

宇宙航空研究開発機構研究開発報告

JAXA Research and Development Report

JAXA極超音速風洞における6分力計測試験に係る 誤差評価について

Error Evaluation in JAXA Hypersonic Wind Tunnel
Force Measurement Tests

藤井 啓介, 高間 良樹

FUJII Keisuke and TAKAMA Yoshiki

2020年7月

宇宙航空研究開発機構

Japan Aerospace Exploration Agency

目次

1	序論	5
2	誤差評価に関する整理・定式化	6
2.1	計測誤差の空力係数推定誤差への伝播	6
2.2	気流の非一様性が及ぼす6分力計測への影響	10
3	誤差評価の風洞試験への適用	14
3.1	JAXA 極超音速風洞と6分力計測系の概要	14
3.2	要素計測誤差伝播	14
3.2.1	底面圧 p_b 計測誤差の推定	15
3.2.2	ピトー圧比 $\frac{p_{02}}{p_o}$ 誤差の推定	17
3.2.3	HWT2における標準模型試験による検証	21
3.3	非一様性効果推定の実験結果を用いた検証	24
3.3.1	風洞試験概要 (HWT14-51)	24
3.3.2	非一様性効果推定の検証	26
3.3.3	HWT2における非一様性効果の推定	28
3.4	軸対称形状標準模型を用いた角度誤差の天秤出力への影響評価	28
3.4.1	座標系の定義	32
3.4.2	HWT2 標準模型試験結果再整理	32
3.4.3	HWT1 標準模型試験結果再整理	37
4	結論	39
A	HWT2における代表一様流 Mach 数、非一様性と、不確かさ	43
B	天秤出力からの試験模型重量重心及び天秤取付角の推定	44
B.1	印加荷重と天秤出力	46
B.2	天秤処理における変数等の定義	46
B.3	重量・重心・オフセット量及び初期姿勢角誤差推定	49
B.4	通風時処理	52
C	天秤角度誤差による誤差伝播	52

JAXA 極超音速風洞における 6 分力計測試験に係る 誤差評価について

藤井 啓介^{*1}, 高間 良樹^{*1}

Error Evaluation in JAXA Hypersonic Wind Tunnel Force Measurement Tests

FUJII Keisuke^{*1}, TAKAMA Yoshiki^{*1}

Abstract

The free-stream Mach number of JAXA 1.27m/0.5m hypersonic wind tunnel had been reported to actually fluctuate between blows with a small extent which could still be one of the major error sources in aerodynamic coefficients reduced from measurements. The cause of the fluctuation still remains unclear, however, an attempt to remedy such the unexpected varying Mach number effect has been made by accounting representative dynamic pressure variation between blows with leveraging pitot pressure monitoring measurement which is originally for wind tunnel validity evaluation purposes. The effectiveness of the remedy has then been evaluated based on data acquired through HB2 standard model tests ever conducted in the facility, in accordance with the error propagation relation developed for the proposed procedure to determine the free-stream Mach number.

Non-uniformity of the free-stream, however, cannot be accounted as an error source in the above uncertainty analysis, though previous M5 tests in the 0.5m hypersonic wind tunnel showed it actually has considerable effects, especially on the pitching moment coefficient. The mathematical formulation for estimating the error induced by the non-uniformity was then derived in terms of the three-dimensional spatial power spectrum of the pitot pressure ratio distribution and of the test model shape information, separately. Standard model test results where the test model was placed in different locations in the free-stream core region, agreed well with the estimated error from the non-uniformity, especially in the longitudinal aerodynamic characteristics, exhibiting the validity of the estimation formulation.

One of major error sources in the lateral-directional characteristics in the facility, however, turned out to be alignment errors of the balance coordinate and of the model coordinate, after examining again aerodynamic characteristics obtained in the axisymmetric standard model and reorganizing them by correcting the model coordinate directions based on the balance alignment angles estimated from static tare data.

keywords : Error in force measurements, Mach number fluctuation, Non-uniformity, Alignment error

概要

JAXA 1.27m/0.5m 極超音速風洞試験 6 分力計測における誤差要因として一様流 Mach 数が変動する現象の確認されたことを受け、気流健全性確認のためのピトー圧のモニター計測結果を利用し、これまで不変と仮定して処理されていた一様流 Mach 数を、通風毎に推定・修正することで動圧推定及び空力係数計測精度の向上を

^{*} 2020 年 6 月 4 日受付 (Received June 4, 2020)

^{*1} 航空技術部門 空力技術研究ユニット (Aeronautical Technology Directorate, Aerodynamics Research Unit)

試みた。その際に従来データ処理及びこの動圧修正処理に即した誤差伝播を整理したうえで、計測精度への効果の検証をこれまで継続的に行われてきていた HB2 標準模型試験の結果をもとに行った。同時に、JAXA 極超音速風洞での標準的計測における気流特性・推定誤差、計測誤差を整理し一般の 6 分力計測試験において期待される誤差推定方法を整理し、その妥当性確認を行った。更に気流の非一様性により発生する空気力・モーメント計測における不確かさを、気流動圧分布の空間パワースペクトルと、模型形状情報とから予測する手法を開発し、その予測妥当性を標準模型試験結果を基に評価した。その結果、特に縦 3 分力における非一様性効果を予測することができることを確認した。横・方向特性に関する極超音速風洞試験における主要な誤差要因は一方で、一般に空気力・モーメントの大きさが小さいため、動圧変動でも、非一様性の効果でもなく、天秤や模型座標の取付誤差に起因する、他分力の漏れである場合の多いことが考えられたため、風洞模型を取り付けた状態で、天秤に加わる重力を利用した天秤取付角度推定方法を新たに開発し、過去に実施された軸対称形状の標準模型試験に適用した。その結果、天秤取り付け角度推定結果を基に模型の気流に対する姿勢を補正することで、横・方向特性に関する主要誤差要因として、天秤・模型取り付け角度精度もあり得ることを確認した。

記号

A	準一次元流における流路断面積	, m^2
A_2, A_3, A_4	座標変換 3×3 行列 (式 (27) による)	, ND
A_{2p}, A_{3p}, A_{4p}	座標変換 3×3 行列 (式 (26) による)	, ND
A_F	感度係数 (式 (2) による)	, N^{-1}
A_{ijk}	天秤較正係数	
A_M	模型座標・測定室座標の座標変換 3×3 行列 (式 (29))	
$A_{p_{02}}$	感度係数 (式 (2) による)	, ND
A_{p_b}	感度係数 (式 (2) による)	, Pa^{-1}
A_{p_o}	感度係数 (式 (2) による)	, Pa^{-1}
a_0, a_1, a_2	式 (24) で現れる係数	, ND
a_p	気流コア代表ピトー圧/モニター計測位置ピトー圧 ($\equiv \frac{p_{02}}{p_{02s}}$)	, ND
a_p^*	特定領域内平均ピトー圧比と特定位置ピトー圧比との比率	, ND
B_{ijk}	天秤較正係数 (式 (25) による)	
C_{AF}	前面軸力係数	, ND
C_{NB}	ヨーイングモーメント係数	, ND
C_Y	横力係数	, ND
C_p	圧力係数	, ND
c_o	模型座標における重心位置列ベクトル $\equiv (c_x, c_y, c_z)^t$, m
c_x, c_y, c_z	重心位置 x, y, z 座標	, m
C'_{NB}	有効迎角方向に対応するヨーイングモーメント係数 (式 (22))	, ND
C'_Y	有効迎角方向に対応する横力係数 (式 (21))	, ND
D	模型代表直径	, m
D_b	3×6 天秤撓み係数行列 (式 (30) による)	
D_f	天秤姿勢角等推定時 F の 6×6 重み対角行列	, ND
F	力空間ベクトルの空間フーリエ変換されたもの	, Nm^3

F	力・モーメント 6 元列ベクトル	, N または Nm
F_A	軸力	, N
F_i	\mathbf{F} の i 方向成分	, Nm ³
\mathbf{f}	力空間ベクトル	, N
\mathbf{f}_C	模型に係る空気力の波数特性 (式 (13))	, m ²
$\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$	座標系直交単位ベクトル	, ND
K	不確かさ解析包括度係数	, ND
K_B	不確かさ解析バイアス偏差の包括度係数に相当する係数	, ND
L	代表長さ	, m
L_d	擾乱の代表長さスケール	, m
L_m	供試模型の代表長さスケール	, m
M	マッハ数	, ND
\mathbf{M}	モーメント空間ベクトルの空間フーリエ変換されたもの	, Nm ⁴
M_{2B}	模型座標・天秤座標間の座標変換 3×3 行列 (式 (28))	, ND
M_i	\mathbf{M} の i 方向成分	, Nm ⁴
\mathbf{m}	モーメント空間ベクトル	, Nm
\mathbf{m}_C	模型に係る空力モーメントの波数特性 (式 (15))	, m ³
p	圧力	, Pa
p_{02}	(代表的) ピトー圧	, Pa
p_{02s}	計測位置におけるピトー圧	, Pa
$p_{T.C.}$	測定室圧力	, Pa
Q_f	動圧 q の空間フーリエ変換	, Nm
q	動圧	, Pa
R_{unit}	単位 Reynolds 数	, m ⁻¹
S	面積	, m ²
S	天秤出力列ベクトル $\equiv (S_1, \dots, S_6)^t$, V
S_i	天秤出力	, V
\mathbf{s}	表面要素空間ベクトル	, m ²
s	3 元列ベクトル $\equiv (s_x, s_y, s_z)^t$, ND
s_x	$\equiv \sin \theta_g$, ND
s_y	$\equiv \cos \theta_g \sin \phi_g$, ND
s_z	$\equiv -\cos \theta_g \cos \phi_g$, ND
t	時間	, s
U	不確かさ	
V	体積	, m ³
W	重量	, N
W_c	重量重心に関する 4 元列ベクトル $\equiv (W, c_x, c_y, c_z)^t$, N 又は m
\mathbf{x}	位置空間ベクトル	, m
\mathbf{x}_o	模型原点の位置空間ベクトル	, m

x, y, z	\mathbf{x} の座標成分	, m
α	迎角	, deg
α, β, γ	波数	, m^{-1}
α_{eff}	有効迎角	, deg
β	横滑り角	, deg
γ	比熱比	
δ	誤差	
δ^*	推定誤差	
Θ	(β, θ, ϕ) 列ベクトル	, deg
Θ_g	(θ_g, ϕ_g) 2元列ベクトル	, deg
θ, ϕ	ピッチ角、ロール角	, deg
σ	標準偏差	
$\sigma_{\mathbf{f}}$	力の標準偏差空間ベクトル	, N
$\sigma_{\mathbf{m}}$	モーメントの標準偏差空間ベクトル	, Nm

subscript

0	真値
b	底面
o	澱み状態
∞	一様流状態
CM	モーメント基準位置

superscript

'	変動成分
---	------

1 序論

JAXA $\phi 0.5\text{m}/1.27\text{m}$ 極超音速風洞 [1] における現状のデータ処理は、風洞気流較正試験 [2] によって得られた一様流 Mach 数が不変であると仮定し、計測される風洞澱み圧力 p_o 、澱み温度 T_o から、平衡実在気体を仮定することによって一様流静圧 p_∞ 及び動圧 q を推定し、天秤出力である空気力を無次元化する手法を採用してきている。しかしながら、一般にノズル膨張過程において急速に減少する密度と共に、振動励起エネルギーが事実上凍結してしまういわゆる nozzle freezing がスロート近傍で発生することが予測されており [3]、実際、近年の風試データの再整理において平衡実在気体を仮定したノズル膨張関係式よりもノズル凍結を模擬する完全気体関係式の方が、寧ろ空力特性測定値ばらつきを低減させるという報告がなされている [4]。そのバラつき評価の際にこれまでの風洞試験において一様流成立性確認の目的で同時計測していたピトー圧モニター計測値を再整理したところ、通風毎にピトー圧比 p_{02}/p_o が無視できないレベルで変動していることがあわせて確認された。これは、不変であると仮定されていた一様流 Mach 数が都度変動していること、またその変動量が実験結果の再現性検証において大きな影響を与える程度であることを意味していた。これまでの6分力計測における誤差評価では、気流較正試験時に得られた Mach 数の空間的・時間的変動量と、各計測における誤差を組み合わせたのみであり、試験キャンペーン毎に変動するピトー圧比 p_{02}/p_o (あるいは、一様流 Mach 数) に関する考慮がなかったため、状況により想定される誤差範囲以上の再現性差異の生じることが予測され、実際同一模型による異なる時期に実施した試験キャンペーンにおいて想定誤差以上の再現性バラつきのあることが分かった。そこで計測制約が大きいもののピトー圧モニター計測を用い試験毎で変動する物理量を「計測誤差」として扱うのではなく正当に評価することで、より精度の高い試験・計測を目指すこととした。そのようなデータ処理をする場合、各々の計測誤差、再現性バラつきの6分力計測値誤差への伝播を明確化し、その方法による誤差低減効果を評価する必要が生じ、JAXA $\phi 1.27\text{m}$ 極超音速風洞における従前と新規提案手法によるデータ処理それぞれに即した誤差伝播を整理した。ここでは、6分力空力係数中最も関連物理量の多い前面軸力係数 C_{AF} に重点を置き、過去に実施された標準模型試験及び気流較正試験等を基に、想定される各計測・推定要素における誤差の基礎データ整理・妥当性評価を行うこととした。この整理により単独の6分力試験における誤差量推定に必要な風洞特性に関する不確定性、各計測における誤差量を明確化することを目的とした。

それら各計測・推定誤差伝播の検討では風洞一様流コア領域内でのピトー圧平均値および、その平均値の変動する量を考慮した誤差評価を行っているが、6分力計測への動圧分布の効果、あるいは気流の非一様性の効果を正当に評価しているとは言えない。気流の非一様性に起因する空力特性への効果に関しては、模型位置を比較的容易に変更できる $\phi 0.5\text{m}$ 極超音速風洞 (HWT1) における標準模型試験により特にピッチングモーメントへの影響がかならずしも無視できない量となっていることが判明している [5]。しかしながらその非一様性の効果は模型形状に強く依存することも想定されるため、標準模型試験への効果を特定したのみでは、一般の試験における誤差評価をすることができない。非一様性効果の誤差限界を知るための努力としてこれまでに、動圧分布における長さスケールを考慮せず動圧の空間的変動量がそのまま空気力の偏り誤差となるというモデルを用いる簡易手法は実施されることがあったが、そのような方法では、力計測への影響に関し不確かさの上限を抑えることはできるものの、モーメント計測における不確かさに関しては、合理的な長さスケールを考慮しないため上限値すら評価することはできていない。例えば動圧分布非一様性の代表長さスケール L_d にくらべ模型代表長 L_m が十分に大きい場合 ($L_d \ll L_m$) は非一様性の影響は平均化され無視できると予想できる一方で、逆の状況の場合 ($L_d \gg L_m$)、計測される空気力のバラつきは気流非一様性の動圧バラつきと同程度となるものと予想され、代表長さスケールが同程度 $L_m \approx L_d$ となりそうである場合、影響はその中間の程度となると考えられるため、模型代表長さと動圧分布代表長さスケールとの関係でその影響は変化するはずのものである。更にモーメントに関しては、 $L_d \ll L_m$ の場合でも $L_m \ll L_d$ のいずれの場合でも模型位置の影響は極限では消滅することとなり、 $L_m \approx L_d$ の付近においてのみ有限値をとると予想できるが、その上限値を簡便に得る汎用的な手法はこれまでに提案されていない。この問題は、風洞試験を通じてトリム迎角の予測や必要な舵面の

設計をする状況において重要な要素となる可能性が考えられるため、気流の非一様性の及ぼす空気力、特に空力モーメントへの影響を試験模型に応じて適切に予測することの必要性を示しているといえる。空気力・モーメントへの影響度を決定すると考えられる気流非一様性の代表長 L_d は波数 α, β, γ の逆数にとらえることができ、風洞気流動圧分布の空間パワースペクトルが影響評価のために必要な情報であると考えられた。そのため気流校正試験で得られている動圧分布の空間パワースペクトルをとり、分布の長さスケールと模型代表長との関係を考慮する影響評価の定式化を行うこととした。またその評価法の検証として、過去に HWT1M5 風洞において実施された模型設置位置変更効果試験結果における空力特性変動量と、予測結果との比較を行い、その妥当性を確認することとした。

極超音速風洞 6 分力計測における主要な誤差要因は以上により評価できると考えられるが、通常の試験形態では一般に空気力の小さい横・方向特性に関しては、天秤・模型取付角誤差を通したより大きな空気力の発生している縦 3 分力の影響が寧ろ主要な誤差要因となり得ることが判明してきた。試験模型取付時等に発生する模型座標系と天秤座標系における取付角誤差に起因する誤差評価において、試験模型取付状態における模型姿勢角計測に加え、その状態における天秤姿勢角計測を行うことで、模型・天秤間取付角度を推定する必要がある。そのような背景から極超音速風洞では、模型に働く重力を複数姿勢角ケースで計測することで、天秤処理に必要な模型重量・重心位置、天秤出力オフセット量の推定に加え、天秤座標系の姿勢角推定もあわせて行う方法を近年取り入れている。ここではこの天秤取付角推定の妥当性を評価することを目的に、これまでに行われてきた軸対称標準模型試験空力特性及び天秤校正結果を再評価することとした。それに伴い、風洞試験時に想定すべき模型・天秤取付角度誤差として見込むべき量を推定することとした。また、本稿において、誤差は個々の計測値と真値との差を指し、不確かさは計測値周りに真値の存在する範囲を指すものとする。

2 誤差評価に関する整理・定式化

2.1 計測誤差の空力係数推定誤差への伝播

一般に、前面軸力係数 C_{AF} は計測量あるいは計測量から求められる状態量を用いて以下のように定義されている:

$$C_{AF} \equiv \frac{F_A - S_b(p_\infty - p_b)}{qS}$$

ここで、風洞試験における計測量である軸力 F_A 及びベース圧 p_b はいずれも、以下のように‘真値’と計測誤差とから構成されると考え、また真値、計測誤差はそれぞれ平均値及び変動成分に分けて考えることができる:

$$\begin{aligned} F_A &= F_{A,0} + \delta F_A \\ &= \overline{F_{A,0}} + (F_{A,0})' + \overline{\delta F_A} + (\delta F_A)' \\ p_b &= p_{b,0} + \delta p_b \\ &= \overline{p_{b,0}} + (p_{b,0})' + \overline{\delta p_b} + (\delta p_b)' \end{aligned}$$

ここでは計測誤差は真値に対し十分小さく、またそれぞれの平均値に対し変動成分は十分に小さいものと考え、微量量に関して線型化して整理することとする。一方、動圧 q 、一様流静圧 p_∞ は直接計測される量ではなく、計測量であるピトー圧 p_{02} 及び風洞澱み圧力 p_o と、それらから定義される一様流 Mach 数 M とを用いて以下

の関係式により‘定義’されるものとする:

$$q \equiv p_o \frac{\gamma M^2}{2} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

$$p_\infty \equiv p_o \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

$$\frac{p_{02}}{p_o} = \left[1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1}(M^2-1)\right]^{-\frac{1}{\gamma-1}} \left[\frac{(\gamma+1)M^2}{(\gamma-1)M^2+2}\right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

ここでは動圧 q 、一様流静圧 p_∞ はマッハ数 M と気流静圧 p_o の関数として整理しており、更にマッハ数 M はピトー圧比 $\frac{p_{02}}{p_o}$ のみの関数としている。この定義を用いれば、動圧 q 、一様流静圧 p_∞ に関しても、計測量の‘真値’及び計測誤差を用いて、‘真値’と計測誤差とに以下の様に分けることができる:

$$q = q_{0,0} + \delta q$$

$$\approx q_{0,0} + \frac{\partial q}{\partial M}(\delta M) + \frac{\partial q}{\partial p_o}(\delta p_o)$$

$$\approx q_{0,0} + \frac{\partial q}{\partial M} \frac{dM}{d\frac{p_{02}}{p_o}} \left(\delta \frac{p_{02}}{p_o}\right) + \frac{\partial q}{\partial p_o}(\delta p_o)$$

$$p_\infty = p_{\infty,0} + \delta p_\infty$$

$$\approx p_{\infty,0} + \frac{\partial p_\infty}{\partial M} \frac{dM}{d\frac{p_{02}}{p_o}} \left(\delta \frac{p_{02}}{p_o}\right) + \frac{\partial p_\infty}{\partial p_o}(\delta p_o)$$

$$\delta \frac{p_{02}}{p_o} \approx \frac{1}{p_o} \delta p_{02} - \frac{p_{02}}{p_o^2} \delta p_o$$

これらから、前面軸力係数 C_{AF} への計測誤差の影響に関して以下の様に整理することができる:

$$C_{AF} = C_{AF,0} + \delta C_{AF}$$

$$= \frac{F_{A,0} + \delta F_A - S_b(p_{\infty,0} + \delta p_\infty - p_{b,0} - \delta p_b)}{(q_{0,0} + \delta q)S}$$

$$\approx C_{AF,0} + \frac{\delta F_A}{qS} + \frac{-S_b}{qS}(\delta p_\infty - \delta p_b) - C_{AF} \frac{\delta q}{q}$$

$$= C_{AF,0} + \frac{\delta F_A}{qS} + \frac{S_b}{qS} \delta p_b - \left[\frac{S_b}{qS} \frac{\partial p_\infty}{\partial M} + \frac{C_{AF}}{q} \frac{\partial q}{\partial M}\right] \frac{dM}{d\frac{p_{02}}{p_o}} \left(\delta \frac{p_{02}}{p_o}\right) - \left[\frac{S_b}{qS} \frac{\partial p_\infty}{\partial p_o} + \frac{C_{AF}}{q} \frac{\partial q}{\partial p_o}\right] (\delta p_o)$$

$$= C_{AF,0} + A_F \delta F_A + A_{p_b} \delta p_b + A_{p_{02}} \delta \frac{p_{02}}{p_o} + A_{p_o} \delta p_o \quad (1)$$

ここで、 $C_{AF,0} \equiv \frac{F_{A,0} - S_b(p_{\infty,0} - p_{b,0})}{q_{0,0}S}$ は前面軸力係数の‘真値’でありまた、

$$\delta \frac{p_{02}}{p_o} \approx \frac{1}{p_o} \delta p_{02} - \frac{p_{02}}{p_o^2} \delta p_o$$

$$A_F = \frac{1}{qS}$$

$$A_{p_b} = \frac{S_b}{qS} \quad (2)$$

$$A_{p_{02}} = - \left(\frac{S_b}{qS} \frac{\partial p_\infty}{\partial M} + \frac{C_{AF}}{q} \frac{\partial q}{\partial M}\right) \frac{dM}{d\frac{p_{02}}{p_o}}$$

$$A_{p_o} = - \frac{S_b}{qS} \frac{\partial p_\infty}{\partial p_o} - \frac{C_{AF}}{q} \frac{\partial q}{\partial p_o}$$

とする。上式中の $\frac{1}{p_o} \frac{\partial q}{\partial M}$, $\frac{\partial q}{\partial p_o}$, $\frac{1}{p_o} \frac{\partial p_\infty}{\partial M}$, $\frac{\partial p_\infty}{\partial p_o}$, $\frac{dM}{d\frac{p_{02}}{p_o}}$ に関しては、完全気体関係式より以下の様に求めることができる:

$$\begin{aligned}\frac{1}{p_o} \frac{\partial q}{\partial M} &= -\gamma M \frac{M^2 - 2}{2} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-\frac{2\gamma - 1}{\gamma - 1}} \\ \frac{\partial q}{\partial p_o} &= \frac{\gamma M^2}{2} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \\ \frac{1}{p_o} \frac{\partial p_\infty}{\partial M} &= -\gamma M \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-\frac{2\gamma - 1}{\gamma - 1}} \\ \frac{\partial p_\infty}{\partial p_o} &= \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \\ \frac{d\frac{p_{02}}{p_o}}{dM} &= \frac{4\gamma}{\gamma - 1} \left[\frac{M^2}{\gamma - 1 - 2\gamma M^2} + \frac{1}{(\gamma - 1)M^2 + 2} \right] \frac{1}{M} \frac{p_{02}}{p_o}\end{aligned}$$

前面軸力係数 C_{AF} の誤差伝播の式 (1) で、軸力係数真値における変動と各計測誤差における変動において相関関係の疑われる組み合わせは、ピトー圧比仮定値 $\frac{p_{02}}{p_o}$ と、澱み圧力計測値 p_o に関する誤差であり、データ処理の際にピトー圧比 $\frac{p_{02}}{p_o}$ を‘仮定’する箇所が発生する場合がある。そのような場合、その仮定のために生じる誤差 $\delta \frac{p_{02}}{p_o}$ と、ピトー圧計測誤差 δp_{02} 、澱み圧計測誤差 δp_o とを分離し、独立した誤差要因と評価すべきと考えられる。実際、他の δF_A , δp_b , δp_o などは計測系における誤差であり、基本的にはセンサ系・処理系の誤差としてその程度が想定されるものであるが、特に $\delta \frac{p_{02}}{p_o}$ に関しては気流分布や再現性等風洞固有の要素も含まれることに注意が必要である。 $\delta \frac{p_{02}}{p_o}$ は風洞気流コア中における‘代表的な’ $\frac{p_{02}}{p_o}$ の‘計測誤差’あるいは推定誤差と想定されると考えるべきであるが、一般にはそのような‘計測’は困難であるため、JAXA 極超音速風洞において従来から行われているように Mach 数 (分布) は不変でありピトー圧比もまた不変であると仮定することや、実測されるモニター用ピトー圧計測から‘代表的な’ $\frac{p_{02}}{p_o}$ を推定することなどが考えられる。ここで気流コア内の定められた一点においてピトー圧をモニター計測しそれを基に‘代表的な’ $\frac{p_{02}}{p_o}$ を推定しピトー圧比を求める場合、前述の通り $\delta \frac{p_{02}}{p_o}$ には、計測系誤差の他、ピトー圧比の空間分布のため‘代表的な’ p_{02} はピトー圧モニター計測位置におけるピトー圧 p_{02s} とは必ずしも一致しないことを考慮する必要がある。そこで、‘代表的’なピトー圧 p_{02} を、ピトー圧モニター計測値 p_{02s} と、その比として設定する係数 a_p ($a_p \equiv p_{02}/p_{02s} = \bar{a}_p + a'_p$) などに分けて整理し、風洞気流のピトー圧分布効果を評価することとする。ピトー圧比の相対的空間分布が通風毎に不変であれば係数 a_p の変動分 a'_p は 0 となると考えられる。この様に空間分布の影響を評価しようとした場合‘代表的な’ピトー圧比 $\frac{p_{02}}{p_o}$ はピトー圧モニター計測値 $\frac{p_{02s}}{p_o} = \frac{p_{02s,0}}{p_o} + \delta \frac{p_{02s}}{p_o}$ 等を用いて、

$$\begin{aligned}\frac{p_{02}}{p_o} &= \left(\frac{p_{02}}{p_o}\right)_0 + \delta \frac{p_{02}}{p_o} \\ &\approx \bar{a}_p \left(\left(\frac{p_{02s}}{p_o}\right)_0 + \delta \frac{p_{02s}}{p_o} \right) + a'_p \left(\frac{p_{02s}}{p_o}\right)_0 \\ &\approx \bar{a}_p \left(\frac{p_{02s}}{p_o}\right)_0 + \bar{a}_p \delta \frac{p_{02s}}{p_o} + a'_p \frac{p_{02s}}{p_o}\end{aligned}$$

により評価でき、更に $p_{02,0} \approx \bar{a}_p p_{02s,0}$ と仮定すれば、 $\frac{p_{02}}{p_o}$ ‘計測’における‘計測誤差’ $\delta \frac{p_{02}}{p_o}$ は、

$$\delta \frac{p_{02}}{p_o} \approx \bar{a}_p \delta \frac{p_{02s}}{p_o} + a'_p \frac{p_{02s}}{p_o} \quad (3)$$

と表すことができる。ここで \bar{a}_p は気流校正試験時の平均分布を基に求めることができ、 a'_p は気流校正試験の際に取得された同一断面における (規格化した) ピトー圧比分布における再現性データから推定することができるものと考えられる。

更にピトー圧モニタ計測量 p_{02s} の誤差の評価に関して、ピトー圧比の‘計測値’はピトー圧比の真値 $\left(\frac{p_{02s}}{p_o}\right)_o$ を用いて、

$$\frac{p_{02s}}{p_o} = \left(\frac{p_{02s}}{p_o}\right)_o + \frac{1}{p_o} \delta p_{02s} - \frac{p_{02s}}{p_o^2} \delta p_o$$

と書けるはずである。ここで、一様流 Mach 数が不変であると仮定する従来の方法においてはもちろん、ピトー圧モニタ計測により各通風において一様流 Mach 数を求めようとする新たな方法においても、ピトー圧計測時における測定値が通風中一定であると仮定する以上、ピトー圧比仮定量が存在する。そのピトー圧比仮定による‘誤差’を見積もる必要があり、仮定しているピトー圧比不変値を $\left(\frac{p_{02s}}{p_o}\right)_A$ とすれば、この仮定量である $\left(\frac{p_{02s}}{p_o}\right)_A$ と‘真値’ $\left(\frac{p_{02s}}{p_o}\right)_o$ との差がこの場合評価すべき‘誤差’であると考えられるので、

$$\begin{aligned} \delta \frac{p_{02s}}{p_o} &= \left(\frac{p_{02s}}{p_o}\right)_A - \left(\frac{p_{02s}}{p_o}\right)_o \\ &= \left(\frac{p_{02s}}{p_o}\right)_A - \frac{p_{02s}}{p_o} + \frac{1}{p_o} \delta p_{02s} - \frac{p_{02s}}{p_o^2} \delta p_o \end{aligned}$$

そのため、ピトー圧比仮定に伴う誤差要因として

$$\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o} \equiv \left(\frac{p_{02s}}{p_o}\right)_A - \frac{p_{02s}}{p_o} \quad (4)$$

を定義すれば、‘代表的な’ピトー圧比誤差 $\delta \frac{p_{02s}}{p_o}$ の式 (3) は、

$$\delta \frac{p_{02s}}{p_o} \approx \bar{a}_p \delta^* \frac{p_{02s}}{p_o} + \frac{\bar{a}_p}{p_o} \delta p_{02s} - \frac{p_{02s} \bar{a}_p}{p_o^2} \delta p_o + a'_p \frac{p_{02s}}{p_o} \quad (5)$$

である。そのため、式 (1) と組み合わせることで、

$$\begin{aligned} C_{AF} &\approx C_{AF,0} + A_F \delta F_A + A_{p_b} \delta p_b + \bar{a}_p A_{p_{02}} \delta^* \frac{p_{02s}}{p_o} + A_{p_{02}} \frac{\bar{a}_p}{p_o} \delta p_{02s} \\ &\quad + \left(A_{p_o} - A_{p_{02}} \frac{p_{02s} \bar{a}_p}{p_o^2}\right) \delta p_o + a'_p \left(\frac{p_{02s}}{p_o}\right) A_{p_{02}} \end{aligned} \quad (6)$$

ここで各項同士の相関はないものと考えられるようになったため、前面軸力係数‘計測結果’の平均値及び標準偏差 $\sigma_{C_{AF}}$ は、

$$\overline{C_{AF}} \approx \overline{C_{AF,0}} + A_F \overline{\delta F_A} + A_{p_b} \overline{\delta p_b} + A_{p_{02}} \bar{a}_p \delta^* \frac{p_{02s}}{p_o} + A_{p_{02}} \frac{\bar{a}_p}{p_o} \overline{\delta p_{02s}} + \left(A_{p_o} - A_{p_{02}} \frac{p_{02s} \bar{a}_p}{p_o^2}\right) \overline{\delta p_o} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{C_{AF}}^2 &\approx \sigma_{C_{AF,0}}^2 + A_F^2 \sigma_{\delta F_A}^2 + A_{p_b}^2 \sigma_{\delta p_b}^2 \\ &\quad + \left(A_{p_{02}} \bar{a}_p\right)^2 \sigma_{\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}}^2 + \left(A_{p_{02}} \frac{\bar{a}_p}{p_o}\right)^2 \sigma_{\delta p_{02s}}^2 + \left(A_{p_o} - A_{p_{02}} \frac{p_{02s} \bar{a}_p}{p_o^2}\right)^2 \sigma_{\delta p_o}^2 + \left(\frac{p_{02s}}{p_o}\right)^2 A_{p_{02}}^2 \sigma_{a_p}^2 \end{aligned} \quad (8)$$

と表すことができる。式 (7),(8) で $\overline{\delta C_{AF}} = \overline{C_{AF}} - \overline{C_{AF,0}}$ はいわゆる文献 [6] で整理される bias 誤差に相当し、 $\sigma_{C_{AF}}$ は precision 誤差に相当すると考えられる。ここで $\sigma_{C_{AF,0}}$ は軸力係数真値の変動を意味しており、先に‘定義’された M, q, p_∞ が物理的に定義される Mach 数、動圧、静圧と一致し、また気流が一様であり、かつ Re 数、 M 数が大きく変化しない限りは本来は 0 となると期待される量である。そのため、 K を包括度係数、 K_B を bias 誤差に対応する包括度係数に相当する係数として、風洞試験における不確かさ (bias 誤差各項の無相関を仮定して) $\sqrt{K_B^2 (\overline{C_{AF}} - \overline{C_{AF,0}})^2 + K^2 \sigma_{C_{AF}}^2}$ は $\sigma_{C_{AF,0}} = 0$ を仮定して以下の通り評価することができる：

$$\begin{aligned} U_{C_{AF}}^2 &\approx A_F^2 U_{\delta F_A}^2 + A_{p_b}^2 U_{\delta p_b}^2 + \left(A_{p_{02}} \bar{a}_p\right)^2 U_{\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}}^2 + \left(A_{p_{02}} \frac{\bar{a}_p}{p_o}\right)^2 U_{\delta p_{02s}}^2 \\ &\quad + \left(A_{p_o} - A_{p_{02}} \frac{p_{02s} \bar{a}_p}{p_o^2}\right)^2 U_{\delta p_o}^2 + \left(\frac{p_{02s}}{p_o}\right)^2 A_{p_{02}}^2 U_{a_p}^2 \end{aligned} \quad (9)$$

ここで、

$$\begin{aligned} U_{\delta F_A}^2 &= K_B^2 \overline{\delta F_A}^2 + K^2 \sigma_{\delta F_A}^2, U_{\delta p_b}^2 = K_B^2 \overline{\delta p_b}^2 + K^2 \sigma_{\delta p_b}^2, U_{\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}}^2 = K_B^2 \overline{\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}}^2 + K^2 \sigma_{\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}}^2 \\ U_{\delta p_{02s}}^2 &= K_B^2 \overline{\delta p_{02s}}^2 + K^2 \sigma_{\delta p_{02s}}^2, U_{\delta p_o}^2 = K_B^2 \overline{\delta p_o}^2 + K^2 \sigma_{\delta p_o}^2, U_{a_p}^2 = K^2 \sigma_{a_p}^2 \end{aligned} \quad (10)$$

とする。

ここで、一様流 Mach 数を試験キャンペーン、Run に拘わらず常に不変であると仮定する場合と、通風毎にピトー圧モニター計測により一様流 Mach 数を都度推定する場合との誤差評価の違いは、式 (4) の評価の違いにより生じる。常に一様流 Mach 数を不変と仮定する場合は、仮定値 $\left(\frac{p_{02s}}{p_o}\right)_A$ は単一の不変量とし、試験キャンペーン・通風 Run を跨いでその仮定値からの差の平均値・標準偏差を求める必要があるのに対し、通風毎にピトー圧モニター計測により一様流 Mach 数を通風毎に推定する手法においては、通風毎に設定された仮定値 $\left(\frac{p_{02s}}{p_o}\right)_A$ との差が通風中にどの程度変化しうるかを評価する必要がある。

2.2 気流の非一様性が及ぼす 6 分力計測への影響

気流に非一様性がある場合、‘代表的な’ p_{02} を推定する際の誤差伝播の評価を前節で検討したが、非一様な気流による空気力の変動は、前節の整理では空力係数‘真値’($C_{AF,0}$) の変動としてあらわれることになる。しかし一般に風洞試験により得られる空力特性データは、一様な気流中において発生する空気力を推定するためのものであることを念頭に置くと、気流の非一様性により生じている可能性のある量を推定し明示することが有益であると考えられる。その非一様性の効果は試験模型位置を風洞気流中にくまなく変化させたときに得られる空力力・モーメントの変動分としてあらわれるものと考えべきである。そこで、長さスケールが L_d であるような非一様性の、長さスケールが L_m である模型上に働く空気力への効果の見積もりを、局所動圧 q_f と局所係数 C_p 及び表面積 ds との積で局所空気力が表されるというモデル化により行うこととした。この局所係数は、表面圧力が動圧に比例するという仮定に基づくものであるが、動圧に比べ一様流静圧が極端に小さくなる極超音速流においては近似的に圧力係数と合致するものであり、その範囲においては仮定の妥当性は確認できる。まず局所動圧を計測量であるピトー圧力分布から推定する必要があるが、ここでも極超音速流の様に比較的高 Mach 数では、ピトー圧の Mach 数依存性が小さくなることから、ピトー圧と動圧の比はほぼ一定値と近似できる：

$$\frac{p_{02}}{q} = \frac{p_{02}}{p_o} \frac{p_o}{p_{\infty}} \frac{2}{\gamma M^2} \rightarrow 2\gamma^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \approx 1.84 \quad (M \rightarrow \infty) \quad (11)$$

これにより、風洞較正試験で得られているピトー圧比分布から動圧分布を推定することができる。

ここで、我々の興味の対象とするものとは、例えば気流コア領域内の一点 \mathbf{x}_o と模型座標原点が一致する試験模型に働く空気力を考えたときに、 \mathbf{x}_o の変化とともにその模型に加わる空気力 $\mathbf{f}(\mathbf{x}_o)$ の変化する量であり、それは

$$\begin{aligned} \sigma_{\mathbf{f}}^2 &\approx (\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}) \frac{1}{V_o} \int_{V_o} \begin{pmatrix} (f_x(\mathbf{x}_o) - \overline{f_x})^2 \\ (f_y(\mathbf{x}_o) - \overline{f_y})^2 \\ (f_z(\mathbf{x}_o) - \overline{f_z})^2 \end{pmatrix} dv_{x_o} \\ &\approx (\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}) \frac{1}{V_o} \int \int \int_{\alpha_o \neq 0} \begin{pmatrix} |F_x(\alpha_o)|^2 \\ |F_y(\alpha_o)|^2 \\ |F_z(\alpha_o)|^2 \end{pmatrix} d\left(\frac{\alpha_o}{2\pi}\right) d\left(\frac{\beta_o}{2\pi}\right) d\left(\frac{\gamma_o}{2\pi}\right) \approx (\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}) \sum_{k,l,m} \begin{pmatrix} \left|\frac{F_{xkl,l,m}}{N_1 N_2 N_3}\right|^2 \\ \left|\frac{F_{ykl,l,m}}{N_1 N_2 N_3}\right|^2 \\ \left|\frac{F_{zkl,l,m}}{N_1 N_2 N_3}\right|^2 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

と表すことができる。但し \mathbf{F} は \mathbf{f} の空間フーリエ変換を表し、

$$\begin{aligned} (\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}) \begin{pmatrix} F_x(\alpha) \\ F_y(\alpha) \\ F_z(\alpha) \end{pmatrix} &\equiv \mathbf{F}(\alpha) \equiv \int \mathbf{f}(\mathbf{x}_o) e^{i(\alpha, \mathbf{x}_o)} d\mathbf{x}_o \\ &\approx \sum_{h,i,j=0}^{N_1-1, N_2-1, N_3-1} \mathbf{f}_{h,i,j} e^{i(\alpha_{k,l,m}, \mathbf{x}_{o_{h,i,j}})} \Delta \mathbf{x}_o = \mathbf{F}_{k,l,m} \Delta x_o \Delta y_o \Delta z_o \end{aligned}$$

この様に空気力（推定値）のフーリエ変換を表現できれば気流の非一様性に起因する空気力の変動量を推定できることになる。 \mathbf{x}_o にある模型上の、ある点（模型座標 \mathbf{x} ）に働く空気力が主に圧力由来のものと考え、局所動圧 ($q_f(\mathbf{x} + \mathbf{x}_o)$) と模型表面面積 (ds) 及び模型座標の関数 $C_p(\mathbf{x})$ との積であるとモデル化すると、空気力の代表値 \mathbf{f} は以下のように書ける:

$$\mathbf{f}(\mathbf{x}_o) \equiv \int_S q_f(\mathbf{x} + \mathbf{x}_o) C_p(\mathbf{x}) ds$$

これを模型位置 \mathbf{x}_o に関して空間フーリエ変換すると、

$$\begin{aligned} \mathbf{F}(\alpha) &\equiv \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_S q_f(\mathbf{x} + \mathbf{x}_o) C_p(\mathbf{x}) ds e^{i(\alpha, \mathbf{x}_o)} dx_o dy_o dz_o \\ &= \int_S \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} q_f(\mathbf{x}_o + \mathbf{x}) e^{i(\alpha, \mathbf{x}_o + \mathbf{x})} dx_o dy_o dz_o C_p(\mathbf{x}) e^{-i(\alpha, \mathbf{x})} ds \\ &= Q_f(\alpha) \int_S C_p(\mathbf{x}) e^{-i(\alpha, \mathbf{x})} ds \end{aligned}$$

であるため、空気力の変動分 σ_f^2 は、

$$\sigma_f^2 \approx (\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}) \sum_{k,l,m} \begin{pmatrix} \left| \frac{F_{xk,l,m}}{N_1 N_2 N_3} \right|^2 \\ \left| \frac{F_{yk,l,m}}{N_1 N_2 N_3} \right|^2 \\ \left| \frac{F_{zk,l,m}}{N_1 N_2 N_3} \right|^2 \end{pmatrix} \approx (\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}) \sum_{k,l,m} \left| \frac{Q_{k,l,m}}{N_1 N_2 N_3} \right|^2 \begin{pmatrix} |f_{C_x}(\alpha_k, \beta_l, \gamma_m)|^2 \\ |f_{C_y}(\alpha_k, \beta_l, \gamma_m)|^2 \\ |f_{C_z}(\alpha_k, \beta_l, \gamma_m)|^2 \end{pmatrix} \quad (12)$$

但し

$$\mathbf{f}_C(\alpha_k, \beta_l, \gamma_m) \equiv \sum_{i_o} C_{pi_o} e^{-i(\alpha_{k,l,m}, \mathbf{x}_{i_o})} \Delta \mathbf{s}_{i_o} \quad (13)$$

と表すことができ、動圧分布の情報 $Q_{k,l,m}$ と模型形状の情報 f_C とは分離して処理できることが分かる。例えば模型形状データを STL フォーマット等により入手しておき、各姿勢角における模型形状に関する量 ($\mathbf{f}_C(\alpha_k, \beta_l, \gamma_m)$) を波数 α の関数として予測しておけば、式 (12) より風洞気流の非一様性に関する情報としてパワースペクトル ($|Q_{k,l,m}|^2$) と組みあわせることによって空気力の変動する量 (σ_f^2) を見積もることができる。

模型に働く空力モーメントに関しても同様に、

$$\mathbf{m}(\mathbf{x}_o) \equiv \int_S q_f(\mathbf{x} + \mathbf{x}_o) C_p(\mathbf{x}) (\mathbf{x} - \mathbf{x}_{CM}) \times ds$$

とモデル化する。但し \mathbf{x}_{CM} をモーメント基準点とした。同様にこれを模型位置 \mathbf{x}_o に関して空間フーリエ変換すると、

$$\begin{aligned} \mathbf{M}(\alpha) &\equiv \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_S q_f(\mathbf{x} + \mathbf{x}_o) C_p(\mathbf{x}) (\mathbf{x} - \mathbf{x}_{CM}) \times ds e^{i(\alpha, \mathbf{x}_o)} dx_o dy_o dz_o \\ &= \int_S \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} q_f(\mathbf{x}_o + \mathbf{x}) e^{i(\alpha, \mathbf{x}_o + \mathbf{x})} dx_o dy_o dz_o C_p(\mathbf{x}) e^{-i(\alpha, \mathbf{x})} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_{CM}) \times ds \\ &= Q_f(\alpha) \int_S C_p(\mathbf{x}) e^{-i(\alpha, \mathbf{x})} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_{CM}) \times ds \end{aligned}$$

であるため、空力モーメントの変動分 $\sigma_{\mathbf{m}}^2$ は、

$$\sigma_{\mathbf{m}}^2 \approx (\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}) \sum_{k,l,m} \left(\begin{array}{c} \left| \frac{M_{xk,l,m}}{N_1 N_2 N_3} \right|^2 \\ \left| \frac{M_{yk,l,m}}{N_1 N_2 N_3} \right|^2 \\ \left| \frac{M_{zk,l,m}}{N_1 N_2 N_3} \right|^2 \end{array} \right) \approx (\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}) \sum_{k,l,m} \left| \frac{Q_{k,l,m}}{N_1 N_2 N_3} \right|^2 \begin{pmatrix} |m_{C_x}(\alpha_k, \beta_l, \gamma_m)|^2 \\ |m_{C_y}(\alpha_k, \beta_l, \gamma_m)|^2 \\ |m_{C_z}(\alpha_k, \beta_l, \gamma_m)|^2 \end{pmatrix} \quad (14)$$

但し

$$\mathbf{m}_{\mathbf{C}}(\alpha_k, \beta_l, \gamma_m) \equiv \sum_{i_o} C_{pi_o} e^{-i(\alpha_{k,l,m}, \mathbf{x}_{i_o})} (\mathbf{x}_{i_o} - \mathbf{x}_{\mathbf{CM}}) \times \Delta \mathbf{s}_{i_o} \quad (15)$$

ここで、力の変動と同様に模型形状に関する情報 ($\mathbf{m}_{\mathbf{C}}(\alpha_k, \beta_l, \gamma_m)$) があれば気流の非一様性によって変動すると考えられる量 ($\sigma_{\mathbf{m}}^2$) を見積もることができる。

更に波数の効果を視覚的に確認するために、模型形状が $|x| \leq L_1, |y| \leq L_2, |z| \leq L_3$ の矩形形状、圧力係数が模型表面で常に1である場合について整理を続けることとすると、空気力に関しては

$$\begin{aligned} \mathbf{F}(\alpha) &= Q_f(\alpha) \int_V \nabla (C_p(\mathbf{x}) e^{-i(\alpha, \mathbf{x})}) dv \\ &= (\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}) \left[-\frac{Q_f(\alpha) e^{-i(\alpha, \mathbf{x})}}{\alpha \beta \gamma} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix} \right]_{-L_1, -L_2, -L_3}^{L_1, L_2, L_3} \\ &= (\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}) Q_f(\alpha) \frac{8i \sin \alpha L_1 \sin \beta L_2 \sin \gamma L_3}{\alpha \beta \gamma} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix} \end{aligned}$$

よって空気力の変動分 $\sigma_{\mathbf{f}}^2$ は、

$$\begin{aligned} \sigma_{\mathbf{f}}^2 &\approx \frac{1}{V} \int \int \int |\mathbf{f}|^2 dx_o dy_o dz_o = \sum_{k,l,m} \left| \frac{\mathbf{F}_{k,l,m}}{N_1 N_2 N_3} \right|^2 \\ &\approx (\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}) \sum_{k,l,m} \left| \frac{Q_{k,l,m}}{N_1 N_2 N_3} \right|^2 \left| \frac{8 \sin \alpha_k L_1 \sin \beta_l L_2 \sin \gamma_m L_3}{\alpha_k \beta_l \gamma_m} \right|^2 \begin{pmatrix} |\alpha_k|^2 \\ |\beta_l|^2 \\ |\gamma_m|^2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (16)$$

また空力モーメントに関しては上記仮定に加え更にモーメント基準点が模型原点と一致する場合とすると、

$$\begin{aligned} \mathbf{M}(\alpha) &= -Q_f(\alpha) \int_V \nabla \times (e^{-i(\alpha, \mathbf{x})} \mathbf{x}) dv \\ &= (\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}) \left[\frac{Q_f(\alpha) e^{-i(\alpha, \mathbf{x})}}{\alpha \beta \gamma} \begin{pmatrix} -\frac{\beta}{\gamma} (-i + \gamma z) + \frac{\gamma}{\beta} (-i + \beta y) \\ -\frac{\gamma}{\alpha} (-i + \alpha x) + \frac{\alpha}{\gamma} (-i + \gamma z) \\ -\frac{\alpha}{\beta} (-i + \beta y) + \frac{\beta}{\alpha} (-i + \alpha x) \end{pmatrix} \right]_{-L_1, -L_2, -L_3}^{L_1, L_2, L_3} \\ &= -(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}) \frac{8Q_f(\alpha) \sin \alpha L_1 \sin \beta L_2 \sin \gamma L_3}{\alpha \beta \gamma} \begin{pmatrix} \frac{\beta}{\gamma} (1 - \gamma L_3 \cot \gamma L_3) - \frac{\gamma}{\beta} (1 - \beta L_2 \cot \beta L_2) \\ \frac{\gamma}{\alpha} (1 - \alpha L_1 \cot \alpha L_1) - \frac{\alpha}{\gamma} (1 - \gamma L_3 \cot \gamma L_3) \\ \frac{\alpha}{\beta} (1 - \beta L_2 \cot \beta L_2) - \frac{\beta}{\alpha} (1 - \alpha L_1 \cot \alpha L_1) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

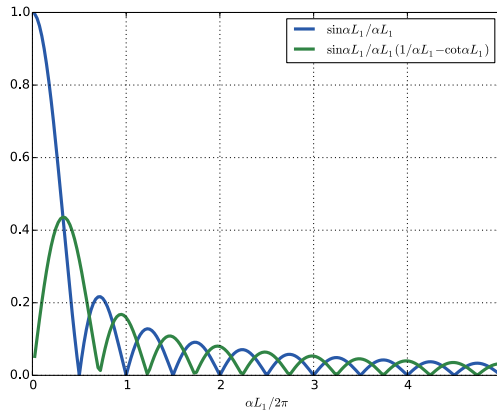


図 1: 動圧分布における波数の、空気力・空力モーメントへの影響

よって空力モーメント変動分 σ_m^2 は、

$$\begin{aligned} \sigma_m^2 &\approx \frac{1}{V} \int \int \int |\mathbf{m}|^2 dx_o dy_o dz_o = \sum_{k,l,m} \left| \frac{\mathbf{M}_{\mathbf{k},l,m}}{N_1 N_2 N_3} \right|^2 \\ &\approx (\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}) \sum_{k,l,m} \left| \frac{Q_{k,l,m}}{N_1 N_2 N_3} \right|^2 \left| \frac{8 \sin \alpha_k L_1 \sin \beta_l L_2 \sin \gamma_m L_3}{\alpha_k \beta_l \gamma_m} \right|^2 \left(\begin{aligned} &\left| \frac{\beta_l}{\gamma_m} (1 - \gamma_m L_3 \cot \gamma_m L_3) - \frac{\gamma_m}{\beta_l} (1 - \beta_l L_2 \cot \beta_l L_2) \right|^2 \\ &\left| \frac{\gamma_m}{\alpha_k} (1 - \alpha_k L_1 \cot \alpha_k L_1) - \frac{\alpha_k}{\gamma_m} (1 - \gamma_m L_3 \cot \gamma_m L_3) \right|^2 \\ &\left| \frac{\alpha_k}{\beta_l} (1 - \beta_l L_2 \cot \beta_l L_2) - \frac{\beta_l}{\alpha_k} (1 - \alpha_k L_1 \cot \alpha_k L_1) \right|^2 \end{aligned} \right) \end{aligned} \quad (17)$$

となる。例えば z 方向空気力 f_z 変動分は式 (16) により

$$\frac{8 \sin \alpha_k L_1 \sin \beta_l L_2 \sin \gamma_m L_3}{\alpha_k \beta_l}$$

であり、更に $\beta_l L_2, \gamma_m L_3$ が定数であると考え、 f_z の $\alpha_k L_1$ に依存する要素は $\sin \alpha_k L_1 / \alpha_k L_1$ であり、それは図 1 に示されるように波数 0 で最大の影響を与え、高波数となるに従い影響が小さくなっていくことが分かる。これは模型長に比べ気流変動の長さスケールが十分に長い場合は、模型に作用する空気力の変動が最大となる一方、気流変動の長さスケールが小さい場合は実質的に平均化されることで際限なく小さな空気力変動となるという当初の直感とも合致する結果である。一方気流分布の長さスケールを考慮しなければ上限値すら把握することが困難と予測された空力モーメント変動成分に関しては、例えば y 方向成分 M_y は式 (17) により

$$\left| \frac{8 \sin \alpha_k L_1 \sin \beta_l L_2 \sin \gamma_m L_3}{\alpha_k \beta_l \gamma_m} \right| \left| \frac{\gamma_m}{\alpha_k} (1 - \alpha_k L_1 \cot \alpha_k L_1) - \frac{\alpha_k}{\gamma_m} (1 - \gamma_m L_3 \cot \gamma_m L_3) \right|$$

となり、その主な α 依存部分は

$$\left| \frac{\sin \alpha_k L_1}{\alpha_k L_1} \frac{1}{\alpha_k L_1} (1 - \alpha_k L_1 \cot \alpha_k L_1) \right|$$

であることが分かる。その $\alpha_k L_1$ 依存性は同図 1 に示される通りである。ここでは $\alpha = 0$ において予想通り影響は 0 であり、 α 増加に伴い、最大値をとったのち、空気力の時と同様に影響が小さくなっていくことが分かる。これらから、高波数成分の圧力分布の空気力・空力モーメントへの影響は限定的となることが分かる。



図 2: JAXA 極超音速風洞 6 分力計測に関わる計測系概要

二重枠は外部校正実施機器を表す。

3 誤差評価の風洞試験への適用

3.1 JAXA 極超音速風洞と 6 分力計測系の概要

誤差評価を適用する極超音速風洞は、ノズル出口径 0.5 m、一様流 Mach 数 5 又は 7 である HWT1 と、ノズル出口径 1.27 m、一様流 Mach 数 10 である HWT2 とからなり、高圧空気源、蓄熱体式加熱器及び真空槽は共通とするシステムである [1]。HWT1 は 1965 年に製作された M5 ノズル及び M7 ノズルにより、極超音速気流を作りだすが、澱み圧に依り、ノズル内境界層厚さが変化するため一様流 Mach 数も変化する。そのため、代表的な澱み圧を設定し気流検定を実施しており [7]、通常の運用においてはそれらの気流条件のみを使用している。しかしながら製作当時の設計技術では近年の数値解析技術による支援が得られなかったこともあり、気流の一様性は必ずしも優れたものではなく、非一様性の影響評価が喫緊の課題となっていた。一方、M10 ノズルを有する HWT2 の完成は 1995 年であり設計技術の格段の進歩により、気流の一様性は極めて優れたものである [2]。しかし高 Mach 数であるがゆえに加熱器において混入する可能性のある水分の気流へ及ぼす影響は極めて大きく [8] その様な状況を把握する目的で一様流コア領域内におけるピトー圧のモニター計測を実施するようになった。これらの特徴のため、ピトー圧変動を伴う要素計測誤差伝播の検証には主として HWT2 を、非一様性効果の検証には HWT1 の試験結果を主として用いることとした。また、ここで評価される空力係数の導出に関わる計測系の概要を図 2 に示す。

3.2 要素計測誤差伝播

JAXA 極超音速風洞での 6 分力試験において、空力係数導出の際に誤差を 2.1 節を基に見積もろうとするとき、各計測要素の誤差を求めておく必要があるうえ、それらの推定・評価が妥当であることを検証する必要がある。

計測要素誤差には、 δF_A や δp_o の様に天秤較正やセンサ較正データを基に予め求めておくことができるものや、 δp_b の様に極超音速風洞試験において独自に較正を行っているものなど当該風洞試験固有の計測法に依存するもの、 $\delta \frac{p_{02}}{p_o}$ の様に風洞気流データにも依存するもの、また試験模型・風洞試験形態等に依存するものなどがある。ここでは、まず JAXAφ1.27m 極超音速風洞 (HWT2) 試験において固有の計測をしている底面圧力計測における誤差 δp_b と、気流の質にかかわる誤差 $\delta \frac{p_{02}}{p_o}$ を、これまでに行われてきている気流較正試験、標準模型試験、その他風洞試験等から推定することとする。そのうえで、これら推定誤差の検証及びピトー圧モニター計測を利用した動圧推定による誤差低減効果の確認を目的とし、HWT2 極超音速風洞にて実施された HB 2 標準模型試験で見られた前面軸力係数におけるバラつき $\sigma_{\delta C_{AF}}$ を、式 (8) により予測される量と比較し、推定方法の検証とすることとした。

3.2.1 底面圧 p_b 計測誤差の推定

特に高 Mach 数である HWT2 の様な $M \approx 10$ の気流では、HWT2 の通常運用における最大澱み圧 $p_o = 6$ MPa においても静圧 p_∞ は 200Pa 未満であり、細長チューブによる底面圧力計測では圧力の応答遅れにより、限られた通風時間 (およそ 30~60 秒程度) では十分な精度を確保する事が困難である。そのため通常の底面圧力計測としては、模型底面部に小型の半導体絶対圧センサ (Kulite XCS-093-5A) を模型内に取り付け、応答遅れを回避する方法をとっている。しかしながら、この種類の半導体圧力センサでは最小の圧力レンジでも 5 psi (≈ 30 kPa) であり、そのままでは予測される底面圧力 (200 Pa) を十分な精度で計測することは依然困難であるため、HWT2 では試験キャンペーン毎に低圧に特化した個別較正を独自に行い、電圧出力に対する 3 次関数により圧力を求める方法をとってきた。

近年試験キャンペーン毎に一樣流動圧の変動する可能性を確認する目的で HWT2 における HB2 標準模型試験を行い、測定値のバラつきを評価していく中で、特に $p_o = 1$ MPa の様な低圧条件における試験において底面圧の計測におけるバラつきが、空力係数バラつき全体に対して大きな比重を占めていることが判明した。HWT2 試験における通常運用では、通風開始まで 100Pa 程度に減圧した状態を保ち、模型は気流外位置で待機状態としている。通風開始と同時にイジェクタ効果により測定室が減圧され、気流・測定室圧が安定する通風開始から 8 秒において試験模型を気流内に投入する手順をとっている。また通風開始前より、測定室圧力を高精度絶対圧力計 Baratron 690A により計測しており、底面圧を測定室圧力の計測履歴と比較、確認すると図 3 に例示されるとおり、通風開始以前においても測定室圧と底面圧計測値とで若干の差異がみられ、また通風開始以降イジェクタ効果により測定室圧が減圧し、ほぼ一定となる模型投入前の底面圧も、Baratron の示す測定室圧と比べ 10Pa ~ 20Pa 程度の差異がみられる。模型投入前の圧力計測値はいずれも一定値を示しており測定室圧の時間応答は十分にあるものと判断されるため、その差異は測定室圧計測誤差と底面圧計測誤差としてよいと考えられる。測定室圧力真値は風洞澱み圧、ノズル形状、測定室体積、気流内ブロックageなどに依存するものの、模型投入以前の状態では通風毎に変化するものとは考えにくく、実質的な測定室圧力計測誤差標準偏差 $\sigma_{\delta p_{T.C.}}$ はそのまま測定室圧力変動標準偏差 $\sigma_{p_{T.C.}}$ としてよいものと考えられる。一方、底面圧計測誤差の原因は今のところ明確ではないものの、個別較正時と風洞試験時における電圧出力の零点ドリフト、或いはセンサ特性の変化が原因と考えられるが、いずれにしても、独自較正による底面圧計測誤差 δp_b は測定室圧計測値との差異を利用して通風開始前及び模型投入前の時点において、下式によって評価できるものと考えられる：

$$\delta p_b = p_b - p_{b,0} = p_b - p_{T.C.,0} = (p_b - p_{T.C.}) + \delta p_{T.C.} \quad (18)$$

これらの計測値差異 $p_b - p_{\text{chamber}}$ は底面圧と同程度の圧力となる模型投入前 ($t = 7 \sim 8$ s) において評価し、また、測定室圧計測誤差は前述の通り模型投入前における再現性データより推定することとした。計測誤差 δp_b

表 1: HWT2 における標準的底面圧力計測における推定計測誤差

p_o , MPa	p_∞ , Pa	$\overline{\delta p_b}$, Pa	$\sigma_{\delta p_b}$, Pa
1.0	32.7	-5.54	7.84
2.5	74.7	-3.00	5.05
4.0	115	-2.40	4.61
6.0	166	-2.35	4.53

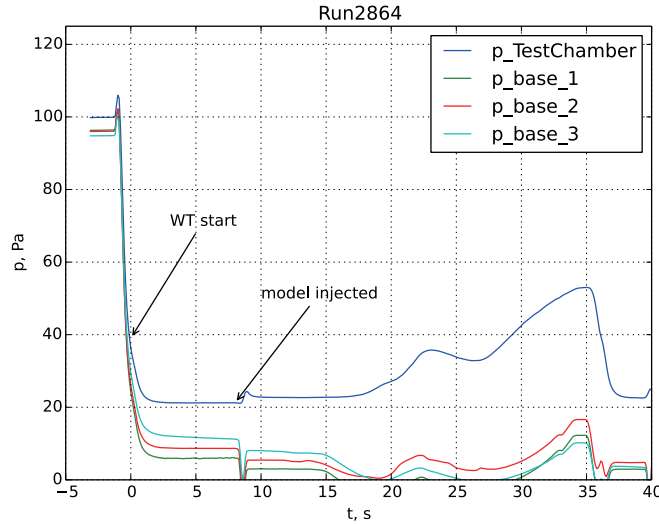


図 3: 測定室圧力と底面圧の時間変化例 (Run2864)

の平均値、標準偏差は、

$$\begin{aligned}\overline{\delta p_b} &= \overline{(p_b - p_{T.C.})} + \overline{\delta p_{T.C.}} \approx \overline{p_b - p_{T.C.}} \\ \sigma_{\delta p_b}^2 &= \sigma_{(p_b - p_{T.C.})}^2 + \sigma_{\delta p_{T.C.}}^2\end{aligned}\quad (19)$$

と表される。ここで測定室圧計測における誤差としては、計測機器校正で得られた偏差の2乗平均を 1σ とするとともにバイアス誤差を0とする解釈により、バラつき評価に関しては過大評価の可能性の残るものの、不確かさ評価における過小評価の可能性を排除した。これまでHB2標準模型試験(表3中の標準模型試験)における底面圧計測を基に、極超音速風洞における標準的な底面圧計測における計測誤差は表1の通りと推定された。

一方で、これら通風直前及び模型投入直前で見られる底面圧計測と測定室圧計測との間で見られるの差異は、各Runで得られる量のみから求めることができるため、補正によるある程度の誤差低減の可能性が考えられる。通風開始前($t < 0$ s)における一定圧の期間及び、模型投入直前の $7\text{ s} < t < 8\text{ s}$ の間では測定室内圧 $p_{T.C.}$ と、模型ベース圧 p_b とは同一の圧力を計測していることになるため、信頼性の高いと考えられる $p_{T.C.}$ 計測値を正として扱い、その2点を基にした直線内外挿により、 p_b の補正を行うこととした。これは、ベース圧の変動する範囲は概して一様流静圧 p_∞ 程度であり、それはおよそ測定室内圧程度であることによりある程度の正当化を期待できることによっている。例えば図3にあるように $p_0 = 1\text{ MPa}$ の極超音速風洞の運転において、通風開始直前の測定室圧は100 Pa程度、通風に伴うエジェクタ効果により測定室圧は20 Pa程度まで減圧し、模型ベース圧はおよそこの範囲で変化していることが分かる。この計測圧力補正を行った時の底面

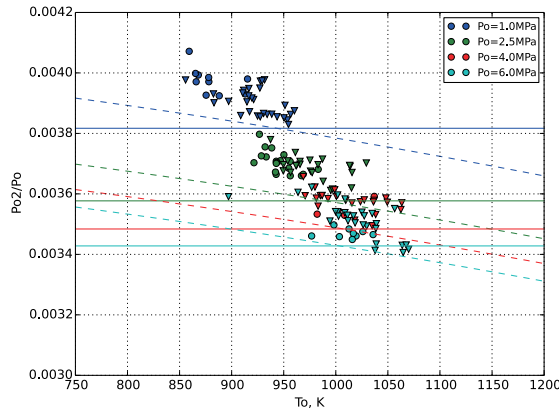


図 4: ピトー圧比 p_{02}/p_o モニター計測値におけるバラつき

圧計測誤差は、式 (18) より Baratron による測定室圧計測誤差 $\delta p_{T.C.}$ と同程度となるものと考えられるため、 $\sigma_{\delta p_b} \approx \sigma_{\delta p_{T.C.}}$ などと仮定し、

$$\overline{\delta p_b} \approx 0.000 \text{ Pa} \quad : \text{ 仮定}$$

$$\sigma_{\delta p_b} \approx 4.12 \text{ Pa}$$

とした。

3.2.2 ピトー圧比 $\frac{p_{02}}{p_o}$ 誤差の推定

空力係数へのピトー圧比に関連する誤差は、2.1 節での考察の通り、ピトー圧、澱み圧計測そのものに係る誤差 δp_{02s} 、 δp_o など試験個別に評価すべき量の他に、ピトー圧比仮定に伴う誤差 $\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}$ 、ピトー圧分布に伴う係数 $a_p \equiv \frac{p_{02}}{p_{02s}}$ の平均値 $\overline{a_p}$ 及び変動成分 σ_{a_p} が影響しており、それらをこれまでに実施された気流較正試験、標準模型試験などのデータから推定しておく必要がある。

そもそもピトー圧比が試験キャンペーン・通風毎に変動することは、様々な試験において気流コア内でピトー圧のモニター計測を行ってきたために蓄積されたデータから判明してきた (図 4) ことであるので、長期にわたるピトー圧モニター計測結果における変動を定量化することで、従来手法である一様流 Mach 数 M_∞ を不変とする仮定に伴う誤差を推定することができると考えられる。しかしながら気流コア内であってもピトー圧比は空間分布・変動があるため、‘代表的な’ピトー圧 p_{02} とピトー圧モニター計測値 p_{02s} との比 a_p をまず気流較正試験を基に評価したうえでピトー圧比変動量を評価する必要がある。ピトー圧モニター計測位置は、測定部座標 (ノズル中心軸上ノズル出口面に原点、気流方向に x 軸、鉛直上向きに z 軸、右手系を成すように y 軸をとったもの) で $(x, y, z) = (900 \text{ mm}, 186 \text{ mm}, 71 \text{ mm})$ としている (図 5)。この風洞での標準的試験では気流成立後に模型を投入した後変角を開始するが、このピトー管は通風開始前から気流コア部最下流位置付近で定点計測しており、 $t = 8$ 秒に設定されている模型投入によりデータが乱れるまでの間のピトー圧をほぼ毎 Run 計測している。そこで、このピトー圧比 $\frac{p_{02s}}{p_o}$ と、気流コア ($0 \text{ mm} < x < 900 \text{ mm}$, $\sqrt{y^2 + z^2} < 300 \text{ mm}$) 内での平均ピトー圧比 (‘代表的’ピトー圧比 $\frac{p_{02}}{p_o}$) との比率 a_p がここで求められるものの、それは本来通風毎に変動すると考えられる量であるので、その平均値 $\overline{a_p}$ のみでなく、変動量 a'_p (あるいは σ_{a_p}) もまた評価する必要

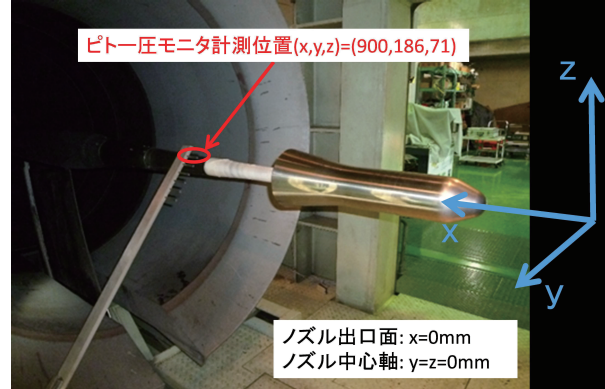


図 5: 供試模型とピトー圧モニタ計測位置

表 2: 気流校正試験を基に想定されるピトー圧比 $\frac{\overline{p_{02}}}{p_o}$ 及び分布効果

p_o, MPa	$\frac{\overline{p_{02}}}{p_o}$	$\overline{a_p}$
1.0	3.820×10^{-3}	0.9866
2.5	3.590×10^{-3}	0.9911
4.0	3.500×10^{-3}	0.9956
6.0	3.410×10^{-3}	0.9937

がある。平均値に関しては

$$\overline{a_p} = \left(\frac{\frac{p_{02}}{p_o}}{\frac{p_{02s}}{p_o}} \right) = \frac{\overline{p_{02}}}{p_o} \left(\frac{1}{\frac{p_{02s}}{p_o}} \right)$$

であるため文献 ([4]) 及び表 2 に示される ‘代表的な’ ピトー圧比平均値 $\frac{\overline{p_{02}}}{p_o}$ と、気流校正試験時に $x = 900 \text{ mm}$, $\sqrt{y^2 + z^2} \approx 200 \text{ mm}$ 位置において得られた計測値 $\frac{p_{02s}}{p_o}$ とから、各試験条件に応じて $\overline{a_p}$ を求めた。一方で変動量 σ_{a_p} の評価においては、気流校正試験においても一通風中に気流コア内全体の分布計測はできていないため、何らかの仮定が必要となる。ここでは気流校正試験ケースのうち、複数の x 断面分布を単一通風中に取得しているケースを選び、計測断面中の気流コア領域部の平均値 $\frac{p_{02, x \in xL}}{p_o}$ と、計測断面内 $x = x_1$ であって $\sqrt{y^2 + z^2} \approx 200 \text{ mm}$ 位置におけるピトー圧比 $\frac{p_{02s*}}{p_o}$ との比を $a_p^* \equiv \frac{p_{02, x \in xL} / p_{02s*}}{p_o / p_o}$ とした時、

$$\sigma_{a_p} \approx \sigma_{a_p^*}$$

であると仮定することにした。ここで単一通風中の $x = 600 \text{ mm}$, 700 mm 断面計測の試験ケースが 20 ケースと比較的多かったことから、両断面の平均値と $x = 700 \text{ mm}$, $\sqrt{y^2 + z^2} \approx 200 \text{ mm}$ 位置におけるピトー圧比とから σ_{a_p} を推定し、

$$\sigma_{a_p} \approx 0.003017 \quad (20)$$

を得た。但しサンプル数が依然少ない状況であったため、ここでは澱み圧条件に拘わらず下式により近似することとしている。

$$\sigma_{a_p^*}^2 \approx \frac{\sum_{p_o=1\text{MPa}} (a_p^* - \overline{a_p^*})^2 + \cdots + \sum_{p_o=6\text{MPa}} (a_p^* - \overline{a_p^*})^2}{N_{p_o=1\text{MPa}} + \cdots + N_{p_o=6\text{MPa}}}$$

ピトー圧比を仮定することによる誤差 $\delta \frac{p_{02s}}{p_o}$ の評価は、仮定する方法に依存するので、ここではまず従来手法である一様流 Mach 数 M_∞ 、あるいはピトー圧比 p_{02}/p_o が各 Run において変化しないと仮定する場合を考える。

表 3: HWT2 におけるピトー圧比仮定誤差評価に用いた試験及び試験数

$t > 20$ 秒のピトー圧モニター計測ができ、 $\frac{p_{02s}}{p_o}$ の時間変化に対応した仮定に伴う誤差の評価を行った試験には、試験番号に * を付して識別してある。

試験番号	通風数				試験模型等
	$p_o = 1\text{MPa}$	$p_o = 2.5\text{MPa}$	$p_o = 4\text{MPa}$	$p_o = 6\text{MPa}$	
HWT18-51	7	7	0	8	HB2 標準模型試験
HWT17-53	2	2	5	1	HB2 標準模型試験
HWT17-52	12	2	0	4	HB2 標準模型試験
HWT16-06*	1	1	2	3	ユーザ試験
HWT16-05	5	1	0	6	ユーザ試験
HWT16-04	6	0	0	4	HB2 標準模型試験
HWT16-03	9	2	0	6	HB2 標準模型試験
HWT16-02	0	25	0	0	ユーザ試験
HWT16-01*	0	30	0	2	ユーザ試験
HWT15-53	7	8	15	6	HB2 標準模型試験
HWT15-51	2	3	0	2	HB2 標準模型試験
HWT15-05	0	33	0	0	ユーザ試験
HWT14-52	1	1	1	1	HB2 標準模型試験
HWT14-02	6	11	0	0	ユーザ試験
HWT13-102	2	3	3	3	HB2 標準模型試験
HWT13-101	2	1	1	1	HB2 標準模型試験
HWT13-10*	0	0	0	12	ユーザ試験
HWT13-06	0	10	0	1	ユーザ試験
HWT(N/A)	0	4	0	4	ユーザ試験
HWT12-103	2	2	0	2	HB2 標準模型試験
HWT12-102*	2	6	1	1	ユーザ試験
HWT12-05	2	1	3	2	ユーザ試験
HWT12-01	1	2	0	4	ユーザ試験
HWT11-08	1	1	0	0	ユーザ試験

この場合、文献 ([4]) 及び表 2 に示される通りであり、これからピトー圧モニター計測位置に相当するピトー圧比 $\frac{p_{02s}}{p_o} \approx \frac{p_{02}/p_o}{a_p}$ に換算した後、表 3 に示されるピトー圧モニター計測を行った標準模型試験を含む JAXA 内部試験結果を用いて、ピトー圧比誤差量 $\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}$ (式 (4) 参照) の平均値、標準偏差を、代表的な試験条件毎に再評価することとした。その結果は表 4 に示される通りであり、文献 [4] においても指摘されているように、試験キャンペーンを跨いだ計測を入れることでピトー圧比変動の 1σ は 1%程度であることが分かり、他の要素計測誤差を上回ることが再認識できた。但し、同表中 $\sigma_{\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}}$ は、上記変動分に加え、次段落で評価する単一 blow 中に生じる時間的変動分を RSS により含めて整理したものである。

一様流 Mach 数 M_∞ をピトー圧のモニター計測を基に各通風毎に推定する方法においても、試験模型投入と同時にピトー圧計測位置での気流が乱されるためモニター計測ができなくなるため、通常 $t = 8$ 秒に設定されている試験模型投入直前に計測されるピトー圧から、その通風における一様流 Mach 数を推定し、通風の間を通してそれが一定であるという仮定をしている。そのため 2.1 節で指摘された通り、通風中におけるピトー圧比の時間的変動に関する影響を考慮する必要があった。試験模型投入により気流が乱されずに比較的長時間

表 4: Mach 数が不変であるという仮定において想定すべきピトー圧比推定誤差 $\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}$

p_o , MPa	$\overline{\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}}$	$\overline{\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o} / \frac{p_{02s}}{p_o}}$, %	$\sigma_{\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}}$	$\sigma_{\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o} / \frac{p_{02s}}{p_o}}$, %
1	-3.15×10^{-5}	-0.8	2.82×10^{-5}	0.73
2.5	-8.97×10^{-6}	-2.5	2.68×10^{-5}	0.74
4	-4.78×10^{-5}	-1.4	2.59×10^{-5}	0.73
6	-9.03×10^{-5}	-2.6	3.92×10^{-5}	1.14

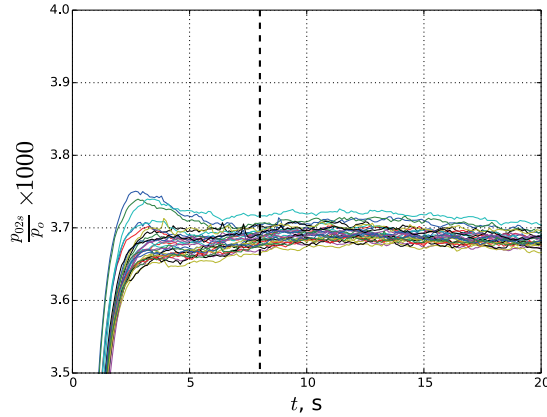


図 6: HWT2 通風中に変動するピトー圧比 $\frac{p_{02s}}{p_o}$ 実測例
 図中破線は空気力計測通常シーケンスにおける模型投入のタイミング $t = 8$ s を示す。
 この時点におけるピトー圧比 $\frac{p_{02s}}{p_o}$ により評価する。

にわたるピトー圧モニター計測は限定的ではあるものの、空力加熱計測試験などにおいて計測例 (図 6 及び表 3 中 * により識別された試験) があり、ここではその試験結果を基にピトー圧比仮定に伴う誤差 $\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}$ の評価を行うこととした。そこでは通風開始から $t < 20$ 秒までの間のピトー圧モニター計測が行われているため、通常の 6 分力試験の際に参照する $t = 7 \sim 8$ s におけるピトー圧計測値を '仮定値' $\frac{p_{02s}}{p_o, A}$ とし、 t 秒における計測値 $\frac{p_{02s}}{p_o}$ を計測値とし式 (4) を適用し、 N_R を該当する試験数 (表 5 に示される)、 N_k を $8 \text{ 秒} \leq t \leq 18 \text{ 秒}$ にあるデータ数として、以下の様に平均値・標準偏差を求めることとした。

$$\overline{\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}} = \frac{\sum_{N_R} \sum_{8 \leq t_k \leq 18} \delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}}{N_R N_k}$$

$$\sigma_{\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}}^2 = \frac{\sum_{N_R} \sum_{8 \leq t_k \leq 18} \left(\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o} - \overline{\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}} \right)^2}{N_R N_k}$$

結果は表 5 にあわせて示されている通り、一様流 Mach 数を不変であると仮定した場合 (表 4) と比べ格段に小さな誤差となっていることが分かる。一方で、誤差平均値 $\overline{\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}}$ が負の値をとり、また絶対値は誤差の標準偏差 $\sigma_{\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}}$ とくらべ同程度の結果となっていることが分かるが、これは一通風中にピトー圧比 $\frac{p_{02s}}{p_o}$ が、時間的に上昇する傾向があり、通風間でのバラつきよりもその傾向の方が強いことを意味している。そのため、この推定誤差を更に低減させるためには仮定値を取得するタイミングを $t = 7 \sim 8$ s から更に遅らせること、つまり模型投入時期を更に遅らせることで実現可能であることが予測される。但しここではこの一様流 Mach 数を通風毎に修正するデータ処理による誤差低減の効果を確認するため、現状存在する標準模型試験結果に基づいた評価を完了させることとした。以上により空力係数の不確かさ評価の式 (9) のなかで、風洞気流固有ある

表 5: Mach 数を通風毎に推定する場合において想定すべきピトー圧比推定誤差 $\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}$

p_o, MPa	該当通風回数	$\overline{\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}}$	$\overline{\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o} / \frac{p_{02s}}{p_o}}, \%$	$\sigma_{\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}}$	$\sigma_{\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o} / \frac{p_{02s}}{p_o}}, \%$
1	3	-2.33×10^{-5}	-0.60	9.06×10^{-6}	0.23
2.5	37	-5.03×10^{-6}	-0.14	5.21×10^{-6}	0.14
4	3	-2.46×10^{-5}	-0.70	8.92×10^{-6}	0.25
6	18	-1.40×10^{-5}	-0.41	1.40×10^{-5}	0.41

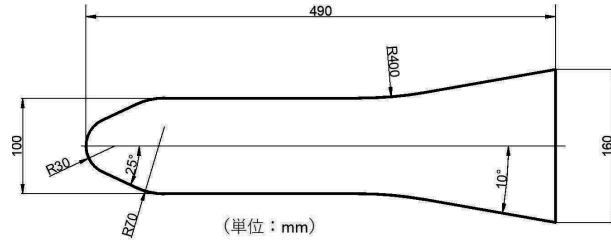


図 7: HWT2 用 HB2 標準模型

いは試験法固有の誤差要因である $\delta p_b, \delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}, \overline{a_p}, \sigma_{a_p}$ を評価できたことになる。

3.2.3 HWT2 における標準模型試験による検証

気流特性など風洞固有の誤差要因を特定したため、一般の 6 分力試験における誤差評価を模擬するため、HWT2($\phi 1.27\text{m}$ 極超音速風洞)での 6 分力処理における誤差 $U_{C_{AF}}^2$ 評価を式 (9) により行うことを考える。同時にここで検討した誤差評価法の妥当性を確認することも目的とするが、空力特性の真値 $C_{AF,0}$ は当然のことながら評価できないため、実測のバラつき誤差 $\sigma_{\delta C_{AF}}^2$ のみの整理 (式 (8) による) と、その予測結果との比較を行うことにより、今回の評価法の妥当性検証とすることとした。HWT2 風洞用標準模型として基準直径 $D = 100 \text{ mm}$ である HB2 標準模型を用いた (図 7)。代表面積 S は 0.007854 m^2 、ベース面積 S_b は 0.02011 m^2 である。今回データの再整理を行う標準模型試験キャンペーンにおける試験条件毎の試験数を表 6 に示す。式

表 6: 誤差評価に用いた HWT2 標準模型試験

試験番号	天秤 番号	p_o, MPa			
		1.0	2.5	4.0	6.0
18-51	#2	7	7	0	8
17-53	#3	2	2	5	1
17-52	#2	12	2	0	4
16-04	#2	6	0	0	4
16-03	#2	9	2	0	6
15-53	#1	7	8	15	6

(9) による不確かさ評価において、式 (10) 中、 $U_{\delta F_A}^2$ 及び $U_{\delta p_{02s}}^2$ 、 $U_{\delta p_o}^2$ は、使用した計測系の誤差限界であるので、一般の試験における誤差評価では、計測系の保証する誤差を設定することが想定されるが、ここでは $\sigma_{\delta C_{AF}}$

表 7: 較正結果等から想定した各計測系における計測誤差

	$\overline{\delta X}$	$\sigma_{\delta X}$	公称精度
$\delta F_A, \text{N}$	1.0×10^{-3}	0.14	0.25
$\delta p_o, \text{Pa}$	0.0×10^3	1.07×10^3	5.17×10^3
$\delta p_{02s}, \text{Pa}$	0.0×10^1	10.9	66.7

$\overline{\delta X}, \sigma_{\delta X}$ は、定期的を実施される各計測器校正試験結果を基に求めたもの

表 8: 各計測・推測誤差を基に式 (9) により予測される $\alpha = 0 \text{ deg}$ の前面軸力係数 C_{AF} における不確かさ

p_o , MPa	データ 処理	A_F $U_{\delta F_A}$	A_{p_b} $U_{\delta p_b}$	$A_{p_{02}} \overline{a_p}$ $U_{\delta^* \frac{p_{02s}}{p_o}}$	$A_{p_{02}} \frac{\overline{a_p}}{p_o}$ $U_{p_{02s}}$	$\left(A_{p_o} - A_{p_{02}} \frac{p_{02s} \overline{a_p}}{p_o^2} \right)$ $U_{\delta p_o}$	$\frac{p_{02s}}{p_o} A_{p_{02}}$ U_{a_p}	$U_{C_{AF}}$
1	M_∞ 一定	1.70×10^{-2}	2.06×10^{-2}	1.72×10^{-2}	3.67×10^{-3}	5.10×10^{-5}	3.98×10^{-3}	3.22×10^{-2}
1	$\frac{p_{02}}{p_o}$ 計測	1.70×10^{-2}	1.02×10^{-2}	4.99×10^{-3}	3.71×10^{-3}	5.11×10^{-5}	4.01×10^{-3}	2.11×10^{-2}
2.5	M_∞ 一定	7.13×10^{-3}	5.50×10^{-3}	2.25×10^{-2}	1.47×10^{-3}	2.00×10^{-5}	3.71×10^{-3}	2.45×10^{-2}
2.5	$\frac{p_{02}}{p_o}$ 計測	7.13×10^{-3}	4.30×10^{-3}	1.97×10^{-3}	1.48×10^{-3}	2.00×10^{-5}	3.72×10^{-3}	9.45×10^{-3}
4	M_∞ 一定	4.69×10^{-3}	3.27×10^{-3}	1.57×10^{-2}	1.03×10^{-3}	1.31×10^{-5}	4.00×10^{-3}	1.72×10^{-2}
4	$\frac{p_{02}}{p_o}$ 計測	4.74×10^{-3}	2.86×10^{-3}	5.91×10^{-3}	1.05×10^{-3}	1.33×10^{-5}	4.05×10^{-3}	9.11×10^{-3}
6	M_∞ 一定	3.16×10^{-3}	2.16×10^{-3}	2.41×10^{-2}	6.42×10^{-4}	6.63×10^{-6}	3.69×10^{-3}	2.47×10^{-2}
6	$\frac{p_{02}}{p_o}$ 計測	3.16×10^{-3}	1.90×10^{-3}	5.56×10^{-3}	6.43×10^{-4}	6.63×10^{-6}	3.69×10^{-3}	7.65×10^{-3}

を予測と比較することとしているため、誤差限界というより、誤差の実力値を極力正確に推定するべきと考えた。そこで、今回データを利用する試験キャンペーンにおいて参照すべき較正結果から bias 分 $\overline{\delta}$ 及び precision 分 σ_δ をそれぞれ求め、それらに基づいた評価を行うこととした (表 7)。

不確かさを評価する際の慣例に従い 95% 不確かさとするために式 (10) 中の K は $K = 2$ としたが、bias 誤差限界を得るための明確な根拠がなく、ここでは $K_B = 1$ を用いることとした。これにより対象とする試験キャンペーンを通した $\alpha = 0 \text{ deg}$ の C_{AF} における不確かさを各試験条件毎に推定し、表 8 及び図 8 に示す。いずれの激み圧条件においても想定される $\alpha = 0 \text{ deg}$ の C_{AF} 不確かさのうち、一様流 Mach 数が常に不変であるとした従来方法ではピトー圧比仮定に係る寄与 $\delta^* \frac{p_{02}}{p_o}$ が大きな比重を占めており、今回提案されたピトー圧モニター計測値による Mach 数修正により不確かさを大幅に低減させていることが分かる。しかしながら $p_o = 1 \text{ MPa}$ などの低圧条件においてはその他の δF_A や δp_b などの誤差要因の影響が相対的に大きくなるなっているが、底面圧計測における較正曲線の補正を取り入れることにより、 δp_b に起因する不確かさに関しては更なる低減が可能であることが分かった。

次に実測による $\sigma_{\delta C_{AF}}$ との比較により誤差推定手法の妥当性検証のために、同様に変動分のみでの評価を行ったので、計測要素内訳と併せて表 9 に示す。ここで予測された $\sigma_{\delta C_{AF}}$ と比較すべき、実験により得られた C_{AF} のバラつき $\sigma_{C_{AF}}$ としては、2 deg/s での迎角スイープ中の 1 kS/s で取得された生データを 100 点の移動平均により得られた迎角 $\alpha = 0 \text{ deg}$ における量として整理したものであり、図 9 に前述の予測値との比較として示す。ここで、実験で整理されたバラつきの値は、表 6 で示される通り単一の天秤を用いた試験結果をもとにしたものではないため異なるバラつき特性を有するものの統計ではあるが、それぞれの天秤を区別せずに評価する場合以外においても、図 8 で示されたように $p_o = 1 \text{ MPa}$ のケースを除き天秤計測誤差が支配的な誤差源となっていないことから、この統計処理はそのような一定条件下において妥当であると考えられる。従来のデータ処理においても、またピトー圧モニター計測を利用する今回の提案処理のいずれの場合においても実験により得

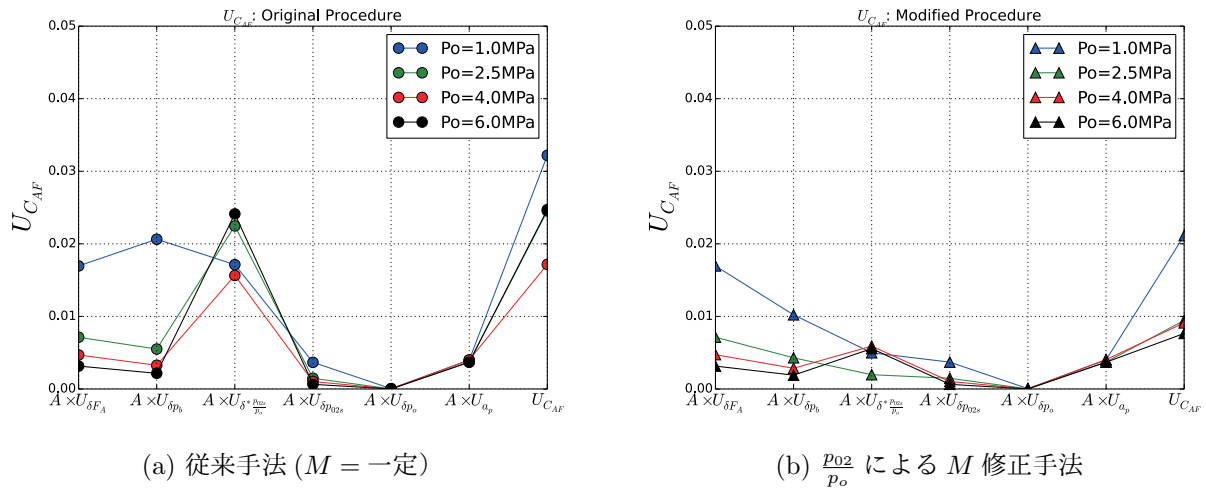


図 8: HWT2 での HB2 標準模型試験予測された $\alpha = 0 \text{ deg}$ の C_{AF} 計測における不確かさ及び各計測・推定項目の寄与

表 9: 各計測・推測誤差を基に式 (8) により予測される $\alpha = 0 \text{ deg}$ の前面軸力係数 C_{AF} における標準偏差 (ばらつき)

p_o , MPa	データ 処理	A_F $\sigma_{\delta F_A}$	A_{p_b} $\sigma_{\delta p_b}$	$A_{p_{02}} \bar{a}_p$ $\sigma_{\delta \cdot \frac{p_{02s}}{p_o}}$	$A_{p_{02}} \frac{\bar{a}_p}{p_o}$ $\sigma_{p_{02s}}$	$\left(A_{p_o} - A_{p_{02}} \frac{p_{02s} \bar{a}_p}{p_o^2} \right)$ $\sigma_{\delta p_o}$	$\frac{p_{02s}}{p_o} A_{p_{02}}$ σ_{a_p}	$\sigma_{C_{AF}}$
1	M_∞ 一定	8.48×10^{-3}	9.73×10^{-3}	4.78×10^{-3}	1.84×10^{-3}	2.55×10^{-5}	1.99×10^{-3}	1.40×10^{-2}
1	$\frac{p_{02}}{p_o}$ 計測	8.48×10^{-3}	5.11×10^{-3}	1.55×10^{-3}	1.85×10^{-3}	2.56×10^{-5}	2.00×10^{-3}	1.04×10^{-2}
2.5	M_∞ 一定	3.57×10^{-3}	2.64×10^{-3}	4.55×10^{-3}	7.37×10^{-4}	1.00×10^{-5}	1.85×10^{-3}	6.66×10^{-3}
2.5	$\frac{p_{02}}{p_o}$ 計測	3.57×10^{-3}	2.15×10^{-3}	8.86×10^{-4}	7.38×10^{-4}	1.00×10^{-5}	1.86×10^{-3}	4.70×10^{-3}
4	M_∞ 一定	2.34×10^{-3}	1.58×10^{-3}	4.92×10^{-3}	5.16×10^{-4}	6.57×10^{-6}	2.00×10^{-3}	6.04×10^{-3}
4	$\frac{p_{02}}{p_o}$ 計測	2.37×10^{-3}	1.43×10^{-3}	1.72×10^{-3}	5.22×10^{-4}	6.64×10^{-6}	2.03×10^{-3}	3.87×10^{-3}
6	M_∞ 一定	1.58×10^{-3}	1.05×10^{-3}	6.95×10^{-3}	3.21×10^{-4}	3.31×10^{-6}	1.84×10^{-3}	7.45×10^{-3}
6	$\frac{p_{02}}{p_o}$ 計測	1.58×10^{-3}	9.52×10^{-4}	2.49×10^{-3}	3.22×10^{-4}	3.32×10^{-6}	1.85×10^{-3}	3.62×10^{-3}

られる C_{AF} バラつきを、今回の誤差予測手法の結果がよく再現していることが分かる。但し、 $p_o = 1 \text{ MPa}$ のケースにおいて、予測された標準偏差はいずれの処理においても風試で得られた軸力係数のバラつき $\sigma_{C_{AF}}$ を過大評価していることも認められる。図 8 で見られるように $p_o = 1 \text{ MPa}$ のケースでは天秤計測誤差 δF_A の寄与が相対的に大きく、また $\sigma_{\delta F_A}$ の評価においては天秤較正における再現性を基に推定しており、通風間の計測値バラつきとは必ずしも合致しない性格の量を用いていることから、計測値のバラつきという意味では、今回の予測が過大評価しているためと考えられる。しかしながら不確かさという面では天秤計測誤差は相応の評価をしているものと考えられるため、ここでの標準偏差の過大評価をもって修正するべきものではないと考える。また、 $p_o = 4 \text{ MPa}$ の実験値において従来データ処理が最もバラつきの少ない結果となっているが、表 3 の通りその試験条件のデータは大部分が HWT15-53 試験に偏っており、試験キャンペーン間におけるピトー圧比変動の効果が現れにくい比較的特殊な状況にあったことも原因として考えられる。以上により一部過大評価する等の不一致の見られるものの、概して前面軸力係数計測のバラつきを適正に予測できることから、今回検討した誤差評価法が妥当な結果を示すことが分かった。

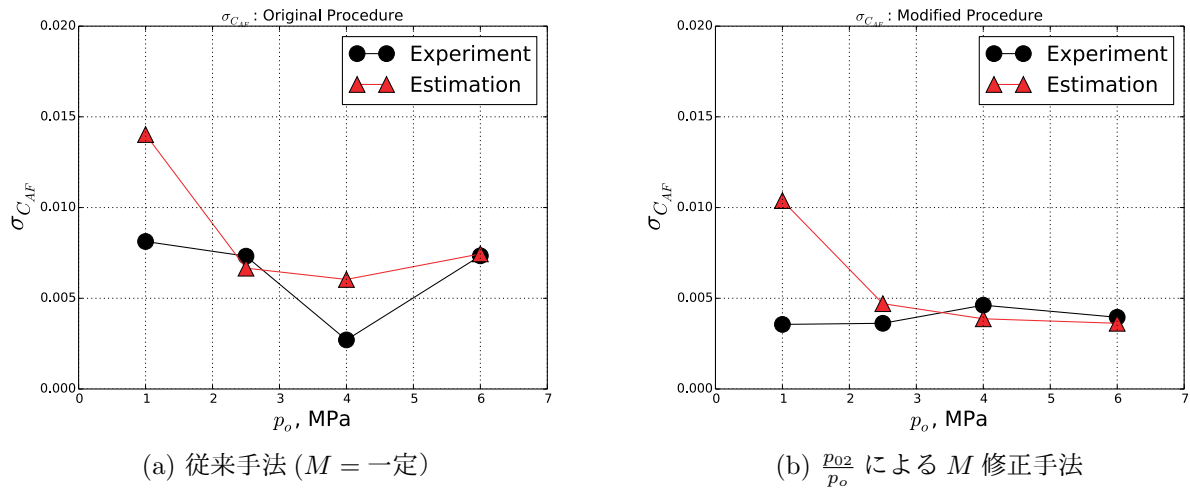


図 9: $\alpha = 0^\circ$ における σ_{CAF} の実験値と予測値の比較

3.3 非一様性効果推定の実験結果を用いた検証

気流の非一様性が6分力計測に与える影響に関する評価方法の提案を2.2節で行ったが、その検証を実験結果により行うためには、気流中において異なる模型位置で6分力計測を行う必要がある。JAXA $\phi 1.27\text{m}$ 極超音速風洞 (HWT2) の模型支持装置は模型回転中心を気流に対し変更することのできない構造であり、長さや支持位置の異なるスティングを用意しない限り検証データの取得は困難である。一方、 $\phi 0.5\text{m}$ 極超音速風洞 (HWT1) の模型支持装置はスティングポッド x 方向位置設定に自由度があり、限定的ながらも気流分布の影響を確認するための試験データ取得が可能である。実際、HWT1においてスティングポッド位置を変更し標準模型 HB2 に働く空気力変化を計測した試験があるため、ここで提案された非一様性の空気力計測への影響評価方法を、それら試験結果を用いて、評価・検証することとした。

3.3.1 風洞試験概要 (HWT14-51)

JAXA $\phi 0.5\text{ m}$ 極超音速風洞 (HWT1) M5 ノズルに全長 235.2 mm (基準 $D = 48\text{ mm}$)、最大径 76.8 mm の HB2 標準模型 (図 10(a),(b)) または、全長 408 mm (基準 $D = 48\text{ mm}$) の AGARD-B 標準模型 (図 10(c)) を、風洞標準の直スティング又は 20deg 曲りスティングを介して取り付け、風洞静圧 $p_o = 1.0\text{ MPa}$ 、ピッチ角範囲 $-20\text{ deg} \leq \alpha \leq 20\text{ deg}$ の範囲で、6分力計測を行ったものである。本試験の目的は模型支持位置による6分力計測結果への影響を調べることであったため、スティングポッド位置を示すスティングポッド露出部長さ L_s を変化させたケースを実施している。表 10 に実施された試験ケース条件を示す。また、代表的な迎角における HB2 試験模型位置を図 11 に、AGARD-B 試験模型位置を図 12 に示す。同図中カラーコンターは、この気流条件におけるピトー圧比 (p_{02}/p_o) 分布を示しており、これは別途過去に実施された気流校正試験 [7] により得られたものである。この図より限定的ではあるものの気流コア領域内で比較的広範囲に模型位置を変更できていることが分かる。また、この気流コア領域 ($0\text{ mm} \leq x \leq 500\text{ mm}$ 、 $r \leq 140\text{ mm}$) 内に包含される直方体領域 ($(0\text{ mm} \leq x \leq 500\text{ mm}$ 、 $-100\text{ mm} \leq y, z \leq 100\text{ mm}$) を対象に前節の通りフーリエ変換を実施した結果を図 13 に示す。



(a) HB2 模型 直スティング支持



(b) HB2 模型 20deg 曲りスティング支持



(c) AGARD-B 模型 直スティング支持

図 10: HWT14-51 試験状況

表 10: HWT14-51 試験ケース

ケース#	模型種類	p_o ,MPa	θ_o ,deg	α ,deg	L_s ,mm	スティング種類	Run#
2	HB2	1.0	20.	-20 ~ +20	124.	20deg 曲りスティング	4834
3	HB2	1.0	20.	-20 ~ +20	74.	20deg 曲りスティング	4835
4	HB2	1.0	20.	-20 ~ +20	25.	20deg 曲りスティング	4836
6	HB2	1.0	20.	-20 ~ +20	160.	20deg 曲りスティング	4838
7	HB2	1.0	0.	0 ~ +40	195.	直スティング	4839
8	HB2	1.0	0.	0 ~ +40	145.	直スティング	4840
9	HB2	1.0	0.	0 ~ +40	95.	直スティング	4841
10	HB2	1.0	0.	0 ~ +40	225.	直スティング	4842
9	AGARD-B	1.0	0.	0 ~ +40	145.	直スティング	4843
10	AGARD-B	1.0	0.	0 ~ +40	95.	直スティング	4844

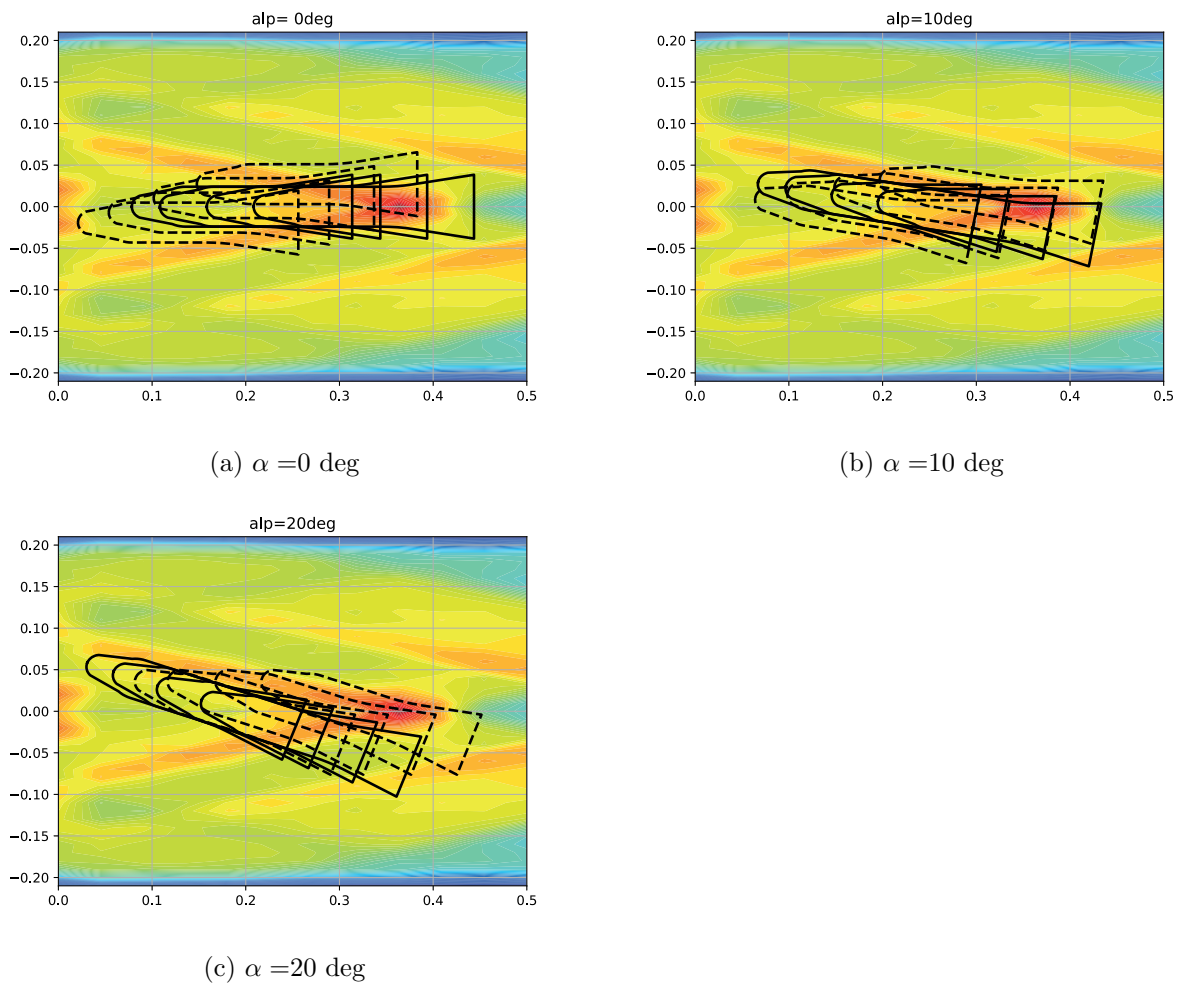


図 11: HWT1 M5 気流中の HB2 模型位置

図中実線は直スティング使用時、破線は曲りスティング使用時の模型位置を示し、カラーコンターはピトー圧分布の相対値を示す。

3.3.2 非一様性効果推定の検証

ピトー圧比分布の 6 分力計測への影響評価として、(i) 修正 Newtonian による C_p 分布を仮定して式 (12) 及び式 (14) を基に σ_f 及び σ_m を模型 STL ファイル各面要素毎に評価する手法、を基本の誤差の推定としたが、この修正 Newtonian を基にしたモデルの場合気流に平行な面に働く空気力の「変動分」もまた 0 と評価することになり、気流ピトー圧分布に起因する局所偏流等の効果を全く表現できない状況であることから、この修正 Newtonian ベースの手法に加え、局所偏流の効果の最悪値を抑えるという目的で、(ii) C_p は場所によらず $M_\infty \rightarrow \infty$ の C_{p02} 極限值 (= 1.84) とする手法、による誤差推定も参考評価として併せて行うこととした。評価法 (i) においては気流一様流方向と物体表面法線とのなす角を θ としたとき気流方向に対向する物体表面に働く圧力 p を $p/q = 1.84 \cos^2 \theta$ 、気流の影の側の表面に働く圧力を $p/q = 0$ として近似することとしている。

実験により得られた HB2 試験ケースの模型位置による効果として、各スティングポッド位置における空気力の平均値からの差として整理したものを図 14 に示す。同図中黒破線は評価法 (i) による σ_f (または σ_m) 及

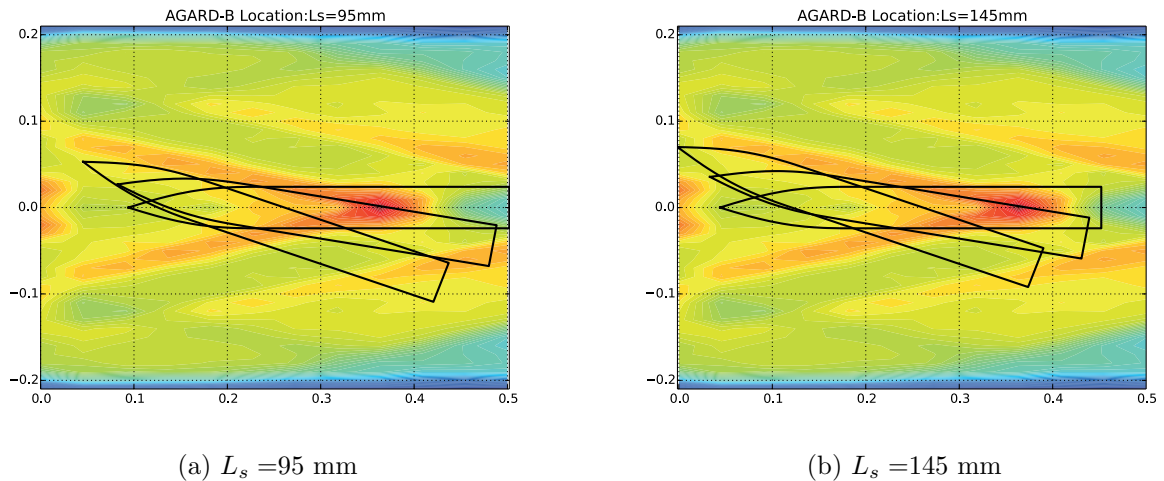


図 12: HWT1 M5 気流中の AGARD-B 模型位置

カラーコンターはピトー圧分布の相対値を示す。

び、 $2\sigma_f$ （または $2\sigma_m$ ）を、青破線は評価法 (ii) による推定結果を示しており、また今回使用した天秤計測誤差（天秤較正結果による）を赤直線で示している。

軸力 ΔF_x 、垂直力 ΔF_y においては実験におけるバラつきはいずれも修正 Newtonian をベースに予測した空気が変動（評価法 (i)、黒破線） $\pm 2\sigma_{fx}$ 内にほぼ収まっており、誤差推定の妥当性が確認できたと考えられる。ピッチングモーメント ΔM_y についてもバラつきの程度は相対的に大きくなっているものの、低迎角の一部ケースを除き手法 (i) の $2\sigma_{My}$ 内にほぼ収まっていることが分かる。但し迎角 $\alpha \approx 0 \text{ deg}$ 付近においては実験結果のバラつきは手法 (i) の $2\sigma_{My}$ を超えているところもあり、手法 (i) では過小評価していることが分かる。低迎角においては HB2 模型で気流と平行に近い面が広範囲となるため圧力分布が $\cos^2 \theta$ でモデル化される修正 Newtonian では実際の流れにおける局所的な偏流や静圧変化を通したより強い影響を十分に評価できなかったことが考えられる。実際手法 (ii) の結果は低迎角における実験結果のバラつきを十分包含しており、最悪値を見積もるといふ観点では妥当な手法であることが分かった。

一方、横・方向特性に関しては、今回の試験形態において基本的には空気力の発生しにくい状況であったことから、推定される非一様性の効果も相応して小さいものとなっているが、実験結果では、横力、ピッチ・ヨーイングモーメントいずれにおいても手法 (i) による推定を超えるバラつきを示していることが分かる。今回の試験条件では横・方向特性は低迎角時の縦特性と同様の状況である事が影響すると考えられるが、ローリングモーメントに関しては手法 (ii) による結果以上のバラつきが得られていることから、3.4 節又は Appendix C 節において検討されている天秤取り付け角における誤差などにより他分力の誤差が伝播している可能性や、圧力由来の空気力のみでモデル化していることの限界である可能性も示唆していると考えられる。

試験ケースは少ないながらも有翼の AGARD-B 模型を用いた模型位置効果試験結果も得られているため、HB2 試験と同様に、2 手法による影響推定結果と共に実験結果を図 15 に示す。模型形態・サイズが大きく異なるにもかかわらず HB2 試験結果と同様に手法 (i) による推定の妥当性を確認することができる。以上から気流との平行面の多い低迎角領域を除けば手法 (i) による非一様性影響推定は妥当であり、低迎角領域における最悪値推定としては手法 (ii) で概ね予測することができるといえる。なおこれらの結果から、ローリングモーメント以外の分力に関して M5 風試を想定した場合天秤精度を大きく上回る気流の非一様性効果が生じることが分

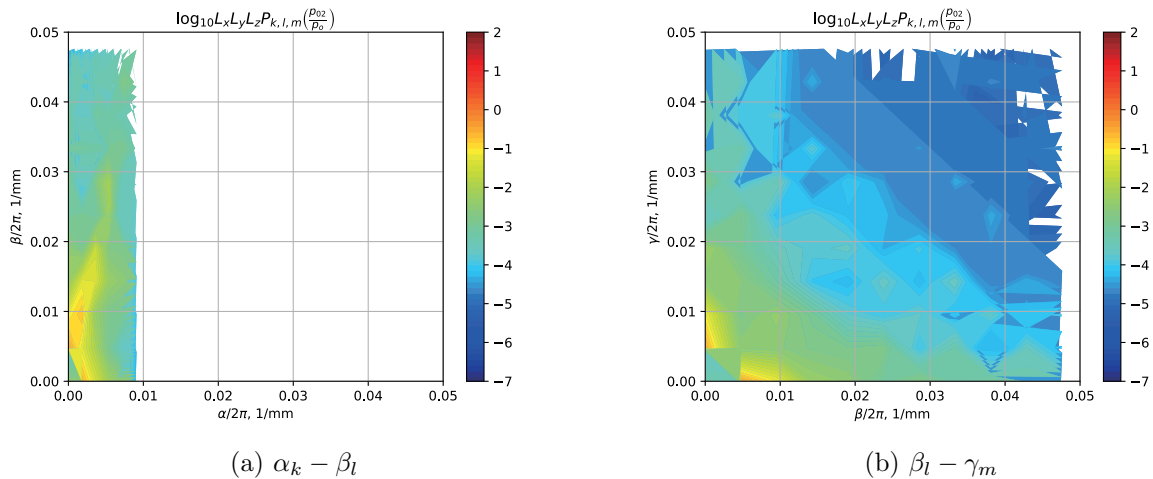


図 13: HWT1 M5 気流分布 FFT 結果

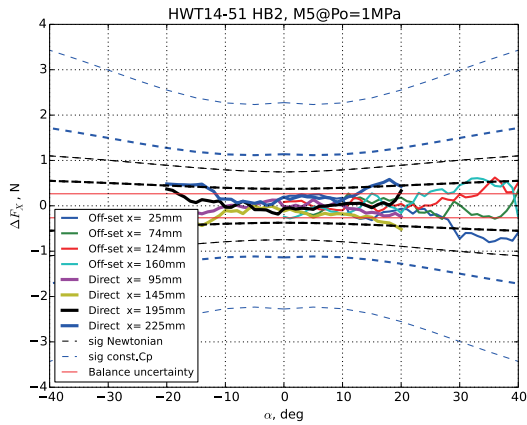
かった。

3.3.3 HWT2 における非一様性効果の推定

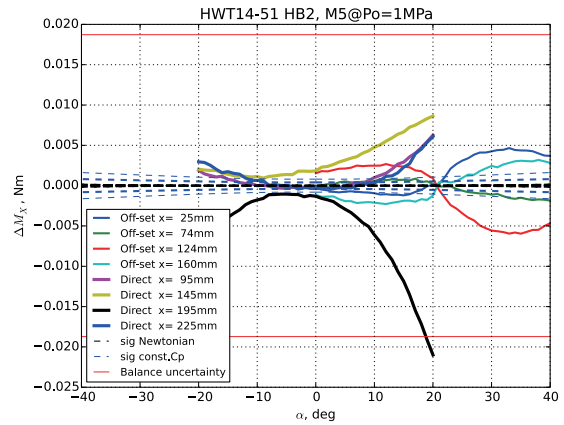
HWT1 M5 気流における動圧分布の空力特性計測に及ぼす影響評価法の妥当性を示すことができたため、HWT2 M10 風洞における気流分布の影響について簡単に評価を試みることにした。前述の通り HWT2 の模型支持装置では試験模型位置を変更することは容易ではないため、これまでに模型位置変更効果を調べた実験データが存在しておらず、ここでは動圧分布の影響による空気力計測における推定誤差と、代表的な天秤の計測誤差とを標準模型 HB2（基準 $D = 100 \text{ mm}$ ）を想定して比較することとした（図 16）。その際、動圧分布の情報としては、Appendix A で整理された‘規格化されたピトー圧比分布’から、ピトー圧比分布のパワースペクトルを求めることで、異なる澁み圧条件における影響評価を行っている。これによれば、 $p_o = 1.0 \text{ MPa}$ のケースでは縦三分力に現れると予測される動圧分布の影響はいずれもいわゆる天秤精度以下であることがわかるが、 $p_o = 6 \text{ MPa}$ のケースでは縦三分力の内垂直力、ピッチングモーメントにおいて天秤精度を超える影響が予測されており、誤差評価の際に取り入れるべきであることが分かる。しかし、M5 ノズルによる気流と比べ一様流精度が格段によいため天秤精度を大きく上回るような影響は予測されていない。

3.4 軸対称形状標準模型を用いた角度誤差の天秤出力への影響評価

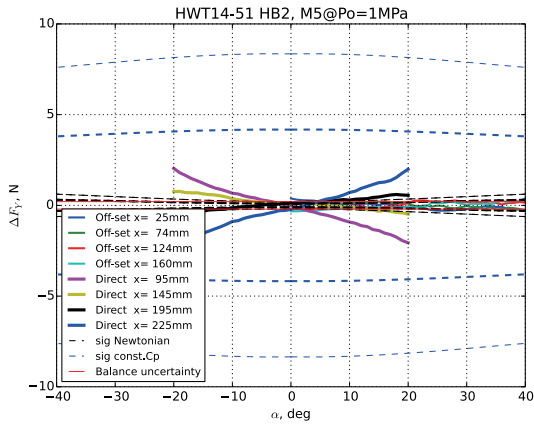
再突入カプセル RCS 干渉力計測や極超音速機特性評価等を含む近年の極超音速風洞の空力特性評価試験において、縦三分力だけでなく横・方向特性評価に関するニーズが高くなってきている。横・方向特性評価においては一般的にその大きさが小さいため、前節で可能性が指摘されたように、天秤取付角度誤差によると考えられる他分力の影響を受けやすいことが考えられる。実際、これまでの極超音速風洞における軸対称形状の HB2 標準模型試験において、基本的には大きな空気力とはなり得ない C_Y 、 C_{LB} 、 C_{NB} が、天秤精度と比べ無視できない量として計測されていたことが判明している（図 17）。これらは模型・天秤間の取付角が非零であるために他方向に働く分力の一部を計測してしまうために生じているものと考えられ、誤差要因の特定、誤差見直



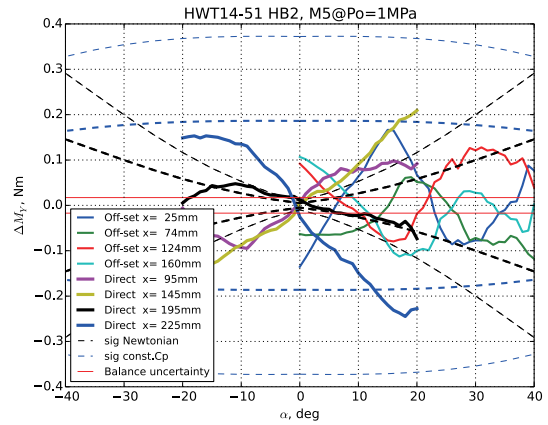
(a) 軸力 $\Delta F_x, \sigma_{F_x}$



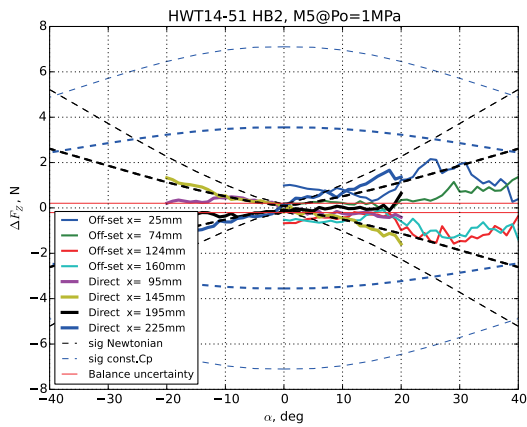
(b) ローリングモーメント $\Delta M_x, \sigma_{M_x}$



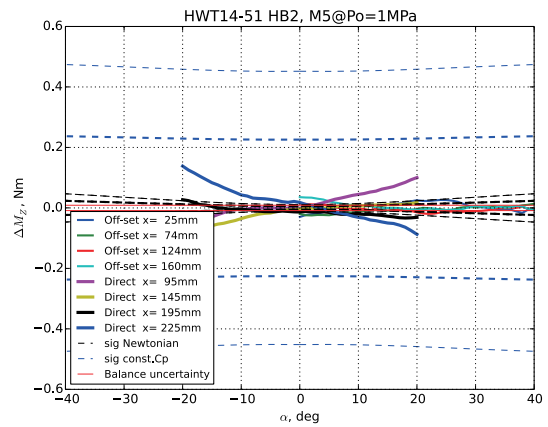
(c) 横力 $\Delta F_y, \sigma_{F_y}$



(d) ピッチングモーメント $\Delta M_y, \sigma_{M_y}$



(e) 垂直力 $\Delta F_z, \sigma_{F_z}$



(f) ヨーイングモーメント $\Delta M_z, \sigma_{M_z}$

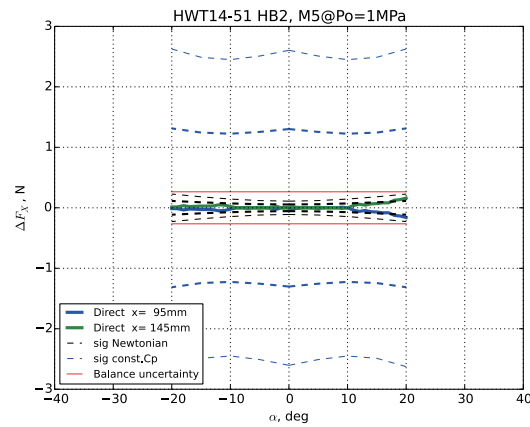
図 14: HB2 空気力計測への気流分布の影響及びその予測

実験: 基準スティンゴッド位置 $x=75\text{mm}$ における計測結果との差異

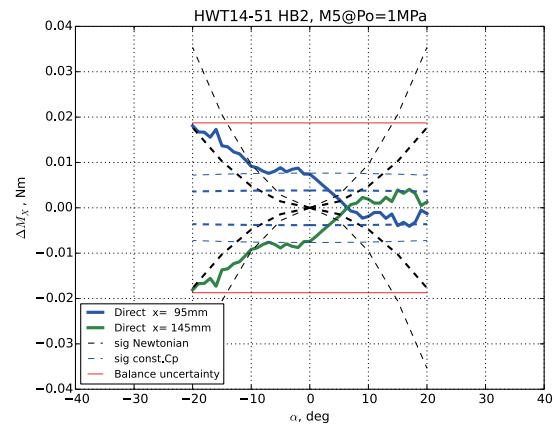
(i) 修正 Newtonian 表面圧力分布ベースのバラつき予測: 黒破線 (太線: $\sigma_{f,m}$ 、細線: $2\sigma_{f,m}$)

(ii) 表面圧力分布を一様に p_{02} と仮定したときの予測: 青破線 (太線: $\sigma_{f,m}$ 、細線: $2\sigma_{f,m}$)

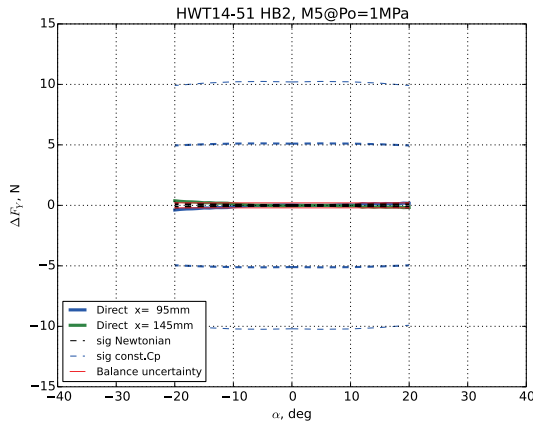
各図中 2 本の赤色水平線は天秤較正試験より得られた天秤計測精度を示す。



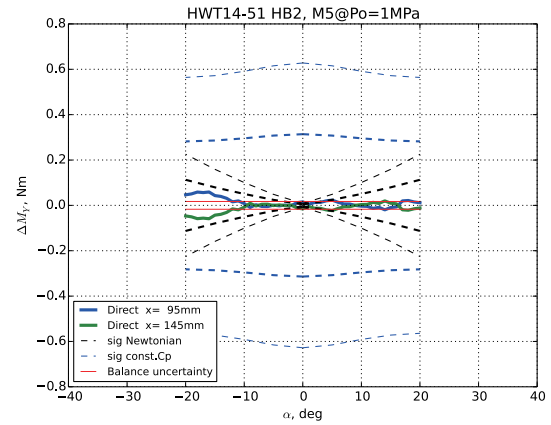
(a) 軸力 $\Delta F_x, \sigma_{F_x}$



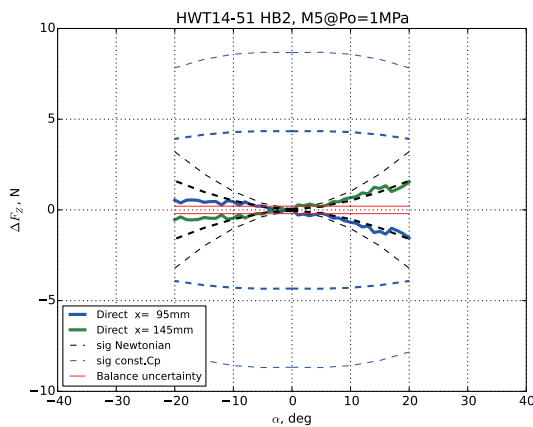
(b) ローリングモーメント $\Delta M_x, \sigma_{M_x}$



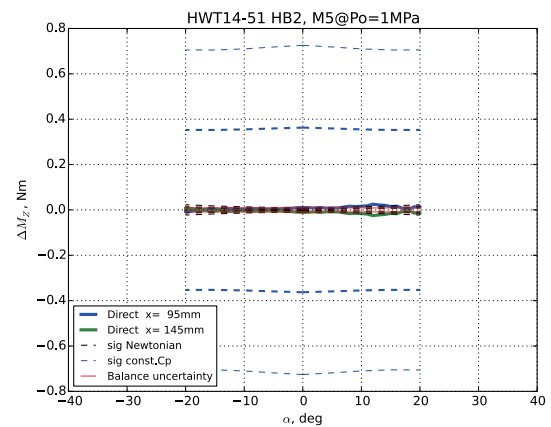
(c) 横力 $\Delta F_y, \sigma_{F_y}$



(d) ピッチングモーメント $\Delta M_y, \sigma_{M_y}$



(e) 垂直力 $\Delta F_z, \sigma_{F_z}$



(f) ヨーイングモーメント $\Delta M_z, \sigma_{M_z}$

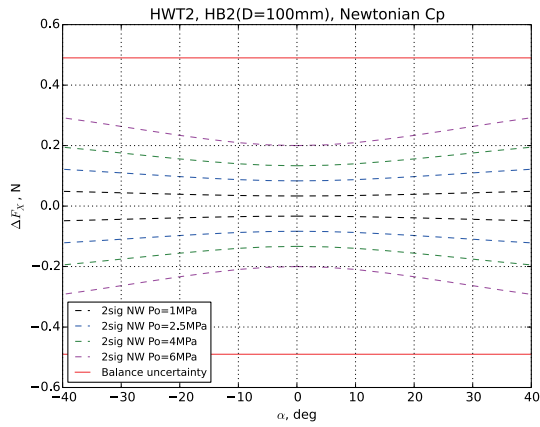
図 15: AGARD-B 空気力計測への気流分布の影響及びその予測

実験: 基準スティングポッド位置 $x=75\text{mm}$ における計測結果との差異

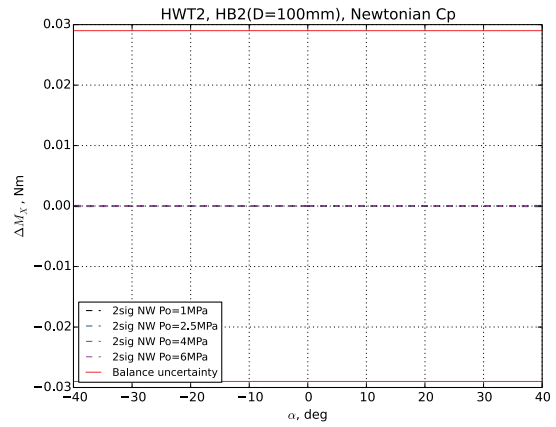
(i) 修正 Newtonian 表面圧力分布ベースのバラつき予測: 黒破線 (太線: $\sigma_{f,m}$ 、細線: $2\sigma_{f,m}$)

(ii) 表面圧力分布を一様に p_{02} と仮定したときの予測: 青破線 (太線: $\sigma_{f,m}$ 、細線: $2\sigma_{f,m}$)

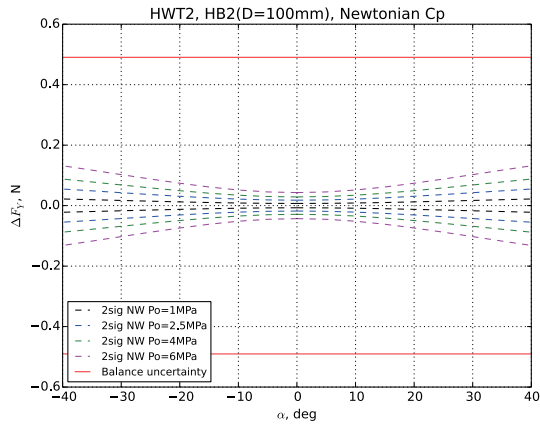
各図中 2 本の赤色水平線は天秤較正試験より得られた天秤計測精度を示す。



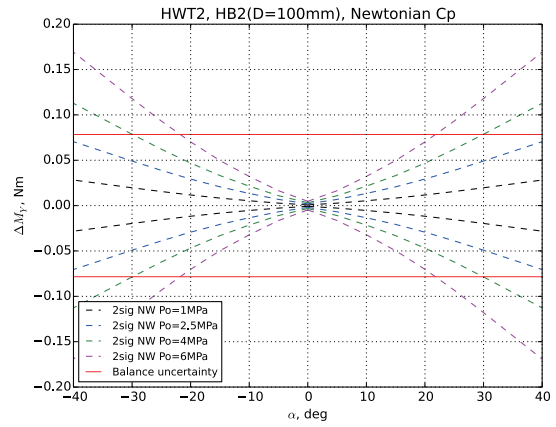
(a) 軸力 $\Delta F_x, \sigma_{F_x}$



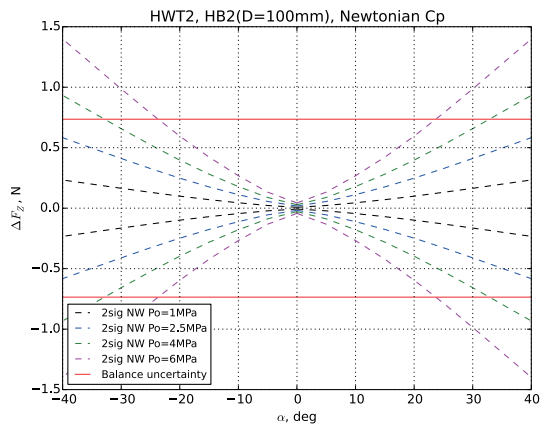
(b) ローリングモーメント $\Delta M_x, \sigma_{M_x}$



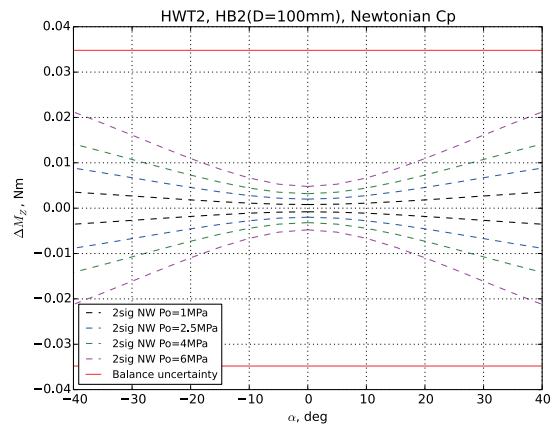
(c) 横力 $\Delta F_y, \sigma_{F_y}$



(d) ピッチングモーメント $\Delta M_y, \sigma_{M_y}$



(e) 垂直力 $\Delta F_z, \sigma_{F_z}$



(f) ヨーイングモーメント $\Delta M_z, \sigma_{M_z}$

図 16: HWT2 M10 風洞における HB2 標準模型空気力計測への気流分布の影響予測
修正 Newtonian 表面圧力分布ベースのバラつき予測 ($p_o = 1, 2.5, 4, 6$ MPa): 破線 ($2\sigma_f, 2\sigma_m$)
但し赤細実線は天秤計測精度を示す。

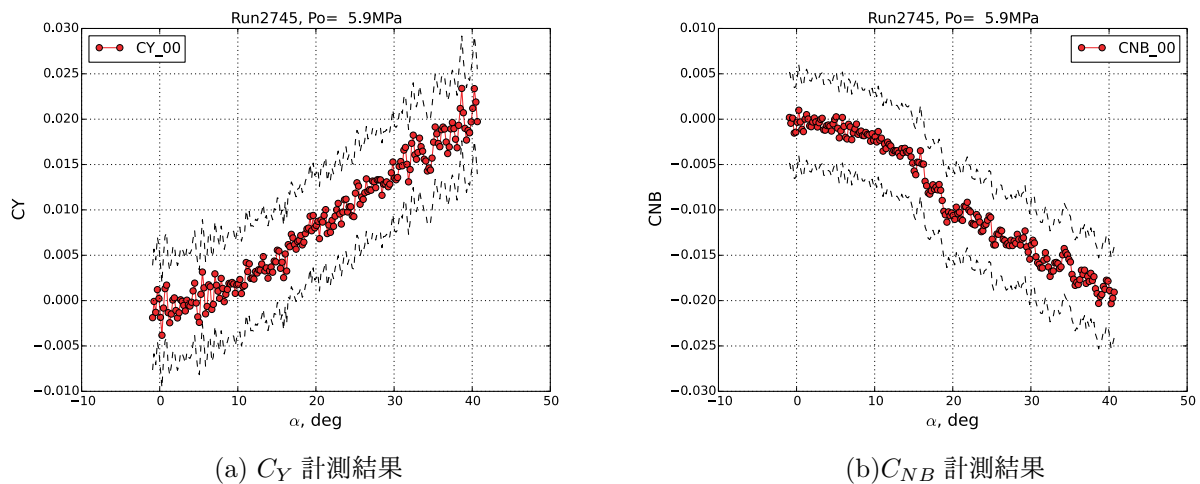


図 17: HWT1 15-53 試験 Run2745 で得られた軸対称 HB2 模型に働く横・方向空気力

し、またその低減方法の検証が必要な課題として挙げられた。そこで、Appendix B で示される様なスタティックテアデータを利用することで、模型重量・重心位置等の推定と同時に天秤取付姿勢角を推定する方法を提案し、極超音速風洞において過去に行われた HB2 標準模型 6 分力試験のデータ再評価を行い、天秤取付角推定精度の検証、横・方向特性計測誤差の評価を試みることにした。

3.4.1 座標系の定義

天秤取付角の影響を整理する際に、気流方向、測定室固定座標系、模型支持装置スティング先端部座標系、天秤たわみ等を含めた天秤座標系、模型座標系等様々な座標系を検討する必要があるため、ここでそれぞれの座標系、及び座標系間の角度を定義することとする。まず測定室固定座標系 $(\mathbf{i}_4, \mathbf{j}_4, \mathbf{k}_4)$ は、模型支持装置ピッチ軸を \mathbf{j}_4 、重力方向を $-\mathbf{k}_4$ とし、およそ気流方向を $\mathbf{i}_4 \equiv \mathbf{j}_4 \times \mathbf{k}_4$ として定義し、スティング先端部座標系 $(\mathbf{i}_1, \mathbf{j}_1, \mathbf{k}_1)$ は図 18 で定義されるような $(\beta_s, \theta_s, \phi_s)$ により定義されるものとする。ここで極超音速風洞 (HWT1,2) の模型支持装置系はピッチ角 θ_s 及びロール角 ϕ_s を設定することができるが、横滑り角 β_s は意図的に変化させる機構にはなっておらず、模型支持系およびノズル設置における精度に依存するものと考えられる。この β_s が 0 でない場合は \mathbf{i}_4 が気流方向と一致しないこととなるが、ここでは精度が十分高いものであると考え $\beta_s = 0\text{deg}$ 、 \mathbf{i}_4 が気流方向と一致するものとしている。更に天秤座標系 $(\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0)$ とスティング先端部座標系 $(\mathbf{i}_1, \mathbf{j}_1, \mathbf{k}_1)$ との関係を表す角度 $(\beta_1, \theta_1, \phi_1)$ を図 19 に示す通り定めることとする。ここで模型座標系 (迎角、横滑り角の無い状態では基本的に測定部座標系と同じ向きにとるとして) $(\mathbf{i}_M, \mathbf{j}_M, \mathbf{k}_M)$ と、天秤座標系 $(\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0)$ とを角度 $(\beta_{M0}, \theta_{M0}, \phi_{M0})$ を通し、図 20 の様に定めることとする。

3.4.2 HWT2 標準模型試験結果再整理

HWT2 極超音速風洞において確認風試に利用されていた HB2 標準模型は 3.2.3 節で用いたものと同一であり、模型上のロール・ピッチ角計測のできる構造とはなっていないため、ここでは模型支持系の計測角度を基準とし取り付けた天秤軸の、重力方向・ピッチ軸方向に対する偏角をスタティックテアデータから再整理している。また本風洞において使用される天秤は秤量・形状の異なっている 3 種類があり、それぞれほぼ 3 年周期での較正を

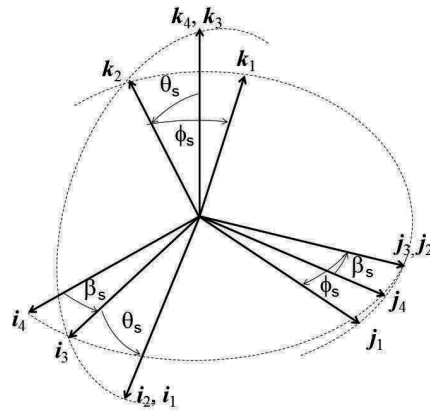


図 18: 測定部座標系 (i_4, j_4, k_4) とスティング先端部座標系 (i_1, j_1, k_1)

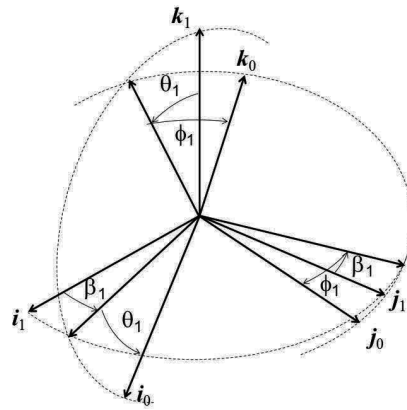
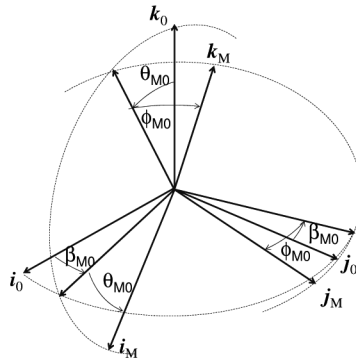


図 19: スティング先端部座標系 (i_1, j_1, k_1) と天秤座標系 (i_0, j_0, k_0)

行っている。天秤座標系 (i_0, j_0, k_0) はそれら較正時に取りつける CAL-BODY を通して負荷させる力・モーメントの方向によって決まるため、CAL-BODY 取り付け再現性精度を考慮すると推定される天秤座標系 (i_0, j_0, k_0) と測定部座標系 (i_1, j_1, k_1) との間の角度 ($\beta_1, \theta_1, \phi_1$) は必ずしも模型取付角と直接的な関係があるとは言いきれない。そこで、評価に用いた試験における天秤種類・較正年を含め、各通風毎に行うスタティックテアデータから推定した天秤角度等推定結果の平均値及び標準偏差などを表 11 にまとめる。天秤取付角度で最も再現性の悪い結果となった ϕ_1 成分は、#1, #2 天秤では $\phi_1 \approx \pm 0.3$ deg 程度、#3 天秤では $\phi_1 \approx \pm 0.6$ deg 程度という結果となっており、天秤ロール位置決めキー溝の公差から予測される精度 $\delta_{\phi_1} = 0.11$ deg と、キーの寸法精度・損耗等を考慮すると妥当な範囲と考えられる。また、 β_1, θ_1 成分に関しては、#2 天秤では $\beta_1 \approx -0.2 \sim -0.1$ deg 程度 #1, #3 天秤ではほぼ $\beta_1 \approx 0.0$ deg、 θ_1 に関してはいずれの天秤においても $\theta_1 \approx 0 \sim 0.1$ deg 程度であることが分かる。そこでそれら予測された角度が、得られている非対称空気力を説明できるかを確認する必要があると考えられる。HB2 標準模型が軸対称形状であることを利用すれば、天秤座標系 (i_0, j_0, k_0) と模型座標系 (i_M, j_M, k_M) とが一致している場合、推定された姿勢角 $\beta_1, \theta_1, \phi_1$ から有効迎角 α_{eff} を求めることができ、それに対応した横・方向空気力・モーメントはいずれも発生しないことが期待される。そのためまずは ϕ_1 以外の β_1, θ_1 推定値の小さい #1 天秤を使用した試験を用い、推定された ($\beta_1, \theta_1, \phi_1$) から HB2 模型の軸対称性か

表 11: HWT2 における標準模型試験スタティックテアデータから推定された天秤姿勢角等の試験ケース毎にまとめた平均値・及び標準偏差

試験番号 HWT#	開始 Run	通風 数	天秤 番号	校正 年	W , kg	x_{cg} , mm	y_{cg} , mm	z_{cg} , mm	β_1 , deg	θ_1 , deg	ϕ_1 , deg
					σ_W	$\sigma_{x_{cg}}$	$\sigma_{y_{cg}}$	$\sigma_{z_{cg}}$	σ_{β_1}	σ_{θ_1}	σ_{ϕ_1}
18-51	2971	26	#1	2017	13.24	13.94	-0.17	0.12	-0.02	0.01	-0.41
					0.00	0.22	0.01	0.09	0.05	0.01	0.10
17-53	2950	11	#2	2016	13.15	13.62	-0.14	0.06	-0.11	-0.00	-0.29
					0.01	0.19	0.01	0.06	0.01	0.01	0.04
17-52	2920	18	#2	2016	13.21	13.67	-0.07	-0.12	-0.11	0.00	-0.31
					0.01	0.11	0.01	0.04	0.03	0.02	0.11
16-04	2866	10	#2	2016	13.19	13.65	-0.13	-0.06	-0.10	0.05	-0.43
					0.01	0.08	0.01	0.05	0.02	0.01	0.07
16-51	2861	5	#2	2016	13.19	13.59	-0.11	-0.12	-0.11	0.01	-0.37
					0.01	0.04	0.02	0.01	0.02	0.02	0.05
16-03	2839	17	#2	2013	13.22	13.66	-0.07	-0.05	-0.13	0.14	-0.61
					0.01	0.08	0.01	0.04	0.03	0.02	0.07
15-53	2743	36	#1	2015	13.33	13.47	-0.07	-0.07	-0.03	-0.02	-0.17
			#1	2015	13.24	11.59	-0.08	-0.61	-0.02	-0.06	-0.15
				JAXA	0.02	0.42	0.02	0.13	0.04	0.13	0.10
15-51	2668	7	#2	2013	13.21	13.63	-0.10	-0.07	-0.16	0.12	-0.01
					0.00	0.08	0.01	0.02	0.02	0.02	0.04
14-52	2596	5	#2	2013	13.17	13.47	-0.04	-0.10	-0.14	0.04	0.21
					0.01	0.08	0.00	0.03	0.03	0.02	0.09
13-102	2552	8	#2	2013	13.21	13.50	-0.09	-0.12	-0.15	0.08	-0.00
					0.01	0.04	0.02	0.01	0.02	0.02	0.06
13-102	2560	3	#3	2012	13.06	48.24	-0.14	-0.10	-0.05	0.16	0.19
					0.00	0.23	0.00	0.09	0.02	0.04	0.02
13-101	2529	6	#3	2012	13.05	46.79	-0.23	0.19	0.01	0.18	-0.59
					0.00	0.10	0.00	0.04	0.01	0.02	0.01
12-103	2425	4	#2	2010	13.25	13.53	-0.06	-0.16	-0.15	0.11	-0.24
					0.00	0.05	0.01	0.02	0.06	0.03	0.16

図 20: 天秤座標系 (i_0, j_0, k_0) と模型座標系 (i_M, j_M, k_M) の関係

ら有効迎角 α_{eff} に対応した有効横力 C'_Y 及びヨーイングモーメント C'_{NB} の評価を迎角 α 、横滑り角 β を用いて行った (図 21、'CY_Balance_aeff' 及び'CNB_Balance_aeff' として示される)。同図中赤色シンボルは比較のため天秤座標系における横力 C_Y ・ヨーイングモーメント係数 C_{NB} を示している。

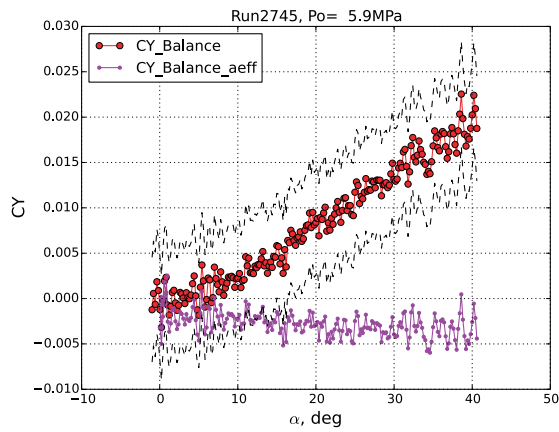
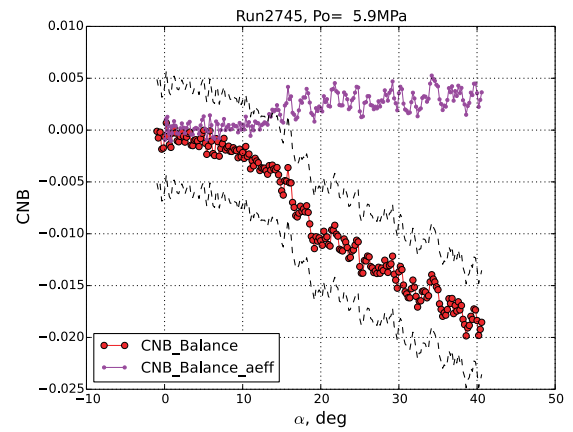
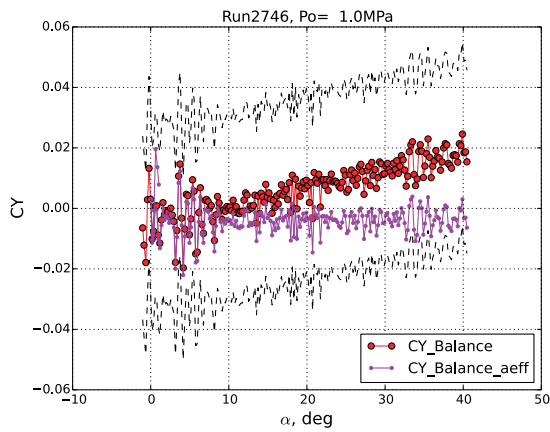
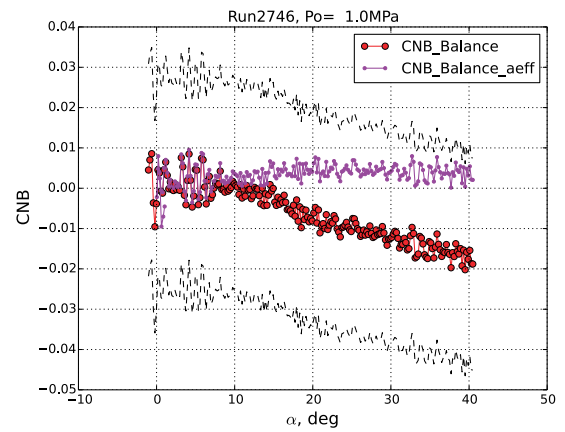
$$C'_Y = \frac{C_Y \sin \alpha \cos \beta + C_N \sin \beta}{\sqrt{\sin^2 \alpha \cos^2 \beta + \sin^2 \beta}} \quad (21)$$

$$C'_{NB} = \frac{C_{MB} \sin \alpha \cos \beta + C_{NB} \sin \beta}{\sqrt{\sin^2 \alpha \cos^2 \beta + \sin^2 \beta}} \quad (22)$$

$$\alpha_{\text{eff}} = \arcsin \left(\sqrt{\sin^2 \alpha \cos^2 \beta + \sin^2 \beta} \right) \quad (23)$$

$p_o = 1 \text{ MPa}$, 6 MPa のいずれのケースにおいても推定された姿勢角偏差を基に求めた有効迎角 α_{eff} に対応する横力 C'_Y 、ヨーイングモーメント C'_{NB} は天秤精度の程度でほぼ 0 になることが分かり、これら姿勢角偏差によってこれまでに観測されていた非対称空気力が発生していたものと考えられると同時に、推定された $\phi_1 \approx 0.2 \text{ deg}$ 程度の姿勢角偏差は「天秤精度」以上の誤差要因となり得ることも分かった。

次に β_1 が $-0.2 \sim -0.1 \text{ deg}$ 程度と推定された#2 天秤による試験結果に関してまず天秤座標系 (i_0, j_0, k_0) と模型座標系 (i_M, j_M, k_M) とが一致していると仮定し、上と同様に HWT17-52 試験における空気力を有効迎角方向を基準として再整理した (図 22 中、'CY_Balance_aeff' 等と示す)。ここで、その試験キャンペーンにおける姿勢角推定は $\beta_1 \approx -0.11 \text{ deg}$ 、 $\theta_1 \approx -0.00 \text{ deg}$ 、 $\phi_1 \approx -0.31 \text{ deg}$ であった。天秤座標系と模型座標系が一致している ($\beta_{M0} = 0 \text{ deg}$) と仮定したため模型座標系と測定部座標系との模型横滑り角 β_M (AppendixB 図 30 参照) そのものもまた $\beta_M \approx -0.11 \text{ deg}$ となるはずであるので、その仮定が正しければ、 $\beta_M = \beta_1 \approx 0 \text{ deg}$ と推定されていた#1 天秤試験である HWT15-53 試験結果と異なり、 $\alpha = 0 \text{ deg}$ においても $C_Y \approx +0.005$ 程度、 $C_{NB} \approx -0.003$ 程度それぞれ発生するものと予測されるが、 C_Y 天秤出力 (同図 (a) 中 'CY_Balance' 赤色シンボル) にはそのような傾向は見られない。この単一の通風結果のみでは、天秤精度を考慮すると $C_Y \approx +0.005$ 程度の横力の発生していた可能性を否定できないが、いずれの通風結果においても同様の傾向であったため天秤座標系と模型座標系が一致しているとする仮定が成り立っていないことが考えられた。実際、その仮定で有効迎角 α_{eff} に対応する有効横力・ヨーイングモーメント係数 C'_Y 、 C'_{NB} を評価すると (同図中 'CY_Balance_aeff' 等、紫色シンボル)、 β_1 推定値がほぼ 0 であった HWT15-53 試験時と異なり、このロール変角分の修正によっても必ずしも予測と整合しない結果となっており、模型座標系と天秤座標系との一致がないことを示している。この不一致の程度を確認するために、仮に $\theta_s = 0 \text{ deg}$ 、 $\phi_s = 0 \text{ deg}$ のときに、模型座標系 (i_M, j_M, k_M) が測定部座標系 (i_4, j_4, k_4) と一致しているという想定をした場合 (つまり模型座標系と天秤座標系が一致しない) の模

(a) $p_o = 6\text{MPa}$, C_Y 計測結果(b) $p_o = 6\text{MPa}$, C_{NB} 計測結果(c) $p_o = 1\text{MPa}$, C_Y 計測結果(d) $p_o = 1\text{MPa}$, C_{NB} 計測結果図 21: HWT2 標準模型試験における天秤角度推定結果による補正の効果 (軸対称 HB2 模型に働く C_Y , C_{NB})

黒破線は補正前結果回りの天秤計測誤差公称値を示す。

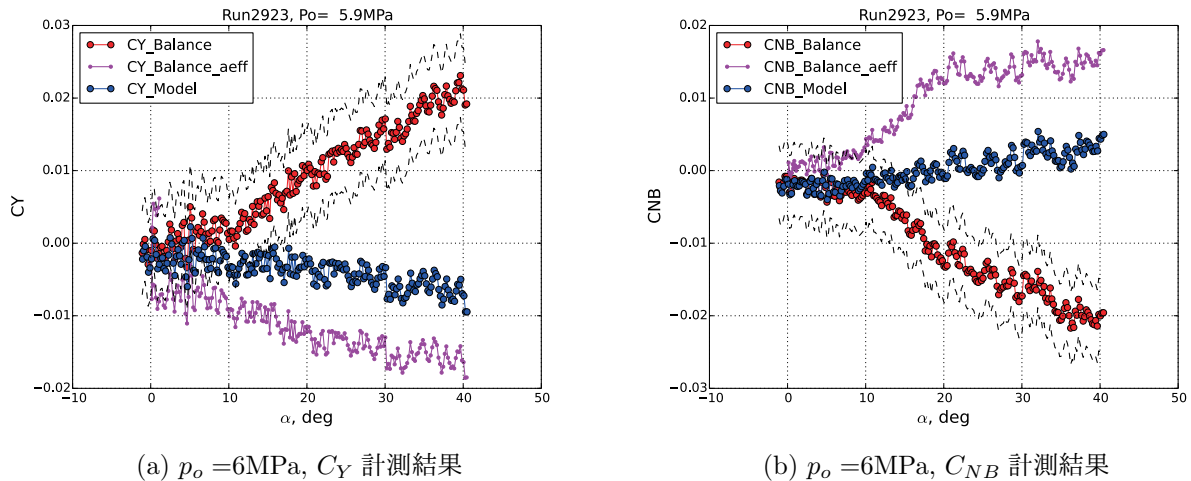


図 22: HWT2 標準模型試験における天秤角度推定結果による補正の効果 ($\beta_1 \approx -0.11 \text{ deg}$ の場合 C_Y, C_{NB})

黒破線は補正前結果回りの天秤計測誤差公称値を示す。

型座標系での横力・ヨーイングモーメント係数 C_Y, C_{NB} を整理すると、同図中 'CY_Model', 'CNB_Model' (青色シンボル) で示される通り寧ろ整合する結果となることが分かった。そこで、模型座標系と天秤座標系間の誤差として、推定された $\beta_1, \theta_1, \phi_1$ 程度の大きさを想定しておくべきことが分かる。

模型座標系と天秤座標系が異なっている原因を調べる上で、標準模型試験に比較的頻繁に使用されてきた #2 天秤の状況を表 11 で確認すると、2010 年、2013 年、2016 年の 3 回の天秤較正毎に、推定される β_1, θ_1 が偏る傾向のあることが分かる。天秤座標系は天秤の機械的座標系というより、天秤較正時に印加される力・モーメントの方向により天秤較正毎に再定義される性質であるため、#2 天秤の基準軸が #1, #3 天秤の基準軸とくらべ β_1 方向に 0.1 deg 程度異なっている可能性を示唆している。#2 天秤は 2004 年以降では 3 年周期で定期的に較正を行ってきており、2016 年実施の較正まで 5 回の較正結果が得られている。その間天秤特性に直接的な影響を与えるような事象は起こっていないため、それぞれの較正結果における違いは較正試験における再現性とみることでもできると考えられる。そこで較正試験で得られている較正係数 (歪量・電圧 \rightarrow 力・モーメント) を使い、単分力負荷時に出力されるべき各チャンネルの歪量を求め比較を行うこととした。図 23 に軸力 (F_A)、垂直力 (F_N) の単荷重負荷時に発生すべき横力主出力 (E_{FY}) を示す。同図 (a),(b) に主感度の $\beta = 0.1 \text{ deg}$ 相当、 $\phi = -0.1 \text{ deg}$ に相当する出力を黒色破線で示している。これにより較正の段階ですでに $\pm 0.1 \text{ deg}$ 程度の変動が較正毎に起こり得ることがわかる。そのため、それぞれの天秤の較正時における偏差から、取付角度偏差として再整理し、Appendix C で示される誤差伝播を評価するべきであると考えられる。

3.4.3 HWT1 標準模型試験結果再整理

HWT1 極超音速風洞 (ノズル出口径 0.5m) においても HWT2 と同様に HB2 標準模型を用いた試験を行ってきている。それら過去に実施された試験における $\alpha = -20 \text{ deg} \sim +20 \text{ deg}$ までのスタティックテアデータを再処理し、同様の検討を行った (表 12)。偏差を含めると結果として $\phi_1 \approx \pm 1 \text{ deg}$ 程度、HWT15-52 の 20deg 曲りスティング形態のケースを除いて $\theta_1 = 0.15 \sim 0.4 \text{ deg}$ 、また 2007 年実施の HWT07-03 試験を除けば $\beta_1 \approx -0.25 \text{ deg}$ 、であることが分かる。HWT1 の模型支持系は 2015 年まで支持系のロール角計測ができなかったためロール角の再現性は保証できない状況であり、ロール角推定値の大きなバラつきにつながって

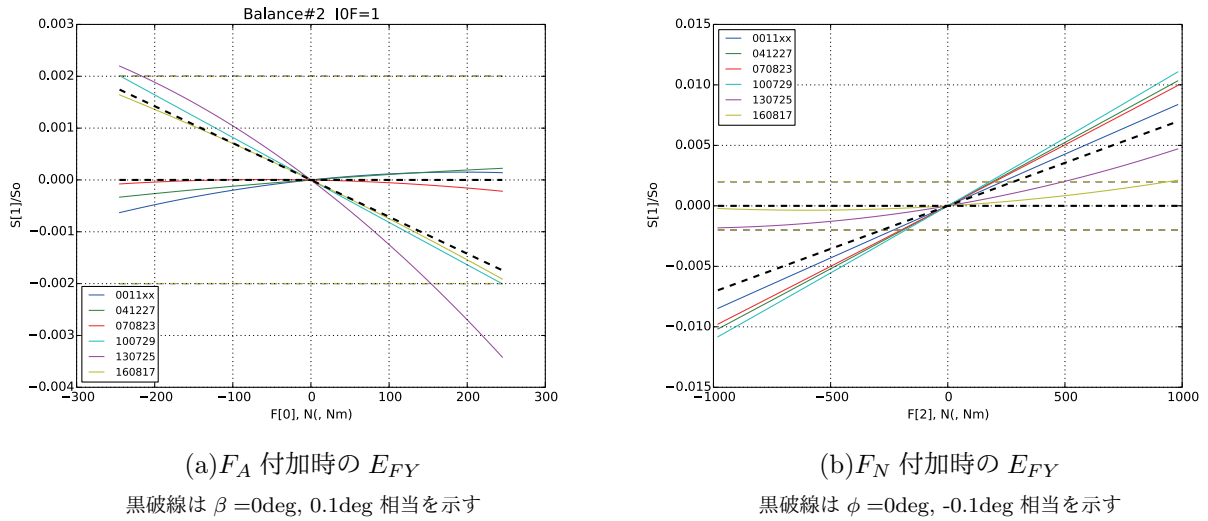


図 23: #2 天秤較正結果を基に求めた単荷重負荷時の E_{FY} 出力特性

図中凡例数字は天秤較正年月日を表す。#2 天秤較正は、2000 年、2004 年、2007 年、2010 年、2013 年、2016 年、の計 6 回分のデータがある。また、黄色破線は天秤公称精度を示す。

表 12: HWT1 における標準模型試験スタティックテアデータから推定された天秤姿勢角等の試験ケース毎にまとめた平均値・及び標準偏差

試験番号	開始	通風	M_∞	較正	W , kg	x_{cg} , mm	y_{cg} , mm	z_{cg} , mm	β_1 , deg	θ_1 , deg	ϕ_1 , deg
HWT#	Run	数		年	σ_W	$\sigma_{x_{cg}}$	$\sigma_{y_{cg}}$	$\sigma_{z_{cg}}$	σ_{β_1}	σ_{θ_1}	σ_{ϕ_1}
17-51	4952	5	7	2017	1.772	0.26	-0.01	-0.02	-0.26	-0.02	0.29
					0.001	0.08	0.02	0.02	0.02	0.02	0.16
15-54	4920	13	5	2014	1.822	1.26	-0.04	0.02	-0.24	0.17	-0.25
					0.005	0.09	0.03	0.03	0.06	0.06	0.25
15-52	4914	3	5	2014	1.825	0.52	-0.05	-0.02	-0.23	0.16	0.27
					0.008	0.70	0.02	0.12	0.09	0.26	0.12
(off-set sting)	4906	4	5	2014	1.824	0.41	-0.10	-0.28	-0.24	20.17	-0.61
					0.001	0.06	0.01	0.03	0.05	0.04	0.16
14-53	4846	8	5	2014	1.819	0.28	-0.03	0.04	-0.26	0.35	-0.99
					0.004	0.20	0.01	0.02	0.01	0.02	0.41
14-51	4839	4	5	2011	1.825	-0.47	0.02	0.05	-0.27	0.39	-0.14
					0.000	0.08	0.01	0.02	0.02	0.04	0.70
07-03	4264	19	7	2005	1.836	-0.06	0.00	0.22	-0.08	0.23	-0.18
					0.005	0.46	0.03	0.07	0.03	0.11	0.26

いるものと考えられる。一方、 β_1 推定値は2007年試験を除くと -0.25deg 程度でほぼ安定している。ここでも模型座標系と天秤座標系とが一致し、 \mathbf{i}_3 と気流方向 \mathbf{i}_4 が一致($\beta_s = 0\text{ deg}$)しているものとしてまずこれら推定値を基に有効迎角 α_{eff} に対応した横力・ヨーイングモーメント係数 C'_Y, C'_{NB} を式(21),(22),(23)より求め、天秤座標系での係数 C_Y, C_{NB} らと比較した(図24(a), (b))。その結果天秤座標系での空力係数 C_Y, C_{NB} が $\alpha \approx 0\text{ deg}$ において非零であったものの、有効迎角に応じた空力係数 C'_Y, C'_{NB} では天秤精度程度では0と見做すことができ、HWT2における#2天秤試験において見られた状況(図22)と異なり、模型座標系と天秤座標系がほぼ一致していると解釈して整合することが分かる。これは、 \mathbf{i}_3 と気流方向 \mathbf{i}_4 とが一致($\beta_s = 0\text{ deg}$)し模型軸自体 \mathbf{i}_M が気流 \mathbf{i}_4 に対し -0.25 deg 程度傾いているという解釈であるので、HWT1における試験において $\beta_M \approx \beta_1$ としてよいものと考えられる。ここで模型支持系ピッチ角 θ_s の精度、他角度への感度を考慮すると、 $\beta_s \approx -0.25\text{ deg}$ を風洞固有の特性値とし、データ評価することが当面の処置として妥当であると考えられる。

模型支持系が気流に対し $\beta_s \approx -0.25\text{ deg}$ 程度ついているという結果について、その原因を検討する必要があるが、HWT1の模型支持系は図25に示されるようにピッチ動作を受け持つジンバル機構が上下動作を行うストラットを支え、そのストラットにスティングポッドが固定される機構となっている。このストラットの上下動作を横方向から支える8か所のシューの調整を2010年に実施しているが、このシューの調整次第で模型軸が決まってしまうことになるため、その調整段階でストラット軸が -0.25 deg 程度の横滑り角がついてしまった可能性が考えられる。実際、その調整以前であるHWT07-03試験における結果では β_1 推定値が -0.1deg 程度となっており、図24(c),(d)に示されるようにその推定値 $\beta_1 \approx -0.1\text{ deg}$ を想定した C'_Y, C'_{NB} の結果は天秤精度内でほぼ0となっており、その推定が妥当であることが分かる。以上のことから、HWT1における現状の模型支持装置ではピッチ軸は気流方向と直交しているものの、天秤軸は気流方向に横滑り角 -0.25deg 程度異なっていること、またHWT1天秤の天秤座標系と、HB2標準模型座標系とはほぼ一致しているとみなせることが分かった。この天秤を用いる一般の試験では、しかしながら必ずしも天秤座標系と模型座標系とが一致するとは限らないと考えられるため、 $\beta_s \approx -0.25\text{ deg}$ として天秤取付角推定を行い、その取付角度再現性がこの天秤較正時におけるCAL-BODYとの取付再現性と同程度であると仮定し、HWT2天秤計測と同様に天秤較正時における角度偏差を、天秤取付角度誤差として評価することが妥当であると考えられる。

4 結論

JAXA 1.27m/0.5m 極超音速風洞試験 6分力計測における主要な誤差要因の一つとして近年確認された一様流 Mach 数変動する現象に対する対策として、これまで不変と仮定して処理されていた一様流 Mach 数を、ピトー圧の計測結果をもとに、通風毎に推定・修正することで動圧推定及び空力係数計測精度の向上を試みた。従来データ処理及びこの動圧修正処理に即した誤差伝播を整理し、天秤・激み圧力・ピトー圧の計測誤差、JAXA 極超音速風洞特有の底面圧計測に係る計測誤差、ピトー圧比 $\frac{p_{02}}{p_0}$ に係る推定誤差の影響に分解し、それぞれの計測精度への効果の検証を、これまで継続的に行われてきていたHB2標準模型試験の結果をもとに行った。その結果動圧の通風毎に生じる変動に起因するピトー圧比推定誤差を大幅に低減させ、特に高圧条件における空力係数誤差の低減効果を確認できた。更に、比較的低圧条件においては動圧変動による空力係数誤差への効果は相対的に小さくなり、代わって底面圧計測誤差の前面軸力係数誤差への影響の大きいことが判明した。その低減方法として、個別較正されている底面圧センサの出力補正方法を提案し、その誤差評価を実施、誤差低減効果の確認を行った。それら誤差評価の際に、JAXA 極超音速風洞での標準的計測・新規提案処理における気流特性・推定誤差、計測誤差を整理したため、一般の6分力計測試験において期待される誤差推定方法が明確化されたといえる。

通風毎の動圧変動に加え、上記誤差評価では'真値'の変動としてとらえられてしまう風洞気流の非一様性によ

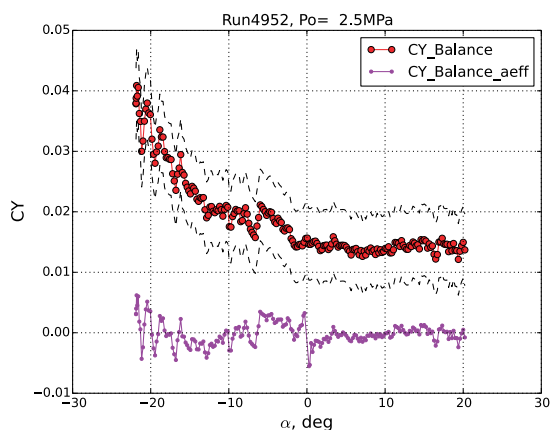
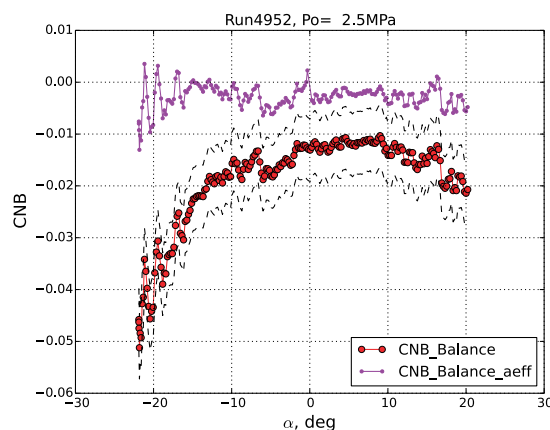
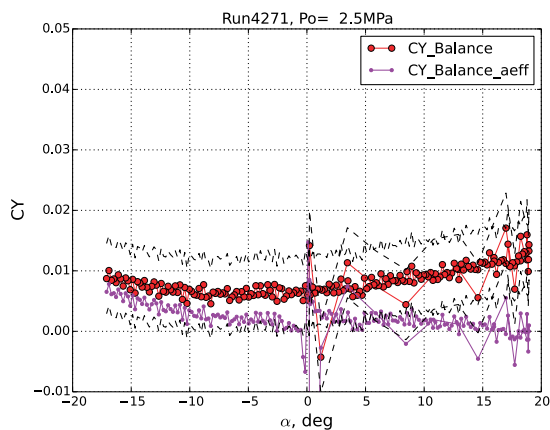
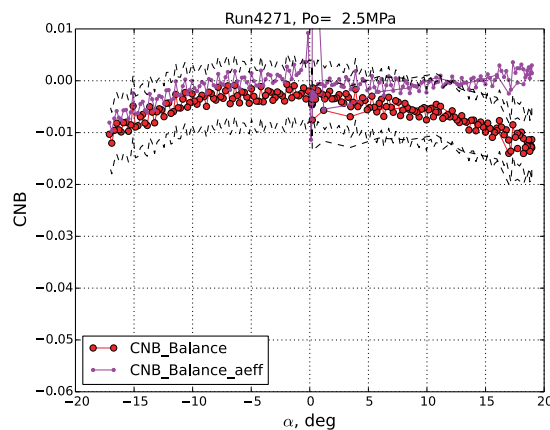
(a)HWT17-51 試験 C_Y (b)HWT17-51 試験 C_{NB} (c)HWT07-03 試験 C_Y (d)HWT07-03 試験 C_{NB}

図 24: HWT1 標準模型試験における天秤角度推定結果による補正の効果 (軸対称 HB2 模型に働く C_Y, C_{NB})
HWT2 試験結果 (図 22) と異なり、迎角 $\alpha \approx 0\text{deg}$ 付近において C_Y, C_{NB} いずれも 0 とならず、横滑り角 $\beta \neq 0\text{deg}$ を示している。天秤姿勢角データを用いる ($i_4 = i_3$ つまり $\beta_S = 0\text{deg}$ を仮定) ことで、 $C'_Y \approx 0, C'_{NB} \approx 0$ ($\alpha_{\text{eff}} \approx 0\text{deg}$) であることから天秤姿勢角推定である $\beta_s \approx -0.25\text{deg}$ 分の横滑り角が気流に対してついていることが分かる。またストラットシュー調整以前の HWT07-03 試験結果 (c), (d) では横滑り角による効果が (a), (b) と比べ明らかに小さく、また補正も適正にされていることから、 $\beta_1 \approx \beta_M$ としてよいことが分かる。



図 25: HWT1 模型支持装置外観

左図赤枠部が示すピッチ角をとるためのジンバル機構に固定され、上下方向に摺動するストラット部は、右図赤矢印に示されるシューにより保持されている。シュー部の調整により、横滑り角がついてしまったものと考えられる。

り発生する空気力・モーメント計測における不確かさを、気流動圧分布の空間パワースペクトルと、模型形状情報とから予測する手法を開発した。更はその予測妥当性を、標準模型試験結果を基に評価することとし、(i) 修正 Newtonian による C_p 分布を仮定して式 (12) 及び式 (14) を基に σ_f 及び σ_m を評価する手法と、(ii) 試験模型形状を $|x| \leq L_x/2$ 、 $|y|, |z| \leq L_y/2, L_z/2$ である直方体形状として、 C_p は場所によらず $M_\infty \rightarrow \infty$ の C_{p02} 極限值 (1.84) とする手法、の二通りで評価した。その結果、評価法 (i) では特に縦 3 分力における非一様性効果を十分に予測することができることを確認できた。しかしながら、高迎角時の予測は極めて妥当であることが確認できたものの、低迎角時に過小評価する傾向のあることも分かった。一方で評価法 (ii) は大胆な近似にもかかわらず動圧分布による影響評価という観点からは安全側の評価という意味で妥当な予測を行うことが判明した。評価法 (i) による低迎角時の過小評価の原因としては気流の局所的偏向効果を全く考慮できていないことが考えられ、バラつき評価の観点からは圧力分布モデルにおいて更に修正すべき点のあることが分かった。またこの手法を用いて模型位置効果の実験的検証が困難な HWT2 M10 風洞において予測される非一様性効果から、現状の天秤精度と同程度の影響の見込まれることが分かった。

横・方向特性に関する極超音速風洞試験における主要な誤差要因は一方で、一般に空気力・モーメントの大きさが小さいため、動圧変動でも、非一様性の効果でもなく、天秤や模型座標の取付誤差に起因する、他分力の漏れである場合の多いことが考えられたため、風洞模型を取り付けた状態で、天秤に加わる重力を利用した天秤取付角度推定方法を新たに開発し、過去に実施された軸対称形状の標準模型試験に適用した。その結果、天秤取付角度推定結果を基に模型の気流に対する姿勢を補正することで、横・方向特性に関する主要誤差要因として、天秤・模型取付角度精度もあり得ることを確認し、横・方向特性における誤差評価として、天秤較正時における天秤座標軸方向精度、模型・天秤間角度誤差を考慮すべきことを確認した。

参考文献

- [1] 航空宇宙技術研究所空気力学部. 大型極超音速風洞の計画と構造-極超音速風洞システムの概要-. Technical Report NAL-TR-1261, 航空宇宙技術研究所, 1 1995.

- [2] 小山忠男、永井伸治、津田尚一、平林則明、関根英夫、穂積弘一、渡利實. 1.27m 極超音速風洞 Mach 数校正試験. Technical Report JAXA-RR-05-041, JAXA, 2 2006.
- [3] W.G. Vincenti and C.H. Kruger. *Introduction to Physical Gas Dynamics*. Krieger Publishing Company, 1965.
- [4] 藤井啓介、津田尚一、小山忠男、高間良樹、中川宗敬、板橋幸広、中村晃祥. 標準模型6分力試験結果を用いた JAXA 1.27m 極超音速風洞におけるデータバラつきに関する再評価. Technical Report JAXA-RR-16-004, JAXA, 2016.
- [5] 藤井啓介. HWT14-51 HB2 ロール変角特性確認試験試験報告会資料. Technical Report HWT14-51, JAXA, 2014.
- [6] AIAA (WINTEC JAXA 訳). *Assessment of experimental uncertainty with application to wind tunnel testing*, 1999.
- [7] 関根英夫、平林則明、小山忠男、津田尚一、永井伸治、穂積弘一、渡利實. 0.5m 極超音速風洞 Mach 数 5 及び 7 ノズル校正試験. Technical Report JAXA-RR-05-043, JAXA, 2 2006.
- [8] 永井伸治、津田尚一、小山忠男、平林則明、関根英夫. 極超音速風洞の水管理. 日本航空宇宙学会論文集, 55(645):483-489, 2007.
- [9] NIST. NIST Chemistry Webbook, SRD. <http://webbook.nist.gov/cgi/cbook.cgi?ID=C7727379&Mask=4>, 2018.
- [10] 藤井啓介. 極超音速風洞天秤出力精度に関する検討. Technical Report HTR17-005R0, JAXA 航空, 9 2017.

A HWT2における代表一様流 Mach 数、非一様性と、不確かさ

風洞気流の非一様性が空力係数導出に及ぼす影響評価のために、ピトー圧比分布の空間パワースペクトルとして整理する必要があるが、HWT2の気流較正は現状において、平衡実在気体を仮定した場合 [2] においては、澱み圧条件のみでなく、澱み温度にも分けて整理されており、完全気体を仮定し再整理されたもの [4] においても澱み圧条件毎にわけて整理されている。そのため包括的な評価が煩雑となる傾向のあるが、一方で、ノズル内壁境界層の排除効果が一様流 Mach 数を変化させることはわかっていることなので、一様流 Re 数と一様流 Mach 数との関係として整理し、空間分布、変動成分を評価することがより合理的と考えられる。そこで、多数の較正データの存在する M10 ノズルの気流較正試験結果を再整理し、そのような整理の有効性を確認することとした。

風洞澱み圧、澱み温度域別に整理・評価されていた過去に実施された気流較正試験結果 [2] を代表一様流 Re 数で整理するにあたり、計測された澱み圧力 p_o 、澱み温度 T_o 、各点におけるピトー圧 p_{02} から完全気体等エントロピー変化を仮定し、各計測点での Mach 数 M_∞ 、単位 Reynolds 数 Re_{unit} を求め、図 26(a) に示す。これによると $p_o = 1 \text{ MPa}$, 2.5 MPa , 4 MPa , 6 MPa の各澱み圧条件での T_o 効果も含め代表一様流 Mach 数 M_∞ は単位 Reynolds 数 Re_{unit} で表現できそうであり、それらには最小二乗法により以下の関係のあることが分かった：

$$M_\infty \approx a_0 + a_1 \log_e Re_{\text{unit}} + a_2 (\log_e Re_{\text{unit}})^2 \quad (24)$$

ここで $a_0 = 2.119$, $a_1 = 8.850 \times 10^{-1}$, $a_2 = -2.523 \times 10^{-2}$ である。(24) 式であらわされる代表 Mach 数を得るために必要な流路断面積 A となるノズル境界層排除厚 ($\sqrt{A_o/\pi} - \sqrt{A/\pi}$) と Reynolds 数との関係は、図 26(b) に示される通り Reynolds 数と共に減少傾向であり、同図中に示される $Re^{-1/5}$ の変化と比べ同程度 (実際には $Re^{-1/6}$ 程度) であることから、(24) 式による Mach 数のモデル化の妥当性を確認できた。更に (24) 式の関係を満たす M_∞ を T_o, p_o から求めた結果を図 27 として示す。なお、同図中較正試験条件 (黒実線：低温領域、紫色実線：高温領域) 及び低温領域風洞気流許容範囲 (白実線)、窒素液化限界 (黒破線) を合わせて示している。ここで窒素液化限界として、Antoine 型モデルを用い窒素飽和蒸気圧 p_{N_2} を推定した：

$$\log_{10} \frac{p_{N_2}}{p_{\text{ref}}} = A - \frac{B}{T + C}$$

ここで、 $p_{\text{ref}} = 10^5 \text{ Pa}$, $A = 3.7362$, $B = 264.651 \text{ K}$, $C = -6.788 \text{ K}$ とした [9]。

風洞澱み圧力 p_o 、澱み温度 T_o が定まると (24) 式によりノミナルの代表 Mach 数が求まるが、実際には風洞コア ($0 \text{ mm} \leq x \leq 900 \text{ mm}$, $r \leq 300 \text{ mm}$) 内においても空間分布があるとともに、時間的変動もありうる。そのため、各較正試験、各計測点におけるピトー圧計測値 p_{02} と、計測時の澱み状態量 p_o, T_o のときに (24) 式を満たす代表 Mach 数 M_∞ に相当する参照ピトー圧比 $(p_{02}/p_o)_{\text{ref}}$ によって、以下の規格化されたピトー圧比 $p_{02,i}^*(x, r) \equiv \frac{(p_{02}/p_o)}{(p_{02}/p_o)_{\text{ref}}}$ による評価が妥当と考えられる。ここで、軸対称性を仮定し i 番目の試験における規格化されたピトー圧比 $p_{02,i}^*$ が気流方向座標 x 及び中心軸からの距離 r の関数として整理することとし、その各点での平均値 $\overline{p_{02}^*(x, r)} \equiv \sum_i p_{02,i}^*(x, r)/N_i$ 及び平均値からの偏差として $\sigma_{02} \equiv \sqrt{\sum_i (p_{02,i}^*(x, r) - \overline{p_{02}^*(x, r)})^2 / N_i}$ を図 28 に示す。ここで平均値 $\overline{p_{02}^*(x, r)}$ の空間分布による非一様性の指標として、 $\sigma_{av} \equiv \sqrt{\sum_{x,r} (p_{02}^*(x, r) - 1)^2 / N_x}$ をコア領域 ($r \leq 300 \text{ mm}$, $0 \text{ mm} \leq x \leq 900 \text{ mm}$) 内で求めると、 $\sigma_{av} = 0.004584$ 、また計測毎に変動するピトー圧比に関する指標として $\sigma_{fluc} \equiv \sqrt{\sum_{x,r} \sigma_{02}^2 / N_x}$ を同様にコア領域内で求めると、 $\sigma_{fluc} = 0.004528$ となった。これらは、RSS として $\frac{\sum_x \sum_i (p_{02,i}^* - 1)^2}{N_x N_i} = \sqrt{\sigma_{av}^2 + \sigma_{fluc}^2} = 0.006443$ となり、Mach 数バラつきとしては、 $(\delta_M/M) \approx \left| \frac{dM}{d(p_{02}/p_o)} \frac{p_{02}/p_o}{M} \right| \sigma_{p_{02}/p_o} \approx 0.00139$ (但し $M \approx 9.6$ とした) である。これまで澱み圧力、澱み温度域別に評価していた Mach 数バラつき ($\sigma_M/M \approx 0.0010 \sim 0.0023$) [4] と比べても同程度の評価ができてい

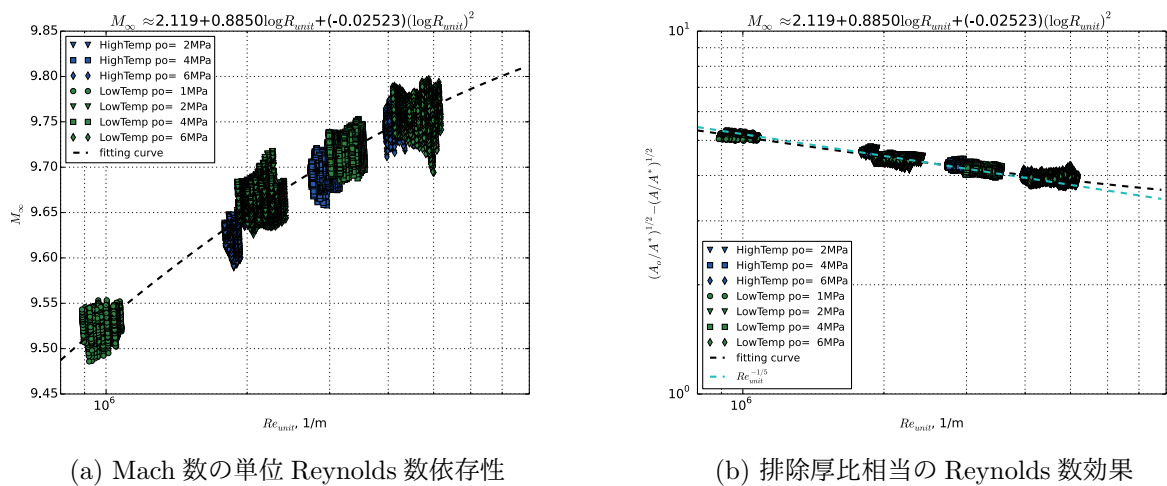


図 26: HWT2 気流較正結果から得られる完全気体 Mach 数、Reynolds 数関係

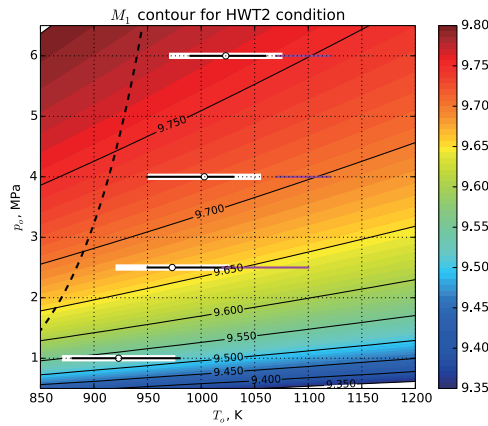


図 27: 代表 Mach 数 M_a

とが分かり、澱み条件毎に整理するのではなく代表 Mach 数を測定部 Reynolds のみの関数として整理する手法の有効性を確認できた。

気流の非一様性が空力係数計測に及ぼす影響は 2.2 節で示される方法により評価できるが、そこで必要となる気流の非一様性に係る情報としてはピトー圧比のパワースペクトルであるため、ここでは式 (24) により定まる $\left(\frac{p_{02}}{p_o}\right)_{\text{ref}}$ により規格化されたピトー圧比 $p_{02}^* = \frac{(p_{02}/p_o)}{(p_{02}/p_o)_{\text{ref}}}$ の空間フーリエ変換を、気流コアに含まれる $0\text{mm} \leq x \leq 900\text{mm}$, $-210\text{mm} \leq y, z \leq 210\text{mm}$ の範囲で行い、パワースペクトルとして整理した (図 29)。

B 天秤出力からの試験模型重量重心及び天秤取付角の推定

JAXA 極超音速風洞では、高温・高圧の澱み状態からの吹き出しにより極超音速気流を作りだすが、M5 M10 という高い Mach 数のため、一様流静圧・密度、動圧が小さく、結果的に模型重量に対する空気力の比は小さく

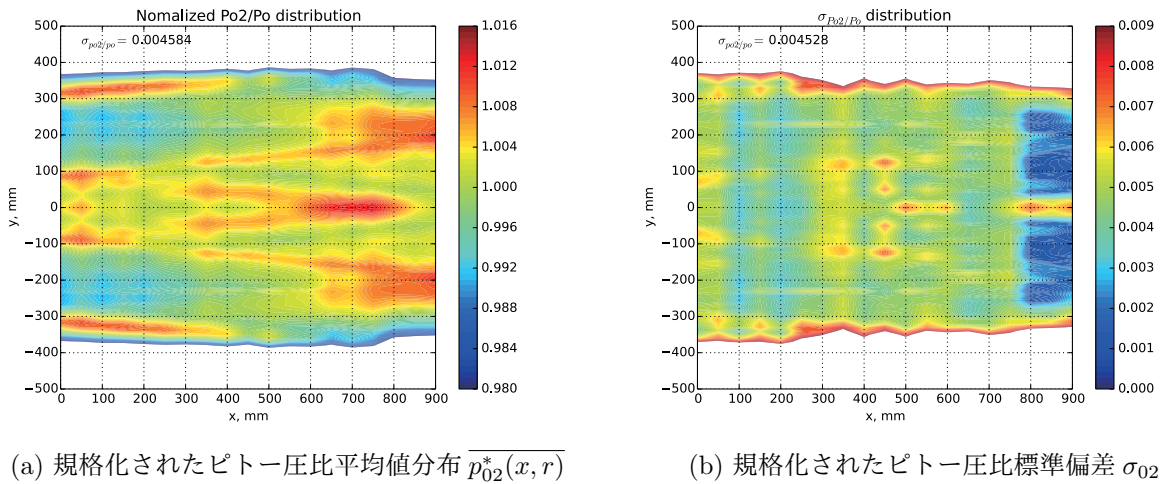


図 28: HWT2 気流較正結果から得られる代表 Mach 数で規格化されたピトー圧比分布

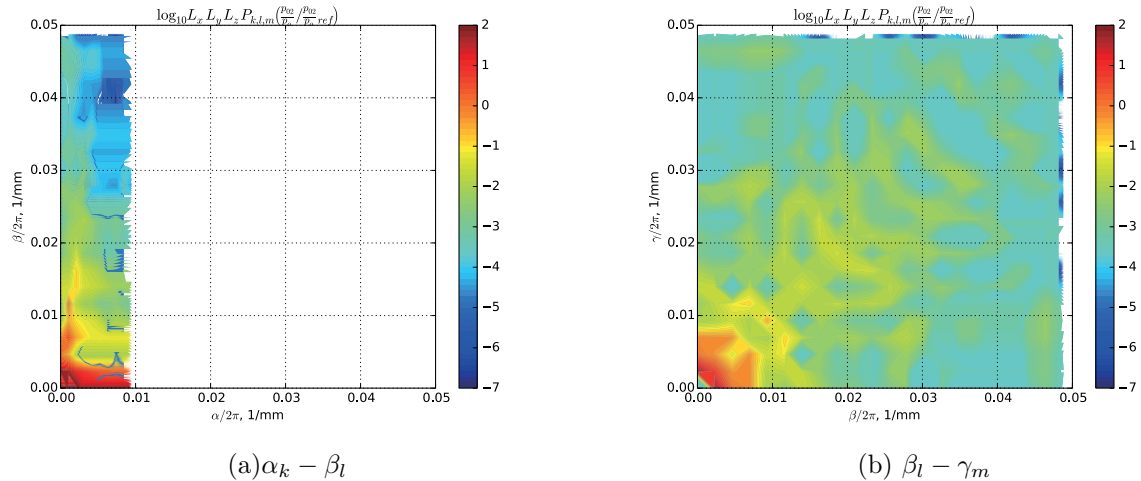


図 29: HWT2 M10 気流における規格化されたピトー圧比 $p_{02}^* = \frac{(p_{02}/p_o)}{(p_{02}/p_o)_{ref}}$ 分布の FFT 結果

なり、天秤の二次干渉までを考慮した処理において、模型重量の見積もりが他の流速域と比べ相対的に重要となる。一方で、当風洞ではこれまで天秤処理では二次干渉成分までを考慮して実施してきているが、二次干渉処理の際に必要な模型重量・重心に関しては一次干渉のみを考慮した出力を与えてきていた。上記のような理由から当風洞においては、模型重量・重心推定においても二次干渉処理をすることが望ましい状況にあったといえる。さらに、その模型重量・重心の一次干渉による推定に関してもこれまで、模型の対称性を仮定し、重心位置の x 成分のみを考慮する手法をとっていたため、近年需要が発生している非対称形状・横特性試験などにおいては、考え方を再整理することが必要となった。そこで特に模型重量・重心に関して仮定を設けずに処理できる手法を検討するとともに、重量・重心推定に関しても二次干渉成分を考慮した手法を提案することとした。その際、模型・天秤間の取付角誤差による空力計測結果への影響が無視できない状況になり得るという近年判明した事実を考慮し、試験模型が取り付けられた状況で天秤取付姿勢角の推定もまた併せて行えるよう、推定変数を定義することとした。

B.1 印加荷重と天秤出力

JAXA 極超音速風洞における天秤処理に関し、現状では、通常使われる加えた力・モーメントからひずみ量を求める式:

$$S_i = A_{i00} + \sum_j \left(A_{i0j} F_j + \sum_{k \leq j} A_{ijk} F_k F_j \right)$$

の代わりに得られたひずみ量からくわえられた力・モーメントを関係づけなおした式:

$$F_i = B_{i00} + \sum_j \left(B_{i0j} S_j + \sum_{k \leq j} B_{ijk} S_k S_j \right) \quad (25)$$

を用いた処理プログラムとなっているため、ここでも (25) 式をもとにした検討をおもに行うこととした。これらの関係式から分かる通り、印加荷重と天秤出力との関係が線形でないため天秤出力におけるアンプ等ゼロ調整などによる出力オフセット量の推定も行わなければならない。そのため、天秤出力処理においては模型重量・重心位置及び出力オフセット量の推定は必須である。

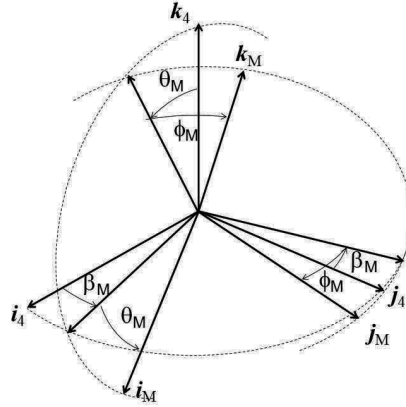
B.2 天秤処理における変数等の定義

風洞における天秤データ処理では、模型支持装置に取り付けられた風試模型に働く空気力を、天秤出力 S_{meas} 、支持装置姿勢角 ($\beta_s, \theta_s, \phi_s$) 及び試験準備の際に定められる諸量などから求める必要がある。しかし模型・天秤・支持装置の工作精度などにより、支持装置姿勢角出力値は天秤基準面姿勢角とは一般に一致せず、また模型基準面も必ずしも天秤基準面と一致しない場合が存在する。更に天秤に加わる荷重により天秤が撓むことにより模型姿勢角が変化することも考慮することが望ましいと考えられる。天秤で計測される空気力は天秤座標軸のものであるが、整理は模型固定座標系で表現するべきものであるため、模型座標と天秤座標との関係を推定する必要がある。それら推定を行うための座標軸、姿勢角等の定義を以下の様に定める。気流方向 (水平と仮定)、及び重力軸 (負) から定義される測定部座標系 ($\mathbf{i}_4, \mathbf{j}_4, \mathbf{k}_4$)、そこから模型支持装置により横滑り角 β_s をとった座標系 ($\mathbf{i}_3, \mathbf{j}_3, \mathbf{k}_3$)、ピッチ角 θ_s をとった座標系 (模型支持装置ピッチ軸が水平と仮定) ($\mathbf{i}_2, \mathbf{j}_2, \mathbf{k}_2$)、ロール角 ϕ_s をとった座標系 ($\mathbf{i}_1, \mathbf{j}_1, \mathbf{k}_1$) (ロール軸が \mathbf{i}_2 と一致しているものと仮定。この座標系がスティング先端部座標系と考える) を 3.4.1 節の図 18 に示す様に定義する。更に天秤基準面に基づく天秤座標系 ($\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0$) とスティング先端部座標系 ($\mathbf{i}_1, \mathbf{j}_1, \mathbf{k}_1$) との関係を表す変数として $\Theta_1 \equiv (\beta_1, \theta_1, \phi_1)^t$ を 3.4.1 節の図 19 に示す様に定義することとする。ここで、これら座標軸、角度変数との関係は、

$$\begin{aligned} (\mathbf{i}_2, \mathbf{j}_2, \mathbf{k}_2) &= (\mathbf{i}_1, \mathbf{j}_1, \mathbf{k}_1) A_{2p} \\ (\mathbf{i}_3, \mathbf{j}_3, \mathbf{k}_3) &= (\mathbf{i}_2, \mathbf{j}_2, \mathbf{k}_2) A_{3p} \\ (\mathbf{i}_4, \mathbf{j}_4, \mathbf{k}_4) &= (\mathbf{i}_3, \mathbf{j}_3, \mathbf{k}_3) A_{4p} \\ (\mathbf{i}_4, \mathbf{j}_4, \mathbf{k}_4) &= (\mathbf{i}_1, \mathbf{j}_1, \mathbf{k}_1) A_{2p} A_{3p} A_{4p} \end{aligned}$$

同様に

$$\begin{aligned} (\mathbf{i}_1, \mathbf{j}_1, \mathbf{k}_1) &= (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) A_2 A_3 A_4 \\ (\mathbf{i}_4, \mathbf{j}_4, \mathbf{k}_4) &= (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) A_2 A_3 A_4 A_{2p} A_{3p} A_{4p} \quad \equiv (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) A_0 \end{aligned}$$


 図 30: 測定部座標系 ($\mathbf{i}_4, \mathbf{j}_4, \mathbf{k}_4$) と模型座標系 ($\mathbf{i}_M, \mathbf{j}_M, \mathbf{k}_M$)

ここで

$$A_{2p} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \phi_s & -\sin \phi_s \\ 0 & \sin \phi_s & \cos \phi_s \end{pmatrix}, A_{3p} = \begin{pmatrix} \cos \theta_s & 0 & -\sin \theta_s \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta_s & 0 & \cos \theta_s \end{pmatrix}, A_{4p} = \begin{pmatrix} \cos \beta_s & \sin \beta_s & 0 \\ -\sin \beta_s & \cos \beta_s & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (26)$$

$$A_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \phi_1 & -\sin \phi_1 \\ 0 & \sin \phi_1 & \cos \phi_1 \end{pmatrix}, A_3 = \begin{pmatrix} \cos \theta_1 & 0 & -\sin \theta_1 \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta_1 & 0 & \cos \theta_1 \end{pmatrix}, A_4 = \begin{pmatrix} \cos \beta_1 & \sin \beta_1 & 0 \\ -\sin \beta_1 & \cos \beta_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (27)$$

の様にあらわされる。更に模型固定座標 ($\mathbf{i}_M, \mathbf{j}_M, \mathbf{k}_M$) を図 30 に示す様に測定部座標系 ($\mathbf{i}_4, \mathbf{j}_4, \mathbf{k}_4$) からの模型姿勢角度 $\Theta_M \equiv (\beta_M, \theta_M, \phi_M)^t$ を用いて天秤座標系 ($\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0$) との関係で表すと、これまでと同様に、

$$(\mathbf{i}_M, \mathbf{j}_M, \mathbf{k}_M) = (\mathbf{i}_4, \mathbf{j}_4, \mathbf{k}_4) A_M = (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) A_0 A_M \equiv (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) M_{2B} \quad (28)$$

ここで

$$A_M \equiv \begin{pmatrix} \cos \beta_M & -\sin \beta_M & 0 \\ \sin \beta_M & \cos \beta_M & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_M & 0 & \sin \theta_M \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_M & 0 & \cos \theta_M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \phi_M & \sin \phi_M \\ 0 & -\sin \phi_M & \cos \phi_M \end{pmatrix} \quad (29)$$

とあらわすことができる。そこで、気流方向 \mathbf{i}_4 と模型座標系 ($\mathbf{i}_M, \mathbf{j}_M, \mathbf{k}_M$) から定義される有効迎角 α 、有効横滑り角 β を求めるため、図 31 に示されるように、新たな座標系 $\mathbf{i}_5, \mathbf{j}_5, \mathbf{k}_5$ を定義する：

$$\mathbf{i}_5 = \frac{\mathbf{i}_4 - (\mathbf{i}_4, \mathbf{j}_M) \mathbf{j}_M}{\|\mathbf{i}_4 - (\mathbf{i}_4, \mathbf{j}_M) \mathbf{j}_M\|}$$

$$\mathbf{j}_5 = \mathbf{j}_M$$

$$\mathbf{k}_5 = \mathbf{i}_5 \times \mathbf{j}_5$$

ここで、有効迎角 α 、有効横滑り角 β は下記の通り表される：

$$\alpha = -\sin^{-1}(\mathbf{k}_5, \mathbf{i}_M)$$

$$\beta = -\sin^{-1}(\mathbf{i}_4, \mathbf{j}_M)$$

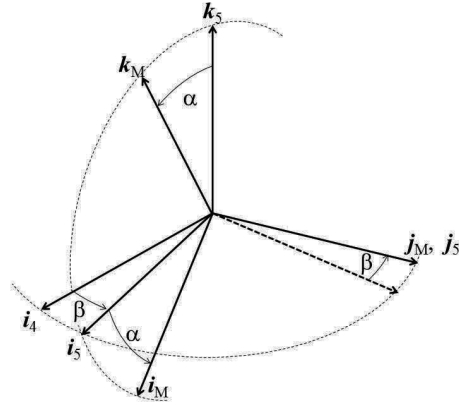


図 31: 有効迎角 α 、有効横滑り角 β

また、模型重量による力を見積もるために必要な、重力方向 $(-\mathbf{k}_4)$ で定まる天秤座標系 $(\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0)$ からみたピッチ角 θ_g 、ロール角 ϕ_g は、以下のとおり鉛直上向き方向ベクトルと天秤座標系 $(\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0)$ とから以下の通り新たに $(\mathbf{i}_g, \mathbf{j}_g, \mathbf{k}_g)$ を定義することによって、

$$\begin{aligned}\mathbf{i}_g &= \mathbf{i}_0, & \mathbf{j}_g &= \mathbf{k}_g \times \mathbf{i}_g, & \mathbf{k}_g &= \frac{\mathbf{k}_4 - (\mathbf{k}_4, \mathbf{i}_0)\mathbf{i}_0}{\|\mathbf{k}_4 - (\mathbf{k}_4, \mathbf{i}_0)\mathbf{i}_0\|} \\ \theta_g &= -\sin^{-1}(\mathbf{k}_4, \mathbf{i}_0) \\ \phi_g &= -\sin^{-1}(\mathbf{k}_g, \mathbf{j}_0)\end{aligned}$$

とかけることがわかる。これら θ_g 、 ϕ_g を用いれば重力による力 \mathbf{W} は、

$$\begin{aligned}\mathbf{W} &= -W\mathbf{k}_4 = (\mathbf{i}_4, \mathbf{j}_4, \mathbf{k}_4) \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -W \end{pmatrix} \\ &= (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \phi_g & -\sin \phi_g \\ 0 & \sin \phi_g & \cos \phi_g \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_g & 0 & -\sin \theta_g \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta_g & 0 & \cos \theta_g \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -W \end{pmatrix} \\ &= (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) \begin{pmatrix} W \sin \theta_g \\ W \cos \theta_g \sin \phi_g \\ -W \cos \theta_g \cos \phi_g \end{pmatrix} = (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) \begin{pmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \end{pmatrix}\end{aligned}$$

また x 、 z 軸回りモーメント M_x 、 M_z は極超風洞データ処理において正負逆に定義されていることを考慮して、

$$(\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) \begin{pmatrix} -M_x \\ M_y \\ -M_z \end{pmatrix} = \mathbf{M} = \mathbf{c} \times \mathbf{W} = (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) \begin{pmatrix} c_y F_z - c_z F_y \\ c_z F_x - c_x F_z \\ c_x F_y - c_y F_x \end{pmatrix}$$

これらを合わせると天秤座標回りの重力による力 F は、

$$F \equiv \begin{pmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \\ M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} W \sin \theta_g \\ W \cos \theta_g \sin \phi_g \\ -W \cos \theta_g \cos \phi_g \\ W(c_y \cos \theta_g \cos \phi_g + c_z \cos \theta_g \sin \phi_g) \\ W(c_z \sin \theta_g + c_x \cos \theta_g \cos \phi_g) \\ -W(c_x \cos \theta_g \sin \phi_g - c_y \sin \theta_g) \end{pmatrix}$$

であることが分かる。ここで $\mathbf{c} = (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0)c_o = (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0)(c_x, c_y, c_z)^t$ は天秤中心を原点とし天秤座標系 $(\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0)$ で表現された重力による力の作用点（重心位置）としている。次に天秤撓み $\Theta_{1d} \equiv (\beta_{1d}, \theta_{1d}, \phi_{1d})^t$ は、天秤に加わる力・モーメント $F_m = F(S)$ に関し線型であると仮定し、

$$\Theta_{1d} \equiv \begin{pmatrix} \beta_{1d} \\ \theta_{1d} \\ \phi_{1d} \end{pmatrix} = D_b F_m \quad (30)$$

であらわされるものとする。そのため、天秤座標 $(\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0)$ と、スティング先端部座標系 $(\mathbf{i}_1, \mathbf{j}_1, \mathbf{k}_1)$ との関係を定める $\Theta_1 \equiv (\beta_1, \theta_1, \phi_1)^t$ は、以下のように分解して考えることができる：

$$\Theta_1 = \Theta_{1d} + \Theta_{10}$$

ここで Θ_{10} は姿勢角によらず一定値となる姿勢角オフセットを表す。

B.3 重量・重心・オフセット量及び初期姿勢角誤差推定

試験準備段階において計測可能な量は、基準姿勢時における模型ピッチ角 θ_{Mg} 、ロール角 ϕ_{Mg} 、であってその時の天秤姿勢角は一般に計測困難であることを考慮し、無風時模型姿勢角変化による天秤出力変化から推定すべき量を、模型重量 W 、天秤座標系での重心位置 $c_o = (c_x, c_y, c_z)^t$ 、天秤出力オフセット量 $S_{offset} = (S_{offset1}, \dots, S_{offset6})^t$ 、初期姿勢角誤差 $\Theta_{10} \equiv (\beta_{10}, \theta_{10}, \phi_{10})^t$ とし、それら推定すべき変数をまとめ x として

$$x \equiv \begin{pmatrix} W \\ c_o \\ S_{offset} \\ \Theta_{10} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} W \\ c_x \\ c_y \\ c_z \\ S_{offset1} \\ \vdots \\ S_{offset6} \\ \beta_{10} \\ \theta_{10} \\ \phi_{10} \end{pmatrix}$$

と定義する。天秤出力計測値 S_{meas} と出力オフセット S_{offset} とから (25) 式により定まる力・モーメント $F' \equiv F(S_{meas} + S_{offset})$ と、模型重量・重心、姿勢角情報から予測される力・モーメント F との差の二乗和が最小となるよう x を推定することを考える。 l ケース目における差 $\|F_l - F'_l\|$ に、各成分の重み D_f をかけ

に関し二乗和をとったものが x に関しての極小値をとるための条件は、

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x} \sum_l |D_f(F_l - F'_l)|^2 \right)^t = \sum_l \left(\frac{\partial F_2}{\partial x} \right)_l^t D_f^t D_f (F_l - F'_l) \\ &\approx \sum_l \left(\frac{\partial F_2}{\partial x} \right)_l^t D_f^t D_f (F_l - F'_l)_o + \sum_l \left(\frac{\partial F_2}{\partial x} \right)_l^t D_f^t D_f \left(\frac{\partial F_2}{\partial x} \right)_l \Delta x \end{aligned}$$

ここで $F_2 \equiv F - F'$ であり、 D_f は各成分の重みを表した対角行列とする。よって、逐次近似法で推定変数 x を求めるための修正量 Δx は、

$$\Delta x \approx - \left[\sum_l \left(\frac{\partial F_2}{\partial x} \right)_l^t D_f^t D_f \left(\frac{\partial F_2}{\partial x} \right)_l \right]^{-1} \left[\sum_l \left(\frac{\partial F_2}{\partial x} \right)_l^t D_f^t D_f (F_l - F'_l)_o \right] \quad (31)$$

としていけばよいことがわかる。ここではスタティックテアデータなどからこれらパラメータを推定することを考えるので、 F が模型重量による重力のみであるとしたときそれは天秤座標系で、模型ピッチ角 θ_g 、ロール角 ϕ_g を用いて、

$$F = \begin{pmatrix} W \sin \theta_g \\ W \cos \theta_g \sin \phi_g \\ -W \cos \theta_g \cos \phi_g \\ W(c_y \cos \theta_g \cos \phi_g + c_z \cos \theta_g \sin \phi_g) \\ W(c_z \sin \theta_g + c_x \cos \theta_g \cos \phi_g) \\ -W(c_x \cos \theta_g \sin \phi_g - c_y \sin \theta_g) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} W s_x \\ W s_y \\ W s_z \\ W(-c_y s_z + c_z s_y) \\ W(c_z s_x - c_x s_z) \\ -W(c_x s_y - c_y s_x) \end{pmatrix}$$

但し $s_x = \sin \theta_g$, $s_y = \cos \theta_g \sin \phi_g$, $s_z = -\cos \theta_g \cos \phi_g$ とかける。さらに式 (31) を用いるためには同式中の感度係数行列 $\frac{\partial F_2}{\partial x}$ を求める必要がある。上式から、感度係数行列 $\frac{\partial F_2}{\partial x}$ は天秤撓みも考慮して、

$$\frac{\partial F_2}{\partial x} = \begin{pmatrix} \frac{\partial F}{\partial W_c} & -\frac{\partial F'}{\partial S} & \frac{\partial F}{\partial \Theta_{10}} \end{pmatrix} \quad (32)$$

但し、 $W_c \equiv (W \ c_x \ c_y \ c_z)^t$ とし、 $S \equiv (S_1, \dots, S_6)^t$ は天秤出力、及び $\Theta_{10} \equiv (\beta_{10}, \theta_{10}, \phi_{10})^t$ は天秤の初期姿勢角誤差とした。また、 $s \equiv (s_x, s_y, s_z)^t$ としたとき、

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial W_c} &= \begin{pmatrix} \frac{\partial F}{\partial W_c} \end{pmatrix}_0 + W \begin{pmatrix} I & & \\ 0 & c_z & -c_y \\ c_z & 0 & -c_x \\ c_y & -c_x & 0 \end{pmatrix} \frac{\partial s}{\partial \Theta_g} \frac{\partial \Theta_g}{\partial \Theta_1} D_b \begin{pmatrix} \frac{\partial F}{\partial W_c} \end{pmatrix}_0 \\ \begin{pmatrix} \frac{\partial F}{\partial W_c} \end{pmatrix}_0 &= \begin{pmatrix} s_x & 0 & 0 & 0 \\ s_y & 0 & 0 & 0 \\ s_z & 0 & 0 & 0 \\ -c_y s_z + c_z s_y & 0 & -W s_z & W s_y \\ c_z s_x - c_x s_z & -W s_z & 0 & W s_x \\ -c_x s_y + c_y s_x & -W s_y & W s_x & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (33)$$

ここでまず $\frac{\partial F'}{\partial S}$ に関し、(25) 式を書き換え下式のように $B_0, B_1, B_{2,k}$ を定義すれば、

$$(F')_k = (B_0)_k + (B_1 S)_k + S^t B_{2,k} S$$

更に、これを S に関し微分することで、

$$\left(\frac{\partial F'}{\partial S}\right)_k = (B_1)_k + S^t (B_{2,k} + B_{2,k}^t) \quad (34)$$

次に (32) 式中の $\frac{\partial F}{\partial \Theta_{10}}$ に関しては、 $\Theta_g \equiv (\theta_g, \phi_g)^t$ 、 \mathbf{k}_4 、 \mathbf{k}_g を用いて、

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial \Theta_{10}} &= \frac{\partial F}{\partial s} \frac{\partial s}{\partial \Theta_g} \frac{\partial \Theta_g}{\partial \Theta_{10}} \\ &= W \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & c_z & -c_y \\ c_z & 0 & -c_x \\ c_y & -c_x & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_g & 0 \\ -\sin \theta_g \sin \phi_g & \cos \theta_g \cos \phi_g \\ \sin \theta_g \cos \phi_g & \cos \theta_g \sin \phi_g \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\frac{(\frac{\partial \mathbf{k}_4}{\partial \beta_1}, \mathbf{i}_0)}{\cos \theta_g} & -\frac{(\frac{\partial \mathbf{k}_4}{\partial \theta_1}, \mathbf{i}_0)}{\cos \theta_g} & -\frac{(\frac{\partial \mathbf{k}_4}{\partial \phi_1}, \mathbf{i}_0)}{\cos \theta_g} \\ -\frac{(\frac{\partial \mathbf{k}_g}{\partial \beta_1}, \mathbf{j}_0)}{\cos \theta_g} & -\frac{(\frac{\partial \mathbf{k}_g}{\partial \theta_1}, \mathbf{j}_0)}{\cos \theta_g} & -\frac{(\frac{\partial \mathbf{k}_g}{\partial \phi_1}, \mathbf{j}_0)}{\cos \theta_g} \end{pmatrix} \quad (35) \end{aligned}$$

と表すことができる。ここで、 $\sin \theta_g = -(\mathbf{k}_4, \mathbf{i}_0)$ 、 $\sin \phi_g = -(\mathbf{k}_g, \mathbf{j}_0)$ より $\frac{\partial \Theta_g}{\partial \Theta_{10}}$ をもとめた。上式 (35) 中の $\frac{\partial \mathbf{k}_4}{\partial \beta_1}$ 、 $\frac{\partial \mathbf{k}_4}{\partial \theta_1}$ 、 $\frac{\partial \mathbf{k}_4}{\partial \phi_1}$ に関しては更に、

$$\mathbf{k}_4 = (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) A_2(\phi_1) A_3(\theta_1) A_4(\beta_1) A_{2p}(\phi_s) A_{3p}(\theta_s) A_{4p}(\beta_s) \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

であることから、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{k}_4}{\partial \beta_1} &= (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) A_2 A_3 \frac{\partial A_4}{\partial \beta_1} A_{2p} A_{3p} A_{4p} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ \frac{\partial \mathbf{k}_4}{\partial \theta_1} &= (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) A_2 \frac{\partial A_3}{\partial \theta_1} A_4 A_{2p} A_{3p} A_{4p} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ \frac{\partial \mathbf{k}_4}{\partial \phi_1} &= (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) \frac{\partial A_2}{\partial \phi_1} A_3 A_4 A_{2p} A_{3p} A_{4p} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (36)$$

また、 $\frac{\partial \mathbf{k}_g}{\partial \beta_1}$ 、 $\frac{\partial \mathbf{k}_g}{\partial \theta_1}$ や $\frac{\partial \mathbf{k}_g}{\partial \phi_1}$ に関しては、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{k}_g}{\partial \beta_1} &= \frac{\partial}{\partial \beta_1} \frac{\mathbf{k}_4 - (\mathbf{k}_4, \mathbf{i}_0) \mathbf{i}_0}{\|\mathbf{k}_4 - (\mathbf{k}_4, \mathbf{i}_0) \mathbf{i}_0\|} = \frac{\frac{\partial \mathbf{k}'_4}{\partial \beta_1}}{\|\mathbf{k}'_4\|} - \frac{(\mathbf{k}'_4, \frac{\partial \mathbf{k}'_4}{\partial \beta_1})}{\|\mathbf{k}'_4\|^2} \mathbf{k}'_4 \\ \frac{\partial \mathbf{k}_g}{\partial \theta_1} &= \frac{\frac{\partial \mathbf{k}'_4}{\partial \theta_1}}{\|\mathbf{k}'_4\|} - \frac{(\mathbf{k}'_4, \frac{\partial \mathbf{k}'_4}{\partial \theta_1})}{\|\mathbf{k}'_4\|^2} \mathbf{k}'_4 \\ \frac{\partial \mathbf{k}_g}{\partial \phi_1} &= \frac{\frac{\partial \mathbf{k}'_4}{\partial \phi_1}}{\|\mathbf{k}'_4\|} - \frac{(\mathbf{k}'_4, \frac{\partial \mathbf{k}'_4}{\partial \phi_1})}{\|\mathbf{k}'_4\|^2} \mathbf{k}'_4 \end{aligned} \quad (37)$$

但し $\mathbf{k}'_4 \equiv \mathbf{k}_4 - (\mathbf{k}_4, \mathbf{i}_0) \mathbf{i}_0$ である。これら式 (35) を、式 (33)、(34) と合わせ、式 (32) に代入することより修正量 Δx を式 (31) から求めることができる。

B.4 通風時処理

通風時処理においては、により予め得られる重量 W 、重心位置 \mathbf{c} 、を既知として、通風直前の模型投入前姿勢角、天秤出力から

$$\Delta S \approx \left(\frac{\partial F'}{\partial S} \right)^{-1} (F - F')_o$$

により通風時天秤出力オフセット量を推定するか、またはスタティックテア零調と同一の姿勢角で零調した場合は B.3 節で推定された天秤出力オフセット量を用いるかいずれかを選択し、式 (25) により 6 分力への変換を行い、模型重量による荷重 \mathbf{F}_M を差し引くことで正味空気力 $\mathbf{F}_A = \mathbf{F} - \mathbf{F}_M$ として整理する。この空気力を天秤座標 $(\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0)$ から模型座標 $(\mathbf{i}_M, \mathbf{j}_M, \mathbf{k}_M)$ への変換には取付角度差を表す $M_{2B}^{-1} = M_{2B}^t$ (ユニタリ行列のため) を用いる:

$$(\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) = (\mathbf{i}_M, \mathbf{j}_M, \mathbf{k}_M) M_{2B}^t$$

モーメントを評価する際には更にそれぞれの座標系原点が異なるため、天秤・模型接合点を天秤座標及び模型座標系で $\mathbf{J}_o = (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) J_B = (\mathbf{i}_M, \mathbf{j}_M, \mathbf{k}_M) J_M$ 、空気力評価のための模型基準点を $\mathbf{C}_o = (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) C_B = (\mathbf{i}_M, \mathbf{j}_M, \mathbf{k}_M) C_M$ とあらわした時、模型基準点を天秤座標系であらわすと、

$$\mathbf{C}_o - \mathbf{J}_o = (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) (C_B - I_B) = (\mathbf{i}_M, \mathbf{j}_M, \mathbf{k}_M) (C_M - I_M) = (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) M_{2B} (C_M - I_M)$$

そのため天秤中心回りで得られたモーメント \mathbf{M}_{B0} を天秤座標系であらわした模型基準点 $\mathbf{C}_B = (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) C_B$ まわりのモーメント \mathbf{M}_C に下式により変換する必要がある:

$$\mathbf{M}_C = \mathbf{M}_{B0} - \mathbf{C}_B \times \mathbf{F}_D$$

ここで \mathbf{M}_C 、 \mathbf{F}_D は、

$$\mathbf{F}_D = (\mathbf{i}_M, \mathbf{j}_M, \mathbf{k}_M) \begin{pmatrix} F_{xM} \\ F_{yM} \\ F_{zM} \end{pmatrix} = (\mathbf{i}_M, \mathbf{j}_M, \mathbf{k}_M) M_{2B}^{-1} \begin{pmatrix} F_{xB} \\ F_{yB} \\ F_{zB} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{M}_C = (\mathbf{i}_M, \mathbf{j}_M, \mathbf{k}_M) \begin{pmatrix} -M_{xM} \\ M_{yM} \\ -M_{zM} \end{pmatrix}$$

として定義するものとする。

C 天秤角度誤差による誤差伝播

天秤計測誤差 δF_A に含めるべき誤差の内、天秤・模型角度誤差は一般にその大きさが小さいと認識されているため極超音速風洞試験においてはこれまで無視されていたが、状況によっては特に横・方向特性に関し大きな影響を与える可能性のある要素もあることが分かってきた [10]。天秤計測に係る誤差要因としては、主要な天秤較正特性曲線における誤差の他にも、風袋補正誤差 (天秤撓み角誤差)、天秤・模型取付角誤差等も考えられる。一般的に風試模型上における姿勢角計測により、模型支持系の設定角度のオフセット量を設定すると考えられる。これは模型座標系 $(\mathbf{i}_M, \mathbf{j}_M, \mathbf{k}_M)$ と、ステイング先端部座標系 $(\mathbf{i}_1, \mathbf{j}_1, \mathbf{k}_1)$ (いずれもおよそ気流方向に \mathbf{i} 軸を、右舷方向に \mathbf{j} 軸を、上方向に \mathbf{k} 軸をそれぞれとる) との間関係を計測するものであるが、風

試計測誤差に影響を与える角度誤差は、天秤座標系 $(\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0)$ と模型座標系 $(\mathbf{i}_M, \mathbf{j}_M, \mathbf{k}_M)$ の間を関係づける3つの角度 $\beta_{M0}, \theta_{M0}, \varphi_{M0}$ (3.4.1節の図20に定めるとする) に依存するものと考えられる。そこで天秤座標系 $(\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0)$ とスティング先端部座標系 $(\mathbf{i}_1, \mathbf{j}_1, \mathbf{k}_1)$ との間の角度 $\beta_1, \theta_1, \varphi_1$ (3.4.1節の図19の様に定めるとする) を Appendix B に示される方法によりスタティックテアデータなどから推定すれば、模型上姿勢角計測により設定されたオフセット量とから、上記 $\beta_{M0}, \theta_{M0}, \varphi_{M0}$ を推定することができるものと考えられる。ここでは、これらの設定角度誤差が天秤計測結果への誤差伝播を整理することとする。座標系間の変換行列として M_{2B} を下式の通り定義する:

$$M_{2B} \equiv A_4^t(\beta_{M0})A_3^t(\theta_{M0})A_2^t(\varphi_{M0})$$

ここで、

$$A_2(\varphi) \equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \varphi & -\sin \varphi \\ 0 & \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix}, A_3(\theta) \equiv \begin{pmatrix} \cos \theta & 0 & -\sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix}, A_4(\beta) \equiv \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta & 0 \\ -\sin \beta & \cos \beta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$(\mathbf{i}_M, \mathbf{j}_M, \mathbf{k}_M) = (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) M_{2B}$$

これを用いると天秤により計測された力 F_B と模型座標で表現される力 F_M とは、

$$\mathbf{F} = (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) F_B = (\mathbf{i}_M, \mathbf{j}_M, \mathbf{k}_M) M_{2B}^t F_B = (\mathbf{i}_M, \mathbf{j}_M, \mathbf{k}_M) F_M$$

の様に表現でき、そのため天秤で計測された F_B における計測誤差は模型座標における力の誤差として以下のように伝播する:

$$\delta F_M = M_{2B}^t \delta F_B + \frac{\partial M_{2B}^t}{\partial \beta_{M0}} F_B \delta \beta_{M0} + \frac{\partial M_{2B}^t}{\partial \theta_{M0}} F_B \delta \theta_{M0} + \frac{\partial M_{2B}^t}{\partial \varphi_{M0}} F_B \delta \varphi_{M0} \quad (38)$$

一方、天秤中心回りのモーメントは各方向成分における誤差だけではなく、基準点に関する誤差も影響を受ける。天秤・模型接合点から見た天秤中心を $\mathbf{x}_{B0} = (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0) x_{B0}$ 、模型モーメント基準点を $\mathbf{x}_{M0} = (\mathbf{i}_M, \mathbf{j}_M, \mathbf{k}_M) x_{M0}$ と表せば、模型モーメント基準点回りのモーメント \mathbf{M}_M は天秤中心回りのモーメント \mathbf{M}_B と力 \mathbf{F} により

$$\mathbf{M}_M = \mathbf{M}_B + (\mathbf{x}_{M0} - \mathbf{x}_{B0}) \times \mathbf{F}$$

つまり以下のように書ける:

$$M_M = M_{2B}^t M_B + (x_{M0} - M_{2B}^t x_{B0}) \times M_{2B}^t F_B$$

そのためモーメント誤差は、

$$\begin{aligned} \delta M_M &= \left(M_{2B}^t \delta M_B + \frac{\partial M_{2B}^t}{\partial \beta_{M0}} M_B \delta \beta_{M0} + \frac{\partial M_{2B}^t}{\partial \theta_{M0}} M_B \delta \theta_{M0} + \frac{\partial M_{2B}^t}{\partial \varphi_{M0}} M_B \delta \varphi_{M0} \right) + (x_{M0} - M_{2B}^t x_{B0}) \times \delta F_M \\ &\quad - \left[\left(\frac{\partial M_{2B}^t}{\partial \beta_{M0}} \delta \beta_{M0} + \frac{\partial M_{2B}^t}{\partial \theta_{M0}} \delta \theta_{M0} + \frac{\partial M_{2B}^t}{\partial \varphi_{M0}} \delta \varphi_{M0} \right) x_{B0} \right] \times M_{2B}^t F_B \\ &= M_{2B}^t \delta M_B + (x_{M0} - M_{2B}^t x_{B0}) \times M_{2B}^t \delta F_B \\ &\quad + \left[\frac{\partial M_{2B}^t}{\partial \beta_{M0}} M_B + (x_{M0} - M_{2B}^t x_{B0}) \times \frac{\partial M_{2B}^t}{\partial \beta_{M0}} F_B - \frac{\partial M_{2B}^t}{\partial \beta_{M0}} x_{B0} \times M_{2B}^t F_B \right] \delta \beta_{M0} \\ &\quad + \left[\frac{\partial M_{2B}^t}{\partial \theta_{M0}} M_B + (x_{M0} - M_{2B}^t x_{B0}) \times \frac{\partial M_{2B}^t}{\partial \theta_{M0}} F_B - \frac{\partial M_{2B}^t}{\partial \theta_{M0}} x_{B0} \times M_{2B}^t F_B \right] \delta \theta_{M0} \\ &\quad + \left[\frac{\partial M_{2B}^t}{\partial \varphi_{M0}} M_B + (x_{M0} - M_{2B}^t x_{B0}) \times \frac{\partial M_{2B}^t}{\partial \varphi_{M0}} F_B - \frac{\partial M_{2B}^t}{\partial \varphi_{M0}} x_{B0} \times M_{2B}^t F_B \right] \delta \varphi_{M0} \end{aligned} \quad (39)$$

の様に見えることが分かる。

風洞試験模型に加わる空気力は一般に通風中に計測される力から風袋分を差し引いて求める ($\mathbf{F}_a = \mathbf{F}_{Run} - \mathbf{F}_{Tare}$) ので、誤差としては、

$$\begin{aligned}(\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0)\delta F_a &= (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0)(\delta F_{Run} - \delta F_{Tare}) \\(\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0)\delta M_a &= (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0)(\delta M_{Run} - \delta M_{Tare})\end{aligned}$$

とかける。ここで通風中の計測結果に関しては式 (38) により評価できるが、風袋データ δF_{Tare} に関しては、無風時データを使用する場合には撓み等による通風中との姿勢角差異の影響を、また推定された重量重心位置から予測した量を使用する場合には、実測無風時データとの差異を評価するべきと考えられる。

(i) 無風時データを直接利用する場合:

天秤 (模型) 姿勢角は一般に天秤付け根 (模型支持装置) における計測のみであり、荷重が加わったことによる天秤撓みは力計測から推定するケースが多いことを踏まえ、スティング先端部座標系 $(\mathbf{i}_1, \mathbf{j}_1, \mathbf{k}_1)$ と天秤座標とのなす角を図 20(b) の様に定義 ($(\mathbf{i}_1, \mathbf{j}_1, \mathbf{k}_1) = (\mathbf{i}_0, \mathbf{j}_0, \mathbf{k}_0)A_2(\varphi_1)A_3(\theta_1)A_4(\beta_1)$) するとき、天秤撓みによる部分と、オフセットとして存在する部分とにわけ、天秤撓みを以下のように表すこととする:

$$\begin{pmatrix} \beta_1 \\ \theta_1 \\ \varphi_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \beta_{1d} \\ \theta_{1d} \\ \varphi_{1d} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \beta_{10} \\ \theta_{10} \\ \varphi_{10} \end{pmatrix} = D_b \begin{pmatrix} F_b \\ M_b \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \beta_{10} \\ \theta_{10} \\ \varphi_{10} \end{pmatrix}$$

撓み角自体は微小と考えられるので、 $\beta_1 \approx 0, \theta_1 \approx 0, \varphi_1 \approx 0$ と考え、風袋データ計測誤差及び角度による誤差伝播は以下の様に近似できるものと考えられる:

$$\begin{aligned}\delta F_{Tare} &\approx \delta F_{Tare,0} + (\delta\beta_{1d}A'_4(0) + \delta\theta_{1d}A'_3(0) + \delta\varphi_{1d}A'_2(0)) F_{Tare} \\ \begin{pmatrix} \delta\beta_{1d} \\ \delta\theta_{1d} \\ \delta\varphi_{1d} \end{pmatrix} &\approx o \left(D_b \left[\begin{pmatrix} F_{Run} \\ M_{Run} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} F_{Tare} \\ M_{Tare} \end{pmatrix} \right] \right)\end{aligned}$$

(ii) 推定された重量/重心位置から予測する場合:

重量/重心位置推定における推定誤差の程度を定めることは困難だが、その重量/重心位置によって生じる 6 分力と、実測された 6 分力との差を δF_{Tare} の目安とすることができると考えられる。

$$\begin{aligned}\delta F_{Tare} &\approx o(F_{Tare,Meas.} - F_{Tare,Est}) \\ \delta M_{Tare} &\approx o(M_{Tare,Meas.} - M_{Tare,Est})\end{aligned}$$

宇宙航空研究開発機構研究開発報告 JAXA-RR-20-001

JAXA Research and Development Report

JAXA極超音速風洞における6分力計測試験に係る誤差評価について

Error Evaluation in JAXA Hypersonic Wind Tunnel Force Measurement Tests

発行 国立研究開発法人 宇宙航空研究開発機構 (JAXA)

〒182-8522 東京都調布市深大寺東町7-44-1

URL: <http://www.jaxa.jp/>

発行日 2020年7月31日

電子出版制作 松枝印刷株式会社

※本書の一部または全部を無断複写・転載・電子媒体等に加工することを禁じます。

Unauthorized copying, replication and storage digital media of the contents of this publication, text and images are strictly prohibited. All Rights Reserved.

