

宇宙航空研究開発機構契約報告

JAXA Contract Report

サイレント超音速機に関する調査研究（その1）

平成18年（2006年）度 研究成果報告書

作成元 社団法人 日本航空宇宙学会

2007年9月

宇宙航空研究開発機構

Japan Aerospace Exploration Agency

目 次

第1部 総括	1
第2部 各研究成果報告（詳細）	
衝撃波を相殺する複葉型超音速翼の空力設計における実験・計算融合研究	
第一章 はじめに	9
第二章 風洞実験設備	9
2.1 吸込み式超音速風洞	9
2.2 高速気流総合試験設備	10
第三章 複葉翼風洞実験模型	11
3.1 吸込み式超音速風洞用模型	11
3.2 高速気流総合試験設備用模型	12
3.3 計測項目	13
第四章 実験結果と考察	13
4.1 吸込み式超音速風洞実験	13
4.1.1 圧力計測応答遅れ時間	13
4.1.2 主流マッハ数測定	14
4.1.3 不始動条件と風洞作動手順	15
4.1.4 インテークディフューザ始動条件	15
4.1.5 風洞作動手順	15
4.1.6 衝撃波干渉と減衰の可視化	16
4.1.7 不始動状態への遷移	17
4.2 高速気流総合試験設備風洞試験	18
4.2.1 超音速風洞実験（マッハ数1.5～2.3）	18
4.2.2 遷音速風洞実験（マッハ数0.3～1.3）	18
4.2.3 超音速・遷音速風洞実験と数値計算比較	22
第五章 まとめと今後の展開	22
参考文献	22
複葉サイレント超音速機の離着陸時の飛行安定性に関する調査：	
飛行実証のためのテストベット構築	24
第一章 序論	24
1.1 研究背景	24
1.2 研究目的	24
第二章 数値計算	26
2.1 計算格子	26
2.2 数値計算手法	26
2.3 計算条件	27
第三章 風洞実験	27
3.1 低速風洞実験設備	27
3.2 実験模型	27
3.3 計測手法・条件	28
3.3.1 空気力測定	28
3.3.2 煙法による可視化	28

第四章 結果と考察	28
4.1 数値計算による空力特性結果	28
4.2 風洞実験による空力特性結果	30
4.3 数値計算・風洞実験による空力特性の比較	32
4.3.1 揚力特性	32
4.3.2 抗力特性	32
4.3.3 揚抗比特性	33
4.4 流れ場構造	34
4.4.1 数値計算による迎角に対する流れ場構造の変化	34
4.4.2 数値計算による主流速度に対する揚力寄与の変化	35
4.4.3 数値計算による主流速度に対する抗力寄与の変化	37
4.4.4 数値計算・風洞実験による流れ場構造の比較	39
第五章 結論	41
参考文献	41
超音速流中におけるダイヤモンド翼の剥離制御	43
1. はじめに	43
2. 実験装置	43
2.1 風洞	43
2.2 翼型モデル	45
2.3 シュリーレン光学系	46
3. 実験結果	46
4. まとめ	48
5. 今後の予定	48
謝辞	48
参考文献	48
6. 付録（超音速楔翼の後縁剥離に関する数値的研究）	49
要旨	49
第1章 序論	49
第2章 理論	49
2.1 基礎方程式	49
2.2 検証計算	50
2.2.1 計算条件	50
2.2.2 計算結果	51
2.3 非粘性圧縮性流れの理論	53
第3章 数値計算	54
3.1 計算対象	54
3.2 二重楔型翼の計算条件	54
第4章 計算結果と考察	56
4.1 計算領域全体の様子	56
4.2 翼近傍の様子	56
4.3 空力性能について	61
第5章 結論	63
参考文献	64
付録A 計算結果（圧力・Mach数分布）	64

プラズマアクチュエータを用いたサイレント超音速機の流体制御	74
1. 序論	74
1.1 研究背景および目的	74
1.2 研究計画および内容	75
1.3 本論文の構成	75
2. 超音速風洞の製作と性能評価	75
2.1 超音速風洞の設計	75
2.2 風洞の性能評価	75
3. プラズマアクチュエータの開発	76
3.1 プラズマアクチュエータについて	76
3.2 プラズマ駆動リニアシンセティックジェット	77
3.3 キャビティ音抑制実験	79
3.3.1 実験装置	79
3.3.2 空力騒音測定実験の概要	80
3.4 実験結果・解析	81
3.4.1 1/3オクターブバンド実時間周波数分析結果	81
3.4.2 FFT分析結果	82
4. プラズマアクチュエータの超音速流への適用試験： 風洞壁に設置した場合の流れの可視化試験	83
4.1 実験装置および実験方法	83
4.2 実験結果	83
5. まとめ	84
6. 今後の研究目標	85
7. 参考文献	85
超音速飛行における非定常作用の効果に関する実験研究	86
1. 実験装置	86
1.1 超音速風洞	86
1.2 レーザー光学系	86
1.2.1 レーザー	86
1.2.2 レーザー集光系	86
1.2.3 カロリメーター	86
1.3 可視化光学系	86
1.3.1 可視化系	86
1.3.2 高速度カメラ	88
1.4 圧力測定系	88
1.4.1 圧電電荷式センサ	88
1.4.2 静圧測定用センサ	88
1.4.3 測定系	88
1.5 信号系	88
2. 実験方法	89
2.1 超音速風洞特性の把握	89
2.1.1 概要	89
2.1.2 ピトー圧測定法	89
2.1.3 ピトー圧測定箇所	90
2.1.4 静圧測定法	90

2.1.5	静圧測定箇所	90
2.1.6	ピトー圧と静圧が静定するに必要な時間の検討	90
2.1.7	マッハ数計算	91
2.2	圧電電荷式センサを用いた淀み点圧測定	
2.2.1	モデル	91
2.2.2	較正	92
2.2.3	測定	92
2.2.4	ノイズ補正	92
2.3	異なった形状を持つモデルを用いた流れの可視化	93
2.3.1	モデル	93
3.	実験結果	94
3.1	風洞内マッハ数分布	94
3.2	可視化結果	94
3.3	淀み点圧履歴と時間積分値	94
3.3.1	淀み点圧履歴と可視化結果の対応	94
3.3.2	淀み点圧時間積分値	95
3.4	プラズマと離脱衝撃波の干渉持続時間	96
3.4.1	モデル形状による影響	96
3.4.2	プラズマ形状による影響	96
付録		97

委託研究「サイレント超音速機に関する調査研究（その1）」
2006年12月～2007年2月
研究成果報告書

第1部 総括

受託委員会委員長	大林	茂
委員	鄭	信圭
委員	倉谷	尚志
委員	新井	隆景
委員	坂上	昇史
委員	川添	博光
委員	松野	隆
委員	佐宗	章弘
委員	中村	佳朗
委員	酒井	武治
委員	森	浩一

1. はじめに

近年、米国防総省高等研究計画局（DARPA）・航空宇宙局（NASA）の低ブーム飛行実証試験[1]、宇宙航空研究開発機構（JAXA）の小型超音速飛行試験[2]や日仏航空宇宙工業会による共同研究協定の締結[3]など、将来の超音速旅客輸送の実現を目指した動きが再び活発となってきた。このような動向を鑑み、超音速飛行実現の最重要課題である静粛性を研究目標として、空気力学部門下にサイレント超音速旅客機研究会が設置された。

今後予測される航空輸送需要のさらなる増大に対する解のひとつが超音速飛行による時間短縮である。超音速旅客機が実現した場合、時間価値の増大にともなって時間短縮による誘発効果は巨大な市場を創造する可能性がある。また、超音速飛行は、長距離路線の利用者にとって最大の苦痛である長時間飛行からの解放を意味する。このため、超音速航空輸送の実現が強く望まれるが、超音速機に固有の騒音であるソニックブームの低減は最大の技術課題である。現在、民間の超音速輸送機（SST）の分野では、小型超音速旅客機や超音速ビジネスジェット（SSBJ）の開発計画が世界的に注目されている。米国では、エアリオン社やSAI社などが開発計画を打ち出し、2012～13年の市場投入を目指している。欧州では、仏ダッソー社を中心にHISACと呼ばれるSSBJ開発計画が進められている[4]。

我が国でも、第3期科学技術基本計画[5]の分野別推進戦略においてソニックブームの低減が掲げられており、これに対応して文部科学省では「次世代超音速機技術の研究開発」が重点的に進めるべき研究開発として取り上げられ[6]、JAXAにおいて2012年までにソニックブームを半減する機体設計技術の実証を行う「静粛超音速研究機の研究開発」が検討されている（図1）[7]。また、東北大学21世紀COEプログラム「流動ダイナミクス国際研究教育拠点」では、楠瀬前招聘教授の下、超音速複葉翼理論を提案している[8]。この理論は、古典的なブーゼマン翼の概念を応用して2枚の翼を用いて衝撃波を干渉させることで、造波抵抗を低減しつつソニックブームを根本的に削減することを目指しており、大型のSSTにも応用可能な革新的空力形状のコンセプトである（図2）。



図1 JAXA 静粛超音速研究機コンセプト[5]



図2 東北大学超音速複葉機コンセプト

革新的な空力形状の例としては斜め翼が知られているが、米国では今年2006年春にDARPAで斜め翼の無人飛行実証計画が立ち上がり、2011年の飛行実証を目指している（図3）[9]。一方、2005年には、米国におけるSST開発の歴史をまとめた、*High-Speed Dreams: NASA and the Technopolitics of Supersonic Transportation, 1945-1999*（Erik M. Conway 著）という本[10]が出版された。この本では、SST実用化の最大の壁は、航続距離や燃費の悪さという技術問題ではなく、社会に受け入れられなかった騒音問題にあることを指摘している。また、1990年代における米国におけるSST開発失敗の一因は、短期的な実用化を求めて、プロジェクトの初期で保守的な空力形状に固定してしまったことにあると論じている。現在の研究開発プロジェクトは、小型機やビジネスジェットで超音速飛行を行うという点で、まさに小型化により騒音問題を解決することが主眼となっており、この本の主張に沿っている。しかし、大型旅客機としてSSTが成立するためには、さらなる技術的ブレークスルーが必要である。また、空港騒音の低減は、新機体導入のための必須条件となりつつあり、超音速機といえども避けて通ることのできない重要課題である。こうした背景より、我が国でもJAXAの「静粛超音速研究機の研究開発」をオールジャパンで協力して推進するとともに、並行してより革新的な超音速飛行技術の研究開発が望まれる。



図3 DARPA 斜め翼機コンセプト[8]

2. 本委託研究の内容

本委託研究「サイレント超音速機に関する調査研究（その1）」では、超音速複葉翼理論に着目し、主に実験的手法による理論の実証と予想される問題を克服するため、5件の基礎研究を実施した。

1) 衝撃波を相殺する複葉型超音速翼の空力設計における実験・計算融合研究

研究分担者：

東北大学 流体科学研究所 ・教授 ・大林 茂（代表者）

東北大学 流体科学研究所 ・研究員 ・倉谷 尚志

東北大学 流体科学研究所 ・技官 ・小川 俊広

本研究では、理論的考察やCFD検討結果を実証し、概念設計に資する基礎的な流れ特性および空力特性を捉えるために、実験的研究を遂行した。吸込み式超音速風洞において、設計マッハ数における複葉翼周りおよび翼間における衝撃波干渉および相殺の可視化を実施した。さらに、非設計マッハ数における複葉翼周りの流れ特性を捉えるために、宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究本部（以下ISAS/JAXA）の高速気流総合試験設備を用いて、マッハ数0.3～2.3の範囲で、複葉翼二次元模型を用いた風洞実験を実施した。しかし、複葉翼の入口翼間距離と最小翼間距離で決まる断面積比が、インテークディフューザ始動条件いわゆるKantrowitz Donaldson条件（以下、K-D条件）を設計マッハ数において満足しないのが設計マッハ数における重要な課題である。

吹込み式超音速風洞を用いて、設計マッハ数におけるブーゼマン型複葉翼の衝撃波干渉や相殺を調べるために、複葉翼の始動手順を確立した。その手順に基づいて、測定部内および複葉翼周りの基本的な流れ特性を明らかにした。さらに、シュリーレン法により複葉翼周りの流れ場を可視化することで、設計マッハ数1.7付近において複葉翼間の衝撃波干渉および相殺を実現し、超音速複葉翼理論を実証することができた。高速気流総合試験設備を用いても、複葉翼周りの流れ場の変化を捉えることができた。

ソニックブーム低減を目的としたブーゼマン型複葉翼周りの流れ特性に関する超音速および遷音速風洞実験を、設計マッハ数1.7の吸込み式超音速風洞ならびに吹き下ろし式超音速・遷音速風洞において、マッハ数0.3～2.3と広範囲の飛行マッハ数条件下で、衝撃波干渉ならびに減衰を目的としたブーゼマン型二次元複葉翼模型周りの流れ特性に関する実験を実施した結果、以下の知見を得ることができた。

- ① 現行の吸込み式超音速風洞設備では、低圧側の静圧測定は約1秒の応答遅れが存在した。短い風洞作動時間中の測定部内の流れ状態をより精度良く捉えるためには、静圧孔の拡大および圧力導管の短縮が必要である。
- ② 測定部内の代表マッハ数は、主流全圧の等エントロピー仮定により求めることができる。ピトー圧挿入時には全圧損失式により3.0%の誤差内で代表マッハ数を求めることができる。
- ③ 不始動状態を回避するための風洞作動手順を確立し、のみ込みマッハ数以上のマッハ数からの作動を確認することができ、複葉翼間の衝撃波干渉・減衰をシュリーレン写真によって確認することができた。
- ④ 不始動状態へ遷移したとき、複葉翼模型下流のピトー圧測定値を調べると、翼前縁に形成された強い衝撃波による全圧損失を捉えることができた。
- ⑤ 提案された超音速複葉翼理論による複葉翼間の衝撃波干渉および相殺を実験的に実証することができた。また、非設計マッハ数における衝撃波発生や干渉などを伴う流れ場の変化を捉えることができた。
- ⑥ アスペクト比0.75の二次元複葉翼模型を用いて、衝撃波干渉および相殺を実現できたのは、複葉翼前縁から生じる衝撃波による高圧部から複葉翼外部の低圧部へ流れ出すことで、複葉翼間の不始動状態を回避した。

しかし、始動状態から不始動状態への遷移を引き起こす要因は明らかではない。さらにそれらの要因の微小変動により生じる可能性があるため、今後は模型や計測の精度を向上させつつ、実験結果とCFDによる予測との比較検討を進めて、調べていく必要がある。

2) 複葉サイレント超音速機の離着陸時の飛行安定性に関する調査：飛行実証のためのテストベッド構築

研究分担者：

東北大学 流体科学研究所 ・助手 ・鄭 信圭（代表者）
東北大学 流体科学研究所 ・教授 ・大林 茂
鳥取大学 工学部 機械工学科 ・教授 ・川添 博光
鳥取大学 工学部 機械工学科 ・講師 ・松野 隆
東北大学 流体科学研究所 ・研究員 ・倉谷 尚志

ブーゼマン複葉翼の超音速域の性能に関する利点は明らかになってきたが、実飛行に必然的に伴う離着陸時の低速性能については明らかではない。これは、超音速飛行を考慮に入れた複葉翼の研究が行なわれていなかったといった現状がある。そこで本研究では、超音速域において衝撃波を相殺できるブーゼマン複葉翼が低速域ではどのような性能を示すのかを調べた。具体的には、低速域における迎角および主流速度に対する基本的な空力特性を、数値計算および風洞実験を通して解析する。本研究は、将来期待される超音速複葉翼機の実現に向け、離着陸時等の低速性能だけでなく、飛行速度域全体の性能を得るための第一歩として位置づけられる。

まず、低乱流伝達風洞を用いた風洞実験においては、主流速度によらず、低速域における一般的な翼型の特性である迎角に対する揚力係数特性の相似性が確認できた。また、失速点が $\alpha = 21$ [deg.] であることも確認された。さらに最大揚抗比が $\alpha = 5$ [deg.] 付近であることもわかった。

一方で、数値計算では、低迎角時に主流速度によらず迎角に対する揚力係数特性の相似性が確認できたが、高迎角時には主流速度によって特性に違いが見られた。この理由として、数値計算では全面乱流としたが、今回の風洞実験の結果から層流領域が部分的に存在することが考えられるため、遷移を考慮した数値計算が必要であることがわかった。一般的な航空機の実機レイノルズ数の領域では境界層遷移が物体前縁で起こるため、レイノルズ平均されたNavier-Stokes方程式による解析を行う場合には全面乱流として扱ってよい場合が多い。しかしながら、今回のように実験に使用した模型が小さい場合レイノルズ数が低いので、数値計算においても境界層遷移を考慮した。

また、今回の数値計算と風洞実験では主流速度が $U = 10 \sim 30$ [m/s] の範囲に限られており、実際の旅客機が離着陸する速度に達していない。今後、さらに主流速度の範囲を上げて解析を行うことで実機レイノルズ数を視野に入れた離着陸時の低速性能を評価する必要がある。

今回の研究では風洞実験と数値計算を比較、互いの問題点を明確にすることができた。特に、数値計算の計算精度を向上させるのに、風洞試験のデータを比較することは重要であるので、今後も風洞実験と数値計算を行い、より詳細かつ正確な比較検討をしていくことは必須である。

3) 超音速流中におけるダイヤモンド翼の剥離制御

研究分担者：

大阪府立大学 大学院工学研究科航空宇宙海洋系専攻 航空宇宙工学分野 ・教授 ・新井 隆景（研究代表者）
大阪府立大学 大学院工学研究科航空宇宙海洋系専攻 航空宇宙工学分野 ・助手 ・坂上 昇史

超音速機に使用される翼は衝撃波の発生を抑制するために薄翼が用いられる。また、ダイヤモンド翼が用いられることもある。K. Kusunoseらの研究では、複葉のダイヤモンド翼を数値計算を用いて解析し、サイレント超音速機の可能性が示されている。しかし、この解析は非粘性計算であり、境界層の影響が考慮されていない。超音速流中に翼が置かれた場合、翼後端から衝撃波が発生する。これは翼後端で流れが偏向されることによる。この現象はダイヤモンド翼では顕著である。特に、ダイヤモンド翼では翼後端は圧縮ランプと同様の形状となる。境界層と衝撃波が干渉すると、よく知られているように、境界層は衝撃波背後の圧力上昇に耐えられずに剥離する。境界層が剥離すると、衝撃波の発生位置が上流に移動することになる。その結果、抗力が増大する。また、境界層が層流の場合に特に剥離しやすい。境界層が乱流の場合には剥離しづらくなるが、摩擦抵抗が増大する。さらに、剥離点の変動することにより、翼に非定常応力がかかり、フラッターの原因にもなり得る。これらの現象は主に境界層内の流れの特性に影響を受けるが、レイノルズ数の影響や境界層中の乱流構造などとの関係は未解明である。そこで本研究では、翼後縁近傍の衝撃波がより翼後端に近い位置に発生する境界層の条件を実験的に調べた。

超音速流中におかれたダイヤモンド翼面上の境界層の挙動を把握する第一段階として、翼弦長50 mmと100 mmで翼厚

比0.1のダイヤモンド翼について流れの可視化を行った。境界層が層流の場合には、翼後縁で発生した衝撃波の影響で翼面上の境界層は翼後縁から16%程度の位置から剥離する。レイノルズ数が大きくなると境界層は衝撃波による圧力上昇に耐え、剥離は生じない。なお、本実験に対応する数値計算を行ったので、付録にまとめて示す。定性的には数値計算結果は実験結果と一致していることを確認した。

今後は、迎え角を6度程度まで変化させ、境界層の様相を観察する。また、吹き出し風洞を用いて、レイノルズ数の広範囲な実験を行い、レイノルズ数が境界層剥離に及ぼす影響を明らかにする。実験と平行して数値計算を行い、実験でカバーできない条件における境界層剥離の様相を明らかにする。表面粗度や縦渦を導入して境界層流れの性質を変化させ、境界層剥離と衝撃波の発生を制御する方法を調査する。研究分担者の坂上らが開発した定量化シュリーレン法を用いて境界層の性質（層流、遷移領域、乱流）を計測し、衝撃波の発生位置との関係を明らかにする。本定量化シュリーレン法では境界層内の速度分布が測定可能であるので、壁面摩擦係数の評価ができる。そのことを用いて翼の空力特性評価も行う。後流の圧力分布を測定し、運動量の法則から抗力を計測する。その結果を用いて、流れ場の様相（剥離や衝撃波の発生）が抗力に及ぼす影響を明らかにする。

4) プラズマアクチュエータを用いたサイレント超音速機の流体制御

研究分担者：

鳥取大学 工学部 ・教授 ・川添 博光（代表者）

鳥取大学 工学部 ・講師 ・松野 隆

本研究はソニックブームレス超音速飛行機への応用を目指し、プラズマ流体アクチュエータの開発とその超音速流への適用を目的としている。超音速大型旅客機の成立を妨げているのはソニックブームである。これを解決するため、複葉翼理論に基づくソニックブームレス超音速飛行の研究が始まっており、理論および数値解析においては劇的にソニックブームを低減する、きわめて興味深い特性が報告されている。一方で、設計点を外れると複葉翼間での流れのチョークなどによってその性能は抗力・騒音ともに著しく低下する点が現在問題となっている。このため、ロバストネスが求められる実機開発を目指すためには、ウェッジ前縁から発生する衝撃波など、機体周りの流れ場を制御する技術が必須である。

そこで、本研究では、このような超音速流の制御法として、現在本研究室で研究を行なっているプラズマアクチュエータを適用することを提案する。現在提案されている構成は一对の平行電極と誘電体および電源からなり、電極間で誘電体バリア放電を起こすことによってプラズマを生成し、このプラズマによる流体への体積力を利用して速度を誘起するのが駆動の基本原理である。流体制御デバイスとしては、従来のものに比べ小型で制御が容易であるなど非常に利点が多く、今後の発展が非常に期待できるが、研究は始まったばかりであり、現在はアクチュエータのプラズマの物理現象やその特性など、未解明な点が多い。

複葉超音速機への応用に関して特筆すべきなのは、このプラズマアクチュエータは翼表面形状に影響を与えない点である。アクチュエータを翼に埋め込むことによって表面を一体にすることができるため、流体制御技術として、このデバイスは非常に適していると考えられる。本研究ではプラズマ流体アクチュエータの開発とその超音速流への適用を目指し、まず超音速流中におけるアクチュエータの基本性能を風洞実験により確認する。その後、衝撃波位置や駆動による仮想表面形状の制御を行い、ソニックブームレス超音速飛行機への応用可能性を調べる。

本研究では、上記目的を達成する上で次に示す3つのマイルストーンを設定した。

- マイルストーンⅠ：プラズマアクチュエータの超音速流れ場への適用を可能にする
- マイルストーンⅡ：プラズマアクチュエータによる衝撃波位置の制御
- マイルストーンⅢ：virtual shape（プラズマアクチュエータの誘起する流れ場によって機体表面の形状を変化させるのと実質的に同等の効果を得る）の制御と、それによるチョーク回避

今回の研究ではマイルストーンⅠを達成することを目標とし、具体的には以下の事項を実施した。

- 超音速風洞を既存の真空チャンバー等を用い製作する
- プラズマアクチュエータ駆動のための大出力のアクチュエータ・電源を開発する
- 超音速風洞にプラズマアクチュエータを設置し、その駆動により流れ場が変化することを確かめる

本研究では、プラズマアクチュエータの超音速流への適用を目的とし、その可能性調査を当面の目標として（1）超音速風洞の製作と性能評価（2）プラズマアクチュエータの開発（3）プラズマアクチュエータの超音速流への適用試験の3つの研究・開発を行なった。超音速風洞の製作と性能評価においては、プラズマアクチュエータ開発のために、実験に使用する小型超音速風洞を設計・製作した。特性曲線法を用いて大気圧吸い込み式の超音速風洞を設計、製作した結果、一様流マッハ数1.72、通風時間は約4秒と、複葉超音速機を念頭に置いたプラズマアクチュエータ開発に対し、目的のマッハ数・通風時間を達成することができ、これによって超音速風洞におけるプラズマアクチュエータ開発の基盤を構築することができた。

プラズマアクチュエータの開発においては、超音速流中で有効と考えられる上方へのジェット生成を目的として、スロットからの噴射と同様の効果を持つ plasma-driven linear synthetic jet（“リニアシンセティックジェット”）を開発した。基本構造は従来からのプラズマアクチュエータを二つ対向して設置したものであり、それぞれ中央に向かって体積力を誘起し、これらがプラズマ上方で衝突・干渉して上方への流れを生成する。これを低速のキャビティ音抑制試験に適用したところ、劇的な騒音低減効果を得られることが分かったと同時に、アクチュエータが設計意図通りにせん断層を上方へ移動させることを実証できた。

最後に開発したプラズマアクチュエータを製作した超音速風洞に設置し、超音速流への適用試験を行なうことによりプラズマアクチュエータの流れ制御の可能性を調べた結果、プラズマアクチュエータの駆動によってわずかであるが衝撃波の移動が観察された。流体メカニズムとしてはプラズマアクチュエータによって生成された流れが微小なバンプ（virtual bump）を生成し、が流れをせき止めることにより、その前方の衝撃波をバウショックに類似した形状に変化させることができると考えることができる。このことから、いままで主として低速域で用いられてきたプラズマアクチュエータの超音速流の制御可能性が確認できた。

現在までに得られた成果により、プラズマアクチュエータによるジェット生成に成功し、また超音速流の制御法としてプラズマアクチュエータが適用可能であることが示唆された。研究全体としては、現在は一つのマイルストーンに達したところであり、この後は超音速域におけるプラズマアクチュエータの性能の確認を行なった後、次のフェイズとしてプラズマアクチュエータによる衝撃波位置の制御を目指している。最終的には衝撃波の位置を制御するためのプラズマアクチュエータ位置と駆動方法を開発することが目的である。この段階においては複葉超音速機の翼間でのチョークを回避するためにプラズマアクチュエータを用いることを目標として、風試とCFD解析を連携した適用試験を実施する予定である。

5) 超音速飛行における非定常作用の効果に関する実験研究

研究分担者：

名古屋大学 大学院工学研究科 航空宇宙工学専攻 ・教授 ・佐宗 章弘（代表者）
名古屋大学 大学院工学研究科 航空宇宙工学専攻 ・教授 ・中村 佳朗
名古屋大学 大学院工学研究科 航空宇宙工学専攻 ・講師 ・酒井 武治
名古屋大学 大学院工学研究科 航空宇宙工学専攻 ・助手 ・森 浩一
名古屋大学 大学院工学研究科 航空宇宙工学専攻 ・助手 ・Mohammed Khalil

飛行する物体にかかる抗力は大きく二つに分けられる。「粘性抵抗」と「造波抵抗」である。粘性抵抗は、低速～亜音速で飛行する物体に対して支配的で、物体と周りの流体の間での粘性力によるものである。一方、造波抵抗は遷音速～超音速において支配的で、物体が衝撃波を造ることによって物体前方が高圧になり、抵抗が発生する。超音速航空機輸送の際、この造波抵抗によって機体に大きな影響を及ぼす。これまで機体形状を変化させたり、スパイクをつけたりするといった対策が講じられてきたが、どれも構造的な限界があり、有効なものは見つかっていない。そこで、10年ほど前から提案されている全く新たな抗力低減法として、レーザーにより外部から非定常エネルギーを付加する方法が研究されている。当初の研究では、COレーザーによる高強度高周波非定常エネルギー注入により、超音速中（ $M=2$ ）円錐物体の抗力が半減したという結果が発表された。近年は数値計算による研究が盛んで、最近ではA. A. Zheltovodovらが数値計算によって一連の現象を明らかにした。また、ソニックブーム低減法としてもこの概念が導入されているが、実験的な研究は少ない。そこで本研究では、超音速流れに非定常エネルギーを外部から付加する方法を用いて実験を行うことにする。

本研究では、高強度レーザーによるパルスエネルギー付加によって、物体前方の離脱衝撃波とレーザー誘起プラズマがどのように干渉するかを高速度光学可視化と圧力測定により明らかにし、付加エネルギー条件やモデル形状がどのような影響を与えるのかを調べることを目的とする。本研究では、高速度光学可視化と圧力測定を用いて、離脱衝撃波とレーザ

一誘起プラズマの干渉に関する実験を行った。また、付加エネルギー条件やモデル形状を変化させることで、以下の知見を得た。

- ① 高速度光学可視化（フレーミング間隔 $4 \mu\text{s}$ 、100 枚連続撮影）を行うことで、離脱衝撃波とレーザー誘起プラズマの干渉をこれまでよりも高解像度で捉えた。
- ② 可視化と圧力測定的时间履歴を同期させることで、blast 波や第二衝撃波などの圧力波と淀み点圧変化を対応付けることができた。
- ③ 付加エネルギー条件（付加位置、付加エネルギー、プラズマ形状）やモデル形状が干渉の構造、持続時間に影響を与えることが明らかになった。
 - エネルギー付加位置による影響はあまり見られない。
 - 付加エネルギーが大きければ、生成されるプラズマが大きくなるため干渉持続時間が長くなる。
 - プラズマ形状によって干渉の構造が変化する。
 - プラズマが流れ方向に長ければ、干渉持続時間も長くなる。
 - 半球形状モデルより円柱形状モデルの方が長い持続時間を持つ。

3. 今後の展望

本委託研究では、超音速複葉翼理論に関連して、5つの萌芽的実験研究を行った。全体的な構成として

- ① 東北大1：超音速性能
- ② 東北大2：低速性能
- ③ 大阪府大：剥離制御
- ④ 鳥取大：衝撃波制御
- ⑤ 名古屋大：非定常作用

となっている。本委託研究は、複数の大学が同一テーマに取り組むかつてない試みであるといつて良い。

超音速複葉翼理論は、CFD による研究が先行したが、CFD では理想状態が容易に実現されるため、実験とは結果が異なる場合がある。とくにブーゼマン翼の場合、理想状態からのずれは現実には大きな問題であり、実験によるロバスト性の検証は重要なテーマである。今回は委託期間も短く、実験もスタートしたばかりであるので、今後実験的検証を積み重ねつつ、超音速複葉翼理論の実用性を確認していくことが必要であろう。ブーゼマンの先駆的な研究を現代のCFD・EFDのツールを用いて見直す超音速複葉翼理論は、日本の独自技術といつて良い。この技術の可能性を明らかにするために、

- 理想巡航状態からのずれに対するロバストネスの検証と、その向上手法
- 標準3次元機体形状の策定とそれを対象とした解析

が今後推進すべき研究テーマである。特に、標準3次元機体形状の解析では、「静粛超音速研究機の研究開発」に必要とされる解析技術と重なる部分が大いため、JAXA と連携を取りながら技術開発を進めることが望ましい。

一方、実機飛行を目標に置くのであれば、技術実証機による飛行実証が大きなマイルストーンである。この場合、自律的に離陸して超音速飛行を行い着陸するのでは、技術的リスクが高すぎると思われる。そこで、まずは超音速巡航の実証を行う飛行実証計画を立てるべきであろう。今後、このためのミッション策定、研究分担等を議論していく必要がある。

また、実機飛行を目標とした場合、技術的な問題に関する議論のみならず、大学の参入できる領域はどの部分なのか、あるいは参入する場合にはどのようなバックグラウンドを持っておくべきなのか、どの程度のことまで可能なのかについても議論しておく必要がある。場合に応じて、国の認可などの問題も生じてくると思われる。こうした問題について、JAXA の「静粛超音速研究機の研究開発」と連携し、十分議論しながら進めることができると、オールジャパン体制の確立、我が国全体の技術レベルの底上げにつながると思われる。

参考文献

- [1] Quiet Sonic Boom, <http://www.aero-space.nasa.gov/vsp/supersonic.htm>
- [2] 小型超音速実験機, <http://www.apg.jaxa.jp/res/stt/a03.html>

- [3] 超音速旅客機（SST）に関する日仏共同研究に係る第1回ワークショップ開催について、
<http://www.meti.go.jp/press/20060718005/20060718005.html>
- [4] HISAC, <http://www.hisacproject.com/>
- [5] 科学技術基本計画, <http://www8.cao.go.jp/cstp/kihonkeikaku/index3.html>
- [6] 航空科学技術に関する研究開発の推進方策について、
http://www.mext.go.jp/b_menu/shingi/gijyutu/gijyutu2/shiryo/013/06062712/001.htm
- [7] 静粛超音速研究機の研究開発, <http://www.apg.jaxa.jp/res/stt/a01.html>
- [8] Kusunose, K., Matsushima, K., Goto, Y., Yamashita, H., Yonezawa, M., Maruyama, D. and Nakano, T., “A Fundamental Study for the Development of Boomless Supersonic Transport Aircraft,” AIAA Paper, AIAA- 2006-0654, January 2006.
- [9] Oblique Flying Wing, <http://www.darpa.mil/tto/programs/ofw.htm>
- [10] Conway, E. M., *High-Speed Dreams: NASA and the Technopolitics of Supersonic Transportation, 1945-1999*, The Johns Hopkins University Press, Baltimore, 2005.

委託研究「サイレント超音速機に関する調査研究（その1）」
2006年12月～2007年2月
研究成果報告書

第2部 各研究成果報告（詳細）

衝撃波を相殺する複葉型超音速翼の空力設計における 実験・計算融合研究

大林 茂*¹ 倉谷 尚志*² 小川 俊広*³

1. はじめに

昨今、多様な需要に応じることが望まれているため、航空機は大型化と高速化の二極化へと進んでいる。前者は、大量輸送や低運賃を可能にし、さらに航空機内の快適性を追求する方向へと進んでいる。一方、後者はコンコルドの引退以降、離着陸時の騒音低減や推進系の燃費効率の増加だけでなく、超音速巡航中のソニックブームの低減が必要不可欠であることから、小型・中型化による超音速ビジネスジェット機（SSBJ：Supersonic Business Jet）へと進んでいる。

特に翼によって生じるソニックブームを低減するために、楠瀬ら[1]は、超音速飛行中のソニックブームを低減させるために、Busemann型複葉翼を応用した超音速複葉翼理論を提唱した。その理論的考察[1-3]とCFDを用いた空力特性に関する研究が進められ、2次元および3次元形状、胴体形状[4-7]、さらには逆問題設計[8-11]など、CFD（Computational Fluid Dynamics）を応用した研究が進められている。

本研究では、理論的考察やCFD検討結果を実証し、概念設計に資する基礎的な流れ特性および空力特性を捉えるために、実験的研究を遂行している。吸込み式超音速風洞において、設計マッハ数における複葉翼周りおよび翼間における衝撃波干渉および相殺の可視化を実施した。さらに、非設計マッハ数における複葉翼周りの流れ特性を捉えるために、宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究本部（以下ISAS/JAXA）の高速気流総合試験設備を用いて、マッハ数0.3～2.3の範囲で、複葉翼二次元モデルを用いた風洞実験を実施した。しかし、複葉翼の入口翼間距離と最小翼間距離で決まる断面積比が、インタークディフューザ始動条件いわゆるKantrowitz Donaldson条件（以下、K-D条件）[12-15]を設計マッハ数において満足しないのが設計マッハ数における重要な課題である。

これらの実験的研究の結果、設計マッハ数におけるBusemann型複葉翼の衝撃波干渉や相殺を調べるために、複葉翼の始動手順を確立した。その手順に基づいて、測定部内および複葉翼周りの基本的な流れ特性を明らかにした。さらに、シュリーレン法により複葉翼周りの流れ場を可視化することで、設計マッハ数1.7付近において複葉翼間における衝撃波干渉/相殺を実現し、超音速複葉翼理論を実証することができた。非設計マッハ数領域においても、複葉翼周りの流れ場の変化を捉えることができた。

2. 風洞実験設備

2.1 吸込み式超音速風洞

本研究で用いた大気吸込み式超音速風洞を図2-1に示す。図の右から常温常圧の大気を吸込み、その下流に設けた超音速ノズルによって大気は超音速にまで加速される。測定部内には設計マッハ数の超音速流れが形成され、その下流に設置された真空タンクに大気が吸い込まれる。測定部寸法は、主流方向長さ200 mm、正方形断面は60 mm × 60 mmである。設計マッハ数 $M_\infty = 1.7$ の超音速ノズルは、特性曲線法を基本に境界層等の補正を考慮して設計された[16]。

風洞作動時間は、真空タンク容積（11.5 m³）と超音速ノズルスロート断面積によって支配され、本試験装置では最大約13秒程度と見積もられた。しかし、実作動状態においては、真空タンク内圧の上昇に伴って風洞の最小作動圧力比を満足しなくなる。そのとき下流側から逆流する衝撃波によって、風洞ブレイクダウンを生じ、実験継続が不可能となるため、風洞作動時間は多少短縮される。

* 1 東北大学 流体科学研究所 教授（代表者）
* 2 東北大学 流体科学研究所 研究員
* 3 東北大学 流体科学研究所 技官

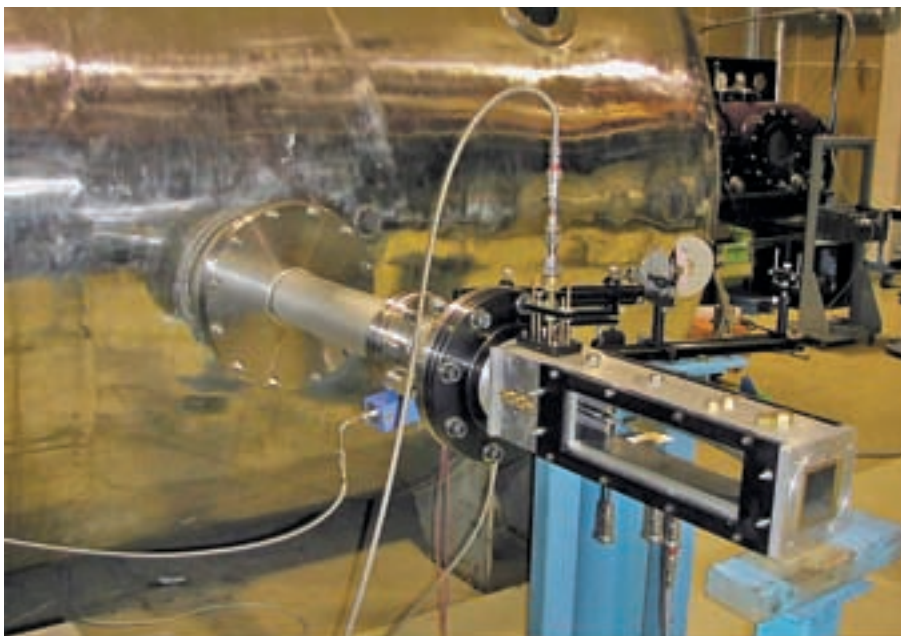


図 2-1 吸込み式超音速風洞試験設備図

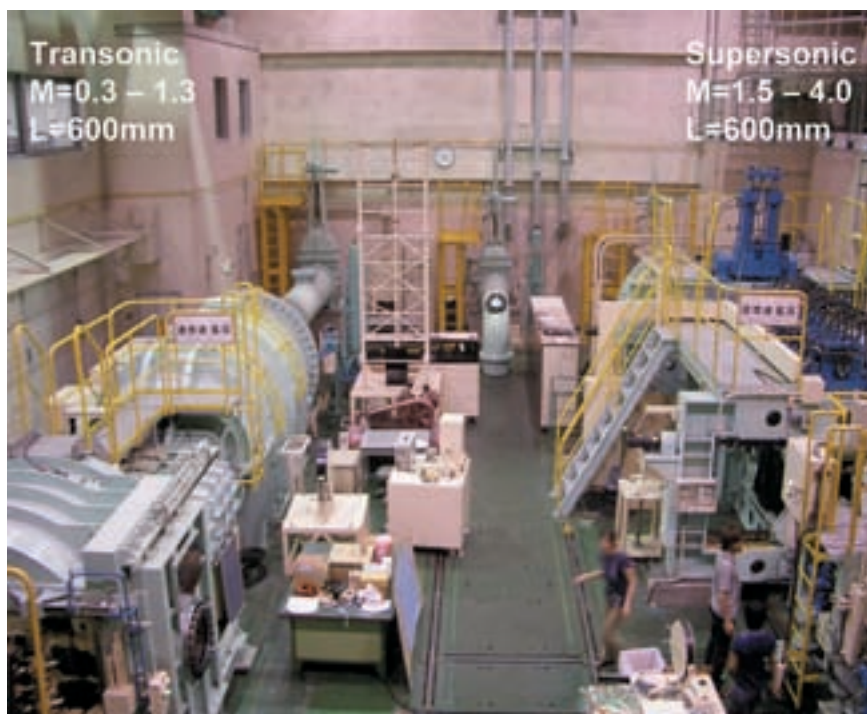


図 2-2 高速気流総合試験設備概観（左：遷音速風洞，右：超音速風洞）

2.2 高速気流総合試験設備

高速気流総合試験設備は、間欠式吹き下ろし風洞であり、測定部断面積は $600\text{ mm} \times 600\text{ mm}$ である。遷音速および超音速風洞ともに、マッハ数は 0.1 ずつ変化させることが可能である。

超音速風洞では、総圧 0.20 MPa 、円形観測窓 $\phi 600\text{ mm}$ 、マッハ数範囲 $1.5 \sim 1.9$ まで 0.1 刻み、 2.1 と 2.3 を実施した。遷音速風洞では、総圧 0.15 MPa 、円形観測窓 $\phi 400\text{ mm}$ 、マッハ数範囲 $0.3 \sim 1.4$ まで 0.1 刻みで実施した。また、油圧駆動の後方支持ストラットにより模型迎角を変更することができ、超音速風洞では最大迎角 4 度、遷音速風洞では最大迎角 8 度をマッハ数 0.3 で実施した。さらに遷音速風洞は、迎角掃引（以下、 α -sweep）と高マッハ数側から毎秒マッハ数 -0.01 で掃引（以下、 M -sweep）させることができるので、マッハ数を $1.3 \sim 0.6$ と $0.9 \sim 0.3$ と変化させた M -sweep を実施し、衝撃波の時間的変化を捉えた。

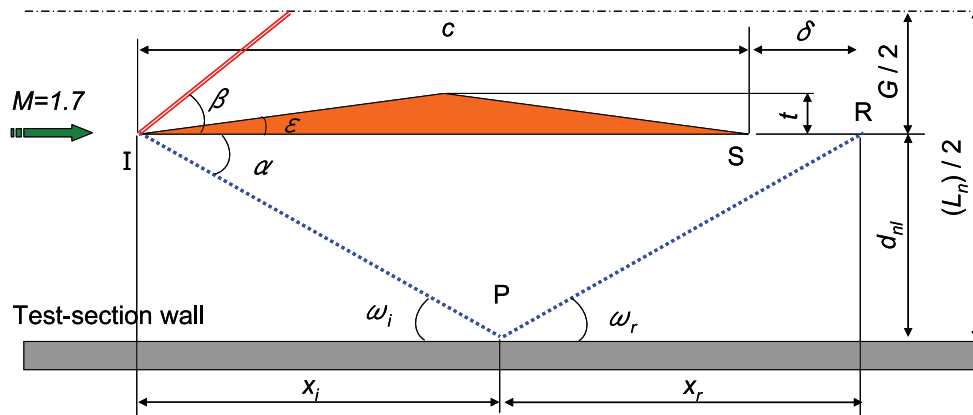


図3-1 複葉翼模型とテストロンバスの関係

3. 複葉翼風洞実験模型

3.1 吸込み式超音速風洞用模型

本研究で用いる複葉翼模型の代表寸法は、理論的考察ならびにCFD計算で用いられている翼厚比 $t/c = 0.05$ (t : 翼厚, c : 翼長) を採用する[1-11,16]。しかし、風洞試験の場合、翼の支持方法ならびに支持位置は、正しい空力特性を捉えられるか否かに影響する。そこで、複葉翼模型寸法、翼間距離ならびに模型壁面からの支持位置を、図3-1に示すように複葉翼模型とテストロンバスの関係から決める[16-19]。

主流に対して平行に設けられた複葉翼模型前縁から発生する波は理論的にマッハ波である。この波が衝撃波になると仮定した場合に、測定部壁面で反射する波が複葉翼模型下流端に入射しない位置に支持しなければならない。

上記の仮定に従うと、主流マッハ数 M_∞ から求められるマッハ角 α は、衝撃波角と置き換えられ、さらに壁面への入射角 ω_i と一致する。壁面で反射する衝撃波の反射角 ω_r は、入射および反射衝撃波を通過した主流が反射衝撃波下流で壁面と平行流になるとして与えられる。ただし、 $\omega_i \geq \omega_r$ を満足する。複葉翼模型下流端から δ mm (> 0) 下流に反射衝撃波が入射すると仮定すれば、図3-1の位置関係を満足する必要がある。よって、複葉翼模型と測定部の幾何学的制約は次式で表される。

$$\left(\frac{L_n}{2} - \frac{G}{2} \right) \left(\frac{1}{\tan \omega_i} + \frac{1}{\tan \omega_r} \right) > c + \delta \quad (1)$$

なお、 L_n は測定部一辺長さ、 G は翼間距離である。複葉翼間で衝撃波の干渉および相殺を理論的に実現するためには、翼前縁から発生する斜め衝撃波を対向する上下二枚の複葉翼頂点に入射させる必要がある。上下二枚の翼前縁から生じた斜め衝撃波が、翼中心線上で正常交差するときに満足する翼間距離は、 $G = 0.505c$ である。

壁面で反射する反射衝撃波の最大角度を入射衝撃波の角度と等しいときが、最悪条件として考えられる。よって、 $c < 48.89 - 0.59\delta$ を満足する必要がある。十分な加工精度を持って製作可能な翼の寸法を決めた。特に楔角と翼厚を考慮すると、翼長 $c = 40$ mm, 翼厚 $t = 2$ mm, 楔角 $\epsilon = 5.71$ deg., 翼幅 $w = 60$ mm とした。この結果、 $\delta = 15$ mm が得られ、翼下流端への反射波の入射を十分避けることができる。また、翼端から発生するマッハコーン影響領域を回避するために、翼幅は測定部幅と一致させた。

以上のようにして設計した複葉翼模型を図3-2に示す。複葉翼模型は両側面から可視化用アクリル製窓によって挟み込むことで図1の測定部に取り付けた状態を図3-3に示す。翼間内および翼上下面の流れを二次元的に乱さないために、この支持方法を採用した。複葉翼の材質として快削真鍮を用いる。前縁の楔角を高精度で製作するために、刃割れが少なく、加工性に優れている材質を選択した。



図3-2 複葉翼模型（横断面と縦断面）と測定部

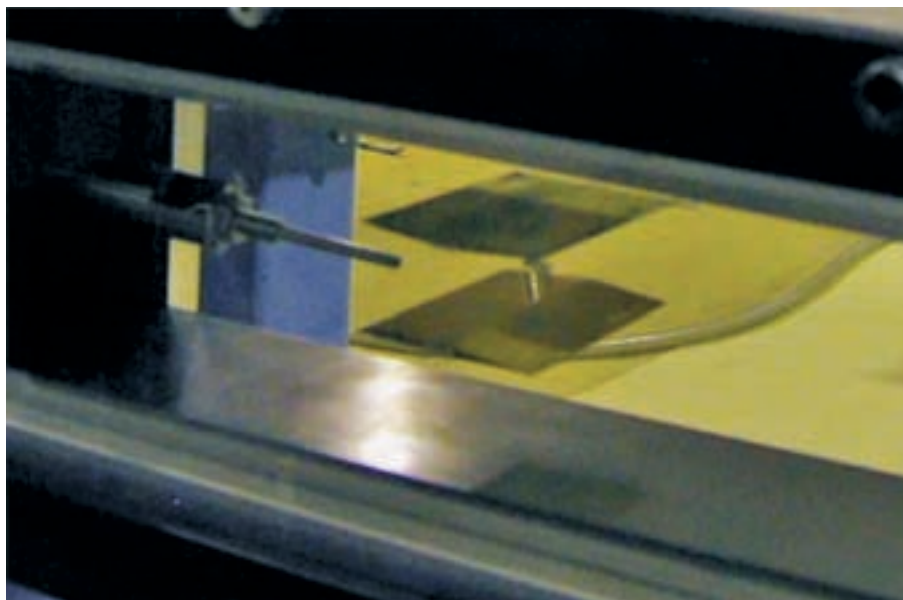


図 3-3 複葉翼模型と測定部 (右から主流が流入)

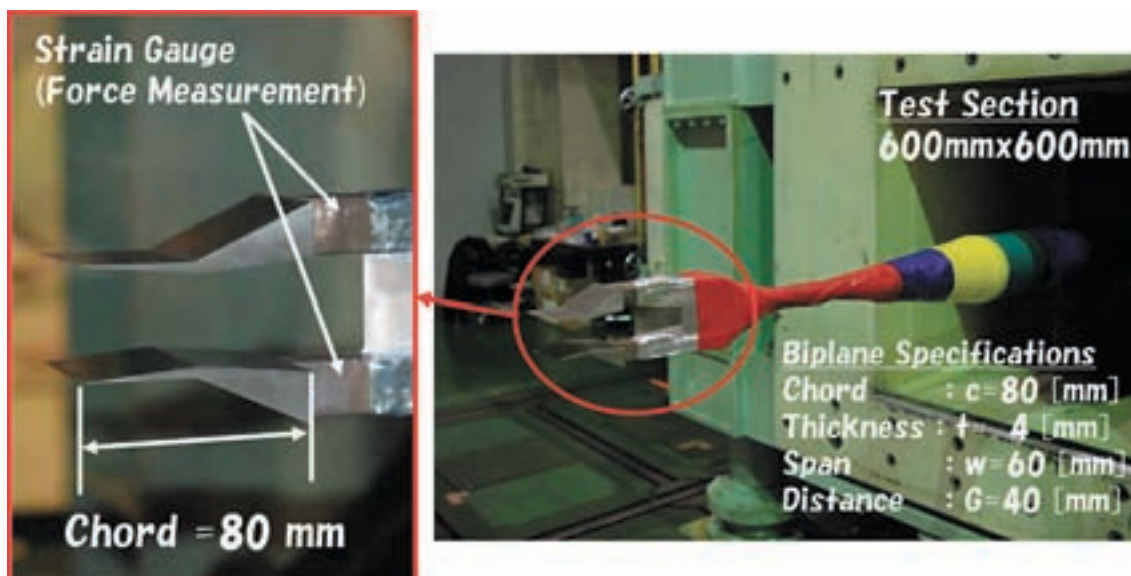


図 3-4 後方スティング支持された複葉翼模型

3.2 高速気流総合試験設備用模型

本実験で用いた複葉翼二次元模型を図 3-4 に示す。翼弦長 $c = 80$ mm, 翼厚さ $t = 4$ mm, 翼厚比 $t/c = 0.05$ の三角形断面翼である。また, 翼幅 $w = 60$ mm, 翼間距離 $G = 40$ mm, 翼間距離比 $G/c = 0.5$ である。この形状は, 設計マッハ数にて Euler 計算を実施すると, 衝撃波干渉/相殺を実現できる基本形態である。

測定部下流側からの後方支持によって複葉翼模型を流れ場内に保持するために, スティングおよび翼模型を取り付ける支持部を設けている。さらに, 複葉翼模型の幾何学的な二次元性を保持するために, 翼下流側の上下面に傾斜面 (ランプ) を設け, 下流側からの後方支持を実現した。

風洞始動時の始動衝撃波は, 模型の振動や破壊を引き起こす可能性があるため, 回避させなければならない。本研究で用いた複葉翼模型は, 翼面荷重を抑えるために, 翼面積を可能な限り小さく設計された。想定される翼端からのマッハ波の影響による干渉を避けるために, 翼幅は翼弦長の 1.5 倍以上必要であるが, 本模型は 0.75 倍つまりアスペクト比 0.75 で製作された。

3.3 計測項目

流れ場の可視化を行うために、吸込み式風洞および高速気流試験設備ともに、シュリーレン法を用いた。また、高速気流試験設備では、複葉翼模型の空力特性を測定するために、ひずみゲージによる空力特性計測を試みた。ひずみゲージを用いたのは、始動荷重負荷時のモーメントアームが大きくなり、内装天秤のモーメント許容荷重を越えることが想定されたからである。よって、図3-4に示す位置にひずみゲージを取り付けて力計測を実施した。しかし、ひずみゲージの損傷を生じ、また複葉翼模型強度に重点を置いたため、圧縮ひずみの出力信号が微弱となり、有益な空力計測データの一部は得られなかった。抗力特性の計測手法の確立は今後の課題である。

4. 実験結果と考察

前節にて述べた吸込み式超音速風洞と複葉翼模型を用いて、吸込み式超音速風洞の検定ならびに複葉翼模型周りの基本的な流れ場を捉えるために下記の実験を実施し、それぞれ考察を行った。

4.1 吸込み式超音速風洞試験

4.1.1 圧力計測応答遅れ時間

吸込み式超音速風洞の測定部内の流れを捉えるために、図4-1に主流中のピトー圧および測定部壁面静圧の時間履歴を示す。測定部に複葉翼模型は取り付けしていない。図中の記号は異なる風洞試験を示し、風洞作動時間に多少の違いがある。中空四角印はピトー圧、中実三角印は壁面静圧を示す。また、ノズルスロートから下流に $x = 145, 180, 272.5 \text{ mm}$ での壁面静圧計測値を示している。また、ピトー管先端位置は、 $x = 215 \text{ mm}$ である。

吸込み式超音速風洞は、下流に設けたバタフライ弁の開放により、大気を吸い込むことで作動する。バタフライ弁開放直後、ピトー圧は短時間で流れの変化に追従し、バタフライ弁閉作動による風洞停止にも追従している。一方で、壁面静圧はどの位置においても約1秒程度の応答遅れが生じている。壁面静圧は、ピトー圧に比べて約1/4の値を示すことから、低圧測定時の計測系の応答遅れが生じた[20-21]。

図4-2に後述するように壁面静圧を用いて、ピトー圧や大気圧（主流全圧）から求められるマッハ数は、実際の作動開始

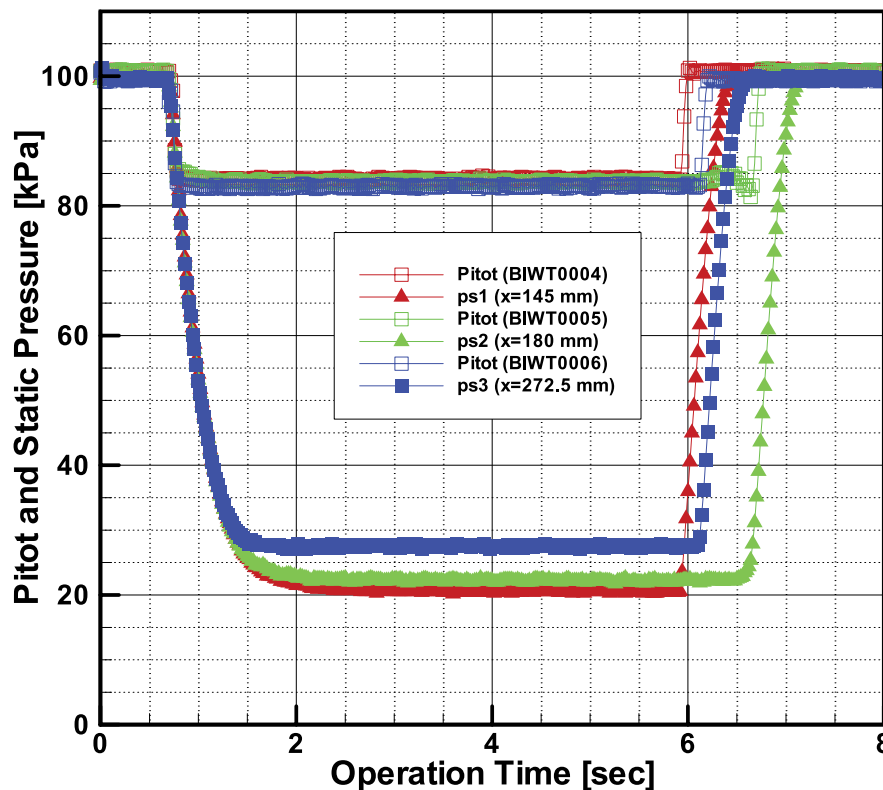


図4-1 測定部内ピトー圧と壁面静圧の時間履歴

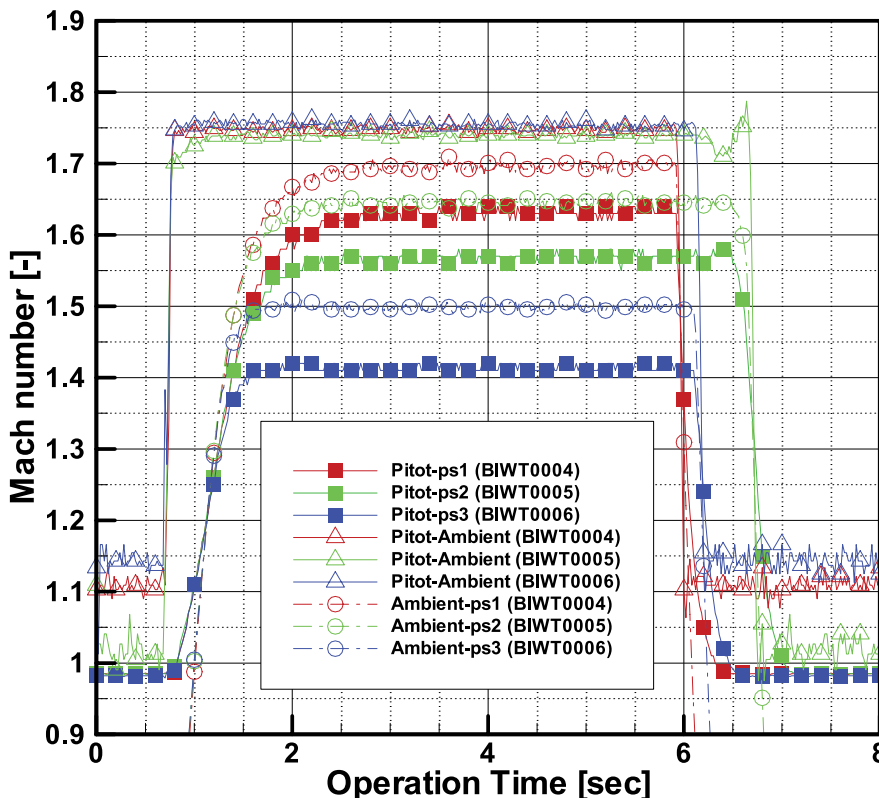


図 4-2 測定部内マッハ数の時間履歴

表 1 測定マッハ数の平均値 (t = 3 ~ 5 sec)

BIWT	Mach number (average)			p _s (xmm)
	□	■	○	
0004	1.747	1.630	1.696	145.0
0005	1.755	1.567	1.645	180.0
0006	1.770	1.414	1.499	272.5

から遅れているため、有効な風洞作動時間が短く見積もられる。本研究では、壁面静圧静定後の値を用いて測定部内の流れ場の議論をする。なお、この応答遅れ時間を考慮して、測定孔径の拡大あるいは圧力導管長さの短縮による改修を行う。

4.1.2 主流マッハ数測定

図 4-1 の測定結果を用いて、測定部内の代表マッハ数を求め、その考察を行う。流れに挿入したピトー管前面の垂直衝撃波による全圧損失を仮定して、ピトー圧と主流全圧から近似多項式を用いて求めたマッハ数を△印で図 4-2 に示す。比較のために、境界層近似を仮定して測定した主流静圧とピトー圧をレイリーのピトー管公式の近似多項式を用いて求めたマッハ数を■印で、さらに主流全圧と主流静圧を用いて等エントロピー仮定から求めるマッハ数を○印で図 4-2 に示す。また、計測開始 3 秒から 5 秒までの平均値をそれぞれ表 1 にまとめる。

測定部の下流に行くにしたがい、等エントロピーを仮定して求めたマッハ数（図中○印）は 1.70 から次第に低下している。これは、壁面境界層の発達により壁面静圧が次第に上昇するためである。最下流の x = 272.5 mm における静圧孔は、ピトー管からの衝撃波反射位置よりも下流であるため、等エントロピー仮定は成立しない。よって、ピトー管より上流かつノズル出口により近い位置での壁面静圧を用いて測定部コア流のマッハ数を表現できる。

等エントロピーを仮定して求めるマッハ数を基準にして、残り 2 つのマッハ数推定に関する誤差を評価する。全圧損失式を用いて求めたマッハ数（図中△印）は、約 3.0 % 高く見積もられているが、前節で述べた壁面静圧の応答遅れ時間を無視することができる。一方、レイリーのピトー管公式によるマッハ数（図中■印）推定値は、ノズル出口により近い x =

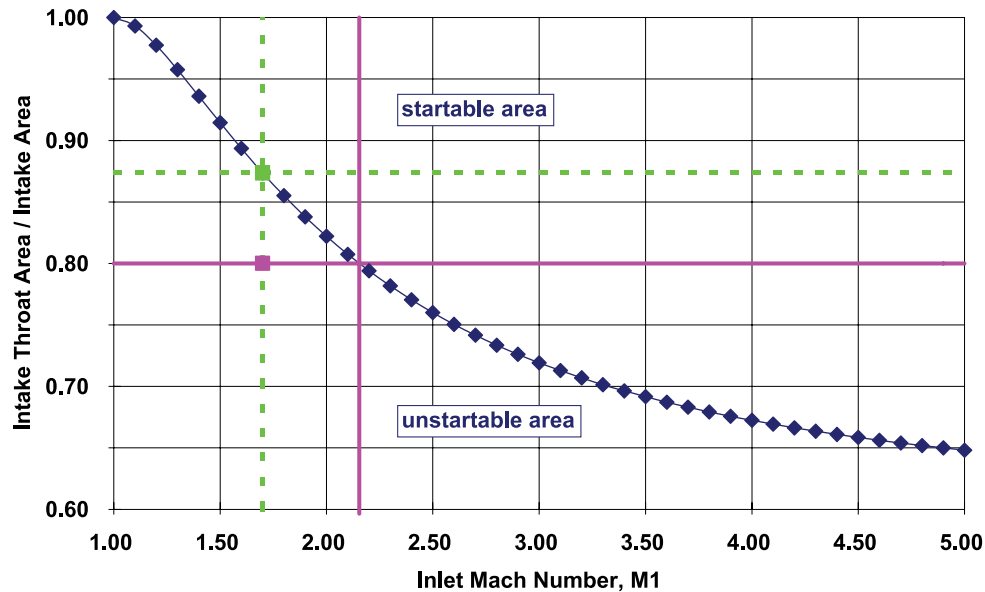


図 4-3 インテークディフューザ始動・不始動領域

145 mm における壁面静圧を用いると、約 4.0 % 低く見積もられている。

以上より、本実験装置では、測定部内にピトー管を挿入する場合には、全圧損失式を用いて、主流マッハ数を推定する。ピトー管を挿入しない場合には、ピトー管より上流かつノズル出口により近い位置での壁面静圧を用いて、主流全圧の等エントロピー仮定により求めるマッハ数で代表させる。なお、最大 3.0 % の誤差でマッハ数を測定できる。

4.1.3 不始動条件と風洞作動手順

超音速流中の複葉翼模型周りの流れは、超音速インレットと類似の流れ場が形成される。インテークディフューザの不始動状態に至ると、翼性能の大幅な低下を引き起こすことと、設計マッハ数前後でヒステリシスが存在することが明らかにされている。この不始動状態を回避しない限り、衝撃波干渉および相殺を実現できないだけでなく、翼自体の基本性能を発揮できない、さらに設計マッハ数における複葉翼周りの流れ特性を調べることができない。

K-D 条件を基にして、低マッハ数側からの作動時の不始動を回避する風洞作動手順を確立し、風洞作動時の測定部内の基本的な流れ特性を明らかにした。さらに、この始動手順に基づいてシュリーレン法により、設計マッハ数における複葉翼間の衝撃波干渉および相殺の可視化を試みた。また、壁面静圧および翼下流のピトー圧計測値から複葉翼間および周りの流れ特性について考察した。

4.1.4 インテークディフューザ始動条件

理論的考察や CFD 計算で用いられている翼間距離 $G/c = 0.505, 0.500$ では、入口断面積と最小断面積の比が 0.802, 0.800 である。つまり、設計マッハ数における上記の断面積比では、図 4-3 に示すように K-D 条件[12-15] を満足しないために不始動を起こす。設計マッハ数 1.7、断面積比 0.8 の場合、図 4-3 に示すように不始動領域に存在する。

そこで、不始動状態を回避するためには、図 4-3 に示すように断面積比を大きくするか、マッハ数を上げるかのどちらかが有効である。本研究では複葉翼間内で衝撃波干渉・相殺を起こす断面積比すなわち翼間距離を一定にすることを優先することから、主流マッハ数を上げることに注目する。K-D 条件を満足する最小マッハ数は 2.15 であり、これのみ込みマッハ数 M_{sw} とする。のみ込みマッハ数 M_{sw} 以上の流れ中にある複葉翼間内は、始動領域に達する。

4.1.5 風洞作動手順

前節で述べたように、超音速流がのみ込みマッハ数 M_{sw} 以上であれば、断面積比 0.800 の複葉翼型模型でも始動に至る。しかし、吸込み式超音速風洞に設けた超音速ノズルはマッハ数 1.7 で設計されている。超音速風洞は、ノズルスロートで風洞内部を流れる質量流量が決まることに注目し、吸込み式風洞のインレット部の断面積変化すなわちゲート弁と類似の動作を模擬する。これにより、短時間で高いマッハ数側に立ち上げて、徐々に設計マッハ数に安定化させる風洞始動を試み

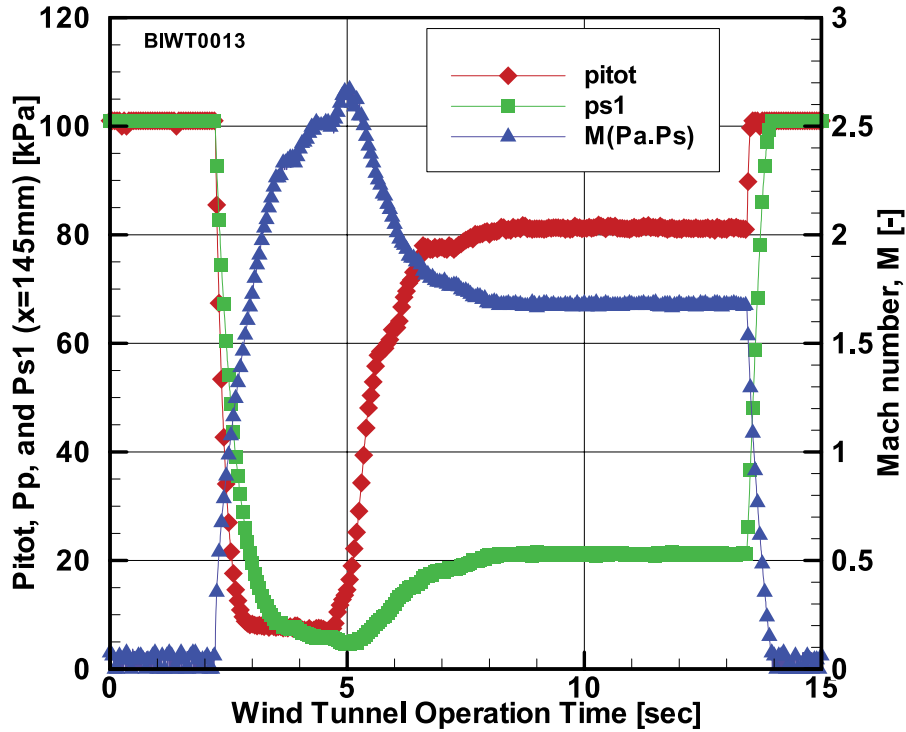


図4-4 不始動回避作動時のピトー圧・壁面静圧およびマッハ数の時間履歴

る。

以上の作動手順に基づいて、不始動を回避しつつ、複葉翼間の衝撃波干渉・相殺を生じるように試みる。この作動手順を用いたときの、測定部内の流れ場の検証を行うために、複葉翼模型を測定部に取り付け、シュリーレン画像によって、翼前縁に発生する衝撃波の可視化を行う。さらに、壁面静圧、主流ピトー圧、主流全圧と壁面静圧から等エントロピー仮定で求めるマッハ数の時間履歴を図4-4に重ねて示す。

図4-4に示すように、風洞始動直後、ピトー圧も壁面静圧もほぼ同じ値を指示している。これは、ゲート弁に見立てたアクリルプレートによってインテーク部が封じられているため、測定部内が均一な真空状態となっている。インテーク部が次第に開くと、周囲空気が風洞に吸込まれ、徐々に壁面静圧が変化し、高いマッハ数側からの作動を確認することができた。なお、3.1.1節でも述べたように壁面静圧は、圧力応答遅れが約1秒あることに注意する。また図4-4に示すように、複葉翼上流側のマッハ数が約2.6程度まで増加して、測定部に流入している。

以上の風洞内部の流れ状態は、以下のように説明することができる。まず、スロート上流側に位置するインテーク部の開口断面積が風洞内部で最小となるため、流入空気がチョークし、測定部へ流入する質量流量が決まる。徐々に開度を増加させ、インテーク部の開口断面積とノズルスロート断面積が一致すると、インテーク部に生じた衝撃波が、ノズルスロートにまでジャンプし、風洞内部を流れる最大質量流量が決定される。そのスロート下流域では、膨張加速して、設計マッハ数が実現されることを図4-4は示している。また、ピトー圧は、複葉翼より下流にて計測されているが、設計マッハ数が達成されると一定値を示していることが図4-4からわかる。

4.1.6 衝撃波干渉と減衰の可視化

前節の風洞作動手順に基づいて成立した設計マッハ数を示す超音速流中に設けられた複葉翼周りのシュリーレン画像を図4-5に示す。連続画像から抜き出した瞬時シュリーレン写真である。複葉翼間において、衝撃波干渉を実現し、翼頂点より下流においては衝撃波の相殺を可視化できている。また、連続撮影したシュリーレン写真から、翼前縁に形成される斜め衝撃波角が次第に立ち上がり、翼頂点に到達している様子が見られた。つまり、図4-4に示すように、高いマッハ数側から測定内部に超音速流が形成されていることを示した。

理想的には、流れに平行に設けた複葉翼下面にはマッハ波が形成される。しかし、図4-5に示すように、弱いながらも衝撃波が発生しているものと推測される。衝撃波が発生する要因は下記の3つが挙げられる。1) 翼面上を翼先端から発達す



図4-5 衝撃波干渉・減衰のシュリーレン画像

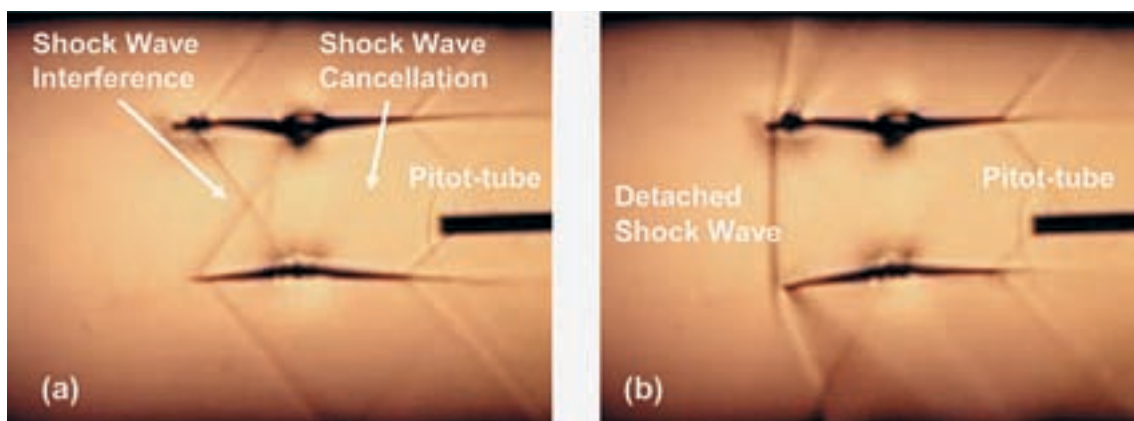


図4-6 始動状態と不始動状態のシュリーレン画像

る境界層を主流空気が障害物と認識し、衝撃波を発生する。2) 測定部に取り付けた翼模型自体が主流空気に対して傾いている。3) 主流空気自体が測定部に対して傾き流入している。以上のうち、最も可能性があるのは、境界層の発達による影響と考えられる。図4-5,6ともに現れているのがわかる。しかし、翼先端付近の様子を可視化するには解像度が十分ではないため、今後その点に注目して進めていくものとする。

4.1.7 不始動状態への遷移

3.3.1節で述べた風洞作動手順によって行った図4-5とは別の風洞実験時のシュリーレン画像を図4-6に示す。図4-6(a)の始動状態から突如图4-6(b)の不始動状態に移った状態を並べて示す。複葉翼間で衝撃波干渉を実現し、翼頂点より下流で衝撃波が相殺されていた。しかし、突如图4-6(b)に示すような複葉翼前縁に大きな強い衝撃波が発生し、風洞停止に至るまで、図4-6(a)の状態に回復することなく、不始動状態を維持していた。

また、図4-6に示すとおり不始動状態では、翼前縁に発生する垂直衝撃波による圧力上昇の影響で、支持していた翼模型が測定部下面側へ傾いた。下側の翼模型の支持不良によるものと考えられる。この支持部の再設計を行うものとする。

図4-6(b)の不始動状態に遷移したときの流れの状態を調べるために、図4-4と同様に、壁面静圧、主流ピトー圧、マッハ数の時間履歴を図4-7に示す。図4-4と同様に、測定部内の圧力低下と高マッハ数側からの風洞作動が図4-7に示されている。しかし、図4-4に比べると、約 $t = 9 \text{ sec}$ でピトー圧はステップ的に減少している。これは、不始動によって生じる翼前縁の強い衝撃波を通過することで、複葉翼下流に設けたピトー圧が、全圧損失を捉えたからである。

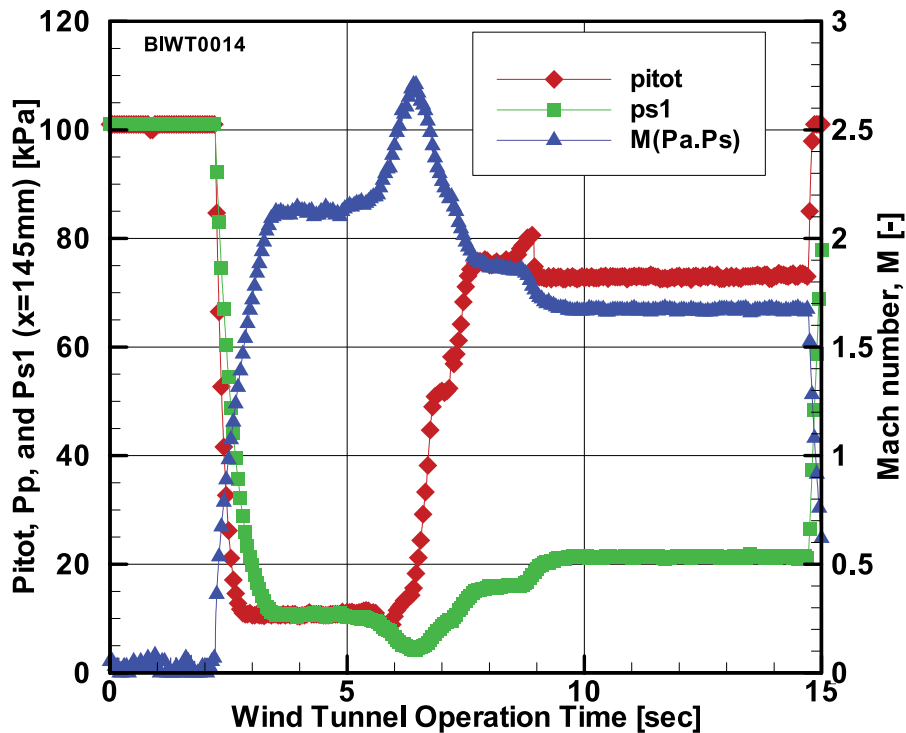


図4-7 不始動状態へ遷移したときのピトー圧・壁面静圧およびマッハ数の時間履歴

4.2 高速気流総合試験設備風洞実験

4.2.1 超音速風洞実験（マッハ数 1.5～2.3）

衝撃波干渉/相殺を実現するために、設計マッハ数 1.7 で複葉翼の超音速風洞実験を用いて実施した。1 に述べたとおり、本実験模型は Kantrowitz 条件を満足しないため、不始動状態へと陥ることが予想されたが、本実験模型でも図 4-8 に示すように衝撃波干渉および相殺を実現できた。複葉翼前縁から発生する衝撃波によって生じる複葉翼間の高圧部から、複葉翼外部（主流静圧の低圧部）へ流れ出す（スピルアウトする）ことで、複葉翼間における不始動状態を回避したと考えられる。複葉翼間の流れの二次元性が保たれていないために、衝撃波干渉/相殺を実現したものと考えられる。

さらに、衝撃波干渉/相殺が実現できないマッハ数を探索するために、非設計マッハ数における複葉翼周りの流れの変化を、シュリーレン法によって捉えた。マッハ数範囲 1.5～2.3 の条件で複葉翼の超音速風洞実験を実施した。各マッハ数におけるシュリーレン写真を図 4-8 に示す。なおマッハ数 1.7 は模型を 90 度回転させた可視化を併記している。流れは、画像の右から左である。

設計マッハ数 1.7 よりも低下すると、複葉翼前縁から発達する衝撃波の衝撃波角が大きくなるために、衝撃波は複葉翼頂点に到達しない。よって、複葉翼壁面で再度反射した衝撃波が、頂点より下流に入射するため、複葉翼下流の流れ場が複雑になる。マッハ数 1.5 では、頂点より下流側の複葉翼壁面が、超音速ノズルとして作用し、加速領域を形成しているのが図 4-8 に示すように可視化されている。

一方、設計マッハ数 1.7 より増加させると、複葉翼前縁から発達する衝撃波の衝撃波角が小さくなるために、複葉翼頂点より下流に衝撃波が到達する。これは、複葉翼が常に始動状態を維持していることを示している。また、複葉翼の頂点より下流では、複葉翼が超音速ノズルとして作用するため、主流マッハ数よりも加速している。

複葉翼模型の下流側の支柱に設けたひずみゲージによる力計測によって、迎角の変化による揚力特性の向上を捉えたが、同一マッハ数設定中の迎角変化などに対する相対的な比較は可能である。絶対値の精度について検討する必要があるため、異なるマッハ数や風洞試験状態における相対的な比較は、注意が必要である。今後の検討課題である。

4.2.2 遷音速風洞実験（マッハ数 0.3～1.3）

超音速風洞実験の結果、アスペクト比 0.75 の複葉翼二次元模型を用いても不始動に至らなかった。不始動状態に陥る主流マッハ数を探索し、遷音速域での複葉翼周りの流れ特性を調べるために、シュリーレン法を用いて、マッハ数範囲 0.3～1.3 の条件で遷音速風洞実験を実施した。

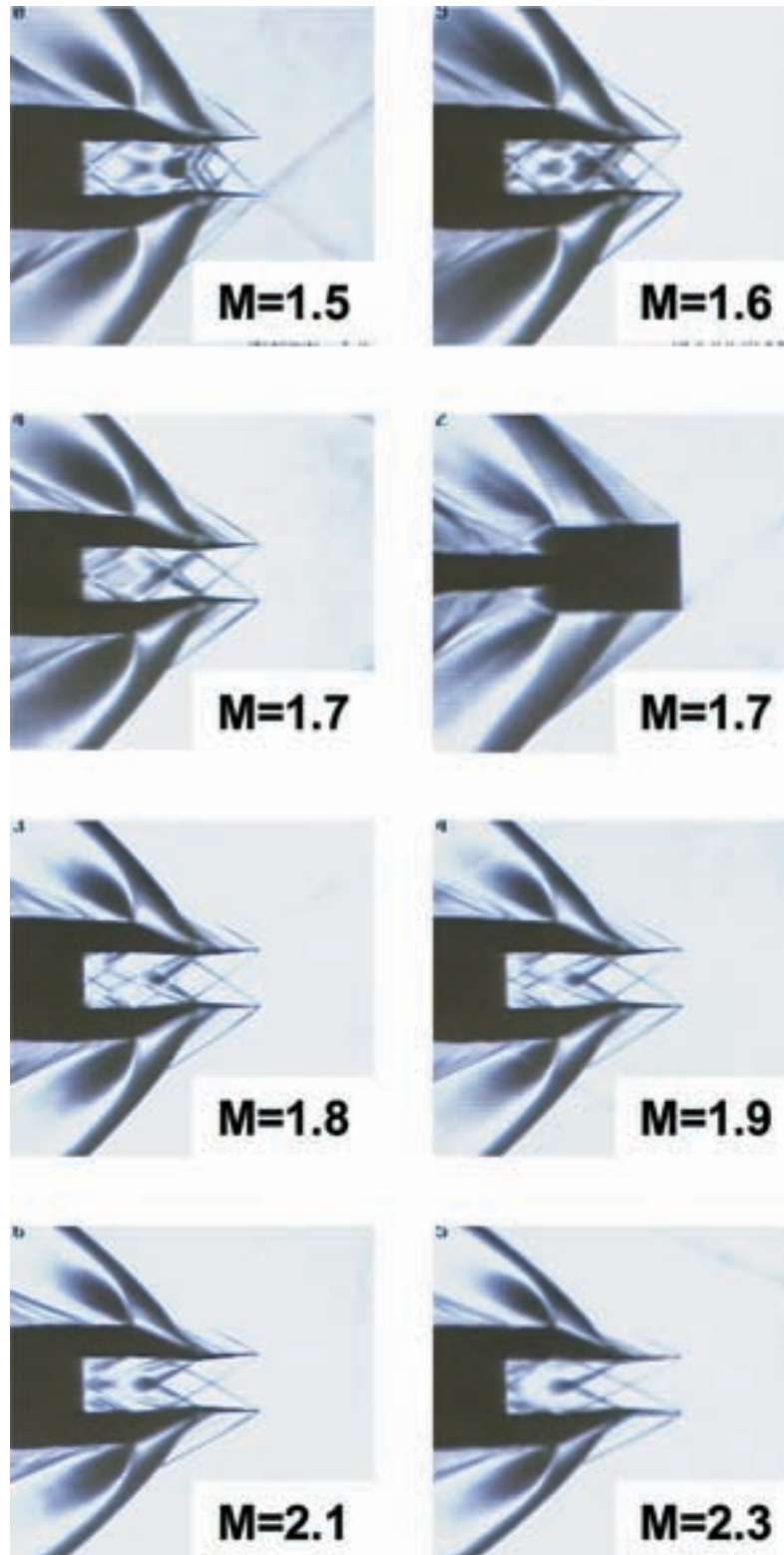


図4-8 超音速風洞実験によるシュリーレン写真（マッハ数1.5～1.9まで0.1刻み，2.1と2.3，なおマッハ数1.7は模型を90度回転させた可視化を併記）

マッハ数を1.3～0.6と0.9～0.3と変化させたM-sweepを実施し，それらの試験中に取得した各マッハ数におけるシュリーレン写真を図4-9に示す．なおマッハ数1.3は，模型を90度回転させた可視化を併記している．流れは，画像の左から右である．

低マッハ数領域では複葉翼周りに密度変化が小さいが，マッハ数0.5から複葉翼間に流れの変化が徐々に現れている，複葉翼前縁から頂点までの領域が，亜音速ノズルとして作用しているからである．マッハ数0.7に注目すると，シュリーレン

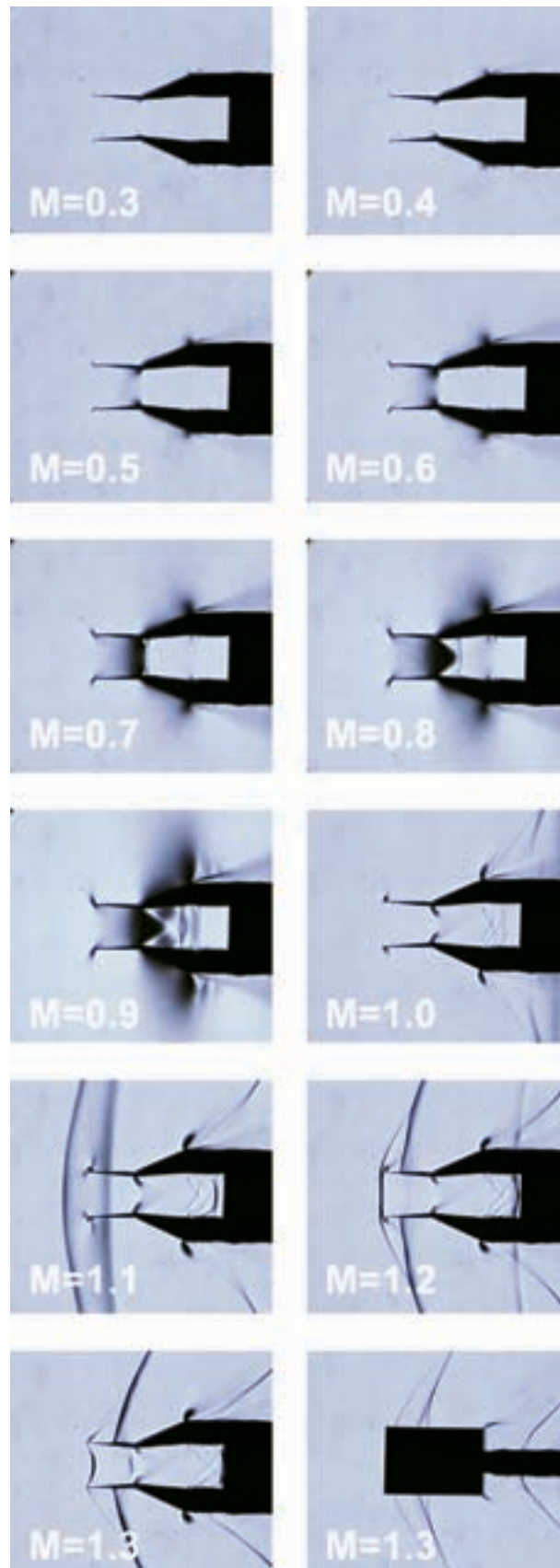


図 4-9 M-Sweep によるシュリーレン写真(左上から順にマッハ数 0.3 ~ 1.3, 0.1 刻み. なおマッハ数 1.3 は模型を 90 度回転させた可視化を併記)

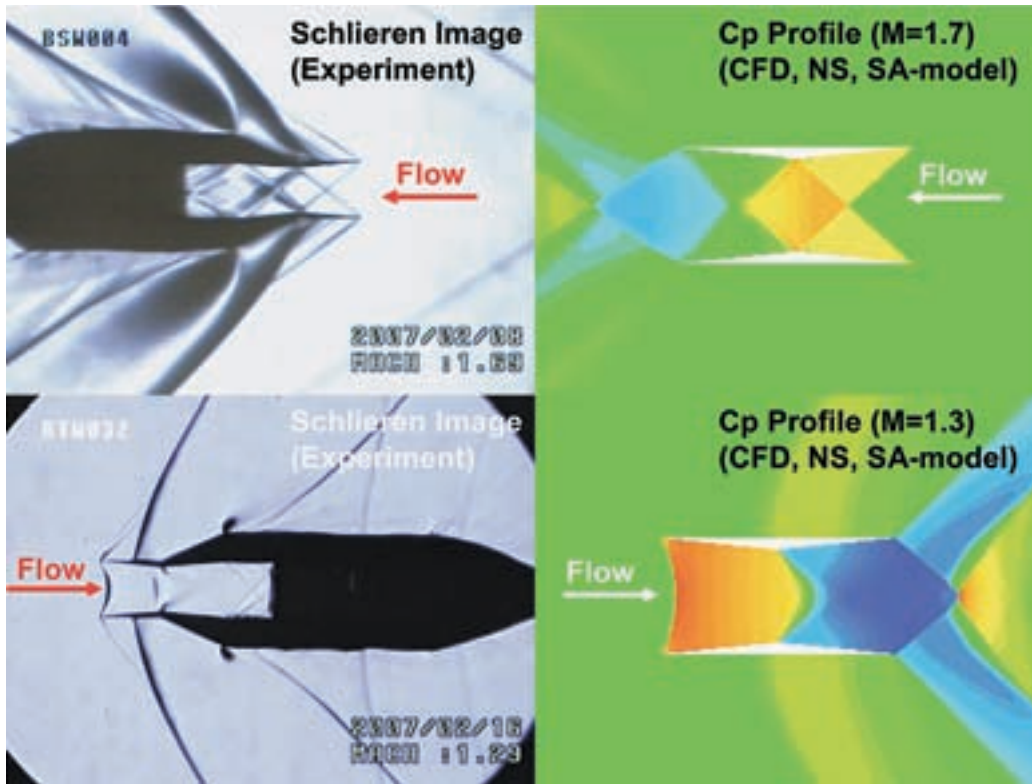


図4-10 シュリーレン写真（風洞実験）とCFD計算の圧力係数分布の比較（マッハ数1.7と1.3）

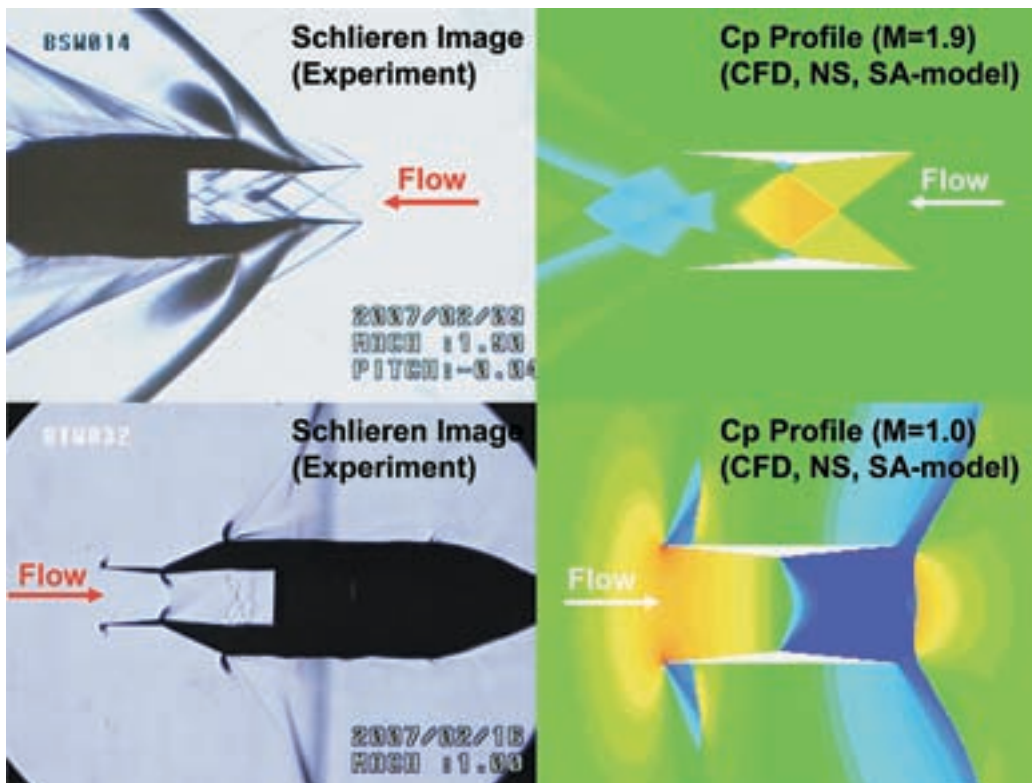


図4-11 シュリーレン写真（風洞実験）とCFD計算の圧力係数分布の比較（マッハ数1.9と1.0）

写真の濃淡が顕著に現れている。複葉翼の頂点より下流では亜音速ディフューザとして作用し、減速領域が形成されている。

マッハ数 0.8 から 0.9 付近では、複葉翼頂点から発達する膨張扇の影響でさらに流れが加速している。マッハ数 1.0 から 1.3 では複葉翼前縁に強い衝撃波が発生すると、前縁から頂点までは、亜音速ノズルとして作用する。さらに、複葉翼頂点に生じる膨張扇が明確になるため、頂点から複葉翼後縁までの領域は、超音速ノズルとして作用している。

マッハ数 1.3 では、複葉翼前縁に生じる衝撃波が、横方向からの可視化からも捉えられ、複葉翼外部へと流れる三次元的な流れ場を形成している。

4.2.3 超音速・遷音速風洞実験と数値計算比較

図 4-10 と図 4-11 のそれぞれ右側に、Spalart-Allmaras 乱流モデルを導入した Navier-Stokes 計算結果の圧力係数分布とシュリーレン画像を比較する。各マッハ数において、翼幅中心軸上で定性的にほぼ類似した流れ場が形成されていることがわかった。

CFD 計算によって得られた図 4-11 に示すマッハ数 1.9 の圧力係数分布は、複葉翼下流壁面が超音速ノズルとして作用するため、複葉翼下流で低圧領域が現れているなど定性的な流れ場が明らかになった。

図 4-8 と図 4-9 に示すシュリーレン可視化画像と図 4-10 と図 4-11 に示す CFD 計算結果との比較により、アスペクト比 0.75 の二次元複葉翼模型は、マッハ数 1.5 以上で不始動に陥らないことがわかった。

5. まとめと今後の展開

設計マッハ数 1.7 の吸込み式超音速風洞ならびに吹き下ろし式超音速・遷音速風洞を用いて、マッハ数 0.3 ~ 2.3 と広範囲の飛行マッハ数条件下で、衝撃波干渉ならびに相殺を目的にした Busemann 型二次元複葉翼模型を用いて複葉翼模型周りの流れ特性に関する実験を実施した結果、以下の知見を得ることができた。

- (1) 現行の吸込み式超音速風洞設備では、低圧側の静圧測定は約 1 秒の応答遅れが存在した。短い風洞作動時間中の測定部内の流れ状態をより精度良く捉えるためには、静圧孔の拡大および圧力導管の短縮が必要である。
- (2) 測定部内の代表マッハ数は、主流全圧の等エントロピー仮定により求めることができる。ピトー圧挿入時には全圧損失式により 3.0 % の誤差内で代表マッハ数を求めることができる。
- (3) 不始動状態を回避するための風洞作動手順を確立し、のみ込みマッハ数以上のマッハ数からの作動を確認することができ、複葉翼間の衝撃波干渉・減衰をシュリーレン写真によって確認することができた。
- (4) 不始動状態へ遷移したとき、複葉型翼模型下流のピトー圧測定値を調べると、翼前縁に形成された強い衝撃波による全圧損失を捉えることができた。
- (5) 提案された超音速複葉翼理論による複葉翼間の衝撃波干渉および相殺を実験的に実証することができた。また、非設計マッハ数における衝撃波発生や干渉などを伴う流れ場の変化を捉えることができた。
- (6) アスペクト比 0.75 の二次元複葉翼模型を用いて、衝撃波干渉および相殺を実現できたのは、複葉翼前縁から生じる衝撃波による高圧部から複葉翼外部の低圧部へ流れ出すことで、複葉翼間の不始動状態を回避した。

しかし、始動状態から不始動状態への遷移を引き起こす要因は明らかではない。さらにそれらの要因の微小変動により生じる可能性があるため、模型や計測の精度を向上させつつ、実験結果と CFD による予測との比較検討を進めて、調べていく予定である。

参 考 文 献

- [1] K. Kusunose, A New Concept in the Development of Boomless Supersonic Transport, 1st International Conference on Flow Dynamics, 2004, pp. 46-47
- [2] 楠瀬一洋, 衝撃波の出ない超音速機の研究, 平成 16 年度「サイレント超音速飛行のための実験・計算融合研究」・「レーザー駆動管内加速装置: 基礎物理の解明と実用展開」, 2005, pp. 1-6
- [3] K. Kusunose, *et al.*, "A Fundamental Study for the Development of Boomless Supersonic Transport Aircraft", 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2006, AIAA-2006-654

- [4] M. Yonezawa, *et al.*, “Wing Tip Effects of Busemann’s Biplane”, 2nd International Conference on Flow Dynamics, Sendai, 2005, 7-3
- [5] H. Yamashita, *et al.*, “CFD Analysis of Shock Waves for Busemann’s Biplane”, 2nd International Conference on Flow Dynamics, Sendai, 2005, 7-4
- [6] 米澤誠仁ら, 実験と計算による複葉超音速旅客機の研究, 日本航空宇宙学会北部支部2006年講演会および第7回再使用型宇宙推進系シンポジウム講演論文集, 2006, pp. 39-44
- [7] 米澤誠仁ら, 複葉超音速翼空力設計の現状と課題, 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム ANSS 2006, 2006, pp. 19-20
- [8] D. Maruyama, *et al.*, “Aerodynamic Design of Low Boom and Low Drag Supersonic Biplane”, 2nd International Conference on Flow Dynamics, Sendai, 2005, 7-2
- [9] 松島紀佐ら, 逆問題による低ブーム超音速機の設計, 平成16年度「サイレント超音速飛行のための実験・計算融合研究」・「レーザー駆動管内加速装置：基礎物理の解明と実用展開」, 2005, pp. 138-142
- [10] 丸山大悟ら, Biplane コンセプトに基づいた超音速設計翼の空力特性, 日本航空宇宙学会北部支部2006年講演会および第7回再使用型宇宙推進系シンポジウム講演論文集, 2006, pp. 45-50
- [11] D. Maruyama, *et al.*, “Aerodynamic Design of Biplane Airfoils for Low Wave Drag Supersonic Flight”, 24th AIAA Applied Aerodynamics Conference, 2006, AIAA-2006-3323
- [12] D. M. Van Wie, F. T. Kwok, R. F. Walsh, Starting Characteristics of Supersonic Inlet, 32nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, 1996, AIAA 96-2914
- [13] D. M. Van Wie, M. E. White, P. J. Waltrup, Application of Computational Design Techniques in the Development of Scramjet Engines, AIAA 19th Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lasers Conference, 1987, AIAA 87-1420
- [14] D. M. Van Wie, S. Molder, Applications of Busemann Inlet Designs for Flight at Hypersonic Speeds, AIAA Aerospace Design Conference, 1992, AIAA 92-1210
- [15] S. Molder, E. J. Szpiro, Busemann Inlet for Hypersonic Speeds, Journal of Aircraft, Vol. 3, No. 8, 1966, pp. 1303-1304
- [16] 熊谷典昭, 超音速流中の二枚翼間における圧力波干渉に関する実験研究, 東北大学卒業論文, 2006
- [17] T. Furukawa, N. Kumagai, S. Oshiba, T. Ogawa, K. Saito and A. Sasoh, “Experimental and Theoretical Examinations on Shock Wave Phenomena for Silent Supersonic Biplane”, Third International Symposium on Transdisciplinary Fluid Integration TFI-2006, 2006, pp. 55-56
- [18] 古川 剛, 熊谷典昭, 大芝 慎, 小川俊広, 齋藤賢一, 佐宗章弘, 超音速流中における Busemann’s Biplane 近傍の圧力場計測, 日本航空宇宙学会北部支部2006年講演会および第7回再使用型宇宙推進系シンポジウム講演論文集, 2006, pp. 136-137
- [19] 古川 剛, 熊谷典昭, 大芝 慎, 小川俊広, 齋藤賢一, 佐宗章弘, Busemann 複葉翼周りの流れの可視化, 平成17年度衝撃波シンポジウム, 2006, 18-A-2-1, pp.xx-xx
- [20] 三谷ら, 小型風洞とエンジン補完実験, 2003, 航空宇宙技術研究所報告 NAL TR-1458
- [21] RJTF 建設グループ, ラムジェットエンジン試験設備, 1998, 航空宇宙技術研究所報告 NAL TR-1347

複葉サイレント超音速機の離着陸時の飛行安定性に関する調査：飛行実証のためのテストベット構築

鄭 信圭*¹ 大林 茂*² 川添 博光*³
松野 隆*⁴ 倉谷 尚志*⁵

第一章 序論

1.1 研究背景

ライト兄弟が初飛行をした1903年より100年余りが過ぎた。この100年間の航空機技術革新は目覚しく、現在では遠く離れた異国の地にも航空機で行く事ができるようになった。そして、人々は音の壁をも超える航空機を作り、1948年にX-1機が世界で始めて超音速飛行に成功した。超音速機は旅客機にも適用され、1969年にコンコルドが、マッハ2.0の超音速飛行を達成した。しかし、この超音速旅客機コンコルドは、衝撃波発生に起因するソニックブーム問題と、造波抵抗による燃費問題などの問題を抱え、惜しまれながらも2003年10月24日営業飛行を終えた。それ以来、超音速旅客機が飛行していない状況が続いている。しかし、ビジネスや旅行により長距離移動をする人々の数が増え、航空機の需要が年々伸び続ける現在、超音速飛行によるフライト時間の短縮は切望されている。また、近年長時間フライトの影響によるエコノミー症候群といった身体への悪影響が、医学的にも懸念されていることから、超音速飛行は切望されている。

今後、超音速旅客機が再び製造されるためには、騒音問題、燃費問題といった多くの課題を解決しなければならない。そこで、これらの問題を解決する手段の1つとして、1930年代にAdolf Busemannによって提案された複葉翼理論が近年注目を浴びている。楠瀬ら[1]によると、2次元ダイヤモンド翼のコード長方向を境目に上下半分に切って、衝撃波の立つ頂点を向かい合わせた上下対称な複葉翼（Busemann 複葉翼）にすることで、前縁から発生する衝撃波を翼間の相互干渉によって打ち消すことができるため、ソニックブームを大幅に低減できると考えられている（Figure 1.1）[2]。

また、超音速2次元薄翼理論[3]によると、2次元翼面上に発生する造波抵抗は大きく2つに分類され、一つは揚力発生に起因するものと、もう一つは翼の厚みによるものである。揚力に起因する造波抵抗は完全には消滅できないが、翼厚による造波抵抗は、Busemann 複葉翼のアイデアに基づいた翼面上の衝撃波と膨張波の相互干渉を巧みに利用することにより低減できるため[4]、燃費の向上も期待されている。Figure 1.2に将来期待される超音速複葉翼機コンセプトの一例である、MISORA（Mitigated SOnic-boom Research Airplane）の概念図を示す。

Busemann 複葉翼の超音速域の性能に関する利点は明らかになってきたが、実飛行に必然的に伴う離着陸時の低速性能については明らかではない。これは、超音速飛行を考慮に入れた複葉翼の研究が行なわれていなかったといった現状がある。

1.2 研究目的

そこで本研究では、超音速域において衝撃波を相殺できる Busemann 複葉翼が低速域ではどのような性能を示すのかを調べる。具体的には、低速域における迎角および主流速度に対する基本的な空力特性を、数値計算および実験結果を通して解析する。

本研究は、将来期待される超音速複葉翼機の実現に向け、離着陸時等の低速性能だけでなく、飛行速度域全体の性能を得るための第一歩として位置づけられる。

* 1 東北大学 流体科学研究所 助手（代表者）
* 2 東北大学 流体科学研究所 教授
* 3 鳥取大学 工学部 機械工学科 教授
* 4 鳥取大学 工学部 機械工学科 講師
* 5 東北大学 流体科学研究所 研究員

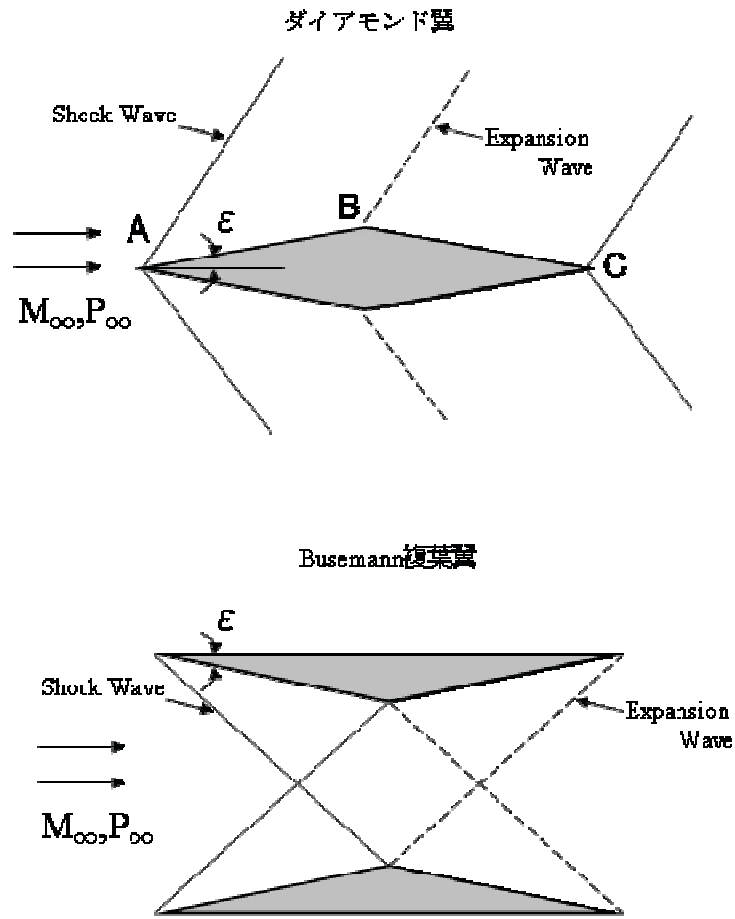


Figure 1.1 衝撃波干渉理論



Figure 1.2 MISORA (Mitigated Sonic Boom Research Airplane) 概念図

第二章 数値計算

2.1 計算格子

本研究では、低速域における複葉翼型周りの2次元CFD解析を行い、空力性能の評価および流れ構造の把握を行った。本章では、CFD解析で用いた計算格子、計算手法および条件の詳細について述べる。

本研究では、CATIAで計算対象の翼型を作成した上で、非構造格子生成ツールであるEdge Editor[5]を用いてBusemann複葉翼型周りに計算格子を作成した。今回非構造格子を採用したのは、形状適合性に優れ、今後フラップやスラット等の高揚力装置が付いたより複雑な複葉翼型にも対応できることを見据えたからである。

本研究で対象とした翼形状は、現在考えられている線形理論を仮定すると、巡航速度マッハ1.7において最も衝撃波を低減できると考えられている形状である[2]。形状代表寸法をTable 2.1に、計算格子をFigure 2.1に示す。総格子点数は約55,000点であり、壁近傍における最小格子幅 t_p は、式(2.1)を参考とした。なお、 Re はレイノルズ数である。

$$t_p = \frac{0.01}{\sqrt{Re}} \quad (2.1)$$

Table 2.1 形状代表寸法

翼長 c	1
翼間距離 G	0.50
翼厚 t	0.05 (上下翼合計: 0.10)

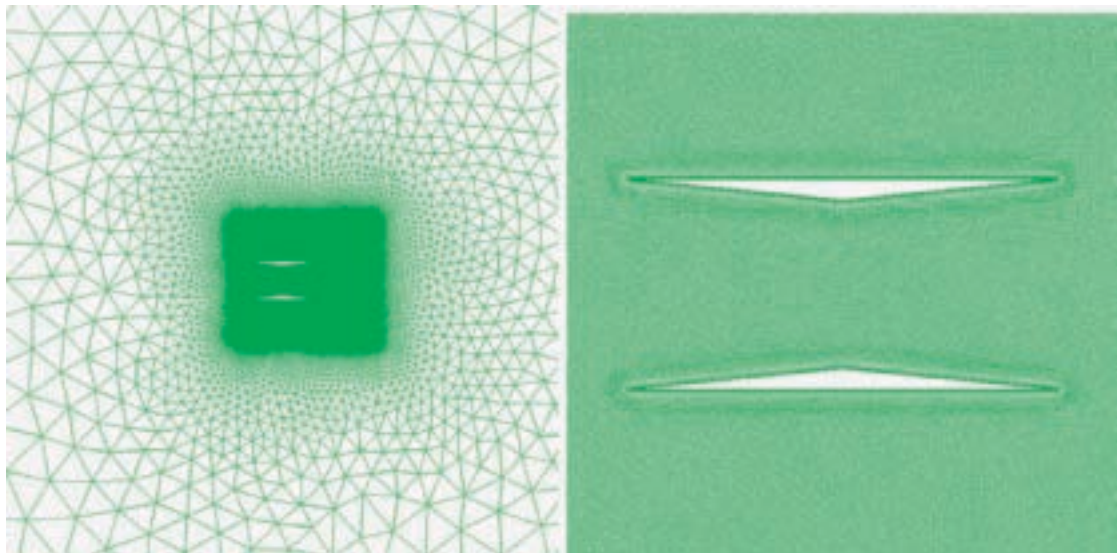


Figure 2.1 計算格子（全体図と翼面周り）

2.2 数値計算手法

本計算には、3次元非構造格子用流体ソルバーであるTAS code (Tohoku University Aerodynamic Simulation Code)[6–9]を用いて2次元Busemann複葉翼型の空力解析を行った。本計算では、x-y面上の2次元計算格子をz方向に一定の長さストレッチして作成した擬似2次元格子を使用して解析することで、通常の3次元解析で2次元的な解を得ている。本ソルバーで扱う支配方程式はNavier-Stokes方程式である。

また、圧縮性流体解析に用いるTAS codeを、非圧縮領域でも解析できるように変更した。オリジナルからの変更点としては、前処理法の導入による数値流束計算法[10–11]およびLU-SGSの変更[12]、修正Spalart-Allmaras乱流モデル[13]の使用である。前処理法において疑似音速として用いる参照速度 U_{ref} は式(2.2)のように設定した[14]。

$$U_{ref} = \min(c, \max(|v|, K U_\infty)) \quad (2.2)$$

ここで c は音速, u は局所流速, u_∞ は一様流速度, そして, K は前処理で参照速度の下限を決めるパラメータで, K が大きくなると収束性が安定化方向に進む. 今回の計算では $K = 0.5$ とした (ただし, 逆流領域の大きな流れ場では非定常なため, $K = 1.0$ として安定化方向に進めた). 参照速度は計算のロバスト性に大きく影響することが指摘されている[15]. 特に多要素翼周りの流れなど, 局所的な速度変化の大きい流れでは参照速度の違いによる影響が顕著であることに注意を要する[16].

2.3 計算条件

計算条件は今回行った風洞実験と比較できるように設定した. 主流速度 U は 10, 20, 30 [m/s] の3通りとし計算を行なった. レイノルズ数 Re は実験風洞での値に合わせて $Re = 2.460 \times 10^4 \sim 1.726 \times 10^5$ の範囲に設定し, 迎角 α は $\alpha = 0 \sim 20$ [deg.] の範囲で解析した.

主流乱れ度 $Tu = 1$ [%] とし, 修正 Spalart-Allmaras 乱流モデルを用いて全面乱流を仮定して計算を行った.

第三章 風洞実験

本研究では, 数値計算による解析に加えて, 風洞実験による低速域における複葉翼型の空力特性の計測を行い, 数値計算結果との比較を通してより詳細かつ正確な空力特性の議論を行った. 本章では, 風洞実験設備, 実験模型, 計測方法および実験条件の詳細について述べる.

3.1 低速風洞実験設備

実験設備としては, 東北大学流体科学研究所が所有する回流式の低乱熱伝達風洞を利用した. Figure 3.1 に今回使用した低乱熱伝達風洞の測定部を示す.

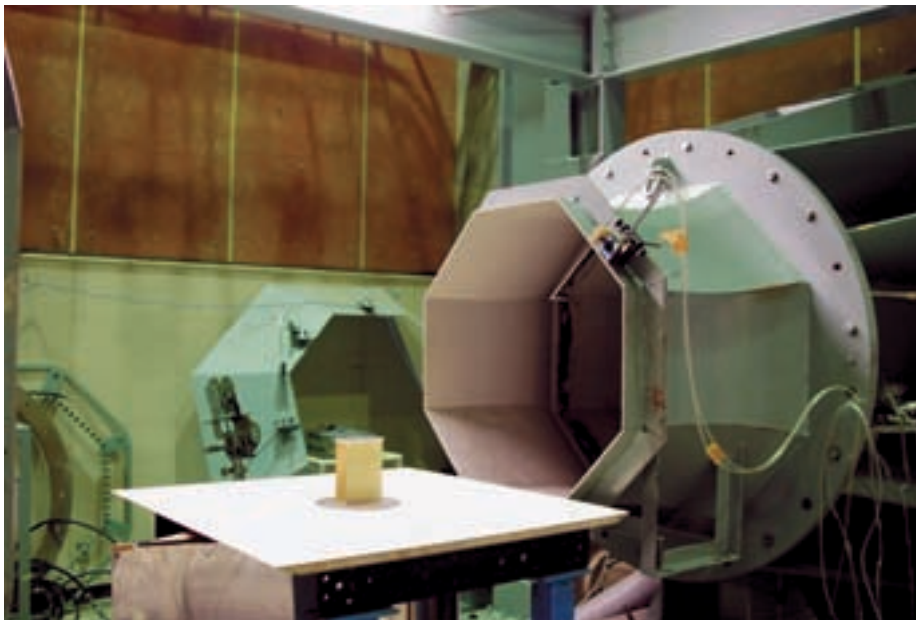


Figure 3.1 低乱熱伝達風洞測定部 (流れは右から左へ)

3.2 実験模型

今回使用した模型の材質は真鍮であり, 翼端効果の低減および上翼と下翼の翼間距離を保つ機構として, 楕円形状の翼端板を装着した. Table 3.1 に模型の寸法を, Figure 3.2 に実験で使用した Busemann 複葉翼模型を示す.

Table 3.1 模型寸法

翼長 c	100 [mm]
翼厚 t	5 [mm]
翼幅 w	150 [mm]
翼間距離 G	50 [mm]

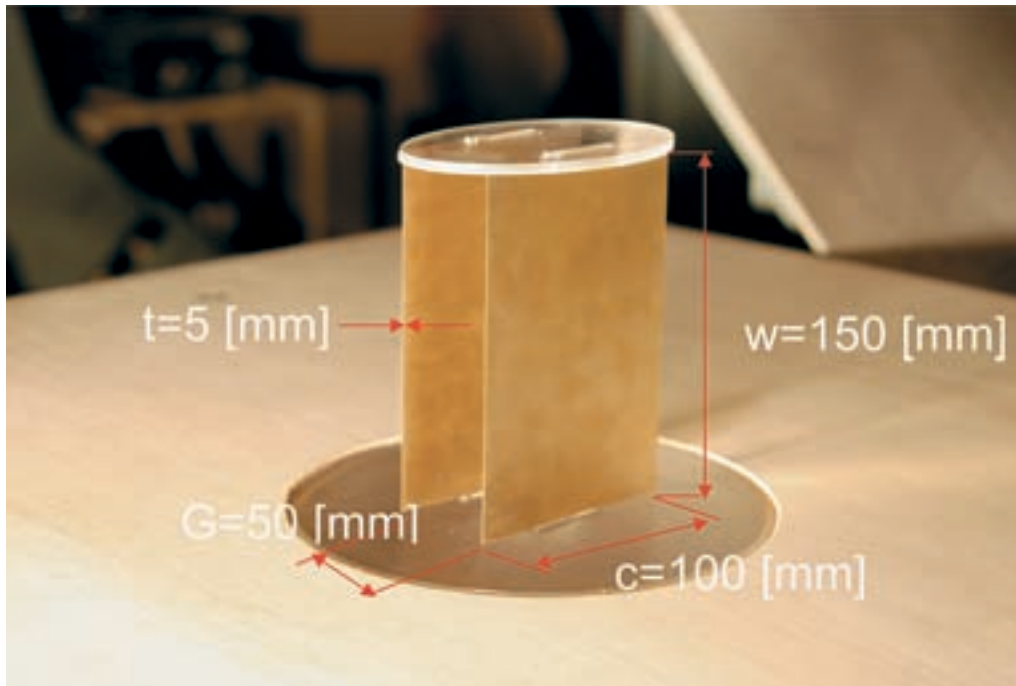


Figure 3.2 Busemann 複葉翼模型

3.3 計測手法・条件

3.3.1 空気力測定

3分力天秤（日章電機：LMC-3501-50 NS）を用いて、主流速度および迎角を変化させたときの複葉翼模型に作用する空気力（揚力、抗力、ピッチングモーメントの3分力）を測定した。測定値はロードセルで計測した値を、LabVIEWを用いて出力し、随時記録を行いながら計測した。迎角 α の変更にはターンテーブル（KSA-160 PM）を用い、パルスの入力（400 Hz/degree）により迎角を調整した。さらに、計測誤差を最小限に抑えるために、境界層排除板を設けて風洞内で発達した境界層を排除するとともに、ロードセル全体をフェアリングで覆って、境界層排除板下流に流れ込む風の影響を防いだ。

実験条件として、主流速度 $U = 10, 20, 30$ [m/s]、迎角 $\alpha = -20 \sim 45$ [deg.] の範囲で空気力測定を行った。測定条件は平均大気圧 100.0 [kPa]、平均温度 11.9 [°C] であり、模型レイノルズ数 Re は、代表長さを翼幅 150 [mm] としたとき、 $Re = 2.46 \times 10^4 \sim 1.73 \times 10^5$ の範囲である。

3.2.2 煙法による可視化

迎角 α を変化させた時に、複葉翼周りの流線を調べるために、 $U = 2$ [m/s] において、煙法を用いた可視化を行なった。今回、 $U = 2$ [m/s] の条件だけで可視化を行なったのは、これ以上の速度では煙が拡散するため、可視化が良好に行われなかったためである。

第四章 結果と考察

4.1 数値計算による空力特性結果

Figures 4.1 ~ 4.3 にそれぞれ、数値計算で得られた異なる主流速度 U における迎角 α に対する、揚力係数 C_L 、抗力係数 C_D 、揚抗比 L/D の各特性を示す。

まず揚力係数 C_L に関しては、低迎角時には主流速度によらず、迎角に対する特性が相似になるといった一般的な翼型の特性と一貫した結果となった。しかし、高迎角時には主流速度によって揚力特性に違いが見られる。詳しくは4.5.2で述べるが、高迎角になるにつれて、非定常な剥離領域が現れることに起因すると考えられる。また、失速角が $\alpha = 22$ [deg.] 付近であることも確認できた。ダイヤモンド翼のような単葉翼に比べて、失速角が高迎角になったのは、複葉翼のうち上翼が完全剥離しても、下翼が剥離しなければ完全失速には至らないことが考えられる。

一方で Figure 4.2 に示す抗力係数 C_D に関しては、低迎角時において主流速度による特性の違いが大きくなる。このこと

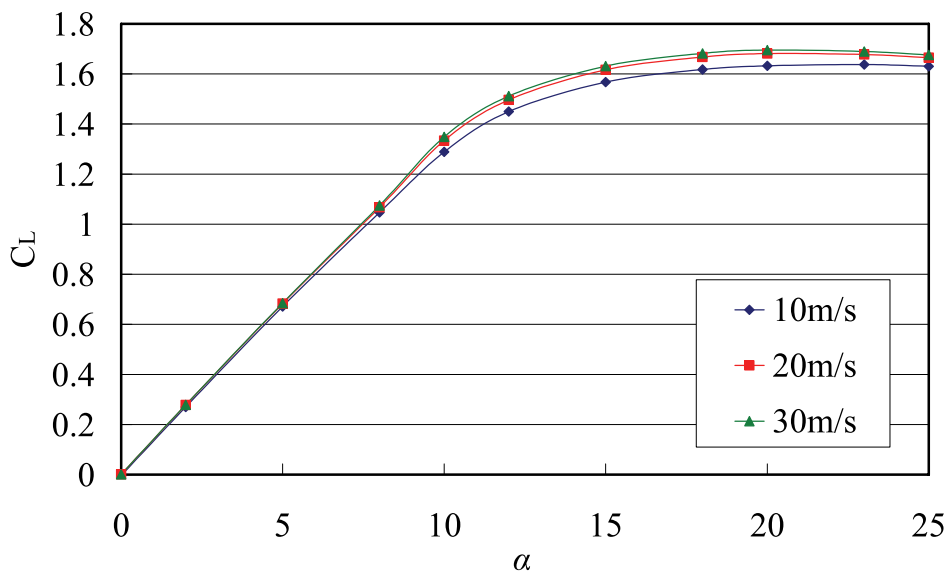


Figure 4.1 迎角-揚力係数曲線（計算結果）

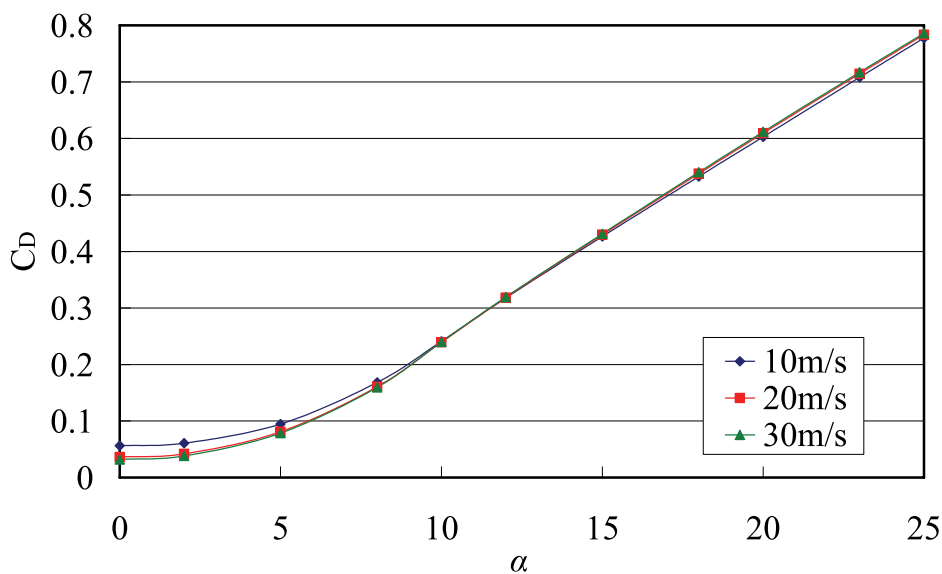


Figure 4.2 迎角-抗力係数曲線（計算結果）

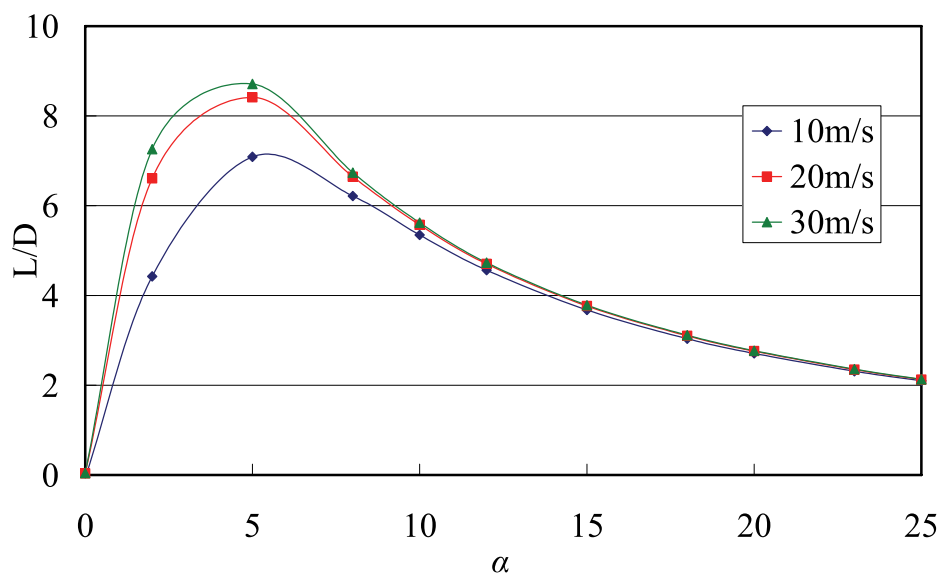


Figure 4.3 迎角-揚抗比曲線（計算結果）

については4.4.3で検証する。

また Figure 4.3 に示す揚抗比曲線に関しては、主流速度によらず最大揚抗比を示す迎角は $\alpha = 5$ [deg.] 付近であった。 $U = 10$ [m/s] の時と $U = 20, 30$ [m/s] の時に有意差が見られ、低迎角時においては主流速度による揚抗比特性の違いが大きくなった。一方で、高迎角になると、揚抗比曲線が漸近する。この点については、4.3.4 で風洞実験との比較で検証する。

4.2 風洞実験による空力特性結果

Figures 4.5 ~ 4.7 に、それぞれ風洞実験で得られた揚力係数 C_L 、抗力係数 C_D 、揚抗比 L/D を示す。なお、理論上では上下対称な Busemann 複葉翼は迎角 $\alpha = 0$ [deg.] で揚力係数 $C_L = 0$ となるため、実験で得られた C_L 、 C_D に対して迎角のずれに関する補正を Figures 4.4 に示すように施した。本実験では、設置した模型が主流流れに対して迎角を持っていた仮定して、以下のような近似的な補正方法を用いた。

計測時の迎角のずれ補正

1. $\alpha = 0$ [deg.] における揚力係数 $C_{L0} = X$ を $C_{L0} = 0$ に補正する。
2. $\alpha = 0$ [deg.] に最も近く計測した迎角（本実験では $\alpha = 1$ [deg.]）における揚力係数を $C_{L1} = Y$ とする。
3. 式 (4.1) より計測時にずれていた迎角 α_x を求める。

$$\alpha_x = \frac{-X}{Y-X} \quad (4.1)$$

揚力係数補正

1. ある迎角 β における揚力係数を $C_{L\beta}$ とする。
2. 迎角 β よりも大きく、計測された中で最も近い迎角 γ における揚力係数を $C_{L\gamma}$ とする。
3. 迎角 β における補正した揚力係数 $C_{L\beta'}$ を、式 (4.2) より求める。

$$C_{L\beta'} = C_{L\beta} + \frac{\alpha_x(C_{L\gamma} - C_{L\beta})}{\gamma - \beta} \quad (4.2)$$

抗力係数補正

1. ある迎角 β における抗力係数を $C_{D\beta}$ とする。
2. 迎角 β よりも大きく、計測された中で最も近い迎角 γ における抗力係数を $C_{D\gamma}$ とする。
3. 迎角 β における補正した抗力係数 $C_{D\beta'}$ を、式 (4.3) より求める。

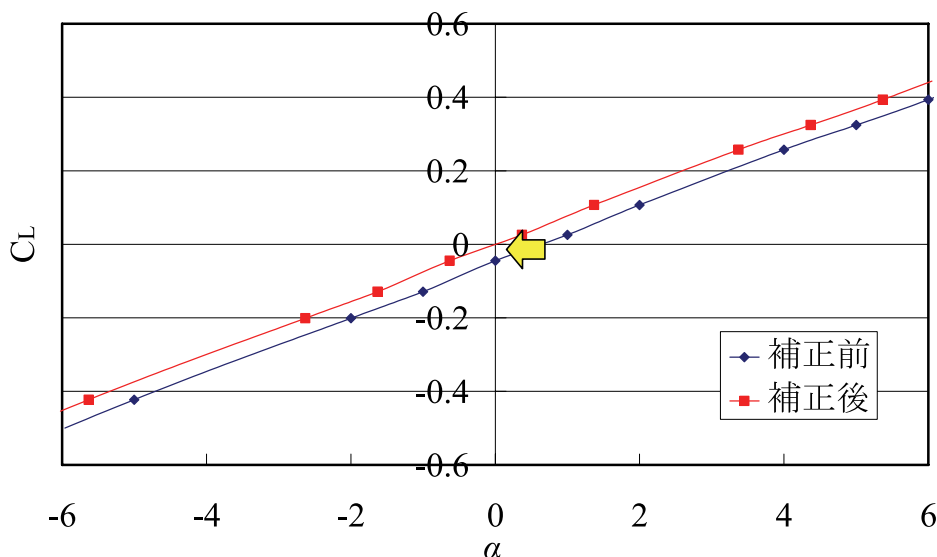


Figure 4.4 迎角補正方法

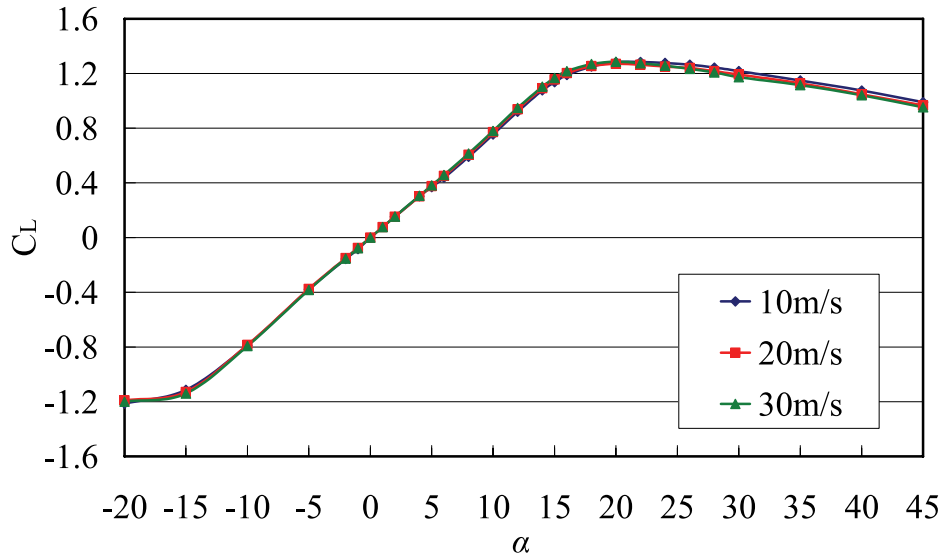


Figure 4.5 迎角-揚力係数曲線（実験値）

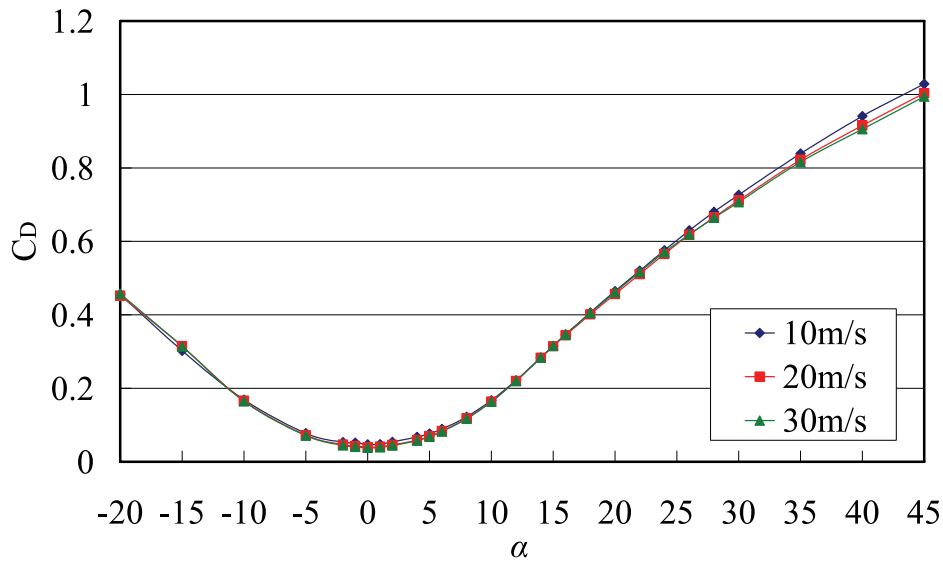


Figure 4.6 迎角-抗力係数曲線（実験値）

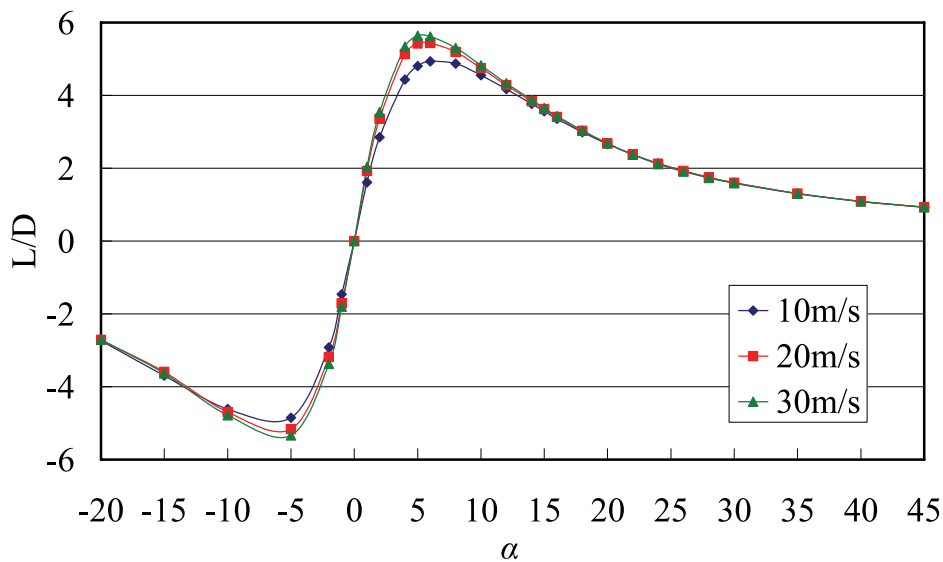


Figure 4.7 迎角-揚抗比曲線（実験値）

$$C_{Df} = C_{Df} + \frac{\alpha_x (C_{Df} - C_{Df})}{\gamma - \beta} \quad (4.3)$$

Figures 4.5 ~ 4.7 に、それぞれ風洞実験で得られた揚力係数 C_L 、抗力係数 C_D 、揚抗比 L/D に上記の補正方法を施した結果を示す。揚力係数 C_L 、抗力係数 C_D ともに、主流速度によらず、全迎角にわたり相似な揚力特性となり、低速域における一般的な翼型の特性と一貫した結果となった。同時にまた、主流速度によらず失速角が $\alpha = 21$ [deg.] 付近であることも確認できた。

一方、揚抗比曲線に関しては、揚抗比 L/D の絶対値が最大となる迎角 ($\alpha = \pm 5$ [deg.]) 付近で主流速度による違いが見られ、 $U = 10$ [m/s] の時に揚抗比の絶対値が最も小さくなるのが確認された。この点については、4.3.3 で数値計算との比較で検証する。

4.3 数値計算・風洞実験による空力特性の比較

4.3.1 揚力特性

Figure 4.8 に数値計算と風洞実験により得られた迎角 α に対する揚力係数 C_L の特性を比較したものを示す。迎角が大きくなるにつれて、両者の違いが顕著に現れる。この理由として、今回の数値計算ではすべての迎角で全面乱流としたが、風洞実験では一部層流であった翼表面を沿う流れが、低迎角時に前縁付近で一度剥離した後に乱れを生じ、乱流化した流れが翼表面に再附着するといった遷移現象による影響が高いと考えられる。

低迎角時には、迎角の増加とともに揚力係数 C_L 値の差が次第に大きくなるが、高迎角時にはその差がほぼ一定である。これは、低迎角時に比べて風洞実験で全面乱流となる高迎角時の方が、数値計算による揚力特性の傾向と低迎角時よりも似ていることから、流れの遷移による影響だと考えることができる。

すべての迎角で全面乱流と仮定した数値計算では、低迎角時にも翼上面で渦が形成され、それにより揚力が発生するため、揚力係数が大きくなったと考えられる。また、数値計算では2次元の解析を行っているので翼端効果を見逃しているが、風洞実験で用いた翼端板がどれほど翼端効果を抑制しているのか、今回の研究では検証できなかった。以上の考察より、数値計算で出力される揚力係数が、実験結果よりも大きくなったと考えられる。

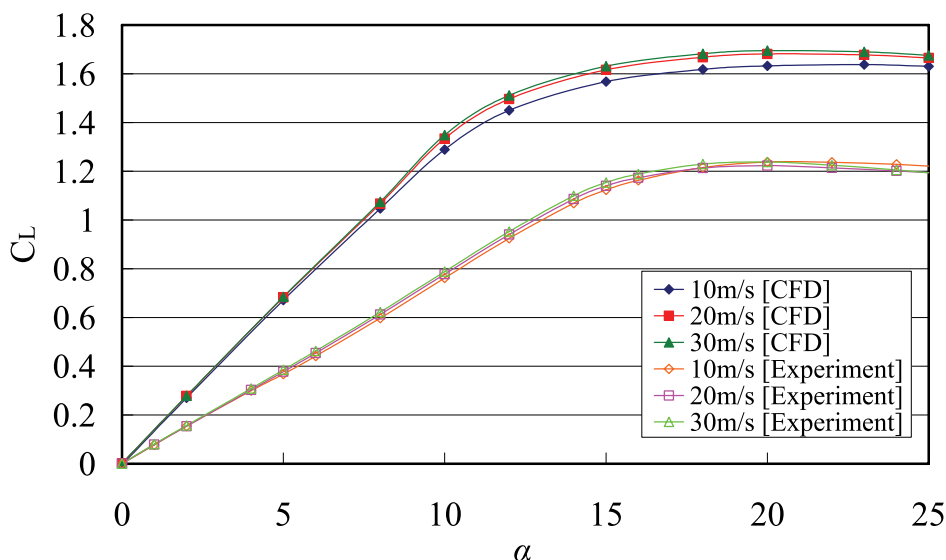


Figure 4.8 揚力特性比較 (数値計算結果と実験結果)

4.3.2 抗力特性

Figure 4.9 に数値計算と風洞実験により得られた迎角 α に対する抗力係数 C_D の特性を比較したものを示す。迎角が大きくなるにつれて、揚力係数 C_L と同様に、両者の違いが顕著に現れる。これは4.5.1でも述べたが、全面乱流とした数値計算結果が摩擦抗力を大きく見積もったと考えられる。また、低迎角時に数値計算と風洞実験による抗力係数の値の差が小さい理由として、数値計算で前縁剥離を起こし始める迎角が $\alpha = 8$ [deg.] あることから、低迎角時には前縁剥離が起らないことが考えられ、それまでは差が小さかったのが剥離後より差が広がっているのが確認できる。

全面層流、全面乱流時、部分乱流時それぞれにおいて平板にはたらく摩擦抗力係数の分布を Figure 4.10 に示す (全面

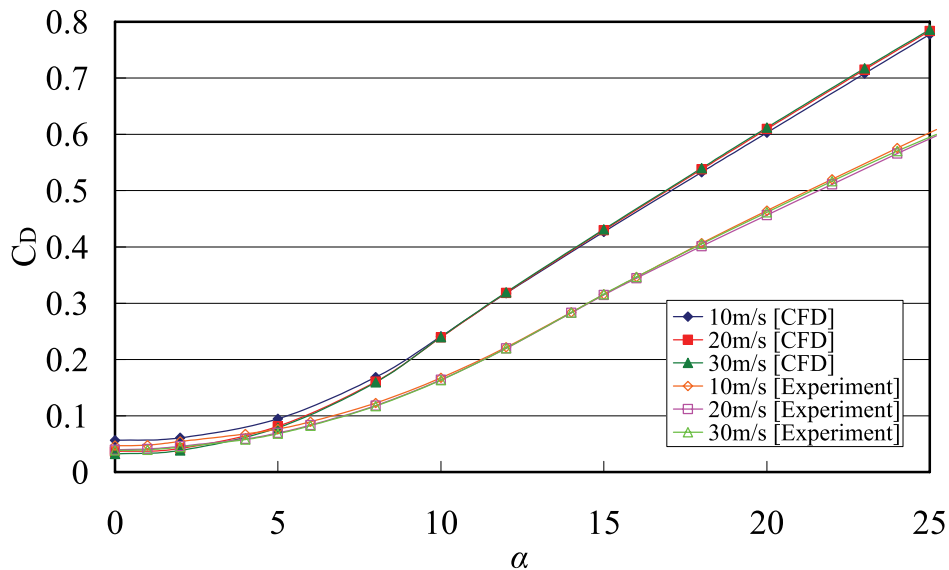
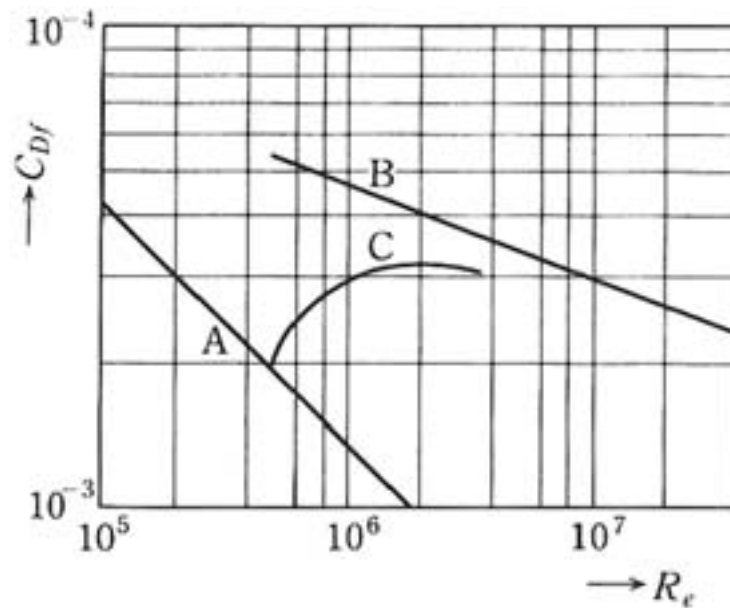


Figure 4.9 抗力特性比較



- A : 全面層流 $C_{Df} = 1.33/\sqrt{Re}$
- B : 全面乱流 $C_{Df} = 0.074Re^{-1/5}$
- C : 部分乱流 $C_{Df} = 0.074Re^{-1/5} - 1700/Re$

Figure 4.10 平板の摩擦抗力係数

乱流時はB，部分乱流時はCに対応する)。これより，全面乱流のとき摩擦抗力がより大きくなることが分かる。

4.3.3 揚抗比特性

Figure 4.11 に数値計算と風洞実験により得られた揚抗比 L/D の特性を比較したものを示す。両者とも低迎角時において $U = 20$ [m/s]， 30 [m/s] と比べ， $U = 10$ [m/s] 時に最も低い値を示している。この理由として考えられるのは，3 ケースの中で一番遅い速度である $U = 10$ [m/s] 時は，他の2 ケースに比べてレイノルズ数が小さく（粘性の効果が相対的に大きく）摩擦抵抗が支配的になっている。

Figure 4.12 に，数値計算によって得られた，主流速度を変化させたときの迎角 $\alpha = 0$ と 15 [deg.] での抗力係数に占める

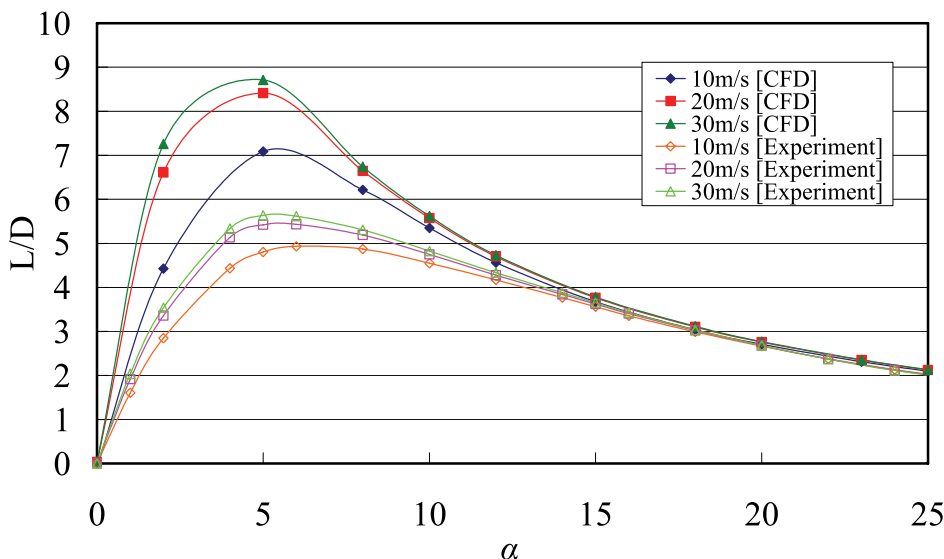


Figure 4.11 揚抗比特性比較

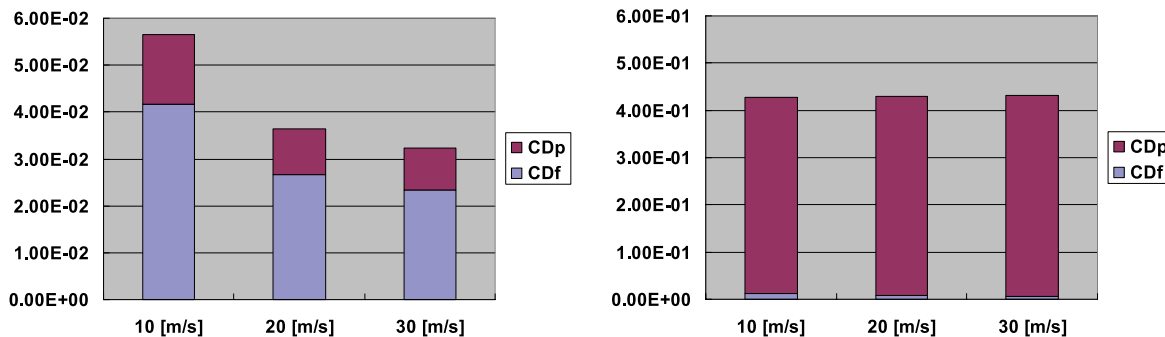


Figure 4.12 摩擦抗力 CD_f と圧力抗力 CD_p の配分 ($\alpha = 0, 15$ [deg.])

摩擦抵抗と圧力抵抗の配分を示す。特に迎角 $\alpha = 0$ のとき、 $U = 10$ [m/s] で、摩擦抵抗が大きく占めている。一方高迎角 $\alpha = 15$ [deg.] では、主流流速によらず、剥離により乱れた流れ場となるので、摩擦抵抗よりも剥離渦の発生による圧力抵抗が支配的となる。

$\alpha = 15$ [deg.] のときには、摩擦抵抗よりも圧力抵抗の方が支配的になり、主流速度によらず圧力抵抗が相似な値をとっているため、差が小さくなったのがわかる。

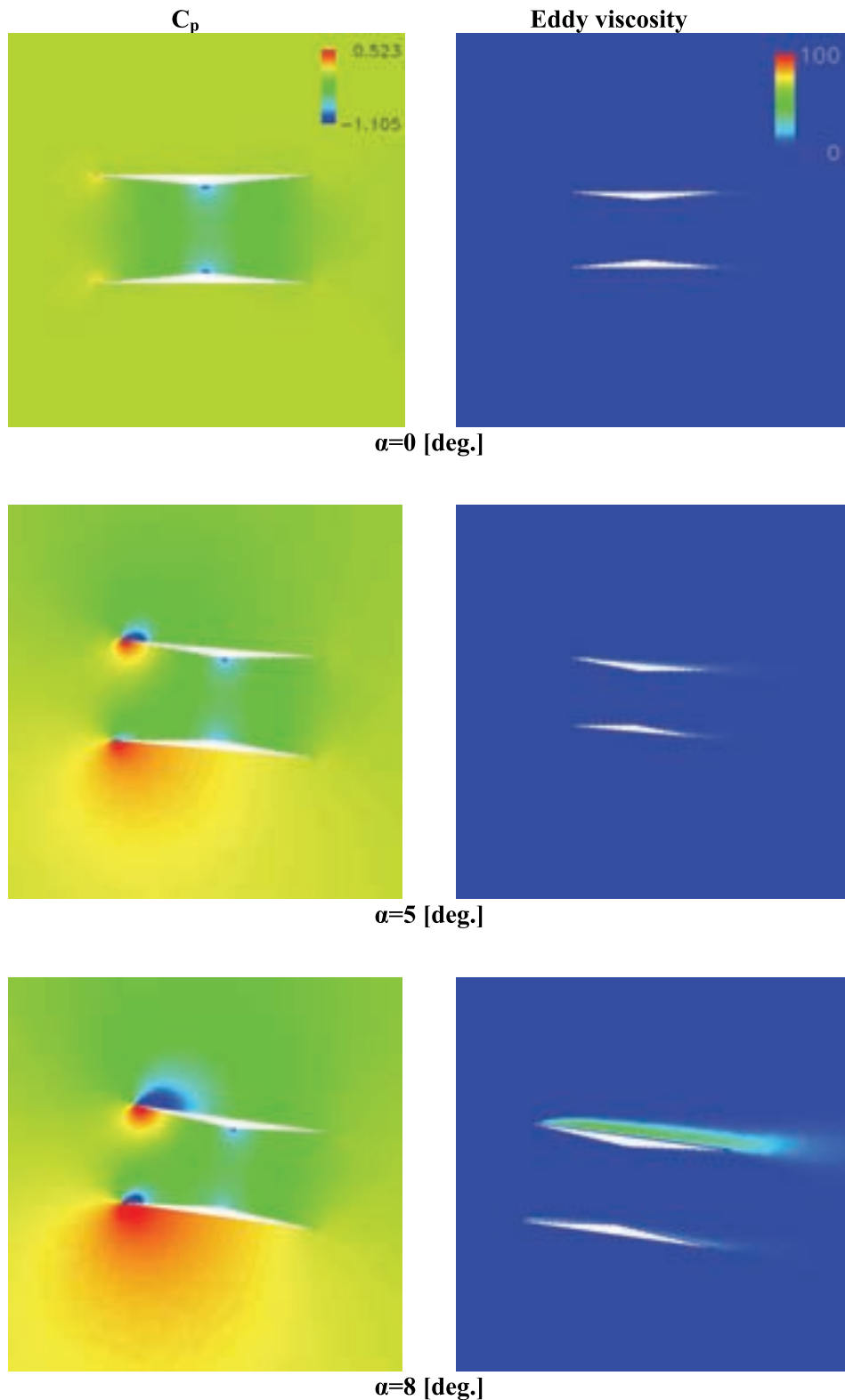
4.4 流れ場構造

4.4.1 数値計算による迎角に対する流れ場構造の変化

Figure 4.13 に、数値計算により得られた $U = 20$ [m/s] における各迎角時の圧力係数分布 (C_p) と渦粘性係数分布 (Eddy viscosity) を示す。なお、全ての迎角で同じ分布領域とすることで比較した。

圧力係数分布に関しては、 $\alpha = 0$ [deg.] の時に上翼と下翼の翼間距離が最も近くなる頂点 (コード長 50% 位置) で圧力が低くなっているのがわかる。Busemann 複葉翼を 2次元ノズルと考えると、断面積が一番小さい部分で主流速度が速くなり、圧力が低くなることから、翼間の流れ場を的確に捉えているといえる。さらに迎角が高くなるにつれ、主流速度が直接当たる部分つまり下翼下面と上翼下面の前縁部分の圧力が次第に高くなっている。

渦粘性係数分布に関しては、 $\alpha \geq 8$ [deg.] の条件で、前縁より渦が発生しているのがわかる。この急激な前縁剥離により流れ場が非定常的となった。また $\alpha = 20$ [deg.] 以上の失速領域では、下翼上面からも渦が発生しているのがわかる。よってこの領域では完全失速の状態になると考えられる。

Figure 4.13(a) 各迎角における圧力係数分布と渦粘性係数 ($\alpha = 0 \sim 8$ [deg.])

4.4.2 数値計算による主流速度に対する揚力寄与の変化

主流速度によって揚力係数特性に顕著な違いが見られた高迎角時 ($\alpha = 15$ [deg.]) について検証する. Figures 4.14 ~ 4.15 に, 各主流速度における $\alpha = 15$ [deg.] 時の複葉翼型周りの圧力係数分布と渦粘性係数分布をそれぞれ示す. 圧力係数分布については $U = 10$ [m/s] と比較すると, $U = 20$ と 30 [m/s] の場合に上翼上面後縁付近の圧力がより低下している. これは, 主流速度が低い場合に, レイノルズ数が低く, 粘性効果が強くなるためと考えられる. 同一迎角の場合, 主流速度が

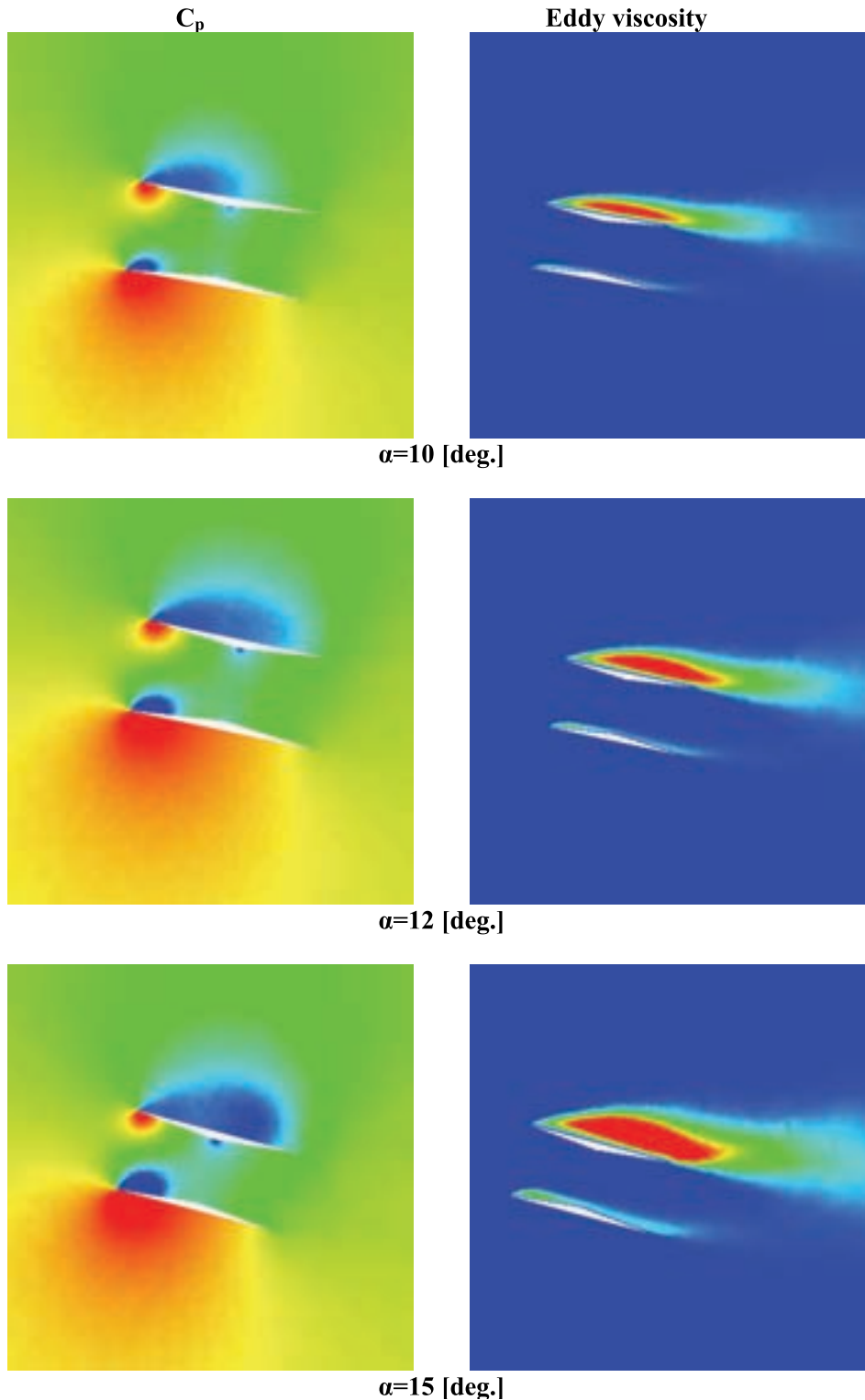
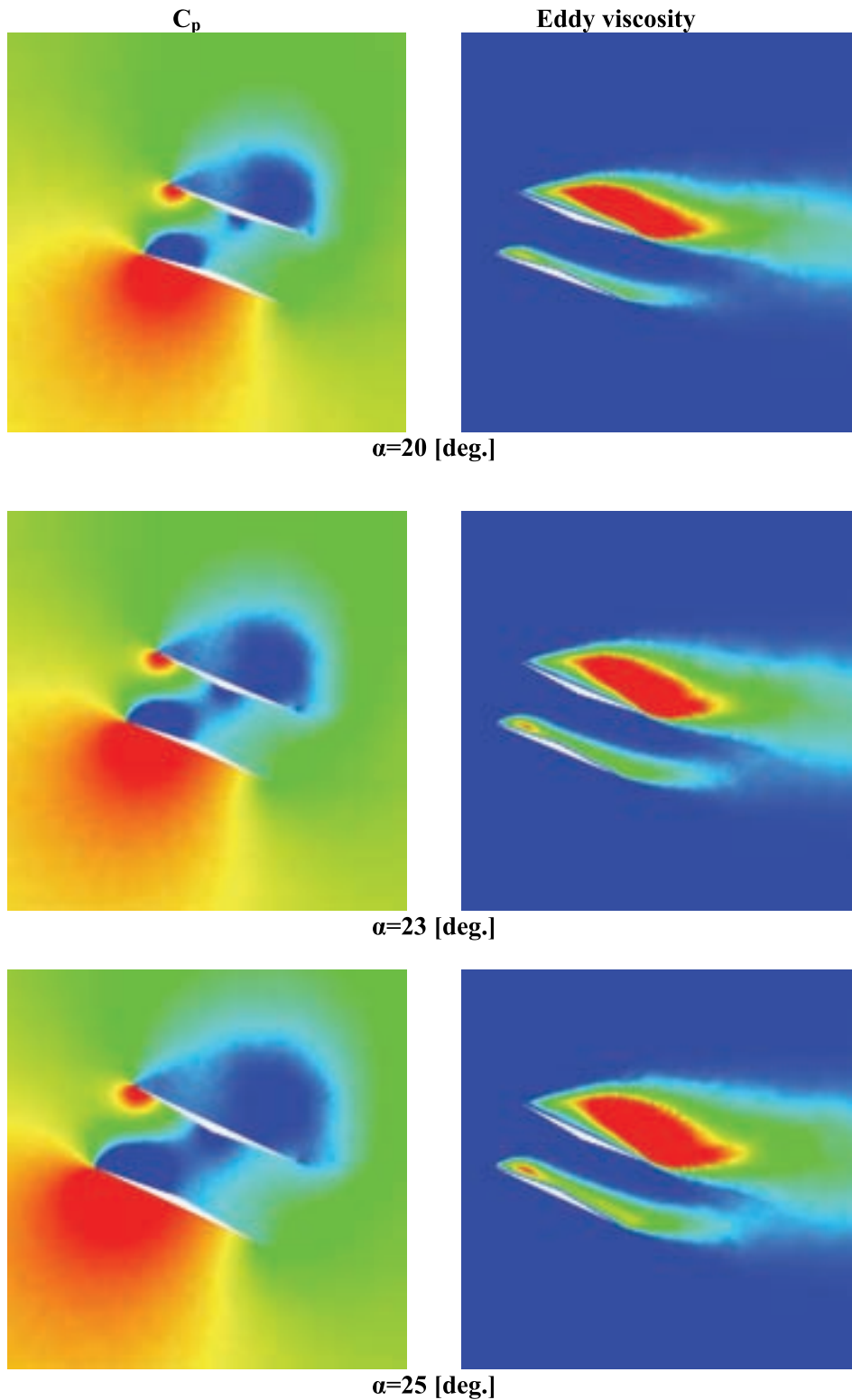


Figure 4.13(b) 各迎角における圧力係数分布と渦粘性係数 ($\alpha = 10 \sim 15$ [deg.])

大きくなるにつれて、渦粘性が大きくなっている。それにより、 $U = 20$ と 30 [m/s] の場合に翼上面に形成される渦が強くなり、渦内部の圧力が低下し、複葉翼の揚力係数が大きくなっていると考えられる。

Table 4.1 に数値計算で得られた失速角付近の揚力係数を示す。失速角の違いからも、 $U = 10$ [m/s] のとき、粘性効果が強いと判断できる。Table 4.1 より $U = 10$ [m/s] の時に比べて、 $U = 20$ と 30 [m/s] の時の方が、失速角が低いことがわかる。これにより、 $U = 10$ [m/s] のとき、粘性効果が強く剥離しにくいことがわかる。

Figure 4.13(c) 各迎角における圧力係数分布と渦粘性係数 ($\alpha = 20 \sim 25$ [deg.])

4.4.3 数値計算による主流速度に対する抗力寄与の変化

抗力係数特性に顕著な違いが見られた低迎角時 ($\alpha = 0$ [deg.]) について検証する. Figure 4.16 に各主流速度における $\alpha = 0$ [deg.] 時の渦粘性分布を示す. なお, 全ての迎角で同じ分布領域とすることで比較した. $U = 10$ [m/s] と 20 [m/s], 30 [m/s] を比べてみると, 主流速度が大きくなるほど後縁付近に形成される渦が強くなるのがわかる. これは, 主流速度が遅い場合, レイノルズ数が低くなり, 相対的に粘性が強くなることが挙げられる. そのため, 4.3.3 で述べた通り $U = 10$

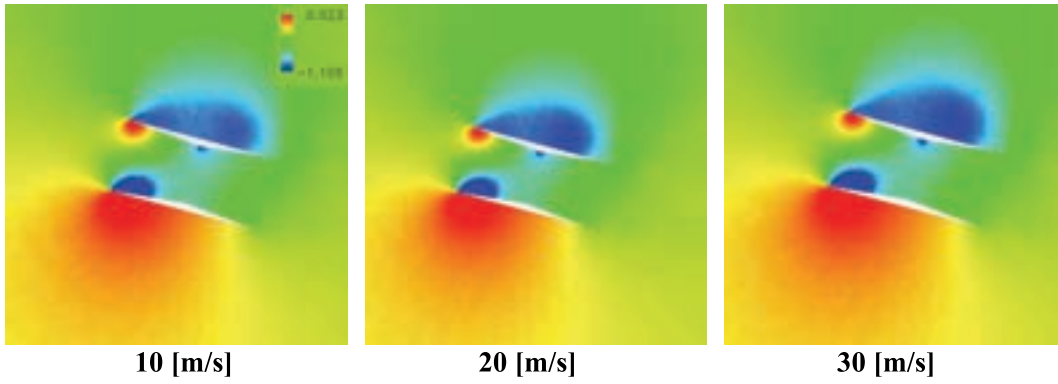


Figure 4.14 圧力係数分布比較 ($\alpha = 15$ [deg.])

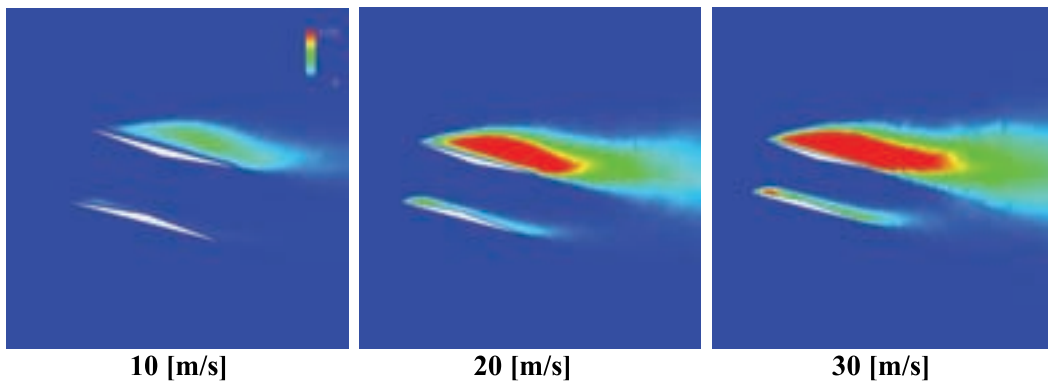


Figure 4.15 渦粘性分布比較 ($\alpha = 15$ [deg.])

Table 4.1 失速角付近の揚力係数

	20 [deg.]	23 [deg.]	25 [deg.]
10 [m/s]	1.633	1.638	1.631
20 [m/s]	1.681	1.678	1.665
30 [m/s]	1.695	1.690	1.676

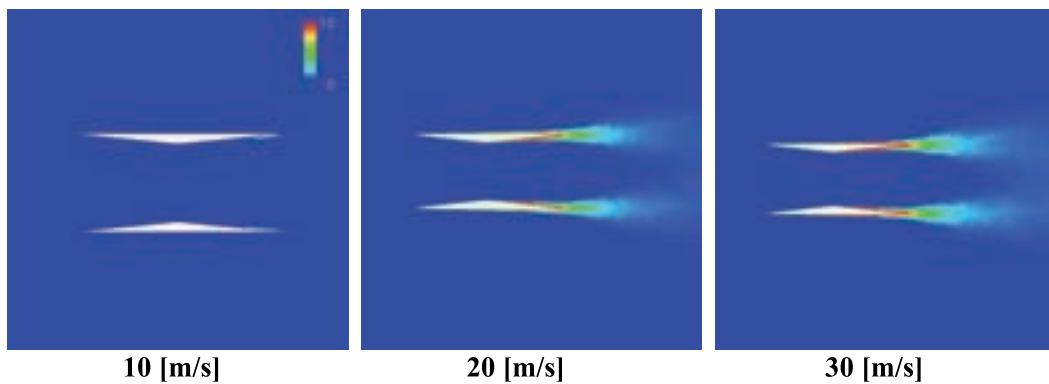


Figure 4.16 渦粘性分布比較 ($\alpha = 0$ [deg.])

[m/s] 時に摩擦抗力が最も大きくなると考えられる。

4.4.4 数値計算・風洞実験による流れ場構造の比較

Figure 4.17 に、今回の実験で煙法を用いて得られた可視化写真と、数値計算により得られた速度ベクトル図を示す。なお、それぞれの主流速度は $U = 2$ [m/s] と $U = 20$ [m/s] と異なるが、4.2 で述べた通り、今回の風洞実験で計測された空力特性は主流速度によらず一様であるといった特性を考慮すると十分に比較対象になりうると判断した。

迎角 $\alpha = 0$ と 5 [deg.] の時には、数値計算、風洞試験で可視化された流れ場構造に大きな違いは見られなかった。 $\alpha = 10$ [deg.] の時には、数値計算の方では前縁剥離を起こしているのに対して、風洞実験では明確な剥離現象が確認されなかった。

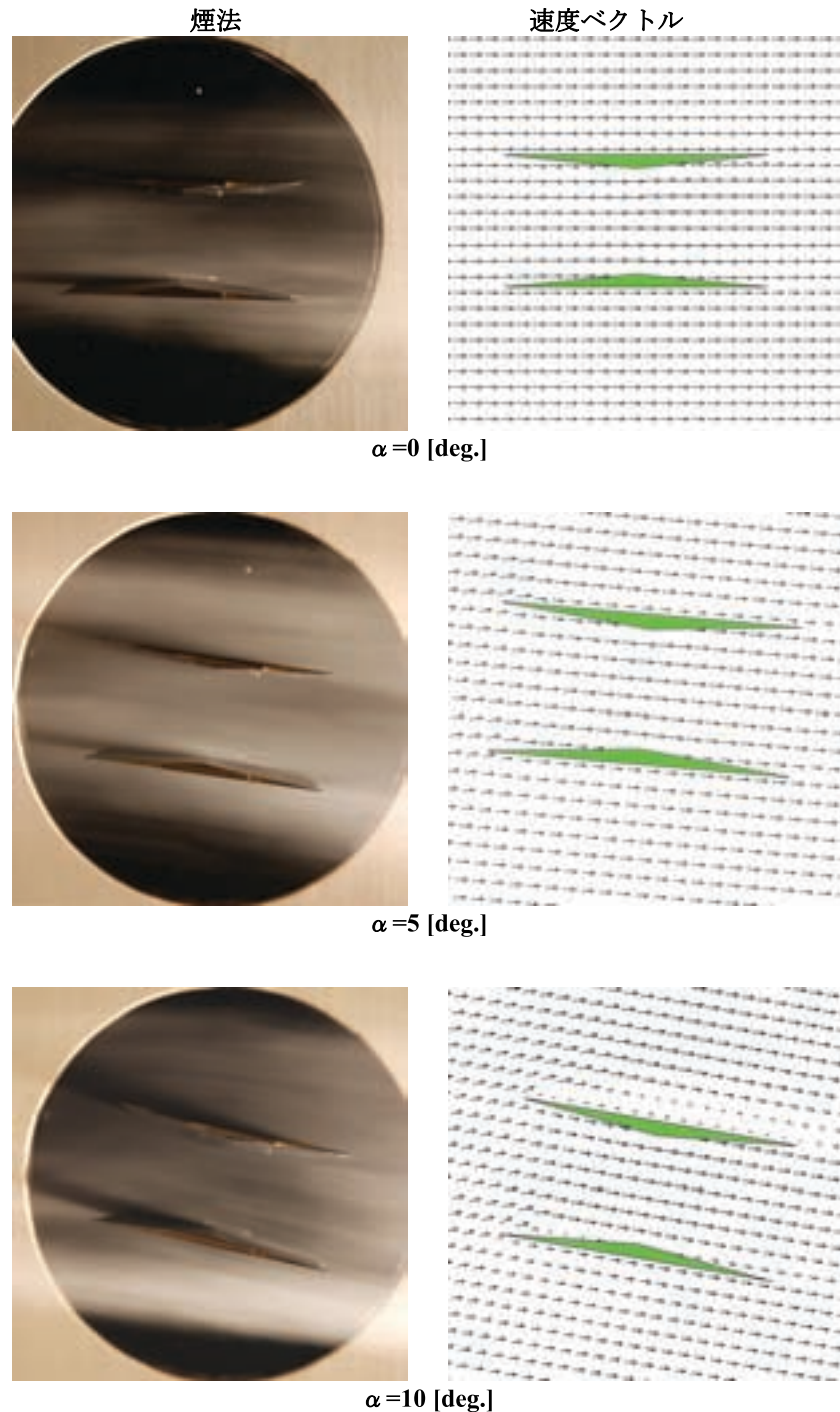


Figure 4.17 (a) 各迎角における流れ場構造比較 ($\alpha = 0 \sim 10$ [deg.])

$\alpha = 15$ [deg.] の時には、数値計算、風洞試験ともに上翼上面で前縁剥離を起こしている。しかし、下翼では剥離が起っていないため、失速には至っていない。

$\alpha = 20$ [deg.] の時には、両者とも上翼上面では剥離を起こし、一方で下翼上面でも前縁より剥離が起っているため、失速寸前の状態と確認できる。

$\alpha = 25$ [deg.] の時には、上下翼共に翼上面で全面剥離を起こしている。この迎角では Figure 4.8 の揚力特性に示されるように、失速後の状態である。

したがって、Busemann 複葉翼が失速状態に至るのは、上下翼共に流れが全面剥離した状態で完全失速になることがわかる。

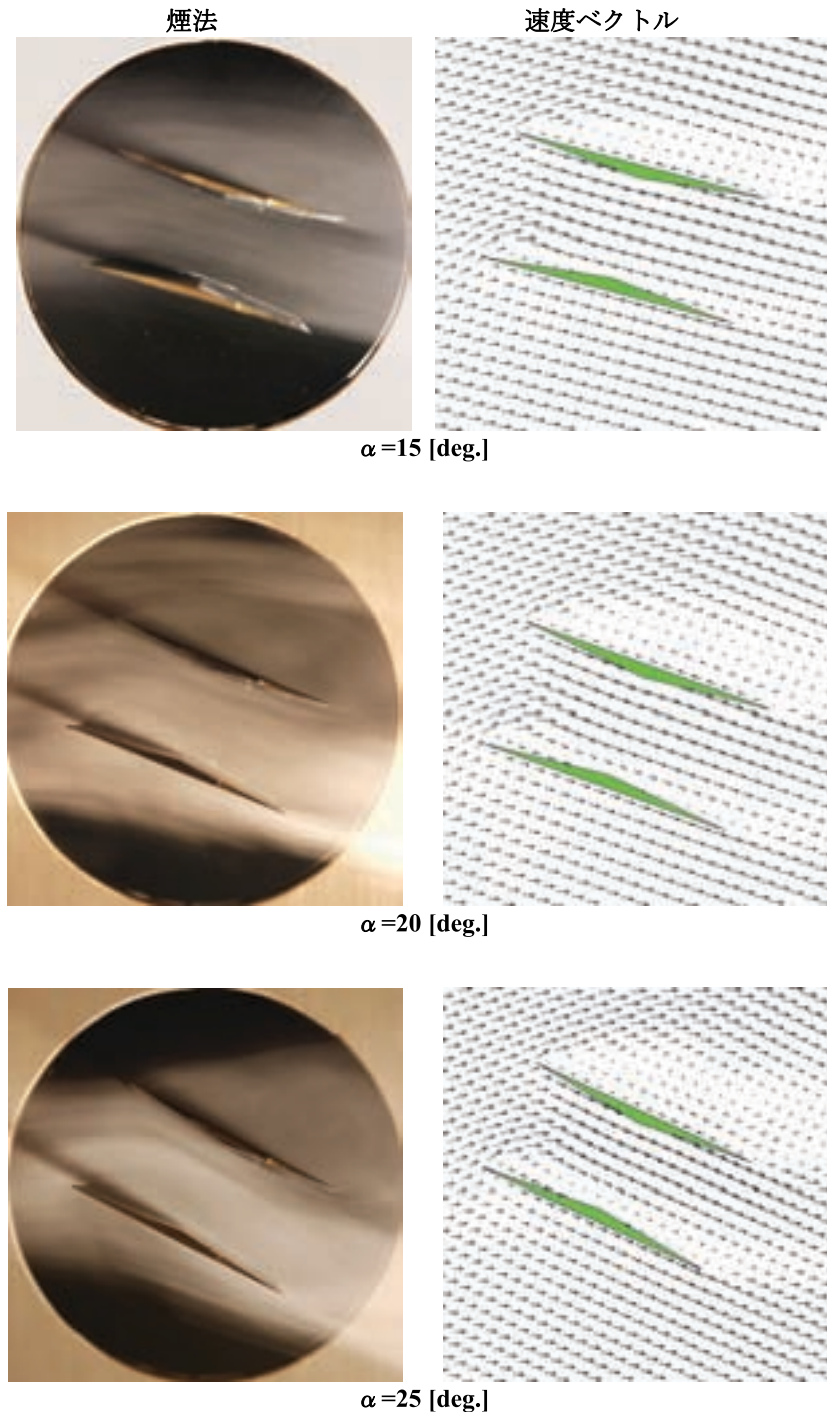


Figure 4.17 (b) 各迎角における流れ場構造比較 ($\alpha = 15 \sim 25$ [deg.])

第五章 結論

本研究では、低速域における Busemann 複葉翼の空力性能を解析するため、数値計算と風洞実験を用いて、迎角および主流速度に対する空力特性および流れ場構造の変化を調べた。

低乱熱伝達風洞を用いた風洞実験においては、主流速度によらず、低速域における一般的な翼型の特性である迎角に対する揚力係数特性の相似性が確認できた。また、失速点が $\alpha = 21$ [deg.] であることも確認された。さらに最大揚抗比が $\alpha = 5$ [deg.] 付近であることもわかった。

一方で、数値計算では、低迎角時に主流速度によらず迎角に対する揚力係数特性の相似性が確認できたが、高迎角時には主流速度によって特性に違いが見られた。この理由として、数値計算では全面乱流としたが、今回の風洞実験の結果から層流領域が部分的に存在することが考えられるため、遷移を考慮した数値計算が必要であることがわかった。一般的な航空機の実機レイノルズ数の領域では境界層遷移が物体前縁で起こるため、レイノルズ平均された Navier-Stokes 方程式による解析を行う場合には全面乱流として扱ってよい場合が多い。

しかしながら、今回のように実験に使用した模型が小さい場合レイノルズ数が低いので、数値計算においても境界層遷移を考慮した。

また、今回の数値計算と風洞実験では主流速度が $U = 10 \sim 30$ [m/s] の範囲に限られており、実際の旅客機が離着陸する速度に達していない。今後、さらに主流速度の範囲を上げて解析を行うことで実機レイノルズ数を視野に入れた離着陸時の低速性能を評価する必要がある。

以上のことをまとめると、今回の研究では風洞実験と数値計算を比較して、互いの問題点を明確にすることができた。特に、数値計算の計算精度を向上させるのに、風洞試験のデータを比較することは重要であるので、今後も風洞実験と数値計算を行い、より詳細かつ正確な比較検討をしていくことは必須である。

参 考 文 献

- [1] Kusunose, K., "A New Concept in the Development of Boomless Supersonic Transport," 1st International Conference on Flow Dynamics, 2004, pp. 46–47.
- [2] Kusunose, K., Matsushima, K., Goto, Y., Yamashita, H., Yonezawa, M., Maruyama, D. and Nakano, T., "A Fundamental Study for the Development of Boomless Supersonic Transport Aircraft," AIAA Paper, AIAA-2006-0654, January 2006.
- [3] Liepmann, H. W., Roshko, A., Elements of Gasdynamics, John Wiley & Sons, Inc., pp. 107–123, 1957.
- [4] Yamashita, H., Yonezawa, M., Goto, Y., Obayashi, S. and Kusunose, K., "Basic Research toward Realizing Boomless Supersonic Aircraft," Proceedings of 16th Institute of Fluid Science Meeting, Tohoku University, Sendai, Japan, December 2004.
- [5] Ito, Y. and Nakahashi, K., "Improvements in the Reliability and Quality of Unstructured Hybrid Mesh Generation," International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol. 45, Issue 1, May 2004, pp. 79–108.
- [6] Ito, Y. and Nakahashi, K., "Direct Surface Triangulation Using Stereolithography (STL) Data," AIAA paper 2000–0924, 2000.
- [7] Sharov, D. and Nakahashi, K., "Hybrid Prismatic/Tetrahedral Grid Generation for Viscous Flow Applications," AIAA paper 96–2000, 1996.
- [8] Ito, Y. and Nakahashi, K., "Unstructured Mesh Generation for Viscous Flow Computations," Proceedings of the 11th International Meshing Roundtable, Ithaca, NY, 2002, pp. 367–377.
- [9] Sharov, D. and Nakahashi, K., "Reordering of Hybrid Unstructured Grids for Lower-Upper Symmetric Gauss-Seidel Computations," AIAA Journal, Vol. 36, No. 3, 1998, pp. 484–486.
- [10] Weiss, J. M., Maruszewski, J. P. and Smith, W. A., "Preconditioned Applied to Variable and Constant Density Flows," AIAA Journal, Vol. 33, No. 11, 1995, pp. 2050–2057.
- [11] 向井純一 "低速流れの非定常計算における人工粘性の影響," 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2005, 概要集, pp. 30, 2005.
- [12] Sharov, D. and Nakahashi, K., "Low Speed Preconditioning and LU-SGS Scheme for 3-D Viscous Flow Computation on Unstructured Grids," AIAA paper 98–0614, 1998.
- [13] Spalart, P. R. and Allmaras, S. R., "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows," AIAA Paper 92–0439, 1992.
- [14] Toyoda, A., Misaka, T. and Obayashi, S., "Application of Correlation-Based Transition Prediction Method to JAXA High-Lift Con-

figuration Model”.

- [15] Luos, H., Baum, J. D. and Lohner, R., “Extension of Harten-Lax-van Leer Scheme for Flows at All Speeds,” AIAA Journal, Vol. 43, No. 6, 2005, pp. 1160–1166.
- [16] Turkel, E. “Robust Low Speed Preconditioning for Viscous High Lift Flows,” AIAA paper 2002–0962, 2002.
- [17] Menter, F. R., “Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications,” AIAA Journal, Vol. 32, No. 8, 1994, pp. 269–289.
- [18] 安藤常世, 工学基礎, 流体の力学改訂版, 培風館, 1979.

超音速流中におけるダイヤモンド翼の剥離制御

新井 隆景*¹ 坂上 昇史*²

1. はじめに

超音速機に使用される翼は衝撃波の発生を抑制するために薄翼が用いられる。また、ダイヤモンド翼が用いられることもある。K. Kusunoseらの研究[1]では、複葉のダイヤモンド翼を数値計算を用いて解析し、サイレント超音速機の可能性が示されている。しかし、この解析は非粘性計算であり、境界層の影響が考慮されていない。超音速流中に翼が置かれた場合、翼後端から衝撃波が発生する。これは翼後端で流れが偏向されることによる。この現象はダイヤモンド翼では顕著である。特に、ダイヤモンド翼では翼後端は圧縮ランプと同様の形状となる。図1は境界層を考慮しない場合の流れの概念図であり、図2は境界層を考慮した場合である。境界層と衝撃波が干渉すると、よく知られているように、境界層は衝撃波背後の圧力上昇に耐えられずに剥離する[2]。境界層が剥離すると、衝撃波の発生位置が上流に移動することになる。その結果、抗力が增大する。また、境界層が層流の場合に特に剥離しやすい。境界層が乱流の場合には剥離しづらくなるが、摩擦抵抗が増大する。さらに、剥離点の変動することにより、翼に非定常応力がかかり、フラッターの原因にもなり得る。これらの現象は主に境界層内の流れの特性に影響を受けるが、レイノルズ数の影響や境界層中の乱流構造などとの関係は未解明である。

そこで本研究では、翼後縁近傍の衝撃波がより翼後端に近い位置に発生する境界層の条件を実験的に明らかにする。

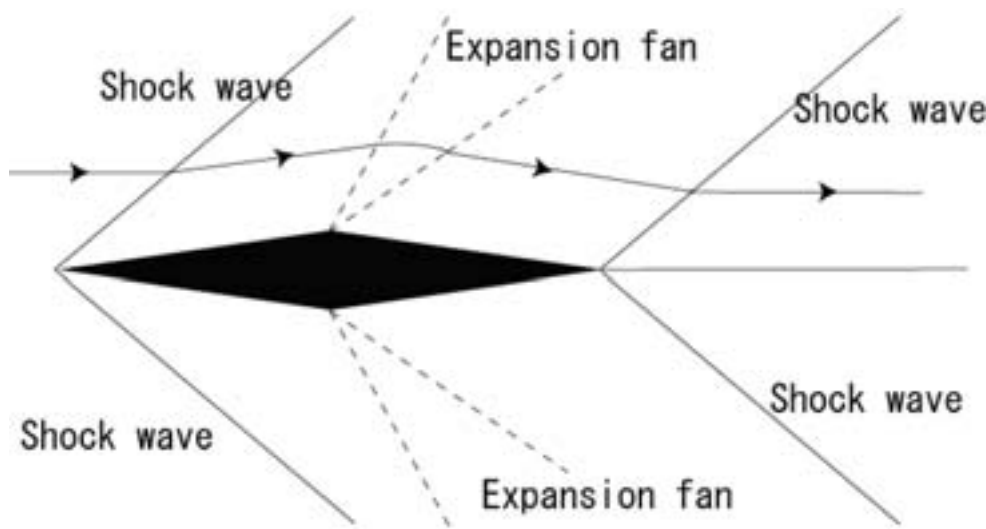


図1 境界層を考慮しない場合の流れの概念図

2. 実験装置

2.1 風洞

図2-1は実験で用いた、吸い込み式超音速風洞を示している。作動流体は室内大気である。

超音速ノズルは上下対称の二次元ノズルである。ノズルの設計マッハ数は2.5である。実測では約2.44であった。測定部

* 1 大阪府立大学 大学院工学研究科航空宇宙海洋系専攻 航空宇宙工学分野 教授 (代表者)

* 2 大阪府立大学 大学院工学研究科航空宇宙海洋系専攻 航空宇宙工学分野 助手

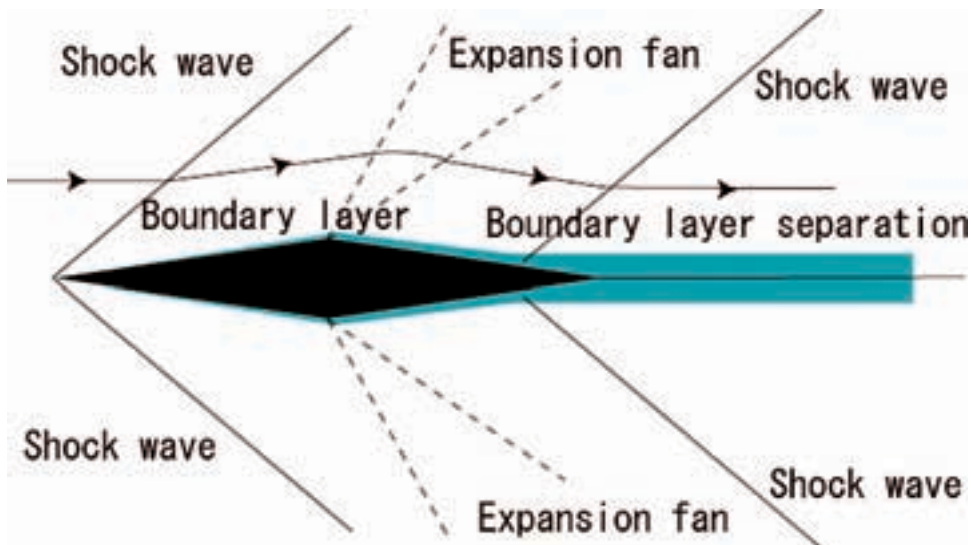


図2 境界層を考慮した場合の流れの概念図



図2-1(a) 超音速吸い込み式風洞外観

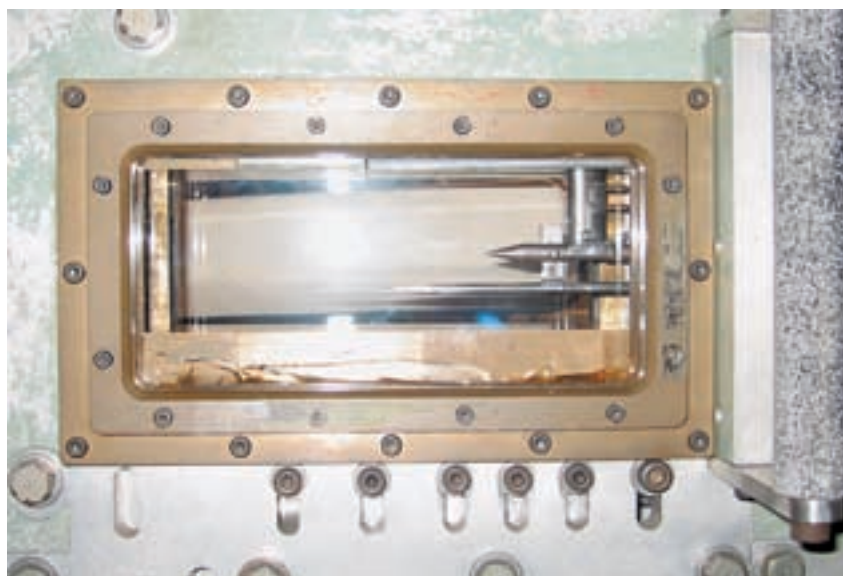


図2-1(b) 超音速吸い込み式風洞測定部

は80 mm × 80 mmの正方形断面で、側壁には流れ方向に約250 mmの光学ガラス製の窓が設置されており、風洞内部をシュリーレン法などの光学測定が可能である。

2.2 翼型モデル

翼型は図2-2に示す最大翼厚比が0.1の二重楔翼（ダイヤモンド翼）とした。図2-2は翼弦長を1とした形状を示している。本実験では、翼弦長が50 mmおよび100 mmの2つのモデルを使用した。翼スパンはともに80 mmである。また、本実験では迎角を0 degとした。翼弦長基準のレイノルズ数を表2-1に示す。

風洞に翼弦長が100 mmの翼型モデルを設置した写真を図2-3に示す。翼型モデルは両端のサポートを介して風洞に設置される。

表2-1 翼弦長基準のレイノルズ数

模型翼弦長	レイノルズ数（翼弦長基準）
100 mm	1.03×10^6
50 mm	5.16×10^5

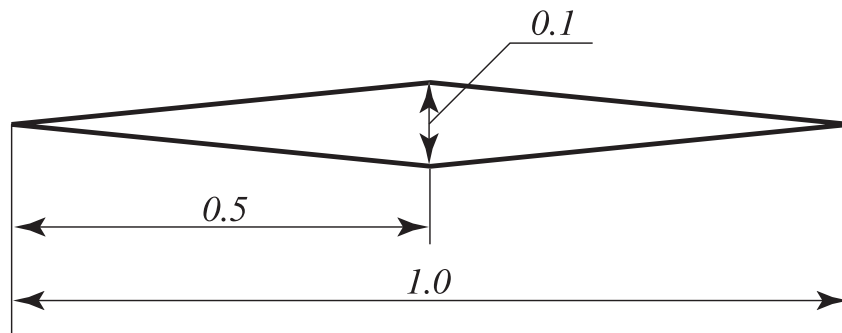


図2-2 二重楔翼（ダイヤモンド翼）概形



図2-3 翼型モデル写真

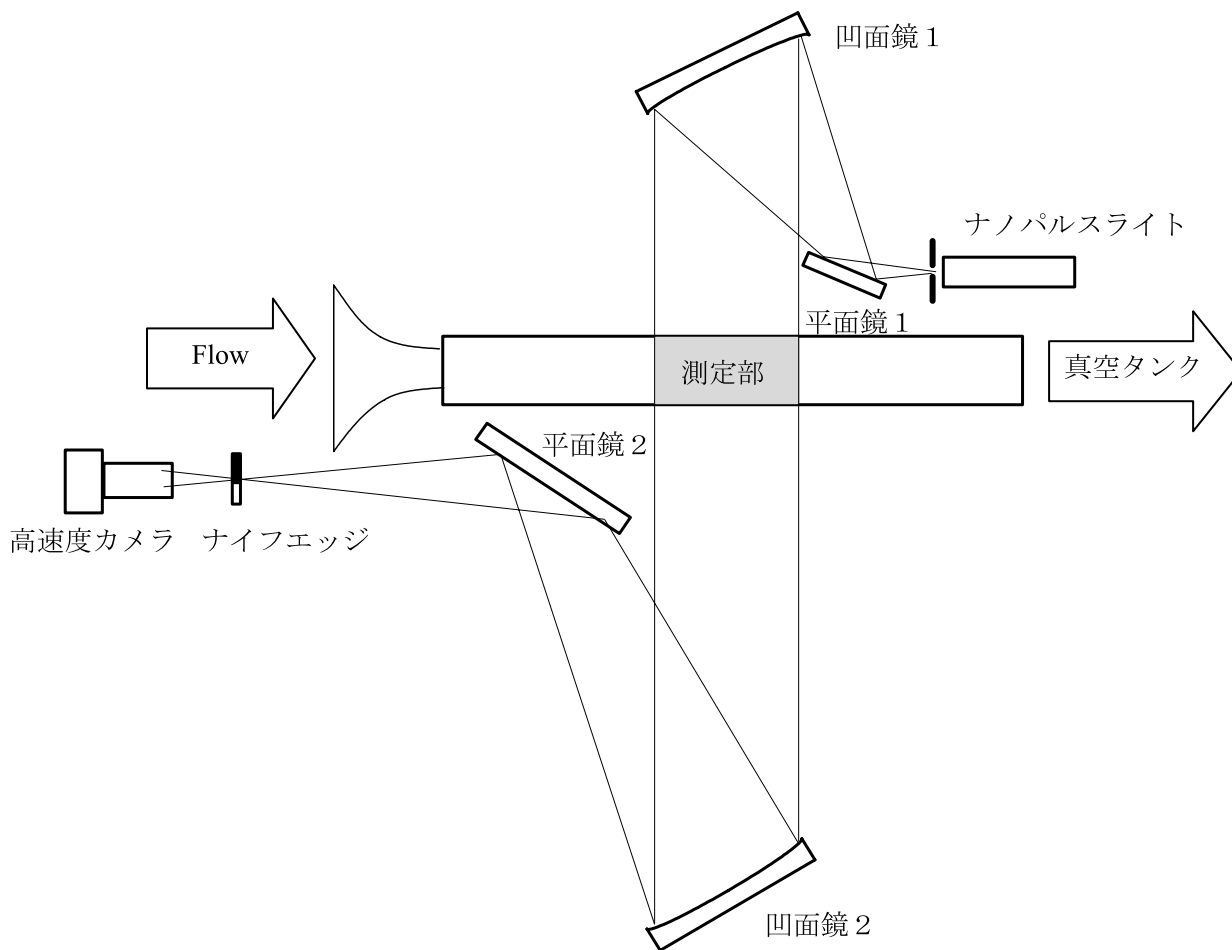


図2-4 シュリーレン光学系

2.3 シュリーレン光学系

シュリーレン法は光の屈折現象を利用し、一方向の空間的密度勾配を光の明暗にして圧縮性流れの観察を行う方法である。ナイフエッジの向きにより、任意方向の空間的密度勾配を見ることが出来る。

本研究で用いたシュリーレン光学系の配置図を図2-4に示す。

使用した機材は、ナノパルスライト、凹面鏡(1) ($F = 1000 \text{ mm}$)、(2) ($F = 2000 \text{ mm}$)、平面鏡(1)(2)、ナイフエッジ、ハイスピードカメラである。

まず光源から出た光は、集光レンズ、スリットを通過し、広がりながら平面鏡(1)に入射する。平面鏡(1)で反射した光はさらに広がりながら凹面鏡(1)に入射する。凹面鏡(1)で反射した光は平行光線となり風洞測定部を通過し凹面鏡(2)に入射する。凹面鏡(2)で反射した光は収束しながら平面鏡(2)に入射する。平面鏡(2)で反射した光はさらに収束を続けナイフエッジが置かれた位置で一点に収束し、また広がりながらハイスピードカメラに入射する。照明は発光時間 180 nsec 、発光間隔 $1/60 \text{ sec}$ のパルス光であり、実験条件の 560 m/s の流速では一回の発光時間内の流体要素の移動距離は 0.1 mm 以下であり、得られる画像は、ほぼ瞬間画とみなすことが出来る。得られた画像の解像度は 1024×1024 、空間分解能は1画素あたり $0.086 \text{ mm} \times 0.086 \text{ mm}$ である。

本実験では、1回の通風中にシュリーレン画像が200枚得られる。光源の光強度の時間的な非一様性を取り除くため、この200枚のアンサンブル平均をとる処理を行った。さらに、太陽光や照明の光などのノイズを取り除くために、通風時平均画像と無風時平均画像の差をとる処理を行った。

3. 実験結果

翼弦長 50 mm の場合の流れの可視化結果を図3-1に示す。ナイフエッジは翼に水平に設定した。

翼前縁からの斜め衝撃波の発生、翼中央からの膨張波の発生が分かる。翼下面で、境界層が輝線として観察されている。

境界層が翼前縁から後縁へ発達し、翼後縁では境界層厚さ約1 mmの層流境界層となっている。

翼後縁部の流れの様相を拡大し、図3-2に示す。図に示すとおり、翼後縁から翼弦長の約16%の位置 ($x/c = 16\%$) で境界層が剥離し、境界層剥離により流れが偏向されることで、剥離衝撃波が生じていることが分かる。さらに翼後縁でも流れが偏向することによって生じた衝撃波が観察できる。すなわち、翼後縁で生じた衝撃波の圧力上昇が境界層内の亜音速部を伝播し、逆圧力勾配を生じる為に、翼後縁で境界層が剥離していると考えることが出来る。

図3-3は、翼弦長100 mmの場合の翼後縁部の流れを示している。この場合、翼弦長が50 mmの場合と異なり、剥離衝撃波が確認できない。これは、翼弦長が100 mmの場合には、翼後縁で生じた衝撃波による圧力上昇が境界層の亜音速部を伝播しても、その逆圧力勾配に境界層が耐えていることになる。一般に、境界層が乱流化すると、境界層内で運動量交換が活発となる。それにより、境界層が逆圧力勾配に耐えている可能性がある。すなわち、翼弦長が100 mmの場合は境界層が乱流に遷移している可能性を示唆している。今後、定量化シュリーレン法などを用いて、層流、遷移領域、乱流といった境界層の状態を確認する必要がある。

このように、翼弦長が異なる2つのモデルで、翼後縁における境界層剥離の様子が異なることが分かった。これは、レイノルズ数の効果と考えることが出来る。また、境界層剥離の様子が異なることで、衝撃波発生位置も異なっていることが分かった。

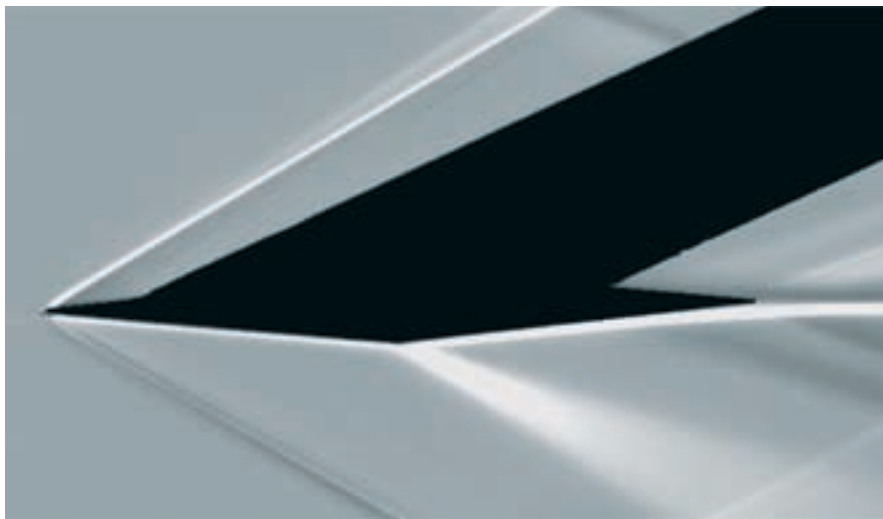


図3-1 翼周りのシュリーレン画像（翼弦長50 mm） K.E.●

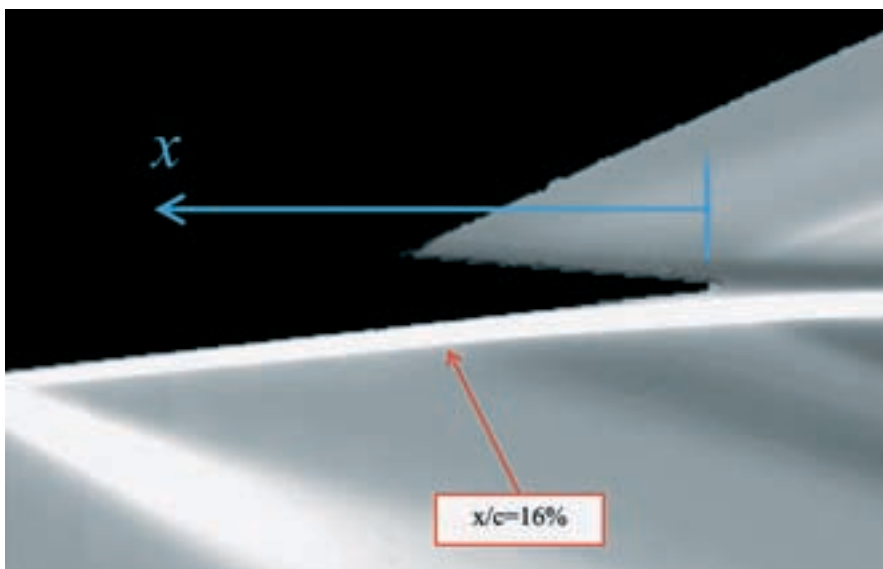


図3-2 翼後縁部の流れ（翼弦長50 mm）

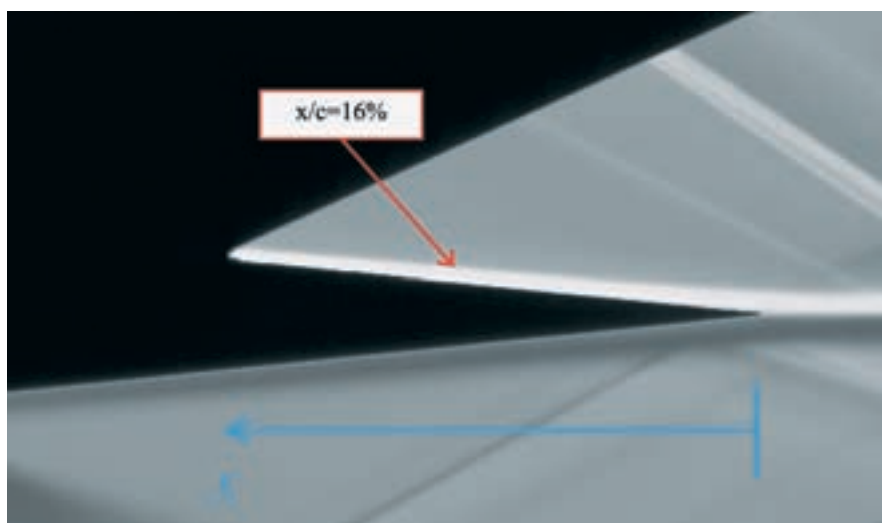


図3-3 翼後縁部の流れ（翼弦長 100 mm）

4. ま と め

超音速流中におかれたダイヤモンド翼面上の境界層の挙動を把握する第一段階として、翼弦長 50 mm と 100 mm で翼厚比 0.1 のダイヤモンド翼について流れの可視化を行った。境界層が層流の場合には、翼後縁で発生した衝撃波の影響で翼面上の境界層は翼後縁から 16 % 程度の位置から剥離する。レイノルズ数が大きくなると境界層は衝撃波による圧力上昇に耐え、剥離は生じない。

なお、本実験に対応する数値計算を行ったので、付録にまとめて示す。定性的には数値計算結果は実験結果と一致していることを確認した。

5. 今 後 の 予 定

迎え角を 6 度程度までの変化させ、境界層の様相を観察する。また、吹き出し風洞を用いて、レイノルズ数の広範囲な実験を行い、レイノルズ数が境界層剥離に及ぼす影響を明らかにする。実験と平行して数値計算を行い、実験でカバーできない条件における境界層剥離の様相を明らかにする。表面粗度や縦渦を導入して境界層流れの性質を変化させ、境界層剥離と衝撃波の発生を制御する方法を調査する。研究分担者の坂上らが開発した定量化シュリーレン法を用いて境界層の性質（層流、遷移領域、乱流）を計測し、衝撃波の発生位置との関係を明らかにする。本定量化シュリーレン法では境界層内の速度分布が測定可能であるので、壁面摩擦係数の評価ができる。そのことを用いて翼の空力特性評価も行う。後流の圧力分布を測定し、運動量の法則から抗力を計測する。その結果を用いて、流れ場の様相（剥離や衝撃波の発生）が抗力に及ぼす影響を明らかにする。

謝 辞

本研究には大阪府立大学大学院工学研究科航空宇宙工学分野 楠亀拓也 君、ならびに大阪府立大学工学部航空宇宙工学科 久保良介 君の協力をいただいた。ここに付記し謝意を表する。

参 考 文 献

- [1] K. Kusunose, et al., A Fundamental Study for the Development of Boomless Supersonic Transport Aircraft, AIAA-2006-0654, 2006.
- [2] 例えば、流れ学, 谷一郎著, 岩波書店.

付 録

超音速楔翼の後縁剥離に関する数値的研究

要 旨

静粛超音速機を開発するに当たり、翼に生じる衝撃波の発生位置や流れ場の様子を把握することは、ソニックブームの予測や、空力性能の予測において重要である。

そこで本研究では翼後縁に生じる境界層の剥離に着目し、超音速飛行に用いられる翼型の中でも代表的な、二重楔型翼周りの数値計算を行った。計算は2次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を基礎式とし、対流項には3次精度 TVD スキーム、粘性項には2次精度の中心差分を用いた。

計算の結果、翼後縁に発生する剥離領域はコード長の約20%を占め、圧力が上昇していることが確認できた。これに伴い、後縁から発生する衝撃波は連続的で弱い衝撃波の集合となっていること、CL, CD, L/D が共に低下することが分かった。さらに Reynolds 数または迎角の増加に伴い、剥離点は翼前方へ移動することも分かった。これら得られた知見は静粛及び空力性能を予測する上で有用であるといえる。

第1章 序論

近年のめざましいグローバル化や、中国、インドなどのアジア諸国の経済発展などが急速に進んでおり、今後25年で世界の航空機輸送の需要はおよそ2.5倍になると考えられている。特にアジア市場においては約3.3倍と大きく成長することが予測されている。そのため、新しい航空機としては、より速く移動することによって輸送効率を上げるか、より大きくすることによって輸送効率を上げる必要性が生じている。

また現在、ジェット機で長距離の移動をする再には十数時間も飛行が余儀なくされ、乗客にとって時間の無駄になると共に、肉体的にも多大な負担を強いられている。そのため、以前からより速く移動できる手段が期待されていた。さらに、乗客のニーズも多様化し、ハブ空港を経由しない直接目的地に向かう便を求めたり、近距離移動のため小規模な空港を結ぶ便を求めたりなど様々であり、大型の航空機では採算の取れない航路も多い。

このようなことから、次世代の航空機としては超音速機が有望視されている。超音速機が注目されるのは、今に始まったことではなく過去にも注目されていた。1969年には超音速旅客機“コンコルド”の初飛行が行われたが、2003年に運行停止となった。コンコルドが運行停止に追い込まれた主な理由として、燃費や騒音の問題、定員が少ないことが挙げられ、環境への配慮、経済性の追求が重要であることが分かった。よって、次世代の超音速機としてはこれらの問題が改善された、環境性能、経済性能の優れたものでなくてはならない。

これらの性能改善のためには、静音化や低抵抗技術が不可欠である。静音化に関しては、超音速飛行によって生じるソニックブームの低減が必須で、機体のあらゆる箇所から発生する衝撃波の把握が非常に重要となる。特に翼後縁から発生する衝撃波は境界層の剥離を誘起し、空力性能にも影響を及ぼすにもかかわらず、この点に関してほとんど研究されていない。

そこで本研究では、超音速翼型で代表的な二重楔型翼周りの流れを、TVD法を用いて数値的に求めた。これにより、翼後縁に生じる境界層剥離が、流れ場や翼の空力特性に与える影響を明らかにすることが本研究の目的である。

第2章 理論

2.1 基礎方程式

基礎方程式として、保存形の2次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いる。これを基準となる長さ L^* 、音速 c_0^* 、密度 ρ_0^* 、温度 T_0^* 、粘性係数 μ_0^* を用いて式 (2.1) のように無次元化を行う。

$$\begin{aligned}
 x &= \frac{x^*}{L^*}, y = \frac{y^*}{L^*}, u = \frac{u^*}{c_0^*}, v = \frac{v^*}{c_0^*}, t = \frac{t^*}{L^*/c_0^*} \\
 \rho &= \frac{\rho^*}{\rho_0^*}, p = \frac{p^*}{\rho_0^* c_0^{*2}}, T = \frac{T^*}{\gamma T_0^*}, \mu = \frac{\mu^*}{\mu_0^*}
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

ここで、 u, v は x, y 方向の速度、 t は時間、 p は圧力、 T は温度であり、上付きの添え字* は有次元量を表す。このような無次元化を施した基礎方程式は式 (2.2) のようになる。

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F_1}{\partial x} + \frac{\partial F_2}{\partial y} &= \frac{\partial G_1}{\partial x} + \frac{\partial G_2}{\partial y} \tag{2.2} \\
 Q &= \begin{pmatrix} e \\ \rho \\ \rho u \\ \rho v \end{pmatrix}, F_1 = \begin{pmatrix} (e+p)u \\ \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \end{pmatrix}, F_2 = \begin{pmatrix} (e+p)v \\ \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \end{pmatrix} \\
 G_1 &= \frac{1}{Re} \begin{pmatrix} \frac{\mu}{Pr} \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\partial T}{\partial x} + u\sigma_{xx} + v\tau_{xy} \\ 0 \\ \sigma_{xx} \\ \tau_{xy} \end{pmatrix}, G_2 = \frac{1}{Re} \begin{pmatrix} \frac{\mu}{Pr} \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\partial T}{\partial y} + v\tau_{yx} + u\sigma_{yy} \\ 0 \\ \tau_{yx} \\ \sigma_{yy} \end{pmatrix} \\
 \sigma_{xx} &= \frac{2}{3}\mu \left(2\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\
 \sigma_{yy} &= \frac{2}{3}\mu \left(2\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \right) \\
 \tau_{xy} &= \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)
 \end{aligned}$$

Re は基準音速による Reynolds 数であり式 (2.3) のようにかける。

$$Re = \frac{\rho_0^* c_0^* L}{\mu_0^*} \tag{2.3}$$

また、 γ は比熱比で 1.4、 Pr は Prandtl 数で定数として扱う。すると、単位体積あたりの全エネルギー e は式 (2.4)、圧力 p は式 (2.5) のように表される。

$$e = \frac{p}{\gamma-1} + \frac{\rho}{2} (u^2 + v^2) \tag{2.4}$$

$$p = (\gamma-1) \left(e - \frac{(\rho u)^2 + (\rho v)^2}{2\rho} \right) \tag{2.5}$$

本研究では、対流項を Chakravarthy-Osher の 3 次精度 TVD スキーム、粘性項を 2 次精度の中心差分で評価した。また、時間積分は陽解法である 2 次精度の Runge-Kutta 法を用いた。

2.2 検証計算

作成したプログラムを検証するために、Fig. 2.1 のように、一様な超音速流れと平行に置かれた平板に発達する層流境界層を計算し、理論解と比較した。ただし、理論解は Illingworth-Stewartson 変換による自己相似解を用いた。

2.2.1 計算条件

検証計算を行う際には、標準大気（海面上）を貯気槽状態として、これを Mach 数 $M = 1.8$ に等エントロピー的に加速した一様な流れの中に、平板を平行に置くものとする。具体的な計算条件は、以下の通りとする。

- 一様流条件

- Mach 数 $M_0 = 1.8$
- Prandtl 数 $Pr = 1.0$
- 圧力 $p_0^* = 1.763 \times 10^4$ [Pa]
- 密度 $\rho_0^* = 0.3514$ [kg/m³]
- 温度 $T_0^* = 174.8$ [K]
- 無次元化
 - 状態量：一様流の値を基準として無次元化
 - 代表長さ： $L^* = 7.230 \times 10^{-5}$ [m]
 - Reynolds 数： $Re = 620.2$
- 計算領域
 - 格子形状： Fig. 2.2 を参照
 - 大きさ 150.5×5.0 (無次元)
 - 格子数 185×160
- 境界条件
 - 上流：主流条件
 - 下流・上方：零次外挿
 - 下方 (平板上)：滑りなし，断熱条件
 - 下方 (平板なし)：滑り条件
- 初期条件
 - 全領域を一様流状態とする

プラントル数を 1.0 としたのは理論解との比較のためであり，粘性係数の評価には式 (2.6) を用いた。

$$\frac{\mu^*}{\mu_0^*} = \frac{T^*}{T_0^*} \quad (2.6)$$

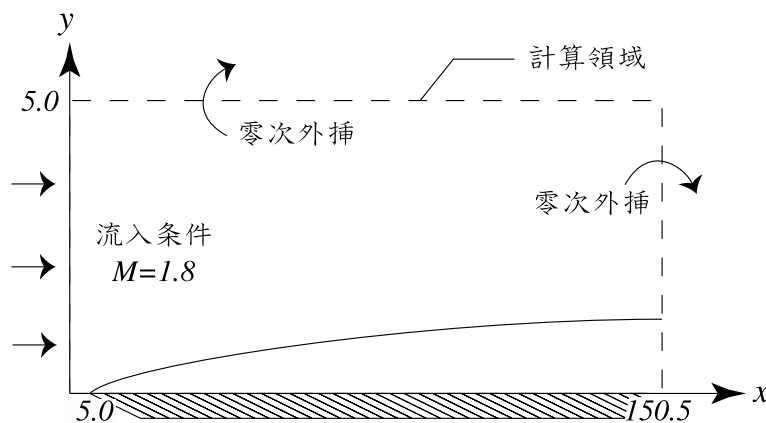


Fig. 2.1 計算領域

2.2.2 計算結果

ある x における， y 方向の座標を式 (2.7) を用いて新たな座標 η に変換する．そして，得られた結果の $x = 150.5$ における η 方向の境界層の速度，温度，密度分布をプロットしたものが，Fig. 2.3 である．

$$\eta = \frac{y}{x} \sqrt{\frac{\rho_0^* u_0^* L^*}{\mu_0^*} x} \quad (2.7)$$

Fig. 2.3 には，理論解も同時に示している．図より，作成したプログラムが概ね理論と一致していることが分かる．次に，理論解との相対誤差を境界層内すべてにおいて調べた結果を Fig. 2.4 に示す．縦軸は各 x における最大誤差 (%) を対数表示したものである．これより平板の先端及び計算領域後端を除くと，大部分で誤差が 2% を下回っており， $50 < x < 140$

においては ρ, u, T ともに最大誤差が1%を下回っていることが確認できる。平板の先端付近の大きな誤差は衝撃波による影響と、境界層内に入っている格子点数が少ないことによると考えられる。また、 $x = 14$ 付近に生じている振動は、Fig. 2.5 に示すように、平板先端から生じた衝撃波が計算領域上方で反射し、再び平板に到達しているため生じた。計算領域上方に課した零次外挿の条件は、計算領域上端の状態が、そのまま y 方向に続いているというものであり、斜め衝撃波の波面の傾きまで考慮されていない。このために、計算領域の上端で衝撃波の反射のような現象が生じた。よって、斜めに衝撃波が入射する境界に零次外挿の条件を課す場合は、その反射が計算の対象に悪影響を及ぼさないよう考慮しなくてはならない。最後に、計算領域の後端で特に u に関して誤差が大きくなっている原因も、零次外挿の影響であると考えられる。計算領域後端では大部分が超音速領域になっているので、この境界条件は特に問題はない。しかし、境界層内では亜音速領域が存在し、零次外挿の条件が問題となる。というも、このような領域では情報が上流側に伝えられなくてはならないが、この境界条件のために、情報が一方的に下流側に伝えられているからである。そのため、計算格子を作成する際には、計算対象と計算領域の後端には空間を大き目にとる配慮が必要となる。

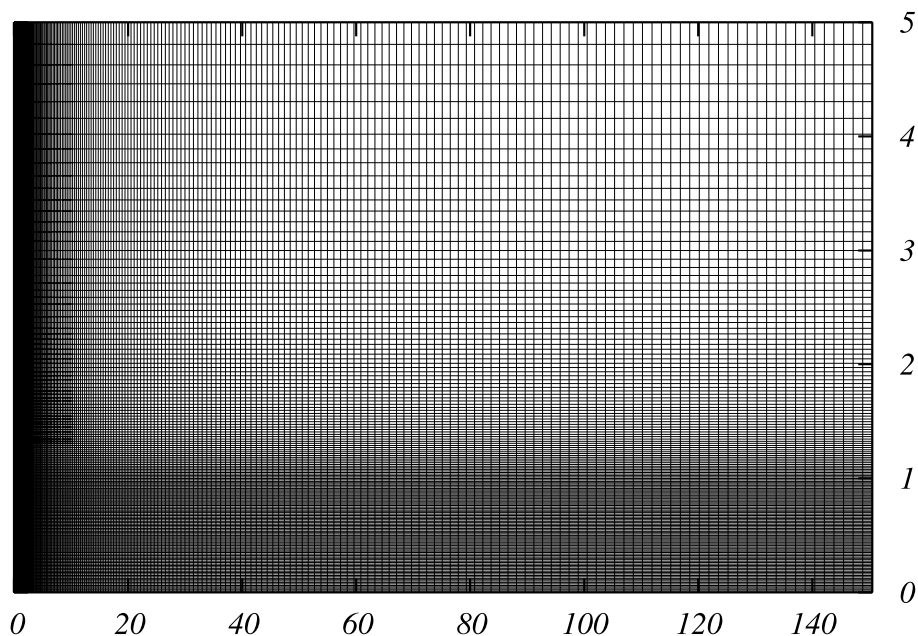
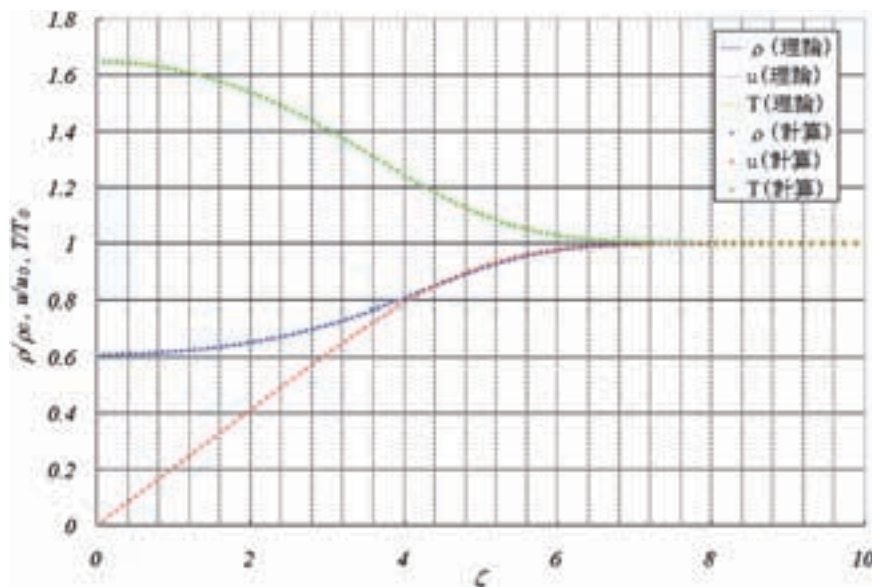


Fig. 2.2 格子形状 (平板)

Fig. 2.3: 自己相似解との比較 ($x = 150.5$)

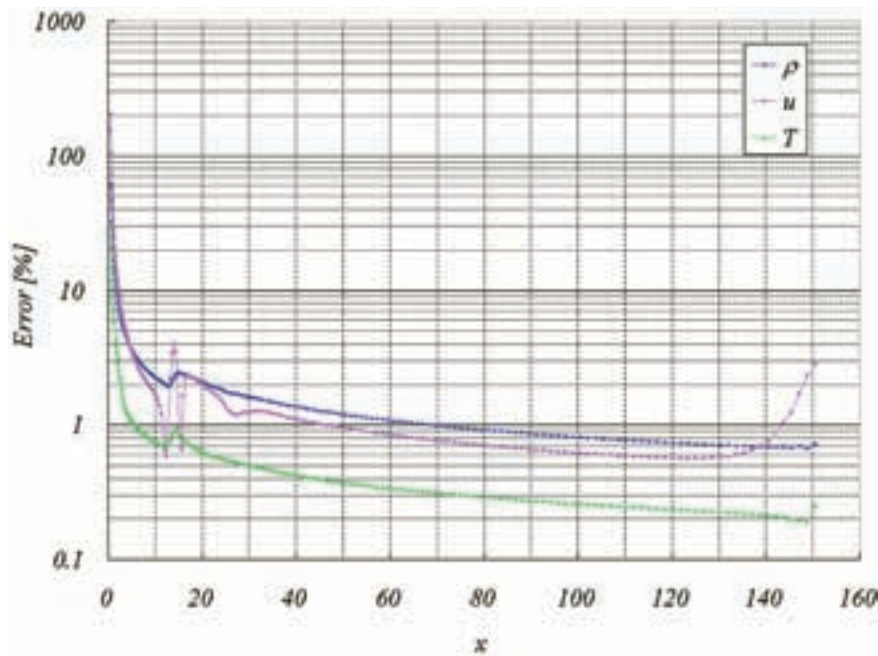


Fig. 2.4 平板境界層内の最大誤差

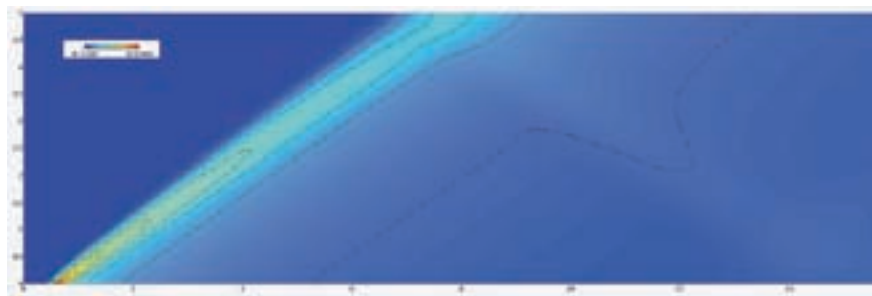


Fig. 2.5 平板先端付近の圧力分布

2.3 非粘性圧縮性流れの理論

非粘性圧縮性流れは第2.1節に示した，基礎方程式 (2.2) の右辺を0とすることで，一般的に表現することが出来る．この式を Euler 方程式と呼ぶこともある．ここでは凹角または凸角を流れる場合の理論を示しておく．

まず，超音速流が Fig. 2.6 (a) のような凹角に沿って曲がる時には斜め衝撃波が発生する．この時流れの偏向角を θ ，衝撃波角を β ，衝撃波の上流側の状態量には下付添え字 1，下流側は 2 を用いると，衝撃波前後の関係式は式 (2.8) ～式 (2.10) のように表すことができる．よって，上流側の値， M_1, p_1 および θ が既知である場合には，式 (2.8) より， β を求め，さらに，式 (2.9) から p_2 ，式 (2.10) から M_2 と順に求めることができる．さらに，ここで，断熱流れを仮定すると，全温が保存されるので，衝撃波前後の温度が決定され，状態方程式を用いることで，密度も決定することができる．

$$\tan \theta = \frac{\cot \beta (M_1^2 \sin^2 \beta - 1)}{1 + \frac{1}{2} M_1^2 (\gamma + \cos 2\beta)} \quad (2.8)$$

$$M_1^2 \sin^2 \beta = \frac{\gamma - 1}{2\gamma} + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{p_2}{p_1} \quad (2.9)$$

$$M_2^2 \sin^2(\beta - \theta) = \frac{\gamma - 1}{2\gamma} + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{p_1}{p_2} \quad (2.10)$$

次に，超音速流が Fig. 2.6 (b) のような凸角に沿って曲がる場合であるが，これは凹角の時とは異なり，等エントロピー的に膨張し，Prandtl-Meyer 膨張扇を形成する．この流れにおける偏向角 θ と Mach 数 M の関係は，Prandtl-Meyer 関数式 (2.11) を導入することで求めることができる．それは流れが等エントロピー的に曲げられる場合には，式 (2.3) が成立し，偏向前の Mach 数 M_1 ，偏向角 $\theta_1 = 0$ ，偏向後の偏向角 $\theta_2 = \theta$ を与えることで，式 (2.12) のように関数値 $v(M_2)$ が求ま

るからである．このようにして，偏向後の Mach 数 M_2 が求まれば，等エントロピー変化を考慮して，その他の状態量の導出が可能となる．

$$\nu(M) = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1} (M^2 - 1)} - \tan^{-1} (M^2 - 1) \tag{2.11}$$

$$\nu - \theta = \text{const}$$

$$\nu(M_2) = \nu(M_1) + \theta_2 \tag{2.12}$$

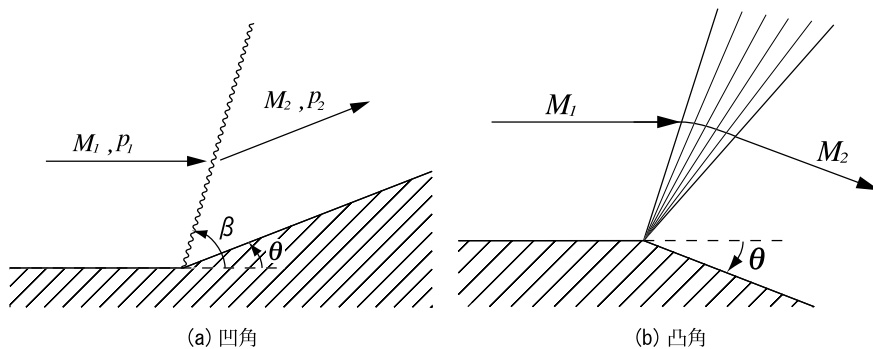


Fig. 2.6 角を曲がる流れ

第3章 数値計算

3.1 計算対象

超音速で飛行する機体には，一般的に翼厚比の小さい薄い翼型が採用される．本研究では，そのような翼型の中でも単純で代表的な二重楔型翼を採用し，計算を行った．具体的には Fig. 3.1 のような翼厚比が 0.1 で最大翼厚がコード長の 50% に位置する翼型を用いた．

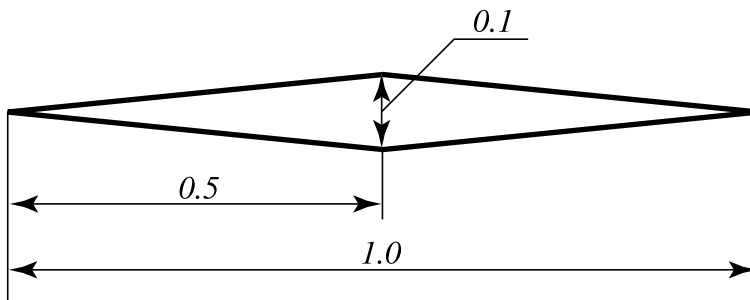


Fig. 3.1 二重楔型翼

3.2 二重楔型翼の計算条件

二重楔型翼の計算は Fig. 3.2 のように，吸い込み式風洞にモデルを入れた場合を想定し，標準大気（海面上）を吸い込むものとする．また，モデルが置かれている部分では，Mach 数 $M = 2.45$ と一様で等エントロピー的に加速されているものとする．計算領域としては Fig. 3.2 の点線で囲まれている部分を扱う．

また，計算条件として大きさ，迎角の異なるいくつかのパターンを用意した．計算条件を Table 3.1 に示す．ただし， L^* はコード長を表し Re はコード長 L^* と一様流の音速 c_0^* に基づいている．

計算格子は Fig. 3.3 に示す H 型の境界適合格子を用い計算領域は無次元長さで 2.5×2.0 であり，格子数は 320×240 である．しかし，実際にはこの計算格子は対称軸の上方と下方が二つの領域に分割されており，それらの境界部分では互いに値を交換し合っている．計算格子を作成する際には，翼面付近に発達する境界層を考慮しなくてはならない．そのため，計算するモデルの大きさに応じて翼面付近の格子間隔を変化させた．この格子間隔は翼後縁で境界層内に格子点が少なくとも 50 点入るように設定した．Table 3.2 にその値を示す．対称軸と垂直な方向 (y 方向) には，翼表面から 50 点の位置ま

Table 3.1 計算モデルの組み合わせとその番号

α [deg]	$L^* = 50$ [mm] $Re = 5.3 \times 10^5$	$L^* = 100$ [mm] $Re = 1.1 \times 10^6$	$L^* = 400$ [mm] $Re = 4.2 \times 10^6$
0.0	No. 1-0	No. 2-0	No. 3-0
2.0	No. 1-2	No. 2-2	No. 3-2
4.0	No. 1-4	No. 2-4	No. 3-4

Table 3.2 モデルの大きさと格子間隔

モデル	$L^* = 50$ [mm]	$L^* = 100$ [mm]	$L^* = 400$ [mm]
格子間隔（無次元）	2.0×10^{-4}	1.44×10^{-4}	0.70×10^{-4}

では等間隔に、そして、この点より翼から離れた位置では連続的に格子間隔を大きくした。また、対称軸に沿った方向（ x 方向）には、翼が存在する部分では最大翼厚の位置を通るように等間隔に、それ以外の部分では、連続的に格子間隔を変化させている。

ここでは、Prandtl 数を $Pr = 0.72$ と定数として扱った。さらに、粘性係数の評価に関しては Sutherland の公式 (3.1) を用いた。

$$\mu = \frac{\mu^*}{\mu_0^*} = \left(\frac{T^*}{T_0^*}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{T_0^* + S^*}{T^* + S^*}\right) \tag{3.1}$$

$$T^* = \gamma T_0^* T, S^* = 110.4[K]$$

以下に、二重楔型翼の計算条件をまとめておく。

- 一様流条件
 - Mach 数 $M_0 = 2.45$
 - Prandtl 数 $Pr = 0.72$
 - 圧力 $p_0^* = 6.410 \times 10^3$ [Pa]
 - 密度 $\rho_0^* = 0.1705$ [kg/m³]
 - 温度 $T_0^* = 131.0$ [K]
- 無次元化
 - 状態量：一様流の値を基準として無次元化
 - 代表長さ：コード長 L^*
(Table 3.1 を参照)
 - Reynolds 数：Table 3.1 を参照
- 計算領域
 - 格子形状：Fig. 3.3
 - 大きさ：上・下ともに 2.5×2.5 (無次元)
 - 格子数：上・下ともに 180×80
- 境界条件
 - 上流：主流条件
 - 下流・上方・下方：零次外挿
 - 翼面上：滑りなし、断熱条件
- 初期条件
 - 全領域を一様流状態とする

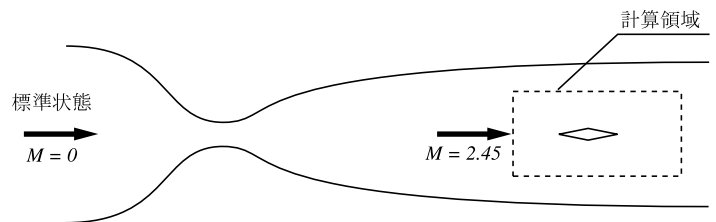


Fig. 3.2 吸い込み式風洞と計算領域

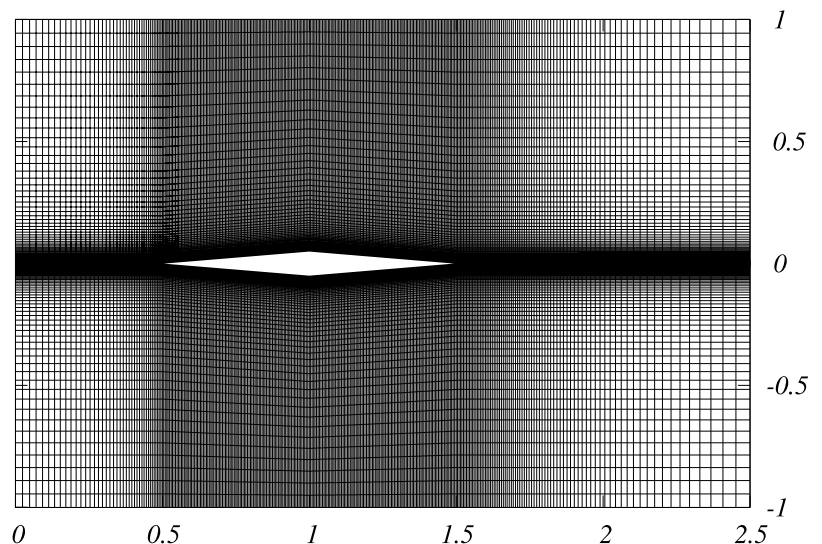


Fig. 3.3 格子形状（二重楔型翼）

第4章 計算結果と考察

4.1 計算領域全体の様子

数値計算によって得られた流れ場の一例として、No.1-0 の計算領域全体の圧力分布を Fig. 4.1 に示す。図より、翼先端から発生した衝撃波は計算領域の下流付近にまで達しており、上方及び下方の零次外挿によって、流れ場に悪影響を及ぼしていないことが確認できる。また、この衝撃波は翼近傍では鋭く捉えられているが、翼からある程度離れた場所では鈍っていることが分かる。これは、計算格子を翼から離れるにつれて、粗くとったために生じた問題である。しかし、翼近傍の流れに対しては特に悪影響を及ぼしていないと思われる。

ここで示した圧力分布を含め、すべての計算モデルの流れ場の圧力分布と Mach 数分布については付録 A に添付した。

4.2 翼近傍の様子

数値計算によって得られた翼面上の圧力分布を Fig. 4.2～4.4 に示す。ただし、横軸はコード長を 1.0 とした前縁からの距離、縦軸は式 (4.1) に示す主流動圧に基づく圧力係数 C_p である。これらのグラフには、数値計算によって得られた結果の他、第 2.3 節で述べた理論によって解析的に求めた圧力分布も示している。また、この解析解の詳細は Table 4.1 に示す。

$$C_p = \frac{P - P_0}{\frac{1}{2}\rho_0 U_0^2} = \frac{P - P_0}{\frac{1}{2}\rho_0 M_0^2} \quad (4.1)$$

さらに、数値計算によって得られた速度分布から境界層の剥離点、及び再付着点を計算した。その結果を Fig. 4.5 と Fig. 4.2～4.4 に示した。ただし、境界層の剥離点は翼面上で $\partial U_t / \partial n = 0$ (U_t : 翼面方向の速度, n : 翼面と垂直な座標) となる点であり、その下流で再び $\partial U_t / \partial n = 0$ となる点を再付着点とした。また、これら剥離点、再付着点は迎角 $\alpha = 2, 4 \text{ deg}$ の場合には、翼下面には発生しなかった。

これらのグラフをみると、数値計算によって得られた翼上面の圧力分布は翼のエッジ部分や剥離している領域を除いて、概ね非粘性の理論解と一致していることが分かる。これは、境界層内の圧力はその外側の圧力と等しくなるためであり、剥離が生じていない場合の圧力分布に関しては、非粘性の理論で予測可能であるといつてよい。しかし各グラフに見られる、剥離による圧力上昇に関しては、非粘性の理論では当然予測することは出来ない。その上、 C_p の値は理論に比べ数値計算の方がおよそ 0.025～0.05 程度大きく、その差は大きいといえる。

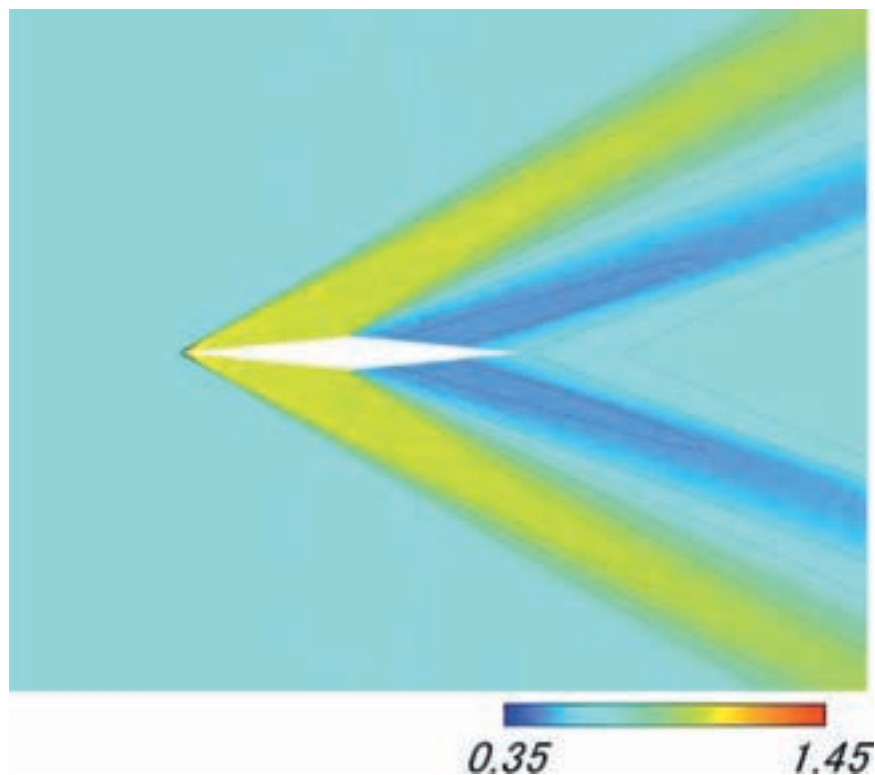


Fig. 4.1 圧力分布 No. 1-0 (等高線は 0.1 間隔)

亜音速流中においては、一般的に、翼上面の圧力が前縁から徐々に減少すると共に、流速が大きくなっていく。そしてある点で最小圧力をとり、その後、後縁に向かって圧力が徐々に増加し、流速は減少していく。そして、ついには流速が0となる点で剥離を生じる。一方、超音速流中における二重楔型翼の場合、剥離が生じなければ、非粘性解に似た傾向を示し、翼の前縁から後縁にかけて順圧力勾配になると思われる。しかしながら、超音速流れであるので、翼後縁から衝撃波が発生する。粘性を考慮した場合、この衝撃波は境界層が存在するため Fig. 4.6 のように、連続的に発生する。この衝撃波群前後の圧力は下流に向かうほど高くなっており、剥離の生じる前であれば、境界層の内外を問わず言うことができる。これに加え境界層内部には亜音速領域が存在することを考慮すると、衝撃波群後方の圧力が高いという情報が境界層内を伝わり、衝撃波群前方の境界層内の圧力を上昇させる。この衝撃波群前方での圧力上昇が進むと境界層の剥離が生じ、さらには剥離領域が翼の前方に向かって広がっていく。このようにして、圧力の高い剥離領域を形成すると考えられる。そして剥離点付近では流れが偏向されるために、弱い衝撃波が発生していることが分かる。しかし、ここで発生した衝撃波は翼から離れた場所で、翼後縁から発生した衝撃波と合流し一つになっていることが分かる。

ここで再び、Fig. 4.2～4.4・Fig. 4.5について述べる。これらの図から分かる大まかな傾向として、剥離点及び再付着点は迎角が大きくなるにつれ、翼前方へ移動し、さらに Reynolds 数が増加することでも剥離点、再付着点は翼前方へ移動することがあげられる。

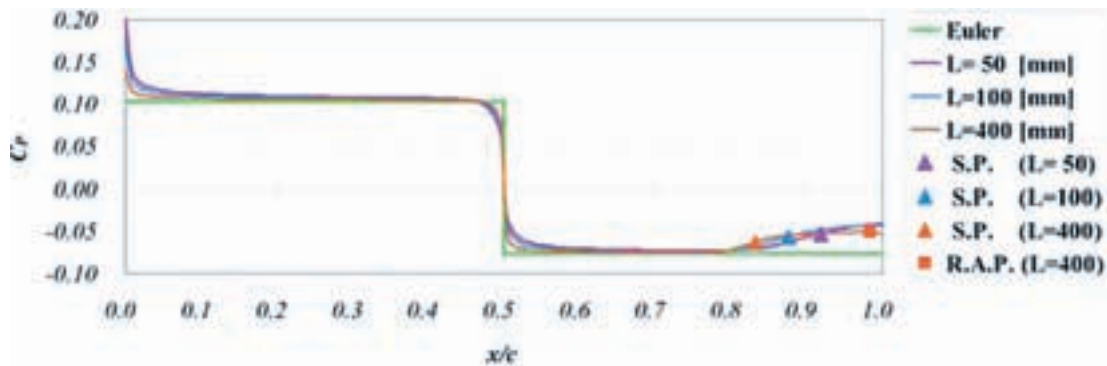


Fig. 4.2 翼面上の圧力分布 ($\alpha = 0$ [deg])

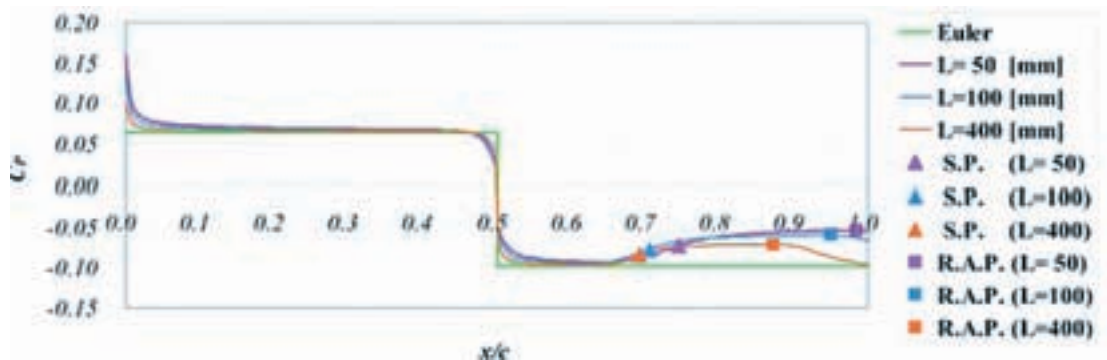


Fig. 4.3 翼面上の圧力分布 ($\alpha = 2$ [deg])

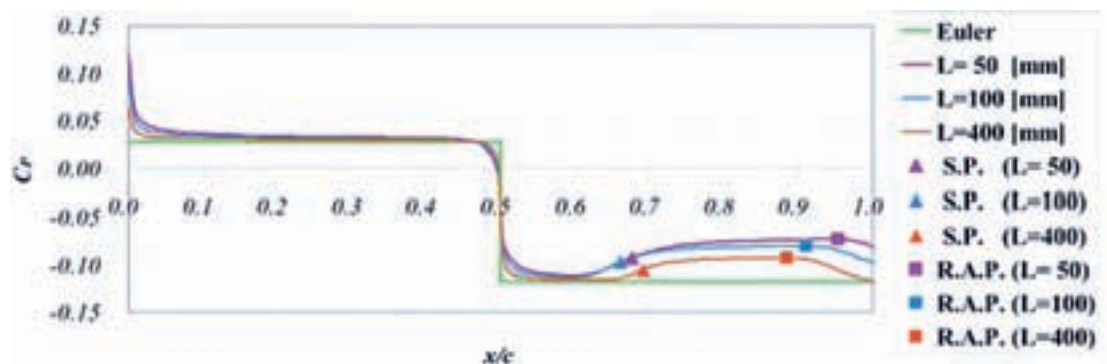


Fig. 4.4 翼面上の圧力分布 ($\alpha = 4$ [deg])

まず、剥離点の移動が迎角に依存する原因として、逆圧力勾配の大きさが影響していると考えられる。翼後縁から発生する衝撃波後方では、迎角に関係なく流れの状態は、ほぼ一様流と同じ状態 ($C_p = 0$) になるが、衝撃波前方の状態は、迎角に依存し Table. 4.1 の上面、 $x/c \geq 0.5$ の圧力 p の値を見ると分かるように、迎角が大きいほど低くなっている。そのため迎角が大きいほど、翼後縁の衝撃波前後で圧力差が大きくなり、剥離領域が前方に広がる際にも、より大きな逆圧力勾配を保っていると考えられる。よって、迎角が大きいほど、翼の前方で剥離が起こる。

次に、剥離点の移動が Reynolds 数に依存する原因についてであるが、本研究では Reynolds 数の変化はコード長を変えることと同義であるので、Fig. 4.7 のように、コード長の異なる二つの翼について考える。これらの翼に剥離していない境界層が、流れ方向に相似な速度分布を保ち定常状態になったとする。ただし一様流速は等しいとする。こうした場合、コード長が大きい程、翼後方で境界層が厚くなる。そのため、翼面付近の速度勾配 $\partial U_t^* / \partial n^*$ (U_t^* : 翼面方向の速度, n^* : 翼面と垂直な座標) は小さくなり、これに伴いせん断応力も小さくなる。よって、コード長が大きい方が、境界層内のより外側の流れが、内側の流れを引きずる力が弱くなる。そのためにコード長が大きい程、つまり Reynolds 数が大きい程、逆

Table 4.1 非粘性の解析解 (無次元)

			M	p	ρ
一様流			2.450	0.7142	1.000
$\alpha = 0$ [deg]	上 面	$x/c < 0.5$	2.216	1.024	1.292
		$x/c \geq 0.5$	2.698	0.4841	0.7563
	下 面	$x/c < 0.5$	2.216	1.024	1.292
		$x/c \geq 0.5$	2.698	0.4841	0.7563
$\alpha = 2$ [deg]	上 面	$x/c < 0.5$	2.297	0.9056	1.184
		$x/c \geq 0.5$	2.795	0.4188	0.6827
	下 面	$x/c < 0.5$	2.136	1.154	1.405
		$x/c \geq 0.5$	2.603	0.5573	0.8349
$\alpha = 4$ [deg]	上 面	$x/c < 0.5$	2.379	0.7980	1.082
		$x/c \geq 0.5$	2.893	0.3610	0.6142
	下 面	$x/c < 0.5$	2.055	1.297	1.523
		$x/c \geq 0.5$	2.507	0.6394	0.9182

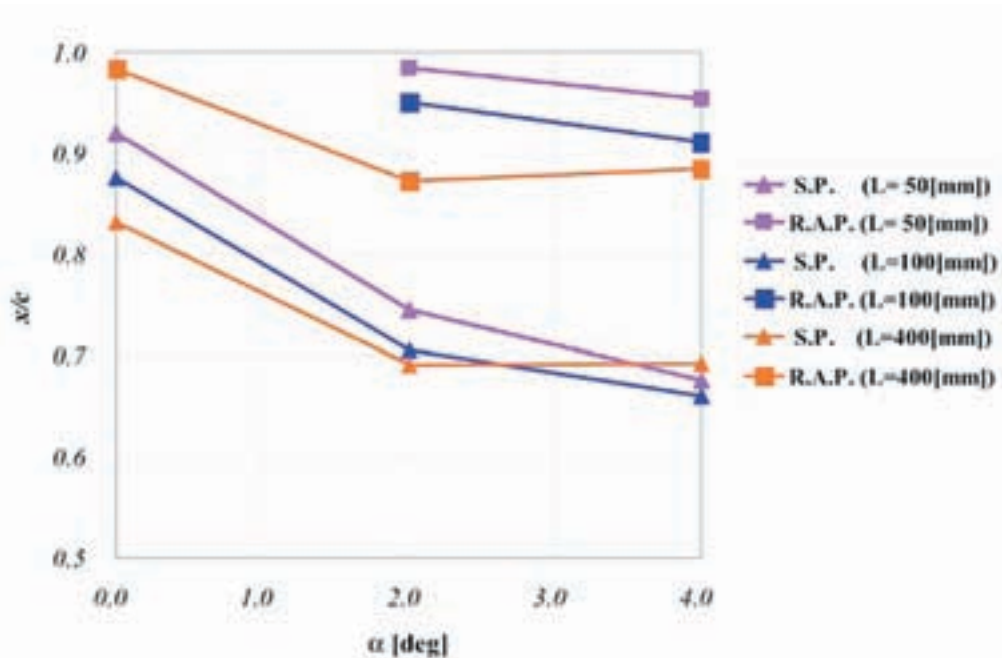


Fig. 4.5 剥離点・再付着点の移動

圧力勾配に対抗する力が弱く、剥離がより前方で起こると考えられる。

以上のように迎角や Reynolds 数が大きくなることで翼前方に剥離点が移動する原因を考察したが、この移動には限界があると考えられる。それは翼中央部に膨張波が発生し、大きな順圧力勾配が存在するからである。この点を踏まえて、上述の傾向から外れている $L = 400 \text{ mm}$, $\alpha = 4 \text{ deg}$ の場合について考察する。Fig. 4.4 のコード長 50 ~ 60 % 付近の圧力分布に着目すると、Reynolds 数が大きいほど圧力が下がり非粘性解に近づいているが、コード長 40 ~ 50 % 付近ではほとんど差がないことが分かる。これより Reynolds 数が大きいほど翼中央部で流れがより加速され剥離に対する耐性があると考えられる。よって剥離点は、Reynolds 数によって異なる翼中央付近での順圧力勾配の大きさ、Reynolds 数によって異なるせん断応力の大きさと、後縁の衝撃波による剥離領域の圧力上昇のつり合いで決定されるといえる。そしてこのようなつり合いのもと、 $L = 400 \text{ mm}$, $\alpha = 4 \text{ deg}$ の場合にはコード長 69 % 付近で剥離するという結果が得られた。また、 $\alpha = 2 \text{ deg}$ の場合の剥離点の移動に注目すると、 $L = 50 \text{ mm}$ と $L = 100 \text{ mm}$ を比較した移動量に比べ $L = 100 \text{ mm}$ と $L = 400 \text{ mm}$ を比較した移動量が小さいことも、翼中央部での順圧力勾配の差によると考えられる。

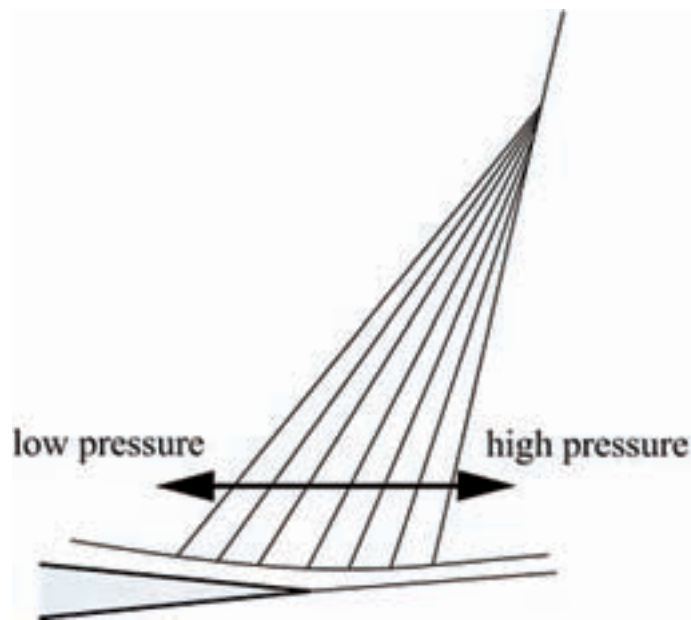


Fig. 4.6 翼後縁の衝撃波

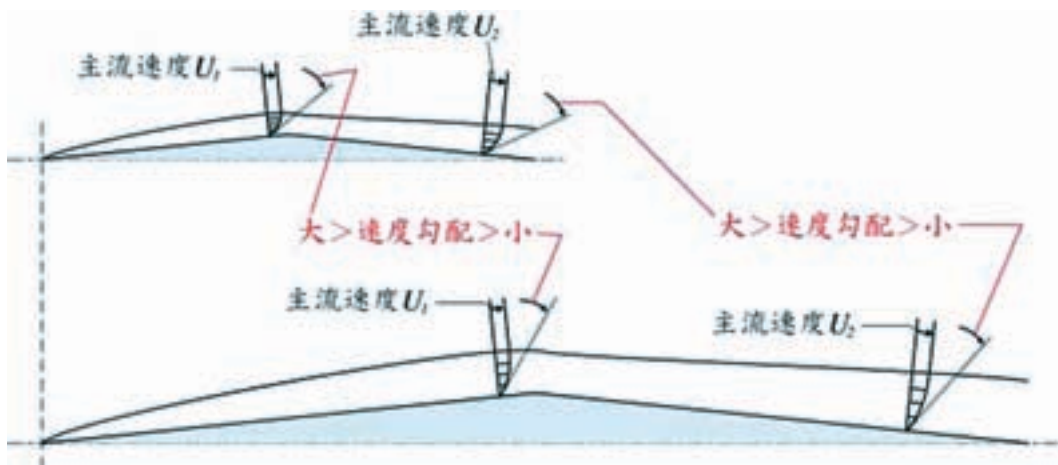


Fig. 4.7 速度勾配と Reynolds 数の関係

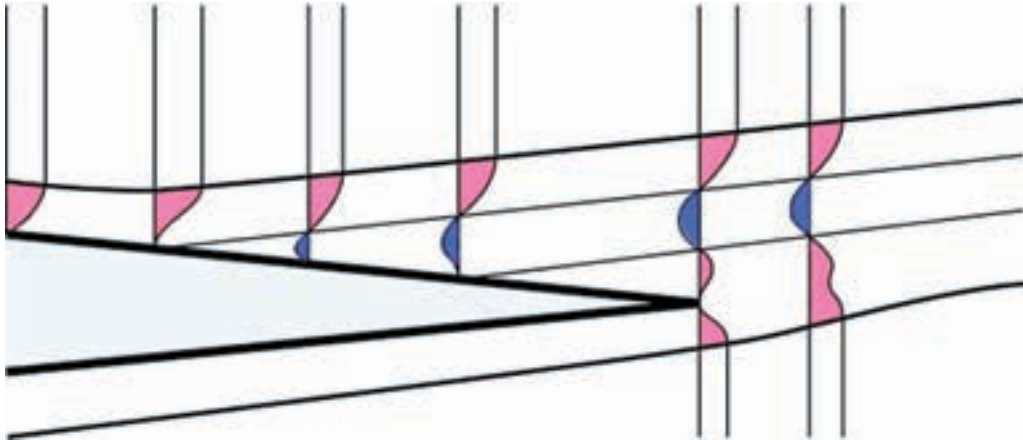


Fig. 4.8 翼後縁境界層の速度分布

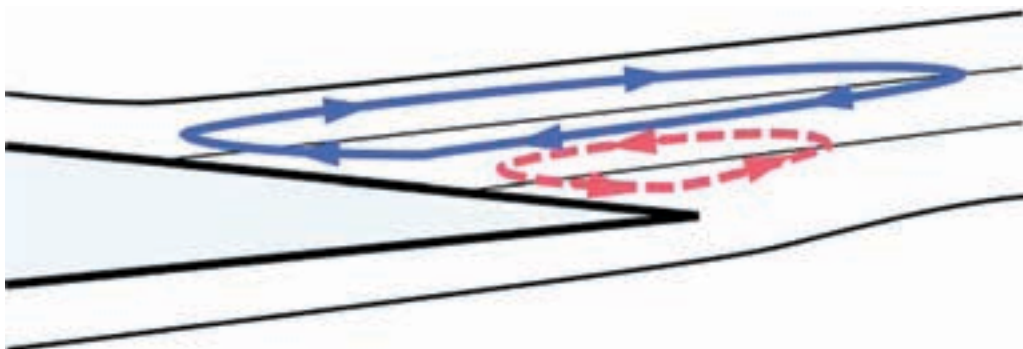


Fig. 4.9 翼後縁に生じる渦

続いて再付着点についてであるが、既に述べたように、ここでは“再付着点”を翼面上の速度勾配が、剥離点の下流で再び零となる点と定義している。しかし、数値計算で得られた速度場を見ると、剥れた境界層がそのまま“再付着点”で付着しているわけではない。Fig. 4.8は速度分布を模式的に描いたものである（便宜上、 x 方向の速度勾配が零となる点を、剥離点、再付着点としている）。図より、再付着点の下流側の層は、実際に一度剥れた層が付着することで生じるのではなく、翼下面の流れが誘起することで生じたものであることが分かる。さらに、この流れはFig. 4.8に示すような二つの渦を誘起していることが分かった。

最後に、翼後縁に発生している衝撃波について述べる。Fig. 4.10に翼後方に着目した、圧力（無次元）の分布を示す。等高線は0.05毎に引かれている。(a), (c), (d)より、同一迎角におけるReynolds数による影響を比較する。翼後端及び翼上面から発生する衝撃波はReynolds数が大きい程、等高線の間隔が狭くなり、より急激な圧力勾配をつくり出していることが分かる。つまり、Reynolds数が大きい程強い衝撃波をつくり出していることが分かる。また、同一Reynolds数における迎角による影響を、(b), (c)に示すように $L = 100 \text{ mm}$ の場合で比較すると、迎角が大きい程衝撃波が強くなっていることが分かる。この傾向は他のコード長の場合においても確認された。

これらの違いを発生させている要因は、剥離領域及び、その下流での圧力分布の違いによる。衝撃波の下流側では圧力はほぼ一様流の静圧と等しくなっているため、翼後端付近で C_p が零に近づいているもの程、翼後端での圧力勾配は小さくなり、衝撃波が弱くなっている。このことは、Fig. 4.2～4.4より、翼後縁付近での C_p が、Reynolds数が小さいもの程、また、迎角が小さいもの程、零に近づいていることから確認できる。よってこれらより、圧力分布と翼後縁での剥離、衝撃波の強さには密接な関係があることがうかがえる。

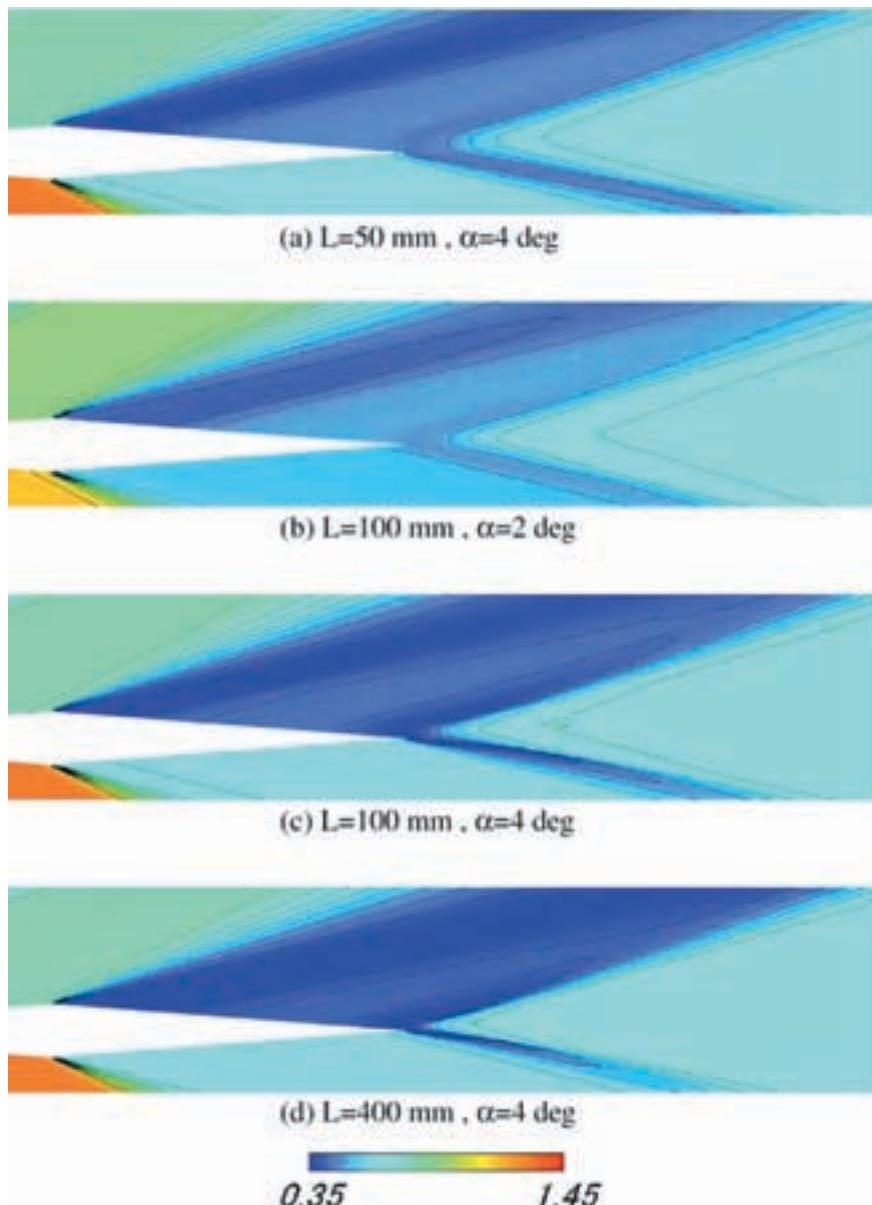


Fig. 4.10 翼後縁に生じる衝撃波

4.3 空力性能について

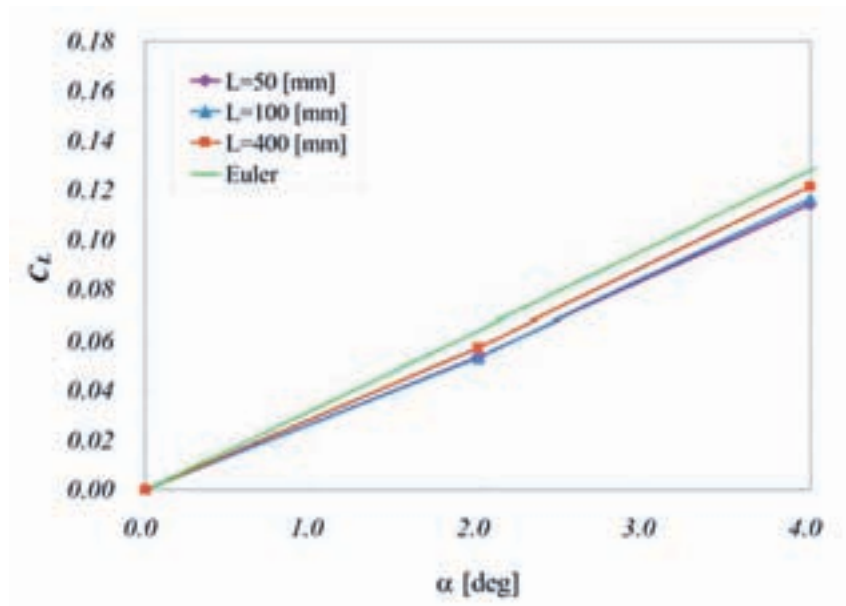
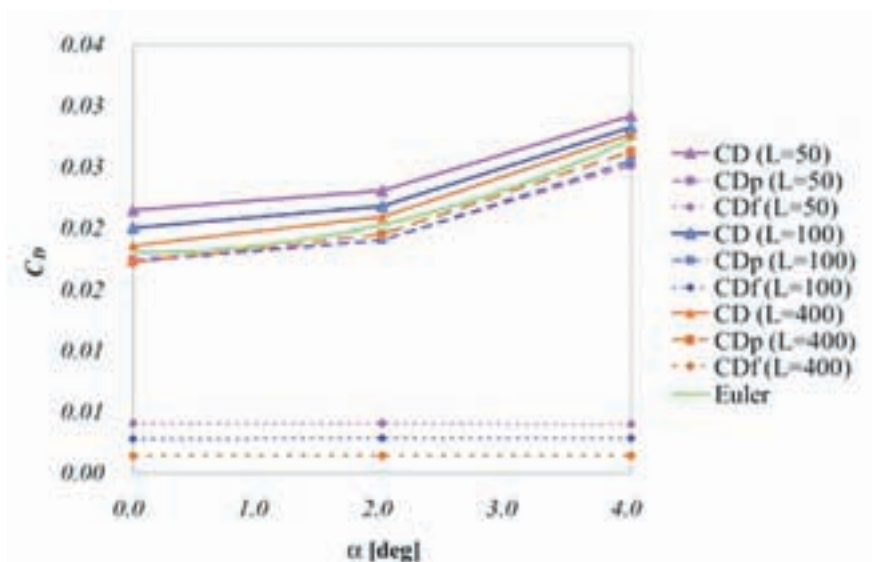
翼には圧力と摩擦による力が働くので、それらによる単位奥行きあたりの力を翼面に沿って積分することで揚力、抗力、前縁周りのモーメントを求め、さらに主流動圧とコード長で除して、揚力係数 C_L 、抗力係数 C_D 、前縁周りのモーメント係数 C_{M0} をもとめた。さらに、得られた C_L 、 C_D より、揚抗比 L/D も求めた。迎角 α に対するそれらの変化をFig. 4.12～4.14に示す。またこれらには第2.3節で示した非粘性の理論を用いて求めたグラフ（凡例でEulerとした）も示した。この非粘性の理論による値は、境界層が剥離していない場合の圧力の寄与のみを考えた空力性能に近いものと考えられる。

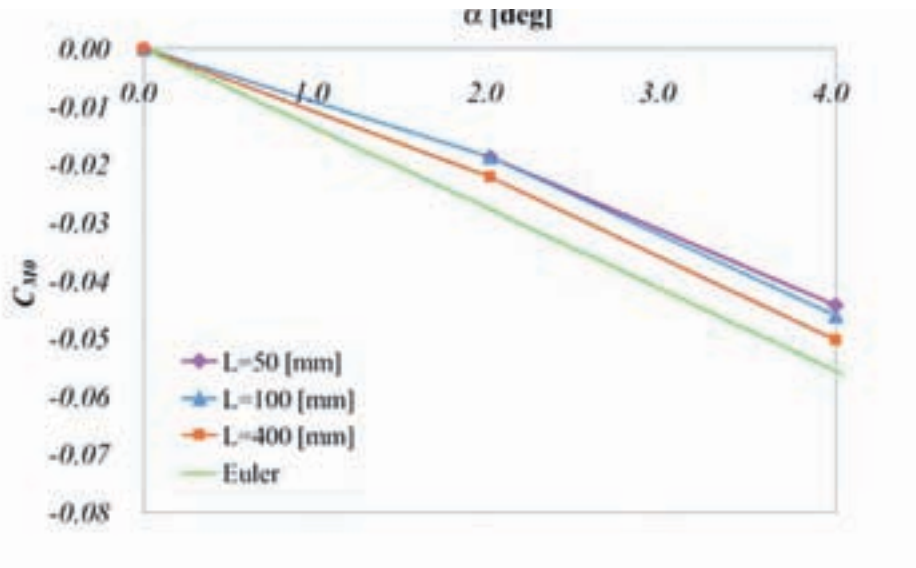
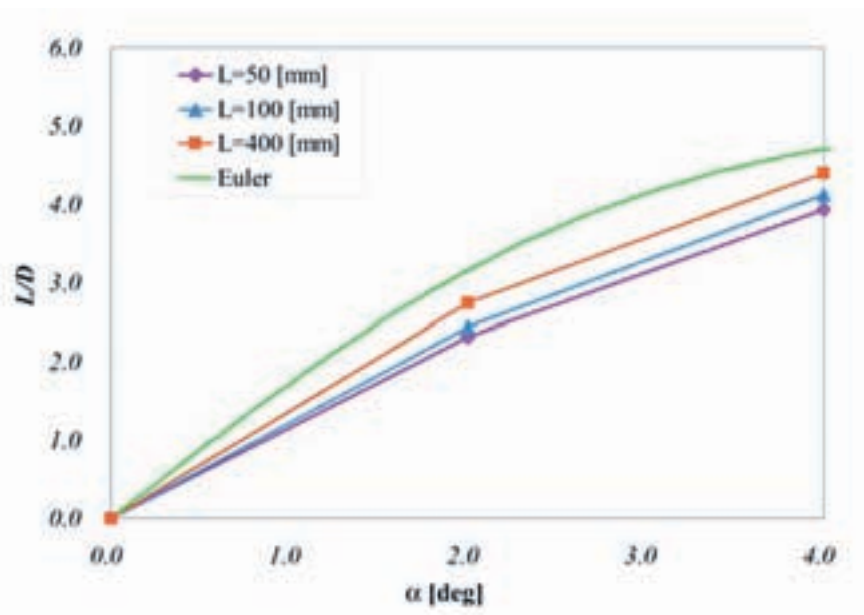
まず、 C_L に関しては、摩擦力の揚力成分は非常に小さいので、翼に働く圧力の寄与のみを考えることにする。Fig. 4.11を見ると、0 degを除き、非粘性解と比べ剥離の生じた数値計算の結果の方が C_L は小さくなっている。これは、Fig. 4.3, 4.4で示したように、翼上面の剥離領域で圧力が上昇しているためである。またコード長が大きい程、 C_L が大きくなっている原因として、剥離領域での圧力分布の差であると考えられる。図よりコード長が大きいほど剥離領域での圧力上昇は小さく、翼を下に押す力が減少していることが分かる。

次に C_{M0} であるが、これは既に述べた C_L に関する特徴と似ていることが多く、摩擦力の寄与は非常に小さい。Fig. 4.13は翼前縁周りのモーメント係数の迎角変化を示したものである。 C_{M0} は頭上げを正とした。図より剥離が生じている方が C_{M0} が大きい。これはの C_L 時と同様に、剥離領域の圧力上昇が原因と考えられる。さらに、コード長 L の小さい方が C_{M0} が大きい。これも翼後縁付近での圧力分の差によるものと考えられる。

C_D に関しては、圧力または摩擦による抗力成分の力のどちらも無視することは出来ない。Fig. 4.12には圧力による抗力 C_{Dp} 、摩擦力による抗力 C_{Df} 、及びそれらの和である全抗力 C_D を記している。摩擦抗力 C_{Df} が Reynolds 数が大きくなると小さくなるのは、Fig. 4.7を用いて説明したように、Reynolds 数が大きいほどせん断応力が小さくなるためである。次に圧力抗力 C_{Dp} に注目すると、 C_{Dp} はどの迎角、Reynolds 数においても非粘性解よりも小さくなっていることが分かる。この理由として、剥離領域の圧力上昇が挙げられる。剥離領域はどの場合においても、翼中央より後方に生じている。そのため、剥離領域の上昇した圧力が及ぼす力を、翼面に沿って成分分解すると、前方へ押す力が非粘性解に比べ大きくなり、抗力が小さくなっている。

L/D は Fig. 4.14より、数値計算の結果は非粘性解と比べ小さな値をとっており、Reynolds 数が大きい程、 L/D も大きくなることが分かる。非粘性解より小さくなる理由は、Fig. 4.11, 4.12より、非粘性解の揚力係数を $C_L(Euler)$ 、抗力係数 $C_D(Euler)$ をとして、非粘性解と数値計算の結果との比、 $C_L/C_L(Euler)$ と $C_D/C_D(Euler)$ を考えると、前者の方が大きいので、剥離領域の圧力上昇が原因ではなく、単に粘性を考慮したことによる、摩擦力の影響が大きいためである。また、Reynolds 数による違いも摩擦力の差によるところが大きいと考えられる。

Fig. 4.11 $\alpha - C_L$ Fig. 4.12 $\alpha - C_D$

Fig. 4.13 $\alpha - C_{M0}$ Fig. 4.14 $\alpha - L/D$

以上が本研究で調べた翼の空力特性について得られた結果である。ここで、剥離領域の圧力上昇が空力特性に及ぼす影響に着目する。本研究では迎角 $\alpha = 0 \text{ deg}$ を除くと、剥離点、再付着点は翼の上面にしか発生していないので、圧力上昇が揚力、抗力を共に低下させているが、何らかの方法で、翼下面にも上面と同様の剥離を誘起させた場合を考える。この時、圧力上昇が揚力に及ぼす寄与は、上面、下面で相殺され、そして、抗力に及ぼす寄与は上面、下面ともに抗力を減らす方向に働く。つまり、翼下面に剥離を誘起させることで、揚抗比が改善される可能性があることが分かる。さらに、翼下面の剥離領域で圧力上昇を発生させることで、第4.2節で述べたように、衝撃波を弱くさせることも考えられる。

第5章 結論

本研究では超音速流中におかれた二重楔型翼まわりの2次元流れを、Navier-Stokes 方程式を数値的に解くことによって、後縁剥離の及ぼす影響を考察した。以下に得られた結果を示す。

1. 翼後縁に発生する衝撃波が剥離を誘起し、圧力を上昇させることを確認した。
2. 剥離点、再付着点は Reynolds 数または、迎角の増加に伴って翼前方に移動する傾向があることが分かった。

3. 翼後縁に発生する剥離と、衝撃波の強さに関係があることを確認した。
4. 層流剥離の影響により、 C_L , C_D は共に低下し、 C_{M0} は増加することが確認できた。

今後の課題として、

- ・乱流を考慮した解析を行うこと
- ・実験との対応を確認すること
- ・翼端を除く部分でエッジのない翼型を用いた解析を行うこと
- ・翼下面に層流剥離を導入したモデルでの空力特性の評価

などがあげられる。

参 考 文 献

- [1] H.Schlichting, “Boundary-Layer Theory”, 1979.
- [2] 廣瀬直喜, 池川昌弘, 登坂宣好, 久保田弘敏, 本間弘樹, “圧縮性流体解析”, 東京大学出版会, 1995.
- [3] 中橋和博, 藤井孝蔵, “格子形成法とコンピュータグラフィックス”, 東京大学出版会, 1995.
- [4] 谷 一郎, “流れ学第3版”, 岩波全書, 1967.
- [5] 松尾一泰, “圧縮性流体力学”, 理工学社, 1994.
- [6] 牧野光雄, “航空力学の基礎 (第2版)”, 産業図書, 1980.

付録 A

計算結果 (圧力・Mach 数分布)

Table A.1 計算モデルの組み合わせとその番号

α [deg]	$L^* = 50$ [mm] $Re = 5.3 \times 10^5$	$L^* = 100$ [mm] $Re = 1.1 \times 10^6$	$L^* = 400$ [mm] $Re = 4.2 \times 10^6$
0.0	No. 1-0	No. 2-0	No. 3-0
2.0	No. 1-2	No. 2-2	No. 3-2
4.0	No. 1-4	No. 2-4	No. 3-4

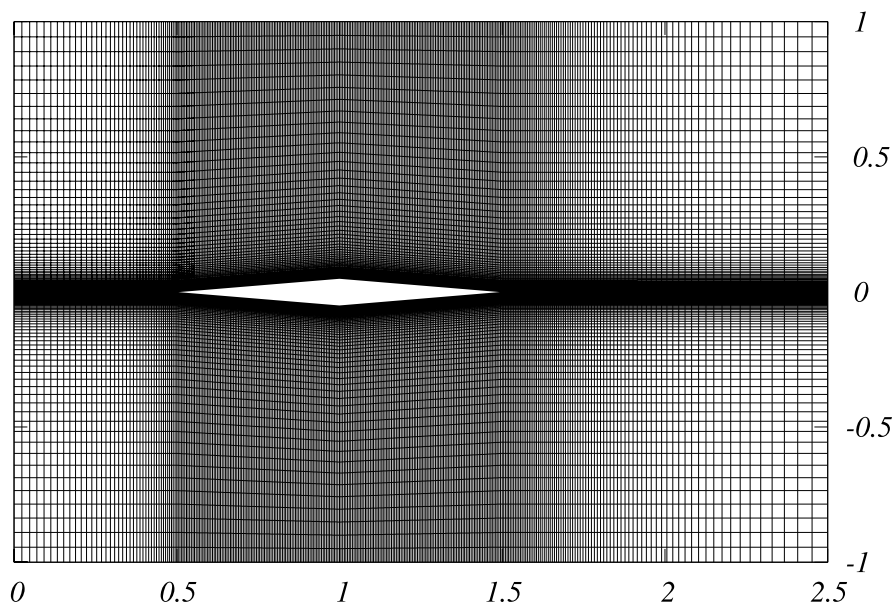


Fig. A.1 格子形状 (二重楔型翼)

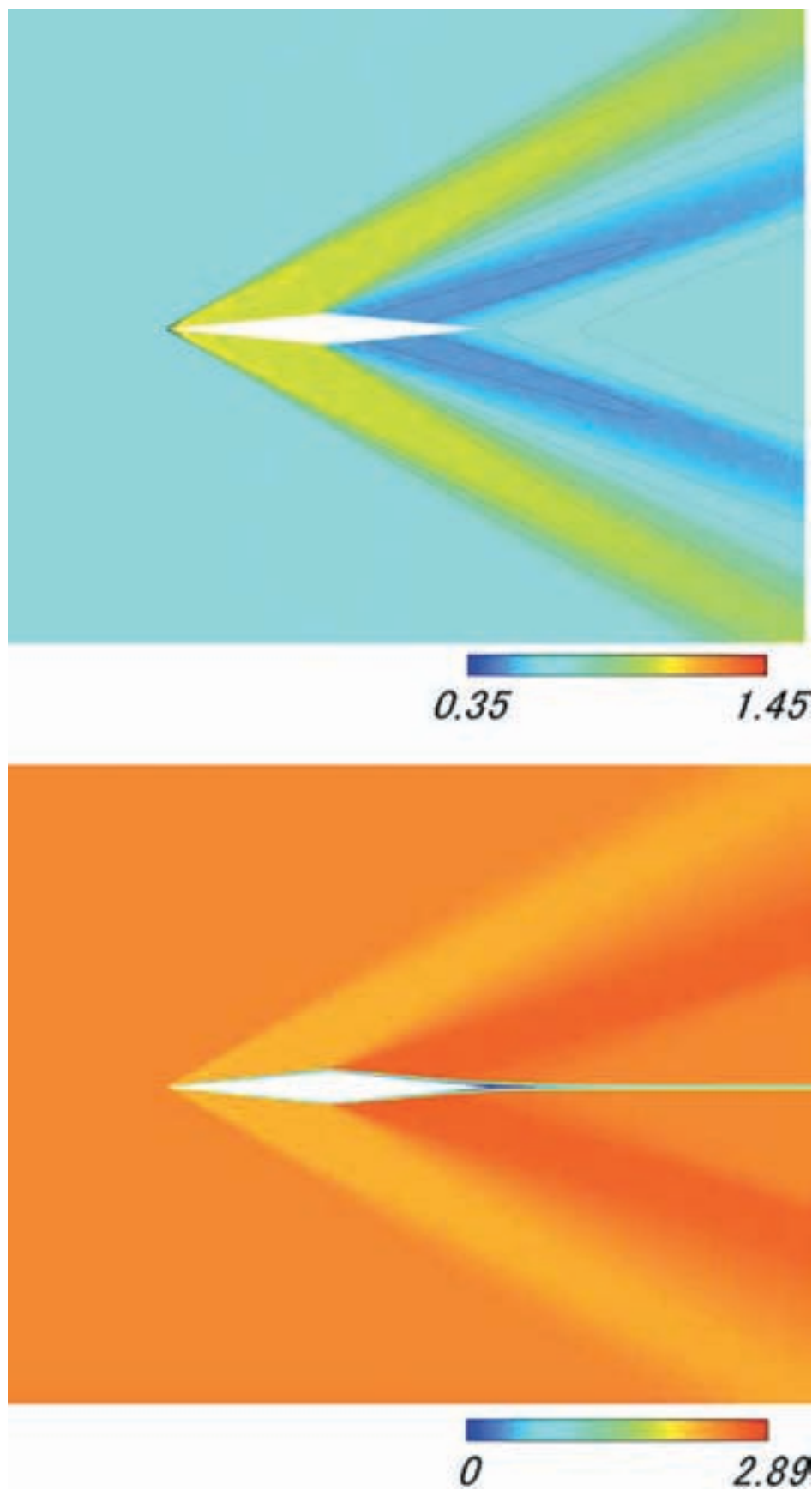


Fig. A.2 流れ場の様子 No. 1-0（上：圧力分布，下：Mach 数分布）

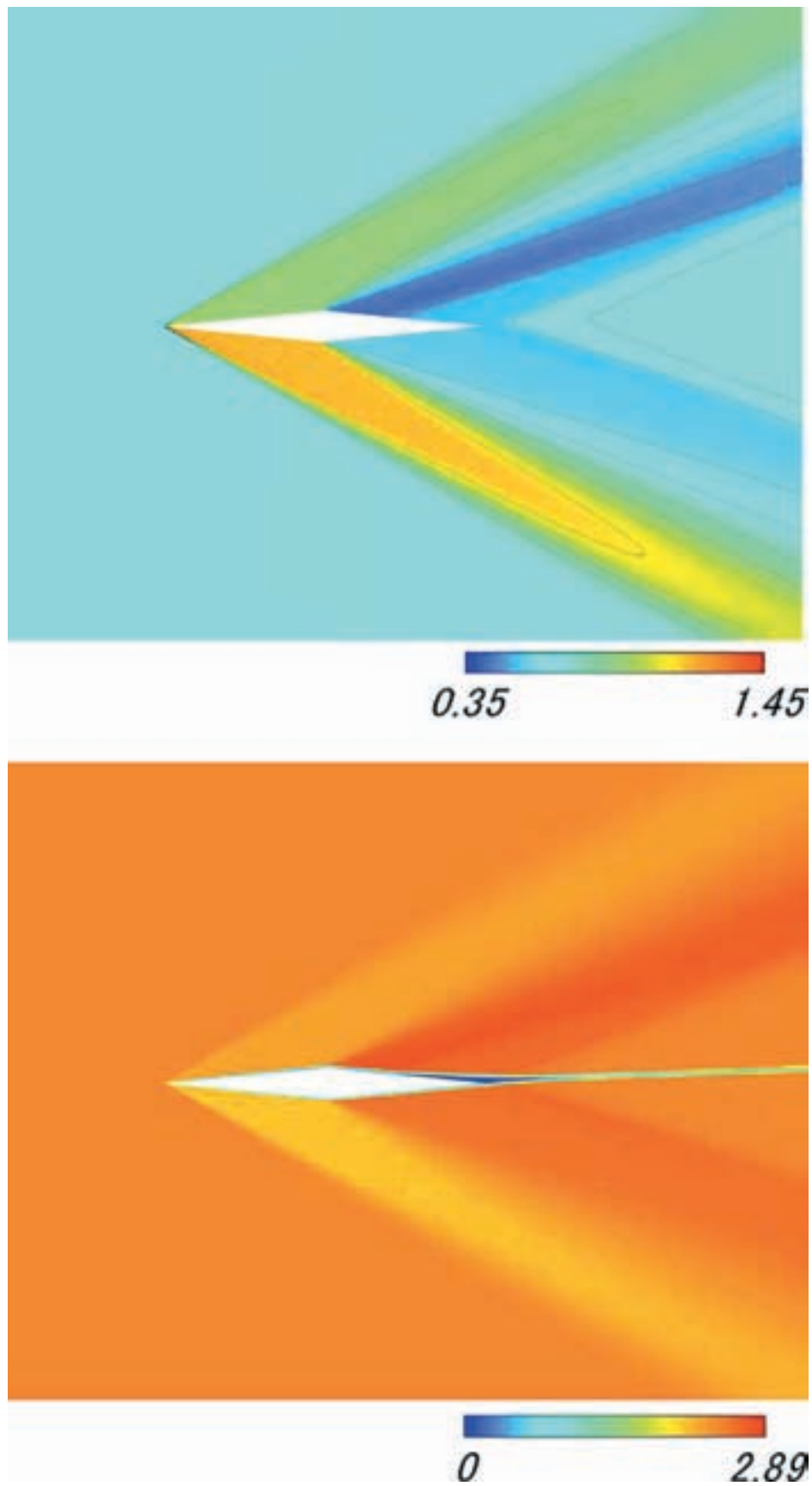


Fig. A.3 流れ場の様子 No.1-2 (上：圧力分布，下：Mach 数分布)

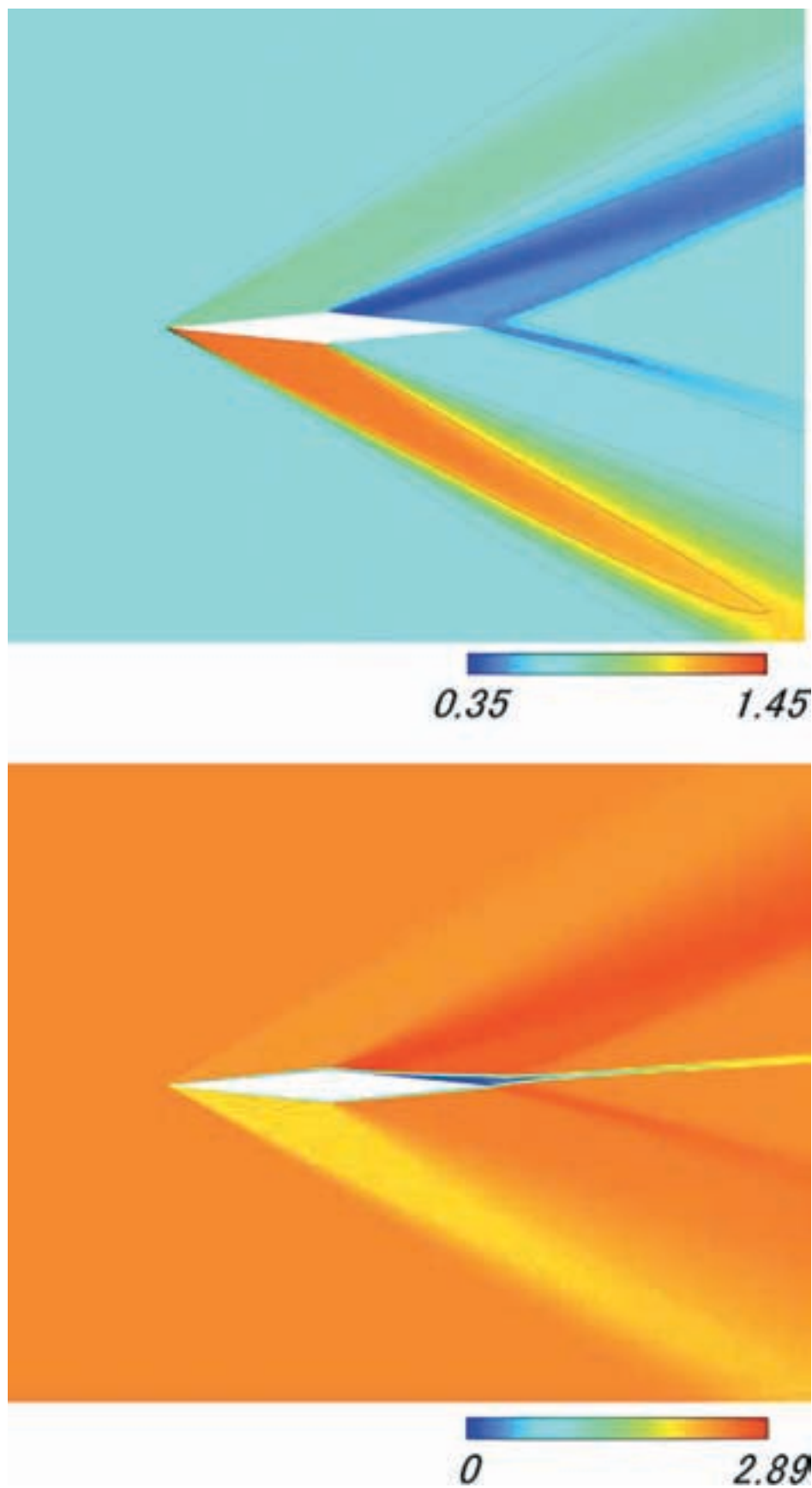


Fig. A.4 流れ場の様子 No. 1-4（上：圧力分布，下：Mach 数分布）

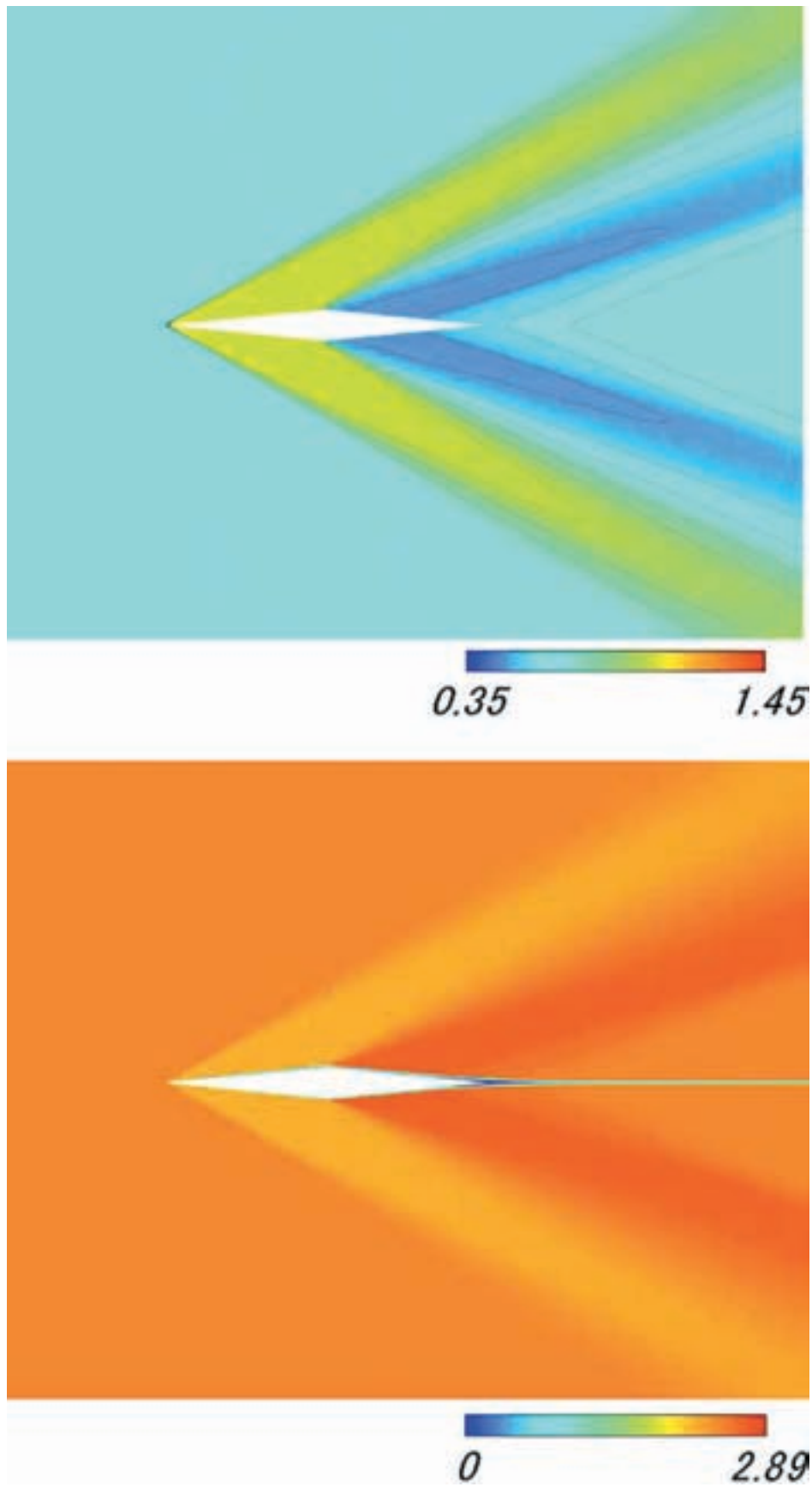


Fig. A.5 流れ場の様子 No. 2-0 (上：圧力分布，下：Mach 数分布)

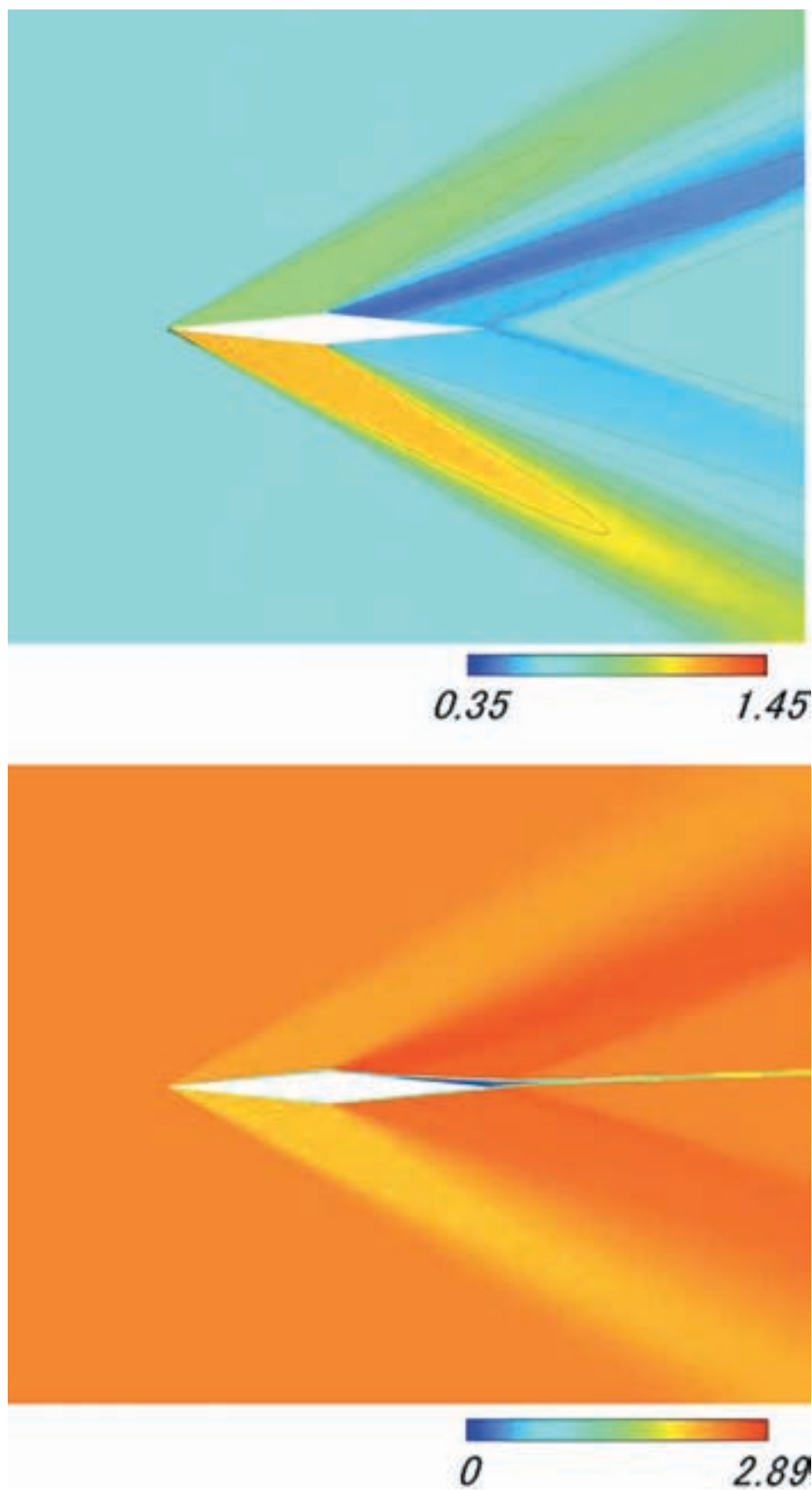


Fig. A.6 流れ場の様子 No. 2-2 (上：圧力分布, 下：Mach 数分布)

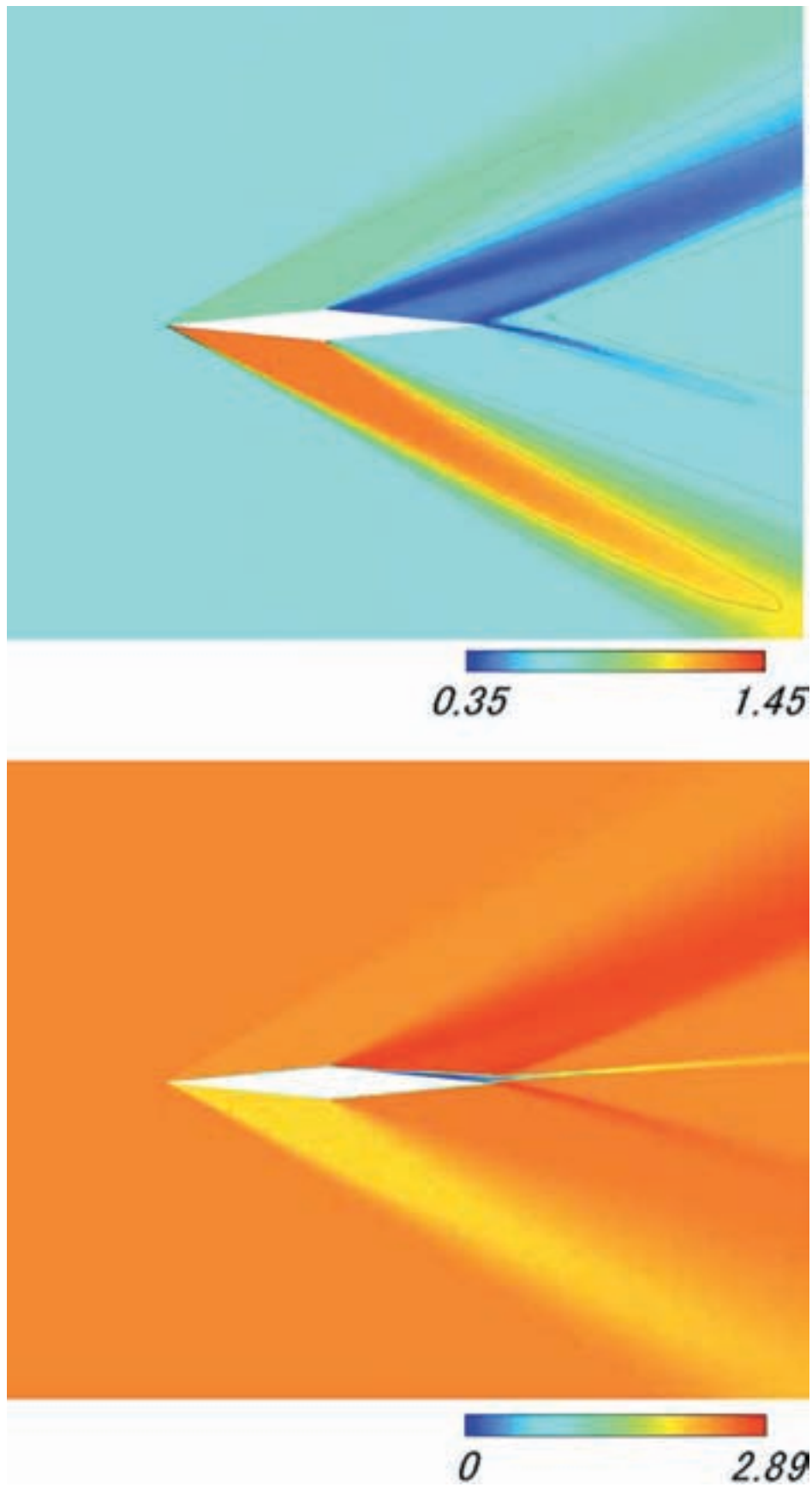


Fig. A.7 流れ場の様子 No. 2-4 (上：圧力分布，下：Mach 数分布)

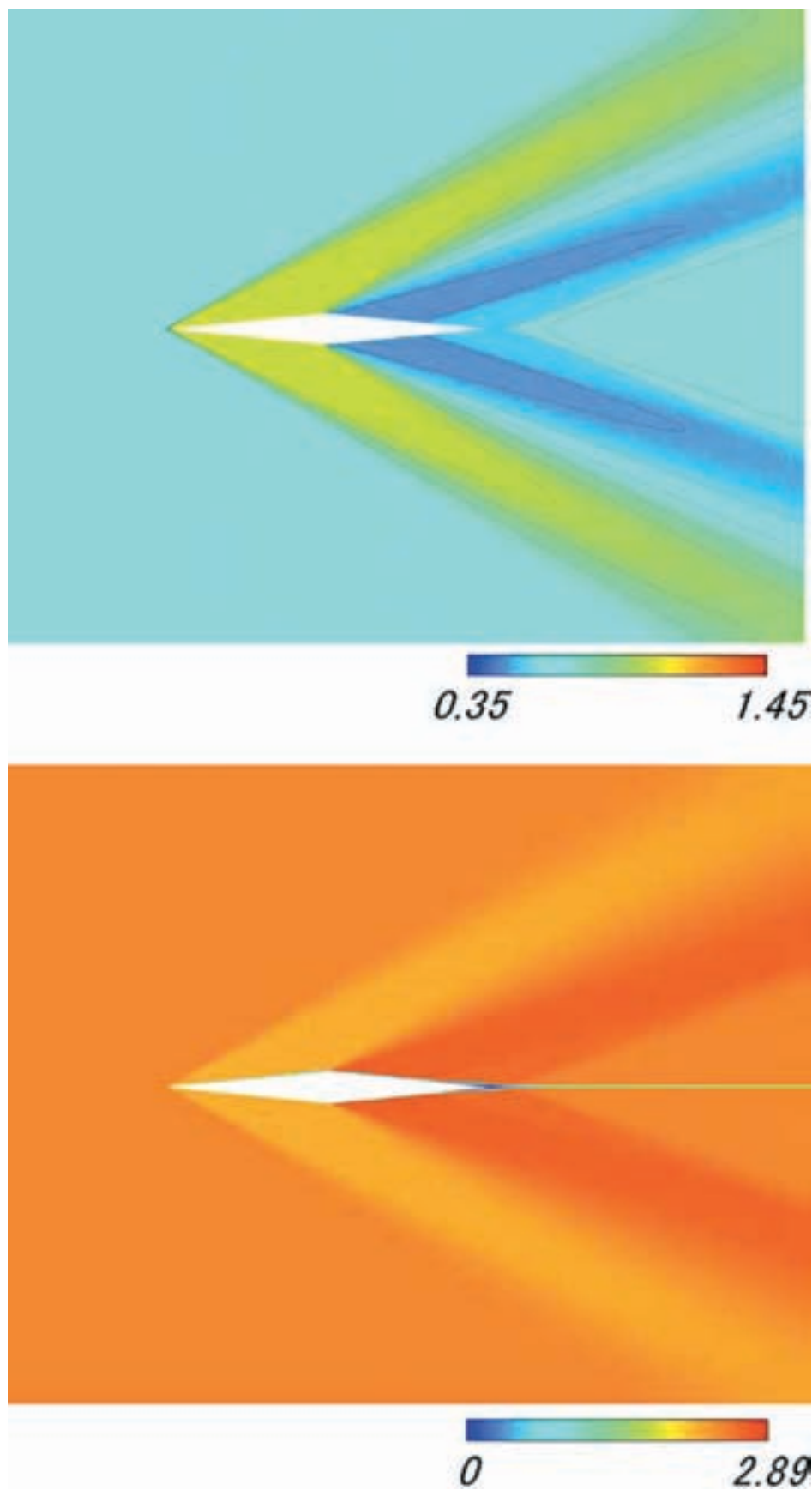


Fig. A.8 流れ場の様子 No. 3-0（上：圧力分布，下：Mach 数分布）

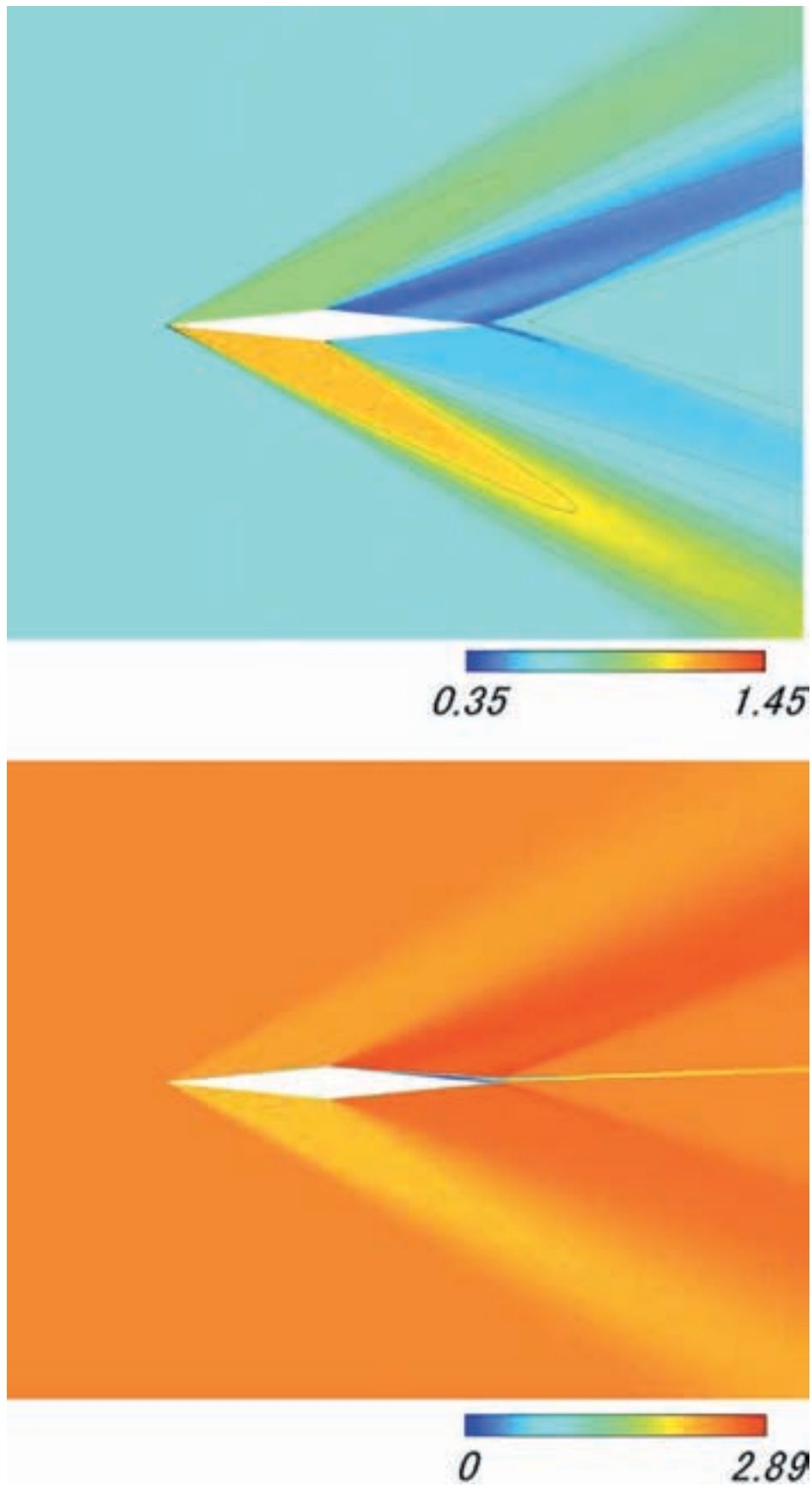


Fig. A.9 流れ場の様子 No. 3-2 (上：圧力分布，下：Mach 数分布)

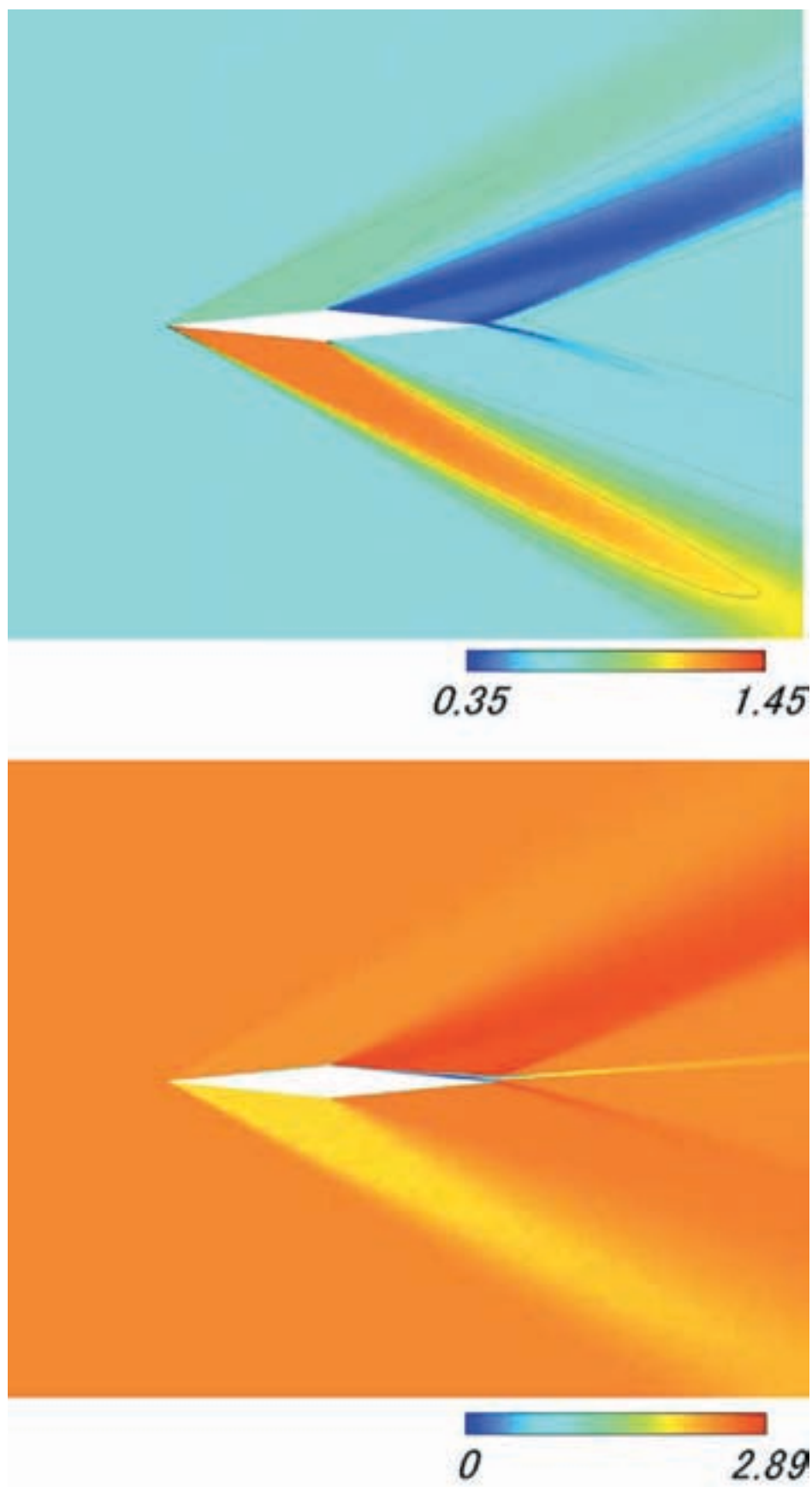


Fig. A.10 流れ場の様子 No.3-4（上：圧力分布，下：Mach 数分布）

プラズマアクチュエータを用いたサイレント超音速機の流体制御

川添 博光*¹ 松野 隆*²

1. 序 論

1.1 研究背景および目的

本プロジェクトはソニックブームレス超音速飛行機への応用を目指し、プラズマ流体アクチュエータの開発とその超音速流への適用を目的としている。

超音速大型旅客機の成立を妨げているのはソニックブームである。これを解決するため、近年日本において、複葉翼理論に基づくソニックブームレス超音速飛行の研究が始まっており、理論および数値解析においては劇的にソニックブームを低減する、きわめて興味深い特性が報告されている[1, 2]。一方で、設計点を外れると複葉翼間での流れのチョークなどによってその性能は抗力・騒音ともに著しく低下する点が現在問題となっている。このため、ロバストネスが求められる実機開発を目指すためには、ウェッジ前縁から発生する衝撃波など、機体周りの流れ場を制御する技術が必須である（図 1-1 参照）。

そこで、本研究では、このような超音速流の制御法として、現在本研究室で研究を行なっているプラズマアクチュエータを適用することを提案する。現在提案されている構成においては図 1-2 のように一対の平行電極と誘電体、および電源からなり、電極間で誘電体バリア放電を起こすことによってプラズマを生成し、このプラズマによる流体への体積力を利用して図矢印方向の速度を誘起するのが駆動の基本原理である。流体制御デバイスとしては、従来のものに比べ小型で制御が容易であるなど非常に利点が多く[3-8]、今後の発展が非常に期待できるが、研究は始まったばかりであり、現在はアクチュエータのプラズマの物理現象やその特性など、未解明な点が多い。

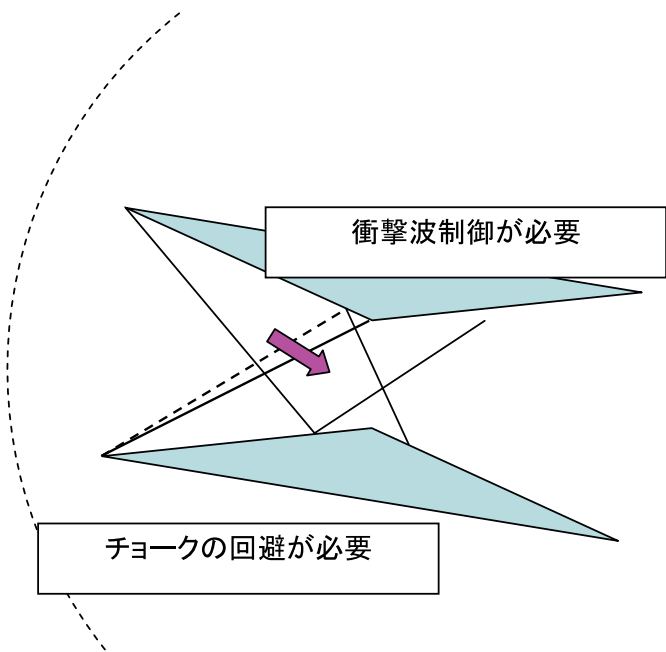


図 1-1 複葉超音速機の流体制御の必要点

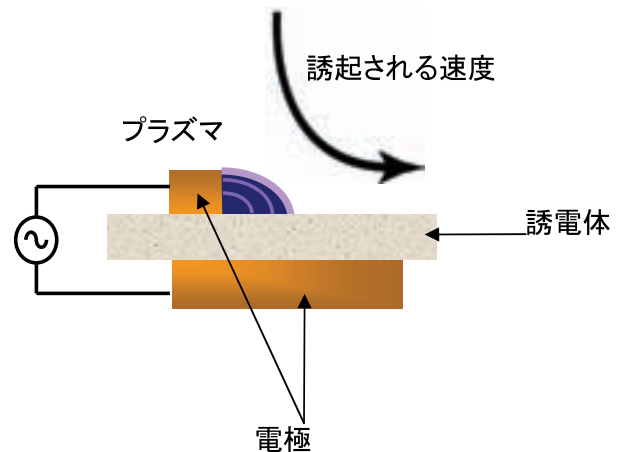


図 1-2 プラズマアクチュエータの基本構造

* 1 鳥取大学工学部 教授 (代表者)

* 2 鳥取大学工学部 講師

複葉超音速機への応用に関して特筆すべきなのは、このプラズマアクチュエータは翼表面形状に影響を与えない点である。アクチュエータを翼に埋め込むことによって表面を一体化することができるため、流体制御技術として、このデバイスは非常に適していると考えられる。

本研究ではプラズマ流体アクチュエータの開発とその超音速流への適用を目指し、まず超音速流中におけるアクチュエータの基本性能を風洞実験により確認する。その後、衝撃波位置や駆動による仮想表面形状の制御を行い、ソニックブームレス超音速飛行機への応用可能性を調べる。

1.2 研究計画および内容

本プロジェクトでは、上記目的を達成する上で次に示す3つのマイルストーンを設定した。

- マイルストーンⅠ：プラズマアクチュエータの超音速流れ場への適用を可能にする
- マイルストーンⅡ：プラズマアクチュエータによる衝撃波位置の制御
- マイルストーンⅢ：virtual shape（プラズマアクチュエータの誘起する流れ場によって機体表面の形状を変化させるのと実質的に同等の効果をj得る）の制御と、それによるチョーク回避

今回の研究ではマイルストーンⅠを達成することを目標とし、具体的には以下の事項を実施した。

- 超音速風洞を既存の真空チャンバー等を用い製作する
- プラズマアクチュエータ駆動のための大出力のアクチュエータ・電源を開発する
- 超音速風洞にプラズマアクチュエータを設置し、その駆動により流れ場が変化することを確かめる

1.3 本論文の構成

上記の研究計画を踏まえ、本稿はまず2章で超音速風洞の製作と性能評価に関して述べる。次に3章でプラズマアクチュエータの開発、特にここでは低速流への適用について報告し、第4章でこれらの結果をもとに行なわれた、プラズマアクチュエータの超音速流への適用試験結果について論じ、第5章でこれらをまとめる。

2. 超音速風洞の製作と性能評価

2.1 超音速風洞の設計

プラズマアクチュエータ開発のために、実験に使用する小型超音速風洞を設計・製作した。

主な設計条件は表2-1に示す通りである。これらの条件を満たしつつ、既存の設備と干渉しないように設計した結果、試験部寸法を40 mm × 40 mm × 100 mmとして風洞筐体ならびにノズルを設計・製作した。試験部の流れを一様とするために、超音速ノズルにはラバールノズルを採用し、ノズル形状はLiepmannらの方法に準拠し特性曲線法[9]を用いて数値的に設計した。なお、ノズルが小さい場合にはノズル壁面に生成される境界層の影響が無視できなくなるが、今回はノズルが可変であり調整が可能であることなどを考慮して、第一次のモデルとして境界層を無視して設計を行った。

以上のようにして設計された超音速風洞の試験部概要を図2-1に、また真空タンク部を含むシステム全体の概略を図2-2に示す。

表2-1 小型超音速風洞の主な設計条件

形式	大気吸込み型
測定部一様流マッハ数	$M = 1.70$
低圧側タンク容量	2 m^3
試験時間	2 s 以上

観測窓はアクリル製で、シュリーレン法などによる可視化を可能とした。風洞筐体直後にボールバルブを設置し、バルブを開放することによって真空タンクと接続し通風を行なう。設置空間の関係上、ボールバルブより下流の配管を途中直角に曲げ、低圧タンクに接続した。

2.2 風洞の性能評価

超音速風洞側面に設置した圧力孔に半導体圧力センサを接続し、通風時の圧力を計測し一様流マッハ数を求めた。その結果、スロートから $x = 60, 70, 80 \text{ mm}$ の位置でそれぞれマッハ数は1.72となり、風洞はほぼ目的のマッハ数を達成してい

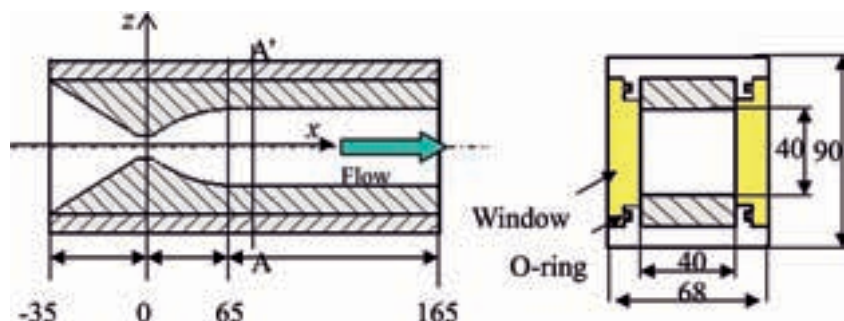


図 2-1 超音速風洞試験部概要

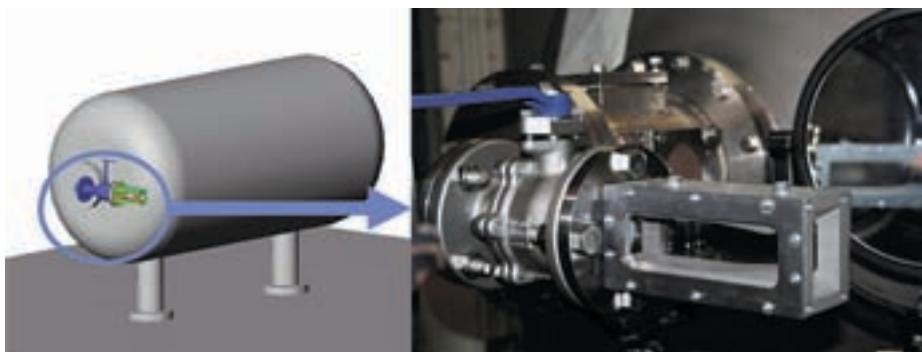


図 2-2 超音速風洞設置概略

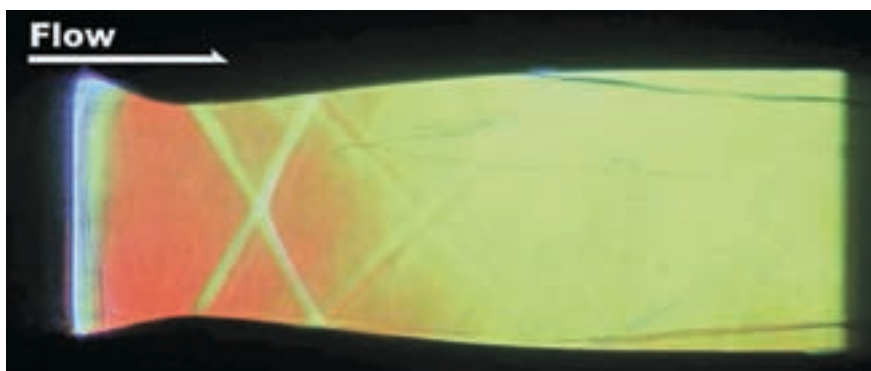


図 2-3 ノズル内部流のカラーシュリーレン法による可視化結果

ることが分かった。このときの通風時間は約4秒であり、これも目標値を達成している。

模型を設置しない場合の風洞内部の流れ場をカラーシュリーレン法により可視化した結果を図2-3に示す。図から、スロート部直後の膨張部付近より衝撃波が発生していることが確認できる。この衝撃波は反射を繰り返しながら測定部にまで到達しており、気流の一様性を乱す原因となることが予想されるため、これに関しては今後原因の解析と修正が必要である。(なお、図2-3測定部の壁近傍に見られる線は、製作施工時に塗布したオイルが付着したものであり、この後通風を繰り返すことによって軽減していった。) このように、気流の一様性に改善すべき点があるものの、一様流マッハ数、通風時間ともに所定の目的を達成し、これによって超音速風洞におけるプラズマアクチュエータ開発の基盤を構築することができた。

3. プラズマアクチュエータの開発

3.1 プラズマアクチュエータについて

現在鳥取大学では、米国ノートルダム大学流体物理・制御センターと共同でプラズマを利用した流体アクチュエータを開発している。本研究においては、上記のようなこれまでの研究結果を元に、新しい形状のプラズマアクチュエータを超

音速流中における流体制御を目的として開発した。

近年活発に研究が行なわれているプラズマアクチュエータは、将来的には空力舵・高揚力装置を置き換える可能性を持つ候補として期待されている。流体制御デバイスとしては、従来のものに比べ小型で制御が容易であるなど非常に利点が多い。一例としては米国ノートルダム大学において行われた研究によって、二次元の剥離制御などにおける際立った有効性が示された[3-7]。円柱周りの流れ場の剥離制御にプラズマアクチュエータを適用した例[10]のように、一定の流れ場の条件であればプラズマアクチュエータによって剥離の制御を行なうことは可能であることが明らかになっている。

筆者らのグループによって開発されたプラズマアクチュエータは誘電体バリア放電（Single Dielectric Barrier Discharge, SDBD）を利用している。本研究で用いたSDBDプラズマアクチュエータの構造は図1-2に示されている。この構造においては、アクチュエータは二枚の電極（銅箔）とその間に挟まれた誘電体（カプトンフィルム）から成り、片側の電極は気流にさらされている（以降、暴露電極と呼ぶ）。もう一方の電極は誘電体によって物体表面に埋め込まれており（以降、埋設電極と呼ぶ）、気流には直接触れない。この電極に高圧の交流電圧を印加することによって上部電極と誘電体に挟まれた部分の気体がイオン化される。イオン化された気体分子と電磁場の作用によって体積力が生じ、アクチュエータの周囲気体には図中矢印方向の速度が与えられる。これらの電極の位置や数、主流に対する方向を変えることによって、生成される体積力、あるいは速度場を容易に変化させることができる。また、必要であれば物体表面に埋め込むことができるため、物体の形状に影響を与えない点も大きな利点である。

本研究においては、プラズマアクチュエータが発生する体積力の方向制御を行なうために、プラズマによって駆動されるリニアシンセティックジェットを新しく考案した。このデバイスの基本性能の評価のため、低速域でのキャビティ流れにこれを適用し、キャビティトーンの抑制効果を確認することによってアクチュエータ（ジェット）の性能を調査した。

3.2 プラズマ駆動リニアシンセティックジェット

現在主に開発が行なわれている単体でのプラズマアクチュエータは図1-2および図3-1のような構造をしているが、これによって誘起される流れは壁面に沿う方向であり、超音速流中で有効と考えられる上方へのジェット生成は困難であった。

そこで、スロットからの噴射と同様の効果を持つ、上方へのジェットを誘起できるデバイスとして、図3-2に示す plasma-driven linear synthetic jet（リニアシンセティックジェット）を開発した。基本構造は従来からのプラズマアクチュエータを二つ対向して設置したものであり、それぞれ中央に向かって体積力を誘起し、これらがプラズマ上方で衝突・干渉して上方への流れを生成する。

図3-3はリニアシンセティックジェット駆動時のプラズマの写真である。設計どおり電極間に一对の対向するプラズマが生成されていることが分かる。図3-4はプラズマアクチュエータの駆動回路であり、今回新たに信号発生器とパワーアンプを導入し電源を構築した。リニアシンセティックジェット駆動時には気流に暴露された一对の電極を埋設電極に対して並列接続とした。

なお、本節においては空力制御デバイスとしてプラズマアクチュエータをリニアシンセティックジェットの配置でのみ使用したため、以後、本節では特に必要な場合のみ“リニアシンセティックジェット”と呼称し、それ以外は一般的な“プラズマアクチュエータ”の語を用いる。

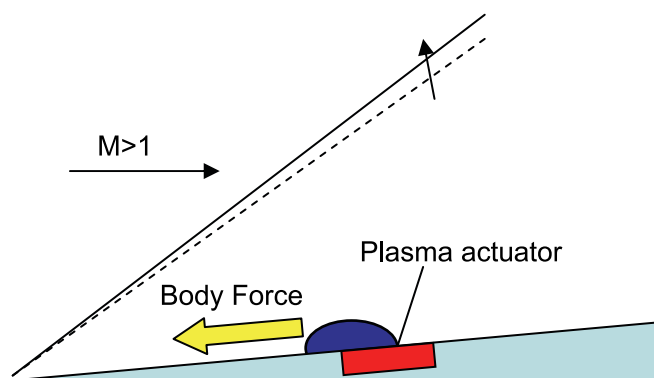


図3-1 プラズマアクチュエータの基本構造と誘起される体積力の例

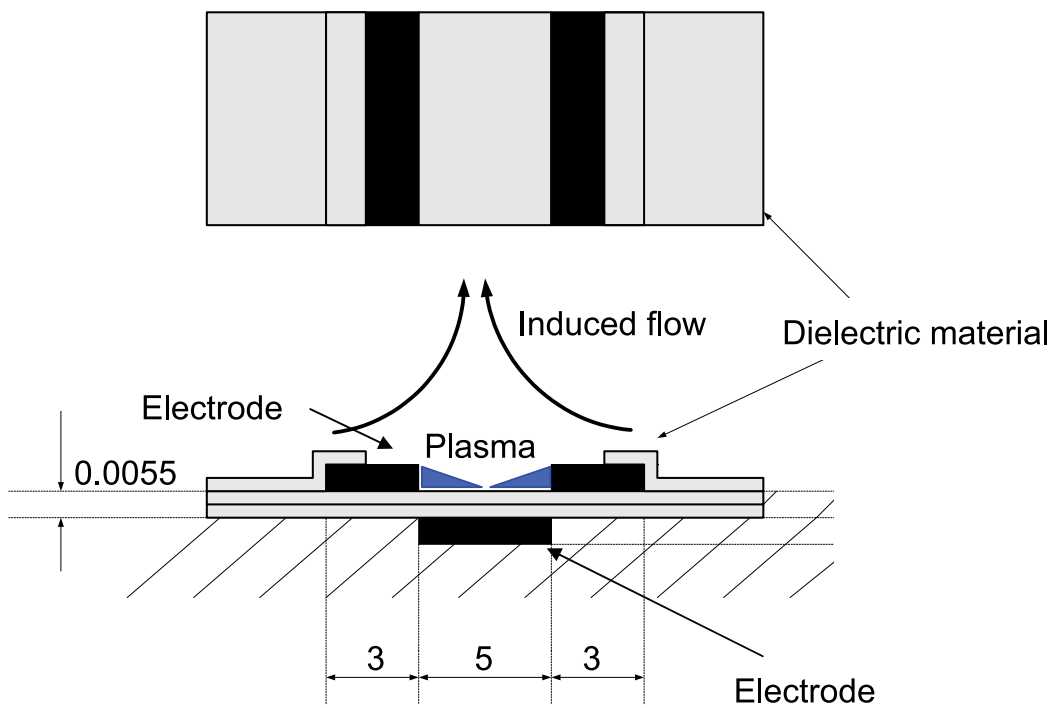


図 3-2 リニアシンセティックジェットの基本構造

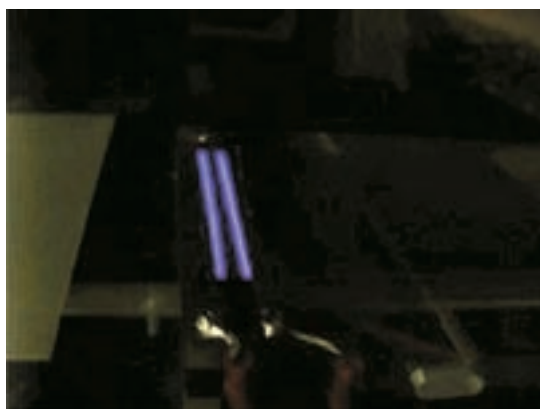


図 3-3 リニアシンセティックジェット駆動時のプラズマ

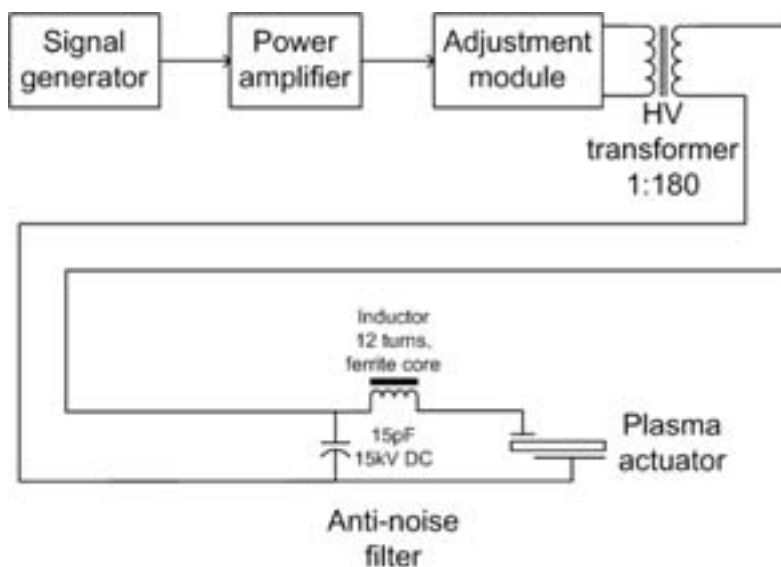


図 3-4 プラズマアクチュエータの駆動回路概要

3.3 キャビティ音抑制実験の概要

3.3.1 実験装置

本研究ではリニアシンセティックジェットのパフォーマンス評価のために、まず比較的容易に実験可能な低速域での実験を行った。超音速流中でリニアシンセティックジェットは仮想的なバンプ状物体としてはたらくことが予想されるが、低速域でも同様の効果を持つことを期待し、キャビティ流れのせん断層の制御可能性を調べ、これによってリニアシンセティックジェットの適用可能性の評価を行なった。キャビティモデルはChanらによる実験[11]と同一となるようモデル寸法を決定し製作した。実験に使用したキャビティモデルの概略を図3-5、その写真を図3-6に示す。

本実験は図3-7に示される鳥取大学工学部機械工学科の低速風洞（吹出口寸法は600 mm × 200 mm）を用いて行なわれた。風洞は、エッフェル形であり、モータ（富士電機 KS 29/9 P, トルク 29.4 Nm/1500 rpm）、軸流送風機（西芝電機 φ 700 mm × 700 mm, 定格流量 144 m³/min, 静圧 0.78 KPa）、ディフューザ、セトリングチャンバ部、およびノズルより成る。モータによって駆動される軸流送風機によって発生する流れは、入口が直径700 mmの円形断面で出口が900 mmの正方形断面の流路形を持ち、広がり角10 degのディフューザを経て、セトリングチャンバ部へ入る。セトリングチャンバ部には整流格子と整流金網を設置し整流効果を上げるようにしている。整流格子は厚さ0.8 mm、幅95 mmのプラスチック板に切り込みを入れて、直角に組み合わせ、流路を一辺9.2 mmの正方形断面に仕切られるようになっている。整流金網は、直径0.25 mmのステンレス製の針金で作られた30メッシュの金網でできている。セトリングチャンバ部を出た流れは、絞り比6.75:1の三次元ノズルによって600 mm × 200 mmの長方形断面に絞られ、大気に放出される。

プラズマアクチュエータの電極には厚さ約40 μmの銅箔テープを用い、誘電体には厚さ25.4 μm（1 mil）のカプトン（ポリイミド）フィルムを使用し、これを二層にして用いた。駆動回路は任意信号発生器（Agilent 33220 A）によりサイン波を生成し、これをパワーアンプ（Classic Pro CP 1400, 560 Wx2）に入力し、増幅された信号を変圧器を介し昇圧し、これを入力電圧としてプラズマアクチュエータを駆動する。

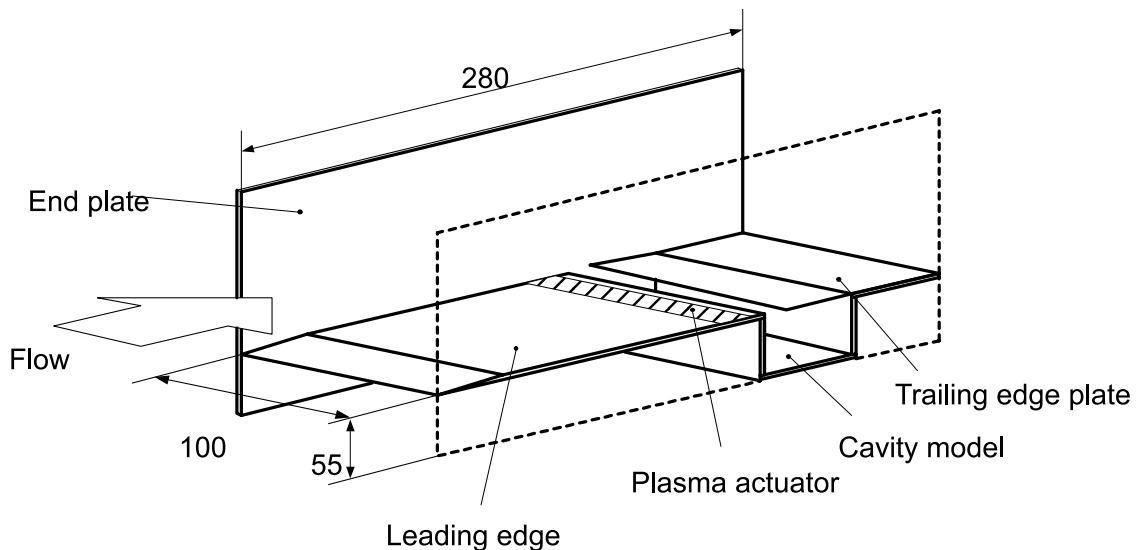


図3-5 キャビティモデル概要

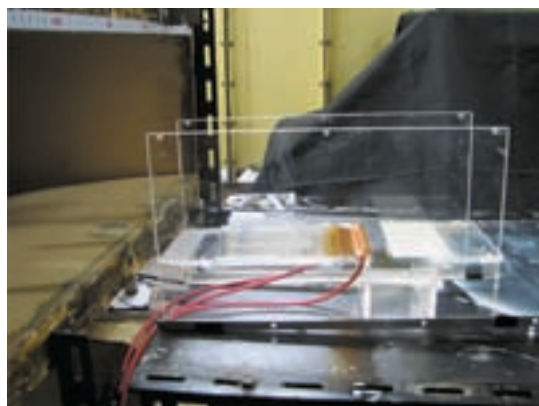


図3-6 キャビティモデル写真

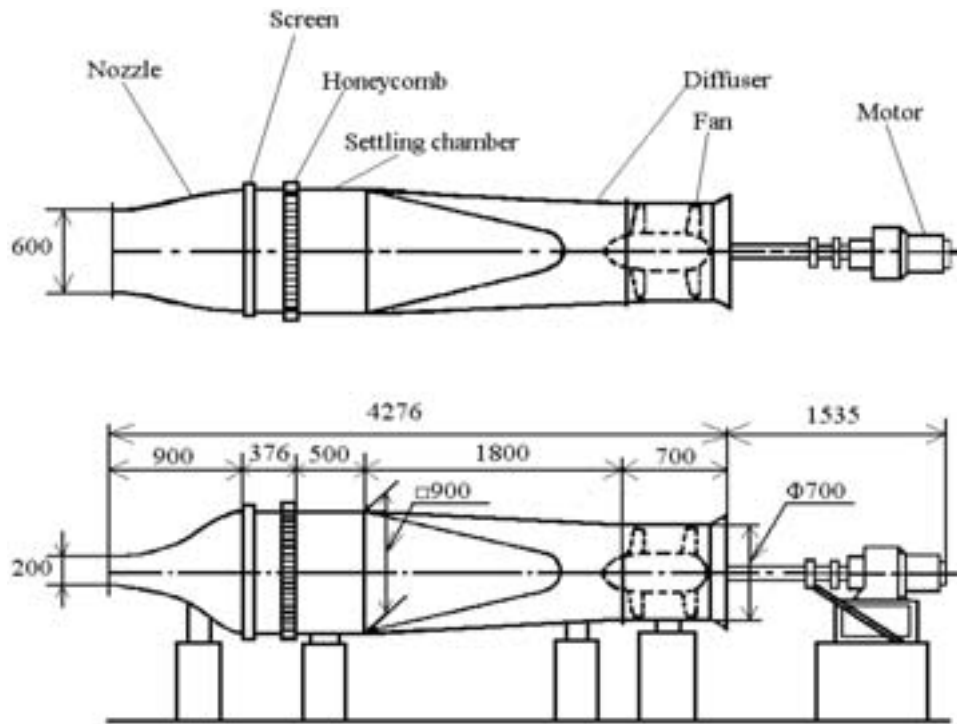


図3-7 低速風洞概要

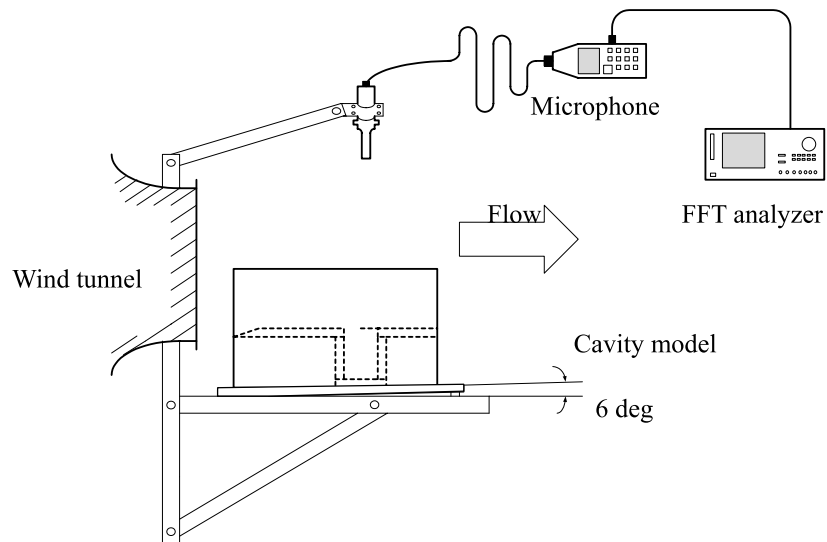


図3-8 キャビティ模型設置および計測装置の概要

リニアシンセティックジェットは下流側暴露電極の前縁がキャビティ模型の前縁から5 mmとなるように設置した。図3-2に示すように暴露電極の間隔は5 mmとした。これらの設置状況は図3-6などに示されている。

3.3.2 空力騒音測定実験の概要

低速でのプラズマアクチュエータの性能を評価するために、空力騒音測定実験を主に行なった。実験においては、キャビティ模型前面を風洞の吹き出し口から50 mmの位置に、俯角を6 degつけた状態で取り付けた。騒音計 (RION NA-27 A) はキャビティ中央上方250 mmの位置に設置し、空力騒音を計測した。騒音測定実験装置の概略を図3-8に示す。

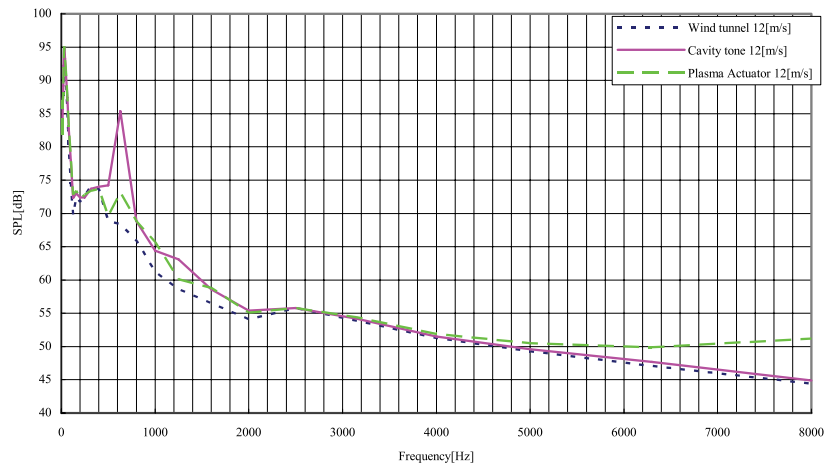
騒音測定実験は風速12 m/s, 15 m/s, 20 m/sの3種類の風速で行った。それぞれの風速に対して風洞音, キャビティ音, プラズマアクチュエータを使用した時のキャビティ音の3種類を, 1/3オクターブバンド実時間周波数分析, FFT狭帯域分析を行なった。このとき, プラズマアクチュエータ (リニアシンセティックジェット) の駆動電圧, 周波数はそれぞれ7 kV_{pk}, 13 kHzとした。

3.4 実験結果・解析

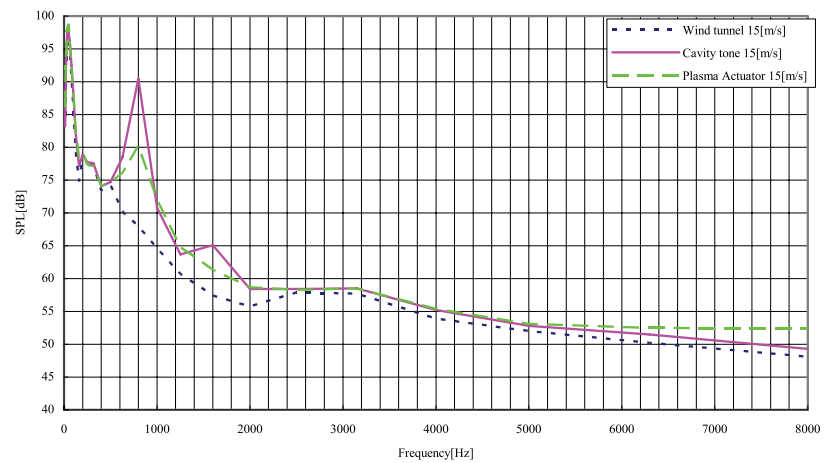
3.4.1 1/3 オクターブバンド実時間周波数分析結果

まず、キャビティからの空力騒音に対して1/3オクターブバンド実時間周波数分析を行い、どの周波数帯域に最も大きなエネルギーがあるか解析した。一様流流速12 m/s, 15 m/s, および20 m/sそれぞれにおける1/3オクターブバンド実時間周波数解析結果をそれぞれ図3-9 (a), (b), (c) に示す。ここではバックグラウンドノイズとして風洞の駆動音を取得し、これをベースライン（暗騒音）としてキャビティ音をプラズマアクチュエータ非駆動時、プラズマアクチュエータ駆動時それぞれについて比較している。結果として、予想されるキャビティ音の周波数において、プラズマアクチュエータを駆動することによりその騒音レベルを大きく低減することに成功した。これは実際の聴感を良く表している。とくにその効果は流速の低い領域で顕著であり、これは投入したエネルギーがそれぞれの流速で同一であるため、得られる流体への体積力も一定となり、結果として速い流速に対して流れを変化させる量が小さくなるためであると考えられる。

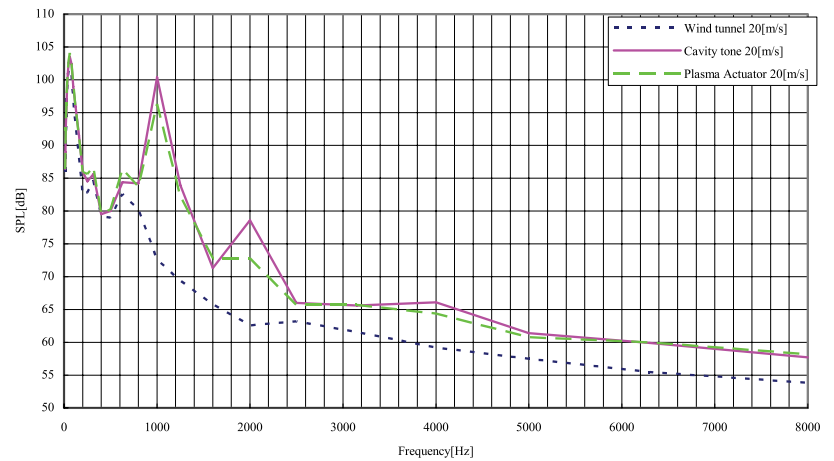
それぞれの流速におけるキャビティ音の周波数帯域と、その音圧レベルおよびプラズマアクチュエータを使用した場合の音圧レベルならびに騒音の低減量を表3-1にまとめる。



(a) 一様流流速 12 m/s



(b) 一様流流速 15 m/s



(c) 一様流流速 20 m/s

図3-9 1/3 オクターブ周波数分析結果によるキャビティ騒音の周波数解析結果

表3-1 各流速での1/3オクターブ周波数分析結果によるキャビティ騒音レベルとそのプラズマアクチュエータによる低減量

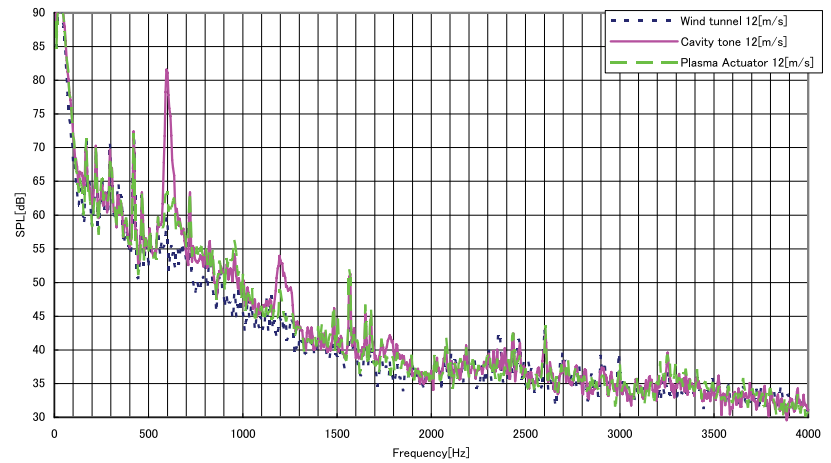
Freestream velocity [m/s]	12		15		20	
Frequency [Hz]	600 ~ 800		800	1600	1000	2000
Noise (cavity tone) [dB]	85.4		90.5	65.1	100.4	78.6
Noise (plasma actuator) [dB]	73.2		80.2	61.3	96.3	72.8
Reduction [dB]	12.2		10.3	3.8	4.1	5.8

3.4.2 FFT 分析結果

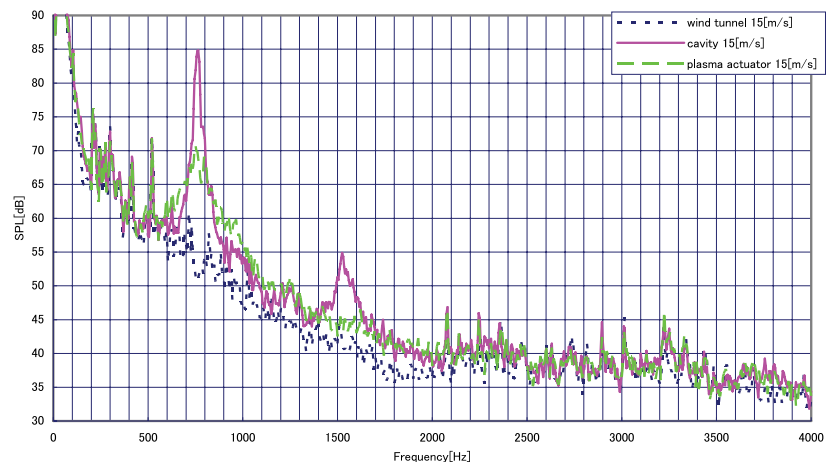
非常に狭帯域の音圧特性を持つキャビティ音自体のプラズマアクチュエータによる抑制効果を解析するため FFT 解析を行った結果を図 3-10 に示す。実験は 1/3 オクターブバンド周波数分析と同様に、一様流流速 12 m/s, 15 m/s, および 20 m/s それぞれにおいて行なった。図から明らかなように、 $f = 595 \text{ Hz}$ でのキャビティ音がプラズマアクチュエータ/リニアシンセティックジェットを駆動することによって劇的 (18.51 dB) に抑制されている。これはキャビティ前縁直前に設置したプラズマアクチュエータが上方への速度を誘起したことにより、ある周波数でピークをもつフロート音の発生を抑制するキャビティ後縁への剪断層の衝突が回避されたためと考えられ、リニアシンセティックジェットの有効性が示された。SPL のスペクトルを見ても、ほぼキャビティ音にのみ選択的に作用していることが分かる。

一方でアクチュエータは数 kHz の交流電圧で駆動しているため、今回の解析範囲には含まれなかったが、実際には駆動電圧由来と思われる数 kHz 帯でのアクチュエータ本体からの騒音は相当大きいことが分かっている。この点については、低速域における騒音低減を目的として研究を行なう場合には考慮しなければならない特性であるが、本研究では流体構造の変化を誘起することができれば十分と考え、これに関する考察は省略する。

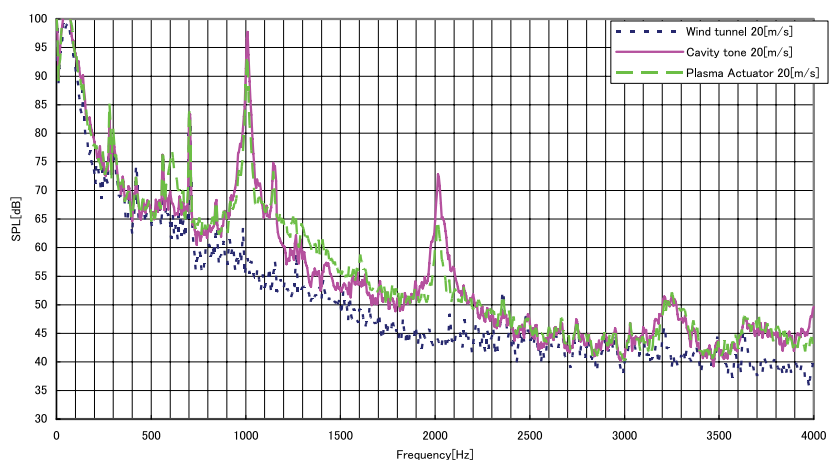
1/3 オクターブバンド解析と同様に、各流速における代表的なキャビティ音によるピークでの騒音レベルと低減量を表 3-2 にまとめる。



(a) 一様流流速 12 m/s



(b) 一様流流速 15 m/s



(c) 一様流流速 20 m/s

図 3-10 キャビティ模型より発生する騒音の FFT 解析結果

表 3-2 各流速でのキャビティ音の騒音レベルとそのプラズマアクチュエータによる低減量

Freestream velocity [m/s]	12		15		20	
Frequency [Hz]	595	1195	765	1525	1010	2015
Noise (cavity tone) [dB]	81.58	53.97	84.82	61.3	97.72	72.82
Noise (plasma actuator) [dB]	63.07	48.99	68.75	54.88	92.64	64.73
Reduction [dB]	18.51	4.98	16.07	11.53	5.08	8.09

4. プラズマアクチュエータの超音速流への適用試験：風洞壁に設置した場合の流れの可視化試験

4.1 実験装置および実験方法

上述した実験結果および開発の成果を利用して、プラズマアクチュエータの超音速流への適用試験を行なった。本実験では図4-1のように、超音速風洞試験部壁面にプラズマアクチュエータを直接設置し、これを駆動することによる流れ場の変化をシュリーレン法によって可視化した。

なお、このときのプラズマアクチュエータ（リニアシンセティックジェット）の駆動電圧、周波数は低速での条件と同一の 7kV_{pk} 、 13kHz としたが、気体密度をはじめとする実験条件が著しく異なるため、駆動条件は試験に応じ適宜調整した。また、実験に使用した電極・誘電体は上記キャビティ流れの制御に用いたものと同一である。使用した超音速風洞は2章で開発したものであり、一様流マッハ数は $M = 1.72$ 、流れの条件は P_0, T_0 がそれぞれ大気圧・室温となっている。

超音速風洞中に設置したプラズマアクチュエータ（リニアシンセティックジェット）を静止気体中で駆動した場合のシュリーレン可視化写真を図4-2に示す。ここには $1/30\text{s}$ ごとに取得した画像の連続する2コマを示したが、一見してわかるようにプラズマアクチュエータは非常に短時間で大きく流体場を変化させる性能を持つことがわかる。このとき、流れ場はジェット設置位置より連続的に上方への流れが誘起されていることが動画から確認されたが、測定部高さが限られているため周囲に拡散し、結果として静止画では見ために複雑な流れ場が生成されていることに注意したい。

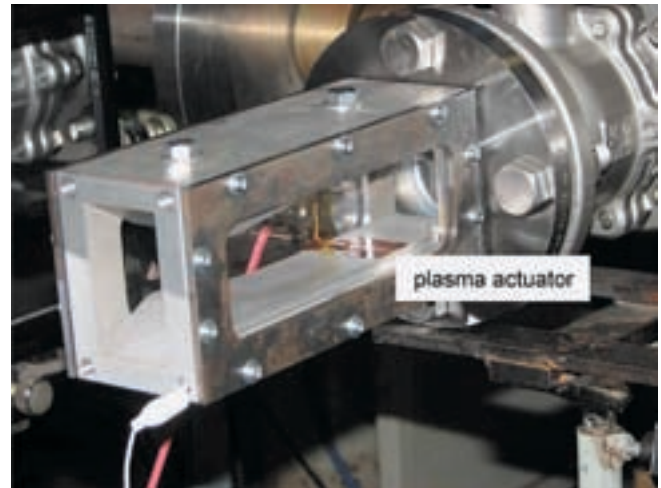


図4-1 超音速風洞へのプラズマアクチュエータの設置

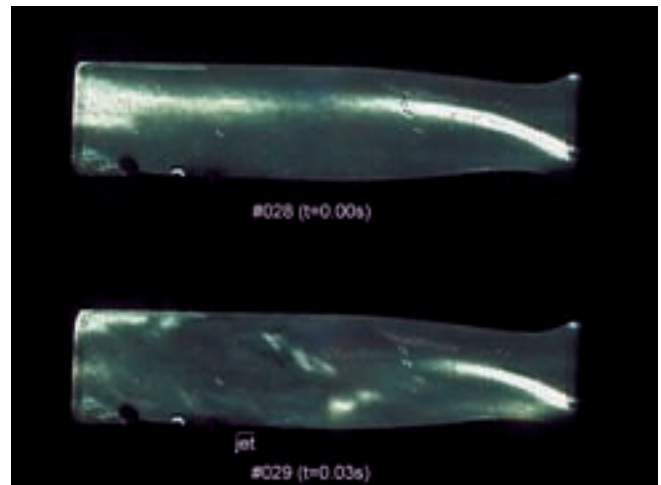


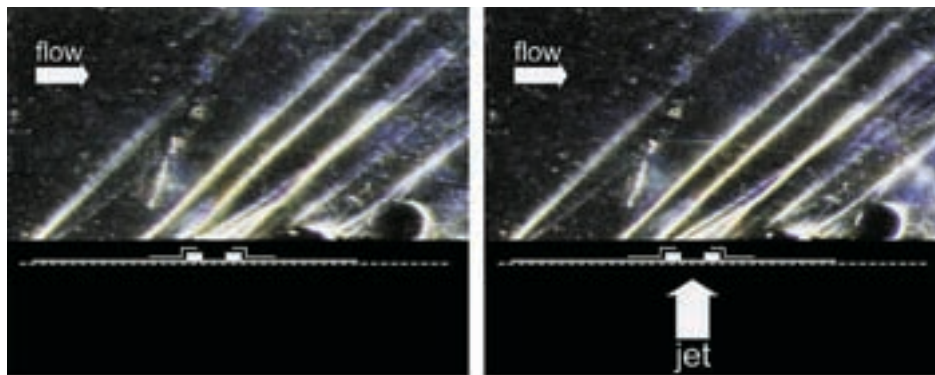
図4-2 超音速風洞でのプラズマアクチュエータ駆動時の可視化結果（静止気体中）

4.2 実験結果

次に、図4-3にプラズマアクチュエータを設置した状態で超音速風洞を通風したときの可視化画像を示す。一見して分かるようにアクチュエータ近傍の流れ場には複数の衝撃波が存在する。これは、本実験ではプラズマアクチュエータの電極・誘電体に厚みがあるため、プラズマアクチュエータの構造部そのものが測定部の流れ場を乱しているためである。図にはアクチュエータの位置と簡単な電極・誘電体の位置を重ねて描かれている。また、ここでは便宜上流れが左方向より来るよう写真を反転してある。

現在のところ、観察されたプラズマアクチュエータによる衝撃波の移動はわずかである。図においては、(a)の場合には壁面近傍で衝撃波の角度がわずかながら下に凸になっているのに対し、(b)のプラズマアクチュエータを駆動した場合にはわずかにその曲率が上に凸に変化している。これがプラズマアクチュエータによる流れ場の変化によるものだと考えられ、具体的には図4-4のように、リニアシンセティックジェットによって生成された微小な“virtual bump”が流れをせき止めることにより、その前方の衝撃波をバウショックに類似した形状に変化させたものと考えられる。このことから、いままで主として低速域で用いられてきたプラズマアクチュエータの超音速流の制御可能性が示されたと考えている。

しかし、現段階ではこれらの流れ場の変化の観察は非常に難しい。上記の差異についても非常にわずかなものであり、可視化手法やプラズマアクチュエータの構造によって偽効果が現れている可能性を完全に否定することはできない。本質的には、これは出力・設置位置などのチューニングが完了していないことと同時に、これらの強い衝撃波が流れを乱して



(a) アクチュエータ非駆動時 (b) アクチュエータ駆動時

図4-3 超音速風洞でのプラズマアクチュエータ駆動時の可視化結果

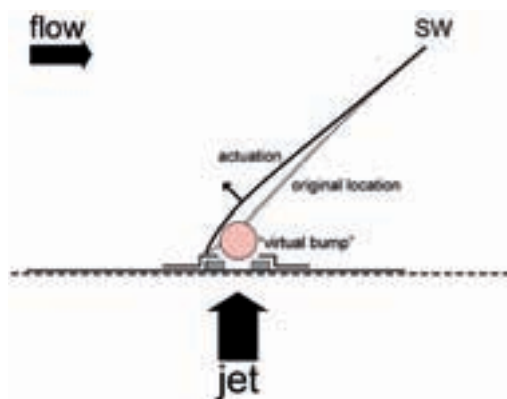


図4-4 プラズマアクチュエータによる衝撃波位置変化について考えられる流体メカニズム

いるためであると考えられる。このため、今後の実験では壁面へのプラズマアクチュエータの一体成形などの手法により、不要な流れ場の擾乱を除去する必要がある。もちろん、可視化手法の改善により考えられる偽効果を低減することも同時に必要である。

5. ま と め

本研究では、プラズマアクチュエータの超音速流への適用を目的とし、その可能性調査を当面の目標として (1) 超音速風洞の製作と性能評価 (2) プラズマアクチュエータの開発 (3) プラズマアクチュエータの超音速流への適用試験の3つの研究・開発を行なった。

超音速風洞の製作と性能評価においては、プラズマアクチュエータ開発のために、実験に使用する小型超音速風洞を設計・製作した。特性曲線法を用いて大気圧吸い込み式の超音速風洞を設計、製作した結果、一様流マッハ数1.72、通風時間は約4秒と、複葉超音速機を念頭に置いたプラズマアクチュエータ開発に対し、目的のマッハ数・通風時間を達成することができ、これによって超音速風洞におけるプラズマアクチュエータ開発の基盤を構築することができた。

プラズマアクチュエータの開発においては、超音速流中で有効と考えられる上方へのジェット生成を目的として、スロットからの噴射と同様の効果を持つ plasma-driven linear synthetic jet (“リニアシンセティックジェット”)を開発した。基本構造は従来からのプラズマアクチュエータを二つ対向して設置したものであり、それぞれ中央に向かって体積力を誘起し、これらがプラズマ上方で衝突・干渉して上方への流れを生成する。これを低速のキャビティ音抑制試験に適用したところ、劇的な騒音低減効果を得られることが分かったと同時に、アクチュエータが設計意図通りにせん断層を上方へ移動させることを実証できた。

最後に開発したプラズマアクチュエータを製作した超音速風洞に設置し、超音速流への適用試験を行なうことによりプラズマアクチュエータの流れ制御の可能性を調べた結果、プラズマアクチュエータの駆動によってわずかであるが衝撃波

の移動が観察された。流体メカニズムとしてはプラズマアクチュエータによって生成された流れが微小なバンプ（virtual bump）を生成し、これが流れをせき止めることにより、その前方の衝撃波をバウショックに類似した形状に変化させることができると考えることができる。このことから、いままで主として低速域で用いられてきたプラズマアクチュエータの超音速流の制御可能性が確認できた。

6. 今後の研究目標

現在までに得られた成果により、プラズマアクチュエータによるジェット生成に成功し、また超音速流の制御法としてプラズマアクチュエータが適用可能であることが示唆された。研究全体としては、現在は一つのマイルストーンに達したところであり、この後は超音速域におけるプラズマアクチュエータの性能の確認を行なった後、次のフェイズとしてプラズマアクチュエータによる衝撃波位置の制御を目指している。最終的には衝撃波の位置を制御するためのプラズマアクチュエータ位置と駆動方法を開発することが目的である。この段階においては複葉超音速機の翼間でのチョークを回避するためにプラズマアクチュエータを用いることを目標として、風試とCFD解析を連携した適用試験を実施する予定であるが、本研究の成果はこれらの試みに対して必要不可欠な知見を提供したと考えている。

参 考 文 献

- [1] Kusunose, K., "A New Concept in the Development of Boomless Supersonic Transport," 1st International Conference on Flow Dynamics, 2004, pp. 46-47.
- [2] H. Yamashita, H., Yonezawa, M., Obayashi, S., and Kusunose, K., "A Study of Busemann-type Biplane for Avoiding Choked Flow," AIAA 2006-0654, 2006.
- [3] Post, M., and Corke, T. C., "Separation control on high angle of attack airfoil using plasma actuators," AIAA paper 2003-1024, 2003.
- [4] Huang, J., Corke, T. C., and Thomas, F., "Plasma actuators for separation control of low pressure turbine blades," AIAA paper 2003-1027, 2003.
- [5] Enloe, C. L., McLaughlin, T. E., VanDyken, R. D., Kachner, K. D., Jumper, E. J., and Corke, T. C., "Mechanisms and Responses of a Single Dielectric Barrier Plasma Actuator: Plasma Morphology," AIAA Journal, Vol. 42, No. 3, March 2004.
- [6] Enloe, C. L., McLaughlin, T. E., VanDyken, R. D., Kachner, K. D., Jumper, E. J., Corke, T. C., Post, M., and Haddad, O., "Mechanisms and Responses of a Single Dielectric Barrier Plasma Actuator: Geometric Effects," AIAA Journal, Vol. 42, No. 3, March 2004.
- [7] Corke, T. C., He, C., and Patel, M. P., "Plasma Flaps and Slats: An Application of Weakly-Ionized Plasma Actuators," AIAA paper 2004-2127, 2004.
- [8] Nelson, R. C., Corke, T. C., He, C., Othman, H., Matsuno, T., Patel, M., and Ng, T., "Modification of the Flow Structure over a UAV Wing for Roll Control," AIAA paper 2007-0884, 2007.
- [9] Liepmann, H. W., and Roshko, A., "Elements of Gasdynamics," John Wiley and Sons, Inc., 1957.
- [10] Thomas, F. O., Kozlov, A., and Corke, T. C., "Plasma Actuators for Landing Gear Noise Reduction," AIAA paper 2005-3010, 2005.
- [11] Chan, S., Zhang, X., and Gabriel, S., "The Attenuation of Cavity Tones Using Plasma Actuators," AIAA paper 2005-2802, 2005.

超音速飛行における非定常作用の効果に関する実験研究

佐宗 章弘*¹ 中村 佳朗*² 酒井 武治*²

森 浩一*² Mohammed Khalil *²

1. 実験装置

1.1 超音速風洞

名古屋大学航空宇宙工学専攻物理気体力学研究グループ所有の吸い込み式風洞を使用する。真空タンクとテストセクションはバルブを介して接続されている。ロータリーポンプでタンクを真空に引き、このバルブを開放すると、大気がテストセクション内に吸い込まれる。テストセクション内に取り付けられたノズルにより大気が加速され、超音速（設計マッハ数3）を実現する。テストセクションの大きさは60×60×245 mmで、モデルは壁に固定する。観測窓はアクリル製である。図2に超音速風洞の概略図を示す。

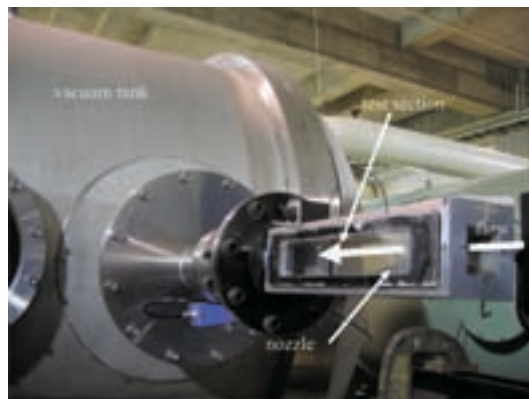


図1：超音速風洞外観図

1.2 レーザー光学系

1.2.1 レーザー

固体レーザーのNd:YAGレーザーを使用する。なお、レーザーは温度を一定に保つため、冷却機（Neocool Circulator CF 1100/Yamato）に接続されている。表1に諸元を示す。

1.2.2 レーザー集光系

レーザーは誘多膜平面ミラーで反射させ、凹レンズ（ $f = -100$ mm）、凸レンズ（ $f = 320$ ）、を通過してビーム径を広げてから、凸レンズ（ $f = 500$ ）で集光し、ノズルの隙間を通過させる。図3にレーザー集光系の概略図を示す。

1.2.3 カロリメーター

レーザーはミラーやレンズを介することでエネルギーが低下することが考えられるため、テストセクションノズル入り口の直前にカロリメーター（PHD 25/SCIENTECH）を設置し、レーザーエネルギーの測定を行う。

1.3 可視化光学系

1.3.1 可視化系

可視化はシュリーレン法によって行う。光源はキセノンフラッシュランプで、撮影に十分な時間発光を持続させるためにインダクタボックスが取り付けられている。また、理想的な点光源を作るため、レンズとピンホールを配置した。平行光を作り出すのに凹面鏡を用

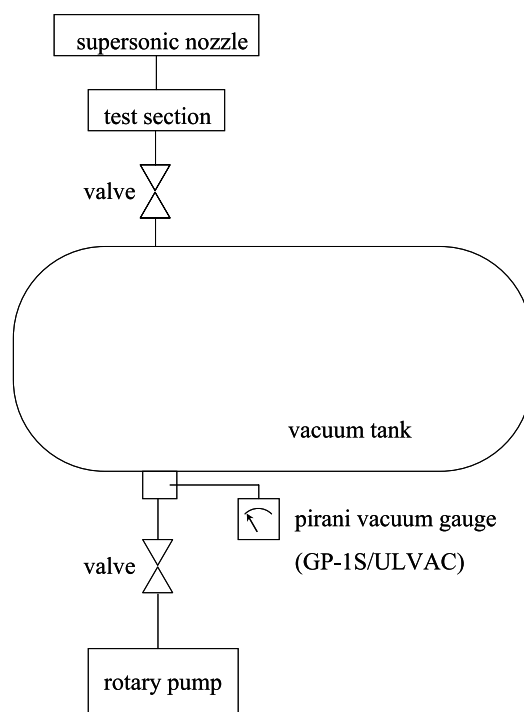


図2：超音速風洞の概略図

* 1 名古屋大学大学院工学研究科航空宇宙工学専攻（代表者）

* 2 名古屋大学大学院工学研究科航空宇宙工学専攻

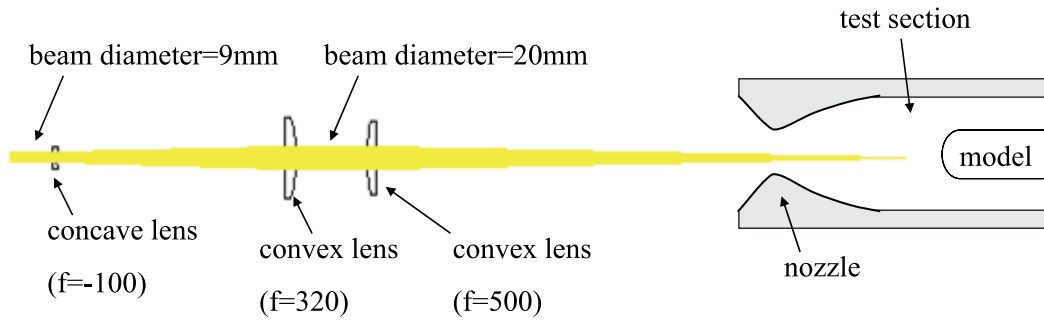


図3：レーザー集光系の概略図（横面）

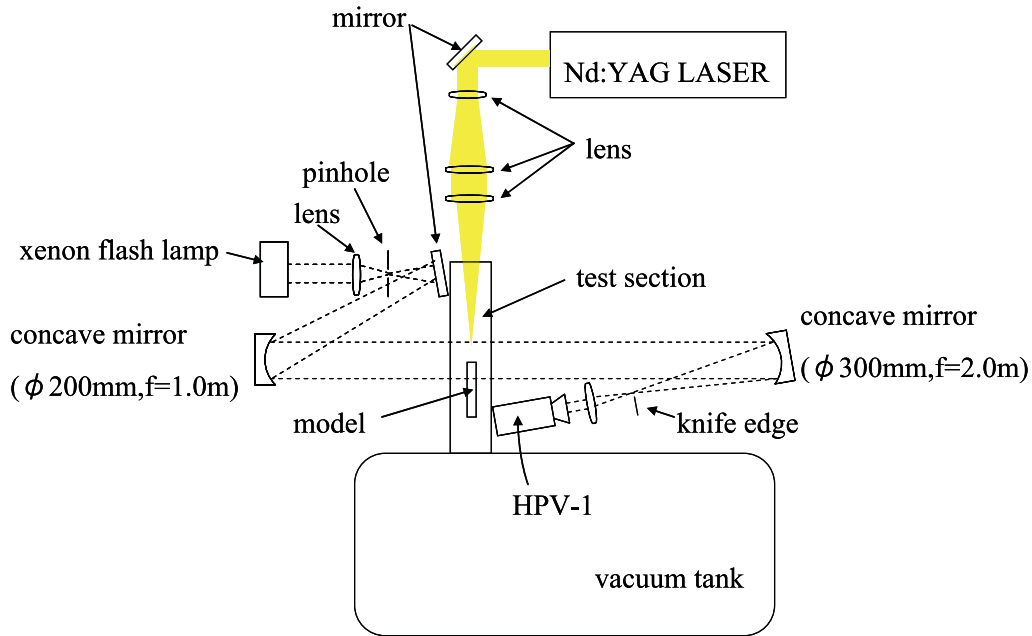


図4：可視化系の概略図（上面）

表1：レーザー諸元

製品名	SYL 203 (QUANTA SYSTEM)
種類	Nd:YAG レーザー (固体レーザー)
波長	1064 nm
エネルギー	2 J/pulse
照射時間	5-6 ns/pulse
ビーム径	9 mm

表2：高速度カメラ諸元

製品名	HPV-1 (島津製作所)
撮像方式	IS-CCD イメージセンサ
解像度	312 × 260 ピクセル
撮影周期	1 μs, 2 μs, 4 μs, 8 μs, 16 μs, 32 μs, 64 μs, 125 μs, 250 μs, 500 μs, 1 ms, 2 ms, 4 ms, 8 ms, 16 ms, 33 ms
記録枚数	100 枚
露光時間	(1/2), (1/4), (1/8) × 撮影周期



図5：可視化系の外観図

表3：キセノンフラッシュランプ諸元

製品名	SA-200 F (日進電子工業)
ランプ入力電力	200 J/F
発光半値幅	260 ~ 350 μ s
ランプハウス	LH-SA3H

い、テストセクションを通過させて再び凹面鏡で集光。ナイフエッジ、レンズを通して高速度カメラで撮影する。図4は可視化系の概略図、表2,3に各機器の諸元を示す。

1.3.2 高速度カメラ

撮影には、島津製作所の高速度カメラ HPV-1 を使用する。

1.4 圧力測定系

1.4.1 圧電電荷式センサ

PCB Piezotronics 社の ICP (Integrated Circuit Piezoelectric : アンプ内蔵式) 電圧出力型センサ (以下 PCB) には圧電素子が埋め込まれており、圧力が加わると電荷が発生する。この電荷を内臓の小型アンプで電圧出力に変換する。しかし、この電荷は時間が経つにつれてリークして最終的にはゼロになってしまう (ドリフト) ため、PCB は動的圧力測定は可能だが、静的圧力測定には向いていない。表4に諸元を示す。

1.4.2 静圧測定用センサ

DIGITAL PRESSURE GAUGE DG 920/ TOKYO AIRCRAFT INSTRUMENT を用いて、静圧を電圧出力に変換する。このセンサは予め較正されているので、定格 (200 kPa) で 10 V 出力される。

1.4.3 測定系

それぞれの出力電圧はすべてオシロスコープ (DL 750 / 横河電機) で計測する。

1.5 信号系

実験系はすべて Digital Delay/Pulse Generator (DG 535/Stanford Research systems) によって同期させる。レーザーは長い inner delay を持つため最初にトリガーをかける (t = 0)。次にキセノンフラッシュ (t = 90 μs)、カメラ (t = 390 μs) の順にトリガーをかけ、可視化を行う。

表4：PCB 諸元

型名	HM 113 A 21
定格	0.2 ~ 1380 kPa
温度範囲	- 73 ~ 135°C
直径	5.6 mm
長さ	35.1 mm

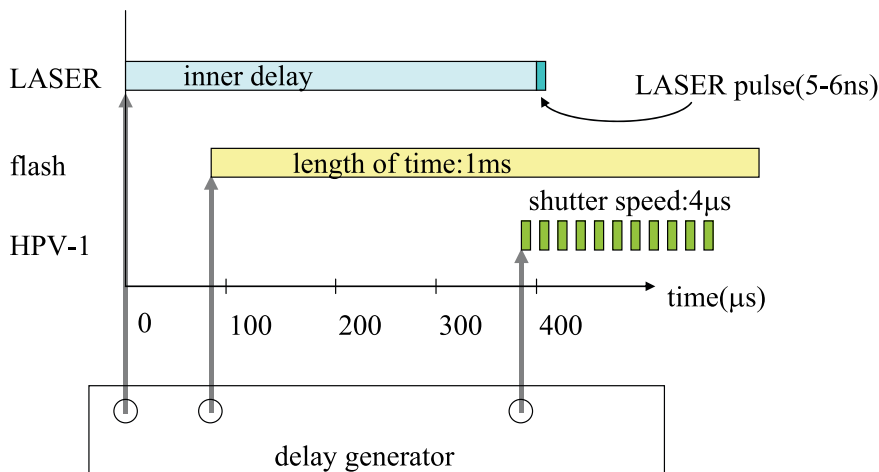


図6：信号系概念図

2. 実験方法

2.1 超音速風洞特性の把握

2.1.1 概要

図7は使用する超音速風洞のシュリーレン可視化画像である。図の中心付近に「×」のような影を見ることができ、画像を分析すると、この「×」はノズル終端から出ており、「×」の壁に対する角度はマッハ3（設計マッハ数）のマッハ角に近いことがわかった。これより、この「×」はノズル終端から出る衝撃波かマッハ波であることが予想される。ただ、ノズルにおいて大気が凝縮なく適正に圧縮され、膨張されていない可能性もあるため、風洞テストセクション内のピトー圧、壁面の静圧分布を計測することにより、風洞内のマッハ数分布を把握する。

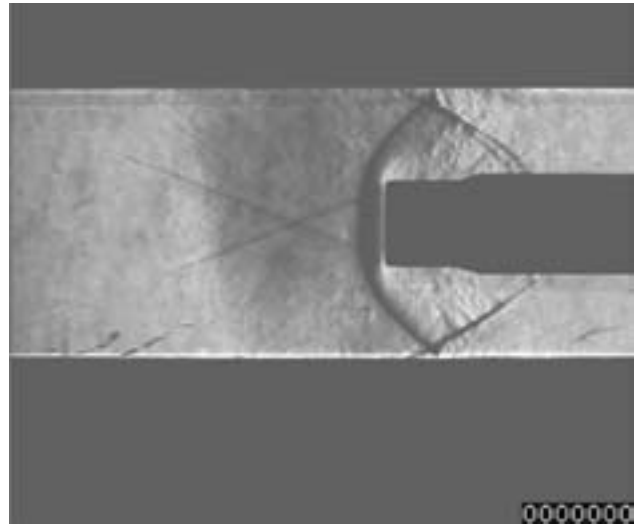


図7：風洞作動時の可視化結果

2.1.2 ピトー圧測定法

風洞テストセクション内のピトー圧測定には、ピトーレークを用いる。図8はピトーレークの外形図である。

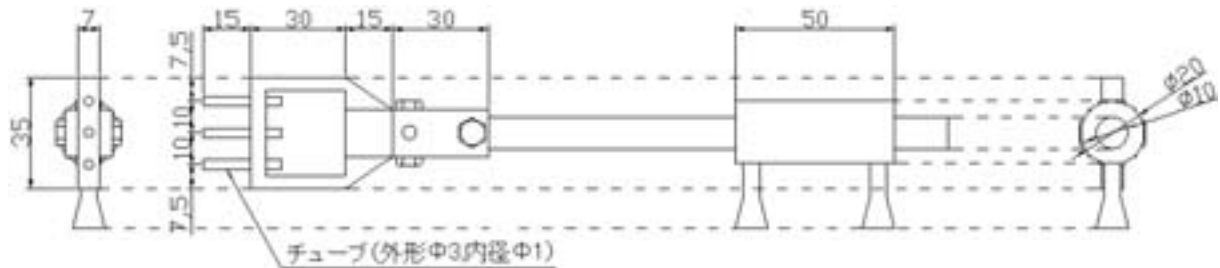


図8：ピトーレーク外形

ピトーレークの先端に取り付けられた金属製チューブ（外径 $\phi 3$ mm、内径 $\phi 1$ mm）の後端にビニール製チューブを接続し、さらにそのチューブを DG 920（静圧用）に接続して電圧出力に変換する。また、毎回シュリーレン可視化を行うことによって、始動しているか否かを確認する。図9は風洞が始動したときの可視化結果である。

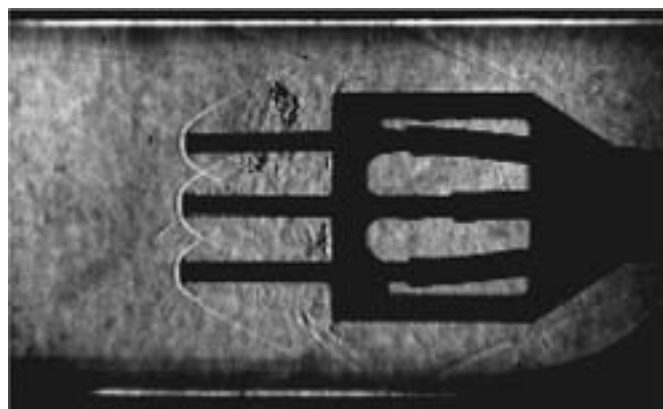


図9：風洞始動時のピトーレーク可視化結果

2.1.3 ピトー圧測定箇所

ピトーレークは流れ方向に自由度を持つため、図10の点の測定が可能である。

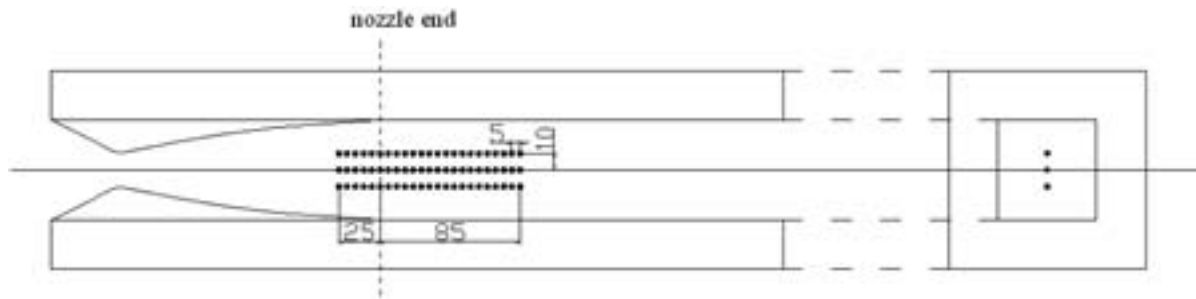


図10：ピトー圧測定点
(左：テストセクション横面，右：テストセクション正面)

2.1.4 静圧測定法

図11のように観測用のアクリル窓に一樣流側 $\phi 1$ mm，大気側 $\phi 3$ mmの穴を開け，そこに金属製チューブ（外径 $\phi 3$ mm，内径 $\phi 1$ mm）を差し込む。ピトー圧の場合と同様に，金属チューブの端にビニールチューブを取り付けて，さらにそのチューブをDG 920（静圧用）に接続して電圧出力に変換する。右図は静圧測定用アクリル観測窓の画像である。



図11：静圧測定用アクリル観測窓

2.1.5 静圧測定箇所

静圧は図12の点の測定が可能である。

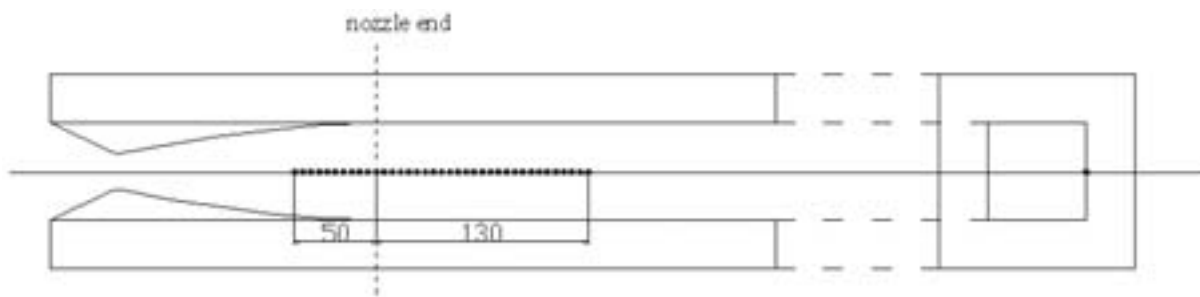


図12：静圧測定点
(左：テストセクション横面，右：テストセクション正面)

2.1.6 ピトー圧と静圧が静定するに必要な時間の検討

本研究で用いる風洞は吸い込み式であるため，3 kPa程度と静圧が非常に低い。そのため，静圧孔に取り付けられたビニールチューブ内の圧力が静圧に静定するのに長い時間がかかる。そこで，静定に必要な時間がどれほどかを検討してみる。

図13はある実験の静圧時間履歴と，その70点移動平均の差をとったものである。移動平均の差ということは，この値が正であれば増加，負であれば減少していることとなる。この実験では，約 $t = 4$ sのときに風洞が始動し始め， $t = 12$ s頃には移動平均の差が0に近づいている。つまり，風洞が始動してから10 sもあれば静圧は十分静定していると考えてよい。

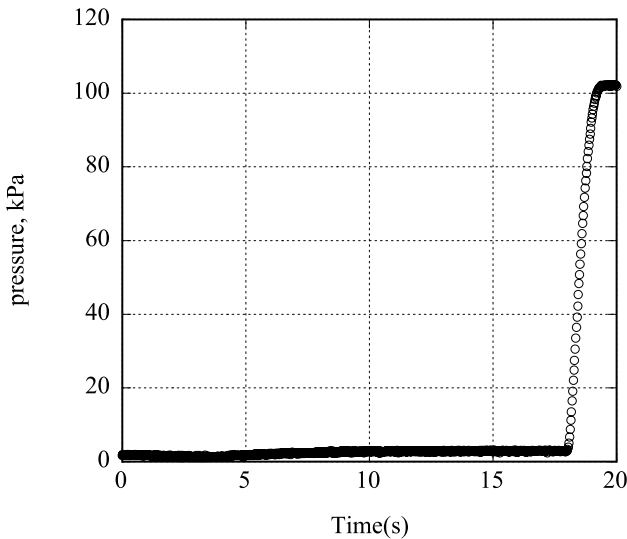


図13：ある実験の静圧時間履歴

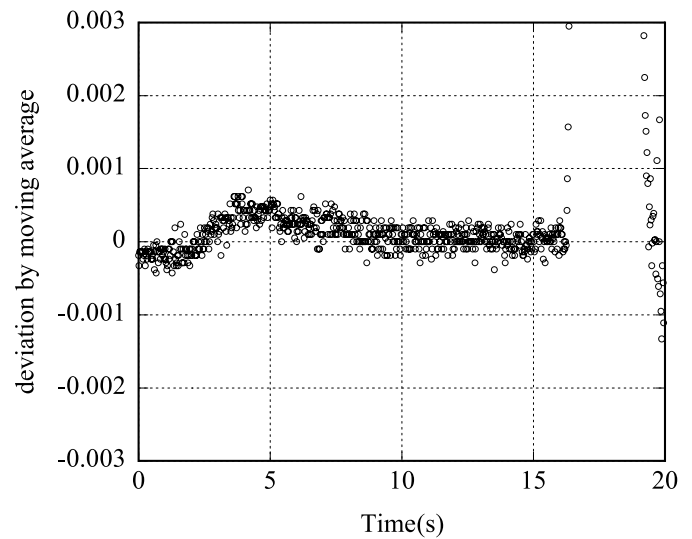


図14：静圧を70点移動平均した後の各点の差

また、同様にしてピトー圧の静定に必要な時間も検討してみると、約5sほどであると算出された。ピトー圧と静圧の測定の際には、これらの結果を元にして十分な時間だけ測定を行うことにする。

2.1.7 マッハ数計算

以上の方法により、ピトー圧と静圧を測定し、レイリーのピトー管公式¹⁾

$$\frac{P_{stagnation}}{P_{static}} = \left[\frac{(\gamma - 1)M^2}{2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \left[\frac{\gamma + 1}{2\gamma M^2 - (\gamma - 1)} \right]^{\frac{1}{\gamma - 1}}$$

を用いてマッハ数を算出する。（ここで $P_{stagnation}$ ：ピトー圧、 P_{static} ：静圧、 M ：マッハ数、 γ ：比熱比である）ただし、ピトー圧と静圧は流れ方向に等しいものを使用する。

2.2 圧電電荷式センサを用いた淀み点圧測定

2.2.1 モデル

測定に用いるモデルは円柱型である。形状、風洞内での位置は以下の通りである。

また、PCBをむき出しにしておくと、プラズマ領域を透過したレーザーによって大きなノイズが出てしまうため、ビニールテープ・アルミホイル（瞬間接着剤で接着）の順でモデル先端部を保護した。

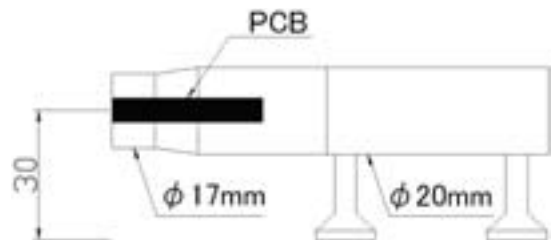


図15：PCB測定用モデル外形

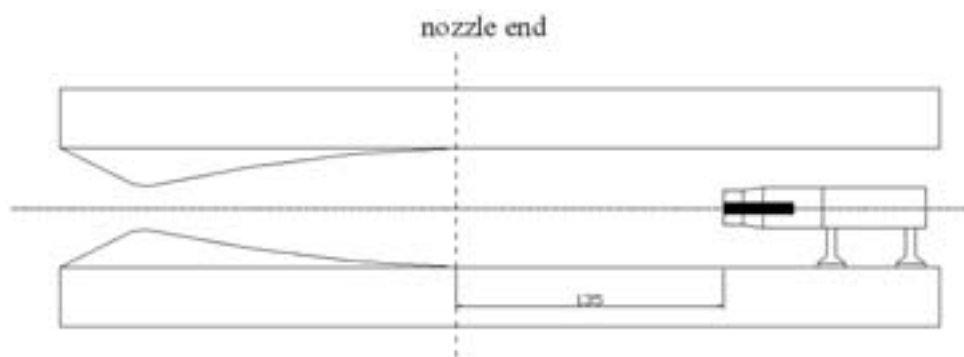


図16：PCB測定用モデル配置位置

2.2.2 較正

PCB の動的な圧力（圧力差）と出力電圧との関係を得るため、較正を行う。

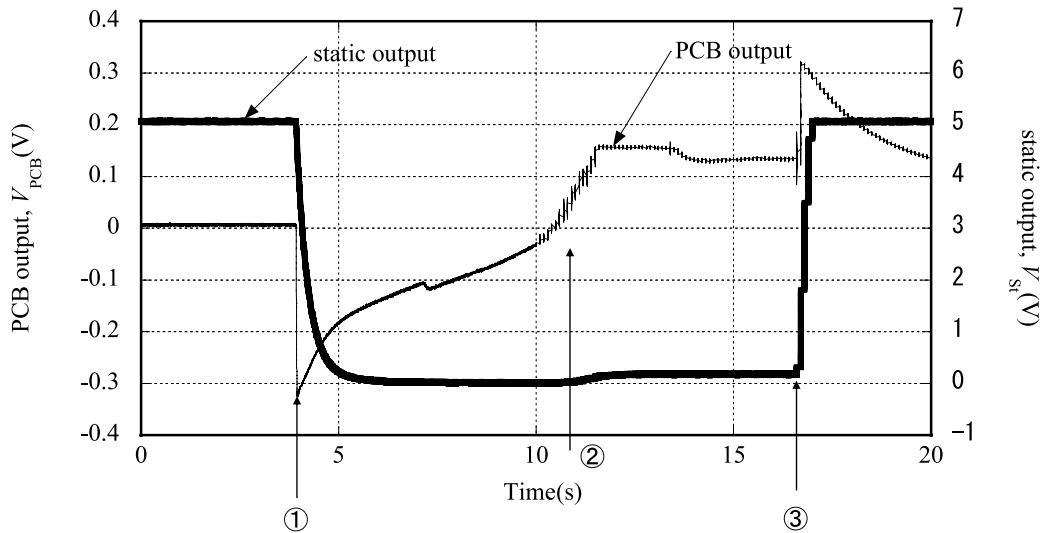


図 17：PCB 較正用波形

図 17 の①まではテストセクションが大気に接しているため、PCB は 0 V、静圧孔は大気圧を示す。この状態からノズル入り口に封をし、バルブを開放する（①）。すると、圧力は急激に低下する。このときの圧力差を静圧孔のデータから算出し、PCB の出力電圧差と対応させることにより、較正を行うことができる。また、徐々に封を開放していくと（②）風洞が始動し、静圧孔は静圧、PCB は淀み点圧を示すことになる。つまり、バルブを再び閉めた（③）時の静圧孔の圧力差が動圧であり、PCB の出力電圧差（大気圧－淀み点圧に対応）と先ほどの較正結果を用いることで、物体にかかる淀み点圧を算出することができる。なお、大気圧は毎実験前に測定する。

2.2.3 測定

出力電圧の測定はオシロスコープで行う。サンプリングは 25 MS（5 MS/s）とした。

2.2.4 ノイズ補正

図 18 は風洞を作動させず、レーザー発射口に封をした状態でレーザーを照射したときの PCB の出力電圧波形である。

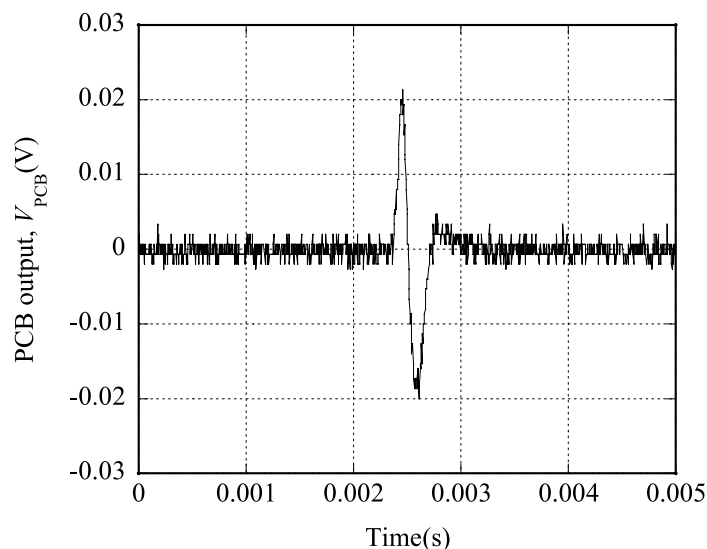


図 18：レーザー発射口に封をした状態でレーザーを照射ときの PCB 出力電圧波形

この波形はレーザーを発射していないときに出力されないため、レーザー媒質励起の際に誘起される強電磁場が原因であると予想される。そこで、PCBから出力される波形には、このレーザーノイズを差し引く補正を行うことにする。

また、プラズマ領域を透過したレーザーがPCBに接着したアルミホイルをアブレーションさせたとき、図19のようなドリフトを生じることがある。

これはアブレーションが起きないときには表れないため、アブレーションによる温度ドリフトであると予想される。これを較正するため、レーザー照射直後の出力電圧と、プラズマ領域と離脱衝撃波との干渉が終了した後の出力電圧が一致するように、このノイズを一次曲線（図の場合は $t = 0 \sim 250 \mu\text{s}$ ）で近似し、補正を行う。図20は補正後の出力波形である。

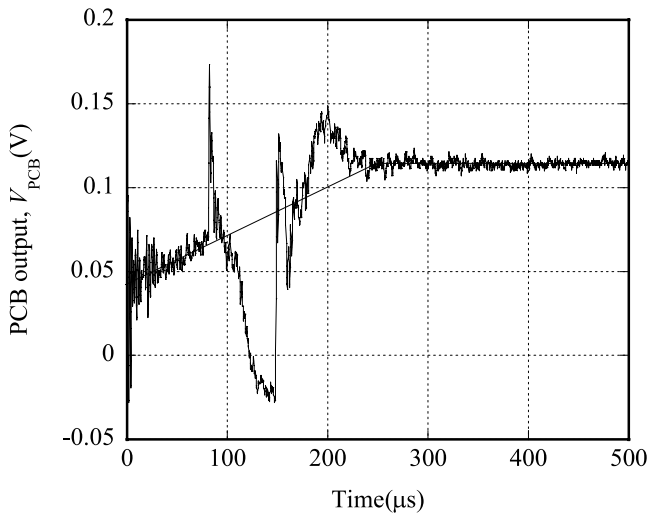


図19：アルミホイルがアブレーションした際のPCB出力電圧波形

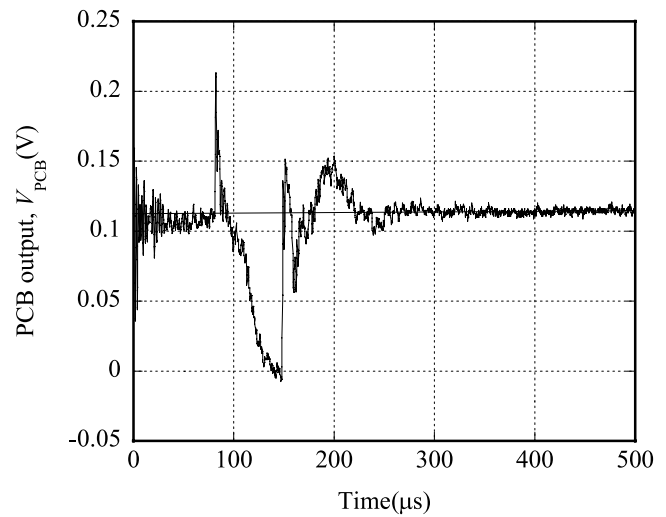


図20：アブレーションによる補正後のPCB出力電圧波形

2.3 異なった形状を持つモデルを用いた流れの可視化

2.3.1 モデル

用いるモデルの形状、風洞内での位置は図21,22の通りである。

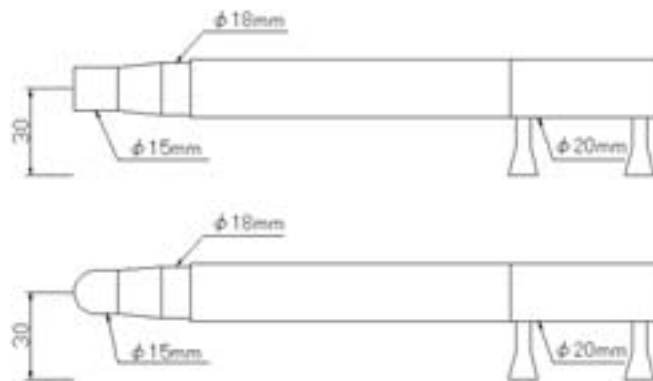


図21：モデル外形（上：円柱モデル，中：半球モデル，下：円錐切り落としモデル）

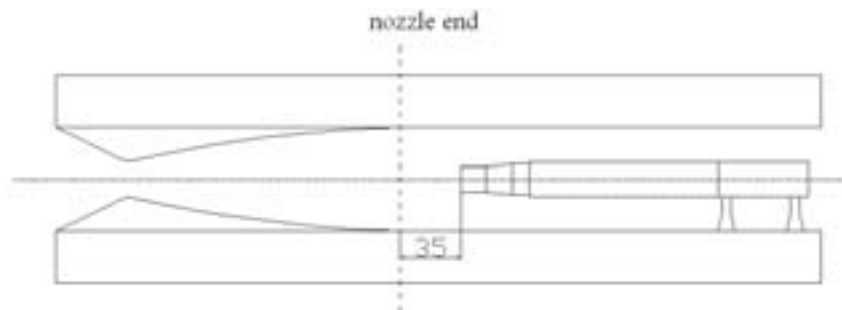


図22：モデル設置位置

3. 実験結果

3.1 風洞内マッハ数分布

テストセクション縦方向にはほぼ一様なピトー圧分布となっている。中心軸上のノズル端から 85 mm の点と、10 mm 上方のノズル端から 65 mm の点にピトー圧の低下が見られる。画像の分析によると、2.1.1 で述べた斜め衝撃波がこの点付近を通過することから、この衝撃波とピトーレーク先端の離脱衝撃波が干渉し合い、このようなピトー圧の低下が起きたのだと予想される。

また、ノズル終端から下流に向かうにしたがって静圧が上昇し、マッハ数が低下している。これは壁面の境界層の発達引き起こすものである。境界層が発達することで壁面での速度が低下し、静圧が上昇する。また、境界層が発達することで流路が狭まり、マッハ数が低下するのである。モデルの先端は、ノズル終端から 35 mm の位置に設置されているので、おおよそマッハ 3 が実現されていると考えてよい。

3.2 可視化結果

すべてのシュリーレン可視化結果は、流れ方向に密度上昇があると明るく、密度減少があると暗く見える。また、フレミングレートは $4 \mu\text{s}$ で、露光時間は 500 ns である。付録の図は PCB 用モデルを用いて、プラズマ生成位置 $L/d = 2.24$ (モデル先端からプラズマ生成位置までの距離/モデル直径)、投入エネルギー $E = 0.45 \text{ J}$ のときの可視化結果である。 $t = 0 \mu\text{s}$ のとき、レーザー誘起プラズマが生成される。また、モデル前方には離脱衝撃波 (bow shock) が形成されている。 $t = 0 \mu\text{s}$ でプラズマが生成されてからは、時間の経過に伴って blast 波とプラズマが膨張していく。プラズマの直径は $t = 20 \mu\text{s}$ にはほぼ一定 (図の場合は約 20 mm) となるが、blast 波は伝播し続ける。やがて、blast 波がモデル先端に到達 ($t = 36 \mu\text{s}$) し、離脱衝撃波とプラズマとの干渉が始まる。 $(t = 40 \mu\text{s})$ プラズマ内部は非常に高温であり音速が大きいので、干渉が始まるとモデル前方の離脱衝撃波は上流側に突き出てくる。これを Georgievski らの実験ではレンズ効果 (lens effect) と呼んでいる。さらにプラズマ領域が流されていくと、モデルによってせき止められ、上流側のプラズマ界面 (contact surface) が流れによって圧縮されることで、密度勾配が生じる。これが、 $t = 52 \mu\text{s}$ からプラズマ界面付近で生じている明るい線である。また、その背後はプラズマ低密度領域であるため、暗く見えているといえる。この構造はしばらく保持されるが、プラズマ領域は後方に流され、徐々に内部が乱されるようになる。そして、モデル前方の変形していた離脱衝撃波は消え、モデル先端から再び密度不連続面が生じる。本研究ではこの衝撃波を第二衝撃波 (2nd shock wave) と呼ぶことにする。 $t = 52 \mu\text{s}$ から出現したプラズマ界面付近の密度不連続面は時間の経過とともに下流方向に、第二衝撃波は上流方向に伝播し、やがて一体となる。 $(t = 124 \mu\text{s})$ その後、本来の離脱衝撃波位置 (shock stand-off distance) よりモデルに近いところへ漸近し、再び元の位置に戻る。

3.3 淀み点圧履歴と時間積分値

3.3.1 淀み点圧履歴と可視化結果の対応

実験はそれぞれ表 5 の名称をつける事にする。ここでの L/d はモデル先端からプラズマ生成位置までの距離を可視化結果の画像から読み取り、モデルの直径で無次元化したものである。 E は付加エネルギーである。

表 5：淀み点圧測定実験の実験条件

実験名	L/d	$E(\text{J})$
A	2.00	0.45
B	2.24	0.24
C	2.24	0.45
D	2.41	0.44
E	2.82	0.44
F	3.53	0.43
G	4.29	0.45
H	4.88	0.45

ここで実験Dの結果を用いて、淀み点圧の時間履歴と可視化結果の対応させることにする。t = 0 μ s から t = 32 μ s までは、プラズマ領域や blast 波は離脱衝撃波に影響を与えていない。そのため、淀み点圧は一定となっている。t = 36 μ s のとき blast 波が離脱衝撃波とぶつかり、離脱衝撃波は微小ではあるが後流に移動する。そして、t = 40 μ s のとき blast 波がモデル先端に到達し、淀み点圧は急激な上昇をする。その後、プラズマ領域と離脱衝撃波の干渉が始まり、離脱衝撃波は前方に突き出てくる。これに伴って、淀み点圧はこのときから急激な減少を開始する。離脱衝撃波はさらに前方に突き出し、④ t = 68 μ s のような構造を保持するが、次第に内部が乱れ始め、やがてこの離脱衝撃波は姿を消す。その直後、モデル先端から二重衝撃波が発生し、その際には短い時間ではあるが、急激な淀み点圧上昇が引き起こされる。この二重衝撃波と、プラズマ界面付近に生じた密度不連続面（④ t = 68 μ s での上流側の明るい線）はやがて一体化する。（④ t = 132 μ s）その後、5.2でも述べたとおり、この衝撃波はいったんモデルに近づき、圧力上昇を引き起こしている。そして、再び定常的な離脱衝撃波となる。

このような一連の現象はプラズマ生成位置や付加エネルギーを変化させても概ね変化しないが、はじめの急激な淀み点圧をもたらす blast 波は、当然ながらプラズマ生成位置が遠くなればなるほど、ピーク値は小さくなっていく。また、付加エネルギーを小さくすると、プラズマの滞留時間は短くなり、淀み点圧減少時の最低値が高くなっている。これは、プラズマ領域が小さくなったことと、付加エネルギーが小さい分、内部の密度や圧力が高くなっていることが原因であると予想される。

ここで一つ注意すべきことに、ノズル端から出る斜め衝撃波による影響がある。D～Hの実験では、プラズマ領域がこの衝撃波を通過することで、変形している。図は実験Gで見られるプラズマ領域変形の様子である。この変形により、それぞれの可視化結果④を見てわかるように、干渉が起きている際の構造がA～Cと大きく異なっている。また、このプラズマ領域の変形によって、二重衝撃波による淀み点圧上昇の形状も変化していることがわかる。

3.3.2 淀み点圧時間積分値

定常状態での淀み点圧を基準として、blast 波がモデル先端に到着してから、干渉が終了して定常状態に戻るまでの淀み点圧を時間積分した結果が表6である。

実験A～Cの結果を比較すると、時間積分値はプラズマ生成位置には依存せず、付加エネルギーに依存しているといえる。これは、今回の実験で行ったようなプラズマ生成位置ならば、プラズマは離脱衝撃波と干渉を始める前に膨張が終了するためだと考えられる。また、付加エネルギーが小さくなると5.3.1で述べたように、プラズマ領域が小さくなるため、干渉持続時間も淀み点圧の減少も小さくなり、時間積分値が減少するのだと予想される。実験D～Hはプラズマがノズル端から出る衝撃波によって、図のように流れと垂直の方向に膨張され、流れ方向の厚みが減少する。これによって干渉時間が低下し、小さな時間積分値しか得られていないのである。

表6：淀み点圧時間積分結果

実験名	impulse reduction (Pa s)
A	1.684
B	1.095
C	1.693
D	1.650
E	1.576
F	1.095
G	1.294
H	1.136

3.4 プラズマと離脱衝撃波の干渉持続時間

3.3.1での淀み点圧時間履歴と、contact surface と bow shock 位置の時間履歴の対応を見ると、淀み点圧が減少しているのはモデル前方の離脱衝撃波が上流側に変形されている間であると考えられる。つまり、この干渉持続時間が長くなれば、時間積分値も大きくなると予想される。そこで、モデル形状を変化させたことによる影響と、形状の異なったプラズマ領域が生成されたときの影響を比較してみる。実験は、それぞれ表7の名称をつける事にする。

表7：干渉持続時間比較実験の実験条件

実験名	モデル形状	プラズマ形状	L/d	E(J)
I	半球	球	5.13	0.36
J	半球	球	5.13	0.75
K	円柱	球	4.80	0.75
L	半球	だるま	2.93	0.52
M	半球	だるま	2.93	0.52
N	半球	だるま	4.00	0.51
O	円柱	だるま	3.93	0.51

3.4.1 モデル形状による影響

実験I,Jより、モデル先端が半球の形状を持っていても、二重衝撃波などの基本的な構造に変化はないことがわかった。しかし、半球形状ではプラズマ領域がすぐに後方に流されてしまうため、実験Iの $t = 140 \mu\text{s}$ のような構造は円柱のときほど長く持続しない。また、二重衝撃波も出現後すぐにプラズマ界面付近で生じる密度不連続面と一体化する。

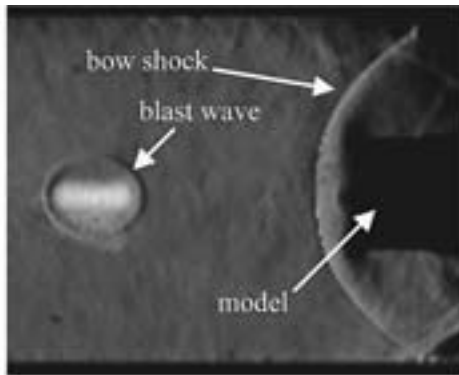
3.4.2 プラズマ形状による影響

これまでのプラズマ領域は図のように球状に生成されたものについて考えてきた。しかし、レーザー誘起プラズマは集光レンズの焦点距離や雰囲気気圧、密度、さらには大気中の小さな塵にも左右され、形状のことになったプラズマが生成されることがある。図の実験Lの例でもプラズマが「だるま型」になっていることがわかる。このようなプラズマ領域が離脱衝撃波と干渉する際には、これまでとは異なった流れの構造をとる。例えば、実験Lは離脱衝撃波が何重にも渡って変形されている。実験Mはモデル先端に「器」のような、実験NやPは「W」のような離脱衝撃波の変形が見られる。また、このようにプラズマ領域が変形して生成されたときは、干渉している間の内部状態が乱れているため、二重衝撃波の履歴を得ることは困難である。このように、プラズマ領域が変形すると、離脱衝撃波との干渉に伴う流れの構造は非常に複雑になることがわかる。ただ、プラズマ領域の流れ方向長さ、干渉持続時間が深い関わりを持っているということが予想される。特に、実験NやPの場合、「W」のような離脱衝撃波が見られた後、上流方向にさらに突き出すことで、干渉持続時間が長くなっている。当然のことながら、プラズマ領域が流れ方向に長くなることによって、干渉持続時間が長くなる。この結果から、モデルの離脱衝撃波が前に突き出している間は淀み点圧は減少し続けることが予想されるため、プラズマ領域の流れ方向の長さは重要なパラメータであるということが出来る。

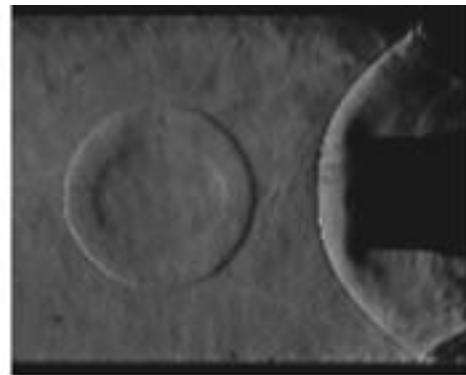
謝 辞

本実験の遂行に大いに貢献してくれた同専攻 博士前期課程 関谷洋平君の努力に感謝します。

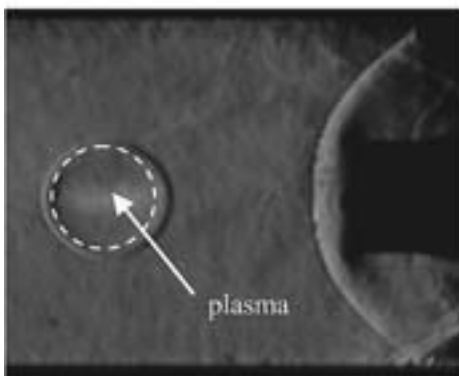
付 録



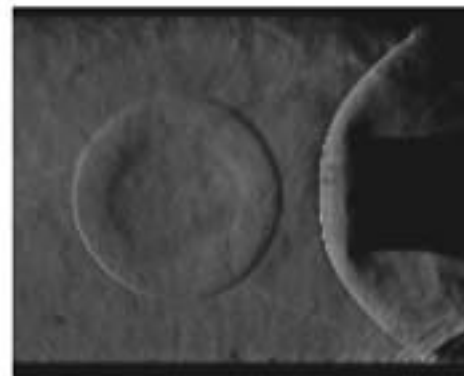
t=0 μ s



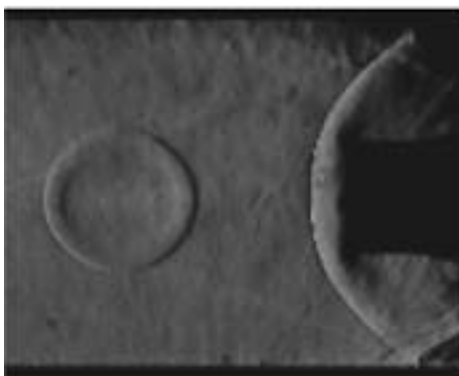
t=16 μ s



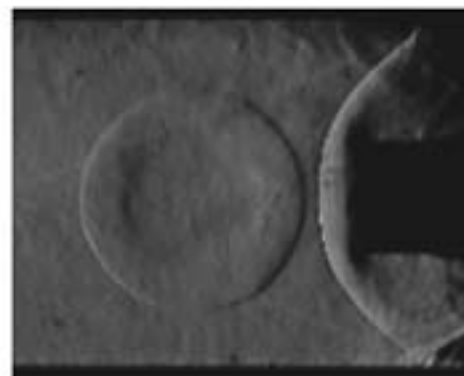
t=4 μ s



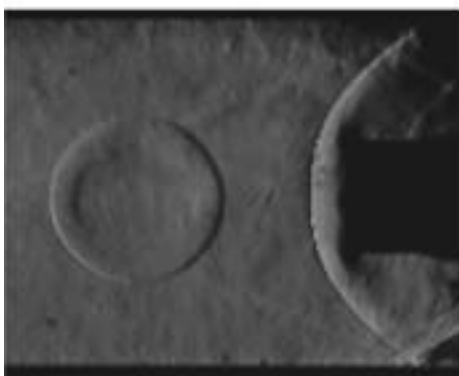
t=20 μ s



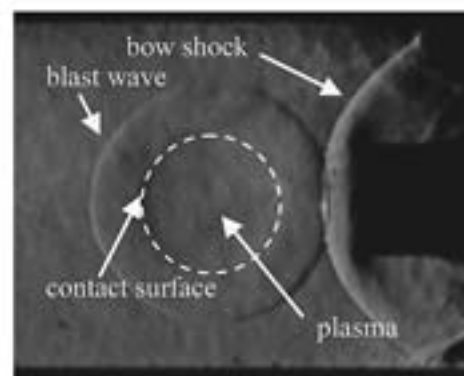
t=8 μ s



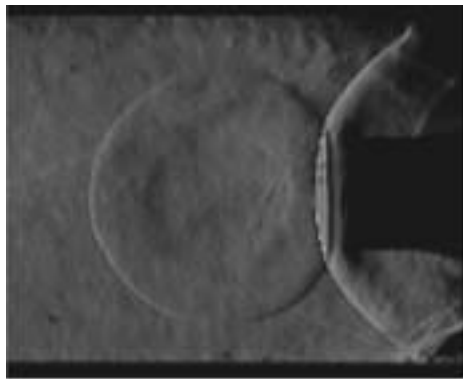
t=24 μ s



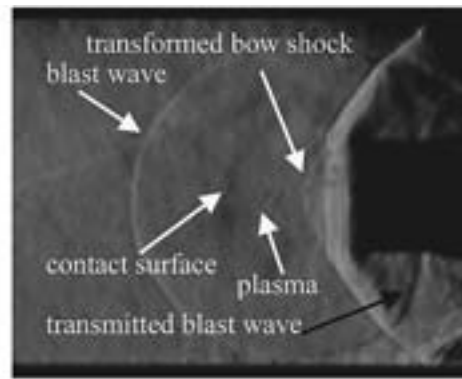
t=12 μ s



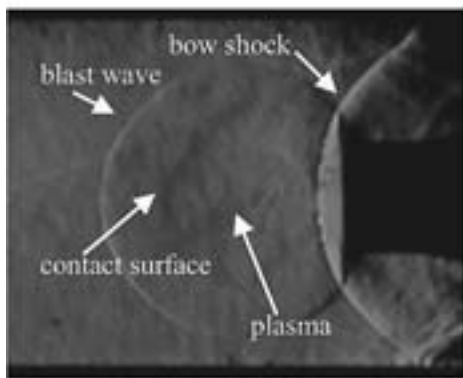
t=28 μ s



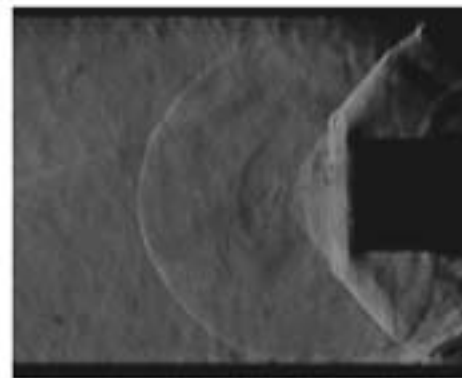
t=32μs



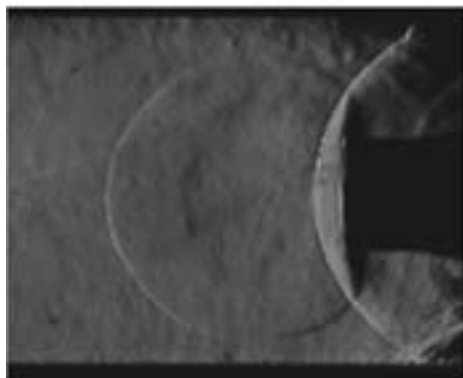
t=36μs



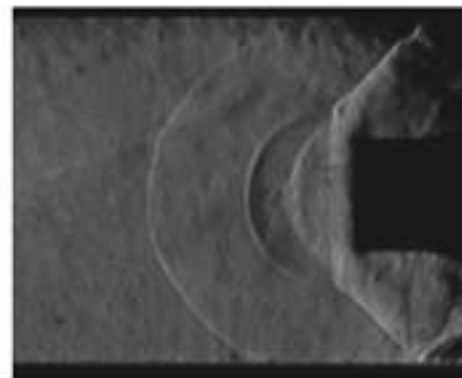
t=36μs



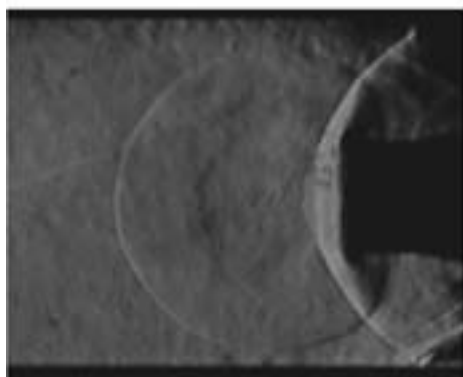
t=48μs



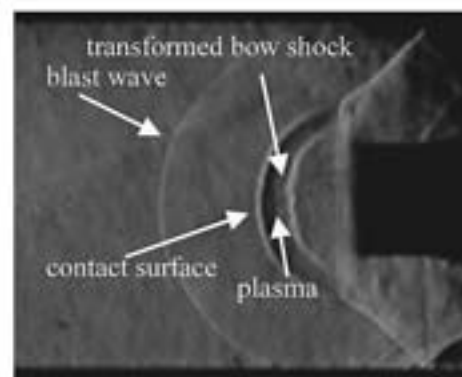
t=40μs



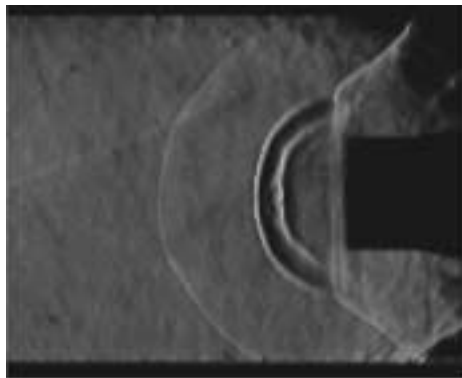
t=52μs



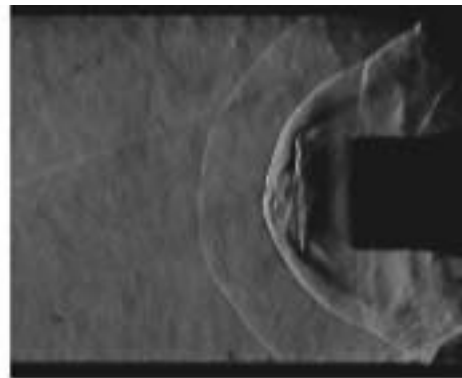
t=44μs



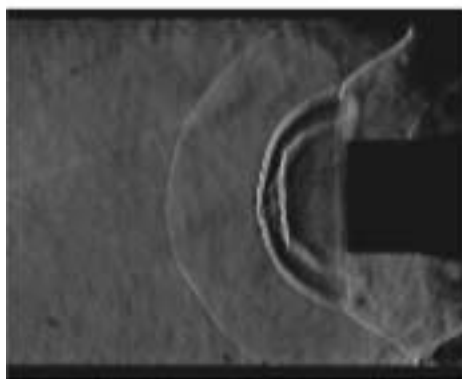
t=56μs



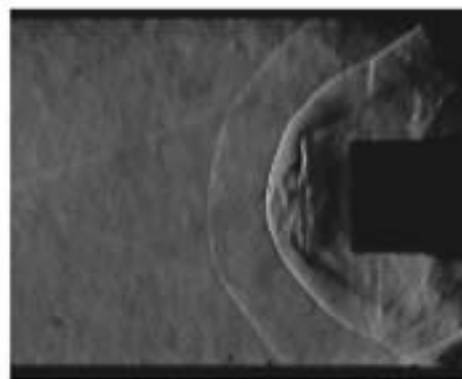
t=60 μ s



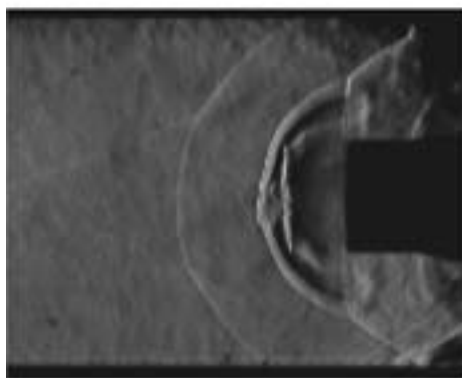
t=56 μ s



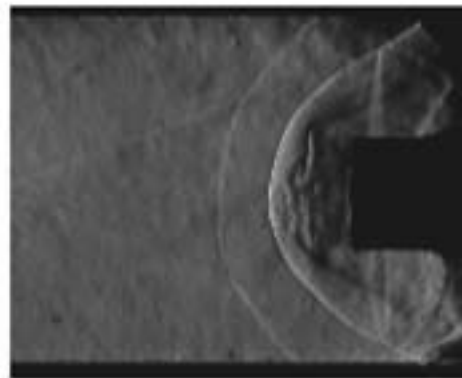
t=66 μ s



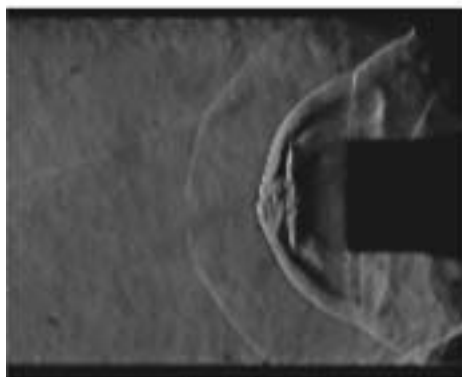
t=80 μ s



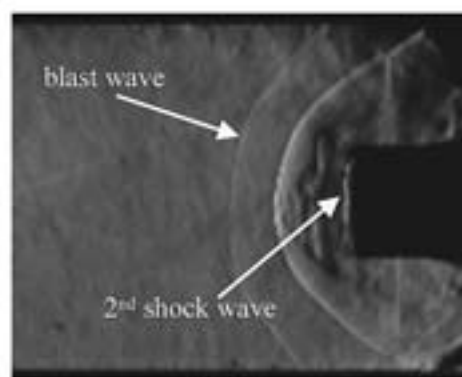
t=72 μ s



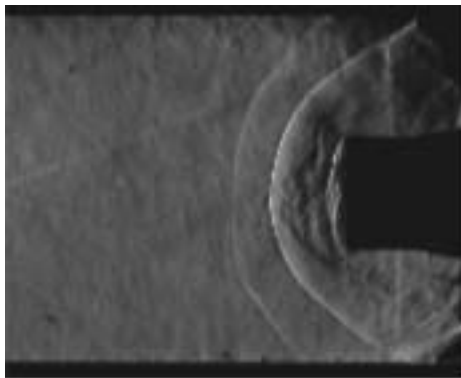
t=84 μ s



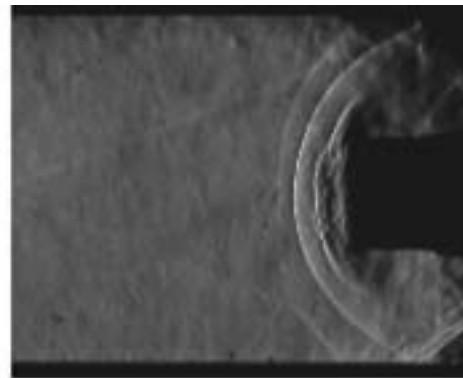
t=76 μ s



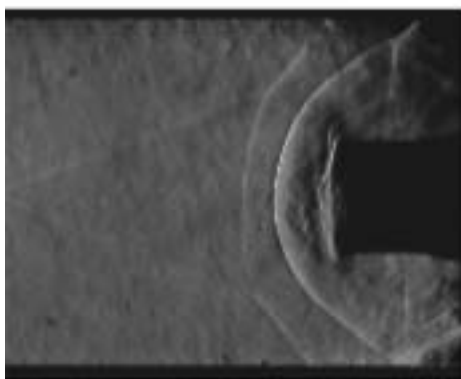
t=88 μ s



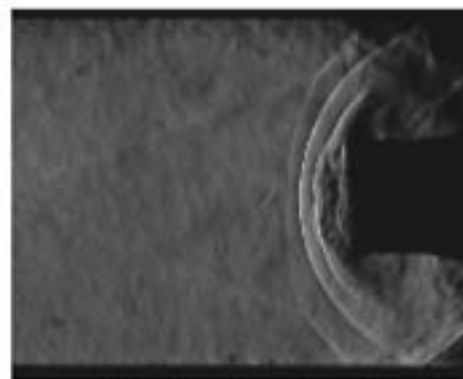
t=92μs



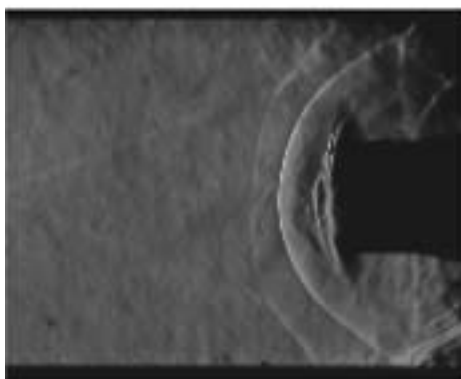
t=108μs



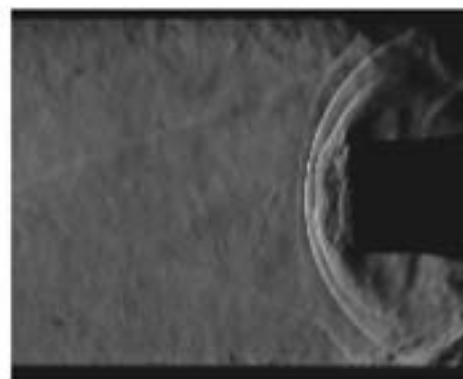
t=96μs



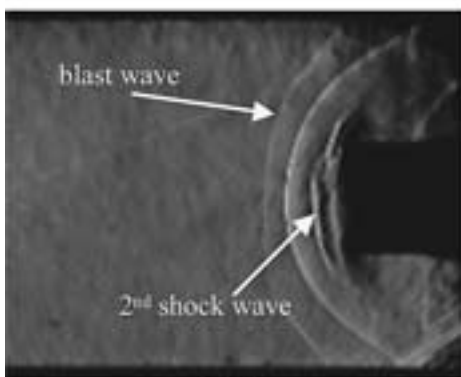
t=112μs



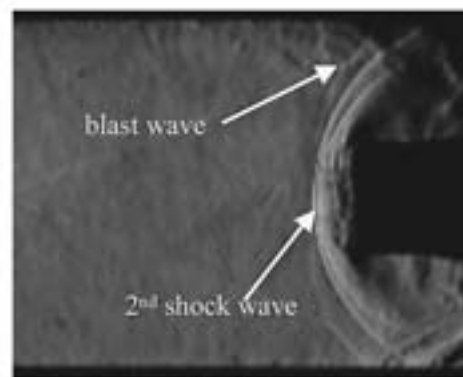
t=100μs



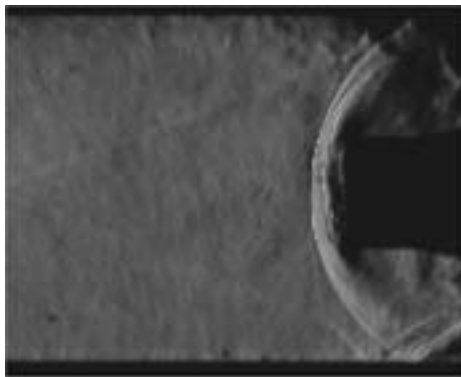
t=116μs



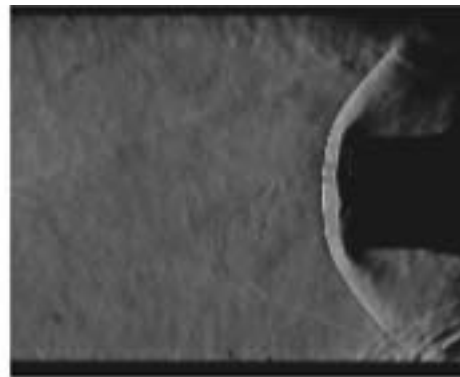
t=104μs



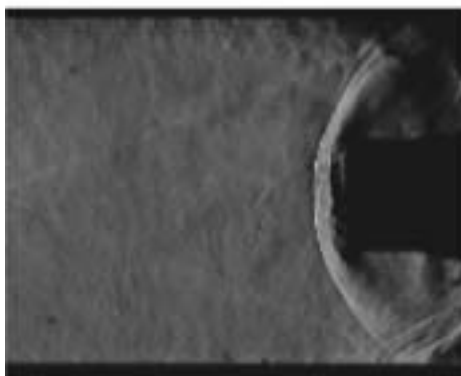
t=120μs



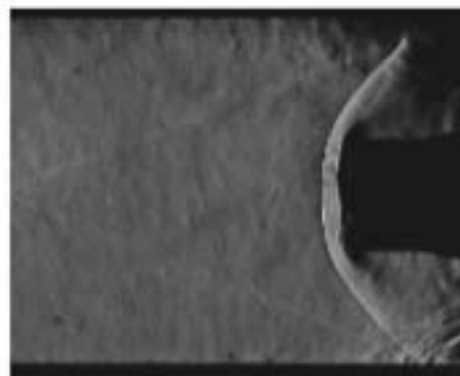
t=124 μ s



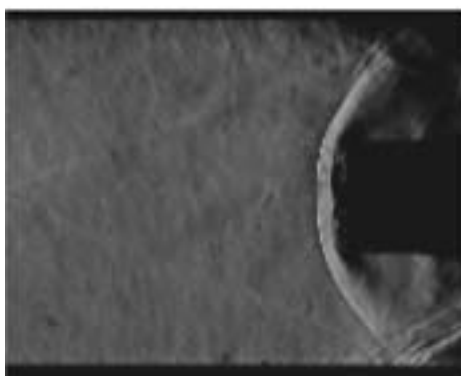
t=140 μ s



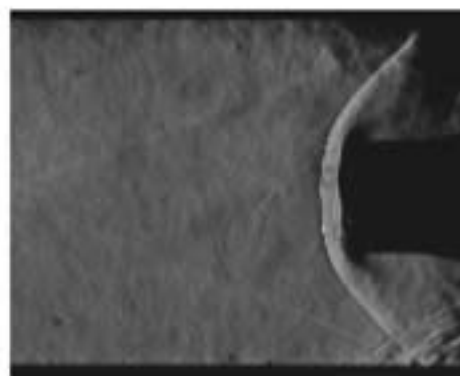
t=128 μ s



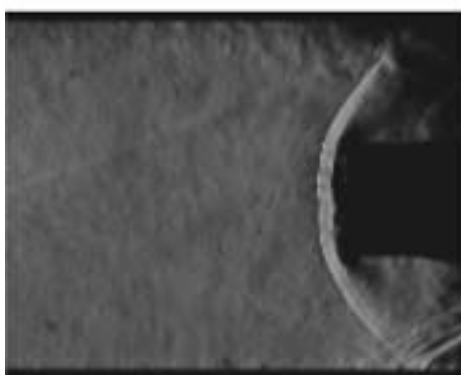
t=144 μ s



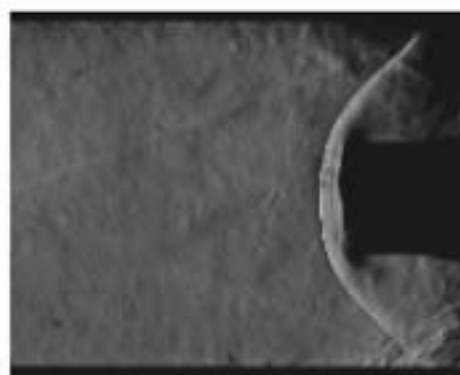
t=132 μ s



t=148 μ s



t=136 μ s



t=152 μ s

宇宙航空研究開発機構契約報告 JAXA-CR-07-001

発行 平成 19 年 9 月 3 日
編集・発行 宇宙航空研究開発機構
〒182-8522 東京都調布市深大寺東町 7-44-1
URL：<http://www.jaxa.jp/>
印刷・製本 (株) 東京プレス

本書及び内容についてのお問い合わせは、下記にお願いいたします。

宇宙航空研究開発機構 情報システム部 研究開発情報センター
〒305-8505 茨城県つくば市千現 2-1-1
TEL：029-868-2079 FAX：029-868-2956

© 2007 宇宙航空研究開発機構

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

