

大気圏突入機体の空力減速装置に生じる
空力干渉に関する研究

田口 正人

2019

目次

概要		i
第 1 章	諸言	1
1.1	研究背景	2
1.1.1	空力加熱低減に関する要素技術	2
1.1.2	柔軟構造空力減速装置 (IAD) の利点と課題	5
1.1.3	複数サイドジェットによる壁面空力加熱率の抑制と課題	7
1.2	関連する先行研究の動向	8
1.2.1	流体構造連成現象に対する計測手法	8
1.2.2	非接触な圧力・温度計測手法 (感圧・感温塗料法)	9
1.2.3	サイドジェット空力干渉	12
1.2.4	衝撃波・衝撃波干渉 及び 衝撃波・境界層干渉	14
1.3	本論文の目的	18
1.4	本論文の構成	18
第 2 章	感温塗料法	20
2.1	感温塗料法 (強度法) の概要	21
2.1.1	色素の発光原理	21
2.1.2	計測原理	22
2.1.3	較正システムと較正試験の方法	27
2.2	剛体模型に適用する感温塗料法	29
2.2.1	塗料組成と塗布方法	29
2.2.2	計測システムと方法	29
2.2.3	温度感度及び圧力感度	30
2.2.4	塗料の劣化	32
2.3	変形する柔軟構造模型に適用する 2 色感温塗料法	33
2.3.1	計測原理と方法	33
2.3.2	色素配合の決定	42

2.3.3	発光波長	45
2.3.4	光学系	47
2.3.5	温度感度	48
2.3.6	2色 TSP の劣化特性	51
2.3.7	2色 TSP の時間応答性について	53
第 3 章	布製超音速パラシュートにおける非定常振動現象	54
3.1	はじめに	55
3.2	実験方法	58
3.2.1	超音速風洞	58
3.2.2	風洞試験模型	59
3.2.3	試験模型のパラメータ	60
3.2.4	計測及び可視化手法	61
3.2.5	計測データの解析方法	64
3.3	傘布の空気透過性・柔軟性の評価	73
3.3.1	空気透過性の評価方法及び結果	73
3.3.2	風洞試験の気流条件下で傘布を透過する流れについて	76
3.3.3	柔軟性の評価方法及び結果	77
3.4	結果と考察	81
3.4.1	基準模型における現象	81
3.4.2	傘布の影響	99
3.4.3	直径比 d/D_0 の影響	116
3.5	まとめ	123
第 4 章	感温塗料法を用いたエアロシェル型柔軟模型の空力加熱分布の可視化	125
4.1	はじめに	126
4.2	実験方法	127
4.2.1	衝撃風洞	127
4.2.2	風洞試験模型	129
4.2.3	2色 TSP による表面温度計測	131
4.3	結果と考察	132
4.3.1	空気力による柔軟模型の変形	132
4.3.2	柔軟模型表面の温度分布	135
4.4	まとめ	143
第 5 章	極超音速気流/Dual Side-jet 空力干渉加熱におけるインジェクタ配置 の影響	144

5.1	はじめに	145
5.2	実験方法	146
5.2.1	衝撃風洞	146
5.2.2	風洞試験模型とサイドジェット噴射ノズルの配置	146
5.2.3	シュリーレン可視化法	147
5.2.4	感温塗料法の計測システム	149
5.2.5	熱電対計測	150
5.2.6	空力加熱率の評価方法	151
5.3	結果と考察	158
5.3.1	X 軸上のスタントン数分布の妥当性	158
5.3.2	Single injection による空力干渉	159
5.3.3	Tandem 配置におけるインジェクタ間隔の影響	162
5.3.4	Parallel 配置におけるインジェクタ間隔の影響	170
5.4	まとめ	176
第 6 章	結言	177
付録 A	ステレオカメラによる 3 次元再構成について	180
付録 B	感温塗料計測の誤差要因の評価	184
B.1	剛体模型に適用する感温塗料計測について	184
B.1.1	カメラのショットノイズによる誤差	184
B.1.2	計測面のフォーカスずれによる誤差の評価	184
B.1.3	模型表面の誤差分布	188
B.1.4	通風中の空気力による模型位置の変化による誤差	190
B.1.5	壁面の熱浸透率による誤差	191
B.1.6	TSP の膜厚による誤差	191
B.2	柔軟構造模型に適用する感温塗料計測について	193
B.2.1	較正時の母材の影響	193
参考文献	197

目次

1.1	空力加熱低減に関する要素技術の例	4
1.2	サイドジェット空力干渉によって形成される典型的な流れ場	14
1.3	Edney による衝撃波・衝撃波干渉の分類	16
1.4	Parallel configuration で並ぶ2つの円柱周りに形成される衝撃波	17
1.5	Double wedge 模型における衝撃波・境界層干渉の例	17
2.1	ヤブロンスキー図	22
2.2	感温塗料法 システム概要	23
2.3	計測面とカメラおよび光源の相対位置関係と位置ベクトルの概要	24
2.4	較正システム概要	28
2.5	感温塗料の温度感度	31
2.6	感温塗料の圧力感度	31
2.7	感温塗料の劣化特性	32
2.8	2色法における各素子の相対位置関係と位置ベクトルの概要	36
2.9	重なり合う発光スペクトルと検出される輝度値の関係	38
2.10	柔軟模型用感温塗料法 システム概要	40
2.11	色素配合のマップ	43
2.12	塗料の発光スペクトル	46
2.13	イメージセンサに入射する光のスペクトル	47
2.14	光学系 (写真)	48
2.15	光学系 概要	49
2.16	I_{RED} と I_{GREEN} の温度感度	50
2.17	2色 TSP の較正曲線	51
2.18	2色 TSP の劣化特性	52
3.1	超音速パラシュートにおけるポロシティの影響	57
3.2	宇宙科学研究所超音速風洞外観	59
3.3	超音速パラシュート模型概要	60

3.4	パラシュート傘部に塗布されたマーカーの例 (CASE B)	63
3.5	傘部運動を表現する角度の定義	70
3.6	傘部の運動による局所流速 V_w 及び迎角変化量 $\Delta\alpha$	70
3.7	火星実飛行条件対風洞試験条件の周波数比 f'/f の高度, マッハ数に 対する分布	72
3.8	空気透過率評価装置概要	74
3.9	傘布前後の差圧に対する体積透過流量の変化	75
3.10	応力ひずみ比 E と引張応力の関係	78
3.11	傘部内側の圧力 Q に対する曲げ剛性 EI_{fabric} の変化	78
3.12	布製パラシュート模型及び模型支持装置周りに形成される衝撃波 . . .	83
3.13	パラシュート模型周りの流れ場の時間履歴	84
3.14	キャノピ前方の衝撃波の変形	85
3.15	抗力係数の時間履歴 (CASE-B, run5)	87
3.16	抗力のパワースペクトル密度の再現性 (CASE-B)	88
3.17	PSD 比較用の代表点	90
3.18	シュリーレン可視化法による流れ場変動のパワースペクトル密度 (CASE-B, run5)	91
3.19	各点におけるシュリーレン写真輝度値と抗力の相互相関係数 (CASE- B, run5)	92
3.20	シュリーレン写真のパワースペクトル密度分布 (CASE-B, run5) . . .	93
3.21	3次元運動解析による傘部運動と抗力のパワースペクトル密度 (CASE-B, run2)	97
3.22	3次元運動解析による傘部運動と抗力振動の相互相関係数 (CASE-B, run2)	98
3.23	抗力係数 C_D とその変動値 C'_D における傘布の影響	100
3.24	3次元解析によって得られた傘部頂点変位のカーネル確率密度推定量 (KDE) (CASE-A)	102
3.25	3次元解析によって得られた傘部頂点変位のカーネル確率密度推定量 (KDE) (CASE-B)	103
3.26	3次元解析によって得られた傘部頂点変位のカーネル確率密度推定量 (KDE) (CASE-C)	104
3.27	C_M 曲線の比較	106
3.28	3次元運動解析による傘部運動と抗力のパワースペクトル密度 (CASE-A)	109
3.29	3次元運動解析による傘部運動と抗力のパワースペクトル密度 (CASE-C)	110

3.30	3次元運動解析による傘部運動のパラメータと抗力の相互相関係数 (CASE-A)	111
3.31	3次元運動解析による傘部運動のパラメータと抗力の相互相関係数 (CASE-C)	112
3.32	抗力係数 C_D の空間分布	114
3.33	全迎角角速度 $\dot{\alpha}_T$ の空間分布	115
3.34	抗力係数 C_D とその変動値 C'_D における傘直径の影響	116
3.35	抗力とシュリーレン写真のパワースペクトル密度 (CASE-D)	119
3.36	抗力とシュリーレン写真のパワースペクトル密度 (CASE-E)	120
3.37	シュリーレン写真のパワースペクトル密度 (CASE-D)	121
3.38	シュリーレン写真のパワースペクトル密度 (CASE-E)	122
4.1	名古屋大学衝撃風洞概要	128
4.2	柔軟構造模型	130
4.3	2色 TSP の計測システム概要	131
4.4	柔軟模型変形の履歴 (通風開始直後)	133
4.5	柔軟模型変形の履歴 (3 - 30 ms)	134
4.6	画像処理前の輝度値分布の例 ($t = 32$ ms)	135
4.7	柔軟模型の変形と膜面温度上昇の履歴 (上段: シュリーレン写真, 下段: TSP による温度計測結果)	138
4.8	温度パターンの領域の定義	139
4.9	輝度値分布の例 ($t = 32$ ms)	140
4.10	布の縫い目近傍の構造の概要	140
4.11	模型中心線上の各時刻における温度分布	142
5.1	風洞試験模型の寸法	148
5.2	模型表面の座標系とインジェクタの配置	148
5.3	シュリーレン光学系の概要	149
5.4	感温塗料法の計測システム概要	150
5.5	風洞試験における温度履歴 (熱電対計測)	153
5.6	温度履歴から計算された空力加熱率	153
5.7	X 上の St 分布における熱電対計測, TSP 計測, 理論値の比較	159
5.8	Single injection による干渉流れ場と表面 St 分布	161
5.9	Tandem configuration におけるシュリーレン可視化結果	163
5.10	Tandem configuration ($S_X = 3.36D$) における表面 St 分布	166
5.11	Tandem configuration ($S_X = 6.72D$) における表面 St 分布	167

5.12	Tandem configuration ($S_X = 10.1D$) における表面 St 分布	168
5.13	Region A の半幅 R_A . \uparrow は外部気流の方向を示す.	169
5.14	Parallel configuration ($S_Y = 4D$) における表面 St 分布	173
5.15	Parallel configuration ($S_Y = 8D$) における表面 St 分布	174
5.16	Parallel configuration ($S_Y = 12D$) における表面 St 分布	175
A.1	ピンホールモデルの概要	181
B.1	模型曲率の影響を評価するためのパラメータの定義	186
B.2	模型曲率の影響を評価するための較正システム	186
B.3	各位置・姿勢における輝度値の温度依存性	187
B.4	誤差と輝度値の関係	187
B.5	模型表面の誤差の分布	189
B.6	噴射孔近傍の概要	191
B.7	熱流束計測値における膜厚の影響	192
B.8	感温塗料の下地の温度感度に対する影響	194

表目次

2.1	計測原理の比較	41
2.2	色素配合一覧と試験結果	44
2.3	スペクトルの調査に用いた塗料の配合	46
2.4	光学系を構成する光学素子一覧	49
3.1	宇宙科学研究所超音速風洞 主流条件	58
3.2	試験ケース一覧	61
3.3	通風試験ごとの計測項目の一覧	63
3.4	傘布の空気透過率 K_f	75
3.5	スケールパラメータの比較	80
3.6	CASE-B における抗力係数の一覧	87
3.7	各 CASE における $\alpha_{T,trim}$ 及び $C_{M\alpha,trim}$	106
4.1	衝撃風洞試験流条件	127
5.1	白色 PUR 塗料の熱物性値一覧	155

記号一覧

a	音速
b	傘布断面の幅
c	比熱容量
C_D	抗力係数
C'_D	抗力係数の変動値
C_M	モーメント係数
C_{m0}	モーメント係数曲線の切片
$C_{m\alpha}$	モーメント係数曲線の勾配
$C_{m\dot{\alpha}}$	動的モーメント係数
$C_{m\alpha,trim}$	トリム角におけるモーメント係数曲線の勾配
$C_{p,air}$	空気の定圧比熱
d	カプセル外径
D	抗力 (第2章)
D	インジェクタ直径 (第4章)
D_0	パラシュート傘部の参照直径
E	ヤング率
F_i	空気力の代表値
F_b	曲げモーメントによる力の代表値
f	焦点距離
$g(x)$	形態係数
h_{0e}	境界層端におけるエンタルピ
h_w	壁面におけるエンタルピ
I	輝度値
I_{fabric}	傘布断面の断面2次モーメント
I_{yy}	みなし慣性モーメント
k	熱伝導率
K	多孔質物体単位長さあたりの透過率
K_f	傘布の空気透過率

L	サスペンションラインの長さ (第2章)
L	模型全長 (第4章)
L_{SJ1}	模型先端から SJ1 までの距離
l	長さの代表値
l_{sep}	剥離長さ
M_b	曲げモーメント
M	マッハ数
M_∞	一様流マッハ数
p_0	総圧
$p_{0\infty}$	一様流総圧
P_{0J}	サイドジェット総圧
p_∞	一様流静圧
P_{eJ}	サイドジェットノズル出口静圧
P_{in}	内圧
Pr	プラントル数
PSD	パワースペクトル密度
Q	動圧
\dot{q}_m	感温塗料塗膜を無視した場合に計測される加熱率
\dot{q}_{s0}	感温塗料塗膜が存在しない場合の加熱率
\dot{q}	熱流束
\dot{q}_s	表面加熱率
\dot{q}_w	壁面加熱率
$(\dot{q}_w)_0$	淀み点における加熱率
R	模型の球頭半径
R_A	X 軸から Ridgeline までの距離
R_{air}	空気の気体定数
R_{cm}	原点から重心までの距離
R_{cp}	原点から風圧中心までの距離
Re	レイノルズ数
R_m	原点からマーカーまでの距離
s	計測表面の位置ベクトル
S	基準面積
St	スタントン数

S_X	Tandem 配置におけるインジェクタ設置間隔
S_Y	Paralell 配置におけるインジェクタ設置間隔
t_f	傘布厚み
t	時間
T_0	総温
$T_{0\infty}$	一様流総温
T_∞	一様流静温
T_i	初期温度
T_{test}	通風状態における温度
T_w	壁面温度
v	単位面積あたりの傘布透過体積流量
V	流速
V_∞	一様流流速
V_c	傘部における局所流速
V_t	傘部運動によって誘起される流速
V_w	傘部運動を考慮した局所流速
w_{han}	ハニング窓関数
X, Y, Z	直交座標
α	迎角 (第4章以外)
α	熱拡散率 (第4章)
α_G	幾何全迎角
α_T	全迎角
$\alpha_{T,\text{trim}}$	トリム全迎角
β	ヨー方向の迎角
β_i	非 Darcy 流れ係数
γ	空気の比熱比
γ_{CO_2}	二酸化炭素の比熱比
ΔP	傘布透過前後の差圧
$\Delta\alpha$	迎角変化量
$\Delta\beta$	ヨー方向の迎角の変化量
ε	ひずみ
ζ	速度ベクトルが成す角
$\eta(T)$	温度消光係数
θ	ピッチ角
θ_c	模型円錐部の半頂角

κ	半球殻形状の傘におけるみなし慣性モーメント係数
λ	光の波長
μ	粘性係数
μ_e	境界層端における粘性係数
μ_w	壁面における粘性係数
ρ	密度
ρ_∞	一様流密度
$\rho_{bending}$	曲率半径
ρ_e	境界層端における密度
ρ_{fabric}	傘布の変形のしやすさ
ρ_w	壁面における密度
σ	引張応力
σ_s	球殻断面内に生じる引張応力
τ	布厚みの代表値
ϕ	回転角
ϕ_{nose}	球頭表面位置を表す角度
ψ	ヨー角

添え字

1	衝撃波通過前の値
2	衝撃波通過後の値
b	母材の物性値
cp	風圧中心の値
GREEN	緑色発光の値
p	ポリマーの物性値
RED	赤色発光の値
REF	基準色素の発光の値
ref	無風基準状態における値

微分記号

\dot{x}	変数 x の 1 階時間微分
\ddot{x}	変数 x の 2 階時間微分

第 1 章

諸言

1.1 研究背景

1.1.1 空力加熱低減に関する要素技術

宇宙往還機が宇宙空間から惑星地表に向けて突入する際、機体は極超音速飛行を経験する。極超音速飛行において最も重要な現象の一つに機体壁面における空力加熱がある。壁面空力加熱率は壁面近傍の流れ場に応じて局所的に変化し、壁面表面に分布する。したがって、各所に誘起される空力加熱率を予測及び制御し、適切な熱防御 (Thermal Protection System, TPS) を施すことで、空力加熱から機体を保護することが重要である。

空力加熱から機体を保護するための従来的な方策は、発生する空力加熱に対してこれに十分に耐えうる熱防御を施すというものである。スペースシャトルに採用された耐熱タイルはこの方針に基づいて研究開発が行われた [1]。一方で、発生する空力加熱自体を低減させて過酷な加熱環境を回避するという方策も検討されてきた。機体及び TPS への加熱による負荷を軽減できるという観点から、この方策は極めて重要である。様々な環境を飛行する大気圏突入機体にこれを適用するには、関連する要素技術を確立・蓄積し、その効果及びメカニズムを系統的に理解することが必要である。これまでに提案されている代表的な空力加熱の低減手法を図 1.1 にまとめて示す。これには主に『流体制御』による方法と『飛行経路の選択』による方法がある。

前者は、流体制御によって壁面近傍の流れ場を制御し発生する空力加熱を低減する方法である。図 1.1 に示す手法の大部分はこれに含まれるが、そのメカニズムはそれぞれ異なる。例えば、壁面から湧き出すガスにより空力加熱を低減する手法として、アブレータとフィルム冷却が挙げられる。アブレータは TPS の一種であるが、突入時の空力加熱によりアブレータ材が昇華し壁面から染み出したガスにより壁面空力加熱を低減する効果がある [2]。一方、フィルム冷却ではアブレータの場合とは異なり、積極的にガスを注入し壁面近傍に冷却ガスの層を形成する。フィルム冷却は、ガスタービン翼の冷却で実用化されており、これを空力加熱の低減に応用することが期待されている [3,4]。

乱流境界層に起因する空力加熱の抑制には、壁面境界層遷移の制御 (Laminar Flow Control, LFC) が適用される [5,6]。特定の気流条件に対して壁面の境界条件を適切に設定することで境界層遷移を抑制し壁面空力加熱率が低減することが報告されている。

また、流れ場を比較的大規模に変更し空力加熱を低減する手法としては、壁面からのジェット噴射がある。これには主に2つの側面がある。すなわち、1) 淀み点近傍の

空力加熱を低減する目的で使用される逆噴射ジェットと、2) 姿勢制御用ジェットによって誘起された空力加熱を低減する目的で使用される複数噴射ジェット、である。1) の淀み点付近から噴射される逆噴射ジェットでは、機体前方の衝撃波離脱距離が増大することで空力加熱を低減できることが知られている [7]。残念ながら、流れ場に誘起される非定常振動が問題となっており、これが実用化に向けた弊害となっている。一方で、2) の一様流に対して垂直に近い角度で噴射される姿勢制御用ジェット（すなわち、サイドジェット）では、複数の噴射孔を密集させてサイドジェットを複数噴射することで、単一の噴射孔から噴射した場合よりも空力加熱率が低減する場合は報告されている [8,9]。しかしながら、現状では噴射孔の配置と空力加熱の低減効果の関係が調べられておらず、効果的に空力加熱低減を達成できる条件（噴射孔配置）について更なる調査の余地がある。

後者の『飛行経路の選択』は、発生する空力加熱が低くなるような経路を選択して飛行する方法である [10]。機体の弾道係数を小さくすると、空力加熱がほとんど発生しない高高度を飛行する段階から減速を開始することができ、過酷な空力加熱を避けた経路を飛行することが出来る。低弾道係数を達成するためには IAD (Inflatable Aerodynamic Decelerator) と呼ばれる柔軟構造空力減速装置が用いられる。極超音速飛行で使用される IAD は特に HIAD (Hypersonic Inflatable Aerodynamic Decelerator) と呼ばれ、NASA や JAXA がそれぞれ研究開発を進めている [10–17]。飛行経路の選択により気流条件自体を制御できるため『流体制御』による方法と比べて大幅な空力加熱低減効果が期待できるが、多くの IAD が柔軟な構造を有することから気流との間に流体構造連成問題 (Fluid Structure Interaction, FSI) が生じ、流れ場の予測が難しいという課題が残されている。

上述の通り、空力加熱の低減・抑制を目的としてこれまでに様々な研究が行われてきた。その中でも特に、IAD を用いた『飛行経路の選択』による方法は空力加熱率を大幅に低減することが期待でき、将来の大気圏突入システムの減速装置として有望であると考えられる。また、サイドジェットは今後のミッションにおいても引き続き姿勢制御機構として使用することが想定される。機体の姿勢とジェットの配置・向きによっては姿勢制御だけでなく逆噴射ジェットのように空力加熱低減効果も期待できるため、気流とサイドジェットの干渉問題については系統的な基礎研究が引き続き必要である。特に、機体壁面への加熱負荷軽減の観点から、複数サイドジェットは将来的な姿勢制御機構として有望であると考えられる。

以上から，本論文では空力加熱低減のための要素技術として以下の 2 つに着目する．

1. 柔軟構造空力減速装置 IAD による空力加熱低減
2. 複数サイドジェットによるジェット噴射時の空力加熱抑制

次節以降では，これら 2 つの要素技術とその課題についてそれぞれ詳しく説明する．

空力加熱低減に関する要素技術

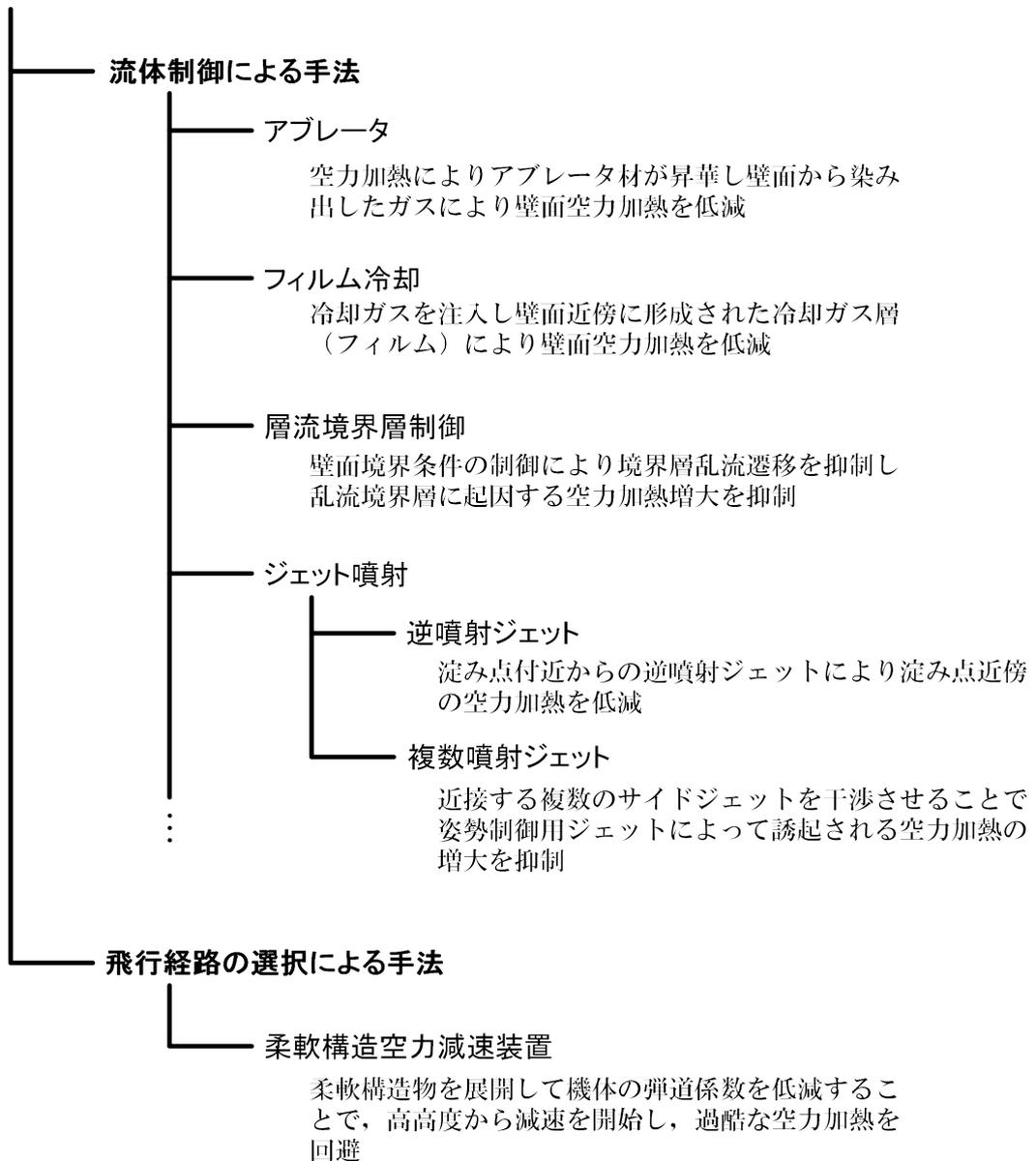


図 1.1: 空力加熱低減に関する要素技術の例

1.1.2 柔軟構造空力減速装置 (IAD) の利点と課題

前節で述べたように、IAD を使用することの最大の利点は、過酷な空力加熱を回避可能な飛行経路を選択できることである。この飛行経路の選択は、IAD などの減速システムを含む機体全体の弾道係数を制御することで行う。弾道係数は機体質量 m と空気抵抗係数 C_D 、機体の代表面積 S を用いて以下の様に表される。

$$C_B = \frac{m}{C_D S} \quad (1.1)$$

IAD はガス圧や空気力で柔軟構造物を展開するという機構であるため、その質量に対して展開時に生じる単位動圧あたりの空気力 $C_D S$ が大きく、結果として弾道係数 C_B が小さくなるのである。これは逆に言えば、IAD を使用することで低い弾道係数を維持したままより多くの質量 (ペイロード) の輸送が可能であることを示唆している。このような意図で IAD が使用される例として、火星大気圏突入時に使用される超音速パラシュートが挙げられる。この場合、極超音速飛行時には IAD は使用されず、突入カプセルは TPS で空力加熱を耐えて超音速の速度まで減速する。その後 $M_\infty = 2$ 近傍で超音速パラシュートを射出・開傘し減速を継続する [18]。一般に超音速パラシュートも IAD の一種と見なされ、HIAD と同様に展開後に機体の弾道係数を低減する効果を持つが、使用目的は搭載されたペイロードを地表到達までに安全な速度まで減速することである。HIAD と超音速パラシュートの併用など将来的に様々な運用形態が考えられるため、IAD はより大きな質量を低空力加熱で輸送可能な空力デバイスとして注目されている。

現状では、上述のような利点があるにも関わらず、極超音速 (および超音速) 飛行時に空力減速装置として柔軟構造物を用いるケースは多くはない。空気力学の観点からいえば、その原因は IAD の構造の柔軟性に起因している。すなわち、柔軟構造物の構造変形が生じるため流体现象が非常に複雑になり、予測が難しいのである。気流中の物体周りに形成される流れ場は物体形状によって決定されるが、柔軟構造物は空気力によって比較的大規模な変形を繰り返すため、その影響を受けて流れ場の構造も刻一刻と大きく変化し、流れ場は非定常になる。このように構造物と流れ場が相互作用するような問題は流体構造連成問題 (Fluid-Structure Interaction, FSI) と呼ばれ、数値解析 (Computational Fluid Dynamics, CFD) および風洞実験による流れ場予測において依然として課題がある。これらの課題について以下に述べる。

CFD は解析対象の詳細な流れ場が計算結果として得られることから、流体现象を解析する手法として広く用いられている [19]。通常は固定の物体形状周りの流れ場を計算するため、流体の支配方程式のみを数値的に解くのが一般的である。これに対して、

FSI を伴う流体现象では流体と柔軟構造体の連成現象が解析対象であるため、流体の支配方程式に加え構造を解くための方程式も考慮しなくてはならない。さらに流体 – 構造間で時間ステップごとに境界条件を渡しあう連成計算となるため、計算自体が容易ではない [20, 21]。また、柔軟構造体では弾性体の方程式を満たさないため、柔軟構造体の変形を記述するためのモデルの構築も必要となる。このような CFD は、例えば超音速パラシュート周りの FSI を扱ったものがある。近年、低速飛行時も含めたパラシュート周りの流体構造連成問題を扱った数値解析が多く行われてきた [22–28]。超音速パラシュートを対象とした数値計算では、傘の開閉運動を伴う非定常流れ (Area Oscillation [29]) を定性的に再現した結果が得られている。一方で、傘の抗力係数 C_D は実験値よりも過小評価しており [23, 24]、数値計算の精度向上が今後の課題である。

さて、CFD の結果を検証するには実験データとの比較が不可欠である。上述の超音速パラシュートの例では、数値計算を定量的に検証するために有用なデータは、パラシュートに働く抗力係数 C_D 、すなわち空気力のみであった。空気力は流体现象により模型表面に与えられる圧力分布の積分値であり、局所的な流体现象の情報を含まない。FSI の数値計算で得られた非定常流体现象を風洞実験により検証するには、局所的な流れ場や模型形状の変化、および模型表面の状態量 (圧力や温度) について、流体側の情報と構造側の情報が関連付けられた実験データが必要不可欠である。しかしながら、これらのデータを風洞実験により取得可能な実験手法及び評価手法がほとんど確立されていない。これは、実験模型が柔軟構造体であることに起因している。すなわち、FSI は流体と柔軟構造体の相互作用により成立するため、通常のセンサ (圧力変換器や熱電対など模型に直接固定するセンサ) を模型に設置すると柔軟構造体の変形に影響を与え、FSI そのものの性質を変えてしまうことが懸念される。したがって、FSI に関する実験データの取得には、現象自体を壊さない『非接触な計測』により流体と構造の関係を評価する手法の確立が必要である。

そこで本論文では、IAD 周りの流れ場予測のために風洞実験で計測すべき対象として以下の2つの項目を定義する。

1. 流れ場の変化 (衝撃波の変化) と構造変化 (模型の運動・変形) の相互相関を表す実験データ
2. 柔軟構造体表面の状態量 (圧力・温度) と構造変化の関係を表す実験データ

前者は、FSI を表すために構造変化と流体変化が同期された形で取得されるデータである。FSI の現象解明に寄与することが期待される。後者は、柔軟構造体表面の圧力と温度のデータである。IAD などの柔軟構造体の空力性能 (空気力及び空力加熱) を評価するために有用であると期待される。

1.1.3 複数サイドジェットによる壁面空力加熱率の抑制と課題

サイドジェットによる空力干渉は高速空気力学において典型的な衝撃波・境界層干渉 (Shock/ Boundary Layer Interaction, S/BLI) の一つであり, 航空宇宙機の姿勢制御に用いられる Reaction Control System (RCS) やスクラムジェットエンジンの燃料噴射で見られる. これらの実用上の興味からサイドジェット空力干渉については, これまで多くの先行研究が成されてきた [30–38].

1つのサイドジェット (以降, Single injection という) によって生じる干渉流れ場には, 複数の衝撃波と渦が同時に存在し3次元的で非常に複雑であることが既によく知られている. この干渉流れ場により噴射孔 (以降, インジェクタと呼ぶ) 付近の壁面圧力及び空力加熱率は強く影響を受け, 特に壁面空力加熱率はインジェクタのすぐ前方で著しく増大する領域が形成される [39, 40]. 隣り合う複数のサイドジェットによる干渉流れ場は, Single injection の場合よりもさらに複雑な流れ場となることが指摘されている [41]. その主な要因はサイドジェット間で生じる衝撃波・衝撃波干渉 (Shock/ Shock Interaction, S/SI) である. すなわち, それぞれのサイドジェット周りに生じた衝撃波同士が相互に干渉し流れ場が変化するのである. これによって, サイドジェットの S/BLI に加え S/SI を同時に考慮する必要があるため, 流れ場及び壁面空力加熱の予測がより困難になる.

複数サイドジェットにより誘起される壁面空力加熱率を扱った先行研究は多くはないが, ある固定配置の4つのサイドジェットを Orion 型カプセル模型の背面に設置し, これによって壁面に生じる空力加熱率を風洞実験により評価した例がある [8, 9]. これによれば, 1つのサイドジェットを噴射した場合よりも4つの場合の方が空力加熱の強度及び範囲が抑制されることが示された. すなわち, 複数サイドジェットに生じる S/SI が流れ場を変化させ, 結果的に空力加熱を低減させたという可能性が示されたといえる.

S/SI は干渉する衝撃波の相対位置と入射角によって流れ場が顕著に変化する (詳しくは, 1.2.4 節参照). 複数サイドジェットによって生じる衝撃波を考えると, 衝撃波の相対位置及び入射角はサイドジェットを噴射するインジェクタの位置・設置間隔によって変化するので, 複数サイドジェット間の S/SI による壁面空力加熱の低減効果を調べるにはインジェクタの配置をパラメータとした調査が有効であると考えられる. しかしながら, 壁面空力加熱に対するインジェクタ配置の効果を体系的に調べた研究はなく, 壁面空力加熱を抑制するためにインジェクタ配置が満たすべき要件は明らかになっていない.

1.2 関連する先行研究の動向

1.2.1 流体構造連成現象に対する計測手法

ここでは、流体構造連成現象 (FSI) を扱う風洞試験で使用される流体及び構造の計測手法について述べる。

剛体模型を用いる通常の風洞試験とは異なり、FSI を対象とした風洞試験では模型構造の変形・変位を評価し、流体现象と関連付けて一体的に考察する必要がある。そのため、模型変形・変位の計測は不可欠である。航空宇宙工学分野では、これらを非接触に計測するための手法として複数台のカメラによる3次元変位計測技術 (Photogrammetric techniques) が使用されてきた [42]。特に空力弾性問題の研究分野では空気力による弾性体模型変形・変位を計測する試みが行われており、例えば自由支持された風洞試験模型の姿勢変化の計測 [43]、空気力による翼模型の定常変形の計測 [44]、ヘリコプタブレードの変形計測 [45]、翼のフラッタ現象における非定常変形の計測 [46] が挙げられる。また、実験用航空機を用いた飛行試験における主翼の変形計測を行った例もある [47]。これらの例では模型の位置変化・弾性変形の度合いを定量的に捉えることにより、模型に生じる空気力及び流体现象の予測に寄与している。また柔軟構造体という観点からは、超音速パラシュートの低速風洞試験 [48] 及び超音速風洞試験 [49] で傘の運動・変形を計測するための手法として3次元変位計測技術が用いられた。さらに、風洞試験とは無関係だが宇宙展開構造物の膜面形状の評価に用いられた事例もある [42]。

一方で、FSI に対する流体計測として最も単純なものは、空気力の計測である。例えば、翼のフラッタ現象と空気力の非定常計測を行い、Limit Cycle Oscillation (LCO) と呼ばれる翼の振動に対して空気力が与える影響を調べた研究がある。これによれば、翼に働く揚力の変動とピッチ方向の運動の位相差が振動の抑制に寄与していることが報告されている [50]。前述したように空気力は局所的な流体现象の情報は含まないが、FSI 全体の結果として生じる非定常な空気力を評価することで、FSI の特性を部分的に反映した検証用データとして捉えることができる。

空間的な流れ場 (速度ベクトル場) を計測するには、粒子画像流速測定法 (Particle Image Velocimetry, PIV) が有効である。PIV が用いられる FSI としては羽ばたき問題が挙げられる。この問題では、昆虫の羽ばたきに対して PIV が適用され、後流に形成される渦輪の存在が実験的に確かめられている [51]。また、より簡易な流れ場の可視化手法として煙線法が用いられることもある [52]。特に淵脇らは蝶の羽ばたきに対して PIV と翅の羽ばたき角度の計測を適用し、渦輪生成 (すなわち、流体側のデータ) と翅の運動 (構造側のデータ) を実験的に関連付けて議論した。その結果、翅の運動

による渦輪の発生メカニズムを明らかにした [53, 54]. PIV は羽ばたきの他に翼のフラッタ現象の実験にも適用されており, 振動する翼周りの流体现象と空気力の予測に利用されている [55].

超音速気流においては, 衝撃波の位置変化・変形と模型構造の変形を関連付けて計測する方法がある. 例えば, 衝撃波の可視化手法として一般的なシュリーレン法では, パラシュート傘の変形と衝撃波の変形が連成して生じていることを定性的に確かめることができる [29, 49]. また, 翼のフラッタ現象に対して感圧塗料法を適用し, 翼面上の衝撃波発生位置と模型変形の関係を確認した事例がある [56]. 衝撃波は模型表面圧力に対して比較的大きな影響を与える傾向にあるため, 衝撃波を伴う FSI を理解するには衝撃波と構造の相互相関を調べるのが重要であると考えられる.

変形の度合いが比較的小さい FSI として, (極) 超音速気流中の壁面境界層と壁面のフレキシブルパネルの干渉 (すなわち, パネルフラッタ) 問題がある. このような系ではパネルは比較的高周波で振動するため, FSI を評価するための手段として周波数解析が有効である. 例えば, パネルの振動を画像相関法 (Digital Image Correlation, DIC) により, パネル表面の圧力変動を感圧塗料によりそれぞれ計測し, 両者を周波数解析によって比較した実験がある [57].

振動現象を伴う柔軟構造体の FSI (例えば, 超音速パラシュートの Area Oscillation) を解析するには, 上述のパネルフラッタの事例のように, 流体の振動と構造の振動を周波数の観点から関連付けて流体構造間の相互相関を考察する方法が有効であると考えられる. しかしながら, 柔軟構造体周りの FSI に対してこのような手法が適用された例はない. したがって, このような振動現象に対して周波数ベースでの解析が可能かどうかを確認するには, 実際に風洞試験に適用し検証を行う必要がある.

1.2.2 非接触な圧力・温度計測手法 (感圧・感温塗料法)

風洞試験において使用される非接触な壁面圧力・温度の計測手法として感圧塗料 (Pressure Sensitive Paint, PSP) 法および感温塗料 (Temperature Sensitive Paint, TSP) 法がある [58]. これらは, 感圧 (温) 色素の発光が酸素分圧及び温度に応じて変化するという性質 (消光現象) を利用した計測手法であり, CCD などの光学イメージング素子を用いて計測することで詳細な壁面圧力・温度分布を取得可能であるという大きな利点がある.

色素の酸素消光現象自体は 1930 年代に発見されていたが, この現象が空気力学分野の実験に対して有用であることを最初に示したのは J. Peterson と V. Fitzgerald [59] であり, 1980 年のことであった. その後, 露国中央流体力学研究所 (TsAGI) と米国ワシントン大学, 及び NASA Ames 研究所がそれぞれ独自に研究開発を推進し, 感圧

塗料は黎明期を迎えた。感圧（温）塗料に関する歴史的経緯については文献 [58] に詳しい。多くの研究者の努力により、今日では感圧（温）塗料は風洞試験における非接触計測手法として一般化しつつある。これらの成果は、いくつかのレビュー論文としてまとめられている [21, 58, 60–64]。

感圧（温）塗料法で用いられる計測原理は、圧力・温度による色素の発光強度の変化を利用する強度法と、色素の発光寿命の変化を利用する寿命法がある。強度法では、塗料の発光強度をイメージング素子により色深度の情報（輝度値）として記録し、ある基準状態からの輝度値変化を状態量（圧力・温度）に変換することで計測を行う。状態量の変化以外による輝度値の変化（塗料のムラや励起光のムラの影響）を除去する必要があるため、基準状態による輝度値の正規化手続きが不可欠である。この手続きを行うには基準状態と計測対象の状態において、画像上で計測面の位置や形状が一致していなくてはならない。二つの画像を一致させる手続きは Image registration とよばれ、画像間のズレは輝度値変化を正しく評価できない原因となるため、深刻な系統誤差の要因となることが知られている [65]。多くの風洞試験では、無風状態を基準状態として採用する。通風状態と無風状態で計測対象の位置や形状が変化する場合には Image registration が複雑化する。すなわち、位置・形状変化を反映した計測面で基準画像を事前を取得するか、または画像処理により補正を行わなくてはならない。例えば、JAXA では風洞試験模型の変形前後の形状を三次元グリッドとして取得し、グリッド上にマッピングされた輝度値を用いて正規化を行っている [66]。このような画像処理による方法は模型変形の補正を可能にするが、変形による励起光の変化を補正することができず、誤差要因の一つとなるとの指摘がある [67]。

励起光変化の影響を補正するためには主に2つの方法がある。すなわち、寿命法と2色法である。まず、寿命法 [68] について述べる。この方法では、励起過程および励起後の発光が減衰していく過程においてそれぞれ個別のゲートで輝度値を測定し、各ゲートの輝度値の比を用いて圧力及び温度を計測する。輝度値正規化時に励起過程の輝度値を用いるため、模型の変位・変形による励起光の変化を気にする必要がない。このような利点から、回転するローターブレード表面の圧力計測 [69, 70] や強制振動する翼表面の圧力計測 [71] への適用例がある。一方で、塗料塗布面によって発光寿命が異なるという問題が報告されている [72, 73]。これを解決するには基準状態で各ゲートの輝度値の比を事前を取得し、通風状態の輝度値比を正規化する（すなわち、比の比、Ratio of Ratios をとる）必要があるという指摘がある [72]。

一方で2色法とは、強度法のうち、感圧色素とは異なる波長帯で発光する別の色素を採用し基準輝度値を取得する方法である。これは感圧塗料計測において以下のような補正するための方法として研究されてきた。すなわち、

1. 感圧塗料の温度補償
2. 励起光の変化の補正

である。

まず、感圧塗料の温度補償を目的とした2色法について述べる。多くの感圧色素は圧力だけでなく温度にも依存して輝度値が変化する。この温度の影響を除去するため、感温塗料法により温度分布を取得し感圧塗料の温度補償に用いるという方法がとられる。最も単純な方法として、左右対称な風洞試験模型に感圧塗料と感温塗料を別々に適用し、感温塗料で得た温度分布を用いて画像処理により感圧塗料の温度補償を行う方法がある [74]。この方法によって、温度補償により圧力計測値の精度が向上することが確認されている。一方で、流れ場が左右非対称でなければ適用できないという欠点も指摘されている [75]。そこで、感圧塗料に感温色素を混合した複合感圧塗料と呼ばれる方法が提案された [75–77]。この方法により、模型の姿勢に依らない温度補償が可能になった。一方で、一部の塗料では混合された感圧色素と感温色素の間で化学的な干渉が発生し、色素の劣化を引き起こす可能性が指摘された [75]。色素間の化学的な干渉を防ぐため、色素を混合せずに温度補償を行うという方法がいくつか提案されている。例えば、Buck らは多孔質セラミック母材の発光を利用し、母材の発光と単一の感圧色素の発光の比を用いて温度補正を行う方法を提案した [78]。また、Matsuda と Kameya らによりインクジェットプリンタで感圧・感温塗料を塗り分ける方法が提案されている [79,80]。これらの方法により感圧塗料の温度補償が達成されている。一方で、混合型2色塗料をスプレー塗布する方式と比較すると適用可能な計測面の材質や形状に制約がある。

次に2色法による励起光補正について述べる。この方法では、圧力・温度に依存しない光を発する色素等（基準色素と呼ぶ）を感圧色素と併用する。この方法により励起光の空間的なムラの影響を補正可能であるため、理論的には基準画像による Image registration が不要となり、計測手続きの簡単化及び計測精度の改善が見込まれる [67]。これを意図した最初の2色法は Harris と Gouterman ら [81,82] により提案されたフォスファー（無機蛍光物質）と感圧色素を併用した方法である。残念ながら、フォスファーが不溶性の固体粒子だったため基準輝度値の空間的なバラつきが原因で計測誤差が生じたが、2色法による励起光補正の可能性を示した。その後、2種類の色素を混合した塗料を用いる方法 [83]、ドット状のマーカースとして基準色素を塗り分ける方法 [20]、ポリマーのナノ粒子に閉じ込めた発光分子から基準輝度値を得る方法 [84] が提案された。これらの方法では、励起光の補正が可能であることが示されたが、依然として基準画像（Image registration）による正規化の手続きが必要であった。Image registration の手続きが不要な感圧塗料の2色法は、2004年に Khalil らによって提案された [67]。この方法では、感圧色素

(platinum tetra(pentafluorophenyl)porpholactone, PtTFPL) と圧力に感度がない色素 (magnesium tetra(pentafluorophenyl)porphine, MgTFPP) を単一のポリマーと混合して使用し, 両色素の輝度値の比から圧力の計測値を算出している. この報告では固定された平板試験片を用いて較正試験のみが行われたにとどまるが, 両色素の温度に対する感度がほぼ等しいことから励起光の補正と温度補償を同時に達成しており, 理想的な感圧塗料計測が達成されたと結論付けられている. 実際に模型位置が変化する系に2色法を適用した例は2013年にSakaueらによって報告されている [85]. この実験では, 非感圧の基準色素として青色発光する量子ドットを, 感圧色素として赤色発光するルテニウム錯体 (tris-(4,7-diphenyl-1,10-phenanthroline) ruthenium (II)) を採用し, 両色素を混合した溶媒に多孔質計測面を浸漬し色素を定着させている. 結果として, 両発光輝度値の比をとることで励起光補正が達成され, 位置変化する計測面上の表面圧力を事前の Image registration なくして計測可能であることが示された. また, 2色法の感温塗料を用いた温度計測法も Ishii らにより提案されている [86]. この方法では, 感温塗料として赤色発光する Rhodamine B を, 基準色素として緑色発光する Fluorecein をそれぞれ採用し, 多孔質の模型に浸漬により色素を定着させている.

柔軟構造模型への感温塗料の適用を考えた場合, 多孔質表面を準備することは難しいため, 浸漬による塗布は出来ない. そのため, スプレー塗布が可能でかつ Image registration が不要な2色法の感温塗料が必要である. しかしながら, このような感温塗料法の報告例はなく, 新規に開発が必要である.

1.2.3 サイドジェット空力干渉

1.1.3 節で述べたように, サイドジェットによる空力干渉は高速空気力学において典型的な衝撃波・境界層干渉 (S/BLI) の一つであり, これまで多くの先行研究が成されてきた [30–38].

1つのサイドジェット (Single injection) が極超音速気流中に噴射されたとき, その周囲に形成される流れ場には複数の衝撃波と渦が同時に存在し, 3次元的で非常に複雑であることが既によく知られている. この干渉流れ場によりインジェクタ付近の壁面圧力及び空力加熱率は強く影響を受けることがわかっている. 典型的なサイドジェット干渉流れの模式図を図 1.2 に示す. サイドジェットが噴射されると, まずジェットプルームの部分に Barrel shock と Mach disc が形成される. これらの衝撃波が外部気流に対して障害物として働くため, サイドジェットのすぐ前方には Bow shock が発生する. Bow shock の背後では局所的に高圧な気体が生成され, この過剰圧力は壁面付近の境界層内部に逆圧力勾配を誘起し, やがてある位置で境界層を剥離させる. こ

れにより Bow shock の前方には剥離衝撃波が形成される。流れ場には主に2つの種類の渦が発生する。一つは、ジェットプルームの後流に発生する Counter-Rotating Vortex (CRV) [31,87] であり、もう一方は、剥離領域に形成される馬蹄渦 (Horseshoe Vortex) である。特に馬蹄渦は壁面近傍に発生するため、馬蹄渦に沿った流線は壁面に付着（または剥離）を繰り返しながら、インジェクタの周りを包み込むようにして後流に伝播する。これによって壁面には流線の付着線（または剥離線）が形成され、この付着線（または剥離線）に沿って壁面の空力加熱率が増大（または低減）することが明らかになっている [39,40]。剥離領域に生じる馬蹄渦の数は外部気流のレイノルズ数 Re 、ノズル圧力比 (NPR)、模型迎角に依存して変化する [39,88]。

一方で、複数のインジェクタを統合して単一のジェット噴射機構として運用する場合がある。このような複数サイドジェットについても RCS やスクラムジェットエンジン内の燃料噴射装置としての採用が検討されており、いくつかの応用的なインジェクタ配置で研究がおこなわれてきた。Watkins ら [8,9] は4つのサイドジェットを RCS クラスタとして採用し、Orion 型カプセル模型の背面に設置し、これによって壁面に生じる空力加熱率を評価した。これによれば、1つのサイドジェットを噴射した場合よりも4つの場合の方が空力加熱の強度及び範囲が抑制されることが示された。また、別の研究では、Parallel（すなわち、主流に対して垂直な方向）に並べられたサイドジェットによって、その前方の剥離領域が拡大することが示された [88,89]。一方、Pudsey ら [90] は、Tandem（すなわち、主流方向）に並べられた4つのサイドジェットについて調査しており、下流側のサイドジェットが上流側のサイドジェットに作用し、その膨張を抑制する効果があることを示した。この効果はインジェクタ間隔が広がるにつれて緩和することがわかっている。以上の先行研究では、複数サイドジェットのインジェクタ配置によって干渉流れ場が変化し、壁面に形成される圧力分布に影響を与えることが示されている。

隣り合うサイドジェットの周りには Single injection の場合よりも複雑な流れ場が形成される [41]。その主な要因はサイドジェット間で生じる S/SI である。1.2.4 節で述べたように、S/SI では衝撃波の入射角によって形成される干渉流れ場が変化する。サイドジェットによる衝撃波同士の干渉の場合、衝撃波入射角はインジェクタの配置に依存して決まる。したがって、インジェクタの設置間隔が干渉流れ場を決定する重要なパラメータの1つであると考えられるが、インジェクタの設置間隔によるサイドジェット周りの干渉流れ場の変化を体系的に調べた研究はない。特に壁面空力加熱は S/SI によって局所的な増大（または低減）が予想されるが、複数サイドジェットにより誘起される壁面空力加熱は未だ十分に調査が行われているとは言えない。

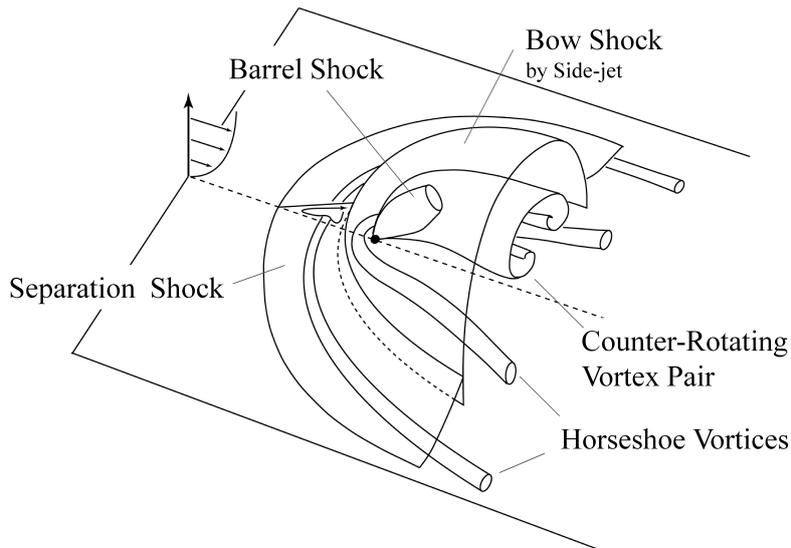


図 1.2: サイドジェット空力干渉によって形成される典型的な流れ場

1.2.4 衝撃波・衝撃波干渉 及び 衝撃波・境界層干渉

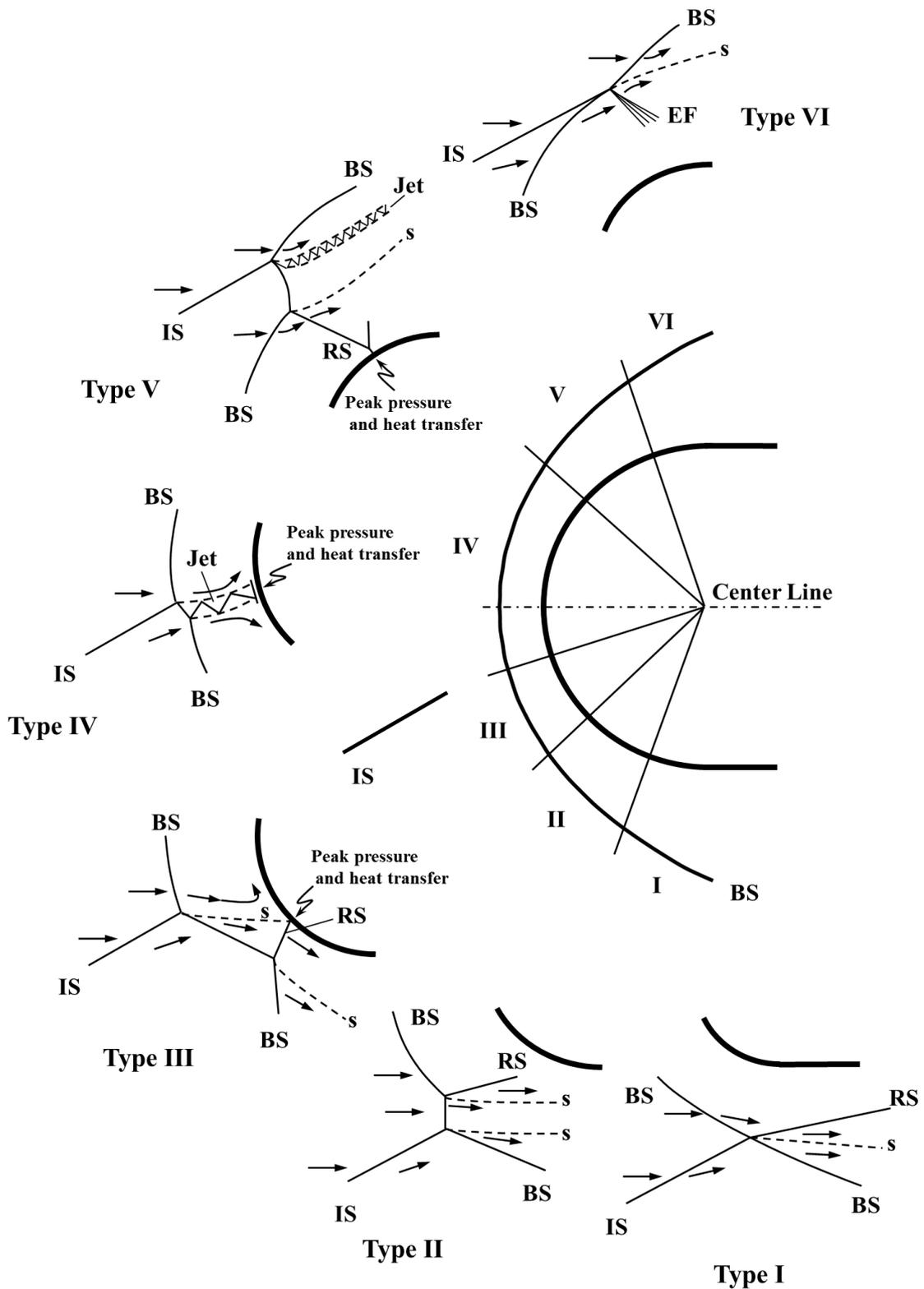
衝撃波・衝撃波干渉 (S/SI) 及び衝撃波・境界層干渉 (S/BLI) は、機体近傍の流れ場を大きく変更し、壁面の圧力・温度分布に強く影響を与える。ここでは、典型的な S/SI と S/BLI を挙げ、壁面が受ける影響について説明する。

球頭模型前方の弓型衝撃波に斜め衝撃波が前方から入射する S/SI では、衝撃波の入射角によって入射位置背後に形成される流れ場が異なる。図 1.3 に示すように、この干渉流れ場は Edney によって 6 つのタイプに分類されている [91]。入射位置の背後には、反射衝撃波、膨張波、スリップライン、非定常なジェットから成る流れ場が形成されることが報告されている [91–93]。壁面圧力及び空力加熱は、S/SI による局所的な流れ場により局所的に増大するが、その原因は S/SI のタイプによって異なる。弓型衝撃波に対して比較的入射角の小さい type-I, -II, -III, 及び-V では、発生した反射衝撃波が壁面に入射する位置に壁面圧力と空力加熱のピークが生じる。一方で、type-VI では壁面へ向いた反射衝撃波は発生しないため、壁面が受ける影響は比較的小さい。type-IV の干渉では非定常ジェットが壁面に入射するため、空力加熱の増大が最も顕著である。空力加熱率増大の程度は衝撃波の入射角によって変化するが、最大で淀み点加熱率の約 25 倍に達する例が報告されている [94,95]。この非定常ジェットは type-V でも発生するが壁面に直接入射しないため、壁面においては反射衝撃波の影響が支配的となる。

2 つの斜め衝撃波同士の干渉では、斜め衝撃波の入射角に応じて Mach Reflection

(MR) と Regular Reflection (RR) という2つの regime が存在することが知られている。RR では衝撃波は入射点で反射しその背後には反射衝撃波が形成されるのみだが、MR では反射衝撃波の他にスリッラインとマッハステムが形成される。これら2つの regime の遷移条件を詳しく調査した報告はあるが、これらの regime が壁面近傍で生じた場合の壁面空力加熱には言及されていない [96,97]。MR 及び RR は、図 1.4 に示す様に、二つの円柱前方に形成される弓型衝撃波同士が干渉する問題でも見られる。2つの円柱が離れている場合には、衝撃波の入射角は小さいため RR を示すが、円柱同士をある距離まで近づけると MR に移行し、円柱間にはマッハステムが形成される。この干渉が斜め衝撃波同士の干渉問題と異なる点は、円柱をさらに近づけた場合に見られる。即ち、円柱をさらに近づけるとある距離において円柱間の流れはチョークし、2つの円柱の前方には1つの弓型衝撃波が形成される [98,99]。

典型的な S/BLI としては、double wedge 周りで見られるような干渉流れ場が挙げられる [100–102]。この流れ場の概要を図 1.5 に示す。先頭から発生した斜め衝撃波は、後方の斜め衝撃波（または、弓型衝撃波）に入射し S/SI が発生する。S/SI のタイプは double wedge の角度によって変わるが、Reattachment Shock 背後では壁面圧力が増大する。この圧力が壁面の境界層内を伝播し、前方で境界層を剥離させ、これにより剥離衝撃波が発生する。空力加熱率は反射衝撃波が入射する位置で著しく増大するが、剥離領域では緩和される [103]。前述したように、このような S/BLI はサイドジェットでも見られる。サイドジェットの場合同様に3次元的な構造をしているが、後方の過剰圧力によって前方の境界層が剥離するという点は共通である。



IS: incident shock, BS: bow shock, RS: reflected shock, EF: expansion fan, s: slip line

図 1.3: Edney による衝撃波・衝撃波干渉の分類

(文献 [93,94] より引用し, 著者が再構成した.)

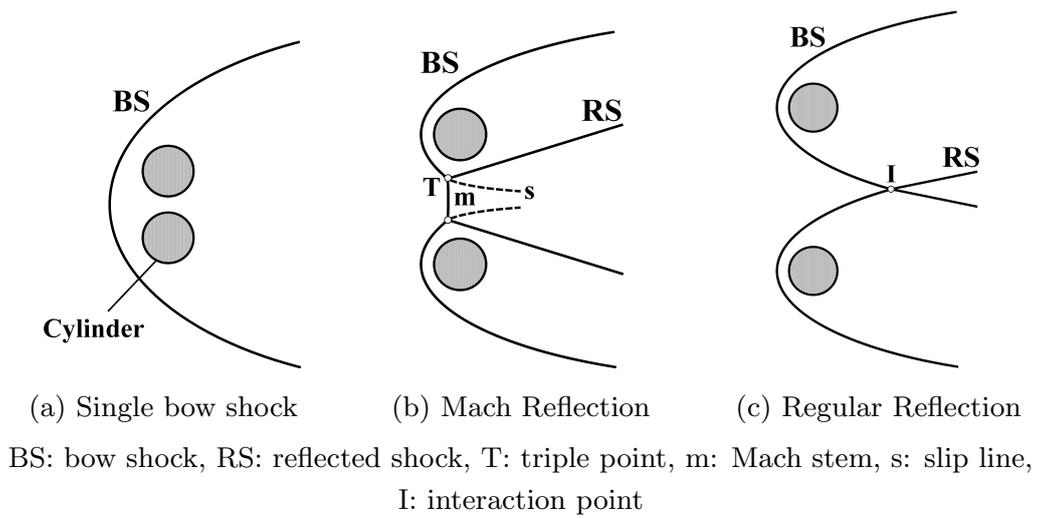
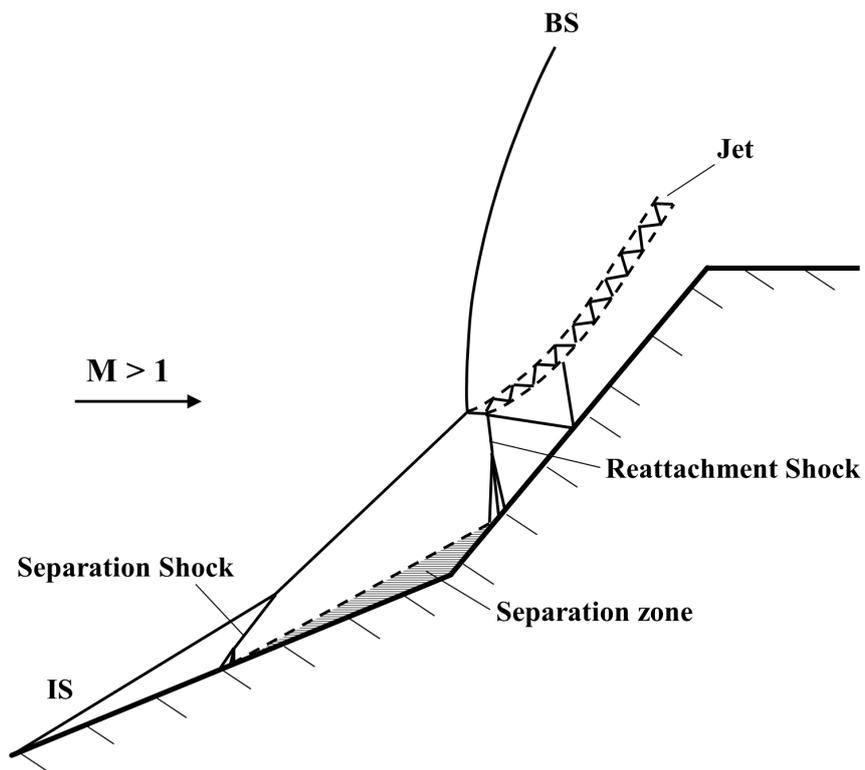


図 1.4: Parallel configuration で並ぶ 2 つの円柱周りに形成される衝撃波



IS: incident shock, BS: bow shock

図 1.5: Double wedge 模型における衝撃波・境界層干渉の例

(文献 [100] より引用し, 著者が再構成した.)

1.3 本論文の目的

大気圏に突入する際に機体壁面に生じる空力加熱の問題は、高速空気力学分野において依然として最重要課題の一つである。本論文の最終的な目標は、この壁面空力加熱を低減するために将来的に使用が期待される要素技術について基礎的な研究を行い、その実現に貢献することである。

本論文では空力加熱低減のための要素技術として、柔軟構造空力減速装置 (IAD) と複数サイドジェットに着目する。それぞれの要素技術に対する本研究の目的を以下に示す。

1. 柔軟構造空力減速装置 (IAD) 周りの流体構造連成現象 (FSI) に対する実験的計測手法および評価手法を確立する。
2. 隣り合うサイドジェット同士の空力干渉を利用した空力加熱の抑制効果を評価する。

前者は、IAD 周りの FSI を伴う非定常流体现象の解明に寄与する実験手法を提案し、将来的な IAD 開発に風洞試験技術という観点から貢献する。後者は、極超音速飛行における姿勢制御サイドジェットによる空力加熱の問題に対して、低空力加熱を達成可能な設計指針を与え、より壁面への加熱負荷が小さい姿勢制御装置の開発に貢献する。

1.4 本論文の構成

本論文は本章を含めた全6章から構成される。

第2章では、変形する柔軟構造体の壁面空力加熱を評価するための手法として2色法の感温塗料法を提案する。これまでに提案された2色法の感温塗料法は浸漬による色素定着が必要だったが、これに対して、ここでは布製柔軟模型にスプレー塗布する2色法の感温塗料を開発する。本章では、まず、2色法の感温塗料の計測原理、作製方法および性能について述べる。また、第5章で用いる従来型の感温塗料法についてもここで言及する。

第3章では、柔軟構造体の運動と超音速流れの FSI に着目し、これに対する評価手法を提案する。具体的には、同期計測された模型3次元運動および衝撃波の振動と模型にかかる空気力の変動を周波数解析の観点から関連付けて考察し、構造運動と流体振動の相互相関を実験的に確かめることができる手法である。この手法を実証するた

めの風洞試験模型として布製超音速パラシュートを採用する。超音速パラシュートでは、非定常な衝撃波振動を伴う抗力の振動が問題となっている。本章では、布製パラシュートの超音速風洞試験に上述の評価手法を適用し、パラシュート傘の運動、衝撃波振動、および抗力振動を周波数解析の観点から関連付けて考察することで、抗力振動の原因となっている流体構造連成現象の解明、ならびに本手法の有効性の実証を試みる。

第4章では、第2章で述べる2色法の感温塗料を実際に風洞試験に適用し、布製柔軟模型の表面温度計測に対する本手法の適用可能性を検討する。極超音速域での運用が想定されているIADの模型として柔軟エアロシェル型模型を採用し、衝撃風洞試験で模型表面の空力加熱を評価するため、本手法による表面温度計測を行う。

第5章では、サイドジェット空力干渉により誘起される干渉加熱を抑制する方法を提案する。具体的には、2つのサイドジェットを同時に噴射し、サイドジェット間の衝撃波・衝撃波干渉を利用して干渉加熱の抑制を図る。2つのサイドジェットの配置と設置間隔をパラメータとして採用し、各配置で生じる干渉加熱を衝撃風洞試験によって実験的に調べる。これにより、効果的に加熱率抑制が可能なサイドジェット配置を決定するための指針を示す。

第6章では、本論文の結論を述べる。

第 2 章

感温塗料法

2.1 感温塗料法（強度法）の概要

感温塗料 (Temperature Sensitive Paint, TSP) 法は、感温色素の温度消光を利用した分子イメージング計測法の一つである。計測面に塗布された感温塗料に励起光を照射し、このとき生じる塗料の発光をイメージセンサによって記録する。これによって、高い空間分解能で表面温度分布を計測可能である。本節では、感温塗料法のうち強度法に着目し、感温色素の発光原理、計測原理および塗料の較正方法について述べる。

2.1.1 色素の発光原理

感温色素の分子には、ある波長帯の光を吸収し励起状態となり、基底状態にもどる際にエネルギーを光として放出するという性質がある。この発光は、光が放出される過程によって蛍光または燐光と呼ばれる。蛍光および燐光の発生過程は、図 2.1 に示すヤブロンスキー図によって以下のように説明することができる [58, 104]。感温色素分子に励起光を照射すると、分子は励起され、基底状態 S_0 から励起一重項状態 S_n に電子遷移が生じる。一重項とは電子スピン多重度が 1 であることを示しており、電子対のスピンの方向が互いに反対方向を向いている状態を表す。各励起状態には、分子振動による振動エネルギー準位が存在する。励起光によって分子は様々な振動エネルギー準位まで励起されるが、振動緩和によって各励起状態の最も低い振動エネルギー準位までエネルギーを失う。これと同時に、内部転換によって高次の励起状態から最低励起一重項状態 S_1 にエネルギーが速やかに受け渡される。振動緩和と内部転換は光を放出しない過程である。 S_1 から基底状態 S_0 へ電子遷移が起こる場合、エネルギーの一部は光として放出される。このとき放出される光を蛍光と呼ぶ。また、 S_1 から項間交差によって最低励起三重項状態 T_1 に遷移が生じる場合がある。三重項とは、電子スピン多重度が 3 であることを示しており、電子対のスピンの方向が互いに同じ方向を向いている状態を表す。 T_1 から S_0 の電子遷移で生じる発光を燐光と呼ぶ。励起状態から基底状態への電子遷移で放出される光の振動数 ν は式 (2.1) で決まる。

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (2.1)$$

ここで、 E_1 は基底状態のエネルギー、 E_2 は励起状態のエネルギー、 h はプランク定数である。分子の吸収波長も式 (2.1) を満たすように決まる。 E_1 および E_2 は分子の種類によって固有であるため、吸収および発光の波長帯は分子の種類によって異なる。

一方で、発光を伴わない過程でエネルギーを放出する経路も存在する。これを無放射遷移と呼ぶ。この遷移では、エネルギーは分子振動を経て隣接する分子など媒体の振動・並進エネルギーに変換され、最終的に熱に変わる。このように熱としてエネルギーを失う

過程を特に熱失活と呼ぶ。感温塗料塗膜の温度が上昇すると、色素分子の振動が大きくなり熱失活によるエネルギー放出の割合が増えるため、光として放出されるエネルギーの割合は小さくなる。これによって、塗膜の温度上昇に伴い発光強度が低下する。この現象を温度消光と呼ぶ。感温塗料法のうち強度法では、温度消光による塗膜の発光強度と温度の関係を利用して温度を計測する。

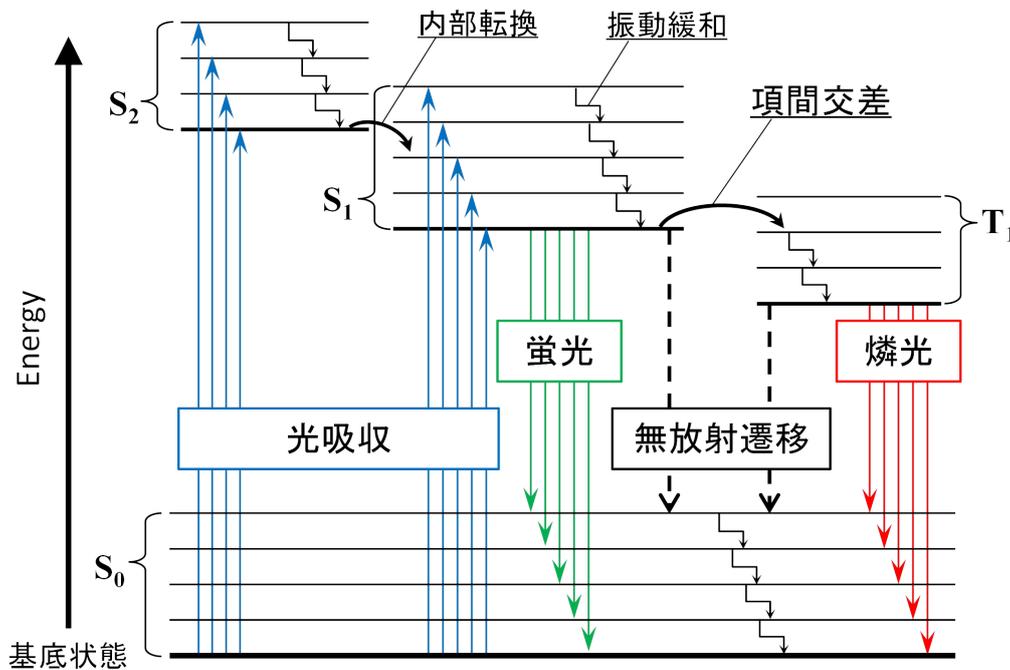


図 2.1: ヤブロンスキー図

2.1.2 計測原理

従来の感温塗料法（強度法）の計測システム概要

感温塗料法の計測システムの概要を図 2.2 に示す。感温塗料は、感温色素、バインダ、および溶媒から構成される。バインダとは感温色素を計測面に定着させるためのものであり、本研究ではポリマーが用いられる。溶媒は塗布後に速やかに蒸発するため、計測面にはバインダと感温色素から成る塗膜が定着する。塗膜には感温色素の吸収波長帯を含む波長の励起光を照射し、塗膜から発せられる発光を高速カメラ等のデジタル撮像装置で記録する。カメラ前方には塗料の発光波長を透過し励起光波長を遮断する光学フィルタを装着する。塗料の発光強度は、イメージセンサの各ピクセルに輝度値 I （グレースケール階調）として記録される。

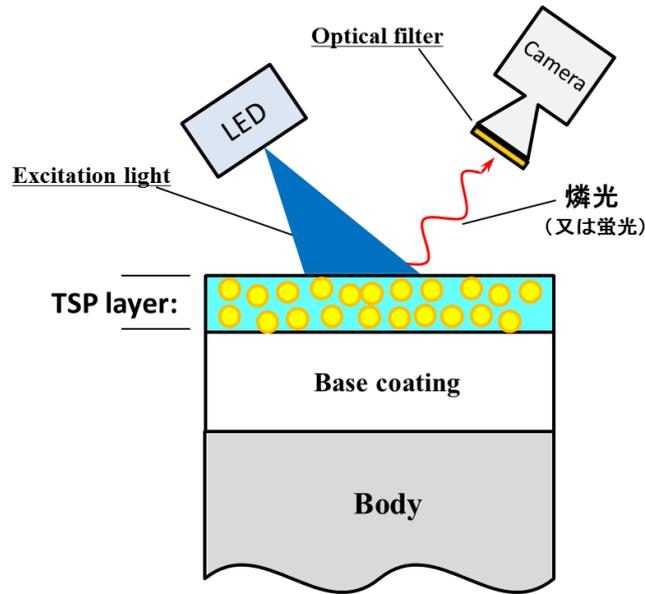


図 2.2: 感温塗料法 システム概要

輝度値 I の無風状態を基準とした従来型正規化手続きの理論

TSP が塗布された計測対象の表面（計測面と呼ぶ）をイメージセンサによって撮影する場合を考える．計測面とイメージセンサの位置関係を図 2.3 に示す．まず，位置関係を記述するため，以下の 3 つの座標系を定義する．

実空間座標系：

$$\mathbf{R} = (X, Y, Z) \quad (2.2)$$

計測面上の曲面座標系：

$$\mathbf{Q} = (u, v) \quad (2.3)$$

イメージセンサ上の座標系：

$$\mathbf{P} = (i, j) \quad (2.4)$$

イメージセンサ上には計測面の射影が像として結像する．この射影を写像 \mathcal{P} で表すと，座標系 \mathbf{Q} と \mathbf{P} の関係は以下のように書ける．

$$\mathcal{P} : \mathbf{Q} \longrightarrow \mathbf{P} \quad (2.5)$$

座標系 \mathbf{P} のある点 (i, j) と座標系 \mathbf{Q} のある点 (u, v) の組は写像 \mathcal{P} によって 1:1 で対応付けられる．ただし，イメージセンサと計測面の相対位置が変化すると，写像 \mathcal{P} も変化することに注意する．ここで， (i, j) はイメージセンサのピクセル位置を表す離散量であるから， (u, v) も離散量となる．これによって，計測面はイメージセンサのピク

セルによって分割され、計測面上の微小検査領域がそれぞれのピクセルに割り当てられる。

次に、点 Q の微小検査領域とそれに対応する点 P のピクセル、および励起光源の実空間における位置関係を記述する。座標系 \mathbf{R} における位置ベクトル \mathbf{x} を用いて表すと、以下のように書ける。

計測面上の点 Q の位置ベクトル：

$$\mathbf{x}_Q = \overrightarrow{OO'} + \overrightarrow{O'Q} = \mathbf{x}_Q(u, v, X_{O'}, Y_{O'}, Z_{O'}) \quad (2.6)$$

イメージセンサ上の点 P の位置ベクトル：

$$\mathbf{x}_P = \overrightarrow{OO''} + \overrightarrow{O''P} = \mathbf{x}_P(i, j, X_{O''}, Y_{O''}, Z_{O''}) \quad (2.7)$$

ここで、実空間におけるイメージセンサの位置は固定であり $\overrightarrow{OO''}$ は不変なので、

$$\mathbf{x}_P = \mathbf{x}_P(i, j) \quad (2.8)$$

実空間における励起光源の位置ベクトル：

$$\mathbf{x}_{exc} = \text{Const.} \quad (2.9)$$

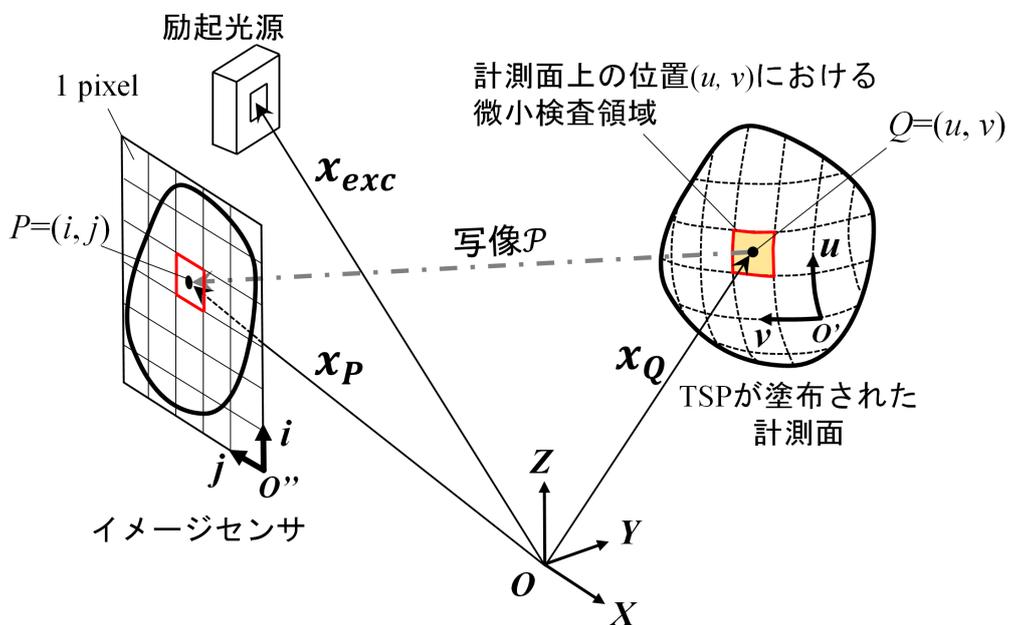


図 2.3: 計測面とカメラおよび光源の相対位置関係と位置ベクトルの概要

いま、点 P のピクセルによって点 Q の微小検査領域からの発光を検出することを考える。微小検査領域からの発光は、その領域を担当するピクセルにおいて輝度値 I (グレースケール階調の画像深度) として記録される。記録される輝度値 I は、温度消光の効果により温度 T に依存して変化するが、計測面とカメラの相対位置と塗料の塗りムラにも影響を受ける。輝度値 I に影響を与えうる要因を以下に列挙する。

1. 温度消光係数 $\eta(T)$:

TSP 塗膜の温度変化に伴い検出される輝度値 I が変化する。温度消光の効果により、温度 T が高いとき輝度値 I は小さくなり、反対に温度が低いとき大きくなる。

2. 形態係数 $g(\mathbf{x}_P, \mathbf{x}_Q)$:

微小検査領域と励起光源の距離 $|\mathbf{x}_{exc} - \mathbf{x}_Q|$ 及びイメージセンサとの距離 $|\mathbf{x}_P - \mathbf{x}_Q|$ に依存して輝度値 I が変化する。励起光源とイメージセンサから離れるほど検出される輝度値 I は小さくなり、反対に近づけば大きくなる。また、 $\mathbf{x}_{exc} - \mathbf{x}_Q$ の変化により励起光の光束密度の非一様性の影響も受ける。以上から、形態係数 g は次のように書ける。

$$g = g(|\mathbf{x}_{exc} - \mathbf{x}_Q|, |\mathbf{x}_P - \mathbf{x}_Q|) = g(\mathbf{x}_P, \mathbf{x}_Q) \quad (2.10)$$

3. 塗膜状態係数 $h(u, v)$:

TSP はスプレーによって塗布されるため、塗りムラによって、計測面上に有限な膜厚が非一様に分布する。塗膜からの発光は、膜厚だけでなく、塗膜中の色素濃度や下地剤からの反射効率など、局所的な塗膜状態によって影響を受ける [58]。本論文では、これらの影響を集約した塗膜状態係数 $h(u, v)$ を定義し、座標 $Q = (u, v)$ に依存した輝度値の変化を表現する。

これらの要因を考慮して任意のピクセル $P = (i, j)$ で検出される輝度値 I を定式化すると、以下のようになる。

$$I(i, j, T, \mathbf{x}_P, \mathbf{x}_Q, u, v) = \eta(T) g(\mathbf{x}_P, \mathbf{x}_Q) h(u, v) I_0 \quad (2.11)$$

ここで、温度 T は計測面上に分布しているので、

$$T = T(u, v) \quad (2.12)$$

また、 I_0 はある状態 ($\mathbf{x}_P = \mathbf{x}_{P0}, \mathbf{x}_Q = \mathbf{x}_{Q0}, (u, v) = (u_0, v_0), T = T_0$) における輝度値であり、定数である。すなわち、

$$I(i_0, j_0, T_0, \mathbf{x}_{P0}, \mathbf{x}_{Q0}, u_0, v_0) = I_0 \quad (2.13)$$

である。ただし、 (i_0, j_0) は (u_0, v_0) から写像 \mathcal{P} によって一意に決まる。

形態係数 $g(\mathbf{x}_P, \mathbf{x}_Q)$ と塗膜状態係数 $h(u, v)$ をキャンセルし、温度による輝度値の変化（すなわち、温度消光係数） $\eta(T)$ を取り出すためには、輝度値 I を無風状態の基準輝度値 I_{ref} を用いて正規化する必要がある。基準状態 $(\mathbf{x}_P = \mathbf{x}_{P\text{ref}}, \mathbf{x}_Q = \mathbf{x}_{Q\text{ref}}, (u, v) = (u_{\text{ref}}, v_{\text{ref}}), T = T_{\text{ref}})$ においてピクセル $P = (i, j)$ で検出される輝度値 I_{ref} は、式 (2.11) と同様に I_0 を用いて以下のように書ける。

$$I_{\text{ref}}(i, j, T_{\text{ref}}, \mathbf{x}_{P\text{ref}}, \mathbf{x}_{Q\text{ref}}, u_{\text{ref}}, v_{\text{ref}}) = \eta(T_{\text{ref}}) g(\mathbf{x}_{P\text{ref}}, \mathbf{x}_{Q\text{ref}}) h(u_{\text{ref}}, v_{\text{ref}}) I_0 \quad (2.14)$$

式 (2.11) を式 (2.14) を用いて正規化すると、

$$\frac{I}{I_{\text{ref}}} = \frac{\eta(T)}{\eta(T_{\text{ref}})} \frac{g(\mathbf{x}_P, \mathbf{x}_Q)}{g(\mathbf{x}_{P\text{ref}}, \mathbf{x}_{Q\text{ref}})} \frac{h(u, v)}{h(u_{\text{ref}}, v_{\text{ref}})} \quad (2.15)$$

無風状態では計測面の相対位置及び形状が通風状態と一致するように調整するので、

$$\mathbf{x}_P = \mathbf{x}_{P\text{ref}} \quad (2.16)$$

$$\mathbf{x}_Q = \mathbf{x}_{Q\text{ref}} \quad (2.17)$$

となる。通風状態と基準状態ではイメージセンサと計測面の相対位置が変化しないので、写像 \mathcal{P} も変化しない。すなわち、

$$\mathcal{P} = \mathcal{P}_{\text{ref}} \quad (2.18)$$

上式より、ピクセル $P = (i, j)$ に対応する微小検査領域の座標 $Q = (u, v)$ は以下を満たす。

$$(u, v) = (u_{\text{ref}}, v_{\text{ref}}) \quad (2.19)$$

形態係数 $g(\mathbf{x}_P, \mathbf{x}_Q)$ について、式 (2.16) 及び (2.17) より、

$$g(\mathbf{x}_P, \mathbf{x}_Q) = g(\mathbf{x}_{P\text{ref}}, \mathbf{x}_{Q\text{ref}}) \quad (2.20)$$

また、塗膜状態係数 $h(u, v)$ について、式 (2.19) より、

$$h(u, v) = h(u_{\text{ref}}, v_{\text{ref}}) \quad (2.21)$$

が成り立つので、式 (2.15) は次のように書ける。

$$\frac{I}{I_{\text{ref}}} = \frac{\eta(T)}{\eta(T_{\text{ref}})} \quad (2.22)$$

正規化した温度 T/T_{ref} を I/I_{ref} を変数とした関数 f として表すと、以下のようになる。

$$\frac{T(u, v)}{T_{\text{ref}}} = f\left(\frac{I(i, j)}{I_{\text{ref}}(i, j)}\right) \quad (2.23)$$

ここで、関数 f は 2.1.3 節で述べる事前の較正試験により決定される関数である。式 (2.23) は、計測面上の点 $Q = (u, v)$ の微小検査領域における温度 $T(u, v)$ が、これに対応する点 $P = (i, j)$ のピクセルの正規化輝度値 I/I_{ref} を利用して計測可能であることを示している。

2.1.3 較正システムと較正試験の方法

塗料の輝度値と温度の関係を実験的に確かめるために較正試験を行う。感温塗料は温度感度だけでなく、圧力感度（酸素消光に依存する感度）も有する。したがって、較正試験は塗料の温度と雰囲気圧を任意に制御できるシステムで行われる。本研究では、図 2.4 に示す較正システムを使用し感温塗料の較正を行った。較正システムは、チャンバ、ペルチェ素子、水冷ヒートシンク、温度監視用 K 型熱電対、真空ポンプ、観測窓から成る。温度はペルチェ素子に直流電流を入力することで制御し、また雰囲気圧の制御は真空ポンプを用いる。較正時には、試験対象の感温塗料を塗布した 20 mm 四方のアルミ製試験片がペルチェ素子の表面に設置される。ペルチェ素子と試験片の接触面には熱伝導を高めるため、熱伝導性フィラーを塗布した。また、感温塗料を塗布する試験片の表面にはあらかじめ白色 PUR 塗料を塗布しておく。これには実際の風洞試験模型に塗布するものと同じ塗料を用いる。励起光源を観測窓の外から照射し、感温塗料塗膜から発せられた発光を風洞試験と同じカメラ等により検出する。本研究では、イメージセンサとして高速度カメラの CMOS 素子を用いる。

温度較正の手順を以下に示す。

1. 真空ポンプでチャンバ内を低真空状態（約 6 kPa）にする。
2. 温度計を見ながら基準温度となるまでペルチェ素子を加熱（または冷却）する。
3. 試験片の塗膜の温度分布が一定になるまで、制御温度が安定してから 10 秒間温度を一定に保つ。
4. 励起光を ON にして試験片を CMOS カメラで撮影する。このとき、励起光の照射時間は、塗膜の劣化（輝度値）を防ぐために最小限にする。撮影後は速やかに励起光を切る。
5. 次の測定点まで温度を上昇させ、上述の手順で撮影を行う。また、較正の範囲は風洞試験時に想定される温度変化の範囲を含むようにする。

圧力感度は、真空状態（6 kPa）と大気圧状態（101 kPa）における温度感度の変化を比較することで確認した。

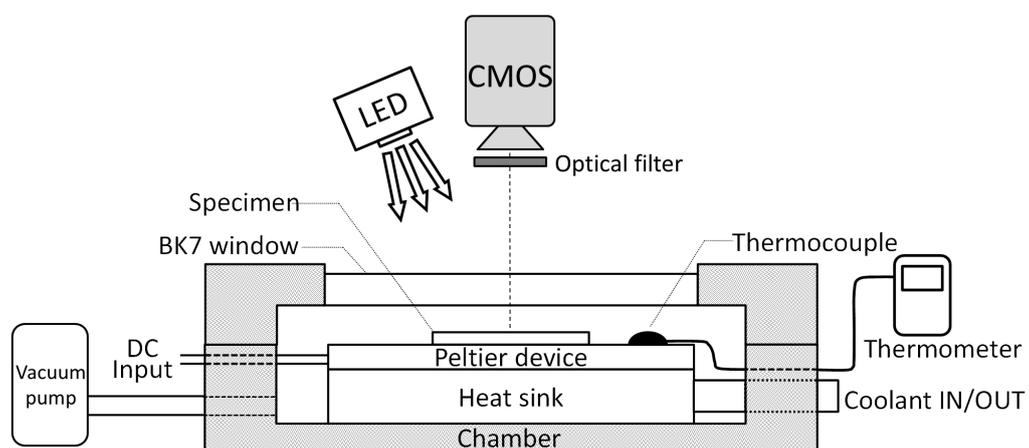


図 2.4: 校正システム概要

2.2 剛体模型に適用する感温塗料法

本節では、1つの感温色素を含む感温塗料法について述べる。以降、ここで述べる手法を通常の感温塗料法と呼ぶ。本手法は第5章の風洞試験に適用する。本手法の誤差要因の評価については付録Bを参照されたい。

2.2.1 塗料組成と塗布方法

感温塗料は感温色素、バインダ、溶媒の3つの要素から構成される。本研究では、感温色素として Dichlorotris (1, 10-phenanthroline) ruthenium(II) hydrate (以降、Ruphen と呼ぶ) を用いる。Ruphen は、 $\lambda = 450$ nm 近傍に最大吸収波長をもち、 $\lambda = 580$ nm 近傍にピークをもつ赤色燐光を発するルテニウム錯体の一種である [105]。また、バインダとしてポリアクリル酸 (Polyacrylic acid, PAA, 平均分子量 25,000) を、溶媒として Ethanol を、それぞれ採用する。本試験で用いた感温塗料は文献 [106] で用いられものであり、PAA 濃度を 0.035 mol/L, Ruphen 濃度を 3.5×10^{-4} mol/L とした。塗料作製の際は色素とバインダを溶媒に加え、完全に溶解するまでマグネティックスターラで攪拌した。感温塗料はエアブラシを用いて模型に塗布され、塗布面に付着したあと溶媒は蒸発し色素とバインダが混合した層が塗布面に定着する。塗布対象の計測面面積に対してすべての塗布量が定着した場合に塗膜膜厚が 1 μm になるように塗布量を決定する。実際のスプレー塗布では、一部の塗料が模型の周辺に付着したり空気中を漂うことでロスとなり、模型表面には定着しない。よって、本実験で用いた TSP の膜厚は 1 μm よりもさらに薄いと考えられる。

2.2.2 計測システムと方法

剛体模型に適用する感温塗料法では、図 2.2 で示した計測システムを用いる。表面熱流束を計算する際に半無限壁を仮定する為、塗布面にはベースコーティングとしてあらかじめ、低い熱伝導率を有する白色ポリウレタン (PUR) 塗料が 100 μm よりも十分厚く塗布されている。白色を採用することで感温塗料による温度計測の際に TSP の発光が模型表面で効率よく反射し、光学計測における Signal-Noise(SN) 比が向上する。

塗膜は青色発光ダイオード (発光波長: $\lambda = 450 \pm 50$ nm, 出力: 24 W, Luminus 社製) により励起する。塗膜に含まれる感温色素 Ruphen から発せられる燐光はロングパスフィルタ (透過波長 $\lambda > 580$ nm) を介し、単焦点レンズ ($f = 50$ mm, F1.4, ニコン社製) を装着した高速度カメラ (FASTCAM-1024PCI, Photron 社製) で撮影する。撮影条件は、サイズ 512 \times 512 pixel, 深度 10 bit, 撮影速度 3000 fps, 露光時間

1/3000 s とした。第 5 章で用いる試験模型では，模型中心 ($\phi = 0 \text{ deg}$) 近傍で空間分解能は 0.35 mm/pixel である。

2.2.3 温度感度及び圧力感度

図 2.5 に，較正試験から得られた感温塗料の温度感度を示す。較正試験は低真空状態 (6 kPa) で行われた。較正曲線の再現性を確認するため，同じ構成の別々の塗料を用いて作製した試験片をそれぞれ独立に試験した。3つの較正曲線はよく再現している。温度感度は 300 K で約 3.2 %/K であり，温度の上昇とともに感度は減少していく。

感温塗料法による温度計測では，感温塗料の燐光の消光現象を利用して温度の計測を行う。感温塗料が温度感度と圧力感度を併せてもつ場合，計測された消光が温度消光によるものか，酸素消光によるものか判別することは出来ない。したがって，塗料の消光に酸素消光が含まれる場合，計測対象の温度を過大（または過少）評価してしまうため，感温塗料の圧力感度が温度計測にどの程度の誤差を引き起こすか事前に調べる必要がある。低真空条件下および大気圧条件下における較正曲線を 図 2.6 に示す。最も顕著な酸素消光は 305.15 K で約 5.3% である。この時の差圧は 95 kPa である。衝撃風洞試験への適用を考えると，最も圧力上昇が顕著な点の一つとして試験模型頭部の淀み点がある。試験気流静圧が $p_{\infty}=377 \text{ Pa}$ ，淀み圧が $P_{02}=32.1 \text{ kPa}$ であるので，その差圧は約 31.7 kPa である。この差圧は，感温塗料に約 1.8% の酸素消光をもたらし，約 0.6 K の温度の過大評価を引き起こす。ここで，淀み点における温度上昇は約 80 K であるので，酸素消光による温度の過大評価は最大で約 0.7% となる。

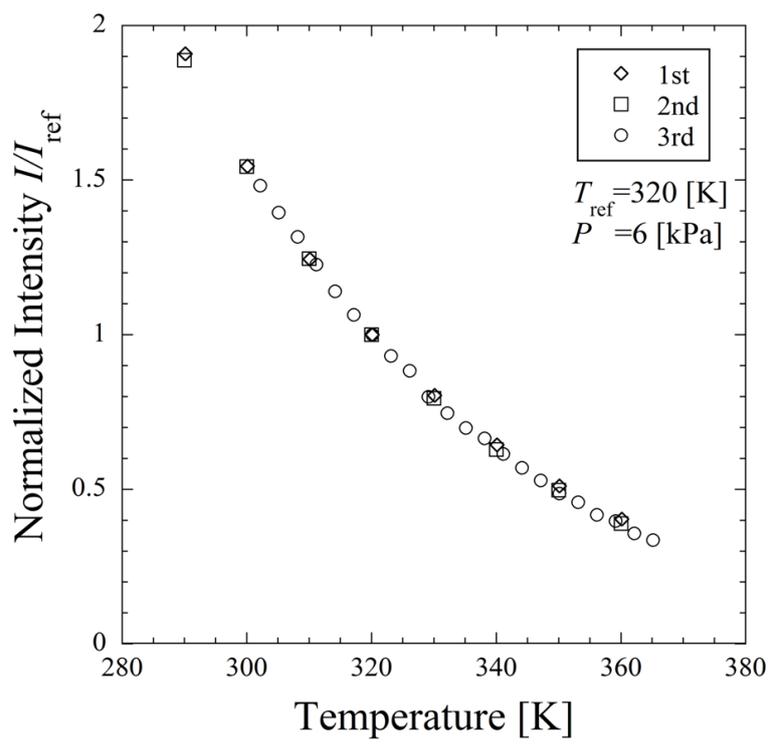


図 2.5: 感温塗料の温度感度

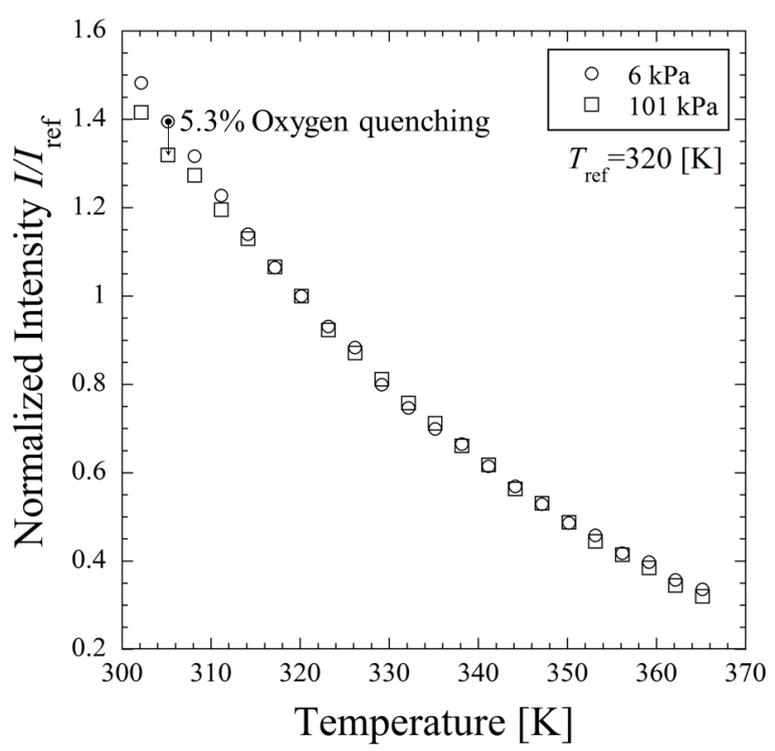


図 2.6: 感温塗料の圧力感度

2.2.4 塗料の劣化

感温塗料は、励起光をあて続けることによって劣化し、燐光の輝度値は照射時間とともに低下する。これにより計測温度の過大評価を引き起こす可能性がある。そこで、一定温度下で塗膜に励起光を 300 s 間照射し、その間の塗料劣化による輝度値の低下率を評価した。ここでは、図 2.4 に示した較正装置に TSP 塗布済みの較正試験片を設置し、前述のロングパスフィルタ（透過波長 $\lambda > 580$ nm）を装着した高速度カメラ（FASTCAM-1024PCI）で撮影を行った。励起光源は較正装置ガラス面中央から約 0.15 m、高速度カメラは約 0.3 m の位置に固定した。劣化の評価試験は室温（ $T = 300$ K）において、低真空（6 kPa）と大気圧（101 kPa）の2つの条件下で行った。また、撮影条件は深度 10 bit、撮影速度 60 fps、露光時間 1/4000 s、解析に用いた領域は 80×80 pixel とし、撮影した画像はノイズ低減のため ± 10 秒間の移動平均をとった。

時間経過に伴う輝度値低下のプロットを図 2.7 に示す。その結果、励起光照射による輝度値の平均低下率は雰囲気気圧 $P = 6$ kPa において 1 秒あたり約 0.012%、 $P = 101$ kPa において 1 秒あたり約 0.005% であった。衝撃風洞の試験時間は約 30 ms であるので、この間の輝度値低下は 0.0005% 未満である。よって、塗料劣化による温度計測への影響は極めて小さいといえる。

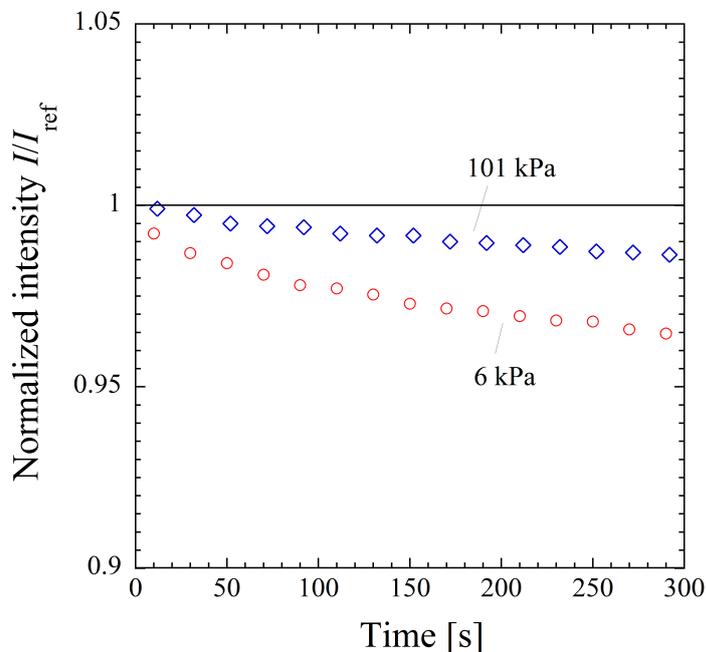


図 2.7: 感温塗料の劣化特性

2.3 変形する柔軟構造模型に適用する 2 色感温塗料法

感温塗料を適用した計測面が計測中に変形する場合に適用する手法について述べる。感温色素の他に別の色素（以降、基準色素と呼ぶ）を導入し、2 色の発光を利用して変形する計測面上の温度を評価する。本手法は第 4 章で扱う柔軟構造模型に適用する。以降、本手法を 2 色 TSP 法と呼ぶ。

2.3.1 計測原理と方法

計測面の変形による従来型正規化手続きの破綻

2.1.2 節で述べた変形しない計測面に適用する感温塗料法では、無風状態における計測面の形状・相対位置が通風状態と一致するとして、無風状態の基準輝度値 I_{ref} を用いて正規化を行った。計測輝度値及び無風状態 ref 下の基準輝度値の式を以下に再掲する。

$$I(i, j, T, \mathbf{x}_P, \mathbf{x}_Q, u, v) = \eta(T) g(\mathbf{x}_P, \mathbf{x}_Q) h(u, v) I_0 \quad (2.11 \text{ (再掲)})$$

$$I_{\text{ref}}(i, j, T_{\text{ref}}, \mathbf{x}_{P_{\text{ref}}}, \mathbf{x}_{Q_{\text{ref}}}, u_{\text{ref}}, v_{\text{ref}}) = \eta(T_{\text{ref}}) g(\mathbf{x}_{P_{\text{ref}}}, \mathbf{x}_{Q_{\text{ref}}}) h(u_{\text{ref}}, v_{\text{ref}}) I_0 \quad (2.14 \text{ (再掲)})$$

柔軟構造模型のように通風中に変形する場合、通風状態と無風状態で計測面とイメージセンサの相対位置 $(\mathbf{x}_P - \mathbf{x}_Q)$ が変化する。これにより、形態係数 $g(\mathbf{x}_P, \mathbf{x}_Q)$ について、

$$g(\mathbf{x}_P, \mathbf{x}_Q) \neq g(\mathbf{x}_{P_{\text{ref}}}, \mathbf{x}_{Q_{\text{ref}}}) \quad (2.24)$$

となる。また、相対位置が変化するため写像 \mathcal{P} も変化するので、

$$\mathcal{P} \neq \mathcal{P}_{\text{ref}} \quad (2.25)$$

これにより任意のピクセル $P = (i, j)$ に対応する微小検査領域の座標 $Q = (u, v)$ が通風状態と無風状態で異なるので、

$$(u, v) \neq (u_{\text{ref}}, v_{\text{ref}}) \quad (2.26)$$

よって、塗膜状態係数 $h(u, v)$ について、

$$h(u, v) \neq h(u_{\text{ref}}, v_{\text{ref}}) \quad (2.27)$$

となる。

したがって、通風中に計測面が変形する場合には、形態係数 $g(\mathbf{x})$ 及び塗膜状態係数 $h(u, v)$ の影響を排除できないため無風状態を基準とした従来の正規化を適用することができない。

2色法における正規化手続きの理論

2色法では、変形する計測面に適用可能な基準輝度値を得るため、感温色素とは異なる波長帯で発光する別の色素（以降、基準色素と呼ぶ）を使用する。基準色素は塗料作製時に感温色素とともに溶媒に完全に溶解され、単一の塗料の中に2つの色素が一定の混合比で含まれるように塗料を作製する。ここでは便宜上、感温色素を色素 α 、基準色素を色素 β と呼ぶことにする。塗料は通常のTSPと同様にスプレーによって単一の塗料として塗布され、計測面に塗膜が形成される。塗膜には局所的に α 、 β の両色素が一定の割合で含まれるので、単一の微小検査領域（ $Q = (u, v)$ ）から異なる2つの波長を含んだ光 $i_{emission}(\lambda)$ が発せられる。ここで、

$$i_{emission}(\lambda) = i_{\alpha}(\lambda) + i_{\beta}(\lambda) \quad (2.28)$$

である。

各色素の発光 $i_{\alpha}(\lambda)$ 及び $i_{\beta}(\lambda)$ は、それぞれの波長帯を透過する光学フィルタを通過し、イメージセンサ上の $P = (i, j)$ に入射する。ここでは色素 α に関する量を添え字1、色素 β に関する量を添え字2で表すことにする。図2.8のように配置されたイメージセンサのあるピクセル $P = (i, j)$ によって点 $Q = (u, v)$ の微小検査領域からの2色の発光を同時に検出するとき、輝度値 I_n ($n = 1, 2$) は式(2.11)に則って以下のように書ける。

$$I_n(i, j, T_n, \mathbf{x}_{Pn}, \mathbf{x}_{Qn}, u_n, v_n) = \eta_n(T_n) g(\mathbf{x}_{Pn}, \mathbf{x}_{Qn}) h_n(u_n, v_n) I_{n0} \quad (2.29)$$

$(n = 1, 2)$

まず、2色の光は同じ微小検査領域（ $Q = (u, v)$ ）から発せられているので、

$$(u_1, v_1) = (u_2, v_2) = (u, v) \quad (2.30)$$

同様に微小検査領域 Q への位置ベクトルは

$$\mathbf{x}_{Q1} = \mathbf{x}_{Q2} \quad (2.31)$$

また、単一の微小検査領域内の塗膜温度は同じなので、

$$T_1(u, v) = T_2(u, v) = T(u, v) \quad (2.32)$$

となる。

本研究では異なる2つの波長の発光を同一視点で同時に検出するため、2.3.4節に示す2光路型の光学系を用いる。実際には I_1 と I_2 は異なるピクセルで検出されるが、

画像処理によって単一のピクセルで検出される輝度値と同等になるように調整した。これによって、イメージセンサの位置ベクトルは以下の式を満たす。

$$\mathbf{x}_{P1} = \mathbf{x}_{P2} \quad (2.33)$$

ゆえに、式 (2.31) と (2.33) から、形態係数について、

$$g(\mathbf{x}_{P1}, \mathbf{x}_{Q1}) = g(\mathbf{x}_{P2}, \mathbf{x}_{Q2}) \quad (2.34)$$

が成り立つ。

次に塗膜状態係数 $h_n(u, v)$ について考える。塗料は通常の TSP と同様にスプレーによって単一の塗料として塗布されるため、局所的な塗膜膜厚（塗りムラ）は共通である。すなわち、

$$h_1(u, v) = h_2(u, v) \quad (2.35)$$

以上を踏まえて、2色の輝度値の比 I_1/I_2 をとると、

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\eta_1(T)}{\eta_2(T)} \frac{g(\mathbf{x}_{P1}, \mathbf{x}_{Q1})}{g(\mathbf{x}_{P2}, \mathbf{x}_{Q2})} \frac{h_1(u, v)}{h_2(u, v)} \frac{I_{10}}{I_{20}} \quad (2.36)$$

となり、式 (2.34) と (2.35) より

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\eta_1(T)}{\eta_2(T)} \frac{I_{10}}{I_{20}} \quad (2.37)$$

と書ける。ここで、比 I_{10}/I_{20} は、ある状態 $0(\mathbf{x}_P = \mathbf{x}_{P0}, \mathbf{x}_Q = \mathbf{x}_{Q0}, (u, v) = (u_0, v_0), T = T_0)$ における輝度値の比を表している。塗料作製時に決められた色素の混合比によって、塗膜には局所的に単位膜厚あたり一定の割合で α , β の両色素が含まれる。状態が一定のとき、微小検査領域からの2色の発光は、微小検査領域内の塗膜中に含まれるそれぞれの色素の量で決まるので、比 I_{10}/I_{20} は結局塗料の色素混合比によって決まる定数となる。すなわち、

$$\frac{I_{10}}{I_{20}} = \frac{I_1(i_0, j_0, T_0, \mathbf{x}_{P0}, \mathbf{x}_{Q0}, u_0, v_0)}{I_2(i_0, j_0, T_0, \mathbf{x}_{P0}, \mathbf{x}_{Q0}, u_0, v_0)} = \text{Const.} \quad (2.38)$$

を満たす。

よって、 $\eta_1(T) \neq \eta_2(T)$ であれば式 (2.37) 左辺は、温度 T のみの関数となる。このとき、温度 T は輝度値比 I_1/I_2 の関数として、

$$T(u, v) = f\left(\frac{I_1(i, j)}{I_2(i, j)}\right) \quad (2.39)$$

と書ける。ここで関数 f は、較正試験によって決まる関数である。式 (2.39) は、同一視点で同時計測した2色の輝度値の比から、温度を算出可能であることを示している。一方で、基準色素 (β) と感温色素 (α) の温度感度が同じである場合、すなわち $\eta_1(T) = \eta_2(T)$ のとき、 $\eta_1(T)/\eta_2(T) = 1$ となり2色 TSP 全体として温度感度がなくなるため計測不能となる。

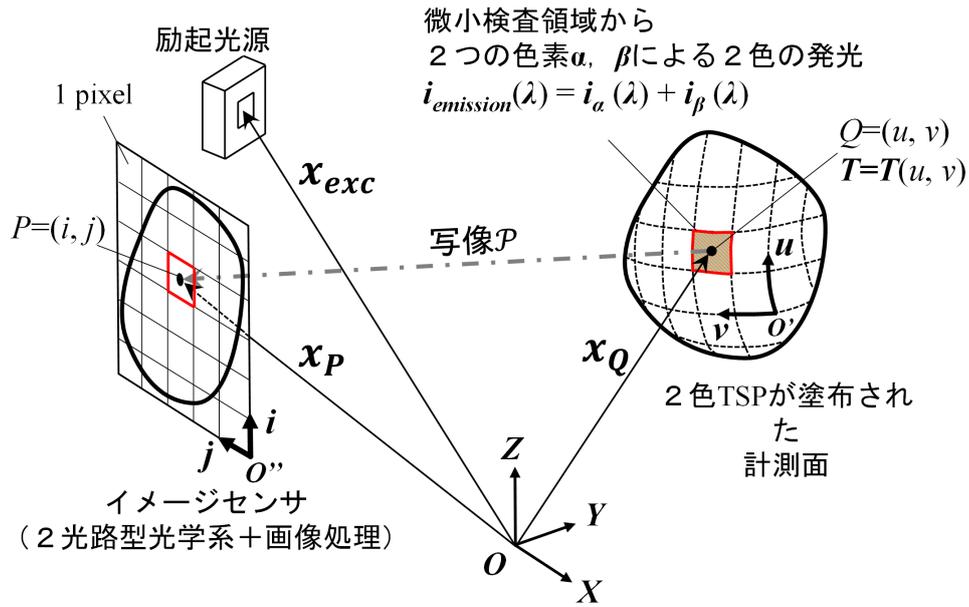


図 2.8: 2色法における各素子の相対位置関係と位置ベクトルの概要

2つの色素の発光波長が重なり合う場合の正規化手続きの理論

ここでは、ある感温色素 α とある基準色素 β の発光波長帯が部分的に重なり合い、完全に分離できない場合の正規化手続きについて述べる。各色素の分光輝度値 $i_{\alpha}(\lambda)$, $i_{\beta}(\lambda)$ と輝度値検出に用いる波長帯 $\lambda_A < \lambda_1 < \lambda_B$, $\lambda_C < \lambda_2 < \lambda_D$, 及び検出される輝度値 $I_{\alpha 1}, I_{\beta 1}, I_{\alpha 2}, I_{\beta 2}$ の模式的な関係を図 2.9 に示す。ここで、 $I_{\gamma n}(\gamma = \alpha, \beta, n = 1, 2)$ は波長帯 λ_n に含まれる色素 γ の発光に由来する輝度値を表している。また、 $c(\lambda)$ はイメージセンサ感度と光学フィルタの透過率から決まる係数である。輝度値 $I_{\gamma n}$ は、分光輝度 $i_{\gamma}(\lambda)$ と $c(\lambda)$ の積を波長帯 λ_n に渡って積分することで求められる。これを式で表すと以下のようなになる。

$$I_{\alpha 1} = \int_{\lambda_A}^{\lambda_B} c(\lambda) \cdot i_{\alpha}(\lambda, T) d\lambda \quad (2.40)$$

$$I_{\beta 1} = \int_{\lambda_A}^{\lambda_B} c(\lambda) \cdot i_{\beta}(\lambda, T) d\lambda \quad (2.41)$$

$$I_{\alpha 2} = \int_{\lambda_C}^{\lambda_D} c(\lambda) \cdot i_{\alpha}(\lambda, T) d\lambda \quad (2.42)$$

$$I_{\beta 2} = \int_{\lambda_C}^{\lambda_D} c(\lambda) \cdot i_{\beta}(\lambda, T) d\lambda \quad (2.43)$$

各色それぞれの波長範囲で検出される輝度値の総和が I_1 及び I_2 として記録されるので、これらの輝度値はそれぞれ以下のように書ける。

$$I_1 = I_{\alpha 1} + I_{\beta 1} \quad (2.44)$$

$$I_2 = I_{\alpha 2} + I_{\beta 2} \quad (2.45)$$

式 (2.40) から (2.43) のそれぞれの輝度値は、式 (2.11) に則って以下のように書ける。

$$I_{\alpha 1} = \eta_{\alpha 1}(T) g(\mathbf{x}) h(u, v) I_{\alpha 1 0} \quad (2.46)$$

$$I_{\beta 1} = \eta_{\beta 1}(T) g(\mathbf{x}) h(u, v) I_{\beta 1 0} \quad (2.47)$$

$$I_{\alpha 2} = \eta_{\alpha 2}(T) g(\mathbf{x}) h(u, v) I_{\alpha 2 0} \quad (2.48)$$

$$I_{\beta 2} = \eta_{\beta 2}(T) g(\mathbf{x}) h(u, v) I_{\beta 2 0} \quad (2.49)$$

ここで、温度消光係数 $\eta_{\gamma n}(T)$ ($\gamma = \alpha, \beta$, $n = 1, 2$) は、色素の種類 γ に固有の温度 T のみの関数であり、波長に依存しない [58]。したがって、以下の式を満たす。

$$\eta_{\gamma}(T) = \frac{\int_{\lambda_A}^{\lambda_B} c(\lambda) \cdot i_{\gamma}(\lambda, T) d\lambda}{\int_{\lambda_A}^{\lambda_B} c(\lambda) \cdot i_{\gamma}(\lambda, T_0) d\lambda} = \frac{\int_{\lambda_C}^{\lambda_D} c(\lambda) \cdot i_{\gamma}(\lambda, T) d\lambda}{\int_{\lambda_C}^{\lambda_D} c(\lambda) \cdot i_{\gamma}(\lambda, T_0) d\lambda} \quad (2.50)$$

すなわち、

$$\eta_{\gamma}(T) = \eta_{\gamma 1}(T) = \eta_{\gamma 2}(T) \quad (2.51)$$

である。

波長帯 λ_1 について、式 (2.44) に式 (2.46) と式 (2.47)、式 (2.51) を代入すると、

$$I_1 = g(\mathbf{x}) h(u, v) [\eta_{\alpha}(T) I_{\alpha 1 0} + \eta_{\beta}(T) I_{\beta 1 0}] \quad (2.52)$$

ここで、 $I_{\alpha 1 0}$ と $I_{\beta 1 0}$ の比は、式 (2.38) に示したように塗膜中の色素混合比によって決まるので、以下のように書ける。

$$I_{\beta 1 0} = A \cdot I_{\alpha 1 0} \quad (2.53)$$

ただし、 A は2つの色素の混合比によって決まる定数である。式 (2.53) を用いると式 (2.52) は以下のように書ける。

$$I_1 = g(\mathbf{x}) h(u, v) [\eta_{\alpha}(T) + A \eta_{\beta}(T)] I_{\alpha 1 0} \quad (2.54)$$

同様に波長帯 λ_2 の輝度値 I_2 について、式 (2.45) に式 (2.48) と式 (2.49)、式 (2.51) を代入すると、

$$I_2 = g(\mathbf{x}) h(u, v) [\eta_{\alpha}(T) I_{\alpha 2 0} + \eta_{\beta}(T) I_{\beta 2 0}] \quad (2.55)$$

また、式 (2.53) と同様に、

$$I_{\alpha 2 0} = B \cdot I_{\beta 2 0} \quad (2.56)$$

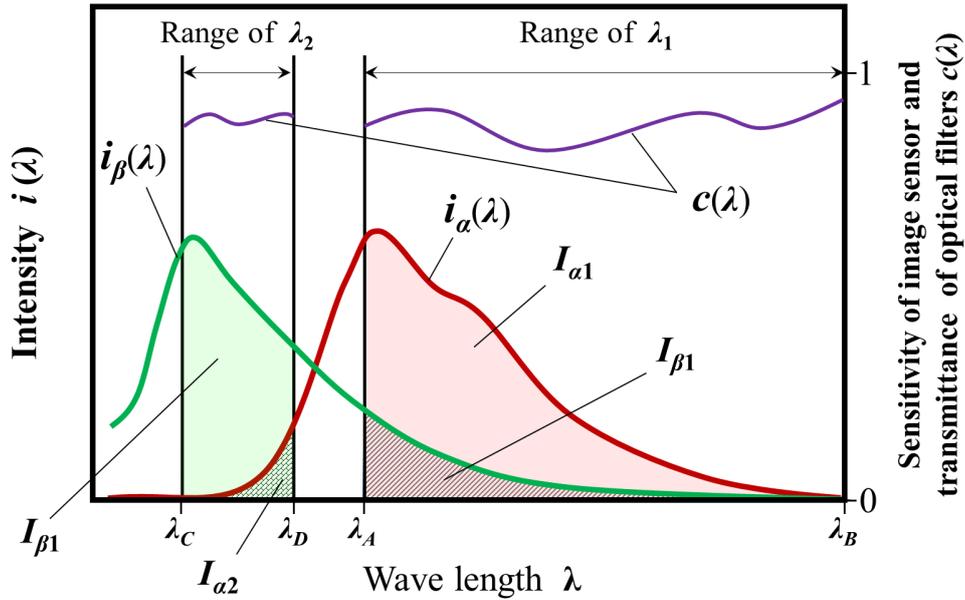


図 2.9: 重なり合う発光スペクトルと検出される輝度値の関係

ただし、 B は 2 つの色素の含有比によって決まる定数である。式 (2.56) を用いると式 (2.55) は以下のように書ける。

$$I_2 = g(\mathbf{x}) h(u, v) [\eta_\beta(T) + B \eta_\alpha(T)] I_{\beta 20} \quad (2.57)$$

式 (2.54) と式 (2.57) の比をとると、正規化された輝度値と温度の関係は以下のように書ける。

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\eta_\alpha(T) + A \eta_\beta(T)}{\eta_\beta(T) + B \eta_\alpha(T)} \cdot \frac{I_{\alpha 10}}{I_{\beta 20}} \quad (2.58)$$

式 (2.58) 右辺の輝度値の比 $I_{\alpha 10}/I_{\beta 20}$ は、計測に用いる波長帯と塗膜中の色素含有比で決まる定数である。したがって、 I_1 と I_2 の比をとることで温度消光の寄与のみを取り出すことができる。輝度値の比 I_1/I_2 は温度のみに依存する関数となり、最終的に式 (2.39) と同じように書ける。

色素 α と色素 β の発光スペクトルが重なり合っているため、 I_1 と I_2 には両色素の発光がある一定の割合で含まれている。発光スペクトルの重なりの影響は、式 (2.58) 右辺の温度消光係数の項に係数 A 及び B として現れる。もし発光スペクトルの重なりが全くない場合、 $A = B = 0$ となり、 I_1/I_2 の温度感度は、単純に色素 α と色素 β の温度消光係数の比 $\eta_\alpha(T)/\eta_\beta(T)$ で決まる。したがって、 $\eta_\alpha(T) \neq \eta_\beta(T)$ である限り計測が可能である。一方で、発光スペクトルの一部が重なり合い色素 α と色素 β の発光を完全に分離できない場合でも、 $A \neq B$ である限り I_1/I_2 は温度に依存して変化するため、計測が可能である。このとき、式 (2.58) に示すようにスペクトルの重なり

の度合いに応じて係数 A 及び B が変化するが、結局のところその影響はすべて輝度値比 I_1/I_2 の温度感度に現れる。特に $A = B$ となる場合、 I_1/I_2 に対する温度消光係数の比は 1 となり、2 色 TSP 全体として温度感度がなくなるため、計測不能となる。

本研究で実際に用いる色素と計測システム

本研究で使用する塗料では、基準色素として Fluorescein (フルオレセイン) を、感温色素として Ruphen をそれぞれ採用する。Fluorescein は、青色励起光源により励起され、緑色波長帯の蛍光を発する。前述したように、形態係数 $g(x)$ をキャンセルするため、感温色素と基準色素は単一の励起光源で励起する必要がある。Fluorescein は、Ruphen で使用する青色励起光源 (青色発光ダイオード、発光波長: $450 \pm 50\text{nm}$, 出力: 24 W, Luminus 社製) で励起することができる。励起光源の波長帯の一部が Fluorescein の発光波長と干渉することを防ぐため、470 nm ショートパスフィルタ (朝日分光製、透過波長 $\lambda = 420 \pm 50\text{ nm}$,) を使用する。

図 2.10 に 2 色 TSP 法の計測システムの概要を示す。塗料は、通常の TSP 法と同様にエアブラシで計測面に塗布され、バインダと色素が塗膜として計測面に定着する。塗膜は単一の青色 LED 光源により励起される。励起光源の波長帯の一部が Fluorescein の発光波長と干渉することを防ぐため、470 nm ショートパスフィルタ (朝日分光製、透過波長 $\lambda = 420 \pm 50\text{ nm}$,) を使用する。塗膜からは 2 つの波長帯の光が発せられる。すなわち、Ruphen による赤色燐光 ($\lambda_{\text{peak}} = 570\text{ nm}$, 半値幅 $550 < \lambda_{\text{half}} [\text{nm}] < 625$) と Fluorescein による緑色蛍光 ($\lambda_{\text{peak}} = 505\text{ nm}$, 半値幅 $485 < \lambda_{\text{half}} [\text{nm}] < 550$) である。なお、Ruphen 及び Fluorescein の発光スペクトルの詳細は図 2.12 を参照されたい。この発光を同一視点で同期撮影するために、2.3.4 節に示す 2 光路型の光学系を用いる。

実際の計測では、Ruphen の燐光は赤色波長帯の光を、Fluorescein の蛍光は緑色波長帯の光をそれぞれ光学フィルタにより分離し、赤色輝度値 I_{RED} および緑色輝度値 I_{GREEN} としてモノクロの高速度カメラ (FASTCAM-1024PCI, Photron 社製、撮影深度 10 bit) で検出する。理想的な基準輝度値は、温度感度を有するべきではないが、実際には Fluorescein は温度感度を有している。また、2.3.3 節で述べるが、Ruphen の燐光の赤色波長帯と Fluorescein の蛍光の緑色波長帯は互いに部分的に重なっている。その結果、実際に計測される赤色輝度値 I_{RED} は Ruphen の燐光が支配的であるが一部 Fluorescein の発光が含まれている。同様に緑色輝度値 I_{GREEN} には Ruphen の発光が一部含まれている。 I_{RED} と I_{GREEN} を用いた正規化は本節で説明した方法に則って行う。

通常の TSP 法と 2 色 TSP 法の計測原理の比較を表 2.1 にまとめて示す。

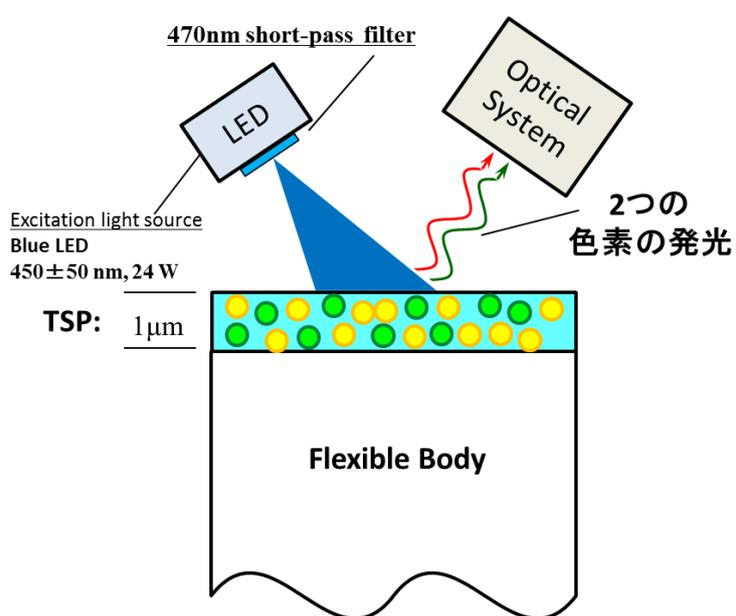
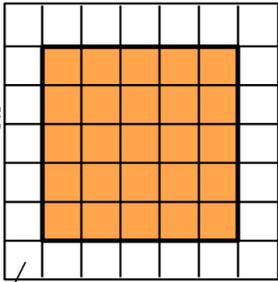
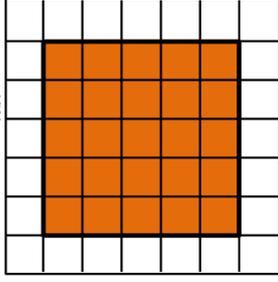
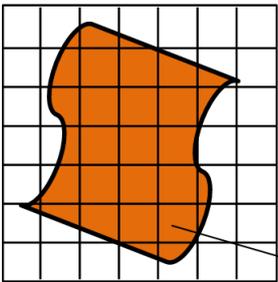
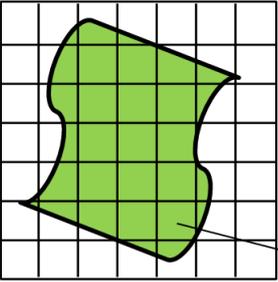


図 2.10: 柔軟模型用感温塗料法 システム概要

表 2.1: 計測原理の比較

感温塗料法の計測原理の比較		変形に対応した感温塗料法
<p>基準状態</p> $T = T_{ref}$ $I = I_{ref}$  <p>1pixel</p> <p>基準画像 (無風状態)</p>	<p>計測状態</p> $T = T_{test}$ $I = I_{test}$  <p>計測画像 (通風状態)</p>	<p>同時計測</p> 
<p>無次元化の方法</p> $\frac{T}{T_{ref}} = f\left(\frac{I}{I_{ref}}\right)$ <p>ここで、 T: 温度 [K] I: 輝度値 ref: 基準状態(無風時)</p> <p>模型が変形すると計測不可</p> <ul style="list-style-type: none"> ◆ 基準・計測画像の不一致 ◆ 励起光との角度・位置関係の変化 ◆ カメラとの角度・位置関係の変化 	<p>基準用色素を基準値として計測可</p> <ul style="list-style-type: none"> ◆ 全時刻で、基準・計測画像のペアを取得 	<p>基準画像 (通風状態)</p> $T = T_{test}$ $I = I_{test}$  <p>計測画像 (通風状態)</p> <p>計測輝度値: RED (主にRuphenの発光)</p>
<p>変形に対応した感温塗料法</p> $T = f\left(\frac{I_{RED}}{I_{GREEN}}\right)$ <p>ここで、 T: 温度 [K] I: 輝度値</p> <p>基準輝度値: GREEN (主にFluoresceinの発光)</p>		<p>基準画像 (通風状態)</p> $T = T_{ref}$ $I = I_{ref}$  <p>基準画像 (通風状態)</p> <p>基準輝度値: GREEN (主にFluoresceinの発光)</p>

2.3.2 色素配合の決定

塗料作製の際は、共通のバイнда（ポリアクリル酸, Polyacrylic acid, PAA, 平均分子量 25,000）と溶媒（エタノール）に感温色素 Ruphen 及び基準色素 Fluorescein を溶解させることで作製する。攪拌にはマグネティックスターラーを使用し、バイнда及び色素が完全に溶解するまで攪拌を続ける。

塗料の色素・バイндаの最適な配合を決定する為、複数の塗料サンプルを作製後温度校正試験で用いた試験片に塗布し、小型光ファイバースペクトロメータ（Ocean Optics 社製, USB4000-XR1）を用いて塗膜の発光特性を調べた。ただし、このとき励起光源に 470 nm ショートパスフィルタを適用していない。調査した試料配合の一覧を表 2.2 に示す。試料#1 では、通常の感温塗料法で使用される色素の濃度（PAA 100 mg に対して Ruphen 10 mg）を基準に、PAA 100 mg に対して Ruphen と Fluorescein を 5 mg 混合した。その結果、Ruphen は発光するが Fluorescein は発光しないという結果になった。試料#2 から#5 では、Fluorescein を増量し、発光の傾向を調べたが、試料#1 と同様に Fluorescein は発光しなかった。そこで、Fluorescein と PAA のみで構成される試料#6 から#10 を作製し、Fluorescein 単体の濃度消光の傾向を調べた。その結果、PAA 100 mg に対して Fluorescein 2.4 mg 以下の配合比で Fluorescein の発光が検出され、Fluorescein 0.5 mg で最も強い発光を示した。この結果を踏まえて試料#11 および#12 では、試料#1 を基準とし、PAA 100 mg に対して Ruphen 5 mg と Fluorescein 0.5 mg, 0.25 mg をそれぞれ混合した。その結果、Fluorescein の発光が見られなかった。これは、Fluorescein と Ruphen の化学的な干渉によって Fluorescein の消光が促進されていることを示している。そこで試料#13,14,16 で、Ruphen の配合を 1 mg まで減らし、Fluorescein の量を 1, 0.5, 0.25 mg の三段階で変化させた。その結果、試料#14 のみ Ruphen と Fluorescein 両方の発光を検出した。試料#13 では、色素間の干渉作用により、また試料#16 では、逆に濃度が低すぎたため、Fluorescein の発光が検出できなかったと考えられる。また、試料#15 では、Ruphen を減量することで Fluorescein の発光強度の増強を図ったが、結果として Ruphen の発光が減衰しただけで、Fluorescein の発光に変化はなかった。

一連の配合決定のための試験結果をマップとしてまとめたものを図 2.11 に示す。●が計測点、○（点 a 及び d）が両色素が発光した計測点を表しており、計測結果より 4 つの領域に分けることができる。領域 1 は Fluorescein 単体では発光するが Ruphen による干渉によって消光する領域、領域 2 は Fluorescein 単体で濃度消光する領域、領域 3 は Ruphen の干渉によって Fluorescein が消光すると予想される領域、領域 4 は Fluorescein の濃度不足により発光しないと思われる領域である。三角形 abc で表される領域では Ruphen と Fluorescein の両方が発光することが期待できる。ただし、

破線 ab 部がどのような曲線で表されるか確かめるにはさらなる実験が必要である。

一連の試験で得られた色素配合の特徴を以下にまとめる。

- PAA とエタノールを用いた塗料では Fluorescein 単独の濃度消光は Ruphen よりも顕著である。
- Fluorescein の消光は、自身の濃度に加え Ruphen の濃度にも影響を受ける。
- Ruphen と Fluorescein が混在する条件下では、単独の場合の発光強度と比較して Fluorescein の発光強度は著しく低下する。これは Fluorescein と Ruphen 間の化学的な干渉によるものだと考えられる。
- Ruphen の発光強度は、Fluorescein による色素間干渉の影響を受けにくい。

以上より、本研究で使用する柔軟模型用の感温塗料は、試料#14 の配合（PAA: 100 mg, Ruphen: 1 mg, Fluorescein: 0.5 mg）に決定した。

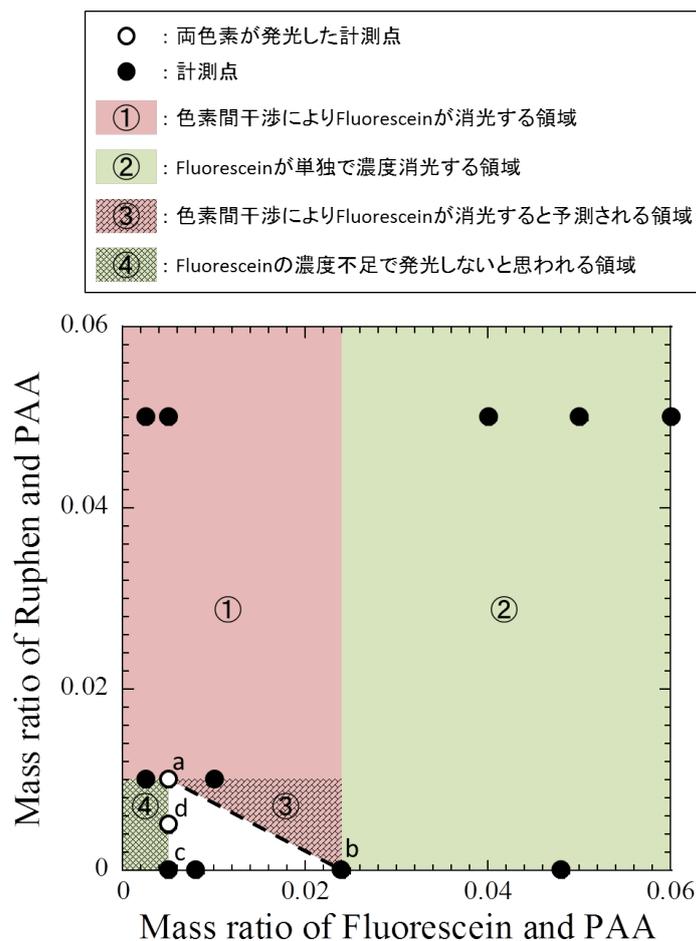


図 2.11: 色素配合のマップ

表 2.2: 色素配合一覧と試験結果

試料#	色素 [mg]		バインダ [mg]	溶媒 [ml]	結果
	Ruphen	Fluorescein			
1	5	5	100	40	Ruphen のみ発光, Fluorescein の発光見られず
2	5	4	100	40	同上
3	5	6	100	40	同上
4	5	8	100	40	同上
5	5	50	100	40	同上
6	-	10	100	40	Fluorescein 発光せず
7	-	4.8	100	40	同上
8	-	2.4	100	40	Fluorescein の発光ピークが見られる
9	-	0.8	100	40	同上
10	-	0.5	100	40	同上
11	5	0.5	100	40	Ruphen のみ発光, Fluorescein の発光見られず
12	5	0.25	100	40	同上
13	1	1	200	40	同上
14	1	0.5	100	40	Ruphen と Fluorescein がともに発光
15	0.5	0.5	100	40	同上
16	1	0.25	100	40	Ruphen のみ発光, Fluorescein の発光見られず

2.3.3 発光波長

柔軟模型用の感温塗料の発光波長帯をスペクトロメータを用いて調べた。この調査では、励起光源に 470 nm ショートパスフィルタを適用し、実験は室温で行った。図 2.12 に、2つの色素を混合した場合と Ruphen と Fluorescein のみの場合の発光スペクトルをそれぞれ示す。このとき、励起光の強度は一定とし、2色素混合時の Ruphen の発光ピークを基準として正規化した。また、この調査で用いた各塗料の配合を表 2.3 に示す。図 2.12 に着目すると、Fluorescein のみから成る塗料の発光強度はピーク値で Ruphen のおよそ 2 倍である。一方で、2色素を混合した場合、Fluorescein の発光波長帯はピーク値で Ruphen のおよそ 1/4 まで低下する。この Fluorescein の発光強度の低下は、前述した色素間の化学的干渉作用によって生じていると考えられる。この干渉による感温塗料の劣化によって、Fluorescein の発光は Ruphen と比較して検出可能な輝度値が小さくなり、計測時の SN 比の低下を引き起こすという欠点がある。一方で、Ruphen の発光強度は、2色素混合と Ruphen 単独を比較するとほとんど変化しておらず、色素間干渉の影響をほとんど受けていないことが確認できる。

それぞれの色素の発光をカメラで検出する際には、2.3.4 節で述べる 2 光路型光学系を用いて塗料の発光を波長帯で分離するが、Fluorescein と Ruphen の発光波長は $\lambda = 560$ nm 付近を中心に相互に重なり合っている。したがって、緑色波長帯域には Ruphen の発光が、赤色波長帯域には Fluorescein の発光が、それぞれ含まれる。図 2.12 から塗料の発光を分離する際に使用する光学フィルタを選定した。主に Fluorescein の発光を含む緑色波長帯域の光学フィルタにはバンドパスフィルタ（透過波長 $\lambda = 520 \pm 18$ nm）を、主に Ruphen の発光を含む赤色波長帯域の光学フィルタにはロングパスフィルタ（透過波長 $\lambda > 580$ nm）をそれぞれ用いる。各光学フィルタの透過率及び高速度カメラの CMOS センサ感度の波長特性と、これらを考慮した場合に検出される緑色及び赤色発光強度の波長特性を図 2.13 に示す。色付けされた領域の面積が各波長帯域の発光輝度に相当する（ただし、 $750 \leq \lambda \leq 1000$ nm の範囲は表示していない）。これによれば、緑色発光強度は全体（ $470 \leq \lambda \leq 1000$ nm）の発光強度の 7.4%、赤色発光強度は全体の 49% 程度となる。また、2.3.4 節の光学系では、各色の光は、ハーフミラー（透過率片側 30%）を 1 回、BK7 製レンズ（透過率 90%）を 2 回通過し、アルミミラー（反射率 90%）で 2 回反射されたのち CMOS センサに入射する。本実験で着目する波長帯では、これらの素子には透過率及び反射率に波長依存性はほとんどない。光学系のすべての素子による損失を考慮すると、緑色光では全体の 1.5%、赤色光では全体の 9.6% が検出可能である。CMOS センサで検出される赤色光と緑色光の発光強度の比は、 $I_{\text{RED}}/I_{\text{GREEN}} = 6.6$ であり、これは 2.3.5 節で示す校正曲線における $I_{\text{RED}}/I_{\text{GREEN}} = 5.8$ ($T = 287$ K) とある程度近い値を示して

いる。両者の差は塗料の個体差によるものと考えられる。

表 2.3: スペクトルの調査に用いた塗料の配合

色素 [mg]		バインダ [mg]	溶媒 [ml]
Ruphen	Fluorescein	PAA	Ethanol
1	0.5	100	40
1	-	100	40
-	0.5	100	40

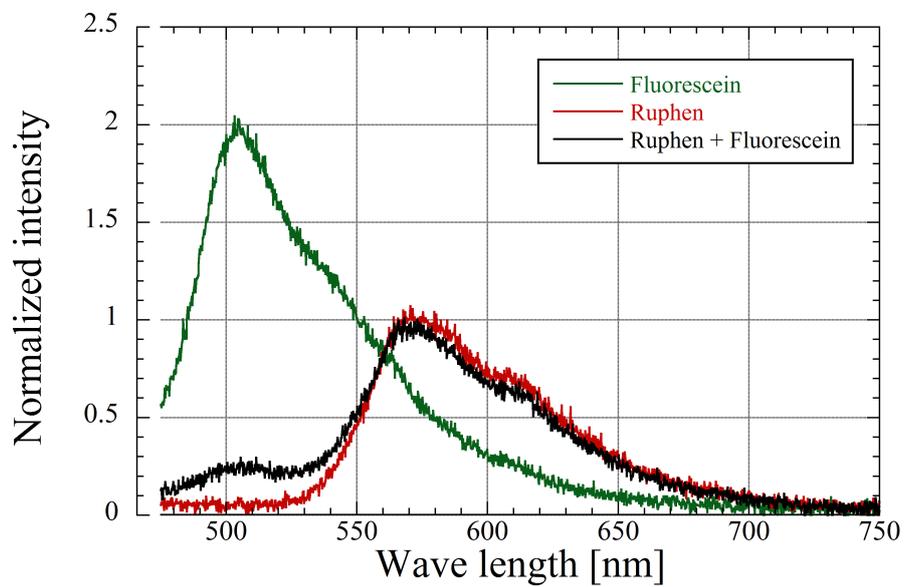


図 2.12: 塗料の発光スペクトル

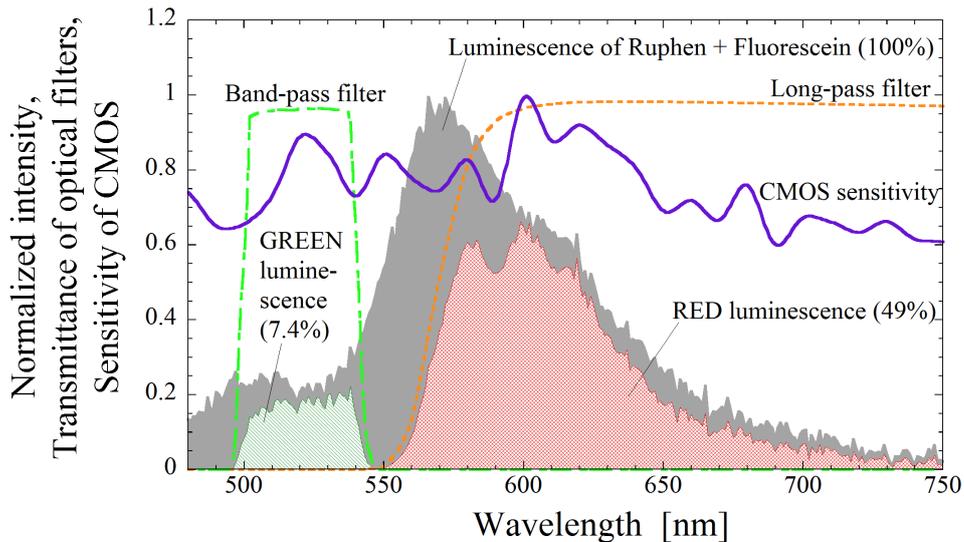


図 2.13: イメージセンサに入射する光のスペクトル

2.3.4 光学系

形態係数をキャンセルするためには、同一視点から得た模型表面塗膜からの発光を、2つの波長帯域（緑色と赤色）に分離し、それぞれ独立に検出する必要がある。これを達成するため、光路分岐型の光学計測器を使用した。図 2.14 に実際に用いた光学系の写真を、図 2.15 にその概要を、それぞれ示す。また本光学系に使用した光学素子の一覧を表 2.4 に示す。

2つの異なる波長帯域の画像を撮影するシステムは、蛍光顕微鏡の分野で用いられることがある。特に1つの画像素子で2つの波長帯の画像を撮影する装置として浜松ホトニクス社製 W-VIEW GEMINI が挙げられる [107]。この装置では、ハーフミラーによって光路を分岐し、それぞれの光学フィルタを通過した後共通の結像レンズでイメージセンサに結像させている。このとき片方の光路に倍率と色収差補正用のレンズが組み込まれている。よって2つの光路長は等しくない。一方で、本研究で用いた光学系では2つの光路長を同じにした。また、結像レンズ (Lens 2) を光路ごとに1つずつ配置し、倍率と色収差補正の調整に使用した。以下に光の入射から結像までの過程を述べる。感温塗料の塗膜から発せられた燐光は、まず Lens1 を介して像①としてハーフミラーに入射し二つの光路に分岐する。本装置ではクロムキューブハーフミラーを使用した。これにより、ハーフミラーに入射した光は、1:1 の割合で反射・透過される。このとき、反射・透過の特性に波長依存性はほとんどなく無視できるが、反射面であるクロム膜によって入射光のうち 40% 程度が吸収される。光路分岐後のそれ

ぞれの光路は、光学フィルタを除いて全く同じ光学素子と配置によって構成されている。絞りを通過した後、それぞれの光学フィルタ（赤色波長帯：580 nm ロングパスフィルタ，緑色波長帯：520 ± 18 nm バンドパスフィルタ）を通過し像②（及び像③）となる。その後、各像は Mirror1 で反射され Lens2 を介して Mirror2 で直角に反射される。最終的に、2つの光路が平行に並んだ状態で検出器（高速度カメラの CMOS センサ）に入射し、センサ上に像④を結像する。像④は水平に隣り合う様に結像させ、このとき赤色光の像はハーフミラーで一回多く反射されるため向きが反転する。高速度カメラはレンズを装着せずに使用した。これに伴い、計測対象でない迷光（例えば、励起 LED 光源）の検出を抑制するため、Mirror2 の背後に Shade を設置した。（図 2.14 では Shade は含まれていない。）各光学素子の位置関係は図 2.15 に示す通りだが、結像した像が CMOS 素子表面で同じ倍率・形状となる様に、各光学素子の配置をレーザー隅出し器を使用して微調整する。本光学系を用いることにより完全に同期された同一視点からの異なる発光波長帯の像を得ることができる。

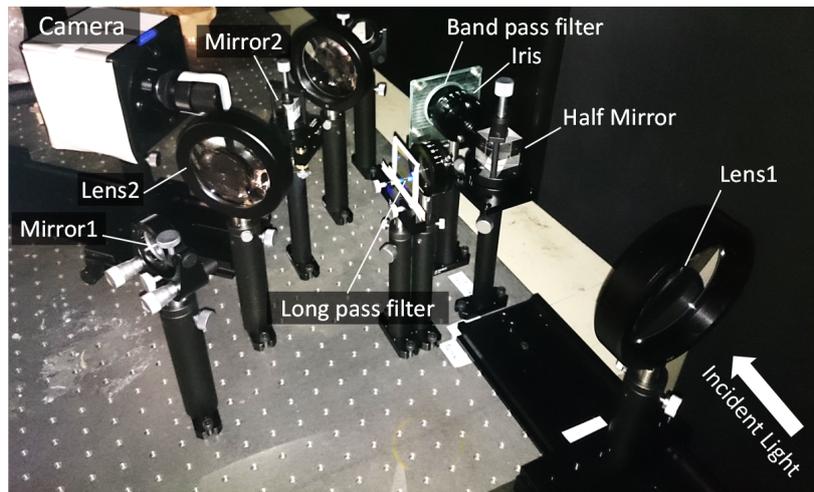


図 2.14: 光学系（写真）

2.3.5 温度感度

2.1.3 節に示す較正システムを使用し、2色 TSP の較正曲線を求めた。較正には通常の TSP 法で使用する白色 PUR をコーティングしたアルミ製試験片（20 mm 四方）を使用した。較正試験は風洞試験で実際に用いられる塗料及び光学系を用いて行った。ただし、のちに較正曲線が下地材によって変化することが判明した。その影響については付録 B で述べる。

I_{RED} と I_{GREEN} それぞれの温度感度を図 2.16 に示す。Ruphen の発光波長帯

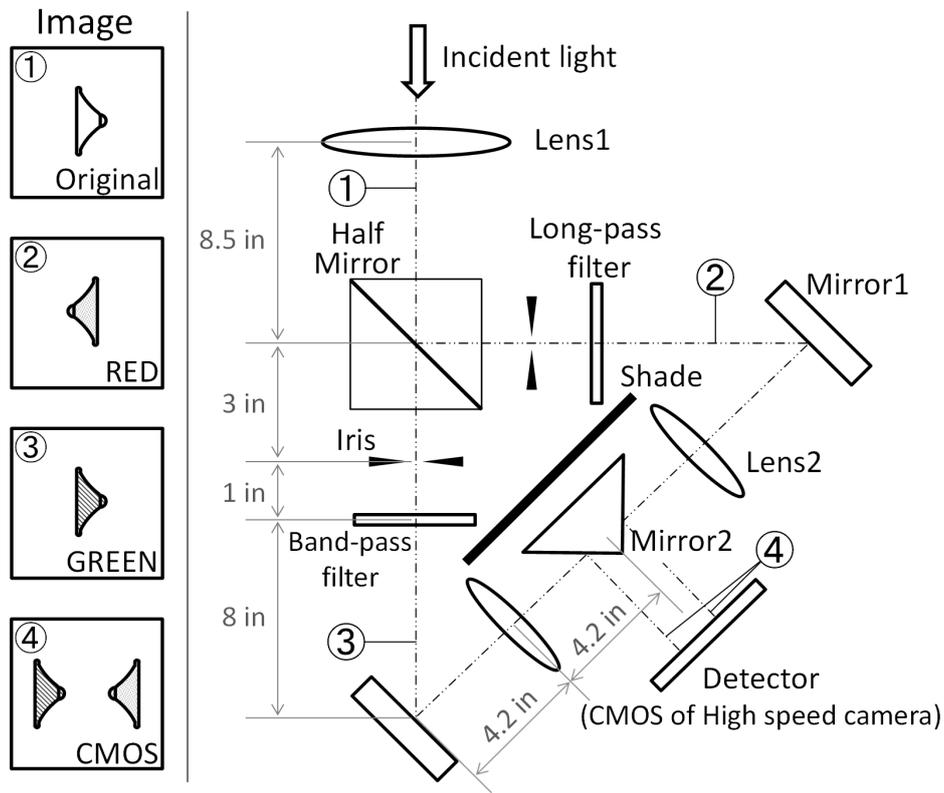


図 2.15: 光学系 概要

表 2.4: 光学系を構成する光学素子一覧

素子名	寸法 [mm]	メーカー	備考
Lens1	φ100	シグマ光機	両凸レンズ (f = 200 mm)
Lens2	φ80	シグマ光機	両凸レンズ (f = 100 mm)
Half mirror	□ 30	シグマ光機	クロムキューブハーフミラー
Mirror1	φ30	シグマ光機	アルミ平板ミラー
Mirror2	□ 25(反射面)	シグマ光機	45°直角プリズム (アルミ反射コート付)
Band-pass filter	φ50	Edmund optics	透過波長 λ = 520±18 nm
Long-pass filter	□ 50	朝日分光	透過波長 λ > 580 nm

を主とする I_{RED} は $T = 300 \text{ K}$ 近傍で最大となり約 $2.0 \text{ \%}/\text{K}$ であった。一方で, Fluorescein の発光波長帯を主とする I_{GREEN} の温度感度は $T = 300 \text{ K}$ 近傍で最大となり約 $0.3 \text{ \%}/\text{K}$ であった。よって, 2つの波長帯の輝度値の温度感度の差を使って温度計測が可能である。

2色の発光を無次元化して得られた較正曲線を図 2.17 に示す。横軸に無次元化された輝度値 $I_{\text{RED}}/I_{\text{GREEN}}$ を, 縦軸に温度 T をそれぞれとっている。較正に用いる試験片表面の領域は $70 \times 57 \text{ pixel}$ で分解した。プロットのエラーバーは各ピクセルにおける計測値のばらつき (標準偏差) を表しており, エラーバーの高さは $\pm 1\sigma$ とした。本試験で用いた2色 TSP の温度感度は, $T = 300 \text{ K}$ 近傍で約 $2.1 \text{ \%}/\text{K}$ であり, 通常の TSP と同様に温度の上昇に従って温度感度が小さくなる。また, 較正曲線の誤差は $T = 333 \text{ K}$ のとき最大で $\pm 6.5 \text{ K}$ である。較正曲線は図 2.17 に示す4次の多項式で近似し, これによりカメラで検出した輝度値を温度に変換する。即ち, この多項式が式 (2.39) に相当する。

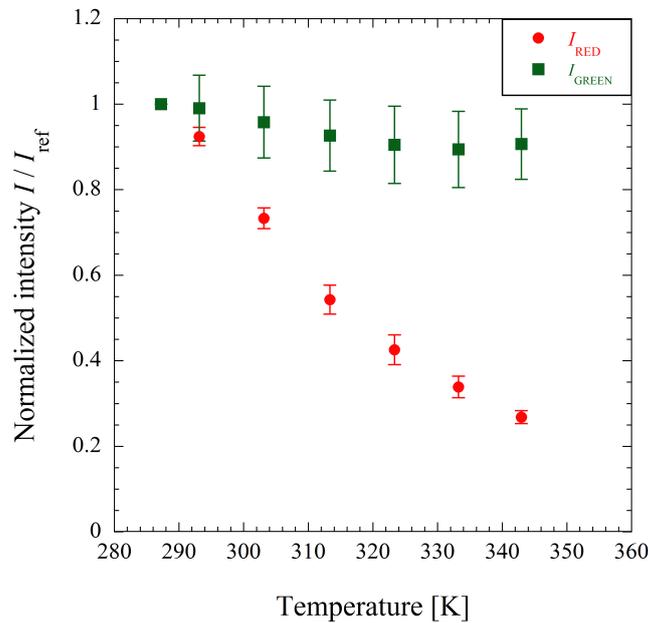


図 2.16: I_{RED} と I_{GREEN} の温度感度

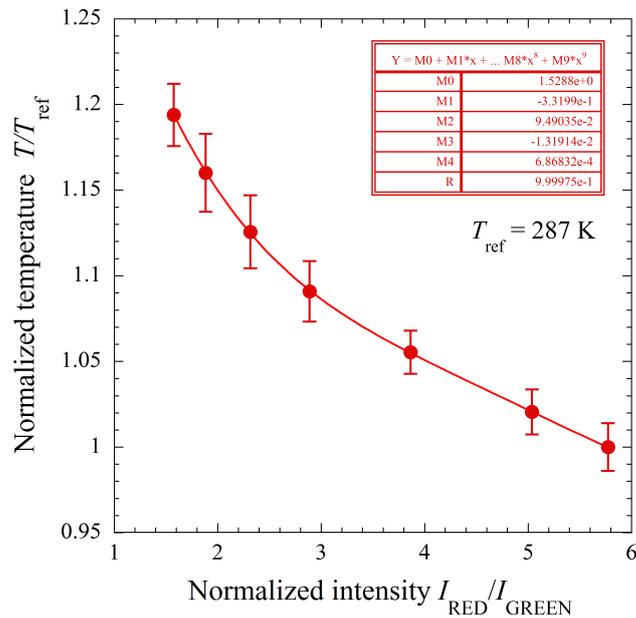


図 2.17: 2色 TSP の較正曲線

2.3.6 2色 TSP の劣化特性

2.2.4 節で述べたように、塗料は励起光の照射により劣化し、温度が一定の環境下でも塗料の発光強度は時間の経過とともに低下する。また、2色 TSP では色素分子間の化学的な干渉が生じており、これらが温度計測において計測誤差を引き起こす原因となり得る。したがって、事前の試験により塗料の劣化特性を把握しておく必要がある。

本実験では温度一定環境下で励起光を 300 秒間照射し、その間の励起光による塗膜の劣化特性を調べた。2.2.4 節と同様のセットアップを使用し、励起光源には図 2.10 と同様に 470 nm ショートパスフィルタを適用した。計測には前述の高速度カメラ (FASTCAM-1024PCI) を用い、図 2.15 の光学系は用いなかった。カメラには表 2.4 に示されたロングパスフィルタまたはバンドパスフィルタを装着した。劣化の評価試験は、室温 $T = 300 \text{ K}$ 、雰囲気圧 $P = 5 \text{ kPa}$ の条件下で行った。撮影条件は、深度 10 bit、撮影速度 60 fps、解析に用いた領域は $80 \times 80 \text{ pixel}$ とし、露光時間は赤色発光では $1/2000 \text{ s}$ 、緑色発光では $1/250 \text{ s}$ とした。撮影した画像はノイズ低減のため ± 10 秒間の移動平均をとった。

図 2.18 に、初期状態 ($t = 0 \text{ s}$) の輝度値で正規化された赤色・緑色発光帯輝度値と 2つの波長帯を用いて正規化した輝度値の時間経過のプロットを示す。赤色及び緑

色発光の輝度値の平均低下率は1秒あたり約0.007%であった。2.2.4節で述べたように通常のTSPの輝度値の平均低下率は同条件下で約0.012%/sであるので、概ね同程度の色素の劣化を示している。また、2色の発光強度が共に同程度の低下率を示すことから、赤色の輝度値を緑色の輝度値で正規化した場合には励起光による輝度値の低下の影響はキャンセルされ、輝度値の低下ほとんど見られなくなる。したがって、2色を用いた正規化を行った場合、通常のTSPの場合よりもさらに塗料劣化の影響が小さいことがわかる。さらに、衝撃風洞試験での試験時間は約30 - 40 msであるので、その時間の色素劣化の影響は極めて小さいといえる。

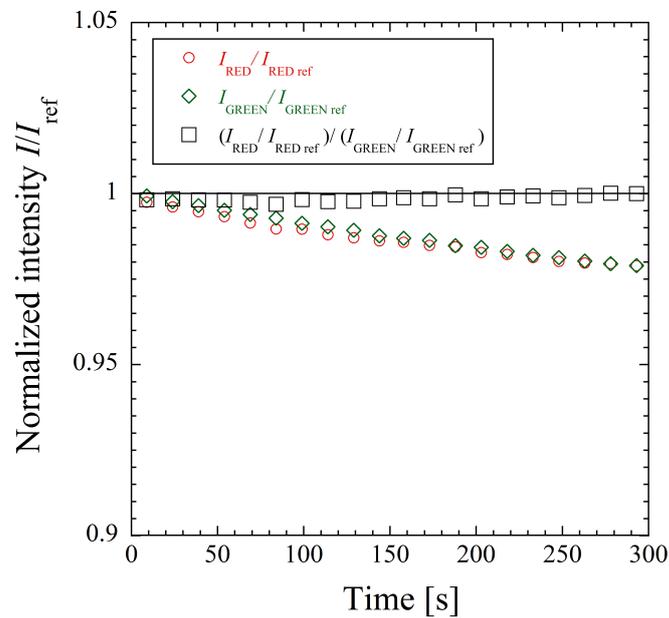


図 2.18: 2色 TSP の劣化特性

2.3.7 2色 TSP の時間応答性について

感温塗料の応答性は色素の蛍光および燐光の発光寿命に依存する。一般に、蛍光の寿命は燐光よりも短いことが知られており、本実験で用いた色素については Fluorescein の発光寿命は約 4 ns [108], Ruphen の発光寿命は約 1 μ s [109] である。したがって、時間応答性で問題となるのは Ruphen の応答性である。本実験で使用した Ruphen とポリアクリル酸を用いた TSP は、ドイツ航空宇宙センター (DLR) による衝撃波管試験でその応答性が確かめられている [109]。この試験に依れば、塗膜厚さ 0.2 μ m の TSP によって計測された温度変化は熱電対 (応答時定数 1 μ s) で計測された温度上昇を追従しており、衝撃波入射時の急激な温度変化 (立ち上がり) に対しても十分な応答性があることが確認されている。また、小澤らによる別の衝撃波管を用いた実験では、塗膜厚さ 1.5 ± 0.5 μ m の同 TSP によって、0.8 ms 程度の気流継続時間中に生じる非定常な熱流束変動値の計測に成功している [110]。さらに気流継続時間 1~2 ms 程度の衝撃風洞を用いた試験で空力加熱率計測に使用された実績 [106] もある。以上から、本実験条件 (30~40 ms 程度) では当該 TSP の時間応答性は十分であるといえる。

第3章

布製超音速パラシュートにおける 非定常振動現象

3.1 はじめに

本章では、超音速気流中の流体構造連成現象 (FSI) による振動現象を評価するための手法の提案と風洞実験による実証を行う。本研究では特に、流体側の現象として衝撃波の振動に、構造側の現象として柔軟構造モデルの運動に、それぞれ着目し両者の相互相関を実験的に評価する手法を提案する。本手法により流体の情報と構造の情報がリンクした実験データを取得することが可能となり、FSI の解析に大きく貢献することが期待される。衝撃波振動と模型運動が連成して発生する系として、超音速パラシュート周りの FSI がある。本研究では、超音速パラシュートの風洞実験に本手法を適用し、パラシュート傘の運動と衝撃波振動の相互相関を実験的に調べ、本手法の風洞試験への適用可能性を検討する。

ここではまず、超音速パラシュートに関する背景、先行研究の動向について述べる。その後、本研究の内容について述べる。

超音速パラシュートは火星大気圏を降下する突入カプセルを減速させるために使用される。火星大気圏における降下では大気の密度が小さいため、機体が超音速飛行している段階からパラシュートを射出し減速を開始する [29]。超音速パラシュートの空力性能は、抗力係数と抗力振動で決まる。空力減速能力の観点から抗力係数が大きいパラシュートほど優れているが、飛行の安定性とペイロードへの振動負荷の観点から抗力振動は小さい方が良い。このような設計指針に基づき、米国で 1950 年代から開発が開始された。様々な形状の傘 [111, 112] が試されたが、最終的には 1975 年の Viking 計画から 2011 年の Mars Science Laboratory (MSL) 計画まで NASA は一貫して Disk-Gap-Band (DGB) 型超音速パラシュートを採用している [113]。

超音速パラシュートの性能の指標となる抗力係数 C_D は、DGB 型パラシュートについて良く調べられている。概説すると以下のようなになる。すなわち、 $M_\infty < 0.6$ で抗力係数 C_D は 0.6 程度であり、 $M_\infty = 0.6$ 付近にて C_D は急激に低下する。その後 $M_\infty = 1.0$ 付近で底を打ち、 $M_\infty = 1.5$ あたりで $C_D = 0.5$ 程度まで回復する。 $M_\infty > 1.5$ で C_D は M_∞ に対して単調に低下し、 $M_\infty = 2.5$ では 0.4 程度まで下がる [113, 114]。

一方で、 $M_\infty = 1.5$ 以上で飛行する超音速パラシュートには抗力振動が発生することが知られている [111, 114, 115]。この現象は M_∞ が大きくなるほど顕著になることが報告されており [49]、最大で $M_\infty = 2.2$ での運用が想定されている火星用超音速パラシュートでは重大な問題となる。抗力振動の原因はパラシュート傘の変形・運動を伴う FSI であると考えられている。特に、傘部の空気流入口の開閉運動と衝撃波の変形が連成した FSI である”Area Oscillation”は抗力振動に大きな影響を与えることが

報告されている [29].

上述のような振動現象を抑制し、パラシュートを安定化させるための手段として傘部に設ける Porosity (開口率) が有効であることが経験的に知られている. 通常, 開口率は傘部に意図的に設けられた開口部 (Geometric Porosity) により決定される. 超音速飛行時の開口率の効果は既によく調べられており, 図 3.1 に示すように開口率とマッハ数によってパラシュートの振動現象が変化する. 開口率が大きいほど振動現象は抑制されるが, 同時に抗力係数 (すなわち, 減速能力) も低下するため, 大きくとり過ぎることはできない. $M_\infty=1.5$ では開口率 15% 以下のとき振動現象が顕著になるが [116], MSL の超音速パラシュートの開口率は 12.5% となっており [117], パラシュートの振動現象が依然として問題となっている.

開口率を最低限に抑えつつ, 振動現象を予測・抑制し抗力係数を最大化するためには, 超音速パラシュート周りの FSI をよく理解し, 抗力振動の直接の原因となっている流体および構造の現象を明らかにする必要がある. このような要請から, 本研究では超音速パラシュート周りの FSI に対して適用可能な評価手法を提案する. 具体的には, 『衝撃波振動』と『傘部の運動』及び『抗力振動』に対して周波数解析を行い, 相互相関を評価する. 本研究の目的は, この手法を風洞試験に適用し, 流れ場と模型運動及び空気力について振動周波数の観点から関連付けられたデータセットを取得することで, 抗力振動に対して支配的な影響を与える流体・構造の振動現象を実験データから特定することである. この風洞試験を通して, 本手法がパラシュートシステムの FSI 評価に有効であることを実証する.

実験は宇宙科学研究所の超音速風洞を用いて行う. 試験気流マッハ数は $M_\infty = 2.0$ とし, Re 数は実際の火星大気飛行環境に近い $Re = 10^6$ 程度とした. 『衝撃波振動』は, 高速度カメラを用いたシュリーレン可視化法によって行う. 可視化結果の連続写真を基に周波数解析を行い, 衝撃波の振動周波数を評価する. 『傘部の運動』は, ステレオカメラを用いた 3次元運動計測により評価する. 傘頂点の実空間座標の時系列データを取得し, 周波数解析により運動の周波数を調べる. 『抗力振動』は, ロードセルによる計測データを用いた周波数解析によって評価する. 風洞試験模型には, 半球殻形状の布製パラシュートを採用する. 3種類の異なる空気透過率をもつ傘布 (薄ナイロン, 厚ナイロン, ポリエステル) で作製した模型を準備し, 開口率の効果による振動特性の変化を上述の手法により評価する. また, 前方物体と傘部の直径比 d/D_0 をパラメータとして, 同様に振動特性の変化を実験により調べる.

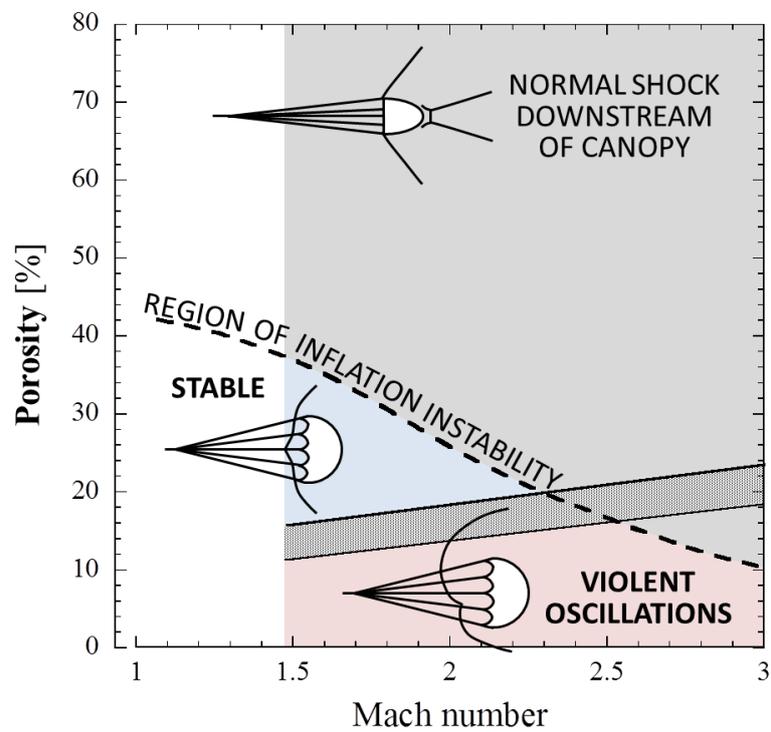


図 3.1: 超音速パラシュートにおけるポロシティの影響

(文献 [116] より引用し, 著者が再構成した.)

3.2 実験方法

3.2.1 超音速風洞

本研究では，JAXA 宇宙科学研究所高速気流総合実験設備の吹き出し・エジェクタ排気方式超音速風洞 [118] を使用した．テストセクションは $600 \times 600 \text{ mm}^2$ の矩形断面であり，可変ノズルにより主流マッハ数を変更できる．本試験では主流マッハ数を $M_\infty = 2.0$ に設定し，通風時間は約 10 秒間とした．本試験で用いた気流条件をまとめて表 3.1 に示す．また，超音速風洞の外観を図 3.2 に示す．

MSL パラシュートの実機飛行条件は，開傘時最大でマッハ数 $M_\infty = 2.2$ ， $Re_\infty = 1 \times 10^6$ ，動圧 $Q = 750 \text{ Pa}$ である [29]．本実験条件は，マッハ数 $M_\infty = 2.0$ と傘直径を基準としたレイノルズ数 $Re = 0.8 \times 10^6$ を実機条件に近い条件に設定したが，動圧は $Q = 47.6 \text{ kPa}$ であり実機条件からの乖離がある．また火星大気は主に二酸化炭素で構成されるが，実機環境では総温 $T_0 = 370 \text{ K}$ 程度であり，実気体効果による影響はほとんどない．気体を熱量的完全気体として扱える場合でも，比熱比は気体の種類によって異なり空気の場合 $\gamma = 1.40$ ，二酸化炭素の場合 $\gamma_{\text{CO}_2} = 1.29$ である．比熱比は，流れ場中に形成される衝撃波に影響を与える． $M_\infty = 2$ の垂直衝撃波の場合，垂直衝撃波関係式 [119] によれば衝撃波の強さ（衝撃波通過前後の静圧の比 p_2/p_1 ）は空気の場合よりも二酸化炭素の場合の方が約 2.7% 小さくなるが，本研究では比熱比の効果は小さいとして空気を用いて風洞試験を行う．

表 3.1: 宇宙科学研究所超音速風洞 主流条件

マッハ数 M_∞	レイノルズ数 $Re \text{ [m}^{-1}\text{]}$	総圧 P_0	総温 T_0	静圧 P_∞
2.0	1.63×10^7	132 kPa	297 K	17.0 kPa



図 3.2: 宇宙科学研究所超音速風洞外観

3.2.2 風洞試験模型

図 3.3 に、本研究で用いた風洞試験模型の概要を示す。模型は、布製のパラシュート模型（ライザ、サスペンションライン、布製キャノピ）と模型支持装置から構成されている。模型支持装置は風洞のスティングポッドに接続されるベース部、ベース部から斜め前方に伸びカプセル部を支持するストラット部、布製パラシュート模型を接続するカプセル部から成る。カプセルは外径 $d = 25 \text{ mm}$ 、長さ 77 mm の円柱形状であり、パラシュート模型に対して後流を与える前方物体の役割を果たす。すべての試験でカプセル部の迎角は主流に対して $\alpha = 0 \text{ deg}$ に固定した。カプセルの内部には、ロードセルが内蔵されており、パラシュート模型のライザを接続することでパラシュート模型に働く抗力を計測できる。ストラット部の固有振動数は、SolidWorks 2017 を用いた数値解析から 1 次モードが 470 Hz 、2 次モードが 785 Hz 、3 次モードが 2361 Hz であることを確認しており、後述の抗力計測及び傘部運動計測で扱う周波数範囲（ 400 Hz 以下）からは外れている。パラシュート模型の布製キャノピには、6 枚の布片（ゴア）から縫い合わせて成型した半球殻形状を採用した。惑星探査に用いられる超音速パラシュートには DGB 型のキャノピが採用されるが、gap の位置や形状、geometric porosity の大きさなど、キャノピ形状を決定するパラメータを多く含んでいる。本研究ではキャノピの形状に依存した要素をできるだけ排除し、傘布の材料特性（空気透過性と柔軟性）とキャノピのサイズの効果を評価するため、シンプルな半球殻形状のキャノピを用いた。キャノピには 6 本のサスペンションラインを接続し、途中で 1 本にまとめることでライザとした。サスペンションラインとライザの全

長は $L = 120 \text{ mm}$ である。サスペンションライン及びライザには、釣り糸としても用いられる高強度ポリエチレンライン（引張強度：29 kgf）を採用した。また、ゴア同士を縫い合わせる際も、縫い糸として同じ糸を用いた。

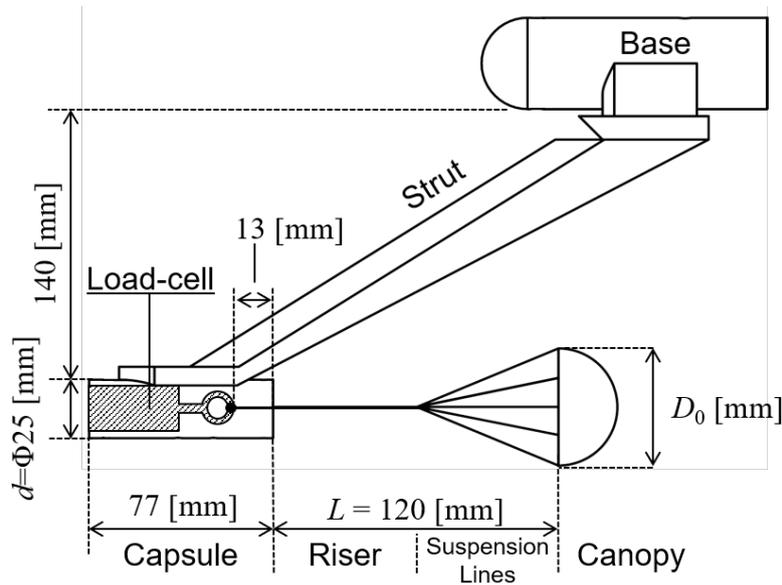


図 3.3: 超音速パラシュート模型概要

3.2.3 試験模型のパラメータ

表 3.2 に、実施した試験ケースの一覧を示す。試験ケースは CASE-A から CASE-E の全 5 種あり、パラシュート模型のパラメータの組み合わせによって定義されている。模型のパラメータとしてキャノピの布材料（傘布）と傘部の参照直径 D_0 を採用した。本研究では CASE-B の模型を基準模型とする。

傘布について

本試験で用いたキャノピの傘布はポリエステル、薄ナイロン、厚ナイロンの三種類である。これらの傘布はいずれも化学繊維を用いた織物であり、布材料の特性としてそれぞれ異なる厚み、空気透過率、柔軟性を有する。傘布の厚みはマイクロメートルによって計測した。また、傘布の空気透過率及び柔軟性の定義、評価方法、評価結果については 3.3 節で詳しく述べる。

傘部直径 D_0 について

キャノピの参照直径を $D_0 = 30, 40, 50 \text{ mm}$ の 3 段階で変化させる。キャノピの運動はカプセル後流の影響を大きく受けるため、キャノピの直径を考える場合に

は、カプセル直径 d との直径比 d/D_0 として扱う。本試験の直径比は、それぞれ $d/D_0 = 0.84, 0.63, 0.50$ となる。このとき d/D_0 がパラシュートの性能に与える影響を調べる。ここで MSL の火星大気圏突入用の超音速パラシュートでは、直径比は $d/D_0 = 0.21$ である [29]。

表 3.2: 試験ケース一覧

CASE	D_0	直径比 d/D_0	傘布の種類 (厚さ [mm])	ライザ比 ($L_R : L_S$ [mm])
A	50	0.5	Polyester (0.20)	60:60
B	50	0.5	Thin nylon (0.10)	60:60
C	50	0.5	Thick nylon (0.17)	60:60
D	30	0.84	Thin nylon (0.10)	60:60
E	40	0.63	Thin nylon (0.10)	60:60

3.2.4 計測及び可視化手法

本実験では、以下に挙げる計測及び流れの可視化を行った。

ロードセルによる抗力の計測

抗力は、カプセルに内装したロードセル（東洋測器製，TCLS-50L）により計測する。サスペンションラインと傘部のみによる抗力を計測するため、カプセルの抗力は計測データには反映されない。使用したロードセルの固有周波数は 11 kHz であり、計測可能な周波数は荷重によって変化するが概ね 2~5 kHz 以下である。本試験でのサンプリングレートは 5 kHz とした。計測した抗力は式 (3.1) に示す抗力係数 C_D として評価した。ここで、式 (3.1) の基準面積 S はキャノピの変形を考慮せず参照直径 D_0 を用いて定義される、すなわち $S = \pi D_0^2/4$ である。抗力係数の変動成分 C_D' の大きさは標準偏差で表す。

$$C_D = \frac{D}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2 S} \quad (3.1)$$

シュリーレン法による流れ場の可視化

風洞設備に常設されているシュリーレン可視化装置により、CASE-B, -D, -E について、超音速パラシュート周りに形成される衝撃波を可視化した。光源には Xe 連続光源を使用し、高速度カメラ（AMETEK Vision Research 製 Phantom v7）を用いて撮影を行った。撮影速度は 5000 fps、露光時間は 40 μ s とした。

ステレオカメラを用いた3次元運動解析

パラシュート傘部の運動を定量的に解析するため、ステレオカメラを使用した模型傘部の運動解析を CASE-A~CASE-C に対して実施した。2台の高速度カメラ (Photron 製 FASTCAM 1024-PCI, AMETEK Vision Research 製 Phantom v7) を使用し、キャノピ天頂部に塗布したオレンジ蛍光マーカーの運動を追跡した。

2つのカメラと実空間座標の位置関係は、事前に実施される較正キューブを用いた較正試験により、カメラ行列として決定される。較正キューブには各辺が 40 mm の立方体のキューブを採用し、これを代表する 15 点の座標を較正に用いた。その後、通風試験において2台のカメラによって撮影されたマーカーの画像上での座標の組を、較正試験で得たカメラ行列を使用して3次元実空間座標に変換する。したがって最終的に、傘部頂点のマーカーの位置情報は実空間座標 (X, Y, Z) の時間変化の履歴として得られる。座標軸の設定は較正試験時に任意に設定出来るが、本実験では主流方向を x 軸とした右手系を採用した。ステレオカメラによって実空間座標を再構成する方法に関しては付録 A を参照されたい。

蛍光マーカーは天頂部の他に、頂点を中心として放射状に補助マーカーを塗布した。蛍光マーカーは青色 LED により照明され、マーカーの発光以外の光を排除するため、各高速度カメラにはロングパスフィルタ ($\lambda = 580 \text{ nm}$) を装着した。したがって、各カメラの画像上では、図 3.4 に示すように、マーカーに相当する点近傍の輝度が大きく、それ以外の領域の輝度は極めて小さい。画像上でのマーカーの位置を検出するため、画像解析手法の一つである特徴点抽出を用いた。本研究では OpenCV [120] により提供されている特徴点抽出用のライブラリ (OpenCV ver3.1.0) を使用し、コーディングには Python 3.5 を用いた。マーカーの追跡には、特徴点の抽出関数 (`cv2.ORB_create`) [121] とテンプレートマッチング関数 (`cv2.matchTemplate`) [122] を使用した。

高速度カメラの撮影条件は、CASE B, C については画像サイズ 256×512 pixel, 撮影速度 5000 fps, 露光時間 188 μs , CASE A については画像サイズ 512×512 pixel, 撮影速度 2000 fps, 露光時間 329 μs とした。

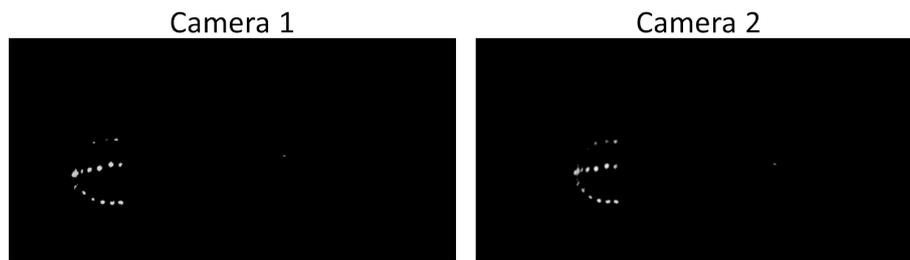


図 3.4: パラシュート傘部に塗布されたマーカーの例 (CASE B)

通風試験ごとの試験項目

CASE-C を除いて、各 CASE について複数回の通風試験を行った。表 3.3 に、各通風試験で実施した計測項目の一覧を示す。基準模型である CASE-B については、合計 5 回の通風を行った。このうち 3 次元運動計測を run2 で、シュリーレン可視化法を run5 でそれぞれ実施した。また CASE-C については 1 回、その他の CASE についてはそれぞれ 2 回の通風を行った。ロードセルによる抗力計測はすべての run で実施され、シュリーレン可視化法または 3 次元運動計測を行う run では、抗力計測との同期計測を実施した。

表 3.3: 通風試験ごとの計測項目の一覧

run#	CASE	抗力計測	シュリーレン可視化法	3次元運動計測
1	B	○	-	-
2	B	○	-	○
3	B	○	-	-
4	B	○	-	-
5	B	○	○	-
6	A	○	-	○
7	A	○	-	-
8	C	○	-	○
9	D	○	○	-
10	D	○	-	-
11	E	○	○	-
12	E	○	-	-

3.2.5 計測データの解析方法

カーネル密度推定 (KDE)

3次元運動解析で計測されるデータは、3次元空間における模型位置の点群データとして得られる。本研究では、これらの点群データもとに傘部運動の分布を確率密度関数として表すため、カーネル密度推定 (Kernel Density Estimation, KDE) [123] を行う。KDE の計算は Python 用科学計算モジュール Scipy 0.19.1 の Statistical functions のうち gaussian.kde 関数 [124] を使用し、Python 3.5 でコーディングする。本関数ではカーネル関数としてガウス関数が用いられる。

振動周波数の解析

ロードセルによって計測される抗力データと傘部運動の3次元位置データに対して、離散フーリエ変換 (Discrete Fourier Transform, DFT) による周波数解析を行う。これにより、抗力と傘部運動の振動現象に含まれる周波数成分を可視化し、周波数の観点から振動現象同士の相関を調べることが出来る。周波数解析は、MATLAB R2006b の高速フーリエ変換 (Fast Fourier Transform, FFT) 関数によって行い、その結果をパワースペクトル密度 (Power Spectral Density, PSD) として表す。

FFT 関数によって得られる離散フーリエ変換は以下の式によって計算される [125]。

$$F(k+1) = \sum_{x=0}^{N-1} f(x+1)e^{-j\frac{2\pi kx}{N}} \quad (3.2)$$

ここで、 $f(n)$ は元の信号、 N は総データ点数である。 $F(k)$ を用いると、PSD は以下の式で求められる。

$$PSD(k) = \frac{1}{N}|F(k)|^2 \quad (3.3)$$

離散フーリエ変換に掛ける元信号 $f(n)$ には、窓関数の一種であるハニング窓 $w_{\text{han}}(n)$ を適用する。

$$w_{\text{han}}(n) = 0.5 \left(1 - \cos \left(2\pi \frac{n}{N} \right) \right) \quad (3.4)$$

相互相関係数の計算方法

抗力データと傘部運動の3次元位置データ (又は、シュリーレン可視化による流れ場変動) の相互相関を評価するため、相互相関係数を計算する。相互相関係数は以下のように定義できる。

$$R_{xy}(\tau) = \frac{C_{xy}(\tau)}{\sqrt{C_{xx}(0)}\sqrt{C_{yy}(0)}} \quad (3.5)$$

ここで、 τ : 遅れ時間であり、2つの信号のズレを表している。 $C_{xy}(\tau)$ は信号同士を τ だけずらした場合の相互相関関数であり、2つの離散信号列 $x[t]$ と $y[t + \tau]$ に対して以下のように定義される。

$$C_{xy}[\tau] = \sum_{t=0}^N x[t] \cdot y[t + \tau] \quad (3.6)$$

式 (3.5) の分母である $C_{xx}(0)$, $C_{yy}(0)$ はそれぞれ遅れ時間 $\tau = 0$ における離散信号列 $x[t]$ と $y[t]$ の自己相関関数である。信号 $x(t)$ 及び $y(t)$ の自己相関関数 C_{xx} , C_{yy} によって正規化されるため、相互相関係数は $-1 < R_{xy} < 1$ の範囲で計算される。 $R_{xy} = 1$ が正の相関を、 $R_{xy} = -1$ が負の相関をそれぞれ示し、相関がない場合は $R_{xy} = 0$ となる。計算には Python 3.5 を用い、科学計算基本パッケージ Numpy 1.13.1 の関数 `numpy.correlate` [126] を使用する。

モーメント係数 C_M の計算方法

パラシュート運動の静安定性を評価するため、パラシュート傘部の3次元運動からモーメント係数 C_M 曲線を計算する。本節で説明する手法は、Schoenenberger がパラシュートの低速風洞試験で得られたデータに適用した方法 [48, 127] であり、実験的に取得されたパラシュート傘の3次元運動の履歴からパラシュートの静安定性を C_M 曲線として定量的に計算することが出来る。

パラシュートはサスペンションラインで前方物体に繋がれているため、パラシュートの傘部は基本的には前方物体を中心とした球面に沿って運動する。そのため、パラシュート傘部の運動を記述するには、傘部の姿勢角を用いた方が都合がよい。そこで、前方物体とサスペンションラインの接続点を原点として傘部運動のパラメータとなる角度を図 3.5 の様に定義する。それぞれ、 θ は鉛直方向の変化を表す角（ピッチ角）、 ψ は水平方向の変化を表す角（ヨー角）であり、3次元空間におけるマーカー座標 (x, y, z) を用いると以下のようなになる。

$$R_m = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (3.7)$$

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{z}{R_m \cos \psi} \right) \quad (3.8)$$

$$\psi = \sin^{-1} \left(\frac{y}{R_m} \right) \quad (3.9)$$

ここで、 R_m は原点からマーカーまでの距離である。

パラシュートの運動は、重力の影響を除けば、ピッチ方向とヨー方向の運動を区別

する必要はない。これを踏まえて、 θ 、 ψ とは別の角度を次のように導入する。

$$\alpha_G = \cos^{-1} \left(\frac{x}{R_m} \right) \quad (3.10)$$

$$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{\sin \theta \cos \psi}{\sin \psi} \right) \quad (3.11)$$

α_G は total geometric angle と呼ばれる角度であり、マーカーと原点を結ぶ線が X 軸と成す角である。一方で、 ϕ は X 軸を中心とする回転方向の運動を表現するためのパラメータである。

次に、 XZ 平面内の傘部の運動に着目する。ここで $Z < 0$ の範囲を傘部が運動するとき正のピッチ角 ($\theta > 0$) を取るとする。図 3.6 に示すように、ピッチ角 θ は X 軸に対する傘部の傾きを表す。一方で迎角 α とは、 XZ 平面内において傘部に実際に入射する気流ベクトル \mathbf{V}_w に対する傘部の傾きを表す。傘部が速度 \mathbf{V}_t で運動する場合には、傘部に \mathbf{V}_t と反対方向に局所的に流速が誘起される。これは静止した気体中を速度ベクトル \mathbf{V}_t で進む物体が、 $-\mathbf{V}_t$ の気流を受けることに相当する。傘部に実際に入射する流速ベクトル \mathbf{V}_w は、一様流が入射することで生じる流速ベクトル \mathbf{V}_c と傘部運動によって誘起される流速ベクトル $-\mathbf{V}_t$ の和として、以下のように表すことができる。

$$\mathbf{V}_w = \mathbf{V}_c - \mathbf{V}_t \quad (3.12)$$

したがって、迎角 α はピッチ角 θ と傘部運動による変化量（すなわち、 \mathbf{V}_w と \mathbf{V}_c の成す角） $\Delta\alpha$ の和として、次のように表すことができる。

$$\alpha = \theta + \text{sgn}(\dot{\theta})\Delta\alpha \quad (3.13)$$

ただし、

$$\text{sgn}(x) = \begin{cases} 1 & (x > 0) \\ -1 & (x < 0) \end{cases}$$

である。傘部が運動しない $\dot{\theta} = 0$ の場合、 $\alpha = \theta$ となる。 $\dot{\theta} > 0$ (図 3.6c) のとき、傘部運動の速度 \mathbf{V}_t は一様流流速 \mathbf{V}_c を助ける方向に働き、 \mathbf{V}_c と $-\mathbf{V}_t$ の和として局所流速 \mathbf{V}_w を成す。このとき、 $\Delta\alpha$ は迎角 α を増加させるように働く。一方で、 $\dot{\theta} < 0$ の場合には、 \mathbf{V}_t の方向が逆になるため、図 3.6d に示すように、 $\Delta\alpha$ は迎角 α を減少させるように働く。

\mathbf{V}_t と \mathbf{V}_c の成す角を ζ とすると、正弦定理から $\Delta\alpha$ は以下のように書ける。

$$\Delta\alpha = \sin^{-1} \left(\frac{|\mathbf{V}_t|}{|\mathbf{V}_w|} \sin \zeta \right) \quad (3.14)$$

ここで、余弦定理から、

$$V_w = \sqrt{V_c^2 + V_t^2 - 2|V_c||V_t|\cos\zeta} \quad (3.15)$$

また、

$$V_t = R_{cp}\dot{\theta} \quad (3.16)$$

$$\zeta = \frac{\pi}{2} + \text{sgn}(\dot{\theta})\theta \quad (3.17)$$

である。

さらに、 V_c について考える。Schoenenberger は本手法を低速風洞試験に適用したため、傘部が局所的に受ける気流の流速 V_c は一様流流速に一致すると仮定して解析を行った。しかしながら、超音速風洞試験では V_c と一様流流速は一致しない。傘部の前方に発生する衝撃波が、傘部が局所的に受ける気流の流速を変化させるためである。本解析では、 V_c は垂直衝撃波背後の流速に等しいと仮定する。

垂直衝撃波関係式 [119] より、衝撃波通過前後の流速及び流速の比は以下のように書ける。

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2} \quad (3.18)$$

ここで、添え字 1 は衝撃波通過前の値、添え字 2 は通過後の値であることを示している。一様流流速 V_1 は、音速 a_1 とマッハ数 M_1 で以下のように表せる。

$$V_1 = M_1 a_1 \quad (3.19)$$

a_1 は空気の気体定数 R_{air} と一様流静温 T_1 から

$$a_1 = \sqrt{\gamma R_{\text{air}} T_1} \quad (3.20)$$

となり、以上から衝撃波背後の流速 V_2 が求められる。本解析では、 $V_c = V_2$ として計算を行う。

さて、 ψ と β についても XY 平面内で図 3.6 と同様の関係が成り立つので、

$$\beta = \psi + \text{sgn}(\dot{\psi})\Delta\beta \quad (3.21)$$

と書ける。

さらに α 及び β を用いて、傘部運動が考慮された場合の α_G である全迎角 α_T を考えると次のように書ける。

$$\alpha_T = \cos^{-1}(\cos\alpha \cos\beta) \quad (3.22)$$

式 (3.22) の時間微分をとると、全迎角角速度 $\dot{\alpha}_T$ と全迎角角加速度 $\ddot{\alpha}_T$ はそれぞれ以下のように書ける。

$$\dot{\alpha}_T = \frac{\dot{\alpha} \sin \alpha \cos \beta + \dot{\beta} \cos \alpha \sin \beta}{\sin \alpha_T} \quad (3.23)$$

$$\ddot{\alpha}_T = \frac{\ddot{\alpha} \sin \alpha \cos \beta + \ddot{\beta} \cos \alpha \sin \beta + (\dot{\alpha}^2 + \dot{\beta}^2 - \dot{\alpha}_T^2) \cos \alpha_T - 2\dot{\alpha}\dot{\beta} \sin \alpha \cos \beta}{\sin \alpha_T} \quad (3.24)$$

計測値である角度 $(\theta, \psi, \alpha, \beta)$ の時間微分は、前進差分をつかって以下のように求める。

1 階微分：

$$\dot{x}^n = \frac{x^{n+1} - x^n}{\Delta t} \quad (3.25)$$

2 階微分：

$$\ddot{x}^n = \frac{x^{n+2} - 2x^{n+1} + x^n}{\Delta t^2} \quad (3.26)$$

ここで、 Δt は計測時のサンプリング周波数の逆数である。

角度 $(\theta, \psi, \alpha, \beta)$ の計測値には、3次元運動計測の際に生じたノイズが含まれている。ノイズを含んだ値の前進差分を取ると計算された微分値でノイズが増幅されパラシュートの移動速度よりもノイズが支配的になってしまう。そこで、本解析では計測によって得られた角度のデータに対して $\pm 1\text{ms}$ (± 5 点) 幅の移動平均を適用した。これにより、角速度 $(\dot{\theta}, \dot{\psi}, \dot{\alpha}, \dot{\beta})$ におけるノイズ増大を抑制した。

以上で定義した全迎角を用いると、傘部運動を記述する回転運動の方程式は、

$$I_{yy} \ddot{\alpha}_T = QSD_0 [C_{m\dot{\alpha}} \quad C_{m\alpha} \quad C_{m_0}] \begin{bmatrix} \dot{\alpha}_T \frac{D_0}{2V_w} \\ \alpha_T \\ 1 \end{bmatrix} + mgR_{cp} [\cos \phi \cos \alpha_T] \quad (3.27)$$

となる。これをモーメント係数の行列について解くと、

$$[C_{m\dot{\alpha}} \quad C_{m\alpha} \quad C_{m_0}] = \left(\frac{1}{Q_w S_0 D_0} \right) (I_{yy} [\ddot{\alpha}_T] - mgR_{cp} [\cos \phi \cos \alpha_T]) \cdot \begin{bmatrix} \dot{\alpha}_T \frac{D_0}{2V_w} \\ \alpha_T \\ 1 \end{bmatrix}^T \left[\begin{bmatrix} \dot{\alpha}_T \frac{D_0}{2V_w} \\ \alpha_T \\ 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{\alpha}_T \frac{D_0}{2V_w} \\ \alpha_T \\ 1 \end{bmatrix}^T \right]^{-1} \quad (3.28)$$

となる。左辺が求めれば任意の全迎角 α_T に対してモーメント係数 C_M は以下のように求められる。

$$C_M = C_{m\alpha} \alpha_T + C_{m_0} \quad (3.29)$$

ここで、式 (3.27) 左辺の I_{yy} は、傘部の内側に存在する空気による見なしの慣性モーメント (Apparent moment of inertia) であり、以下の式で与えられる。

$$I_{yy} = \kappa \frac{1}{6} \pi D_0^3 \rho_2 R_{cm}^2 \quad (3.30)$$

κ は実験的に求められた定数であり、半球殻形状の傘の場合 $\kappa = 0.311$ である [128]。 R_{cm} は原点から傘部内部の空気の重心までの距離であり、以下の式で求められる。

$$R_{cm} = R_{cp} + \frac{3}{16} D_0 \quad (3.31)$$

また、式 (3.27) 右辺第1項に含まれる V_w は、3次元運動する傘部における局所流速ベクトル \mathbf{V}_w の絶対値であり、傘部の移動速度ベクトル \mathbf{V}_t を用いて以下のように表される。

$$\mathbf{V}_w = \mathbf{V}_c - \mathbf{V}_t = \begin{bmatrix} V_c \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \dot{x}_{cp} \\ \dot{y}_{cp} \\ \dot{z}_{cp} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_c + R_{cp}(\dot{\theta} \sin \theta \cos \psi + \dot{\psi} \cos \theta \sin \psi) \\ -R_{cp} \dot{\psi} \cos \psi \\ R_{cp}(\dot{\theta} \cos \theta \cos \psi - \dot{\psi} \sin \theta \sin \psi) \end{bmatrix} \quad (3.32)$$

$$V_w = \sqrt{(V_c - \dot{x}_{cp})^2 + \dot{y}_{cp}^2 + \dot{z}_{cp}^2} \quad (3.33)$$

式 (3.28) を解くために、取得された傘部の位置データをある α_T 区間ごとに分ける。この区間を bin と呼ぶ。式 (3.28) は bin 毎に分けられた位置データの組を使って解かれる。本解析では、bin 幅 0.04 deg で 0.02 deg ずつ bin の位置を α_T 方向にシフトさせて複数の bin を作成する。式 (3.28) に含まれる変数 ($\ddot{\alpha}_T, \dot{\alpha}_T, \alpha_T$) はそれぞれが bin に含まれるデータを要素に持つ行ベクトルであり、モーメント係数 C_M は各 bin に対して1つの値が決まる。各 bin を代表する α_T は bin に含まれる α_T の平均値とする。各 bin で得られた C_M は、 α_T の関数としてプロットされる。このようにして得られた C_M 曲線を Lowess 法 [129] に基づくスムージングによって平滑化した。

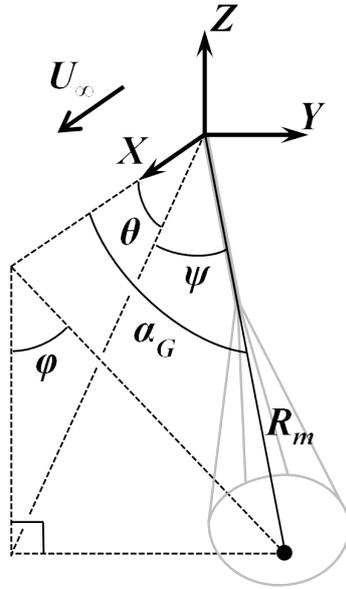


図 3.5: 傘部運動を表現する角度の定義

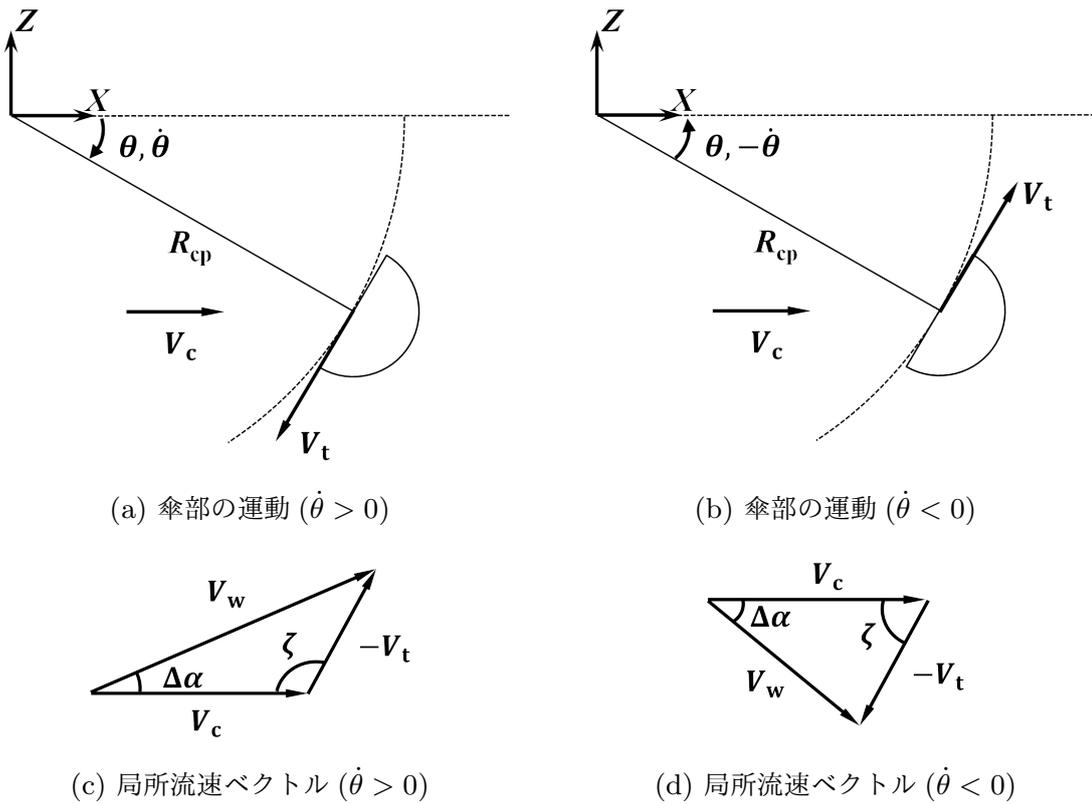


図 3.6: 傘部の運動による局所流速 V_w 及び迎角変化量 $\Delta\alpha$

パラシュート傘部の運動周波数についての相似則の検討

本節では、傘部運動の周波数特性に対するスケール則を検討する。簡単のため図 3.6 のように断面内でのパラシュートの運動を記述した方程式を考えると、式 (3.27) から以下のように書ける。

$$I_{yy}\ddot{\theta} = Q_w S_0 D_0 C_{m\theta} \theta \quad (3.34)$$

ここでは重力項は無視している。なお、本実験においては重力と比較して空気力が十分大きく支配的であり、重力項の有無によって $C_{m\theta}$ が影響を受けないことを確認している。式 (3.34) から、角振動数 ω は以下のように書ける。

$$\omega^2 = \frac{Q_w S_0 D_0 C_{m\theta}}{I_{yy}} \quad (3.35)$$

ここで、 $S = \pi D_0^2/4$ 、 $Q_w = \rho_1 V^2/2$ 、及び式 (3.30) を用いると、

$$\omega^2 = \frac{C_{m\theta} \frac{\rho_1 V^2}{2} \frac{\pi D_0^2}{4} D_0}{\pi \frac{\kappa}{6} D_0^3 \rho_2 R_{cm}^2} = \frac{3}{4} \frac{C_{m\theta}}{\kappa} \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{V^2}{R_{cm}^2} \quad (3.36)$$

となる。ここで、垂直衝撃波関係式 [119] から衝撃波通過前後の密度比 ρ_2/ρ_1 は一様流マッハ数 M の関数として以下のように書ける。

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)M^2}{(\gamma - 1)M^2 + 2} \quad (3.37)$$

また、速度 V を音速 a とマッハ数 M で表すと、

$$V = Ma \quad (3.38)$$

であるので、式 (3.36) は以下のようにまとめることができる。

$$\omega^2 = \frac{3}{4} \frac{C_{m\theta}}{\kappa} \mathcal{F}(M) \frac{a^2}{R_{cm}^2} \quad (3.39)$$

ただし、

$$\mathcal{F}(M) = \frac{(\gamma - 1)M^2 + 2}{\gamma + 1} \quad (3.40)$$

である。周波数は $f = \omega/2\pi$ であるから、

$$f = \frac{1}{2\pi} \frac{a}{R_{cm}} \sqrt{\frac{4}{3} \frac{C_{m\theta}}{\kappa} \mathcal{F}(M)} \quad (3.41)$$

となる。上式は周波数 f の相似則が R_{cm} をスケールパラメータとして記述できることを表している。また、飛行する環境に依存する要素として音速 a がパラメータとなっている。さらに平方根のなかに着目すると、模型形状に依存する要素 $C_{m\theta}/\kappa$ と気

流マッハ数に依存する要素 $\mathcal{F}(M)$ によることがわかる。実験模型と実機とが幾何学的及び空気力学的に相似であれば、これら2つの要素は両条件下で一致する。

実験模型が実機と幾何学的に相似であると見なして、実機条件における周波数を f' とすれば、周波数の比は以下ようになる。

$$\frac{f'}{f} = \frac{a' R_{\text{cm}}}{a R'_{\text{cm}}} \sqrt{\frac{\mathcal{F}(M')}{\mathcal{F}(M)}} \quad (3.42)$$

この比を実機スケール [130] 及び火星大気モデル [131] を考慮した高度とマッハ数の関数としてマッピングすると、図 3.7 のようになる。この分布によれば、低高度を高マッハ数で飛行するほど周波数は高くなり、逆に高高度を低いマッハ数で飛行するほど周波数は低くなる。どのような飛行経路を通るかは、突入カプセルの初速と弾道係数に依存して決まる。例えば、実機条件として文献 [130] のパラシュート展開時の値を用いると、 $R'_{\text{cm}} = 43.4 \text{ m}$ 、 $a' = 231 \text{ m/s}$ 、 $M = 1.75$ である。また、本実験条件より、 $R_{\text{cm}} = 0.129 \text{ m}$ 、 $a = 292 \text{ m/s}$ 、 $M = 2.0$ であるので、周波数比は $f'/f = 2.0 \times 10^{-3}$ となる。

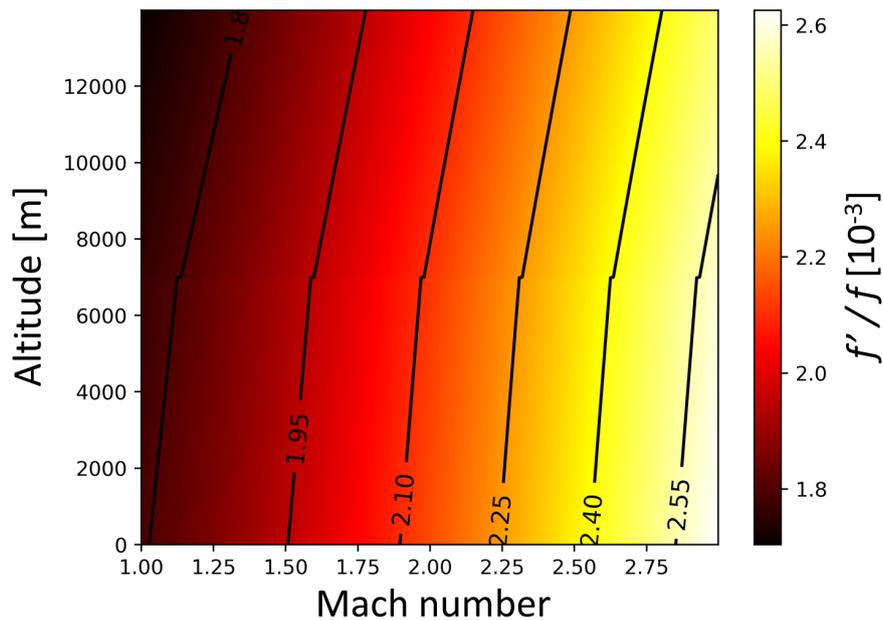


図 3.7: 火星実飛行条件対風洞試験条件の周波数比 f'/f の高度、マッハ数に対する分布

3.3 傘布の空気透過性・柔軟性の評価

3.1 節で述べたように、傘部の開口率はパラシュートの振動現象に影響を与える。傘布の空気透過率は開口率と同等の効果をもたらすと考えられるため、これを事前に調べておく必要がある。また、傘の柔軟性がパラシュートの振動現象に影響を与えるという報告 [132] があるため、空気透過率と同様に傘布の柔軟性の違いを把握しておく必要がある。

本節では、ポリエステル (CASE-A)、薄いナイロン (CASE-B)、厚いナイロン (CASE-C) の 3 種類の傘布について、傘布の空気透過率及び柔軟性の定義と評価方法、およびその結果について述べる。

3.3.1 空気透過性の評価方法及び結果

空気透過率は図 3.8 に示す装置を用いて実験的に求めた。この装置はプレナムチャンバ、流量制御装置と空気源である圧力チャンバから構成されており、傘布はプレナムチャンバの端部にフランジによって固定される。布膜からの空気漏れを防ぐため、傘布とフランジ及びプレナムチャンバの接触面は液状ガスケットを用いてシールした。空気が透過する断面は $\Phi 70$ mm の円形断面である。単位面積あたりの傘布膜面を通過する空気体積流量 v は流量制御装置によって $v = 1.03 \times 10^4 - 1.03 \times 10^5$ L/(min m²) の範囲で制御し、その結果として生じる傘布膜面の透過前後の差圧 ΔP を計測した。なお、プラスチックフィルム等の空気透過率を評価する規格として JIS K7126-1 規格 [133] が存在するが、傘布はプラスチックフィルムと比較して空気透過率が高いため、低圧側に真空チャンバを用いる当規格は適用しなかった。

傘布の空気透過率 K_f を定義するため、多孔質物体を通過する流れで成り立つ Darcy-Forchheimer の式を考える。これによれば、多孔質物体前後の圧力勾配 dp/dx は以下のように書ける [134]。

$$-\frac{dp}{dx} = \frac{\mu}{K}v + \beta_1 v^2 \quad (3.43)$$

ここで、 μ は空気の粘性係数、 K は多孔質物体単位長さあたりの透過率、 v は単位面積あたりの体積流量 (すなわち、流速)、 β_1 は非 Darcy 流れ係数である。右辺第 1 項は Darcy 流れの粘性による圧力損失を表している。Darcy 流れは Re 数がある臨界 Re 数よりも小さい場合に成立し、このとき式 (3.43) の第 1 項の効果が支配的となる。一方で、第 2 項は多孔質物体を通過する流体の乱流による圧力損失を表しており [135]、臨界 Re 数よりも大きい流れでは第 2 項の効果が無視できなくなる。臨界 Re 数は実

験によって異なるが、概ね 1~10 であるという報告がある [136]. 本評価試験の Re 数は最大で $Re = 0.6$ 程度であるので、Darcy 流れが支配的であると考えられる. 式 (3.43) において第 2 項の効果が十分に小さいとして無視すると Darcy の式となり以下のように書ける.

$$-\frac{dp}{dx} = \frac{\mu}{K}v \quad (3.44)$$

ここで布膜面に対して垂直に透過する流れについて、式 (3.43) は透過前後の差圧 ΔP と布材の厚さ t_f を用いて以下のように書ける.

$$-\frac{\Delta P}{t_f} = \frac{\mu}{K}v \quad (3.45)$$

布材の空気透過率 K_f を $K_f = K/t_f$ と定義すると、

$$-\Delta P = \frac{\mu}{K_f}v \quad (3.46)$$

となる.

各傘布について圧力比 ΔP と透過体積流量 v の関係をプロットしたものを図 3.9 に示す. 計測範囲では、どの傘布についても体積流量 v の変化は差圧 ΔP に対して概ね直線的であった. したがって、本実験では図 3.9 のプロットを 1 次式で近似し、その傾きを μ/K_f として空気透過率を求めた. その結果を表 3.4 に示す. 各傘布の空気透過率は、ポリエステル、厚ナイロン、薄ナイロンの順で大きいことがわかった.

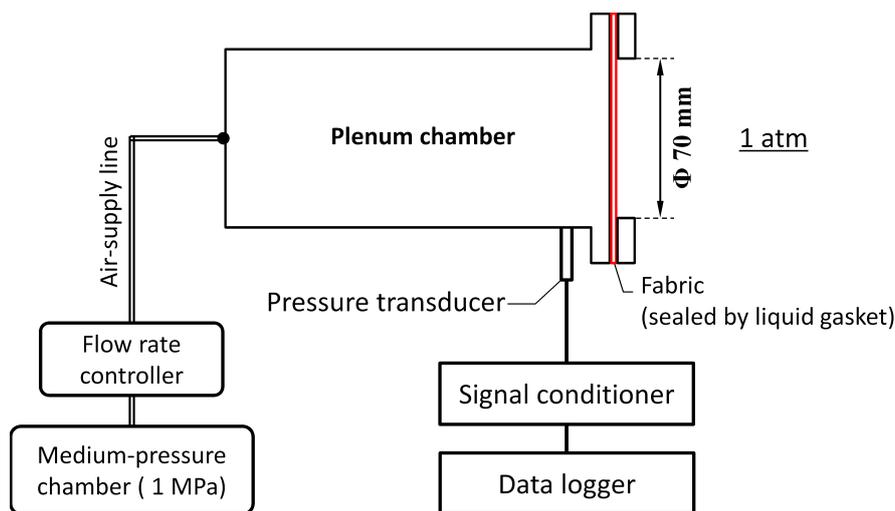


図 3.8: 空気透過率評価装置概要

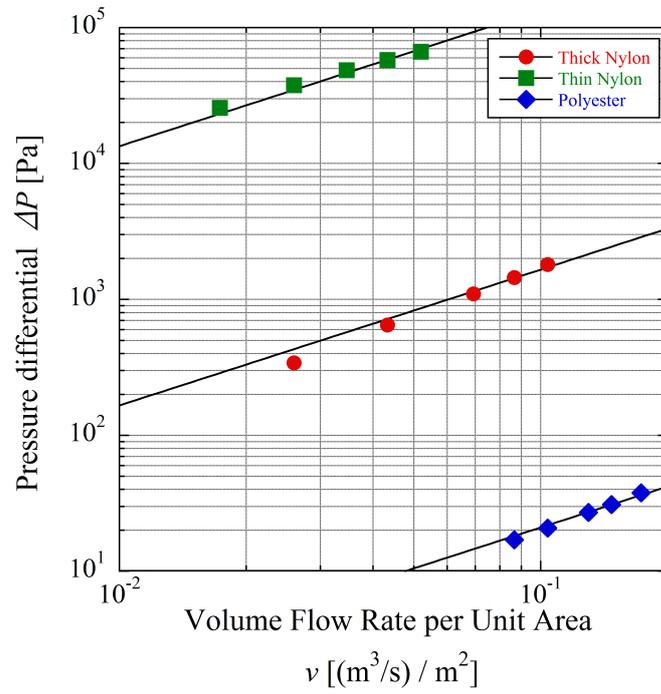


図 3.9: 傘布前後の差圧に対する体積透過流量の変化

表 3.4: 傘布の空気透過率 K_f

傘布	空気透過率 K_f [m]
薄ナイロン	1.36×10^{-11}
厚ナイロン	1.10×10^{-9}
ポリエステル	8.66×10^{-8}

3.3.2 風洞試験の気流条件下で傘布を透過する流れについて

空気透過率の評価試験では、 Re 数条件から Darcy 流れが支配的であるとした。一方で、パラシュート模型が使用される風洞試験の気流条件下では、式 (3.43) の第 2 項 (非 Darcy 流れ) の効果が無視できない可能性がある。そこで、風洞試験の気流条件から傘布を透過する流れの Re 数を概算し、式 (3.43) の第 2 項の影響を考慮する必要があるかどうか調べる。

まず、傘布透過前後の差圧を風洞試験の気流条件から見積もる。傘部の内側では、流れは垂直衝撃波通過後に完全に淀んでいると仮定する。風洞総圧は表 3.1 より $P_0 = 132$ kPa であり、垂直衝撃波関係式から総圧損失後の総圧は $P_{02} = 95$ kPa となる。また、傘部の外側の圧力は一様流静圧 ($P_\infty = 17.0$ kPa) と等しいと仮定すると、差圧 $\Delta P = 78$ kPa となる。図 3.9 からこの差圧における体積流量 v を見積もると、最も透過率の小さい薄ナイロンでは、 $v_{\text{ThinNylon}} = 0.057$ (m³/s)/m² であり、空気透過率評価試験の範囲と同程度であった。一方で、厚ナイロンとポリエステルでは評価試験の差圧範囲から外れているため、近似直線による外挿によって体積流量 v を求めた。この見積もりによれば、それぞれ $v_{\text{ThickNylon}} = 3.9$ (m³/s)/m², $v_{\text{Polyester}} = 327$ (m³/s)/m² となった。ただし、透過率の大きい傘布でも傘部内側で流れが完全に淀んでいると仮定しているため、差圧 ΔP の過大評価により体積流量 v も過大に評価されている可能性があることに注意されたい。

体積流量 v と傘部内側の圧力 P_{02} 及び温度 $T_{02} = 297$ K から Re 数を計算すると、それぞれ $Re_{\text{ThinNylon}} = 0.17$, $Re_{\text{ThickNylon}} = 12$, $Re_{\text{Polyester}} = 1.0 \times 10^3$ となった。臨界 Re 数は 1~10 であるので、薄ナイロン (CASE-B, 基準模型) では風洞試験条件下でも傘布を透過する流れは Darcy 流れとして扱うことができる。一方で、比較的空気透過率の大きいポリエステル (CASE-A) と厚ナイロン (CASE-C) では、非 Darcy 流れとなり、Forchheimer の動圧項 (式 (3.43) 第 2 項) の影響が無視できないと考えられる。

パラシュート傘部の抗力に対する Forchheimer の動圧項の影響は、傘の形状や材質によって変化すると考えられる。現在火星大気圏突入時に使用されている DGB 型の傘では傘布透過率は極めて小さく、傘の開口率は Geometric Porosity で制御している [117]。この場合、気流は傘布をほとんど透過しないため Darcy-Forchheimer の式は考慮されない。逆に、傘布の透過率が極めて大きい傘布 (例えば、メッシュのような素材) が使用される場合には、Forchheimer の動圧項が支配的に影響する可能性がある。

3.3.3 柔軟性の評価方法及び結果

傘布の柔軟性の評価

傘布の柔軟性を評価するため、JIS1096-2010 [137] “引張強さ及び伸び率”に規定されている A 法（ストリップ法）に準拠した引張試験を行った。引張試験機は、愛知工業大学工学部の引張試験機（島津製作所製 精密万能試験機オートグラフ）を使用した。試験片は、織物（布）の縦方向と横方向にそれぞれ3枚ずつ裁断する。試験片は、まず長さ 300 mm、幅約 55 mm で裁断し、幅は試験片の両端からほぼ同数の糸を取り除くことで 50 mm になる様に調整する。

引張試験によって引張荷重に対する試験片の伸びの変化率（ひずみ）が得られる。布試験片の幅 b と厚み t_f を用いると、布断面における引張応力 σ を以下のように計算する。

$$\sigma = \frac{F}{bt_f} \quad (3.47)$$

引張応力とひずみの比を以下のように定義する。

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon} \quad (3.48)$$

これは弾性変形におけるヤング率に相当する。応力ひずみ比 E と引張応力の関係を図 3.10 に示す。すべての範囲で薄ナイロンは他の布材よりも伸びにくいことがわかる。またポリエステルと厚ナイロンの比較では、 $\sigma > 20$ MPa の範囲で E がほぼ一致するが、これよりも低い引張応力ではポリエステルの方が伸びやすいことがわかった。しかしながら、布の伸びにくさを評価するだけでは、布材の断面形状（即ち、厚み）が考慮されておらず、布の曲げやすさ（即ち、柔軟性）に対する評価方法としては不十分である。そこで本実験では、剛体に適用される曲げ剛性 EI_{fabric} を布の柔軟性の指標として採用する。

I_{fabric} は布試験片の断面 2 次モーメントである。断面形状が幅 b 、厚み t_f の長方形である場合、布の厚み方向の曲げに対する断面 2 次モーメントは以下のように求められる。

$$I_{fabric} = \frac{bt_f^3}{12} \quad (3.49)$$

柔軟性の指標である EI_{fabric} は布材断面に生じる引張応力によって変化する。したがって通風時に傘部の布材断面に生じる応力を見積もる必要がある。ここでは、パラシュート傘部を直径 D_0 、厚み t_f の薄い球殻であると仮定し、内圧として気流動圧 Q が掛かったときに球殻断面内に生じる引張応力 σ_s を概算する。 σ_s は以下のように求められる。

$$\sigma_s = \frac{Q D_0}{4t_f} \quad (3.50)$$

式 (3.50) を用いて曲げ剛性 EI_{fabric} を気流動圧 Q に対してプロットしたものを図 3.11 に示す。 $Q = 20$ kPa 以下の範囲ではポリエステルが最も変形しやすいが、それ以上では薄ナイロンが最も変形しやすいことがわかる。着目している範囲内では常に厚ナイロンが最も変形しにくく柔軟性が低いといえる。薄ナイロンと比較すると EI_{fabric} は約 2 倍である。一方で、薄ナイロンとポリエステルは Q によってその大小関係は入れ替わるものの、数値としては近い値を示している。

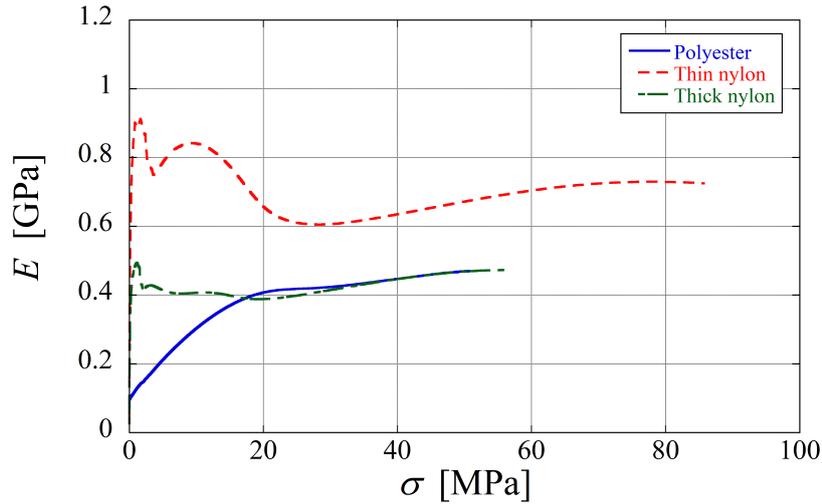


図 3.10: 応力ひずみ比 E と引張応力の関係

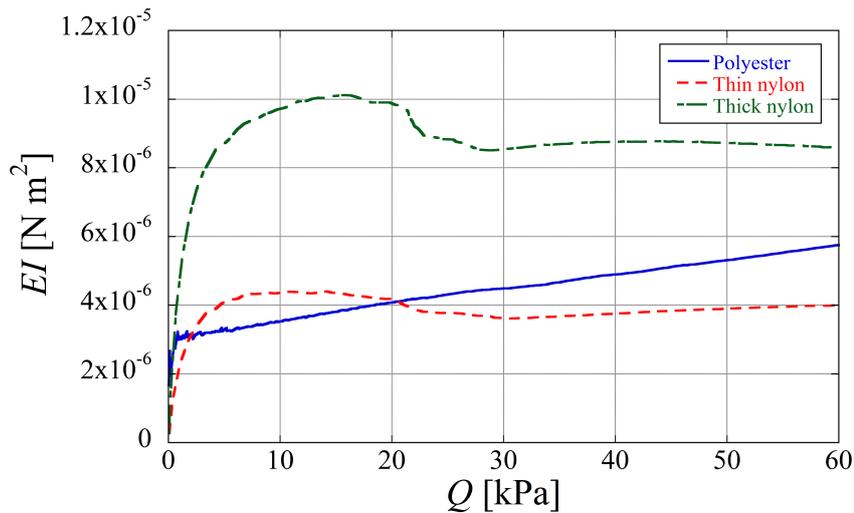


図 3.11: 傘部内側の圧力 Q に対する曲げ剛性 EI_{fabric} の変化

傘部の変形についての相似則の検討

傘部の変形は空気力によって生じるので、傘布の柔軟性に関する相似則は気流条件と関連付けて考える必要がある。本節ではバッキンガムの Π 定理 [138] を用いて、相似則を記述するためのスケールパラメータ (π -number) を提案する。ここで述べる方法は、江守らによって提案された物理法則に基づいて π -number を決定する方法である [139]。これによれば、相似模型を用いる実験では物理量の相似を表すため、長さ、時間、力、温度及び電流を採用するのがよいとされている。これらの物理量を基礎物理量と呼び、基礎物理量の比を基礎相似比と呼ぶ。これに従って、ここでは力の相似比を用いてスケールパラメータを求める。

傘布の変形に関係する力を考えると、第一に傘布を変形させる空気力、第二に変形する（曲げられる）際に傘布に生じる力が挙げられる。これらを代表値で記述すると以下のようなになる。

空気力：

$$F_i = Q l^2 \quad (3.51)$$

布に働く力：

$$F_b = \frac{M_b}{l} \quad (3.52)$$

ここで、 \square は、代表値で記述されていることを表す記号であり、上式の M_b は曲げモーメント、 l は長さの代表値である。 M_b は曲げ剛性 $E I_{fabric}$ と曲率半径 ρ_b を用いて以下のように書ける。

$$M_b = \frac{E I_{fabric}}{\rho_b} \quad (3.53)$$

$$\rho_b = \frac{l}{\varepsilon} \quad (3.54)$$

よって、

$$F_b = \frac{E I_{fabric} \varepsilon}{l^2} \quad (3.55)$$

となる。 π -number を F_b と F_i の比として定義すると、以下のように書ける。

$$\pi = \frac{F_b}{F_i} = \frac{E \varepsilon \tau^3}{Q l^3} \quad (3.56)$$

ただし、 τ は布厚さの代表値を表しており、式 (3.49) より $I_{fabric} = l \tau^3$ とした。

傘部の変形について相似な実験を行うには、以下の条件を満たすように実験模型と気流条件を決めればよい。

$$\boxed{\pi = \pi'} \quad (3.57)$$

ここで、記号'を付した物理量は相似模型における物理量を、記号を付していないものは実機における物理量を表すとする。相似模型が実機に対して幾何学的に相似な形状である場合、ひずみについて $\varepsilon = \varepsilon'$ となるので、相似則は最終的に以下のように表すことができる。

$$\boxed{\frac{E}{Q} \left(\frac{\tau}{l}\right)^3 = \frac{E'}{Q'} \left(\frac{\tau'}{l'}\right)^3} \quad (3.58)$$

したがって、風洞実験に用いる傘布及びサイズを考慮して、気流動圧 Q を決める必要がある。ただし式 (3.58) とは別に、流体現象の相似を担保するため Re 数およびマッハ数も同時に考慮する必要がある。

本研究の実験条件と実機条件におけるスケールパラメータの比較を表 3.5 に示す。ただし、代表長さとして傘部直径 D_0 を採用した。この比較によると、実験条件では実機条件に対して概ね $10^6 \sim 10^7$ 倍程度スケールパラメータが大きい。これは相対的に実機条件よりも変形の起こりづらい条件で風洞実験を行っていることを表している。傘布に由来する物理量が大きく変えられない場合、実機条件に近づけるには傘部直径 D_0 と気流動圧 Q をより大きくとればよいが、 Re 数が同時に変化してしまうため注意が必要である。

表 3.5: スケールパラメータの比較

実験条件	$\frac{E}{Q} \left(\frac{t_f}{D_0}\right)^3$
Polyester	2.11×10^{-4}
Thin nylon	1.56×10^{-4}
Thick nylon	3.53×10^{-4}
実機条件 [29, 130]	9.26×10^{-11}

3.4 結果と考察

3.4.1 基準模型における現象

ここでは、基準模型 (CASE-B) で観られるパラシュート周りの流体现象及び振動現象について述べる。抗力計測、シュリーレン可視化法及び3次元運動計測によって得られた計測データに対して周波数解析を行い、パラシュートの抗力の振動とパラシュート傘部の運動との相関を調べる。

流れ場と衝撃波の変形及び振動

パラシュート模型及び模型支持装置の周りに形成される流れ場の代表として CASE-B において撮影されたシュリーレン写真を図 3.12 に示す。パラシュート周りの流れ場は、カプセル前方の Bow shock とキャノピ前方の Bow shock から構成されるが、その近傍には模型支持部（ベース部、ストラット部）による衝撃波と風洞壁面からの反射衝撃波も存在する。ベース部による衝撃波と風洞壁面からの反射衝撃波は傘部が運動する試験領域の後方に入射しており、パラシュート模型の計測には影響を及ぼさないと考えられる。一方で、ストラットの後流は傘部運動と傘部の前方に形成される衝撃波に影響を及ぼすと考えられる。特に傘部前方の Bow shock は、傘よりも上側がストラット後流の影響を受けることで、わずかに上下非対称な形状をしている。現状では模型を支持するには何らかの構造物を挿入する必要があり、その影響を取り除くことは今後の課題である。本実験で行われたすべてのケースで、図 3.12 と同様の流れ場が形成された。

図 3.13 にキャノピの周りに注目したシュリーレン写真の時間履歴 (CASE-B) を示す。傘部は空気力を受けて運動し、その位置及び姿勢が小刻みに変化する。一方で傘部の形状に着目すると、全通風時間を通して目立った変形は見られず、半球殻の開放端を少し窄めたような形状で終始安定していた。この形状は、本来半球殻形状である傘部がサスペンションラインによってその開放端を半球の中心方向に引っ張られることで生じる。傘部前方の Bow shock は、カプセルの後流と傘部の運動の影響を受け、衝撃波面が小刻みに振動するが、それに加えて、 $t = 2.8 - 3.6$ ms に観られるように間欠的で大規模な衝撃波面の変形が概ね 1 秒間に 4~5 回の頻度で観察された。この間欠的な大規模変形の際は、図 3.14 に示すように、傘部前方衝撃波面は大きく変形する。その過程を解説すると以下ようになる；

Phase I. 衝撃波変形の起点 ($t = 2.8$ ms)

傘部周りの衝撃波は、主に傘部前方の Bow Shock 1 と傘部の両脇から生じる

Attached Shock から形成される。ただし、Attached Shock のうち衝撃波面が不鮮明な部分は破線で表記した。大規模変形が始まる時、Bow Shock のさらに前方にサスペンションラインに沿った形状の剥離衝撃波 (Separation Shock) が発生する。剥離衝撃波は、傘部内部で発生した高圧領域からの擾乱がサスペンションライン表面の境界層の内部を上流方向に伝播し、境界層を剥離させることで形成されると考えられる。

Phase II. 衝撃波変形の進展 ($t = 3.2 \text{ ms}$)

Separation shock は上流に向けて進展し、Bow Shock 1 を変形させる。変形した Bow Shock 1 はサスペンションラインから生じる付着衝撃波のような形状になる。Bow Shock 1 の背後には Bow Shock 2 が発生するが、Bow Shock 2 の中央付近 (破線部) では衝撃波面が乱れている。これは、傘部内部で淀んだ高圧気体が上流方向に逆流しているためだと考えられる。この逆流により Phase I で発生した剥離衝撃波が上流方向に移動し、傘部前方の Bow Shock 1 を変形させている。

Phase III. 衝撃波変形の極大 ($t = 3.6 \text{ ms}$)

Bow Shock 1 は付着衝撃波の形状から再び弓型衝撃波の形状に変化し、Bow Shock 1 の衝撃波面は乱れている。Bow Shock 2 は Phase II の状態よりもさらに上流に移動し、傘部両脇に再び Attached Shock が形成される。傘部すぐ前方 (破線部) には、波面の乱れた垂直衝撃波が生じている。Phase III を過ぎると、衝撃波は下流方向に後退を始める。

Phase IV. 衝撃波の後退 ($t = 4.0 \text{ ms}$)

Bow Shock 1 は弓型衝撃波の形状を保ったまま下流方向に後退していき、Bow Shock 2 は消滅する。傘部両脇には Attached Shock 依然として存在し、傘部すぐ前方には傘部の前縁形状を反映した Normal Shock が形成される。Phase IV で大規模変形を伴わない流れ場に収束する。

本研究では、模型サイズの制約から模型の変形は殆ど見られなかったが、上述のような流れ場の大規模な変動が Area Oscillation の原因の一つになっていると考えられる。このような衝撃波の変形現象は、実験条件の異なる先行研究でも観られる。小澤らによる衝撃波・境界層干渉を伴う円錐円柱模型周りの流れ場の解析 [140–142] では、円柱模型に弓型衝撃波が入射するとき生じる衝撃波-衝撃波干渉に起因する逆圧力勾配により境界層剥離及び逆流、衝撃波の変形が発生する。また西山らによるパラシュート形状の剛体模型を用いた超音速風洞試験 [143] と Xue らによる CFD 解析 [144, 145] では、傘部の弓型衝撃波とカプセル支持部の境界層の干渉に伴う振動が発生する。いずれの場合も衝撃波-境界層干渉によるもので、本実験結果と類似している。

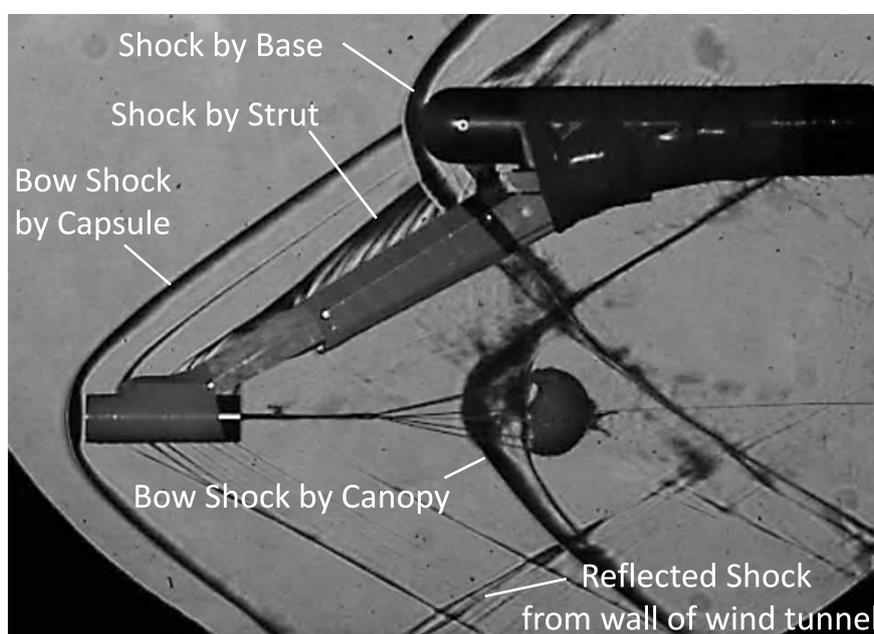


図 3.12: 布製パラシュート模型及び模型支持装置周りに形成される衝撃波

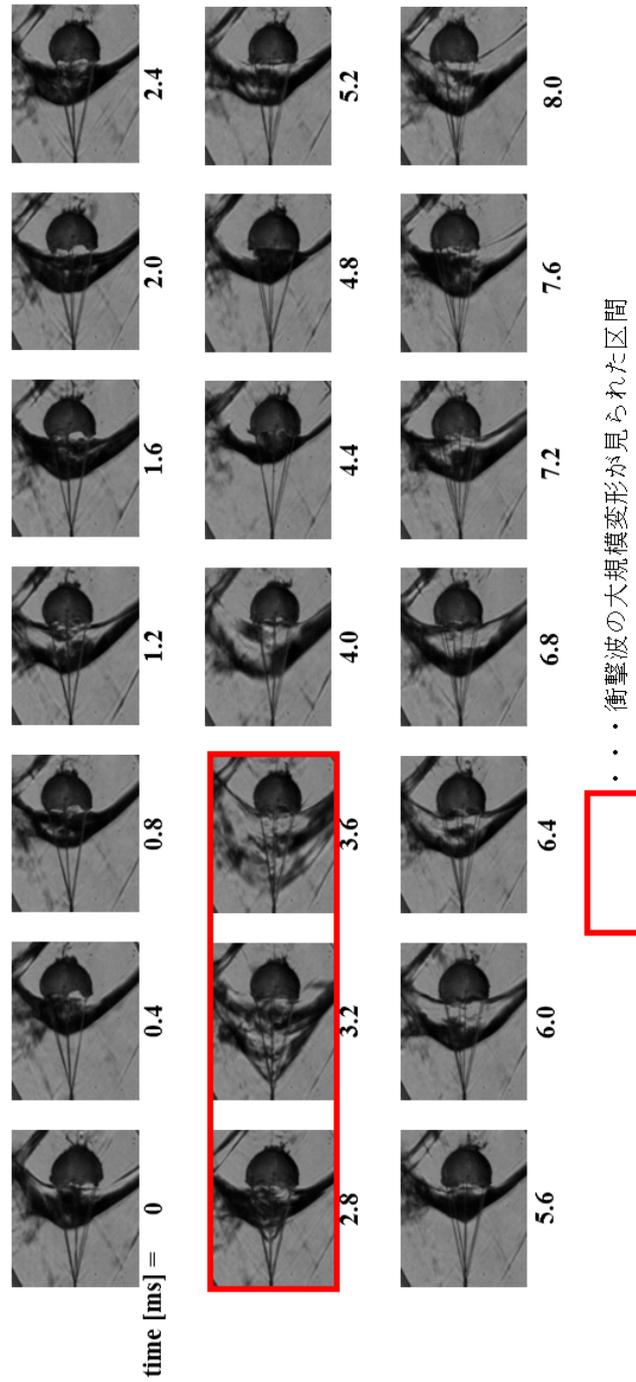
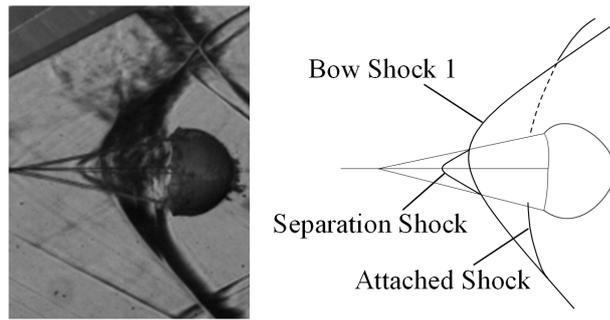
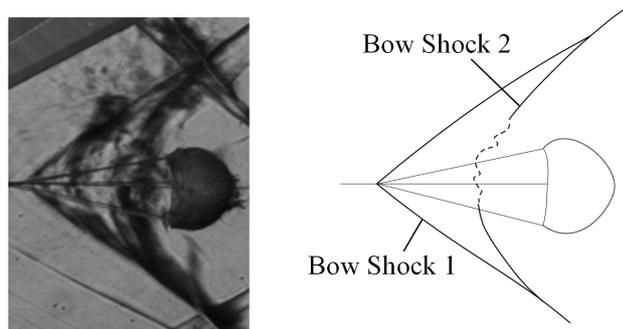


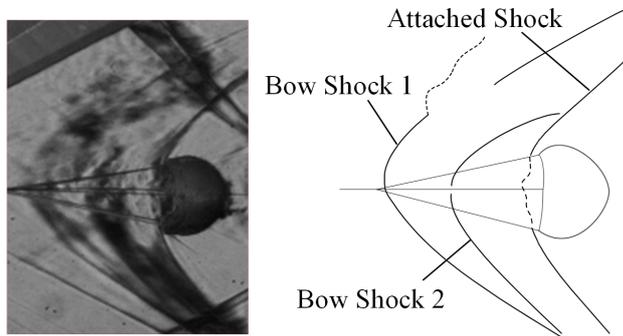
図 3.13: パラシュート模型周りの流れ場の時間履歴



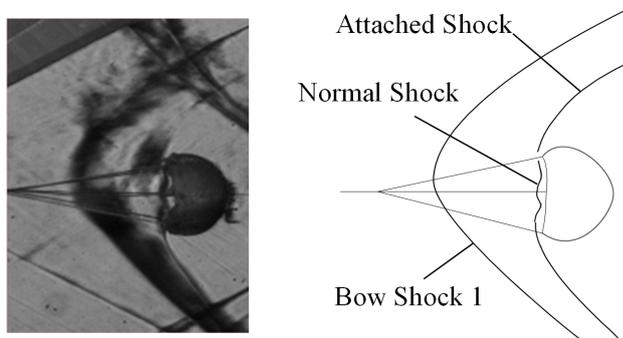
(a) Phase I



(b) Phase II



(c) Phase III



(d) Phase IV

図 3.14: キャノピ前方の衝撃波の変形

抗力係数 C_D とその変動値 C'_D

図 3.15 に CASE-B の風洞試験で計測された抗力係数 C_D の時間履歴の例を示す。3.2.4 節で述べたように、パラシュートの空力性能は C_D の平均値と変動値の組み合わせで評価される。図 3.15 では、赤色実線が平均値を、赤色破線が変動値の範囲（平均値 $\text{mean} \pm$ 標準偏差 σ ）を示している。平均値が C_D のレベルを、標準偏差が抗力振動の大きさを、それぞれよくとらえている。

本実験のパラシュート模型は布片を縫い合わせて作製するため、模型の個体ごとにわずかに傘部形状が異なる。またパラシュート模型をロードセルに設置する際、手作業でサスペンションラインの長さを調整するため、サスペンションラインの長さは厳密には均一でないと考えられる。これらの要因により、抗力係数 C_D と抗力係数の変動値 C'_D 、及び C'_D の周波数特性にはある一定の不確実性が内包されていると考えられる。そこで、基準模型である CASE-B の模型に対して合計 5 回の通風試験を実施し、抗力係数 C_D と抗力係数の変動値 C'_D について計測結果の再現性を確認し、CASE-B に対する run ごとのばらつきを標準偏差として評価した。なお、サスペンションライン長さの不均一が比較的大きいと思われた Run では、サスペンションラインが断裂するなどして模型が破損する場合があった。このような Run は解析の対象から除外した。

表 3.6 に 5 回の通風試験で得られた C_D 、 C'_D とそれらのアンサンブル平均及び標準偏差をまとめて示す。 C_D は時系列データの平均値であり、 C'_D は C_D の時系列データの標準偏差 1σ として評価した。その結果、時系列データの平均値 C_D の試験間でのばらつきは標準偏差で 5% 程度、時系列データの標準偏差 C'_D [%] のばらつきは標準偏差で 7% 程度であることが確認された。従って、同じ形状・材質をした異なる個体の実験模型を使用した場合でも、表 3.6 に示す範囲で抗力の計測値の再現性が確認された。

表 3.6 から、抗力の振動はおおむね抗力平均値の 17% 程度を示すことがわかった。これらの抗力振動の周波数特性を調べるため、パワースペクトル密度 (Power Spectral Density, PSD) を計算し、各 Run の間で抗力振動の周波数成分がどの程度の再現性を示すかを確認する。表 3.6 に示す CASE-B の 5 回の通風試験に対してそれぞれ PSD を計算し比較する。その計算結果を図 3.16 に示す。CASE-B の PSD では、主に低周波側と高周波側の 2 つの周波数帯でピークがみられる。すなわち、100~120 Hz を中心とする周波数帯と 200~240 Hz を中心とする周波数帯である。それぞれの通風ごとに各ピークは ± 20 Hz 程度の範囲でばらつきが見られるが、2 つのピークがみられるという定性的な特徴とそのピークが存在する周波数帯はよく再現している。ピーク位置のばらつきは、模型形状の僅かな差やサスペンションライン長さの微小な不均一によって生じていると考えられる。

表 3.6: CASE-B における抗力係数の一覧

Run	C_D	C'_D	C'_D [%]
1	0.78	0.13	17
2	0.70	0.11	15
3	0.76	0.12	16
4	0.81	0.15	19
5	0.77	0.13	17
アンサンブル平均	0.76	-	17
標準偏差 [%]	4.7	-	7.4

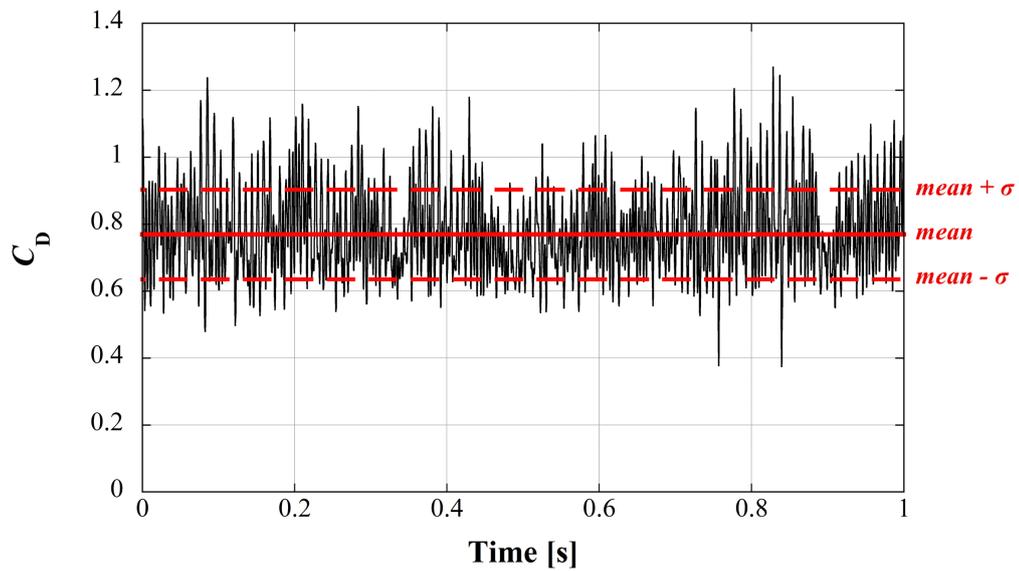


図 3.15: 抗力係数の時間履歴 (CASE-B, run5)

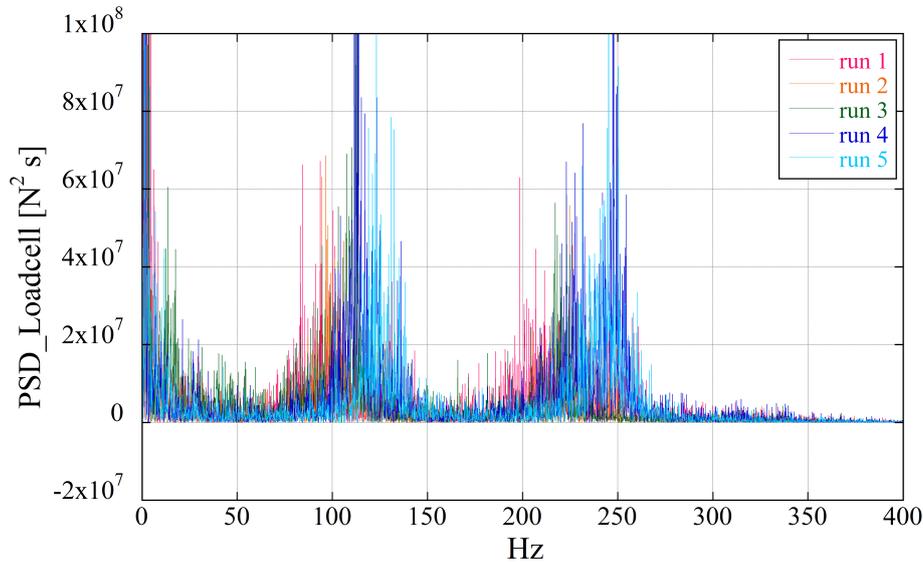


図 3.16: 抗力のパワースペクトル密度の再現性 (CASE-B)

衝撃波の振動周波数特性

図 3.16 に示されたように抗力振動の周波数成分は低周波数成分（120 Hz 近傍）と高周波数成分（240 Hz 近傍）に大別される．これらの周波数成分がどのような流体现象に由来しているかを明らかにするため，図 3.12 に示したシュリーレン写真の各ピクセルの時系列データに対してフーリエ変換を適用し，シュリーレン写真における輝度値の変化を PSD として計算した．これにより，衝撃波の変形・振動に見られる非定常な変化の周波数成分を可視化することができる．衝撃波の周波数解析には，表 3.6 で示したうち run5 を使用した．解析に用いた計測点は，8192 点（1.64 秒間）で周波数分解能は 0.610 Hz である．

まず，図 3.17 に示す 3 つの代表点におけるシュリーレン写真の PSD を計算し，衝撃波の振動周波数がどのような特性を持っているか調べる．点#1 では傘部入口中央から X 方向に 70 pixel (約 54 mm)， Y 方向に 111 pixel (約 89 mm) の位置で，傘部の上下に発生する Bow Shock による輝度値の変化を評価する．点#2 では傘部入口中央から 18 pixel (約 14 mm) 前方の Bow Shock 背後の領域の輝度値の変化を評価する．点#3 では傘部入口中央から X 方向に 14 pixel (約 11 mm) かつ Y 方向 23 pixel (約 18 mm) 下方の傘部の運動による輝度値の変化を評価する．各代表点の検査領域は 1 pixel である．各代表点における輝度値の PSD を図 3.18 に示す．比較のため，同期

されたロードセル計測によって得られた抗力の PSD も併せて示している。すべての代表点で得られた周波数特性は、抗力振動で見られた低周波数成分又は高周波成分の少なくともいずれかの成分を含んでいる。各点において含まれる周波数成分はそれぞれ異なっており、点#1 では抗力振動で見られた周波数成分の両方を含んでいるのに対して、点#2 では高周波数成分のみ、点#3 では低周波数成分のみを含んでいる。各周波数成分のピーク位置及びピーク幅は、シュリーレン写真の PSD と抗力の PSD の間でそれぞれよく一致している。各点におけるシュリーレン写真の PSD と抗力の PSD の相関を確かめるため、式 (3.5) により相互相関係数を計算した。その結果を図 3.19 に示す。横軸は遅れ時間 τ 、縦軸は相互相関係数 R_{xy} である。すべての代表点において、 $\tau = 0$ s 近傍で最も大きな相関を示している。その他の τ の範囲では、図 3.19a 及び b で概ね $|R_{xy}| < 0.05$ 、図 3.19c で概ね $|R_{xy}| < 0.1$ であった。これは、信号に周期性の変動が含まれており、完全に無相関ではないためだと考えられる。一方で $\tau = 0$ s 近傍では、図 3.19a 及び b で $|R_{xy}| > 0.2$ 、図 3.19c で $|R_{xy}| > 0.4$ を示しており、遅れ時間の大きい場合と比較して明らかに高い相互相関を示している。したがって、流れ場変動と抗力振動には遅れ時間のほとんどない相互相関があるといえる。

抗力計測で得られた周波数ピークのうち代表的な周波数における PSD の 2 次元空間分布を図 3.20 に示す。また、PSD 計算の妥当性を確かめるため、抗力計測でピークがみられなかった周波数における PSD 分布（即ち、図 3.20a と図 3.20d）も併せて掲載する。これらの周波数では、シュリーレン写真全域において PSD 強度が低い。従って、傘部の運動および衝撃波振動には 60 Hz 近傍及び 184 Hz 近傍の周波数成分は含まれておらず、これは抗力振動の周波数特性とも一致している。

図 3.20b (123 Hz) 及び図 3.20c (133 Hz) は低周波数成分を代表する PSD 空間分布である。図 3.20b に着目すると、傘部の振動を表す領域の PSD が高い値を示していることがわかる。また、傘部前方のサスペンションラインも傘部と同じ周波数で振動しており、このことから傘部がサスペンションラインの運動を伴った振り子運動をしていることがわかる。傘部の上下に生じている Bow Shock も傘部の振動と同じ周波数で振動しており、Bow Shock の変形が傘部の振り子運動により直接生じていることがわかる。一方で、傘部のすぐ上流の領域では、PSD の増加がほとんど見られない。この傾向は図 3.20c ではさらに顕著である。以上から、抗力振動のうち低周波数帯域の振動は、模型の振り子運動とそれに伴う衝撃波の変形によって生じていることがわかる。

図 3.20e (235 Hz) 及び図 3.20f (250 Hz) は高周波数成分を代表する PSD 空間分布である。図 3.20f に着目すると、低周波数成分と比べて模型運動による PSD が小さいことがわかる。従って、高周波数成分ではシュリーレン写真の 2 次元平面内における傘部の振り子運動は低周波数成分よりも小さいことがわかる。衝撃波の振動に着目すると、傘部前方から傘部の上下へ伝播する Bow Shock の振動が顕著にみられる。こ

のことから、傘部前方の衝撃波振動は、シュリーレン写真でみられる傘部振り子運動ではなく、後述する別の要因（傘部運動のうち全迎角 α_T の変動）によって生じていると考えられる。また、傘部上下の Bow Shock の振動は、傘部振り子運動（低周波数成分）と傘部前方の衝撃波振動（高周波数成分）の両方の影響を受けて振動しているといえる。この傾向は図 3.20e でも同様である。以上から、抗力振動で見られた2つの周波数成分がそれぞれ異なるモードの衝撃波振動から生じていることが判明した。

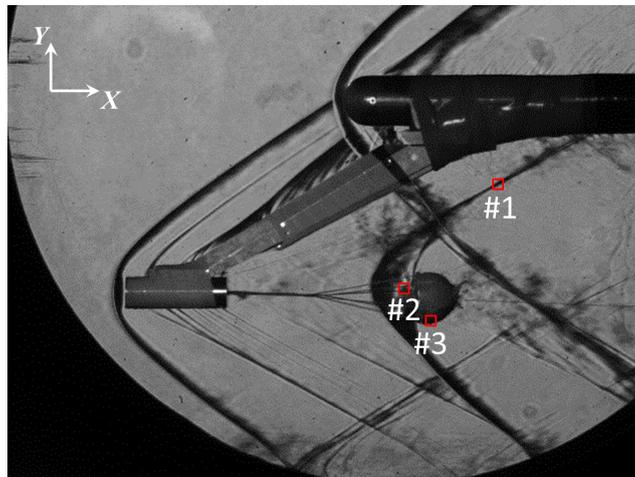
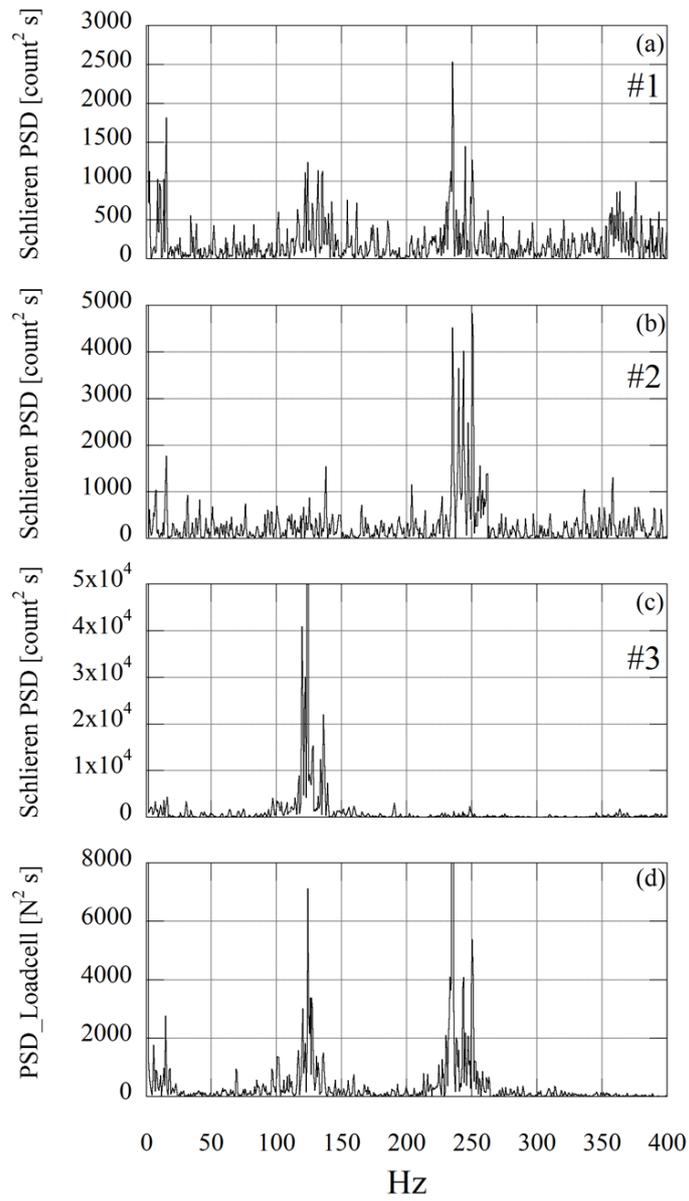
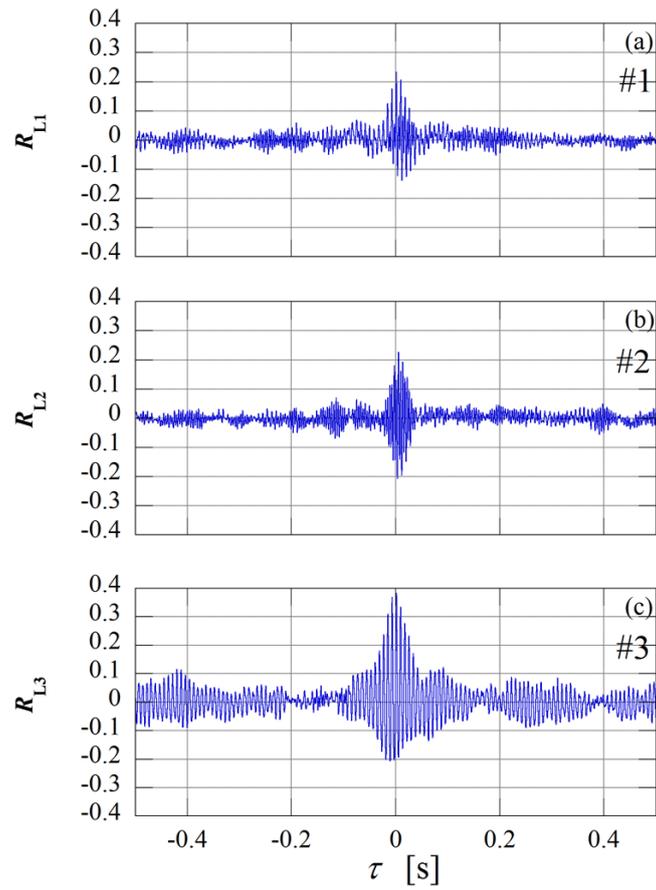


図 3.17: PSD 比較用の代表点



(a) 点#1, (b) 点#2, (c) 点#3, (d) 抗力

図 3.18: シュリーレン可視化法による流れ場変動のパワースペクトル密度 (CASE-B, run5)



(a) 点#1, (b) 点#2, (c) 点#3

図 3.19: 各点におけるシュリーレン写真輝度値と抗力の相互相関係数 (CASE-B, run5)

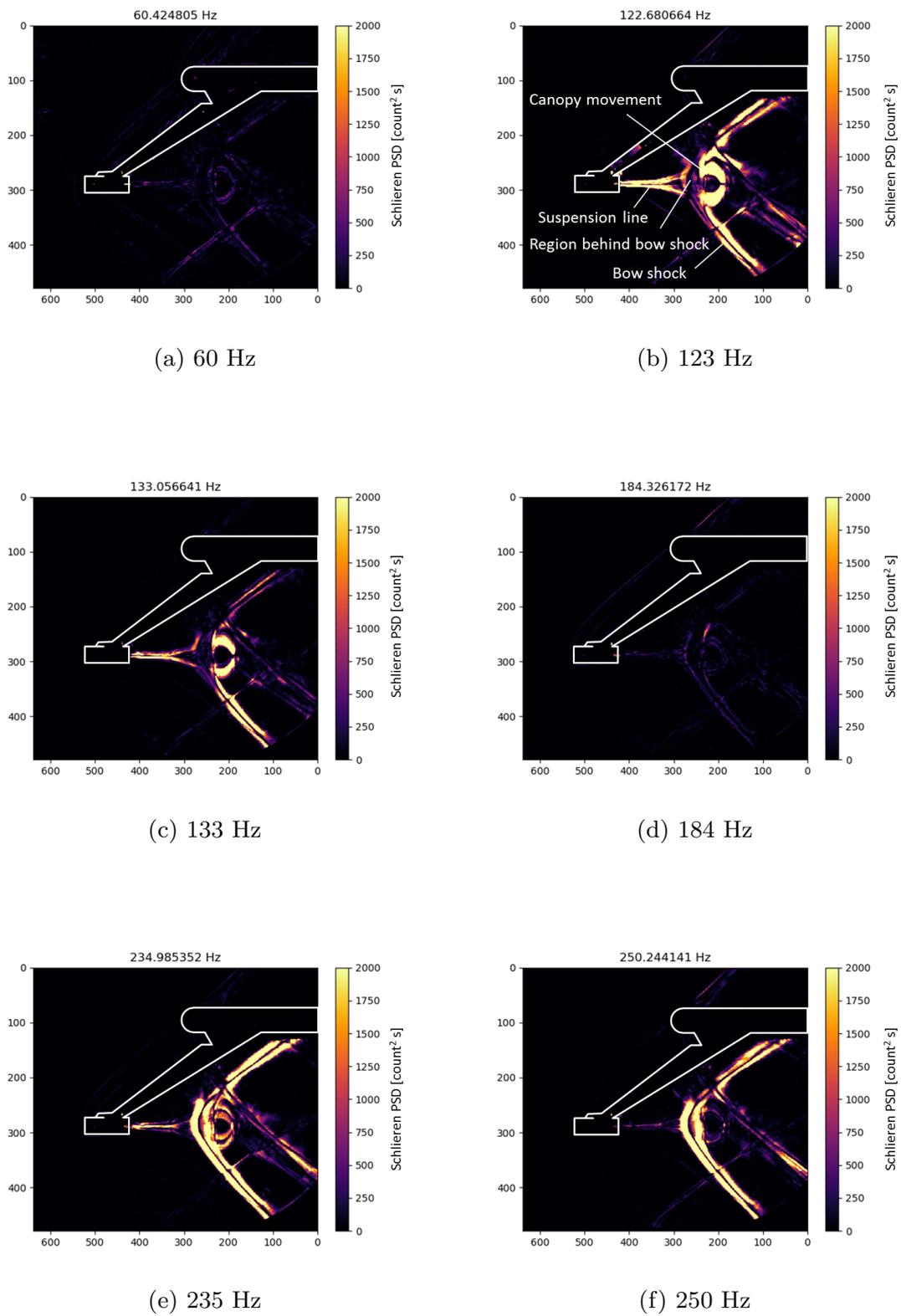


図 3.20: シュリーレン写真のパワースペクトル密度分布 (CASE-B, run5)

傘部3次元運動の周波数特性

抗力の履歴から得られた PSD から、CASE-B では抗力の振動モードが 200~250 Hz の高周波振動モードと 100 Hz 付近の低周波振動モードの2つのモードに大別されることが示された。この抗力振動特性が生じる原因の1つとして傘部の3次元運動が挙げられる。そこで、3次元運動計測によって得られた傘部天頂マーカーの位置情報の時間履歴から傘部運動の PSD を計算した。傘部運動を表現するパラメータとして、迎角 α 、ヨー角 β 、全迎角 α_T 、全迎角角速度 $\dot{\alpha}_T$ を採用した。本解析では、CASE-B で実施された通風試験のうち run2 のデータを使用した。抗力と位置の時系列データは同期されている。また、解析に用いた計測点は 16384 点 (3.27 秒間) であり、周波数分解能は 0.305 Hz である。

まず、ロードセルで計測されたの抗力の PSD (図 3.21(e)) に着目する。前述した様に、低周波振動モードと高周波振動モードが存在している。低周波振動モードの代表的なピーク周波数は、77 Hz, 85 Hz, 95 Hz である。また、129 Hz 近傍にも弱いピークがみられる。一方で、高周波振動モードでは、212 Hz 近傍 (207 Hz, 212 Hz, 219 Hz) と 244 Hz 近傍 (228 Hz, 244 Hz, 248 Hz, 256 Hz) に代表的なピークが存在する。

次に、ピッチ方向の運動を表す α の PSD (図 3.21(a)) とヨー方向の運動を表す β の PSD (図 3.21(b)) に着目する。両者を比較すると PSD の傾向が一致しないことがわかる。 α と β で PSD が一致しないのは、双方のパラメータが受けるストラット後流の影響が異なるためだと考えられる。すなわち、 α 方向の運動はストラットの後流により長い間さらされるため、 β 方向の運動よりもストラット後流の影響を受けやすい。 α では、130 Hz 以下の比較的的低周波帯域に殆どのピークが存在する。最も大きいピークは、80 Hz を中心とした鋭いピークである。さらに、103 Hz 近傍にもいくつかのピークが存在する。これらのピークは抗力の PSD で見られるピーク周波数と一致し、 α 方向の運動が抗力の振動に直接的な影響を与えていることがわかる。 β では、振動周波数帯は 100~150 Hz の間に存在しており、代表的なピークは 107 Hz 近傍と 122 Hz 近傍で見られる。これらの周波数では抗力の PSD においてもピークがみられるが、 α の運動によって生じるピーク値と比べると小さい。以上から、抗力振動の低周波振動モードの一部は、傘部のピッチ (α) 方向及びヨー (β) 方向の運動によって誘起されており、これらの運動の周波数の重ね合わせで構成されることがわかった。また、抗力振動では β 成分よりも α 成分が卓越するという特徴があるが、 α 及び β の PSD を比較すると、ピーク値は全体的に β の方が大きい。3.4.2 節で後述するが、この傾向はストラット後流に起因する C_D の空間分布の不均一性に起因していると考えられる。

さらに、 α_T 及び $\dot{\alpha}_T$ に着目する。これらの PSD では、 α 及び β では見られなかつ

た高周波数帯域（200～250 Hz）にピークが見られる。また，128 Hz 近傍の低周波数帯域にも鋭いピークが存在する。また， α_T と $\dot{\alpha}_T$ の周波数特性は 100 Hz 以下の領域を除いてよく一致している。これらのパラメータで見られる高周波数帯域の振動は，抗力の PSD においても見られる。特に顕著なピーク（207, 219, 243 Hz）の周波数は抗力振動と完全に一致しており，傘部運動のうち α_T と $\dot{\alpha}_T$ が抗力振動の高周波振動モードを発生させていることがわかる。また，128 Hz のピークは， β の PSD で顕著なピークが見られる周波数帯域に含まれる。抗力の PSD でも 128 Hz 近傍にピークが存在するが β 成分によるピークと同程度の強度であり，抗力振動の低周波振動モードでは依然として α 成分が卓越している。

ここで，上述の模型運動の周波数を 3.2.5 節で述べたスケールパラメータ f'/f で実機相当に換算すると，それぞれ 100 Hz 近傍の周波数は概ね 0.2 Hz，250 Hz 近傍の周波数は概ね 0.5 Hz となる。文献 [29] によれば振動現象が顕著である $M > 1.5$ の飛行状態は最大で 10 秒以上継続することが想定されており，実機スケールでは超音速減速過程に渡って 2～5 回程度の傘部振動が生じる計算となる。

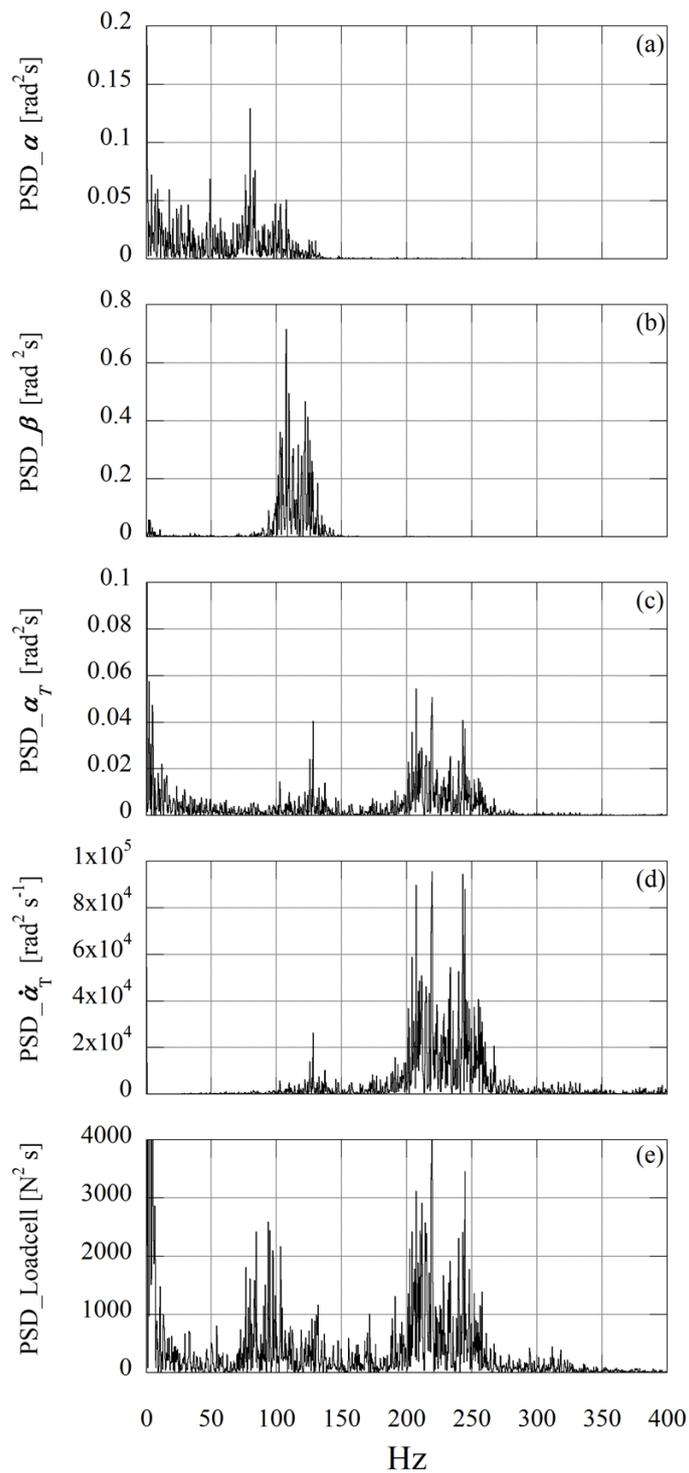
さて，傘部運動と抗力振動の相関を確かめるため，傘部運動の各パラメータと抗力振動の相互相関係数を図 3.22 に示す。衝撃波振動の場合と同様に，いずれのパラメータも遅れ時間 $\tau = 0$ s 近傍において，その他の範囲よりも大きい相関係数が得られた。特に α_T と $\dot{\alpha}_T$ の変動では α , β と比較して，抗力振動と強い相関がみられた。以上より，傘部運動と抗力振動には遅れ時間のほとんどない相互相関があることがわかった。抗力の PSD で見られた振動周波数帯域は，少なくとも 2 つの異なるモードの傘部運動に起因することがわかった。すなわち，130 Hz 以下の低周波振動モードでは主に α （ピッチ）方向の傘部運動によって抗力振動が生じているのに対して，200～250 Hz の高周波振動モードでは，全迎角 α_T と全迎角角速度 $\dot{\alpha}_T$ の変動によって抗力振動が生じている。この傾向は，前述の衝撃波の振動現象と関連付けることが出来き，モードによって衝撃波の振動の特徴が変化する。すなわち，低周波振動モードでは傘部の α 方向の振動に合わせて傘部側方から発生する衝撃波が振動するのに対して，高周波振動モードでは，傘部の運動に合わせて傘部前方の Bow Shock の振動が顕著になる。これらの実験結果は，抗力振動の主原因として知られている Area Oscillation に加え，これまで注目されてこなかった『傘部運動と衝撃波の連成振動』が抗力振動の特性を左右する要因であることを示唆している。このことは，本研究で実験的な裏付けによって新しく確かめられた知見であり，本研究の最も重要な成果の一つである。

本章の冒頭でも述べたように，超音速パラシュートのシステムに直接影響を与える現象は抗力振動である。ゆえに，超音速パラシュートは抗力振動を最小化するという方針で設計を行う必要がある。本研究で得られた成果からわかるように，抗力振動は傘部運動と衝撃波振動の連成現象によって発生しており，これらを切り分けて独立に

扱うことはできない。よって、抗力振動を抑えるには、結局のところ傘部運動と衝撃波振動の連成現象 (FSI) のメカニズムを明らかにし、流体现象における非定常振動を抑制するという方策が必要である。

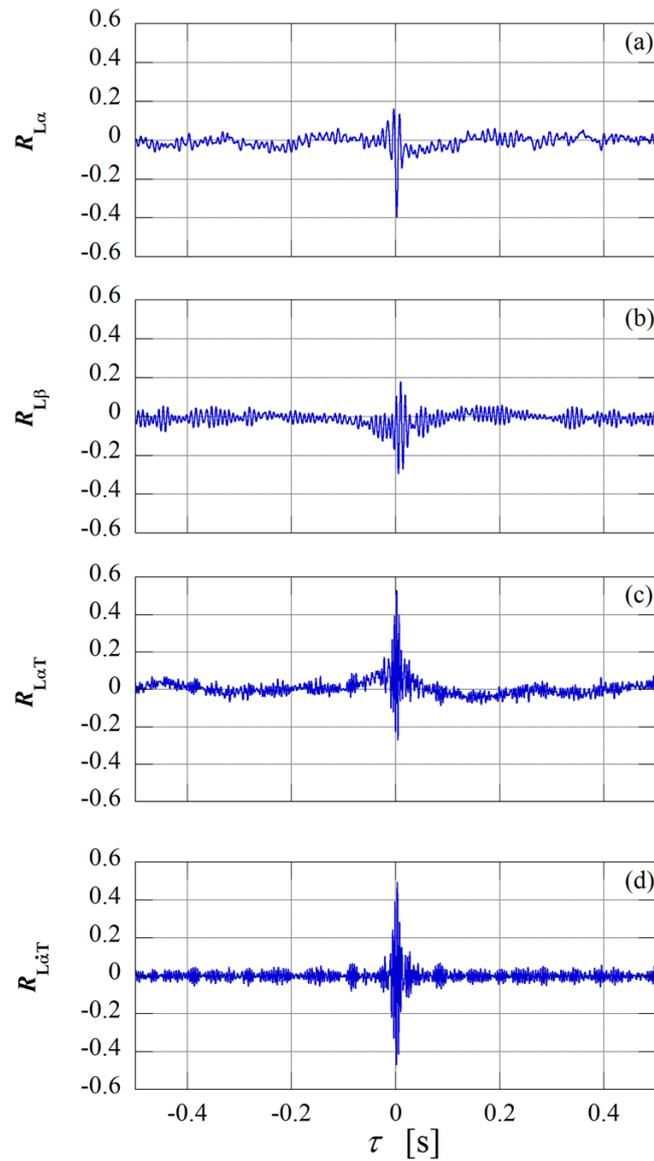
しかしながら、傘部運動と衝撃波振動の連成現象のメカニズムは依然として不明である。傘部運動を引き起こすきっかけとなり得る流体现象として、以下のような現象が挙げられる。実際にはこれらの現象が複合的に発生している可能性があるが、これらを分離し独立に評価することは難しい。この連成現象のメカニズムの解明は今後の課題である。

- 空気力による傘の変形により傘部表面圧力分布に偏りが生じ、傘部運動が始まる。その後、傘部運動による衝撃波の変形によって傘部運動が持続する。
- 前方物体の後流によって衝撃波が変形し、傘部表面圧力分布に偏りが生じることで傘部運動が始まる。その後、傘部運動による衝撃波の変形によって傘部運動が持続する。
- 微小な傘部変形と衝撃波変形の連成振動 (Area Oscillation) によって、傘部表面圧力分布に偏りが生じることで傘部運動が始まる。傘部運動による衝撃波変形及び Area Oscillation によって傘部運動が持続する。



(a) 迎角 α , (b) ヨー角 β , (c) 全迎角 α_T , (d) 全迎角角速度 $\dot{\alpha}_T$, (e) 抗力 D

図 3.21: 3次元運動解析による傘部運動と抗力のパワースペクトル密度 (CASE-B, run2)



(a) 迎角 α と抗力の相互相関係数 $R_{L\alpha}$, (b) ヨー角 β と抗力の相互相関係数 $R_{L\beta}$,
 (c) 全迎角 α_T と抗力の相互相関係数 $R_{L\alpha_T}$, (d) 全迎角角速度と抗力の相互相関係数

$$R_{L\dot{\alpha}_T}$$

図 3.22: 3次元運動解析による傘部運動と抗力振動の相互相関係数 (CASE-B, run2)

現象の再現性について

CASE-B について、傘部の運動解析とシュリーレン可視化法による流れの可視化はそれぞれ1回ずつの通風しか行っておらず、傘部運動と流れ場変動の再現性を直接確かめるには至っていない。しかしながら、それぞれの現象が抗力振動との相互相関を示しており、抗力振動の周波数特性が run1~run5 で定性的に再現していることから、傘部運動及び傘部周りの流体现象には少なくとも定性的な再現性があると考えられる。

3.4.2 傘布の影響

本節では、傘部の布材料がパラシュートの抗力と傘部運動に与える影響について述べる。具体的には、抗力振動、傘部運動の軌跡、静安定性の評価、及び傘部運動の周波数特性の観点から、傘布によるパラシュート空力特性の変化を調査する。該当するCASEはCASE-A からCASE-C である。

抗力係数 C_D とその変動値 C'_D の比較

CASE-A から C で計測された抗力係数の平均値 C_D と時系列データの標準偏差 C'_D [%] をまとめた結果を図 3.23 に示す。CASE-B のプロットに付されたエラーバーは表 3.6 に示した平均値 C_D の標準偏差である。また、CASE-A に対しては2度、CASE-C に対しては1度の通風試験を行った。したがって、エラーバーはCASE-B にのみ表示している。

平均値 C_D に着目すると、CASE-B (傘布: 薄ナイロン) において $C_D = 0.76$ で最も大きい抗力係数を示した。次に大きいCASE-C (傘布: 厚ナイロン) では $C_D = 0.72$ であり、最も抗力係数が小さかったCASE-A (傘布: ポリエステル) では $C_D = 0.66$ であった。

次に、変動値 C'_D に着目すると、CASE-C (傘布: 厚ナイロン) において $C'_D = 24\%$ で最も大きい抗力振動を示した。次に大きいCASE-B (傘布: 薄ナイロン) では $C'_D = 17\%$ であり、最も小さかったCASE-A (傘布: ポリエステル) では $C'_D = 11\%$ であった。

以上から、傘布の効果を C_D 及び C'_D の大小関係としてまとめると C_D についてはCASE-A < CASE-C < CASE-B の順であるのに対して、 C'_D では、CASE-A < CASE-B < CASE-C の順であった。ここで、3.3.1 節で述べた空気透過性の大小関係は薄ナイロン < 厚ナイロン < ポリエステルの順となっており、 C_D の大小関係と一致する。このことから、傘布の空気透過性が大きいほど抗力係数は小さくなることが示された。この傾向は、開口率 (porosity) が大きいほど抗力が小さくなるという傾向 [116] と一致しており、傘布の空気透過性がパラシュートの開口率と同様の働きを

することが実験的に確かめられた。

一方で、抗力振動の大きさを示す C'_D の値は、傘布の空気透過性とは大小関係が一致しない。過去の研究 [116] では開口率が高いほどパラシュートは安定になり抗力振動が抑制されることが示唆されているが、本実験で得られた傾向とは一致しない。この原因の一つとして、傘布の柔軟性の影響が挙げられる。3.3.3 節で示された通り、厚ナイロンの柔軟性はそのほかの傘布と比較して低い、そのため厚ナイロンで抗力振動が大きくなったものと思われる。

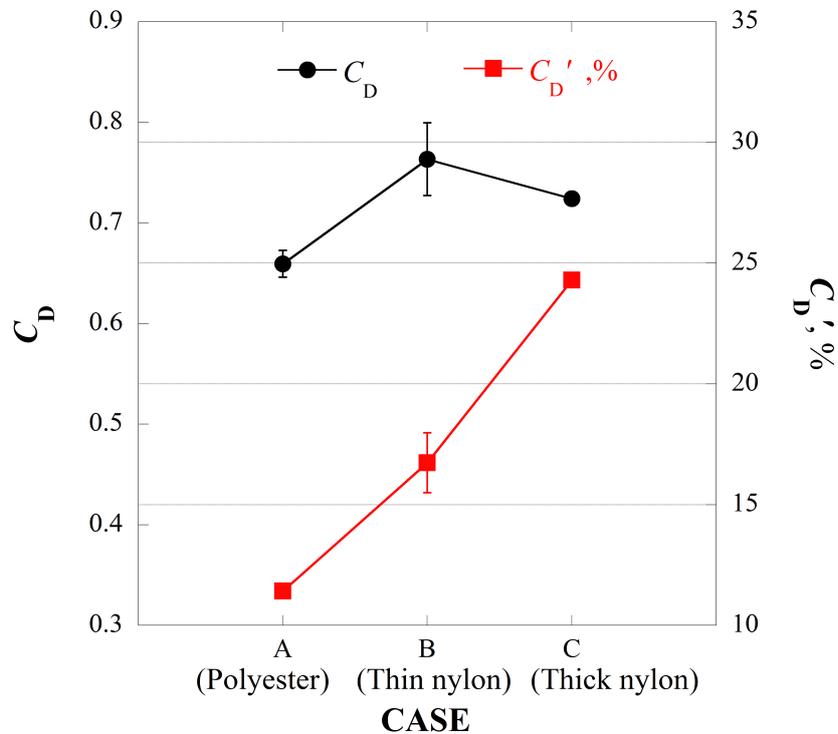


図 3.23: 抗力係数 C_D とその変動値 C'_D における傘布の影響

傘部 3 次元運動計測による安定性解析

ロードセルを用いた力計測の結果、傘布の種類によって異なる抗力振動 C'_D を示すことがわかった。傘部の運動と抗力振動の相関を明らかにするため、CASE-A から CASE-C に対してステレオカメラによる 3 次元運動計測を行った。まず、ステレオカメラによって計測された傘部天頂のマーカの 3 次元運動の軌跡をカーネル密度推定量 (Kernel Density Estimator, KDE) として図 3.24 から図 3.26 に示す。それぞれの CASE に対して傘部運動により変化する天頂部位置の履歴を、3 方向から見た平面

(YZ 平面, XY 平面及び XZ 平面) 上に投影してそれぞれ表している。YZ 平面は、一様流の向きが紙面に対して垂直な平面である。

まず基準模型である CASE-B の図 3.25a (YZ 平面) に着目すると、模型の運動は鉛直 (Z 軸) 方向に約 ± 15 mm 及び奥行き (Y 軸) 方向に約 ± 20 mm のやや扁平な範囲に分布していることがわかる。ストラット後流の影響のため点対称な分布にはなっていない。図 3.25b (XY 平面) 及び図 3.25c (XZ 平面) では、主流 (X) 方向に対しては非常に密集して分布しており、それぞれ円弧を描くように分布している。これは、サスペンションライン及びライザの長さが一定であることから振り子の様に円弧状の軌道を描いてパラシュート傘部が運動していることを表しており、振り子運動の半径 145 mm の円弧上に沿って軌跡が分布していることがわかる。Y 及び Z 方向の変位と比べて X 方向の変位は非常に小さいことがわかる。また、XZ 平面、模型運動の分布がやや鉛直上向き (Z 軸負の方向) に偏る傾向を示している。これはストラット後流の影響を受けているためだと考えられ、CASE-B のシュリーレン可視化結果や他の CASE の運動解析 (後述) でも同様の傾向が見られた。最も抗力振動の小さい CASE-A (ポリエステル) の傘部運動の軌跡を図 3.24 に示す。図 3.24a (YZ 平面) に着目すると、模型の運動は奥行き (Y 軸) 方向に対して鉛直 (Z 軸) 方向の方がその範囲がやや小さく、Y 方向に扁平な分布をしている。即ち、Y 方向の拡がり約 ± 5 mm の範囲で分布しているのに対して Z 方向の拡がり約 ± 2.5 mm の範囲に収まっている。図 3.24b (YX 平面) 及び図 3.24c (XZ 平面) では、主流 (X) 方向に対しては密集して分布しているが、円弧状の軌道は見られない。CASE-B と比較すると CASE-A は運動の範囲が明らかに小さい。

次に最も抗力振動の大きい CASE-C (厚ナイロン) の結果を図 3.26 に示す。図 3.26a (YZ 平面) に着目すると、運動の範囲は他の CASE 比べて大きい。傘部の運動は奥行き (Y 軸) 方向の範囲 (約 ± 20 mm) に対して鉛直 (Z 軸) 方向の方がその範囲が約 ± 30 mm と大きく、鉛直方向に縦長な分布をしている。図 3.26b (YX 平面) 及び図 3.26c (XZ 平面) では、弧状の軌道を描いて運動する様子が捉えられている。

傘部運動の範囲は CASE-A, CASE-B, CASE-C の順で大きく、この順序は抗力振動 C_D' の順序と一致する。したがって、本実験の範疇では C_D' が大きいほど傘部運動の範囲も大きくなる傾向があるといえる。特に、鉛直方向 (Z 方向) の運動範囲の変化が顕著である。

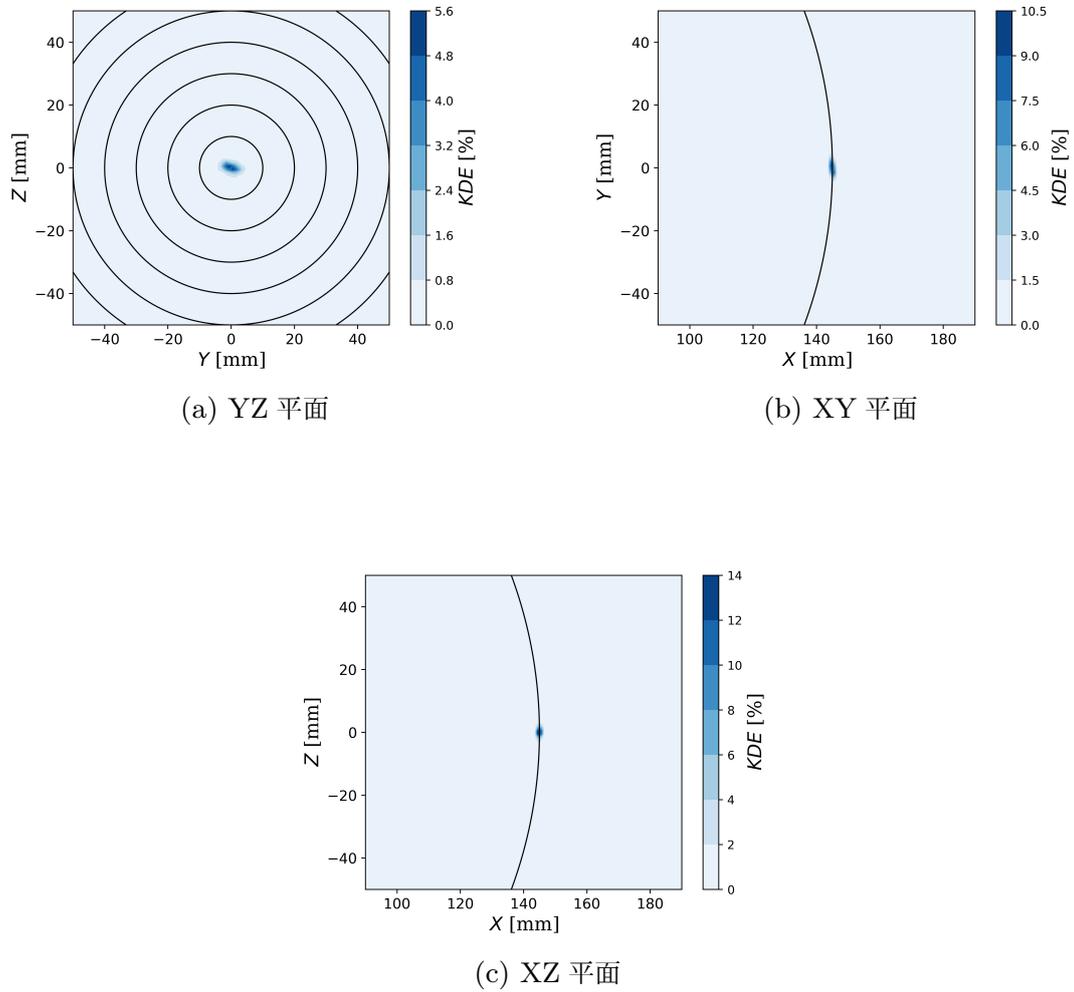


図 3.24: 3次元解析によって得られた傘部頂点変位のカーネル確率密度推定量 (KDE) (CASE-A)

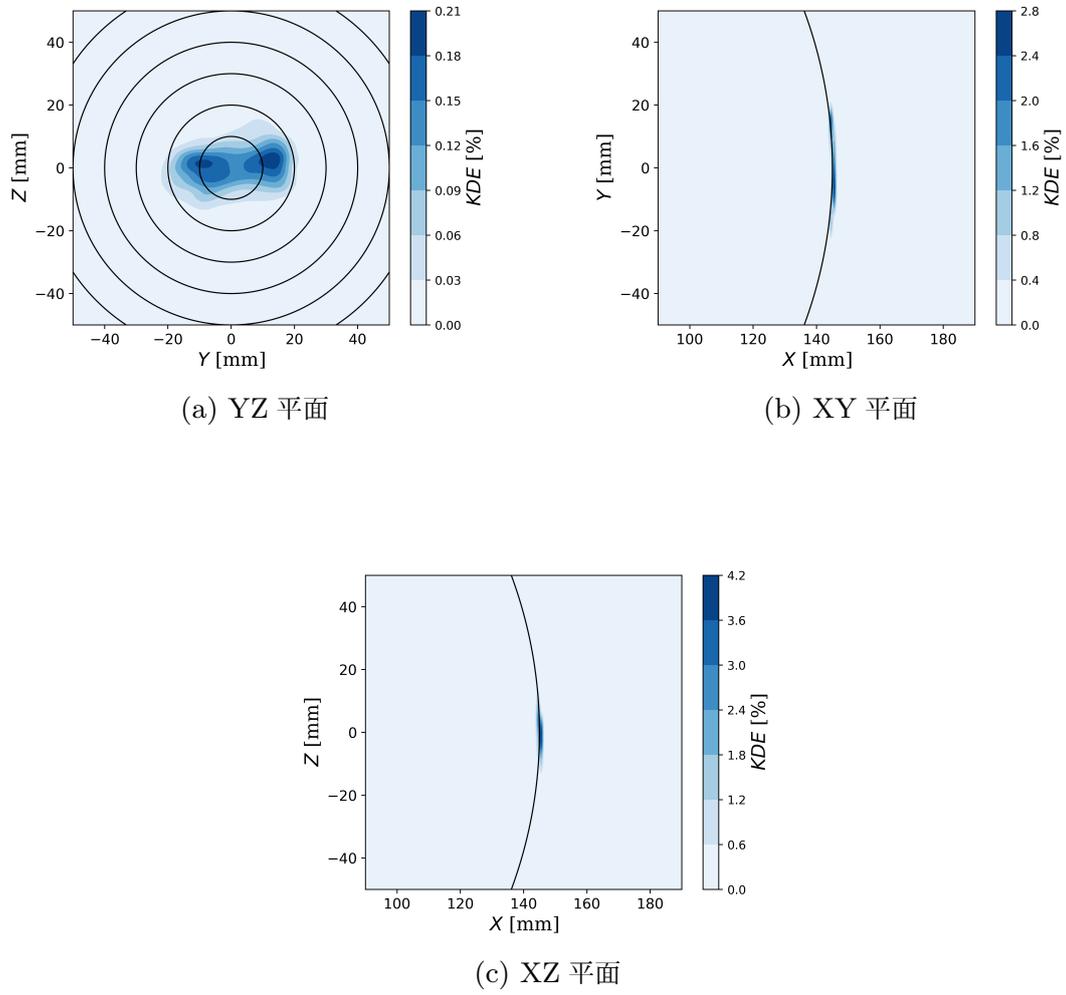


図 3.25: 3次元解析によって得られた傘部頂点変位のカーネル確率密度推定量 (KDE) (CASE-B)

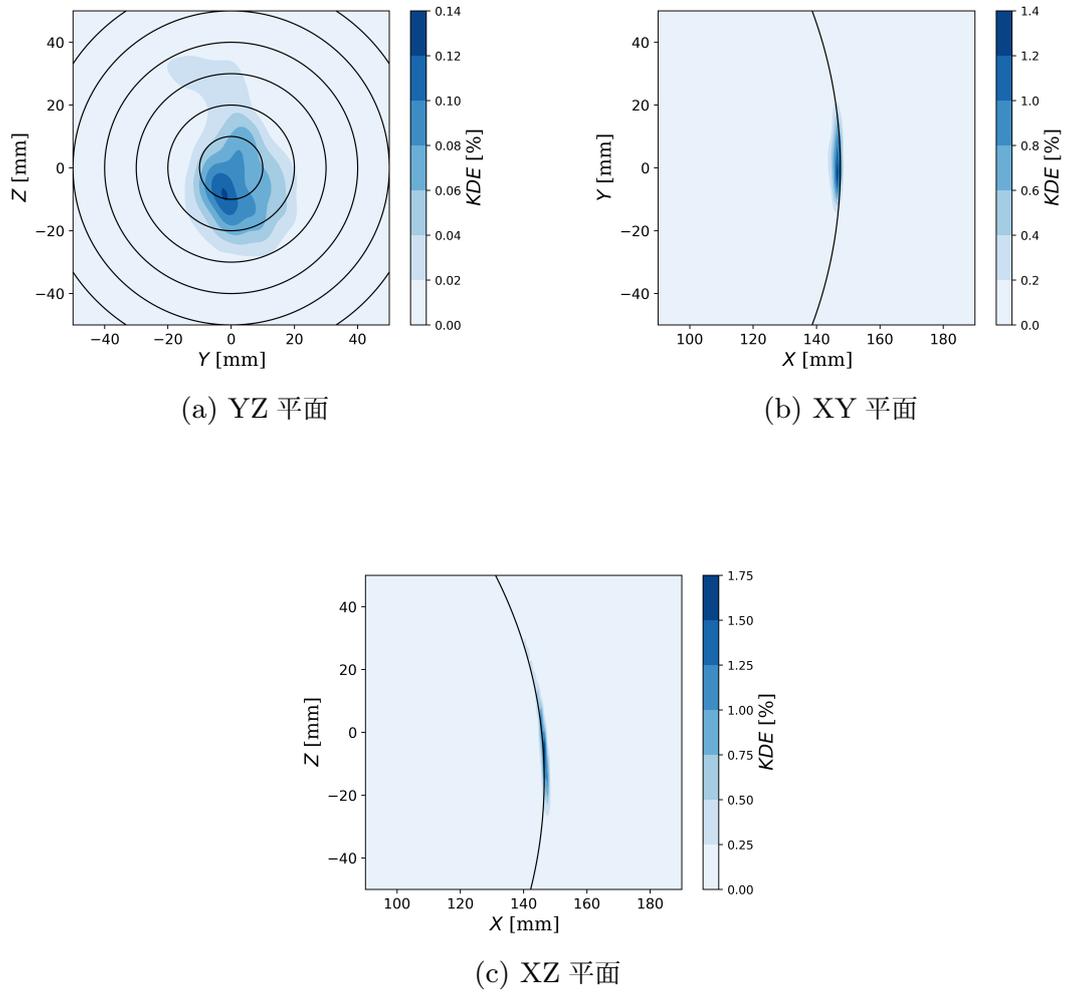
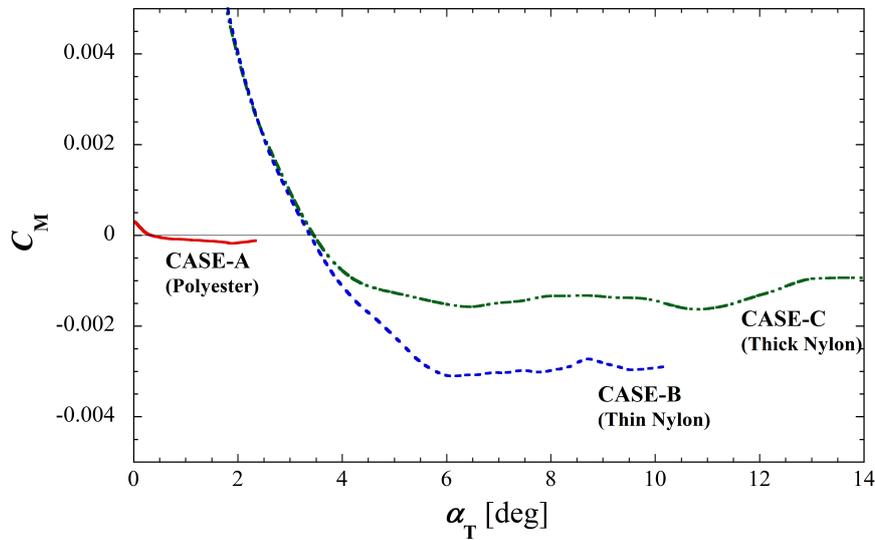


図 3.26: 3次元解析によって得られた傘部頂点変位のカーネル確率密度推定量 (KDE) (CASE-C)

傘部運動の静安定性を定量的に評価するため、3.2.5 節に示した方法を用いて、傘部頂点のマーカの運動履歴からモーメント係数 C_M を計算した。CASE-A から CASE-C の C_M を全迎角 α_T の関数としてプロットした結果を、図 3.27 に示す。参考文献 [48] の方法にならない、パラシュートの安定性を評価する代表的なパラメータとして $\alpha_{T,trim}$ と $C_{M\alpha,trim}$ を採用する。 $\alpha_{T,trim}$ は、 $C_M=0$ を示すときの α_T であり、 $C_{M\alpha,trim}$ は、 $\alpha_T = \alpha_{T,trim}$ における C_M の α_T 方向の勾配である。パラシュートの性能を評価する場合、 $\alpha_{T,trim}$ は小さいほど良いとされている。これは、 $\alpha_{T,trim}$ が大きいと傘部が受ける空気力が周 (ϕ) 方向に分散されてしまい、減速するために有効な抗力成分が小さくなるためである。また、 $C_{M\alpha,trim}$ はパラシュートの場合負の値をとるが、これも小さい方が安定したパラシュートであるといわれている。 $C_{M\alpha,trim}$ が小さいほど、傘部の運動を抑制する（すなわち、 α_T を小さくする）ように働くモーメントの作用が大きいためである [48]。

図 3.27 に着目すると、 C_M 曲線の観点から CASE-A (ポリエステル製) と CASE-B, -C (ナイロン製) では傘部運動の安定性が大きく異なることがわかる。まず、CASE-B (薄ナイロン) と CASE-C (厚ナイロン) を比較する。両者の C_M 曲線は良く似ており、 $\alpha_{T,trim}$ の差もほとんどない。特に、 $\alpha_T < \alpha_{T,trim}$ の範囲では、両者の曲線はほとんど一致している。 $\alpha_T > \alpha_{T,trim}$ の範囲では差がみられ、CASE-B の方が CASE-C よりも全体として C_M が小さい傾向がみられる。従って、 α_T が大きい範囲では傘部運動を抑制するためのモーメントが大きく作用する為、CASE-B の方が CASE-C よりも安定であるといえる。一方で、CASE-A の場合には $\alpha_{T,trim}$ が極めて小さく、他の CASE と比較して傘部運動を促進する（すなわち、 α_T を大きくする）方向のモーメントが小さいことがわかる。その結果、傘部の運動範囲が狭くなり、 $\alpha_{T,trim}$ と C_M の変化が比較的小さくなる。これらの差は表 3.7 の $C_{M\alpha,trim}$ にも表れており、ロードセルによって計測された抗力変動の大きさ C_D' の傾向とも一致している。

以上の結果から、CASE-A と CASE-B,-C の傘部運動の安定性は異なる要素によって決まることがわかった。CASE-A では傘部運動を促進するモーメント自体が小さいため $\alpha_{T,trim}$ が小さくなり安定となるのに対して、CASE-B,-C では、発生した運動を抑制するモーメントの大きさで安定性が決まっている。CASE-A において、 $\alpha_T < \alpha_{T,trim}$ の範囲で C_M が小さくなる原因は、ポリエステル布材の空気透過率が大きいためだと考えられる。一般に、空気透過率が高いほど安定したパラシュート性能を表すことが知られているが、 C_M 曲線の観点からいえば、 $\alpha_T < \alpha_{T,trim}$ の範囲の C_M が小さいことが安定性の直接の要因だと考えられる。一方で、空気透過率が比較的小さいナイロン布材では、 $\alpha_T < \alpha_{T,trim}$ の範囲の C_M は大きく、傘部運動は $\alpha_T > \alpha_{T,trim}$ の C_M の大きさによって決定される。

図 3.27: C_M 曲線の比較表 3.7: 各 CASE における $\alpha_{T,trim}$ 及び $C_{M\alpha,trim}$

CASE	$\alpha_{T,trim}$ [deg]	$C_{M\alpha,trim}$ [rad ⁻¹]
A	0.34	-0.02
B	3.43	-0.12
C	3.38	-0.11

傘部 3 次元運動の周波数特性の比較

CASE-B では、傘部運動の振動モードは、高周波数モードと低周波数モードの 2 つに大別できることが示された。本節では、CASE-A と CASE-C について、同様に傘部運動と抗力振動の周波数特性を明らかにする。ロードセルによる抗力の時系列データとステレオカメラによる傘部 3 次元運動の時系列データから PSD を計算した結果を図 3.28 及び図 3.29 にそれぞれ示す。また、傘部運動と抗力振動の相互相関係数を図 3.30 及び図 3.31 にそれぞれ示す。なお解析に用いた計測点は、CASE-A では 2048 点 (2.05 秒間) で周波数分解能は 0.488 Hz, CASE-C では 16384 点 (3.27 秒間) で周波数分解能は 0.305 Hz である。

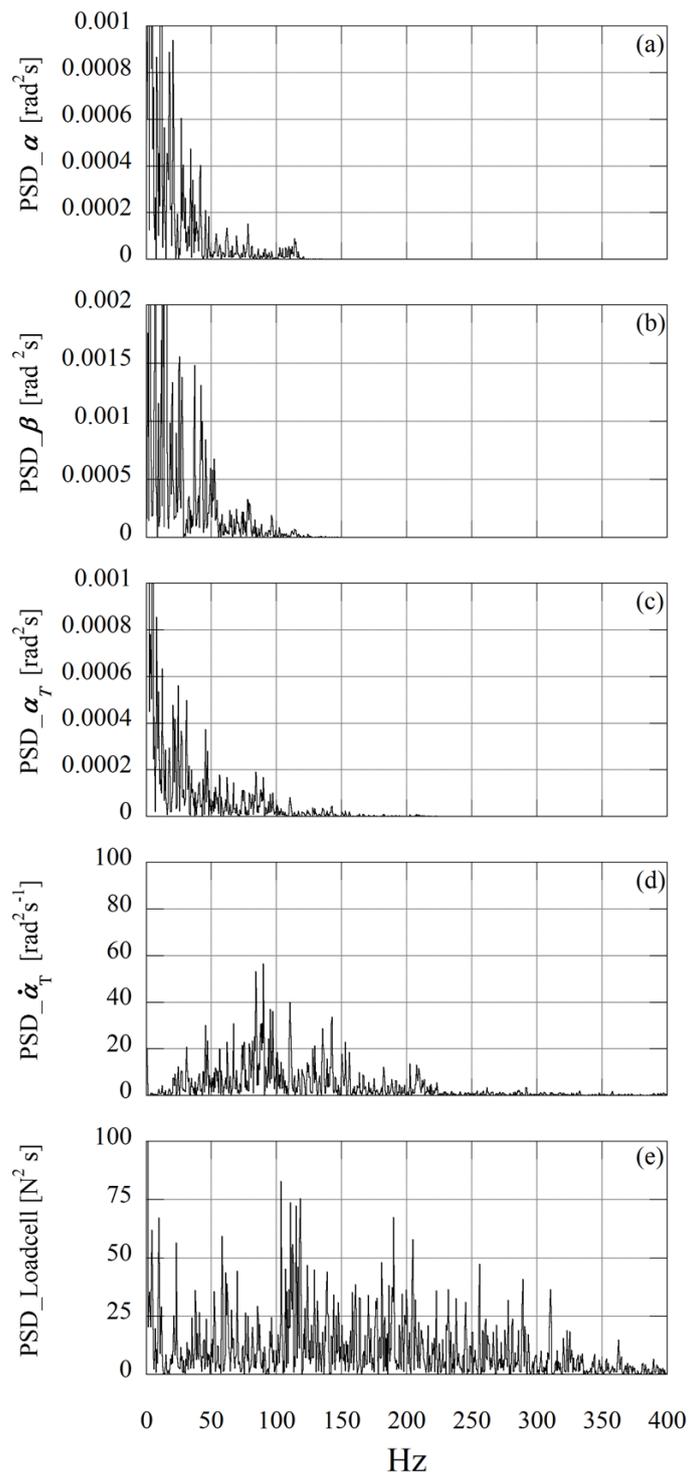
まず、傘部がポリエステルで構成された CASE-A の PSD に着目する。 α , β の PSD からわかるように、CASE-A における傘部運動の強度は他の CASE と比較してとても小さい。 α , β , α_T の PSD を見ると、120 Hz 以上の範囲にはピークはほとんど存

在せず、傘部運動は 120 Hz 以下の低周波数帯域で生じていることがわかる。また、 $\dot{\alpha}_T$ の PSD は 20~220 Hz の範囲で分布している。抗力の PSD に着目すると、概ね 350 Hz 以下の広い範囲に分布しており、その強度は他の CASE よりも小さい。特に、250~350 Hz の範囲の PSD は、傘部運動のどのパラメータにも見られない周波数帯域の振動である。また 250 Hz 以下の範囲においても、傘部運動と抗力振動の PSD のピーク位置は一部 (110 Hz) を除いて一致しない。図 3.30 に示す相互相関係数の観点からも、すべての傘部運動のパラメータについて抗力振動に対する相関係数は他の CASE と比較して小さく、ほとんど相関はないと考えられる。以上から、CASE-A における抗力振動は傘部運動に起因した現象ではなく、CASE-B で見られた傘部運動に起因するモードとは別のメカニズムによって発生している可能性が高い。抗力振動の原因となり得る現象として、傘部変形と衝撃波の変形が連成した振動現象 (Area Oscillation) [49, 116] が挙げられる。本実験では傘部の変形は顕著ではないが、微小な傘部変形によって衝撃波の変形が生じ、抗力振動が発生している可能性がある。また Sengpta ら [49] によってパラシュートの抗力振動の周波数が前方物体の後流の影響を受けることが報告されており、本実験においても前方物体後流の影響を受けた周波数成分が存在する可能性がある。

次に厚ナイロンで構成された CASE-C に着目する。 α の PSD は、100 Hz 以下の低周波数帯域に広く分布している。また、 β は 150 Hz 近傍に最大ピークが存在し、50~100 Hz の範囲にもピークがある。 $\dot{\alpha}_T$ も同様に 50~100 Hz の範囲の PSD が卓越しており、150 Hz 以上の高周波数帯域の PSD は比較的小さい。抗力の PSD でも同様の傾向であり、150 Hz 以下の低周波数帯域の PSD が卓越している。特に 150 Hz 近傍の β に起因する周波数及び 60 Hz 近傍の α に起因する周波数における PSD 強度が顕著であり、その他のピーク位置も、抗力と α , β 間で一致する。よって、CASE-C の抗力振動は β , α の振動周波数の重ね合わせとして表されることがわかる。一方で、抗力の PSD のうち 150 Hz 以上の範囲にも弱い強度の PSD が存在する。 $\dot{\alpha}_T$ に着目すると、150 Hz 以上の高周波数帯域にも PSD が分布している。抗力で見られる PSD と比較すると 271 Hz, 294 Hz, 317 Hz などの代表的なピークの位置が一致する。この周波数帯域は CASE-B における高周波数モードに相当する。よって、CASE-C においても同様に高周波数モードが存在すると考えられるが、これが抗力振動に与える影響は CASE-B と比べると極めて小さい。また図 3.31 に示す相互相関係数の観点からは、 α , β 及び $\dot{\alpha}_T$ には抗力振動との相関が見られる。一方で、 $\dot{\alpha}_T$ では相関は比較的小さい。

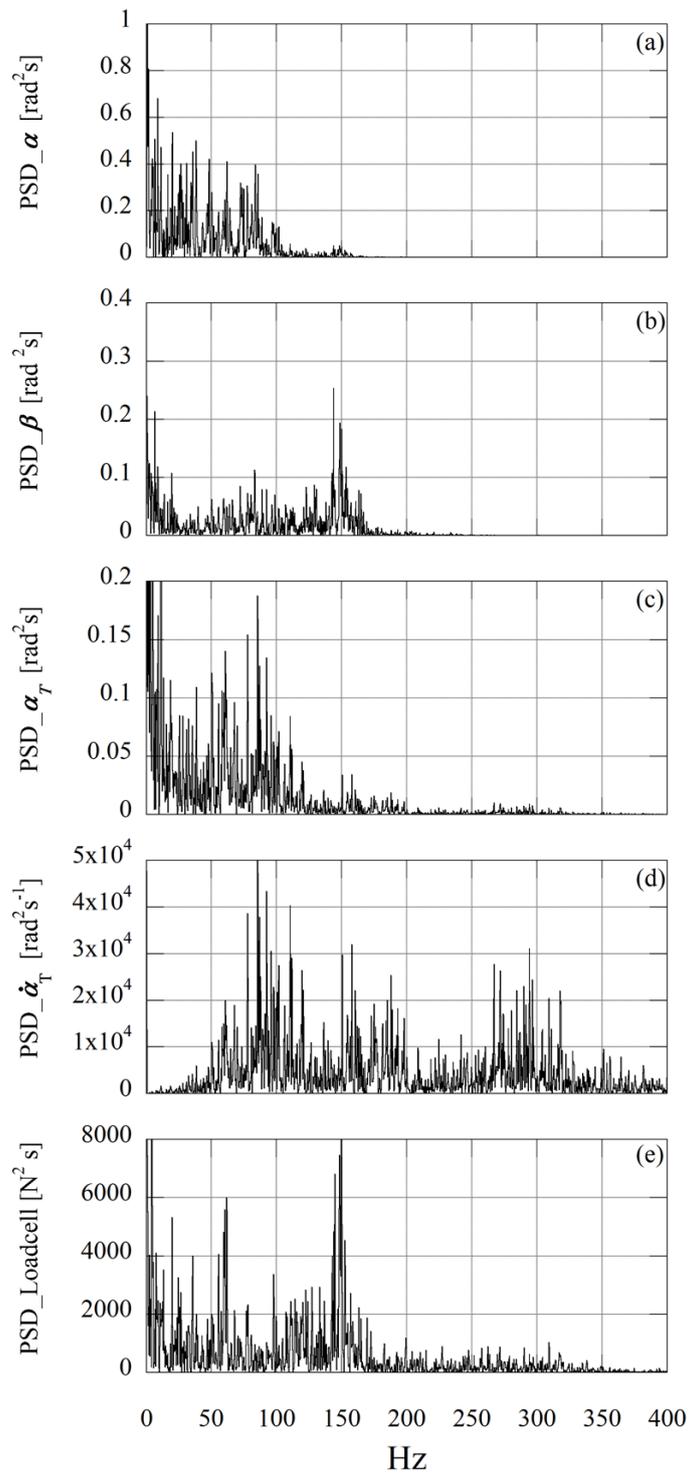
抗力振動と傘部運動の周波数特性の観点から 3 つの CASE (CASE-A~CASE-C) を比較すると、以下のような傾向があることがわかった。

- 傘部運動が小さい場合（概ね $|\theta| < 2 \text{ deg}$ ）では，抗力振動は傘部の運動には依存せず，抗力振動を誘起する別のメカニズムが存在する。
- 傘部運動がある程度大きい場合（概ね $|\theta| < 10 \text{ deg}$ ）では，振動モードには低周波振動モードと高周波振動モードの2つのモードが存在する．低周波振動モードは傘部の α 及び β 方向の運動に，高周波振動モードは $\dot{\alpha}_T$ に，それぞれ依存するモードである。
- 傘部運動が特に大きい場合（概ね $|\theta| < 15 \text{ deg}$ ）では，低周波振動モードが卓越する傾向がある。



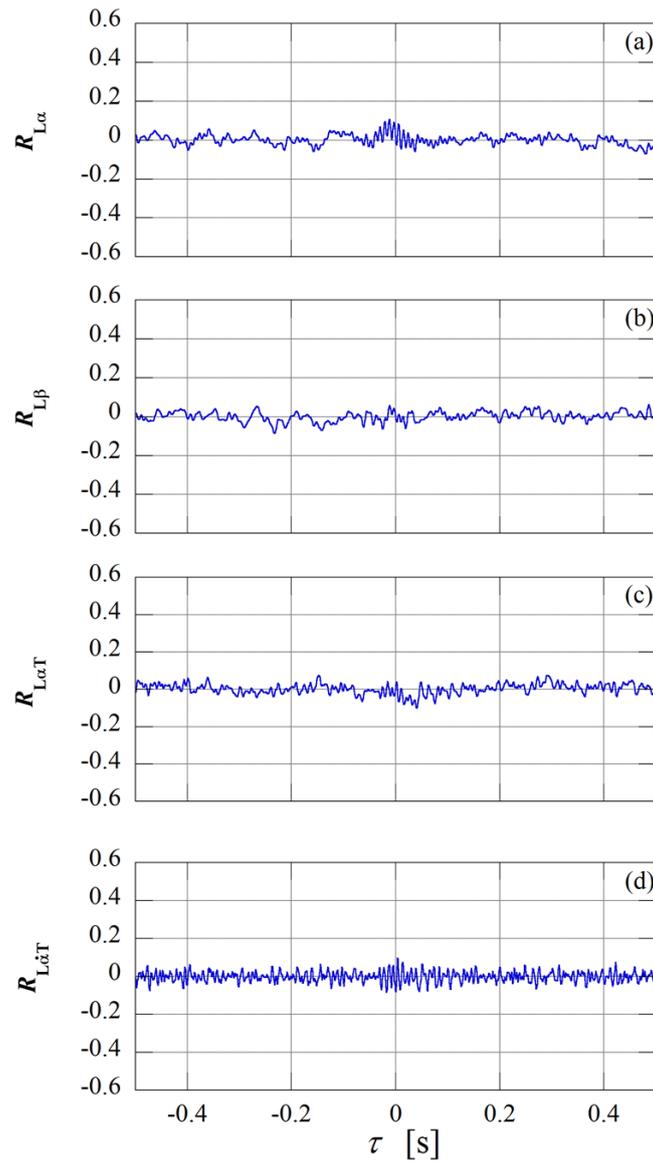
(a) 迎角 α , (b) ヨー角 β , (c) 全迎角 α_T , (d) 全迎角角速度 $\dot{\alpha}_T$, (e) 抗力 D

図 3.28: 3次元運動解析による傘部運動と抗力のパワースペクトル密度 (CASE-A)



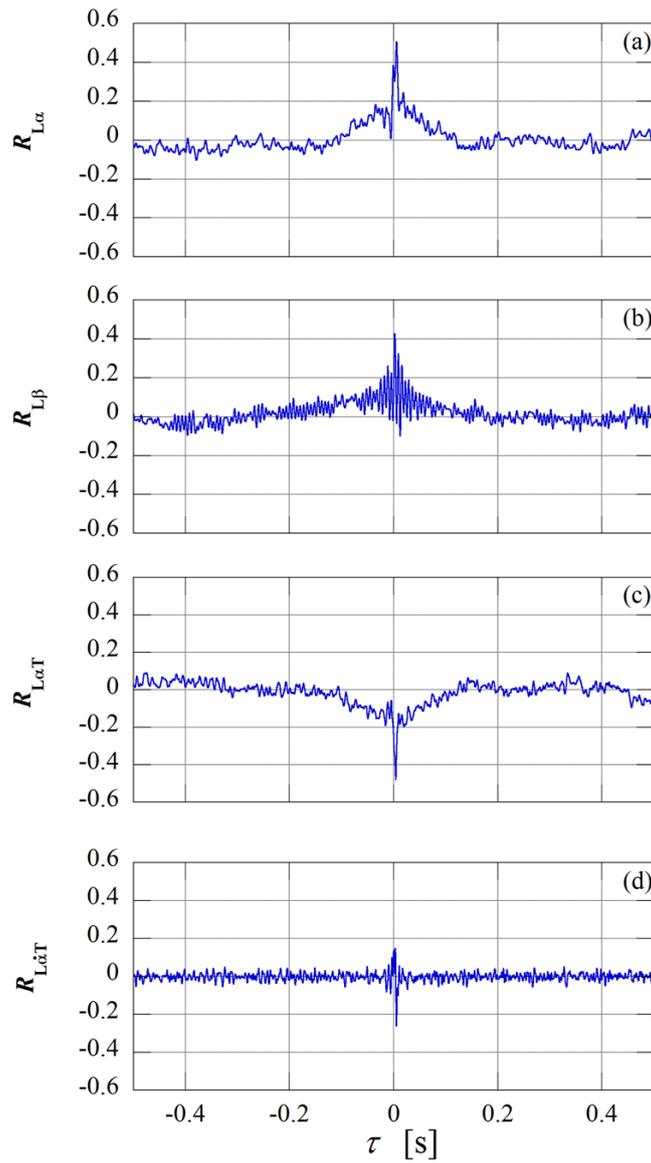
(a) 迎角 α , (b) ヨー角 β , (c) 全迎角 α_T , (d) 全迎角角速度 $\dot{\alpha}_T$, (e) 抗力 D

図 3.29: 3次元運動解析による傘部運動と抗力のパワースペクトル密度 (CASE-C)



(a) 迎角 α と抗力の相互相関係数 $R_{L\alpha}$, (b) ヨー角 β と抗力の相互相関係数 $R_{L\beta}$,
(c) 全迎角 α_T と抗力の相互相関係数 $R_{L\alpha_T}$, (d) 全迎角角速度と抗力の相互相関係数
 $R_{L\dot{\alpha}_T}$

図 3.30: 3次元運動解析による傘部運動のパラメータと抗力の相互相関係数 (CASE-A)



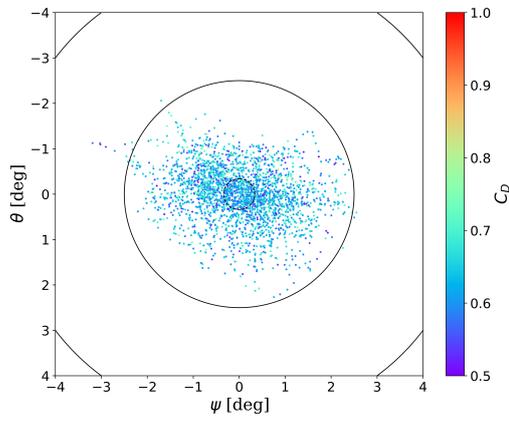
(a) 迎角 α と抗力の相互相関係数 $R_{L\alpha}$, (b) ヨー角 β と抗力の相互相関係数 $R_{L\beta}$,
 (c) 全迎角 α_T と抗力の相互相関係数 $R_{L\alpha_T}$, (d) 全迎角角速度と抗力の相互相関係数
 $R_{L\dot{\alpha}_T}$

図 3.31: 3次元運動解析による傘部運動のパラメータと抗力の相互相関係数 (CASE-C)

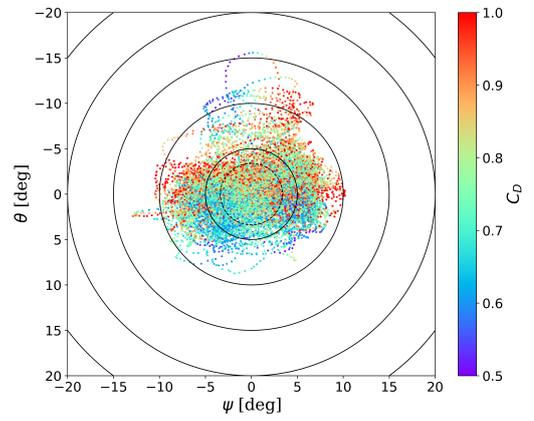
抗力と全迎角角速度の空間分布

抗力振動と傘部運動の間には、周波数の観点から直接的な相関があることが示された。このことは3次元空間における傘部位置の変化が抗力の変化に寄与していることを表している。そこで、傘部の位置と抗力値の関係を調べるため、抗力係数 C_D の瞬時値を傘部運動の軌跡上にカラーバー表示したプロットを図 3.32 に示す。CASE-A では抗力と傘部の位置の間に明らかな相関は見られないが、CASE-B 及び CASE-C では、 C_D の空間分布に偏りが見られた。CASE-B では、 $-5 < \theta [\text{deg}] < 2$ の範囲に C_D が高い範囲が帯状に局在する領域が見られる。また、 $\theta [\text{deg}] > 3$ の範囲では C_D は比較的低い傾向にある。したがって、 ψ (すなわち β) 方向の傘部運動では、たとえ運動の振幅が大きくても抗力は高い値を維持し続け、抗力の変動値は大きくはならない。一方で、 θ (すなわち α) 方向の振動では、傘部は抗力値の高い帯状領域を通過して抗力が小さい領域に移動するため、抗力の変動値は ψ 方向と比較して大きくなる。これが図 3.21 で見られた、傘部運動の PSD では α 成分よりも β 成分が卓越するが、抗力振動では β 成分よりも α 成分が卓越するという逆転現象の原因であると考えられる。またストラットの背後に相当する $-15 < \theta [\text{deg}] < -5$ では、 $\psi [\text{deg}] > 0$ で C_D が高く、 $\psi [\text{deg}] < 0$ では低い傾向にあるが、原因は不明である。一方で CASE-C の分布に着目すると、 C_D が高い点は概ね 5 deg の円よりも外側で多く見られる。 $-20 < \theta [\text{deg}] < -5$ では $C_D < 0.5$ の点が多くみられ、ストラット後流の影響を受けて抗力が低下していると考えられるが、 C_D が高い点も同時に分布している。

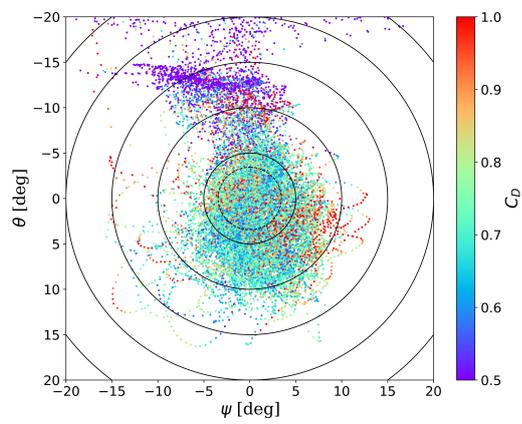
次に、抗力と同じく高周波振動モードを有する $\dot{\alpha}_T$ についても同様に空間分布を調べた。そのプロットを図 3.33 に示す。CASE-B と CASE-C では抗力係数の空間分布とは傾向が異なり、軌跡の中心で値が大きく (すなわち、 α_T を大きくする方向の速度であり)、中心から外れるに従って負の値 (すなわち、 α_T を小さくする方向の速度) となる。この傾向は、 α_T が大きくなるにしたがって傘部を中心位置に戻そうとする復元力が働く、という C_M 特性で見られた特徴を表している。図 3.33 中の破線で示した円は各 CASE で $\alpha_T = \alpha_{T,\text{trim}}$ となる位置を示しており、概ねこの破線を境に $\dot{\alpha}_T$ の値が変化しているという点からも、 $\dot{\alpha}_T$ の空間分布は C_M 特性と整合性がある。一方で、傘部運動が小さい CASE-A では、CASE-B と CASE-C で見られた傾向は明確にはみられなかった。



(a) CASE-A (ポリエステル)

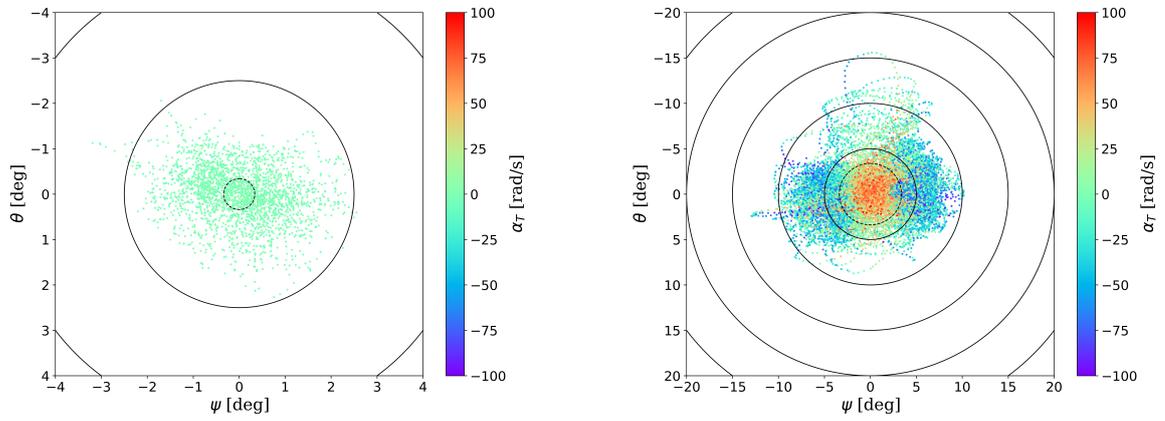


(b) CASE-B (薄ナイロン)



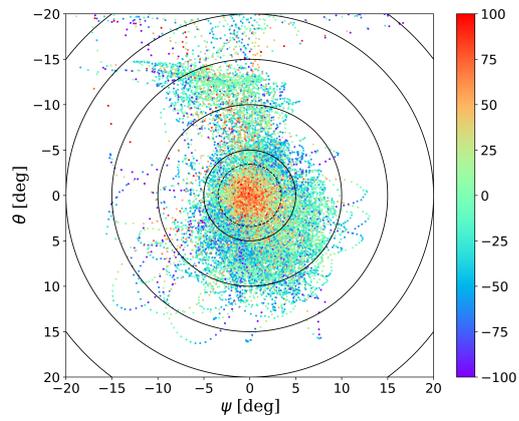
(c) CASE-C (厚ナイロン)

図 3.32: 抗力係数 C_D の空間分布



(a) CASE-A (ポリエステル)

(b) CASE-B (薄ナイロン)



(c) CASE-C (厚ナイロン)

図 3.33: 全迎角角速度 $\dot{\alpha}_T$ の空間分布

3.4.3 直径比 d/D_0 の影響

抗力係数 C_D とその変動値 C'_D

CASE-B ($d/D_0 = 0.5$), CASE-D ($d/D_0 = 0.83$) 及び CASE-E ($d/D_0 = 0.63$) で計測された抗力係数のアンサンブル平均 C_D と時系列データにおける抗力振動の標準偏差 C'_D [%] をまとめた結果を図 3.34 に示す. CASE-D, E に対してはそれぞれ2度の通風試験を実施し, その平均をとった. したがって, エラーバー ($\pm 1\sigma$) は CASE-B についてのみ表示した.

平均値 C_D に着目すると, $d/D_0 = 0.5$ において $C_D = 0.76$ で最も大きい抗力係数を示した. d/D_0 が大きくなるに従い C_D も小さくなる傾向を示し, 最も抗力係数が小さい $d/D_0 = 0.83$ では $C_D = 0.48$ であった. 次に, 変動値 C'_D に着目すると, $d/D_0 = 0.5$ と 0.63 では $C'_D = 16\%$ で同程度の抗力振動を示すのに対し, $d/D_0 = 0.83$ では $C'_D = 28\%$ と抗力振動が著しく増加した. したがって, 前方物体と傘部直径の比 d/D_0 が大きくなるほど抗力係数は小さくなると同時に抗力振動は大きくなることがわかった. これは, d/D_0 が大きいほど前方物体後流の影響を受けやすくなるためであると考えられる.

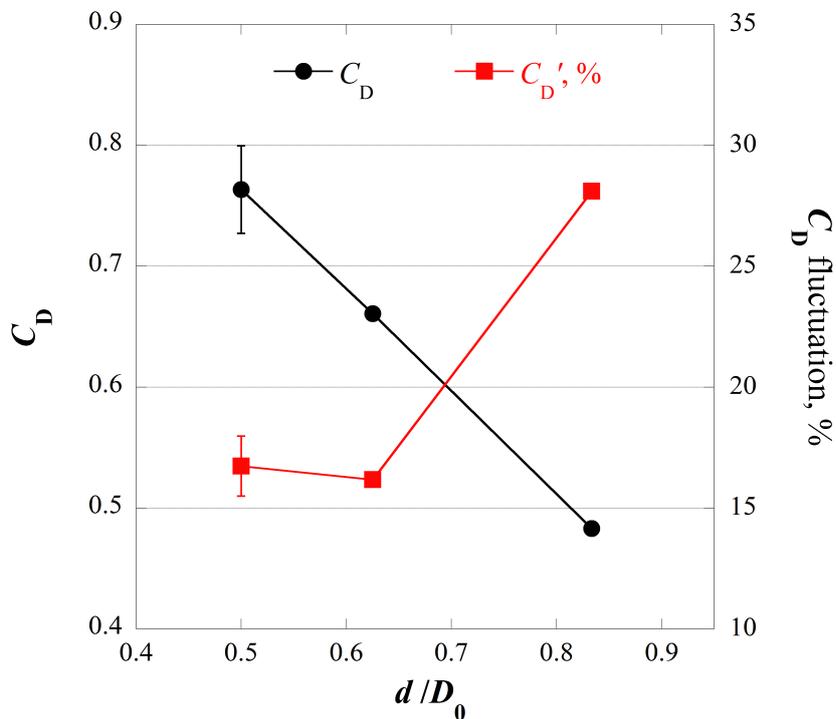


図 3.34: 抗力係数 C_D とその変動値 C'_D における傘直径の影響

抗力振動と衝撃波振動の周波数

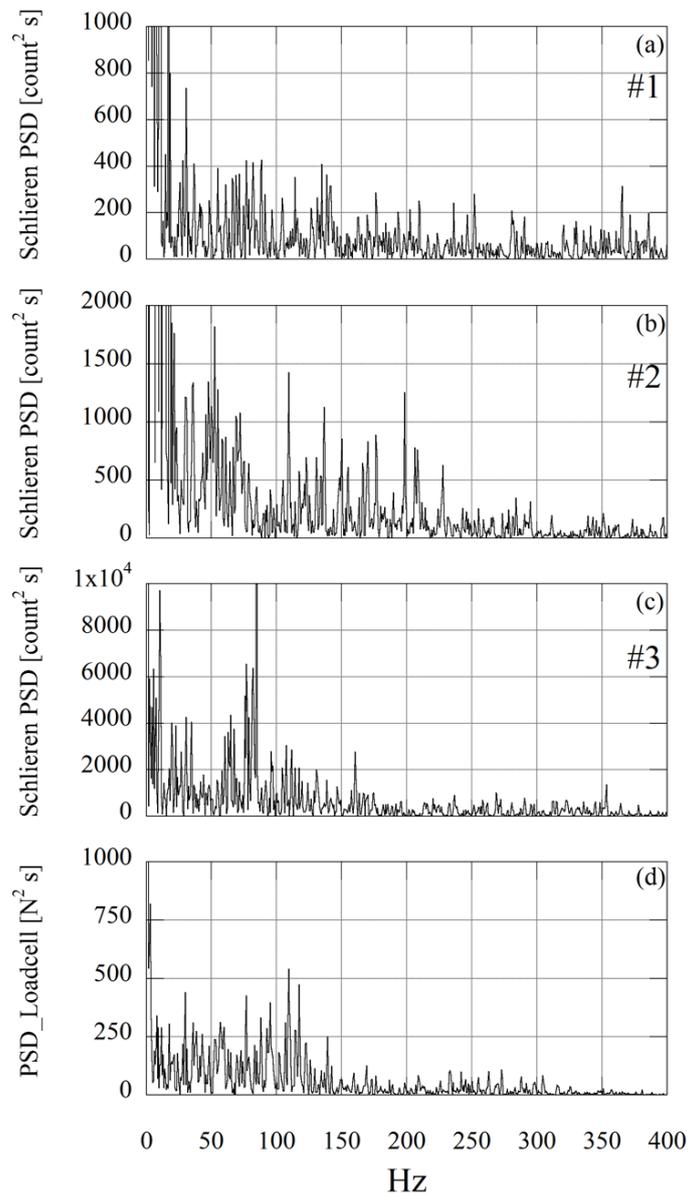
傘部直径 d/D_0 の抗力振動に対する影響を理解するため、CASE-E 及び CASE-D で取得されたシュリーレン写真の周波数解析を行い、ロードセルによって同時に計測された抗力振動の PSD と比較する。解析に用いた計測点は、8192 点（1.64 秒間）で周波数分解能は 0.610 Hz である。

図 3.35 に、図 3.17 に示した代表点における CASE-D のシュリーレン写真の PSD とロードセル計測による抗力振動の PSD を示す。抗力の PSD は、主に 150 Hz よりも低い周波数帯域に幅広く分布している。一方でシュリーレン写真の PSD について、点#1 では、50~100 Hz 及び 130~150 Hz にピークがみられる。また、150 Hz 以上の範囲にもいくつかのピークが分布しているが、支配的な強度を持つ PSD は存在しない。点#2 では、40~80 Hz の範囲に渡ってピークが存在する。また、100~250 Hz の範囲にも鋭いピークが分布している。点#3 では、85 Hz に支配的なピークが存在する。各点それぞれの PSD でピークが分布しているが各点間で共通するピーク周波数はほとんどない。したがって、CASE-D では他の CASE で示したような特定の振動モードを分離することは難しい。CASE-D では他の CASE と比較して傘部運動の振幅が極めて大きく運動範囲が前方物体後流から大きく外れているため、上方のストラット後流及び下方のストラットが存在しない領域の気流の影響を大きく受けていると考えられる。したがって、傘部を取り巻く流れ場が異なっているため、他の CASE の振動周波数特性で見られた傾向が CASE-D では見られなかった可能性がある。

次に CASE-E で得られた PSD の結果を図 3.36 に示す。抗力振動の PSD に着目すると、130 Hz 近傍に明確なピークが存在する。170 Hz 近傍にも弱いピークがあり、さらに高周波数帯域では 340 Hz 近傍にピークが見られる。シュリーレン写真の PSD を見ると、点#3 では 130 Hz 近傍に存在するピークが支配的であり、このことから抗力振動で見られる 130 Hz のピークは傘部の運動に起因していることがわかる。点#2（傘部前方の領域）では、170 Hz に存在する鋭いピークが支配的である。また、傘部運動の影響を受けて 130 Hz 近傍にも PSD が分布しており、340 Hz 近傍にもピークがみられる。したがって、抗力で見られた 170 Hz 近傍及び 340 Hz 近傍の PSD は傘部前方の衝撃波の振動に起因していると考えられるが、170 Hz の抗力振動への寄与は小さく、340 Hz の抗力振動も 130 Hz と比べて小さい。以上から、CASE-E では CASE-B と同様に抗力振動のモードを分離することができ、衝撃波振動に起因するモード（170 Hz, 340 Hz）よりも傘部運動に起因するモード（130 Hz）の方が抗力振動に与える影響が大きいことがわかった。傘部運動が卓越するという傾向は、傘布が厚ナイロンで出来ている CASE-C と似ている。

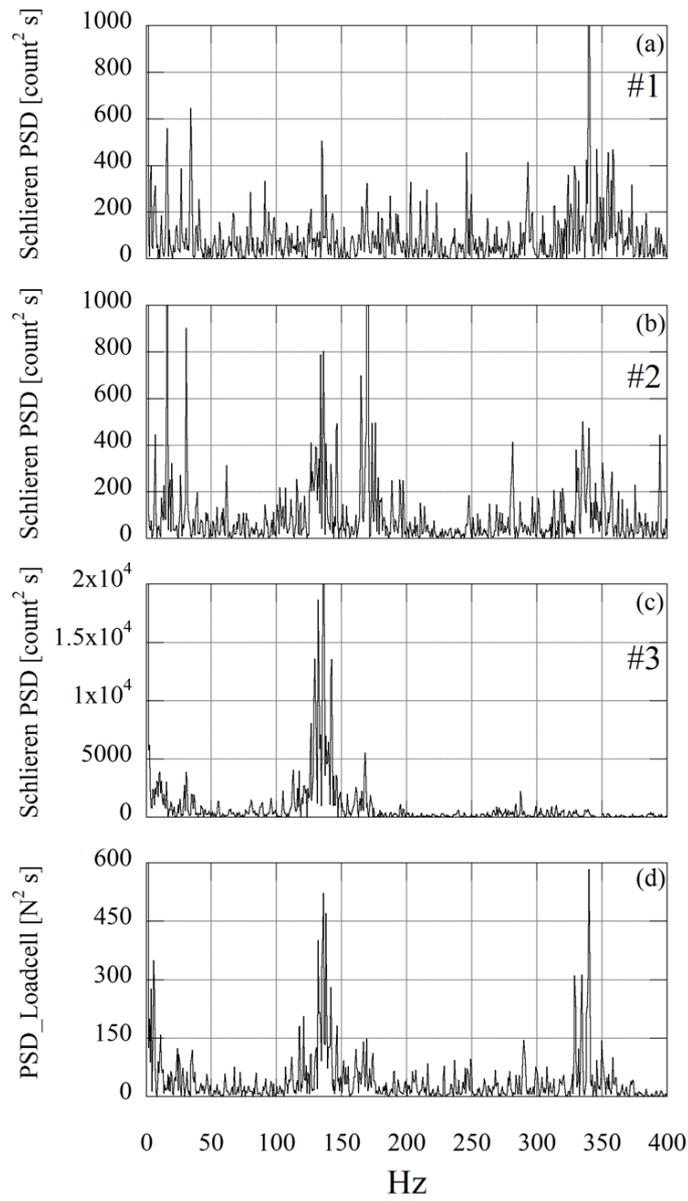
図 3.37 と図 3.38 に CASE-D と CASE-E のシュリーレン写真の PSD の空間分布を示す。それぞれ図 3.35 と図 3.36 で見られた周波数帯域のうち代表的な周波数を

ピックアップした。図 3.37 (CASE-D) に着目すると、図 3.37f を除くどの周波数においても傘部は大きく振動している。図 3.37a から c では、傘部運動とともに衝撃波も振動している様子が見られるが、図 3.37c から e のように傘部の運動に対して衝撃波の振動が見られない場合もある。CASE-B で見られたような傘部運動が小さく衝撃波振動が大きいという様子は CASE-D のどの周波数でも観測されなかった。図 3.37f (250 Hz) では全体として PSD は小さい。一方で、図 3.36 (CASE-E) では CASE-B と似たような傾向が見られた。抗力の PSD で支配的なピークが存在した 130 Hz 近傍では、図 3.36b に示すように傘部運動で大きな PSD が見られる。このとき、傘部の前方では衝撃波の振動成分は顕著でない。一方で、図 3.36c, d, f のように衝撃波振動が支配的な周波数である場合には、傘部運動は小さく傘部前方の衝撃波振動が顕著であることが見て取れる。



(a) 点#1, (b) 点#2, (c) 点#3, (d) 抗力

図 3.35: 抗力とシュリーレン写真のパワースペクトル密度 (CASE-D)



(a) 点#1, (b) 点#2, (c) 点#3, (d) 抗力

図 3.36: 抗力とシュリーレン写真のパワースペクトル密度 (CASE-E)

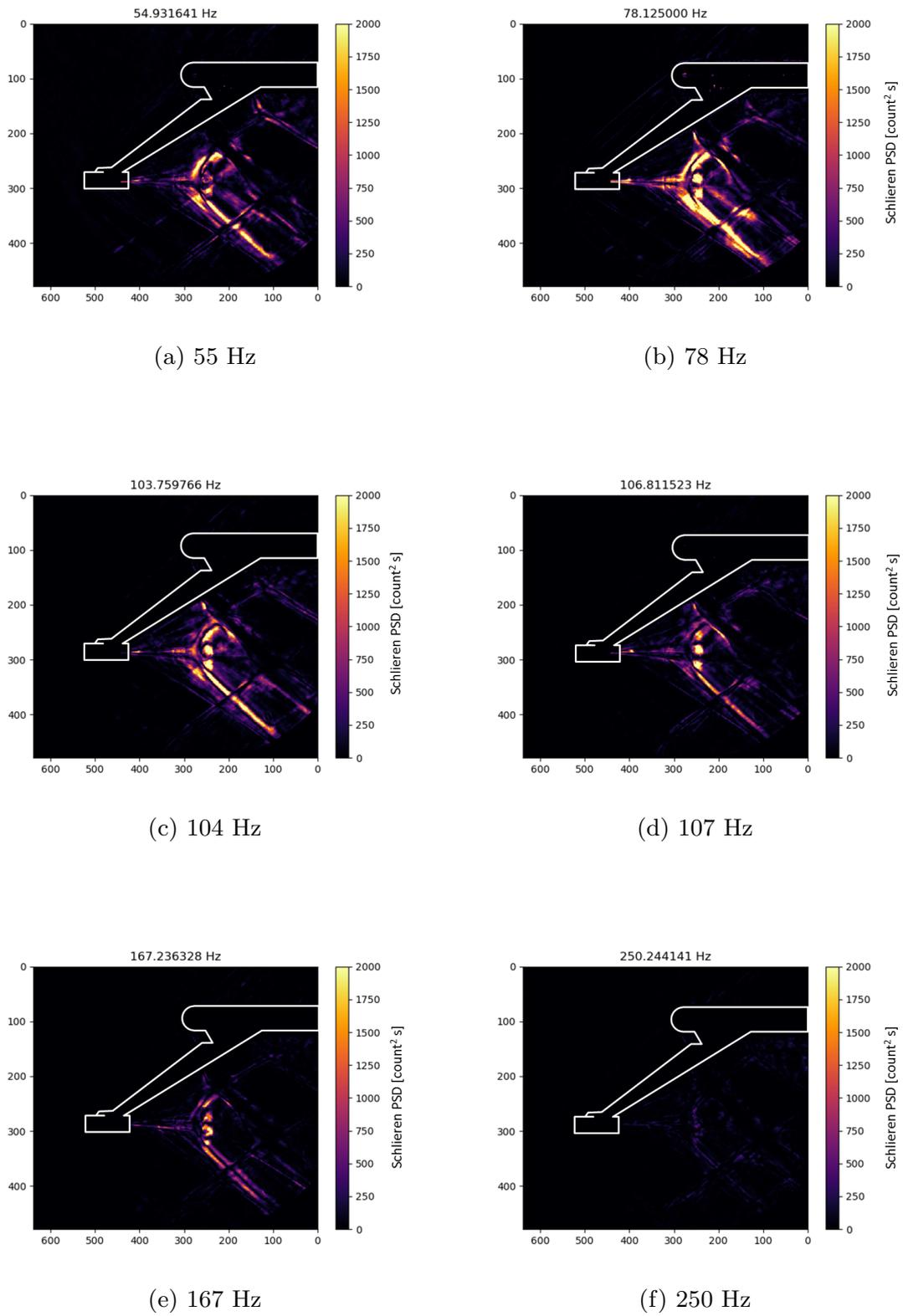


図 3.37: シュリーレン写真のパワースペクトル密度 (CASE-D)

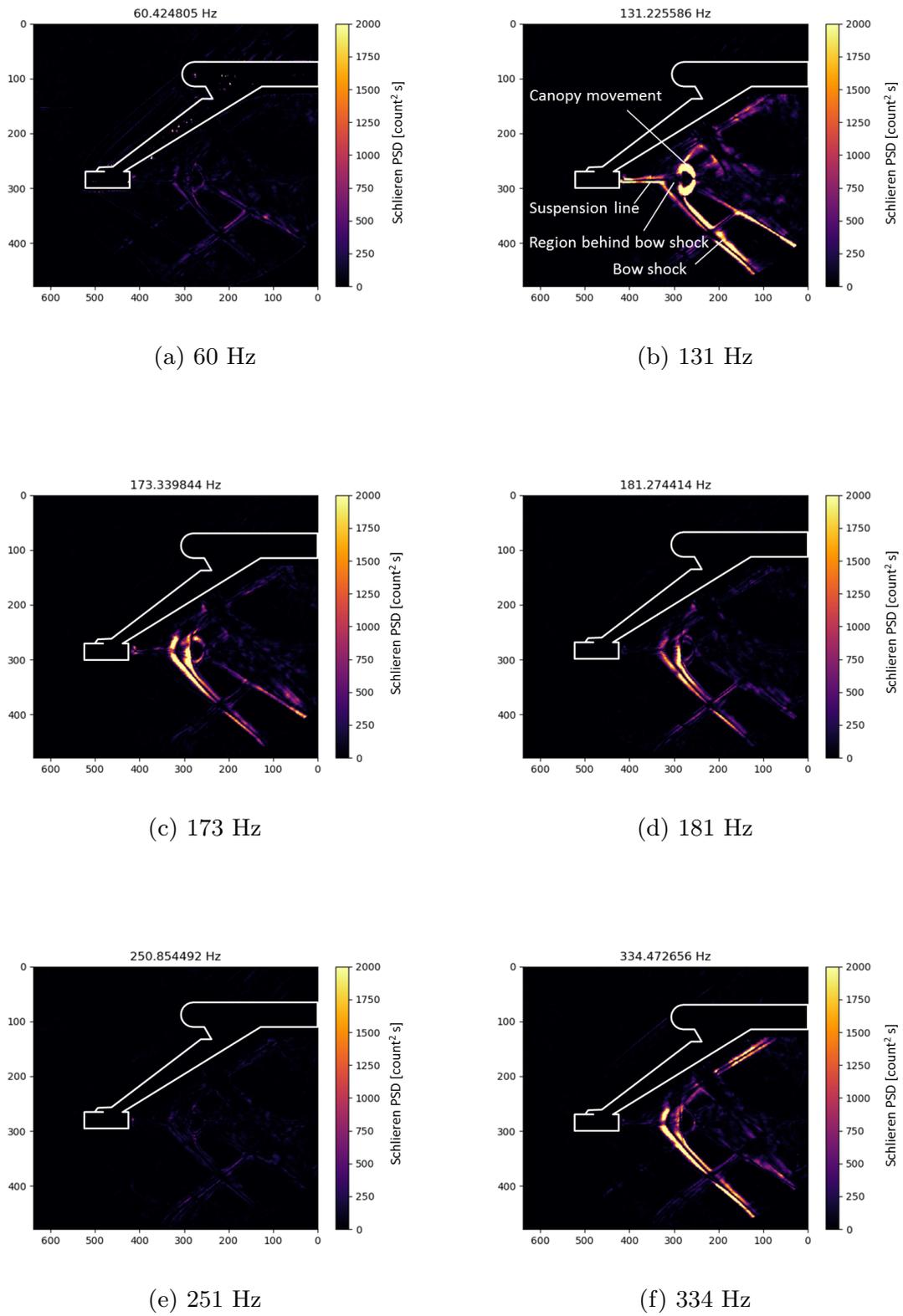


図 3.38: シュリーレン写真のパワースペクトル密度 (CASE-E)

3.5 まとめ

本章では、流体構造連成現象（FSI）を評価するため、周波数解析に基づいて流体と構造を一体的に評価できる解析手法を提案し、超音速パラシュートの風洞試験に適用した。構造側の計測対象として『傘部の運動』を、流体側の計測対象として『衝撃波振動』と『抗力振動』をそれぞれ採用し、周波数解析の観点から流体現象と構造の現象を関連付けて考察を行った。

本実験により得られた主な成果を以下にまとめる。

衝撃波振動及び傘の運動と抗力振動の相互相関について（基準模型 CASE-B）

- 衝撃波振動および傘部運動の振動周波数特性を抗力振動の周波数と比較することで、これらの振動現象には相互に相関があることが実験的に確認された。
- 抗力振動は低周波数モード（110 Hz 近傍）と高周波数モード（240 Hz 近傍）の2つの振動モードの重ね合わせで構成されていることがわかった。これは実機スケールでそれぞれ 0.2 Hz 及び 0.5 Hz に相当する周波数である。
- 周波数モードごとに抗力振動に影響を与えている FSI の性質が異なっていることが確認できた。すなわち、低周波数モードは主にピッチ方向及びヨー方向の傘部運動のみによって生じており、傘部前方の衝撃波の振動は見られない。一方で高周波数モードでは、傘部前方の衝撃波が振動し、この衝撃波振動が全迎角 α_T の振動と連成して抗力振動を誘起していると考えられる。

空気透過率の異なる傘布が振動現象に与える影響について

- 傘布の空気透過性が高いほど抗力係数の平均値は小さい傾向にある。一方で、抗力振動の大きさは空気透過性だけでなく傘布の柔軟性にも影響を受ける可能性が示された。柔軟性が低いと抗力振動が増加し、傘部運動も不安定になる傾向にある。
- 傘布の空気透過性が高いポリエステル製の傘部の場合、抗力振動と傘部運動範囲は極めて小さく、振動周波数の観点から抗力振動と傘部運動の相関は見られなかった。
- 傘部運動がある程度大きい場合は、抗力振動には低周波数モードと高周波数モードが存在するが、傘部運動が大きくなるにつれて低周波数モードが卓越する傾向にある。

以上から、周波数解析に基づく評価手法が柔軟構造モデルの風洞試験に対して有効で

あることが示された。本手法により，超音速パラシュートの抗力振動が衝撃波振動と傘部の運動によって直接誘起されていることが実験によって確認された。また，振動周波数帯によって抗力振動の原因となるFSIが異なるということが新たに判明した。本実験で得られた知見は，従来の計測手法では得られないものであり，本研究で提案した周波数解析に基づいた手法が風洞試験におけるFSIを評価するために有効であることが確認された。

第4章

感温塗料法を用いたエアロシエル 型柔軟模型の空力加熱分布の可 視化

4.1 はじめに

本章では、第 2 章で述べた 2 色法の感温塗料法を衝撃風洞試験の柔軟構造模型へ適用し、極超音速気流中の柔軟構造模型表面に生じる温度分布を評価する。本手法の適用により、局所的な流れ場を反映した壁面温度分布と柔軟模型の変形を同時に取得することが本章の目的である。このような流体と構造双方の情報を反映したデータは機体に作用する空力加熱を予測するためのデータとして重要であるだけでなく、模型変形と局所的な流体现象の相互関係を表す実験データという観点から、FSI のメカニズムを解明する上で重要な役割を果たすことが期待される。本実験により 2 色感温塗料法が柔軟模型に適用できることが確認できれば、将来的に感圧塗料の柔軟構造模型への適用も検討することができる。したがって本実験は、広く分子イメージング手法の柔軟構造模型への適用可能性を検証するための最初の試みであると位置づけられる。

本実験では、風洞試験模型として HIAD (Hypersonic Inflatable Aerodynamic Decelerator) の一種である柔軟エアロシェル模型を用いる。これは薄い布膜面で出来たエアロシェルを飛行中に展開するというコンセプトであり、JAXA によって研究開発が行われている [10, 16, 17, 146]。風洞は名古屋大学の衝撃風洞を用いる。2 色法の感温塗料による表面温度分布の評価に加え、シュリーレン法による流れ場の可視化を行う。

4.2 実験方法

4.2.1 衝撃風洞

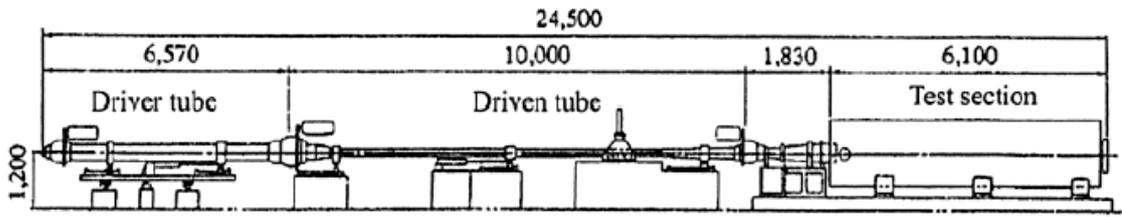
本研究では、名古屋大学航空宇宙工学専攻の衝撃風洞を使用した。図 4.1 に衝撃風洞の概要を示す。本衝撃風洞は反射形衝撃風洞であり、風洞上流から高圧室（駆動筒）、中圧室（二重隔膜部）、低圧室（作動筒）、真空タンク（試験部）の四つの区間に分けられる。中圧部は2枚のアルミ製隔膜（ ϕ 198 mm, 厚さ 1 mm）により、また作動筒と真空タンクの間はセロハン製隔膜により仕切りが設けられる。低圧室の末端には極超音速ノズルが設けられている。出口マッハ数 $M_\infty=8.1$, 出口径 350 mm, スロート径 22.1 mm のラバルノズルである。試験部には、ターンテーブル方式の模型支持台が設けられており、模型の水平面上の位置と主流に対する横滑り角を任意に設定できる。模型迎角 α は 5 deg 毎に、 $-45 \sim +45$ deg まで設定可能だが、本研究においては模型迎角 α を 0 deg に固定している。試験部の両側面には、直径 250 mm の観測窓が設けられており、感温塗料法およびシュリーレン法など光学計測はこの観測窓を用いて行う。駆動・作動気体は空気であり、衝撃風洞運転時には、高圧空気圧縮設備（田邊空気機器製作所製、水冷式スクリュ・ピストン複合式空気圧縮機）と真空排気設備（大阪真空機器製作所製、P450、水冷式油回転真空ポンプ）を使用する。

衝撃風洞初期設定は、風洞上流から、高圧室（駆動筒）を 3.9 MPa (40 kgf/cm²), 中圧室（二重隔膜部）を 2.0 MPa (20 kgf/cm²), 低圧室（作動筒）を大気圧, 真空タンク（試験部）内を 6.7 Pa (0.05 Torr) 程度まで排気する。これにより通風試験時間内で、ラバルノズル出口から十分な不足膨張噴流が生じ、主流静圧 371 Pa (2.78 Torr) の一様流が生成される。総温は直接計測することが出来ないため、文献 [147] で数値計算によって求められた $T_0 = 876$ K とした。一様流の気流条件を表 4.1 に示す。

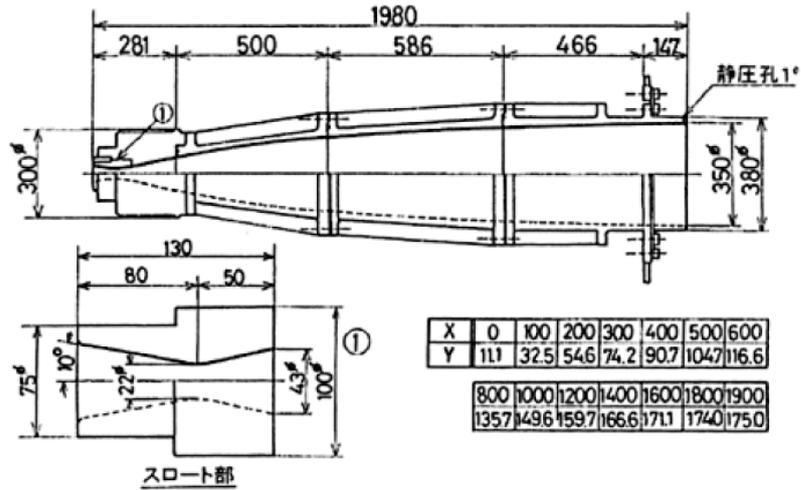
本実験条件では、模型に生じる空力加熱のうち対流加熱が支配的であり、輻射加熱は考慮しない。これは輻射加熱の影響が現れる衝撃層気流温度約 10000 K と比較して本試験気流の総温が十分に小さいためである [148]。

表 4.1: 衝撃風洞試験流条件

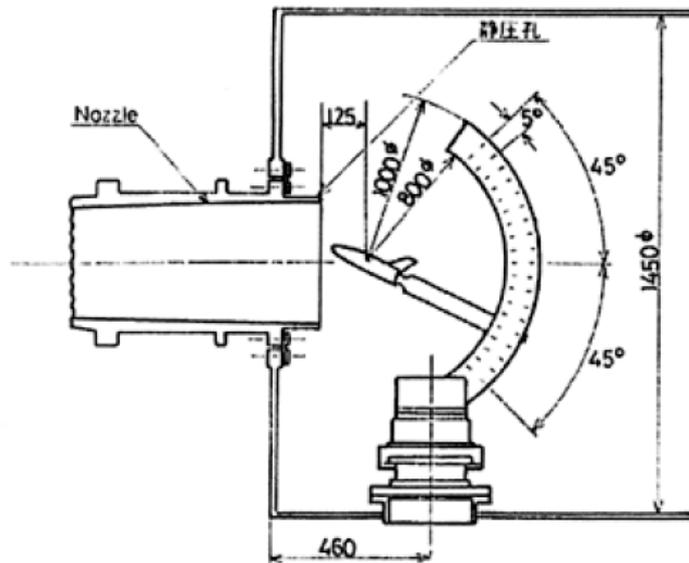
マッハ数 M_∞	総圧 $P_{0\infty}$	総温 $T_{0\infty}$	静圧 P_∞	静温 T_∞
8.1	4.0 MPa	876 K	370.6 Pa	63.7 K



(a) 全体図



(b) ノズル部

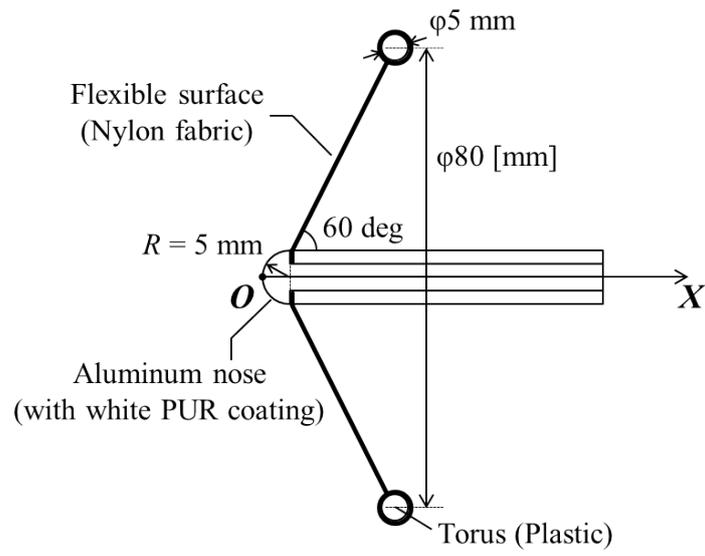


(c) 試験部

図 4.1: 名古屋大学衝撃風洞概要

4.2.2 風洞試験模型

風洞試験模型として、JAXA が開発を進めている膜面展開型エアロシエル形状 [10, 16, 17] を採用する。柔軟構造模型の概要を図 4.2 に示す。本模型は半球型ノーズ部（アルミ製，鈍頭半径 $R = 5 \text{ mm}$ ），布製膜面とプラスチック製トーラス部から成る。トーラスの直径は 80 mm ，トーラスの厚み（直径）は 5 mm である。設計上の布膜面の形状は半頂角 60 deg の円錐形状であり，通風により空気力を受けて変形する。布材は厚み約 $420 \mu\text{m}$ のナイロン布である。膜面は8つのゴアから構成され，円錐形状になるようにミシンによって縫い上げられている。そのため，模型表面にはノーズ部から放射状に縫い目が露出する。模型背面には直径 10 mm の円柱形状の模型支持部があり，この円柱の中心軸を X 軸として定義する。このとき， X 軸は試験気流と同じ方向を正の方向とし，原点はノーズ部の淀み点とした。布膜面はノーズ部と模型支持部で挟み込むように固定する。ノーズ部と布膜面の接面には補強のためシアノアクリレート系瞬間接着剤（東亜合成製 アロンアルファ®）を塗布した。トーラスは布で覆い縫いこむことで固定した。アルミ製のノーズ部は白色ポリウレタン (PUR) 塗料で塗装する。また，模型表面全体に2色 TSP を塗布した。このとき，膜厚は $1 \mu\text{m}$ となる様に塗布量を制御した。布の厚み $420 \mu\text{m}$ に対して塗膜膜厚が十分に小さいため，布の剛性に対する影響はほとんどないと考えられる。布製模型は衝撃風洞のエンディングロードで破壊されるため，熱電対等のセンサによる計測は実施しなかった。



(a) 概要



(b) 外観図

図 4.2: 柔軟構造模型

4.2.3 2色 TSP による表面温度計測

図 4.3 に 2 色 TSP を衝撃風洞試験に適用する場合に使用する計測システムの概要を示す。試験模型は、風洞テストセクション内のスティングに固定し、模型前縁が風洞ノズル出口から 0.1 m の位置にくるように設置した。模型に塗布された TSP 塗膜を励起するため、励起光源（青色発光ダイオード）を風洞内に設置した。このとき、模型表面から光源までの距離を 0.3 m とし、光源は 470 nm ショートパスフィルタを通過して模型の塗膜に照射される。模型表面から発せられる塗膜の発光は風洞窓を介して 2.3.4 節で述べた光学系により検出される。検出器は高速度カメラの CMOS 素子であり、高速度カメラには汎用レンズは装着せず、光学系から入射する光を直接 CMOS 素子面に投影する。高速度カメラは、外部の TTL (Transistor-Transistor Logic) レベルの信号によりトリガを入力する。この TTL 信号は、衝撃風洞運転時に発生する衝撃音をマイクで集音し電気信号に変換した後、遅延パルス発生装置に入力され適切に遅延された状態で出力される。

塗膜の発光強度が小さく、撮影速度を上げると著しく SN 比が低下するため、高速度カメラの撮影速度は 125 fps、露光時間は 8 ms とした。

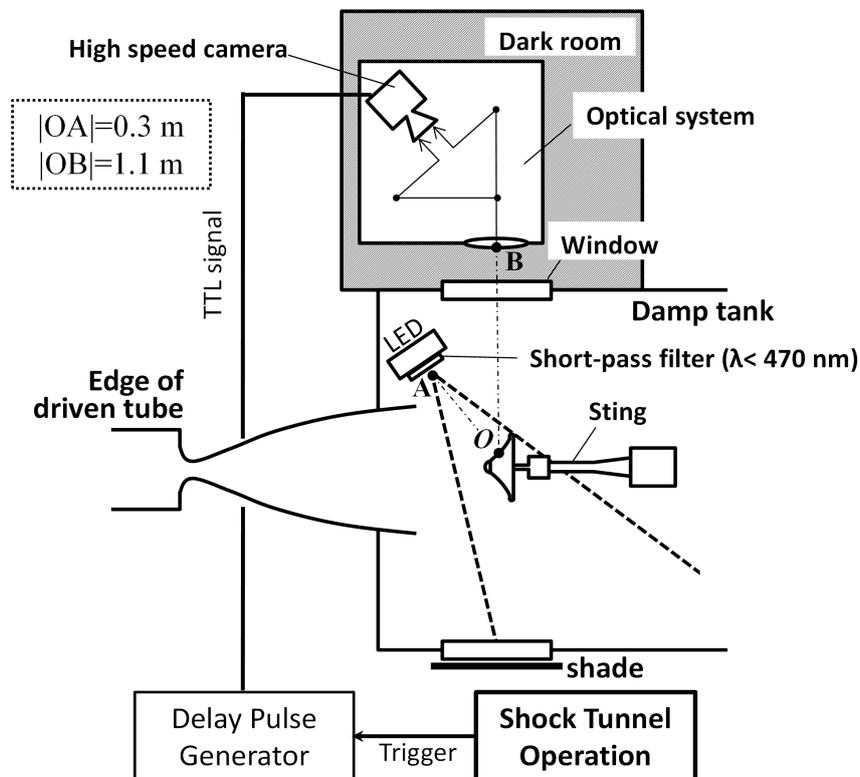


図 4.3: 2色 TSP の計測システム概要

4.3 結果と考察

4.3.1 空気力による柔軟模型の変形

図 4.4 に通風開始から 3 ms のシュリーレン写真を示す。柔軟模型は通風により空気力を受け変形する。変形の過程を概説すると以下のようになる。通風前の無風状態において、模型形状はきれいな傘形状ではなく、布膜面の部分はしわが寄ったような形状をしている（図 4.4a）。通風開始後、まず模型前方に Bow shock が形成され、Bow shock により衝撃波背後の圧力は上昇し、時刻 $t = 1$ ms から空気力により布膜面が変形し始める。トラス部は下流方向に移動を始め、その後、 $t = 3$ ms には空気力と膜面の張力が釣り合うことで傘形状になり、模型形状の展開が完了する。この過程で、布膜面の形状が逐次変化するため模型前方の Bow shock の衝撃波面は時折局所的に波打つような挙動を見せる。

$t = 3$ ms 以降のシュリーレン写真を図 4.5 に示す。模型形状は空気力によって安定するが、トラス部は布膜のみで支持されているため、模型形状が展開し布膜面にテンションがかかった反動によってトラス部は振動を続け、この揺れは $t = 8$ ms まで続く。このとき、トラス部が揺れることによって布膜面の形状も変化するため、Bow shock の離脱距離もわずかに変化する。 $t = 8$ ms 以降は、模型形状はほぼ安定するが依然としてトラス部は小さく振動を続ける。これは、展開後の模型形状の僅かな非対称性に起因する空気力によるものと考えられ、この小さな振動は試験時間全体にわたって継続する。柔軟模型周りに形成される流れ場はほぼ定常であると考えられるが、Bow shock の衝撃波面は全体的にわずかに波打つような変化を示し続ける。これは通風中に続くトラス部の振動によって布膜面の形状が僅かに変化し流れ場に影響を与えているためだと考えられる。実機ではトラス部はガス圧によるインフレーター機構を想定しているため、本試験で用いた PLA 製のトラスよりも変形しやすく固有振動数が低いと思われる。よって、実機のトラス部で生じる振動はより低周波の振動となる可能性がある。

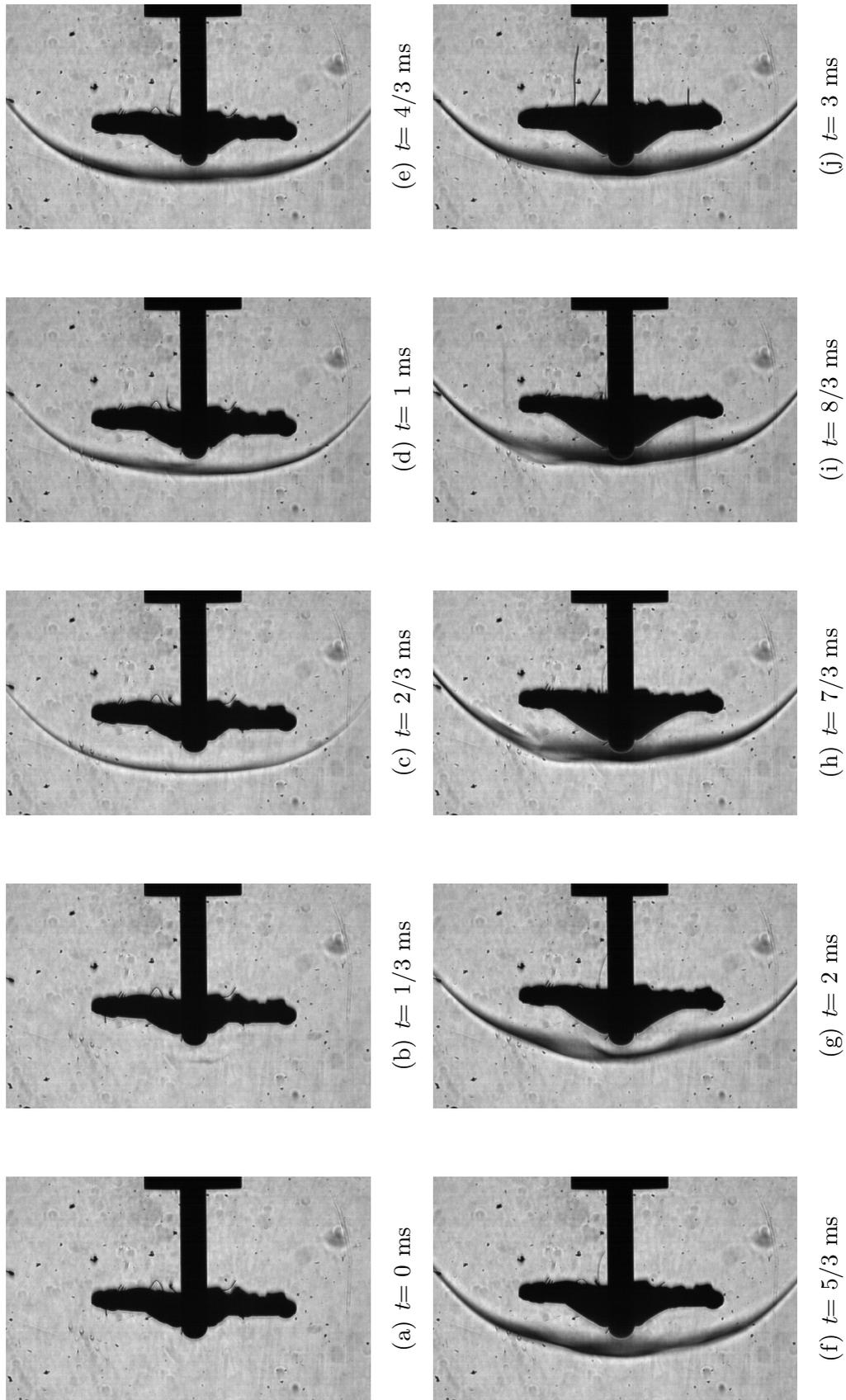


図 4.4: 柔軟模型変形の履歴 (通風開始直後)

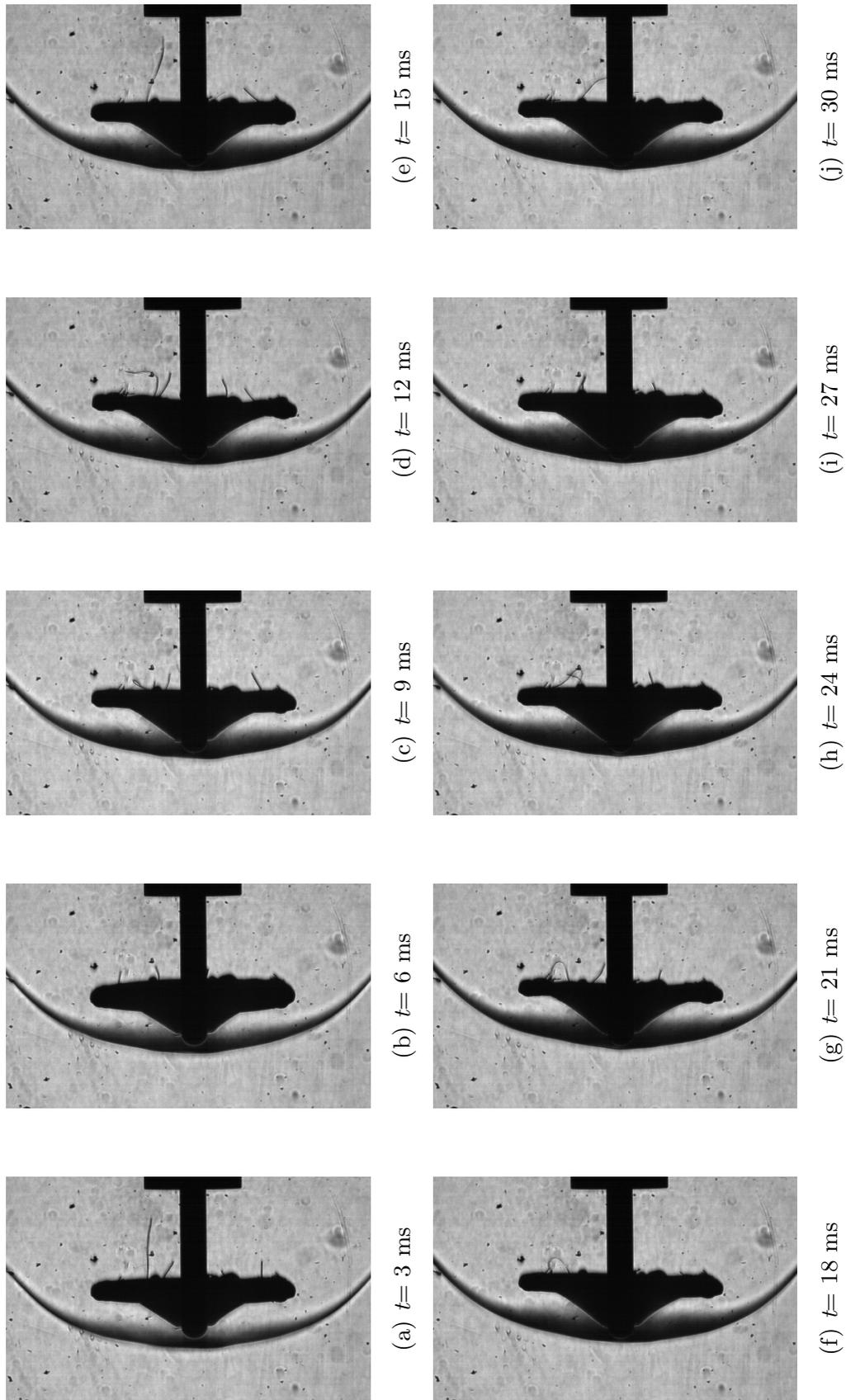


図 4.5: 柔軟模型変形の履歴 (3 - 30 ms)

4.3.2 柔軟模型表面の温度分布

処理前の画像

図 4.6 に高速度カメラの CMOS によって撮影された画像を示す。2.3.4 節で述べたように、光学系を通過した 2 つの像は CMOS 上に向かい合って結像される。図 4.6 では、左側の像が赤色波長帯 I_{RED} の像を、右側の像が緑色波長帯 I_{GREEN} の像を示している。両者を比較すると、 I_{GREEN} の像が I_{RED} のものと比較して暗い。これは検出される像の輝度値が 2.3.3 節で述べた波長帯ごとに検出可能な輝度値の比に依存して決まるためである。 I_{GREEN} の像は I_{RED} の像と比較すると暗いが、後述の図 4.9 に示すように、塗料及び励起光のムラを反映した輝度値分布を呈している。画像上の 2 つの像は、画像解析によって I_{GREEN} の像を反転したのち I_{RED} と重ね合わせ輝度値の比を計算する。これを較正曲線によって温度に変換し、模型表面上の温度分布を得る。

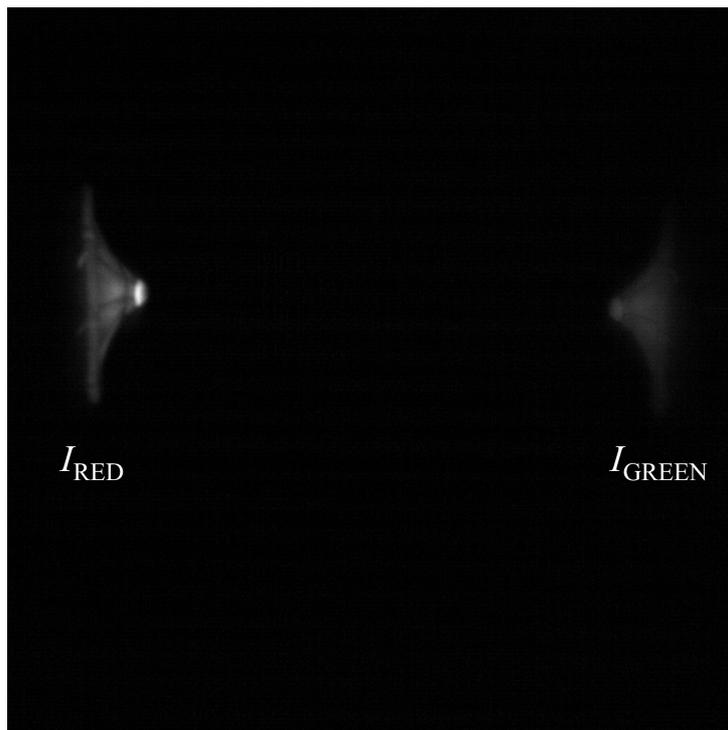


図 4.6: 画像処理前の輝度値分布の例 ($t = 32 \text{ ms}$)

加熱パターンと模型変形について

図 4.7 (下段) に 2 色 TSP 法によって計測された各時刻 ($t = 0 - 40$ ms, 8 ms 毎) の柔軟模型の表面温度分布を示す. また, 模型の形状を比較するため, 同時刻におけるシュリーレン写真を図 4.7 (上段) に示す. 時刻 $t = 0$ ms は無風状態であり, その直後に通風が開始する. まず, 図 4.7 (下段) に着目すると, エアロシェルの布膜面が展開していく様子がよく捉えられており, 図 4.7 (上段) のシュリーレン写真と比較すると, 各時刻における模型形状は定性的によく一致している. 本実験では, TSP 塗膜の発光強度の制約から高速度カメラの露光時間を 8 ms に設定したため, 各時刻の温度分布は 8 ms 間の温度消光の履歴が平均化された情報を表している. 4.3.1 節で述べたように, エアロシェルの展開は通風開始直後の約 3 ms までに完了するので, 時刻 8 ms における温度分布の計測結果は模型が大きく変形する過程を含んでいることに留意する必要がある. 以上から, 2 色 TSP を使用した計測方法によって, 模型表面温度分布が模型変形を捉えていることが確認された.

図 4.7 (下段) の温度分布に着目すると, 表面温度は全体的に時間経過とともに上昇していることがわかる. これは, 空力加熱による布膜面の温度上昇を反映しており, 定性的に妥当な傾向といえる. 表面温度の分布をさらに詳しく見ると, 空力加熱の効果が顕著な領域と加熱の影響が比較的緩やかな領域が存在することがわかる. これらの領域を図 4.8b に示す模式図の通り定義する. 図 4.8b は時刻 $t = 32$ ms における温度分布から作成した. 加熱のパターンは大きく分けて Region A, B, C, D, E の 5 つの領域に分けられる. Region A は剛体の球頭部であり, よどみ点近傍で温度が高く, 下流にいくに従って温度は低くなる. 球頭部の大部分は低い温度の領域が占める. この原因として 2 つの要因が作用している可能性が考えられる. 第一に, Lees [149] によって理論的に与えられた球頭周りの空力加熱率分布と同様の傾向を示していることが考えられる. 第二に, 球頭部と布膜部の接続部近傍で Double cone 模型で生じるような剥離泡が発生し加熱率低減をもたらしている可能性がある. 温度分布全体から見てもこの領域の温度は特に低いが, $M_\infty = 9.45$ の気流で行われた同形状の模型でも, 球頭が受ける空力加熱について同様の傾向がみられた [146]. Region B は, 球頭と布膜面の接続部近傍で高い温度を示す範囲である. さらに下流側では, 温度の低い領域 (Region C) が存在し, そのさらに下流側に温度の高い領域 Region D が存在する. Region C 及び D は, 布膜面がトラス部に向かって広がっている領域であり, シュリーレン写真から布膜面は空気力により弧状の表面形状を呈していることがわかる. また, 球頭部付近を頂点として下流に向かって放射状に延び, 高い温度を示す Region E が存在する. Region B 及び E は, Region C 及び D と同様に布膜面上の温度計測結果を示しているが, その分布は布膜面 (ゴア) 同士の縫い目の位置と一致しており, 縫い目の存在により計測誤差が増大している可能性がある. この影響については次節

で述べる。

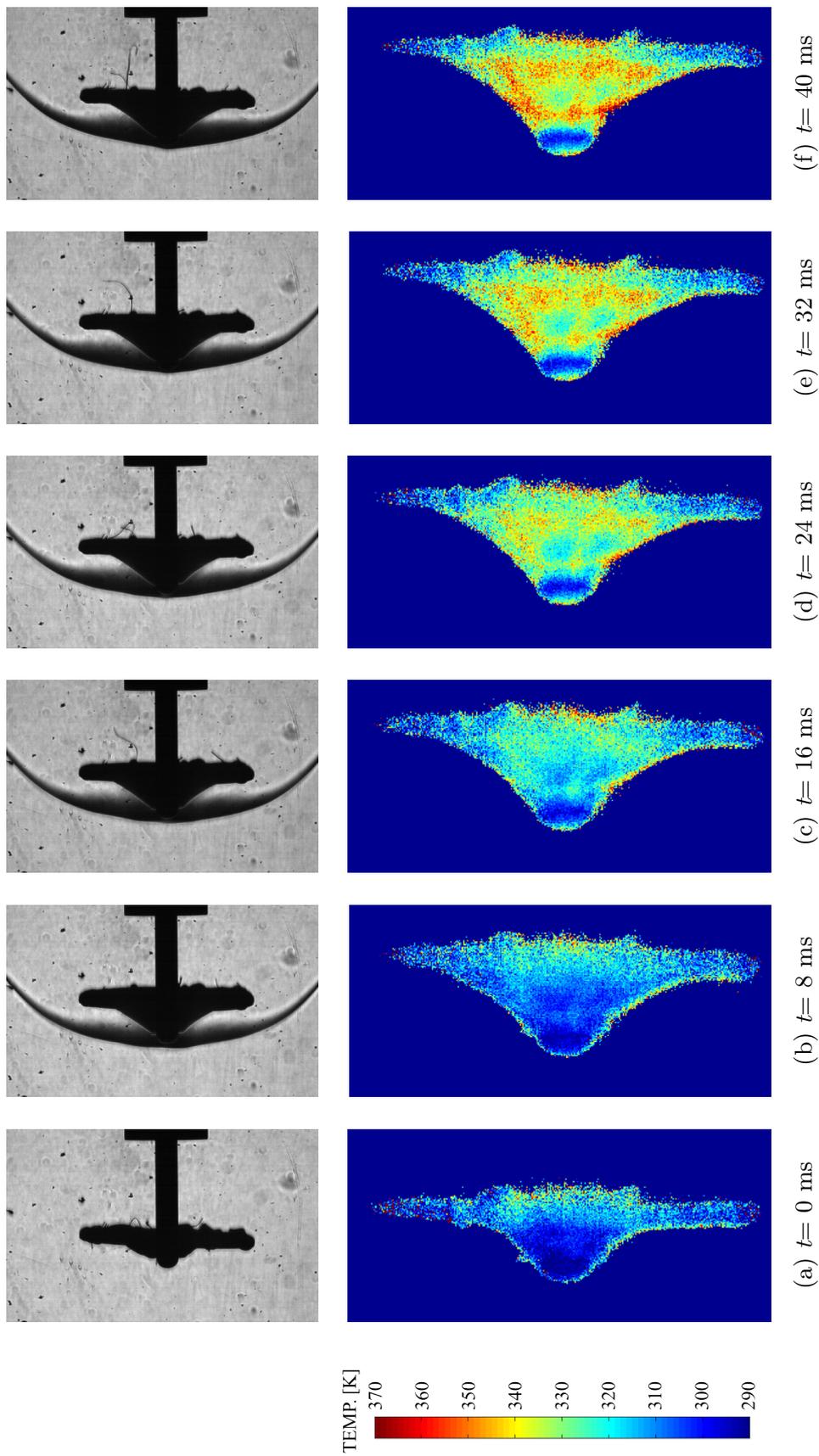


図 4.7: 柔軟模型の変形と膜面温度上昇の履歴 (上段: シュリーレン写真, 下段: TSP による温度計測結果)

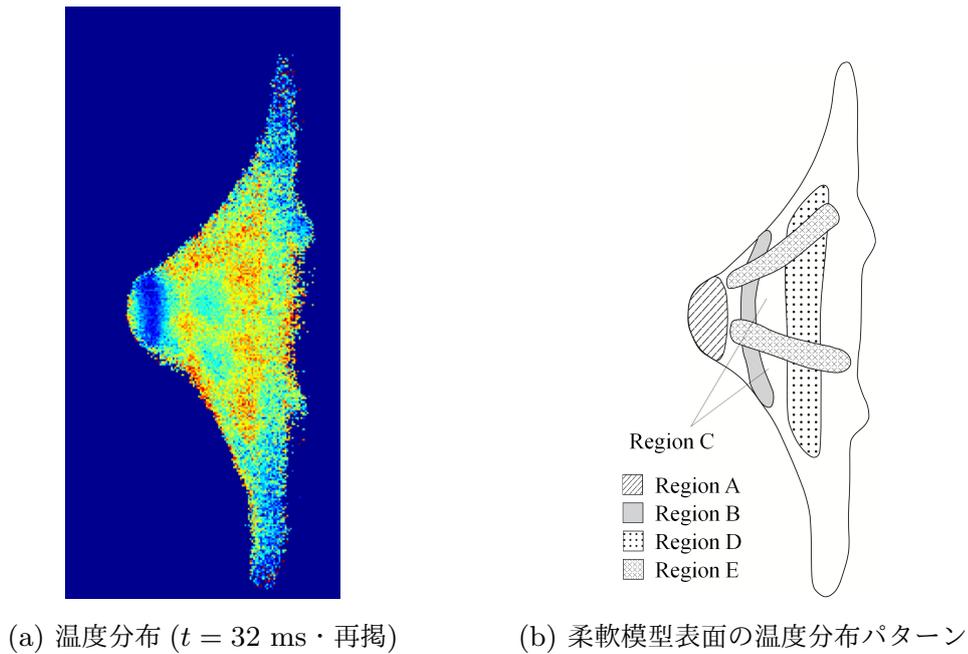


図 4.8: 温度パターンの領域の定義

縫い目の影響について

図 4.9 に、2色 TSP によって取得された赤色及び緑色波長帯の輝度値の分布を示す。 I_{RED} 分布を表す図 4.9a によると、縫い目に相当する個所は通常の布膜面と比較して輝度値が小さく、画像上では線上に分布していることがわかる。一方で、 I_{GREEN} 分布を表す図 4.9b でも縫い目近傍で輝度値の低下がみられるが、輝度値低下領域の境界が比較的不鮮明である。これは、 I_{GREEN} が I_{RED} と比較して小さく SN 比が小さいことから、撮影時のノイズにより画像の鮮明度が低下しているためだと考えられる。これにより縫い目の領域では、 I_{RED} の方が輝度値の低下率が大きいため、比 $I_{\text{RED}}/I_{\text{GREEN}}$ が小さくなり見せかけの温度上昇が生じる。図 4.9 における縫い目と、図 4.8 に示す Region B 及び E を比較すると、確かに両者の位置が一致しており縫い目が存在する領域では高い温度が計測される傾向にあることが確認できる。

輝度値が縫い目で低下する原因として、縫い目の構造が挙げられる。図 4.10 に縫い目近傍の構造の概要を示す。本実験で使用した布製柔軟模型は、8つの布片（ゴア）から裁縫により成形されており、ゴア同士を縫い合わせる際には縫い目が計測面とは逆側に向くように製作した。従って、2色 TSP を塗布する面では縫い目近傍は谷となり、この部分の TSP 塗膜は励起光を受光しにくい状態になる。これによりこの部分の発光強度が低下し、結果的に輝度値分布で低輝度値の線状の領域が発生する。

この温度計測値の誤差は、 I_{RED} と I_{GREEN} の発光強度のアンバランスが原因で生じるため、低輝度値の領域でも計測の精度を担保するためには、両者が同程度の発光

強度を示すように TSP を調整するべきである。本実験で使用した 2 つの色素を混合して作製される TSP では現状として色素間の干渉によって緑色の発光が低下する傾向にあるため、赤色と緑色の発光強度のバランスが取れた TSP の開発が今後の課題である。

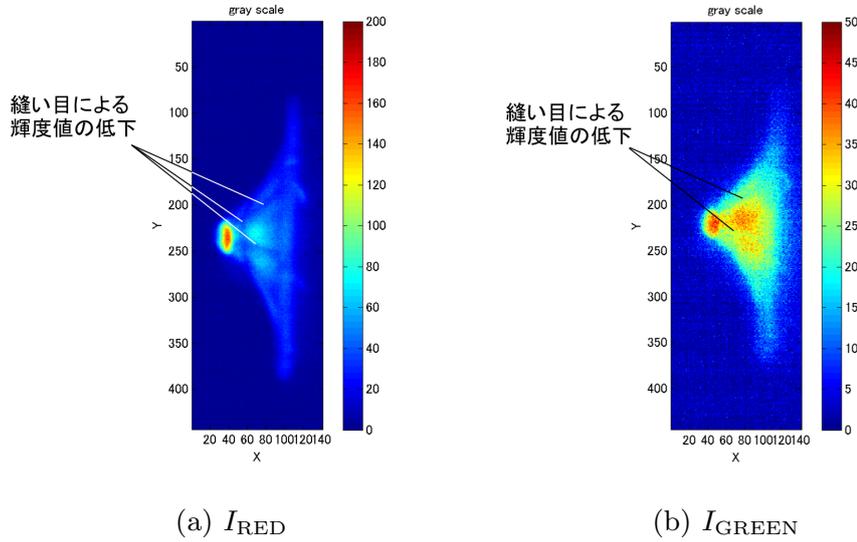


図 4.9: 輝度値分布の例 ($t = 32$ ms)

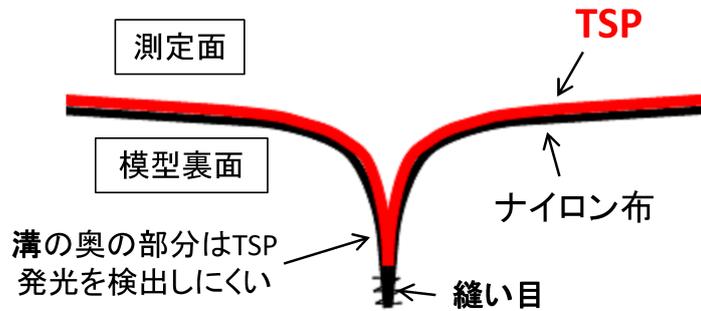


図 4.10: 布の縫い目近傍の構造の概要

模型中心線上の温度分布

画像（投影面）における模型中心線（ X 軸）上の各時刻の温度分布を図 4.11 に示す。図 4.11a に示す通り、時刻 $t = 0$ ms の表面温度においても、計測された温度にばらつきがある。 $X = 0$ mm 近傍では温度が上昇しているように見える。これは赤色の像と緑色の像に色収差によって像の倍率やピントのずれが生じ、画像解析で輝度値を正規化する際に両者間にサブピクセルスケールのズレから生じ、見かけの温度上昇が生じるためである。Region A（球頭部分）では、温度は 290 K 程度を示しており、通風前の初期温度（ $T_{\text{init}} = 288$ K）と比べても妥当な温度を示している。さらに下流には $X = 7.5$ mm を中心に $T = 300$ K を示すピークが存在する。これは、Region B に沿って分布する縫い目の影響であり、無風状態においてもすでに温度の過大評価を引き起こしている。さらにトラス部では、下流に向かうにつれて温度が上昇しているような分布が示されている。トラス部の温度過大評価については、その部分への励起光の照射が十分ではなく、縫い目と同様の理由から計測誤差が生じたものと考えられる。

図 4.11b（時刻 $t = 8$ ms）では、膜面の進展によりトラス部の後縁が $X = 15$ mm から $X = 21$ mm 付近まで移動する。 $X = 7.5$ mm 近傍には依然として縫い目による温度のピークが存在する。また、Region C 及び D に相当する範囲では、トラス部と同様に下流に向かうにしたがって温度が上昇するというトラス部と類似した傾向を示している。これは時刻 $t = 8$ ms の温度分布が、模型形状が大きく変化する過程（露光時間 8 ms のうち約 3 ms 間）を含んでおり、布膜面上の温度分布が模型変形の影響を大きく受けているためだと考えられる。

図 4.11c（時刻 $t = 16$ ms）以降では、 $X = 10 \pm 1$ mm の範囲に低い温度を示す区間（Region C に相当）が生じる。また、 $X = 15 \pm 2$ mm の範囲には比較的温度が高く平坦な分布を示す区間（Region D に相当）が存在する。布膜面部の各 Region（B から D）の温度の時間変化に着目する。Region B では、試験時間を通して縫い目によるピークがみられるが、時間経過による温度上昇も見られる。Region B では時刻 $t = 16 - 32$ ms の 16 ms 間で 20 K 程度温度が上昇している。同様の時間で、Region C では 10 K 程度、Region D では 20 K 程度、それぞれ温度が上昇する。初期温度にばらつきがあるものの、温度上昇の程度から局所的な空力加熱の強弱をある程度見積もることができる。

初期温度のばらつきは、2 色法のいくつかの先行研究でも見られており、Image registration によって除去できる可能性がある [83]。しかしながら、柔軟構造模型では通風状態の模型形状を無風状態で再現することが困難であり Image registration を行うことは難しいため、他の対応策の検討が必要である。

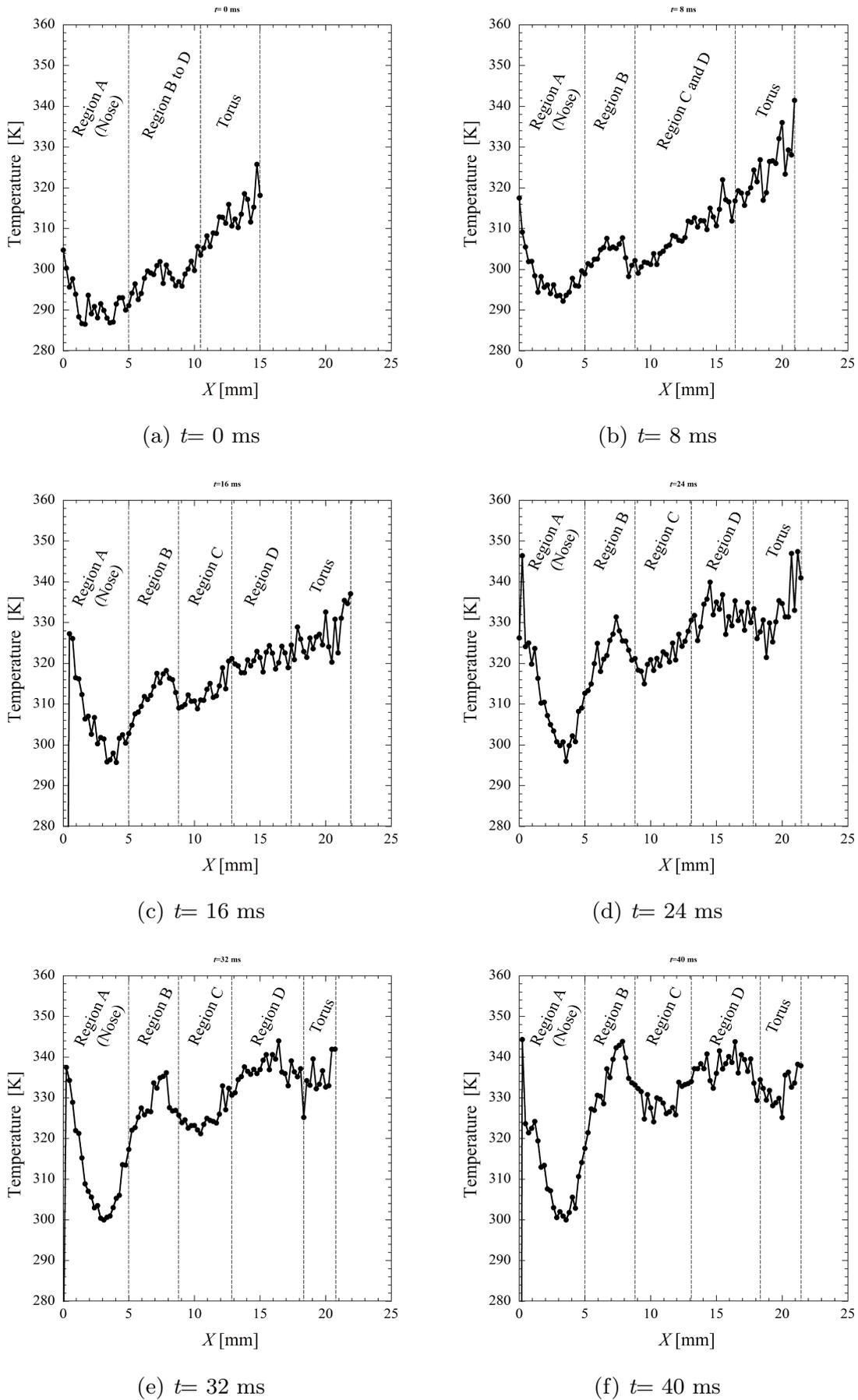


図 4.11: 模型中心線上の各時刻における温度分布

4.4 まとめ

本章では2つの色素（Ruphen と Fluorescein）を用いた2色法の感温塗料（TSP）を柔軟構造を有する布製エアロシエル模型に適用し，衝撃風洞試験における模型への空力加熱の影響を模型表面温度として評価した．

本実験により得られた主な成果を以下にまとめる．

- 作製した感温塗料により，変形する膜面表面の加熱パターンを定性的に可視化することができた．
- 2色 TSP 計測により通風中の柔軟模型の変形を捉えることに成功した．また，その模型形状はシュリーレン可視化法により観測された模型形状と定性的に一致した．これにより，2色 TSP 法によって柔軟模型の表面温度分布計測と逐次的に変化する模型形状を同時に計測可能であることが示された．
- 温度の定量的な評価という観点からは，課題が残された．特に，初期温度にばらつきが見られ，これが温度の定量的な評価を難しくしている．このばらつきは image registration によって除去できる可能性があるが，柔軟構造模型で image registration を行うことは難しいため，他の対応策が必要である．

第 5 章

極超音速気流/Dual Side-jet 空力干渉加熱におけるインジェクタ配置の影響

5.1 はじめに

本章では、複数サイドジェットのうち2つのサイドジェット（以降、Dual injection と呼ぶ）に焦点を絞り、サイドジェットの S/BLI において S/SI が発生する状況を模擬する。S/SI の形態をインジェクタの配置・設置間隔によって制御し、形成された干渉流れ場が誘起する壁面空力加熱分布を調べることで、干渉加熱を抑制するためにインジェクタ配置が満たすべき要件を調査する。基本的なインジェクタ配置として Tandem 及び Parallel 配置を採用し、それぞれの配置でインジェクタの間隔を3段階で変化させる。壁面の空力加熱分布は感温塗料（TSP）法による壁面温度分布から計算したスタント数 St 分布として評価する。同時に、干渉流れ場はシュリーレン法により可視化を行う。また Dual injection の実験を行う前に、本実験条件下において Single injection によって誘起される干渉流れ場及び壁面空力加熱分布を調査し、Dual injection を評価する際の基準として用いる。

5.2 実験方法

5.2.1 衝撃風洞

本実験では、名古屋大学航空宇宙工学専攻の衝撃風洞を使用した。風洞諸元および試験気流条件は4.2.1節を参照のこと。

5.2.2 風洞試験模型とサイドジェット噴射ノズルの配置

本試験で使用した風洞試験模型は球頭円錐模型である。模型の寸法を図5.1に示す。球頭半径 $R = 20$ mm, 全長 $L = 120$ mm, 円錐部の半頂角 $\theta_c = 10$ deg であり, 模型後縁の直径は 76.5 mm である。また, 模型迎角はすべての試験で 0 deg である。模型の内部にはサイドジェット噴射用の空気供給系及びプレナムチャンバが内蔵されており, プレナムチャンバには1つ又は2つのサイドジェット用の音速ノズル(外径 3 mm, 内径 $D = 1.5$ mm の真鍮製の円形パイプ)が接続される。以降, サイドジェット用の音速ノズルのことをインジェクタと呼ぶ。TSP 計測用の白色 PUR 塗料および TSP は, インジェクタ挿入前に模型に塗布されるため, 音速ノズルの断面部(図5.2参照)には TSP は塗布されない。

図5.2に2つのサイドジェットを採用する場合のインジェクタの配置と模型表面に沿って定義された座標系 (X, Y) の概要を示す。座標系の原点は1つ目のインジェクタの位置 SJ1 にとる。SJ1 は模型先端から $L_{SJ1} = 105.2$ mm の位置に固定される。SJ1 は本研究室で過去に実施された先行研究と同じ位置に設置した。この SJ1 の位置は, RCS としてサイドジェットを用いることを想定し, サイドジェット前方に生じる高圧領域を利用してジェット反力増幅係数を増加させること, 及びモーメントアームを大きくしサイドジェットの推力により発生するモーメントを大きくすること, の2点を意図して決定されている [150]。先行研究と同じ SJ1 の条件を用いることで, Single injection による干渉流れ場について CFD や実験による流れ場及び表面圧力計測結果を利用できる [150–152]。また, インジェクタと模型淀み点を結ぶ模型表面上の直線の位置を表すため, 模型の回転角 ϕ を定義する。このとき, X 軸は $\phi = 0$ deg に相当する。2つ目のインジェクタ SJ2 と SJ1 の距離は, SJ1 のインジェクタを基準として原点に固定したまま SJ2 の位置を変化させることで制御する。インジェクタの配置は, 主に”Tandem configuration”と”Parallel configuration”の2種類に分類される。Tandem configuration とは, 主流方向に2つのインジェクタが並ぶ配置であり, インジェクタ同士の間隔は $S_X = 3.36D, 6.72D, 10.1D$ の三段階で変化させた。ここで, D はインジェクタの音速ノズルの内径である。一方で, Parallel configuration とは, 主流に対して垂直な方向(即ち, 模型表面に沿って横方向, Y 軸

上) に2つのインジェクタを並べた配置である。この場合のインジェクタ同士の間隔は $S_Y = 4D, 8D, 12D$ の三段階とした。このときのSJ2の位置を ϕ で表すと、それぞれ $\phi = 9.6, 19.2, 28.8$ deg である。

本研究では、2つのサイドジェットによる空力干渉に加え、比較のため1つのサイドジェットによる空力干渉を調べる。まず基準としてSJ1における1つのサイドジェットによる空力干渉とそれによる空力加熱率分布を調べる。また、Tandem configuration の各インジェクタ配置について、SJ2の位置から1つのサイドジェットを噴射するケースを試験し、サイドジェットが2つ噴射される場合と比較する。

サイドジェットの気体は空気であり、サイドジェット噴射条件のパラメータとしてサイドジェットの総圧 P_{0j} を採用した。 $P_{0j} = 0.71$ MPa で常に一定となるように風洞外部の調圧弁を用いて制御した。このとき、インジェクタのノズル出口圧力 P_{ej} と試験気流静圧 P_∞ の比は $NPR = 1.01 \times 10^3$ である。このサイドジェットの噴射条件は栗田ら [151] によって定められた条件であり、本研究と同形状の模型を用いて、1つのサイドジェットによる干渉流れ場と模型表面圧力が既に実験的に調べられている。 P_{0j} はインジェクタの数に依らず一定とした。したがって、気流中に噴射されるサイドジェットの質量流量は、インジェクタが1つの場合に比べて、2つの場合には2倍になる。

5.2.3 シュリーレン可視化法

干渉流れ場を観察するため、シュリーレン法を用いて衝撃波を可視化した。図5.3に本実験で用いたシュリーレン光学系の概要を示す。光学系は、2つの凹面鏡（焦点距離 $f = 2560$ mm, 3300 mm）、光源（溝尻光学工業所製キセノン光源装置、1500 W）、ナイフエッジ、高速度カメラから構成されている。高速度カメラはTSP法で用いたものを使用し、撮影のタイミングは5.2.4節で述べる計測システムを用いて風洞運転と同期した。このとき、撮影速度は3000 fps、露光時間は1/14000 sとした。

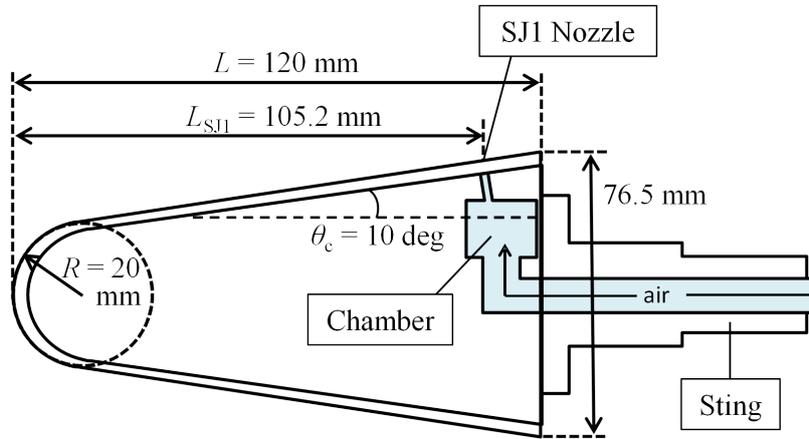


図 5.1: 風洞試験模型の寸法

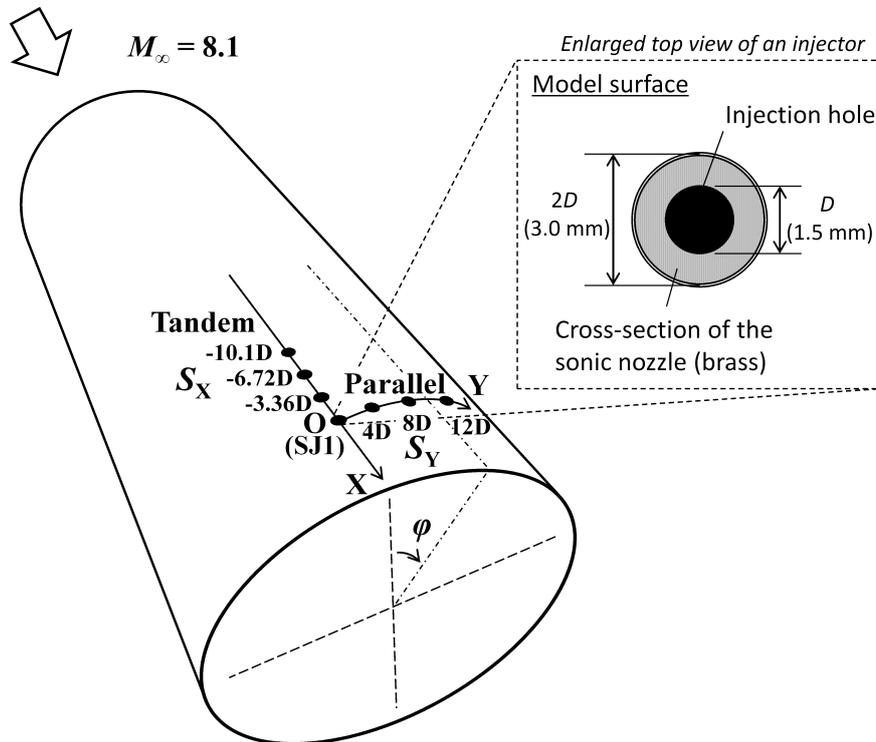


図 5.2: 模型表面の座標系とインジェクタの配置

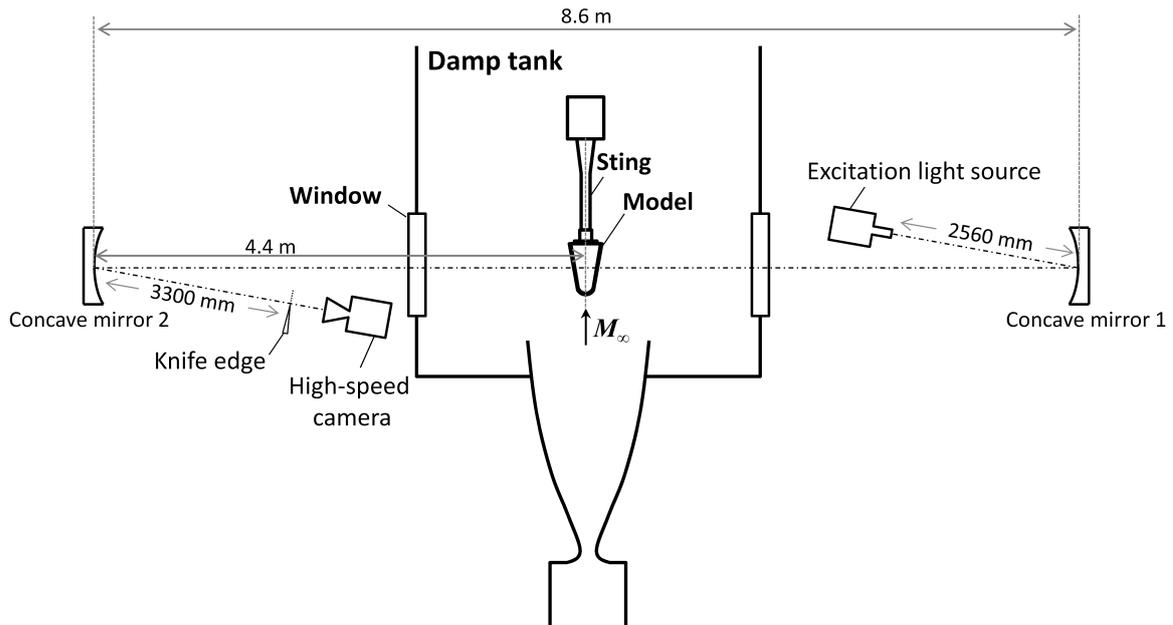


図 5.3: シュリーレン光学系の概要

5.2.4 感温塗料法の計測システム

図 5.4 に感温塗料法計測時の計測システムの概要を示す。試験模型は、その後端をダンプタンク内の $\phi 23$ mm のスティングに固定し、その先端が衝撃風洞の極超音速ノズル出口から約 0.1 m となるように調整した。サイドジェット噴射のための空気圧は、風洞外部のタンクから供給され、調圧弁で調整される。サイドジェットの噴射の有無は、スティングポッドに設置されたソレノイドバルブで制御する。サイドジェット噴射及び高速度カメラによる計測は風洞運転と同期して行う。衝撃風洞のダイヤフラムの破膜音をマイクで収録・増幅し、その信号を遅延パルス発生器に入力する。この装置を起点として高速度カメラおよびリレー装置に TTL レベルのパルス信号が送られる。高速度カメラはこの TTL 信号により録画を開始する。また、リレー装置に入力された信号により風洞スティングポッドに設置されたソレノイドバルブが開くことでサイドジェットが噴射される。TSP 法の実験システムのうち、励起光源の青色 LED はダンプタンク内に設置した。このとき模型表面との距離は約 $|OA| = 0.3$ m である。模型表面の TSP 塗膜から発せられる燐光を検出する高速度カメラはダンプタンクの外部の暗室に設置した。このとき、模型とカメラの距離は $|OB| = 1.1$ m である。高速度カメラには SIGMA 社製の単焦点レンズ ($f = 85$ mm, F1.4) を装着し、レンズの前方にはロングパスフィルタ ($\lambda > 580$ nm) を設置することで燐光以外の光が検出されないようにした。高速度カメラのトリガモードはセンタートリガとし、通風開始直前の状態を基準状態とした。模型は通風に伴う空気力でわずかにその位置が変

化するが、本システムでは模型位置変化の大きさは画像上で 1 pixel 未満であり、計測される空力加熱率への影響は十分に小さい (B.1.4 節参照)。

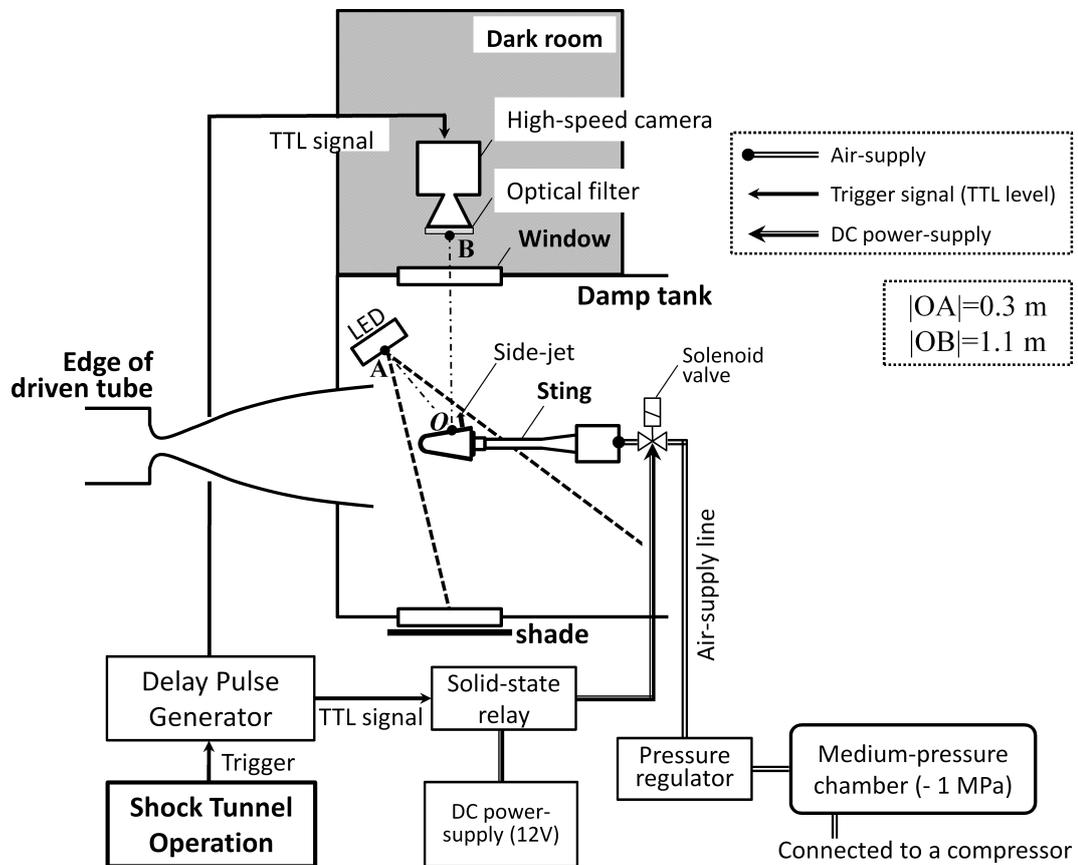


図 5.4: 感温塗料法の計測システム概要

5.2.5 熱電対計測

空力加熱率計測に、MULLER 社製の同軸熱電対 MCT19 を用いた。センサ測定部は直径 1.9 mm の円柱形状であり、全長 26 mm である。材質は Chromel/Constantan (Type E) である。また、応答時間は $3\mu\text{s}$ であり、サンプリング周波数は 100kHz とした。熱電対の計測用のアンプとして、共和電業製のシグナルコンディショナー (CDV-900A) を直流アンプモードで使用した。ゲインは 1000 倍とし、内蔵ローパスフィルタは 10 kHz とした。熱電対のデータ収録装置として、Scope Corder DL-750 (横河電機製) を使用し、5.2.4 節で述べたトリガ信号を用いて収録のタイミングを制御した。熱電対は模型にあけられた $\phi 1.9$ mm の穴に挿入し接着剤で固定することで、模型表面に Flush-mount した。

熱電対は X 軸上の円錐部及び淀み点に設置した。円錐部の設置位置はそれぞれ、

$X/D = -50, -43.3, -36.7, -30, -23.3, -16.7, -3.3, 3.3$ である。ただし，使用可能なシグナルコンディショナーの数の制約から，一度の通風で使用可能な熱電対は3つであり，そのうち1つは淀み点加熱率の計測に使用したため，一度の通風で計測可能な円錐部のデータは2点である。よって，熱電対計測は合わせて6回の通風を行い，このうち $X/D = -36.7$ 及び -3.3 の計測は2回行った。

5.2.6 空力加熱率の評価方法

壁面表面熱流束の計算法

本項では，TSP または熱電対によって計測した模型表面温度の履歴から熱流束を計算する方法について説明する。この方法は，参考文献 [153, 154] で温度履歴から空力加熱率を計算する際に用いられた方法である。まず前提として，模型の壁面および熱伝導現象は以下の条件を満たすと仮定する。

仮定

1. 物体表面に対して垂直方向のみの熱伝導を考慮する（1次元熱伝導の仮定）
2. 考慮する時間に対して壁は十分に厚く，半無限物体と考えられる。
3. センサ部 (ρ_p, c_p, k_p)，壁母材 (ρ_b, c_b, k_b) の熱物性値は一樣で，かつ温度に依存せず一定である。
4. センサ部は十分薄く，その存在が壁母材表面の温度変化に影響を与えない。

以上の仮定を満たす壁面の熱伝導は，式 (5.1) に示す1次元の熱伝導方程式で記述できる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k}{\rho c} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (5.1)$$

ここで，壁面における熱流束を考えると壁面における境界条件は以下のようになる。

$$\dot{q}_w(t) = -k \frac{\partial T}{\partial x} \quad (x = 0) \quad (5.2)$$

また，壁の無限遠方の境界条件は以下のようになる。

$$T = 0 \quad (x = \infty) \quad (5.3)$$

さらに，初期条件は以下のとおりである。

$$T|_{t=0} = 0 \quad (x = 0) \quad (5.4)$$

これらの境界条件を用いて式 (5.1) を解くと、壁面温度は時間の関数として以下のように表すことができる。

$$T_w(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\sqrt{\rho ck}} \int_0^t \frac{\dot{q}_w(\tau)}{(t-\tau)^{1/2}} d\tau \quad (5.5)$$

したがって、壁面の熱流束は時間 t の関数として以下のように表せる。

$$\dot{q}_w(t) = \sqrt{\frac{\rho ck}{\pi}} \left[\frac{T_w(t)}{\sqrt{t}} + \frac{1}{2} \int_0^t \frac{T_w(t) - T_w(\tau)}{(t-\tau)^{3/2}} d\tau \right] \quad (5.6)$$

式 (5.6) は、 $t = \tau$ で不定形となり積分できない。そこで Cook & Felderman [155] による、離散化したデータ間が線形であると仮定する方法を用いる。これにより式 (5.6) は以下のように表せる。

$$\dot{q}_w(t) = \sqrt{\frac{\rho ck}{\pi}} \left[\frac{T_w(t_n)}{\sqrt{t_n}} + \sum_{i=1}^{n-1} \left\{ \frac{T_w(t_n) - T_w(t_i)}{(t_n - t_i)^{1/2}} - \frac{T_w(t_n) - T_w(t_{i-1})}{(t_n - t_{i-1})^{1/2}} + 2 \frac{T_w(t_n) - T_w(t_{i-1})}{(t_n - t_i)^{1/2} + (t_n - t_{i-1})^{1/2}} \right\} + \frac{T_w(t_n) - T_w(t_{n-1})}{\sqrt{\Delta t}} \right] \quad (5.7)$$

式 (5.7) に初期条件を $t_0 = 0$, $T_w(t_0)$ として適用すると、最終的に以下のように記述できる。

$$\dot{q}_w(t) = 2\sqrt{\frac{\rho ck}{\pi}} \sum_{i=1}^m \frac{T_w(t_i) - T_w(t_{i-1})}{(t_m - t_i)^{1/2} + (t_m - t_{i-1})^{1/2}} \quad (5.8)$$

本研究では式 (5.8) を用いて、TSP および熱電対で計測した温度データから熱流束値を計算する。

図 5.5 に示す通風中の温度上昇の履歴から式 (5.8) を用いて計算した空力加熱率を図 5.6 に示す。淀み点と $X/D = -23.3$ に設置された熱電対による計測値が示されている。風洞総圧が 4 MPa となる時刻に達すると、淀み点の空力加熱率がほぼ一定となっている時間が約 20 ms 間存在する。よって、この時間では一様流が静定していると考えられる。空力加熱率の計測値は、風洞総圧が 4 MPa となる時刻から 10 ms 間の平均値として計算した。空力加熱率の時間履歴には高周波の振動波形がみられるが、これは温度履歴に含まれる微小な温度変動が式 (5.8) の計算によって数値的に増大されたものである。図 5.6 に示した理論値は、本実験の気流条件で Fay&Riddell の淀み

点空力加熱推算式 (式 (5.17)) により計算した推算値である。 $X/D = -23.3$ の熱電対のデータはよどみ点と比べて温度上昇が小さく空力加熱率も小さいため SN 比が小さいが、 ± 5 ms の移動平均を適用した温度履歴から計算した値をみると空力加熱率が上昇していることがわかる。

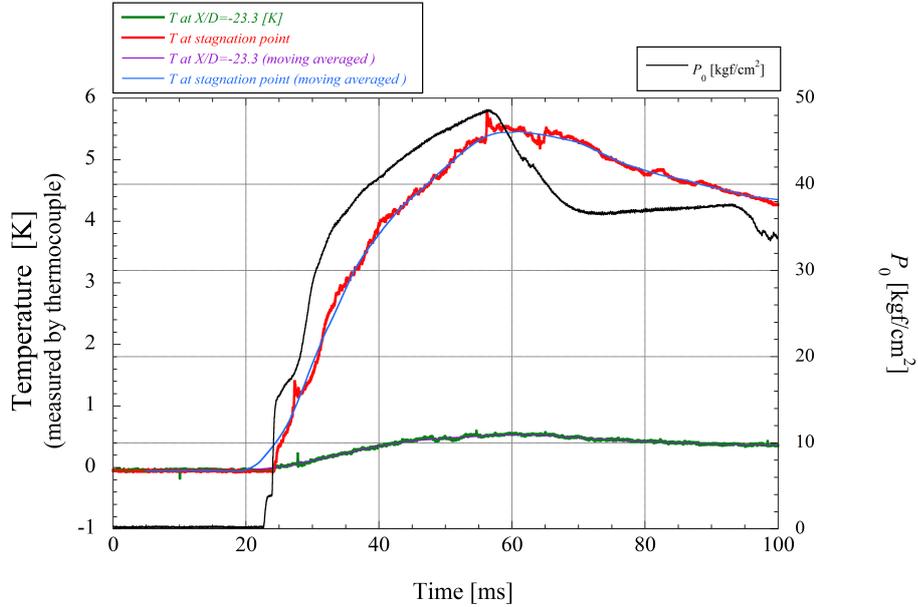


図 5.5: 風洞試験における温度履歴 (熱電対計測)

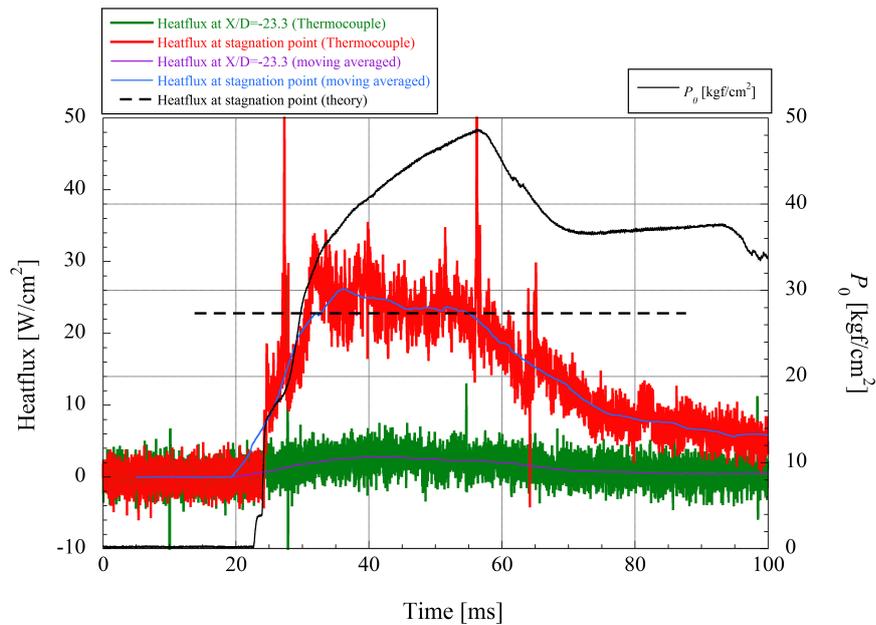


図 5.6: 温度履歴から計算された空力加熱率

PUR 塗料の熱物性値の決定

壁面の熱物性値は熱浸透率 $\sqrt{\rho ck}$ として、温度履歴から熱流束値を計算する際に必要となる。熱流束値の計算結果に大きく影響を及ぼすため、壁面材料の熱物性値を正確に計測することが重要である。そこで研究では模型表面に塗布された白色PUR塗膜の熱物性値（密度 ρ 、比熱容量 c 、熱拡散率 α ）をそれぞれ求めた。密度及び熱拡散率の測定は外部企業に依頼した。また、比熱容量に関しては名古屋大学ナショナルコンポジットセンターの示差走査熱量測定（Differential scanning calorimetry, DSC）装置により計測した。計測された熱物性値および評価方法の一覧を表5.1に示す。またこれらの熱物性値から計算された熱浸透率を示す。本研究では、熱伝導率 k の代わりに熱拡散率 α を用いて計算を行った。熱伝導率 k と熱拡散率 α の関係は ρ と c を用いて式(5.9)のように書けるので、熱浸透率は $\rho c \alpha^{1/2}$ で求められる。

$$\alpha = \frac{k}{\rho c} \quad (5.9)$$

表 5.1: 白色 PUR 塗料の熱物性値一覧

Parameter	Value	Error [%]	Method
Density, ρ [kg m^{-3}]	1.02×10^3	5	Pycnometer method
Specific heat capacity, c [$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$]	1.45×10^3	6	Differential scanning calorimetry
Thermal diffusivity, α [$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$]	1.36×10^{-7}	5	Periodic heating method
Thermal effusivity $\rho c \alpha^{1/2}$ [$\text{J} / (\text{m}^2 \text{s}^{1/2} \text{K})$]	5.44×10^2	8.2	

スタントン数 St の定義

空力加熱率の影響を評価するパラメータとしてスタントン数 St を採用する．本実験で使用する St は Abgrall ら [156] によって式 (5.10) のように定義されており，Gülhan ら [157] によってサイドジェットによる空力干渉加熱の評価に用いられている．

$$St = \frac{\dot{q}_w}{\rho_\infty U_\infty c_{p,\text{air}} (T_0 - T_w)} \quad (5.10)$$

理論値の計算法

TSP により計測した加熱率の妥当性を検証するため，本実験の通風条件からサイドジェットを噴射しない条件下での球頭円錐模型表面の加熱率の理論値を求めた．球頭円錐模型表面の空力加熱率は Lees [149] によって定式化されており，淀み点熱流束に対する比として求められる．円錐部の Lees の式を式 (5.11) から式 (5.15) に示す．

$$\frac{\dot{q}_w}{(\dot{q}_w)_0} = A(\theta_c) \frac{s'/R}{[B(\theta_c) + (s'/R)^3]^{1/2}} \quad (5.11)$$

ただし，

$$\frac{s'}{R} = \cot \theta_c + \left[\frac{s}{R} - (\pi/2 - \theta_c) \right] \quad (5.12)$$

$$A(\theta_c) = \frac{\sqrt{3}}{2} \left[\left(1 - \frac{1}{\gamma_\infty M_\infty^2} \right) \sin^2 \theta_c + \frac{1}{\gamma_\infty M_\infty^2} \right]^{1/2} \sqrt{\frac{\pi}{2} - \theta_c} \quad (5.13)$$

$$B(\theta_c) = \frac{3/16}{\sin^2 \theta_c \left[\left(1 - \frac{1}{\gamma_\infty M_\infty^2} \right) \sin^2 \theta_c + \frac{1}{\gamma_\infty M_\infty^2} \right]} \times \left[\frac{D(\theta_c)}{\theta} \right]_{\theta=(\pi/2)-\theta_c} - \cot^3 \theta_c \quad (5.14)$$

$$D(\theta) = \left(\frac{1}{\gamma_\infty M_\infty^2} \right) \left(\theta^2 - \frac{\theta \sin 4\theta}{2} + \frac{1 - \cos 4\theta}{8} \right) + \frac{4}{\gamma_\infty M_\infty^2} \left(\theta^2 - \theta \sin 2\theta + \frac{1 - \cos 2\theta}{2} \right) \quad (5.15)$$

ここで， s は模型表面に沿った淀み点からの距離， s' は円錐部の仮想的な頂点からの距離， θ_c は円錐部の半頂角， R は球頭部の半径， \dot{q}_w は壁面熱流束， $(\dot{q}_w)_0$ は淀み点における壁面熱流束である．

球頭部の空力加熱率分布も同様に Lees により与えられている．これを式 (5.16) に

示す.

$$\frac{\dot{q}_w}{(\dot{q}_w)_0} = \frac{(1/2)\phi_{\text{nose}} \sin \phi_{\text{nose}} [\cos^2 \phi_{\text{nose}} + (1/\gamma_\infty M_\infty^2) \sin^2 \phi_{\text{nose}}]}{\left[\int_0^{\phi_{\text{nose}}} \phi_{\text{nose}} \sin^2 \phi_{\text{nose}} [\cos^2 \phi_{\text{nose}} + (1/\gamma_\infty M_\infty^2) \sin^2 \phi_{\text{nose}}] d\phi_{\text{nose}} \right]^{1/2}} \quad (5.16)$$

ここで, ϕ_{nose} は球頭中心と淀み点を通る直線を $\phi_{\text{nose}} = 0 \text{ deg}$ としたときの球頭表面と球頭中心を通る直線がなす角である.

Lees の式は, 淀み点熱流束の比として熱流束分布を与えるため, 別の式を用いて淀み点熱流束値を求めた. 本研究では式 (5.17) に示す Fay&Riddell の推算式 [158] を使用した.

$$(\dot{q}_w)_0 = 0.57 Pr^{-0.6} (\rho_e \mu_e)^{0.4} (\rho_w \mu_w)^{0.1} \times \sqrt{\left(\frac{d\mu_e}{dx} \right)_s} (h_{0e} - h_w) \quad (5.17)$$

さらに, St を計算するためには壁面温度の情報が必要である. Lees の式では壁面温度は与えられないので, 式 (5.20) を用いて Lees の式による表面熱流束が入力された場合の壁面温度を求めた. この式により半無限壁内の 1 次元熱伝導を仮定した際に壁面に一定の熱流束 \dot{q}_s が入力された場合の壁面の温度変化の履歴を求めることができる. 式 (5.20) は式 (5.5) から以下のように導出できる.

入力される熱流束が一定と見なせるとき, $\dot{q}_w(\tau) = \dot{q}_s = \text{一定}$ より, 式 (5.5) は以下のように書ける.

$$T_w(t) = \frac{\dot{q}_s}{\sqrt{\pi} \sqrt{\rho c k}} \int_0^t \frac{1}{(t-\tau)^{1/2}} d\tau \quad (5.18)$$

右辺の定積分は容易に計算でき,

$$\int_0^t \frac{1}{(t-\tau)^{1/2}} d\tau = -2 \left[(t-\tau)^{1/2} \right]_0^t = 2\sqrt{t} \quad (5.19)$$

式 (5.18) は初期状態からの温度変化を表しているので, 任意の初期温度を T_i とすれば, 一定の熱流束 \dot{q}_s による壁面温度 T_s は時間の関数として以下のように書ける.

$$T_s(t) = T_i + \frac{2\dot{q}_s \sqrt{t}}{\sqrt{\pi} \sqrt{\rho c k}} \quad (5.20)$$

計算される壁面温度は壁面の熱物性値 $\sqrt{\rho c k}$ によって変化する. 本実験では風洞試験模型に使用した PUR 塗料の熱物性値 (表 5.1 参照) を使用した.

5.3 結果と考察

本節では、まずサイドジェットを噴射しない場合について、感温塗料法、熱電対及び理論式によってそれぞれ求めた St 数の比較を行い、感温塗料計測の結果の妥当性を評価する。次に、1つのサイドジェット (Single injection) によって形成される流れ場とそれに起因する模型表面の干渉加熱分布について述べ、干渉流れ場と加熱率の関係性について説明する。最後に、Tandem 及び Parallel configuration を扱い、2つのインジェクタの配置・設置間隔が干渉流れ場と表面加熱率分布に与える影響について述べる。

5.3.1 X 軸上のスタントン数分布の妥当性

球頭円錐模型を使用して行った通風試験のうちサイドジェットを噴射しない試験条件 (SJ:OFF) について、TSP 計測に加え熱電対による加熱率計測および Lees により与えられた球頭円錐周りの空力加熱率の理論解析を実施した。これらのデータを使用して TSP による St 計測の妥当性を検証する。図 5.7 に、SJ:OFF 条件における模型中心線 (X 軸) 上の St 分布を示す。実線が TSP 法の計測結果を、青丸 ● で示されたプロットが熱電対の計測結果を、緑色の太い鎖線が Lees の式による理論値を、それぞれ示している。また、TSP のデータの上下端に引かれている赤色破線は、TSP データの誤差の範囲を示しており、カメラのショットノイズによる誤差 ($\pm 1\sigma$)、PUR 塗料の熱物性値の不確定性、試験気流のばらつきによる影響を含んでいる。TSP データの中央の赤色鎖線は、TSP データの平均値を表している。TSP 計測における誤差要因については、付録 B で詳しく述べる。

TSP のデータに着目すると、主としてショットノイズの影響を受けて平均値から概ね $St = \pm 3 \times 10^{-4}$ の範囲でばらついている。平均値は $X/D = -50$ において $St = 8 \times 10^{-4}$ であり、 X/D の増加に従い St は低減していく傾向にある。減少幅は $-50 < X/D < -3$ の範囲で $\Delta St = 2 \times 10^{-4}$ 程度である。さらに下流の $X/D > 4$ の範囲では $X/D < 4$ と比較して St が大きくなっている。これはサイドジェットを噴射していない状態の噴射孔によって流れが乱され、その下流の空力加熱率が上昇しているためである。

熱電対のプロットに着目すると、TSP データの誤差範囲の上限付近に沿ってばらついている。一度の通風試験に使用できる熱電対の数が2つに限られていたため、熱電対のデータは合計で6回の通風試験を通じて取得された。 $X/D = -36.7, -3.3$ ではそれぞれ2度計測が行われた。これによると、TC のデータのばらつきは $\sigma = 3 \times 10^{-4}$

から 4×10^{-4} 程度であった。したがって、図 5.7 のすべての熱電対データは少なくとも概ね $\sigma = 4 \times 10^{-4}$ 程度のエラーを含んでいると考えられる。熱電対の値がばらついている原因には主に以下の2つの要因がある。i) 複数の通風試験に渡ってデータを取得したため、通風ごとの試験気流のばらつきを含んでいる。試験気流のばらつきは、よどみ点の St で約 9% である。ii) 計測した領域（半頂角 $\theta = 10 \text{ deg}$ の円錐部）は熱電対の温度上昇が 30 ms で 0.5 から 1 K 程度であり、熱電対計測の SN 比が悪い。全体的に熱電対のデータは TSP よりも St をやや過大評価する傾向にある。この傾向は、模型表面の PUR 塗膜と熱電対の熱拡散率が異なるために生じるものと考えられる。PUR の熱拡散率は表 5.1 に示した通り、 $(\sqrt{\rho ck})_{\text{PUR}} = 5.44 \times 10^2$ であるのに対して、熱電対の熱拡散率は $(\sqrt{\rho ck})_{\text{TC}} = 8.16 \times 10^3$ である。例えば、一定の加熱率 1.6 W/cm^2 ($X/D = -50$ におけるの空力加熱率理論値) が印加された場合、式 (5.20) によれば 30 ms 間の表面温度上昇は、PUR では約 5.7 K、熱電対では約 0.4 K となる。この模型表面に沿った温度勾配によって、PUR から熱電対に向かって熱流束が生じ、熱電対で St が過大評価されるという可能性が考えられる。

理論値に着目すると、Lees の式 [149] により計算された理論値は $X/D = -50$ で約 $St = 1 \times 10^{-3}$ であり、下流に向かうにしたがってわずかに低減していく傾向にある。TSP と理論値による St を比較すると、これらの値は誤差の範囲内で一致しているといえる。

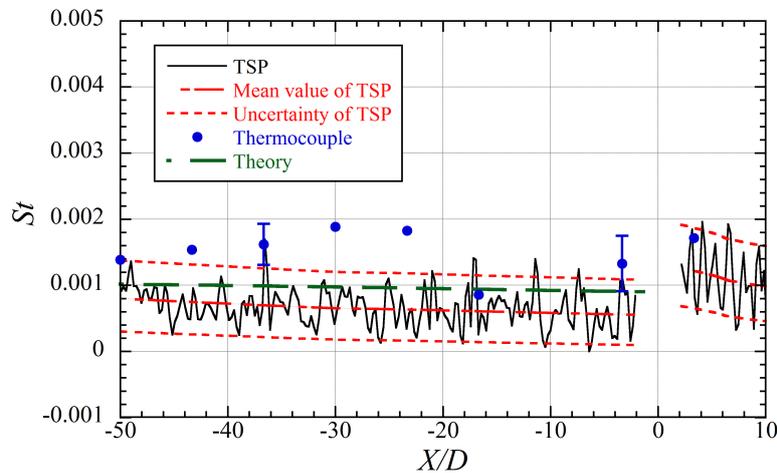


図 5.7: X 上の St 分布における熱電対計測, TSP 計測, 理論値の比較

5.3.2 Single injection による空力干渉

Single injection による干渉流れ場及び St 分布を図 5.8 に示す。サイドジェットは図中の point a から噴射される。これは $(X/D, Y/D) = (0, 0)$ に相当する。図

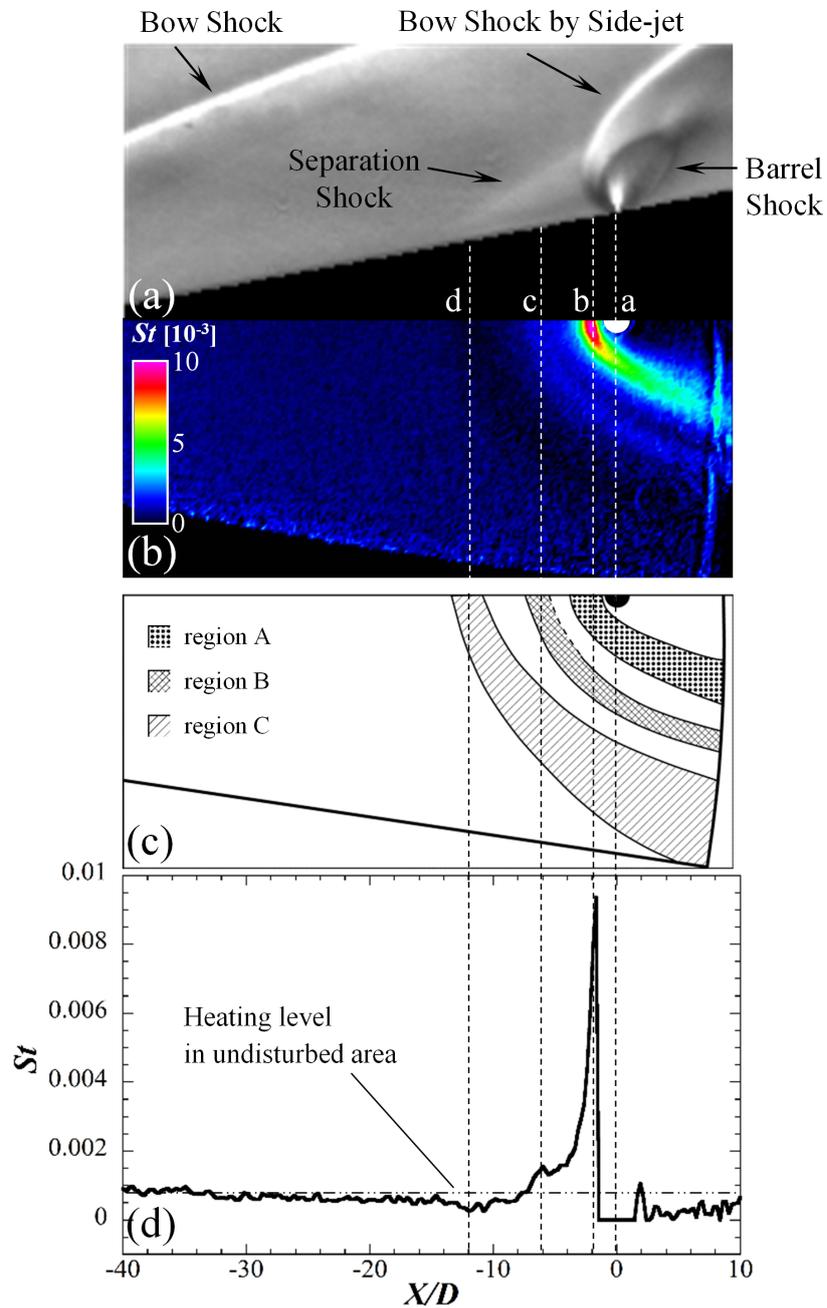
5.8a のシュリーレン可視化結果に着目すると, Barrel shock, Bow shock, Separation shock がそれぞれ形成されていることがわかる. この結果はサイドジェット空力干渉によって形成される典型的な衝撃波の構造と一致している.

図 5.8b に, TSP により計測した模型表面温度から計算した模型表面上の Stanton 数 St の分布を示す. St の分布はサイドジェットの噴射により影響を受け, インジェクタを囲むように弧状の加熱パターンが分布していることがわかる. これらの加熱パターンは加熱の大小によって Region A から C の領域に分けることができる. 図 5.8c は各領域を図示したものである. ここでは, Region A については概ね $St = 4 \times 10^{-3}$ となる位置を, Region B 及び C については, サイドジェットにより増大 (または減少) した St 数が噴射なしの場合に生じる St 数レベル (概ね $St = 8 \times 10^{-4}$) に戻る位置を, それぞれ境界線で区切り各領域を定義した. ただし, 図 5.8c の各領域の境界は厳密な等値線による境界線ではなく, 等値線による境界を模式的に表した図である. Region A は, 加熱分布のうち最も高い加熱を示す領域である. この領域は干渉流れ場中に形成される馬蹄渦が模型表面に付着することで生じることがわかっている [40]. Region A の上流には Region B が形成される. Region B における空力加熱は Region A ほど顕著ではないが, 干渉がない場合の加熱レベルよりは強い加熱を示す. さらに上流側には Region C が存在する. この領域の加熱率はサイドジェットを噴射しない場合の模型円錐部における加熱レベルよりもさらに低い加熱率を示しており, 境界層の剥離がこの領域内で起こっていると考えられる. 境界層の剥離位置で空力加熱率が低減する現象はサイドジェット空力干渉においても Gülhan ら [39] によって確認されている. また, 剥離衝撃波の発生位置と Region C の位置を比較すると両者がよく一致していることがわかる.

図 5.8d に X 軸上の St 分布を示す. St はインジェクタのすぐ上流の Point b ($X/D = -1.6$) で最大値 ($St = 0.01$ 程度) を示す. Point b は Region A 内部に位置しており, 1つのサイドジェットにより生じる空力加熱のうち最も顕著な加熱は馬蹄渦の再付着が原因で生じていることがわかる. Point b は, 流れ場においては Barrel shock のすぐ上流, Bow shock 背後の位置にあたる. Point b から上流に向かって St は急速に低減する. $X/D = -4$ 付近でその勾配は緩やかになり, Point c ($X/D = -6.0$) で小さなピークが生じる. Point c における St のピークは Region B における St の増大に相当し, これは剥離領域内に形成される馬蹄渦 (剥離渦と呼ぶ) の壁面への付着の影響を受けていると考えられる. その後 St は緩やかな低減を続け, $-13 < X/D < -10$ の範囲で干渉がない領域の St よりも低い値を示す. この区間は Region C に相当し, St が極小に達する点を Point d とした. この区間の St の低減は境界層剥離による影響を表しており, 干渉がない場合の St レベルよりも約 6×10^{-3} 程度小さい値を示している.

上述の加熱パターンの傾向は, Pawrie ら [40] によって $M_\infty = 6.69$, $Re_\infty =$

$4.27 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ の条件下で得られた実験結果と定性的によく一致している。



(a) シュリーレン可視化結果, (b) 表面 St 分布, (c) 加熱分布の模式図, (d) X 軸上の St 分布

図 5.8: Single injection による干渉流れ場と表面 St 分布

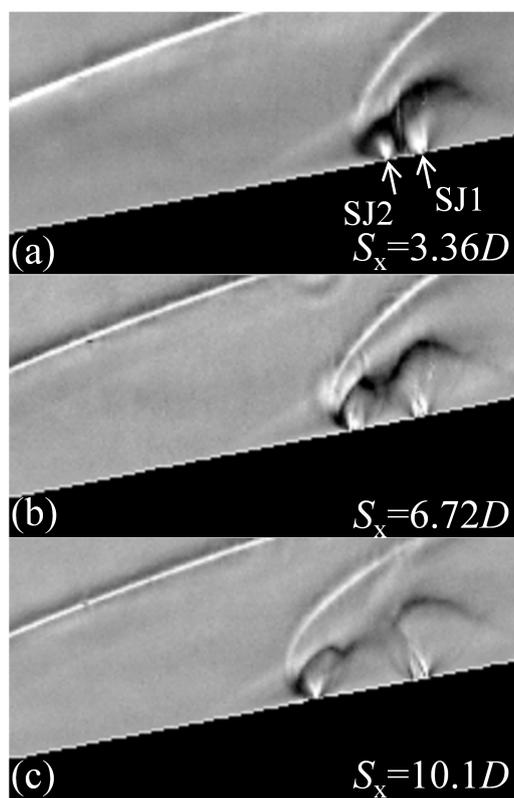
5.3.3 Tandem 配置におけるインジェクタ間隔の影響

シュリーレン可視化結果について

図 5.9 に各インジェクタ間隔 S_X におけるシュリーレン可視化結果を示す。Tandem (主流方向) に並んだ 2 つのサイドジェットは、それぞれのサイドジェットの膨張特性に相互に影響を与え合っている。干渉流れにおけるサイドジェットの膨張は Barrel shock の大きさから見積もることができる。サイドジェットの膨張に寄与する要因は 2 つあり、1 つはインジェクタ近傍における雰囲気気圧であり、もう一方は一様流の動圧である。

上流側の SJ2 の膨張に着目すると、 $S_X = 3.36D$ の場合には SJ2 の Barrel shock は Single injection の場合よりも明らかに小さくなる。これ外部気流の動圧の効果に加え、後流に SJ1 が存在することで SJ2 近傍の雰囲気気圧が上昇するためである。インジェクタ間隔が広い $S_X = 6.72D, 10.1D$ では、SJ1 による SJ2 の膨張抑制の効果はほとんど見られない。

一方で、下流側の SJ1 に着目すると、どの S_X においても大きく膨張している。これは SJ2 のジェットプルームが遮蔽物として働き、その後流において外部気流と SJ1 の干渉が抑制されるためである。SJ1 は S_X が大きくなるにしたがって大きく広がる。これは、インジェクタの間隔が広がることで SJ1 近傍の雰囲気気圧を上昇させる要因となるジェットプルーム同士の干渉が低減されるためであると考えられる。ジェットプルーム同士の干渉の存在は $S_X = 3.36D$ の可視化結果からも明らかである。SJ1 の Barrel shock は、壁面から離れた位置で生じる。SJ2 の後流領域は下流に向かうに従って広がっていくため、SJ1 と外部気流の干渉は S_X が大きいほど壁面から離れた位置で生じ、これに伴って衝撃波も壁面から離れた位置で発生する。



(a) $S_x = 3.36D$, (b) $S_x = 6.72D$, (c) $S_x = 10.1D$

図 5.9: Tandem configuration におけるシュリーレン可視化結果

St の表面分布について

図 5.10 から図 5.12 に Tandem configuration で噴射されたサイドジェットにより形成される (a) 表面 St 分布, (b) 加熱パターン模式図, (c) X 軸上の St 分布をそれぞれ示す. (a) 及び (b) については上半分が SJ2 からの Single injection, 下半分が Dual injection を示している. Tandem configuration の加熱パターンは基本的に Single injection で観測されたものと類似しており, Single injection の場合と同様に Region A から C の加熱領域および Point b から d の特徴点が定義できる. Dual injection の特徴点には ' 記号を付与している.

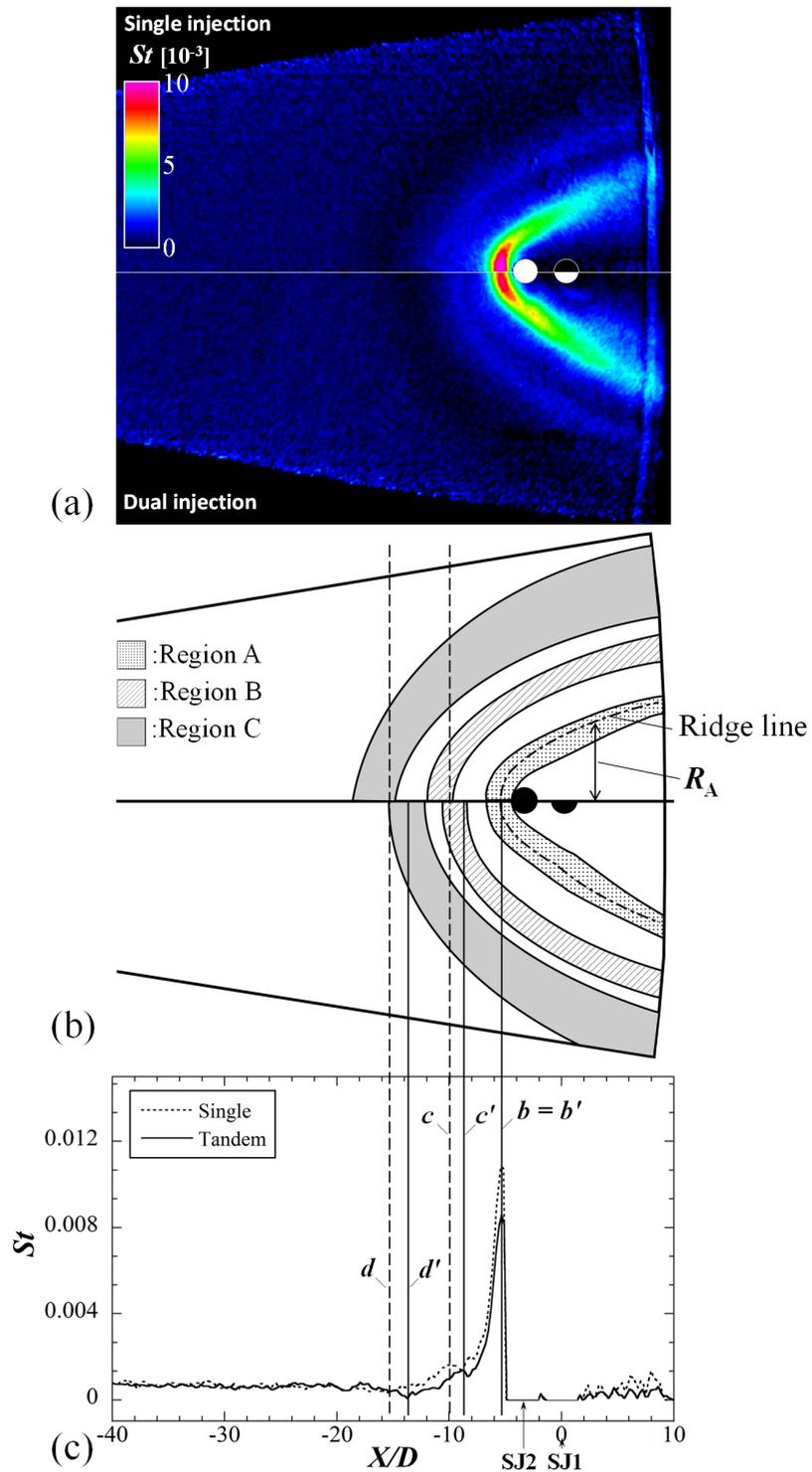
Tandem configuration で生じる加熱パターンの特徴の一つとして, Single injection の場合と比べてサイドジェット前方の剥離位置が下流側に後退する現象が挙げられる. 図 5.10c に着目すると, 境界層の剥離位置に相当する Point d' は, Single injection の場合の Point d と比べて, より SJ2 に近い位置にシフトしていることがわかる. また, 同様に剥離渦の付着位置に相当する Point c' も Point c と比較して下流側にシフトしていることから, 剥離領域全体の大きさが変化していることがわかる. Point d (または, Point d') と SJ2 の間の距離を剥離長さ l_{sep} と定義すると, $l_{sep}/D = 10$ 程度である. 剥離位置のシフト量を Point d と Point d' の差 $|d - d'|$ として表すと, $S_X = 3.36D$, $6.72D$ の場合は $|d - d'|$ が Single injection の l_{sep} の約 15% であった. 一方で, $S_X = 10.1D$ では剥離位置の変化はほとんど見られなかった. 剥離領域の縮小は S_X が小さい場合に顕著であり, Dual/Single injection による流れ場の差異が影響を及ぼしていると考えられる. サイドジェット前方の剥離領域に関しては, 5.1 節で述べたように, SJ2 が外部気流に対して障害物として働き, その前方に生じる Bow shock 背後の圧力が上昇することで境界層内部に逆圧力勾配が生じ, その結果境界層剥離流れが形成される. したがって, 障害物の前方の圧力上昇が大きいほど剥離領域も拡大すると考えられる. シュリーレン法によって可視化された流れ場 (図 5.9) を, 障害物の大きさという観点から観察すると, 特に $S_X = 3.36D$ の場合には SJ2 の Barrel shock は後方のサイドジェット SJ1 の影響によって明らかに Single injection の場合より小さいことがわかる. これにより SJ2 の前方に生じる圧力上昇は比較的小さくなり, 剥離領域の縮小が顕著に表れている可能性がある. 一方で, $S_X = 10.1D$ の場合は SJ1 の SJ2 に対する影響は比較的小さく, したがって剥離領域の縮小もほとんど見られないものと考えられる.

Point b' における St の最大値に着目すると, 図 5.10c に示した $S_X = 3.36D$ の場合には, Single injection の Point b の値と比べて 23% の低減がみられた. 一方で, $S_X = 6.72D$, $10.1D$ の場合には St の最大値はほとんど変化せず, SJ1 の有無による影響はほとんどない.

Tandem configuration における他の特徴として, Region A の形状の変化が挙げら

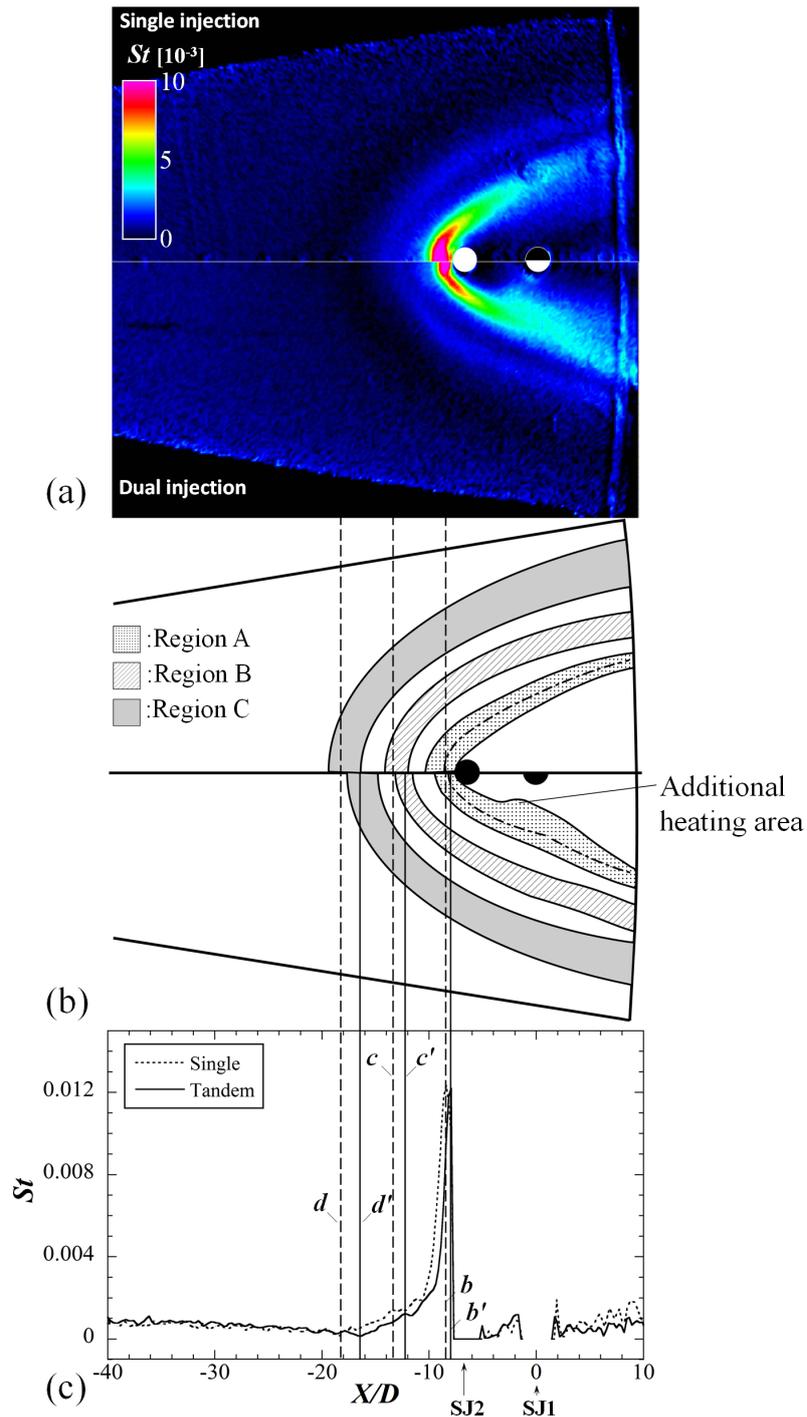
れる. Region A の形状を評価するため, Region A 内部の St の最大値を繋いだ線を Ridgeline として定義し, さらに X 軸から Ridgeline までの距離を Region A の半幅として R_A で表す. 各 S_X において Single injection と Dual injection のそれぞれについての R_A のプロットを図 5.13 に示す. R_A は基本的には X/D に従って単調に増加する. Single injection の場合には, S_X に依らず 2 次曲線でよく近似できる. 一方で, Dual injection の場合には $X = 0$ 付近に不連続点が存在し, そこから下流では R_A はさらに急速に増大する. この特徴は, Region A の直接的な要因である SJ2 前方で発生する馬蹄渦と SJ1 の前方で発生する馬蹄渦が干渉することによって生じるものと考えられる. Tandem configuration における後方のサイドジェット前方から発生する馬蹄渦の存在は Lee ら [41] によって報告されている. 不連続点よりも上流側について, $S_X = 6.72D, 10.1D$ では R_A は Single injection よりも Dual injection の方が小さくなる傾向にあり, $S_X = 3.36D$ では変化はなかった.

SJ1 の存在は R_A だけでなく Region A の大きさにも影響を与える. $S_X = 6.72D, 10.1D$ の Dual injection では Single injection では見られない領域に追加の加熱領域が発生し, この領域では $St = 3 \times 10^{-3}$ 程度まで加熱率が上昇する. 一方で, $S_X = 3.36D$ では追加の加熱領域は見られない. これらの領域は, Region A と同様に, SJ1 の前方で発生する馬蹄渦の付着によって発生していると考えられる.



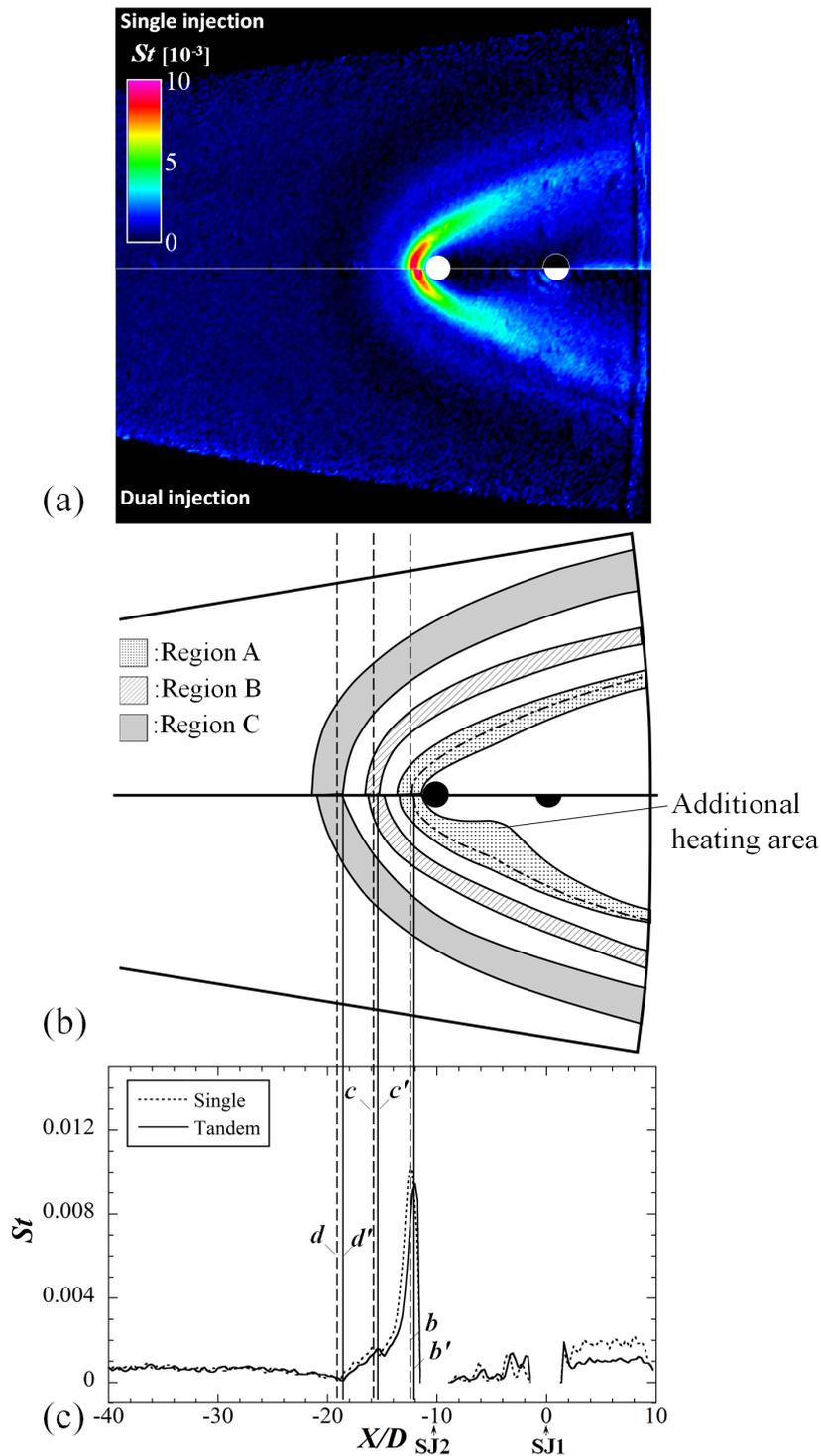
(a) 表面 St 分布, (b) 加熱分布の模式図, (c) X 軸上の St 分布

図 5.10: Tandem configuration ($S_X = 3.36D$) における表面 St 分布



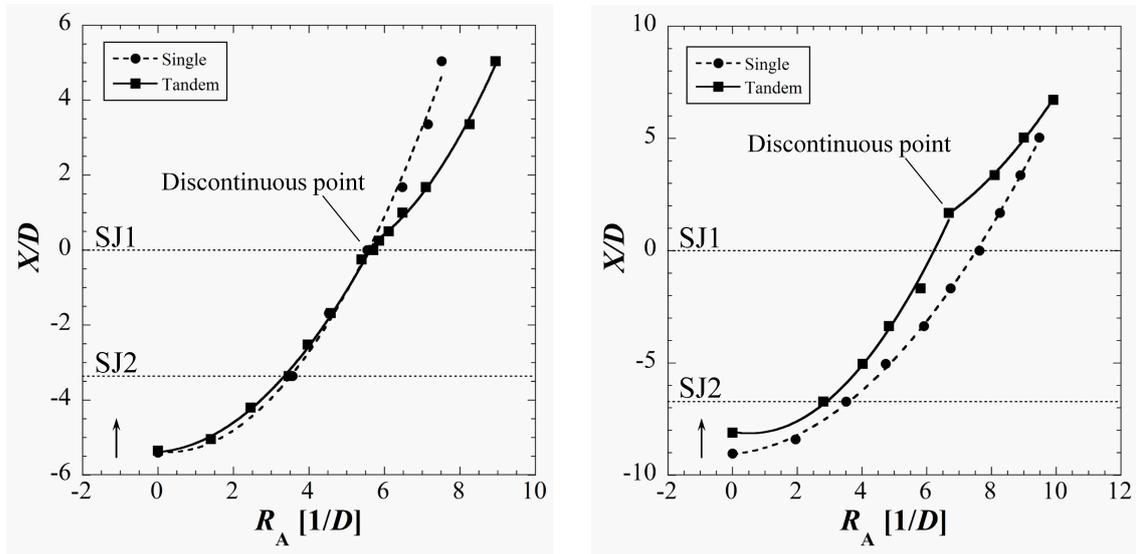
(a) 表面 St 分布, (b) 加熱分布の模式図, (c) X 軸上の St 分布

図 5.11: Tandem configuration ($S_x = 6.72D$) における表面 St 分布



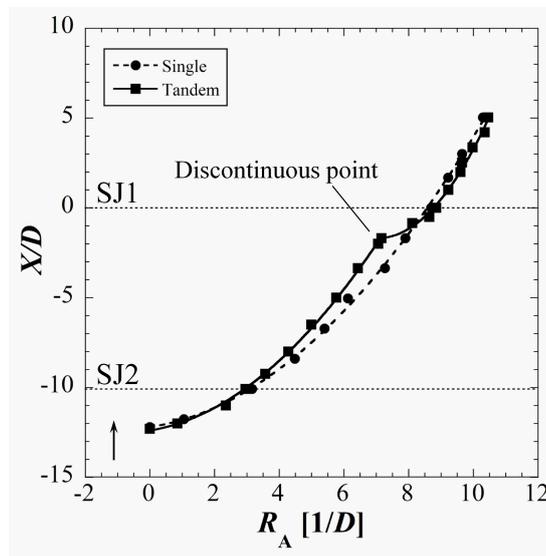
(a) 表面 St 分布, (b) 加熱分布の模式図, (c) X 軸上の St 分布

図 5.12: Tandem configuration ($S_X = 10.1D$) における表面 St 分布



(a) $S_x = 3.36D$

(b) $S_x = 6.72D$



(c) $S_x = 10.1D$

図 5.13: Region A の半幅 R_A . \uparrow は外部気流の方向を示す.

5.3.4 Parallel 配置におけるインジェクタ間隔の影響

St の表面分布について

Parallel configuration における Dual injection により形成される (a) 表面 St 分布, (b) 加熱パターン模式図, (c) X 軸上の St 分布を, それぞれのインジェクタ間隔 S_Y について図 5.14 から図 5.16 に示す. Parallel configuration の場合も, Single injection の場合と同様に, Region A から C を定義できるが, Tandem configuration の場合とは対照的に, S_Y に依って St 分布は顕著に変化する.

図 5.14 の $S_Y = 4D$ の場合に注目すると, Region A は 2 つのインジェクタの前方にアーチ状に広がっており, 2 つのサイドジェットが外部気流に直接干渉しているにもかかわらず, その形状は Single injection に似た単一のアーチ形状である. 一方で, Region A の前方の Region B に相当する領域では, Single injection の場合と比較して境界が明確ではなく, 剥離渦の付着による加熱ピークはほとんど見られない. そのため, 図 5.14b の Region B の境界は破線で表している. この領域の St は図 5.8 に示した Single injection の場合の Region B における値の 50% 程度の水準である. 同様に, Region C では境界層剥離によって St は減少する. 一方で, $S_Y = 12D$ の場合 (図 5.16 参照) に注目すると, Region A のアーチ状の加熱領域は, 各インジェクタの周りにそれぞれ独立に形成され, それぞれ非対称なアーチ形状を示している. Region B も各インジェクタの前方に Single injection と同様に形成されるが, インジェクタの中間位置 ($\phi = 14.4$ deg) 付近で干渉し結合している. Region A 及び B がインジェクタの配置の影響を受けていることは対照的に, Region C は依然として単一のアーチ形状を示している. 図 5.15 に示す $S_Y = 8D$ の場合では, St 分布は $S_Y = 4D$ 及び $12D$ の中間的な分布を示す. Region A は, 各インジェクタ前方で生じる馬蹄渦によって, それぞれ独立に発生すると考えられるが, 模型中央ですぐに重なり合いインジェクタの中間位置近傍で結合し 1 つの加熱領域になる. 最終的に, 3 つの帯状領域となって下流方向に伝播し, 前縁が窪んだ形状をした“三つ叉のほこ”のような形状になる. Region B は, $S_Y = 4D$ の場合と同様にその境界が明確でなく, 剥離渦による明らかな加熱ピークは見られない. また, 他の Parallel configuration の場合と同じように, Region C は単一のアーチ形状を示す. したがって, 少なくとも, $S_Y < 12D$ であれば, 剥離領域及び剥離線の形状はインジェクタの間隔にほとんど影響を受けず単一のアーチ形状を示すといえる. 一方で, 剥離長さ l_{sep} は, S_Y の影響を受けて変化する. 剥離長さは $S_Y = 8D$ で最大であり, $l_{sep}/D = 20.4$ である. これは Single injection の場合と比較して約 70% 大きい. 剥離領域の拡大が最も小さかった $S_Y = 12D$ においても, 約 30% の剥離長さの拡大が観測された.

Parallel configuration における Dual injection の最も特筆すべき点は, 干渉加熱

の最大値 St_{\max} の抑制効果である。図 5.14c から 5.16c に、 X 軸 (SJ1 を通る線) 上及びインジェクタ同士の間接点を通る線上の St 分布を示す。インジェクタの間接点を通る直線は ϕ によって以下のように定義される； $S_Y = 4D$ のとき $\phi = 4.8$ deg, $S_Y = 8D$ のとき $\phi = 9.6$ deg, $S_Y = 12D$ のとき $\phi = 14.4$ deg である。すべての Parallel configuration において、Single injection (図 5.8 参照) と比較して、 St_{\max} が低減する。最も顕著な St_{\max} の低減は $S_Y = 8D$ で起こる。このとき、加熱レベルは $St_{\max} = 4 \times 10^{-3}$ 程度であり、Single injection の場合の最大値の約 40% の値である。最大値を示す位置はインジェクタ間隔によって異なり、 $S_Y = 4D$ の場合には Single injection と同様に Region A のアーチ形状の頂点付近 (すなわち、インジェクタの間接位置) のすぐ前方である。 $S_Y = 8D$ の場合もインジェクタ中間の位置付近に最大の St が生じる。一方、 $S_Y = 12D$ では、Region A が各インジェクタの周りに独立に形成されるため、Single injection と同様に各インジェクタのすぐ前方で最大値が計測された。

Parallel configuration では全体として St レベルが Single injection よりも低いが、一方で 2 つのインジェクタが直接的に外部気流と干渉するため、干渉加熱によって影響を受ける機体壁面の面積は大きくなる。したがって実際の機体に採用する場合には、熱負荷は大きい加熱領域を減らすか、または熱負荷は小さい加熱領域の拡大を許容するか、というトレードオフが要求される。

Parallel 配置の Dual injection によって生じる流れ場の考察

上述した様に、サイドジェットは外部気流に対して障害物として働き、その周りの流れ場に影響を与える。サイドジェットによって発生する Barrel shock はその名の通りたる型をした衝撃波であり、模型表面の加熱パターンは、この Barrel shock を円柱と仮定した場合の衝撃波・衝撃波干渉を考えることである程度説明することができる。河村ら [98, 99] は超音速気流中に Parallel configuration で並ぶ二つの円柱周りの流れ場について調べており、この報告によれば、円柱の設置間隔によって図 1.4 に示したような 3 種類の流れ場に分類することができる。最も間隔の大きい図 1.4c の場合にはそれぞれの円柱から発生した Bow shock は 1 点で交わり、反射する。この衝撃波の干渉は Regular reflection (RR regime) と呼ばれる。さらに間隔が狭くなると、衝撃波の入射角は次第に大きくなり、やがて図 1.4b に示す Mach reflection (MR regime) [96, 97] に移行する。この場合、流れ場には Triple point 及び Mach stem が発生する。さらに間隔が小さい図 1.4a のような場合には、2 つの円柱の前方には単一の Bow shock が発生する。Parallel configuration のサイドジェットの干渉流れ場にもインジェクタ間隔に依って類似した衝撃波 regime が形成されると考えられる。特に、加熱パターンのうち Region A が Bow shock の下流かつ Barrel shock の上流に発生することを鑑みれば、Region A の形状から流れ場がどの衝撃波 regime にあるか

推定することができる。 $S_Y = 12D$ では、Region A はインジェクタ毎に独立しており、RR regime を反映している可能性が高い。一方で、 $S_Y = 8D$ の場合には、Region A のアーチはインジェクタの中間部で結合しており、前縁の窪み部、MR regime の Mach stem を反映していると考えられる。 $S_Y = 4D$ の場合には、Region A が単一のアーチ形状であることから図 1.4a に示す regime であると考えられるが、このとき S_Y があまりにも小さいことにより Barrel shock 同士が直接的に干渉している可能性がある。その場合には、2つの Barrel shock はもはや結合した1つの障害物として振る舞うと考えられる。2つの円柱周りの衝撃波 regime は、円柱の直径、設置間隔及び気流マッハ数によって決定されるが、サイドジェットの場合には Barrel shock の大きさがサイドジェット同士の干渉によって変化することに留意する必要がある。

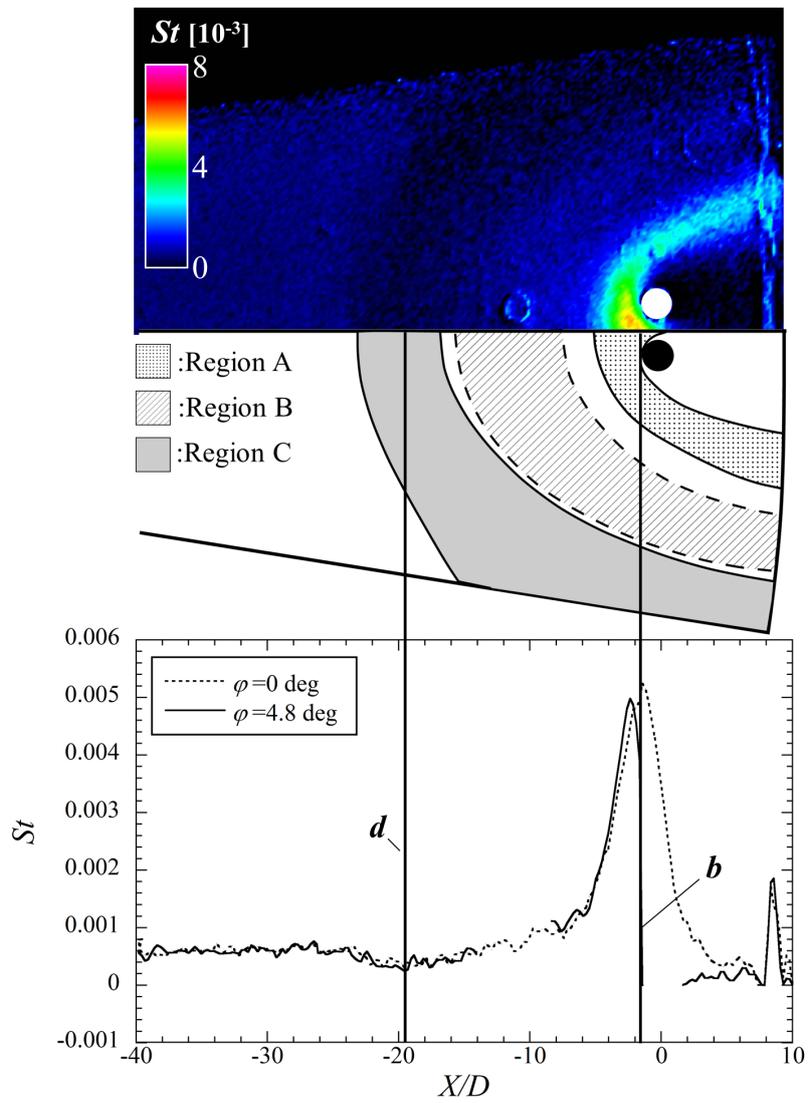


図 5.14: Parallel configuration ($S_Y = 4D$) における表面 St 分布

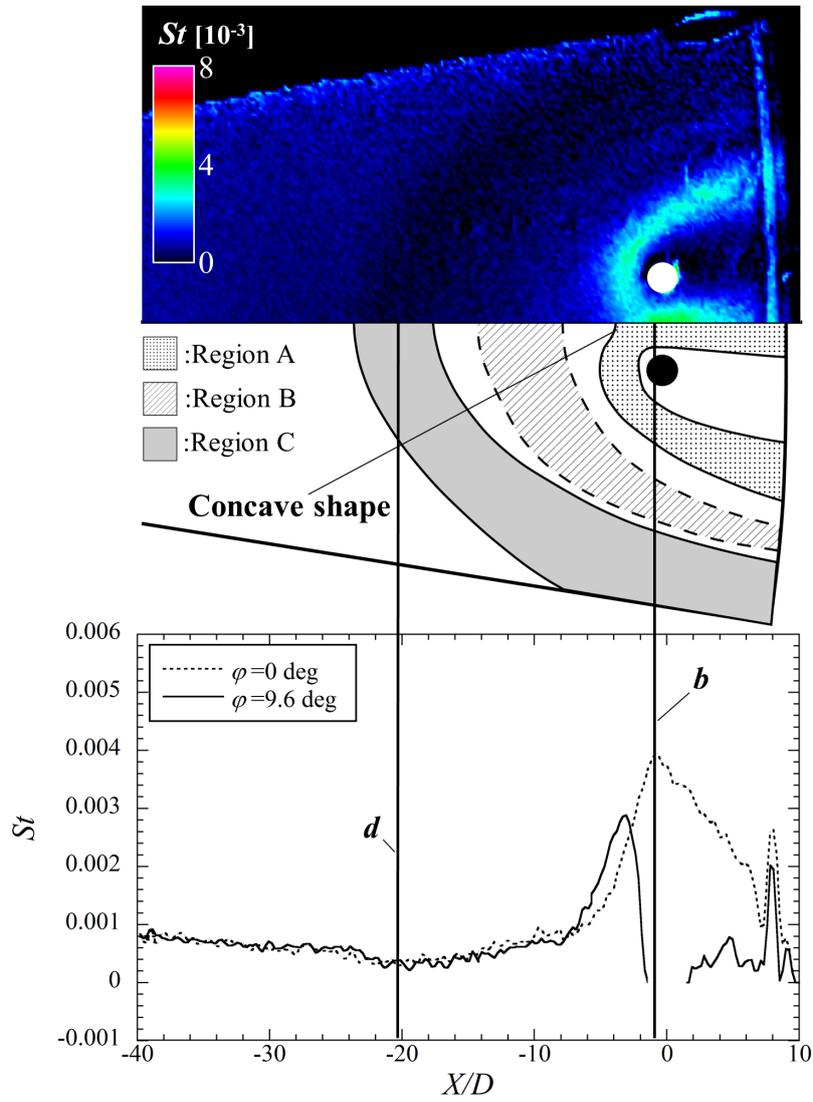


図 5.15: Parallel configuration ($S_Y = 8D$) における表面 St 分布

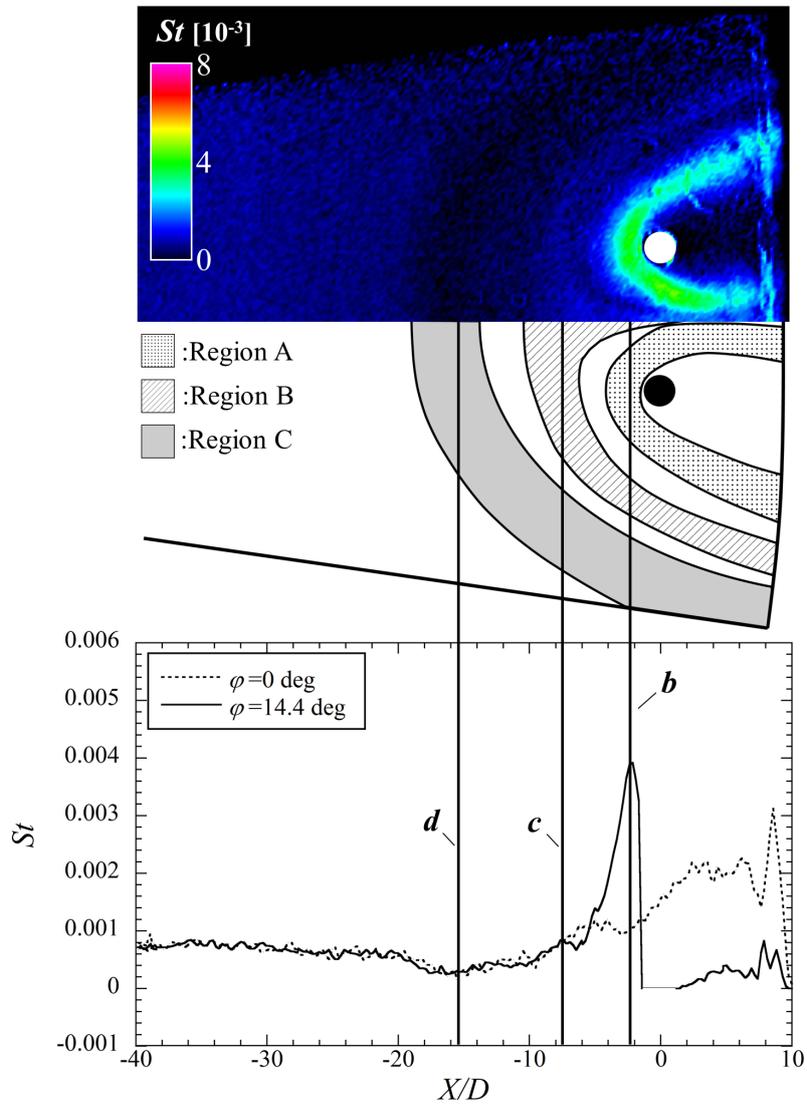


図 5.16: Parallel configuration ($S_Y = 12D$) における表面 St 分布

5.4 まとめ

本研究では、極超音速気流と Dual injection の空力干渉に着目し、模型表面に誘起される空力加熱率を実験的に調べた。感温塗料法により表面空力加熱率を詳細なスタントン数 St 分布として評価した。干渉加熱の抑制を目指して2種類のインジェクタ配置を採用した。すなわち、流れ方向に2つのインジェクタを並べた Tandem configuration と流れに垂直な方向に並べた Parallel configuration である。パラメータとして、インジェクタ間隔 S_X 及び S_Y を3段階で変化させ、インジェクタ間隔が模型表面の干渉加熱分布に及ぼす影響を調べた。結果として、最大加熱率はすべての場合で Single injection と同程度か低減したが、その傾向はインジェクタ配置によって異なる。得られた知見を以下にまとめる。

Tandem configuration では、加熱パターンはその強度・影響を受ける範囲ともに Single injection とほとんど変わらないことがわかった。前後に並んだインジェクタのうち後方のサイドジェットにより生じる空力加熱はほとんどなく、前方のサイドジェットにより生じる加熱分布が支配的となる。これは前方のサイドジェットが後方のサイドジェットに対して遮蔽物として働き、外部気流と後方のサイドジェットの干渉を抑制しているためである。一方 Parallel configuration では、空力加熱率分布はインジェクタ間隔 S_Y によって大きく変化した。すべての S_Y で、Single injection よりも最大空力加熱率が低減し、干渉加熱を受ける範囲は Single injection の場合よりも拡大することがわかった。最大空力加熱率の低減は、3段階のインジェクタ間隔のうち中間の $S_Y = 8D$ で最も顕著であり、約 60% 低減した。これは、衝撃波・衝撃波干渉 (S/SI) により生じる流れ場の影響を受けていると考えられる。この結果から、S/SI をうまく利用することで、空力加熱率を低減できる可能性が示された。

本研究で扱った Dual injection ではすべての場合で、噴射される質量流量を Single injection の場合の2倍としたが、いずれの配置においても空力加熱率の最大値で Single injection の場合を上回ることはなかった。姿勢制御用サイドジェットとしての応用という観点から、上述の結果は空力加熱率の増加なくしてサイドジェットによる推力を増加させることができる可能性を示している。すなわち、Tandem configuration を用いれば Single injection による空力加熱率分布を維持したまま推力を増やすことができる。一方で、Parallel configuration を用いれば、干渉加熱を受ける範囲は広がるが、最大空力加熱率を低減させることができる。最大空力加熱率の抑制と加熱範囲の抑止のどちらを優先するかは設計者に選択の余地があるといえる。

第 6 章

結言

大気圏に突入する際に機体壁面に生じる空力加熱の問題は、高速空気力学分野において依然として最重要課題の一つであり、これを抑制するための技術・手法の確立が必要とされている。本研究では、空力加熱を低減する将来的な要素技術として柔軟構造空力減速装置 (IAD) と複数サイドジェットに着目した。それぞれの要素技術に対して研究課題を以下のように定義し、手法の提案と風洞試験による検証を行った。

1. 柔軟構造空力減速装置 (IAD) 周りの流体構造連成現象 (FSI) に対する実験的計測手法および評価手法の確立
2. 隣り合うサイドジェット同士の空力干渉を利用した空力加熱の抑制効果の検証

以下に、本研究で得られた成果をまとめる。

第2章では、柔軟構造体の風洞試験における計測手法として、変形する柔軟構造体の表面温度情報を非接触に可視化するための2色感温塗料法を開発した。感温色素として赤色発光の Ruyhen を、基準発光の色素として緑色発光の Fluorescein を採用し、塗料の組成を決定した。

第3章では、柔軟構造体の運動と衝撃波振動および空気を相互に関連付けて FSI として一体的に評価できる手法を提案し、実際に超音速パラシュートの風洞試験に適用した。結果として、傘部運動および衝撃波振動と傘部に働く抗力の振動の周波数が一致し、これらの振動現象に相互相関があることが実験により確認された。また、抗力振動は2つの周波数モードに分離でき、それぞれのモードで抗力振動に寄与している流体構造連成現象が異なることを明らかにした。これらの知見は従来法では得られないものであり、周波数解析に基づく本評価手法の有効性が確かめられた。

第4章では、第2章で開発された2色感温塗料を柔軟構造模型の衝撃風洞試験に適用した。柔軟構造模型として布製エアロシェル型模型を採用し、極超音速の試験気流中で模型が受ける空力加熱を感温塗料法を用いて評価した。結果として、模型変形の様子と模型表面の定性的な加熱パターンを同時に可視化することに成功した。これにより、柔軟構造の変形と流体による表面状態量を関連付けて考察するために分子イメージング手法が有効であることを示した。

第5章では、サイドジェットにより誘起される干渉加熱の抑制を目的として、2つのサイドジェットのインジェクタ配置の効果を実験的に調べた。その結果、Tandem configuration (主流方向に2つの並んだ配置) では、1つのサイドジェットによる干渉加熱と比較してほとんど変化はなかった。一方で Parallel configuration (主流方向に対して垂直方向に2つ並んだ配置) では、干渉加熱を受ける範囲は広がったが、最大

空力加熱率が最高で 60% 程度抑制された。これにより，サイドジェット間の衝撃波・衝撃波干渉をうまく制御することで，干渉加熱を抑制可能であることが確かめられた。

以上より，本論文では高速気流中の柔軟構造体に生じる流体構造連成現象に対して，流体现象（衝撃波や表面状態量の変化）と構造の現象（運動と変形）を一体的に評価する手法を提案し，風洞試験でその有効性を確認した。また，空力加熱の増大が課題のサイドジェット空力干渉について，ジェット配置の制御によりこれを抑制できることがわかった。これらの知見は，今後空力加熱低減のための装置を開発する際に有用であると考えられる。

付録 A

ステレオカメラによる 3 次元再構成について

付録 A では、ステレオカメラで撮影された 2 枚の画像上の点を 3 次元の実世界座標上に再構成する手法について述べる。ここで述べる手法は、“ピンホールカメラモデル”に基づいて構築されたものである。本付録の内容は文献 [159] の内容を参考にしている。

まず、1 つのカメラによって撮影された画像上の点（ピクセルに相当）の座標 (x, y) と実世界座標系上の点の座標 (X, Y, Z) の関係について述べる。2 つの座標系の関係を模式的に示した図を図 A.1 に示す。ピンホールカメラの焦点距離を f とすれば、三角形 OGI と OHO' の相似関係から x と X の関係は式 (A.1) のように書ける。

$$x = f \frac{X}{Z} \quad (\text{A.1})$$

同様に、 y と Y の関係は、

$$y = f \frac{Y}{Z} \quad (\text{A.2})$$

となる。

式 (A.1) と式 (A.2) を除算を含まない形で行列を用いて表すと以下のようなになる。

$$h \begin{bmatrix} x \\ y \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} f & 0 & 0 & 0 \\ 0 & f & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \\ 1 \end{bmatrix} \quad (\text{A.3})$$

または、

$$hx = AM \quad (\text{A.4})$$

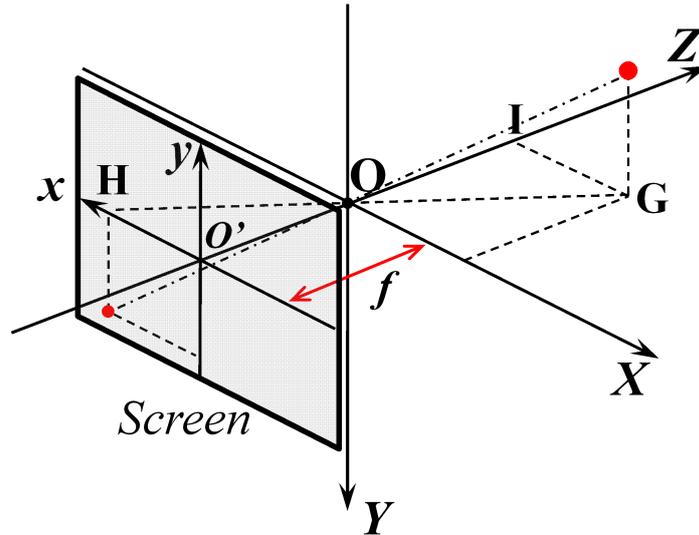


図 A.1: ピンホールモデルの概要

ここで、カメラ固有の画像上の特性（画像中心，画像の歪み）を内部パラメータとして行列 S で表すと、

$$S = \begin{bmatrix} 1 & s & t_x \\ 0 & a & t_y \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{A.5})$$

と書ける。ここで、 a は画像のアスペクト比， s はスキュー歪み， t_x 及び t_y は画像中心を，それぞれ表している。

次に，外部パラメータを考える。外部パラメータは実世界座標系を回転・平行移動させるための同次座標変換行列であり，カメラの姿勢を実世界座標系に反映するためのパラメータである。これは以下のように表せる。

$$[R \mid t] = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} & t_X \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} & t_Y \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} & t_Z \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{A.6})$$

内部パラメータ及び外部パラメータを含んだ形で式 (A.4) を表すと，以下のようになる。

$$h\mathbf{x} = SA [R|t] M \quad (\text{A.7})$$

事前にステレオカメラの較正を行うことができる場合には，式 (A.7) はカメラ行列

C を用いて以下のようにまとめて記述できる.

$$h \begin{bmatrix} x \\ y \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & c_{24} \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & c_{34} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \\ 1 \end{bmatrix} \quad (\text{A.8})$$

または,

$$h\mathbf{x} = C\mathbf{M} \quad (\text{A.9})$$

式 (A.8) について, h を消去し, 連立方程式の形で書き直すと以下のようになる.

$$\begin{cases} (c_{31}x - c_{11})X + (c_{32}x - c_{12})Y + (c_{33}x - c_{13})Z = c_{34}x - c_{14} & (\text{A.10}) \\ (c_{31}y - c_{21})X + (c_{32}y - c_{22})Y + (c_{33}y - c_{23})Z = c_{34}y - c_{24} & (\text{A.11}) \end{cases}$$

したがって, カメラ行列と画像上の座標 (x, y) が既知ならば未知数は (X, Y, Z) の 3 変数になる. 式 (A.8) は 1 つのカメラに対して 1 つ存在するので, 連立方程式の形式に直したとき, 3 つの未知数に対して方程式は 2 台のカメラで合計 4 つあることになる. したがって, 2 つ目のカメラについては, どちらか一方の方程式を使えばよい.

カメラ行列はステレオカメラの較正により求めることができる. 較正では, 基準マーカーを付した較正用立方体を固定された 2 台のカメラで同時に撮影する. これによりそれぞれのカメラに対して, 画像上の座標 (x, y) と実世界座標 (X, Y, Z) の組み合わせがマーカーの数だけ得られる. カメラ行列の決定はそれぞれのカメラについて独立に行われるが, 較正用立方体の設置位置のズレなどの予期せぬ誤差要因を排除するため 2 台のカメラで同時に撮影を行う方が望ましい.

もう一度式 (A.10) と式 (A.11) に示す連立方程式に着目すると, 未知数 c_{ij} の数は 12 である. 1 つのマーカー (すなわち, 既知の (x, y) と (X, Y, Z) の組み) に対して方程式は 2 つ存在するので, すべての c_{ij} を求めるには少なくとも 6 つのマーカーが必要である.

式 (A.10) と式 (A.11) に示す連立方程式を n 個のマーカーについて行列を用いて表すと以下のように書ける.

$$\begin{bmatrix} X_1 & Y_1 & Z_1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & -X_1x_1 & -Y_1x_1 & -Z_1x_1 & -x_1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & X_1 & Y_1 & Z_1 & 1 & -X_1y_1 & -Y_1y_1 & -Z_1y_1 & -y_1 \\ & & & & & & & \vdots & & & & \\ X_n & Y_n & Z_n & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & -X_nx_n & -Y_nx_n & -Z_nx_n & -x_n \\ 0 & 0 & 0 & 0 & X_n & Y_n & Z_n & 1 & -X_ny_n & -Y_ny_n & -Z_ny_n & -y_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{11} \\ c_{12} \\ c_{13} \\ c_{14} \\ c_{21} \\ c_{22} \\ c_{23} \\ c_{24} \\ c_{31} \\ c_{32} \\ c_{33} \\ c_{34} \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} x_1 \\ y_1 \\ \vdots \\ x_n \\ y_n \end{bmatrix} \quad (\text{A.12})$$

または,

$$Bc = \mathbf{y} \quad (\text{A.13})$$

式 (A.13) の解は, 任意のマーカー数 n に対して最小二乗法を用いて以下のように求められる.

$$\mathbf{c} = (B^T B)^{-1} B^T \mathbf{y} \quad (\text{A.14})$$

付録 B

感温塗料計測の誤差要因の評価

B.1 剛体模型に適用する感温塗料計測について

本節では、剛体模型（第 5 章）に適用された感温塗料（TSP）法によって計測した空力加熱率（スタントン数 St ）の妥当性と誤差要因について述べる。TSP 計測において生じ得る計測誤差要因を列挙し、それぞれの誤差要因の影響の大きさについて述べる。

B.1.1 カメラのショットノイズによる誤差

TSP 計測において最も顕著な誤差要因はカメラのショットノイズであり、これによる風洞通風前の無風状態における模型表面 St のばらつきは、 X 軸近傍では、 $\sigma = 4 \times 10^{-4}$ であった。この誤差を基準にすると、サイドジェットを噴射しない低加熱領域 ($St = 8 \times 10^{-4}$) に対して計測の SN 比は約 2 であり、サイドジェットを噴射時に発生する高加熱領域 ($St = 1.5 \times 10^{-2}$) に対しては約 30 となる。ただし、ショットノイズの影響は TSP の発光輝度値が小さくなるにしたがって相対的に大きくなるため、高加熱領域の計測値はショットノイズの影響を受けやすくなる。輝度値の変化に対するショットノイズの変化は B.1.2 節で述べる。

B.1.2 計測面のフォーカスずれによる誤差の評価

TSP の発光を撮影する際、フォーカスは計測面上のある一か所に合わせられる。本実験の試験模型のように曲率をもった計測面の場合、フォーカス位置以外ではフォーカスのずれが生じ、計測値に影響を与える可能性がある。また、計測面と励起光源の相対位置は計測面上の位置によって変化するため、計測面上の位置によって TSP の計測輝度値が変化し、これに応じてカメラのショットノイズによる誤差も影響を受けると考えられる。これらの影響を調べるため、カメラと励起光源を固定した系で較正試験に用いる平板試験片の姿勢（角度・位置）を変化させて較正試験を行った。以下に

具体的な実験方法を示す。

図 B.1 に試験パラメータの概要を示す。カメラから遠ざかる方向を Z の正とした。試験パラメータは計測面の位置 Z と計測面の角度 ϕ である。カメラと光源は固定し、平板試験片の位置を ($Z = 0, 10, 20, 30$ mm) と角度 ($\phi = 0, 20, 40, 60$ deg) を変化させる。これらの測定レンジは風洞試験模型のサイズから決定した。ここで図 B.1 に示した模型断面の直径は、最も大きい模型後縁 ($X/D = 10$) における直径を使用した。

TSP は通常の較正試験と同じ 20×20 mm² の平板試験片の表面に塗布される。これは画像上では位置 $Z = 0$ mm, $\phi = 0$ deg のとき、 60×60 pixel 程度の領域に相当する。試験片は図 2.4 に示す較正チャンバ内のペルチェ素子表面に固定される。試験片の位置及び角度は較正チャンバの姿勢を変えることで変更する。較正チャンバの位置 Z は、風洞模型支持装置の位置調整機構を利用して制御した。また、角度は較正チャンバを風洞スティングに取り付ける際に取り付け角を変えることにより変更した。励起光源、平板試験片、カメラの位置関係を図 B.2 に示す。励起光源、較正チャンバ、カメラ及び光学フィルタは第 2 章で述べたものを使用した。風洞設備の都合上、励起光源は水平面から約 20 度上方から照射した。また、光源と計測面の距離は $|AO| = 0.3$ m, カメラから計測面の距離は $|BO| = 1.1$ m であり、通風時の条件と同様にした。各位置・角度において、それぞれ較正試験を実施した。温度は 5 K ごとに变化させた。

図 B.3 に各位置・角度における輝度値の温度依存性（較正曲線）を示す。縦軸は $T = 293$ K を基準値として無次元化した輝度値、横軸は温度である。すべての条件下でプロットは一致している。したがって、TSP の温度感度は計測面の位置・角度で影響されず、較正曲線において計測面に対するフォーカスずれによる誤差はほとんどないといえる。

次に計測面の輝度値の低下による計測誤差の増大に着目する。図 B.4 は、計測面の各位置・角度について計測誤差と計測面輝度値の関係を表したプロットである。計測誤差は、平板試験片の発光を計測した各ピクセルの輝度値のばらつきを標準偏差として計算し、評価した。横軸の輝度値の変化は温度消光と計測面の位置・角度の影響をすべて含んでいる。計測誤差及び輝度値は基準形態 ($T = 293.15$ K, $X = 0$ mm, $\phi = 0$ deg) の値で無次元化した。これによると、表面の姿勢に関わらず計測誤差と輝度値の関係はある曲線に沿って分布していることがわかる。これは、計測面の姿勢・曲率の影響による計測誤差の大きさが計測面の輝度値によって一意に決定されることを示している。すなわち本実験の範疇では、模型曲率により計測面の位置・角度が変化したとき、その結果として生じた輝度値の変化のみが計測誤差に影響し、そのほかの要因が計測誤差に与える影響は小さいことが確認された。

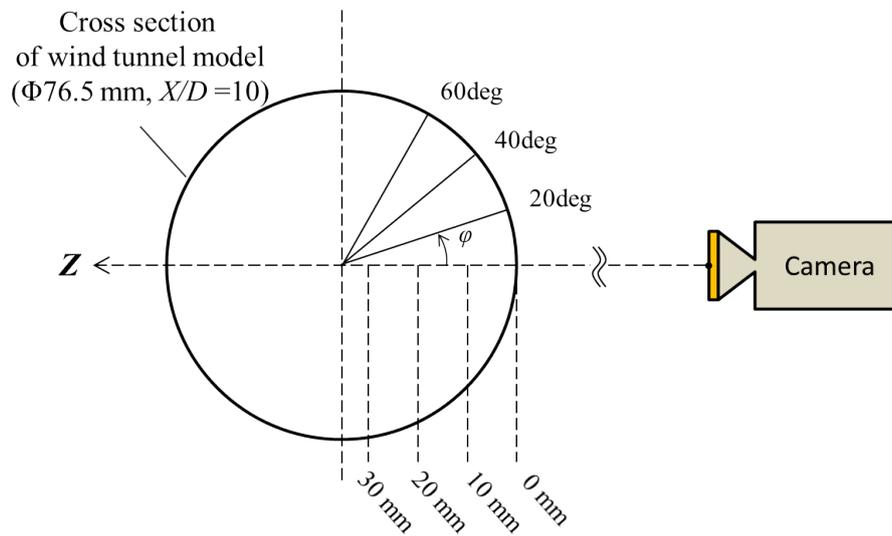


図 B.1: 模型曲率の影響を評価するためのパラメータの定義

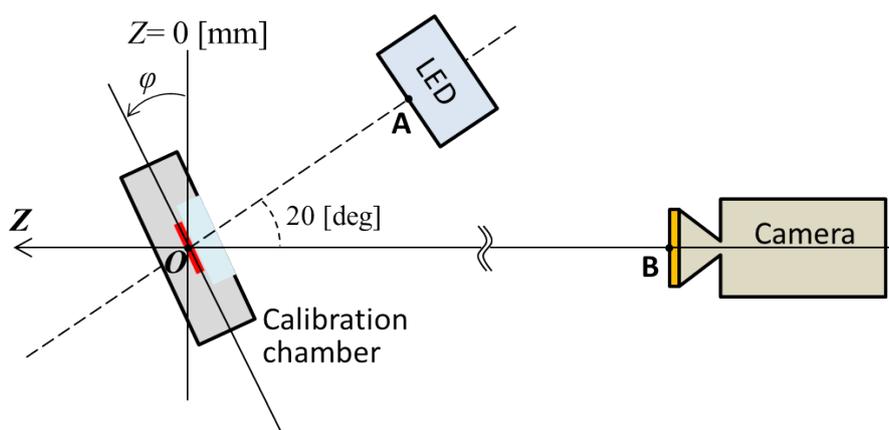


図 B.2: 模型曲率の影響を評価するための較正システム

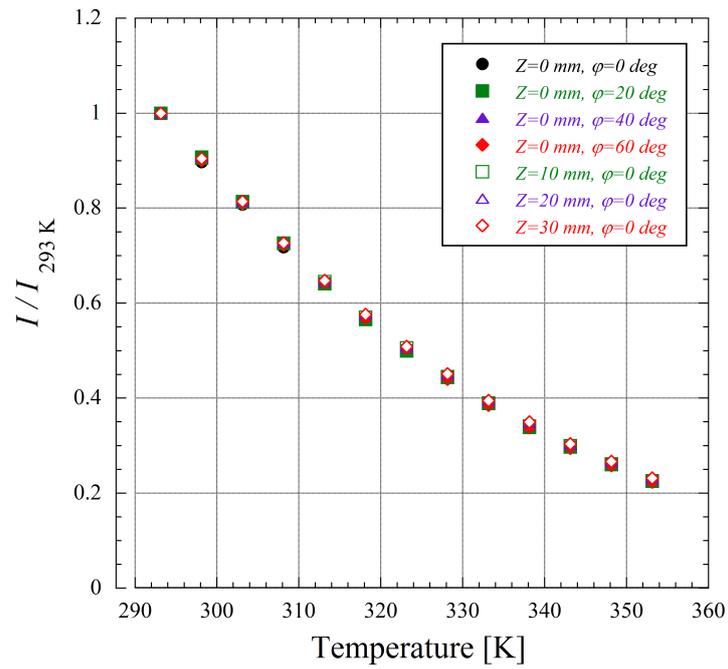


図 B.3: 各位置・姿勢における輝度値の温度依存性

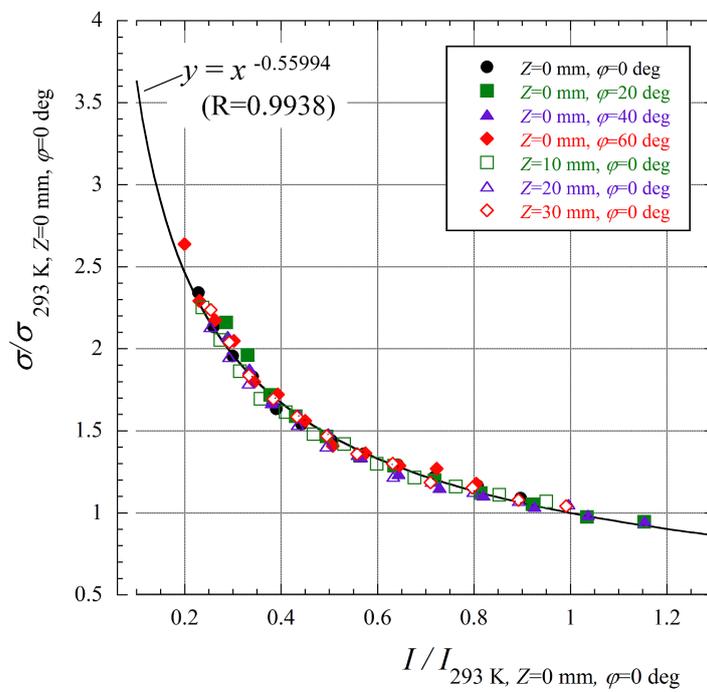
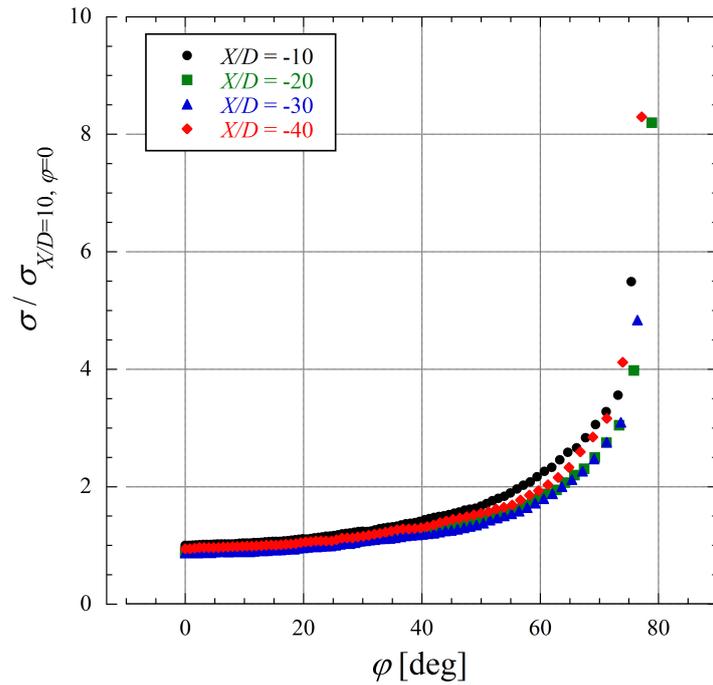


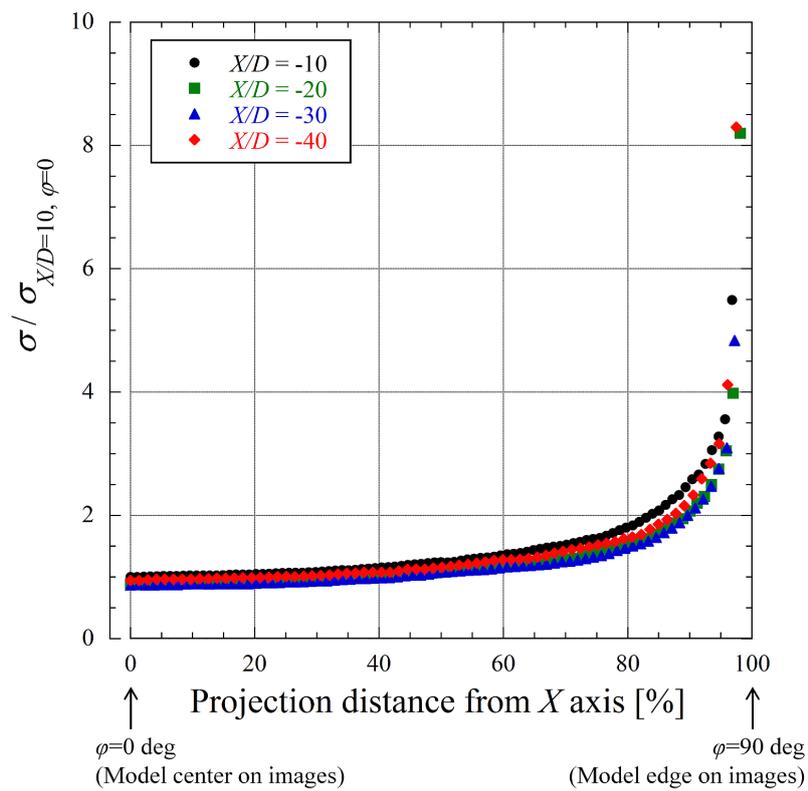
図 B.4: 誤差と輝度値の関係

B.1.3 模型表面の誤差分布

図 B.4 からカメラのショットノイズによる計測誤差は、模型表面の曲率にらず模型表面の輝度値に依存していることがわかった。よって模型表面の計測誤差の空間的な分布は、表面輝度値の分布と図 B.4 に示された回帰曲線を用いて見積もることができる。その結果を図 B.5 に示す。図 B.5a は模型の回転角 ϕ に基づく分布を、図 B.5b は画像上のピクセルに基づく分布を、それぞれ示している。ただし図 B.5b の横軸は、各位置 X/D での画像上における Y 方向の模型半幅を 100% とした場合の割合を示している。座標 Y は曲面の表面上に定義されているため、画像上の投影を考えると計測の空間分解能は一定ではなく、 X 軸から離れるにしたがって空間分解能は落ちていく。ゆえに、図 B.5a では ϕ が大きくなるにしたがってプロットの間隔が広がっている。縦軸は、 $X/D = -10$, $\phi = 0$ deg を基準として無次元化した誤差であり、 ϕ が大きくなるに連れて誤差が増大していることがわかる。これは、 ϕ が大きい、すなわち模型の中心から離れるほど励起光の強度が弱く、計測面の TSP の発光強度が低下しているためである。図 B.5a によれば、 ϕ の増大にしたがって誤差は緩やかに上昇し $\phi = 60$ deg で X 軸近傍と比較して 2 倍程度まで誤差が増大する。さらに ϕ が大きくなると、誤差は急速に増大し、 $\phi = 80$ deg 付近の領域では誤差は模型中心と比較して 8 倍以上になるが、図 B.5b にからわかるように、この領域は画像上の全投影面積の約 10% にすぎない。投影面（画像上）の誤差分布に着目すると、80% から 90% の領域で誤差増大は 2 倍以下であり、60% の領域で 1.5 倍以下である。サイドジェット空力干渉による主な加熱現象は模型中心近傍から 60% 以内の領域に生じるため、本研究で着目する範囲においては、模型表面の曲率による誤差増大は最大で 1.5 倍程度である。



(a) Y 方向の誤差分布 (ϕ による実空間ベース)



(b) Y 方向の誤差分布 (ピクセルベース)

図 B.5: 模型表面の誤差の分布

B.1.4 通風中の空気力による模型位置の変化による誤差

試験模型は風洞スティングに固定されるが、通風により空気力を受けてその位置が僅かに移動する。この模型位置の変化は、TSP の画像解析の過程において基準画像（無風時）と計測画像（通風時）の対応する各ピクセル間にずれをもたらす。よって、通風中に起こる模型の位置変化は TSP 計測結果に大きな影響をもたらす誤差要因となる可能性を内包している。これが計測結果に与える影響を評価するため、画像解析において人為的に 1 pixel のズレを計測画像に与え、 St を計算した。その結果、模型中心近傍の St はズレを挿入しない場合よりも 2×10^{-5} だけ過大評価される傾向にあることがわかった。この値はカメラのショットノイズによる誤差よりも十分に小さい。本実験では空気力による模型位置変化の大きさは画像上での 1 pixel よりも小さい。したがって、模型位置変化による誤差は十分に小さいと考えられる。

一般に TSP 計測では、模型設置位置を微調整することで 1 pixel 未満のずれを補正する方法がとられる。しかしながら、衝撃風洞を用いた本実験では模型のずれを補正するため、ずれを考慮した位置に模型を設置し通風直前と同じ真空状態にして基準画像を撮影した後、試験部を大気圧に戻し、空気力のずれを考慮しない位置に模型を再設置し、再度真空引きをしてその後通風する、という手順が必要になる。これにより基準画像と計測画像の間で TSP 塗膜の状態（塗膜初期温度、塗膜が受ける総光量（励起光以外も含む）、真空状態に曝される時間）に差異が生じ、計測値に影響を与える可能性がある。この位置補正の手続きによって生じる可能性のある誤差を排除するため、本実験では 1 pixel 未満の位置ずれの補正は行わず、これによる計測誤差は十分に小さいとみなして無視した。

一方で、TSP の塗布されていないサイドジェット噴射孔近傍では模型移動の影響は無視できない。これは、あるピクセルで TSP による輝度を持った領域が輝度を有しない領域に入れ替わった場合、そのピクセルにおける輝度値の変化が非常に大きくなり、TSP の計測結果に大きな影響を与えるためである。このような場合、噴射孔と TSP 計測面の境界の領域では温度計測が困難である。そこで本研究では、サイドジェットの噴射孔近傍のうち図 B.6 に示す破線で示された円の内側の計測データは解析対象から除外した。破線円の直径は約 $3D$ であり、除外対象領域の半径方向の厚みは約 0.7 mm (2 pixel) に相当する。

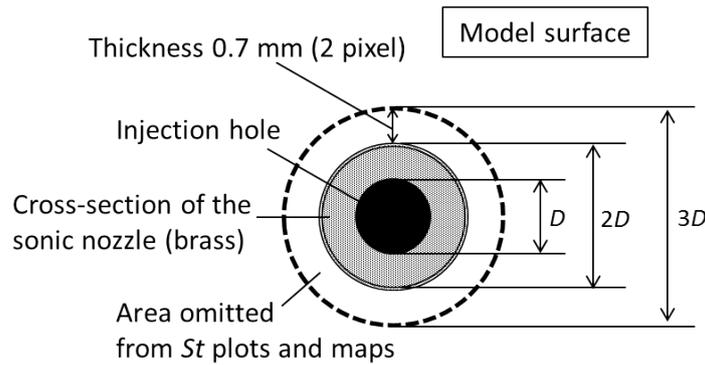


図 B.6: 噴射孔近傍の概要

B.1.5 壁面の熱浸透率による誤差

表 5.1 に示したように、壁面（白色 PUR 塗膜）の熱物性値はそれぞれ評価時の誤差に起因する不確定性を有している。これは熱浸透率 $\rho c \alpha^{1/2}$ の不確定性に換算すると約 8.2% となる。熱浸透率の不確定性が St の計算値に与える影響は図 5.7 の破線で示した計測誤差に含まれている。

B.1.6 TSP の膜厚による誤差

5.2.6 で述べた空力加熱率の計算方法では、TSP の塗膜は十分に薄く計測される表面温度には影響を与えない（仮定 4）として、塗膜の存在を無視して空力加熱率を計算している。この過程によって空力加熱率の計測値が含む誤差を評価する。塗膜を無視した場合に計測される熱流束値を \dot{q}_m 、塗膜が存在しない場合の熱流束値を \dot{q}_{s0} とすれば、塗膜膜厚の影響は比 \dot{q}_m/\dot{q}_{s0} として以下の式で表される [106, 160]。

$$\frac{\dot{q}_m}{\dot{q}_{s0}} = 1 - \frac{L_{\text{TSP}}}{\sqrt{\pi \alpha_p t}} \left(\frac{1}{a} - \frac{a}{2} \right) \quad (\text{B.1})$$

ここで、 L_{TSP} は TSP の膜厚、 α_p は TSP 塗膜の熱拡散率、 $a = \sqrt{\rho_p c_p k_p / \rho_b c_b k_b}$ である。添え字 $_b$ は模型母材の物性値であり、本実験では PUR 塗膜の熱物性値を用いる。添え字 $_p$ は TSP 塗膜を構成するポリマー（ポリアクリル酸）の熱物性値であり、文献値 [106] を用いる。即ち、 $\rho_b = 1.41 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ 、 $c_b = 2.76 \text{ kJ/kg K}$ 、 $k_b = 0.20 \text{ W/m K}$ である。

膜厚が 0.2 から 1.0 μm の場合について熱流束値の計測誤差を式 (B.1) によって求めた。その結果を図 B.7 に示す。本実験で用いる空力加熱率の計測値は通風開始後

15~20 ms におけるデータである。図 B.7 に依れば、この時刻では $1\mu\text{m}$ の厚みのある TSP 層で 2.5% 程度、熱流束値を過小評価している可能性がある。本実験ではスプレーガンを用いて TSP を塗布したが、この際の TSP の塗布量はすべての塗料が模型に定着した場合に塗膜が $1\mu\text{m}$ の厚みとなるように設定した。しかしながら、スプレー塗布では一部の塗料は、模型の周辺に付着したり空気中を漂うことでロスとなり、模型表面には定着しない。よって、本実験で用いた TSP の膜厚は $1\mu\text{m}$ よりもさらに薄いと考えられる。塗膜がロスする塗料の量は塗布対象の形状や大きさ、塗布の仕方により変化するが、塗膜がさらに薄い場合、例えば $0.5\mu\text{m}$ では塗膜の影響はさらに小さくなり、同時刻における熱流束値の過小評価は 1.3% 程度となる。

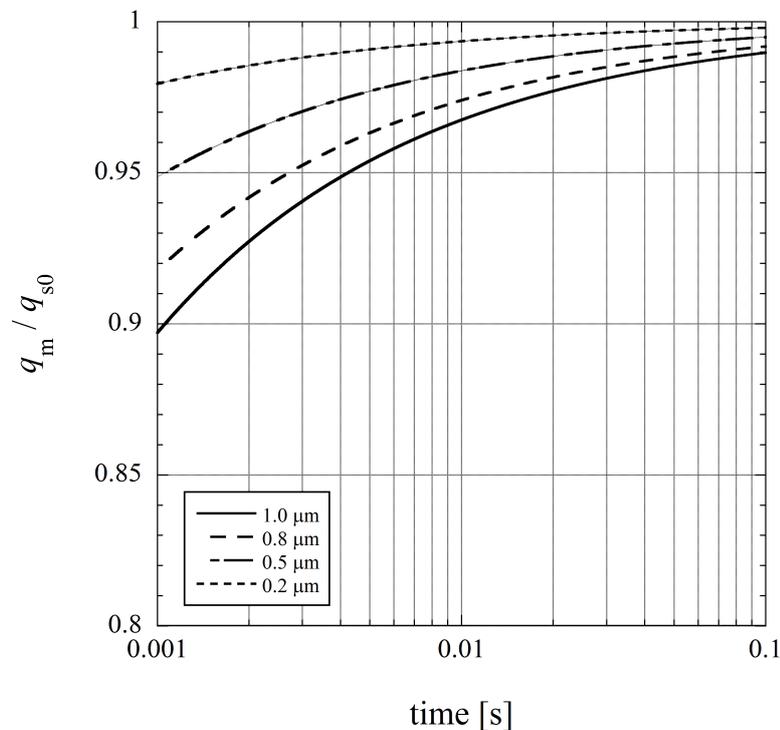


図 B.7: 熱流束計測値における膜厚の影響

B.2 柔軟構造模型に適用する感温塗料計測について

本節では、柔軟構造模型（第 4 章）に適用された感温塗料（TSP）法における誤差要因について述べる。

B.2.1 較正時の母材の影響

2.3.5 で行った較正試験では、通常の TSP 法と同じ白色 PUR を塗装したアルミ片を試験片として用いた。2色 TSP 法を適用する風洞試験では実験模型は布製であり、表面は白色 PUR で塗装されない。以上から、風洞試験と較正時で TSP の下地が異なることで計測誤差を生じる可能性がある。そこで本節では、下地として白色 PUR 塗膜とナイロン布を採用して較正試験を行い、下地による 2色 TSP の温度感度への影響を調査する。なお、ナイロン布は風洞実験で用いたものと完全に一致する布材が手に入らなかったため、代わりに色、織物密度が同程度の白色ナイロン布材を使用した。

本実験では、図 2.4 に示す較正装置を用い、励起光源には図 2.10 と同様にショートパスフィルタ（透過波長 $\lambda < 470 \text{ nm}$ ）を適用した。計測には高速度カメラ（FASTCAM-1024PCI）を用い、図 2.15 の光学系は使用しない。撮影条件は、深度 10 bit、撮影速度 60 fps、露光時間 $1/250 \text{ s}$ 、また解析に用いた領域は $80 \times 80 \text{ pixel}$ とした。励起光源は較正装置ガラス面中央から約 0.15 m、カメラは約 0.3 m の位置に固定した。初期温度を 300 K とし、5 K 刻みで温度を変化させた。撮影時には温度を一定に保った状態で表 2.4 に示されたロングパスフィルタとバンドパスフィルタを付け替え、赤色及び緑色発光をそれぞれ別々に計測した。本実験では図 2.15 の光学系を使用していないため、計測される発光には光学系に含まれる光学素子の透過率の影響が含まれていない。また、塗料自体も風洞試験で用いた塗料と組成は同じだが別途作製されたものであるため、含有する色素量の比がわずかに異なる可能性がある。したがって、本節で示す較正曲線は 2.3.5 節で示した曲線とは直接比較できない点に注意する必要がある。

実験結果を図 B.8 に示す。エラーバーは各ピクセルで計測された輝度値のばらつきの標準偏差 σ を用い、 $\pm 1\sigma$ とした。両者を比較すると、下地がナイロン布材の場合では白色 PUR の場合と比べて全体的に輝度値 $I_{\text{RED}}/I_{\text{GREEN}}$ が大きくなる傾向にあることがわかった。これは白色 PUR に比べてナイロン布材では緑色発光が小さくなることが原因であり、温度感度にはほとんど違いはない。 $T = 300 \text{ K}$ における温度感度はそれぞれナイロン布材で $1.3 \text{ \%}/\text{K}$ 、白色 PUR で $1.5 \text{ \%}/\text{K}$ である。風洞試験では模型における下地がナイロン布材であるが白色 PUR の較正曲線を使用していることから、本実験で得られた較正曲線によれば温度計測値を実際よりも 10 K 程度過小評価する傾向が示された。よって、風洞試験条件における 2色 TSP に関しても、程度は明

らかでないが温度を過小評価する可能性を内包している。

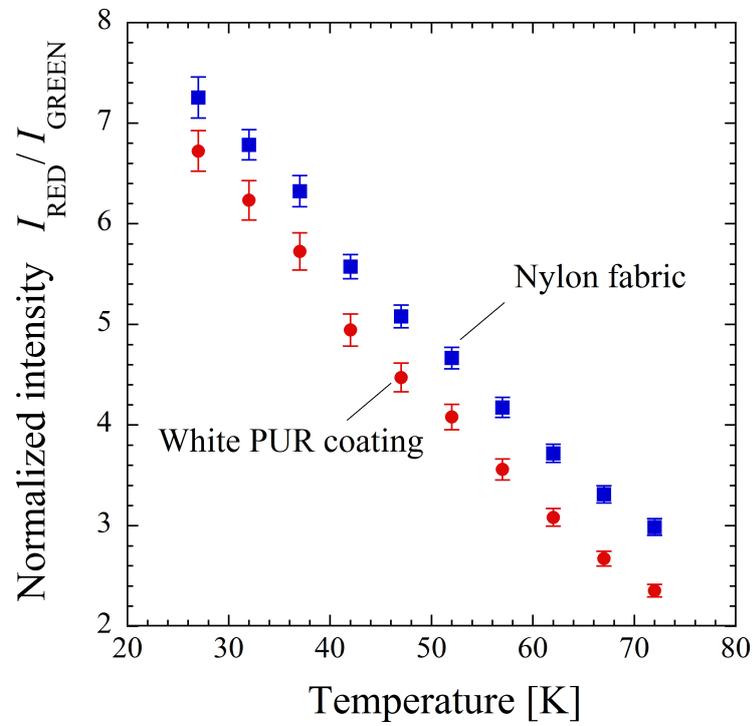


図 B.8: 感温塗料の下地の温度感度に対する影響

研究業績

本論文の原著論文

1. 田口正人, 仙波直樹, 岡田道尚, 安井一平, 北村圭一, 森浩一, 中村佳朗. 布製超音速パラシュートの空力特性. 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 63, No. 6, pp.241 - 247, 2015. (第3章)
2. M. Taguchi, R. Maruyama, T. Sato, and K. Mori. Measurements by Temperature Sensitive Paint on Flexible and Deforming Model in Hypersonic Flow. *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology Japan*, Vol. 14, No. ists30, pp. Pe 63 - Pe 69, 2016. (第2章, 第4章)
3. M. Taguchi, K. Mori, and Y. Nakamura. Experimental Study on Aerodynamic Heating Induced by Dual Injections into Hypersonic Cross Flow. *International Journal of Aerospace Engineering*, Vol. 2017, Article ID 7287586, 2017. (第5章)

その他の原著論文

4. M. Taguchi, N. Semba, K. Mori, Y. Nakamura and K. Ishiko. Experimental Study on Jet Blast at Laboratory Scale. *Journal of Energy and Power Engineering*, 8(8), 2014.

国際学会

1. M. Taguchi, N. Semba, K. Mori, Y. Nakamura and K. Ishiko. Experimental Study on Jet Blast at Laboratory Scale. In *ICJWSF2013*, ICJWSF2013-1037, 2013.
2. M. Taguchi, K. Mori, K. Kitamura and Y. Nakamura. Experimental Investigations of Aerodynamic Heating induced by Single and Double Side-jet on a blunted cone. In *53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting*, AIAA paper 2015-1699, 2015.
3. M. Taguchi, N. Semba and K. Mori. The Effects of Flexibility and Permeability of Fabrics to Aerodynamic Performance of Supersonic Parachute. In *23rd AIAA Aerodynamic Decelerator Systems Technology Conference and Seminar*, AIAA paper 2015-2133, 2015.
4. M. Taguchi, R. Maruyama, T. Sato and K. Mori. Experimental Investigations on Heating Damage to Flexible Body in Hypersonic Velocity. In *30th International Symposium on Space Technology and Science*, 2015-e-36, 2015.

参考文献

- [1] D. M. Curry. Space Shuttle Orbiter Thermal Protection System Design and Flight Experience. Technical report, NASA-TM-104773, 1993.
- [2] T. Suzuki, K. Fujita, T. Yamada, Y. Inatani, and N. Ishii. Post-Flight TPS Analysis of Hayabusa Reentry Capsule. In *42nd AIAA Thermophysics Conference*, AIAA paper 2011-3759, 2011.
- [3] D. G. Bogard and K. A. Thole. Gas turbine film cooling. *Journal of propulsion and power*, Vol. 22, No. 2, pp. 249–270, 2006.
- [4] A. Gülhan and S. Braun. An experimental study on the efficiency of transpiration cooling in laminar and turbulent hypersonic flows. *Experiments in fluids*, Vol. 50, No. 3, pp. 509–525, 2011.
- [5] A. V. Fedorov. Prediction and Control of Laminar-Turbulent Transition in High-Speed Boundary-Layer Flows. *Procedia IUTAM*, Vol. 14, pp. 3–14, 2015.
- [6] A. Fedorov. Transition and Stability of High-Speed Boundary Layers. *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 43, pp. 79–95, 2011.
- [7] I. Tamada, S. Aso, and Y. Tani. Reducing aerodynamic heating by the opposing jet in supersonic and hypersonic flows. In *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, AIAA paper 2010-991, 2010.
- [8] G. M. Buck, A. N. Watkins, P. M. Danehy, J. A. Inman, D. W. Alderfer, and A. A. Dyakonov. Experimental Measurement of RCS Jet Interaction Effects on a Capsule Entry Vehicle. In *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA Paper 2008-1229, 2008.
- [9] A. N. Watkins, G. M. Buck, B. D. Leighty, W. E. Lipford, and D. M. Oglesby. Using Pressure-and Temperature-Sensitive Paint for Global Surface Pressure and Temperature Measurements on the AFT-body of a Capsule Reentry Vehicle. In *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA Paper

- 2008-1230, 2008.
- [10] K. Yamada, Y. Kimura, D. Akita, T. Abe, K. Suzuki, O. Imamura, M. Koyama, and A. K. Hayashi. Study on Low-Ballistic-Coefficient Atmospheric-Entry Technology Using Flexible Aeroshell. *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Space Technology Japan*, Vol. 7, No. ists26, pp. Pg-1–Pg-7, 2009.
- [11] D. M. Bose, R. Winski, J. Shidner, C. Zumwalt, C. O. Johnston, D. Komar, F. Cheatwood, and S. J. Hughes. The Hypersonic Inflatable Aerodynamic Decelerator (HIAD) Mission Applications Study. In *AIAA Aerodynamic Decelerator Systems Technology Conference and Seminar*, AIAA paper 2013-1389, 2013.
- [12] A. M. Calomino, H. S. Wright, M. E. Wusk, M. F. Hughes, S. J. Hughes, and D. F. M. Cheatwood. Hypersonic Inflatable Aerodynamic Decelerator (HIAD) Technology Development Overview. In *AIAA Aerodynamic Decelerator Systems Technology Conference and Seminar*, AIAA paper 2011-2524, 2011.
- [13] A. D. Olds, R. E. Beck, D. M. Bose, J. P. White, K. T. Edquist, B. R. Hollis, M. C. Lindell, F. Cheatwood, V. T. Gsell, and E. L. Bowden. IRVE-3 Post-Flight Reconstruction. In *AIAA Aerodynamic Decelerator Systems Technology Conference and Seminar*, AIAA paper 2013-1390, 2013.
- [14] I. G. Clark, A. L. Hutchings, C. L. Tanner, and R. D. Braun. Supersonic Inflatable Aerodynamic Decelerators for Use on Future Robotic Missions to Mars. *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 46, No. 2, pp. 340–352, 2009.
- [15] S. M. Murman. Dynamic Simulations of Atmospheric-Entry Capsules. *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 46, No. 4, pp. 829–835, 2009.
- [16] K. Yamada, Y. Nagata, T. Abe, K. Suzuki, O. Imamura, and D. Akita. Suborbital Reentry Demonstration of Inflatable Flare-Type Thin-Membrane Aeroshell Using a Sounding Rocket. *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 52, No. 1, pp. 275–284, 2014.
- [17] K. Yamada, D. Akita, E. Sato, K. Suzuki, T. Narumi, and T. Abe. Flare-Type Membrane Aeroshell Flight Test at Free Drop from a Balloon. *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 46, No. 3, p. 606, 2009.
- [18] R. Prakash, P. D. Burkhart, A. Chen, K. A. Comeaux, C. S. Guernsey, D. M. Kipp, L. V. Lorenzoni, G. F. Mendeck, R. W. Powell, T. P. Rivellini, et al. Mars Science Laboratory Entry, Descent, and Landing System Overview. In *Aerospace Conference, 2008 IEEE*, pp. 1–18. IEEE, 2008.

- [19] J. D. Anderson and J. Wendt. *Computational Fluid Dynamics*, Vol. 206. Springer, 1995.
- [20] C. S. Subramanian, T. R. Amer, D. M. Oglesby, and C. G. Burkett. New Self-Referencing Pressure-Sensitive-Paint Measurement. *AIAA Journal*, Vol. 40, No. 3, pp. 582–584, 2002.
- [21] 染矢聡, 浅井圭介. 感圧塗料計測における最近の進捗. 可視化情報学会誌, Vol. 34, No. 132, pp. 3–8, 2014.
- [22] X. Xue and Y. Nakamura. Numerical Simulation of a Three-Dimensional Flexible Parachute System under Supersonic Conditions. *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Space Technology Japan*, Vol. 11, pp. 99–108, 2013.
- [23] K. Karagiozis, R. Kamakoti, F. Cirak, and C. Pantano. A Computational Study of Supersonic Disk-Gap-Band Parachutes Using Large-Eddy Simulation Coupled to a Structural Membrane. *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 27, No. 2, pp. 175–192, 2011.
- [24] X. Gao, Q. Zhang, and Q. Tang. Numerical Modelling of Mars Supersonic Disk-Gap-Band Parachute Inflation. *Advances in Space Research*, Vol. 57, No. 11, pp. 2259–2272, 2016.
- [25] J. Lingard and M. Darley. Simulation of Parachute Fluid Structure Interaction in Supersonic Flow. In *18th AIAA Aerodynamic Decelerator Systems Technology Conference and Seminar*, AIAA paper 2005-1607, 2005.
- [26] K. Takizawa, M. Fritze, D. Montes, T. Spielman, and T. E. Tezduyar. Fluid-Structure Interaction Modeling of Ringsail Parachutes with Disreefing and Modified Geometric Porosity. *Computational Mechanics*, Vol. 50, No. 6, pp. 835–854, 2012.
- [27] K. Takizawa, T. Spielman, C. Moorman, and T. E. Tezduyar. Fluid-Structure Interaction Modeling of Spacecraft Parachutes for Simulation-Based Design. *Journal of Applied Mechanics*, Vol. 79, No. 1, p. 010907, 2012.
- [28] B. Tutt, C. Richard, S. Roland, and G. Noetscher. Development of Parachute Simulation Techniques in LS-DYNA. In *11th International LS-DYNA Users Conference*, pp. 25–36. Livermore Software Technology Corporation, 2010.
- [29] A. Sengupta, M. Wernet, J. Roeder, R. Kelsch, A. Witkowski, and T. Jones. Supersonic Testing of 0.8 m Disk Gap Band Parachutes in the Wake of a 70 deg Sphere Cone Entry Vehicle. In *20th AIAA Aerodynamic Decelerator Systems Technology Conference and Seminar*, AIAA paper 2009-2974, 2009.

- [30] *AGARD-R-804, Special Course on Missile Aerodynamics*, 1993.
- [31] S. J. Beresh, J. F. Henfling, R. J. Erven, and R. W. Spillers. Penetration of a Transverse Supersonic Jet into a Subsonic Compressible Crossflow. *AIAA Journal*, Vol. 43, No. 2, pp. 379–389, 2005.
- [32] F. Sourgen, T. Gauthier, F. Leopold, B. Sauerwein, and R. Meuer. Substitution of Hot-Gas Lateral Jets by Cold-Gas Jets in Supersonic Flows. *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 48, No. 1, pp. 81–92, 2011.
- [33] M. Gruber and L. Goss. Surface Pressure Measurements in Supersonic Transverse Injection Flowfields. *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 15, No. 5, pp. 633–641, 1999.
- [34] J. L. Amick, W. Stubblebine, and P. C. Y. Chen. Experimental Interaction Effects of Forward- Located Side Jets on a Body of Revolution. Technical report, Research and Development Subcontract No. 205, The University of Michigan, 1963.
- [35] J. Barber and J. Sterrett. A Theoretical and Experimental Investigation of Secondary Jets in a Mach 6 Free Stream with Emphasis on the Structure of the Jet and Separation Ahead of the Jet. In *AGARD Conference Proceedings No.4*, 1966.
- [36] F. Spaid and L. Cassel. Aerodynamic Interference Induced by Reaction Controls. Technical report, McDonnell Douglas Aerospace Huntington Beach CA, 1973.
- [37] N. Qin and A. Redlich. Massively Separated Flows due to Transverse Sonic Jet in Laminar Hypersonic Stream. *Shock Waves*, Vol. 9, No. 2, pp. 87–93, 1999.
- [38] V. Viti, R. Neel, and J. A. Schetz. Detailed Flow Physics of the Supersonic Jet Interaction Flow Field. *Physics of Fluids*, Vol. 21, No. 4, p. 046101, 2009.
- [39] A. Gulhan, G. Schutte, and B. Stahl. Experimental Study on Aerothermal Heating Caused by Jet-hypersonic Crossflow Interaction. *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 45, No. 5, p. 891, 2008.
- [40] H. E. G. Powrie, G. J. Ball, and R. J. East. Comparison of the Interactions of Two and Three Dimensional Transverse Jets with a Hypersonic Free Stream. In *AGARD-CP-534, Computational and Experimental Assessment of Jets in Cross Flow*, pp. 20.1–20.8, 1993.
- [41] S.-H. Lee. Characteristics of Dual Transverse Injection in Scramjet Combustor, Part 1: Mixing. *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 22, No. 5, pp. 1012–1019, 2006.

- [42] T. Liu, A. W. Burner, T. W. Jones, and D. A. Barrows. Photogrammetric Techniques for Aerospace Applications. *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 54, pp. 1–58, 2012.
- [43] M. R. Shortis and W. L. Snow. Videometric Tracking of Wind Tunnel Aerospace Models at NASA Langley Research Center. *The Photogrammetric Record*, Vol. 15, No. 89, pp. 673–689, 1997.
- [44] T. Ryall and C. Fraser. Determination of Structural Modes of Vibration Using Digital Photogrammetry. *Journal of Aircraft*, Vol. 39, No. 1, pp. 114–119, 2002.
- [45] D. Barrows, L. Olson, A. Abrego, and A. Burner. Blade Displacement Measurements of the Full-Scale UH-60A Airloads Rotor. In *29th AIAA Applied Aerodynamics Conference*, AIAA paper 2011-3655, 2011.
- [46] E. T. Schairer and L. A. Hand. Measurements of Unsteady Aeroelastic Model Deformation by Stereo Photogrammetry. *Journal of Aircraft*, Vol. 36, No. 6, pp. 1033–1040, 1999.
- [47] A. W. Burner, W. A. Lokos, and D. A. Barrows. Aeroelastic Deformation: Adaptation of Wind Tunnel Measurement Concepts to Full-Scale Vehicle Flight Testing. Technical report, NASA TM-2005-213790, 2005.
- [48] K. C. Gonyea, C. L. Tanner, I. G. Clark, L. K. Kushner, E. T. Schairer, and R. D. Braun. Aerodynamic Stability and Performance of Next-Generation Parachutes for Mars Descent. 2013.
- [49] A. Sengupta, R. Kelsch, J. Roeder, M. Wernet, A. Witkowski, and M. Kandis. Supersonic Performance of Disk-Gap-Band Parachutes Constrained to a 0-Degree Trim Angle. *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 46, No. 6, p. 1155, 2009.
- [50] G. Dietz, G. Schewe, and H. Mai. Experiments on Heave/Pitch Limit-Cycle Oscillations of a Supercritical Airfoil Close to the Transonic Dip. In *Vortex Dominated Flows: A Volume Celebrating Lu Ting's 80th Birthday*, pp. 43–66. World Scientific, 2005.
- [51] M. H. Dickinson and K. G. Götz. The Wake Dynamics and Flight Forces of the Fruit Fly *Drosophila Melanogaster*. *Journal of Experimental Biology*, Vol. 199, No. 9, pp. 2085–2104, 1996.
- [52] A. P. Willmott, C. P. Ellington, and A. L. Thomas. Flow Visualization and Unsteady Aerodynamics in the Flight of the Hawkmoth, *Manduca Sexta*. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London B: Biological Sciences*, Vol. 352, No. 1351, pp. 303–316, 1997.

- [53] M. Fuchikawa and K. Tanaka. PIV Measurements for Flow Fields around Wings of Butterflies and Dynamic Behaviors of Vortex Rings over the Wings. *Japanese Journal of Multiphase Flow*, Vol. 27, No. 4, pp. 419–426, 2013.
- [54] M. Fuchiwaki, T. Kuroki, K. Tanaka, and T. Tababa. Dynamic Behavior of the Vortex Ring Formed on a Butterfly Wing. *Experiments in Fluids*, Vol. 54, No. 1, p. 1450, 2013.
- [55] J. Sterenborg, R. Lindeboom, C. J. S. Ferreira, A. van Zuijlen, and H. Bijl. Assessment of PIV-Based Unsteady Load Determination of an Airfoil with Actuated Flap. *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 45, pp. 79–95, 2014.
- [56] K. Nakakita and H. Arizono. Visualization of Unsteady Pressure Behavior of Transonic Flutter Using Pressure-Sensitive Paint Measurement. In *27th AIAA Applied Aerodynamics Conference*, AIAA paper 2009-3847, 2009.
- [57] S. M. Spottswood, T. Eason, and T. Beberness. Full-Field, Dynamic Pressure and Displacement Measurements of a Panel Excited by Shock Boundary-Layer Interaction. In *19th AIAA/CEAS aeroacoustics conference*, AIAA paper 2013-2016, 2013.
- [58] T. Liu. *Pressure-and Temperature-Sensitive Paints*. Springer, 2005.
- [59] J. I. Peterson and R. V. Fitzgerald. New Technique of Surface Flow Visualization Based on Oxygen Quenching of Fluorescence. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 51, No. 5, pp. 670–671, 1980.
- [60] B. G. McLachlan and J. H. Bell. Pressure-Sensitive Paint in Aerodynamic Testing. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 10, No. 4, pp. 470–485, 1995.
- [61] T. Liu, B. T. Campbell, S. P. Burns, and J. P. Sullivan. Temperature-and Pressure-Sensitive Luminescent Paints in Aerodynamics. *Applied Mechanics Reviews*, Vol. 50, No. 4, pp. 227–246, 1997.
- [62] J. H. Bell, E. T. Schairer, L. A. Hand, and R. D. Mehta. Surface Pressure Measurements Using Luminescent Coatings. *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 33, No. 1, pp. 155–206, 2001.
- [63] J. Gregory, K. Asai, M. Kameda, T. Liu, and J. Sullivan. A Review of Pressure-Sensitive Paint for High-Speed and Unsteady Aerodynamics. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering*, Vol. 222, No. 2, pp. 249–290, 2008.
- [64] J. W. Gregory, H. Sakaue, T. Liu, and J. P. Sullivan. Fast Pressure-Sensitive Paint for Flow and Acoustic Diagnostics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 46, No. 1, pp. 303–330, 2014.

- [65] 浅井圭介. 感圧塗料技術の現状と展望. 可視化情報学会誌, Vol. 21, No. 83, pp. 203–208, 2001.
- [66] K. Nakakita, M. Kurita, and K. Mitsuo. Development of the Pressure-Sensitive Paint Measurement for Large Wind Tunnels at Japan Aerospace Exploration Agency. In *24th International Congress of the Aeronautical Sciences*, Paper ICAS 2004-3.2.2, 2004.
- [67] G. E. Khalil, C. Costin, J. Crafton, G. Jones, S. Grenoble, M. Gouterman, J. B. Callis, and L. R. Dalton. Dual-Luminophor Pressure-Sensitive Paint: I. Ratio of Reference to Sensor Giving a Small Temperature Dependency. *Sensors and Actuators B: Chemical*, Vol. 97, No. 1, pp. 13–21, 2004.
- [68] K. Mitsuo, K. Asai, A. Takahashi, and H. Mizushima. Advanced Lifetime PSP Imaging System for Pressure and Temperature Field Measurement. *Measurement Science and Technology*, Vol. 17, No. 6, p. 1282, 2006.
- [69] K. J. Disotell, D. Peng, T. J. Juliano, J. W. Gregory, J. W. Crafton, and N. M. Komerath. Single-Shot Temperature-and Pressure-Sensitive Paint Measurements on an Unsteady Helicopter Blade. *Experiments in Fluids*, Vol. 55, No. 2, p. 1671, 2014.
- [70] T. J. Juliano, P. Kumar, D. Peng, J. W. Gregory, J. Crafton, and S. Fonov. Single-Shot, Lifetime-Based Pressure-Sensitive Paint for Rotating Blades. *Measurement Science and Technology*, Vol. 22, No. 8, p. 085403, 2011.
- [71] 杉岡洋介, 中北和之, 齋藤健一, 野々村拓, 浅井圭介. 寿命法による遷音速強制振動翼の感圧塗料計測. 第 49 回流体力学講演会/第 35 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, p. 2047, 2017.
- [72] J. H. Bell. Accuracy Limitations of Lifetime-Based Pressure-Sensitive Paint (PSP) Measurements. In *Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities, 2001. 19th International Congress on ICIASF 2001*, pp. 5–16. IEEE, 2001.
- [73] W. Ruyten, M. Sellers, and W. Baker. Spatially Nonuniform Self-Quenching of the Pressure-Sensitive Paint PtTFPP/FIB. In *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, AIAA paper 2009-1660, 2009.
- [74] M. Kurita, K. Nakakita, K. Mitsuo, and S. Watanabe. Temperature Correction of Pressure-Sensitive Paint for Industrial Wind Tunnel Testing. *Journal of Aircraft*, Vol. 43, No. 5, pp. 1499–1505, 2006.
- [75] 満尾和徳, 栗田充, 中北和之, 藤井啓介, 渡辺重哉, 伊藤正剛, 片桐真也, 和田雄二. 複合 PSP 計測システムの研究開発. Technical report, JAXA-RR-07-023, Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA), 2008.

- [76] 満尾和徳. 複合 PSP 計測の遷音速風洞試験への適用. 可視化情報学会誌, Vol. 28-1, No. 1, pp. 101–101, 2008.
- [77] D. Peng, C. D. Jensen, T. J. Juliano, J. W. Gregory, J. Crafton, S. Palluconi, and T. Liu. Temperature-Compensated Fast Pressure-Sensitive Paint. *AIAA Journal*, Vol. 51, No. 10, pp. 2420–2431, 2013.
- [78] G. M. Buck. Simultaneous Luminescence Pressure and Temperature Measurement System for Hypersonic Wind Tunnels. *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 32, No. 5, pp. 791–794, 1995.
- [79] T. Kameya, Y. Matsuda, Y. Egami, H. Yamaguchi, and T. Niimi. Dual Luminescent Arrays Sensor Fabricated by Inkjet-Printing of Pressure-and Temperature-Sensitive Paints. *Sensors and Actuators B: Chemical*, Vol. 190, pp. 70–77, 2014.
- [80] Y. Matsuda, T. Kameya, Y. Suzuki, Y. Yoshida, Y. Egami, H. Yamaguchi, and T. Niimi. Fine Printing of Pressure-and Temperature-Sensitive Paints Using Commercial Inkjet Printer. *Sensors and Actuators B: Chemical*, Vol. 250, pp. 563–568, 2017.
- [81] J. Harris and M. Gouterman. Referenced Pressure Sensitive Paint. In *Proceedings of the Seventh International Symposium on Flow Visualization*, p. 802, 1995.
- [82] M. Gouterman. Oxygen Quenching of Luminescence of Pressure Sensitive Paint for Wind Tunnel Research. *Journal of Chemical Education*, Vol. 74, No. 6, p. 697, 1997.
- [83] D. McLean. Referenced Pressure Paint and the Ratio of Ratios. In *Sixth Annual Pressure Sensitive Paint Workshop*, 1998.
- [84] M. E. Kose. *Multi-Luminophore Coatings for Pressure Sensitive Paint Applications*. PhD thesis, University of Florida, 2005.
- [85] H. Sakaue, K. Miyamoto, and T. Miyazaki. A Motion-Capturing Pressure-Sensitive Paint Method. *Journal of Applied Physics*, Vol. 113, No. 8, p. 084901, 2013.
- [86] M. Ishii, T. Miyazaki, and H. Sakaue. Uniformity Study of Two-Functional Luminescent Dyes Adsorbed over an Anodized Aluminum Coating for Motion-Capturing Pressure-and Temperature-Sensitive Paint Imaging. *Sensors*, Vol. 18, No. 1, p. 26, 2018.
- [87] T. Fric and A. Roshko. Vortical Structure in the Wake of a Transverse Jet. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 279, pp. 1–47, 1994.
- [88] B. Stahl, H. Esch, and A. Gülhan. Experimental Investigation of Side Jet

- Interaction with a Supersonic Cross Flow. *Aerospace Science and Technology*, Vol. 12, No. 4, pp. 269–275, 2008.
- [89] A. Kovar and E. Schülein. Comparison of Experimental and Numerical Investigation on a Jet in a Supersonic Cross-Flow. *The Aeronautical Journal*, Vol. 110, No. 1108, pp. 353–360, 2006.
- [90] A. S. Pudsey, V. Wheatley, and R. R. Boyce. Behavior of Multiple-Jet Interactions in a Hypersonic Boundary Layer. *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 31, No. 1, pp. 144–155, 2014.
- [91] B. Edney. Anomalous Heat Transfer and Pressure Distributions on Blunt Bodies at Hypersonic Speeds in the Presence of an Impinging Shock. *Flygtek. Foersøksanstalten*, Vol. 115, , 1968.
- [92] F. Grasso, C. Purpura, B. Chanetz, and J. Détery. Type III and Type IV Shock/Shock Interferences: Theoretical and Experimental Aspects. *Aerospace Science and Technology*, Vol. 7, No. 2, pp. 93–106, 2003.
- [93] C. A. Lind. Effect of Geometry on the Unsteady Type-IV Shock Interaction. *Journal of Aircraft*, Vol. 34, No. 1, pp. 64–71, 1997.
- [94] J. W. Keyes and F. D. Hains. Analytical and Experimental Studies of Shock Interference Heating in Hypersonic Flows. Technical report, NASA TN D-7139, 1973.
- [95] A. R. Wieting and M. S. Holden. Experimental Shock-Wave Interference Heating on a Cylinder at Mach 6 and 8. *AIAA Journal*, Vol. 27, No. 11, pp. 1557–1565, 1989.
- [96] A. Chpoun, D. Passerel, H. Li, and G. Ben-Dor. Reconsideration of Oblique Shock Wave Reflections in Steady Flows. Part 1. Experimental Investigation. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 301, pp. 19–35, 1995.
- [97] J. Vuillon, D. Zeitoun, and G. Ben-Dor. Reconsideration of Oblique Shock Wave Reflections in Steady Flows. Part 2. Numerical Investigation. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 301, pp. 37–50, 1995.
- [98] 河村龍馬, 沢田孝士, 関和市. 超音速および極超音速における円柱列の研究: 第 1 報 超音速における 2 本の平行な円柱の抵抗. 東京大学航空研究所集報, Vol. 3, No. 6, pp. 283–318, 1963.
- [99] 河村龍馬, 沢田孝士, 関和市. 超音速および極超音速における円柱列の研究: 第 2 報 超音速における 2 本の平行な円柱の周りの衝撃波. 東京大学航空研究所集報, Vol. 3, No. 7, pp. 619–630, 1963.
- [100] M. J. Wright, K. Sinha, J. Olejniczak, G. Candler, T. Magruder, and A. Smits. Numerical and Experimental Investigation of Double-Cone Shock

- Interactions. *AIAA Journal*, Vol. 38, No. 12, pp. 2268–2276, 2000.
- [101] A. Swantek and J. Austin. Heat Transfer on a Double Wedge Geometry in Hypervelocity Air and Nitrogen Flows. In *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, AIAA paper 2012-284, 2012.
- [102] J. R. Komives, I. Nompelis, and G. V. Candler. Numerical Investigation of Unsteady Heat Transfer on a Double Wedge Geometry in Hypervelocity Flows. In *44th AIAA Fluid Dynamics Conference*, AIAA paper 2014-2354, 2014.
- [103] G. Shoen, G. Oblapenko, O. Kunova, M. Mekhonoshina, and E. Kustova. Validation of Vibration-Dissociation Coupling Models in Hypersonic Non-Equilibrium Separated Flows. *Acta Astronautica*, Vol. 144, pp. 147 – 159, 2018.
- [104] 山内清語, 野崎浩一. 配位化合物の電子状態と光物理, 2010.
- [105] V. Huntosova, S. Gay, P. M. Nowak-Sliwinska, S. K. Rajendran, M. Zellweger, H. Van Den Bergh, and G. Wagnières. In Vivo Measurement of Tissue Oxygenation by Time-Resolved Luminescence Spectroscopy: Advantageous Properties of Dichlorotris (1, 10-phenanthroline)-ruthenium (II) hydrate. *Journal of Biomedical Optics*, Vol. 19, No. 7, p. 077004, 2014.
- [106] H. Ozawa, S. J. Laurence, J. M. Schramm, A. Wagner, and K. Hannemann. Fast-Response Temperature-Sensitive-Paint Measurements on a Hypersonic Transition Cone. *Experiments in Fluids*, Vol. 56, No. 1, p. 1853, 2015.
- [107] <https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/type/A12801-01/index.html>.
- [108] D. Magde, G. E. Rojas, and P. G. Seybold. Solvent Dependence of the Fluorescence Lifetimes of Xanthene Dyes. *Photochemistry and Photobiology*, Vol. 70, No. 5, pp. 737–744, 1999.
- [109] J. M. Schramm, K. Hannemann, H. Ozawa, W. Beck, and C. Klein. Development of Temperature Sensitive Paints for the High Enthalpy Shock Tunnel Göttingen, HEG. In *Proceedings of the 8th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*, 2015.
- [110] H. Ozawa and S. J. Laurence. Experimental Investigation of the Shock-Induced Flow Over a Wall-Mounted Cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 849, p. 10091042, 2018.
- [111] R. Bendura and C. Whitlock. Inflation and Performance of Three Parachute Configurations from Supersonic Flight Tests in a Low-Density Environment.

- Technical report, NASA TN D-5296, 1969.
- [112] C. Eckstrom and D. R. Branscome. High Altitude Flight Test of a Disk Gap Band Parachute Deployed Behind a Bluff Body at a Mach Number of 2.69. Technical report, NASA TM X-2671, 1972.
- [113] J. R. Cruz and J. S. Lingard. Aerodynamic Decelerators for Planetary Exploration: Past, Present, and Future. In *AIAA Guidance, Navigation, and Control Conference and Exhibit*, AIAA paper 2006-6792, 2006.
- [114] D. E. Reichenau. Aerodynamic Characteristics of Disk-Gap-Band Parachutes in the Wake of Viking Entry Forebodies at Mach Numbers from 0.2 to 2.6. Technical report, Arnold Engineering Development Center Arnold AFB TN, 1972.
- [115] L. M. Couch. Drag and Stability Characteristics of a Variety of Reefed and Unreefed Parachute Configurations at Mach 1.80 with an Empirical Correlation for Supersonic Mach Numbers. Technical report, NASA TR R-429, 1975.
- [116] J. D. Maynard. Aerodynamic Characteristics of Parachutes at Mach Numbers from 1.6 to 3. Technical report, NASA TN D-752, 1961.
- [117] A. Witkowski, M. Kandis, J. Reuter, W. Machalick, R. Kelsch, and A. Sen Gupta. Design of Subscale Parachute Models for MSL Supersonic Wind Tunnel Testing. In *20th AIAA Aerodynamic Decelerator Systems Technology Conference and Seminar*, AIAA paper 2009-2999, 2009.
- [118] 船木一幸, 野中聡, 山田和彦, 丸祐介. ISAS/JAXA 高速気流総合実験設備. 日本航空宇宙学会誌, Vol. 64, No. 7, pp. 199–208, 2016.
- [119] J. D. Anderson Jr. *Fundamentals of aerodynamics*. McGraw-Hill Education, 2010.
- [120] <https://opencv.org/>.
- [121] https://docs.opencv.org/3.1.0/d1/d89/tutorial_py_orb.html.
- [122] https://docs.opencv.org/3.0-beta/doc/py_tutorials/py_imgproc/py_template_matching/py_template_matching.html.
- [123] B. W. Silverman. *Density Estimation for Statistics and Data Analysis*. Routledge, 2018.
- [124] scipy.stats.gaussian_kde, https://docs.scipy.org/doc/scipy-0.14.0/reference/generated/scipy.stats.gaussian_kde.html,
- [125] T. M. Inc. MATLAB ドキュメンテーション「高速フーリエ変換」<https://jp.mathworks.com/help/matlab/ref/fft.html>.
- [126] <https://docs.scipy.org/doc/numpy/reference/generated/numpy>.

- correlate.html.
- [127] M. Schoenenberger, E. Queen, and J. Cruz. Parachute Aerodynamics from Video Data. In *18th AIAA Aerodynamic Decelerator Systems Technology Conference and Seminar*, AIAA paper 2005-1633, 2005.
- [128] S. K. Ibrahim. Experimental Determination of the Apparent Moment of Inertia of Parachutes. Technical report, Minnesota Univ. Minneapolis Dept. of Aerospace Engineering and Mechanics, 1965.
- [129] W. S. Cleveland. Robust Locally Weighted Regression and Smoothing Scatter plots. *Journal of the American Statistical Association*, Vol. 74, No. 368, pp. 829–836, 1979.
- [130] J. R. Cruz, D. W. Way, J. D. Shidner, J. L. Davis, D. S. Adams, and D. M. Kipp. Reconstruction of the Mars Science Laboratory Parachute Performance. *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 51, No. 4, pp. 1185–1196, 2014.
- [131] <https://www.grc.nasa.gov/www/k-12/airplane/atmosmrm.html>.
- [132] H. G. Heinrich and T. R. Hektner. Flexibility as Parameter of Model Parachute Performance Characteristics. Technical report, Minnesota Univ. Minneapolis Dept. of Aerospace Engineering and Mechanics, 1970.
- [133] 日本規格協会. JIS K7126 – 1 プラスチックフィルム及びシートーガス透過度試験方法 – 第 1 部 : 差圧法, 2006.
- [134] A. Scheidegger, et al. *The Physics of Flow Through Porous Media*. University Of Toronto Press: London, 1958.
- [135] K. Kitagawa, M. Yasuhara, and K. Takayama. Attenuation of shock waves propagating in polyurethane foams. *Shock Waves*, Vol. 15, No. 6, pp. 437–445, 2006.
- [136] J. Bear. *Dynamics of Fluids in Porous Media*. Courier Corporation, 2013.
- [137] 日本規格協会. JIS L 1096 織物及び編物の生地試験方法, 2010.
- [138] E. Buckingham. On Physically Similar Systems; Illustrations of the use of Dimensional Equations. *Physical Review*, Vol. 4, No. 4, p. 345, 1914.
- [139] 江守一郎, 齊藤孝三, 関本孝三. 模型実験の理論と応用, 2009.
- [140] 小澤啓伺, 北村圭一, 花井勝祥, 三好理也, 森浩一, 中村佳朗. 超音速空力干渉を利用したカプセル型宇宙輸送システムの緊急分離. 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 57, No. 664, pp. 175–182, 2009.
- [141] 香山寛人, 汪運鵬, 小澤啓伺, 土井克則, 中村佳朗. フェンスによる超音速空力干渉を利用したカプセル分離. 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 60, No. 2, pp. 74–79, 2012.

- [142] Y. Wang, H. Ozawa, and Y. Nakamura. Numerical Investigation of Supersonic Oscillatory Flow with Strong Interference Over a Capsule-Shaped Abort System. *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Space Technology Japan*, Vol. 55, No. 5, pp. 286–294, 2012.
- [143] 西山祐輔, 伊藤美月, 岡田道尚, 安井一平, 森浩一, 中村佳朗. 変動する超音速パラシュートの空力特性について. 平成 24 年度宇宙航行の力学シンポジウム, pp. 29–31, 2012.
- [144] X. Xue, H. Koyama, and Y. Nakamura. Numerical Simulation on Supersonic Aerodynamic Interference for Rigid and Flexible Parachutes. In *42nd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, AIAA paper 2012-3269, 2012.
- [145] X. Xue and Y. Nakamura. Numerical Simulation of a Three-Dimensional Flexible Parachute System under Supersonic Conditions. *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Space Technology Japan*, Vol. 11, pp. 99–108, 2013.
- [146] 山田和彦, 鈴木宏二郎, 秋田大輔, 林光一, 安部隆士, 石村康生, 中篠恭一. 柔軟エアロシェルを利用した大気突入機に関する研究. 第 53 回 宇宙科学技術連合講演会, JSASS-2009-4301, 2009.
- [147] 金子宗嗣, 中村佳朗. 衝撃風洞貯気槽温度に対する衝撃波/境界層干渉の影響. 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 53, No. 612, pp. 36–41, 2005.
- [148] J. D. Anderson Jr. *Hypersonic and High-Temperature Gas Dynamics*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2006.
- [149] L. Lees. Laminar Heat Transfer Over Blunt-Nosed Bodies at Hypersonic Flight Speeds. *Journal of Jet Propulsion*, Vol. 26, No. 4, pp. 259–269, 1956.
- [150] 栗田充. 高速流中におけるサイドジェット空力干渉について. PhD thesis, 名古屋大学, 2002.
- [151] M. Kurita, T. Okada, and Y. Nakamura. Side Jet Aerodynamic Interaction on a Blunt Body in Hypersonic Flow. *Japan Society of Aeronautical Space Sciences*, Vol. 50, p. 394, 2003.
- [152] M. K. Ibrahim, T. Nakamura, K. Kitamura, K. Mori, and Y. Nakamura. The Role of Vortices in Side Jet/Blunt Body Interaction at Hypersonic Speed. *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Space Technology Japan*, Vol. 7, pp. 1–10, 2009.
- [153] 棚橋美治. 高速飛行体まわりの空力干渉に関する研究. PhD thesis, 名古屋大学, 1999.
- [154] 小澤啓伺. 極・超音速流中における二物体間の空力干渉に関する研究. PhD thesis, 名古屋大学, 2010.

-
- [155] W. Cook and E. Felderman. Reduction of Data from Thin-Film Heat-Transfer Gages-A Concise Numerical Technique. *AIAA Journal*, Vol. 4, No. 3, pp. 561–562, 1966.
- [156] R. Abgrall, J.-A. Desideri, M. Mallet, J. Periaux, P. Perrier, and B. Stoufflet. *Hypersonic Flows for Reentry Problems*. PhD thesis, INRIA, 1992.
- [157] A. Gülhan, G. Schütte, and B. Stahl. Experimental Study on Aerothermal Heating Caused by Jet-Hypersonic Crossflow Interaction. *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 45, No. 5, pp. 891–899, 2008.
- [158] J. A. Fay and F. R. Riddell. Theory of Stagnation Point Heat Transfer in Dissociated Air. *Journal of the Aeronautical Sciences*, Vol. 25, No. 2, pp. 73–85, 1958.
- [159] 日浦慎作. 画像情報処理 カメラの幾何学.
- [160] D. L. Schultz and T. V. Jones. Heat-Transfer Measurements in Short-Duration Hypersonic Facilities. Technical report, AGARD-AG-165, 1973.

謝辞

本論文を完成させるにあたり、多くの方々のご支援・ご協力を賜りました。ここに心からの謝意を表します。

本研究を遂行するにあたり、指導教員である森浩一准教授には、私が大学院に入学してから今日に至るまで、親身にご指導を頂きました。日々の研究や論文執筆の指導だけでなく、多くの学会発表、学外での研究活動及び研究留学をする機会を与えて頂きました。これらで得た経験は私の研究者としての礎として一生残っていくものだと確信しています。心より感謝いたします。

博士前期課程の指導教員である中村佳朗名誉教授には、研究のけの字もわかっていなかった私に、学術研究における物の考え方、進め方など、研究者としての基礎をご指導いただきました。また、私が博士後期課程に進学するきっかけを与えて頂きました。深く感謝申し上げます。

本論文を完成させるために博士論文審査委員としてご尽力頂いた、佐宗章弘教授、長田孝二教授、北川一敬教授、松田佑准教授に心よりの謝意を表します。お忙しい中数々のご指摘と丁寧なご指導を頂き、本論文をより良いものにすることができました。

本論文を完成させるにあたり、多くの方々のご指導・ご支援を賜りました。北村圭一准教授（横浜国立大学）には、私が所属した研究室の助教として在籍されていた時代から、親身にご指導いただきました。また、本研究で扱った空力干渉問題について数値流体力学の観点から多くのご助言を頂きました。小澤啓伺助教（首都大学東京）には、本研究で用いた感温塗料の作製・使用のノウハウを直接ご指導いただきました。また、私がドイツ航空宇宙センターに留学した際に受入職員としてお世話になりました。松田佑准教授（早稲田大学）には、感温塗料法に関する技術的な相談に応じて頂き、実験装置見学を受け入れて頂きました。鈴木宏二郎教授（東京大学）と山田和彦准教授（宇宙科学研究所）には、柔軟構造模型の作製・風洞試験実施についてご指導・ご助言を頂きました。北川一敬教授（愛知工業大学）には、本研究で行った引張試験の際に試験機をご提供いただきました。船木一幸准教授をはじめ宇宙科学研究所の皆様のご協力の元、本研究では宇宙科学研究所超音速風洞を使用した実験を行いました。

実験に際しては、山内智史氏（株式会社 IHI エアロスペースエンジニアリング）に多大なご協力を頂きました。これらのご支援なくして本研究は完遂できませんでした。ここに心からの謝意を表します。

樫谷賢士教授（防衛大学校）には、本論文を完成させるあたり、終始励ましとご配慮を頂きました。ここに深く感謝申し上げます。

博士後期課程在籍中に日本学術振興会特別研究員（DC2）を務めました。本研究の一部は、特別研究員奨励費（15J10969）の援助を受けて遂行されました。また、LGS 宇宙フロンティアリーダー養成プログラムに在籍しました。これらのプログラムによるご支援に感謝いたします。

研究を遂行するにあたり、名古屋大学大学院航空宇宙工学専攻流体力学研究グループの諸先輩方、同期後輩諸君には大変お世話になりました。研究で協力し合ったり、気軽に相談したり、励まし合ったりと、私にとって常に心の支えでした。また、LGS の同期諸君、事務員の皆様にも大変お世話になりました。ありがとうございました。

私生活においては、4年以上の間親身に支えとなってくれた高橋亜貴絵さんに深く感謝いたします。また、友人諸君からも多くの励ましを受けました。ありがとうございました。

最後に、博士後期課程へ進学するにあたり、そのチャンスと暖かい支援を与えてくれた両親に心から感謝の意を表し、謝辞といたします。

平成 31 年 1 月 22 日

田口 正人