

## カプセル型物体の動的不安定性についての実験的研究

平 木 講 儒

(1999年1月28日受理)

### Experimental Study on Dynamic Instability of Capsule-shaped Body

By

Koju HIRAKI

**Abstract:** In order to investigate the dynamic stability of reentry capsule-shaped body, both dynamic-wind tunnel tests and free flight test are carried out. In the wind tunnel tests using free-rotation method, it is measured not only an amplitude of an oscillation caused by dynamic instability in a transonic regime, but also a pressure distribution over the frontal and base surfaces, which reveals that the oscillation is promoted primarily by the force acting on the base surface. Based on the results obtained in the dynamic wind-tunnel test, the aerodynamic moments are described in a simple form on each Mach number. Applying this expression of aerodynamic moments into equation of motion, the prediction of the motion of the capsule become possible. In order to validate this prediction method, the free-flight test using a balloon is carried out. In it the maximum Mach number reaches 1.1, and the oscillation of the capsule during descent from altitude of 36km is measured. The result obtained in the free-flight test shows the almost same oscillation as the prediction gives. It validates the proposed method in a reasonable accuracy in terms of predicting maximum amplitude of the oscillation.

#### 概 要

近年、火星・小惑星などの天体からサンプルを持ち帰るサンプルリターン計画において採集されたサンプルを地球に持ち帰る際に必要な再突入カプセルは主として受動的な空力安定性に頼って安定な飛行を達成することが多いが、これまでに行われたカプセル型物体の安定性についての研究から、静的には安定であっても、特に遷音速域において動的には不安定になり運動が発散する傾向があることが指摘されている。

本研究は、扁平な形状を有するカプセル型物体に見られる動的不安定性現象に着目し、実機飛翔の定量的な運動の予測をするための手順を確立すること、およびこれまでの研究で明らかにされなかった動的不安定性の発生メカニズムを理解することを目的とし、風洞内で1自由度の回転運動を許容した模型の運動の観察および表面圧力の測定により実験的事実を蓄積し、それを基に動的な空気を力に簡潔に表現した結果を用いて実機飛翔の運動を予測し、実機飛翔結果と比較するというアプローチにより、動的不安定性はカプセル背面の圧力変動によるものであること、その結果カプセルに生じる運動は流れ場との連成により達成される安定状態と考えら

れること、その運動の最大振幅はカプセル形状が相似であればマッハ数のみの関数として一意的に決められること、ここで示した手順により実機飛翔の運動の最大振幅は予測可能であることを示したものである。

**重要語：**空力特性、動的不安定性、遷音速、ダンピング係数、自由飛行試験

## 第1章 序 章

### 1. 1. はじめに

近年、小惑星などの天体からサンプルを持ち帰るサンプル・リターン計画が高い注目を集めており、NASA（米国航空宇宙局）による Discovery 計画のうちの最初にあたる NEAR（Near Earth Asteroid Rendezvous）計画（対象は小惑星 Eros で 1996 年に打ち上げ済み）や 4 番目の計画である STARDUST 計画（彗星コアに含まれるダストを採集する）、そして日本の文部省宇宙科学研究所で進行中の MUSES-C 計画（対象は小惑星 Nereus）[1] などがある。どの場合にも地球にサンプルを持ち帰る際には再突入カプセルを使用しての大気圏突入、空気力による減速を経てパラシュート開傘による回収という飛行を行う。再突入カプセルとして用いられる形状は表 1. 1. に示すように便宜的に大きく 3 つに分類することができる。実際に最も頻繁に用いられるカプセル形状は表 1. 1. 中の 2 番目の分類、すなわち半頂角が  $40^\circ$  以上の鈍頭円錐で全長が直径の半分程度の形状に属するものである。この種のカプセル形状は抵抗係数が大きく比較的重量が軽量のため弾道係数が小さいので再突入時の空力加熱を抑制することを目的として選ばれることが多い。そこで、以降では、この種のカプセル形状のことを弾道突入型のカプセル形状と呼ぶこととする。弾道突入型のカプセルは搭載システムを単純化するために受動的な空力安定性による安定な飛行の達成を要求されることが多いが、この場合問題となるのはカプセルの空力的な安定性である。弾道突入型カプセルの動的特性について過去に行われた研究から、特に遷音速域で動的に不安定になる傾向があることがわかっている。

カプセルの空力的な安定性を事前に十分に評価しておくことは重要な課題である。一般に、飛翔体の安定性は静的な安定性と動的な安定性に分けて記述される。静的な安定性は、例えばピッチ面内の運動について考えると、重心まわりのピッチングモーメント係数傾斜で評価することができる。ピッチングモーメント係数傾斜が負であれば、迎角の変化に対して迎角の変化を打ち消す方向に必ずモーメントが発生するので静的に安定である。逆にピッチングモーメント係数傾斜が正であれば、迎角の変化を促進する方向にモーメントが作用し、結果として迎角は発散するので静的には不安定である。静的な安定性については風洞等の地上設備を利用することでほぼ正確に評価することができるので、静的に安定なモーメントを生じるようなカプセル形状を選択することは可能である。

動的な安定性については、ばね質点系に粘性抵抗が作用した場合の減衰自由振動を考えると分かりやすい。ばねによる復元力は上述の静的に安定なモーメントに相当し、粘性による抵抗力が動的なモーメントに相当する。ばね質点系の場合、質点に初期変位を与えて自由に運動させると、ばねによる復元力のために振動し始める。通常、粘性による抵抗力は常に質点の速度を減衰させる側に働く（速度に乘じられる減衰係数は常に負である）ので、質点の持つエネルギーは次第に減少し、振動は減衰していずれ静止する。このような場合、動的に安定である。カプセルのピッチ面内の運動の場合を考えると、ピッチ角速度を常に減衰させる方向のモーメントが重心まわりに働いていれば動的に安定である。

カプセルが静的に安定であっても動的に不安定であると、姿勢変動を止めることができない。常に動的な不安定性が卓越する場合、姿勢変動は発散する。実飛行におけるカプセルの運動を予測できるような地上試験の手法が重要である。

本研究では、弾道突入型のカプセル形状について、遷音速域で顕著に見られる動的不安定性に関する現象を対

象とする。

### 1. 2. 過去の動的安定性についての研究

本節ではカプセル型形状に対して行われた動的安定性に関する過去の研究について概説する。ここでは、弾道突入型に限らず表 1. 1. の他の分類に属する形状についても含める。

過去に行われた動的安定性に関する研究は実験的手法によるものが大部分であるので、実験的方法についての概論をまず述べる。

#### 動的試験法のまとめ

動的な空気力は静的な空気力に比して一般に小さく、測定も困難であるが、動的な安定性を知るには 2 種の実

表 1. 1. カプセル形状の分類

Nose Radius/Dia.	<0.1	~0.5	≤0.5
Semi-vertex Angle	10~20°	40~70°	<50°
Length/Diameter	>0.5	~0.5	<0.5
Cd	Relatively Small	Relatively Large	Relatively Large
Ballistic Coefficient	Large	Small	Medium
Example		Viking, Galileo Pioneer Venus Huygens OREX, Muses-C	Gemini Apollo

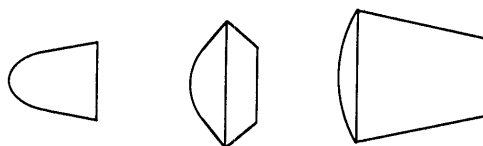


表 1. 2. 動的試験法一覧

分 類		運動の自由度	測定微係数	特 徴	動的不安定測定への適否
振動法	自由振動法	1	減衰及び結合微係数	・設備が簡単 ・振動振幅及び reduced frequency の任意設定難	△
	強制振動法 (1) 変位測定法	1	減衰及び結合微係数	・ reduced frequency が任意に設定可能 ・加振装置の干渉大 ・振幅の任意設定が難	×
	(2) 反力測定法	1	全ての微係数	・振動振幅及び reduced frequency の任意設定可能 ・高精度な加振装置が必要	○
	自由回転法	1	減衰及び結合微係数	・設備が簡単 ・自由飛行法に近い ・ reduced frequency は任意に設定できない	○
自由飛行法		6	全ての微係数	・運動が全く拘束を受けない ・スティングによる干渉がない ・大がかりな試験設備が必要 ・データ解析に手間がかかる	○

験的方法が考えられる。第1は風洞設備内に模型の回転中心を固定して模型を振動させる方法（振動法）であり、第2は実際に飛翔体を飛翔させる方法（ここでは自由飛行法と呼ぶ）である。表1.2.に動的試験法についての一覧を示す[2~5]。

#### (1) 振動法

風洞設備内に模型中心位置を固定して模型を振動させる方法（振動法）は、さらに大別すると自由振動法と強制振動法の2つになる。

自由振動法は航空機などの動安定試験の初期から用いられている方法で、装置の製作が比較的容易である。模型はスプリング等で拘束支持され、初期変位を与えられた後、拘束を解放される。動的な安定性の指標であるダンピング係数は、拘束解除後の減衰振動の変位を測定して間接的に求められる。

強制振動法はさらに2つに分けることができる。1つは変位測定法であり、もう1つは反力測定法である。変位測定法は模型にスプリングを介して正弦波状のトルクを働かせて、強制トルク振幅、模型の振動振幅、この両者の位相差および強制振動数等を測定することによりダンピング係数を求める方法である。反力測定法は、模型を加振機構によりあらかじめ振幅の決まった運動を与え、模型に作用する力（モーメント）を天秤により直接的に得る方法である。

自由振動法と強制振動法の相違は無次元振動数を容易に変化可能かどうかにもある。無次元振動数は  $k = \omega x / (2V)$  で定義される量で、現象の時間に対する依存度を表している。ここで、 $x$ ：代表長、 $\omega$ ：角振動数、 $V$ ：飛翔速度である。一般には、機体の振動周期が流体運動の時間スケールに比較して充分大きいとき、すなわちこの  $k$  が充分に小さいときには運動の非定常効果が無視できる。しかし、遷音速領域においては von Karman による遷音速相似のパラメータ  $\bar{\omega}$

$$\bar{\omega} = \frac{2kM}{|1-M^2|} \quad (1.1)$$

に表されるように、 $M$  が1の近くでは  $k$  が小さくても  $\bar{\omega}$  は大きくなり、非定常効果を無視することができなくなる。そのため  $k$  の広い範囲にわたって試験を行う必要がある[4]。

自由振動法の場合、 $k$  は模型の慣性モーメントと拘束支持しているバネ定数の選択によって定まる。それに対し強制振動法の場合は加振機構で  $k$  を調整でき、広い  $k$  の範囲で試験できる。変位測定法では  $k$  は可変であるが、振幅はスプリングを用いているので任意には設定できない。一般に実機の無次元振動数に対応させるには模型の振動数を高くする必要がある。反力測定法の場合には加振機構の剛性を高くしなければならず、そのために慣性力が増大し、限られた空間内で強力でかつ高精度に制御された力を発生しなければならない。その増大した慣性力は天秤においても検出され、慣性力に比して小さい空気力を分離する困難が生じる。

自由振動法では振動振幅の時間変化からダンピング係数を求めているので、減衰する（動的に安定な）場合でも発散する（動的に不安定な）場合でも、計測は原理的に可能である。一方、強制振動法に属する変位測定法では、模型振動の周期は動的に安定な場合にはいずれ強制振動の周期に等しくなり位相遅れが生じるという特性を利用している。動的に不安定な場合には模型振動は発散してしまうので、振動周期は強制振動周期とは一致せず位相遅れも測定することができない[5]。

#### (2) 自由飛行法

自由飛行法は、実機あるいはスケールモデルを用いて大気中を飛翔させる場合と、スケールモデルを風洞気流中に飛翔させる場合の2つが考えられる。前者では、例えば高空からの自由落下試験やロケットなどによる飛行実験などが考えられ、飛翔体の姿勢を検出するための計測器を供試体に内蔵して姿勢運動などのデータを記録する方法が採られる。あるいは、大気中に飛翔体を銃などにより高速で打ち込む方法もある。これらの方法ではもっとも実機飛翔に近い環境での試験を行うことができる反面、試験が大規模になるので、基礎的なデータの蓄積よりも実飛翔体の飛行特性の確認試験として主に行われる。後者の試験方法に関しては、パリスティック・レ

ンジを利用したものと [6], 通常の連続型風洞を利用したものの両者がある [7], バリスティックレンジを利用したものは報告例も多い。

自由飛行法における利点は、振動法と違い、3次元空間で6自由度の運動をする点と、模型支持装置との干渉がない点である。ある程度の供試体の大きさおよび飛翔距離を確保するためには大規模な設備が必要になる。また、計測については光学的手法によって姿勢運動を追跡する方法に通常は頼らざるを得ないためにデータ処理および解析に労力を要する。

#### 過去の動安定についての研究

大気圏への再突入あるいは惑星大気圏へ突入を行うカプセル形状は表 1. 1. に示したように鈍頭円錐体に代表されるが、これらの形状には動的に不安定になる現象が存在する可能性があることについては、カプセル型飛翔体の空力特性についての研究が始められた 1960 年前後から一部の研究者により認識され始めていた。当時は動的安定性についての試験方法自体も発展途上であったために可能性の域を出なかったが、以後試験方法の発達とともにその存在を明確に認識するようになった。

NASA/Ames 研究所の Short と Sommer らはバリスティックレンジを用いてマッハ 4 でフラットな前面形状のものと回転放物型の前面形状を持った 2 種のモデルを飛翔させ、これらの静的・動的安定性を調査している [8]。フラットな前面形状を持つものは迎角  $4^{\circ} \sim 16^{\circ}$  付近では発散する傾向を示すのに対し、回転放物物体型の前面形状を持つものは迎角  $4^{\circ}$  では発散する傾向が見られたがそれ以上の迎角では安定に飛翔した。フラットな前面形状に見られる迎角の発散傾向は動的不安定性によるものというよりむしろ静的な不安定性によって生じていると考えられていた。

1960 年代初頭には、地球以外の惑星の大気圏へ探査プローブを投入することによって惑星大気の組成などを明らかにする目的で、惑星探査プローブについての研究が始められた。Wehrend は、探査プローブの空力特性を調査する目的で、半頂角  $10^{\circ}$  の鈍頭円錐体の静的な空力係数およびピッチ軸まわりの動的なダンピング係数を強制振動法により測定した [9]。マッハ数 0.65~2.20 の領域で迎角  $18^{\circ}$  までの空力係数を取得しているが、マッハ数 1 近辺で迎角が小さい範囲 ( $0 \sim 5^{\circ}$  程度) では動的に不安定になること、特に円錐状の背面形状を有するものについてはフラットな背面形状のものに比較してその傾向が顕著に見られ、測定したほとんどのマッハ数領域で動的に不安定になることなどを見出している。また、彼は鋭角 (先端の尖った) 円錐体と鈍頭円錐体のそれぞれに対し、フラットなベースを持つものと球状の背面形状を持つものを用意し、それらの安定性を実験的に比較した。その結果、前面形状を鈍頭にすることおよび背面形状を球状にすることはどちらも動的安定性を失わせる効果があることを見出している [10]。さらに、半頂角  $12.5^{\circ}$  の鈍頭円錐体について、背面形状である球の曲率半径を変えたもの、ステップやフェンスを有するものを用意して、それらの影響を実験的に調査している [11]。これによれば、フラットなベースが最も動的に安定であり、曲率半径の小さい球で構成される背面形状を持つものほど動的に不安定になる傾向がある。また、背面に円状の切り込み (ステップ) を設けることは亜音速領域での動的不安定性を改善する効果があるものの、超音速域では逆に動的安定性を失わせる。背面に設けたフェンスの影響は、亜音速では動的不安定性を緩和する効果があるほか、超音速領域での動的安定性も増加させる役割があるという結果を得ている。これら一連の試験は同一の強制振動法によって行われている。

Intrieri は Wehrend が試験したモデルと同一形状 (半頂角  $10^{\circ}$ ) を有するモデルでほぼ同時期にバリスティックレンジを用いてマッハ数 3.5 および 8.5 の条件下で試験を行っている [12]。この試験では、迎角  $8^{\circ} \sim 40^{\circ}$  の範囲での動的安定性についてのデータが得られているが、ダンピング係数は 0 に近く、迎角が大きくなるに従って若干ダンピングが効くようになる (ダンピング係数が負になる) 傾向が得られている。

1966 年には Mercury/Gemini について動的安定性を調べる試験が Wright らにより行われている [13]。試験では強制振動法を採用しており、マッハ数 0.5~4.63 の範囲でのピッチ、ヨー軸まわりの動的な空力係数 (ダンピング係数) をそれぞれ取得している。この測定の結果では、ダンピング係数は迎角に対して非線形な変化を示し

ている。Geminiでは重心オフセットを採用しており、その代表的なトリム角は風試時の迎角 $170^\circ$ 付近に対応するが、この角度はダンピング係数の迎角に対する非線形な特性のうち緩やかな減衰効果のある部分（負の値を示す部分）に相当している[5]。

ほぼ同時期、Apollo計画に関連して司令船（Command Module）やEscape Capsuleについての動的安定性を調べる試験が行われている[14~16]。一連の試験では、低速から極超音速にわたる広範な領域を全部で13に達する風洞を使用して、計9個の形状について測定を行っている。この間に基本的な動的試験法である(1)強制振動法（forced oscillation）、(2)自由振動法（limited free oscillation）、(3)自由回転法（free-to-tumble）の3つが確立されている。(1)はWehrendが用いた方法である。(2)、(3)は一連の試験の間に開発された方法である。特に(3)はApollo計画の後期に開発されたもので、供試体の重心を側面から回転軸が貫通し、 $0\sim 360^\circ$ の回転が可能なものである。Apollo計画ではバリスティックレンジによるデータ取得は行われていない。司令船についての測定からは、自由回転法で行われた亜音速領域（ $M=0.3\sim 0.8$ ）においては、ヒートシールド側を流れに直面させる再突入時の姿勢（試験時迎角 $180^\circ$ に対応）では広い迎角範囲にわたって動的に不安定な領域が存在している。実際の飛行では、この亜音速領域に存在する動的不安定性を回避するため遷音速になったところでパラシュートを開傘させている[17]。

惑星探査プローブについての研究は火星を対象として続けられ、Kruminsはバリスティックレンジを用いて半頂角 $60^\circ$ の前面形状を持つ鈍頭円錐体の動的安定性を調べている[18, 19]。背面形状の効果等も調べているが、データのばらつきも大きく重心位置も変化しているため統一的な見解を得るには不十分であるものの、マッハ数1付近で動的に不安定であるという傾向とマッハ数4以上で動的に安定であるという傾向はどの場合でも共通している。AmesのSeiffは惑星探査プローブを開発する上での技術的問題点を5つ指摘しており、それらのうちのひとつとして、遷音速領域で動的に不安定になる現象を挙げている[20]。マッハ数1付近で動的不安定性を生じる空力的原因が明らかになっていないこと、動的不安定性により迎角が発散する可能性がないとは言えないことなどがその理由である。

JPL（Jet Propulsion Laboratory）のMarkoは火星探査プローブの動的安定性について、特に遷音速域に重点をおいて実験により調査を行っている[21]。遷音速風洞内にプローブのスケールモデルを打ち込む方法を採用して、試験マッハ数は $0.6\sim 2.0$ の範囲、迎角については $0^\circ\sim 15^\circ$ の範囲で2つの供試体（鈍頭円錐体で円錐部の半頂角がそれぞれ $60^\circ$ と $70^\circ$ のもの）について測定を行っている。どちらの供試体の場合でも、遷音速領域では他のマッハ数範囲に較べ動的な安定性が失われる傾向があること、その動的不安定性は迎角振幅で $10^\circ$ 近辺まで見られること、さらに振幅 $10^\circ\sim 15^\circ$ の範囲ではリミットサイクルに陥ることなどの結果を得ている。Sammondsは半頂角 $55^\circ$ と $60^\circ$ の2つの鈍頭円錐体についての動的不安定性をバリスティックレンジを用いて調べている[22]。どちらの半頂角の場合もマッハ数 $1.0\sim 1.4$ の範囲では動的に不安定であること、それ以外の亜音速・超音速領域ではほとんどダンピングは効かない（ダンピング係数が0である）こと、動的不安定性は迎角の振幅に依存して変化すること、最大直径部における整形（コーナーの曲率半径など）は動的安定性にほとんど影響を与えないことなどが見い出されている。

火星探査プローブについての研究はその後Viking計画として本格化し、UsseltonによりVikingの動的安定性に関しての調査が行われている[24]。半頂角 $70^\circ$ の鈍頭円錐型の前面形状を有するVikingについて、 $2.4^\circ$ の振幅で強制的に振動させる方法を採用して、マッハ数 $1.76\sim 3$ の範囲、迎角については $-3.5\sim 15.2^\circ$ の範囲で測定を行っている。迎角 $0^\circ$ 周辺では動的に不安定であり、 $4^\circ$ を超えると動的に安定になる傾向が見られた。マッハ数を変えると、迎角 $0^\circ$ でのダンピング係数は非線形に変化する。また、重心位置の影響は後方へずらすほど遷音速での動的不安定性が増幅される、背面形状の整形は動的安定性にほとんど影響を与えないなどの結果も得ている。さらに、模型を支持するスティングの太さ・長さをパラメータとしてVikingの動的不安定性へ与える影響についても調査を行っている[25, 26]。Vikingについては、一方で、実機相当の供試体を用いての飛翔試験も行

われている。これは火星大気圏突入に際して使用が予定されているパラシュートシステムの機能検証試験としての位置づけで、密度の薄い火星大気での飛翔を模擬させるため気球からのロックーン方式で打ち上げる形式で4度にわたり行われている。この試験では、パラシュート開傘までの飛翔中は固体ロケットを噴射し続けている点が風試の場合と異なる。Langley 研究所の Whitlock らはその試験で得られたオンボードカメラの映像を利用して飛翔中の機体の姿勢解析を行い、ダンピング係数を導出している [27, 28]。3回の飛翔について、推定されたマッハ数で0.5~0.7の範囲と1.1~1.45の範囲についてデータが得られている。総じて機体は振幅10°程度の振動を生じており、振幅10°付近では1周期あたりの平均的なダンピング係数はほぼ0になるという結果を得るにとどまった。それより小さい振幅の振動についてはデータが得られていない。

Viking 計画に関連して、プローブ（あるいはカプセル）形状の動的不安定性の存在を明確に認識し、風洞試験および飛翔試験の双方により動的不安定性に関するデータ収集の試みがなされたにもかかわらず、動的不安定性の生じるメカニズムについては全く言及されていない。

Viking 以降の動的不安定性に関する研究はまばらかつ断片的である。Sammonds らは、バリスティックレンジを用いて PAET モデルの動的安定性をマッハ数領域 0.8~13、迎角範囲 0~40° で測定を行った [29]。PAET (Planetary Atmosphere Experiments Test) は惑星探査プローブの測定した背面圧力データから惑星大気の組成を推定する目的で行われた NASA の計画であり、開発段階において地球上での実機相当の供試体による落下試験が複数行われている [30, 31]。これら両者の試験結果から、PAET モデルは測定を行ったすべてのマッハ数領域で静的にも動的にも安定であり、ダンピング係数の迎角に対する特性にも若干の非線形性しか見出されないという結論を得ている。

Intrieri と Kirk らは1976年7月に火星大気圏に突入した Viking 1 号の飛翔データについて解析を行い、飛翔マッハ数が1.3程度まで減速されたところから姿勢運動の振幅が増大し、マッハ数が1になるころに最大振幅(2°程度)に達している事実を確認した [32]。実際、すぐにモータ（メインパラシュートを引き出すためのドロースhootが収納されている）を放出してパラシュートを開傘させている。Viking 1 号はヨーレート制御のためのスラストを装備しているので、最大でもこの程度の振幅で収まっていたと考えられる。

日本においてもカプセル型飛翔体に関して動的安定性の研究は行われている。河本は超音速風洞内に模型を打ち出す方式を採用して、Mercury 型や鈍頭円錐形状の供試体についてデータを取得している [33]。Mercury 型供試体については打ち出し時の初期迎角を30°とした場合1.5~3.0のマッハ数範囲ではいずれも発散傾向にあることが観察された。

1994年2月に飛翔を行った宇宙開発事業団 (NASDA) の軌道再突入実験機 OREX (Orbital Reentry Experiment) について吉永らは遷音速から極超音速の広いマッハ数範囲にわたって自由回転法による動的試験を行っている [34~37]。OREX は半頂角 50° の鈍頭円錐体の前面形状を有しており、全長は直径の約43%である。OREX は  $M=7.1$  では動的にはほぼ安定とみなすことができるが、 $M=0.7\sim 2.0$  の範囲では振動は発散してある振幅でのリミットサイクルになる。振動の最大振幅はマッハ数1.0~1.1の範囲で観察され、20°程度まで達している。また、OREX の実機飛翔結果のうちスラストによる制御を中断中の姿勢についての解析を行い、推定飛行マッハ数1近辺では風洞試験で観察された程度の振動(20°程度)が発生していたという結果を得ている [38, 39]。

山本らは試作した天秤を用いてカプセル型物体について極超音速域(マッハ7.1)での動的試験を行い [40]、Mercury 型形状の供試体に対しては迎角0°付近で動的に不安定であることを示す結果を得ている。彼らは、さらにオイルフロー法を用いて表面上の流れの詳細を調査している [41]。その結果、Mercury 型形状について見られた迎角0°近辺での動的不安定性は、一旦剥離した流れが再付着することにより引き起こされているという結論を得ている。

カプセル型形状の低亜音速域における動的な安定性についての研究も Shirley, Bendura や Cassanto らによって行われているが、これらはいずれも機体ロール運動の姿勢変動に与える影響が主眼となっている [42~

44].

## 過去の研究のまとめ

本研究で対象としている弾道突入型に分類されるカプセル形状について行われた研究は、火星探査プローブ (Viking) に関するものと、OREX に関連したもの2つに代表される。PAET モデルについては、その背面が半球状でかつ全長の直径に対する割合が比較的大きいため、表 1. 1. 中の左から3番目の分類に属すると考えられるので、ここでの対象には含まれない。火星探査プローブに関連して行われたカプセル形状は半頂角  $60^\circ \sim 70^\circ$  の範囲のものであり、OREX に関連しては半頂角  $50^\circ \sim 55^\circ$  の範囲のものである。

これらの研究結果によれば、弾道突入型のカプセル型物体の動的不安定性について共通していえることは次のようなことである。

- (1) 動的に不安定になる領域は遷音速域に顕著に見られる。
- (2) 動的不安定性は迎角に依存して変化し、迎角  $0^\circ$  付近では動的に不安定、ある程度以上の迎角がつくと動的に安定になる。

定性的傾向は一致しても、どのマッハ数領域に動的不安定性が存在するのか、どの迎角の範囲で動的に不安定であるのか、(ピッチの)ダンピング係数の値はいくらであるのか、などについては必ずしも一致しているわけではなく各研究の間でばらつきが大きい。これらのばらつきについては、供試体の形状の相違によるものが少なくないけれども、各研究で採用した動的試験方法の相違に起因するもの、ダンピング係数の記述の仕方(採用した動的試験方法に依存することが多い)の相違なども要因のうちの一つとして考えられる。風洞などの地上設備における試験は実機飛翔中の姿勢運動を定量的に予測するための基礎データを得ることが目的であるので、地上での試験と実機飛翔との間に存在する様々な相違が動的不安定性による運動に与える影響を正確に把握することは工学的には重要なことである。

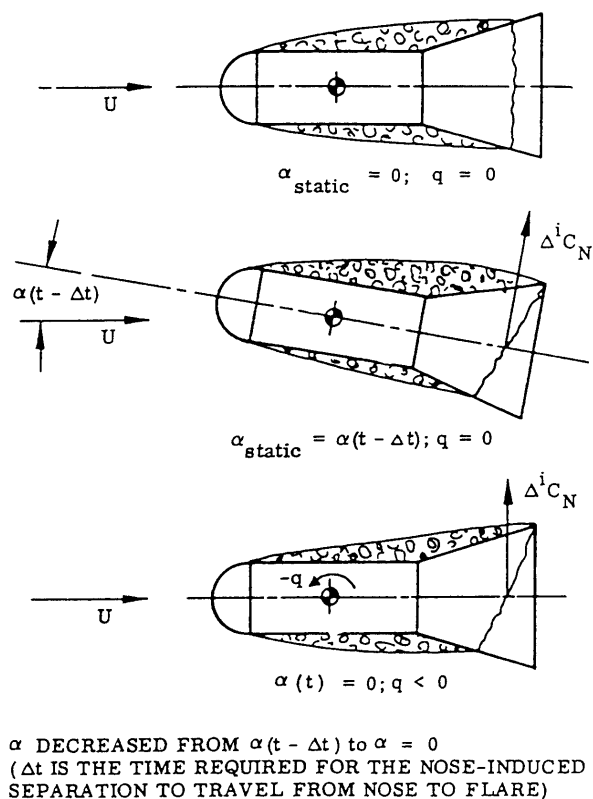


図 1. 1. Ericsson による動的不安定性の説明 [49]



カプセル型物体の動的不安定性に関しては上述のように定性的傾向は把握されているが、動的不安定性の生ずるメカニズムについてはほとんど明らかになっていない。また、それを積極的に見出す目的の試験も行われていないに等しい。わずかに、Erricson が過去のデータをレビューし、図 1. 1. に示すような鈍頭円錐、円筒およびフレアからなる全長の長いカプセル型物体について、動的に不安定になる様子を定性的に説明しているのみである[45~49]。これは、前面で一旦剥離した流れが物体後部に到達し再付着するまでに要する時間の間に物体には角速度による姿勢変化があることで、物体後部に誘起される力が動的に不安定なモーメントを作り出すというものである。図 1. 1. に示されるような後流の曲がりが実際に存在するという証拠は得られていない。また、本研究で対象とするような比較的扁平な（全長が直径の半分程度の）弾道突入型のカプセルの場合には、カプセル前面側で起こる剥離の再付着ではなく、カプセル背面の後流も含めた流れ場の影響を考慮することが必要であると思われる。

### 1. 3. 本研究の概要

以上述べてきた背景のもとに、本研究では、弾道突入型のカプセル形状に見られる遷音速領域での動的不安定現象に着目し、主として実験的手法によりこれまで明らかにされなかった動的不安定性の発生メカニズムを理解すること、および定量的な運動の予測をするための手順を示すことを目指している。

研究の手法としては、

- (1) 1 自由度の振動系によって風洞内で動的不安定性による運動を実現する
  - (2) 運動の様子、表面圧力の計測、流れ場の観察などによって動的不安定現象のメカニズムについて考察するための実験事実を蓄積する
  - (3) 風試で観察された運動を空気力の簡単な表現によって記述する
  - (4) 気球を用いての自由飛行試験を行い、これまでに行った考察の正しいことを検証する
- の 4 つによって行う。

以下の章では、第 2 章で、対象とするカプセル形状について 3 分力試験を行って静的に安定であることを確認したのち、動的試験法の 1 つである 1 自由度自由回転法を採用して行った風洞試験の結果を述べる。そこで観察された運動と表面圧力との関連性を調べるために行った非定常圧力測定試験の結果をもとに動的なモーメントの持つ特性について議論する。第 3 章では、第 2 章で行った非定常圧力計測結果から考えられる動的なモーメントの特性を持つようにピッチのダンピング係数をピッチ角の関数として陽に簡潔に表し、それを用いて風試での運動を微分方程式で記述する。その方法を実際の風試データに適用して得られた風試の運動の再現結果についても述べる。第 4 章では、前章で導出したダンピング係数を検証するために行った大気球を用いての自由飛行試験について記述する。風試データから導出したダンピング係数を用いてのシュミレーションにより再現された自由飛行中の運動と実際に計測された運動の両者を比較することで、前述したダンピング係数の表現の妥当性について議論する。第 5 章は結論であり、本研究で得られた成果についてまとめる。

## 第 2 章 風 洞 試 験

### 2. 1. 緒 言

本章では、本研究で対象とするカプセル型形状について動的な不安定性によって生じる運動を代表的な地上試験である風洞試験において把握することを目的とする。

風洞試験によって得られる空力特性としては、

- ・静的 3 分力特性
- ・動的な安定性
- ・圧力分布（静的、動的）

が挙げられる。ただし、「静的」、「動的」という言葉は、本論文ではそれぞれピッチ角速度を持たない場合と

ピッチ角速度を持つ場合を指し、それらの区別を示す際に用いるものとする。

これらのうち、圧力分布については静的な場合と動的な場合の両方を含むが、静的な場合に比べ動的な場合の圧力の取得は一般に困難である。これは、圧力測定法によっては時間遅れが問題となることや運動する供試体に測定装置類を組み込むのが困難であることなどの理由による。本研究で行ったカプセル型供試体の動的風洞試験（自由回転法）では供試体の振動周期は約 20 Hz の前後になり、動的な圧力測定は動的特性を調べる上で有力な手段と考えられるが、上述した困難さのため適用例は見られない。

本章では、2.2. 節で本研究で対象とするカプセル形状の静的空力特性について述べ、2.3. 節で動的試験法の 1 つである 1 自由度自由回転法について述べ、動的不安定性の結果生じる供試体の典型的な運動について記述する。2.4. 節においては表面圧力に着目しながら、静的な場合の表面圧力と静的なモーメントとの関連、運動中の圧力と動的不安定モーメントの関連について述べる。2.5. 節では、動的不安定性を生じるメカニズムについて流れ場の観察結果を交えて考察する。

## 2.2. 三分力試験

再突入カプセルのような軸対称物体では、その静的な空力特性は基本的に抵抗係数、揚力係数およびピッチングモーメント係数の三分力によって記述される。これらは天秤を用いた三分力試験により得ることができる。本試験で使用した風洞設備、天秤等については補遺 A. に記述する。

### 供試体および試験条件

供試体の外形図を図 2.1. に示す。前面は鈍頭円錐で、その先端球部の曲率半径はちょうど供試体最大直径の

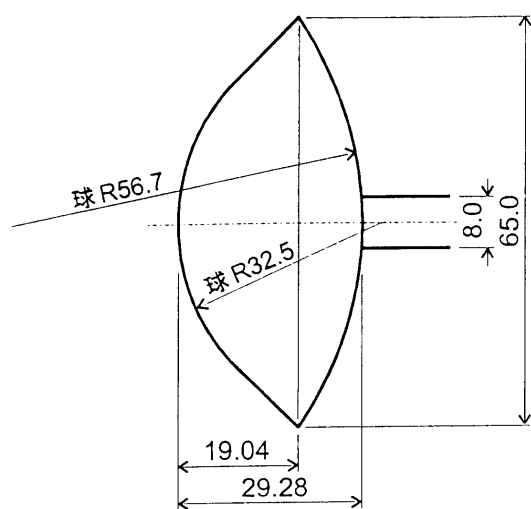


図 2.1. 供試体形状（3 分力試験）

表 2.1. 試験条件（3 分力試験）

マッハ数	迎 角 (deg)	動 圧 (kg/cm <sup>2</sup> )	レイノルズ数 (×1000000)
0.3	−1.5〜15	0.091	0.68
	15〜30	0.106	0.81
0.5	−1.5〜15	0.221	1.05
	15〜30	0.265	1.26
0.7	−1.5〜15	0.369	1.33
	15〜30	0.443	1.60
0.9	−1.5〜15	0.503	1.52
	15〜30	0.590	1.81
1.0	−1.5〜15	0.557	1.59
	15〜30	0.669	1.90
1.1	−1.5〜15	0.600	1.62
	15〜30	0.720	1.95
1.2	−1.5〜15	0.630	1.64
	15〜30	0.751	1.97
1.3	−1.5〜15	0.646	1.65
	15〜30		
1.5	−1.5〜15	0.937	2.47
	15〜30	0.940	2.45
2.0	−1.5〜15	0.819	2.20
	15〜30	0.821	2.20
2.5	−1.5〜15	0.819	2.42
	15〜30	0.820	2.43
3.0	−1.5〜15	0.792	2.70
	15〜30	0.792	2.71
3.5	−1.5〜15	0.501	2.02
	15〜30	0.502	2.03
4.0	−1.5〜15	0.410	1.97
	15〜30	0.410	1.98

1/2 に等しい。円錐部の半頂角はちょうど  $45^\circ$  である。供試体最大直径は 65mm、供試体長さは約 29.3mm である。背面は球の一部であり、その曲率半径は 56.7mm である。供試体の材質はステンレスである。試験条件の一覧を表 2. 1. に示す。

### 試験結果

図 2. 2. には各迎角における抵抗係数のマッハ数による変化を、図 2. 3. には亜音速～遷音速における揚力係数の迎角による変化を、図 2. 4. には代表的なマッハ数におけるピッチングモーメント係数を、迎角の関数としてそれぞれ示す。ただし、ピッチングモーメント係数については、代表長は模型直径とし、重心まわりで示す。抵抗係数は  $M=1$  前後で最大値をとること、揚力傾斜はどのマッハ数でも負であることが示されている。揚力傾斜が負になるのは抵抗係数が大きいためであり、この種のカプセル形状の特性の一つである。実際、図 2. 4. に示されているようにピッチングモーメント係数傾斜は  $C_{m_\alpha}$  負であるので、このカプセルは試験したマッハ数領域

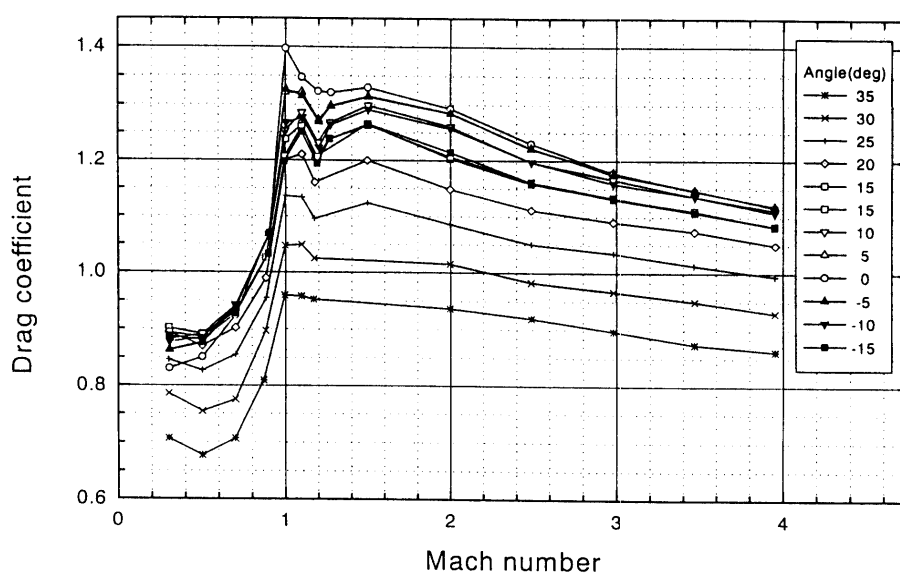


図 2. 2. 抵抗係数のマッハ数による変化

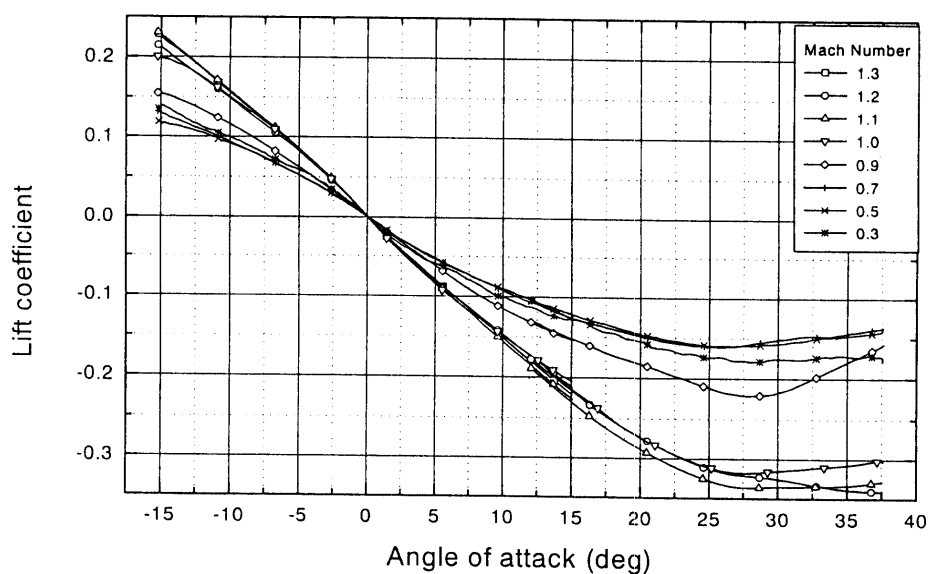


図 2. 3. 揚力係数の迎角に対する変化（亜～遷音速域）

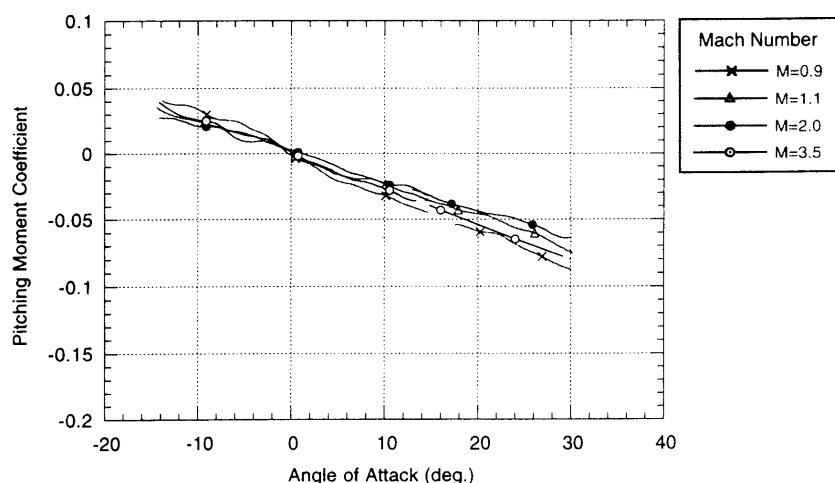


図 2. 4. ピッチングモーメント係数の迎角に対する変化（直径基準，重心まわり）

0.3～4.0 において静的に安定な形状であることが確認された。

### 2. 3. 1 自由度自由回転試験

本節では，このカプセル形状の動的な安定性を風洞試験によって調べることを目的とする。動的な特性を風洞試験で調べる方法（動的試験法）には，前章 1. 2. で述べたように，大別して自由振動法・強制振動法・自由飛行法の 3 種類がある。本研究では，出来る限り実際の飛行に近い状態での測定を行う，ならびに試験結果の再現性を容易に確かめることができる，の 2 点から自由振動法か自由飛行法が良いと考えられた。風洞内での自由飛行法では 6 自由度の運動が許容され，より実際の飛行に近い利点がある反面，測定は光学的測定に頼らざるを得ず，定量的な測定に多くの労力を要する。また，自由飛行法では供試体に所望する飛行の初期条件を与えることにも困難が予想される。これらの理由から，本研究では自由振動法のバリエーションの一つである Free-to-tumble の方法（あるいは自由回転法）を選択することとした。これは，供試体をピッチ軸まわりのみ（1 自由度）回転可能のように支持する方法で，スプリング等の変位を拘束する機構を装備しないので，供試体は空気力による回転トルクのままだに自由に運動することができる。この方法では無次元振動数を任意に変化させることはできないが，模型の振動周波数は模型の慣性モーメント等の諸元と空気力によって定まる点で自由飛行の場合と同様である。また，現象の再現性を確認するために繰り返し試験を行うことができる点や，異なる供試体形状で試験を行うことも比較的容易に可能である点で実用的な方法である。

上述の方法では，供試体を支持するためのスティングが不可欠である。動的特性を調べる場合スティングとの干渉による効果は必ずしも無視できない [50～54] ので，この方法は理想的な方法とは言えないが，その効果については第 4 章で述べる自由飛行法による実験結果との比較において議論される。

また，自由回転法を選ぶもう一つの理由として，後で議論するように，本研究で考察する非定常（動的な）空気力はカプセルのピッチ運動に連成して生じる大局的な流れの変動と関連している可能性が挙げられる。例えば，20° 前後の迎角の振幅でカプセルが運動する場合に，カプセル前面あるいは後流の流れの大きな変動が全体の流れ場の変動を通じて，カプセル表面上の圧力分布に影響を与える可能性がある。このことは，流れに対応した自由な振動を拘束しないことで初めて現象が把握される可能性と考えることもできる。

#### 試験装置（1 自由度自由回転法）

図 2. 5. に本試験装置の概略を示す。図 2. 6. (写真) にも示されているようにカプセル供試体は後方からのびるスティングによって支持されている。空気力によるトルクのみで模型が回転できるように，機械的摩擦を極力低減させるため模型本体は左右 1 対のラジアルボールベアリングで支持された回転軸に取り付けられており，ピッチ面内で ±30° まで自由に回転することができる（図 2. 7. 参照）。従って 1 自由度の回転運動のみが供試体には許

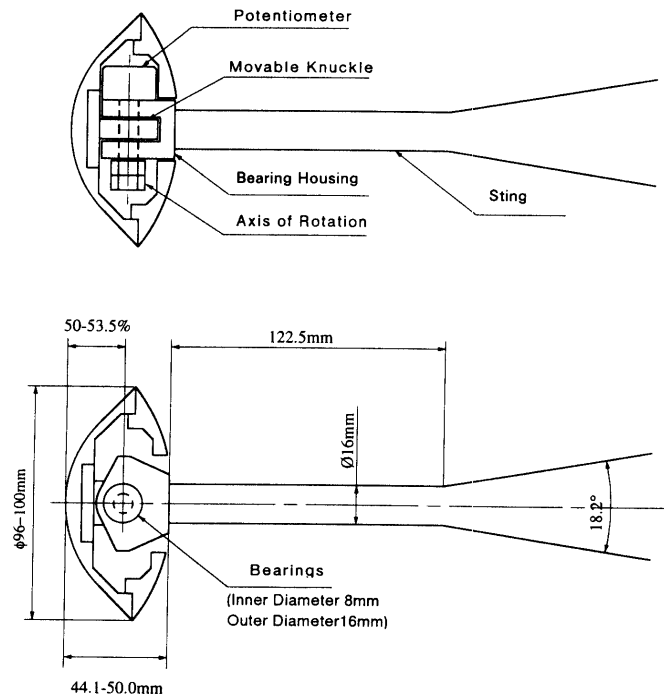
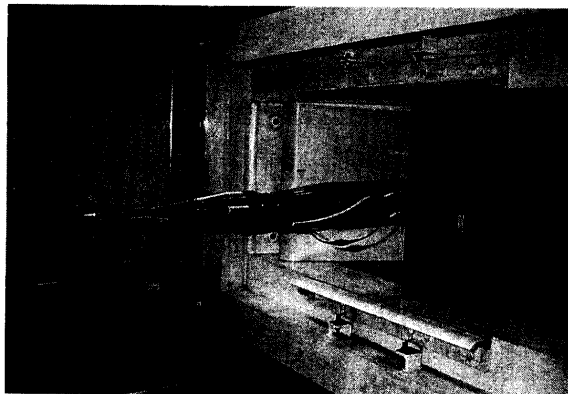
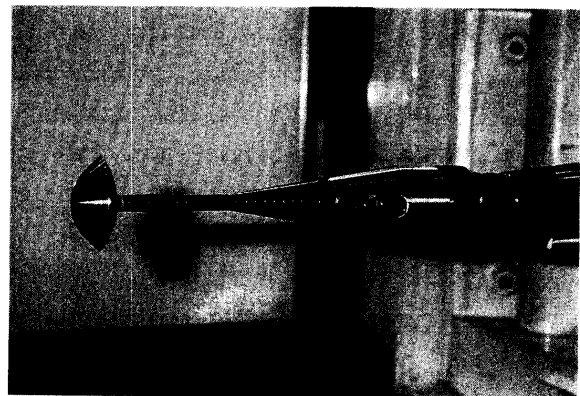


図 2. 5. 試験装置概要 (1 自由度自由回転法)



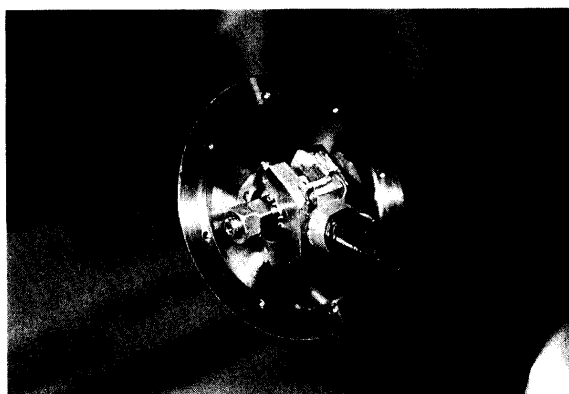
(a) 風洞ストラットに取り付けられた試験装置



(b) スティングと供試体

図 2. 6. 1 自由度自由回転試験装置 (写真)

容されている。±30° を超える振動は可動部の一部 (ナックル部) がベアリングハウジング部と接触してそれ以上の振動にはならない。重力によってピッチ軸まわりにモーメントが発生しないよう、可動部分の重心は回転中心と一致させてある (図 2. 8. 参照)。スティング内部には、ピッチ角 0° 近辺に模型を拘束しておくストッパー機構が内蔵されている (図 2. 9. 参照)。このストッパー機構は小型ソレノイド (松下電器製 AS 2408) により駆動されており、電流のオン/オフで解除/拘束をリモートでコントロールできる。風洞内の気流が安定した後ストッパーを解除すれば、所定の静止した初期状態からカプセル供試体は空気力によるモーメントによって自由に運動する。供試体のピッチ角は回転軸に取り付けられたポテンショメータ (緑測器製 CP-2 FK) によってリアルタイムに検出され、ポテンショメータからの出力信号は専用のアンプで増幅された後、多点データ取得装置にて取り込まれる。ストッパー解除の確認信号も多点データ取得装置に取り込んでいるので、どの時点から自由運動を開始したかについても識別できるようになっている。



(a) 供試体前面部と回転軸の関係



(b) 供試体背面部の切り欠き

図 2. 7. カプセル型供試体と自由回転機構 (写真)

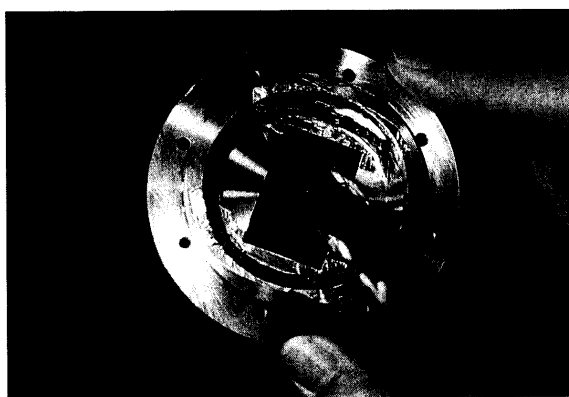


図 2. 8. 重心調整のために付加された重り (写真)

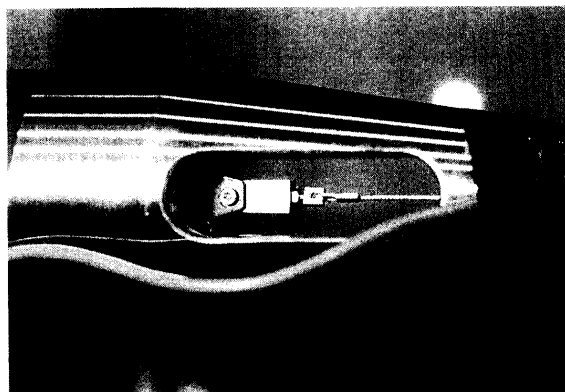


図 2. 9. スティングに内蔵されたストッパー機構 (写真)

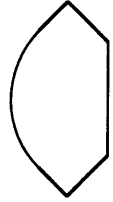
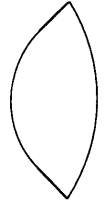
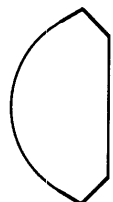
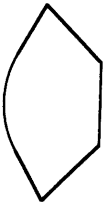
#### 供試体 (風試モデル)

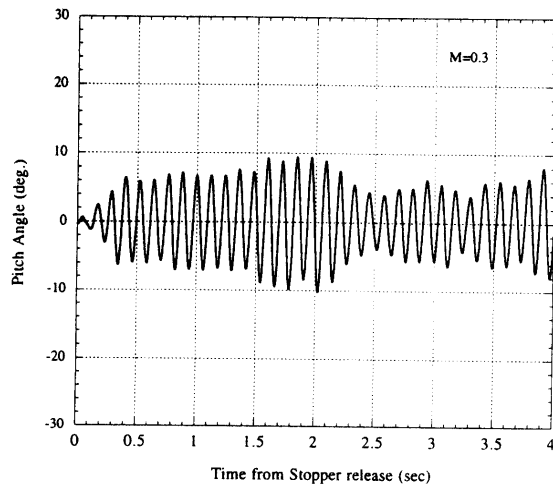
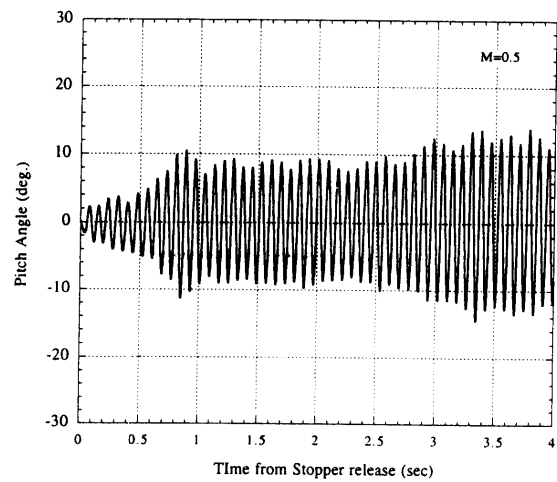
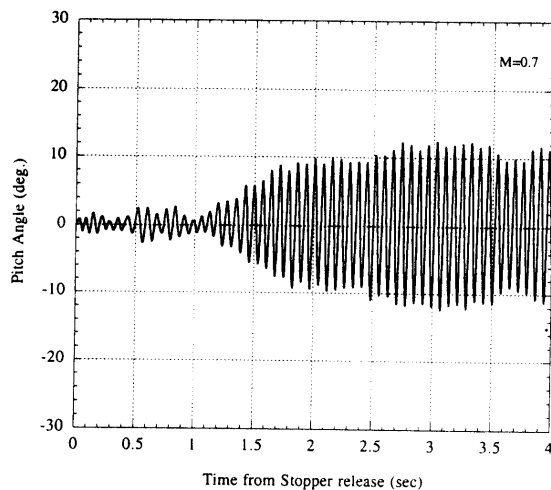
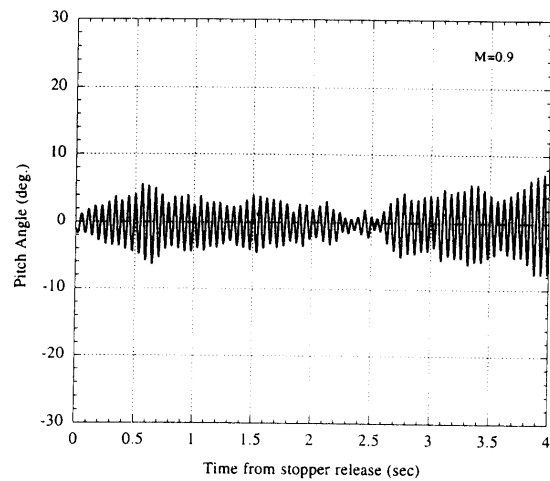
本試験において用意された供試体は表 2. 2. に示されているように、全部で 4 種類である。これらのうち、D 45 モデルは前面円錐部の半頂角が  $45^\circ$  のもので背面も半頂角  $45^\circ$  の円錐台で構成されており、本研究の主たる対象である。D 45 S モデルは前節にて三分力試験を行ったカプセル形状と相似な形状を有しており、D 45 モデルとの相違はその背面形状にある。D 30 モデルは D 45 モデルと先端曲率半径、最大直径、全長および背面円錐角度は同一であるが、前面の円錐部の半頂角は  $30^\circ$  になっている。D 60 モデルについても、D 45 モデルとの相違が前面部の半頂角にあるのは D 30 モデルの場合と同様である。D 30、D 60 モデルはどちらも前面円錐部の半頂角の影響を調べるために用意されたものである。

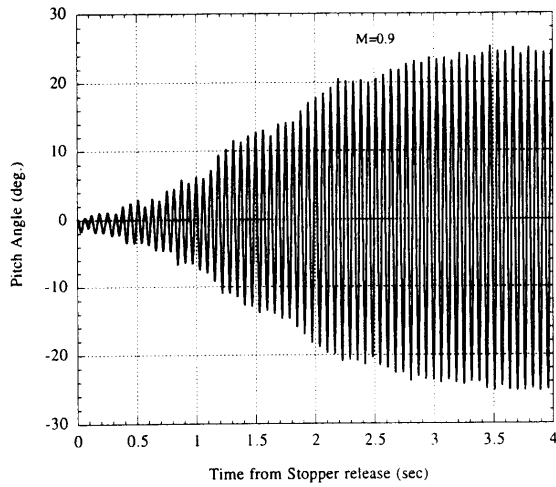
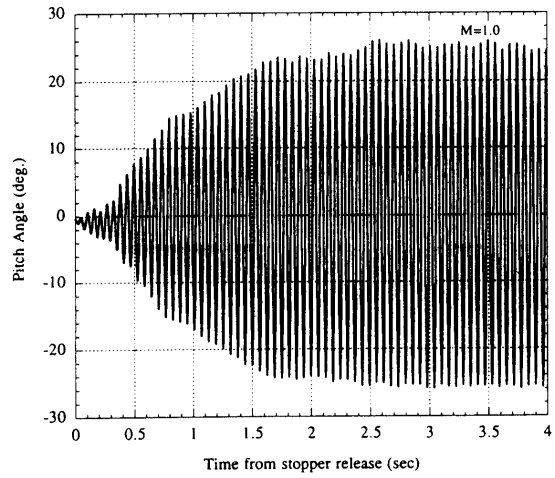
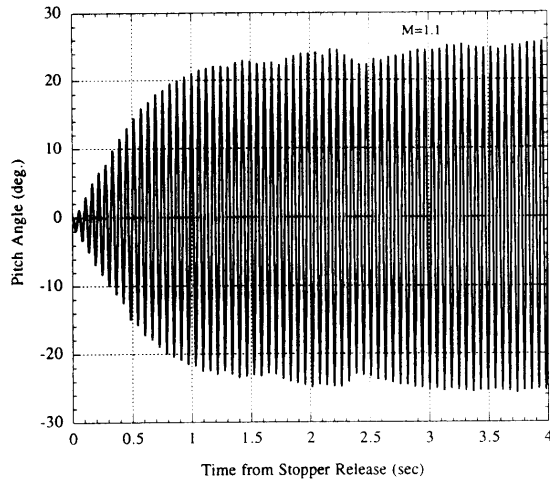
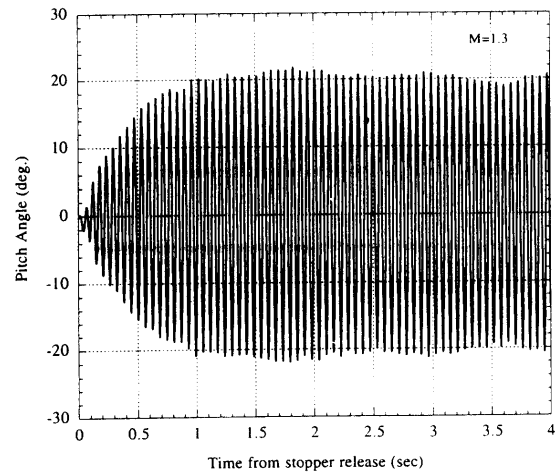
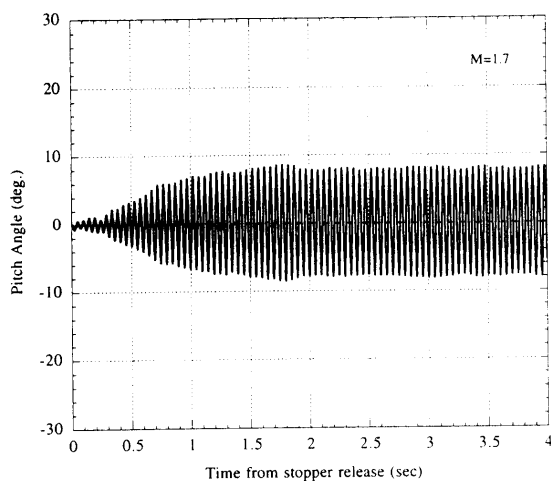
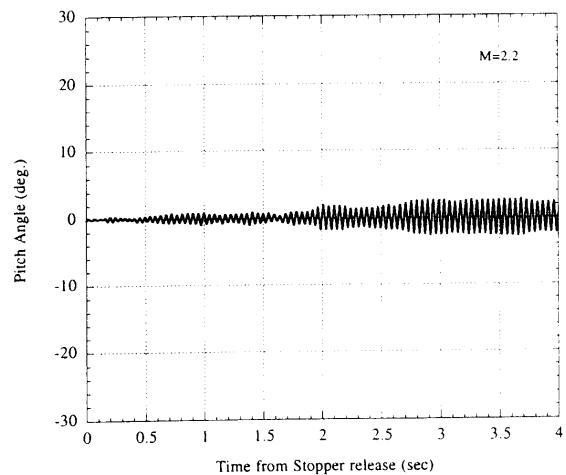
#### 試験結果

D 45 モデルについて、図 2. 10. ～図 2. 20. に示した一連のグラフがそれぞれのマッハ数において観測されたピッチ角の振動の様子である。横軸はストッパ機構を解除した瞬間を 0 とした経過時間である。ストッパによって直前まで模型のピッチ角は  $0^\circ$  に保持されているが、一様流に対する迎角を完全に  $0^\circ$  にするのは困難である。また、ストッパを解除する際に若干のピッチ角速度が発生する。これらによって生じた擾乱が、迎角の小さい範囲に存在すると考えられる動的不安定性によって、増幅されていく様子をどのマッハ数においても確認することができる。データ取得のサンプリング周期は 2 msec であり、ピッチ角振動の 1 周期あたり 30 ～ 60 点のデータが取得されているので、波形のピークなども十分に捉えている。

表 2. 2. 供試体一覧

	D 45 モデル	D 45 S モデル	D 30 モデル	D 60 モデル
先端曲率 半 径 R	50 mm	48 mm	50 mm	50 mm
前面円錐 部半頂角	45°	45°	30°	60°
最大直径 d	100 mm	96 mm	100 mm	100 mm
全 長 l	50 mm	44.1 mm	50 mm	50 mm
背面形状	45° 円錐台	$R_B = 83.7$ mm	45° 円錐台	45° 円錐台
回転中心 位 置	先端から全長の 50%	53.5%	50%	50%
外 形 図				

図 2. 10. ピッチ角振動の様子 ( $M=0.3$ )図 2. 11. ピッチ角振動の様子 ( $M=0.5$ )図 2. 12. ピッチ角振動の様子 ( $M=0.7$ )図 2. 13. ピッチ角振動の様子 ( $M=0.9$ , その 1)

図 2. 14. ピッチ角振動の様子 ( $M=0.9$ , その 2)図 2. 15. ピッチ角振動の様子 ( $M=1.0$ )図 2. 16. ピッチ角振動の様子 ( $M=1.1$ )図 2. 17. ピッチ角振動の様子 ( $M=1.3$ )図 2. 18. ピッチ角振動の様子 ( $M=1.7$ )図 2. 19. ピッチ角振動の様子 ( $M=2.2$ )



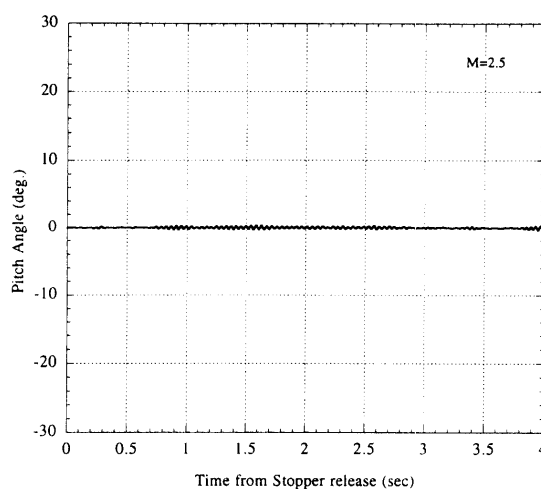


図 2. 20. ピッチ角振動の様子 (M=2.5)

### マッハ数の影響

#### 〔亜音速型振動〕

マッハ数が 0.9 より小さい領域では、ストッパーを解除後ピッチ角振動の振幅は増大していくが、 $10^\circ$  程度になると減少し始め、その後再度増加に転じる、という増減を繰り返す。振幅が増加方向から減少方向へ変化する時点の振幅や、逆に減少から増加へ変化する際のそれについては、はっきりとした傾向を捉えがたい。また、振幅が増加、減少する割合も一定ではなく、短時間で振幅が変化することもあれば、比較的ゆっくりと振幅が変化していく場合もある。振幅の時間に対する変化を見ると、その増減の様子は一見したところ「うなり」のようでもあるが、振幅の増減の周期は必ずしも一定ではない。このうなりのような現象は模型支持系の振動や振動の結果現れるものであるという可能性を排除するためにスティンク変位の時間履歴を測定したが、連成と見られる振動は見いだせなかった。以上のような特性を持ったピッチ角振動のタイプを本研究では「亜音速型振動」と呼ぶこととする。

#### 〔遷音速型振動〕

$1.0 \leq M \leq 2.0$  の範囲では、ストッパー解除後のピッチ角振動の振幅は単調に増加していく。振幅の増加する割合は  $M=1.0 \sim 1.3$  の範囲で最大である。振幅が増加するにしたがって振幅の増加の割合は次第に減少し、最終的にはある振幅に達すると、それ以上振幅は増加せず一定の振幅を保ちつづける。このような振幅が定常になる振動は「リミットサイクル」と呼ばれる運動の 1 種である。実際のピッチ角の振動の様子を見ると、厳密なリミットサイクルの場合と異なり、定常振幅にも若干の増減がある。上述のような特徴を備えたピッチ角振動のタイプを「遷音速型振動」と呼んで、前述した「亜音速型振動」と区別することにする。

「遷音速型振動」に見られるような振動は静的な復元モーメントのみを仮定した単純な線形振動では記述できない。ピッチ角振動振幅の増加の割合は振幅  $0^\circ$  付近で最も大きく、振幅が増加するにつれその割合が減少していく様子を見て取ることができる。これらのことから、振動の発散の傾向はピッチ角の絶対値が  $0^\circ$  に近いほどその程度は激しく、またピッチ角の絶対値が増大するにつれその程度は弱まっていくことが定性的に判断できる。振動の周期に関しては静的な安定モーメントから予測するものに近い。角度に比例した単純な動的不安定性を考えると振幅の発散傾向は持続するはずである。しかし、実験ではある程度の発散傾向ののち定常な振幅の運動に移ることから、動的不安定性はピッチ角（あるいは振動振幅）の関数であると推測される。 $M \geq 2.2$  ではピッチ角振動は振幅  $2^\circ$  以下でゆっくりした増減を繰り返すので、このマッハ数領域では動的不安定性の程度は非常に小さい。

$M=0.9$  では、図 2. 13. および 2. 14. に見られるように、2 つのピッチ角振動のタイプが観測された。本試験で

は、各マッハ数について複数回の試験を行い再現性を確認しているが、 $M=0.9$  以外のマッハ数においてはほぼ再現性があり、同じマッハ数ではほぼ同一の結果が得られている。図 2. 13. では、一旦増加した振幅が再び減少に転ずるという、亜音速型に見られるタイプの振動が見られた。一方、図 2. 14. には、リミットサイクルに入ったかに見えたあとも振幅はじわじわと増加を続けていく様子が示されている。前述のように、動的不安定性の結果観測される振動のタイプには大きく分けて亜音速型振動と遷音速型振動の 2 つがあり、それぞれ振動の特徴は異なる。 $M=0.9$  において微妙な条件の違いで亜音速型振動に近いタイプ、あるいは遷音速型振動に近いタイプの振動が見られることから、今回の試験では  $M=0.9$  はちょうどこの 2 つのタイプの振動の境界上にあるのではないかと考えられる。通風の最中に亜音速型振動のタイプから振幅が増加してリミットサイクルに至る（遷音速型振動へと移行したと考えられる）例は観測された。逆に、リミットサイクルに達したのちにそこから振幅が減少する（亜音速型振動に移行したと考えられる）例は観測されなかった。

本研究では、これまでに述べてきた、動的不安定性によって生じる 2 つのタイプの振動のうち遷音速型振動に焦点を当てる。その 1 つの理由は、遷音速型振動は遷音速域に特有の運動と考えられることであり、もう一つの理由は遷音速型振動の振動振幅は亜音速型振動に比較して大きく、また減少に転ずることはないので、実際の飛翔体を設計する上で高い関心を払う必要があるということである。

#### 形状による相違

ここまでは D 45 モデルについての試験結果を示したが、本試験では、前面形状の円錐部半頂角の動的不安定性に与える影響、背面形状の動的不安定性に与える影響を調べるために表 2. 2. に示したように D 45 モデル以外に 3 種類のモデルを用意した。どのモデルについても重心位置は回転中心位置に一致するように調整されている。それぞれに対し、マッハ数を変えて試験を行った。試験回数には限りがあったため、すべてのモデルについて必ずしも同一のマッハ数で試験を行ったわけではないことを断っておく。

マッハ数 1 以下において D 60 モデルは許容可動範囲を超えた振動を示した以外は、どのモデルの場合も D 45 モデルとほぼ同様な傾向を示した。すなわちマッハ数 1 以上の範囲では遷音速型振動を示し、それ以下では亜音速型振動であった。そこで、全モデルについて各マッハ数における最大振幅を比較して示したものが図 2. 21. である。ただし、亜音速型振動の場合は増減する振幅が瞬間的に到達した最大振幅を、遷音速型振動の場合はリミットサイクルの定常振幅（ただし定常振幅が微妙に増減する場合にはその最大値）をとることとした。試験装置の許容する最大のピッチ角振幅は  $30^\circ$  であることを再度断っておく。

D 45 モデルと D 45 S モデルの比較は背面形状の相違による影響を示すはずである。両者の最大振幅のマッハ数に対する傾向はほぼ一致しており、遷音速域においては背面形状が球の一部である D 45 S の方が最大振幅は

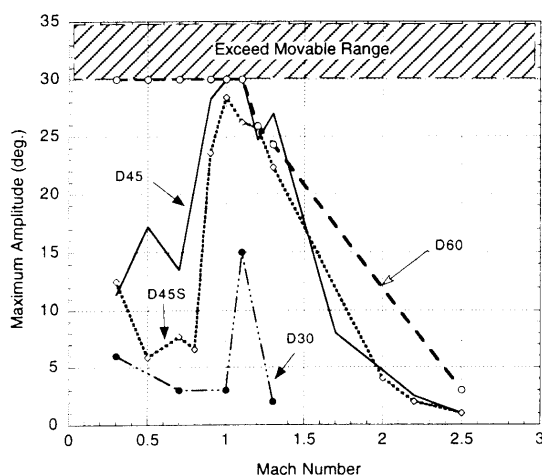


図 2. 21. 各モデルの最大振幅のマッハ数による変化

数度程度減少する傾向にあることがわかる。次に、D 30, D 45 および D 60 モデルについての最大振幅の比較は前面円錐部半頂角の影響を表すはすである。全モデルとも模型全長、回転中心位置は同一であり、前述のように重心は回転中心に一致している。D 60 はほとんどすべてのマッハ数で振動振幅が  $30^\circ$  を超えてしまうか、ほとんど  $30^\circ$  に近い最大振幅に達している。それに対し、D 30 モデルの最大振幅はその他 2 つに比較するとどのマッハ数においても少なくとも  $5^\circ$  以上小さい。このことから、ここで調べた形状の範囲では、遷音速型振動に関する限り、前面円錐部の半頂角角度を小さくすることは最大振幅を減少させる効果があると考えることができる。

#### 2. 4. 圧力測定試験

前節で述べた 1 自由度自由回転法による試験の結果、D 45 モデルのようなカプセル形状は遷音速域のピッチ角の絶対値の小さい領域で動的に不安定な傾向があることが確認できた。動的に不安定であるということは、ピッチ角速度が正である場合を考えると、供試体の回転中心まわりにピッチ角速度をさらに増加させるような方向のモーメントが作用していることを意味する。供試体に作用する力は空気力と機械的摩擦力の 2 つのみであり、機械的摩擦力により供試体に生ずるモーメントは当然のことながら常に角速度の絶対値を減少させる方向に働く。このことから、動的に不安定なモーメントは機械的摩擦力によるものではなく、空気力によって生じていることになる。供試体に作用する空気力は供試体表面の圧力を表面全体にわたって積分したものであるから、どの部分の圧力がこの動的不安定なモーメントに大きく寄与しているかを知るためには供試体表面の圧力分布がわかればよい。

ロケットなどの飛翔体の場合、遷音速域で背面の圧力係数（負の値である）は極小値をとり、それ以外のマッハ数領域とは異なった傾向を示す [55~57]。この背面圧力による全機での抵抗の増加は大きく、例えば  $10^\circ$  の円錐の底面（背面）抵抗係数は  $M=1.1$  で 0.37 であり、前面抵抗係数は 0.18 であるから全抵抗の 67% は背面圧力によるものである [55]。これらはスレンダーな物体の場合であり、底面積の前面表面積に対する割合は小さいが、カプセル形状を考えると、背面表面積の前面表面積に対する割合はスレンダーな物体の場合に比較して大きい。

本研究で対象としている動的不安定性は遷音速域で顕著に見られること、扁平なカプセル形状に生じていることを考慮すると、特に物体背面の圧力が動的不安定性に関連していると推定される。そこで、前面および背面の圧力を独立に計測し、各々の効果を分離し、動的不安定に結びつく傾向を見出すことを考えた。

動的不安定なモーメントを調べるためには供試体運動中の表面圧力分布をリアルタイムで測定することがもっとも直接的であるが、その測定は一般に困難である。その主なる理由は、圧力センサまで導管を通して空気を導く方法では圧力変動の計測に時間遅れが存在し、模型の運動との間にずれが生じる点である。実際、カプセル型形状の動的不安定に関連した研究に関する限り、供試体運動中の非定常圧力の測定はこれまでに例が見られない。

本研究では、動的不安定モーメントについて本質的な情報を与えてくれると期待される供試体運動中の圧力測定を、前節で使用した 1 自由度自由回転試験装置を利用して行うこととした。具体的には、超小型の半導体圧力センサ（Entran 社製 EPI 41）を供試体内部に埋め込んだ。こうすることにより、

- ・圧力導管で圧力センサまで導く方式に比べると圧力変動計測において生じる時間遅れは無視できるほど小さくすることができる、
- ・半導体圧力センサの共振周波数は 125 kHz 以上であり、供試体運動の周波数（12~20 Hz）に比較して十分に余裕がある、

の 2 点において本計測の精度向上に役立つ。供試体内部に圧力センサを埋め込む場合には、供試体とともにセンサ自身も運動するためセンサ自身の運動が出力に影響を与える心配がある。これについては、

- ・超小型圧力センサの受圧面は直径 2.03 mm、受圧ダイアフラム厚さは 0.1 mm 以下であり、回転運動により受圧面に作用する遠心力は空気力に比して十分に小さい。

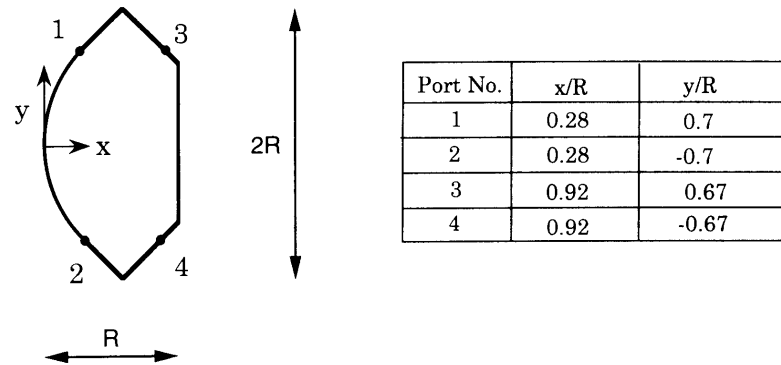


図 2. 22. 圧力計測点位置

・また、圧力センサを付加したことによる慣性モーメントの変化、およびセンサ信号線の弾性から生じるピッチ角に比例した復元力の発生はピッチ角振動の周期に若干の変動を与えるが、その程度はセンサを付加しない場合と比較すると無視できるほどであるので、本節における動的不安定モーメントと背面圧力との関連性について定性的議論には本質的に影響しない。

以上の面で、本測定法はここでの目的に適していると考えられる。

本来ならば、動的なモーメントを調べるためには供試体表面に多くの圧力測定点を設ける必要がある。しかし、供試体自身が最大直径 10 cm ほどの小型のものであり、さらに内部に、供試体を自由に回転させるための機構、ピッチ角検出のためのポテンシオメータ等があり、多点に圧力センサを埋め込むことは物理的に不可能であった。最大で 4 個の圧力センサを埋め込むことが可能であったので、供試体前面に 2 点、背面に 2 点と配分することとした。供試体前面の 2 点の配置については、

- ・迎角によって、前面に衝撃波ができること
- ・球・円錐接合部で流れの変化が大きい可能性があること

を考慮して、図 2. 22. に示すようにピッチ面内の球・円錐接合部に近い上下の 2 点を計測点とした。背面の 2 点の計測点の配置については、ピッチ面内の上下で外周に近いところを選んだ。

これらの圧力計測点の選択は、必ずしも供試体表面の圧力分布を代表するものではないが、装置の制約の中で供試体の姿勢運動に対するモーメントへの寄与が大きい点を選んだことも理由の一つである。

#### 定常圧力測定（静的な圧力）

本節での目的は、動的不安定モーメントについての情報を得るために供試体運動中の表面圧力を測定することである。まず、運動による効果を明確にするために対照となるデータを取得することを考え、模型の自由回転を拘束したままスティングごと迎角を  $-15^{\circ}$  から  $15^{\circ}$  まで変角させて計測を行った。変角の速度は  $1^{\circ}/\text{sec}$  であり、1 自由度自由回転試験の場合の角速度に比較すれば十分に無視できる。ここでは、このようなゆっくりと迎角を変角しながらの圧力測定を「定常圧力測定」、また計測された圧力を「静的な圧力」と呼ぶこととする。

図 2. 23. に  $M=1.1$  における D 45 モデルについての前面における定常圧力測定結果を、また背面におけるそれを図 2. 24. にそれぞれ示す。前面についてみると、迎角が  $0^{\circ}$  より増加するにつれ、風上側に相当する圧力計測点 2 における圧力（以後  $C_p 2$  と略して記す）は上昇し、風下側に相当する計測点 1 における圧力（以後  $C_p 1$  と略して記す）は逆に減少する。次に、背面圧力に着目する。圧力計測点 3 における圧力（以後  $C_p 3$  と略して記す）と圧力計測点 4 における圧力（以後  $C_p 4$  と略して記す）は縦軸に関して対称な変化を示すので、 $C_p 3$  について説明する。迎角が  $0^{\circ}$  近辺では背面圧力の変化の割合が大きい。圧力の変化の傾向は、迎角が増えるにつれて上昇し、ある迎角でピークに達した後には減少するというものになっている。

前面および背面の圧力が供試体回転中心まわりに作るモーメントの向きについて考えてみる。前面、背面とも、

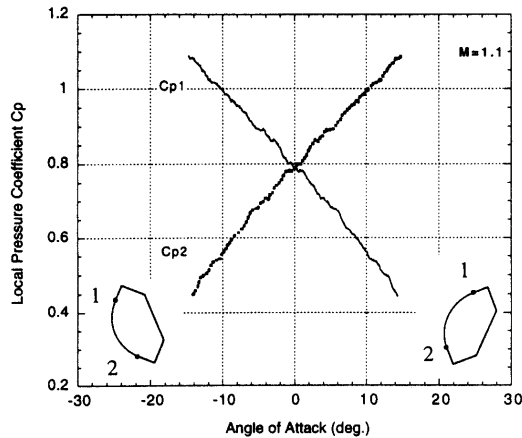


図 2. 23. 前面圧力孔 1, 2 における静的圧力と迎角の関係 ( $M=1.1$ )

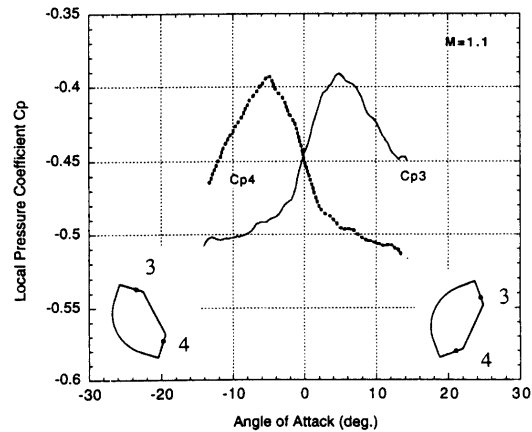


図 2. 24. 背面圧力孔 3, 4 における静的圧力と迎角の関係 ( $M=1.1$ )

各面における上下 2 点について回転中心までの腕の長さは同じであるから、上下の圧力の差がそのままモーメントの向きに対応する。頭上げの方向をモーメントの正の向きとすると、前面ならば、 $Cp1 > Cp2 > 0$ 、背面ならば  $|Cp3| > |Cp4| > 0$  の場合に上下 2 点の圧力差が正のモーメントとして働く。図 2. 23. に示された前面における上下の圧力差を考えると、迎角が正のときは  $Cp1 < Cp2$  で頭下げのモーメントに、迎角が負のときは  $Cp1 > Cp2$  で頭上げのモーメントというように、常にそのときの迎角を減じる方向のモーメントを作り出していることがわかる。次に、背面における上下の圧力差を考える。図 2. 24. より  $Cp3$  と  $Cp4$  はともに負の値であることに留意すると、迎角が正のときは  $|Cp3| < |Cp4|$  であり、この両者の圧力差は回転中心まわりに頭下げのモーメントを作り出す。迎角が負の場合は、 $|Cp3| > |Cp4|$  であるので両者の圧力差は頭上げのモーメントに相当する。つまり、背面圧力についても常にそのときの迎角を減じる方向のモーメントを作り出している。これらから、静的な場合には、前面および背面に作用する圧力はどちらも静的に安定なモーメントを作り出す方向に働いていると考えられる。さらに、背面の迎角  $0^\circ$  近辺での圧力変化の割合が急である結果として、迎角の絶対値が小さい範囲では静安定モーメントへの背面の寄与は前面の寄与と同程度に大きい。例えば迎角が  $2^\circ$  のときの  $|Cp3 - Cp4|$  の値は 0.08 程度であるのに対し、 $Cp2 - Cp1$  の値もおよそ 0.08 である。前面における圧力差は迎角に対してほぼ線形に増加するのに対し、背面の圧力差は迎角  $0^\circ$  付近では大きく変化しないので、迎角の絶対値が  $2^\circ$  以下の範囲では背面圧力の静安定モーメントに与える影響の方が大きい。前面の寄与が支配的となるのは  $4^\circ$  程度の迎角がついてからである。ただし、ここでは前面 2 点、背面 2 点で表面圧力分布を代表させているため、あくまで定性的議論であることに注意を要する。

ロケットなどの飛翔体の背面圧力については、その分布は背面全体にわたってほぼ一様と考えられている [55~58]。迎角が増加するにつれ背面圧力係数の絶対値も増加する傾向が得られており、その場合でもほぼ一様な分布である [57]。これらの傾向は、これまで述べてきたカプセル形状の背面圧力に見られる傾向と異なるものであり、カプセル形状に起因する相違と考えることができる。

#### 非定常圧力測定（動的な圧力）

次に、供試体運動中の圧力測定結果について述べる。前述の「定常圧力測定」（静的な圧力）という言葉に対比して、ここでは「非定常圧力測定」（動的な圧力）と呼ぶこととする。

D45 モデルについて  $M=1.1$  での前面（圧力孔 1）での動的な圧力とピッチ角振動の様子を図 2. 25. に示す。 $Cp1$  の圧力変動はピッチ角振動と同周期で、逆位相である。背面（圧力孔 3）の動的な圧力とピッチ角振動の関係を図 2. 26. に示す。背面における圧力変動の波形は、ピッチ角振動と基本的には同周期のものであるが、それ以外の周波数成分の存在も認められる。特に高周波成分については約 330 Hz のものが見られ、これはストローハ

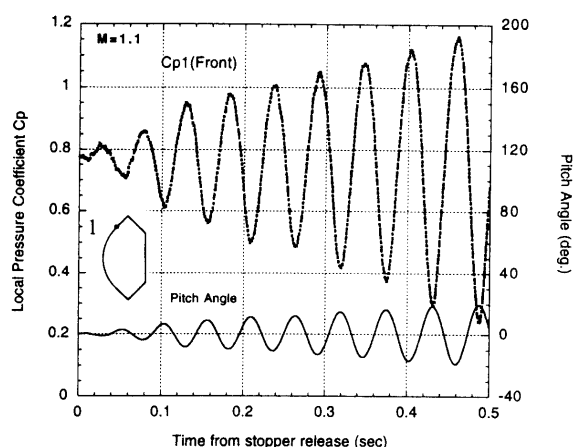


図 2. 25. 前面圧力孔 1 における圧力変動とピッチ角振動 ( $M=1.1$ )

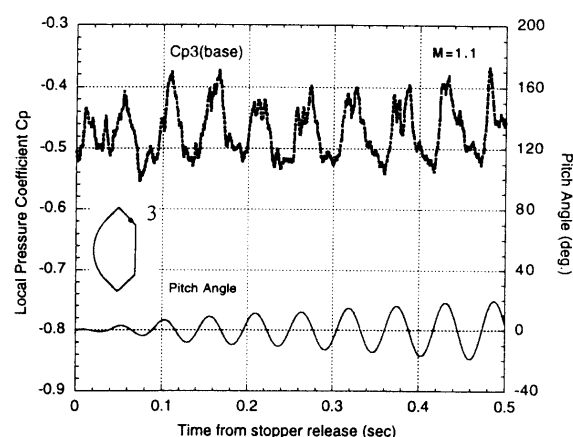


図 2. 26. 背面圧力孔 3 における圧力変動とピッチ角振動 ( $M=1.1$ )

ル数(供試体直径基準)で約 0.1 に相当する。後述するが、高速度カメラを使用しての後流の観測では供試体エッジ部からの渦の放出が確認されており、この周波数成分は渦の放出に対応するものと考えられる。

また、 $Cp3$ での圧力変動はピッチ角振動とほぼ同位相であるが、若干の位相の遅れが認められる。この姿勢運動に対する背面圧力変動の位相遅れについては、次節 2. 5. で議論する。

#### 動的な圧力と動的なモーメントの関連性

図 2. 27., 図 2. 28. はそれぞれ前面、背面における動的な圧力とピッチ角の関係を、リミットサイクルに入っているピッチ角振動のある 1 周期にわたって示したものである。前面について見ると、同一のピッチ角であっても角速度が正と負の場合では圧力係数の値が異なっていることがわかる。 $Cp1$ について見れば、正の角速度を有することにより圧力は減少し、 $Cp2$ についてみれば圧力は増加している。負の角速度を有する場合にはそれぞれ逆の傾向になっている。これは、供試体が角速度を持っていることによって圧力計測点位置に生じる速度で一樣流に対する見かけの迎角が変化するためと思われる。正の角速度を有する場合、 $Cp1$ は減少し  $Cp2$ は増加するので両者の圧力差  $Cp1 - Cp2$ は静的な場合での圧力差より減少することになる。この圧力差の減少分は頭下げのモーメントを作り出していると考えられるから、供試体が運動することにより前面に生じる圧力変化の作るモーメントは供試体の角速度を常に抑制する方向に働くことがわかる。

次に、背面の動的圧力について見ると、図 2. 24. に示された静的な場合に較べると明らかに異なった様相を呈

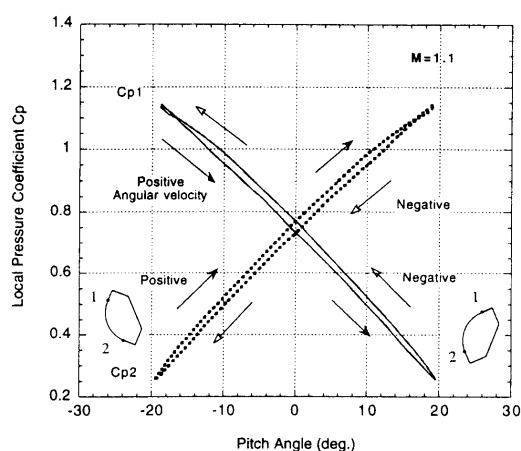


図 2. 27. 各ピッチ角における前面圧力孔 1, 2 での動的圧力 ( $M=1.1$ )

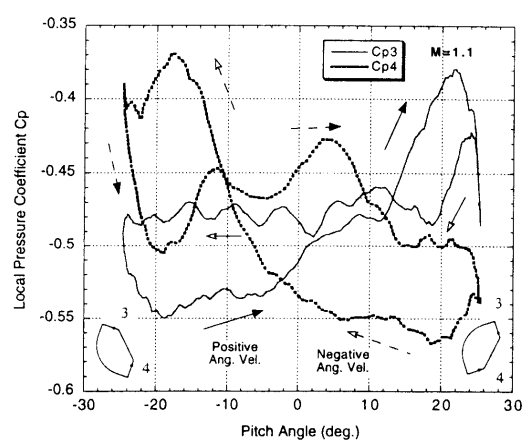


図 2. 28. 各ピッチ角における背面圧力孔 3, 4 での動的圧力 ( $M=1.1$ )

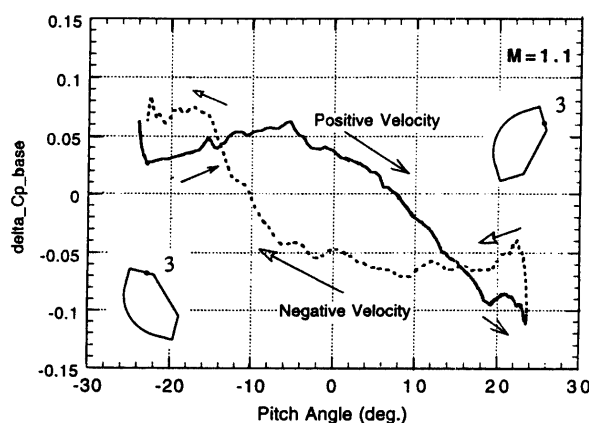


図 2. 29. リミットサイクル運動中の背面圧力の差  
(背面圧力の作るモーメントに対応)

している。角速度が正の場合を例にとってみると、ピッチ角がマイナスから  $12^\circ$  ないし  $13^\circ$  までの間は  $Cp_3$  の絶対値が  $Cp_4$  のそれより大きい。この場合、両者間の圧力差が示す回転中心まわりのモーメントの方向は頭上げであり、正の角速度をさらに増幅する方向に働く。ピッチ角が  $12^\circ$  ないし  $13^\circ$  を超えてから最大ピッチ角に達するまでの間は、 $Cp_3$  と  $Cp_4$  の大小関係が入れ替わるので、両者間の圧力差の示すモーメントの向きは頭下げであり、正の角速度を減衰させる方向に変化することは注目すべきことである。この関係をより明確に示すために、正の角速度を持つ場合の両者間の圧力差 ( $\Delta Cp = Cp_4 - Cp_3$ ) をピッチ角に対して示したものが図 2. 29. である。前述のように、その差はそのままモーメントを表していると考えることができる。圧力差が正であるとき、その圧力差の作り出すモーメントは頭上げの向きである。全体的に負の傾きを持っているのは、静的な場合にそうであったように背面側の圧力も全体としては静的に安定な側のモーメントを作り出していることに対応している。しかし、ピッチ角の絶対値が小さい間は動的な効果の方が大きく、全体としては動的に不安定なモーメントを作り出しているメカニズムが現れている。さらに、背面による動的不安定モーメントはピッチ角  $0^\circ$  付近で最も大きく圧力差も 0.1 のオーダーであるが、これは図 2. 27. からわかるようにピッチ角の小さい範囲（例えば  $\pm 3^\circ$  の範囲）では前面での圧力差による静安定モーメントの値に比して大きく、前面・背面を合わせたモーメントも動的に不安定な側に作用する。

動的なモーメント（図 2. 29. に示されたモーメントのうち角速度によって変化する成分）は上述のようにピッチ角  $0^\circ$  付近では不安定な側に働くが、ピッチ角が約  $12 \sim 14^\circ$  のあたりになると不安定から安定な側に向きが入れ替わる。入れ替わったあとはピッチ角の増加とともに動的に安定なモーメントは増大する傾向を示す。このモーメントの入れ替わりは物体表面に形成される衝撃波の影響ではないかと考えたが、補遺 C. に示したように衝撃波の立ち始める角度とモーメントの入れ替わりの角度は対応していなかった。

動的なモーメントの入れ替わりの角度である、約  $12 \sim 14^\circ$  という値はリミットサイクルの定常振幅の半分程度の値に等しいが、この関係については第 3 章で議論する。

## 2. 5. 考 察

前節における非常圧力測定結果についての考察から、供試体前面の圧力ではなく、背面圧力の動的挙動が動的に不安定なモーメントを供試体まわりに作りだしていることがわかった。

ここでは、背面の圧力の動的挙動がどのようにして決められるのかについて考察する。

### 背面の静的圧力と動的圧力の相違

リミットサイクル運動中の背面の動的な圧力は図 2. 28. で、静的な圧力は図 2. 24. においてすでに示しているが、 $Cp_3$  について、両者を重ねてプロットしたものを図 2. 30. に示す。

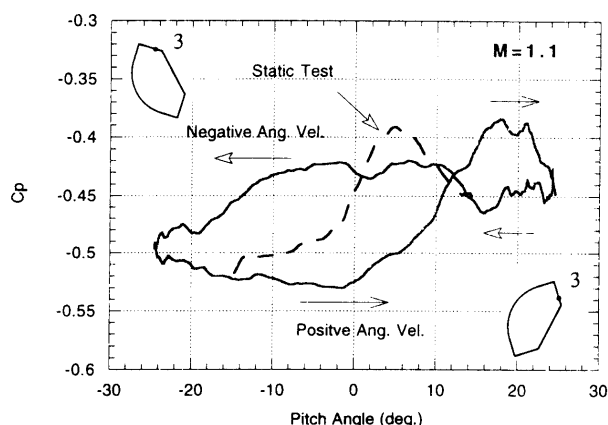


図 2. 30. 背面圧力孔 3 における静的、動的圧力の相違 (M=1.1)

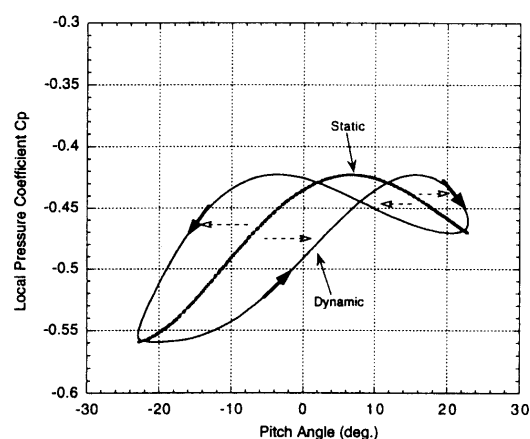


図 2. 31. 再現した動的圧力と静的圧力の関係

図 2. 30. からは、動的な圧力では正の角速度を持って供試体が運動している場合には、圧力のピークに達するピッチ角度が静的な圧力に較べるとより角度が大きい側にずれる（この場合は  $5^\circ$  から  $20^\circ$  付近へ）傾向が示されている。逆に負の角速度で運動している場合には、静的な場合に比較すると圧力のピークの下がり方は緩い。

Cp 3, Cp 4 でそれぞれ同様な挙動が見られるために、図 2. 29. で示したようなピッチ角によって動的に不安定なモーメントが生じる領域が存在するわけである。

動的な圧力のピッチ角に対する変化のパターンが、上述のように、静的な圧力の変化のパターンからずれた挙動を示す理由についてさらに考察を進める。

#### 動的圧力と静的圧力の相違と位相遅れの関係

前節において背面における動的な圧力変動には姿勢運動に対する位相の遅れが認められることを指摘した。この位相遅れと上述の動的圧力の静的圧力からのずれの関係について推論する。

背面の静的な圧力はピッチ角の関数であり、 $C_{p_{st}}(\theta)$  と書くことにする。ピッチ角はリミットサイクル状態では正弦波で振動しているとする ( $\theta = \theta_0 \sin(\omega t)$ )。ここでいう位相遅れとは、背面圧力においては現在のピッチ角をある位相  $\phi$  だけ遅れて知る、言い換えれば現在の背面圧力は位相だけ前のピッチ角によって決まると考える。このとき、動的な圧力  $C_{p_{dy}}$  は、

$$C_{p_{dy}} = C_{p_{st}}(\theta_0 \sin(\omega t - \phi)) \quad (2.1.)$$

この関係を用いて、図 2. 30. の関係を、適当な  $C_{p_{st}}(\theta)$  を仮定して再現してみた動的な圧力と静的な圧力の関係を図 2. 31. に示す。この関係は、図 2. 30. を定量的に再現したものではないけれども、その傾向を定性的によくあらわしていると考えることができる。すなわち、動的な圧力のパターンが静的な圧力のパターンからずれる原因はこの位相遅れで説明がつく可能性がある。

#### 位相遅れの要因

カプセル型物体まわりの流れ場は模式的に図 2. 32. のようになっていると考えられる。遷音速で  $M > 1$  の場合を示したものであるが、前面の弓形衝撃波、エッジ部付近の膨張波、物体背部の後流の形成などが目立ったものである。カプセル型物体の遷音速域における後流については研究例が少なく、あまり知られていない。ロケットのようなスレンダーな形状を持つ飛翔体については、超音速域での後流は比較的研究例が多い [56~59]。

後流中には逆流域が存在するので、前述の位相遅れは後流中の流れと関連している可能性がある。そこで、運動中の供試体の後流をシュリーレン法によって高速度カメラを用いて撮影、観察を行った。高速度カメラは 1 秒間に 3000 コマ撮影可能である。そこで得られた写真を図 2. 33. に示す。

供試体前面に形成される弓形衝撃波は画像の可視範囲より前方にあり、図中には示されていない。画像中、膨



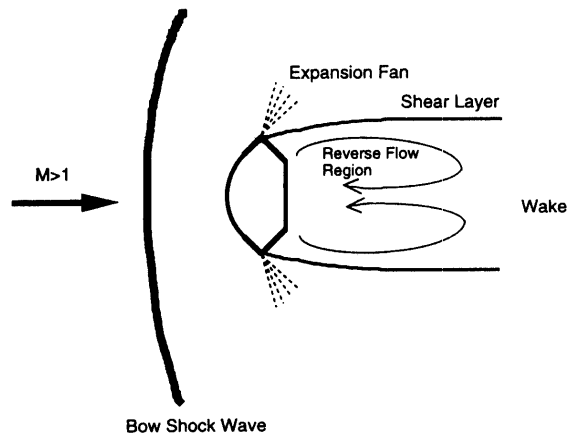


図 2. 32. 遷音速中のカプセルまわりの流れ場の模式図

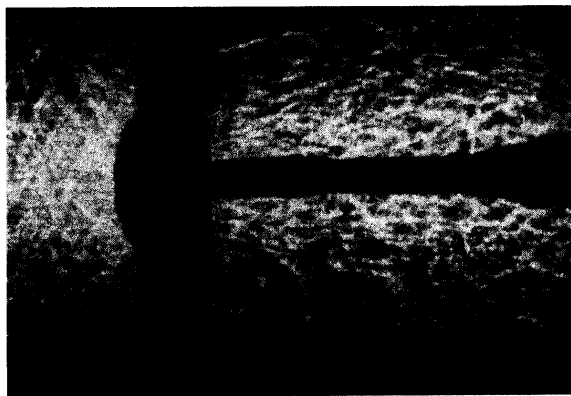
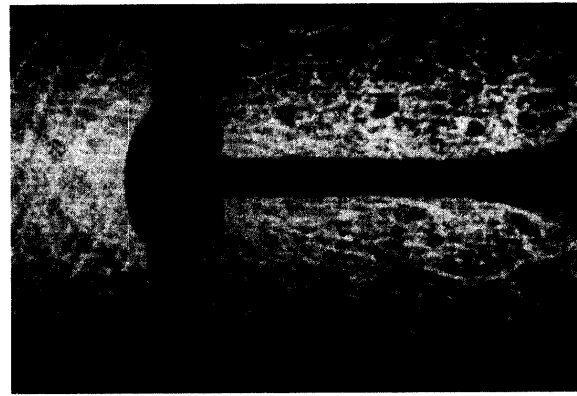
(a) ピッチ角  $0^\circ$ , 正の角速度時(b) ピッチ角  $0^\circ$ , 負の角速度時

図 2. 33. 高速度カメラで捉えた供試体運動中の後流の様子

張波は黒く映るように設定されている。供試体のエッジ部（最大直径部）に強い膨張波が形成されており、後流の剪断層の部分はエッジ部から放出されたと見られる渦により乱されている。

図 2. 33. において (a) は正の角速度を有してピッチ角  $0^\circ$  を横切る場合、(b) は負の角速度を有して  $0^\circ$  を横切る場合であり、どちらもリミットサイクルに落ちついてからのものである。ピッチ角  $0^\circ$  の瞬間を選んだのは、そのとき角速度が最大となり、後流への影響がもっとも顕著に現れると考えたことによる。しかしながら、位相の遅れを直接示すような流れを画像中には見出すことはできなかった。

#### 迎角 $0^\circ$ 付近の流れの不安定性

前述した図 2. 30. はリミットサイクルに入ってから動的な圧力を静的な圧力と比較したが、ストッパー解除直後からの背面の圧力の履歴をすべてピッチ角に対してプロットしたものを図 2. 34. に示す。これから、リミットサイクルに至るまでの過渡過程を伺い知ることができる。ピッチ角  $0^\circ$  から動き始めるので、 $0^\circ$  における静的圧力にはほぼ等しいところから変化し始める。図中の  $0^\circ$  付近のトレースの濃さが示すように、発散の初期過程では動的な圧力は必ずしも静的な圧力のパターンに沿って変化せず、そこからはずれた軌跡を描いている。最終的にはリミットサイクルを維持する安定な軌跡に落ちつく。この発散初期過程での動的な圧力の挙動は、迎角  $0^\circ$  付近での背面の流れの構造の大きな変化を示唆するものではないかと考え、オイルフロー法により背面上の流れの可視化を行った。

供試体を迎角  $0^\circ$  で固定し、マッハ数 1.1 の気流中で背面の流れを油膜法で可視化したものを図 2. 35. の (a) に、

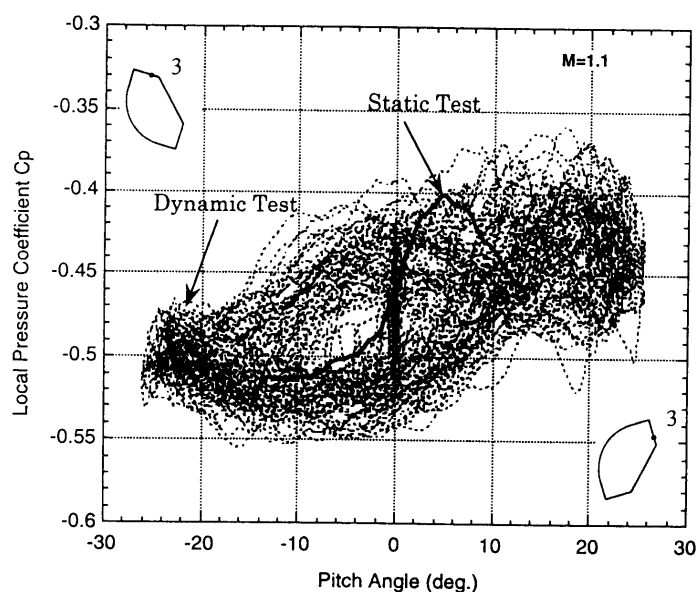
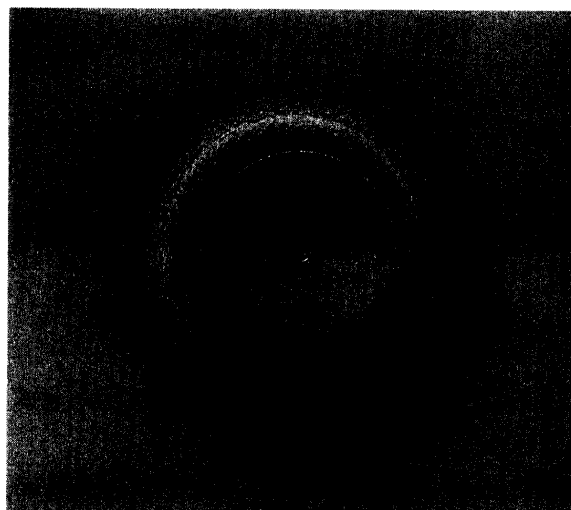
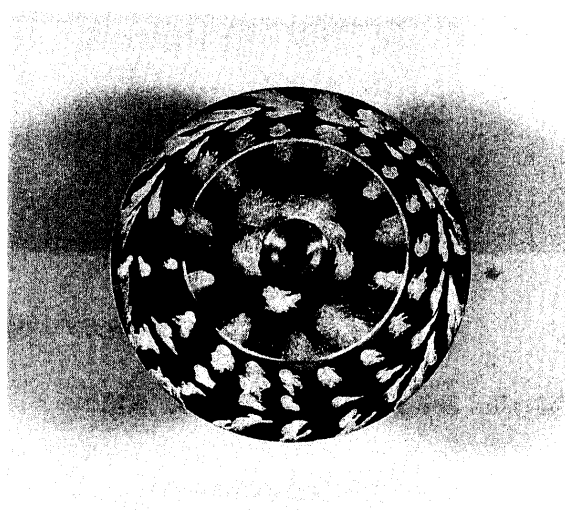


図 2. 34. 背面圧力孔 3 における動的圧力のピッチ角に対する全履歴と静的圧力の比較



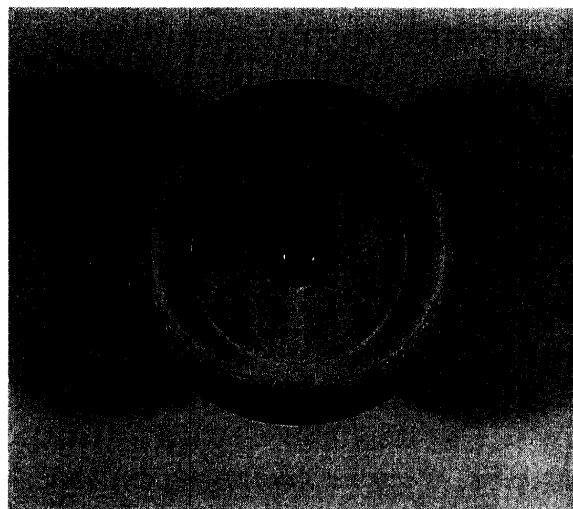
(a) 迎角 0°, 油膜法



(b) 迎角 0°, 油点法

図 2. 35. オイルフローによる背面の可視化の様子 ( $M=1.1$ )

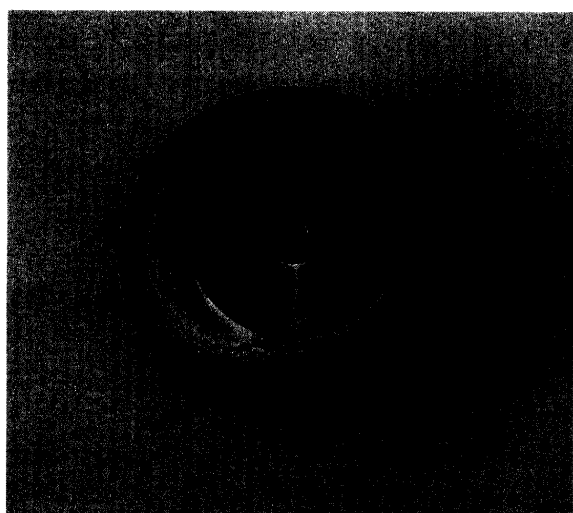
油点法で可視化したものを (b) に示す。油膜法の場合、背面の外周に近いあたりに油だまりが形成され、リング状の模様が現れる。油点法からは表面上の流線を知ることができる。外周に近い部分では若干の流れが見られるもののその程度は小さく、また、内周部にもほとんど流れが見られないことから、ほぼ軸対称な流れが実現されているものと考えられる。次に、図 2. 36. には迎角  $2^\circ$  の場合の油膜法と油点法の結果を、図 2. 37. には迎角  $4^\circ$  の場合の油膜法と油点法の結果を示す。迎角が  $2^\circ$  ついた場合は、背面に明らかな流れの構造が見られる。写真の中で背面上部（ピッチ角正の場合の  $Cp\ 3$  の付近の位置に相当）に流れのない領域（淀み領域）があり、そこから周方向に沿って流れが生じ始め、下部（ $Cp\ 4$  の付近）で流れが背面から離れることがわかる。他方、カプセル前面に沿ってきた流れは前述の流れに行き先を阻まれる形で周方向に流れを変え、結果的には一つの流れになってカプセルから離れていく。この二つの流れのぶつかる領域でリング状の模様が形成される。図 2. 37. に見られるように、この模様は徐々に形を歪めながら薄くなっていく。迎角を  $5^\circ$  つけたあたりでこの模様は消滅する。これ



(a) 迎角 2°, 油膜法



(b) 迎角 2°, 油点法

図 2. 36. オイルフローによる背面の可視化の様子 ( $M=1.1$ )

(a) 迎角 4°, 油膜法



(b) 迎角 4°, 油点法

図 2. 37. オイルフローによる背面の可視化の様子 ( $M=1.1$ )

は、周方向へ沿った流れの速度が迎角の増加とともに増して明確な流れの構造に落ちつくためである。

前述したピッチ角  $0^\circ$  付近での背面の動的な圧力の変動は、オイルフロー結果に見られたほぼ軸対称な流れから過渡的な状態（リング状の模様）を経て安定な流れの構造に推移するパターンのうち、軸対称な流れの不安定さを示している可能性があると考えられる。

本節における議論を以下にまとめる。

ここで行った限られた範囲での背面上の流れや後流の観察から流れ場と位相の遅れの具体的な関係を見出すことはできなかったが、2.4. 節で行った非定常圧力測定の結果から、リミットサイクル時における背面の動的な圧力のピッチ角に対する変化が静的な圧力の場合からずれたパターンになっているように見られ、このずれは背面の動的な圧力が静的な圧力に対してある一定の位相遅れをもって現れる場合に生ずるずれのパターンと似た形になっていることがわかった。

### 第3章 ダンピング係数の導出

#### 3.1. 緒言

前章において、1自由度を許容した動的風試では動的不安定性によって供試体に生じる振動は最終的には振幅一定のリミットサイクルに陥るような非線形振動（2章では遷音速型振動と呼ぶことにした）であることを述べた。また、運動中の供試体の複数の点の表面圧力をリアルタイムで計測することにより、動的不安定なモーメントは運動中の背面の圧力によって回転中心まわりに作り出されていることを定性的に示す事実を得た。さらに、この実験的事実からは、背面圧力の作るモーメントはピッチ角  $0^\circ$  を中心にしてリミットサイクルの定常振幅のおよそ半分のピッチ角の位置で不安定から安定に入れ替わる特性を持つことも示唆されている。

本章では、非線形振動である遷音速型振動を、前章で得たこれらの実験的事実に矛盾しないように、適切な微分方程式で記述することを目的とする。具体的には、動的なモーメントを決定するダンピング係数をその瞬間のピッチ角の関数としてできるだけ簡潔な表現で書き表すことを考える。ダンピング係数の関数形を定めた後に、1自由度自由回転法による風洞試験で得られたデータに対して最小二乗法によるカーブフィットを行い、微分方程式中に現れる各係数を決定する。こうして得られた係数をもとに風洞試験の結果を再現した後、このダンピング係数を用いた微分方程式による記述の特質について考察する。

#### 3.2. ダンピング係数

まず、前章で述べた1自由度自由回転法の場合の供試体の回転中心（重心）まわりの運動方程式を考える。可動部の機械的摩擦により生ずるモーメントはその大きさがここで対象とするモーメントのそれに比して充分に小さいことが確かめられているので、本研究においては無視する。（補遺 B.）供試体に作用する空気力によるモーメントはピッチ角およびピッチ角速度のその時間における瞬時値だけの関数と考えることとし、供試体の回転中心まわりの慣性モーメントを  $I$  とすれば、

$$I\ddot{\theta} = qSd \cdot C_m(\theta, \dot{\theta}) \quad (3.1)$$

と書き表すことができる。ただし、 $C_m$  は空気力による回転中心まわりのピッチングモーメント係数である。試験中はマッハ数一定であるから、 $q, S, d, I$  はどれも定数である。

$\dot{\theta} = 0$  のまわりで展開し、二次以上の項を無視すると（この妥当性については後に議論する）、

$$C_m(\theta, \dot{\theta}) = C_m(\theta, \dot{\theta} = 0) + \frac{\partial C_m}{\partial \dot{\theta}} \Big|_{\dot{\theta}=0} \cdot \left(\frac{d}{V}\right) \dot{\theta} \quad (3.2)$$

と書ける。(3.2) 式を便宜上次式のように書き換えることにする。

$$C_m(\theta, \dot{\theta}) = C_{m_{st}}(\theta) + C_{m_{\dot{\theta}}}(\theta) \cdot \left(\frac{d}{V}\right) \dot{\theta} \quad (3.3)$$

上式において  $C_{m_{st}}(\theta)$  はピッチ角  $\theta$  のみに依存するモーメント成分であり、 $C_{m_{\dot{\theta}}}(\theta)$  はピッチ角速度に乘じられる係数で、動的特性に直接関連する量であるので、ピッチのダンピング係数と呼ぶことができる。

本研究で行った試験では供試体の運動はピッチ軸まわりの回転のみの1自由度であるから、ピッチ角速度については、

$$\dot{\theta} = \dot{\alpha} \quad (3.4)$$

なる関係が成り立つ。

ピッチのダンピング係数はピッチ角  $\theta$  についての関数となる。ダンピング係数を実験的に求める方法については1.2.2. 節で述べた。振動法に属する自由振動法と強制振動法においては、あるピッチ角  $\theta_0$  まわりに微小振動させることで測定を行っているので、ダンピング係数はピッチ角  $\theta_0$  での値として直接求められる。ただし、1.2.2. 節で既述のように、強制振動法のうち変位測定によるものはダンピング係数が正になるような場合には適さないので注意を要する。自由振動法では微小振幅の大きさおよび周期は装置の都合で決まってしまう。自由飛行法

の場合には主としてバリスティックレンジでの試験となるが、3次元6自由度の運動を光学的観測で行うことになり、上述の場合とは異なってダンピング係数を直接求めることができない。多くの場合行われるのは、供試体の振動の1周期ずつを取り出して、その1周期の間は線形振動であると考えてカーブフィットを行い、ダンピング係数を得る方法である。非線形現象も局所的にみれば線形振動に近いという考えに基づくものであるが、この方法の場合、振動の微分方程式は、

$$\ddot{\theta} = \frac{qSd^2}{IV} \overline{C_{m\dot{\theta}}} \cdot \dot{\theta} + \frac{qSd}{I} \overline{C_{m\alpha}} \cdot \theta \quad (3.5)$$

と表現する。 $\overline{C_{m\dot{\theta}}}$ ,  $\overline{C_{m\alpha}}$  は1周期の間は定数である。1周期の間のピッチ角振動の最大値、最小値をそれぞれ、 $\theta_M$ ,  $\theta_m$  とすれば、例えば1周期の間の平均振幅  $\bar{\theta}$  として、

$$\bar{\theta} = \frac{1}{2}(\theta_M - \theta_m) \quad (3.6)$$

を取ることができる。したがって、 $\overline{C_{m\dot{\theta}}}$ ,  $\overline{C_{m\alpha}}$  は  $\bar{\theta}$  の関数として得られることになり、ピッチ角  $\theta$  の関数ではない。この理由で2つのダンピング係数  $\overline{C_{m\dot{\theta}}}$ ,  $C_{m\dot{\theta}}$  は直接比較することができない。

ダンピング係数 ( $C_{m\dot{\theta}}$ ) のピッチ角  $\theta$  の関数形があらかじめわかっているとすると、ピッチ角振動がリミットサイクルに陥っていてかつその波形は正弦波とみなすことができる場合には、 $\overline{C_{m\dot{\theta}}}$ ,  $\overline{C_{m\alpha}}$  を、 $C_{m\dot{\theta}}$ ,  $C_{m\alpha}$  に変換することは可能である。

本章では、前章で述べた実験的事実に基づいてダンピング係数を、1周期あたりの平均の振幅ではなく、ピッチ角  $\theta$  についての関数の形で陽に記述することを考える。

### 3.3. 微分方程式による記述

(3.1) 式に示したピッチングモーメント係数について、位相面 ( $\theta$ ,  $\dot{\theta}$ ) における  $C_m$  の対称性を考慮すると、

$$C_m(\theta, \dot{\theta}) = -C_m(-\theta, -\dot{\theta}) \quad (3.7)$$

となるべきである。この条件を (3.3) 式に代入すれば、

$$\begin{aligned} C_m(-\theta, -\dot{\theta}) &= C_{m_{st}}(-\theta) + C_{m\dot{\theta}}(-\theta) \cdot \frac{d}{V}(-\dot{\theta}) \\ &= -\left[ C_{m_{st}}(\theta) + C_{m\dot{\theta}}(\theta) \cdot \frac{d}{V} \dot{\theta} \right] \end{aligned} \quad (3.8)$$

とならなければならない。これより、

$$C_{m_{st}}(-\theta) = -C_{m_{st}}(\theta) \quad (3.9)$$

$$C_{m\dot{\theta}}(-\theta) = C_{m\dot{\theta}}(\theta) \quad (3.10)$$

を得る。すなわち、 $C_{m_{st}}$  は奇関数、 $C_{m\dot{\theta}}(\theta)$  は偶関数という条件である。

$C_{m_{st}}(\theta)$  の関数形については、1自由度自由回転法による実験の場合、ピッチ角  $0^\circ$  を中心とした振動となるので、 $C_{m_{st}}(\theta)$  を  $\theta = 0$  のまわりに展開し、さらに奇関数の条件を考えて3次の項までとれば、

$$C_{m_{st}}(\theta) = a \cdot \theta + b \cdot \theta^3 \quad (3.11)$$

と書き表すことができる。

次に、ダンピング係数  $C_{m\dot{\theta}}(\theta)$  の関数形について考える。

前章での圧力計測の結果から、遷音速型振動が生じる場合にはダンピング係数は次のような性質をもつと考えられる。

- (1) ピッチ角  $0^\circ$  付近では正の値をとる
- (2) あるピッチ角  $\theta_s$  になると、正から負の値へ変化する
- (3) その角度  $\theta_s$  はリミットサイクルにおける定常振幅の約  $1/2$  に等しい

上記のうちの性質 (1) および (2) を持ち、さらに

- ・ (3.10) 式より  $C_{m_{st}}(\theta)$  は偶関数である

という特性を満たす最も簡単な表現としてダンピング係数を次のように書き表すこととする。すなわち、

$$C_{m_{\theta}}(\theta) = \varepsilon \left(1 - \frac{\theta^2}{\delta^2}\right) \quad (3.12)$$

ここで、 $\varepsilon, \delta$  は定数である。ダンピング係数が上式のように書き表されるとすると、 $\varepsilon > 0$  の場合、

- $|\theta| \leq \delta$  のとき、 $C_{m_{\theta}}(\theta) \geq 0$
- $|\theta| \geq \delta$  のとき、 $C_{m_{\theta}}(\theta) \leq 0$

となり、性質(1)および(2)を満たす。

式(3.11)および(3.12)を式(3.1)に代入して書き直すと、

$$\begin{aligned} \ddot{\theta} &= \frac{qSd^2}{IV} \cdot \varepsilon \left(1 - \frac{\theta^2}{\delta^2}\right) \cdot \dot{\theta} + \frac{qSd}{I} (a + b \cdot \theta^2) \cdot \theta \\ &= \varepsilon \left(1 - \frac{\theta^2}{\delta^2}\right) \cdot \dot{\theta} + (\hat{a} + \hat{b} \cdot \theta^2) \cdot \theta \end{aligned} \quad (3.13)$$

ここで、 $\varepsilon, \hat{a}, \hat{b}$  は定数をまとめて書き直したものである。

(3.13) 式において  $\hat{b} = 0$  とおき、さらに  $\hat{a} = -1$  とすると

$$\ddot{\theta} = \varepsilon \left(1 - \frac{\theta^2}{\delta^2}\right) \cdot \dot{\theta} - \theta \quad (3.14)$$

式(3.14)は、van der Pol の方程式と呼ばれ、電気工学の分野では以下に示すような特性をもつ非線形振動を表すものの一つである [59, 60]。

van der Pol の方程式の性質は、 $\varepsilon > 0$  の場合、 $|\theta| \leq \delta$  の範囲では負抵抗となって振動は増幅され、 $|\theta| \geq \delta$  の範囲では正抵抗となって振動は減衰される。式(3.14)において  $\varepsilon = 0.2$ 、 $\delta = 0.5$  とし、初期条件として微小な値  $(\theta, \dot{\theta}) = (0.001, 0.1)$  を与えて解くと、図3.1.に示すようになる。初期条件で与えた微小な擾乱は負抵抗によって成長して振幅は増大していくが、 $\theta$  が  $\delta$  を超えると正抵抗が働き振幅の増加の割合が鈍り、最終的には振幅一定のリミットサイクルに落ちつく。 $\theta$  の振動の波形は必ずしも正弦波ではなく、歪められたような波形である。これは  $\varepsilon$  と  $\hat{a}$  (この場合は  $-1$ ) のオーダが近く相対的に  $\varepsilon$  の影響が大きいためである。 $\hat{a}$  のオーダが  $\varepsilon$  のそれより2桁大きければ、 $\theta$  の波形はほぼ正弦波とみなすことができる。(3.13) 式において  $\hat{b} = 0$  とし、 $\delta$  の値を一定に保ち ( $\delta = 0.5$ )、 $\varepsilon$  と  $\hat{a}$  の組み合わせを変えたものを図3.2. および図3.3. に示す。ただし、初期条件は図3.1. と同一とした。どちらの場合も、発散の過程の様子は異なるものの、最終的にはリミットサイクルに達し、さらに、その定常振幅はどちらも等しく  $2\delta$  であることがわかる。これより、式(3.13)で表される振動の最終的に到達す

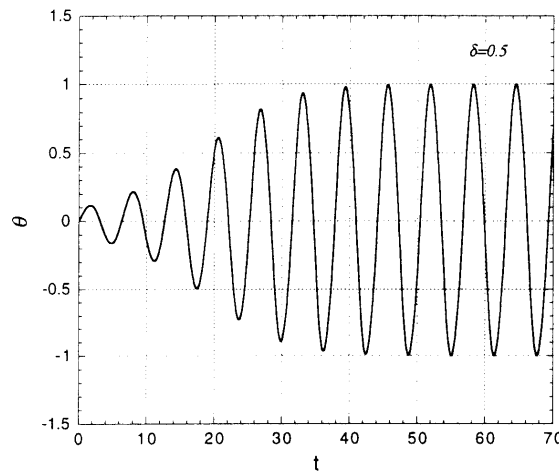


図3.1. van der Pol の式の解 ( $\varepsilon=0.2$ ,  $\delta=0.5$ )

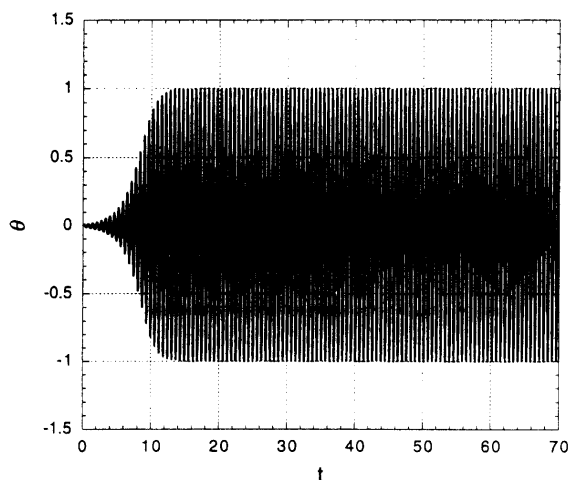


図 3. 2. van der Pol の式の解 ( $\varepsilon=1.0$ ,  $a=-100$ ,  $\delta=0.5$ )

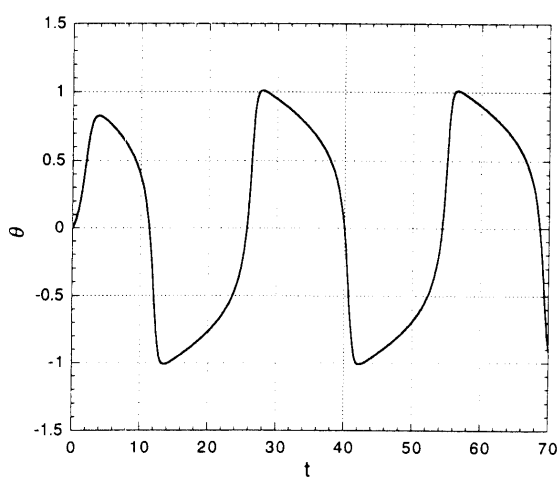


図 3. 3. van der Pol の式の解 ( $\varepsilon=1.0$ ,  $a=-0.1$ ,  $\delta=0.5$ )

る定常振幅は  $\delta$  のみに依存し、その他のパラメータには依存しないことがわかる。ただし、この議論は  $\delta = 0$  の前提で行っているので、式 (3. 13) 一般にあてはまることを必ずしも保証しない。しかし、 $\delta$  のオーダーが  $a$  に比べて小さく、かつ  $\theta$  が微小な範囲であれば  $\theta$  の 3 乗の効果は弱いので、上述の特性を持っていると考えてよい。

以上の議論により、1 自由度自由回転法で得られた遷音速型振動を記述する非線形微分方程式として式 (3. 13) の形で表現してみることにする。

### 3. 4. 風試での運動の再現

前節において、1 自由度自由回転法で得られた遷音速型振動を記述する非線形微分方程式を示したが、これはダンピング係数について前節で述べた性質を持つように  $\theta$  による関数形を定めただけである。そこで、本節では、この微分方程式を用いて実際の風洞試験で得られた結果をどの程度再現できるかについて述べる。

1 自由度自由回転法で直接得られるのはピッチ角  $\theta$  の時間履歴である。したがって、得られたピッチ角  $\theta$  の履歴に合うように式 (3. 13) の各係数  $\varepsilon$ ,  $\delta$ ,  $a$ ,  $b$  を定めればよい。各時間における実測のピッチ角  $\theta$  と式 (3. 13) の積分により求められるピッチ角の推定値  $\theta_{es}$  との差の 2 乗和、すなわち、

$$\Delta = \sum_{i=1}^n \left[ \theta(t_i) - \theta_{es}(t_i) \right]^2 \quad (3. 15)$$

が最小になるようにすればよい [61]。

D 45 モデルを用いて  $M=1.3$  で行った風試で得られたピッチ角の履歴と式 (3. 13) を用いて最小 2 乗法によってカーブフィットを行った結果を比較したものが図 3. 4. である。図 3. 4. はピッチ角振動がリミットサイクルに入る前の、ピッチ角およびピッチ角速度が比較的小さい段階における、両者の一致の度合いを示している。両者の一致の具合は良好である。ただし、カーブフィットによる最初の半周期の再現波形は図中では省いている。これは、風試における振動の初期条件、特にストッパーを解除した瞬間の角速度を正確には同定できず、振動の初期の波形を一致させるのは困難であるためである。

図 3. 5. には図 3. 4. で取り上げたケースにおいてピッチ角振動がリミットサイクルに入ったのちの実測データと式 (3. 13) によるカーブフィットによる再現波形の比較を示す。図 3. 4. の場合と同様に、両者の一致は良好であり、式 (3. 13) に基づくカーブフィット法は、振動の発散過程だけでなく定常的なリミットサイクルに入った状態においても有用であることがわかる。ピッチ角および角速度が小さいという仮定で (3. 13) 式を導出しているが、本実験で対象とする振動に関してはその前提は妥当であるということを図 3. 4. ないし図 3. 5. は示している。

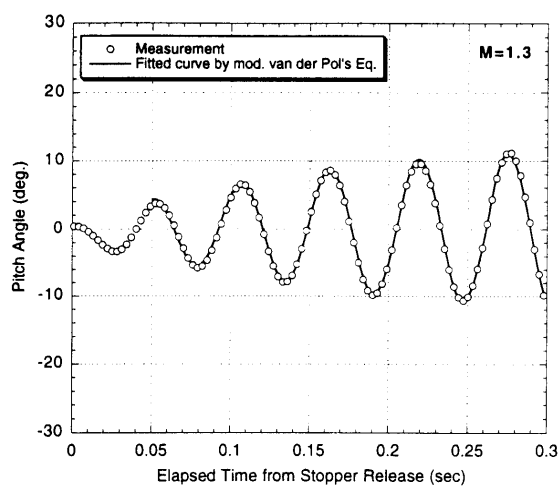


図 3. 4. 発散初期過程におけるピッチ角実測値とカーブフィットの比較 (D 45 モデル,  $M=1.3$ )

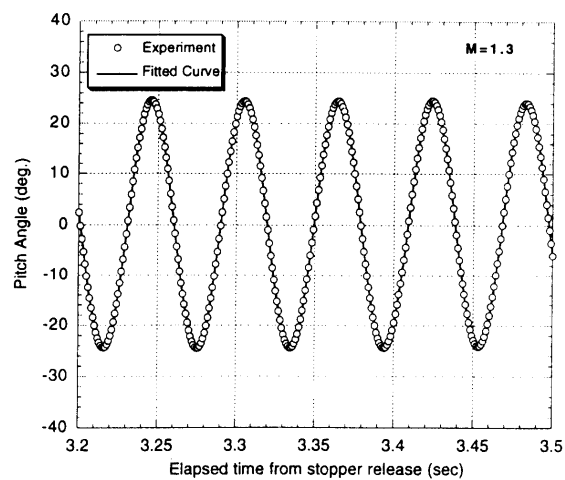


図 3. 5. リミットサイクル時におけるピッチ角実測値とカーブフィットの比較 (D 45 モデル,  $M=1.3$ )

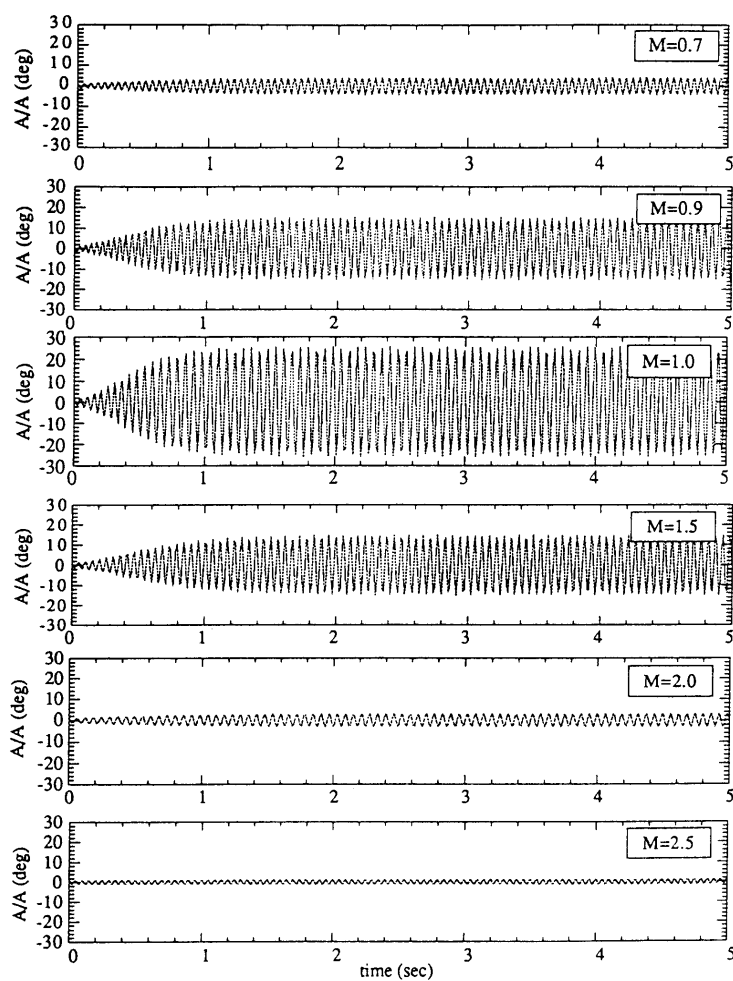


図 3. 6. 各マッハ数における風試での運動の再現結果



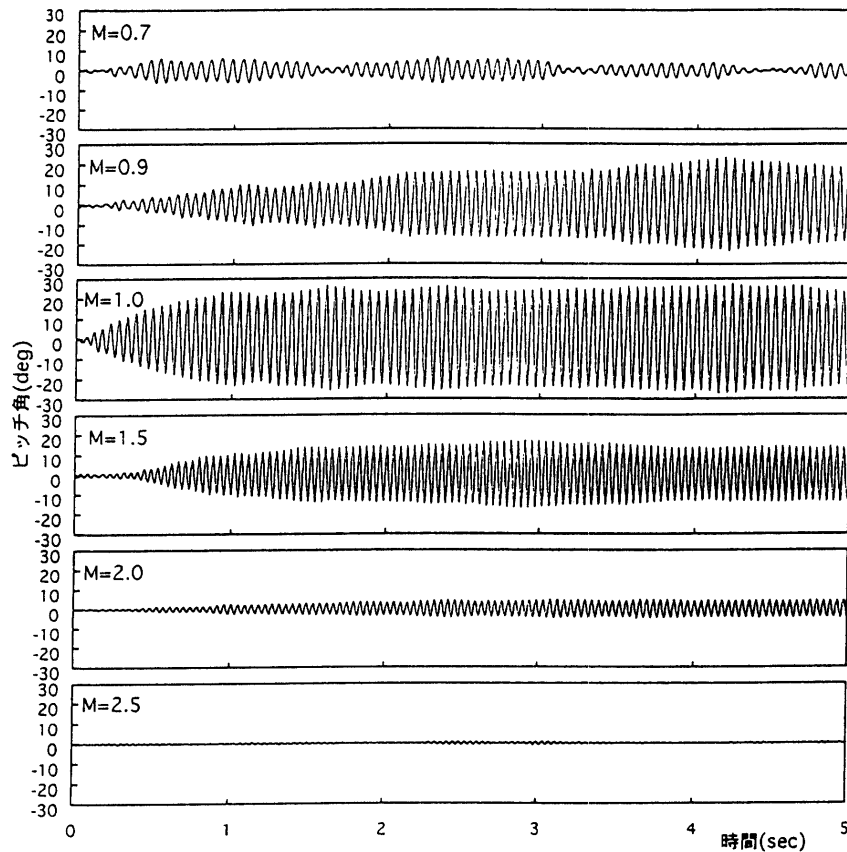


図 3. 7. 各マッハ数における風試での運動の様子 (実測値)

式 (3. 14) を用いて、相異なる複数のマッハ数における実験結果をカーブフィットにより再現した結果を図 3. 6. に示す。比較のため対応する実測データのグラフを図 3. 7. に示す。両図の比較から、式 (3. 14) によるカーブフィットの再現波形は、 $M=0.7$  のケースのような亜音速型振動の特徴である振幅の増減や  $M=0.9$  のケースのような定常振幅後の振幅が増大は再現できないものの、本章で対象としている遷音速型振動の、振動初期の微小な擾乱による振動が増幅されやがて一定振幅のリミットサイクルに落ちつくという特徴をよく表していることがわかる。両者の発散の傾向もほぼ一致しており、最大振幅の値の一致も良好である。

以上より、非線形微分方程式 (3. 13) を用いてのピッチ角実測波形へのカーブフィットに関して、遷音速型振動についての一致の具合は良好であり、その有用性を確認することができた。

### 3. 5. 考 察

本章の目的は、1 自由度自由回転法による風洞試験結果で見られたような非線形振動である遷音速型振動を、2 章で得た実験的事実に矛盾しないように適切な微分方程式で記述することであった。3. 3. 節において、この実験的事実から考えられる、ダンピング係数の持つべき性質を 3 つ挙げた。ここで、再度、実験的事実と式 (3. 13) の持つ性質との関係について議論する。

2. 5. 節において、供試体運動中の背面圧力が回転中心まわりに作るモーメントが動的不安定性に関連していることを示唆する実験的事実を得たことを述べた。さらに、そのモーメントの方向はリミットサイクルにおける定常振幅のおよそ  $1/2$  に相当するピッチ角  $\theta_s$  において入れ替わり、 $-\theta_s \leq |\theta| \leq \theta_s$  では動的に不安定なモーメントを、 $|\theta| \geq \theta_s$  では動的に安定なモーメントであると考えられることも述べた。

式 (3. 13) においては、ダンピング係数は

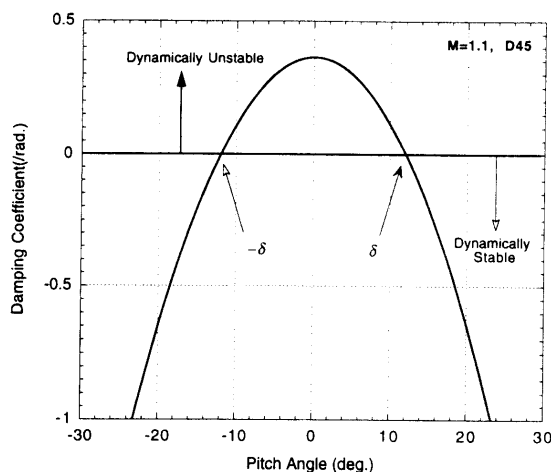


図 3. 8. ダンピング係数のピッチ角に対する変化 (M=1.1, カーブフィット結果)

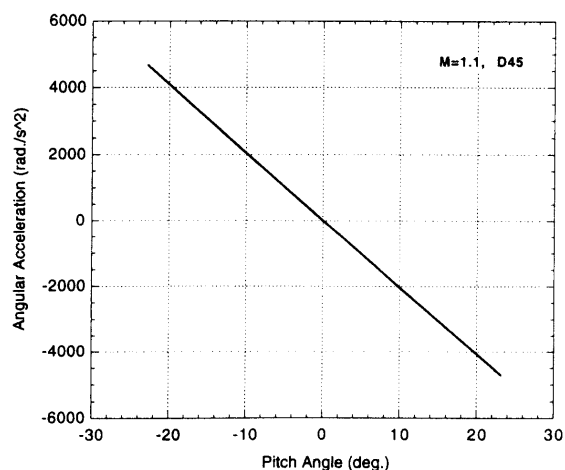


図 3. 9. 静的モーメントによる角加速度 (M=1.1, リミットサイクル時, カーブフィット結果)

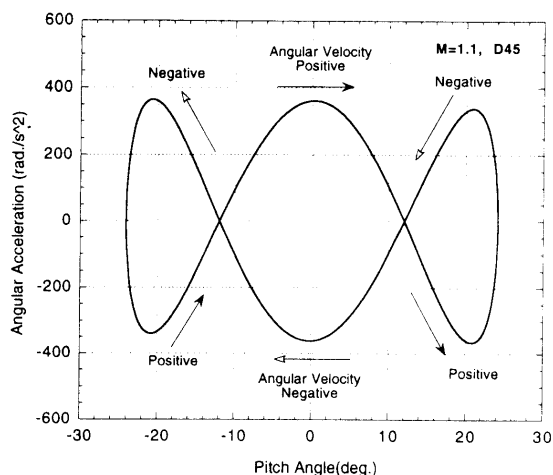


図 3. 10. 動的モーメントによる角加速度 (M=1.1, リミットサイクル時, カーブフィット結果)

$$C_{m\dot{\theta}} = \frac{IV}{qSd^2} \cdot \varepsilon \left(1 - \frac{\theta^2}{\delta^2}\right) \quad (3.16)$$

と書き表される。

式 (3.13) を用いて, M=1.1 における風試で得られたピッチ角振動にカーブフィットした場合のダンピング係数を横軸にピッチ角  $\theta$  をとって表したものが図 3. 8. である。ダンピング係数が正の場合が動的に不安定なモーメントを生じるので, この場合には  $|\theta| \leq 12^\circ$  の範囲では動的に不安定である。逆に,  $|\theta| \geq 12^\circ$  では動的に安定である。この  $12^\circ$  という角度は式 (3.12) における  $\delta$  の値であり, かつリミットサイクル時の定常振幅のおよそ半分の値である。つまり, 式 (3.13) で書き表わせれば, 3. 3. 節でも述べたような実験的事実から示唆される性質をすべて矛盾なく持つことを示している。

M=1.1 でリミットサイクルに落ちついた状態の実測値へのカーブフィット結果で, 式 (3.12) により求められるピッチ角  $\theta$  のみに依存するモーメント (静的なモーメント) を図 3. 9. に, また, 下式により求められるピッチ角速度に依存するモーメント (動的なモーメント) を図 3. 10. にそれぞれ示す。ただし, 縦軸にはモーメントを供試体の慣性モーメントで除した結果得られる角加速度をとっている。

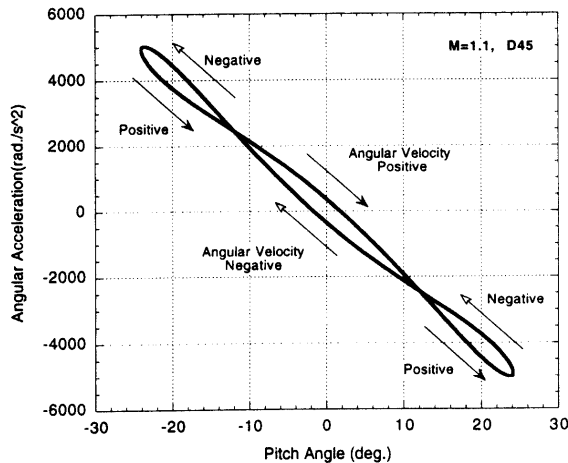


図 3. 11. 静的モーメントと動的モーメントの和による角加速度 ( $M=1.1$ , リミットサイクル時, カーブフィット結果)

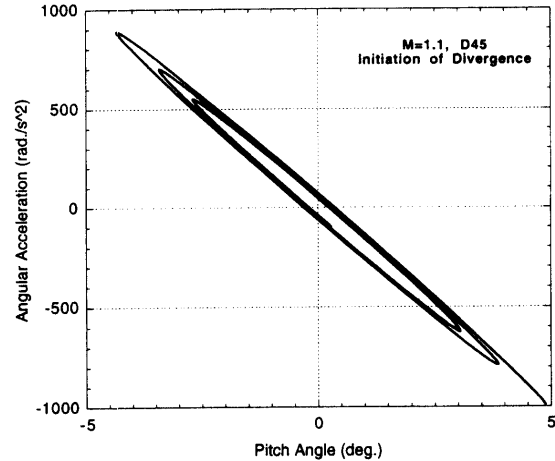


図 3. 12. 発散初期過程の静的・動的モーメントの和による角加速度 ( $M=1.1$ , カーブフィット結果)

$$C_{m_{dy}}(\theta, \dot{\theta}) = C_{m_{\theta}} \cdot \dot{\theta} \quad (3.17)$$

静的なモーメントについては、ピッチ角の 3 次項の影響は小さく、ほぼ線形であることがわかる。動的なモーメントについては、 $|\theta| \leq 12^\circ$  の範囲では動的に不安定な方向の、 $|\theta| \geq 12^\circ$  では動的に安定な角加速度を生じるように働いていることがわかる。リミットサイクルに落ちついている場合、1 周期の間に動的モーメントによって供試体になされる正味の仕事は 0 である。したがって、振幅に増減はおこらない。実際には、微小ではあるが機械的摩擦による仕事分を失うが、その分を空気が適度に補いリミットサイクルを持続する。動的モーメントの方向の入れ替わる  $12^\circ$  という角度はリミットサイクル時の定常振幅のおよそ半分のところに位置していることが図 3. 10. に示されている。もちろん、この  $12^\circ$  という角度は式 (3. 13) における  $\delta$  である。ここでは便宜的に静的モーメントと動的モーメントに分割したが、実際に供試体に働くモーメントは両者の和である。両者の和について図 3. 11. に示す。

次に、振幅の発散過程について述べる。発散過程における静的・動的モーメントの和を図 3. 12. に示す。図 3. 10. と同じ  $M=1.1$  の場合である。発散過程では、動的モーメントによって供試体になされる仕事は常に正であるので、1 周期あたりの正味の仕事は正である。したがって、1 周期ごとに振幅は増大を続ける。この傾向は振幅が  $\delta$  (ここでは  $12^\circ$ ) を超えるまで続く。これらのことから、このカプセル形状ではこのマッハ数においていくらか静的に安定であっても、わずかでも角速度を持ってしまうとピッチ角  $0^\circ$  では静止できないことがわかる。

以上の考察により、1 自由度自由回転法による風試で見られた遷音速型振動を非線形微分方程式 (3. 13) によって記述することで、少なくともここで注目している最大振幅や発散の傾向を記述する意味においては、実験事実と良好に一致する振動を再現することができる。しかもその方程式の持つ性質は前章での非定常圧力測定結果から示唆される動的モーメントの特性に矛盾していないことが示された。

## 第 4 章 自由飛行試験

### 4. 1. 緒 言

2 章では、1 自由度自由回転法による風洞試験を行い、およそマッハ数 1.0~2.2 の領域で微小なピッチ角振動が成長し最終的にはリミットサイクルに落ちつくという遷音速型振動が見られたことを述べた。さらに、供試体運動中の圧力計測を行い、背面圧力の測定結果から示唆される動的不安定なモーメントの持つべき特性について考察した。3 章では、そのような特性を持つべくダンピング係数のピッチ角による陽な関数形を定め、運動を微

分方程式で記述し、それを用いて風試の運動を再現し、実測値との良好な一致を得た。

本章では、振動法と異なる動的試験法である自由飛行法による試験を行い、2章で得られた振動の様子との比較、および3章で提示した非線形微分方程式によって再現される振動波形との比較を行い、動的試験法およびダンピング係数の妥当性について議論する。

#### 4.2. 自由飛行試験

1.2.3.節にて述べたように、動的試験法を2分する試験法の一つに自由飛行（Free Flight）による方法がある。これは、供試体を実際に飛行させる方法であり、静止空气中に供試体を打ち出す方法と一様流気流中に供試体を投入する方法がある。地球大気中での実際の飛翔、あるいはバリスティックレンジにおける試験などが前者に相当する。一方、連続式風洞での試験などが後者に相当するが、供試体の大きさや飛行距離が設備上の都合から制約を受け、定性的傾向を把握するにはよいが定量的測定には向いていない。バリスティックレンジは本来その設置の目的が飛翔体の飛翔試験であるため、動的試験の実施に適している。しかし、十分な飛翔距離を確保するために大規模な設備が必要である。また、3次元空間における供試体の姿勢を光学的に検出する必要があり、データ解析に手間がかかる。大気中での実際の飛翔については、飛翔を行えるだけの場所、手段がなければ不可能である。

自由飛行法は振動法と異なり、供試体の運動の自由度を全く拘束せずに済み、スティングなどの支持装置との干渉を排除できる点で最も理想的な方法である。2章で行った自由回転法では、供試体の運動はピッチ軸まわりの回転のみの1自由度であり、後方からのスティング支持の影響は回避できない。この点で両者の試験法の相違は明確である。供試体の振動の周波数が供試体の諸元と空気力のみによって定まる点では両者は共通しており、振動法の中では自由回転法が自由飛行法に近いといえることができる。これら両者試験法の相違および類似点を考慮して、自由回転法で得られた試験結果と比較するための試験法として自由飛行法を採用することとした。

前述のように、自由飛行法の中でもさらに細かく方法は分かれるが、本研究では大気中での飛行を選択した。これは、宇宙科学研究所の平成8年度第2次大気球実験のうちのB80-4として、三陸大気球観測所からの大気球を用いての実験の機会を得たことによる。

一般に科学観測用大気球は高度30ないし40kmからの自由落下が可能であり、適当な弾道係数を選ぶと最大で1以上のマッハ数の飛行が可能である。

##### 自由飛行試験概要

本実験の目的は、これまでに述べた遷音速動的不安定の特性を、実際の自由飛行により検証し、前章までの議論が正しいかどうか確かめることにある。

図4.1.に自由飛行試験の計画の概要と飛翔シーケンスを示す。カプセル供試体を大気球（B80-4）によって高度36kmまで浮揚させたのち、コマンドによってカプセルをゴンドラから分離する。分離と同時にカプセル内部に搭載されたタイマーがスタートし、高度11kmに達すると予想される時刻（分離後130秒）でパラシュートを放出、開傘する。カプセルは分離後約50秒で最高速度（マッハ1.1）に達し、その後空気抵抗によって平衡落下速度まで緩やかに減速する。落下中の姿勢運動は搭載の2軸レートジャイロ等によって計測され、テレメータによって地上に送信される。カプセル上面にはCCDカメラが搭載されており、分離後のカプセルの振動、スピン運動やパラシュート放出時の画像を地上に電送する。パラシュート放出時の衝撃によってテレメータ瞬断が懸念されており、パラシュート放出時の衝撃加速度データが欠落することが予想されたために、テレメータデータには5秒間の延時回路を付加している。したがって、地上で受信される現象は実際に起こった現象より5秒遅れて現れる。

自由飛行試験を行うにあたり、カプセル供試体形状は2章での1自由度自由回転法で試験を行ったD45モデルと相似な形状とし、その大きさは、実用上の観点で、地球外からの数十グラムのサンプルを持ち帰る際にこのカプセルを用いたとして回収に必要な最小限の搭載機器等のための最低限度のスペースを内部に確保するという

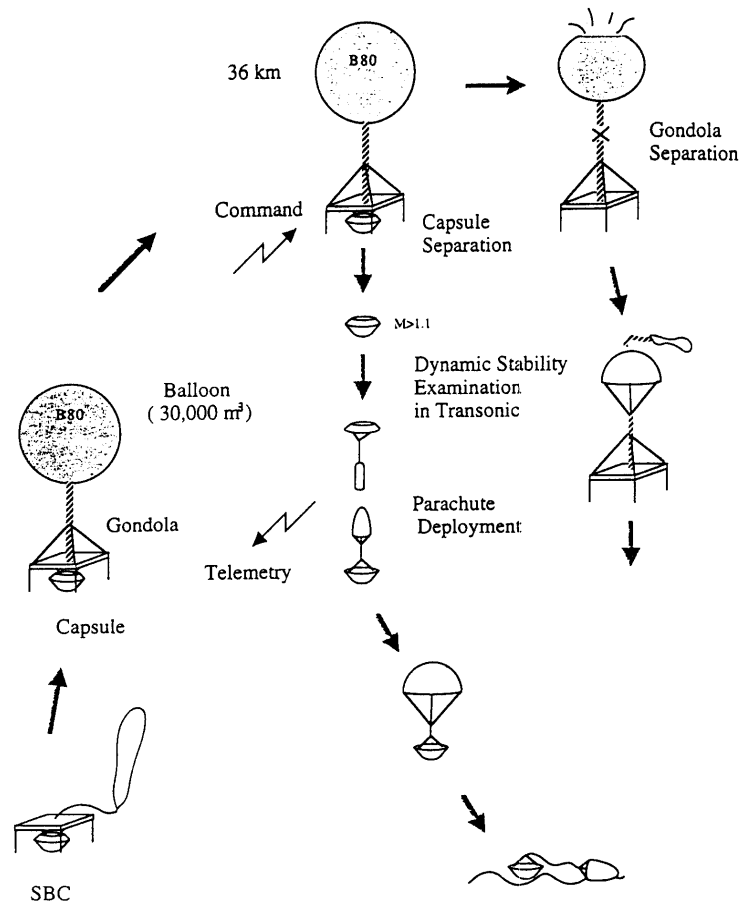


図 4. 1. 自由飛行試験の計画の概要と飛行シーケンス

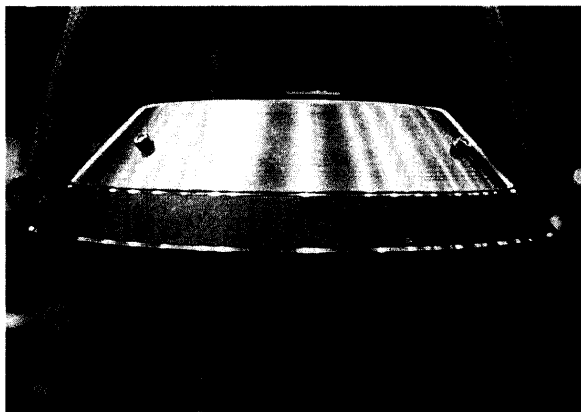


図 4. 2. カプセル供試体の外形形状

表 4. 1. 自由飛行試験におけるカプセル供試体の主要諸元

Total weight	25.9 kg
Diameter	404 mm
Height of Body	203 mm
Height of Nose Cone	118 mm
Radius of Nose Cone	202 mm
Half-Cone-Angle	45 deg
Container Cover Weight	1.4 kg
Ixx	0.459 kgm <sup>2</sup>
Iyy	0.290 kgm <sup>2</sup>
Izz	0.286 kgm <sup>2</sup>

検討から、最大部直径を 40 cm (実際には 40.4 cm) と定めた。また、カプセル重量については、気球の到達高度の不確実性を含めたカプセル分離時の初期条件のばらつきおよびカプセル飛行中の姿勢変動による弾道係数の変化を考慮しても最大到達マッハ数が 1 を超えるようにとの検討から、ウェイト調整を行って最終的には 25.9 kg とした。カプセル供試体の外形形状を図 4. 2. に示す。また、表 4. 1. にカプセル供試体の主要な諸元を記す。

カプセル内部には、減速用のパラシュート、パラシュート放出機構、搭載機器および電源などが図 4. 3. のように搭載されている。特徴的なのは、パラシュートケースが中央の搭載機器を取り囲むようにドーナツ状になって

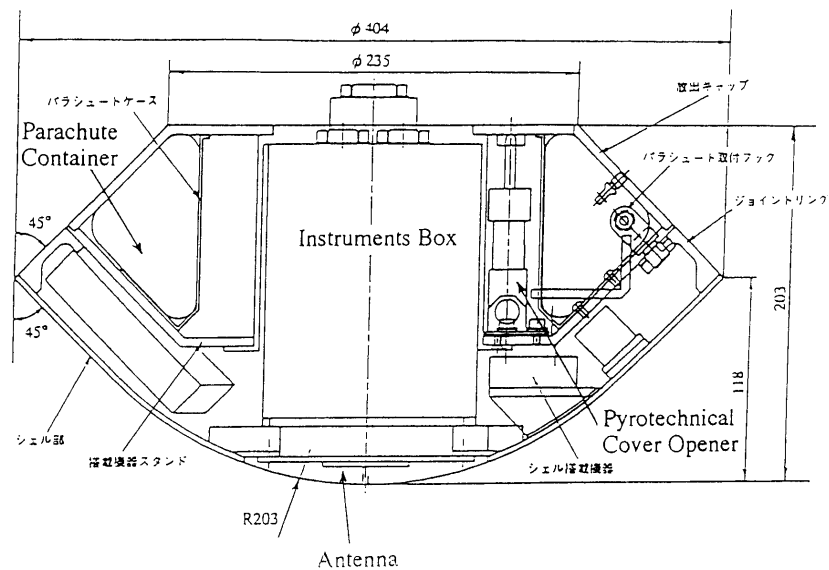


図 4. 3. カプセルの主要寸法と内部の構造

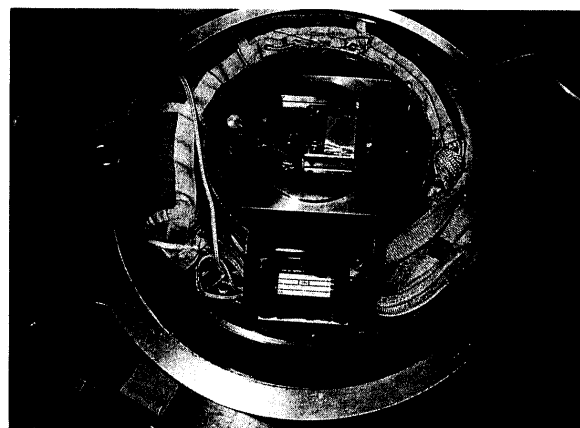


図 4. 4. カプセル内部の機器配置の様子

いる点で、パラシュートはスリーブと呼ばれる細長い布製の袋に入れられた状態でケースに沿って収納される。パラシュート放出機構は火薬の燃焼圧によってピストンを押し出すプッシャと呼ばれるもので円周上に2本対角に配置されている。重量のある電池類（電源系）はシエル部に均等に配置され、重心は機軸上、ピッチ、ヨー軸まわりの慣性モーメントがほぼ同一になるように配慮してある。図 4. 4. にカプセル内部の搭載の様子を撮った写真を示す。図中、黄色い布製の袋の中にパラシュートが収納されている。

計測項目については、表 4. 2. に一覧表を記すが、主要な6項目を以下に示す。

- (1) 3軸加速度計
- (2) 2軸レートジャイロ
- (3) 先端淀み点圧力、カプセル内部静圧
- (4) パワーアンプ温度、パラシュートケース温度
- (5) タイマーシーケンスモニタ
- (6) パラシュート開傘モニタ（CCD画像）

このうち、(2)の2軸レートジャイロはピッチ軸、およびヨー軸まわりに生じる角速度を直接検出することがで

表 4. 2. 自由飛行試験計測項目一覧

区分	計測項目	略 号	測定範囲	出力範囲	出力感度	Sea Level	TM-CH	特記事項
加速度	機軸加速度	AX	-50~+50 G	± 4 VFs	0.080v/G	+0.08v/+1 G	0-4 A	±62.5 Gmax
	機軸加速度	AY	-25~+25 G	±4 VFs	0.160v/G	0v/0 G	1-4 A	±31.2 Gmax
	機軸加速度	AZ	-25~+25 G	±4 VFs	0.160v/G	0v/0 G	4-4 A	±31.2 Gmax
圧 力	先 端 総 圧	Pt	0~+1.1 kg/cm <sup>2</sup>	±5 VFs	0.9v/0.1kg	+4.1v/1KG/cm <sup>2</sup>	2-NA	-4.9v/0 kg/cm <sup>2</sup>
	内 部 静 圧	Ps	0~+1.1 kg/cm <sup>2</sup>	±5 VFs	0.9v/0.1kg	+4.1v/1KG/cm <sup>2</sup>	3-NA	-4.9v/0 kg/cm <sup>2</sup>
角速度	ピッチ角速度	PITCH	±300 deg/sec	± 3.9 VFs	0.013v/deg/s	0v/0 deg/sec	5-2 A	±384 deg/sec max
	ヨー角速度	YAW	±300 deg/sec	± 3.9 VFs	0.013v/deg/s	0v/0 deg/sec	6-NA	±384 deg/sec max
温 度	温 度	T 1	-40~+60℃	±5 VFs	0.100v/℃	+1.5v/25℃	7-NA	
	温 度	T 2	-40~+60℃	±5 VFs	0.100v/℃	+1.5v/25℃	8-NA	
モニタ	+電池電圧	+BT	0~+20 V	0~+5 V	+0.250v/V	+3.75v/+15V	9-NA	抵抗分圧出力
	-電池電圧	-BT	0~-20 V	0~-5 V	-0.250v/V	-3.75v/-15V	10-NA	抵抗分圧出力
	タイマ(ANA)			0~+5 V	-	+0.8v/PS-on	11-NA	
	タイマ(DIG)			デジタル(8 Bit)	-	LSB*1"/PS-on	OPT 1	

きる。図 4. 4. 中、手前の黒い箱がレートジャイロである。また、CCD カメラは同図中、中央搭載機器ボックスの上面の白いレンズ保護用テープの下にある。

#### 自由飛行試験と 1 自由度自由回転法による風試の相違

ここで、本自由飛行試験と 1 自由度自由回転法による風試との相違点を以下に整理する。

- (1) 供試体の運動の自由度
- (2) 供試体支持部による干渉の有無
- (3) 経路角の存在
- (4) マッハ数、動圧の逐次変化
- (5) 供試体の諸元（大きさ、慣性モーメント）
- (6) 動圧の値
- (7) レイノルズ数（供試体直径基準）
- (8) reduced frequency（無次元振動数）
- (9) 風（外乱）の影響の有無

上記のうち、(1) と (2) についてはすでに述べた。(4) 以降については、4. 5. 節の「考察」において数字を交えて議論する。ただし、(9) については定量的なデータが得られていないので、これ以上述べない。ここでは、(3) について述べる。

風試ではピッチ軸まわりの回転のみの 1 自由度であるのに対し、自由飛行では姿勢・並進運動の 6 自由度である。したがって、自由飛行試験の場合には、経路角  $\gamma$  が変化するため、一般には  $\alpha = \theta - \gamma$ （実際にはベクトル）であり、これは風試の場合と異なる。ただし、このカプセルのような弾道型の機体は姿勢運動の効果に較べて揚力傾斜が小さいため、 $\alpha, \theta \gg \gamma$  としてよく、 $\alpha \approx \theta$  が成り立つ。実際、後述する自由飛行試験のシュミレーションでは経路角  $\gamma$  およびその変化は十分に小さいことがわかる（図 4. 18. 参照）。したがって、前節までの議論を適用できると期待される。

#### 4. 3. 試験結果

図 4. 5. に三陸大気球観測所から放球された直後の気球およびゴンドラの様子を示す。放球後約 2 時間でレベルフライト（水平浮遊）に入ったところでカプセルをゴンドラから切り離した。このときの高度は 36 km であった。

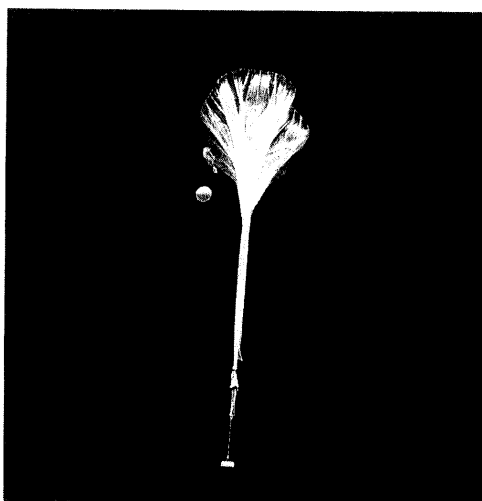


図 4. 5. 放球直後の気球とゴンドラ

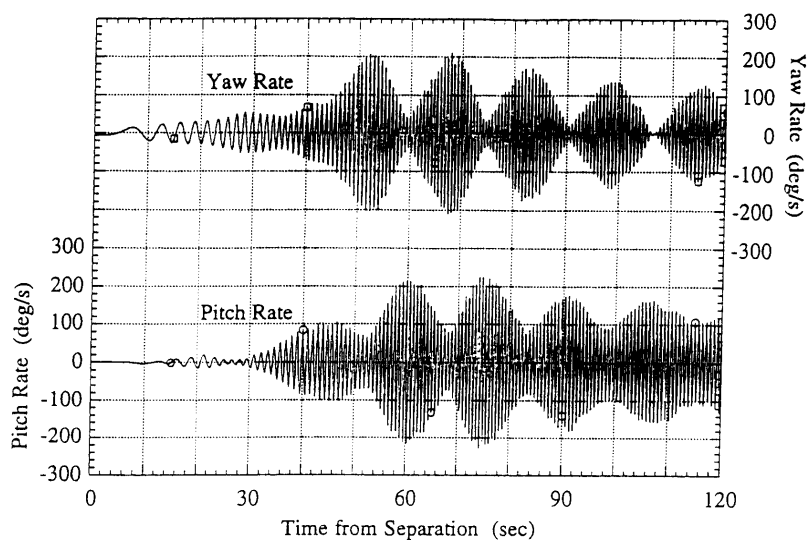


図 4. 6. ピッチ角速度とヨー角速度の時間履歴

図 4. 6. に 2 軸レートジャイロにて計測されたピッチ角速度およびヨー角速度の時間履歴を示す。横軸はゴンドラからカプセルを分離したときからの経過時間である。分離直後にヨー角速度に  $-5^{\circ}/\text{sec}$  の外乱が生じている。ゴンドラからのカプセル分離の際にロープカットを使用しており、この外乱は分離時のロープの切れ方の微妙なずれによって生じたものと考えられ、事前に行ったカプセル分離試験においても観測された程度のものである。分離後、静安定による振動を繰り返しながら、動圧の上昇とともに振動周期は減少していく。分離後 35 秒近辺からヨー、ピッチ角速度の振動の振幅が急激に増加し始め、50 秒～60 秒にかけてその最大値（およそ  $200^{\circ}/\text{sec}$ ）に達する。以後は、ピッチ、ヨー角速度ともにその振幅の変化は同程度でちょうど半周期違った波形になっていることがわかる。

図 4. 7. に 2 軸レートジャイロの計測値を積分して求めたピッチ角、ヨー角を示す。これより、ピッチ角、ヨー角の最大振幅は平均で  $24^{\circ}$  程度であり、それは分離後 52 秒～60 秒にかけて生じていることがわかる。それ以後は、徐々に振幅は減少していく方向に見られ、パラシュート開傘直前（分離後 130 秒）には  $14^{\circ}$  程度の振幅で振動している。

カプセルに搭載した CCD カメラからの映像には、図 4. 8. に示されているように、気球および太陽が画面内に



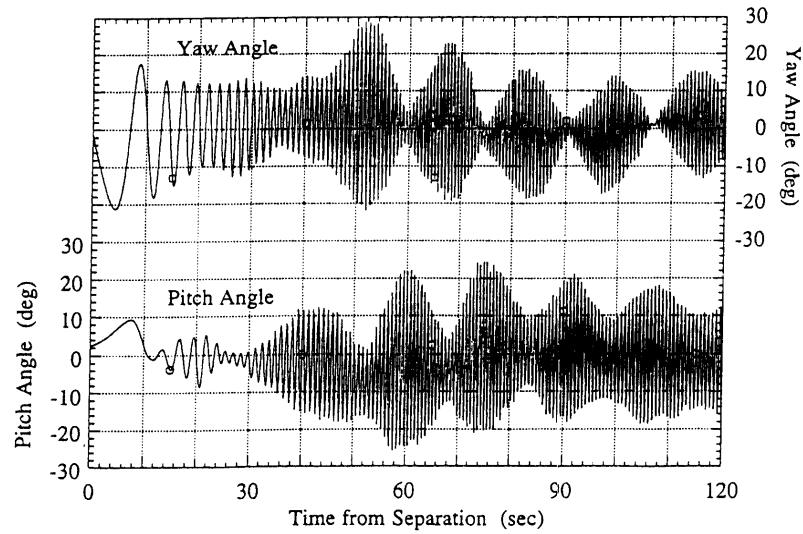


図 4. 7. ピッチ角とヨー角の時間変化

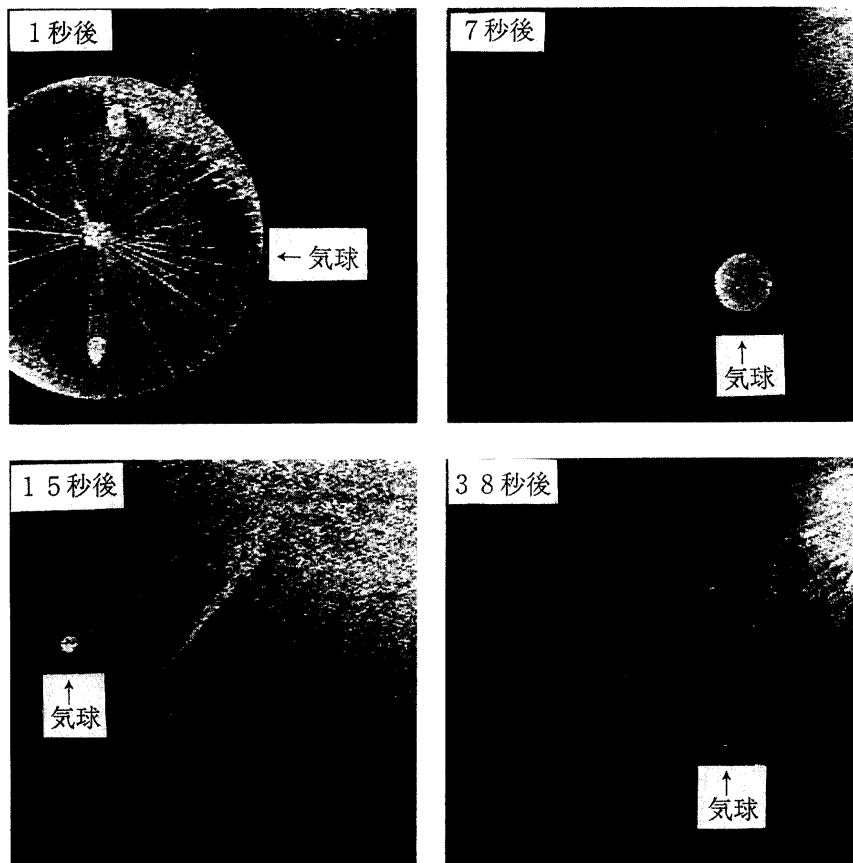


図 4. 8. CCD カメラによる映像

捉えられている。これらは互いに図 4. 9. のような関係にあるので、画像内の太陽の軌跡からカプセルのロール角を、また、気球の軌跡からカプセルの振動の様子を割り出すことができる。図 4. 10. に CCD カメラの画像から割り出したロール角の時間履歴を、また、図 4. 11. に同画像からトレースして得たカプセルの全迎角の時間履歴をそれぞれ示す。ただし、カプセルの速度ベクトルは鉛直方向成分のみと仮定している。図 4. 10. より、分離後 8 秒

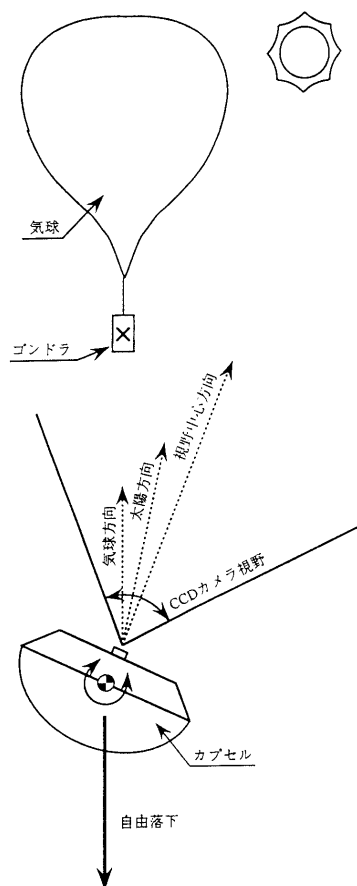


図 4. 9. カプセル, 気球, 太陽の位置関係

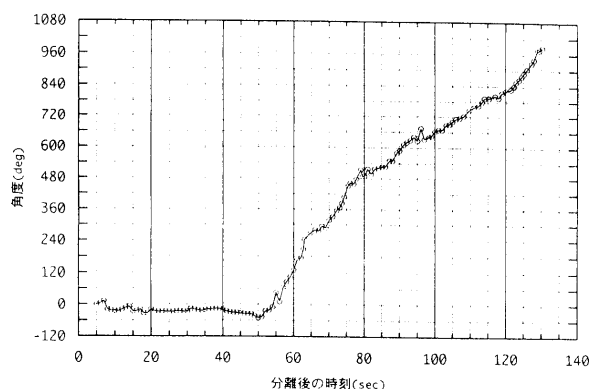


図 4. 10. カプセルのロール角の時間履歴 (CCD カメラ映像による)

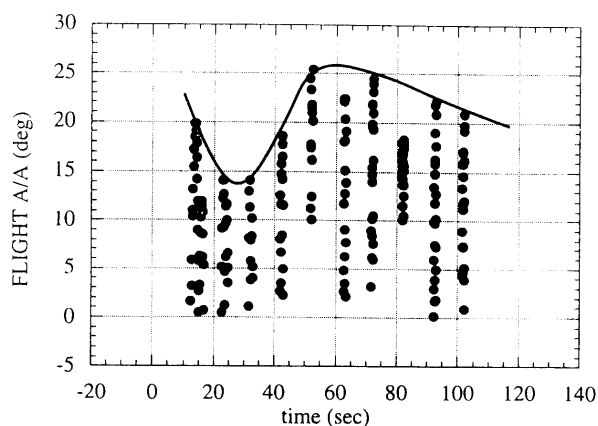


図 4. 11. カプセルの全迎角の時間履歴 (CCD カメラ映像による)

付近に小さなロール角の変動があるが、分離後 30 秒付近まではほとんどロール角速度を持たないことがわかる。したがって、この間は分離時に生じた外乱はヨー面内のみの振動におさまリ、ほぼ 1 自由度の運動と考えることができる。分離後 30 秒付近から  $2^\circ/\text{sec}$  程度ではあるが負の方向のロール角速度が生じて、ゆるやかに回転し始める。このロールの影響でヨー面内の振動がピッチ面にも連成して、両者の 40 秒付近の振幅の発散傾向に向かっていくと考えられる。分離後 50 秒付近から、ほぼ  $0.3\text{Hz}$  の定常的なロール回転になり、このためピッチ、ヨー角の振幅の変化が同程度でちょうど半周期相異なった波形になっている。図 4. 11. には、外乱により当初は  $20^\circ$  程度あった迎角は動圧が上昇するにつれ減衰していくが、分離後 30 秒を経過したところから一転して増大し始め、52 秒付近で最大値約  $25^\circ$  に達する様子が示されている。これらの様子とその後の迎角が減少する様子はともに、図 4. 7. に示された様子とはほぼ一致している。

カプセルの飛翔環境を直接計測することはできないので、質点として取り扱ったシュミレーションにより同定することにする。図 4. 12. は横軸にカプセル分離からの経過時間、縦軸に圧力をとったもので、計測された先端よどみ点圧力およびカプセル内部圧力をプロットしてある。さらに、図中には、弾道係数一定で飛行した場合のシュミレーション結果も示しており、抵抗係数として 3 分力風試で得られた値をそのまま用いたものと、0.8 倍、1.2 倍した場合の 3 種類について示してある。これは、飛行中の姿勢変動を弾道係数の変化として反映させるためである。標準大気モデルを用いると実際の高度による大気圧分布との差が生じるため、ここでは気球上昇中にゴンドラにて計測された大気圧とレーダによる測距から求められる高度との関係を利用してこの差を排除している。カプセルの内部圧力は大気圧力をほぼ示していると考え、実測された内部圧力履歴に一致するのは、風

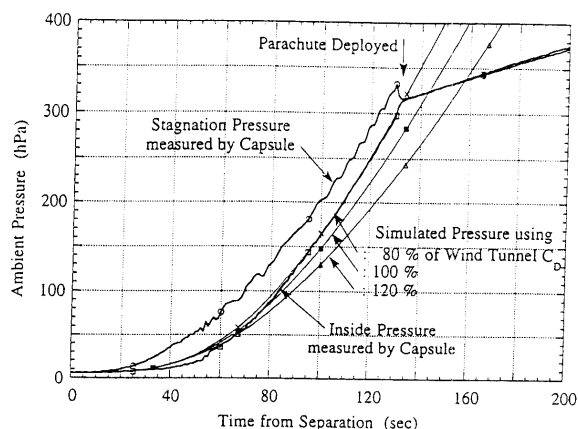


図 4. 12. 圧力計測値と質点計算による圧力計算値の時間履歴の比較

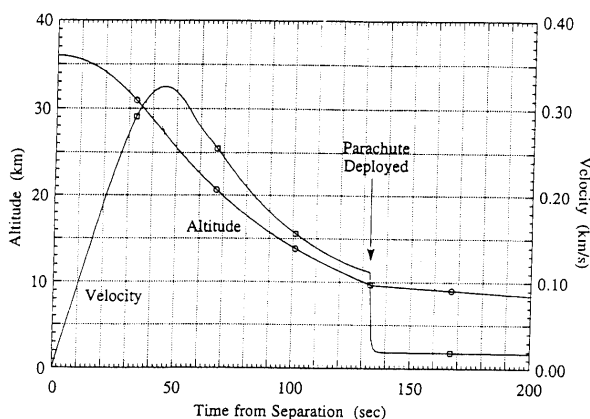


図 4. 13. カプセルの高度と速度の時間履歴 (質点計算による推定値)

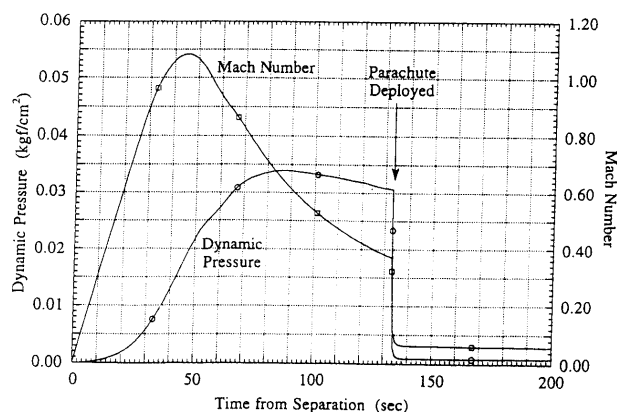


図 4. 14. カプセルの飛行マッハ数、動圧 (質点計算による推定値)

試の抵抗係数を 0.8 倍した弾道係数を用いたシュミレーション結果である。この結果を用いて、試験時の飛翔環境を示したものが、図 4. 13. および図 4. 14. である。図 4. 13. には、分離後のカプセルの高度と速度履歴が、図 4. 14. には飛行マッハ数と動圧が表されている。これによれば、分離後約 35 秒で飛行マッハ数は 1 を超え、45 秒付近で最大値 1.1 弱に達する。動圧が最大に達するのは、分離後 85 秒付近であり、このときマッハ数はすでに亜音速の 0.7 弱である。パラシュート開傘時の分離後 130 秒では、マッハ数は 0.4 以下である。

以上のことから次のようなことが言える。

- ・分離後 30 秒付近までは、外乱によって生じた迎角は  $15^\circ$  付近まで減少したが、このときのマッハ数は 0.9 弱に達していた。
- ・分離後 35 秒付近からピッチ、ヨー角速度の振動振幅に急激な増加が見られたが、これは飛行マッハ数が 1 を横切る近辺である。
- ・分離後 52~60 秒にかけてピッチ、ヨー角速度はその最大振幅に達するが、その間飛行マッハ数は最大値 1.1 弱から 0.9 まで減少する最中であり、一方動圧はその最大値に向けて上昇中である。
- ・分離後 60 秒以降は迎角は徐々に減少していき、パラシュート開傘直前のマッハ数 0.4 付近では  $15^\circ$  程度の振幅である。
- ・スピンが生じ始める分離後 30 秒付近までは、振動は 1 自由度的であった。
- ・ロールの回転によりピッチ、ヨー面内の振動をするが、概ね 1 自由度の振動の方向が回転する運動を行った。

#### 4. 4. 風試データに基づく自由飛行試験の運動の再現

本節では、前節で得られた自由飛行試験の結果と1自由度自由回転法による風試結果の両者を比較することを考える。

両者を比較する際には、4. 2. 節で述べた相違が存在することを念頭におかなければならない。直接両者を比較するのは、マッハ数および動圧が時々刻々と変化し困難である。そこで、本研究では、風試から得られるデータに基づいて自由飛行中のカプセルの3次元6自由度の運動をシュミレーションによって再現し、その結果を自由飛行試験結果と比較することにした。

具体的には、2章で行ったカプセルの3分力試験結果から抵抗係数および揚力係数をマッハ数および迎角に対するテーブルとして入力しておく。ダンピング係数およびピッチングモーメント係数については、3章で行った各マッハ数ごとの式(3. 13)によるカーブフィット結果を用いることとする。図4. 15. に本シュミレーションで使用した各マッハ数におけるダンピング係数を、また、図4. 16. にはピッチングモーメント係数傾斜(式(3. 11)の $a$ に相当)のマッハ数による変化を示す。

シュミレーションの初期条件は、自由飛行試験に合わせるため、高度36kmからの自由落下で、初期に $-5^\circ$ /

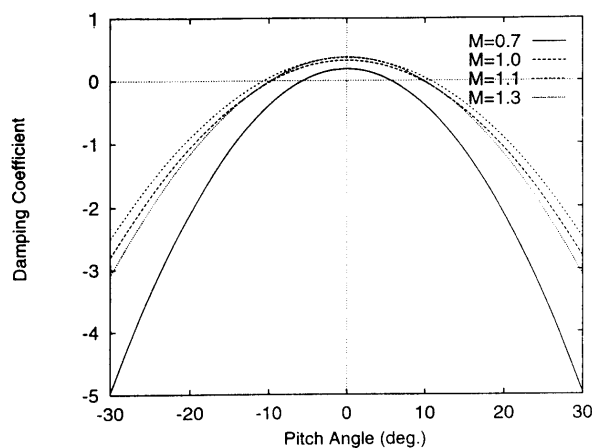


図 4. 15. シュミレーションで使ったダンピング係数

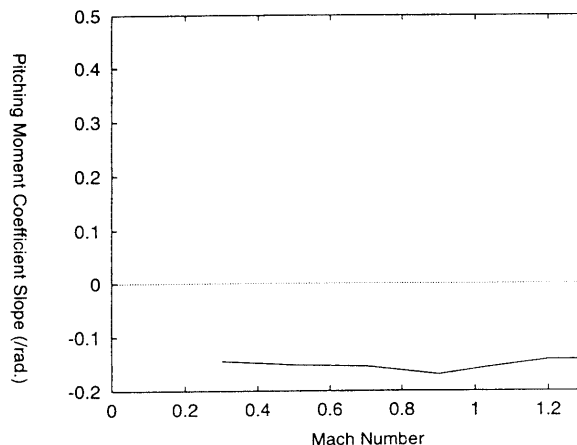


図 4. 16. シュミレーションで使ったピッチングモーメント係数傾斜

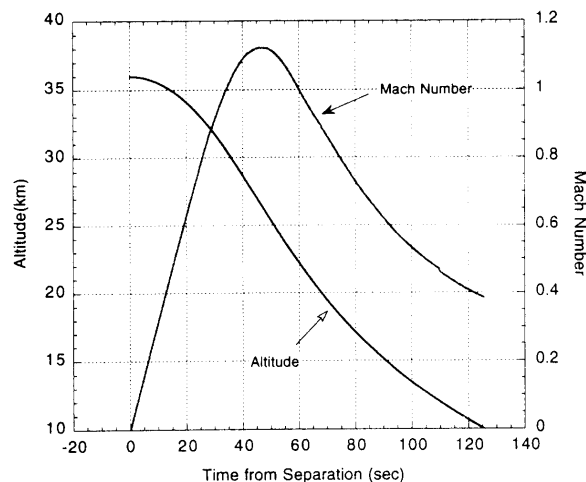


図 4. 17. 高度履歴とマッハ数の時間履歴 (シュミレーション結果)

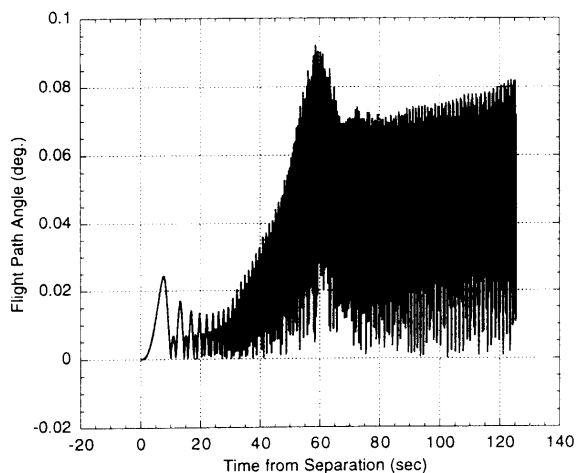


図 4. 18. 経路角 $\gamma$ の時間履歴 (シュミレーション結果)

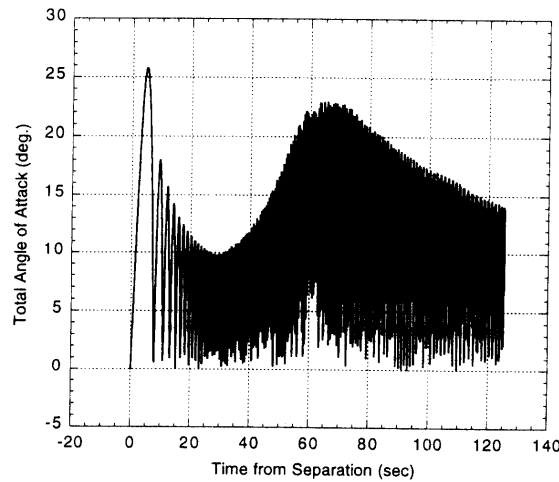


図 4. 19. 全迎角の時間履歴 (シュミレーション結果)

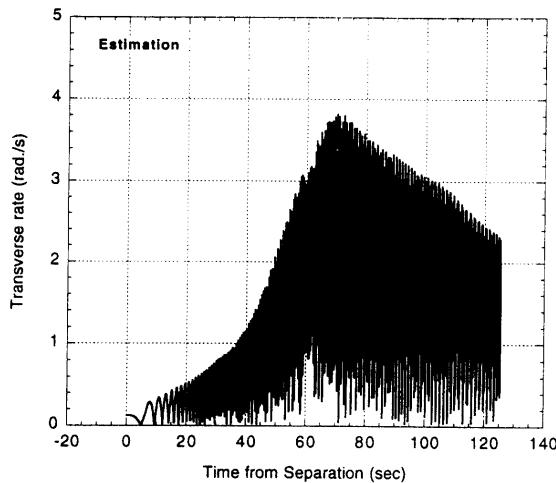


図 4. 20. 横方向角速度の時間履歴 (シュミレーション結果)

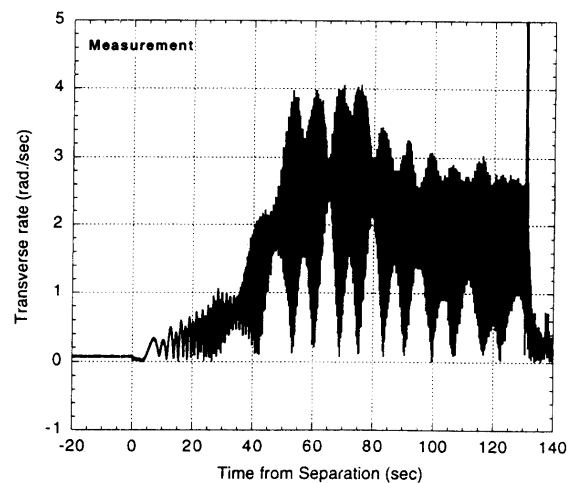


図 4. 21. 横方向角速度の時間履歴 (実測値)

sec の角速度を入れた。まず、図 4. 17. に高度履歴とマッハ数の時間履歴を示す。最大マッハ数に若干の相違が見られるものの、図 4. 13. および 14 の結果とほぼ同一の結果が得られる。図 4. 18. には経路角  $\gamma$  の時間履歴を示す。前述のように、ここで考える  $10^\circ$  以上の程度の姿勢角変動に対しては充分小さく、4. 2. 節で述べた経路角およびその変化についての仮定は成り立つ。

姿勢運動については、図 4. 19. に全迎角の時間履歴、図 4. 20. に横方向角速度 ( $\omega_t$ ) の時間履歴をそれぞれ示す。ここで、横方向角速度とはピッチ角速度とヨー角速度の 2 乗和の平方根である。図 4. 19. に対応する実測値は図 4. 11. である。図 4. 20. に対応する実測値を示したものが図 4. 21. である。全迎角の比較については、振幅の時間変化の傾向は同じであり、最大振幅到達後の振幅値の一致の具合は良好である。しかし、分離後 30 秒付近までの減衰の過程や、その後の最大振幅に至るまでの発散過程において実験値との相違が見られる。横方向角速度についてみても、振動の傾向は概ね再現できていて、その最大値も同じ程度である。ただし、全迎角の場合と同様、分離後の減衰から最大振幅へ向けての発散の様子に相違が見られるが、最大振幅到達後はほぼ一致していると考えることができる。細かくみると振動の周期もよくあっているの、ピッチングモーメント係数傾斜もほぼ一致していると考えることができる。自由飛行実験値では最初の減衰の過程から発散の過程への入れ替わりの際などに振幅が急激に大きく変わる点が見られる。また、実験値には最大振幅到達後も振幅がうなりのように増減

する現象が見られるが、シュミレーションではそのような点は見られない。

自由飛行実験値と風試データに基づく自由飛行シュミレーション結果の比較についての議論をまとめると次のようになる。

- ・初期の減衰過程，減衰から発散への移行の角度，および最大振幅までの過程については両者に有為な相違が存在する。
- ・自由飛行実験値には，発散の過程で振幅が急激に変化したり，最大振幅到達後もうなりのような増減が見られる。
- ・全迎角については，振幅の時間的変化の定性的傾向，および最大振幅到達後の値については一致は良好である。
- ・横方向角速度についても，同様であり，振動の傾向，最大振幅到達後の値については一致は良好である。
- ・角速度変動の周期についても両者の一致は良好である。

#### 4.5. 考 察

本章では，動的試験法の1つである自由飛行法にてカプセル供試体を飛翔させる方法について述べ，得られた結果を示し，1自由度自由回転法による風試データに基づく6自由度のシュミレーション結果との比較を行った。その結果，前節で述べたように，特に最大振幅到達後については迎角および角速度の両者の良好な一致をみた。

本節ではその両者の一致が意味する動的不安定性の特性について考える。

前節で行ったシュミレーションでは空力的な安定を表す係数として，2章で得た自由回転法の試験結果を3章で述べた方法でカーブフィットして得たものを使用している。このうち，ダンピング係数の式(3.16)を再度示すと，

$$\begin{aligned} C_{m\dot{\theta}} &= \frac{IV}{qSd^2} \cdot \varepsilon \left(1 - \frac{\theta^2}{\delta^2}\right) \\ &= \hat{\varepsilon} \left(1 - \frac{\theta^2}{\delta^2}\right) \end{aligned} \quad (4.1)$$

上式のうち， $q$ ， $S$ ， $d$ ， $V$ は風試での（各マッハ数における）値であり， $\varepsilon$ ， $\delta$ はカーブフィットの結果得られる値である。

ここで，再度，自由飛行試験と1自由度自由回転風試との相違について考える。4.2.節で列挙した項目をマッハ数が1.0の場合について数字にして示したものが表4.3.である。自由飛行の場合には時間とともに飛翔環境が変化するが，代表的にマッハ数1.0の場合で風試と比較する。図4.17.に示されるように，マッハ数が1.0になるのは，重力により鉛直下向きに加速されている最中（分離後約34秒付近）と空気力により減速中（約60秒付近）の2回あるので，表4.3.中では前者を①，後者を②と区別して記している。供試体の大きさは風試に対して自由飛行では4倍であり，慣性モーメントは474倍である。動圧は自由飛行では②の場合でも風試の1/20程度である。振動の周波数は自由飛行では風試の場合の1/14程度の小さい値である。レイノルズ数は自由飛行では①の場合で風試の約1/7であり②の場合ではほぼ同程度になっている。①，②どちらの場合でも乱流に遷移していると考えられる。また，振動周波数を無次元振動数で表すと，自由飛行の場合は風試の場合の1/10～1/5程度である。

式(4.1)に示されているように，風試結果からダンピング係数を求める際には供試体の大きさ・慣性モーメントなどの（慣性）諸元や動圧・速度などの飛翔環境など量を使っている。これらの量の組み合わせは，上述のように風試の場合と自由飛行試験でそれぞれ異なっている。

これらの組み合わせの相違が動的不安定性にどのような影響を与えるかについて考える。

前節で示した自由飛行試験とシュミレーションの比較のうち，特に次の実験的事実に着目する。

表 4. 3. 自由飛行試験と 1 自由度風試との相違一覧

	風 試	自由飛行試験
直 径	0.1 m	0.4 m
慣性モーメント	$6.07 \times 10^{-4} \text{ kg} \cdot \text{m}^2$	$0.288 \text{ kg} \cdot \text{m}^2$
マッハ数	1.0	1.0
速 度	317 m/s	① 295 m/s* ② 301 m/s
動 圧	0.556 kgf/cm <sup>2</sup>	① 0.0078 kgf/cm <sup>2</sup> ② 0.028 kgf/cm <sup>2</sup>
振動 周波数	17.0 Hz	① 0.89 Hz ② 1.56 Hz
レイノルズ数 (直径基準)	$2.15 \times 10^6$	① $3.46 \times 10^5$ ② $1.29 \times 10^6$
無次元振動数 (直径基準)	0.017	① 0.0038 ② 0.0016

\*①, ②は各々分離後約 34 秒, 60 秒での値を示す.

- (1) 迎角の最大振幅の値がほぼ一致する (マッハ数 1.1 付近).
- (2) 最大振幅到達後の迎角の変化の履歴が定量的にほぼ一致する.

3. 3. 節および 3. 5. 節において, 非線形微分方程式 (3. 13) によって振動を記述した場合, 振動は最終的にリミットサイクルに落ちつき, その定常振幅は  $2\delta$  にほぼ等しいことを示した.  $\varepsilon, a, \delta$  の値によって定常振幅に至るまでの過程や振動周期は変化するが,  $\delta$  が変わらなければ定常振幅の値は変化しない.

上述の (1) の事実から, シミュレーションでは定常振幅に達していると判断できる. また, その事実は, 両者において式 (3. 16) (あるいは式 (4. 1)) で示されるダンピング係数の  $\delta$  が同じであることを意味している.

さらに, (2) の事実は, 各マッハ数においてダンピング係数の  $\delta$  は両者で概ね一致していることを示すと考えられる.

特に遷音速領域においてダンピング係数の  $\delta$  が増大する理由は特定されていないが, 本論文の 2. 5. 節で行ったような限られた範囲での流れの可視化結果は今後その研究が行われる際の一つの参考になるものと思われる.

慣性諸元や飛翔環境の組み合わせの相違, さらに 4. 2. 節で触れたその他の両試験間の相違 (支持部との干渉の有無など) は  $\varepsilon$  には影響を与えと考えられるが,  $\varepsilon$  が両試験間で異なってもそれは定常振幅に至るまでの過程に影響を与えるだけで, 工学的な関心事である定常振幅の値は両試験で  $\delta$  が同じであるので一致する, と考えることができる.

ここまで述べたことから, 同一のマッハ数であれば供試体の大きさ・慣性モーメントなどの慣性諸元や動圧・速度などの飛翔環境の組み合わせの相違は, 少なくともダンピング係数に含まれる  $\delta$  に影響を与えないと考えられる.

これまでの議論から, マッハ数が同じであればダンピング係数に含まれる  $\delta$  は自由飛行試験および風洞試験において同一であることがわかったが, この  $\delta$  はどのように決まるかについて考察する.

第 2 章の動的風試および非定常圧力計測から得た結果は, 動的なモーメントは振動中の背面の (動的な) 圧力が定常な場合の (静的な) 圧力の値からずれることによって, 絶対値の小さい迎角の範囲では不安定傾向を, 大きい迎角では安定側に作用するというものであり, 第 3 章で行った動的空気力の表現においては, そのモーメントの極性の入れ替わる角度 (迎角あるいはピッチ角) が  $\delta$  であるとするものであった.

この動的なモーメントの極性の逆転の起こる角度である  $\delta$  が, 2. 5. 節で述べたような背面圧力に生じる姿勢運動からの位相遅れによって決まるのかどうかについて考える.

もしそうだとすると, 風試 (wind test) と自由飛行試験 (free flight) の各々で振動の周波数は異なるので,

両者で $\delta$ が変わらないとすると、位相の遅れが等しくなければならない。位相遅れ $\phi$ を振動周期 $T$ を用いて表すとすると、両者の関係は、

$$\phi = 2\pi \left( \frac{\Delta t}{T} \right)_{\text{wt}} = 2\pi \left( \frac{\Delta t}{T} \right)_{\text{ff}} \quad (4.2)$$

が成り立つことになる。ここで、 $\Delta t$ は時間に換算した遅れである。それぞれの振動周期 $T_{\text{wt}}$ と $T_{\text{ff}}$ は独立に静的なモーメント傾斜と飛翔（あるいは一様流）環境で決まるから、式(4.2)を満たす空力的なメカニズムを考えることにする。

幾何学的相似を考えると（レイノルズ数による相違は考慮しない）、仮に後流はだいたい直径 $D$ の10倍まで伸びているとし、たとえばある速度 $V$ で擾乱が伝わるとして物体背面まで戻ってくるまでに要する時間は

$$\Delta t \sim \frac{20D}{V} \quad (4.3)$$

と表されたとする。

仮に時間遅れが両者で等しいとして、擾乱の伝わる速度 $V$ を式(4.3)に基づいて試算すると、風試の場合で1200m/s、自由飛行試験の場合で240m/sの程度となるが、擾乱の伝わる速度 $V$ は音速と考えられるから、時間遅れは両試験間で等しくならぬはずである。

さらに、もし動的モーメントの入れ替わる角度である $\delta$ が上述した時間遅れで決まるとすると、 $\delta$ は例えば一様流速、後流への渦の放出速度、振動周波数、物体の大きさなどの現象に含まれる特性量の関数として記述される必要がある。この考えによると、 $\delta$ はこれら特性量のある組み合わせ次第で変化してしまうはずである。前節における風試結果を用いたシュミレーションと自由飛行試験との比較では、上述の特性量の組み合わせは異なるのに、 $\delta$ の値はほぼ同じと結果を得ている。また、これまでに調査した多くの独立な実験（自由振動試験、強制振動試験、バリスティックレンジ、自由飛行試験など）でも、そのような特性量の組み合わせに依存して $\delta$ が変化するということは起きていないようである。

これらのことを踏まえると、前述したような時間遅れ $\Delta t$ を介して動的モーメントの極性の入れ替わる角度 $\delta$ が決まるとする考え方は適当でなく、むしろ、前述したような特性量の組み合わせに関係なく、 $\delta$ はマッハ数と物体形状のみの関数として一意的に決まると考える方が、本研究で行った1自由度自由回転法による風洞試験結果と自由飛行試験による結果および他の独立な試験が導く事実を矛盾なく説明することができる。

この考え方は、物体がリミットサイクルに入った状態は物体の運動と特に後流内の流れの連成によって達成される安定解で、この安定解は一様流速や物体の大きさや振動周波数などの特性量の組み合わせに関係なく、マッハ数と物体形状のみによって一意的に決定される、とするものである。

2.5節で述べたように、動的なモーメントの極性が迎角が小さい範囲では不安定側で、迎角が $\delta$ を超えると安定側に移行するのは、（静的な）背面圧力に迎角に対する変化のパターンにピークが存在することに依存しており、このパターンは物体形状が同一ならばマッハ数によって決まるので上述の考え方を支持するものと考えられる。

これまでに行った議論をまとめる。

ダンピング係数に含まれ振動の最大振幅を決める $\delta$ は、供試体の大きさ・慣性モーメントなどの慣性諸元や動圧・速度などの飛翔環境などによらず、形状が相似であればマッハ数のみの関数として一意的に決定される。

## 第5章 結 論

弾道突入型のカプセル形状に見られる遷音速領域での動的不安定現象に着目し、主として実験的手法によりこれまで明らかにされなかった動的不安定性の発生メカニズムを理解すること、および定量的な運動の予測をするための手順を示すことを目指した。



動的不安定性により生じる運動についての基礎データを得るために行った1自由度自由回転法による風洞試験では、 $M > 2.2$  では動的に安定でほとんど振動せず、 $M < 1.0$  ではうなりのような振幅の変動が見られたが、 $1.0 \leq M \leq 2.2$  の範囲でピッチ角振動は発散し、最終的には有限振幅のリミットサイクルに落ちつくという運動が観察された。最大振幅は $M=1$ 付近で観測され、その値は $25^\circ$  ないし $30^\circ$  程度であった。この結果は、これまでに得られている動的不安定性についての傾向と同様なものである。

この動的不安定性が物体表面に作用するどのような空気力によるものなのかを調べるために運動中の表面圧力計測を風洞試験により行った。静的・動的な圧力分布の比較から、背面に作用する空気力が不安定の源となっていること、その効果はリミットサイクルを維持するためのモーメントの特性と一致していることが示された。また、この背面圧力の効果が動的に不安定側に働くのは動的な圧力に静的な圧力からのずれが生じるためであることを示した。

背面圧力から示唆される動的モーメントの特性を満たし、かつ風試で得られた運動を精度よく再現できるように、ダンピング係数をピッチ角の陽な関数として表し、運動を微分方程式で記述した。その記述に従って各マッハ数ごとに風試データをもとにダンピング係数に含まれる各係数を最小二乗法により決定した。そのダンピング係数を用いて風試で見られた運動を再現したところ実測値との一致の具合は良好であった。

以上の考察を検証するため、風試で用いた供試体と形状は相似で大きさ等の諸元が異なるカプセルについて大気球を用いて高度36kmから自由飛行による試験を行った。風試データとここで提案した運動の表現を用いて6自由度のシュミレーションを行い、結果を実測値と比較を行った。その結果、全迎角の最大振幅および最大振幅到達後の振幅の変化について両者の概ね良好な一致を見た。

これらのことから、風試と自由飛行試験の間に存在する様々な相違（例えば、慣性モーメントなどの質量特性あるいは動圧などの飛行環境）はダンピング係数の関数形に含まれる $\delta$ （最大振幅（ $2\delta$ ）を決める）にはほとんど影響を及ぼさないと考えることができる。この事実、達成されるリミットサイクルの運動が流れ場と物体の運動との連成によって決められる一種の安定状態で、特に振幅については飛行環境や質量特性などの組み合わせで決まる運動を支配するパラメータによらず、形状とマッハ数のみの関数として一意決められることを示唆している。

本研究は、ここで調べた範囲のカプセル形状に関する限り、動的不安定性によって最大で $20^\circ$  ないし $30^\circ$  程度の振幅の振動が遷音速領域において持続するもののこれ以上の発散に至ることはないことを示し、この動的不安定の特性は飛行環境や慣性諸元などの特性量の組み合わせによらず、物体形状が決まればマッハ数の関数として一意的に振幅が決定されること、およびこれを比較的簡単な動的風試によって定量的に求める手順とその妥当性を示したものである。

## 謝 辞

本論文をまとめるにあたり、文部省宇宙科学研究所の籾田元紀教授には、終始親身かつ懇切な御助言を賜り、心より感謝の意を表します。

著者の所属する宇宙科学研究所保安工学部門の中島俊教授には、本研究の遂行への深い理解と的確な御助言を頂き、ここに、深い感謝の意を申し上げます。

宇宙科学研究所の稲谷芳文助教授には、長時間のかつ度重なる議論に応じて頂き、この場を借りて心より感謝を申し上げます。

同じく宇宙科学研究所の石井信明助教授には、気球による自由飛行実験の機会を与えて頂き、ここに心より感謝申し上げます。

また、気球による自由飛行実験の遂行にあたっては、宇宙科学研究所の矢島信之教授・山上隆正助教授をはじめとする気球グループの皆様にご多大なるご協力を頂きました。この場を借りて感謝申し上げます。

宇宙科学研究所の佐藤清氏には、本研究における風洞試験の実施にあたって、献身的な支援を頂き、ここに心より御礼申し上げます。

1997年3月に修士を修了された丹羽敏彦氏には氏の在学中1自由度自由回転試験装置の設計・製作にあたり、さまざまな協力を頂きました。

その他、本研究を進めるにあたりご支援くださった皆様にこの場を借りてお礼を申し上げます。

## 参 考 文 献

- [1] 「小惑星探査計画 (MUSES-C) 提案書」, 小惑星探査計画ワーキンググループ, 宇宙科学研究所, 1995年3月.
- [2] 航空宇宙工学便覧 別冊, 日本航空宇宙学会編, 丸善, 1983年, p. A258.
- [3] 高島, 「遷音速風洞および超音速風洞における動的試験法とその結果」, 日本航空宇宙学会誌, 第19巻, 第215号, 1971年12月, pp. 575-589.
- [4] 小橋, 河野「風洞における動安定試験法」, 日本航空学会誌, 第13巻, 第138号, 1965年7月, pp. 208-218.
- [5] 森, 「ジェミニ型カプセル飛翔体の回収における軌道とダイナミクス」, 航空宇宙技術研究所報告, TR-651, 1981年1月.
- [6] Schueler, C. J., Ward, L. K. and Hodapp, A. E. Jr, "Techniques for Measurement of Dynamic Stability Derivatives in Ground Test Facilities," AGARDograph 121, October 1967.
- [7] Dayman, B. Jr, "Free-flight Testing in High-Speed Wind Tunnels," AGARDograph 113, May 1966.
- [8] Short, B. J. and Sommer, S. C. "Some Measurements of the Dynamic and Static Stability of Two Blunt-Nosed, Low-Fineness-Ratio Bodies of Revolution in Free Flight at  $M=4$ ," TM X-20, 1959, NASA.
- [9] Wehrend, W. R., Jr. "Wind-Tunnel Investigation of the Static and Dynamic Stability Characteristics of a  $10^\circ$  Semivertex Angle Blunted Cone," TN D-1202, 1962, NASA.
- [10] Wehrend, W. R., Jr. "An Experimental Evaluation of Aerodynamic Damping Moments of Cones with Different Centers of Rotation," TN D-1768, 1963, NASA.
- [11] Wehrend, W. R., Jr. "A Wind-Tunnel Investigation of the Effect of Changes in Base Contour on the Damping in Pitch of a Blunted Cone," TN D-2062, 1963, NASA.
- [12] Intrieri, P. F. "Free-Flight Measurements of the Static and Dynamic Stability and Drag of a  $10^\circ$  Blunted Cone," TN D-1299, 1962, NASA.
- [13] Bruce R. Wright and Robert A. Kilgore, "Aerodynamic Damping and Oscillatory Stability in Pitch and Yaw of Gemini Configurations at Mach Numbers from 0.50 to 4.63," TN D-3334, 1966, NASA.
- [14] Moseley, W. C., Jr., and Martino, J. C. "Apollo Wind Tunnel Testing Program- Historical Development of General Configuration," TN D-3748, 1966, NASA.
- [15] Moseley, W. C., Jr., Moore, R. H., Jr., and Hughes, J. E. "Stability Characteristics of The Apollo Command Module," TN D-3890, 1967, NASA.
- [16] Moseley, W. C., Jr., Graham, R. H. and Hughes, J. E. "Aerodynamic Stability Characteristics of the Apollo Command Module," TN D-4688, 1968, NASA.
- [17] Ewing, E. G. et al., "Recovery System Design Guide," ADA 070251, December, 1978.
- [18] Krumins, M. V. "A Ballistic Range Study of Aerodynamic Characteristics of Mars Probe/Lander Shapes," AIAA Paper 67-167, 1967.
- [19] Krumins, M. V. "Drag and Stability of Mars Probe/Lander Shapes," Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 4, No. 8 August 1967, pp. 1052-1057.
- [20] Seiff, A. "Current and Future Problems in Earth and Planetary Atmosphere Entry," AIAA Paper 67-803, AIAA 4th Annual Meeting and Technical Display, Anaheim, California, Oct. 1967.
- [21] Marko, W. J. "Dynamic Stability of High-Drag Planetary Entry Vehicles at Transonic Speeds," Journal of Spacecraft, Vol. 6, No. 12, December 1969, pp. 1390-1396.
- [22] Sammonds, R. I. "Dynamics of High-Drag Probe Shapes at Transonic Speeds," TN D-6489, 1971, NASA.
- [23] Sammonds, R. I. "Aerodynamics of Mars Entry Probe-Lander Configurations at a Mach Number of 10," TN D-5608, 1970, NASA.
- [24] Useton, B. L., Shadow, T. O. and Masfield, A. C. "Damping-in-Pitch Derivatives of 120- and 140-deg Blunted Cones at Mach Numbers from 0.6 through 3," AEDC-TR-70-49, 1970.

- [25] Bob L. Uselton and Arthur R. Wallace, "Damping-in-Pitch and Drag Characteristics of the Viking Configuration at Mach Numbers from 1.6 through 3," AEDC-TR-72-56, 1972.
- [26] Steinberg, S., Uselton, B. L. and Siemers, P. M. III "Viking Pitch Damping Derivatives as Influenced by Support Interference and Test Techniques," Journal of Spacecraft, Vol. 10, No. 7, July 1973, pp. 443-449.
- [27] Whitlock, C. H. and Bendura, R. J., "Dynamic Stability of a 4.6-Meter-Diameter 120° Conical Spacecraft at Mach Numbers From 0.78 to 0.48 in a Simulated Martian Environment," TN D-4558, 1968, NASA.
- [28] Whitlock, C. H., Bendura, R. J. and Henning, A. B. "Damping Derivatives of 120° Conical Spacecraft from Flights in a Low-Density Environment," Journal of Spacecraft, Vol. 6, No. 8, August 1969, pp. 937-939.
- [29] Sammonds, R. I. and Kruse, R. L., "Aerodynamic Characteristics of the Planetary Atmosphere Experiments Test Entry Probe," Journal of Spacecraft, Vol. 12, No. 1, January 1975, pp. 22-27.
- [30] Cassanto, J. M. "Full-Scale Flight Test Base Pressure Results for a Blunted Planetary Entry Probe Configuration," Journal of Spacecraft, Vol. 8, No. 9, September 1971, pp. 996-998.
- [31] Cassanto, J. M. "A Base Pressure Experiment for Determining the Atmospheric Pressure Profile of Planets," Journal of Spacecraft, Vol. 10, No. 4, April 1973, pp. 253-261.
- [32] Kirk, D. B., Intrieri, P. F. and Seiff, A. "Aerodynamic Behavior of the Viking Entry Vehicle: Ground Test and Flight Results," Journal of Spacecraft, Vol. 15, No. 4, July-August 1978, pp. 208-212.
- [33] 河本「超音速自由飛行試験法による飛しょう体の空力特性の研究」, 航空宇宙技術研究所報告書 TR-876, 1985年9月.
- [34] 吉永, 渡辺, 穂積, 吉沢, 平林, 石田「レンズ型鈍頭円錐物体の動安定実験(I)極超音速風洞での実験」, 第23回流体力学講演集, 1991年11月, pp. 41-44.
- [35] 吉永, 野田, 関根, 楯, 渡辺, 榊原「レンズ型鈍頭円錐物体の動安定実験(II)超音速風洞での実験」, 第23回流体力学講演集, 1991年11月, pp. 45-48.
- [36] 吉永, 楯, 渡辺, 野田, 関根「軌道再突入実験機(OREX)の遷音速動安定試験」, 第23期年会講演集, 1992年4月, pp. 122-123.
- [37] 吉永, 楯, 渡辺, 下田「軌道再突入実験機の遷音速風洞試験(III)」, 第39回宇宙科学技術連合講演会, 1995年10月, pp. 621-622.
- [38] 吉永, 楯, 関根, 野田, 渡辺, 秋元「制御のない領域での OREX の角運動」, 第38回宇宙科学技術連合講演会, 1994年10月, pp. 155-156.
- [39] Yoshinaga, T., Tate, A. and Watanabe, M. "Orbital Re-Entry Experiment Vehicle Ground and Flight Dynamic Test Results Comparison," Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 33, No. 5, September-October 1996, pp. 635-642.
- [40] 山本, 渡辺, 野村, 小山, 穂積, 吉沢, 伊藤, 高塚「カプセル型回収体国超音速動安定特性試験」, 航空宇宙技術研究所資料 TR-556, 1986年11月.
- [41] 山本, 渡辺, 野村, 小山, 穂積, 吉沢, 伊藤, 高塚「カプセル型回収体の極超音速オイル・フロー試験」, 航空宇宙技術研究所資料 TM-557, 1986年11月.
- [42] Shirley, D. L. and Misselhorn, J. E. "Instability of High-Drag Planetary Entry Vehicles at Subsonic Speeds," Journal of Spacecraft, Vol. 5, No. 10, October, 1968, pp. 1165-1169.
- [43] Bendura, R. J., "Low Subsonic Static and Dynamic Stability Characteristics of Two Blunt 120° Cone Configuration," TN D-3853, 1967, NASA.
- [44] Cassanto, J. M. and Buce, P. "Free Fall Stability and Base Pressure Drop Tests for Planetary Entry Configuration," Journal of Spacecraft, Vol. 8, No. 7, July 1971, pp. 790-793.
- [45] Ericsson, L. E. and Reding, J. P. "Re-Entry Capsule Dynamics," Journal of Spacecraft, Vol. 8, No. 6, June 1971, pp. 579-586.
- [46] Ericsson, L. E. "Transition Effects on Slender Cone Pitch Damping," Journal of Spacecraft, Vol. 25, No. 1, Jan-Feb. 1988, pp. 4-8.
- [47] Ericsson, L. E. "Effect of Boundary-Layer Transition on Vehicle Dynamics," Journal of Spacecraft, Vol. 6, No. 12, December 1969, pp. 1404-1409.
- [48] Ericsson, L. E. "Dynamic Stability Problems Associated with Flare Stabilizers and Flap Controls," Journal of Spacecraft, Vol. 7, No. 2, February 1970, pp. 132-137.
- [49] Ericsson, L. E. and Reding, J. P., "Aerodynamic Effects of Bulbous Bases," NASA CR-1339, Aug. 1969.

- [50] Ericsson L. E. and Reding, J. P. "Transonic Sting Interference," Journal of Spacecraft Vol. 17, No. 2, March-April 1980, pp. 140-144.
- [51] Ericsson L. E. and Reding, J. P. "Review of Support Interference in Dynamic Test," AIAA Journal Vol. 21, No. 12, December 1983, pp. 1652-1666.
- [52] Ericsson, L. E., Reding, J. P. and Guenther, R. A. "Analytic Difficulties in Predicting Dynamic Effects of Separated Flow," Journal of Spacecraft, Vol. 8, No. 8, August 1971, pp. 872-878.
- [53] Reding, J. P. and Ericsson L. E. "Dynamic Support Interference," Journal of Spacecraft, Vol. 1, No. 7, July 1972, pp. 547-553.
- [54] Whitfield, J. D. "Support Interference at Supersonic Speeds," Report 300 March 1959, Advisory Group for Aeronautical Research and Development.
- [55] Starr, R. F. and Varner, M. O. "Observations on the Drag of Conical Bodies at Transonic Speeds," Journal of Spacecraft, Vol. 13, No. 11, November 1976, pp. 643-649.
- [56] Rom, J. "Analysis of the Near-Wake Pressure in Supersonic Flow Using the Momentum Integral Method," Journal of Spacecraft, Vol. 3, No. 10, October, 1966, pp. 1504-1509.
- [57] Moore, F. G., Wilcox, F. and Hymer, T. "Base Drag Prediction on Missile Configurations," Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 31, No. 5, September-October, 1994, 759-765.
- [58] Herrin, J. L. and Dutton, J. C. "Supersonic Near-Wake Afterbody Boattailing Effects on Axisymmetric Bodies," Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 31, No. 6, November-December, 1994, pp. 1021-1028.
- [59] 清水辰次郎, 「非線型振動論」, 培風館, 1965 年.
- [60] 丹羽敏雄, 「微分方程式と力学系の理論入門 — 非線形現象の解析に向けて —」, 遊星社, 1995 年.
- [61] Regarn, J. F., *Re-Entry Vehicle Dynamics*, American Institute of Aeronautics and Astronautics Educational Series, 1984.
- [62] 丹羽, 「シェル形状再突入カプセルの遷音速動特性実験」, 東京大学修士論文, 1997 年 2 月.

## 補遺 A. 本研究で使用した風洞設備

## 風 洞

風洞は文部省宇宙科学研究所の遷音速および超音速風洞を利用した。これらは、ともに吹き下ろし型の連続風洞であり、遷音速風洞においてはマッハ数 0.3~1.3 の間で、また、超音速風洞においてはマッハ数 1.5~4.0 の間で可変である。通風時間はどのマッハ数においても 30 秒以上可能である。整流筒内圧力はある範囲内で可変であり、同一のマッハ数であっても整流筒内圧力を変化させることにより一様流動圧を変えることができる。測定部の寸法は断面の縦 60cm、横 60cm、そして長さ 187cm である。

遷音速風洞の測定部は 4 面とも 60° 傾斜孔の有孔壁からなり、その外側はプリナム室になっている。有孔壁の開口率は 0~6% の範囲で可変である。一様流静圧は測定部内の充分前方で計測されており、本試験の場合供試体先端より 50cm 以上上流側である。

測定部後方に模型支持用の支柱が設置されており、風試模型はスティングを介してその支柱に取り付けられる。支柱はピッチ面内で迎角をとれるような構造になっており、電気油圧サーボ駆動により  $-15^{\circ}$ ~ $+15^{\circ}$  の迎角範囲内にて可変である（ピッチ角測定精度は  $\pm 0.1^{\circ}$  以下）。 $25^{\circ}$  のベントスティングを用いればそれ以上の大迎角についても試験可能である。

## 天 秤

本試験で使用した天秤は内装型の 6 分力天秤（日章電機製 LUC-6399）で、モーメントタイプである。外径寸法 25mm、最大長さ 200mm である。測定対象となる 3 成分についての定格負荷と定格出力の関係を表 A. 1. に示す。出力の非直線性については各分力とも  $\pm 0.2\%$ fs 程度である。他の分力からの干渉については、各分力についての実負荷校正時の際に他分力に生じる出力をもとに干渉行列を決定する。

表 A. 1. 天秤の仕様

	定格負荷	定格出力
軸 力 成 分	$\pm 40 \text{ kgf}$	$1190 \mu\epsilon$
法線力成分	$\pm 200 \text{ kgf}$	$1795 \mu\epsilon$
ピッチング モーメント 成 分	$\pm 8 \text{ kgf}\cdot\text{m}$	$1610 \mu\epsilon$

## データ取得装置

天秤からの出力信号はアンプ（日章電機製 DSA-400）にて増幅された後、多点データ取得装置にて適当なサンプリング周期で A/D 変換されバイナリデータの形で副計算機のメモリーにストアされる。データ取得終了後、バイナリデータは PC 9801 に転送され、処理プログラムにて適当な物理量変換を施された後テキストデータとして保存される。

## 光学観測装置

光学観測装置としてシュリーレン装置が利用可能である。シュリーレン装置は光源、凹面鏡および画像記録装置からなる。光源は必要に応じて、連続光源としてキセノン光源が、また、瞬間写真用にストロボ光源を選択できる。画像記録装置としては、35mm スチールカメラ、ビデオカメラ、高速度ビデオカメラ、高速度カメラが利用できる。

## 補遺 B. 機械摩擦の測定とそのオーダ（1 自由度自由回転法）

再突入カプセルは抵抗係数が大きくなるように設計されているため、この模型にも最大で 90kg 近い空気抵抗

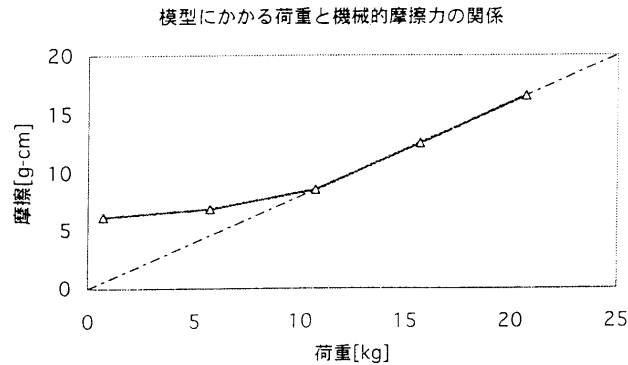


図 B. 1. 摩擦力によるモーメントと負荷荷重との関係

が生じ、それを支えるベアリングでは相応の機械的摩擦力が生じるものと考えられる。その効果を見積もるために、ベアリングにかかる荷重と摩擦によって生じるモーメントの間の関係を求める試験を事前に行った[62]。この試験では可動ナックルのフランジ部に模型のかわりに最大 20 kg の重りをつり下げる形で荷重を加え、空気抵抗が無視できるように 0.1 気圧程まで減圧した環境内で振り子のように振動させ、その振動を測定するという方法で行った。

ベアリングの摩擦力は簡略化すれば、荷重が一定ならば一定の大ききで、つねに運動を妨げる向きに働く、と考えることができる。この考え方に基づいて、荷重と摩擦力を与えて運動方程式を解いた解と、測定された振動波形との減衰の強さの比較から、ベアリングに働く荷重とそのときに生じる摩擦力の関係を得たものが図 B. 1. に示されている。荷重が小さい間は摩擦力は単純に荷重に比例する成分だけとは言えないが、荷重 10 kg 以上では摩擦力は荷重に比例している。実際の風洞試験では空気抵抗は 10 kg 以上を大きく超えているので、摩擦によるモーメントは空気抵抗に比例していると考えられる。よって、機械的摩擦力によるモーメント  $M_F$  は空気抵抗に対する比例係数を  $\mu$  とすれば、

$$M_F = \mu q_\infty S C_D \quad (\text{B. 1})$$

と表される。ここで、 $q_\infty$  は一様流動圧、 $S$  は代表面積である。これを代表長さ  $d$  を用いて無次元化すると、

$$C_{mF} = \frac{\mu q_\infty S C_D}{q_\infty S d} = \frac{\mu}{d} C_D \quad (\text{B. 2})$$

となる。摩擦力測定の結果から  $\mu = 8 \times 10^{-6} [\text{m}]$  であり、代表長さ  $d = 96 [\text{mm}]$  (模型直径) とすると、 $C_{mF} \approx 8 \times 10^{-5}$  となる。動的な不安定を生じさせる空気力(動的なモーメント)は最低に見積もったとしても  $C_{m_{dy}} \approx 1 \times 10^{-3}$  程度のオーダーであり、本研究で対象としている遷音速型振動のような場合は  $C_{m_{dy}} \approx 1 \times 10^{-2}$  のオーダーである(静的なモーメントはピッチ角に比例するがピッチ角  $5^\circ$  付近であっても  $D_{m_{st}} \approx 1 \times 10^{-1}$  のオーダーである)。これらに比較すると摩擦力によるモーメントは充分小さく、たとえば動的なモーメントの百分の一以下である。これらのことから、機械的摩擦力によるモーメントはその効果は充分に小さいと考えられるので本研究で行ったダンピング係数導出の上では考慮に入れないこととする。

### 補遺 C. 物体表面上に形成される衝撃波

遷音速における動的風洞試験では、供試体の姿勢が最大振幅に近づくにつれ物体表面上に衝撃波が形成されるのが観察された(図 C. 1.)。この衝撃波により供試体の運動に生ずる効果を考える。

衝撃波は前面の上側(風下側)表面上に形成され、下側(風上側)には形成されない。衝撃波が形成されると上側表面上の流れは衝撃波により減速されて亜音速(その速度を  $v$  とする)となり、下側の流れと同程度になる。物体が正の角速度を有しているとき、上側では表面の回転速度分  $\Delta$  だけ相対的に速度は減少する( $v - \Delta$ )し、下

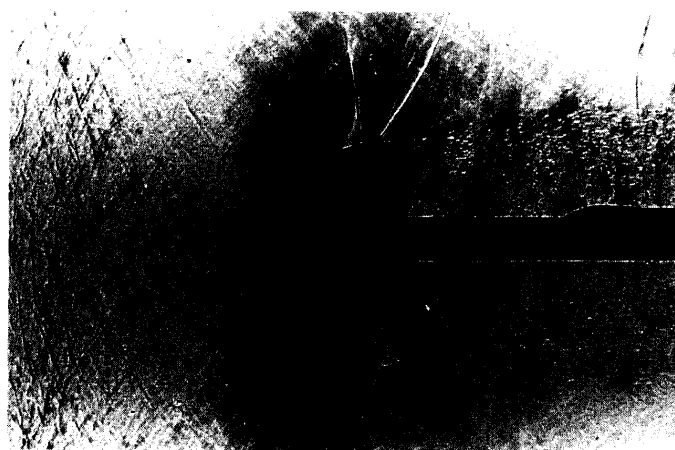


図 C. 1. 運動中の供試体表面に形成された衝撃波 ( $M=1.0$ , スパークによる)

側では増加する ( $v+\Delta$ )。この速度の差に対応して、上側の背面圧力は下側のそれに較べ増加する。この背面圧力の変化は動的に安定な（回転運動を抑制させる）モーメントを生じさせる効果を持つと推定されるが、2. 4. 節で示した動的モーメントの極性の入れ替わる角度と衝撃波の立ち始める角度は一致してはいなかった。