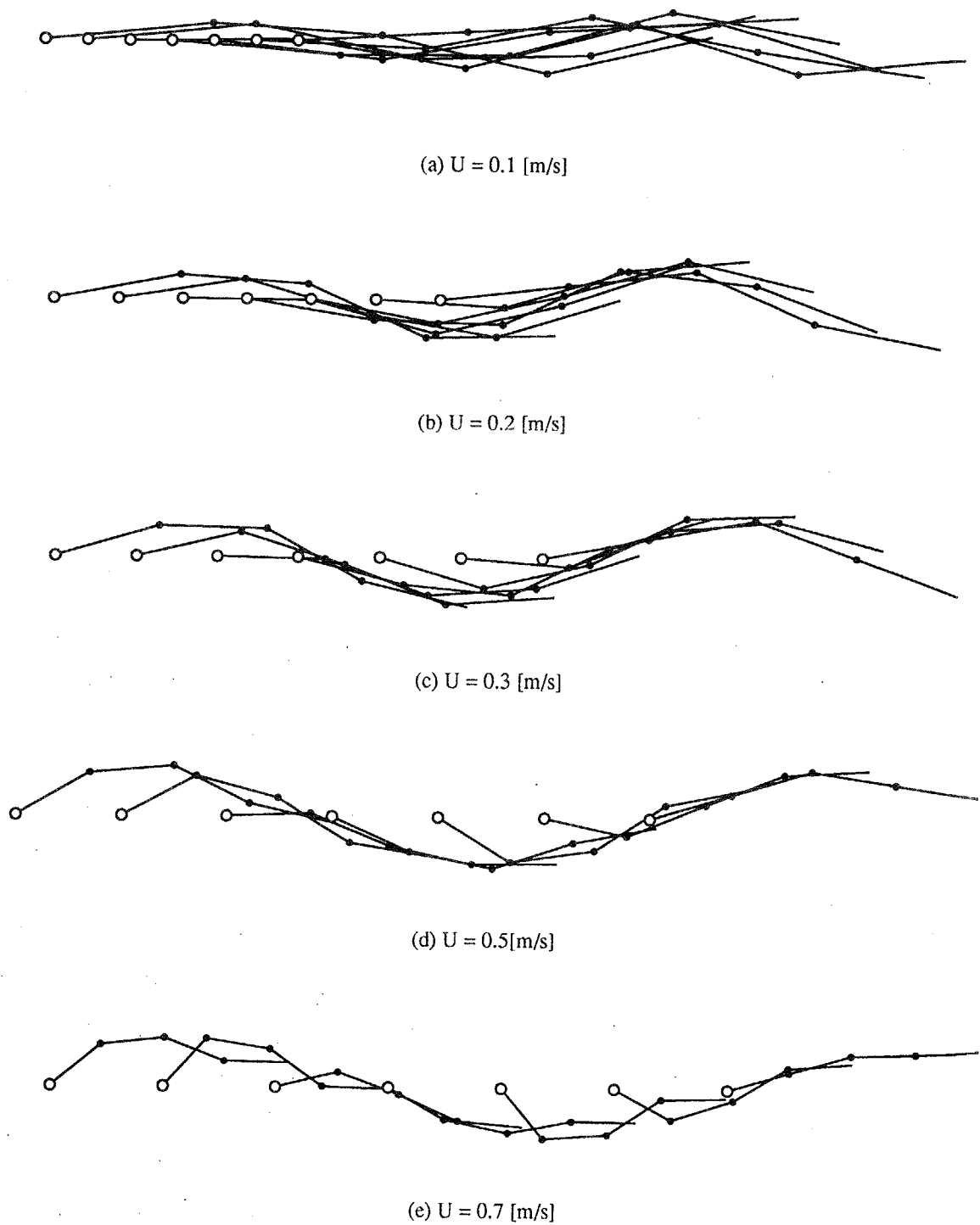


図 6.7: 最適運動時の 1 周期分の運動の様子



そこで図 6.8 に、 $U = 0.05, 0.20, 0.70$  m/s の場合の推力分布を示す。ただし 4 章での図 4.15 と同様に、全体の推力で無次元化している。グラフ左側が推進機構前方、右側が後方である。これより、 $U$  が低い場合には推力は 4 個のリンクでほぼ均等につくられていることがわかる。また第 1 番目のリンクを除いたすべてのリンクにおいて、それぞれのリンク前半で推力は負、後半で正となっている。これは関節が有限個であることにより、推進機構が完全に進行波的な運動をとることができないためであると考えられる。

一方  $U$  が増加すると、第 1 リンクおよび第 4 リンクの前半で推力を得るようになる。これは上で述べたように  $U$  が大きい場合もはや進行波的な運動とはなり得ないためであると考えられる。図 6.7 (e) に示されるように、この場合第 1 リンクの支持点まわりの扇ぎ運動が大きく、これにより推力を発生している。さらに第 2、第 3 リンクを用いて第 4 リンクを尾ひれのような翼として利用していると考えられる。ここで図 6.7 (e) に示されるように、また後方の第 4 リンクが水平に近くなるのは、後部が扇ぎ運動をすると後縁からの放出渦の大きさが大きくなり逆に効率を下げるためであると考えられる。

そこで機構後縁の運動をより詳しく検討するため、5.5 節の式 (5.16) ~ 式 (5.18) で定義した変数に基づく考察をここでも行い、推進機構後縁の運動のヒービング運動とピッチング運動の振幅比と位相差の関係を検討する。図 6.9 に、推進機構後縁のフェザリングパラメータ  $\theta$  とヒービングとピッチングの位相差  $\phi_h - \phi_p$  の  $U$  依存性を示す。図 6.9 に示されるように、まず  $U$  が 0.2 以下の低い領域においては  $U$  の増加とともに  $\theta$  および  $\phi_h - \phi_p$  は増加し、それぞれ 1 および  $90^\circ$  の流れを乱さない運動へと近づいている。それゆえこの領域では  $U$  の増加に伴い  $\eta_{opt}$  が上昇すると考えられる。しかし  $U$  が 0.2 m/s 以上となっても両者は増加し続けるが、 $\eta_{opt}$  は図 6.6 に示されるように減少する。これは後縁からの渦放出ではなく、5 章でみたように  $U$  の増加に伴い、揚力成分が推進を妨げることによると考えられる。また  $U$  が 0.3 m/s 以上となると  $\theta$  は減少し、 $U = 0.7$  m/s において約 0.2 となり、第 4 リンクがほぼ水平に近くなっていることが確認できる。また  $\phi_h - \phi_p$  は  $U = 0.5$  m/s まで上昇し、そこから急激に減少するが、この急激な減少が起こる領域においては  $\theta$  はすでに小さく第 4 リンクがほぼ水平になっているため、 $\phi_h - \phi_p$  はそれほど運動を変化させてはいないと考えられる。よって  $U$  が非常に大きい場合には第 4 リンクが水平に近くなるため、推進機構後縁からの放出渦によるパワーロスが増加し、 $\eta_{opt}$  が低下すると考えられる。

さらに図 6.10 に、推力の内訳の  $U$  依存性を示す。ただし  $\bar{F}_{px1}$  は付加質量による慣性力成分、 $\bar{F}_{px2}$  は揚力成分であり、合計した推力で無次元化している。よって

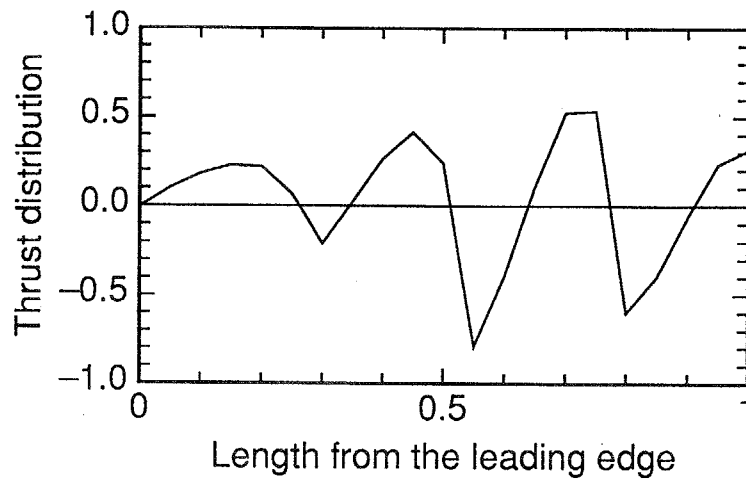
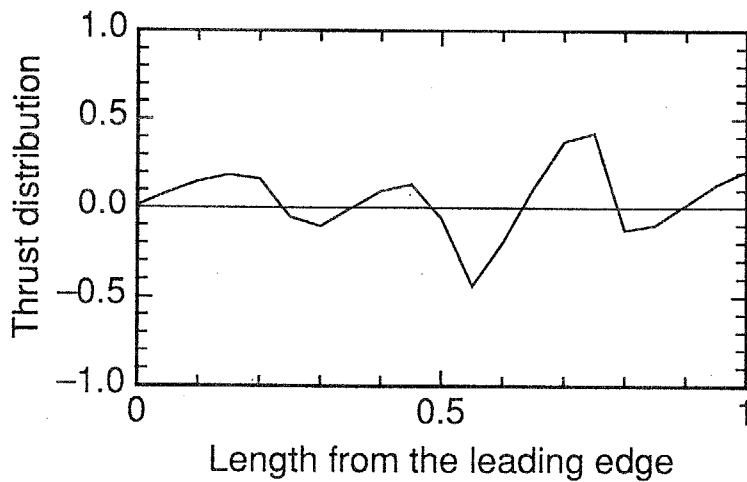
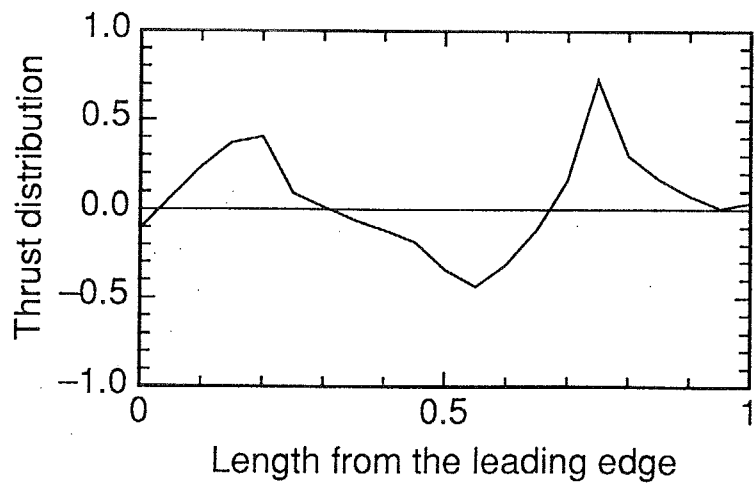
(a)  $U = 0.05$  m/s(b)  $U = 0.20$  m/s(c)  $U = 0.70$  m/s

図 6.8: 推力分布

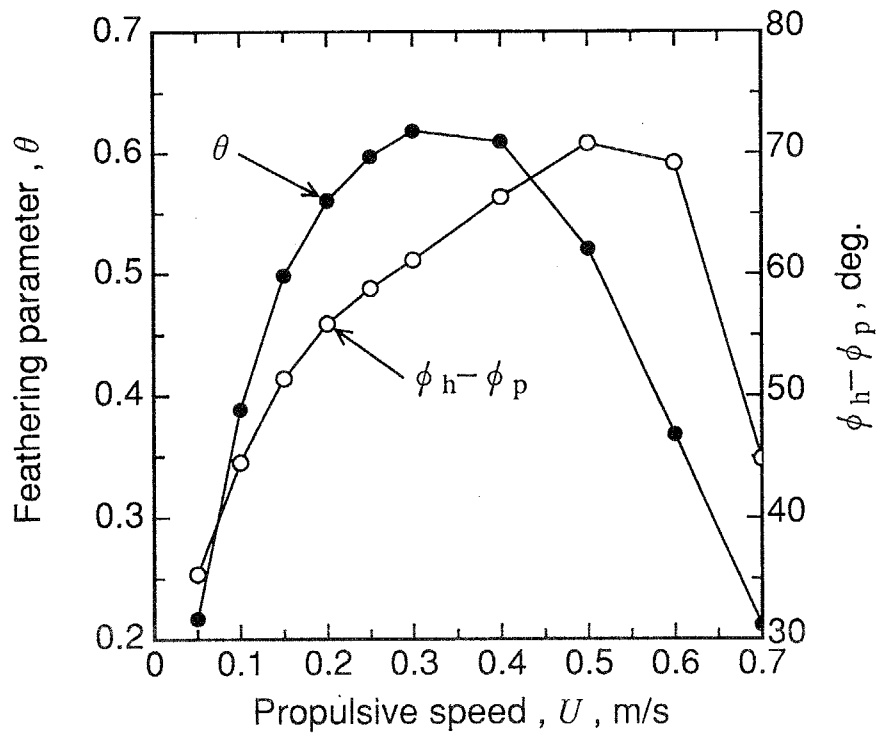


図 6.9: 推進機構後縁の  $\theta$  と  $\phi_h - \phi_p$  の  $U$  依存性

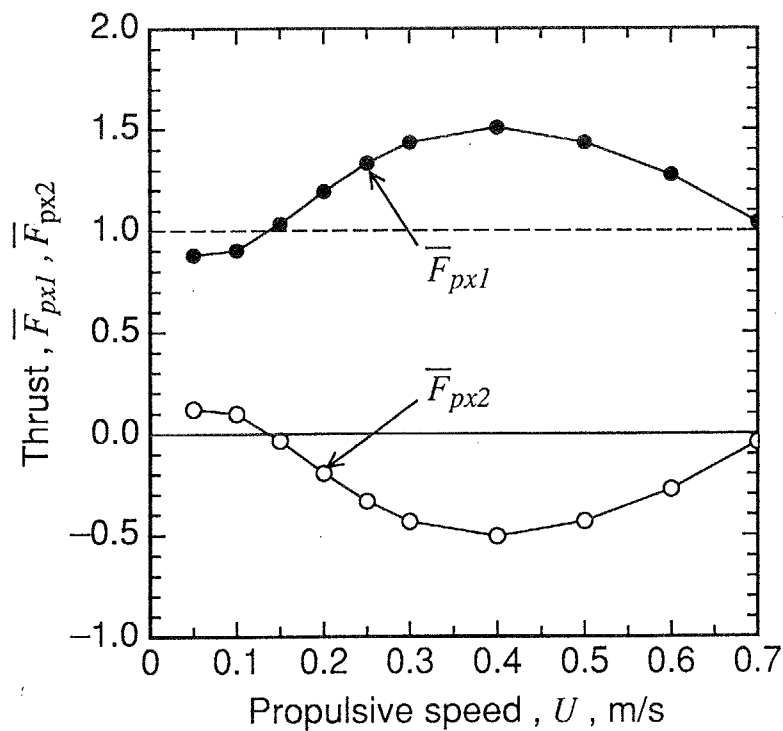


図 6.10: 推力の内訳の  $U$  依存性 ( $\bar{F}_{px1}$ : 付加質量による慣性力,  $\bar{F}_{px2}$ : 揚力)

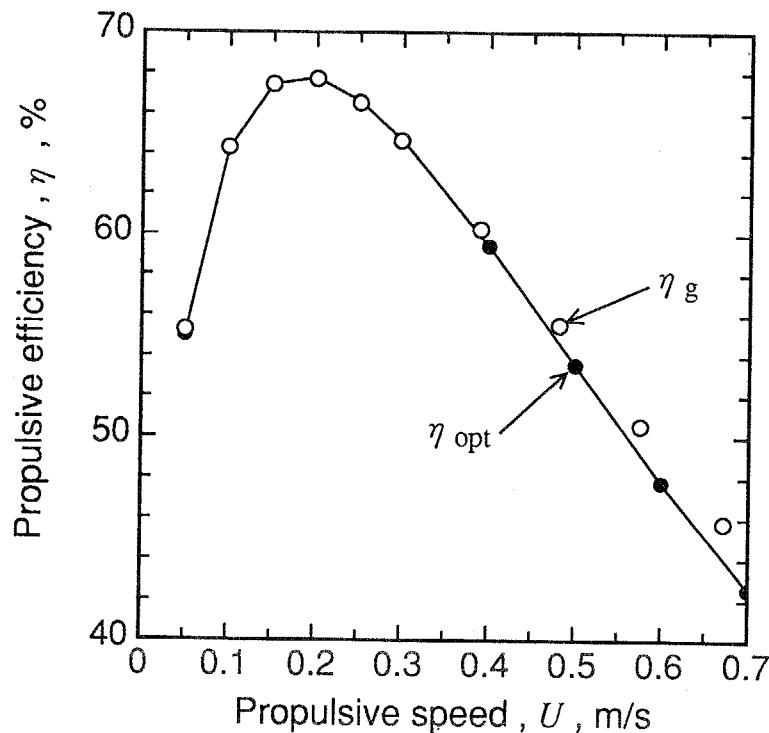


図 6.11:  $x$  方向変動の考慮の有無による  $U$  および  $\eta$  の変化

両者を加え合わせたものが破線となる。図 6.10 に示されるように、 $U$  が 0.15 m/s 以上では揚力成分が推進を妨げていることが確認できる。しかし  $U$  が非常に大きくなると揚力成分の割合は少なくなり、むしろ揚力が推力を発生する側に移行しようとする。これは図 6.8(c) で見たように、第 4 リンクが 1 種の尾ひれのような役割をして、揚力による推力を発生するためと考えられる。 $U$  が 0.2 m/s 以上から一旦揚力成分が推進を妨げるのは、この領域が 0.2 m/s 以下の進行波的な運動から  $U$  が非常に大きい場合への運動までの移行域であるためではないかと考えられる。

また本解析手法においては、推進機構先端部分の推進速度を一定と仮定していた。しかし実際には先端部分も推力変動により  $x$  方向に変動する。そこでこの影響を検討するため、求まった最適運動解を第 1 関節振幅  $\theta_{1\max}$  も含めて全ての関節に与え、4 章における解析のように先端部分の推進速度が各瞬間の運動方程式を解いて結果的に求まる場合の計算を行い、最適化計算で与えた拘束条件の速度および推進効率と比較した。

比較結果を図 6.11 に示す。図中黒丸が最適化計算における変動を考慮しない推進効率  $\eta_{opt}$ 、白丸がその最適運動解を与えて変動も考慮した推進効率  $\eta_g$  である。横軸には  $U$  (運動を与える場合は  $\bar{U}$ ) をとる。図 6.11 よりわかるように、 $U = 0.2$  近辺では両者はほぼ完全に一致している。しかし  $U$  の小さい領域でもわずかに誤差が大きく、また  $U$  が増加するに従い、両者の差はかなり大きくなる。しかしそれで

も  $U = 0.7$  m/s 近辺では  $\eta$  で 3 % 程度,  $U$  で 0.03 m/s 程度である.

そこでこの傾向をより詳しく検討するため, 図 6.12 に, 両者の 1 周期分の推力変動の解析結果を,  $U = 0.2$  m/s および  $U = 0.7$  m/s の場合について示す. 図 6.12(a) に示されるように,  $U = 0.20$  m/s の場合には推力変動は  $x$  方向の変位の変動の有無にはほとんど影響されない. しかし図 6.12(b) に示されるように,  $U$  が大きい場合には推力変動の曲線はやや異なったものとなる. 特に白丸の変動を考慮した場合には曲線が正弦的でなくなる. これは関節振幅が増加したことによる非線形性と考えられ, これが  $U$  が大きい領域での両者の  $U$  と  $\eta$  の誤差を増大させていると考えられる.

#### 6.4.2 粘性抵抗 $F_D$ の変化による推進効率 $\eta_{\text{opt}}$ への影響

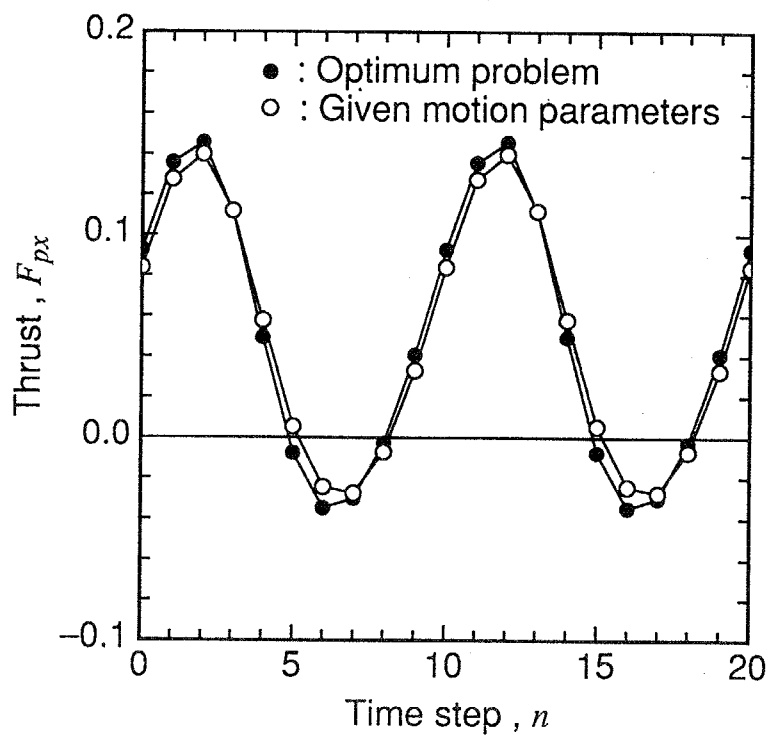
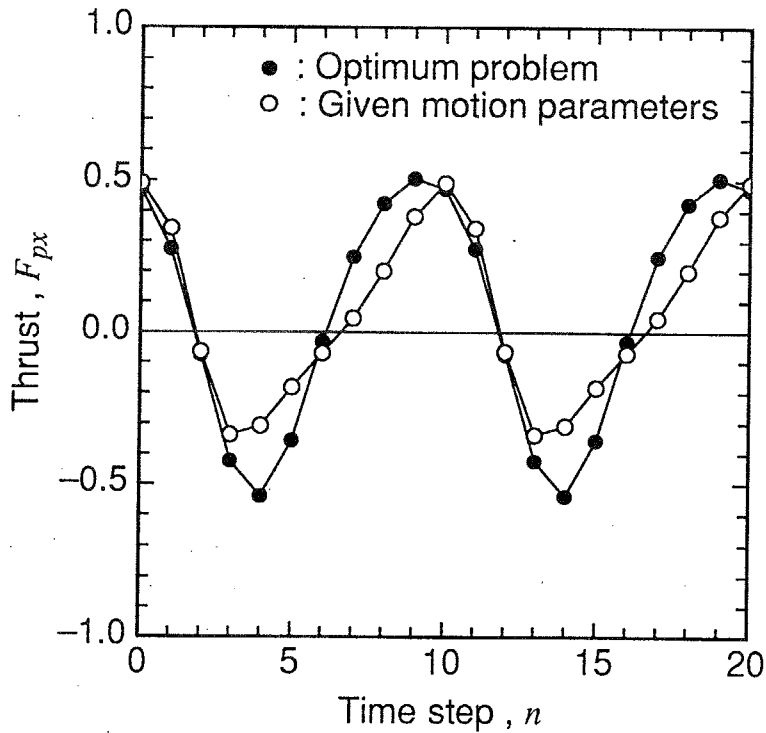
前項で求めた最適運動では,  $U$  の大きい領域においては関節 1 の振幅が  $60^\circ$  近くまで達しており, この領域における  $\eta_{\text{opt}}$  低下の原因として, 大振幅による非線形性が考えられる. そこで, 実験で同定した粘性抵抗  $F_D$  (式 (4.2)) を 100 分の 1 にして同様に解析した結果を図 6.13 に白丸で示す. ただし図 6.13 中の黒丸に, 図 6.6 の結果を比較のため再び示す. 図 6.13 からわかるように粘性抵抗  $F_D$  を 100 分の 1 にすることで関節変位の振幅の減少を図り, その結果,  $\theta_{1\text{max}}$  は推進速度  $U = 0.7$  m/s でも  $5^\circ$  程度と小さくなる. このとき  $\eta_{\text{opt}}$  は  $U = 0.15$  m/s で最大値 69.25 % をとり最大値をとる  $U$  の位置がわずかながら変化し,  $U$  の大きい領域においてはやや  $\eta_{\text{opt}}$  が高くなるものの, 基本的傾向は変わらない. また 4 個の最適運動パラメータは  $F_D$  を変えてもほとんど変化しておらず, 屈曲振幅増大のための非線形性の影響は小さいことがわかる.

また 5 章において, 推進機構の運動周期  $T$  が流体力に関与するのは  $F_D$  のみであり, それも  $F_D$  の 0.3 乗でしか影響しないことを明らかにした. よってここで示したように  $F_D$  を 1/100 にしても最適運動はあまり変化しないことから, これらの最適運動パターンは, 本章で仮定した運動周期 1 s 以外の運動周期の場合でも同様であることがわかる.

#### 6.4.3 回転支持の影響

本解析においては, 4 章の実機に対応するよう推進機構先端部に回転支持を設けている. そこでここでは支持の影響を検討する.

図 6.14 に, 図 6.6 の最適運動時において回転支持が推進機構重心に及ぼす影響の 1 周期分の変動の解析結果を,  $U = 0.2, 0.7$  m/s の場合について示す. これらの

(a)  $U = 0.20$  m/s(b)  $U = 0.70$  m/s図 6.12:  $x$  方向変動の考慮の有無による推力変動の違い

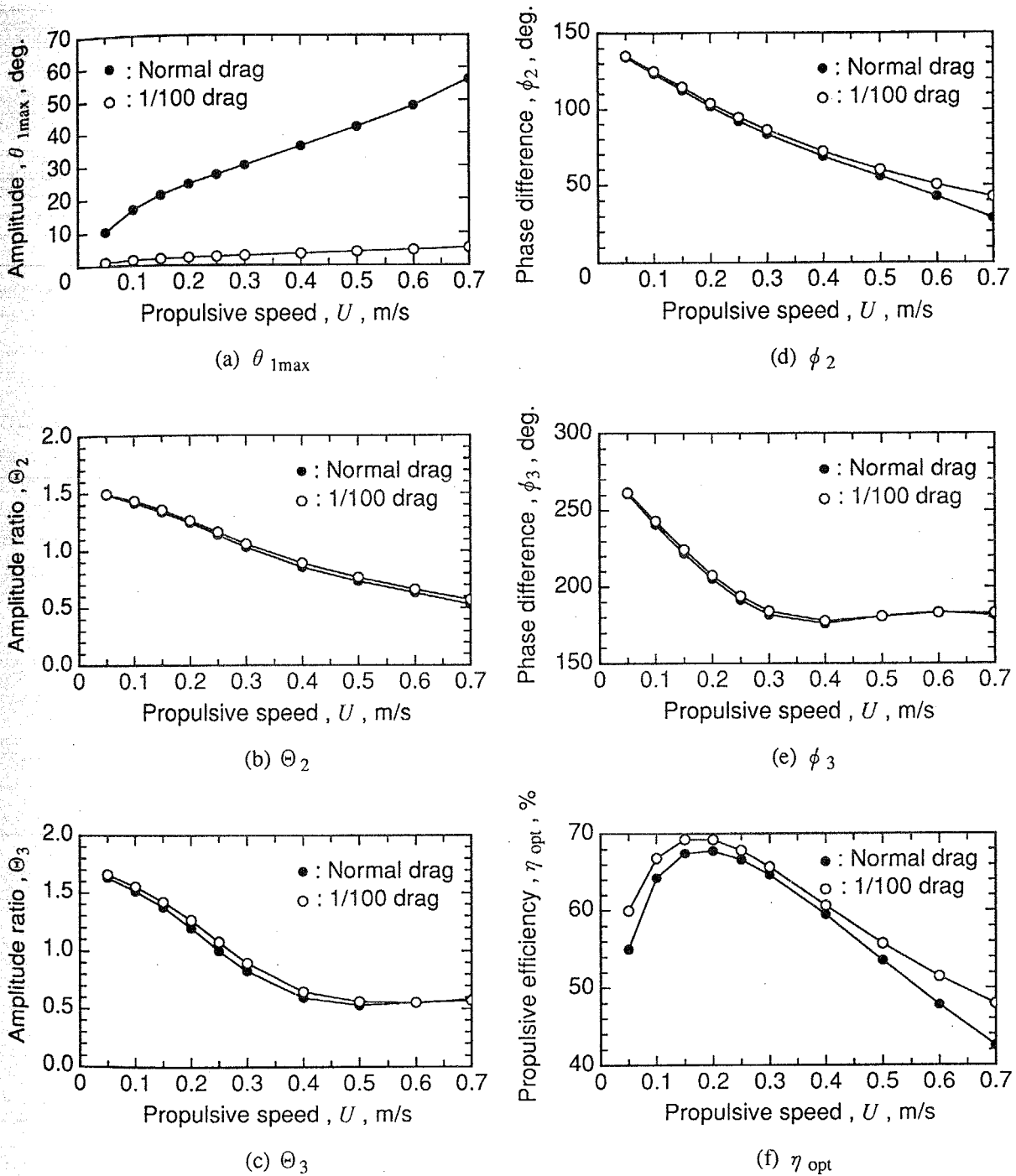


図 6.13: 粘性抵抗  $F_D$  を 1/100 にした場合の解析結果

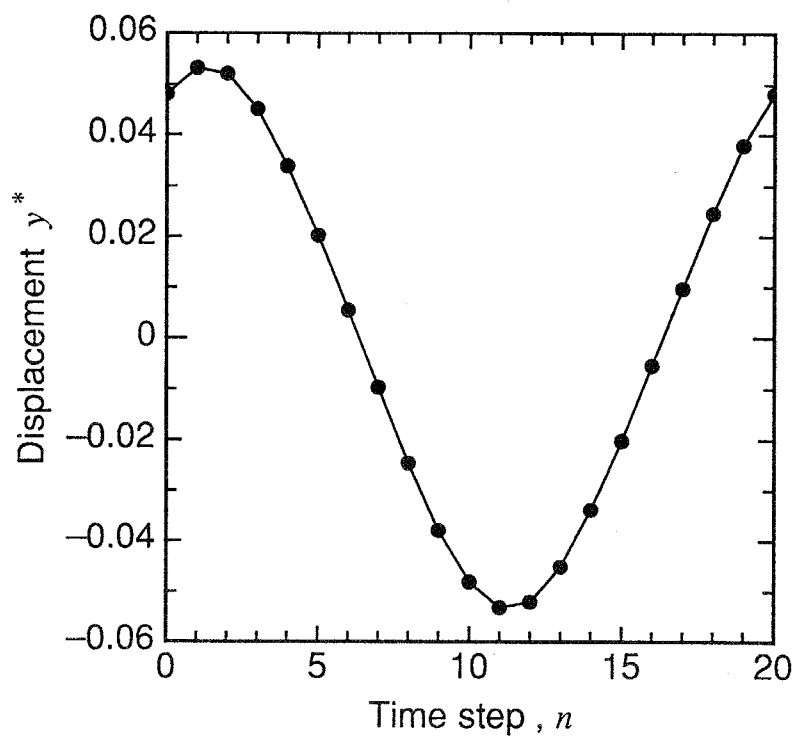
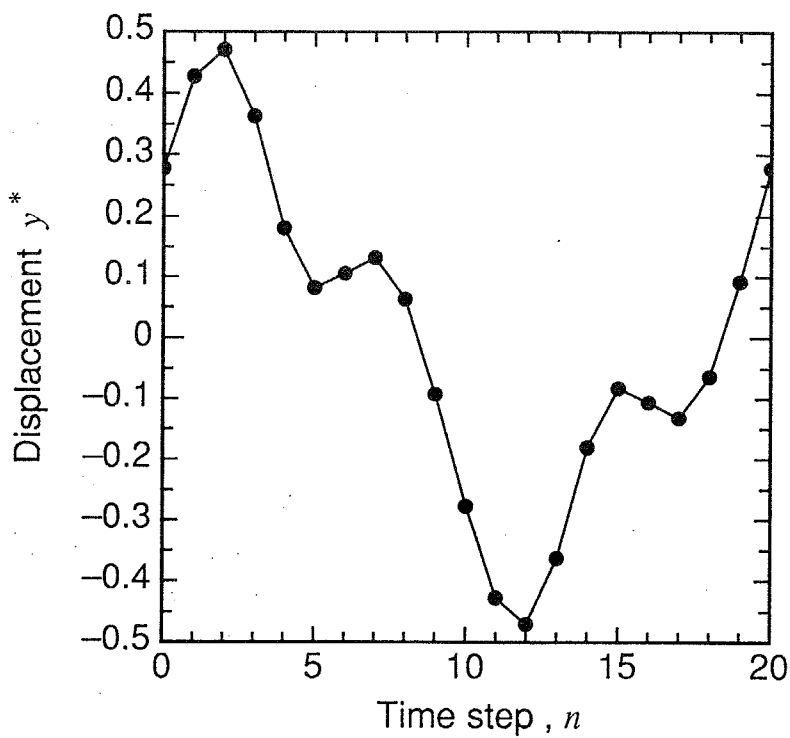
(a)  $U = 0.20$  m/s(b)  $U = 0.70$  m/s

図 6.14: 回転支持が重心変位に及ぼす影響の1周期分の変動



グラフの縦軸  $y^*$  は、支持点に加わる力を機構質量および  $(2\pi)^2$  で単純に割ったものであり、よって推進機構の重心が  $y^*$  だけ変位させられ得る力に対応すると考えることができる。ただし  $y^*$  は機構全長で無次元化されている。図 6.14(a) より、最適推進効率が最大となるような場合でも機構全長に対し 0.05 も重心が変位させられる力が加わっていることがわかる。さらに力は機構先端に加わるので、回転変位に関してはさらに大きな影響を及ぼすと考えられる。また図 6.14(b) より、 $U$  が大きい場合にはさらに影響が 10 倍程度に増加する。これはすでに見たように  $U$  が大きい場合運動は進行波的ではなく、第 1 リンクは支持点を中心として大きく扇ぎ運動をすることからも理解できる。ただし図 6.14(b) において曲線が正弦的ではないが、これは関節角が大きいためである。

以上の検討から、支持点が最適運動パターンに及ぼす影響は大きいことがわかる。特に  $U$  が大きい場合には最適運動パターンは全く異なるものとなると考えられる。しかし本解析において支持を取り外すと、推進機構が  $-x$  方向に直進しないため、計算が困難となる。支持のないモデルを解析するためには、先端部拘束を弱くばねで置き換えるなどの工夫が必要となると考えられる。

## 6.5 形状変化による最適推進効率への影響

### 6.5.1 関節位置による影響

推進速度  $U$  の全領域での最適化計算の結果、最も効率の高かった  $U = 0.2 \text{ m/s}$  の下で関節位置を変えて最適化計算を行い、最適推進効率  $\eta_{\text{opt}}$  への影響を検討する。

図 6.15 にリンク長さ比の定義図を示す。先端から後端にかけて全長を  $l_1 : l_2 : l_3 : l_4$  の比に内分する位置が関節位置になるようにした。また本解析では束縛渦の定義点間隔は等間隔とした、表 6.3 に解析結果を示す。このように様々な関節位置のモデルに対して解析を行っても、等リンク長さでの推進効率  $\eta = 66.37\%$  を超えるものは、リンク長さ比が  $2 : 3 : 3 : 2$  での  $66.92\%$ 、 $3 : 2 : 3 : 2$  での  $66.56\%$ 、 $3 : 3 : 2 : 2$  での  $67.19\%$  の 3 つしか得られず、しかもいずれもただか  $1\%$  程度しか上昇していない。さらに極端な例としてリンク比を  $1 : 4 : 4 : 1$ 、 $4 : 1 : 4 : 1$ 、 $4 : 4 : 1 : 1$  とするとそれぞれ  $61.09\%$ 、 $60.40\%$ 、 $58.27\%$  と逆に推進効率を下げってしまう。また後方のリンク長さを長くすると、リンク比  $1 : 1 : 1 : 2$  での  $58.56\%$  や  $1 : 2 : 3 : 4$  での  $56.25\%$  に見られるように推進効率を著しく低下させることになる。以上のことから関節位置を変えても推進効率を著しく向上させることは出来ないといえる。これは、リンク長さを変え、短いリンクができるとそのリンクは無効になり、結果的に関節数を減らすことに対応するためと考えられる。

### 6.5.2 質量による影響

前項の関節位置の場合と同様、 $U = 0.2 \text{ m/s}$  の下で、実機の推進機構の質量全体に質量比  $r_m$  を掛けて質量を変化させ、質量比  $r_m$  と最適推進効率  $\eta_{\text{opt}}$  の関係を検討する。最適運動パラメータおよび最適推進効率の  $r_m$  依存性の解析結果を図 6.16 に示す。図 6.16 より、運動パラメータの変化の割合は小さいが、最適推進効率  $\eta_{\text{opt}}$  は  $r_m = 2$  での  $62\%$  から  $r_m = 0.1$  での  $73\%$  まで質量の減少とともに直線的に増加

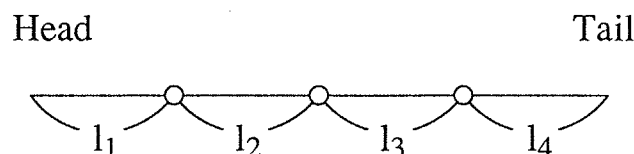


図 6.15: リンク長さ定義図

表 6.3: 関節位置を変えた場合の最適運動パラメータおよび推進効率

$l_1 : l_2 : l_3 : l_4$	$\theta_{1 \max}$	$\Theta_2$	$\Theta_3$	$\phi_2$	$\phi_3$	$\eta$
1:1:1:1	25.3	1.247	1.158	101.9	205.0	66.37
2:1:1:1	24.4	1.377	1.245	106.1	204.5	65.73
1:2:1:1	23.2	1.331	1.349	80.7	196.1	66.34
1:1:2:1	29.5	1.019	0.850	116.6	196.1	63.37
1:1:1:2	27.1	1.189	1.048	93.4	207.3	58.56
3:3:2:2	22.1	1.454	1.413	93.0	201.2	67.19
3:2:3:2	26.2	1.224	1.076	115.0	203.0	66.56
3:2:2:3	25.3	1.324	1.193	102.0	209.6	63.56
2:3:3:2	26.0	1.109	1.088	100.0	197.2	66.92
2:3:2:3	25.3	1.266	1.216	87.3	204.9	64.32
2:2:3:3	28.4	1.091	0.913	107.6	205.0	62.68
1:2:3:4	32.4	0.871	0.706	89.1	194.2	56.25
4:3:2:1	20.4	1.518	1.433	96.3	194.8	64.19
4:4:1:1	18.9	1.929	1.741	70.3	198.0	58.27
4:1:4:1	34.8	1.115	0.744	141.1	195.2	60.40
1:4:4:1	33.2	0.690	0.783	91.1	176.0	61.09

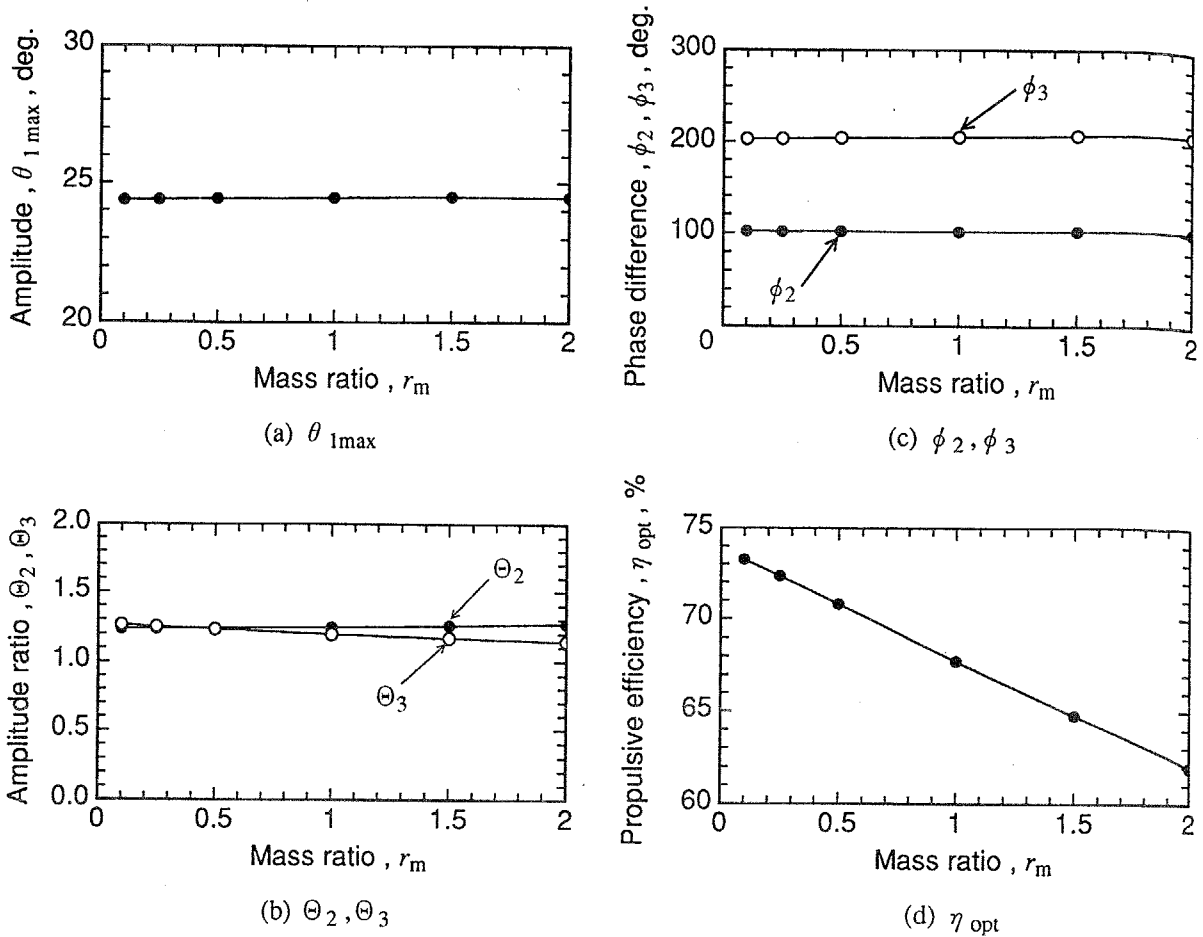
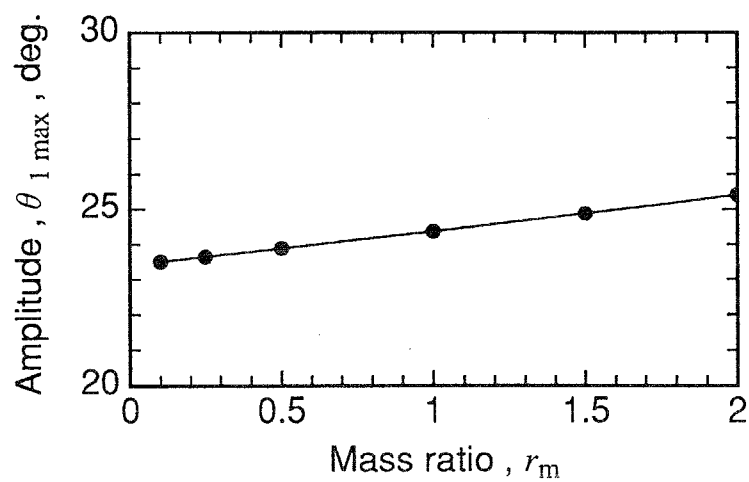
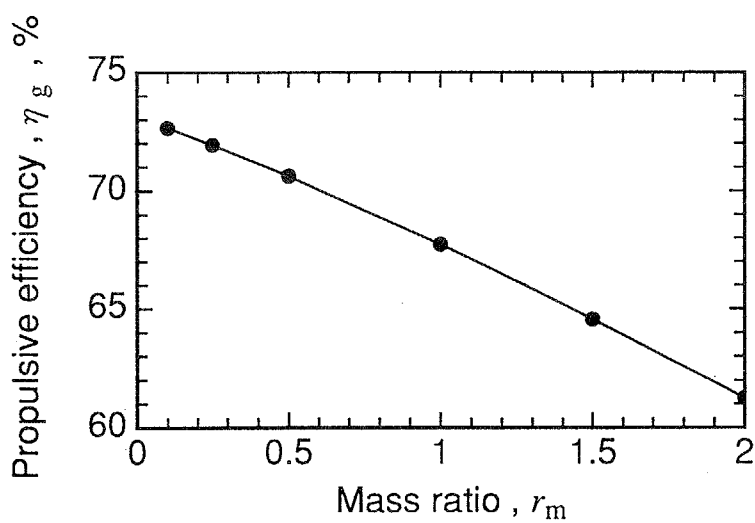


図 6.16: 最適運動パラメータおよび最適推進効率の質量依存性

することがわかる。この  $\eta_{opt}$  の変化の原因を明らかにするため、運動パラメータを  $r_m = 1$  の場合の  $\Theta_2 = 1.250$ ,  $\Theta_3 = 1.200$ ,  $\phi_2 = 102.0^\circ$ ,  $\phi_3 = 205.0^\circ$  に固定して運動を与えたときの推進効率  $\eta_g$  の  $r_m$  依存性の解析結果を図 6.17 に示す。図 6.17 と図 6.16(d) を比較するとわかるように、運動パラメータを固定しても質量の減少にともなって同様に推進効率は増加する。しかし質量に関するパワー消費は原理的に 0 であるため、この  $r_m$  低下による  $\eta_{opt}$  の増加の原因は、回転変位が自由である先端支持まわりの回転運動が異なるためである。この先端支持まわりの回転運動の変化により、推進機構後縁の運動状態が変化し、放出渦によるパワーロスの大きさが変化したと考えられる。

そこで再び推進機構後縁の運動状態を、フェザリングパラメータ  $\theta$  およびヒービング・ピッチング位相差  $\phi_h - \phi_p$  を用いて検討する。図 6.18 に  $\theta$  および  $\phi_h - \phi_p$  の質量依存性の解析結果を示す。図 6.18 に示されるように、 $\theta$  および  $\phi_h - \phi_p$  ともに  $r_m$  が減少するにつれ増加し、放出渦を小さくする運動に近づいていることがわかる。ただし  $\phi_h - \phi_p$  の変化はごくわずかであるから、おもに  $\theta$  の変化の影響が大

(a)  $\theta_{1\max}$ (b)  $\eta_g$ 図 6.17: 運動パラメータを固定した場合の  $\theta_{1\max}$  および推進効率  $\eta_g$  の  $r_m$  依存性

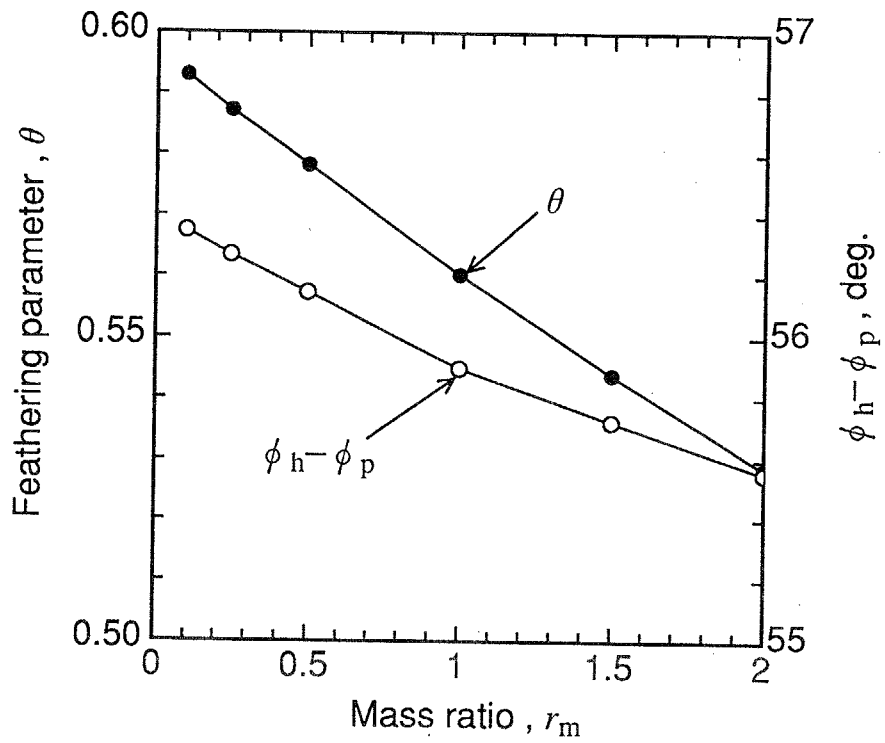


図 6.18: 推進機構後縁の  $\theta$  および  $\phi_h - \phi_p$  の質量依存性

きいと考えられる。

## 6.6 結言

本章では、二次元3関節モデルについて、推進効率を最大化する最適な関節振幅および関節位相差のパターンを明らかにするため、まず運動周期を与え推進速度を拘束条件とするよう、最適化問題を定式化し、この最適化問題を解くための非線形最適化手法として、代表的解法のシンプレックス法と共役方向法の2手法を比較した。次に推進効率を最大化する最適運動パターンおよびそのときの最適推進効率の推進速度依存性を検討した。また屈曲振幅増大による非線形性について検討し、さらに関節位置および機構質量が、最適運動および最適推進効率へ及ぼす影響を検討した。

得られた結論を以下に示す。

1. 最適化するパラメータが少ない本解析のような場合には、シンプレックス法の方が共役方向法よりも適している。
2. 運動周期を1 sに固定した場合、最適推進効率は推進速度0.2 m/sにおいて最大値68%程度となり、振幅一定・一様位相差の場合の65%程度とそれほど差がない。この理由を以下に挙げる。
  - (a) 推進速度が0.2 m/s以下の領域では、屈曲運動は一様位相差の場合の進行波的運動に近く、推進速度が0.2 m/s付近において推進速度と進行波の速度が一致するため機構後縁からの放出渦によるパワーロスが少なくなる。
  - (b)  $U$  が非常に大きい場合には、屈曲運動は進行波的でなくなり、第4リンクは常に水平の状態に近づくため、推進機構後縁からの放出渦によるパワーロスが増加し、最適推進効率が低下する。
3. 屈曲振幅増大による非線形性が、最適運動パターンおよび最適推進効率におよぼす影響は小さい。
4. 先端の回転支持が最適運動パターンに及ぼす影響は全般的に大きく、特に推進速度が高い場合に大きい。
5. 関節位置を等間隔から変化させても最適推進効率を著しく向上させることはできない。この理由は、短いリンクが無効になり結果的に関節数を減らすことになるためと考えられる。

6. 推進機構の質量が減少すると運動パターンはほとんど変化しないにも関わらず最適推進効率は増加し、実機の1/10の質量の場合、最適推進効率は73%程度となる。この理由は、質量が減少すると先端支持まわりの運動が変化し、推進機構後縁からの放出渦によるパワーロスが小さくなる運動に近づくためと考えられる。



## 第 7 章

# 流線形胴体および矩形尾ひれからなる 2 関節モデルの解析

### 7.1 緒言

本章では 5 章における考察から，より高速・高効率な推進が期待できる流線形胴体および矩形尾ひれからなる 2 関節モデルを提案する．ただし本モデルでは，二次元 3 関節モデルの場合と流れ場が異なると考えられるため，胴体部に関してはロケット等の細長体の解析に用いられる線形理論である「細長物体の理論」[81] を適用し，また尾ひれ部は高アスペクト比と考え，Lighthill [28] の二次元振動翼理論をそのまま用いることにする．しかし前章までの二次元 3 関節モデルと同様，胴体部における自身の慣性力と胴体部に加わる流体力および尾ひれ部からの反力の連成系として全体の運動を決定する．さらに実際の粘性流体中において，体軸に垂直な方向に対して胴体部が受ける非線形流体力を簡略的に考慮し，推進機構全体としての推進効率を求める．

本章ではまず尾ひれ部および胴体部の定式化について述べたのち，連成問題を解くための線形解法と 4 次ルンゲ・クッタを比較検討する．ついで線形解法により消費パワー・推進効率特性および推進機構の運動に関する諸特性をある推進機構形状に対して詳細に検討する．そして本モデルの形状などの諸パラメータの，推進効率特性に及ぼす影響を検討し，また実際のイルカの観察結果との簡単な比較を行う．

さらに後部の関節を受動的なばねによって置き換えたモデルを提案し，その解析手法について述べたのち，ばね定数の推進効率等への影響を検討する．

最後に，解析結果を踏まえ，本モデルと前章までの二次元 3 関節モデルとの比較を行う．

## 7.2 解析モデルおよび基礎的仮定

図7.1に解析モデルを示す。推進機構は円断面をした流線形胴体部と、その太さが0の後端部に接続された矩形尾ひれからなる。尾ひれ前縁を $x$ 軸の原点にとり、機構の変位は $z$ 方向のみを考えた線形とする。このとき尾ひれの運動自由度は、 $z$ 方向の並進と $y$ 軸に並行な方向を軸とする回転の2であるから、関節数は尾ひれを2自由度運動させるために必要最小限な2とする。第2関節の位置は胴体部と尾ひれ部との結合部(尾ひれ前縁)とする。機構先端、第1関節、および第2関節をそれぞれ $a, b, c$ 点とし、微係数の不連続性を避けるため $b$ 点より前後 $r_b$ の範囲の胴体中心軸は2次関数で結ばれている。胴体の半径 $R(x)$ は胴体が傾いている場合でも、体軸に垂直な方向ではなく、 $z-y$ 平面上で円断面となるように定義する。

ここで、胴体部は後部で細いため、尾ひれと胴体部との流れの相互作用は無視する。すなわち胴体部が生みだした流れは尾ひれに影響せず、逆に尾ひれにより生まれた流れは胴体部には影響しないと考える。このように仮定すれば、胴体部および尾ひれが受ける流体力を、それぞれが一様流で受ける流体力として別々に計算することができる。ただし力の相互作用は考慮する。すなわち接続部 $c$ 点を介して尾ひれからの流体力と胴体部の流体力、および自身の質量の慣性力は各瞬間において釣り合っていると考える。

さらに、理想流体中では胴体部のする仕事の時間平均は0であり、胴体部は推力も抵抗も発生しないため、推進機構としての推進効率基本的には尾ひれの運動により決定される。そこで、まず尾ひれの運動を与え、尾ひれからの横力およびモーメントを求めた後に、その横力およびモーメントに釣り合うような胴体部の運動を求めることにする。ただしここでは尾ひれの質量は無視する。胴体部については、 $c$ 点の運動は尾ひれの運動を与えた時点で与えられているので、 $a, b$ 点の運動を決定すれば、全体の運動が一意に決定される。よって横力とモーメントの2本の運動方程式を満たすよう、 $a, b$ 点の運動を決定すればよい。

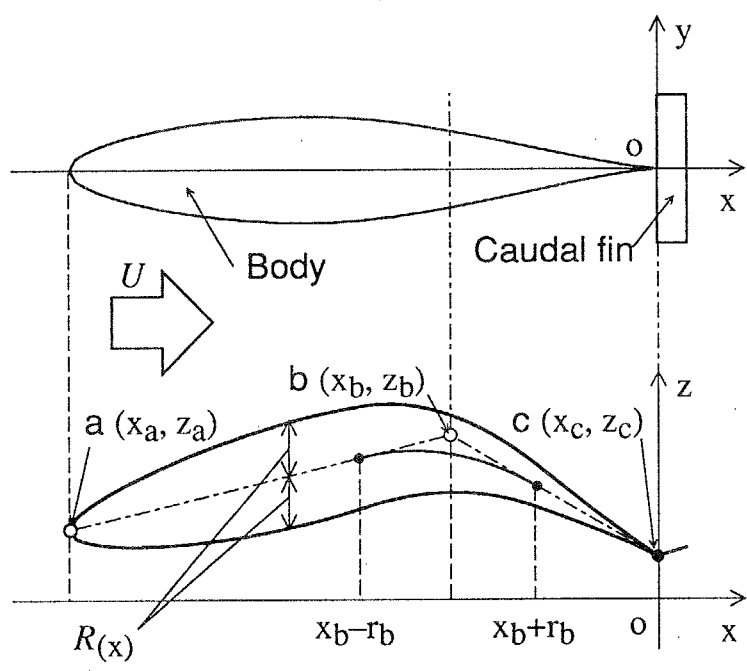


図 7.1: 解析モデル

### 7.3 尾ひれ部の定式化および尾ひれのための推力・推進効率特性

まず本節では矩形尾ひれ部の解析方法として、二次元振動翼理論について述べた後、尾ひれのための推力・推進効率特性を検討する。

二次元振動翼理論は、航空機のフラッタ現象の解析等に古くから用いられてきた線形化手法であり、その詳細は文献 [28], [81] に譲るが、ここでは変数の定義および推力・推進効率の計算方法について簡単に述べる。

図 7.2 に尾ひれの解析モデルを示す。二次元の薄翼と見なせる翼が一様定常流中で、面に垂直な直線運動（ヒービング heaving）と、あるピッチング軸まわりの回転運動（ピッチング pitching）を、ともに小さい振幅で行っている。本節の尾ひれの解析では、便宜上翼の中心を  $x=0$  とし、翼の半翼弦長を  $a$ 、ピッチング軸の座標を  $b$  とする。また一様流速を  $U$ 、流体の密度を  $\rho$  とする。ヒービングとピッチングが  $90^\circ$  位相のずれた運動をするとき、 $x$  の位置の翼の変位  $z$  は次式のように書ける。

$$z = h \cos \omega t + a(x - b) \sin \omega t \quad (7.1)$$

これをさらに複素表示すれば、

$$z = \Re\{[h - ia(x - b)]e^{i\omega t}\} \quad (7.2)$$

となる。ただし  $i$  は虚数単位、 $\Re[\ ]$  は実部を表す。また  $h$  と  $a$  はヒービングとピッチングの振幅を表す。

翼がこのような非定常運動をするとき、翼まわりの循環  $\Gamma$  に時間的変化が起こる

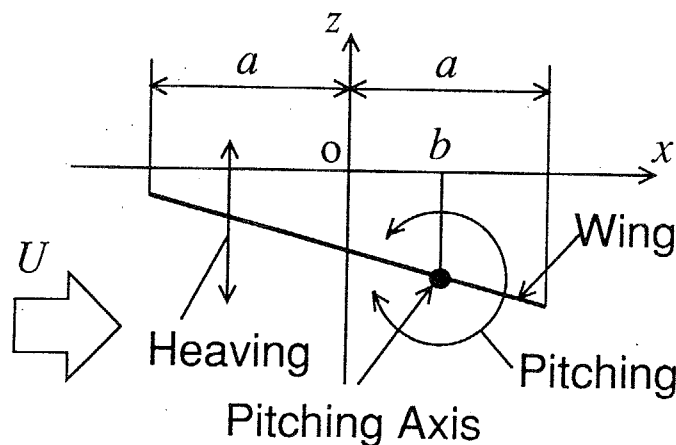


図 7.2: 尾ひれの解析モデル

ので、ヘルムホルツの渦定理から、後流面に強さ  $-d\Gamma/dt$  の吐出渦が残される。後流面は  $z=0$  の面内に変形せず残るとすれば、この翼まわりの流れは解析的に解くことができる。この翼が発生する  $-x$  方向の力すなわち推力の時間平均  $\bar{P}_i$  は次式で与えられる。

$$\bar{P}_i = \pi a U^{-2} |A|^2 + (\pi a \alpha \Im[A_w] - \frac{1}{2} \pi a^2 \omega^2 \alpha^2 b) \quad (7.3)$$

ここで

$$A_w = -U \left\{ \left[ \omega \alpha \left( b - \frac{1}{2} a \right) + i(U\alpha - \omega h) \right] (F + iG) + \frac{1}{2} \omega a a \right\} \quad (7.4)$$

である。ここで  $\Im[\ ]$  は虚部を表す。さらに式 (7.4) において、 $F$  および  $G$  は、 $\nu = \omega a / U$  を用いて、次式により与えられる。

$$F(\nu) + iG(\nu) = \frac{H_1^{(2)}(\nu)}{H_1^{(2)}(\nu) + iH_0^{(2)}(\nu)} \quad (7.5)$$

ここで  $H_0^{(2)}$  および  $H_1^{(2)}$  は、第1種と第2種のベッセル関数の組み合わせから以下のように与えられる。

$$H_n^{(2)} = J_n - iY_n \quad (7.6)$$

なお第1種、第2種のベッセル関数の0次、1次は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} J_0(x) &= \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^{2k}}{(k!)^2} \\ &= 1 - \left(\frac{x}{2}\right)^2 + \frac{1}{(2!)^2} \left(\frac{x}{2}\right)^4 - \frac{1}{(3!)^2} \left(\frac{x}{2}\right)^6 + \dots \end{aligned} \quad (7.7)$$

$$\begin{aligned} J_1(x) &= \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^{2k+1}}{(k!)(k+1)!} \\ &= \frac{x}{2} - \frac{1}{2!} \left(\frac{x}{2}\right)^3 + \frac{1}{2!3!} \left(\frac{x}{2}\right)^5 - \frac{1}{3!4!} \left(\frac{x}{2}\right)^7 + \dots \end{aligned} \quad (7.8)$$

$$\begin{aligned} Y_0(x) &= \frac{2}{\pi} \left[ \left( \log_e \frac{x}{2} + \gamma \right) J_0(x) + \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k+1} \varphi(k) \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^{2k}}{(k!)^2} \right] \\ &= \frac{2}{\pi} \left( \log_e \frac{x}{2} + \gamma \right) J_0(x) + \frac{2}{\pi} \left\{ \left(\frac{x}{2}\right)^2 - \frac{\varphi(2)}{(2!)^2} \left(\frac{x}{2}\right)^4 + \dots \right\} \end{aligned} \quad (7.9)$$

$$\begin{aligned}
Y_1(x) &= \frac{2}{\pi} \left[ \left( \log_e \frac{x}{2} + \gamma \right) J_1(x) \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^{k+1} [\varphi(k) + \varphi(k+1)] \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^{2k+1}}{(k!)(k+1)!} \right] \\
&= \frac{2}{\pi} \left[ \left( \log_e \frac{x}{2} + \gamma \right) J_1(x) - \frac{1}{x} - \frac{1}{2} \frac{x}{2} \right. \\
&\quad \left. + \frac{\varphi(1) + \varphi(2)}{2} \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^3}{2!} - \frac{\varphi(2) + \varphi(3)}{2} \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^5}{2!3!} + \dots \right] \quad (7.10)
\end{aligned}$$

ここで  $\varphi(k)$  は

$$\varphi(k) = \sum_{j=1}^k \frac{1}{j}, \quad \varphi(0) = 0 \quad (7.11)$$

であり,  $\gamma$  はオイラーの定数  $0.57721566\dots$  である.

さらに翼の推進効率  $\eta_w$  は, 翼が推進機構としてなす仕事率の時間平均  $U\bar{P}_i$  を, 翼がした全仕事率  $\bar{E}$  で割ったものと定義され, 次式によって与えられる.

$$\begin{aligned}
\eta_w &= 1 - \left[ \left\{ \omega^2 \alpha^2 \left( b - \frac{1}{2}a \right)^2 + (\omega h - U\alpha)^2 \right\} (F - F^2 - G^2) \right] \\
&\quad / \left[ \left\{ \omega \alpha \left( b - \frac{1}{2}a \right) \left[ \alpha \left( b + \frac{1}{2}a \right) F - hG - \frac{1}{2}\alpha a \right] \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + (\omega h - U\alpha) \left[ hF + \alpha \left( b + \frac{1}{2}a \right) G \right] \right\} \omega \right] \quad (7.12)
\end{aligned}$$

また翼の受ける  $z$  方向横力  $\Re[F]$  および半翼弦長まわりのモーメント (左まわりを正とする)  $\Re[M_0]$  は, 次式で与えられる.

$$F = -\rho F_c e^{i\omega t} \quad (7.13)$$

$$M_0 = \rho M_c e^{i\omega t} \quad (7.14)$$

ここで

$$F_c = 2\pi a A_w + \pi a^2 B_w \quad (7.15)$$

$$M_c = \pi a^2 A_w - \frac{1}{8} \pi a^4 C_w \quad (7.16)$$

である. ただし

$$B_w = 2U\omega\alpha - \omega^2(h + iab) \quad (7.17)$$

$$C_w = i\omega^2\alpha \quad (7.18)$$

である。よって翼前縁まわりのモーメント  $\Re[M_w]$  は、

$$M_w = M_0 + F * a \quad (7.19)$$

として得られる。

以上の計算方法に基づき、二次元振動翼すなわち尾ひれ単体の推力・推進効率特性を解析する。  $b=0$  の場合の特性については、2章においてすでに解析したが、これは差分法の解の精度を確認するためであったので、ここではより広範に推進機構としての考察を加える。  $b=0, \frac{1}{2}a, a, \frac{3}{2}a$  の4種類の  $b$  について、2章で定義したフェザリングパラメータ  $\theta$  を0から0.8まで変化させ、推力係数  $C_T$  と推進効率  $\eta_w$  と無次元振動数  $\sigma = 2\nu = \omega c/U$  の関係を解析した結果を図7.3から7.10に示す。

まずこれらのグラフより言えることは、 $C_T$  および  $\eta_w$  とも  $b$  の変化にはあまり大きな影響を受けないということである。これはヒービングとピッチング運動の位相を  $90^\circ$  ずらすことによって、揚力成分が推進に有効に使われるような運動をあらかじめある程度仮定しているためであると考えられる。また特に  $\eta_w$  については、 $\sigma=1$  程度のとき、最悪でも60%以上であり、最高の場合には90%を超え、非常に高効率な推力発生機構であることがわかる。

次に  $C_T$  の特性について述べる。いずれの  $b$  でも、 $\theta$  が低い場合、 $\eta_w$  は  $\sigma$  の低下につれて増加する。これは  $(hw)$  が一定の場合、 $U$  が大きくなると推力は増加することを示す。しかし  $\theta$  が0.8程度の高い値の場合では必ずしもそうはならず、 $b = \frac{1}{2}a$  の場合、 $\theta = 0.8$  の曲線はほぼ横ばいとなっている。また低い  $\sigma$  では  $\theta$  が増加するほど  $C_T$  は減少する。これは  $\theta$  が0から1に増加するにつれ、流れに対する迎角が小さくなるためである。 $\theta = 0$  のときは、ピッチング運動をしないため、ピッチング軸の位置  $b$  は  $C_T$  には影響しないが、 $\theta$  が増加するにつれ、特に非定常効果の強い  $\sigma$  の大きい領域で  $b$  の影響が大きくなる。その結果、 $b = \frac{3}{2}a$  のとき最も大きな推力を得ている。

次に  $\eta_w$  についてであるが、いずれの  $b$  の場合でも、 $\theta$  が一定のとき  $\sigma$  が0に近づくにつれ、 $\eta_w$  は1に近くなる。これは無次元振動数が低下すると、非定常効果が小さくなり、後流に渦として放出されるエネルギーの割合が少なくなるためと考えられる。言い替えると、流体力のうちの準定常的な揚力成分が支配的になるためである。また  $\sigma$  の低い領域では、 $\theta$  が1に近いほど  $\eta_w$  が高い。これは流れに対する迎角が小さくなるため、流れをかき乱さなくなり、後方への渦放出が減少するため

であると考えられる。また  $C_T$  同様、 $\sigma$  が大きくなると非定常効果が大きくなるため、 $b$  の影響が強くなり、高い  $\theta$  の場合、 $b = \frac{1}{2}a$ 、すなわち  $3/4$  翼弦長のときに  $\eta_w$  は最も高い。

以上の結果から、2自由度振動をする平板翼は、推力発生機構として非常に優れた性能を持っていることがわかる。また高い推進効率を得るためには、

1.  $\sigma$  を低く、すなわち推進速度に対してなるべく遅い周期の運動にする
2.  $\theta$  を1に近く、すなわちなるべく流れに対する迎角の小さい運動にする

ことが必要であることも明らかになった。ただし、すでに見たように  $\theta$  が高い場合、 $(hw)$  一定であれば得られる推力はほぼ一定であるため、項目1を実現するためには振幅  $h$  を大きくしなければならない。また項目2についても、 $\theta$  が1に近づくと推力が減少するため、一定の推力を得るためには振幅  $h$  を大きくする必要がある。



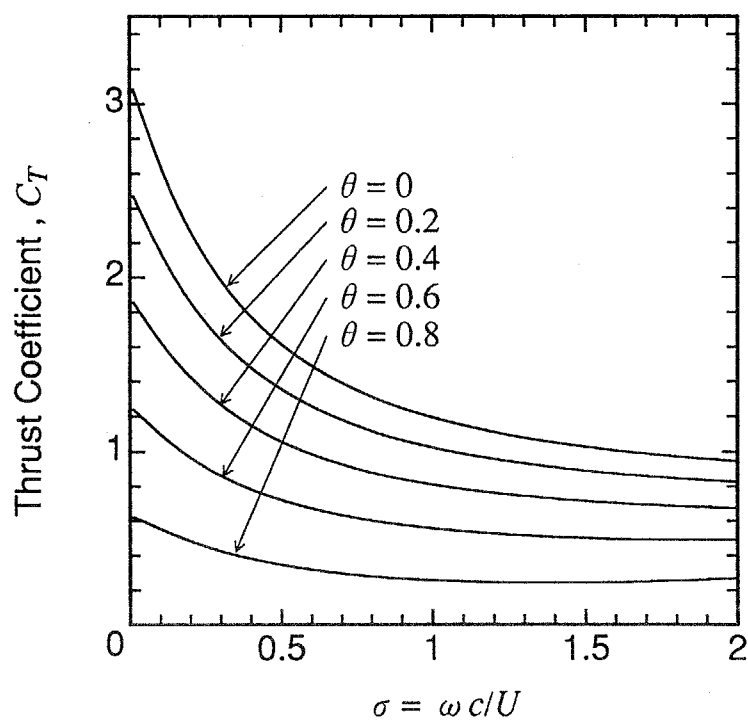


図 7.3: 無次元振動数  $\sigma$  に対する推力係数  $C_T$  ( $b = 0$ )

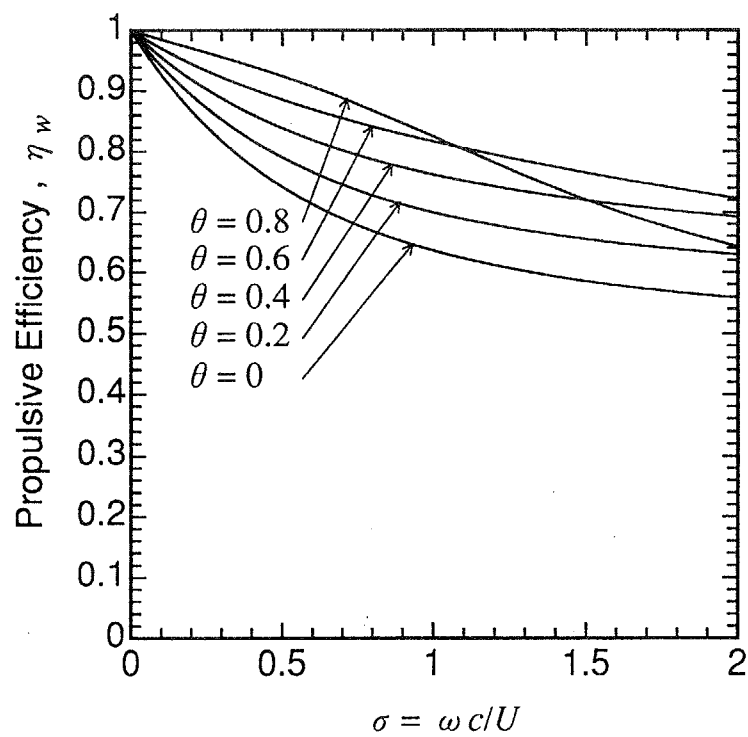


図 7.4: 無次元振動数  $\sigma$  に対する推進効率  $\eta_w$  ( $b = 0$ )

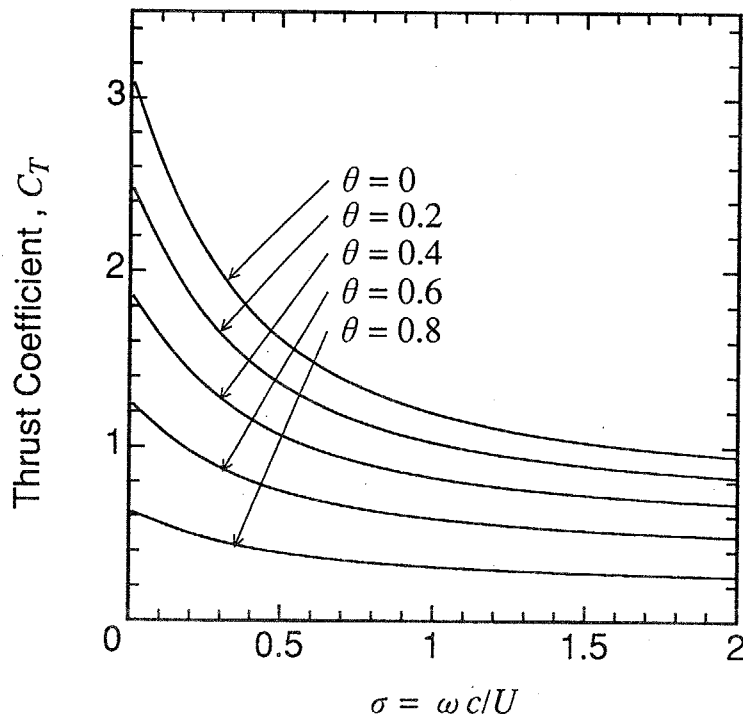


図 7.5: 無次元振動数  $\sigma$  に対する推力係数  $C_T$  ( $b = \frac{1}{2}a$ )

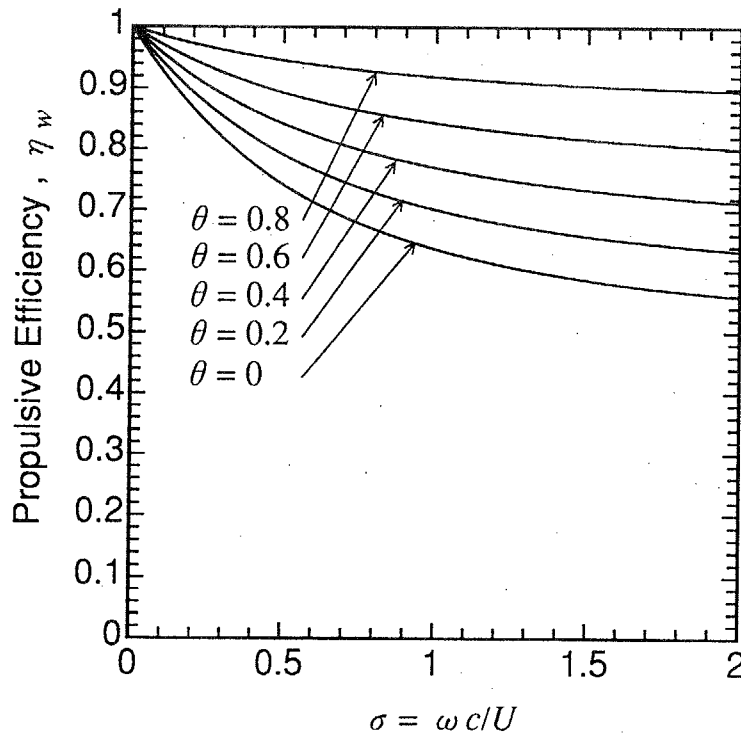


図 7.6: 無次元振動数  $\sigma$  に対する推進効率  $\eta_w$  ( $b = \frac{1}{2}a$ )

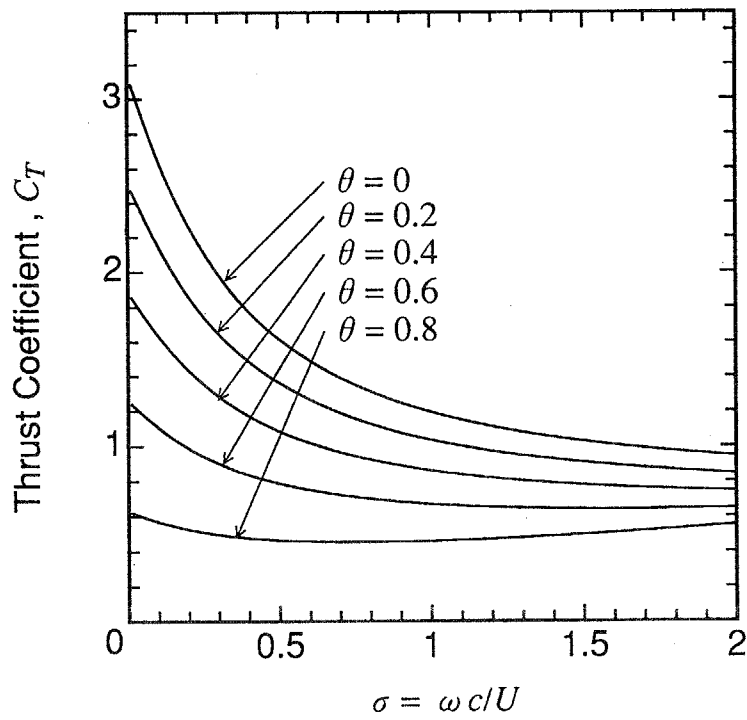


図 7.7: 無次元振動数  $\sigma$  に対する推力係数  $C_T$  ( $b = a$ )

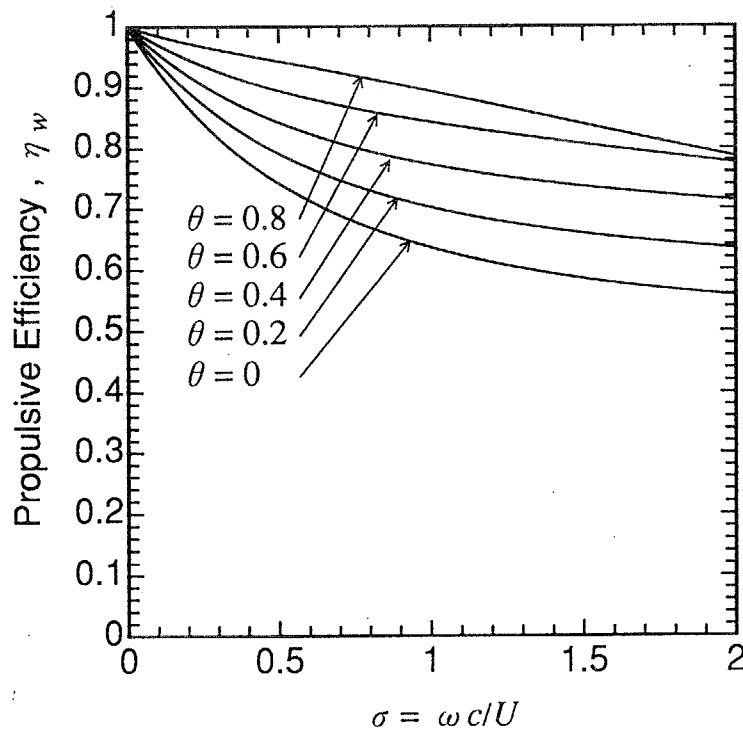


図 7.8: 無次元振動数  $\sigma$  に対する推進効率  $\eta_w$  ( $b = a$ )

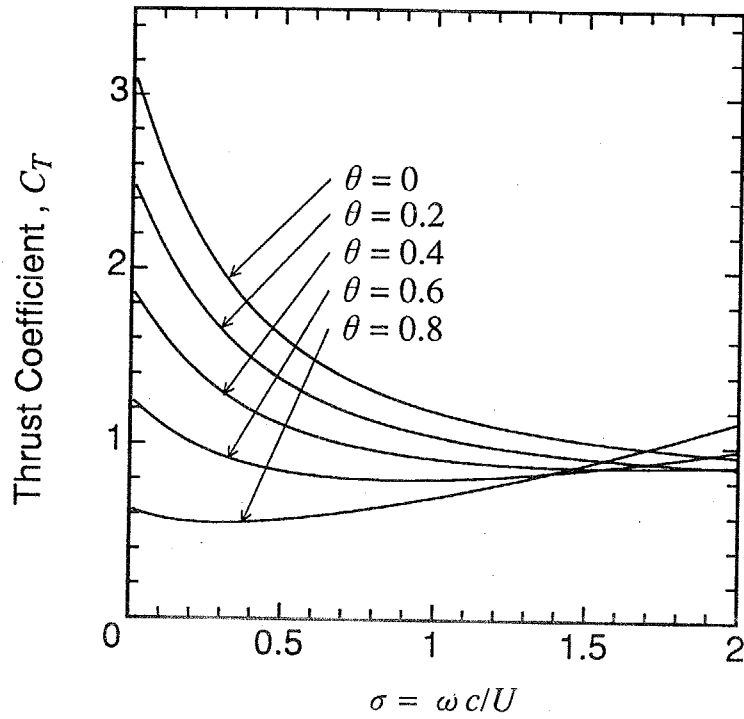


図 7.9: 無次元振動数  $\sigma$  に対する推力係数  $C_T$  ( $b = \frac{3}{2}a$ )

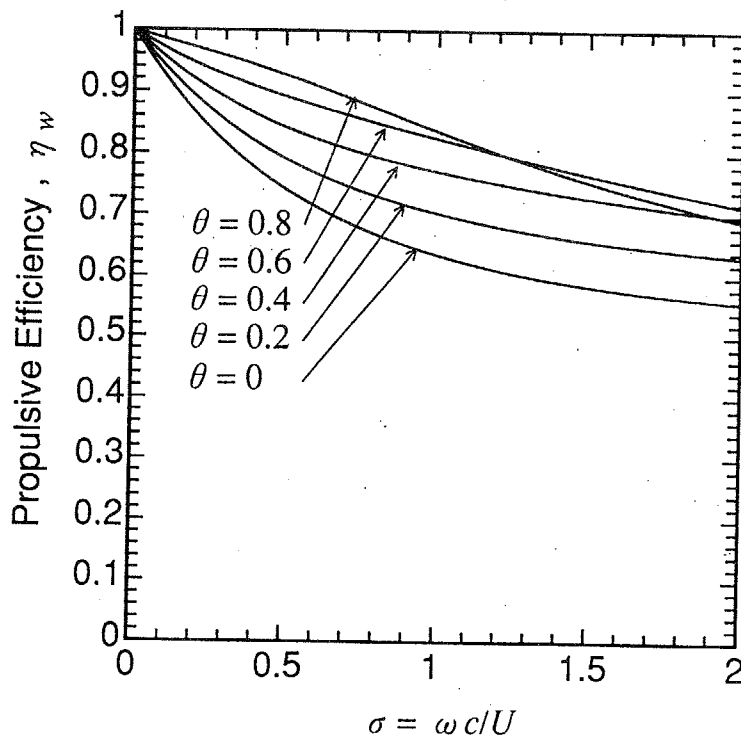


図 7.10: 無次元振動数  $\sigma$  に対する推進効率  $\eta_w$  ( $b = \frac{3}{2}a$ )

## 7.4 胴体部の定式化

### 7.4.1 細長物体の理論による理想流体中で胴体部に加わる流体力の定式化

図 7.1 のモデルの胴体部の各部に働く力を考える。まず  $x$  の位置の部分が流体を押し出す速度  $w$  は、体の変位を  $z$  とすると、

$$w = \frac{\partial z}{\partial t} + U \frac{\partial z}{\partial x} \quad (7.20)$$

となる。このとき流体力および自身の慣性力も含めた、 $z$  方向に受ける  $x$  方向単位長さ当たりの横力  $f$  は、流体の単位  $x$  方向当たりの付加質量を  $m$ 、胴体自身の質量を  $m'$ 、 $\partial z / \partial t = v$  とし、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} f &= \left( \frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) (m_a w) + m' \dot{v} \\ &= (m + m') \dot{v} + 2mU \frac{\partial v}{\partial x} + U \frac{\partial m}{\partial x} v + U^2 \frac{\partial m}{\partial x} \frac{\partial z}{\partial x} + U^2 m \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} \end{aligned} \quad (7.21)$$

上式の諸係数を、図 7.1 における a, b, c 点の  $z_a, z_b, z_c$  および  $v_a, v_b, v_c$  の関数として表す。このとき  $z$  は以下のように書き表せる。

$$z = \frac{x - x_a}{x_b - x_a} z_b + \frac{x_b - x}{x_b - x_a} z_a \quad (x \leq x_b - r_b) \quad (7.22)$$

$$z = \frac{x - x_b}{x_c - x_b} z_c + \frac{x_c - x}{x_c - x_b} z_b \quad (x \geq x_b + r_b) \quad (7.23)$$

関節近辺では

$$z = A'x^2 + B'x + C' \quad (x_b - r_b < x < x_b + r_b) \quad (7.24)$$

ただし

$$\begin{aligned} A' &= \frac{1}{4r_b(x_b - x_a)} z_a + \frac{x_a - x_c}{4r_b(x_b - x_a)(x_c - x_b)} z_b + \frac{1}{4r_b(x_c - x_b)} z_c \\ &= \alpha_{11} z_a + \alpha_{12} z_b + \alpha_{13} z_c \end{aligned} \quad (7.25)$$

$$\begin{aligned} B' &= \frac{-(x_b + r_b)}{2r_b(x_b - x_a)} z_a + \frac{(x_b + x_b)(x_c - x_b) + (x_b - x_a)(x_b - r_b)}{2r_b(x_b - x_a)(x_c - x_b)} z_b \\ &\quad + \frac{-(x_b - r_b)}{2r_b(x_c - x_b)} z_c \end{aligned}$$

$$= \alpha_{21}z_a + \alpha_{22}z_b + \alpha_{23}z_c \quad (7.26)$$

$$\begin{aligned} C' &= \left( \frac{x_b}{x_b - x_a} + \frac{(x_b - r_b)^2}{4r_b(x_b - x_a)} \right) z_a \\ &\quad + \left( \frac{-x_a}{x_b - x_a} + \frac{-(x_c - x_a)(x_b - r_b)^2}{4r_b(x_b - x_a)(x_c - x_b)} \right) z_b + \left( \frac{(x_b - r_b)^2}{4r_b(x_c - x_b)} \right) z_c \\ &= \alpha_{31}z_a + \alpha_{32}z_b + \alpha_{33}z_c \end{aligned} \quad (7.27)$$

よって  $x_b - r_b < x < x_b + r_b$  では

$$\begin{aligned} z &= (\alpha_{11}z_a + \alpha_{12}z_b + \alpha_{13}z_c)x^2 \\ &\quad + (\alpha_{21}z_a + \alpha_{22}z_b + \alpha_{23}z_c)x \\ &\quad + (\alpha_{31}z_a + \alpha_{32}z_b + \alpha_{33}z_c) \\ &= (\alpha_{11}x^2 + \alpha_{21}x + \alpha_{31})z_a \\ &\quad + (\alpha_{12}x^2 + \alpha_{22}x + \alpha_{32})z_b \\ &\quad + (\alpha_{13}x^2 + \alpha_{23}x + \alpha_{33})z_c \end{aligned} \quad (7.28)$$

のように、任意の点  $z$  が  $z_a, z_b, z_c$  により表せる。またそれ以外の  $x$  の領域でもこのように表せるので、係数をまとめ、全ての領域について

$$z = a \cdot z_a + b \cdot z_b + c \cdot z_c \quad (7.29)$$

$$v = a \cdot v_a + b \cdot v_b + c \cdot v_c \quad (7.30)$$

$$\dot{v} = a \cdot \dot{v}_a + b \cdot \dot{v}_b + c \cdot \dot{v}_c \quad (7.31)$$

と書くことができる。ただし  $a, b, c$  の係数は位置のみの関数で時間に関しては一定である。

また位置の1階および2階微分に関しても、次式のように得られる。

$x \leq x_b - r_b$  :

$$\frac{\partial z}{\partial x} = \frac{-1}{x_b - x_a} z_a + \frac{1}{x_b - x_a} z_b \quad (7.32)$$

$$\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} = 0 \quad (7.33)$$

$x \geq x_b + r_b :$

$$\frac{\partial z}{\partial x} = \frac{-1}{x_c - x_b} z_b + \frac{1}{x_c - x_b} z_c \quad (7.34)$$

$$\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} = 0 \quad (7.35)$$

$x_b - r_b < x < x_b + r_b :$

$$\frac{\partial z}{\partial x} = (2\alpha_{11}x + \alpha_{21})z_a + (2\alpha_{12}x + \alpha_{22})z_b + (2\alpha_{13}x + \alpha_{23})z_c \quad (7.36)$$

$$\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} = (2\alpha_{11})z_a + (2\alpha_{12})z_b + (2\alpha_{13})z_c \quad (7.37)$$

$$(7.38)$$

よって同様に係数をまとめ、全ての領域について

$$\frac{\partial z}{\partial x} = a' \cdot z_a + b' \cdot z_b + c' \cdot z_c \quad (7.39)$$

$$\frac{\partial v}{\partial x} = a' \cdot v_a + b' \cdot v_b + c' \cdot v_c \quad (7.40)$$

$$\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} = a'' \cdot z_a + b'' \cdot z_b + c'' \cdot z_c \quad (7.41)$$

と書くことができる。

以上の式を用いると  $f$  は次式のように書き表せる。

$$\begin{aligned} f &= (m + m')(a \cdot \dot{v}_a + b \cdot \dot{v}_b + c \cdot \dot{v}_c) \\ &+ (2mUa' + U \frac{\partial m}{\partial x} a)v_a + (2mUa' + U \frac{\partial m}{\partial x} a)v_b + (2mUa' + U \frac{\partial m}{\partial x} a)v_c \\ &+ U^2(\frac{\partial m}{\partial x} a' + ma'')z_a + U^2(\frac{\partial m}{\partial x} b' + mb'')z_b + U^2(\frac{\partial m}{\partial x} c' + mc'')z_c \quad (7.42) \\ &= a_f \cdot \dot{v}_a + b_f \cdot \dot{v}_b + c_f \cdot \dot{v}_c \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &+a'_f \cdot v_a + b'_f \cdot v_b + c'_f \cdot v_c \\
 &+a''_f \cdot z_a + b''_f \cdot z_b + c''_f \cdot z_c
 \end{aligned} \tag{7.43}$$

### 7.4.2 粘性流体中で胴体部に加わる非線形流体力の簡略化モデル

前項で述べた細長物体の理論に基づく流体力は、理想流体を仮定したものであり、仮に胴体全体が流れに対して傾いた状態で静止していてもなんら抵抗は受けないことになる。しかし実際の粘性流体中では、このような場合には流れに平行に置かれた場合よりも抵抗が増加すると考えられる。このような非線形流体力は境界層の複雑な振る舞いによって左右されており、理論的に厳密に扱うことは非常に困難である。しかし本研究で扱う流線形胴体まわりの流れの場合、胴体自身の  $z$  方向運動加速度が大きいときには付加質量の影響が支配的であるため、非線形流体力の  $z$  方向の影響は小さいと考えられる。よって非線形流体力の影響が無視できなくなるのは胴体自身の運動加速度が小さく速度が大きい場合、すなわち運動が準定常的とみなせる領域であると考えられる。

そこで本研究では、このような準定常的な非線形流体力の簡略化モデルとして、式(7.20)で与えられる、胴体が流体を  $z$  方向に押す速度  $w$  の2乗に比例する力が、胴体の体軸に垂直に加わると考える。胴体の微小要素  $dx$  に働く、この非線形流体力  $D$  は次式によって与えられる。

$$D = \frac{1}{2} \rho C_n w |w| 2r(x) dx \tag{7.44}$$

ここで  $C_n$  は抵抗係数、 $r(x)$  は胴体半径である。 $D$  の推進方向についての抵抗への寄与  $D_D$  は、

$$D_D = D \times \frac{\partial z}{\partial x} \tag{7.45}$$

で与えられ、消費パワーへの寄与  $P_D$  は、

$$P_D = D \times \frac{\partial z}{\partial t} \tag{7.46}$$

で与えられる。



## 7.5 解析方法

### 7.5.1 離散化および全体の運動方程式

図 7.11 に示すように、胴体部を  $M$  個の要素に分割し、要素内の  $x$ 、および  $z$  方向の位置、速度、加速度等の諸量は全て黒丸で示された要素中点で代表させ、式 (7.43) の諸係数を各要素について計算する。ただし付加質量分布については、要素分割線上での胴体部半径  $R(x_{init})$  から

$$m_{init} = \pi(R(x_{init}))^2 dx \quad (7.47)$$

として求めた  $m_{init(j)}$  ( $j = 1, M + 1$ ) を用いて、各要素の質量  $m_{(j)}$  を次式のように計算する。

$$m_{(j)} = \frac{m_{init(j)} + m_{init(j+1)}}{2} \quad (7.48)$$

また  $\partial m / \partial x$  は次式により計算する。

$$m_{(j)} = \frac{m_{init(j)} + m_{init(j+1)}}{2} \quad (7.49)$$

ここで、7.4.2 節で述べた非線形流体力を仮に無視すれば、式 (7.19) および式 (7.13) により与えられる尾ひれからの横力  $\Re[F]$  およびモーメント  $\Re[M_w]$  と、胴体部の各要素に働く流体力および慣性力の和との釣合より、推進機構全体の運動方程式は次式となる。

$$\begin{aligned} & \left( \sum_{j=1}^M a_{f(j)} \right) \cdot \dot{v}_a + \left( \sum_{j=1}^M b_{f(j)} \right) \cdot \dot{v}_b + \left( \sum_{j=1}^M c_{f(j)} \right) \cdot \dot{v}_c \\ & + \left( \sum_{j=1}^M a'_{f(j)} \right) \cdot v_a + \left( \sum_{j=1}^M b'_{f(j)} \right) \cdot v_b + \left( \sum_{j=1}^M c'_{f(j)} \right) \cdot v_c \end{aligned}$$

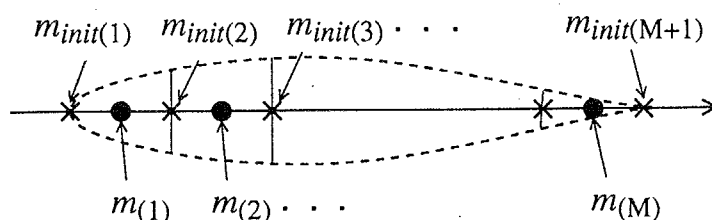


図 7.11: 胴体部の要素分割

$$+(\sum_{j=1}^M a''_{f(j)}) \cdot z_a + (\sum_{j=1}^M b''_{f(j)}) \cdot z_b + (\sum_{j=1}^M c''_{f(j)}) \cdot z_c \quad (7.50)$$

$$\begin{aligned} &= a_{fz} \cdot \dot{v}_a + b_{fz} \cdot \dot{v}_b + c_{fz} \cdot \dot{v}_c \\ &+ a'_{fz} \cdot v_a + b'_{fz} \cdot v_b + c'_{fz} \cdot v_c \\ &+ a''_{fz} \cdot z_a + b''_{fz} \cdot z_b + c''_{fz} \cdot z_c = \Re[F] \end{aligned} \quad (7.51)$$

$$\begin{aligned} &(\sum_{j=1}^M a_{f(j)} x(j)) \cdot \dot{v}_a + (\sum_{j=1}^M b_{f(j)} x(j)) \cdot \dot{v}_b + (\sum_{j=1}^M c_{f(j)} x(j)) \cdot \dot{v}_c \\ &+(\sum_{j=1}^M a'_{f(j)} x(j)) \cdot v_a + (\sum_{j=1}^M b'_{f(j)} x(j)) \cdot v_b + (\sum_{j=1}^M c'_{f(j)} x(j)) \cdot v_c \\ &+(\sum_{j=1}^M a''_{f(j)} x(j)) \cdot z_a + (\sum_{j=1}^M b''_{f(j)} x(j)) \cdot z_b + (\sum_{j=1}^M c''_{f(j)} x(j)) \cdot z_c \end{aligned} \quad (7.52)$$

$$\begin{aligned} &= a_{f\theta} \cdot \dot{v}_a + b_{f\theta} \cdot \dot{v}_b + c_{f\theta} \cdot \dot{v}_c \\ &+ a'_{f\theta} \cdot v_a + b'_{f\theta} \cdot v_b + c'_{f\theta} \cdot v_c \\ &+ a''_{f\theta} \cdot z_a + b''_{f\theta} \cdot z_b + c''_{f\theta} \cdot z_c = \Re[M_w] \end{aligned} \quad (7.53)$$

ここで  $a_{f(j)}$  等の添字 ( $j$ ) は,  $j$  番目の要素についての諸量を示す.

## 7.5.2 線形解法

式(7.51)および式(7.53)のように非線形流体力を無視すれば, これらの式は比較的容易に解くことができる. そこでまず非線形流体力を無視して推進機構全体のダイナミクスを解いたのち, 解かれた運動に対して非線形流体力を求め, 推進効率の計算等を行う方法を提案する. この方法を"線形解法"と呼ぶことにする.

a, b, c 点の  $z$  方向変位  $z_a, z_b, z_c$  をそれぞれ

$$z_a = \Re[Z_a e^{i\omega t}] \quad (7.54)$$

$$z_b = \Re[Z_b e^{i\omega t}] \quad (7.55)$$

$$z_c = \Re[Z_c e^{i\omega t}] \quad (7.56)$$

と複素表示することにより，式(7.51)および式(7.53)は次式のように書き換えられる。

$$\begin{aligned}
& a_{fz} (i\omega)^2 Z_a + b_{fz} (i\omega)^2 Z_b + c_{fz} (i\omega)^2 Z_c \\
& + a'_{fz} (i\omega) Z_a + b'_{fz} (i\omega) Z_b + c'_{fz} (i\omega) Z_c \\
& + a''_{fz} Z_a + b''_{fz} Z_b + c''_{fz} Z_c \\
= & (a_{fz} (i\omega)^2 + a'_{fz} (i\omega) + a''_{fz}) Z_a \\
& (b_{fz} (i\omega)^2 + b'_{fz} (i\omega) + b''_{fz}) Z_b \\
& (c_{fz} (i\omega)^2 + c'_{fz} (i\omega) + c''_{fz}) Z_c \\
= & \tilde{a}_{fz} Z_a + \tilde{b}_{fz} Z_b + \tilde{c}_{fz} Z_c = F \tag{7.57}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& a_{f\theta} (i\omega)^2 Z_a + b_{f\theta} (i\omega)^2 Z_b + c_{f\theta} (i\omega)^2 Z_c \\
& + a'_{f\theta} (i\omega) Z_a + b'_{f\theta} (i\omega) Z_b + c'_{f\theta} (i\omega) Z_c \\
& + a''_{f\theta} Z_a + b''_{f\theta} Z_b + c''_{f\theta} Z_c \\
= & (a_{f\theta} (i\omega)^2 + a'_{f\theta} (i\omega) + a''_{f\theta}) Z_a \\
& (b_{f\theta} (i\omega)^2 + b'_{f\theta} (i\omega) + b''_{f\theta}) Z_b \\
& (c_{f\theta} (i\omega)^2 + c'_{f\theta} (i\omega) + c''_{f\theta}) Z_c \\
= & \tilde{a}_{f\theta} Z_a + \tilde{b}_{f\theta} Z_b + \tilde{c}_{f\theta} Z_c = M_w \tag{7.58}
\end{aligned}$$

これより  $Z_a, Z_b$  は次式のように求まる。

$$Z_a = \frac{(F - \tilde{c}_{fz}) \cdot \tilde{a}_{f\theta} - (M_w - \tilde{c}_{f\theta}) \cdot \tilde{a}_{fz}}{\tilde{b}_{fz} \cdot \tilde{a}_{f\theta} - \tilde{a}_{fz} \cdot \tilde{b}_{f\theta}} \tag{7.59}$$

$$Z_b = \frac{(F - \tilde{c}_{fz}) \cdot \tilde{b}_{f\theta} - (M_w - \tilde{c}_{f\theta}) \cdot \tilde{b}_{fz}}{\tilde{a}_{fz} \cdot \tilde{b}_{f\theta} - \tilde{b}_{fz} \cdot \tilde{a}_{f\theta}} \tag{7.60}$$

### 7.5.3 4次ルンゲ・クッタ法

前項で提案した線形解法では、非線形流体力を後から計算するため、非線形流体力の胴体部運動に与える影響を考慮することができない。そこでこのような非線形流体力の運動への影響も考慮した場合の解法として、ここでは4次ルンゲ・クッタ法を用いる。

式(7.51)および式(7.53)から次式を得る。

$$\begin{aligned} \dot{v}_a = & \frac{1}{a_{fz}b_{f\theta} - a_{f\theta}b_{fz}} [Fb_{f\theta} - M_w b_{fz} - (c_{fz}b_{f\theta} - c_{f\theta}b_{fz})\dot{v}_c \\ & - (a'_{fz}b_{f\theta} - a'_{f\theta}b_{fz})v_a - (b'_{fz}b_{f\theta} - b'_{f\theta}b_{fz})v_b - (c'_{fz}b_{f\theta} - c'_{f\theta}b_{fz})v_c \\ & - (a''_{fz}b_{f\theta} - a''_{f\theta}b_{fz})z_a - (b''_{fz}b_{f\theta} - b''_{f\theta}b_{fz})z_b - (c''_{fz}b_{f\theta} - c''_{f\theta}b_{fz})z_c] \end{aligned} \quad (7.61)$$

(7.62)

$$\begin{aligned} \dot{v}_b = & \frac{1}{b_{fz}a_{f\theta} - b_{f\theta}a_{fz}} [Fa_{f\theta} - M_w a_{fz} - (c_{fz}a_{f\theta} - c_{f\theta}a_{fz})\dot{v}_c \\ & - (a'_{fz}a_{f\theta} - a'_{f\theta}a_{fz})v_a - (b'_{fz}a_{f\theta} - b'_{f\theta}a_{fz})v_b - (c'_{fz}a_{f\theta} - c'_{f\theta}a_{fz})v_c \\ & - (a''_{fz}a_{f\theta} - a''_{f\theta}a_{fz})z_a - (b''_{fz}a_{f\theta} - b''_{f\theta}a_{fz})z_b - (c''_{fz}a_{f\theta} - c''_{f\theta}a_{fz})z_c] \end{aligned} \quad (7.63)$$

(7.64)

$$\dot{z}_a = v_a \quad (7.65)$$

$$\dot{z}_b = v_b \quad (7.66)$$

以上の4式に4次のルンゲクッタ法を適用して解く。

ただし非線形流体力の影響も外力として考慮する。

ここで、ルンゲ・クッタ法では周期解を仮定しているわけではないので、胴体部の運動は、厳密な周期解の初期値を与えない限り発散する。これは知られているように、流れを受ける流線形物体が本質的に不安定なためである。実際の魚類などの運動では、尾ひれが方向安定板の役割をはたしていると考えられるが、本解析では尾ひれの運動をあらかじめ与えてしまうため、この効果はない。そのため以下の二つの手順により計算の安定化を図る。

求めたいのは  $z$  方向には平均位置と速度が0の運動であるから、 $z_a, z_b, v_a, v_b$  について、1周期分計算が進んだ時点毎に次式のように平均の位置と速度を差し引く。

$$z_{end} = z_{end} - \bar{z} - \frac{1}{2}\bar{v}T \quad (7.67)$$

$$v_{end} = v_{end} - \bar{v} \quad (7.68)$$

ただし  $z_{end}$  は1周期分時間を進めた位置、 $\bar{z}, \bar{v}$  は1周期平均位置および速度、 $T$  は周期を表す。すなわち位置に関しては、まず平均座標を差し引く。次に等速度運動を仮定すると、平均位置は  $\frac{1}{2}T$  時間が進んだ場所であるため、1周期後の位置は平均位置から  $\frac{1}{2}vT$  だけずれる。よってこの分をさらに差し引けば良い。また速度に関しては平均速度を差し引けば良い。

上記の方法だけでは  $U$  に関する項が大きくなった場合 (=無次元振動数が低い場合) に不安定となる。そこでさらに1周期毎の平均位置および速度から、次の周期でこれらを小さくするように比例的な力を  $a$  点および  $b$  点に1周期加え続けるようにした。

#### 7.5.4 解法の比較

線形理論、4次ルンゲ・クッタ法ともに、 $a$  点、 $b$  点の運動が求まれば非線形流体力も求めることができる。式(7.20)、式(7.29)、および式(7.30)より、 $j$  番目の要素の  $w$  は、次式で与えられる。

$$w_{(j)} = a_{(j)} v_a + b_{(j)} v_b + c_{(j)} v_c + U(a'_{(j)} z_a + b'_{(j)} z_b + c'_{(j)} z_c) \quad (7.69)$$

よって  $j$  番目の要素に加わる非線形流体力  $D_{(j)}$  は、式(7.44)より、

$$D_{(j)} = \frac{1}{2} \rho C_n w_{(j)} |w_{(j)}| 2r_{(x)} dx \quad (7.70)$$

であるので、 $D_{(j)}$  の推進方向の抵抗への寄与は式(7.45)より、

$$\begin{aligned} D_{D(j)} &= D_{(j)} \times \frac{\partial z}{\partial x} \\ &= D_{(j)} (a'_{(j)} z_a + b'_{(j)} z_b + c'_{(j)} z_c) \end{aligned} \quad (7.71)$$

で与えられ、消費パワーへの寄与は式(7.46)より、

$$\begin{aligned} P_{D(j)} &= D_{(j)} \times \frac{\partial z}{\partial t} \\ &= D_{(j)} (a_{(j)} v_a + b_{(j)} v_b + c_{(j)} v_c) \end{aligned} \quad (7.72)$$

となる。これらを足し合わせた  $D_{Dsum}$  および  $P_{Dsum}$  は、

$$D_{Dsum} = \sum_{j=1}^M D_{D(j)} \quad (7.73)$$

$$P_{Dsum} = \sum_{j=1}^M P_{D(j)} \quad (7.74)$$

となる。

全体の解析手順は、以下のようになる。

1. まず尾ひれが発生すべき推力  $F_0$  を次式により求める。

$$F_0 = C_D \frac{1}{2} \rho U^2 S_w \quad (7.75)$$

ここで  $C_D$  は胴体部が静止し、流れに平行に置かれた場合の抵抗係数であり、 $S_w$  は流線型物体の濡れ面面積である。

2. 次に尾ひれの  $C_T$ ,  $\eta_w$  を,  $\sigma$ ,  $\theta$  を与えて解き, 推力係数  $C_T$  から尾ひれの振幅  $h$  を求める。

$$h = \sqrt{\frac{F_0}{\rho C_T \omega^2 2 a AR}} \quad (7.76)$$

ここで  $AR$  は尾ひれのアスペクト比であり,  $(2 a AR)$  は尾ひれの翼面積である。

3. 振幅  $h$  を用いて, 尾ひれの運動および横力・モーメントを式 (7.1), (7.13) および (7.19) より求める。
4. 線形解法もしくはルンゲ・クッタ法により胴体部の運動を解く。
5. 尾ひれの消費パワーを次式により求める。

$$\bar{P} = \frac{F_0 U}{\eta_w} \quad (7.77)$$

6. 非線形流体力の推進方向の抵抗への寄与  $D_{Dsum}$  および消費パワーへの  $P_{Dsum}$  を計算し, その時間平均をとる。
7. 非線形流体力の寄与も考慮した推進効率  $\eta$  を次式により計算する。

$$\eta = \frac{(F_0 - \bar{D}_{Dsum}) U}{\bar{P} + \bar{P}_{Dsum}} \quad (7.78)$$

Body Shape	NACA0018
Drag Coefficient of Body $C_D$	0.003
$x_a$	-1.0
$x_b$	-0.25
$r_b$	0.05
Chord length of Caudal Fin $c$	0.05
Aspect Ratio of Caudal Fin $AR$	5
Position of Pitching Axis	3/4 chord length
Number of division for Body $M$	100
Number of division for time (Runge-Kutta)	200 / cycle

表 7.1: 解析諸元

解析例として、表 7.1 に示される解析諸元の場合を計算した。

計算はすべて長さは胴体全長、時間は運動周期、流体密度で無次元化した系でおこなった。すなわち  $x_a = -1.0$ ,  $x_b = -0.25$  とは、第 1 関節の位置が胴体部の 3/4 の位置にあることを示す。ただし表中の抵抗係数  $C_D$  は、マグロやイルカ等の高速遊泳動物に対応するよう、レイノルズ数  $Re$  が  $10^7$  付近の、細長比  $C_s = 1/0.18 = 5.56$  の流線型物体における 40% 層流の場合の値である 0.003 とした [37]。また濡れ面積  $S_w$  は、以下の換算式を用いて求めた [81]。

$$S_w \simeq 3(C_s)S_0 \quad (7.79)$$

ただし  $S_0$  は正面面積、すなわち最大太さ部の円断面の面積である。

図 7.12 に、フェザリングパラメータ  $\theta$  を 0.8 に一定にし、無次元振動数  $\sigma$  を変化させ、推進効率  $\eta$  の変化を調べた結果を示す。図中実線が線形解法、黒丸がルンゲ・クッタ法による結果である。ルンゲ・クッタ法では非線形流体力の影響も考慮している。図 7.6 の尾ひれのみの場合とは異なり、 $\sigma$  が低くなると  $\eta$  は急激に減少している。これは非線形流体力により抵抗の増加および消費パワーの増加を招いているためである。またルンゲ・クッタ法では、 $\sigma < 0.25$  の領域では周期解を得ることができなかった。ここでは示していないが、非線形流体力の影響を運動から無くしてもやはり収束しなかったため、この原因は、非線形流体力によるものでなく、

$\sigma$  が低下したことにより胴体部および尾ひれ部に働く理想流体としての流体力の特性が変化したためと考えられる。

線形解法とルンゲ・クッタ法では、非線形流体力の  $z$  方向の運動への影響の有無が異なるにも関わらず、両者はほとんど一致している。よって非線形流体力の  $z$  方向に及ぼす影響は、推進効率の高い領域では小さいことがわかる。 $\sigma$  の低い、周期解を求められなかった領域では非線形流体力の影響はより大きいと考えられるが、本研究で問題とするのは、より推進効率の高い運動であるので、 $\sigma$  が低い領域における精度はそれほど重要でないと考えられる。

さらに非線形流体力の影響を調べるため、図 7.13 に、 $\eta$  が最も高かった  $\sigma = 0.4, \theta = 0.8$  のときの、ルンゲ・クッタ法による a 点および b 点の 1 周期分の運動の様子を解析結果を示す。ただし  $C_n = 1$  の場合と、 $C_n = 0$  の場合すなわち非線形流体力の  $z$  方向の運動への影響を除いた場合の 2 種類をそれぞれ太線および細線で示し、 $z_a$  は実線、 $z_b$  は破線で示されている。ただし線形理論による結果は、 $C_n = 0$  のルンゲ・クッタ法による結果と、誤差  $5 \times 10^{-5}\%$  程度で非常によく一致したことを記しておく。図に描いても両者は完全に一致して判別不可能なため、図 7.13 には示していない。図 7.13 よりわかるように、非線形流体力のある  $C_n = 1$  の場合の方が  $z_a, z_b$  ともにわずかに大きめなものの、非線形流体力による  $z$  方向への運動の大きさは小さいことが確認できる。

以上の議論から計算効率等も考慮し、非線形流体力による  $z$  方向の運動への影響は無視し、以降の解析では線形解法を用いることにする。

### 7.5.5 線形解法における推進効率算出法の修正

前項の推進効率の計算式 (7.78) の分子において、 $F_0 - \bar{D}_{Dsum}$  を推進機構が進行方向に発生した推力としていたが、厳密にはこれは正しくない。なぜなら尾ひれの振幅  $h$  は、それを求める時点で  $F_0$  に打ち勝つ分しか考慮していないからである。より厳密には  $\bar{D}_{Dsum}$  の分だけ、 $h$  に上乘せしてやらなければならない。よってこのような真の振幅を  $h'$  とし、 $\epsilon = h'/h$  と定義すると、次式の関係が成り立つ。

$$F_0 = \epsilon^2 F_0 - \epsilon^3 \bar{D}_{Dsum} \quad (7.80)$$

上式は尾ひれの推力は  $h$  の 2 乗に比例することと、式 (7.44) および式 (7.45) よりわかるように非線形流体力は速度の 2 乗すなわち  $h$  の 2 乗に比例し、その推進方向の抵抗への寄与は  $h$  の 3 乗に比例することから導られる。よってこの  $\epsilon$  の 3 次方程式を解けば真に必要な振幅  $h$  を求めることができる。この 3 次方程式の解法は重要な



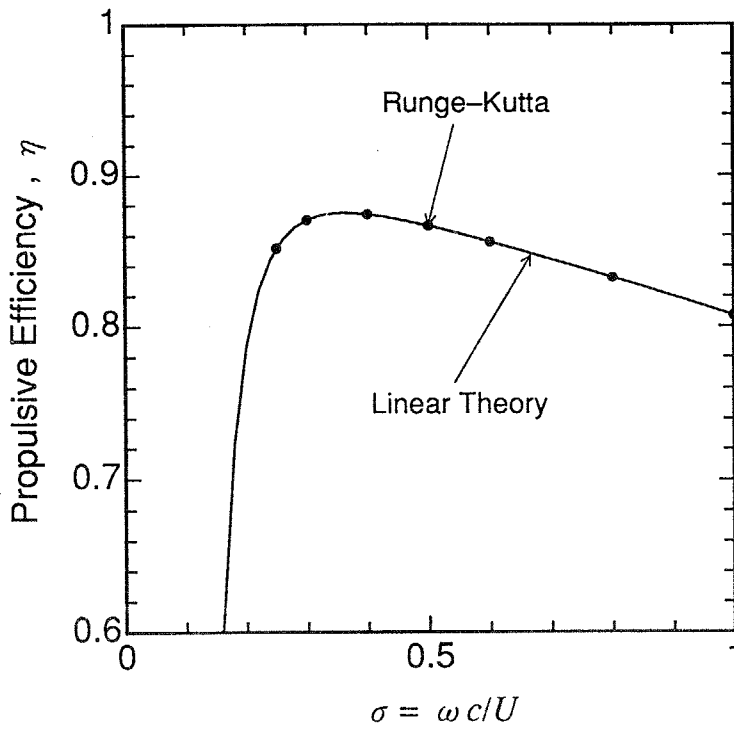


図 7.12: 無次元振動数  $\sigma$  に対する推進効率  $\eta$  ( $\theta = 0.8$ )

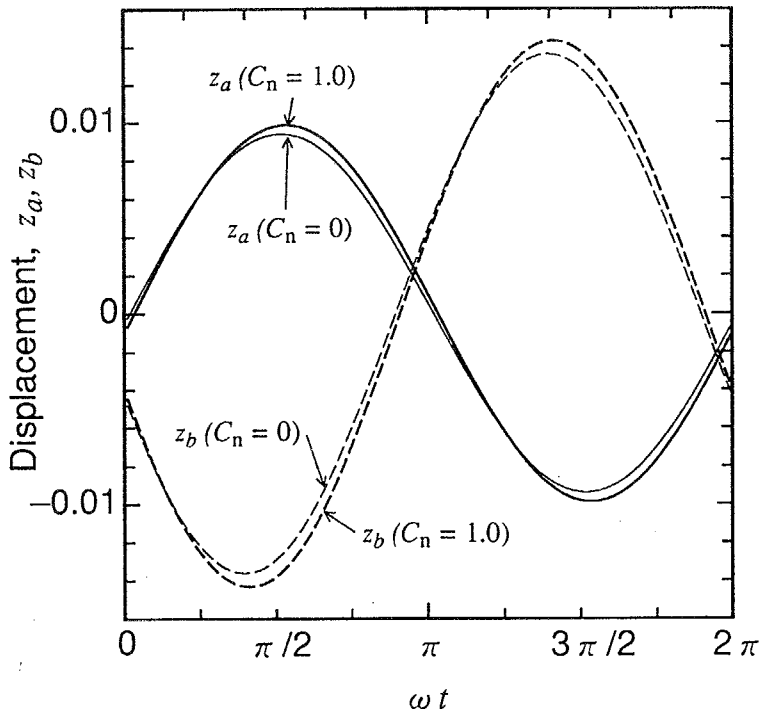


図 7.13: 1周期分の  $z_a, z_b$  の運動の様子

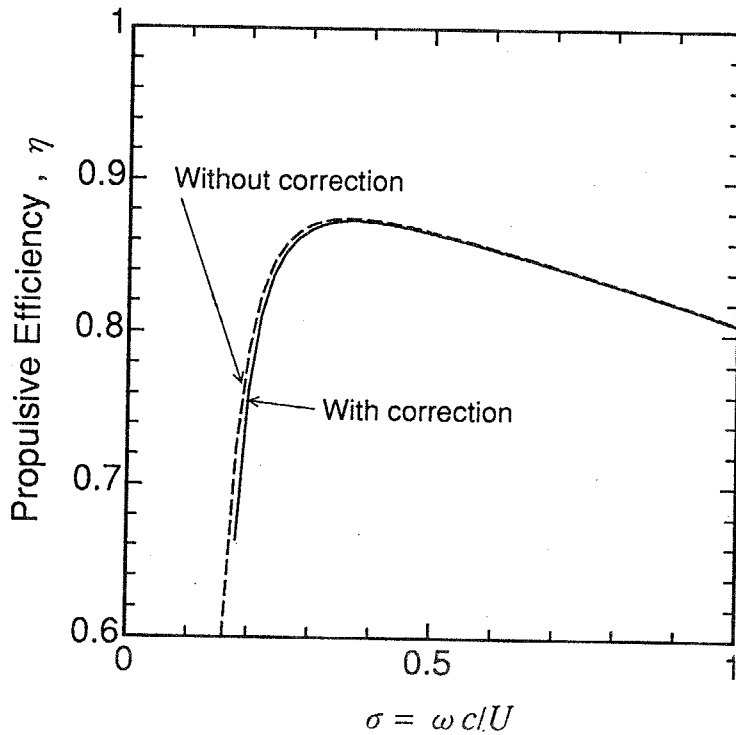


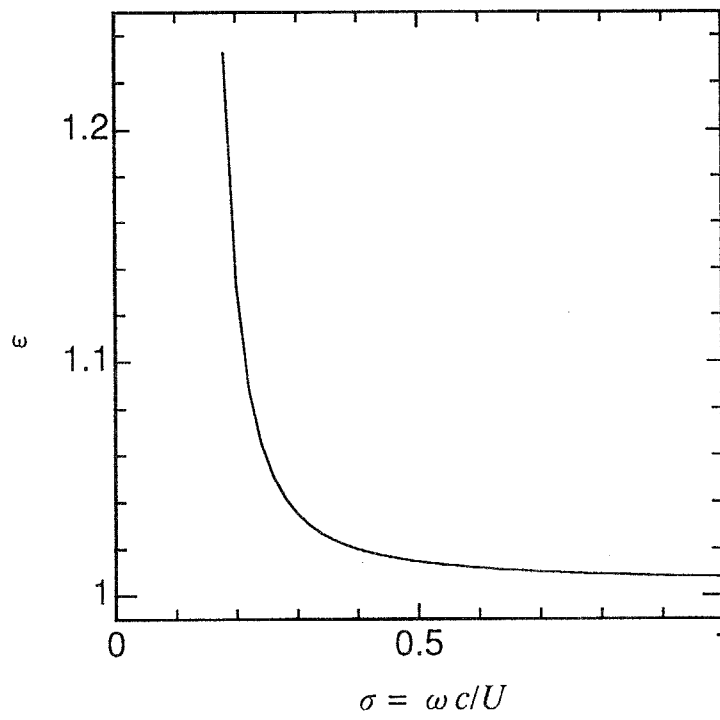
図 7.14: 無次元振動数  $\sigma$  に対する推進効率  $\eta$  ( $\theta = 0.8$ )

問題ではないのでここでは省略するが、本解析プログラム中では簡単な反復手順を用いて求めている。

さらにこの振幅の増加により、尾ひれの消費パワーおよび非線形流体力による消費パワーも増大するので、修正した推進効率は次式で与えられる。

$$\eta = \frac{(\epsilon^2 F_0 - \epsilon^3 \bar{D}_{Dsum})U}{\epsilon^2 \bar{P} - \epsilon^3 \bar{P}_{Dsum}} \quad (7.81)$$

図 7.14 に、前項の図 7.12 と同じ解析諸元を与えて、修正の有無の  $\eta$  の比較結果を示す。図 7.12 同様  $\theta = 0.8$  である。修正したものを実線、修正していないものを破線で示す。これよりわかるように、修正を施すことによりわずかに推進効率は低下している。これは非線形流体力による抵抗の増加に打ち勝つために振幅が増加したためである。図 7.15 に、このときの  $\epsilon$  の変化を示す。 $\sigma$  が低下すると、非線形流体力の割合が増加するため  $\epsilon$  は 1 より急激に大きくなることがわかる。

図 7.15: 無次元振動数  $\sigma$  に対する  $\epsilon$

## 7.6 基本諸元における諸特性解析

### 7.6.1 推進効率特性および運動の様子

前節の表 7.1 の解析諸元を”基本諸元”と呼ぶことにする。図 7.16 に、前節で述べた線形解法を用い、基本諸元の場合について  $\theta$  を 0 から 0.9 まで 0.1 刻みに変化させた、無次元振動数  $\sigma$  に対する推進効率  $\eta$  の解析結果を示す。前節同様、胴体全長、運動周期、流体密度で無次元化されている。また図 7.17 には、 $\sigma = 0.15, 0.3, 1.0$  のそれぞれの場合の、半周期分の運動の様子を示す。ただし、特徴を見やすくするため  $z$  方向の変位は 2 倍してある。

図 7.16 において、いずれの  $\theta$  についても  $\sigma$  が 0.2 近辺から急激に  $\eta$  は減少する。これは図 7.17(a) よりわかるように、低い  $\sigma$  では推力を得るために尾ひれの振幅  $h$  を大きくしなければならず、その結果非線形流体力の増加を招くためであると考えられる。また  $\theta$  が 0.7 までは  $\theta$  の増加に伴い  $\eta$  は増加しているが、0.7 を超えると  $\eta$  は減少する。これは  $\theta$  は 1 に近いほど尾ひれ自体の効率は高くなるが推力は減少するため尾ひれの振幅を増やさねばならず、やはり非線形流体力が増加するためであると考えられる。

また図 7.16 において、 $\theta = 0.7$  の場合の尾ひれのみでの推進効率  $\eta_w$  を破線、式 (7.81) において分子に対してのみ非線形流体力の項を考慮した推進効率を一点鎖線で示す。一点鎖線は  $\sigma$  が 0.2 近辺から急激に低下していることから、低い  $\sigma$  での  $\eta$  の急激な低下は、主に非線形流体力による推進方向の抵抗の増加によることがわかる。

$\eta$  は結局、 $\theta = 0.7$ 、 $\sigma$  が 0.3 近辺で最大で 90% 程度にまで達しており、このときの非線形流体力による  $\eta$  の低下は、4% 程度に過ぎないことがわかる。

以上の議論をより定量的に明らかにするため、図 7.18、図 7.19 および図 7.20 に、尾ひれ振幅  $h\epsilon$ 、尾ひれの推力に対する非線形流体力による抵抗増加分  $R_D = \epsilon^3 \bar{D}_{Dsum} / \epsilon^2 F_0$ 、および尾ひれの消費パワーに対する非線形流体力による消費パワー増加分  $R_P = \epsilon^3 \bar{P}_{Dsum} / \epsilon^2 \bar{P}$  それぞれの、 $\sigma$  依存性の解析結果を示す。図 7.18 よりわかるように、いずれの  $\theta$  でも、 $\sigma$  が低下すると尾ひれの振幅は急激に増加する。また  $\theta$  が小さいほど図 7.5 で見たように推力係数  $C_T$  が減少するため、尾ひれの振幅は大きくなる。この振幅の増加により、図 7.19 に示されるように、非線形流体力により抵抗は  $\sigma = 0.2$  付近でより急激に増加する。また  $\theta$  の大きい方が尾ひれの振幅が大きいため、より高い  $\sigma$  で急激に増加する。また消費パワーの増加については、図 7.20 より、 $\theta$  が低い場合については、抵抗の増加と同様に  $\sigma$  が低くなると急激に増加するが、 $\theta$  が高い場合では  $\sigma$  が低くなると逆に消費パワーは減少し、

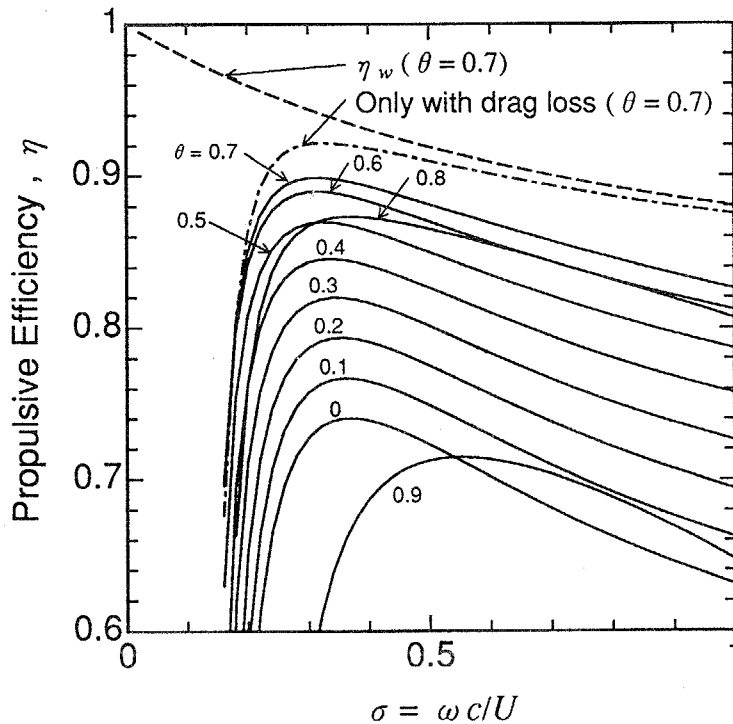


図 7.16: 無次元振動数  $\sigma$  に対する推進効率  $\eta$  (基本諸元)

$\theta = 0.7, 0.8$  の場合では、 $\sigma < 0.2$  において負の値となっている。これは非線形流体力によりパワーをもらっている関係であるが、このとき推進方向にはそれ以上に大きな抵抗を受けているため、推進効率を高めることにはならないと考えられる。

### 7.6.2 胴体各部の振幅分布および尾ひれ反力の影響

胴体各部の運動状態をより明らかにするため、胴体各部の  $z$  方向の振幅分布を解析した結果を図 7.21 および図 7.22 に示す。ここでこれらのグラフの横軸は胴体に沿った  $x$  座標を示し、 $x = -1$  は胴体先端、 $x = 0$  は胴体後端を示す。また縦軸は胴体後端 (尾ひれ前縁) の振幅に対する比としてある。図 7.21 の  $\sigma$  依存性の解析結果よりわかるように、 $\sigma$  が 1.0 と高い場合には第 1 関節 ( $x = -0.25$ ) より前部の振幅は小さく、ほとんど第 1 関節より後部のみが運動しているが、 $\sigma$  が低下するにつれて第 1 関節より前部の振幅が大きくなる。また図 7.22 の  $\theta$  依存性の解析結果より、 $\theta$  が低いほど第 1 関節より前部の運動の振幅は大きくなり、 $\theta = 0$  の場合には、第 1 関節部が胴体後端より大きく運動していることがわかる。また振幅の最小となる胴体箇所は、 $\sigma$  および  $\theta$  にあまり影響されず  $x = -0.7$  (先端より 30% の位置) 近辺である。胴体の重心位置は  $x = -0.61$  であるので、若干重心よりは前方となっている。

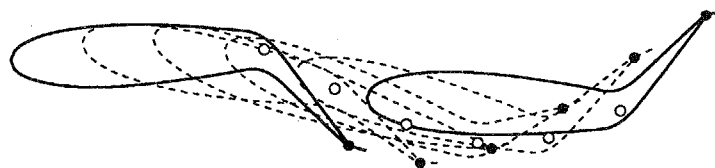
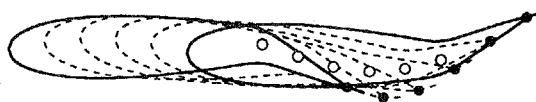
(a)  $\sigma = 0.15$ (b)  $\sigma = 0.3$ (c)  $\sigma = 1.0$ 

図 7.17: 半周期分の運動の様子 (基本諸元)

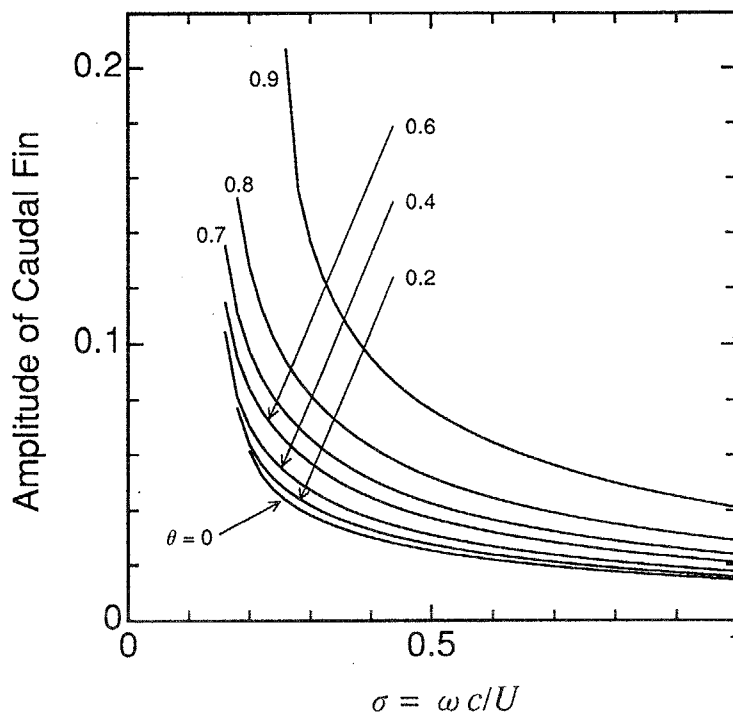


図 7.18: 無次元振動数  $\sigma$  に対する尾ひれ振幅  $h\epsilon$  (基本諸元)

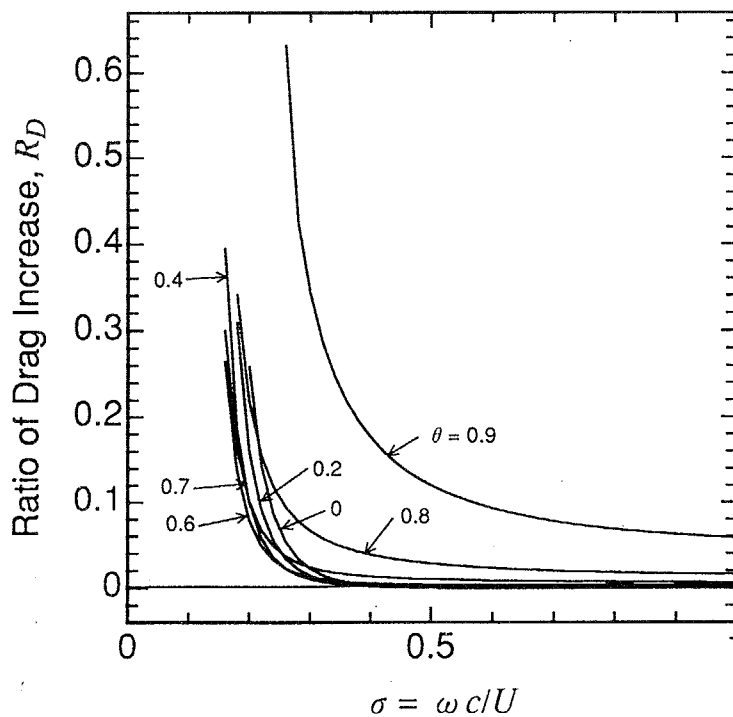


図 7.19: 非線形流体力による抵抗増加の割合  $R_D$  の  $\sigma$  依存性 (基本諸元)

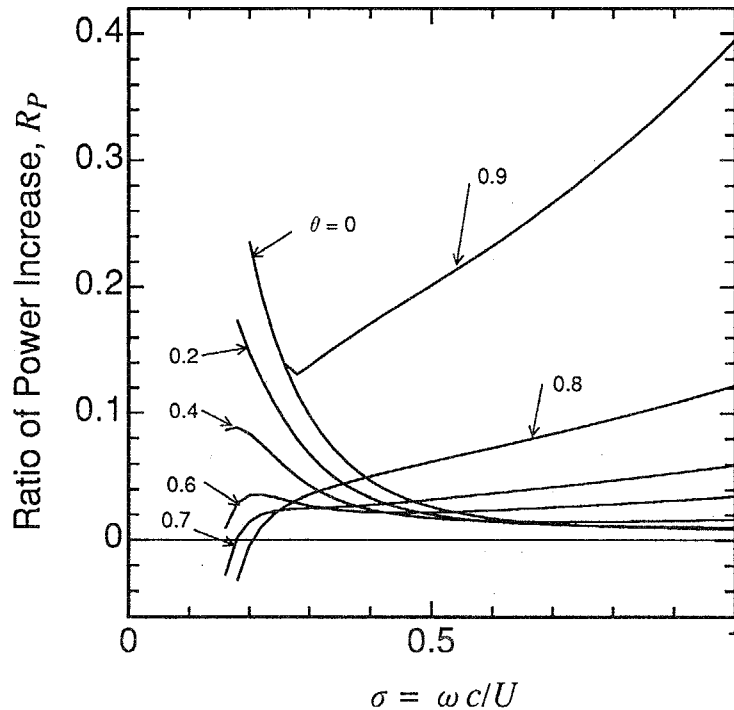


図 7.20: 非線形流体力による消費パワー増加の割合  $R_P$  の  $\sigma$  依存性 (基本諸元)

以上の胴体各部の振幅特性をより明らかにするため、胴体部の a 点および b 点の振幅  $|Z_a|$  および  $|Z_b|$  を、尾ひれ前縁 c 点の振幅  $|Z_c|$  で割った振幅比を図 7.23 および図 7.24 に示す。図 7.23 および図 7.24 において、破線は尾ひれからの反力を除いて胴体部の運動を解いた結果である。尾ひれからの反力が無い場合、 $\theta$  には無関係の 1 本の曲線となる。これよりわかるように、尾ひれからの反力を除けば、a 点、b 点ともに非常に振幅は小さい。しかし  $\sigma$  が低下すると a 点、b 点ともに尾ひれ前縁に対する振幅比が、尾ひれ反力の無い場合より著しく大きくなる。これは  $\sigma$  の低い領域では尾ひれの揚力の割合が増加するためと考えられる。

また  $\theta$  が低いほどやはり振幅比は大きくなっているが、これは、 $\theta$  が低いほど流れに対する迎角が増加するため、尾ひれの横力が大きくなるためと考えられる。

また、上で見たように尾ひれが胴体部の運動に与える影響は大きく、本解析において胴体部・尾ひれ間の力の相互作用を考慮することが重要であることがわかる。

### 7.6.3 非線形流体力による抵抗・消費パワー分布特性

さらに非線形流体力による抵抗の増加および消費パワーの増加が、胴体のどの箇所で起こっているかを明らかにするため、基本諸元および  $\theta = 0.7$  の場合の非線形流体力による抵抗  $R'_D$  および消費パワー  $R'_P$  の胴体各部の分布を解析した結果を図



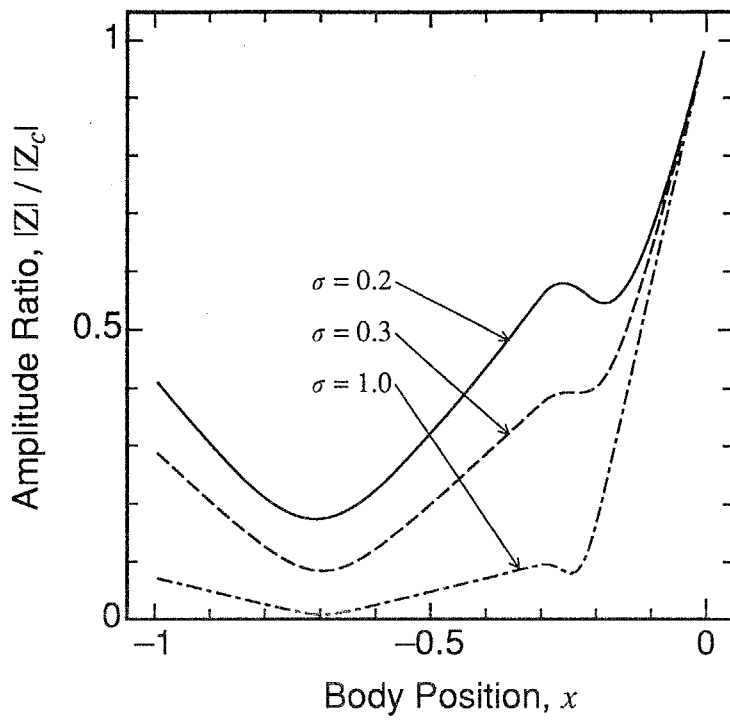


図 7.21: 胴体各部の振幅分布の  $\sigma$  依存性 (基本諸元,  $\theta = 0.7$ )

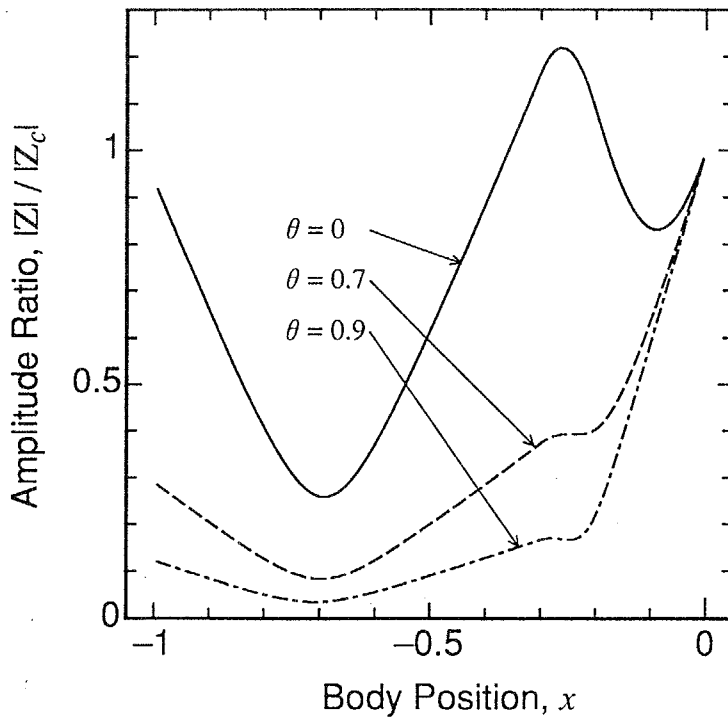


図 7.22: 胴体各部の振幅分布の  $\theta$  依存性 (基本諸元,  $\sigma = 0.3$ )

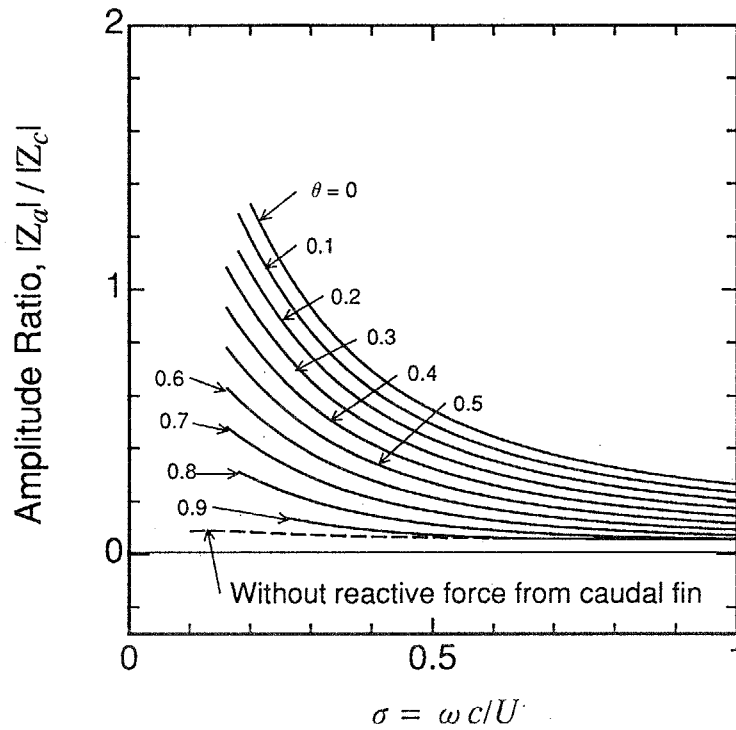


図 7.23: 振幅比  $\frac{|Z_a|}{|Z_c|}$  の  $\sigma$  依存性 (基本諸元)

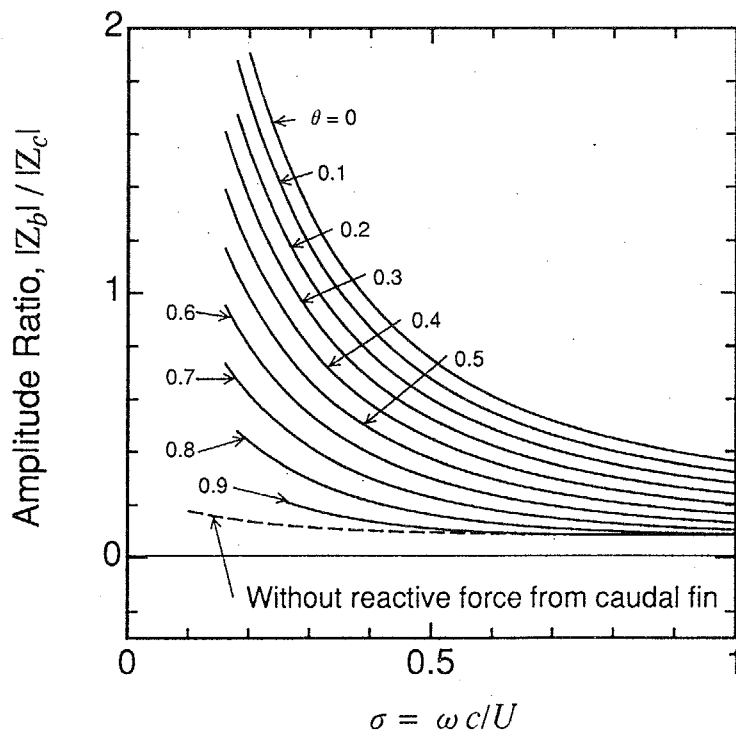


図 7.24: 振幅比  $\frac{|Z_b|}{|Z_c|}$  の  $\sigma$  依存性 (基本諸元)

7.25 および図 7.26 に示す。横軸は胴体に沿った  $x$  座標である。また縦軸の  $R'_D$  および  $R'_P$  はともに、尾ひれの発生した推力および尾ひれの消費パワーで割ったものの時間平均をとってある。よって  $R'_D$  および  $R'_P$  を  $x$  に沿って積分すれば、図 7.19 および図 7.20 に示される、抵抗の増加分および消費パワーの増加分の全体の値  $R_D$  および  $R_P$  になる。

図 7.25 より、 $\sigma$  が低下するにつれ抵抗が急激に増加することがわかる。特に第 1 関節より後部での増加が激しい。また  $\sigma$  が低下するにつれ、第 1 関節直後にピークが移動するが、これは図 7.21 および図 7.24 で見たように、 $\sigma$  の低下にともない第 1 関節 (b 点) の  $z$  方向変位の大きさの割合が大きくなることによる。しかし関節中心部 ( $x = -0.25$ ) ではいずれの  $\sigma$  でも抵抗増加は見られない。これは関節部は推進方向に対して常に平行な面を向けているためと考えられる。 $x = -0.2$  および  $x = -0.3$  で微係数が不連続となっているが、これは  $x_b - r_b < x < x_b + r_b$  の範囲では 2 次曲線で体軸を表しているため、 $x = x_b - r_b = -0.3$  および  $x = x_b + r_b = -0.3$  では 2 階の位置微分が不連続になるためである。

また図 7.26 よりわかるように、消費パワーも  $\sigma$  が低下すると各部の絶対値は増加するが、 $\sigma = 0.2$  および  $0.3$  の場合では第 1 関節後部で流体よりエネルギーをもらっている。しかし図 7.25 で見たように、第 1 関節後部では抵抗を受けているので、結果としては推進を助けてはいないと考えられる。また  $\sigma = 1.0$  の場合、ほとんどの部位で消費パワーは正となる。これは推進速度  $U$  よりも胴体の運動速度の方が支配的になるため、 $\sigma = 0.2$  のときのように流体からエネルギーをもらうことがなくなるためと考えられる。

次に  $\sigma = 0.3$  に保ち、 $\theta$  を変化させ同様の抵抗・消費パワーの増加分を解析した結果を図 7.27 および図 7.28 に示す。図 7.27 よりわかるように、 $\theta$  が増加すると急激に第 1 関節より後方において抵抗が増加する。これは推力をかせぐために尾ひれ振幅を増加させねばならないことによる。一方  $\theta = 0$  のときは、胴体前方でも抵抗を受けている。これは図 7.22 および図 7.23 でも見たように、 $\theta = 0$  のとき最も流体に対する迎角が大きくなり尾ひれ反力が増加し、尾ひれからの反力により胴体振幅が大きくなるためと考えられる。

また図 7.28 よりわかるように、消費パワーの増加についても  $\theta = 0.9$  の場合は  $\theta = 0.7$  の場合より大きくなる。また  $\theta = 0$  の場合、第 1 関節よりも前方で消費パワーが大きくなるのも、抵抗の場合と同様である。

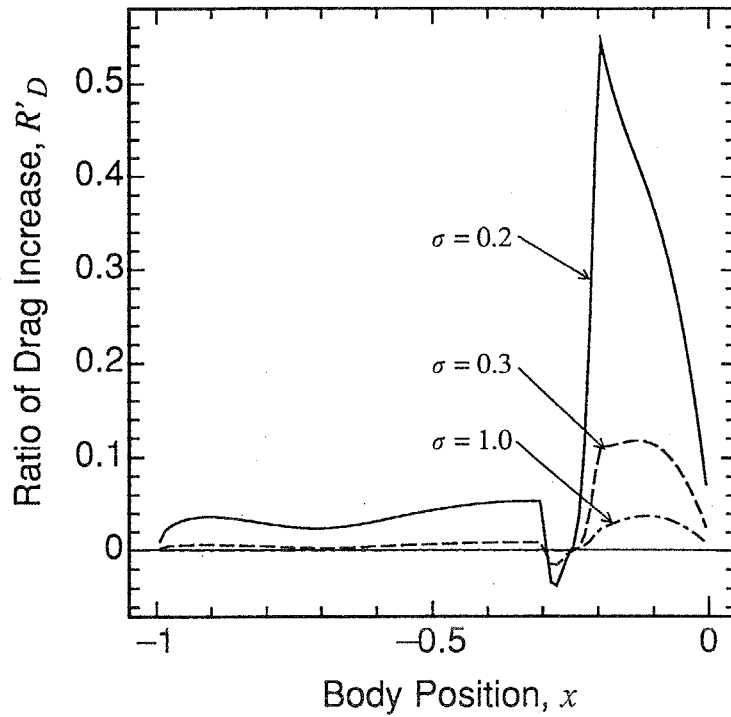


図 7.25: 胴体各部の非線形流体力による抵抗増加の割合の  $\sigma$  依存性 (基本諸元,  $\theta = 0.7$ )

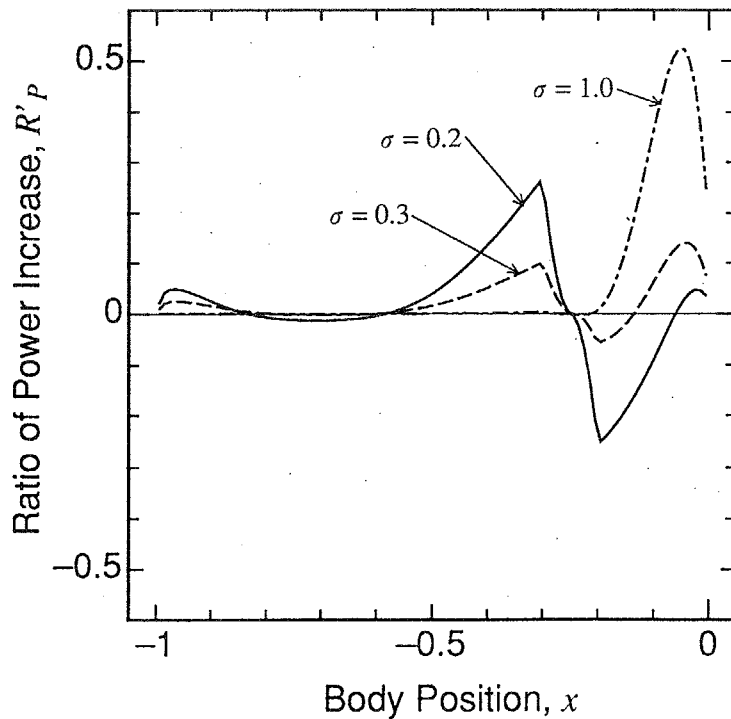


図 7.26: 胴体各部の非線形流体力による消費パワー増加の割合の  $\sigma$  依存性 (基本諸元,  $\theta = 0.7$ )

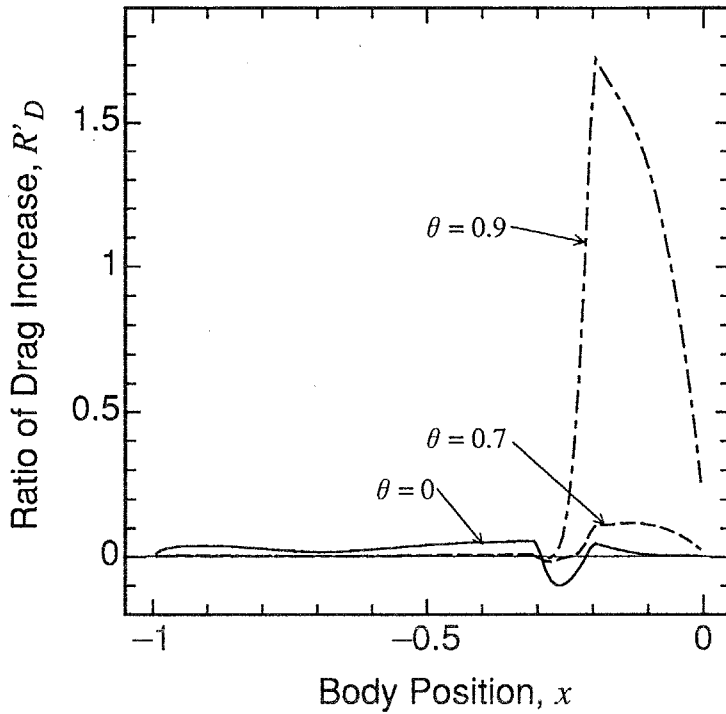


図 7.27: 胴体各部の非線形流体力による抵抗増加の割合の  $\theta$  依存性 (基本諸元,  $\sigma = 0.3$ )

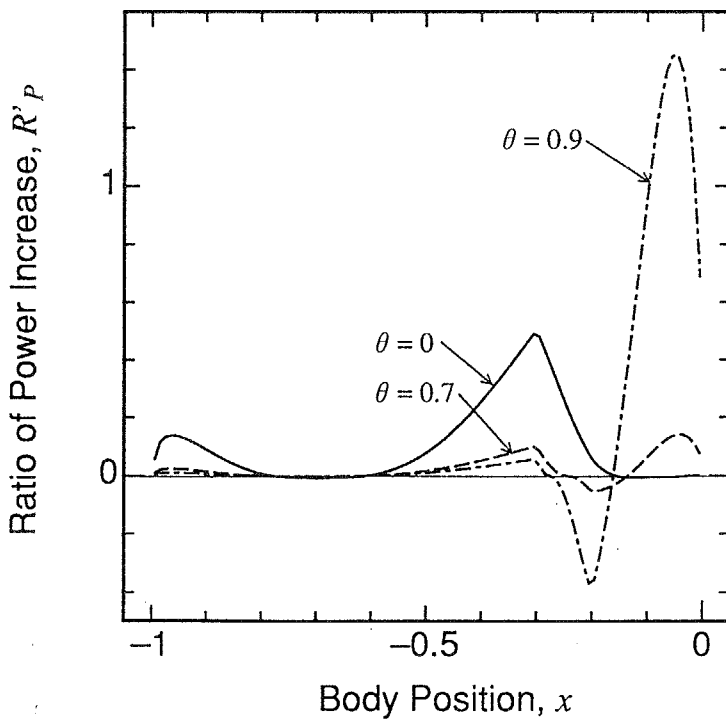


図 7.28: 胴体各部の非線形流体力による消費パワー増加の割合の  $\theta$  依存性 (基本諸元,  $\sigma = 0.3$ )

## 7.7 パラメータスタディ

本節では推進機構の諸パラメータを様々に変化させ、その推進効率特性への影響を明らかにする。

### 7.7.1 $r_b$ 依存性

図 7.29 に、2次曲線の領域の広さ  $r_b$  の変化に対する  $\eta$  の解析結果を示す。ただし  $\sigma = 0.3, \theta = 0.7$  であり、 $r_b$  以外の諸元は基本諸元と同じである。また図 7.30 および図 7.31 に、 $r_b = 0.05$  (基本諸元) および  $r_b = 0.25$  (胴体中央から後端まで2次曲線) の2通りの場合の、非線形流体力による抵抗・および消費パワー増加を示す。ただし  $\sigma = 0.3, \theta = 0.7$  である。

図 7.30 と図 7.31 を比較するとわかるように、抵抗の総量は  $r_b = 0.25$  の場合の方が少ないが、パワーに関しては両者の分布状態はかなり異なっているにも関わらず、総量としてはほぼ同じである。よって図 7.29 よりわかるように、抵抗の量が少なくなる分  $r_b$  が増加するにつれて  $\eta$  は上昇するが、1%程度であり、2次曲線の領域の影響は小さいことがわかる。

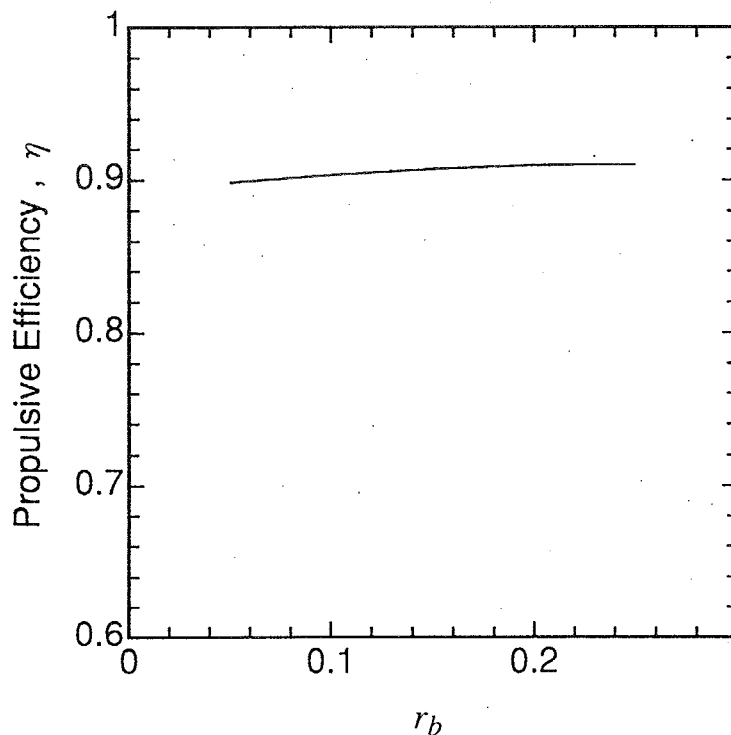


図 7.29:  $r_b$  に対する推進効率  $\eta$  ( $\sigma = 0.3, \theta = 0.7$ )

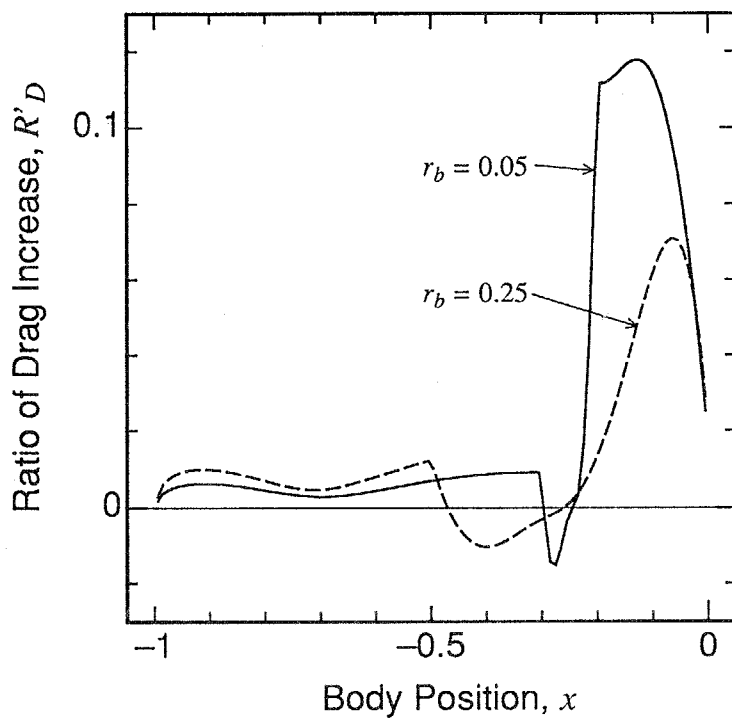


図 7.30: 胴体各部の非線形流体力による抵抗増加の割合 ( $\sigma = 0.3, \theta = 0.7$ )

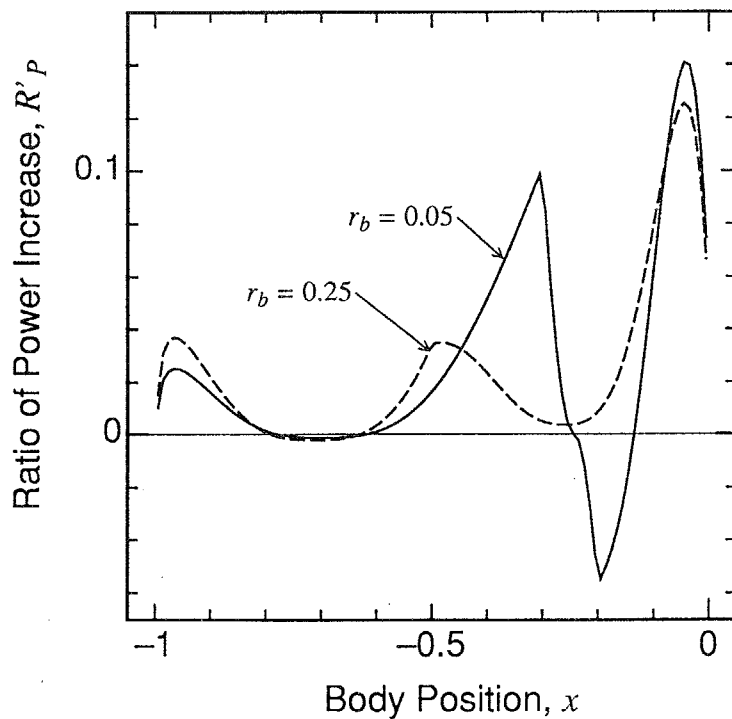


図 7.31: 胴体各部の非線形流体力による消費パワー増加の割合 ( $\sigma = 0.3, \theta = 0.7$ )

### 7.7.2 第1関節位置依存性

図 7.32 および図 7.33 に、 $x_b = -0.1$  および  $x_b = -0.4$  の場合の無次元振動数  $\sigma$  に対する推進効率  $\eta$  の解析結果を示す。ただし  $x_b$  以外は基本諸元である。これらの図よりわかるように、 $\sigma$  が低い領域では両者にあまり差はなく、ピーク値の値もさほど違わない。しかし  $\sigma$  が高い領域では  $x_b = -0.1$  すなわち第1関節が後方にあった方が  $\eta$  が高い。

そこでこの原因を考察するため、図 7.34 および図 7.35 に、 $\sigma = 1$  の場合の非線形流体力による抵抗・消費パワー増加を示す。ただし  $\theta = 0.7$  である。図 7.34 よりわかるように、抵抗の増加は  $x_b = -0.1$  と  $x_b = -0.4$  では分布状態は異なっているが、全体としての量はあまり変わらない。一方図 7.35 よりわかるように、消費パワーの増加は  $x_b = -0.4$  の場合の方が全体量としてもはるかに大きい。よってこの消費パワーの増加分の差により、高い  $\sigma$  では第1関節が後方にあるほど  $\eta$  が高くなると考えられる。

抵抗増加分はあまり変わらず、消費パワー増加分のみ大きく異なる理由は以下のように説明される。高い  $\sigma$  の場合、b 点の  $z$  方向変位は尾ひれの振幅に比べて小さくなるので、図 7.36 に示すように、b 点より後部の胴体は b 点まわりの扇ぎ運動のような運動となる。ここで尾ひれの  $z$  方向変位は与えられているので、b 点が後方にあるほど非線形流体力を受ける領域が小さくなり、非線形流体力の全体量は減少する。しかし推進方向の抵抗は、傾き  $\partial z / \partial x$  に比例して大きくなり、b 点が後方の場合ほど傾きは大きくなることから、両者の効果が相殺され非線形流体力の抵抗増加分は b 点の位置の変化に影響されにくくなると考えられる。一方、非線形流体力による消費パワーは傾きには無関係なため、b 点が後方にいくほど減少すると考えられる。

しかし実際の場合では第1関節があまり後方であると尾ひれ振幅を大きくとることができなくなるため、あまり後部にすることはできないと考えられる。

### 7.7.3 第2関節位置依存性

これまでの解析においては第2関節は尾ひれ前縁と仮定していたが、ここでは図 7.37 に示すように、第2関節 (c 点) の位置を前縁よりに移動させた場合の影響を調べる。この場合にも c 点の運動は、あらかじめ与える尾ひれの変位および姿勢から直線外挿することにより一意に決定されるため、解法は基本的にこれまでと同様である。ただし図 7.37 に示されるように、b 点同様 c 点近傍でも 2 次曲線で体軸を近似する。



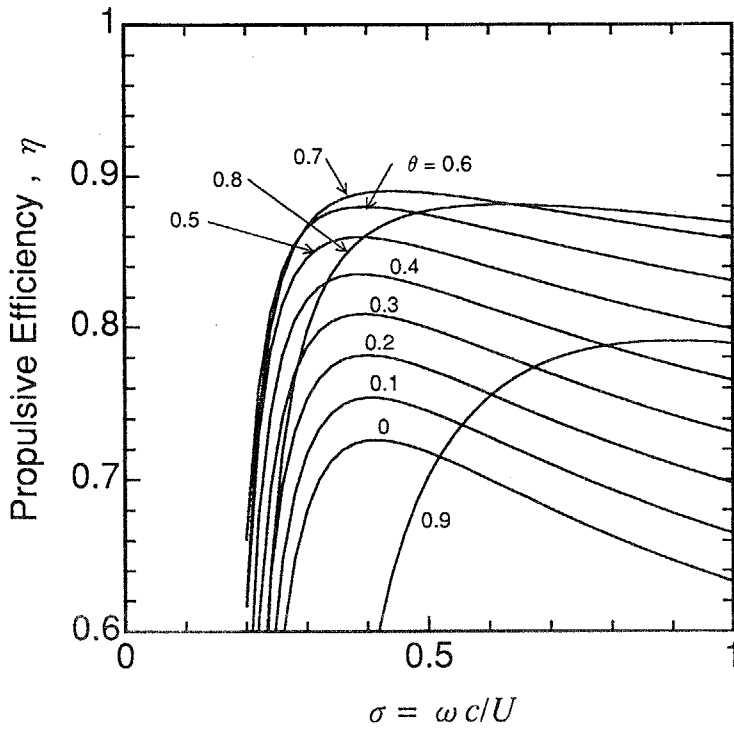


図 7.32: 無次元振動数  $\sigma$  に対する推進効率  $\eta$  ( $x_b = -0.1$ )

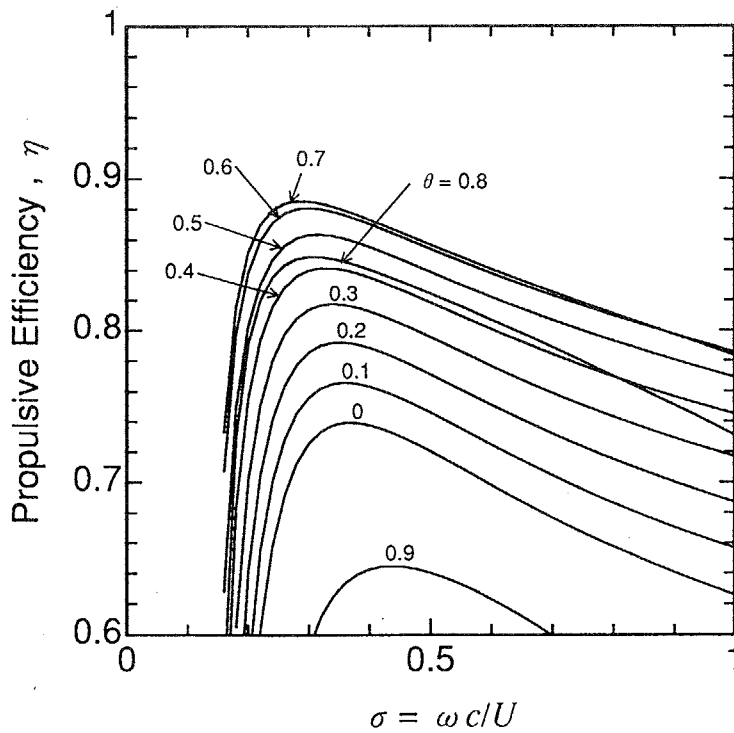


図 7.33: 無次元振動数  $\sigma$  に対する推進効率  $\eta$  ( $x_b = -0.4$ )

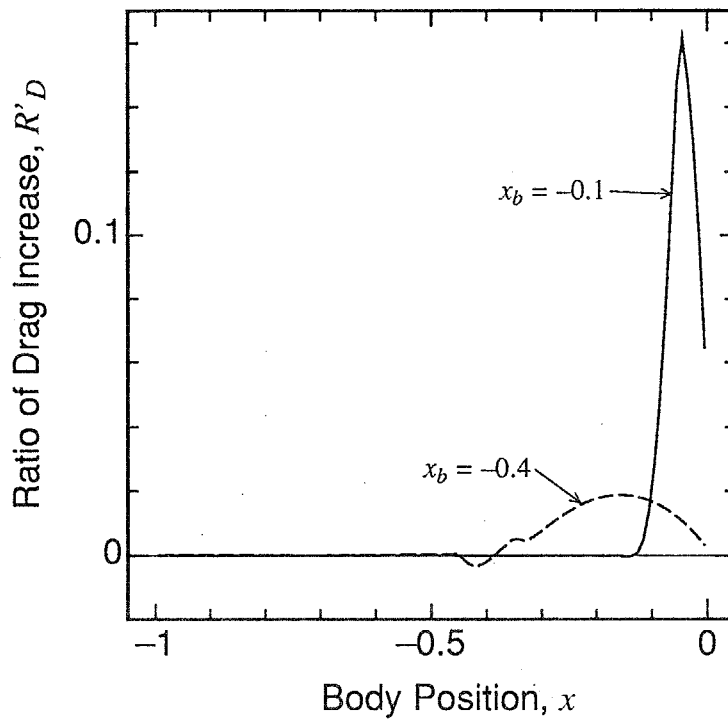


図 7.34: 胴体各部の非線形流体力による抵抗増加の割合 ( $\sigma = 1.0, \theta = 0.7$ )

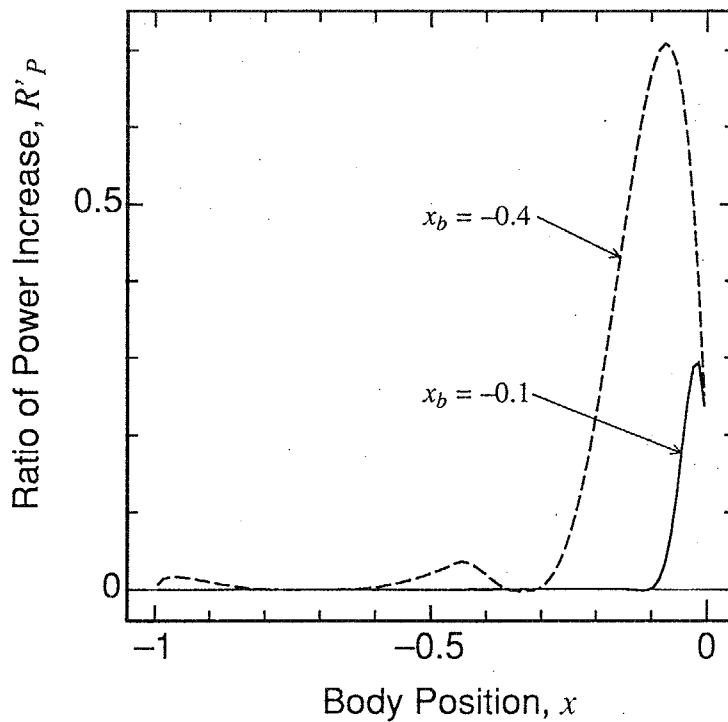


図 7.35: 胴体各部の非線形流体力による消費パワー増加の割合 ( $\sigma = 1.0, \theta = 0.7$ )

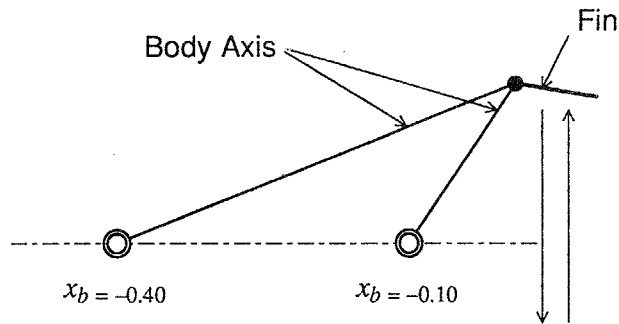


図 7.36:  $x_b$  の違い

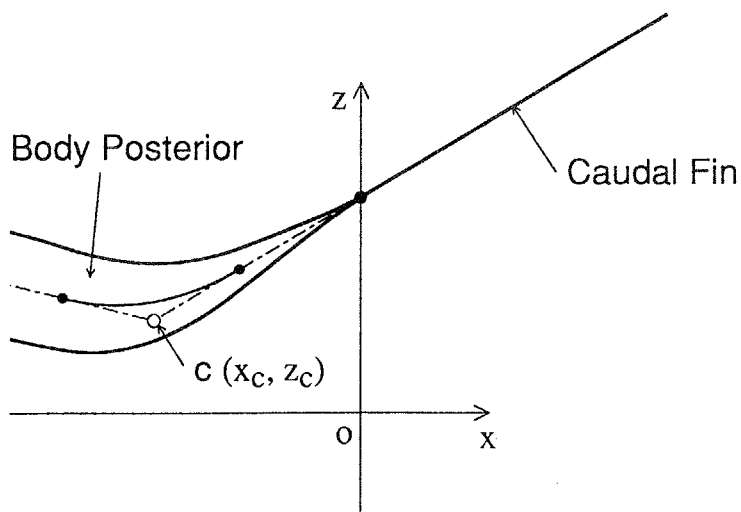


図 7.37: 第2関節が尾ひれ前縁より前方にある場合の解析モデル

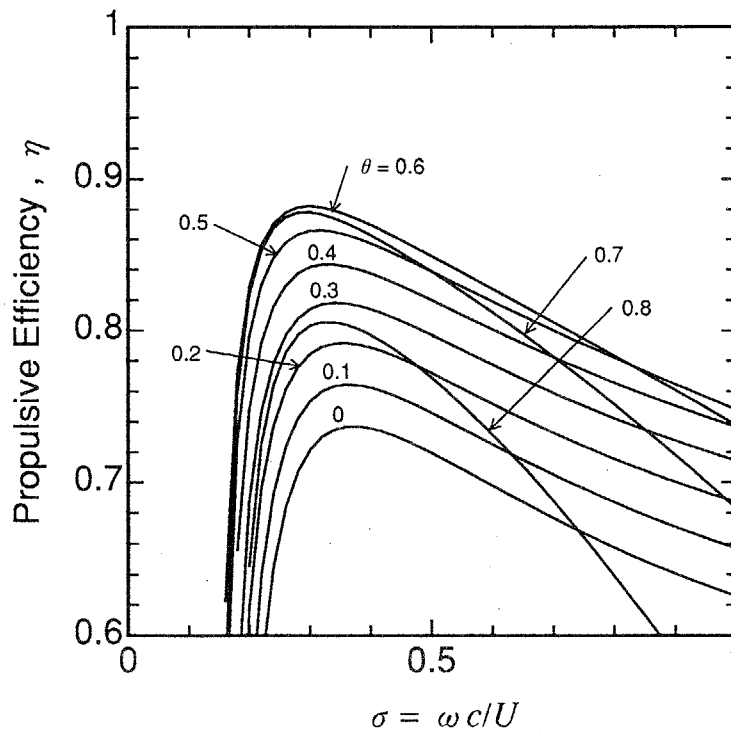


図 7.38: 無次元振動数  $\sigma$  に対する推進効率  $\eta$  ( $x_c = -0.05, r_c = 0.05, x_b = -0.3$ )

$x_c = -0.05, r_c = 0.05, x_b = -0.3$  (bc 間は基本諸元同様 0.25) とした場合の解析結果を図 7.38 に示す. これよりわかるように,  $\sigma$  が高く,  $\theta$  も高い場合に  $\eta$  は著しく低下する. これは,  $\sigma, \theta$  が高い場合に非線形流体力を大きく受ける bc 間の胴体太さが, c 点が前方に移動したことにより増加したことと, c 点の振幅自体が増加したことによる. c 点の振幅が増加するのは, 尾ひれピッチング軸の位置  $3/4$  翼弦長以外で尾ひれ線上の点の変位振幅は, ピッチング軸の変位振幅より大きくなるためである.

#### 7.7.4 尾ひれ大きさ依存性

図 7.39 および図 7.40 に, 尾ひれ翼弦長  $c = 0.02$  および  $0.10$  の場合の無次元振動数  $\sigma$  に対する推進効率  $\eta$  の解析結果を示す. ただし  $c$  以外は基本諸元である. またアスペクト比  $AR$  は 5 に保つので, 翼弦長が増加すると翼幅も増加する. よって翼面積は  $c$  の 2 乗に比例する. 図 7.39 を基本諸元の図 7.16 と比較するとわかるように,  $c$  が小さい場合,  $\eta$  のピーク値は減少し, 最大の  $\eta$  は  $\theta = 0$  のときとなる. これは尾ひれの翼面積が減少すると同じ推力をかせぐには尾ひれの振幅を大きくしなければならないため, 高い  $\theta$  の運動では非線形流体力の影響が強くなるためと考えられる. また  $\theta = 0$  の  $\eta$  の曲線の,  $\eta$  の急激な減少が起こる  $\sigma$  は, 基本諸元の場合

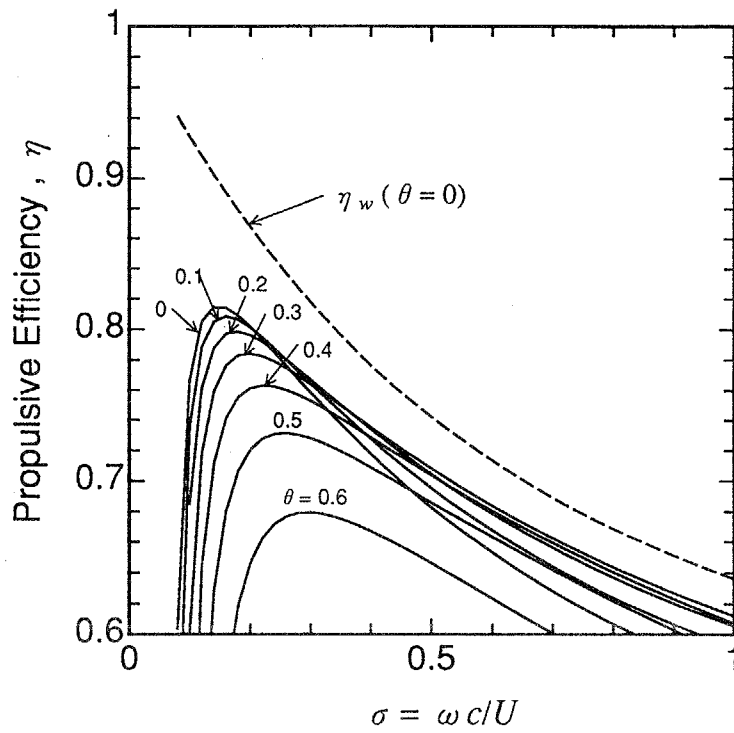


図 7.39: 無次元振動数  $\sigma$  に対する推進効率  $\eta$  ( $c = 0.02$ )

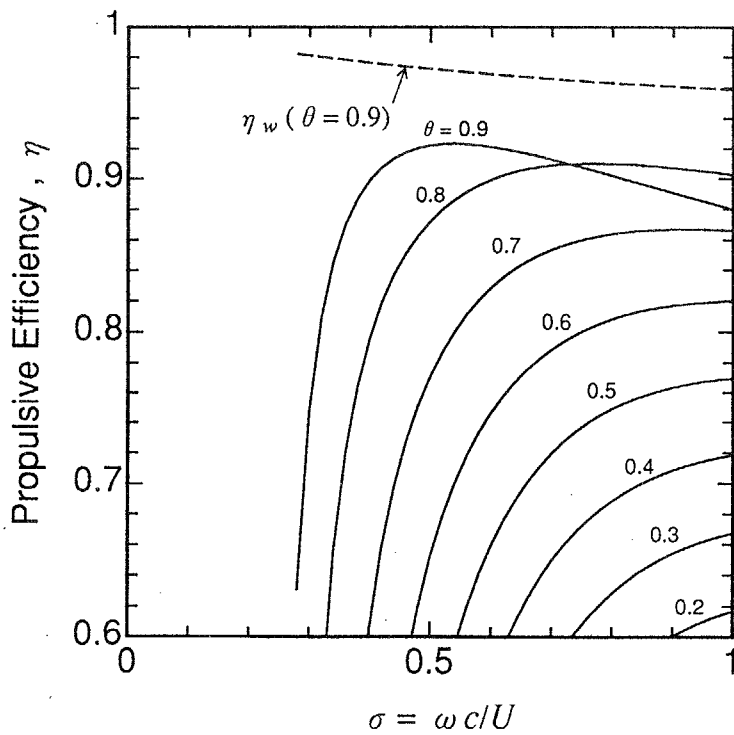


図 7.40: 無次元振動数  $\sigma$  に対する推進効率  $\eta$  ( $c = 0.10$ )

合より低くなるが、これは  $c$  が小さくなったため  $\sigma = wc/U$  もその分小さくなったためと考えられる。

一方図 7.40 よりわかるように  $c$  が大きくなると、逆に高い  $\theta$  で  $\eta$  は最大となる。これは尾ひれの振幅が小さくてすむためと考えられる。また  $c$  が大きくなったため、より高い  $\sigma$  で  $\eta$  は急激に減少する。

$\eta$  のピーク値でみると、 $c = 0.02, 0.05, 0.10$  のときにそれぞれ 0.8147, 0.8985, 0.9233 と  $c$  が増加すると  $\eta$  は増加する。しかし尾ひれ部の大きさが大きくなると、実際の粘性流体中では、尾ひれ自体の受ける抵抗が無視できなくなると考えられる。本解析では基本的に尾ひれの抵抗は考慮していないが、尾ひれが受ける抵抗の係数を  $C_{Dwing}$  とし、仮に  $C_{Dwing} = 0.006$  (層流・乱流共存状態) とすると、胴体の抵抗に対する尾ひれの抵抗の比は次式で与えられる。

$$\frac{\rho \frac{1}{2} C_{Dwing} U^2 c^2 AR}{\rho \frac{1}{2} C_D U^2 S_w} = \frac{C_{Dwing} c^2 AR}{C_D S_w} \quad (7.82)$$

この量を  $c = 0.02, 0.05, 0.10$  について計算するとそれぞれ、0.0094, 0.0589, 0.2358 となる。この抵抗の分は尾ひれのした積極的仕事ではないと考え、 $\eta$  は単純にこの分を引き算したものとすると、それぞれの推進効率は 0.8053, 0.8396, 0.6875 となり、 $c$  が増加すると急激に推進効率は低下する。よって大きすぎる尾ひれもこのような理由により好ましくないと考えられる。

### 7.7.5 支持の影響

8章で述べる本モデルの実験においては、4章での矩形平板形の場合と同様に、推進機構の一部に回転支持を設け、 $y$  方向の運動を拘束する。そこで本項では図 7.41 に示すように、 $x_R$  の位置の  $y$  方向運動が拘束されたモデルについて、支持の推進

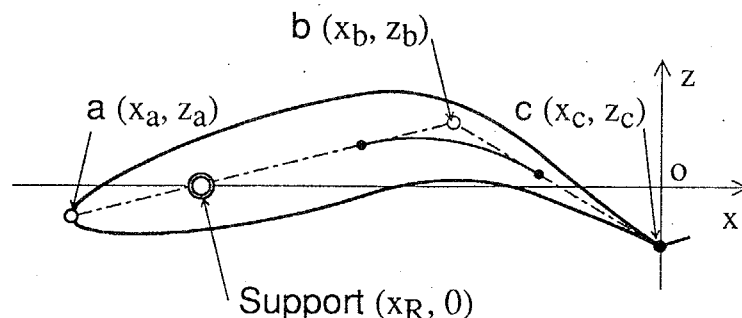


図 7.41: 支持のある場合の解析モデル

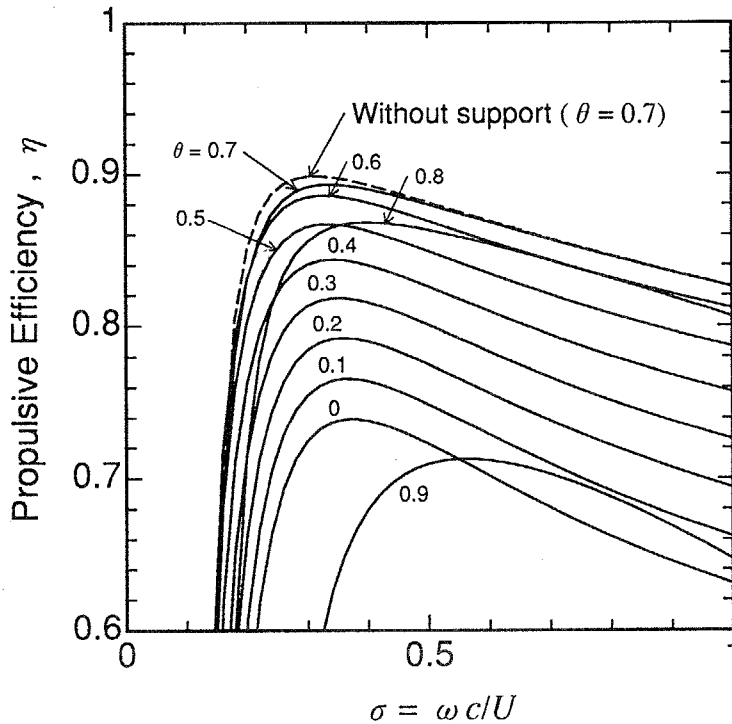


図 7.42: 無次元振動数  $\sigma$  に対する推進効率  $\eta$  (支持のある場合,  $x_R = -0.7$ )

効率特性に及ぼす影響を解析する。この場合、解くべき運動方程式は支持点  $x_R$  まわりの回転運動のみになり、 $a$  点もしくは  $b$  点どちらか一方の運動が与えられれば、もう一方は一意に求まる。ここでは、次式のように  $b$  点の変位  $z_b$  を  $a$  点の変位により表して消去し、支持点まわりの運動方程式を立て  $z_a$  を解く方法をとった。

$$z_b = z_a \frac{x_R - x_b}{x_R - x_a} \quad (7.83)$$

運動方程式およびその解法等の定式化は、支持点まわりとなる以外、7.4 節および 7.5 節で述べた場合と同様である。

図 7.21 および図 7.22 の胴体各部の振幅分布で見たように、胴体先端から 30% 近辺で振幅は最小となることから、 $x_R = -0.7$  として推進効率特性を解析した結果を図 7.42 に示す。図 7.42 中、破線は支持の無い場合の  $\theta = 0.7$  の曲線であり、わずかにピーク値は小さくなるものの、図 7.16 の支持のない場合と比較するとほとんど特性は変化しておらず、支持の影響は小さいことがわかる。

また図 7.43 に、支持のある場合の胴体各部の振幅分布を示す。ただし  $\sigma = 0.3$ 、 $\theta = 0.7$  の場合である。これより支持点  $x_R = -0.7$  で振幅は 0 となっているものの、ほとんど振幅分布は変化していないことが確認できる。

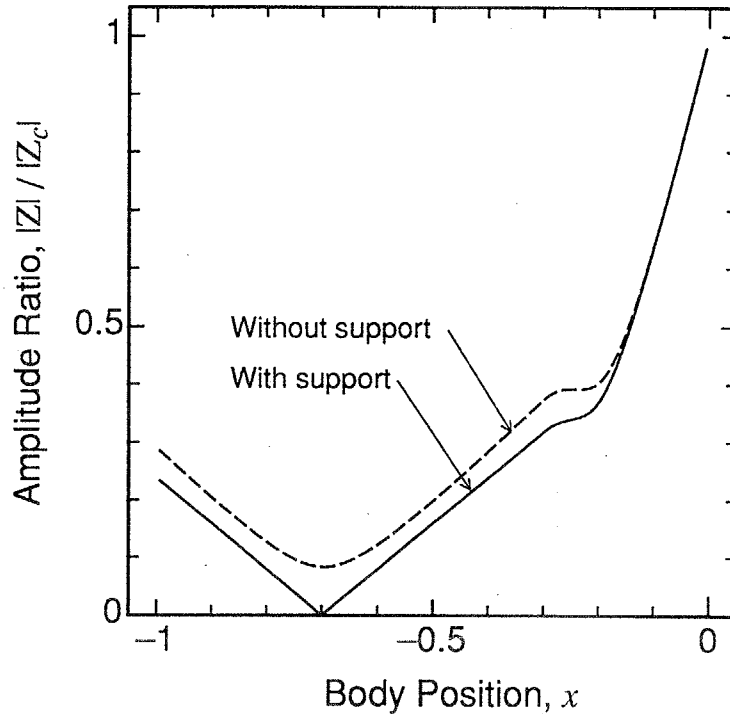


図 7.43: 胴体各部の振幅分布 (支持のある場合,  $x_R = -0.7, \sigma = 0.3, \theta = 0.7$ )

### 7.7.6 胴体部形状依存性およびイルカの観察報告との比較

図 7.44 に、胴体部形状が層流翼形である NACA 65<sub>3</sub>-018 [86] の場合の、無次元振動数  $\sigma$  に対する推進効率  $\eta$  の解析結果を示す。ただしそのほかの諸元は基本諸元と同じである。また図 7.45 に、NACA 0018 (基本諸元) および NACA 65<sub>3</sub>-018 の翼形を示す。

図 7.44 よりわかるように、基本的にはほぼ図 7.16 の NACA0018 (基本諸元) の場合と同様であるが、 $\theta$  が 0.7 以上では  $\eta$  がやや大きくなっている。また  $\theta = 0.7$  のときの尾ひれのみでの推進効率  $\eta_w$  (破線) および抵抗増加分のみを考慮した場合 (一点鎖線) と実線の  $\eta$  を比較することにより、NACA 65<sub>3</sub>-018 の場合の方が消費パワーの増加分 (実線と一点鎖線の差) の大きさが小さいことがわかる。これは図 7.45 に示されるように、NACA 65<sub>3</sub>-018 の場合の方が、特に消費パワーロスが多い第 1 関節後部から後端にかけて細いためであると考えられる。よって尾ひれの直前近辺を細くすることは、推進効率を上昇させるのに有効な一手段と考えられる。

またイルカの外形は NACA 6 系の翼形に似ていると言われており [26]、その胴体断面も円形に近い。さらにその運動の観察もなされている。そこで本解析による NACA 65<sub>3</sub>-018 の結果と実際のイルカの観察結果との比較を試みる。Chopra & Kambe [37] によれば、カマイルカ (Pacific white-sided dolphin, *Lagenorhynchus obliquidens*)



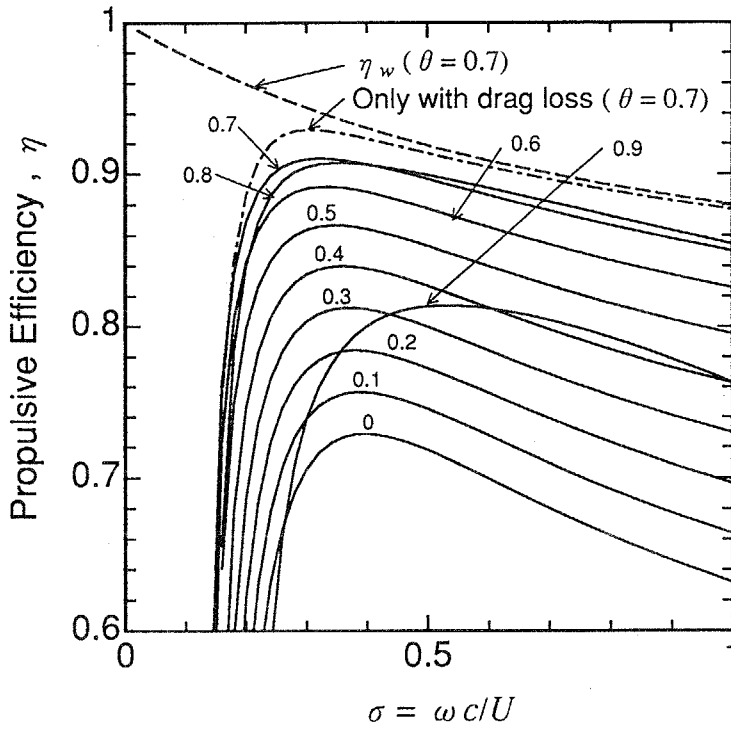


図 7.44: 無次元振動数  $\sigma$  に対する推進効率  $\eta$  (胴体部形状 : NACA 65<sub>3</sub>-018)

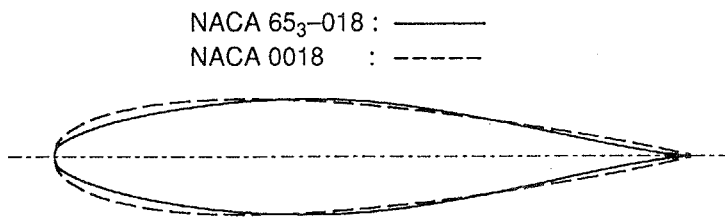


図 7.45: NACA 0018 および NACA 65<sub>3</sub>-018 の翼形

の観察結果では、アスペクト比5.4の尾ひれの最大翼弦長  $c_0$  に基づき  $\sigma_0 = 0.71$  である。また胴体部の濡れ面面積に対する尾ひれの翼面積の比は、0.03、本解析の基本諸元の場合、この比は0.0295とほぼ等しい。そこで実際のイルカは矩形翼ではなく月形尾ひれをしているので、これを等アスペクト比の矩形翼に置き換える。すなわち月形尾ひれを2次曲線で近似し平均翼弦長を求めると  $c = \frac{2}{3}c_0$  の関係が得られるので、 $\sigma = 0.473$  となる。これは本解析の0.3よりやや大きめであるが、これには胴体部の抵抗係数  $C_D$  等が異なることや、海中での流れの変動等のためあえて安全側の高めを用いている等様々な原因が考えられる。しかし逆に言えば、これらの種々の要因を考慮すれば本解析によって説明できる範囲内であると考えられる。

## 7.8 第2関節をばね要素で駆動するモデルの解析

本節では2関節モデルの能動的アクチュエータをさらに減らす目的から、第2関節をばね要素で駆動するモデルを提案する。

まず第2関節の関節変位・トルク間の位相関係を調べた後、第2関節をばね要素で駆動するモデルのための解析方法を提案し、ばね定数と推進効率特性との関係を検討する。

### 7.8.1 関節トルク特性

図 7.46 に、基本諸元、 $\sigma = 0.4$ ,  $\theta = 0.7$  のときの、第2関節の角度  $\psi$  および関節トルク  $\Re[M_w]$  の1周期分の挙動を示す。ただし第2関節の角度  $\psi$  は、尾ひれの角度に b-c 間の胴体の傾きを加えることにより、次式のように求める。

$$\psi = \Re[\Psi] = \Re\left[(-i\alpha + \frac{Z_b - Z_c}{x_c - x_b})e^{i\omega t}\right] \quad (7.84)$$

関節トルク  $\Re[M_w]$  は式 (7.19) より求める。

図 7.46 より、関節角の位相とトルクの位相とは同位相に近いことがわかる。ここで  $\psi$  は尾ひれが左まわりに回転変位しているときを正としているため、両者が同位相とは、第2関節がばねのように働いていることを示している。さらに図 7.48 に翼のピッチング軸の位置  $b$  を  $\frac{1}{2}a$  から  $-\frac{1}{2}a$ , すなわち  $3/4$  翼弦長から  $1/4$  翼弦長に変更した場合の結果を示す。この場合、ほぼ完全に両者は同位相となっていることがわかる。また  $b = \frac{1}{2}a, -\frac{1}{2}a$  のとき  $\eta$  はそれぞれ 0.8928, 0.8734 であり、それほど変化がない。よって推進効率をほとんど落とすことなく、第2関節をばね要素として能動的アクチュエータを1個に減らすことができると考えられる。

しかしこれまでの解析法では、尾ひれの運動はピッチング軸の位置  $b$  および  $\theta$  の2個のパラメータによって決定され、胴体の運動は尾ひれの運動が決まれば運動方程式から一意に決定されてしまう。そこで第2関節をばね要素としたモデルを扱うためには、第2関節の関節角とトルクが同位相になり、かつその振幅比が所望のばね定数と一致するように、尾ひれの運動パラメータ  $b, \theta$  の方を逆に決定する必要がある。

### 7.8.2 解析方法

第2関節の関節角とトルクを同位相にし、かつその振幅比がばね定数に一致するように  $b$  および  $\theta$  を決定するため、ここでは反復計算を用いる。すなわち、ある  $b, \theta$  に対して胴体部の運動を解き、関節角およびトルクを求め、それが同位相になり、

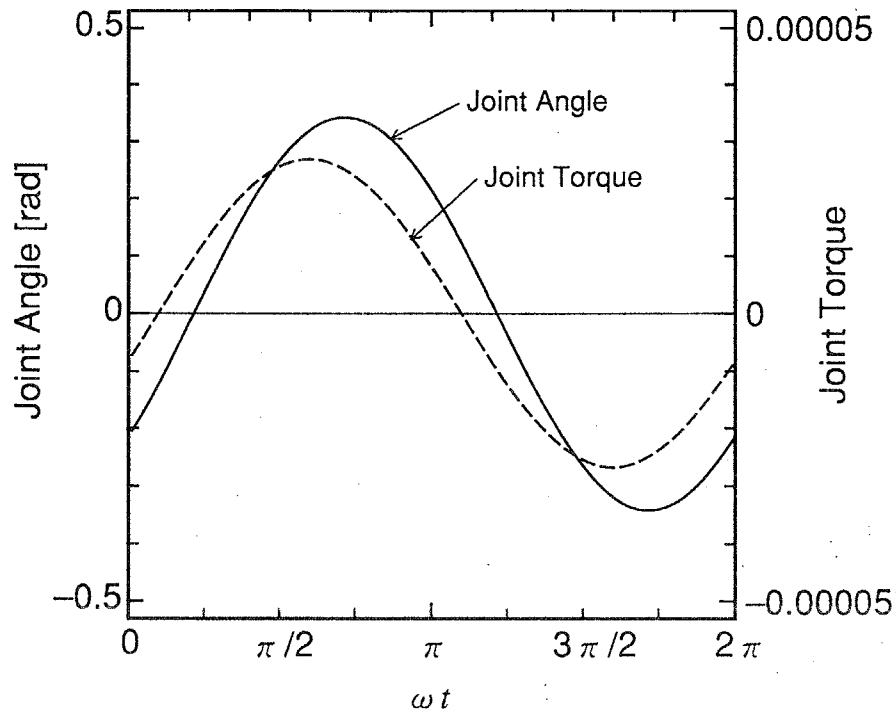


図 7.46: 第2関節の関節角  $\psi$  とトルク  $\Re[M_w]$  の挙動 ( $b = \frac{1}{2}a:3/4$  翼弦長,  $\theta = 0.7$ )

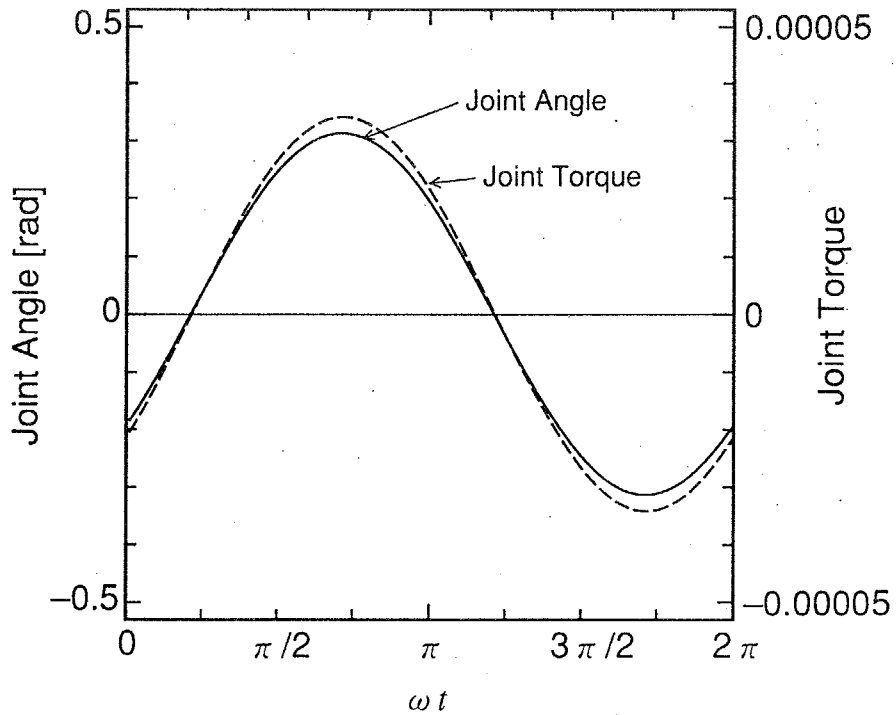


図 7.47: 第2関節の関節角  $\psi$  とトルク  $\Re[M_w]$  の挙動 ( $b = -\frac{1}{2}a:1/4$  翼弦長,  $\theta = 0.7$ )

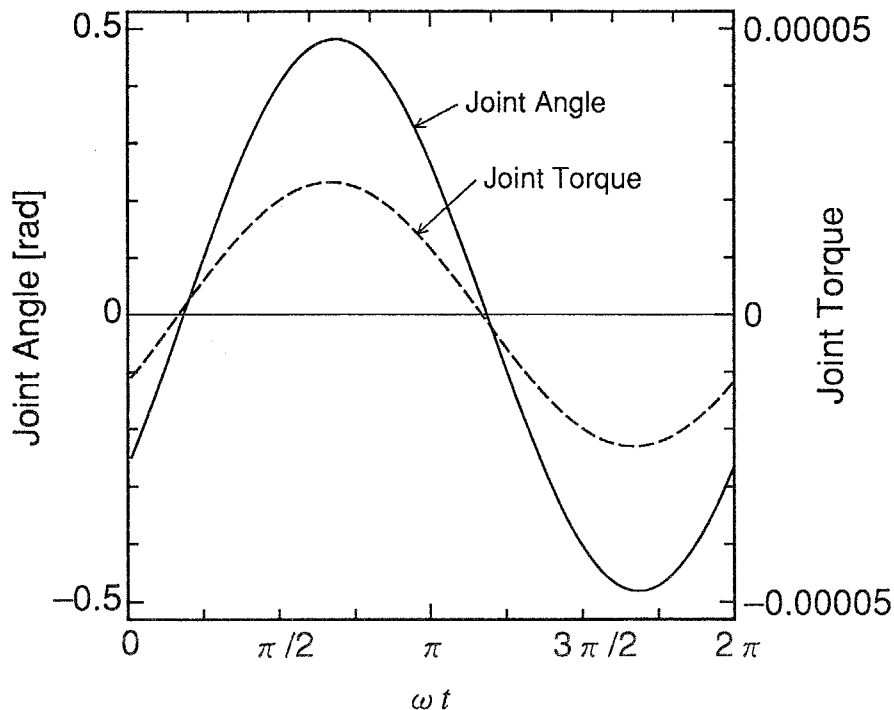


図 7.48: 第2関節の関節角  $\psi$  とトルク  $\Re[M_w]$  の挙動 ( $b = \frac{1}{2}a:3/4$  翼弦長,  $\theta = 0.8$ )

かつその比が所望のばね係数に一致するよう  $b, \theta$  を調整して再び運動を解く手順を繰り返すことになる。

$b, \theta$  の修正則は,  $b, \theta$  の変化により, 関節角・トルク間の位相差および振幅比に対する影響を定性的に判断して決定する。すなわち図 7.46 と図 7.47 の  $b$  が異なる場合においては, 振幅比も若干変化しているがおもに位相差が変化している。また図 7.48 には  $b = \frac{1}{2}a$  で  $\theta = 0.8$  とした場合の結果を示す。図 7.46 と比較すると, 位相差も変化しているが, 振幅比の方がより顕著に変化していることがわかる。そこで  $b$  は位相差に,  $\theta$  は振幅比に効くとみなし, 位相差の誤差により  $b$  を修正し, 振幅比の誤差により  $\theta$  を修正することにする。

また第2関節をばねとする場合, 尾ひれ部自身の質量による慣性力も無視できない場合があると考えられる。すなわち図 7.49 に示すように, 尾ひれ重心がその場にとどまろうとすることにより, 尾ひれ部のピッチングが必要以上に大きくなり, 推力発生を妨げると考えられる。そこで図 7.50 に示すように, 尾ひれ上に5個の質点を配置し, この質点による慣性力を  $\Re[M_w]$  に加えることにした。

具体的な  $b$  および  $\theta$  の決定方法は以下のようなものである。

複素数  $\Psi, M_w$  に対し, 複素係数  $K$  を次式で定義する。

$$K = \frac{M_w}{\Psi} \quad (7.85)$$

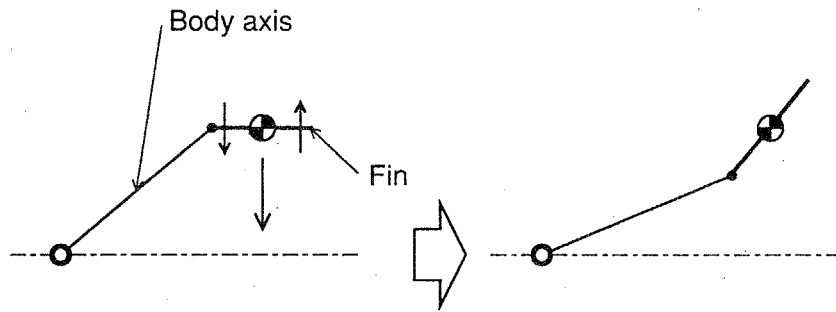


図 7.49: 尾ひれ部における慣性力の影響

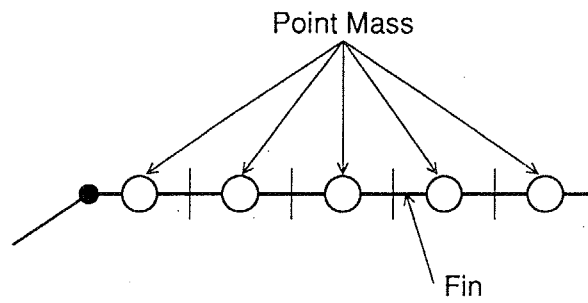
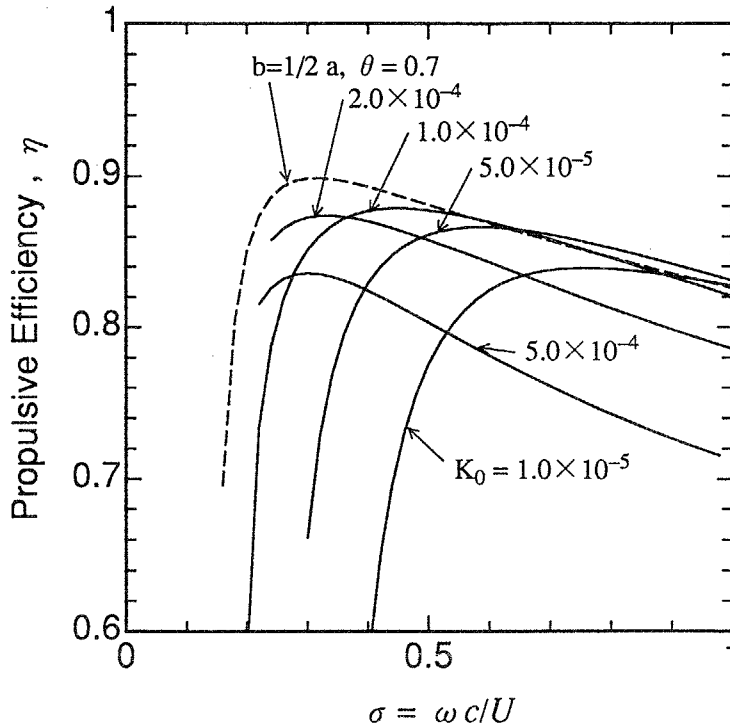


図 7.50: 尾ひれ部の慣性力のモデル化

図 7.51: 無次元振動数  $\sigma$  に対する推進効率  $\eta$ 

虚部は位相差に対応し、虚部が0のとき  $K$  の実部は振幅比すなわちばね定数に対応するので、以下の修正則により  $b$  および  $\theta$  を修正する。

$$b_{\text{new}} = b_{\text{old}} + \Im[K] \epsilon_b \quad (7.86)$$

$$\theta_{\text{new}} = \theta_{\text{old}} + (\Re[K] - K_0) \epsilon_\theta \quad (7.87)$$

ここで  $\epsilon_b$  および  $\epsilon_\theta$  は修正係数であり、 $K_0$  は与えられた満たすべきばね定数である。 $\epsilon_b$  および  $\epsilon_\theta$  の符号および大きさは計算実験により決定する。

### 7.8.3 ばね定数依存性

図 7.51, 図 7.52 および 図 7.53 に、ばね定数  $K_0$  を変化させ、推進効率  $\eta$ 、ピッチング軸位置  $b$  およびフェザリングパラメータ  $\theta$  それぞれの  $\sigma$  依存性を解析した結果を示す。ただし、 $b$  以外の諸元は基本諸元であり、胴体部長さ、推進速度および流体密度によって無次元化された系である。よって1本の曲線は、一定の推進速度を推進するとき、一定のばね定数で  $\sigma$  を変化させたものと捉えられる。また図 7.52 において縦軸は、尾ひれ中心を原点にとってあるため、 $b = 0.0125$  が 3/4 翼弦長の位置となる。

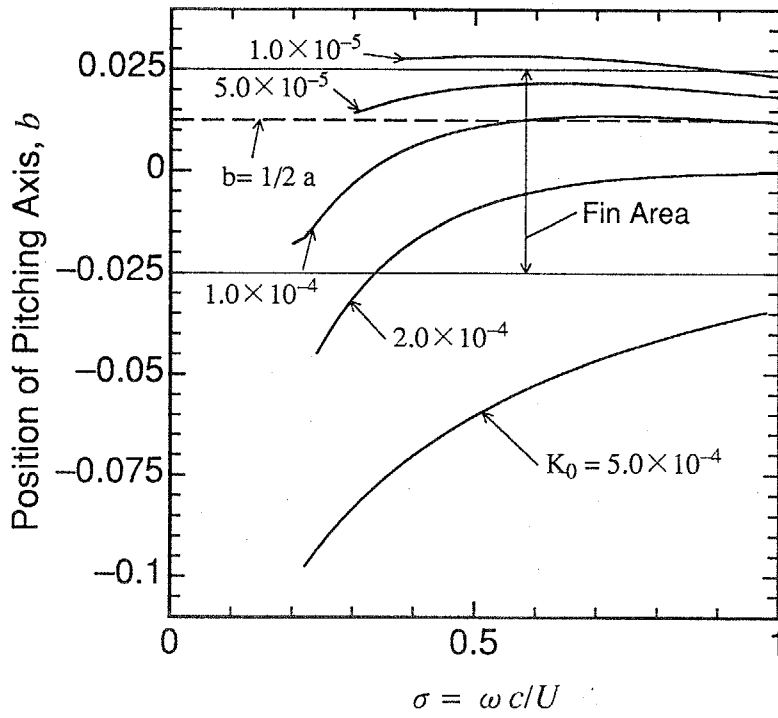


図 7.52: 無次元振動数  $\sigma$  に対するピッチング軸位置  $b$

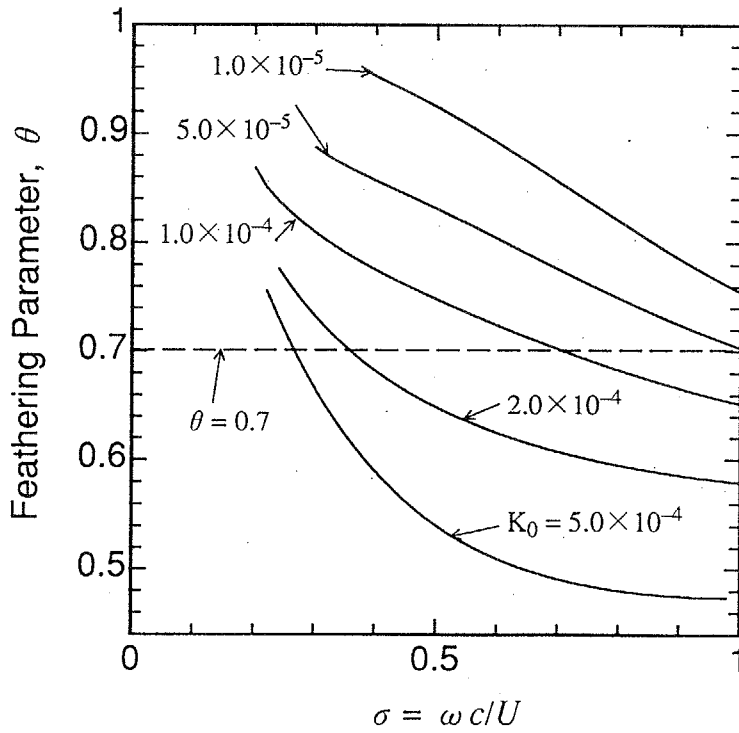


図 7.53: 無次元振動数  $\sigma$  に対するフェザリングパラメータ  $\theta$



図 7.51 において、破線は第2関節がばねではなく  $b = \frac{1}{2}a$  (3/4 翼弦長),  $\theta = 0.7$  とした結果であり,  $\sigma = 0.3$  近辺での  $\eta$  の最高値を与える場合である. ばね定数  $K_0$  が小さい場合, 高い  $\sigma$  において  $\eta$  は破線とほぼ同等の高い値を示しているが,  $\sigma$  が低下するにつれて, 急速に低下する. これは図 7.53 に示されるように,  $K_0$  が低い場合,  $\sigma$  が低下すると  $\theta$  が大きくなりすぎるためであると考えられる. また  $K_0$  が大きい場合,  $\sigma$  の高い領域では破線より低いが,  $\sigma$  が低下しても, 破線同様  $\sigma$  が 0.3 近傍以下になるまで急激に減少することはない. これは図 7.53 よりわかるように,  $\sigma$  が高い領域では  $\theta$  が 0.5 もしくは 0.6 付近とやや低いが,  $\sigma$  が 0.3 近傍では理想的な 0.7 程度になっているためと考えられる. しかしこのとき, 図 7.52 に示されるように,  $b$  は理想的な 3/4 翼弦長から大きく外れる. よって  $\sigma$  が 0.3 近傍でも, 破線よりやや低くなるものと考えられる.

また, ばね定数  $K_0$  が大きくなると  $b$  は推進機構の前方側へと移動するが, これは, 式 (7.1) において  $b \rightarrow -\infty$  のとき尾ひれ上の点のヒービング変位は  $\sin \omega t$  と同位相, すなわちピッチングと同位相のいわゆる扇ぎ運動となることから,  $K_0$  が大きくなると第2関節角変位が小さくなり, 尾ひれが扇ぎ運動に近づいているためと考えられる. 一方  $\theta$  が  $K_0$  の増加とともに小さくなるのも, ばね力により尾ひれのピッチング運動が抑圧されるためと考えられる.

さらに図 7.54, 図 7.55 および図 7.56 には, 尾ひれ部の質量を考慮した場合の解析結果を示す. ただし尾ひれの全体の質量は, 肉厚比 15% の翼に大まかに対応するように, 翼弦長を直径とし翼幅を高さとした流体の円柱の 15% の質量とし, 翼各部に均一に分布させた. 図 7.54 よりわかるように,  $\sigma$  の高低に関わらず,  $\eta$  は全体的にやや低下する. これは,  $\sigma$  の高い領域においては  $\theta$  が質量のない場合より高くなり,  $\sigma$  の低い領域においては  $b$  が負の側に移行しやはり理想的な運動から離れてしまうためと考えられる. また質量の付加により  $\theta$  が大きくなるのは, 図 7.49 で述べたように, 質量によって余計にピッチング運動させられているためと考えられる.

しかし質量を考慮してもピーク値においては  $\eta$  は 0.86 程度であり, ばねモデルへ変更しても依然として高い推進効率を保っていることがわかる.

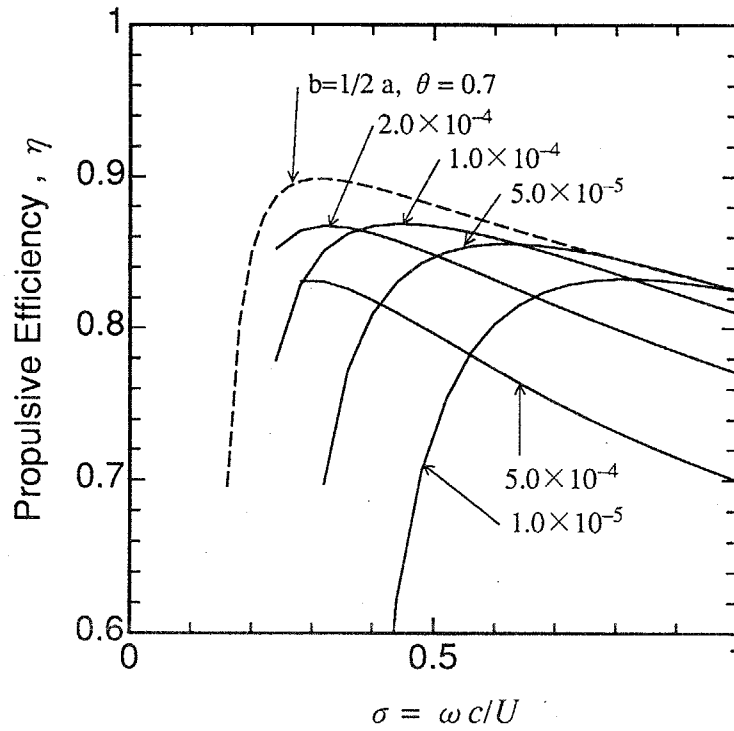


図 7.54: 無次元振動数  $\sigma$  に対する推進効率  $\eta$  (尾ひれ質量考慮)

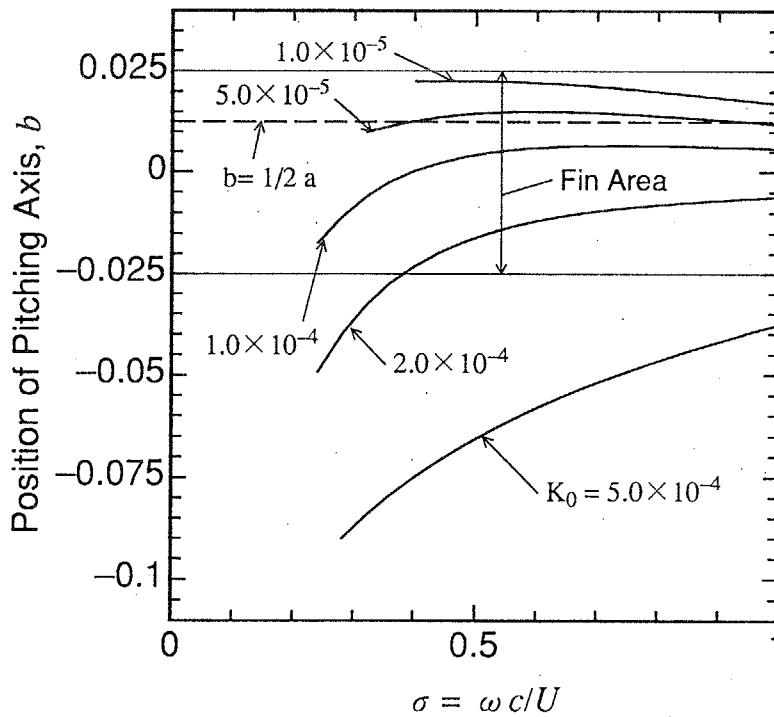


図 7.55: 無次元振動数  $\sigma$  に対するピッチング軸位置  $b$  (尾ひれ質量考慮)

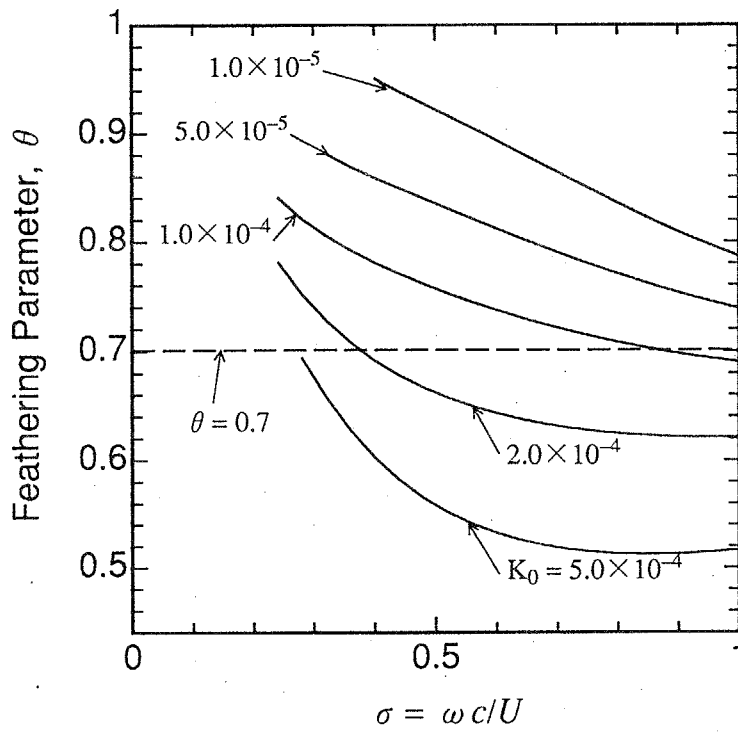


図 7.56: 無次元振動数  $\sigma$  に対するフェザリングパラメータ  $\theta$  (尾ひれ質量考慮)

## 7.9 本モデルと二次元3関節モデルとの比較

以上の本章での解析結果を踏まえ、前章までの二次元3関節モデルとの比較をおこなう。二次元3関節モデルでは、推進機構全体に働く揚力成分が推進の妨げとなっていたが、本モデルでは揚力発生を尾ひれ部のみに限定することにより、揚力によっても推力を得、より安定に高い推進効率となることが確かめられた。しかし本モデルでも、胴体部に働く非線形流体力により、低い無次元振動数 $\sigma$ において推進効率は低下させられる。ここで $\sigma$ は、5章での1周期当たりの推進量無次元推進速度 $U^*$ の逆数に係数を掛けたものに相当する。例えば本モデルの基本諸元のととき最大推進効率となった $\sigma = 0.3$ では、

$$U^* = \frac{\omega c}{\sigma} = \frac{2\pi \times 0.05}{0.3} = 1.047 \quad (7.88)$$

となる。よって $\sigma$ が減少することは $U^*$ が増加することであるから、本モデルでは $U^*$ が増加すると二次元3関節モデルの場合の揚力の代わりに非線形流体力が増加して $\eta$ が低下すると考えることも可能である。しかし二次元3関節モデルの場合の推進機構全体に働く揚力成分は理想流体においてすでに働く力であり、これをなくすことは困難である。一方、本モデルにおいては、特に胴体後部の形状などを工夫することにより非線形流体力の影響を少なくすることが可能であると考えられる。また二次元3関節モデルにおいては、推進効率は基本抵抗と関係なく決まってしまうものであった。すなわちもし基本抵抗が減少しても、絶対的な消費パワーは減少するものの、推進機構としてなした仕事も減少するため、効率としては変化しない。一方本モデルにおいて基本抵抗が減少していけば、振幅が減少するため非線形流体力の割合も減少し、より $\sigma$ が低く $\theta$ が1に近い推進効率1の運動にどこまでも近づけることが可能となる。このような利点により、本モデルの方がより高効率な推進の実現できる可能性を多く持っていると考えられる。

## 7.10 結言

本章ではまず、流線形胴体および矩形尾ひれからなる2関節モデルに対し、胴体部には細長物体の理論、尾ひれ部には二次元振動翼理論を適用し、自身の慣性力と流体力との連成系の解析手法を提案した。さらに実際の粘性流体中において胴体部が受ける非線形流体力を簡略的に考慮し、推進機構全体としての推進効率特性を検討した。ついで消費パワー・推進効率特性および推進機構の運動に関する諸特性を詳細に検討したのち、形状等の諸パラメータの、推進効率特性に及ぼす影響を検討した。

また後部の関節を受動的なばねによって置き換えたモデルを提案し、ばね定数の推進効率等への影響を検討した。

最後に本モデルと前章までの二次元3関節モデルとの比較検討を行った。

得られた結論を以下に示す。

1. 尾ひれのみでの推進効率は無次元振動数が低いほど、またフェザリングパラメータが1に近いほど1に近づくが、胴体部の受ける非線形流体力を考慮することにより、極度に低い無次元振動数および極度に1に近いフェザリングパラメータでは推進効率が急激に悪化する。この理由は、いずれの場合にも尾ひれ振幅が大きくなり、推進効率を低下させる非線形流体力の割合が急激に増加するためである。しかし、本章で与えた基本的パラメータの推進機構に対しては、推進効率最大となる無次元振動数およびフェザリングパラメータでは非線形流体力による推進効率低下は4%程度であり、このとき推進効率は90%程度に達する。
2. 胴体部の運動は尾ひれからの反力に強く影響される。よって無次元振動数およびフェザリングパラメータ等の尾ひれの運動パラメータによって胴体部の運動は大きく変化する。具体的には、無次元振動数が低いほど、またフェザリングパラメータが0に近いほど尾ひれ反力の影響は大きくなる。
3. 項目2に伴う胴体部の運動の変化のため、胴体各部の非線形流体力による抵抗増加分および消費パワー増加分の分布特性は、無次元振動数およびフェザリングパラメータに強く影響される。具体的には、無次元振動数が低くなると、第1関節直後近辺で抵抗が急激に増加する。これは尾ひれからの反力により第1関節点の振幅が大きくなるためと考えられる。またフェザリングパラメータが1に近づくと、第1関節より後方において抵抗および消費パワーが増加す

る。これは推力を得るために尾ひれ振幅を増加させねばならないためと考えられる。

4. 第1関節の位置は後方にある方が、無次元振動数が高いときの推進効率が高くなる。これは第1関節の位置が後方にある方が、無次元振動数が高いときに第1関節後部の非線形流体力による消費パワーが減少するためと考えられる。また第2関節も後方すなわち胴体の後端にある方が推進効率が高い。
5. 尾ひれの大きさは大きい方が推進効率が高い。これは尾ひれ振幅が小さくてすむためであるが、尾ひれ自身の受ける抵抗を考慮すると、あまり大きな尾ひれも好ましくない。
6. 胴体振幅が最小となる点に、前章までの二次元3関節モデルのような回転支持による拘束を与えた場合でも、推進効率特性はほとんど変化しない。
7. 胴体部形状としては第1関節後部から後端にかけて細い方が推進効率に関して好ましい。また実際のイルカの観察結果による無次元振動数は本解析による推進効率最大となる無次元振動数よりやや大きめであるが、種々の要因により説明できる範囲内である。
8. 第2関節をばねに置き換えると、推進効率は4%程度減少する。これはばねに置き換えたことにより尾ひれのピッチング軸の位置が理想的状態から外れるためである。
9. 本モデルと二次元3関節モデルとを比較すると、本モデルの場合には胴体部の抵抗が減少すれば推進効率を限りなく高めることができるため、より高効率な推進を実現できる可能性を持っている。

## 第 8 章

# 流線形胴体および矩形尾ひれからなる 2 関節推進機構の実験

### 8.1 緒言

本章では、前章で提案した後部をばねとしたモデルに対応するよう製作した実機および回流形水槽からなる実験装置を用い、推進効率特性、第 1 関節振幅および関節トルクについて、理論と実験との比較検討を行う。ただしその際に実験結果より胴体部に加わる非線形流体力モデルに修正を加える。また実機の尾ひれ部の運動を VTR を用いて観察し、理論との比較を行う。

最後に理論解析結果および実験結果を踏まえ、より高速・高効率な推進のための指針を述べる。

## 8.2 実験装置および測定法

### 8.2.1 推進機構構成

図 8.1 に推進機構の模式図、また図 8.2, 図 8.3 および図 8.4 に機構全体および各部の写真を示す。

胴体部の全長は 250 mm, 第 1 関節の位置は 7 章の理論解析における基本諸元と同様に, 胴体の先端から  $3/4$  の位置とした。尾ひれ翼弦長は 15 mm, 翼幅は 75 mm ゆえ, アスペクト比は 5 である。

3 関節矩形平板形の場合と同様, アクチュエータは水上とし, ボールベアリングが取り付けられたシャフトによってエアスライダと結合されている。全体を回転支持するボールベアリングの位置は, 7.7.5 節において見た変位最小の点近辺とした。

機構胴体部は, NACA 65<sub>3</sub>-018 の形状を参考にし, 発泡スチロールを大まかに削ったものにエポキシパテを盛って凹凸を無くし, 塗装してある。尾ひれ部は, 削ったバルサ材の上にビニールテープを貼ったものである。図 8.5 に胴体各部の直径を測定した結果を示す。

第 1 関節の水中部は, 2 mm 程度の間隙により摩擦無く運動する。第 2 関節の水中部も摩擦を少なくするため, 針金により簡便に回転支持されている。また機構の運動の精度を向上させるため, 胴体部を駆動させている 4 本のシャフトを胴体より下側でも拘束している。

次に水上部に関してであるが, 第 1 関節はプーリを介して 5 相ステッピングモータにより駆動される。プーリの直径比は 16:26 であり, ステッピングモータのステップ角は  $0.36^\circ$  であるので, 第 1 関節のステップ角は  $0.22^\circ$  と十分小さい値となる。ステッピングモータは 4 章の 3 関節矩形平板の場合と同様に, パーソナルコンピュータによりフィードフォワード制御される。また本実験では定電流式のモータドライバを用いた。第 2 関節は, 尾ひれ前縁からのシャフトに糸を巻き付け, 糸の両端を 2 本のばねに結びつけることにより, 受動的に運動する。シャフトは水上でも摩擦を避けるため針金で簡便に回転支持されている。回転ばねの剛さは, シャフトの糸を巻き付けてある部分の太さを変えることにより行う。

2 本のばねそれぞれに, おもりを吊るして変位を測定した結果を図 8.6 に示す。この図より, 2 本のばねのばね定数 16.2 N/m および 16.7 N/m を得る。

第 1 関節のシャフトには, その途中に歪ゲージを貼りつけた厚さ 0.4mm の平板部を設けてある。歪ゲージはトルク測定用の 2 本一組のものを両面に貼ってあり, 合計 4 本となる。



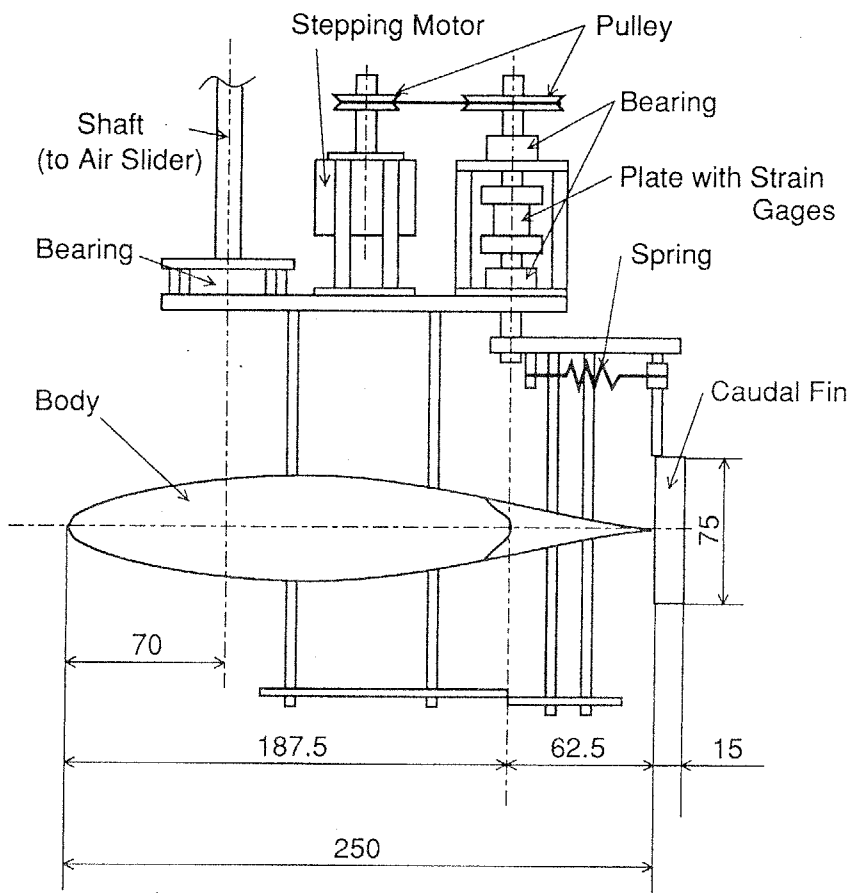
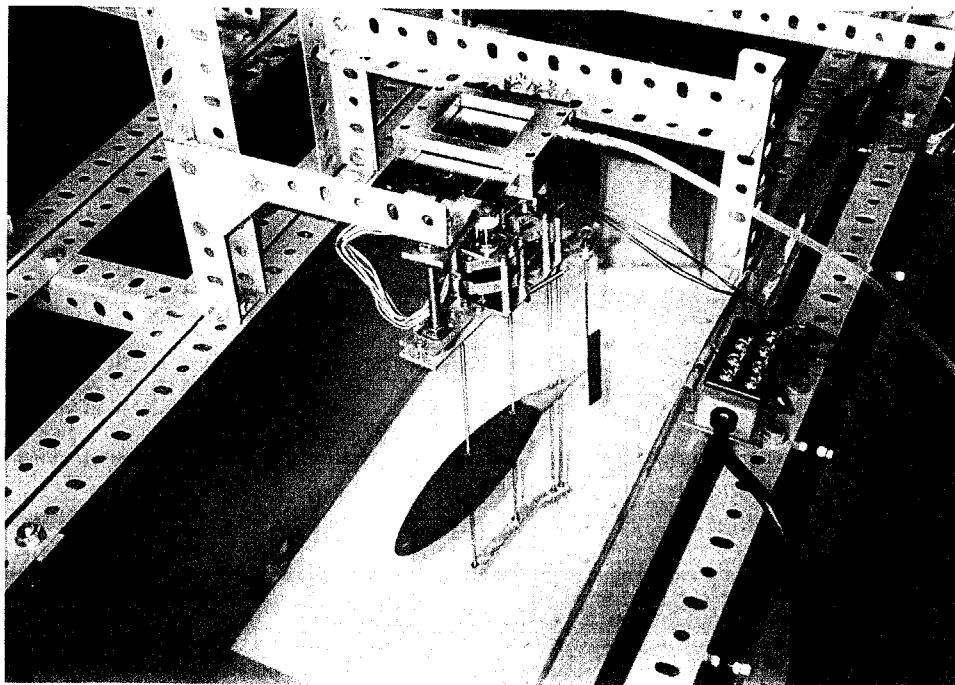
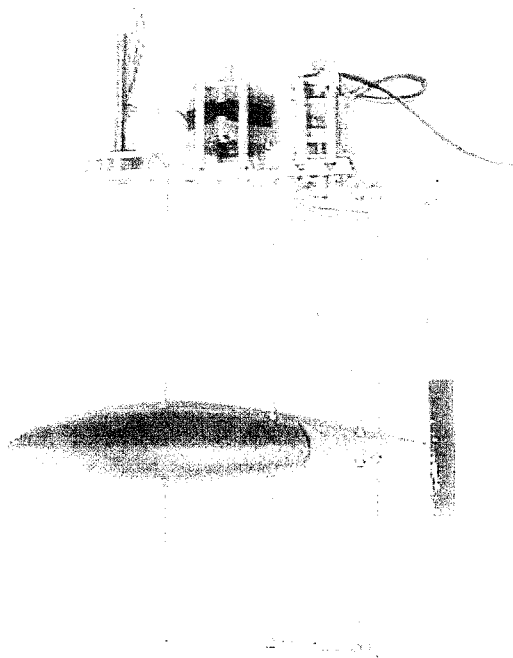


図 8.1: 推進機構模式図

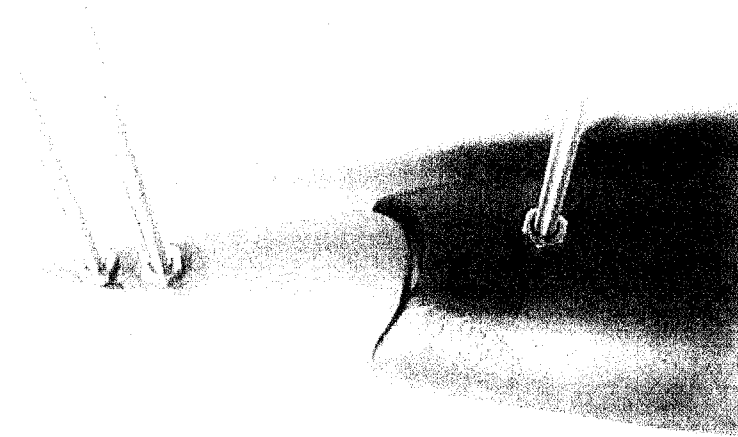


(a) 全体

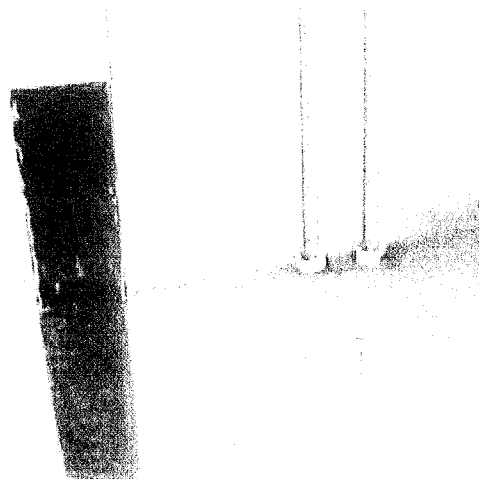


(b) 機構部全体

図 8.2: 推進機構写真 (その 1)

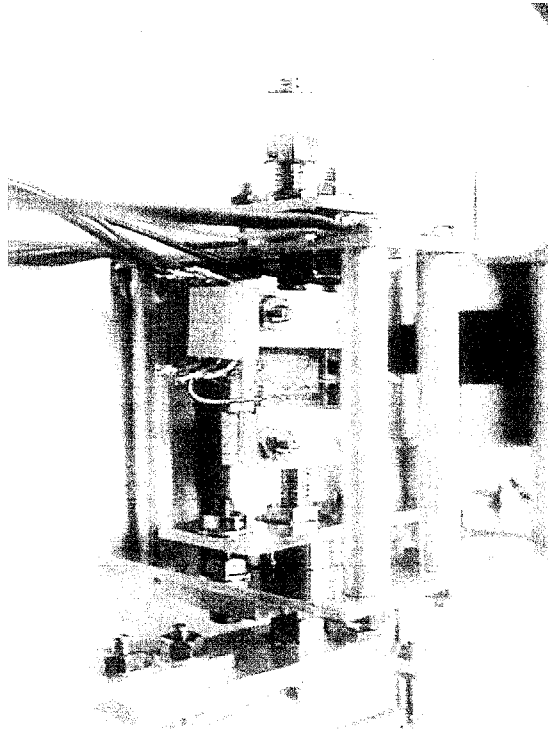


(c) 第1関節水中部

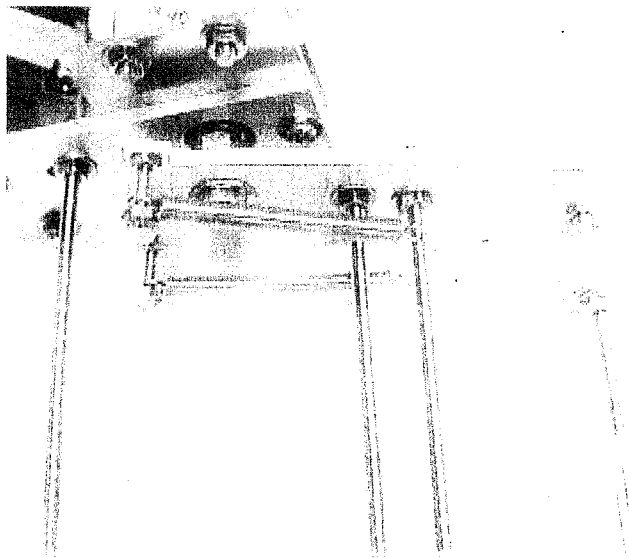


(d) 第2関節水中部

図 8.3: 推進機構写真 (その2)



(e) 第 1 関節トルク測定部



(f) 第 2 関節ばね部

図 8.4: 推進機構写真 (その 3)

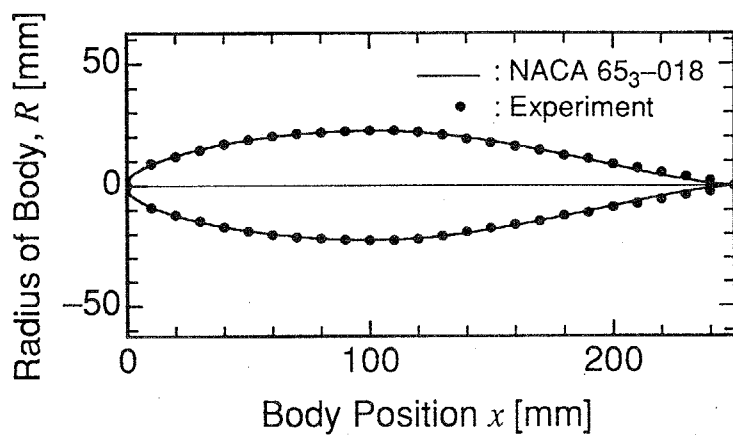


図 8.5: 胴体部形状測定結果

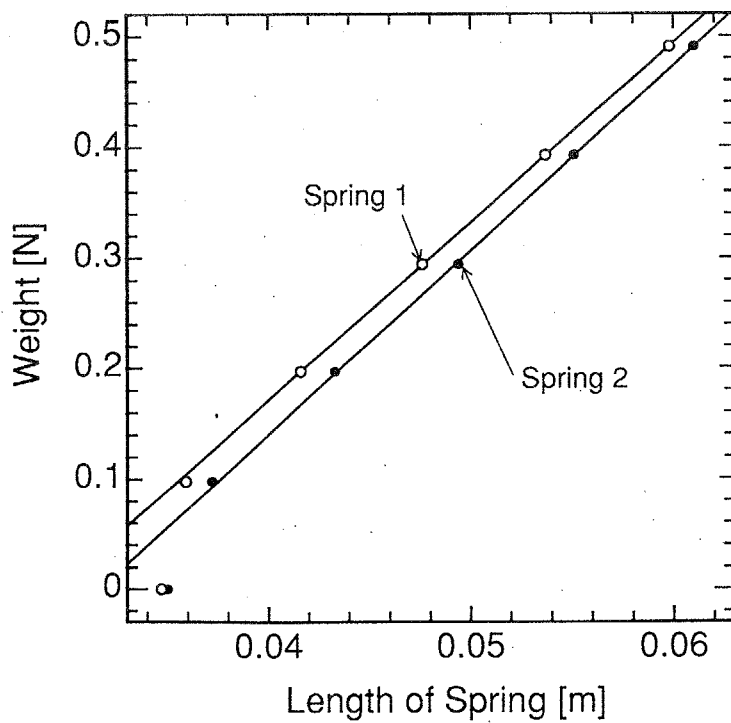


図 8.6: ばね剛さの測定結果

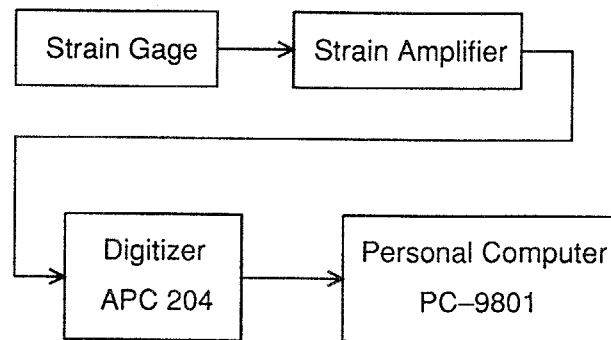


図 8.7: 歪信号の流れ

### 8.2.2 関節トルク測定

関節トルク測定における信号の流れを図 8.7 に示す。歪ゲージからの出力は歪アンプで増幅され、デジタイザ APC-204 により適当なサンプリング周期でデジタル信号に変換される。サンプリングされた信号は一旦 APC-204 内のメモリに記憶されたのち、パーソナルコンピュータ PC-9801 に送られる。

歪ゲージからの信号を実際のトルクに対応づけるため、図 8.9 に示すように、関節部におもりを吊るしてデジタイザ出力とトルクの較正を行った。結果を図 8.8 に示す。これより 1 デジタイザ出力当たり、 $3.684 \times 10^{-5} \text{ N}\cdot\text{m}$  の結果を得る。

### 8.2.3 流速測定

流水槽は基本的に 4 章の 3 関節矩形平板形の場合と同様であるが、本章での測定では、流れを作るポンプはより出力の大きいものとした。

流速測定方法も基本的に 3 関節矩形平板形の場合と同様に、直径 25 mm 厚さ 5 mm の発泡スチロールのマーカを水面に浮かべ、その運動を VTR に記録することにより行う。ただし本章では測定の能率化のため、図 8.10 に示すように、水面より 10~20 mm 程度上に 10 mm ごとに糸を張り、マーカ的位置がわかりやすいようにした。

ポンプ印可電圧を 90 V として流速の測定を行なった。このときマーカが 400 mm 進むのに要した時間を VTR のコマ数から測定した結果を図 8.11 に示す。横軸

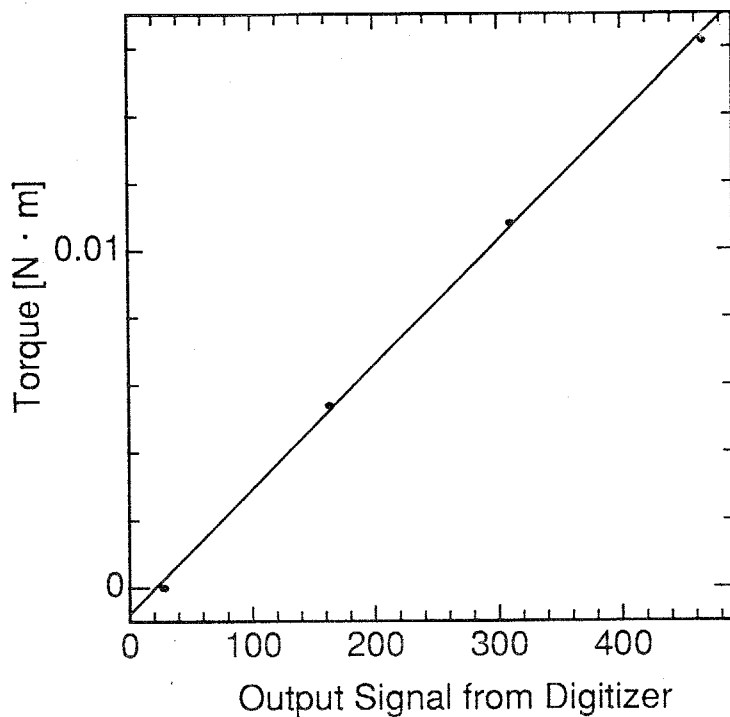


図 8.8: デジタイザ出力とトルクの関係

は測定回数である。ややばらつきが大きいですが、平均をとると 400 mm 進むのに 1.54 sec 要することがわかり、流速  $U = 0.4/1.54 = 0.25974 \approx 0.26$  m/s を得る。

またポンプの定格電圧は 200V であるが、120V 以上では流れの変動が激しくなるだけで流速はあまり上昇しなかったため、本章の以下の諸実験では、すべて印可電圧 90 V、流速 0.26 m/s として測定を行った。

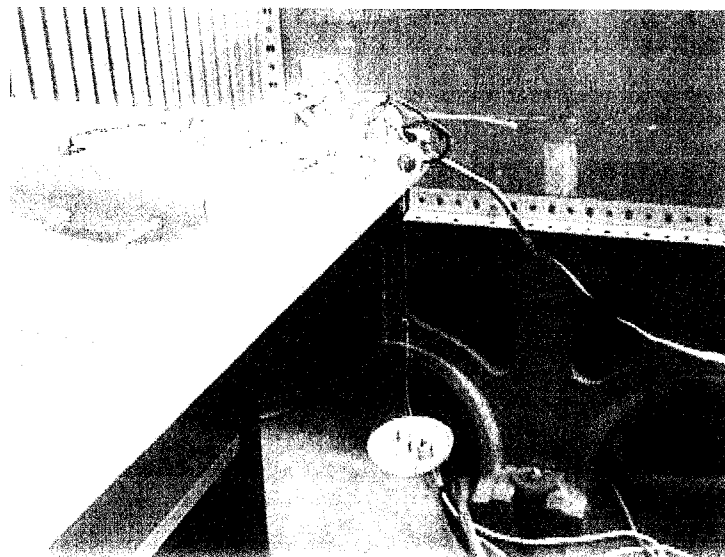


図 8.9: デジタイザ出力トルク較正実験の様子

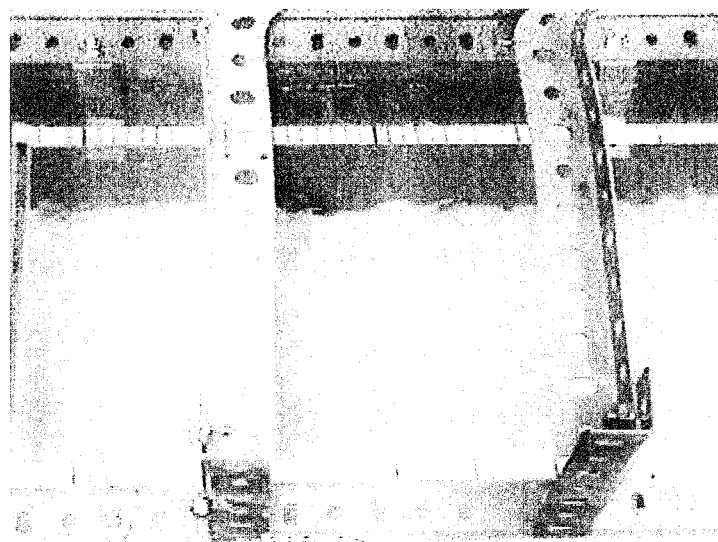


図 8.10: 流速測定用 VTR 画面



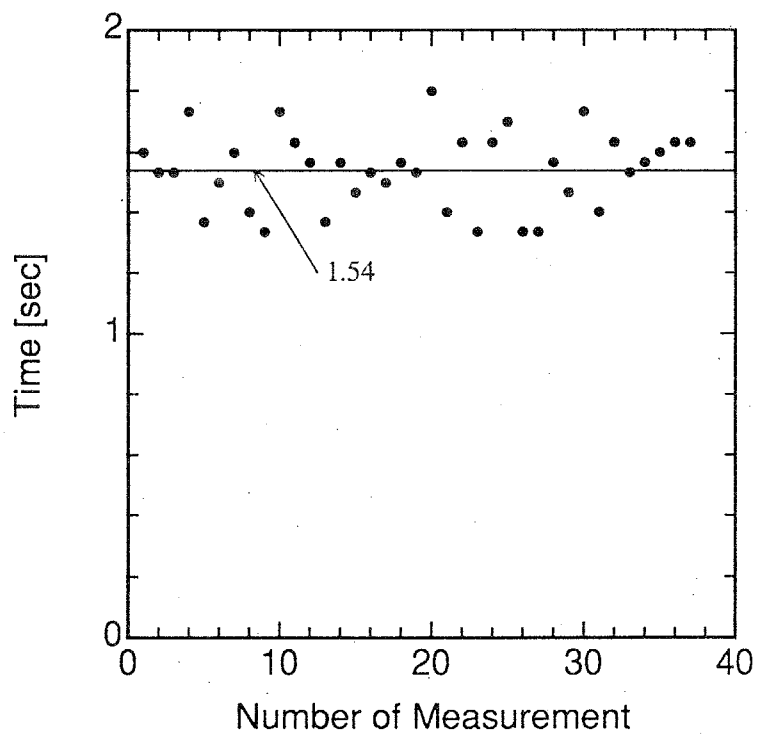


図 8.11: 流速測定結果 (400 mm 進むのに要した時間)

## 8.3 パラメータ同定

### 8.3.1 質量分布同定

3関節矩形平板形の場合と同様、機構の質量分布は分解可能な箇所は分解して直接秤で測定し、不可能な箇所は寸法と材料の密度から同定した。同定結果を図8.12に示す。ただし原点側が前方である。135 mm 近辺でアクチュエータによってピークとなっていることがわかる。

### 8.3.2 基本抵抗の同定

流れに平行に置かれた静止胴体が粘性流体中で受ける基本抵抗  $F_0$  は、3関節矩形機構の場合と同様、糸に吊るされたおもりをスライダ後部に当て、糸の傾きより測定する。このとき尾ひれ部は取り外して測定を行う。

$U = 0.26 \text{ m/s}$  の場合の、 $F_0$  の測定結果を図8.13に示す。ただし横軸は測定回数である。これより  $F_0$  は  $0.381 \text{ N}$  と得られ、式(7.75)より抵抗係数  $C_D = 0.0426$  を得る。本実験でのレイノルズ数は、胴体全長を基準として  $6.5 \times 10^4$  であり、このときの流線形物体の抵抗係数の一般的な値は  $0.01$  程度である。本実験の値はこれより4倍以上も大きい。この原因はおもに、第1関節部の間隙、機構拘束用の4本のシャフトおよび機構下側の拘束用の板等が流れを乱しているためと考えられる。

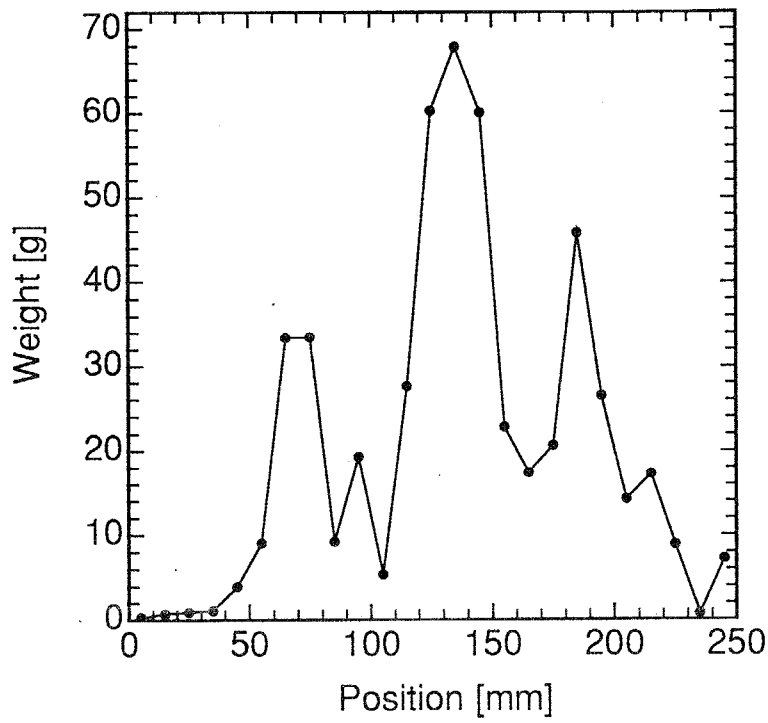


図 8.12: 機構の質量分布

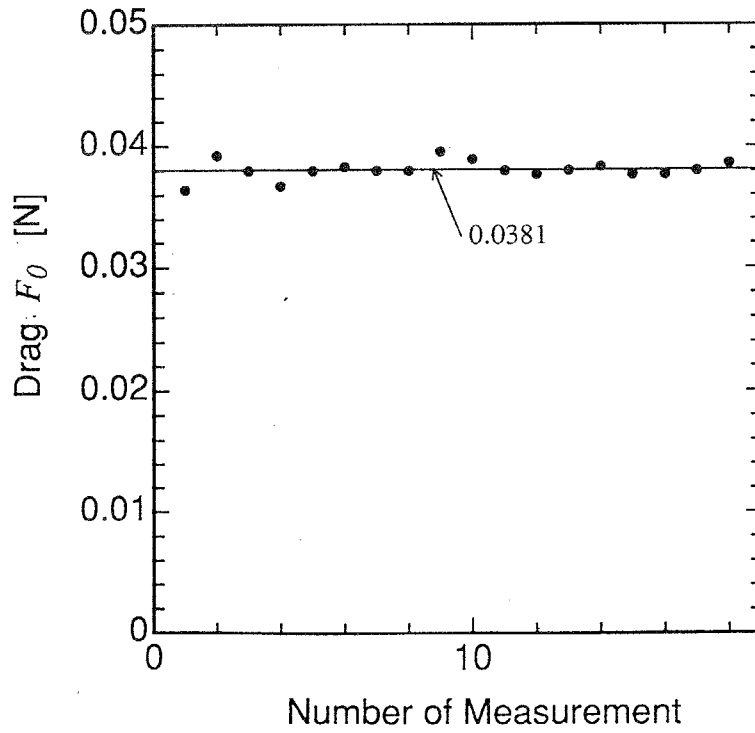


図 8.13: 基本抵抗の測定結果

## 8.4 推進効率測定実験

### 8.4.1 推進効率の測定結果

本実験で用いた、6種類の第2関節ばね定数の値を表8.1に示す。表中右欄には、ばね定数を得るために変化させた、第2関節のシャフトの糸を巻き付ける部分の直径を参考のため示す。

Number	Spring Constant [N · m/rad]	Diameter of Shaft [mm]
1	$5.1 \times 10^{-5}$	2.5
2	$3.0 \times 10^{-4}$	6.0
3	$5.3 \times 10^{-4}$	8.0
4	$8.2 \times 10^{-4}$	10.0
5	$1.2 \times 10^{-3}$	12.0
6	$4.0 \times 10^{-3}$	22.0

表 8.1: 実験に用いたばね定数

流速  $U$  を 0.26 m/s に固定し、運動周期を 0.5, 0.4, 0.35, 0.3, 0.25, 0.2 s (無次元振動数  $\sigma = \omega c/U$  で順に, 0.725, 0.906, 1.036, 1.208, 1.450, 1.812) と変化させ、各振動数において流速に機構の推進速度が釣り合うような第1関節の振幅を決定した。すなわち、まず第1関節にある振幅を与えて運動させ、エアスライダが前方に進むならば推力過剰であるので振幅を小さく、逆に後方に流されるのであれば振幅を大きくしていき、バランスポイントを探していく。無次元振動数  $\sigma$  は7章の理論解析で議論していた値より大きい。これは本実験では運動周期が 0.6 s ( $\sigma = 0.628$ ) のとき、いずれのばね定数の場合でも、第1関節部の構造上の最大振幅  $45^\circ$  を与えても流れに流されてしまった、すなわち推進速度が 0.26 m/s に達しなかったためである。

バランスポイントが見つかったのち、関節トルクの測定を行う。測定のサンプリング周期は機構の運動1周期の1/1000分の1とし、20周期分を記録する。すなわち一回の測定で20000個のデータをとる。

関節トルクの測定結果の一例として、ばね3、運動周期 0.35 s の場合の2周期分の時刻歴を図8.14に示す。このとき第1関節振幅は  $24.6^\circ$  であった。図8.14より

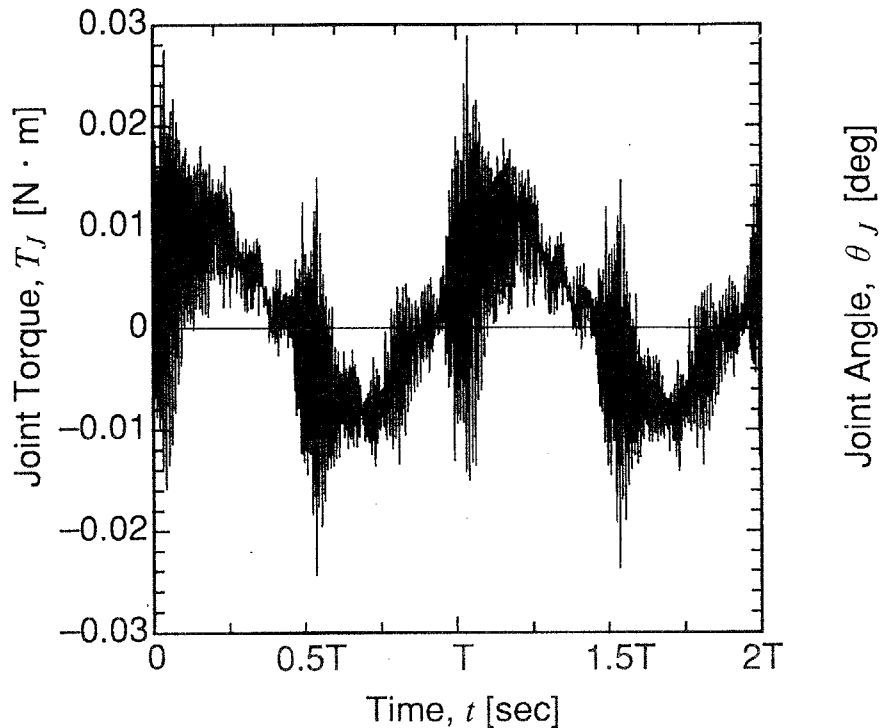


図 8.14: 関節トルクの測定結果 (ばね 3, 運動周期  $T = 0.35$  s)

わかるように、生の信号はかなりのノイズ成分を含んでいる。これはおもにステップモータの発生する高周波振動と電氣的ノイズのためと考えられる。そこでこのノイズを取り除いて表示するため、次式のような簡単なアベレージングアルゴリズムを用いる。

$$Y_{(i)\text{new}} = \frac{Y_{(i-1)} + 2Y_{(i)} + Y_{(i+1)}}{4} \quad (i = 2 \sim 19999) \quad (8.1)$$

ここで  $Y_{(i)}$  は  $i$  番目のサンプリング値であり、 $Y_{(i)\text{new}}$  は修正された測定値である。すなわち時間において前後の値の影響を入れることにより、時間的な跳躍の減少を図る。式 (8.1) の手順を 1 回のループとして 50 回繰り返した結果を図 8.15 に示す。図中の一点鎖線は、第 1 関節の角度の指令値である。また摩擦の影響を調べるため、同じ振幅で空中で運動させた場合の、同様のアベレージング結果を破線で示す。これらの関節トルクに関節角速度を掛ければ消費パワーとなる。

消費パワーの結果を図 8.16 に示す。図 8.16 において水中および空中のいずれの場合でも、1 周期のうちで 2 個のピークを持つが、ピークの値にやや差がある。これはトルクの測定において 0 点の位置がややずれていたためと考えられる。しかしこのようなトルクのオフセット成分は、パワーを計算する際に関節角を掛けて 1 周期平均をとれば相殺されて 0 になるので、それほど重要ではない。

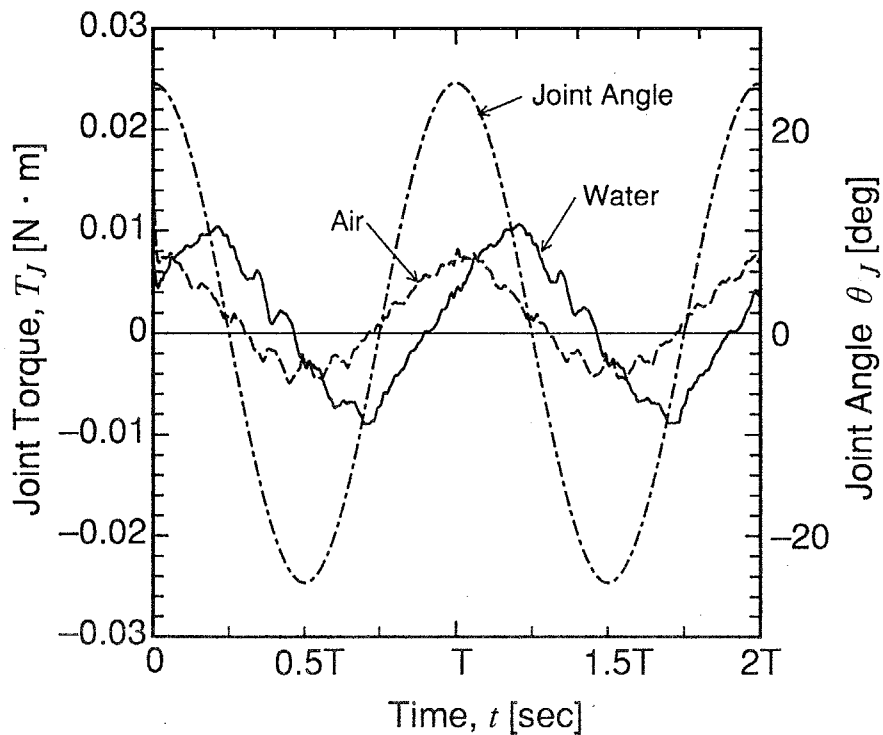


図 8.15: アベレージング処理した関節トルク (ばね 3, 運動周期  $T = 0.35$  s)

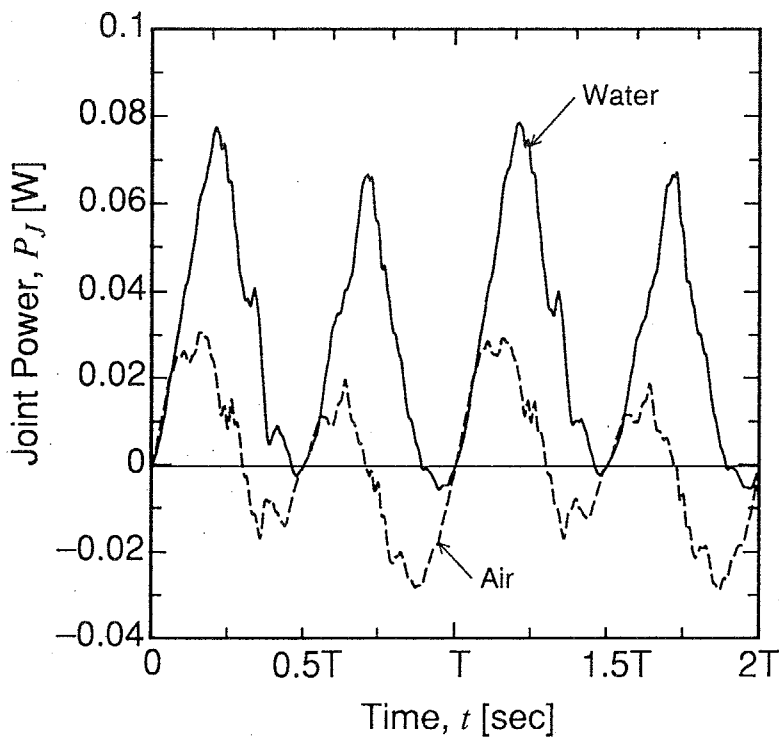


図 8.16: 関節消費パワー (ばね 3, 運動周期  $T = 0.35$  s)

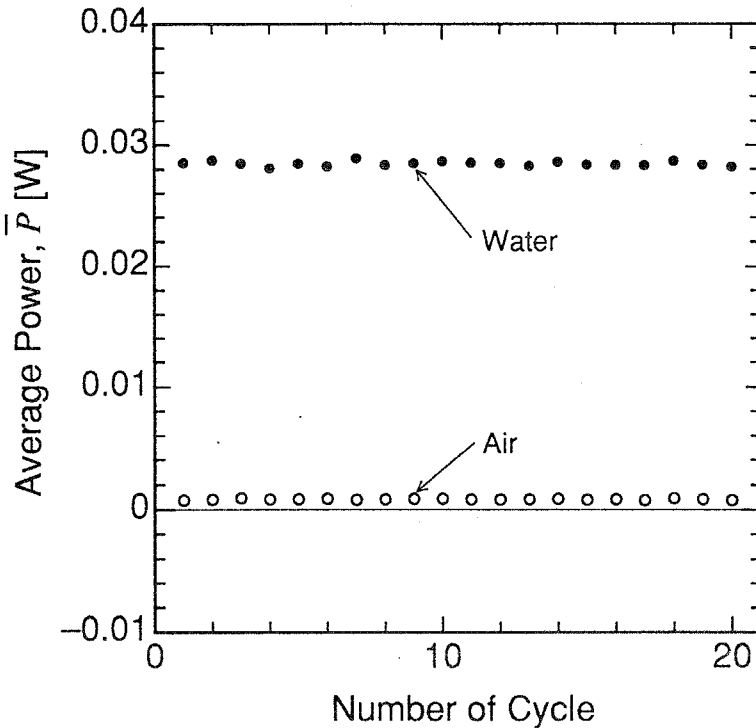


図 8.17: 1 周期毎の関節消費パワー (ばね 3, 運動周期  $T = 0.35$  s)

これらの消費パワーをさらに、20 周期分、1 周期毎に時間平均をとった結果を図 8.17 に示す。図 8.17 より、1 周期毎のばらつきは比較的少ないこと、摩擦の影響はかなり小さいことがわかる。

水中での 20 周期分の全消費パワーの平均値から、空中での同様の平均値を差し引いたものを推進機構の全平均消費パワー  $\bar{P}$  とし、次式により推進効率  $\eta$  を算出する。

$$\eta = \frac{F_0 U}{\bar{P}} \quad (8.2)$$

ただし、アベレージングを施した場合と施さない場合では、 $\bar{P}$  は 0.7% 程度しか変わらないため、以降の推進効率等の算出ではすべて、アベレージングしていない生のデータを用いている。

推進効率  $\eta$  の算出結果を図 8.18 に示す。ばね 2 から 5 までは、 $\sigma$  の全域にわたって 30 % 程度の値となっている。またこれらのばねでは  $\sigma = 0.725$  のときにやや  $\eta$  は低くなり、 $\sigma \geq 0.906$  の領域では  $\sigma$  の増加に伴い、平均的にはわずかに  $\eta$  は減少傾向にあるようである。ばね 1 の場合、 $\sigma = 0.725$  のときには関節の最大角振幅  $45^\circ$  を与えても流れに釣り合わせることはできなかった。 $\sigma \geq 0.906$  では  $\sigma$  の増加にともない、ばね 2 から 5 の場合より急激に  $\eta$  は低下している。ばね 6 の場合は逆に  $\sigma$

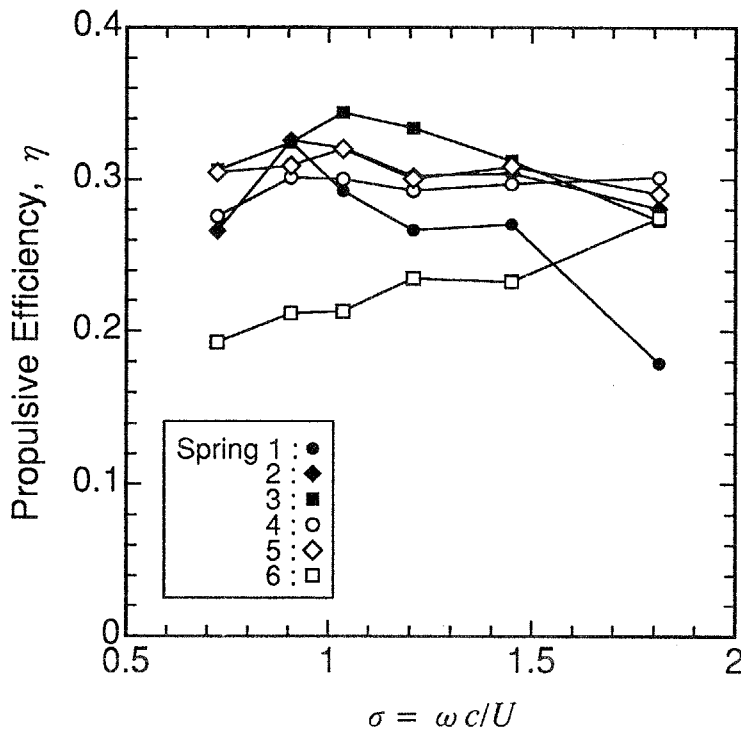


図 8.18: 推進効率の実験結果

の増加に伴い 20% 程度から  $\eta$  は上昇している。

以上の結果における、推進効率  $\eta = 30\%$  程度という値は、前章で議論してきた 80% 以上の理論値と大きく異なる。このおもな原因として、理論解析における非線形流体力の簡略モデルが、定量的には問題があることが考えられる。そこで次項において実験により非線形流体力モデルの修正を行う。

ここで次項での実験に用いるため、本実験における関節振幅角と角振動数との積である関節最大角速度  $\alpha_{\max}$  の  $\sigma$  依存性の結果を図 8.19 に示す。

この図より、ばねが弱い方が振幅が大きく、強い方が振幅が小さい傾向が若干見られるが、ばね 1 以外はほぼ同程度の値であり、また同じばね強さで  $\sigma$  が変化しても  $\alpha_{\max}$  はあまり変化しない。すなわち振動数が高い場合は振幅が小さく、振動数が低い場合は振幅が大きくなり、両者の積は変化しない。すべての平均値は 7.776 rad<sup>2</sup>/s であり、この値を図 8.19 中に実線で示す。

#### 8.4.2 非線形流体力モデルの修正

非線形流体力の簡略モデルの定量的妥当性を検証するため、尾ひれ部を取り外し、流速  $U = 0.26$  m/s 中で、運動する胴体部のみが受ける抵抗増加および消費パワーを測定する実験を行った。ここで、前節での推進効率測定実験において関節最大角



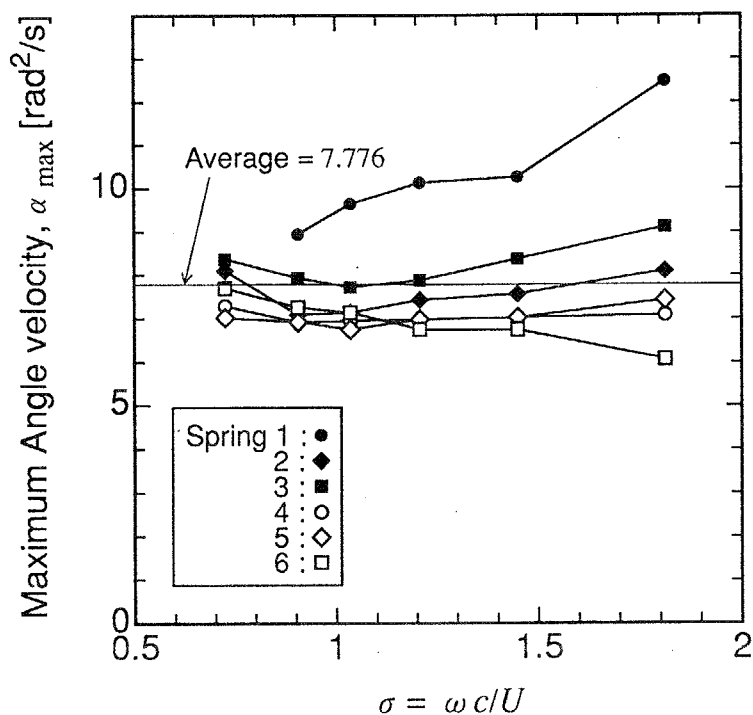
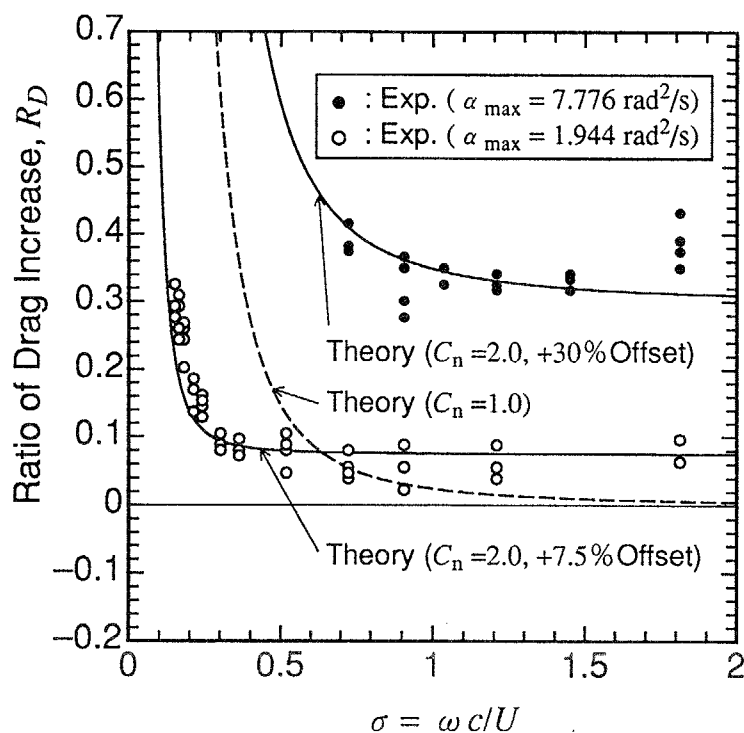


図 8.19: 関節最大角速度  $\alpha_{\max}$  の  $\sigma$  依存性

速度  $\alpha_{\max}$  は図 8.19 に示されるようにほぼ一定値であったので、この平均値 7.776  $\text{rad}^2/\text{s}$  を保つように無次元振動数および振幅を変化させた。運動周期は前項の推進速度測定実験の場合と同様、0.5, 0.4, 0.35, 0.3, 0.25, 0.2 s である。

まず図 8.20 に、抵抗の測定結果を黒丸で示す。ただし基本抵抗の分を差し引いてから基本抵抗で割ってあるので、抵抗増加の割合を示すものである。破線には実験同様、胴体のみを運動させた前章の線形解法による理論解析結果を示す。ただし  $C_n = 1.0$  とした場合である。理論解析でも、実験装置と同じ場所に回転支持の拘束条件を与え、その他の諸元も実験と同じ条件としてある。理論解析では  $\sigma$  が低下するほど急激に抵抗は増加するが、 $\sigma$  が高くなると抵抗は 0 に漸近する。しかし実験値は、 $\sigma$  の高い領域では  $\sigma$  が増加しても抵抗は 0 には減少せず、理論値とかなり違った結果となっている。

そこで関節振幅を 1/4 に減らした、 $\alpha_{\max} = 1.944 \text{ rad}^2/\text{s}$  の場合についても同様の測定を行った。この場合、同じ無次元振動数での振幅が 1/4 になるため、運動周期が 0.5 s 以上の場合でも関節の可動範囲限界以下となり、運動させることが可能となる。そこでこの場合には運動周期を 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.7, 1, 1.5, 2, 2.4 s として測定した。測定結果を図 8.20 に白丸で示す。この場合には  $\sigma = 0.3$  付近から急激な抵抗の増加が見られるが、 $\sigma$  の高い領域では、 $\alpha_{\max} = 7.776 \text{ rad}^2/\text{s}$  の場合と同様に、

図 8.20: 抵抗増加の  $\sigma$  依存性

レベルこそ低いものの、ほぼ一定のオフセット的な増加分（以降オフセット抵抗と呼ぶ）が残る。

これは前章での非線形流体力モデルで無視していた、非線形力の非定常効果として考えられる。このようなオフセット抵抗発生メカニズムについては、本研究では詳しく検討はしないが、その定性的性質を実験により調べることにした。

図 8.20 中で、ほぼオフセット抵抗のみとみなせる  $\sigma = 1.450$ （運動周期：0.25 s）の場合において、関節振幅を  $3^\circ$  から  $21.5^\circ$  まで変化させて抵抗増加の割合を測定した。測定結果を図 8.21 に示す。図 8.21 より、オフセット抵抗はほぼ振幅に比例することがわかる。

そこで図 8.20 の実験結果と一致するように、 $C_n = 2.0$  とした理論解析結果に、 $\alpha_{\max} = 7.776 \text{ rad}^2/\text{s}$  の場合は基本抵抗の 30% のオフセット抵抗、 $\alpha_{\max} = 1.944 \text{ rad}^2/\text{s}$  の場合はその 1/4 の基本抵抗の 7.5% のオフセット抵抗を上乗せした値を、図 8.20 に実線で示す。このように振幅に比例するオフセット抵抗を上乗せしてやれば、 $\alpha$  が  $7.776 \text{ rad}^2/\text{s}$ ,  $1.944 \text{ rad}^2/\text{s}$  いずれの場合の実験結果とも、よく一致することがわかる。

次に  $\alpha_{\max} = 7.776 \text{ rad}^2/\text{s}$  の場合の、胴体のみによるパワー消費の  $\sigma$  依存性の測定結果を図 8.22 に示す。また  $C_n = 5.0, 6.0, 7.0$  とした理論解析結果を実線で示す。図 8.22 よりわかるように、理論解析におけるパワー消費は、 $\sigma$  が高くなっても

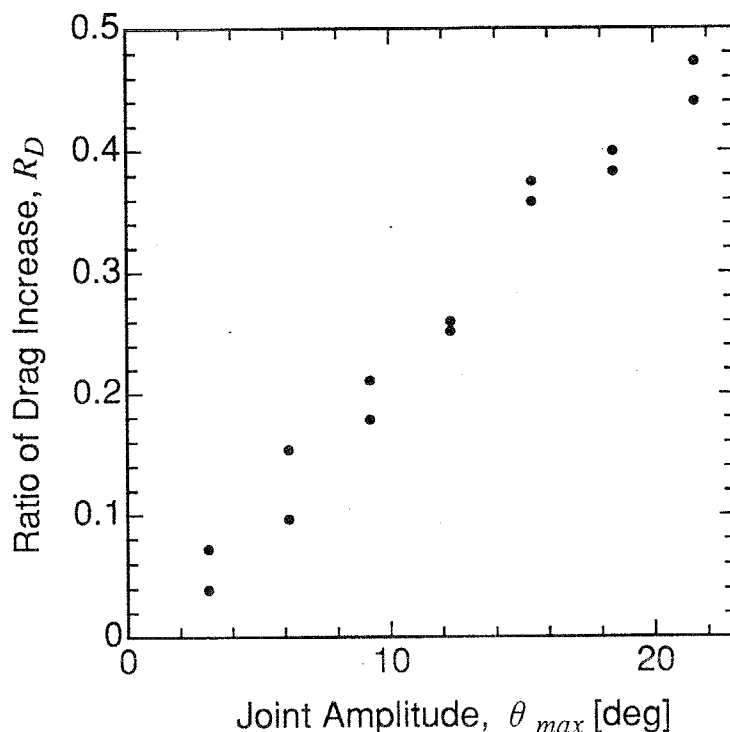


図 8.21: オフセット抵抗の振幅依存性

抵抗の場合ほど急激に0にはならず，実験の測定範囲の  $\sigma$  ではほぼ横ばいである。一方実験結果は， $\sigma$  の増加に伴いやや増加しているようであるが，運動周期 0.2 s ( $\sigma = 1.81$ ) 以外は，ほぼ横ばいとも見なせるため，図中実線で示された  $C_n = 6.0$  の曲線で近似することにする。

よって次項の実験との比較のための理論計算においては，抵抗に関しては  $C_n = 2.0$  の値にさらに 30% のオフセット抵抗を加え合わせ，パワー消費に関しては  $C_n = 6.0$  として計算することにする。

### 8.4.3 理論と実験の比較

図 8.23 に，前項で実験的に同定した非線形流体力の修正モデルを用いて計算した，推進効率  $\eta$  の  $\sigma$  依存性の理論解析結果および実験結果を示す。理論解析では，ばね 4,  $\sigma = 0.48$  のときに  $\eta = 0.536$  に達しているが，実験と対応する  $\sigma = 0.7 \sim 1.8$  の領域ではこのピーク値よりやや低下し，例えば  $\sigma$  が 1.2 のとき，ばね 3, 4, 5 ではいずれも 48% 程度である。このときの実験値は 30% 程度であるので，実験値は理論値に対し，60 ~ 65% 程度である。また理論解析においても実験結果と同様，ばね 1 とばね 6 の場合は他より  $\sigma$  は低い。しかし実験値のばね 1 の  $\eta$  は理論値と比べて，高い  $\sigma$  における低下がより著しい。またばね 6 については，理論解析では  $\sigma$  が 0.7

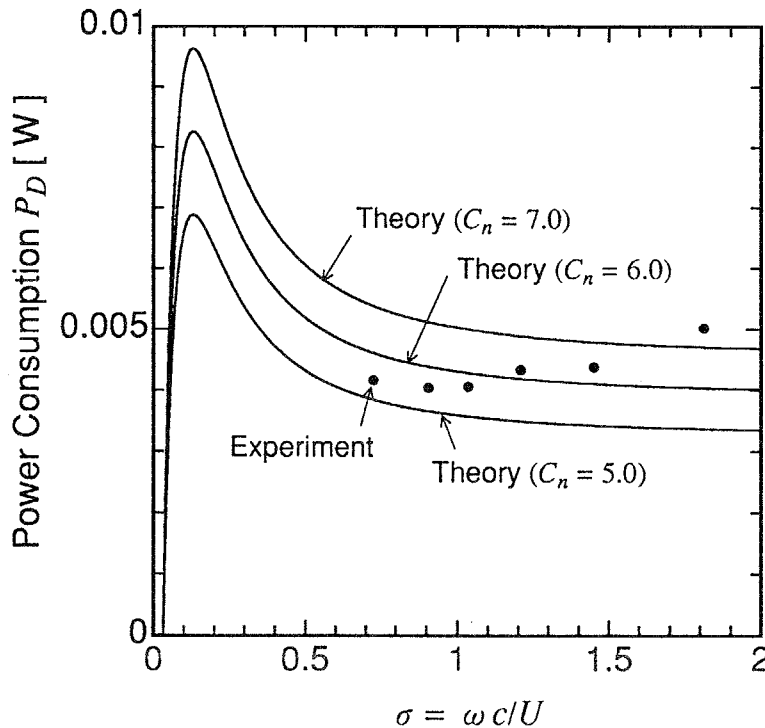


図 8.22: 胴体によるパワー消費の  $\sigma$  依存性

近辺までは  $\sigma$  の低下に伴い  $\eta$  は上昇するが、実験では逆に  $\sigma$  の低下に伴い  $\eta$  は低下する。

図 8.24 には、ばね係数  $K_0$  と  $\eta$  の関係を、 $\sigma = 0.725, 1.036, 1.812$  の場合について示す。図 8.24 より、ややばらつきがあるものの、 $K_0 = 6 \times 10^{-4} \text{ N} \cdot \text{m}/\text{rad}$  近辺でゆるやかなピークを迎える傾向は理論と実験で一致している。しかし上で述べたように、 $\sigma = 0.725$  の低い  $\sigma$  の場合のばね 6 と、 $\sigma = 1.812$  の高い  $\sigma$  の場合とは、理論との差が他より大きい。

胴体部に加わる非線形力モデルの修正を行ったにも関わらず、理論値に対して実験値が 60 ~ 65% 程度である原因は、おもに尾ひれの性能が良くないことにあると思われる。これには尾ひれの翼形の工作精度が良くないことなどの原因も考えられるが、なによりレイノルズ数が低いことが翼としての性能低下の原因として第一に挙げられる。翼本来の性能が発揮されるのは、臨界レイノルズ数の  $5 \times 10^5$  以上の場合であるが、本実験での翼まわりのレイノルズ数は約  $4 \times 10^3$  とかなり低い。この領域の流れでは翼の揚力係数は極めて小さく、また抗力係数は極めて大きくなるため [87],  $\eta$  の低下を招いたと考えられる。また非線形流体力の修正モデルとして 30% のオフセット抵抗を理論解析において与えたが、これは尾ひれを取り除いて運動させた実験結果に基づくものである。7.6 節の図 7.23 および図 7.24 で見たように、胴体部の運動は尾ひれからの反力に強く影響されるので、尾ひれがある場合に

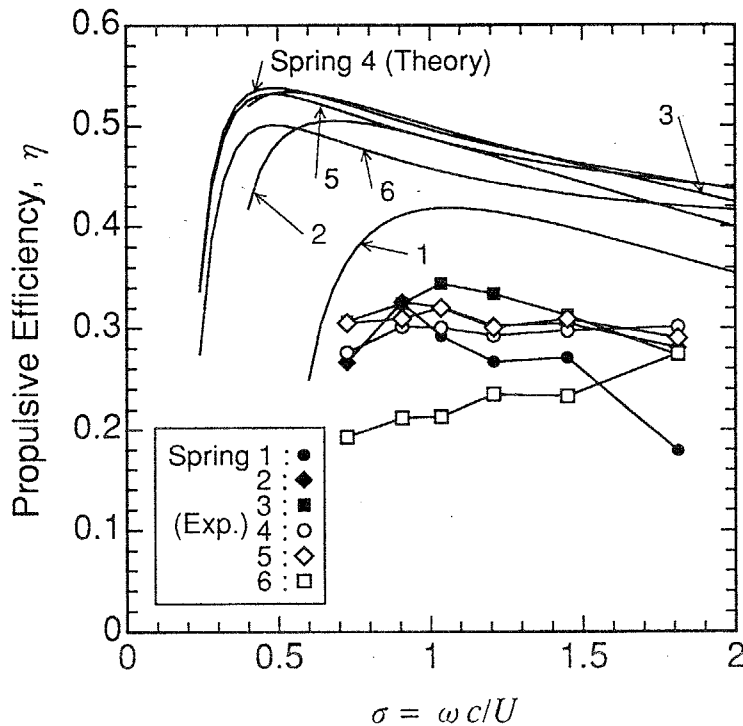
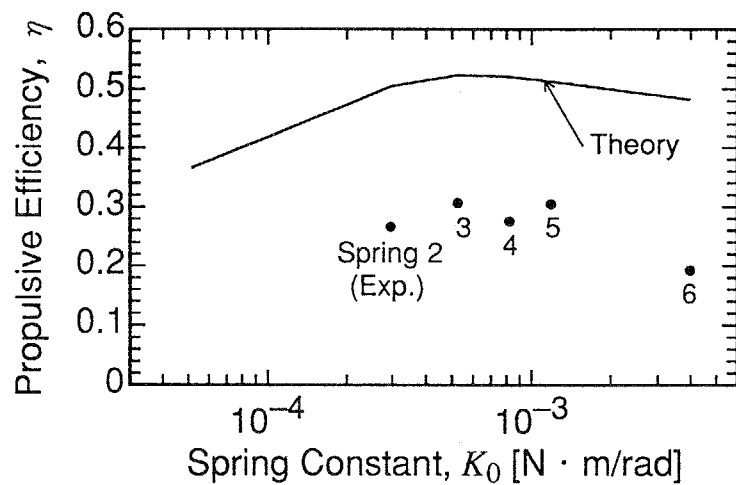
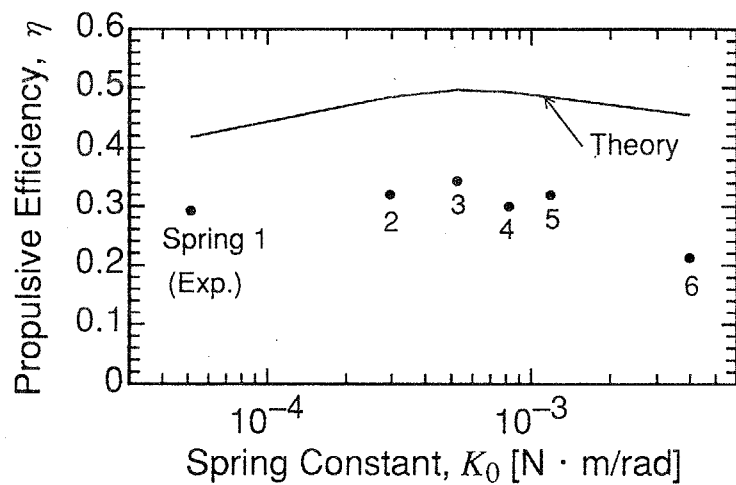
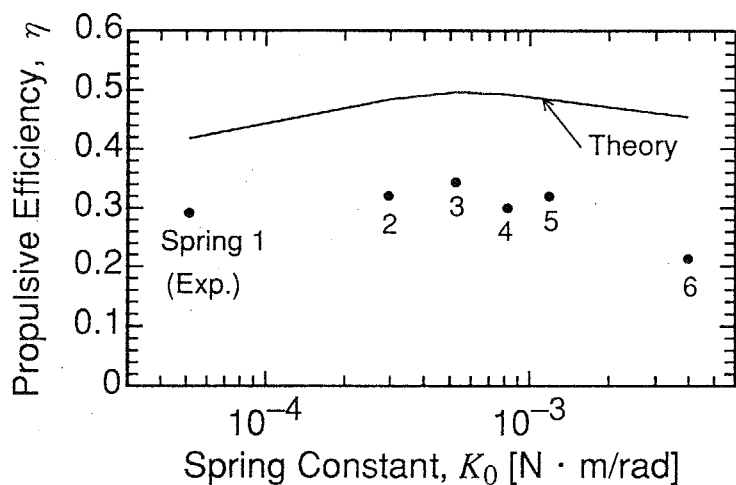


図 8.23: 推進効率  $\eta$  の理論と実験との比較結果

オフセット抵抗が、より増加することも考えられる。

ここで理論値の推進効率  $\eta$  は、最大でも 54% 程度であり、7 章で議論してきた 80% 以上の値より低い。そこでこの原因を考察するため、図 8.25 に、ばね 4 の場合の理論解析による推進効率  $\eta$  に加え、この場合の尾ひれのみの効率、および推進効率の算出時において非線形流体力による抵抗のみを考慮した場合の効率をそれぞれ破線および一点鎖線で示す。また図 8.26 および図 8.27 に、ばね 4 の場合の尾ひれのピッチング軸の位置（尾ひれ前縁を原点）およびフェザリングパラメータの理論解析結果をそれぞれ示す。図 8.25 より、尾ひれのみの推進効率も  $\sigma$  が 0.5 近辺で 80% 程度であり、7 章の議論の 90% 以上の値よりやや低い。 $\sigma$  が 0.5 のときの  $\theta$  は図 8.27 に示されるように約 0.6 であり、また 7 章の図 7.6 よりわかるように  $b$  が 3/4 翼弦長のとき、 $\sigma = 0.5, \theta = 0.6$  において  $\eta$  は約 90% であるから、この  $\eta$  低下の原因は、図 8.26 に示されるようにピッチング軸の位置が最適点の 3/4 翼弦長よりかなり前方（前縁よりさらに 15mm 前方）にきてしまっているためと考えられる。

図 8.25 の一点鎖線に示されるように、さらに非線形流体力による抵抗増加を考慮すると、 $\eta$  は大幅に減少する。これは非線形流体力の修正により、30% のオフセット抵抗が加わったためである。また非線形力によるパワー消費を考慮することによる  $\eta$  の減少に関しても、 $C_n$  を 6 としたため、7 章の場合より  $\eta$  が大きく減少して

(a)  $\sigma = 0.725$  (運動周期 0.5 s)(b)  $\sigma = 1.036$  (運動周期 0.35 s)(c)  $\sigma = 1.812$  (運動周期 0.2 s)図 8.24: 推進効率  $\eta$  のばね係数  $K_0$  依存性

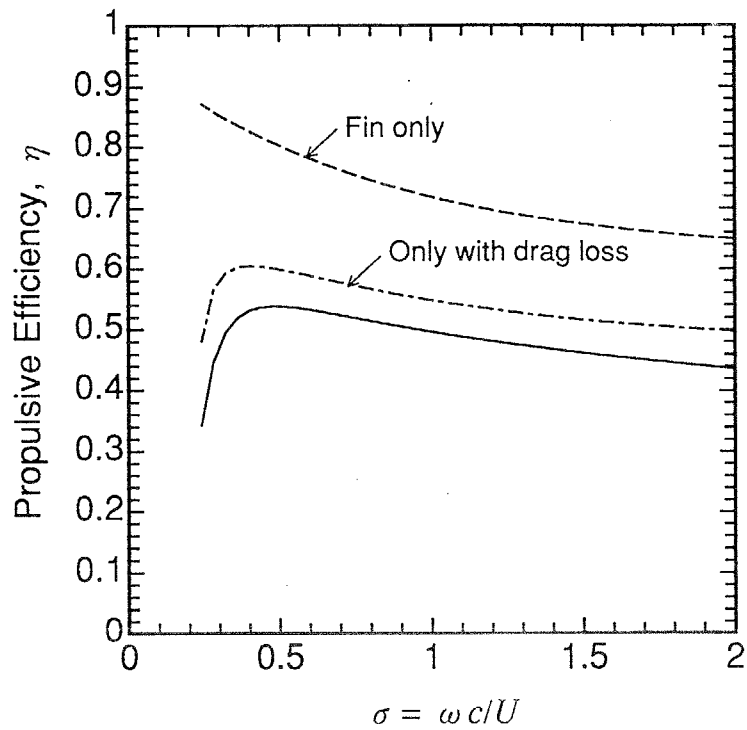


図 8.25: 推進効率  $\eta$  の  $\sigma$  依存性の理論解析結果 (ばね 4)

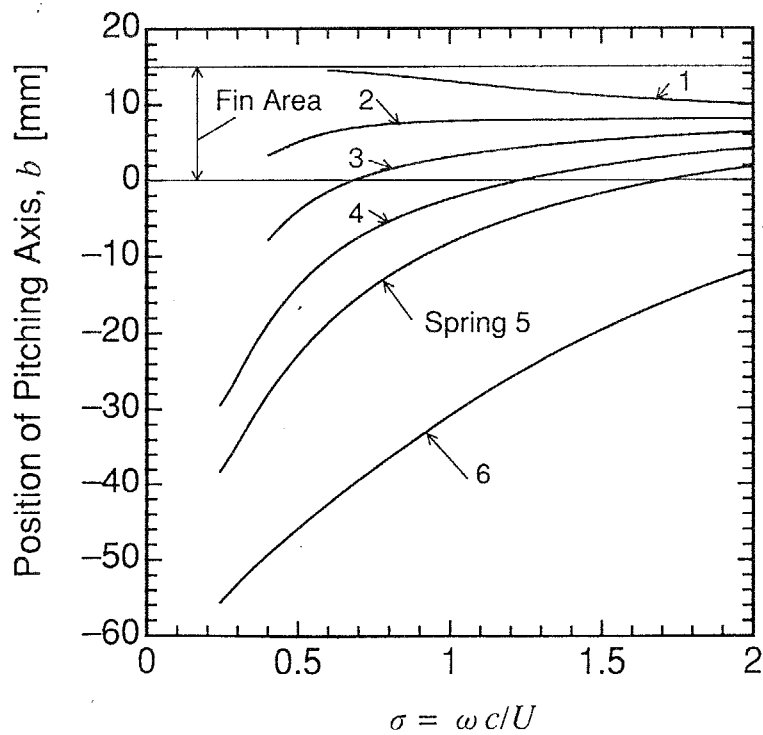


図 8.26: ピッチング軸位置  $b$  の  $\sigma$  依存性の理論解析結果

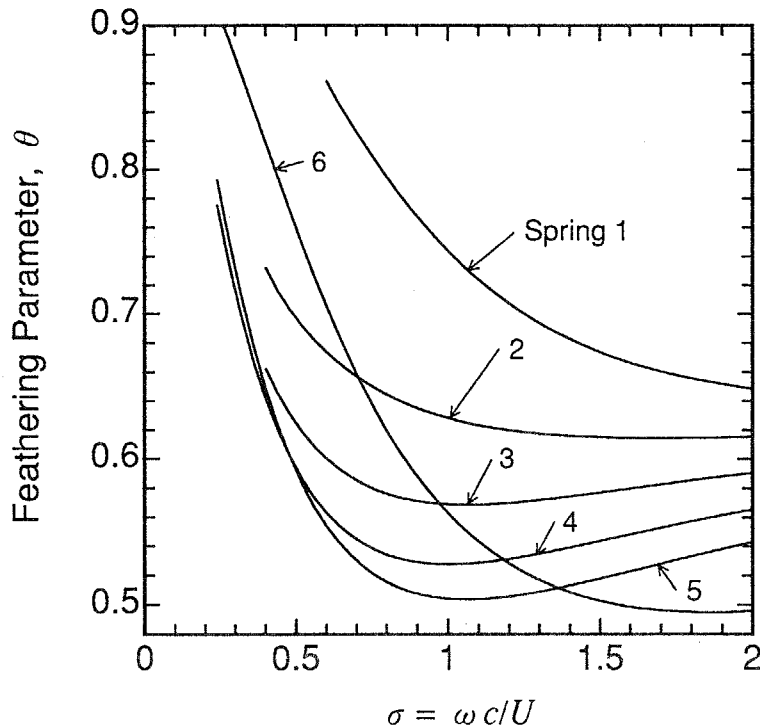


図 8.27: フェザリングパラメータ  $\theta$  の  $\sigma$  依存性の理論解析結果

いる。さらに実験においては  $\sigma$  が 0.725 以上と高い範囲なため、尾ひれのみの推進効率  $\eta_w$  が減少し、結局 50% 程度となる。

次に図 8.28 および図 8.29 に、ばね 1 ~ 6 の第 1 関節の振幅  $\theta_{\max}$  の  $\sigma$  依存性の理論解析結果および実験結果を示す。図 8.28 (c) から図 8.29 (f) のばね 3 から 6 までは、 $\theta_{\max}$  の理論値と実験値は特に高い  $\sigma$  の領域においてよく一致し、 $\sigma$  が低い領域では実験値の方がやや大きくなっている。これは  $\sigma$  の低い領域において支配的になる尾ひれの揚力による推力が、実験では理論におけるほど得られていないため、推力を余計にかせぐために  $\theta_{\max}$  が大きくなると考えられる。ただし、ばね 6 の場合は理論値と実験値の差が他より大きい。

一方、ばね 1 およびばね 2 の弱いばねの場合には、 $\theta_{\max}$  の実験値は理論値に比べむしろ低い。しかし尾ひれが理論と実験で同じ運動をした場合、実験の方が得られる推力が大きいは考えにくいので、尾ひれの運動が理論と実験ではやや異なっているのではないかと考えられる。例えば実験においてフェザリングパラメータが理論より低くなっていれば、流れに対する迎角が大きくなるため、尾ひれからの推力は増加するので、振幅は小さくてすむ（ただしこのとき勿論推進効率  $\eta$  が増加するわけではない）。

次に図 8.30 に、推進効率の結果において比較的安定していたばね 4 の場合について、 $\sigma = 0.906$  (運動周期  $T = 0.4$ )、 $1.208$  (運動周期  $T = 0.3$ )、および  $1.812$  (運



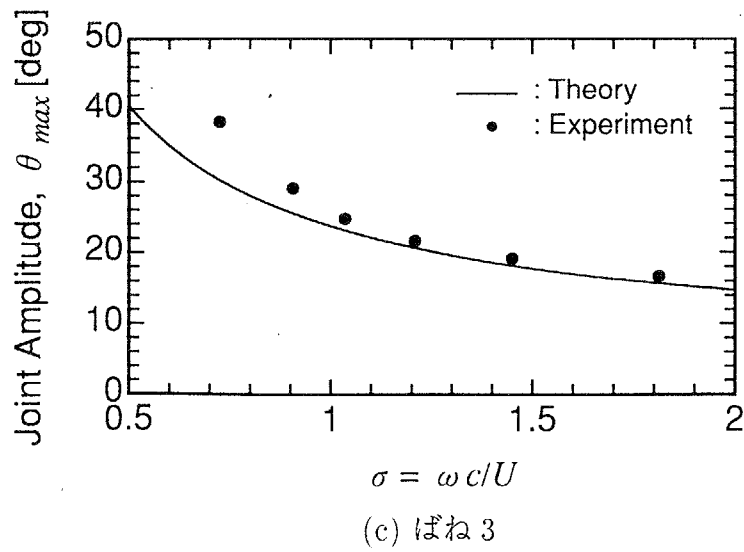
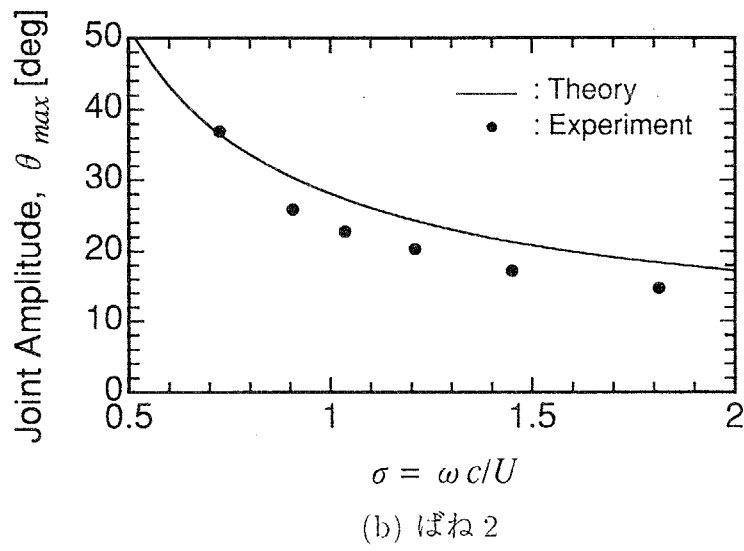
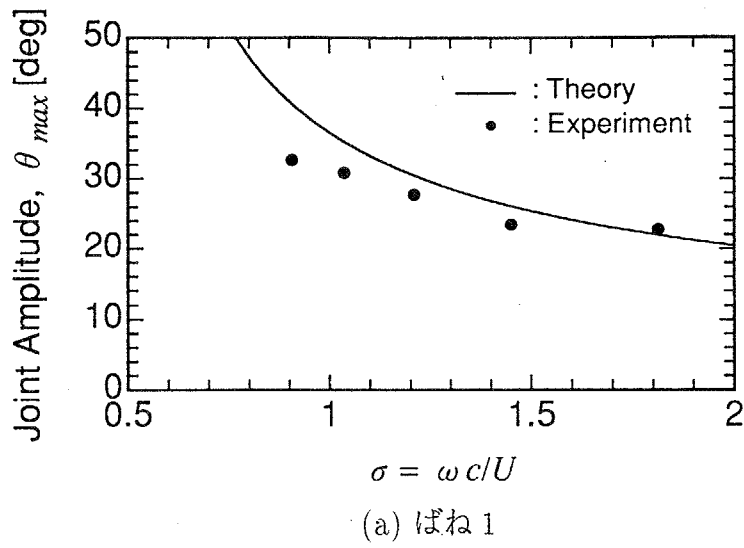
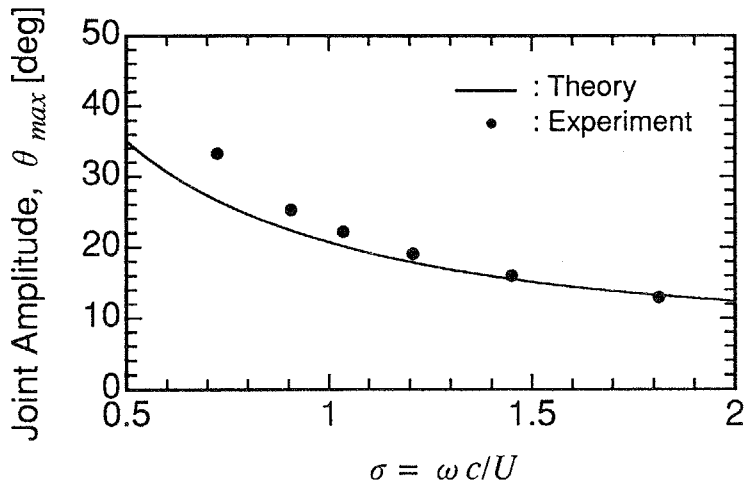
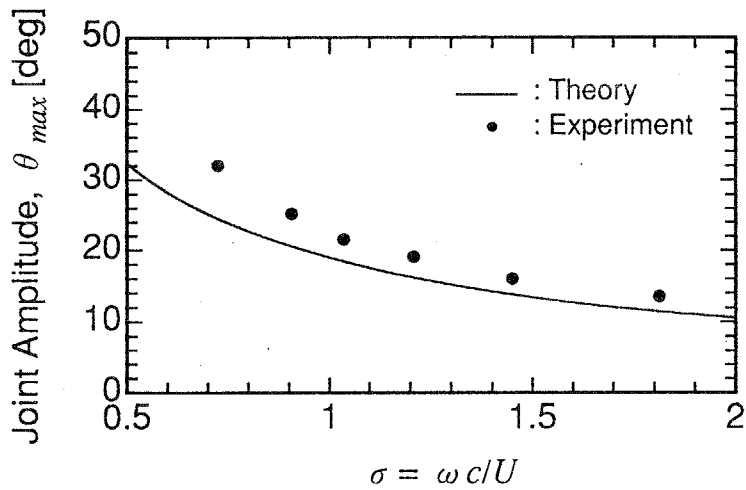


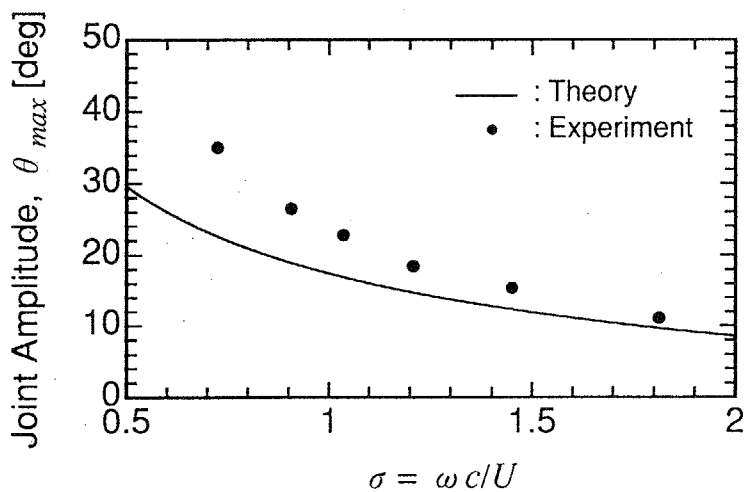
図 8.28: 第 1 関節振幅  $\theta_{max}$  の  $\sigma$  依存性 (その 1)



(d) ばね 4



(e) ばね 5



(f) ばね 6

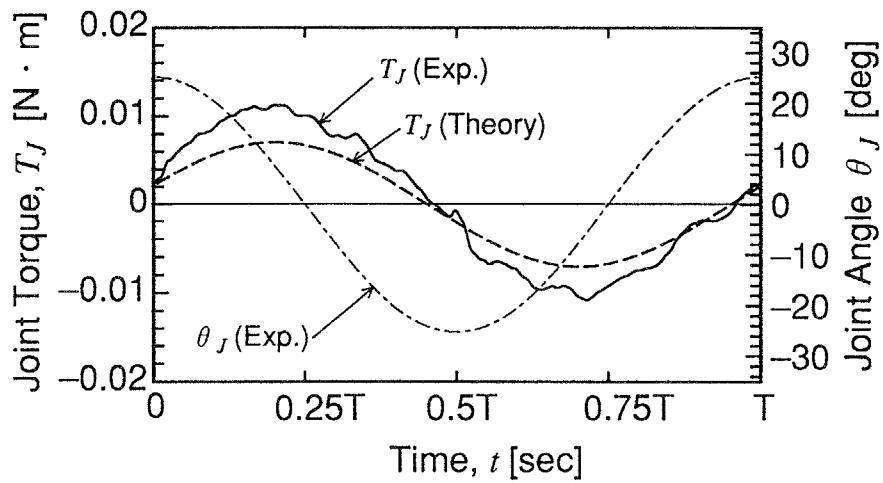
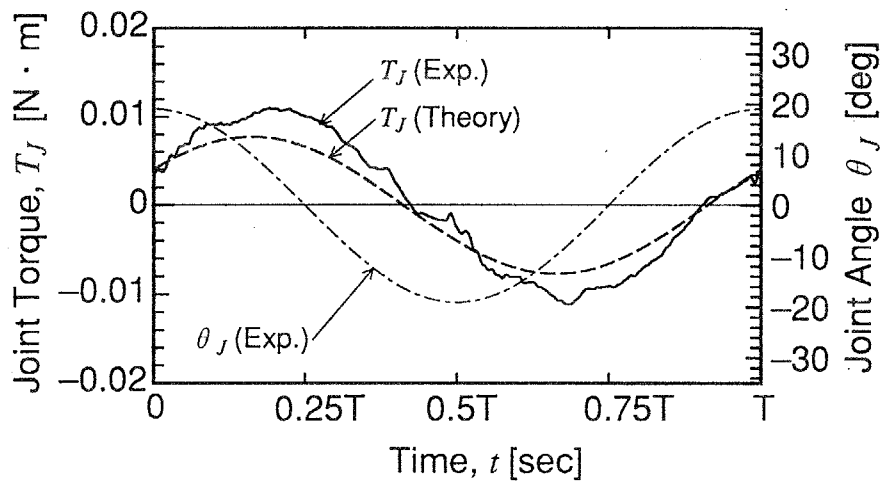
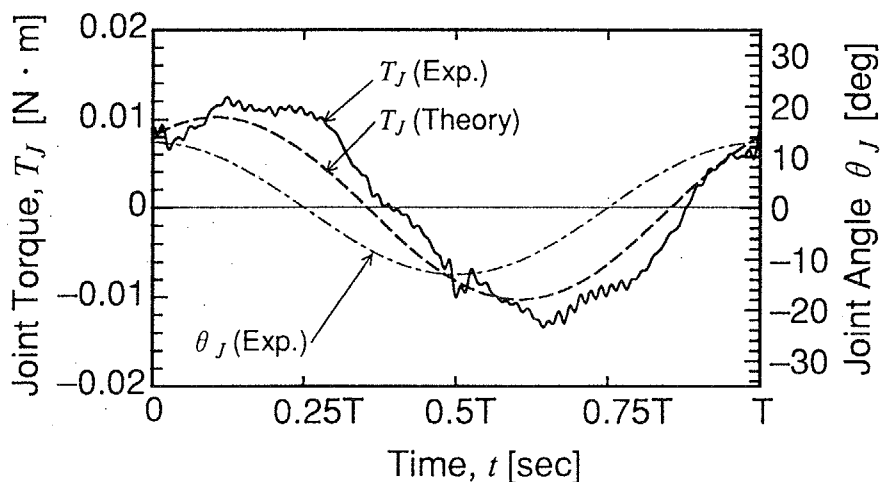
図 8.29: 第 1 関節振幅  $\theta_{max}$  の  $\sigma$  依存性 (その 2)

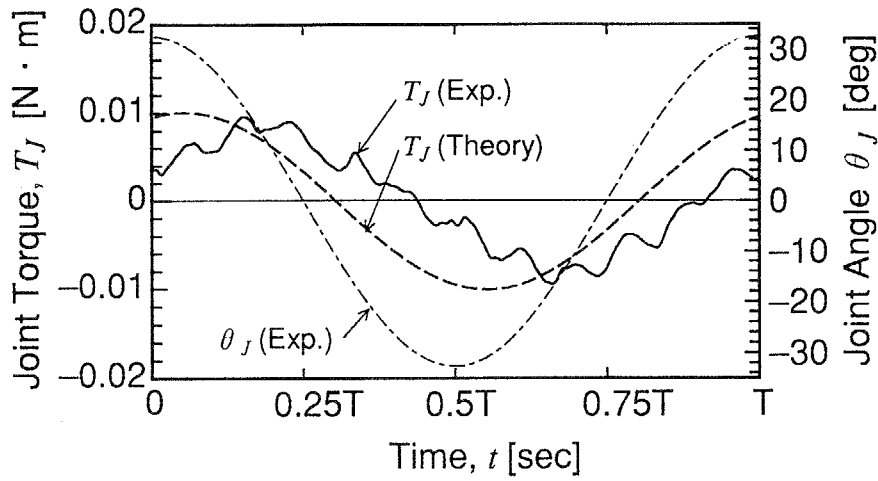
動周期  $T = 0.2$ ) のときの1周期分の関節トルク  $T_J$  の測定結果を示す。ただし図 8.17 において摩擦の影響はかなり小さいことを確認済みであるので、摩擦の影響を考慮して差し引いたりはしていない。実線がトルクの実験値、破線がトルクの理論値、一点鎖線が実験における関節角の指令値  $\theta_J$  であり、これらのグラフにおいては  $\theta_J$  が  $\cos$  曲線になるように時間に関しての原点をとってある。また  $T_J$  は  $\theta_J$  が負の方向に回そうとする方向を正とする。よって  $T_J$  と  $\theta_J$  が同位相のときは慣性力が支配的な場合である。

$T_J$  に関しては、いずれの  $\sigma$  の場合でも実験値は理論値に比べわずかに位相が遅れており、若干大きめなもの、比較的良く一致している。図 8.29 (d) で見たように、実験値の関節振幅は理論値に対してやや高めであるから、この分を考慮すると、より理論と実験とは一致すると考えられる。また  $\sigma = 0.906$  の場合、理論値においてより明らかなように、 $T_J$  は  $\theta_J$  に対してほぼ  $90^\circ$  位相がずれており、この分が尾ひれの駆動力となっていると考えられる。 $\sigma = 1.812$  のような  $\sigma$  が高い場合では、流体および自身の慣性力が支配的になり、関節トルクは振幅に対して同位相に近づく。

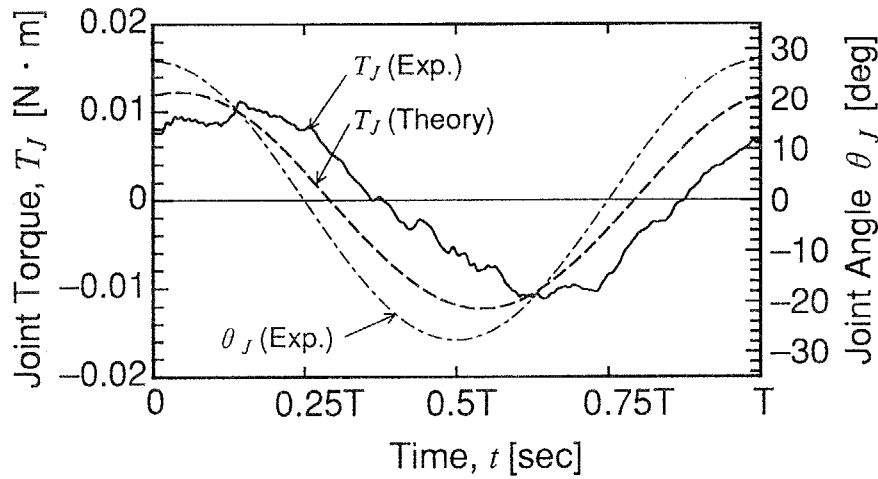
次に図 8.31 に、ばね 1 についての同様の結果を示す。ばね 4 の場合と比較すると、いずれの  $\sigma$  についても、 $T_J$  の理論値は  $\theta_J$  と同位相に近くなっている。これは尾ひれからの反力が小さく、胴体自身および流体の質量影響が支配的であることを示している。一方実験値はいずれの  $\sigma$  でも、 $T_J$  は  $\theta_J$  に対して位相がばね 4 の場合よりも大きく遅れている。これは図 8.28 の振幅に関する考察においても述べたように、尾ひれの運動状態および流体力が理論と実験で異なっているためと考えられる。

また図 8.32 に、ばね 6 の場合の同様の結果を示す。ばね 4 の場合と比較すると、 $T_J$  の実験値が理論値より大きくなる傾向がより強いが、位相に関しては理論と実験は比較的良く一致していることがわかる。

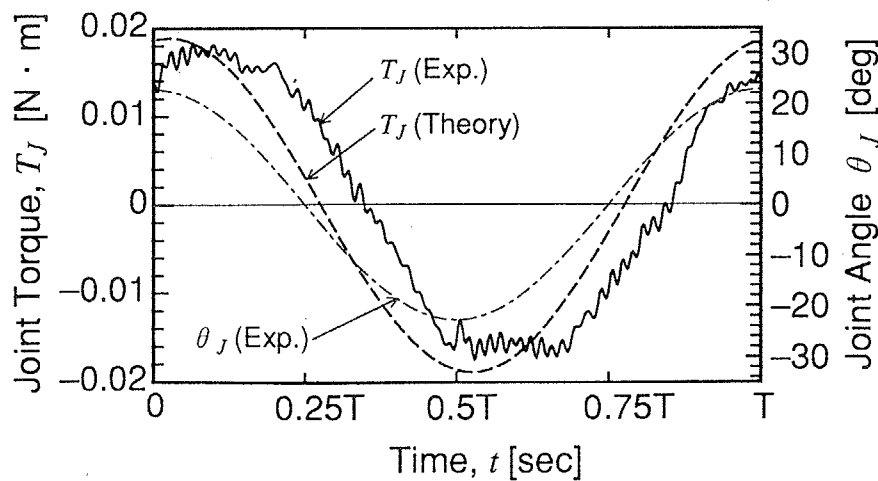
(a)  $\sigma = 0.906$  (運動周期  $T = 0.4$ )(b)  $\sigma = 1.208$  (運動周期  $T = 0.3$ )(c)  $\sigma = 1.812$  (運動周期  $T = 0.2$ )図 8.30: 関節トルク  $T_J$  の理論と実験の比較 (ばね 4)



(a)  $\sigma = 0.906$  (運動周期  $T = 0.4$ )

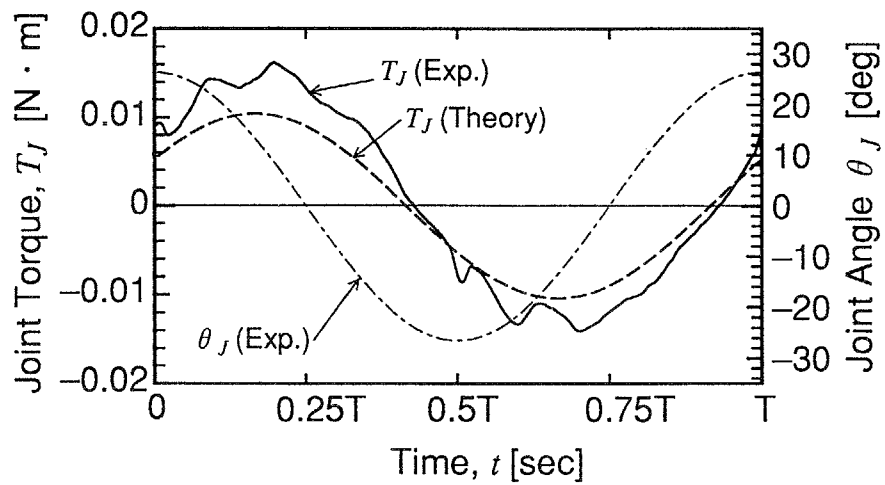
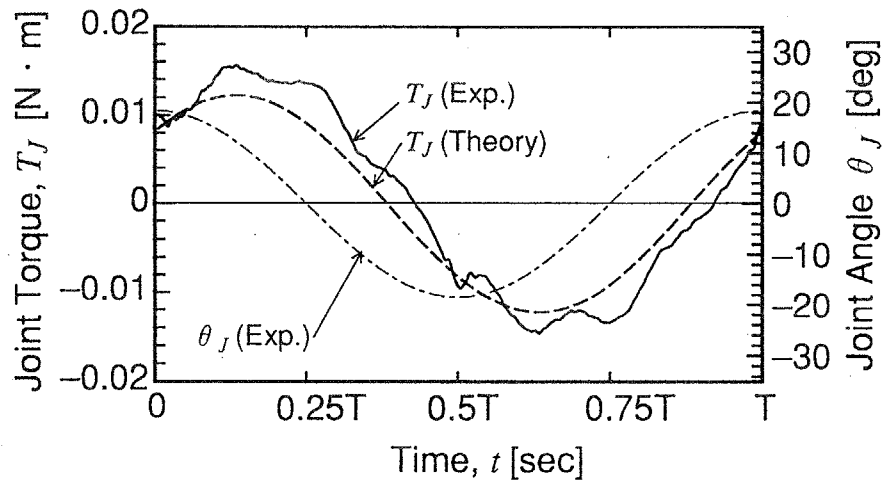
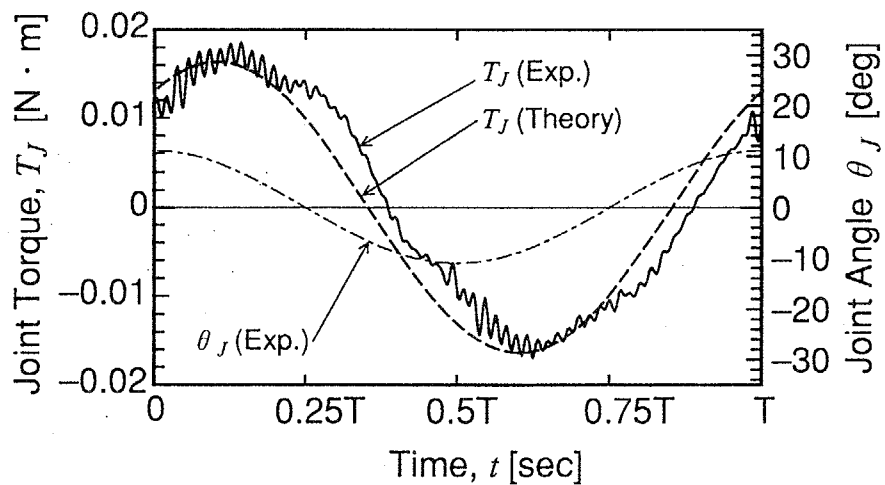


(b)  $\sigma = 1.208$  (運動周期  $T = 0.3$ )



(c)  $\sigma = 1.812$  (運動周期  $T = 0.2$ )

図 8.31: 関節トルク  $T_J$  の理論と実験の比較 (ばね 1)

(a)  $\sigma = 0.906$  (運動周期  $T = 0.4$ )(b)  $\sigma = 1.208$  (運動周期  $T = 0.3$ )(c)  $\sigma = 1.812$  (運動周期  $T = 0.2$ )図 8.32: 関節トルク  $T_J$  の理論と実験の比較 (ばね 6)

## 8.5 尾ひれの運動の観察実験

前節までの実験により、特に第2関節のばね部のばね定数が小さい場合と大きい場合において、理論・実験間で誤差が大きいことが明らかとなり、この原因として尾ひれ部の運動状態が理論と実験において異なる可能性が考えられた。そこで本節ではVTRを用いて実機の尾ひれ部の運動を観察し、尾ひれの運動を決定するフェザリングパラメータ $\theta$ とピッチング軸位置 $b$ を同定し理論との比較検討を行う。

実験方法としては、後部リンクの水上部の直上にゲージを設置し、上方から8mmカメラを用いてVTRに運動を記録する。このときぶれを防ぐため8mmカメラのシャッター速度を1/1000sにした。記録画面の一例を図8.33に示す。図中のピンク色の棒は、水中での尾ひれの角度はわかり難いため、水上で尾ひれと平行に取り付けたものである。画面中のゲージを用いて尾ひれ前縁（シャフト軸）の変位を測定し、尾ひれ角度については、ピンク色の棒の角度を画面に直接分度器を当てて測定する。

ばね1, 4, 6について、 $\sigma = 1.036$ （運動周期0.35s）として1s分（30フレーム分）の測定を行った。測定結果を図8.34に示す。黒丸が尾ひれ前縁の変位 $z_c$ 、白丸が尾ひれ角度 $\alpha_{fin}$ である。さらに両者を正弦波でフィッティングした結果を実線および破線で示す。図8.34より、 $z_c$ は非常に良く正弦波上に乗っており、尾ひれのヒービング運動が十分正弦波的であることがわかる。一方 $\alpha_{fin}$ は、やや正弦波からずれる箇所もあるが、ばねにより受動的に運動していることを考えれば十分正弦波的であるといえる。

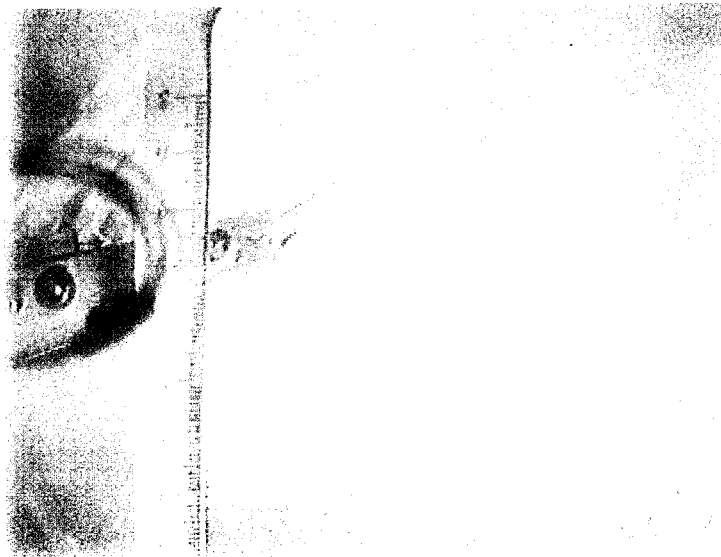
さらにこれらの正弦波曲線から、式(7.1)および式(2.33)の定義に従い、尾ひれのフェザリングパラメータ $\theta$ とピッチング軸の位置 $b$ を算出した結果を図8.35および図8.36に示す。ただし、比較のため理論解析による結果も同時に示す。図8.35に示されるように、ばねが強くなるに従いピッチング軸の位置が前方へと移動する傾向は理論と実験で一致している。しかし、ばね4の実験値は理論値と良く一致しているが、ばね1およびばね6の実験値は理論値とやや離れている。

また図8.35に示されるように、 $\theta$ についても、ばね4の実験値は理論値と良く一致しているが、ばね1および6の結果はかなり理論値とは差がある。よってばねが強すぎる場合と弱すぎる場合では、やはり尾ひれの運動が異なっていると結論づけられる。

この運動が異なる原因を考察する。まずばね1の場合については、図8.34(a)より、ピッチング振幅が $60^\circ$ 程度にまで達していることがわかる。しかしこのときの $\theta$ は、図8.36より0.62程度であり、理論値の0.74程度より16%低い。よって理論



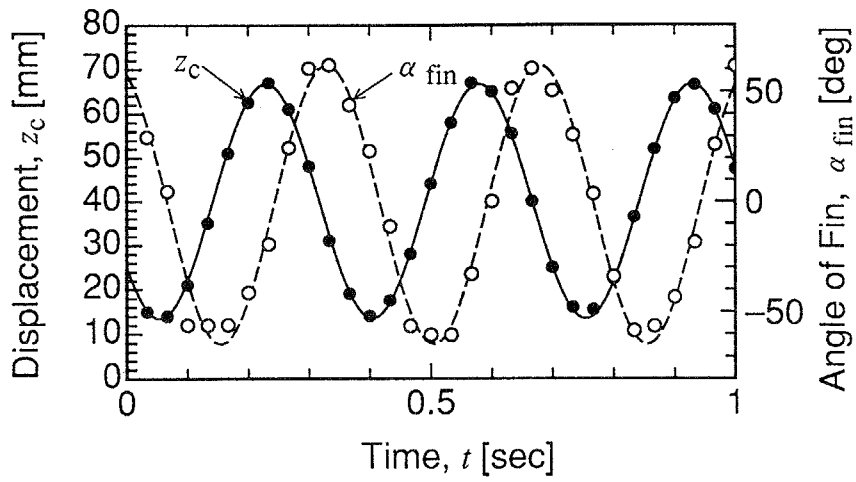
(a)



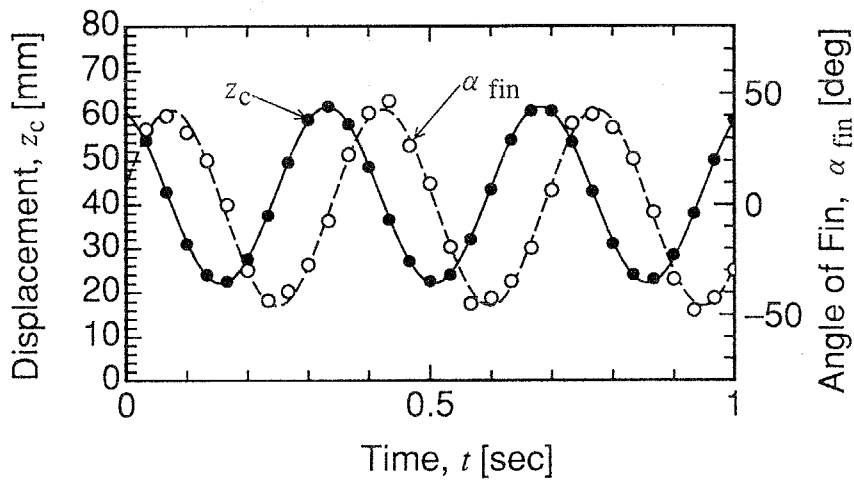
(b)

図 8.33: 尾ひれの運動の観察実験 VTR 画面

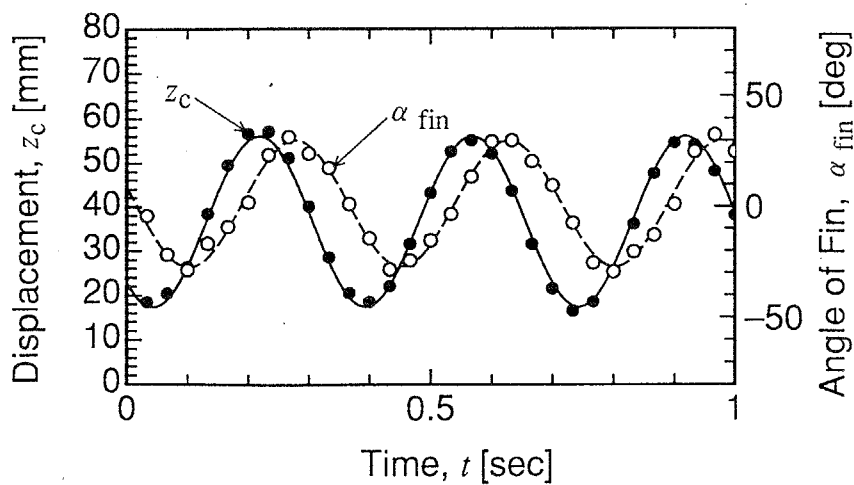




(a) ばね 1



(b) ばね 4



(c) ばね 6

図 8.34: 尾ひれ前縁変位  $z_c$  および尾ひれ角度  $\alpha_{fin}$  の測定結果 ( $\sigma = 1.036$  (運動周期 0.35 s))

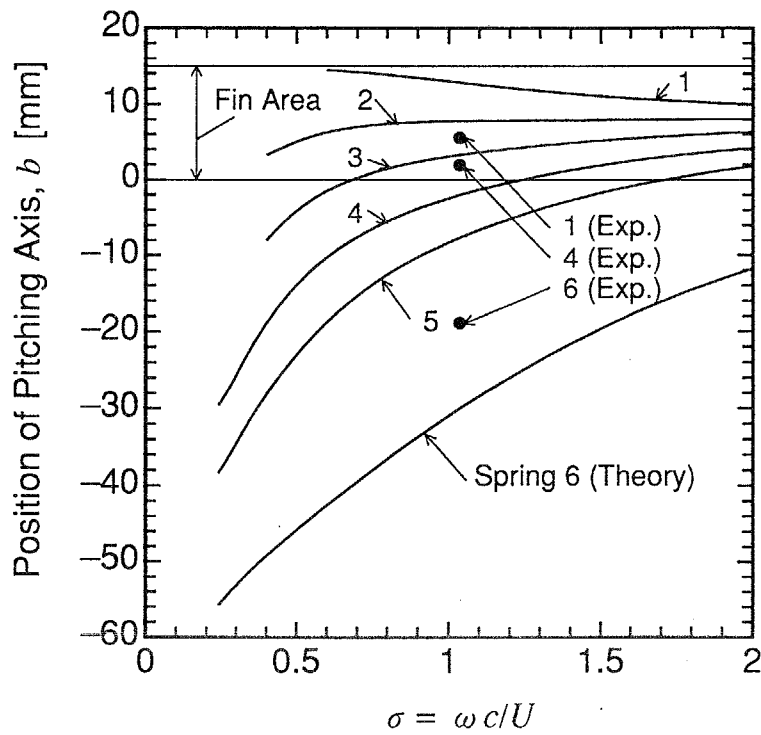


図 8.35: ピッチング軸位置  $b$  の理論解析・実験結果

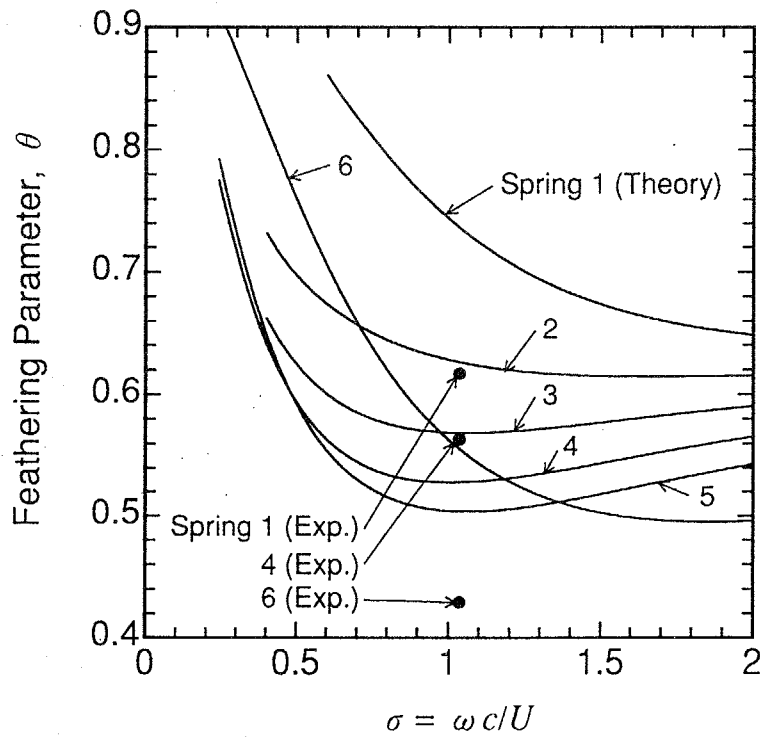


図 8.36: フェザリングパラメータ  $\theta$  の理論解析・実験結果

値と  $\theta$  が等しくなるためには、ピッチング振幅は  $70^\circ$  以上とならねばならない。これはもはや理論解析における線形性が成り立たない領域にあると考えられる。よってばね 1 の場合に、理論と実験で尾ひれの運動の誤差が大きい原因は、おもに角度の非線形性によるものと考えられる。ただし、角度が非常に大きい場合でも、流れに対する相対的な迎角が大きくなる限り、流れの剥離などは起こらないので、流体的な要因の影響は小さいと考えられる。

一方ばね 6 の場合、ピッチング軸の位置が尾ひれよりはるか前方に位置する。よって尾ひれと流れとの相対的な迎角は非常に大きくなる。そのため理論においては大きく働く揚力が、実験においてはあまり働かず、尾ひれの運動が理論とはやや異なると考えられる。

## 8.6 より高速・高効率な推進のための指針

前節までの実験結果を踏まえ、本推進機構におけるより高速・高効率な推進のための指針を考察する。まず実機において、推進効率の低下を招いたおもな原因を以下に列挙する。

1. 胴体部基本抵抗が大きい。
2. 胴体部においてオフセット抵抗が発生する。
3. 胴体部のパワー消費が大きい。
4. 尾ひれの翼としての性能が悪い。
5. 第2関節をばねにしたことにより、尾ひれの運動が理想的な運動からずれる。

まず項目1についてであるが、胴体部基本抵抗自体は本来推進効率を低下させるものではない。胴体部抵抗が増加して、運動により大きなパワーを必要とするようになって、その分推進機構としてなした仕事も増加するからである。しかし基本抵抗の増加は、推力を得るための関節振幅の増加を招き、関節振幅の増加は、本実験で見られたような関節の可動範囲の限界の問題と、オフセット抵抗も含めた非線形流体力の増加を招く。このうち関節可動範囲限界に関する問題としては、このような大きい関節変位の場合、角度による非線形性や、尾ひれの大振幅非線形性を招くことになると考えられる。

また基本抵抗の増加によるオフセット抵抗を含めた非線形流体力の増加に関しては、以下の諸原因により、推進効率低下を招くことになる。

- (1) 尾ひれ部本来の推進効率が高い、低い $\sigma$ の運動がとれなくなる。これは非線形流体力のモデルのうち、 $C_n$ による成分は $\sigma$ の低下にともない、急激に増加するためである。
- (2) 尾ひれ部本来の推進効率が高い、1に近いフェザリングパラメータ $\theta$ の運動がとれなくなる。これは1に近いフェザリングパラメータの運動では、推力を得るためにより振幅を大きくしなければならないためである。
- (3) 振幅に対して比例的なオフセット抵抗が増加する。

よって胴体部の基本抵抗を減少させることのみによっても、様々な推進効率低下の要因の影響を少なくすることができ、推進効率の大幅な向上が期待できる。本実

験での胴体部の抵抗係数  $C_D$  は、本実験でのレイノルズ数  $Re$  領域における標準的な値の4倍以上であるから、本実験において仮に  $C_D$  が  $1/4$  になれば、単純に考えると関節振幅は半分でよいことになる。これにより推進効率は  $10 \sim 15\%$  程度は増加するのではないかと予想される。さらにマグロやイルカ等の実際の高速遊泳動物では体長も大きく推進速度も速いため、 $Re$  は  $10^7$  程度と高く、より  $C_D$  は減少し、7章の理論解析で与えた  $0.003$  程度になれば、関節振幅は  $3 \sim 4$  分の  $1$  となる。よって基本抵抗  $C_D$  を減少させるためには、本実験装置のような胴体に付けられた付属物や関節部の間隙をなくすこと等は勿論であるが、より機構を大型にし、レイノルズ数を上げることも重要であると考えられる。

次に項目2および項目3の要因の影響も、基本抵抗を減らすことにより減少するが、関節部の間隙をなくし、より胴体部表面の運動を滑らかにする等の機構的な改良を図ることにより、振幅が同じでも、胴体部のオフセット抵抗およびパワー消費はある程度減らすことができると考えられる。ただし、本実験より高いレイノルズ数において、オフセット抵抗のような非線形流体力のモデル化がどの程度有効であるかは本実験からだけでは類推することは難しい。

次に項目4についてであるが、尾ひれの翼としての性能を上げるためには、前節においても述べたようにレイノルズ数を本実験における  $10^3$  のオーダーから、 $10^6 \sim 10^7$  程度にまで上げること、すなわち機構の大型化が最も有効であると考えられる。翼形の影響はレイノルズ数がこのようなオーダーになって初めて顕著になると考えられる。

また本実験での尾ひれには揚力が十分に働かないことを逆に考えれば、本実験での推進機構と同程度の大きさの魚類（フナなどのような小形から中形の魚類）の推進においては、尾ひれは高アスペクト比のものよりも、急加速・急減速等に向けた低アスペクト比の尾ひれの方がむしろ有利であると考えられる。実際小形から中形の魚類では尾ひれは丸形や、低アスペクト比の三角形であることが多いのも、ここに原因の一つがあると考えられる。

項目5に関しては、第2関節を能動的なアクチュエータにすることが最も確実な方法であるが、その場合尾ひれに加わる流体力を感知する力センサ等が無ければ、推進速度の誤差などに対応できないであろう。実際のマグロやイルカ等の高速遊泳動物でも、そのような制御を行っているのかもしれない。

またもう一つの方法としては、能動的なアクチュエータは設けずに、尾ひれ部—第2関節間のダイナミクスの変性を変更し、尾ひれの運動を変える方法が考えられる。具体的には、関節部に減衰要素等を加える等の関節による方法と、尾ひれの平面形を変更して尾ひれからの流体力のモーメント特性を変える等の尾ひれによる方

法等が考えられる。ただし、尾ひれ平面形が推力・推進効率に与える影響の解析等はこれまでも Chopra & Kambe [37] や Karpouzian ら [51] 等によりなされているが、ダイナミクスに与える影響についてはいまだ不明であるので、この方法の有効性を論じることは本研究の範囲では難しい。

## 8.7 結言

本章では、前章で提案した後部をばねとしたモデルに対応するよう製作した実機および回流形水槽からなる実験装置を用い、推進効率特性、第1関節振幅および関節トルクについて、理論と実験との比較検討を行った。また実機の尾ひれ部の運動をVTRを用いて観察し、理論との比較検討を行った。

得られた結論を以下に示す。

1. 本推進機構実機には、前章の非線形流体力の簡略モデルでは表すことのできない、関節最大角速度にほぼ比例するオフセット的な抵抗が発生する。これは前章での理論解析の場合より、静止した流れに平行な胴体に加わる基本抵抗が大きいため、振幅を大きくとらねばならないためと、関節部の間隙等が流れを乱しているためと考えられる。
2. オフセット的な抵抗を考慮にいたした理論解析では推進効率は最大54%程度であり、前章での理論解析結果よりかなり低くなる。この理由を以下に挙げる。
  - (a) 尾ひれピッチング軸の位置が最適点より前方にある。
  - (b) オフセット抵抗により30%程度抵抗が増加する。
  - (c) 非線形流体力によるパワーロスが大きい。
3. 推進効率の実験値は理論値に対し60~65%程度とやや低めであるが、第2関節のばね定数が極端に大きい場合と小さい場合に推進効率が低下する傾向は理論解析結果と一致する。
4. 実験において推進効率が低下する主な原因は、レイノルズ数が $4 \times 10^3$ とかなり低いことにより、尾ひれ部に十分な揚力が働かないためと考えられる。
5. 第1関節の振幅の実験値は、全般的には無次元振動数が低くなるほど理論値より大きめとなる。この理由は、無次元振動数の低い領域において支配的になる揚力が、実験では十分得られていないためと考えられる。ただしばね定数の小さい場合では、実験値は理論値よりやや小さくなる。この理由は、尾ひれの運動が理論と実験では異なっているためと考えられる。
6. 関節トルクの実験値は、理論値に比較して振幅および位相とも良く一致している。ただし全般的に実験値は理論値よりわずかに位相が遅れ気味であり、パワー消費が多くなっている。

7. 尾ひれ部の運動の観察実験より，推進効率が安定しているばね定数の場合では，尾ひれの運動は理論と実験で良く一致する．しかしばね定数の大きい場合と小さい場合ではやや誤差が大きい．これは，ばね定数の小さい場合には角度の非線形性，ばね定数の大きい場合には揚力の不足によると考えられる．



## 第 9 章

### 結論

本研究では、まず屈曲形水中推進機構の二次元 3 関節モデルを解析する準備段階として、運動物体を含む流れ場を効率的に解く解析方法として従来から用いられている差分法と離散渦法とを比較検討した。解析例として推進機構と見なした振動平板まわりの流れを取り上げ、その推力・推進効率特性および計算時間を比較した。

屈曲形水中推進機構の二次元 3 関節モデルに対する、機構・流体連成系解析のための反復計算手法の定式化を行なった。また二次元解析手法を拡張した三次元離散渦法に基づく解析手法をも提案し、三次元流体中における静止矩形平板に発生する揚力を線形手法と比較することにより、流体解析手法としての妥当性を検証した。

二次元 3 関節モデルに対応する、3 関節矩形平板形水中推進機構の実機および回流形水槽からなる実験装置を用いて推進速度特性の測定実験を行った。諸パラメータを同定したのち、与えられた関節振幅および運動周期の 4 種類のパターンについて、一様位相差をパラメータとして推進速度特性を実験的に調べ、実験結果を二次元離散渦法による数値解析結果と比較検討した。ついで推力分布などの基本的特性を二次元数値解析により検討した。さらに三次元離散渦法による数値解析結果と、二次元解析結果および実験結果とを比較し、三次元性の影響を検討した。

二次元 3 関節モデルの流体力、消費パワーおよび推進効率特性を詳細に検討した。まず 5 種類の関節振幅および運動周期のパターンについて、一様位相差をパラメータとした無次元推進速度特性および推進効率特性を検討し、ついで無次元推進速度に対する推力特性を検討することにより、推進機構に働く流体力の無次元推進速度に対する依存性を検討した。さらに以上の結果を踏まえ、無次元推進速度に対する推進効率特性および一様位相差に対する消費パワー・推進効率特性を明らかにした。

二次元 3 関節モデルについて、推進効率を最大化する最適な関節振幅および関節位相差のパターンを明らかにするため、まず運動周期を与え推進速度を拘束条件とするよう最適化問題を定式化し、この最適化問題を解くための非線形最適化手法と

して、代表的解法のシンプレックス法と共役方向法の2手法を比較した。次に推進効率を最大化する最適運動パターンおよびそのときの最適推進効率の推進速度依存性を検討した。また屈曲振幅増大による非線形性について検討し、先端の回転支持が最適運動パターンに及ぼす影響についても検討した。さらに関節位置および機構質量が、最適運動および最適推進効率へ及ぼす影響を検討した。

流線形胴体および矩形尾ひれからなる2関節モデルに対し、胴体部には細長物体の理論、尾ひれ部には二次元振動翼理論を適用し、自身の慣性力と流体力との連成系の解析手法を提案した。さらに実際の粘性流体中において胴体部が受ける非線形流体力を簡略的に考慮し、推進機構全体としての推進効率特性を検討した。ついで消費パワー・推進効率特性および推進機構の運動に関する諸特性を詳細に検討したのち、形状等の諸パラメータの、推進効率特性に及ぼす影響を検討した。また後部の関節を受動的なばねによって置き換えたモデルを提案し、ばね定数の推進効率等への影響を検討した。さらに本モデルと二次元3関節モデルとの比較検討を行った。

後部をばねとしたモデルに対応するよう製作した実機および回流形水槽からなる実験装置を用い、推進効率特性、第1関節振幅および関節トルクについて、理論と実験との比較検討を行った。また実機の尾ひれ部の運動をVTRを用いて観察し、理論との比較検討を行った。

本研究で得られた結論を以下にまとめる。

二次元3関節モデルのための流体解析手法の検討 本研究で対象とするような剥離領域の少ない流れでは、離散渦法でも差分法と同等の精度で計算することができる上、計算時間も差分法の1/150ですむ。

二次元・三次元離散渦法に基づく3関節モデルの解析手法 本研究における三次元解法による矩形翼の揚力の計算結果は、線形理論と比較的良く一致する。

### 3関節矩形平板形水中推進機構の実験

1. 二次元数値解析・実験ともに4種類の運動パターンいずれにおいても、各関節の位相差が $0^\circ$ 近傍で推進速度が最大となる結果が得られた。この理由は、位相差が $0^\circ$ のときに機構全体が最も大きく屈曲し、後方への扇ぎの大きさが最も大きくなるためと考えられる。
2. 各関節の振幅が等しいパターンでは、位相差の絶対値が $120^\circ$ の近傍で推進速度が最小となる結果が二次元数値解析によって得られた。この理由は位相差が $120^\circ$ のときに3個の関節の位相差が最も均等にずれ、推

進機構全体の屈曲の大きさが小さくなり、扇ぎの大きさが小さくなるためであると考えられる。

3. 屈曲角の最大角速度が一定であれば  $\bar{U}$  も一定となる傾向が二次元数値解析において得られた。ただし振幅が非常に大きくなると若干  $\bar{U}$  は低下する。
4. 実験値は二次元解析値の約 65% から 80% と全般的にやや低めであるものの、定性的にはよく一致する。
5. 三次元解析値は二次元解析値と定性的には同様の傾向を示す。ただし推進速度特性については三次元理論解析値は二次元の場合よりやや低めとなり、実験値により良く一致する。また推進効率特性については、推進速度の場合ほど三次元性の影響は見られない。この理由は、三次元解析結果から、推進機構上下端での流体力が減少するため推力が減少し推進速度は二次元の場合より低下するが、消費パワーも上下端において減少するためと考えられる。

### 二次元 3 関節モデルの流体力、消費パワーおよび推進効率特性解析

1. 全ての関節が同位相のときには、正の推力をつくる流体力の付加質量成分は無次元推進速度に関して比例的に増加する。一方負の推力をつくる流体力の揚力成分は無次元速度の 2 乗に関して比例的に増加する。よって全ての関節が同位相でかつ一定の関節最大角速度のときには、付加質量力と揚力の合計の推力は運動周期が増加するにつれて低下する。一様位相差が  $100^\circ$  の場合には、推進機構のくねり運動により付加質量力が推力となり、揚力成分はほとんど 0 である。
2. 一様位相差の条件下において、推進効率を最大化する最適な無次元推進速度が存在する。また無次元推進速度が 0.8 で一様位相差が  $100^\circ$  近傍において、推進効率は最大値 65% となる。一様位相差が  $100^\circ$  近傍において推進効率が最大となる理由は、一様位相差が  $120^\circ$  近傍において推進を妨げる揚力成分の大きさが小さくなるためと、一様位相差が  $100^\circ \sim 120^\circ$  において放出渦に無駄に消費されるパワーの割合が最小になるためと考えられる。
3. より高速・高効率な推進のためには、以下の二つの方策が有効である。
  - (a) 3 関節が同振幅、一様位相差の拘束条件を外し、揚力成分を小さくしたまま後縁からの渦放出によるパワーロスをより小さくするよう

な運動，すなわち最適運動パターンを求める。

- (b) 揚力を推力として得ることのできる尾ひれと，揚力による負の推力を発生しないような流線形胴体とからなる機構形態とする。

### 二次元3関節モデルの最適運動パターンの解析

1. 最適化するパラメータが少ない本解析のような場合には，シンプレックス法の方が共役方向法よりも適している。
2. 運動周期を1 sに固定した場合，最適推進効率は推進速度0.2 m/sにおいて最大値68%程度となり，振幅一定・一様位相差の場合の65%程度とそれほど差がない。この理由を以下に挙げる。
  - (a) 推進速度が0.2 m/s以下の領域では，屈曲運動は一様位相差の場合の進行波的運動に近く，推進速度が0.2 m/s付近において推進速度と進行波の速度が一致するため機構後縁からの放出渦によるパワーロスが少なくなる。
  - (b)  $U$  が非常に大きい場合には，屈曲運動は進行波的でなくなり，第4リンクは常に水平の状態に近づくため，推進機構後縁からの放出渦によるパワーロスが増加し，最適推進効率が低下する。
3. 屈曲振幅増大による非線形性が，最適運動パターンおよび最適推進効率におよぼす影響は小さい。
4. 先端の回転支持が最適運動パターンに及ぼす影響は全般的に大きく，特に推進速度が高い場合に大きい。
5. 関節位置を等間隔から変化させても最適推進効率を著しく向上させることはできない。この理由は，短いリンクが無効になり結果的に関節数を減らすことになるためと考えられる。
6. 推進機構の質量が減少すると運動パターンはほとんど変化しないにも関わらず最適推進効率は増加し，実機の1/10の質量の場合，最適推進効率は73%程度となる。この理由は，質量が減少すると先端支持まわりの運動が変化し，推進機構後縁からの放出渦によるパワーロスが小さくなる運動に近づくためと考えられる。

### 流線形胴体および矩形尾ひれからなる2関節モデルの解析

1. 尾ひれのみでの推進効率は無次元振動数が低いほど，またフェザリングパラメータが1に近いほど1に近づくが，胴体部の受ける非線形流体力を

考慮することにより、極度に低い無次元振動数および極度に1に近いフェザリングパラメータでは推進効率が急激に悪化する。この理由は、いずれの場合にも尾ひれ振幅が大きくなり、推進効率を低下させる非線形流体力の割合が急激に増加するためである。しかし、本解析で与えた基本パラメータの推進機構に対しては、推進効率最大となる無次元振動数およびフェザリングパラメータでは非線形流体力による推進効率低下は4%程度であり、このとき推進効率は90%程度に達する。

2. 胴体部の運動は尾ひれからの反力に強く影響される。よって無次元振動数およびフェザリングパラメータ等の尾ひれの運動パラメータによって胴体部の運動は大きく変化する。具体的には、無次元振動数が低いほど、またフェザリングパラメータが0に近いほど尾ひれ反力の影響は大きくなる。
3. 項目2に伴う胴体部の運動の変化のため、胴体各部の非線形流体力による抵抗増加分および消費パワー増加分の分布特性は、無次元振動数およびフェザリングパラメータに強く影響される。
4. 第1関節の位置は後方にある方が、無次元振動数が高いときの推進効率が高くなる。これは第1関節の位置が後方にある方が、無次元振動数が高いときに第1関節後部の非線形流体力による消費パワーが減少するためと考えられる。また第2関節も後方すなわち胴体の後端にある方が推進効率が高い。
5. 尾ひれの大きさは大きい方が推進効率が高い。これは尾ひれ振幅が小さくてすむためであるが、尾ひれ自身の受ける抵抗を考慮すると、あまり大きな尾ひれも好ましくない。
6. 胴体振幅が最小となる点に、二次元3関節モデルと同様の回転支持による拘束を与えた場合でも、推進効率特性はほとんど変化しない。
7. 胴体部形状としては第1関節後部から後端にかけて細い方が推進効率に関して好ましい。また実際のイルカの観察結果による無次元振動数は本解析による推進効率最大となる無次元振動数よりやや大きめであるが、種々の要因により説明できる範囲内である。
8. 第2関節をばねに置き換えると、推進効率は4%程度減少する。これはばねに置き換えたことにより尾ひれのピッチング軸の位置が理想的状態から外れるためである。

9. 本モデルと二次元3関節モデルとを比較すると、本モデルの場合には胴体部の抵抗が減少すれば推進効率を限りなく高めることができるため、より高効率な推進を実現できる可能性を持っている。

#### 流線形胴体および矩形尾ひれからなる2関節推進機構の実験

1. 本推進機構実機には、関節最大角速度にほぼ比例するオフセット的な抵抗が発生する。これは理論解析の場合より、静止した流れに平行な胴体に加わる基本抵抗が大きいため、振幅を大きくとらねばならないためと、関節部の間隙等が流れを乱しているためと考えられる。
2. オフセット的な抵抗を考慮にいたした理論解析では推進効率は最大54%程度であり、理論解析結果よりかなり低くなる。この理由を以下に挙げる。
  - (a) 尾ひれピッチング軸の位置が最適点より前方にある。
  - (b) オフセット抵抗により30%程度抵抗が増加する。
  - (c) 非線形流体力によるパワーロスが大きい。
3. 推進効率の実験値は理論値に対し60~65%程度とやや低めであるが、第2関節のばね定数が極端に大きい場合と小さい場合に推進効率が低下する傾向は理論解析結果と一致する。
4. 実験において推進効率が低下する主な原因は、レイノルズ数が $4 \times 10^3$ とかなり低いことにより、尾ひれ部に十分な揚力が働かないためと考えられる。
5. 第1関節の振幅の実験値は、全般的には無次元振動数が低くなるほど理論値より大きめとなる。この理由は、無次元振動数の低い領域において支配的になる揚力が、実験では十分得られていないためと考えられる。ただしばね定数の小さい場合では、実験値は理論値よりやや小さくなる。この理由は、尾ひれの運動が理論と実験では異なっているためと考えられる。
6. 関節トルクの実験値は、理論値に比較して振幅および位相とも良く一致している。ただし全般的に実験値は理論値よりわずかに位相が遅れ気味であり、パワー消費が多くなっている。
7. 尾ひれ部の運動の観察実験より、推進効率が安定しているばね定数の場合では、尾ひれの運動は理論と実験で良く一致する。しかしばね定数の大きい場合と小さい場合ではやや誤差が大きい。これは、ばね定数の小さい場合には角度の非線形性、ばね定数の大きい場合には揚力の不足によると考えられる。

## 今後の課題

本研究で得られた結果に基づき、屈曲形水中推進機構の解明に関して残された課題を以下に挙げる。

1. 本研究での二次元3関節モデルにおいては、先端部分に回転支持による拘束が設けられていた。この回転支持の影響は無視できないため、支持拘束のないモデルについての最適運動パターンを明らかにする必要がある。この場合に先端部に弱いばね要素等を設けて推進機構を直進させるよう解析方法を変更する必要がある。
2. 本研究での二次元3関節モデルにおいては、推進方向の時間的変動も本研究では無視して最適運動パターンを求めていたが、より厳密化のため、この変動も考慮できるよう解析方法を変更する必要がある。
3. 本研究での二次元3関節モデルにおいては、関節数は3としていたが、より関節数を増加させたモデルについても、最適運動パターンを明らかにする必要がある。
4. 本研究での流線形胴体・矩形尾ひれ2関節モデルの理論解析においては、胴体および尾ひれ振幅は線形化されていたが、実験においては振幅はかなり大きくなった。よって、より厳密化のため大振幅による非線形性も考慮した解析を行う必要がある。
5. 本研究での流線形胴体・矩形尾ひれ2関節モデルにおいては、後部関節をばね駆動にすることにより尾ひれの運動が理想的状態からずれ、推進効率が低下することが明らかになった。そこで、後部関節がばね駆動の場合でも、推進効率が最大となるような関節部および尾ひれ部の機構形態を明らかにする必要がある。
6. 本研究での流線形胴体・矩形尾ひれ2関節推進機構の実験において、推進効率低下のおもな原因として、低レイノルズ数による尾ひれの性能低下が考えられた。そこで実際のマグロやイルカ等の高速遊泳動物と同等な大きさの実機を製作し、より高レイノルズ数での推進効率を明らかにする必要がある。またその際に、本研究での実験において見られた粘性流体中で働く非線形流体力の特徴をも明らかにする必要がある。





## 参考文献

- [1] 松井, 1989, "地球・46億年の孤独 — ガイア仮説を超えて —", 徳間書店.
- [2] NHK取材班, 1987, "地球大紀行 2", 日本放送出版協会.
- [3] 奥野, 1989, "さかな 陸に上がる", 創元社.
- [4] 森川, 1987, "生物に学ぶバイオメカニズム, 第6章, ひれによる推進", 工業調査会, pp.71-87.
- [5] 犬塚, 1994, "脊椎動物における適応形態 — 海にもどった哺乳類 —", 日本機械学会誌, Vol.97, No.902, pp.13-18.
- [6] 宮崎・粕谷, 1990, "海の哺乳類 — その過去・現在・未来 —", サイエティスト社.
- [7] マーティン編著, 1991, "クジラ・イルカ大図鑑", 平凡社.
- [8] 大隅, 1988, "クジラは昔 陸を歩いていた", PHP 研究所.
- [9] 山崎, 1987, "生物に学ぶバイオメカニズム, 第7章, ヒトのルーツを探る", 工業調査会, pp.91-100.
- [10] モリス, 1991, "アニマル・ウォッチング", 河出書房新社.
- [11] "次世代高速船テクノスーパーライナー 1000 t を積載し 50 ノットで航行", 日経メカニカル, 1994, No.8-8, pp.32-42.
- [12] Bainbridge, R., 1958, "The Speed of Swimming of Fish as Related to Size and to the the Frequency and Amplitude of the Tailbeat", *Journal of Experimental Biology*, Vol.35, pp.109-133.
- [13] Bainbridge, R., 1960, "Speed and Stamina in Three Fish", *Journal of Experimental Biology*, Vol.37, pp.129-153.

- [14] Gray, J. and Hancock, G. J., 1955, "The Propulsion of Sea-Urchin Spermatozoa", *Journal of Experimental Biology*, Vol.32, pp.802-814.
- [15] 広瀬, 1987, "生物機械工学", 工業調査会.
- [16] Taylor, G., 1952, "Analysis of the Swimming of Long and Narrow Animals", *Proceedings of the Royal Society of London, A*, Vol.214, pp.158-183.
- [17] 神部, 1978, "動物の運動の流体力学", 日本物理学会誌, Vol.33, No.6, pp484-497.
- [18] Lighthill, M. J., 1960, "Note on the Swimming of Slender Fish", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.9, pp.305-317.
- [19] Wu, T. Y., 1961, "Swimming of a Waving Plate", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.10, pp.321-344.
- [20] Siekmann, J., 1962, "Theoretical Studies of Sea Animal Locomotion, Part 1", *Ingenieur-Archiv*, Vol.31, pp.214-228.
- [21] Siekmann, J., 1963, "Theoretical Studies of Sea Animal Locomotion, Part 2", *Ingenieur-Archiv*, Vol.32, pp.40-50.
- [22] Uldrick, J. P. and Siekmann, J., 1964, "On the Swimming of a Flexible Plate of Arbitrary Finite Thickness", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.20, pp.1-33.
- [23] Wang, P. K. C., 1966, "Optimum Propulsion of an Oscillating Hydrofoil", *IEEE Trans. Auto. Control*, Vol.11, pp.645-651.
- [24] Bainbridge, R., 1963, "Caudal Fin and Body Movement in the Propulsion of Some Fish", *Journal of Experimental Biology*, Vol.40, pp.23-56.
- [25] Walters, V. and Fiersteine, H. L., 1964, "Measurements of Swimming Speeds of Yellowfin Tuna and Wahoo", *Nature (London)*, Vol.202, pp.208-209.
- [26] Hertel, H., 1963, *Structure-Form-Movement*, Otto Krausskopf Verlag, Mainz (English translation, Reinhold, New York, 1966).
- [27] 谷, 1964, "魚の抵抗と推進", 科学, Vol.34-9, pp.471-476.
- [28] Lighthill, M. J., 1970, "Aquatic Animal Propulsion of High Hydromechanical Efficiency", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.44, No.2, pp.265-301.

- [29] Wu, T. Y., 1971, "Hydromechanics of Swimming Propulsion. Part 1. Swimming of a Two-Dimensional Flexible Plate at Variable Forward Speeds in an Inviscid Fluid", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.46, No.2, pp.337-355.
- [30] Wu, T. Y., 1971, "Hydromechanics of Swimming Propulsion. Part 2. Some Optimum Shape Problem", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.46, No.3, pp.521-544.
- [31] Wu, T. Y., 1971, "Hydromechanics of Swimming Propulsion. Part 3. Swimming and Optimum Movements of Slender Fish with Side Fins", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.46, No.3, pp.545-568.
- [32] Lighthill, M. J., 1975, *Mathematical Biofluidynamics*, Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia.
- [33] Wu, T. Y., 1971, "Hydromechanics of Swimming of Fishes and Cetaceans", *Advances in Applied Mechanics*, Vol.11, pp.1-63.
- [34] Wu, T. Y., Brokaw, C. J. and Brennen, C., 1975, *Swimming and Flying in Nature*, Vols.1 and 2, Plenum Press, New York.
- [35] Chopra, M. G., 1974, "Hydromechanics of Lunate-Tail Swimming Propulsion", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.64, No.2, pp.375-391.
- [36] Chopra, M. G., 1976, "Large Amplitude Lunate-Tail Theory of Fish Locomotion", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.74, No.1, pp.161-182.
- [37] Chopra, M. G. and T Kambe, 1977, "Hydromechanics of Lunate-Tail Swimming Propulsion. Part 2", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.79, No.1, pp.49-69.
- [38] Kambe, T., 1978, "Dynamics of Carangiform Swimming Motions", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.87, pp.533-560.
- [39] Katz, J. and Weihs, 1978, "Hydrodynamic Propulsion by Large Amplitude Oscillation of an Airfoil with Chordwise Flexibility", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.88, No.3, pp.485-497.
- [40] 一色 尚次, 1976, "魚の尾びれ方式による船の推進", *金属*, Vol.44, No.11, pp.61-63.

- [41] 一色 尚次, 1976, "魚の尾びれ方式による船の推進 (続報)", 金属, Vol.46, No.12, pp.65-67.
- [42] 内藤, 一色, 藤本, 1986, "波浪中の船体に取り付けられた Fin が発生する推力に関する研究", 関西造船協会誌, No.202, pp.23-28.
- [43] 工藤, 久保田, 加藤, 山口, 1984, "弾性部を有する振動翼による推進に関する研究 (第1報, 線形理論による解析)", 日本造船学会論文集, No.156, pp.82-91.
- [44] 久保田, 工藤, 加藤, 山口, 1984, "弾性部を有する振動翼による推進に関する研究 (第2報, 特異点分布法による数値シミュレーションと 実船への適用の可能性)", 日本造船学会論文集, No.156, pp.92-101.
- [45] 蔦原, 木村, Ro K., 1988, "二段直列 Weis-Fogh 型船舶推進機構 (モデルとその特性の特異点法による解析)", 日本機械学会論文集, Vol.53, No.496, B, pp.3711-3715.
- [46] 蔦原, 木村, Ro K., 1988, "二段直列 Weis-Fogh 型船舶推進機構 (第2報, 水槽での特性実験)", 日本機械学会論文集, Vol.54, No.507, B, pp.3165-3170.
- [47] Ro K., 蔦原, 木村, 1990, "二段直列 Weis-Fogh 型船舶推進機構 (第3報, 流れの可視化および力学的特性解析)", 日本機械学会論文集, Vol.56, No.525, B, pp.1290-1298.
- [48] 蔦原, 木村, Ro K., 高橋, 1990, "二段直列 Weis-Fogh 型船舶推進機構 (第4報, 水路壁およびバネによる翼の開き角調整の効果)", 日本機械学会論文集, Vol.56, No.525, B, pp.1299-1305.
- [49] Lighthill, M. J., 1973, "On the Weis-Fogh Mechanism of Lift Generation", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.60, No.1, pp.1-17.
- [50] Cheng, H. K. and Murillo, L., 1984, "Lunate-Tail Swimming Propulsion as a Problem of Curved Lifting Line in Unsteady Flow. Part 1. Asymptotic Theory", *J. Fluid Mech.*, Vol.143, pp.327-350.
- [51] Karpouzian, G., Spedding G. and Cheng, H. K., 1990, "Lunate-Tail Swimming Propulsion. Part 2. Performance Analysis.", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.210, No.4, pp.329-351.
- [52] 東, 1986, "生物・その素晴らしい動き", 共立出版.

- [53] Lighthill, M. J. and Blake R., 1990, "Biofluidynamics of Balistiform and Gymnotiform Locomotion. Part 1. Biological Background, and Analysis by Elongated-Body Theory", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.212, pp.183-207.
- [54] Lighthill, M. J., 1990, "Biofluidynamics of Balistiform and Gymnotiform Locomotion. Part 2. The Pressure Distribution Arising in Two-Dimensional Irrotational Flow from a General Symmetrical Motion of a Flexible Flat Plate Normal to Itself", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.213, pp.1-10.
- [55] Lighthill, M. J., 1990, "Biofluidynamics of Balistiform and Gymnotiform Locomotion. Part 3. Momentum Enhancement in the Presence of a Body of Elliptic Cross-Section", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.213, pp.11-20.
- [56] Lighthill, M. J., 1990, "Biofluidynamics of Balistiform and Gymnotiform Locomotion. Part 4. Short-Wavelength Limitations on Momentum Enhancement", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.213, pp.21-28.
- [57] Cheng, J. Y., Zhuang, L. X. and Tong, B. G., 1991, "Analysis of Swimming Three-Dimensional Waving Plates", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.232, pp.341-355.
- [58] 小林, 菅波, 池谷, 1992, "屈曲運動生物を模倣した水中推進機構のシミュレーション (水ヘビの屈曲運動の場合)", 日本機械学会論文集, Vol.58, No.546, C, pp.526-531.
- [59] 小林, 菅波, 池谷, 1992, "屈曲運動生物を模倣した水中推進機構のシミュレーション (べん毛運動の場合)", 日本機械学会論文集, Vol.58, No.548, C, pp.1075-1079.
- [60] Triantafyllou, G. S., Triantafyllou, M. S. and Grosenbaugh, M. A., 1993, "Optimal Thrust Development in Oscillating Foils with Application to Fish Propulsion", *Journal of Fluids and Structures*, Vol.7, pp.205-224.
- [61] 福田, 細貝, 菊池., 1990, "形状記憶合金を用いた分布形アクチュエータとその水中移動メカニズムへの応用", 日本機械学会論文集, Vol.56, No.526, C, pp.1475-1480.
- [62] 福田, 1993, "マイクロフィッシュロボ開発", 日刊工業新聞, 5月27号, p.7.

- [63] 山崎・柏川, 1990, "マリンメカトロニクスに関する研究— 高効率・高速推進装置 FV(Fish-like Vehicle) の開発 —", 1990 年度精密工学会春季大会学術講演会講演論文集, pp.513-514.
- [64] 清水, 鎌田, 岡山, 林, 高田, 浅尾, 前田, 1993, "生物模倣機械 — ヒレ推進装置の開発研究 —", 日本機械学会第 70 期通常総会論文集 (II), No.930-9, pp.260-262.
- [65] 清水, 鎌田, 岡山, 秋元, 1994, "生物模倣機械 — ヒレ推進装置の開発研究 — (第 2 報, クジラの尾ヒレの翼形状を模倣した場合)", 日本機械学会第 71 期通常総会論文集 (II), No.940-10, pp.220-222.
- [66] Triantafyllou, M.,S., 1994, "マグロの動きを再現するロボット", 日経サイエンス, 3 月号, pp.144-145.
- [67] Bose, N., Lien, J., and Ahia J., 1990, "Measurements of the Bodies and Flukes of Several Cetacean Species", *Proceedings in the Royal Society of London, B*, Vol.242, pp.163-173.
- [68] Isshiki, H., 1994, "Wave Energy Utilization into Ship Propulsion by Fins Attached to a Ship", *Proceedings of the 4th International Offshore and Polar Engineering Conference*, pp.508-521.
- [69] Terao, Y., 1994, "Human Powerd Boat — High-speed Hydrofoil and Moderate-speed fin ship —", *Proceedings of the 4th International Offshore and Polar Engineering Conference*, pp.522-529.
- [70] Nakaoka, T. and Toda, Y., 1994, "Laminar Flow Computation of Fish-Like Motion Wing", *Proceedings of the 4th International Offshore and Polar Engineering Conference*, pp.530-538.
- [71] Yamaguchi, H. and Bose, N., 1994, "Oscillating Foils for Marine Propulsion", *Proceedings of the 4th International Offshore and Polar Engineering Conference*, pp.539-544.
- [72] 小林, 森川, 1994, "屈曲運動生物を模倣した水中推進機構の推進力特性 (屈曲体形状による影響)", 日本機械学会流体工学部門講演会講演論文集, No.940-53, pp.89-90.
- [73] 森川, 中尾, 小林, 1994, "高速魚の尾ひれ推進機構を模倣した振動翼推進に関する研究", 日本機械学会流体工学部門講演会講演論文集, No.940-53, pp.93-95.

- [74] 葛原, 村上, 齊藤, 中山, 1994, "Weis-Fogh メカニズムにおける三次元流れの解析", 日本機械学会流体工学部門講演会講演論文集, No.940-53, pp.99-100.
- [75] Harlow, F.,H. and Welch, J.,E., 1965 "Numerical Calculation of Time-Dependent Viscous Incompressible Flow of Fluid with Free Surface", *Physics of Fluids*, Vol.8. No.12. p.2182.
- [76] Amsden, A.,A. and Harlow, F.,H., 1970 "A Simplified MAC Technique for Incompressible Fluid Flow Calculations", *Journal of Computational Physics*, Vol.6, pp.322-325.
- [77] Di Carlo, A., Piva, R. and Guj G., "A Study on Curvilinear Coordinates and Macro-elements for Multiply Connected Flow Fields, *Lecture Notes in Physics*, Vol.90.
- [78] Takemitsu, N., 1985, "Finite Difference Method to Slove Incompressible Fluid Flow", *Journal of Computational Physics*, Vol.61, pp.499-518.
- [79] 稲室ほか2名, 1983. "うず放出モデルを用いたはく離を伴う非定常流れの一解法 (第1報, 単独正方形柱まわりの流れ)". 日本機械学会論文集, Vol.49, No.440, B, pp.801-808.
- [80] 小川, 1983, "サボニウス風車に関する研究", 日本機械学会論文集, Vol.49, No.441, B, pp.976-984.
- [81] 東, 1989, "航空工学 (I)", 裳華房.
- [82] Moran, J., 1970, "An Introduction to Theoretical and Computational Aerodynamics", John Wiley & Sons.
- [83] 牧野, 1989, "航空力学の基礎 (第2版)", 産業図書, p.109.
- [84] ジャコビほか, 1976, "非線形最適化計算の反復解法", 培風館, p.81.
- [85] 嘉納, 1992, "システムの最適理論と最適化", コロナ社.
- [86] Abbott and Doenhoff, "Theory of Wing Sections", Dover Publications.
- [87] 西山, 1992, "翼型学", 日刊工業新聞社, pp.36-38.
- [88] 中島・小野, 1992, "振動物体を含む非圧縮性粘性流の差分解析法", 日本機械学会論文集, Vol.58, No.547, B, pp.767-772.

- [89] 中島・小野, 1993, "屈曲形水中推進機構の研究 (第1報, 3関節モデルの機構・流体連成系解析法の提案と実験的検証)", 日本機械学会論文集, Vol.59, No.558, C, pp.407-413.
- [90] 中島・小野, 1994, "屈曲形水中推進機構の研究 (第2報, 3関節モデルの流体力特性解析)", 日本機械学会論文集, Vol.60, No.569, B, pp.141-146.
- [91] 中島・小野, 1994, "屈曲形水中推進機構の研究 (第3報, 3関節モデルの消費エネルギー・推進効率特性解析)", 日本機械学会論文集, Vol.60, No.569, B, pp.147-153.
- [92] 中島・小野, 1994, "屈曲形水中推進機構の研究 (第4報, 3関節モデルの三次元離散渦法による解析)", 日本機械学会論文集, Vol.60, No.580, B, pp.4095-4101.
- [93] 中島, 小野, 北島, 1994, "屈曲形水中推進機構の研究 (3関節モデルの最適運動パターンの解析)", 日本機械学会第71期通常総会講演会講演論文集 (II), No.940-10, pp.465-467.
- [94] 中島・小野, 1994, "屈曲形水中推進機構の研究 (流線形胴体および矩形尾ひれからなる2関節モデルの動力学解析)", 日本機械学会流体工学部門講演会講演論文集, No.940-53, pp.91-92.



## 謝 辞

本研究を遂行するにあたり、終始御指導頂き、貴重な御助言を下さいました東京工業大学工学部機械科学科教授 小野 京右 先生、同学科助教授 山浦 弘 先生に心から感謝の意を表します。

また御多忙な中、本論文の審査をして頂き、貴重な御助言を頂いた、東京工業大学工学部機械科学科教授 山根 隆一郎 先生、同学科助教授 伊能 教夫 先生、機械宇宙工学科教授 広瀬 茂男 先生に深く感謝の意を表します。

また本研究の遂行にあたり相談に乗って頂いた東京工業大学工学部機械科学科助手 山本 浩 先生に深く感謝の意を表します。

また本研究の第6章をまとめるにあたって諸事御協力頂いた、北島 収 君（現 東京工業大学大学院理工学研究科機械工学専攻）に厚く感謝します。

また本研究は日本学術振興会特別研究員に交付する平成5年度および平成6年度特別研究員奨励費の助成を受けて行われましたことを付記いたします。

最後に筆者を日頃から温かく励まして下さった家族に心から感謝の意を表します。

平成6年12月 本館地階にて

中島 求

# 研究業績

## 第2章

1. 振動物体を含む非圧縮性粘性流の差分解析法, 日本機械学会論文集, Vol.58, No.547, B, pp.767-772, 1992.
- 1'. Finite Difference Scheme for Solving Incompressible Viscous Flow around an Oscillating Body, *JSME International Journal*, Series B, Vol.37, No.2, pp.222-228, 1994.

## 第3章および第4章

2. 屈曲形水中推進機構の研究 (第1報, 3関節モデルの機構・流体連成系解析法の提案と実験的検証), 日本機械学会論文集, Vol.59, No.558, C, pp.407-413, 1993.
- 2'. Analysis of a Coupled System of Mechanism and Fluid for a Three Joint Model of Bending Propulsion Mechanism and Its Experimental Verification, *Proceedings of the IfToMM-jc International Symposium on Theory of Machines and Mechanisms*, Vol.1, pp.226-231, 1992.
- 2'. Numerical and Experimental Study of the Propulsive Speed of the Three Joint Bending Propulsion Mechanism, *Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering*, 投稿中.
3. 屈曲形水中推進機構の研究 (第4報, 3関節モデルの三次元離散渦法による解析), 日本機械学会論文集, Vol.60, No.580, B, pp.4095-4101.

## 第5章

4. 屈曲形水中推進機構の研究 (第2報, 3関節モデルの流体力特性解析), 日本機械学会論文集, Vol.60, No.569, B, pp.141-146, 1994.
5. 屈曲形水中推進機構の研究 (第3報, 3関節モデルの消費エネルギー・推進効率特性解析), 日本機械学会論文集, Vol.60, No.569, B, pp.147-153, 1994.
- 4' & 5'. Analytical Study of the Thrust, Energy Consumption and Propulsive Efficiency of a 3-Joint Model of a Bending Propulsion Mechanism, *Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering*, 投稿中.