

宇宙航空研究開発機構契約報告

JAXA Contract Report

エンジン排気を含む空力特性推算数値解析技術に
関する委託研究
2010～2011年度 研究成果報告書

2015年8月

宇宙航空研究開発機構

Japan Aerospace Exploration Agency

エンジン排気を含む空力特性推算数値解析技術に
関する委託研究

2010～2011 年度 研究成果報告書

作成元 航空技術部門 次世代航空イノベーションハブ
航空機システム研究チーム

2015 年 8 月

宇宙航空研究開発機構

Japan Aerospace Exploration Agency

目次

第1部 総括	
第1章 はじめに	1
第2章 本委託研究の内容	1
1. JAXA 風洞実験	1
2. エンジン排気を含む空力特性推算数値解析技術の研究 (第2部)	4
3. ジェット排気を含む空力特性推算数値解析技術の研究 (第3部)	4
第3章 総括と今後の展望	5
参考文献	6
第2部 研究成果報告書 (諏訪東京理科大学)	
エンジン排気を含む空力特性推算数値解析技術の研究	9
第1章 序論	9
第2章 エンジン尾排風洞試験の概要	10
2010年度成果報告	14
第3章 CFD解析の概要	14
第4章 解析結果と考察	19
1. CFD解析で求められた流れ全体	19
2. ノズル流入条件	19
3. 空気力	19
4. 表面圧力分布	20
5. ノズルとジェット流れ	22
第5章 まとめ	87
2011年度成果報告	88
第6章 CFD解析の概要	88
第7章 解析結果と考察	96
1. CFD解析で求められた流れ全体	96
2. ノズル流入条件とノズル排気	96
3. 空気力	97
4. 表面圧力分布	97
5. ノズルとジェット流れ	98
第8章 まとめ	115
参考文献	116
第3部 研究成果報告書 (東北大学)	
ジェット排気を含む空力特性推算数値解析技術の研究 (東北大学)	119
第1章 序論	121
1. 超音速航空輸送による輸送時間の短縮と経済効果	121
2. 超音速機に関する歴史	122
3. 次世代超音速旅客機開発の動向	123
4. CFDソルバーに対する要求	128
5. 研究目的	130
第2章 数値解析手法	132
1. 格子生成法	133

2. 非構造格子 CFD ソルバー	135
第 3 章 尾翼排気干渉風洞試験	163
1. 概要	163
2. S3TD2 次形態尾翼排気干渉風洞試験	163
3. 風洞試験模型	165
4. ジェット排気の模擬	166
5. 圧力計測位置	166
6. 模型支持装置の影響	168
第 4 章 計算結果と考察	171
1. 概要	171
2. 解析対象	171
3. 解析格子	171
4. 解析条件	177
5. 解析結果	178
第 5 章 結論	228
参考文献	230

第 1 部 総括

第1章 はじめに

航空本部機体システム研究グループでは静粛超音速機技術の研究開発を進めている。本研究事業では、多目的最適設計技術等のコンピュータ設計・解析技術を活用した低ソニックブーム設計技術の実証を行うとともに、並行して技術研究を行い、小型超音速旅客機の実現を可能とする重要技術課題について取組んでいる^{[1],[2]}。

その一つである高忠実度多分野統合解析技術においては、超音速機の性能を左右する機体／推進系統合設計に寄与するインテーク・ジェット排気干渉解析技術(空力／推進)の研究を実施している^[3]。CFD 解析におけるエンジン模擬技術、具体的には計算領域の大きな外部流と衝撃波や剥離流等複雑な流れ場を取り扱う内部流の干渉解析や、CFD 解析と実エンジンデータの間で流量やジェット速度等のマッチング技術等の開発が必要となる。特に、インテークスピレージやジェット排気におけるせん断層の様な、全領域において亜音速流と超音速流とが混在する複雑な流れ場を安定かつ効率良く解くことにより全機抵抗推算の精度を向上させる解析技術が求められる。また高温のジェット排気(Hot gas)における実在気体効果の考慮や、そのモデル化も必要となる技術である。

本研究では、単一コードによる CFD 解析技術の開発を進め、従来は空力担当の外部抵抗と推進担当の内部抵抗の合算により求めていた全機抵抗の推算を、インテークスピレージ干渉やジェット排気干渉を考慮した統一的な推算とすることで抵抗推算精度の向上を目指す。また、現在インテーク側は仮想ダクトによる流出条件、ノズル側はエンジンデータに基づく流入条件で別々に与えていた境界条件を、模擬エンジンによるモデル化により統合することを試みる。燃焼ガスの効果については、比熱比の温度依存性の考慮や JAXA 航空エンジン技術研究センターにて行われている詳細な燃焼計算等による考慮を加えることにより推算し、それら高忠実度解析の結果を元に Cold gas 解析に適用可能な簡易モデルを構築し、MDO 設計に適用可能な推算手法の確立を目指す。

まず、機体/推進系統合解析技術確立への初期段階として、まずエンジン排気による干渉が大きいと想定される離着陸時の空力特性に着目し、離着陸飛行状態におけるエンジン排気を模擬した風洞試験結果^{[4],[5]}との比較検証を通して、空力特性への影響を正確に推算する解析技術の確立を目指す。

第2章 本委託研究の内容

本研究においては、効率的かつ確実に目的を達成するため、JAXA 内の技術やリソースの不足や大学で長期的に取り組むべき項目に対して委託研究を実施した。諏訪東京理科大からは構造格子ソルバーによる CFD 解析手法を、そして、東北大学からは非構造格子ソルバーによるアプローチを提案していただいた。JAXA からは CFD 解析結果の検証用実験データとして、JAXA 第 1 低速風洞で実施したエンジン排気による機体空力特性干渉風洞試験結果を提供した。同時に、大型計算機利用環境および機体形状データを提供した。

本章では、検証用実験データや風洞試験概要について紹介し、各委託研究の概要および主な成果についてまとめた。詳細な研究成果は成果報告書を第 2 部と第 3 部にまとめた。

1. JAXA 風洞実験

エンジン排気による空力特性干渉風洞試験は JAXA 6.5 x 5.5m 低速風洞にて実施した。風洞試験技術は文献 4 に、実験結果は文献 5 に詳しい。また、本委託研究以前に JAXA 内で実施していた CFD 解析成果は文献 6 で報告されている。

風洞試験において対象とした機体形状は静粛超音速研究機 2 次形状である(図 1)。エンジンナセルが胴体上部に設置されており、エンジン排気は尾翼周りの空力特性に影響を及ぼすことが懸念される。図 2 に本風洞実験の全体システムと図 3 には風洞実験の様子を示す。高压空気は風洞外部より流量制御装置を介して模型側に供給される。模型支持部の内部が高压空気用供給パイプになっており、模型内部に設置されたノズルより風洞計測部内に噴出され、エンジンのジェット排気を模擬した。

風洞実験では静粛超音速研究機 2 次形状の 12% 模擬形状を用いた(図 4)。この模型の大きさは、供給可能な高压空気源の流量の制約によりエンジン PLA (Power Lever Angle)=130deg を実現させる条件から決定された。本実験では、主としてエンジン排気による干渉に着目する観点から、インテーク部の流れの影響を避けるためインテークにフェアリングをつけた。模型は主翼部と尾部に分けられ、構造的に分離されている。主翼部は主翼と前胴部、エンジンノズル部で構成され、これらは模型支持部に固定されている。一方、尾部は後部胴体、尾翼、ナセル部で構成され、内挿天秤を介して主翼部に取付け、尾部に作用する力のみが計測される。

風洞実験では、尾部の 6 分力空気力と、尾部や主翼の表面静圧を 50 点計測した。実験パラメータとして、ジェット排気の強さをノズル出口圧力比 NPR (Nozzle Pressure Ratio)を用いて設定した。 NPR はノズル出口総圧と一様流静圧の比で、物理的にはジェット噴流の広がりを表す。実際の実験条件設定の際にはノズル出口総圧は直接計測せず、ベンチュリー管を用いたノズル単体の較正試験にてノズル中心出口手前の総圧 P_{0j} 、ノズル出口手前の壁面静圧 P_{sj} とノズル前方総圧との関係を調べておき、風洞実験では、ノズル前方総圧から P_{0j} を算出し NPR を求めた。ここで $NPR=1.0$ は Jet-off の状態に相当する。以下に風洞実験の気流、および排気条件を示す。模型の迎角は、模型と支持部間にプリセットの迎角設定金具を交換することにより設定している。以下に CFD 検証用の実験データを示す。

気流パラメータ

- ・一様流速： $U=30, 40, 50, 60\text{m/s}$
- ・レイノルズ数： $Re=1.7 \times 10^6$ ($U=50\text{m/s}$)
- ・迎角： $\alpha=-2^\circ, 0^\circ, 2^\circ, 6^\circ, 10^\circ, 15^\circ$

供試体形状パラメータ

- ・水平尾翼/垂直尾翼形態：3 形態 (ON/ON, ON/OFF, OFF/OFF)
- ・水平尾翼, 垂直尾翼舵角/位置： 0° /ノミナル位置

ジェットパラメータ

- ・ガス種：空気 (コールドガス)
- ・代表的な NPR ：1~2.24

本実験に必要な特有の補正として、キャビティー圧補正と模型支持部干渉補正を行っている。キャビティー圧補正は、先述の主翼部と尾部が分離しているキャビティー空間での圧力を 12 点計測し、天秤の軸力成分とモーメント成分を補正した。また、模型の支持部(ストラット)はエンジン排気用高压空気の通路になっているため、通常の支持部より太く(第 3 図)、近傍の流れに影響を及ぼす。そのため、エンジン排気がない場合の数値解析結果から後胴部下面の圧力分布を求め、風洞実験結果を補正している。数値解析結果より Jet-on 時の胴体下面の圧力分布と Jet-off 時の圧力分布では顕著な差が見られなかったことから、Jet-on 時の模型支持部補正は Jet-off 時の補正量と同じである。その他に本試験では風洞外部より高压の空気を供給しているため、風洞内の流量の増加が考えられるが、本試験では、最大の供給流量($NPR=2.24$)は測定部内の一様流速による流量($U=50\text{m/s}$ の場合)に比べ 0.06%あること、本実験に用いた風洞は測定部後部に風洞外部との流量調整機能をもつこと、また空気力計測時には毎回一様流速の設定していることから、排気による流量増加の影響は特に考慮してない。

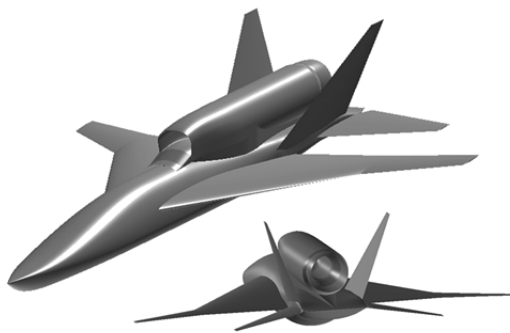


図1 静粛超音速研究機 2次形状

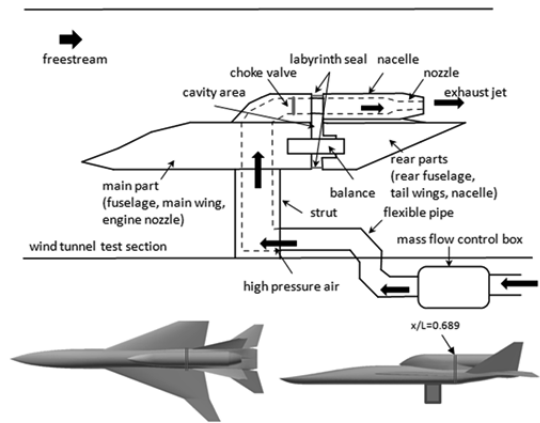


図2 風洞実験概略図



図3 風洞実験の様子

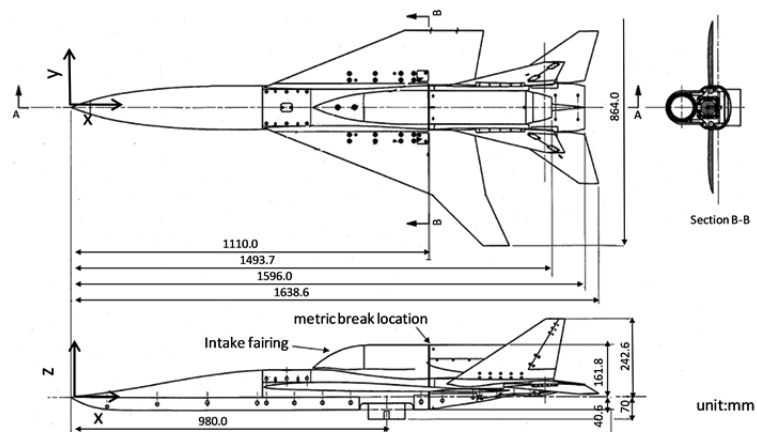


図4 風洞実験模型

2. エンジン排気を含む空力特性推算数値解析技術の研究（第2部）

研究担当者：諏訪東京理科大学 システム工学部 機械システム工学科
准教授 雷 忠

本研究では、2010年度(1年目)には非構造格子ソルバー(JTAS コード)による解析手法の確立および評価を実施し、2011年度(2年目)には構造格子ソルバー(ADCS コード)による解析手法の開発を行い、ソルバー同士の比較によって CFD 解析手法を検証し、数値解析精度を定量的に評価した。

JTAS の解析では、従来 JAXA にて実施された解析手法をベースに、解析条件設定、格子生成、手順、収束性など諸問題を改善させた。これらの解析結果をまとめると同時に課題を抽出した。総圧比の変化に対して空力係数の変化が実験と CFD で定性的な傾向は一致するものの、CFD 解析では空力係数を過大に評価した。ノズル出口の総圧比増加につれ、実験では空気力が一定値に収束するに対して、CFD 解析では大きな総圧比でも空気力が増加し続ける傾向がみられた。これはナセル下側と後部胴体の上面の流れの差異に起因するものであり、CFD 解析ではこの領域で流れの剥離が形成されたためである。また、ノズル出口の総圧比が小さい場合では、ノズル内部に衝撃波が発生し壁面境界層との干渉が十分な精度で捉えられないことが分かった。これらの非構造格子ソルバーによる数値解析は一定の推算精度が得られたものの、詳細な流れと高い精度が必要となる場合に予測精度の改善が求められ、剥離領域やノズル内部の衝撃波/乱流境界層の干渉やジェットせん断層などの高精度解析が必要であり、格子解像度の向上と乱流モデルの検討が課題であることがわかった。

2010年度の非構造格子解析に結果を反映し、2011年度では格子解像度を改善されるため構造格子ソルバーの ADCS 解析手法を構築した。乱流モデルは、全計算領域に渦粘性の過大評価を防いだ修正 S-A モデルと、Menter SST (Shear Stress Transport)モデルを採用した。全体的な流れ場においては、ノズル排気なしの場合では実験と CFD で良好な一致が見られ推算精度が改善されたが、ノズル排気がある場合は解析が収束できず格子品質の向上が課題であった。昨年度に実施した非構造 Hybrid 格子を用いた JTAS の解析結果と大きな違いが見られない。異なる乱流モデルによる予測値は全体的に大きな差が見られなかったが、局所的に流れが激しく変化するところにおいて違いが見られた。構造格子ソルバーにおいては、格子品質の向上など解析精度の高度化において課題点を抽出することができた。

3. ジェット排気を含む空力特性推算数値解析技術の研究（第3部）

研究担当者：東北大学大学院 工学研究科 航空宇宙工学専攻
助教 佐々木大輔（代表者）、教授 中橋和博、大学院生 服部 潤

本研究では、非構造格子流体解析ソルバー-TAS コードを用いて、低速飛行域におけるジェット排気の影響も含めた S3TD2 次形態の CFD 解析を行った。JAXA で行われた尾翼排気干渉低速風洞試験の条件下で解析を行い、格子解像度、数値計算法、乱流モデルの違いが空力特性の予測にどの程度の影響を及ぼすかを比較した。解析結果を風洞試験値と比較する際は、模型支持部の影響を考慮に入れ、CFD 解析の結果を用いて補正を行った。

格子解像度による影響においては、ジェット流による格子依存性の影響を把握するため、ノズル出口からノズル径に合わせて筒状に空間の格子を局所細分化し施した。細分化領域の長さは基準長さである平均空力翼弦長 MAC の 5 倍程度とした。その結果、ジェット流を含む空力特性の推算にはノズル後方における格子解像度の依存性が大きく影響し、最少の格子解像度は基準長の 5.0×10^{-4} 倍程度必要だということが明らかになった。今後は解適合格子

法等による細分化が検討事項であろう。一方、空間格子や表面格子の精度を比較するため解像度を高めて解析を行ったが、いずれもノズル後方における格子解像度程の差は見られなかった。

計算スキームによる影響においては、低速飛行域における解析精度の向上を目指し AUSM 族スキームの一種である SLAU を導入し CFD 解析を行った。SLAU を用いて解析を行ったことで各要素の表面静圧係数 C_p 分布が風洞試験値に近付いた。これは、HLLW では数値誤差が生じてしまうようなジェット排気に誘起された非常に低速な流れやノズル出口と胴体後部の間の低速な領域の流れ場の精度が改善されたことによる効果だと考えられる。ただし、SLAU を用いて解析を行った際に、解が収束してからも揚力係数 C_L に対しては 10^{-4} オーダー、抗力係数 C_D に対しては数カウントの振動が見られた。このことから SLAU に優位性があるとは言えない。今後、低速領域における解析精度の向上を目指していく必要があるだろう。

乱流モデルの影響については、SA モデルと SST-k ω モデルを用い、両モデルの解析結果の比較を行った。まず、両モデルを用いた場合のノズル内の流れは、いずれも風洞試験値とは一致しなかった。この原因は现阶段では分かっていない。ノズル内の流れに対しては、今後、LES 解析との比較により更なる知見を得る必要があるだろう。ただし SST-k ω の解析結果が一致しなかった一因としては、k と ω の初期条件の決定法からくるものが挙げられる。本解析では、十分に発達した円管内の流れを仮定し、この条件をノズル内の境界条件として与えていたが、この仮定が正しいものであるかは疑問が残る。今後、更なる検証が必要となるであろう。また、流れ場を可視化することで、本解析に用いた SA モデルや SST モデルではノズル出口と胴体の間に生じている渦を過大に評価しているのではないかという知見を得た。今後は、風洞試験に対してオイルフローの実施を検討し、流れ場の詳しい検証が必要となるであろう。乱流モデル間の比較を行った結果、本研究では SA モデルに非等方性の構成関係式を用いた解析結果が最も良い予測を示した。

モデル支持装置の影響について、その後、実際に模型支持装置の影響が及ぶ範囲を知る為、模型支持装置を含めた CFD 解析も行った。その結果、模型支持部は胴体後部下面のみならず、主翼上面や後部胴体の各要素にも影響を及ぼしていることが明らかとなった。この解析結果を受け、今後は模型支持装置有りの解析も並行して行う必要がある。もしくは新たな補正方法の提案や見直しも検討課題であろう。

第3章 総括と今後の展望

本研究では、高忠実度多分野統合解析が必要とされるエンジンのジェット排気による空力干渉現象に着目し、単一コードによる CFD 解析技術の開発を進めた。離着陸時の低速飛行状態を想定し、低速の剥離を伴う外部流れと高速のエンジン排気流れが混在する流れ場を解析対象として選定し、同条件での風洞実験データと比較・検証により評価を行った。

ジェット排気におけるせん断層の様な、全領域において亜音速流と超音速流とが混在する複雑な流れ場を安定かつ効率良く解くために、計算格子や計算スキーム、乱流モデルの効果を詳細に調べ、解析精度を向上させることができた。また、解析手法における設定パラメータの感度を明らかにしたことで効率的な解析手法の確立において重要な知見が得られた。一方では、解析結果と検証用風洞実験結果では有意義な差異が残されており課題は残るものの、改善のための方向性が見出されており、今後取り組むべき内容をより詳細に設定することができるようになった。また、本解析によりエンジン排気による空力干渉メカニズムの理解を一層深めることができ、機体形状設計において貴重な知見を得ることができた。

詳細な成果としては、諏訪東京理科大の研究では、非構造格子による解析から、剥離領

域やノズル内部の衝撃波／乱流境界層の干渉やジェットせん断層などの高精度解析の課題点を再認識した上で、構造格子ソルバーによる解析手法を開発した。全体的に渦流れの解析精度の向上やノズル内部の複雑な流れにおいて解析の分解能を向上させることに成功しているが、解析の収束性が悪化することから格子作成において直交性や分解能など格子品質の課題が示された。また、乱流モデルの調査では、SA モデルと SST モデルで結果に大きな違いがないことがわかった。今後、構造格子ソルバーによる解析において格子品質の改善により高精度解析ツールとして期待したい。

一方で、東北大学では非構造格子ソルバーによる局所的な格子細分化技術により適切な格子解像度を見出している。また、計算スキームの影響を調査し、SLAU と HLLW においてそれぞれの優位点や課題を明確にした。乱流モデルの調査では、SA モデルと SST モデルで大きな差異は見られず、これは、諏訪東京理科大学と見解と一致している。ただし、SA モデルに非等方性の構成関係式を用いた解析結果が優位であることがわかった。さらに、CFD 解析により風洞試験における支持装置の干渉についても調べ、有意義な干渉量があることが示されており、今後の試験技術の向上につなげたい。非構造格子ソルバーによる解析は複雑な形状への対応性、格子依存性において優位性を持っており、多分野統合解析において適用するツールとして期待したい。

本研究により高忠実度多分野統合解析の一つの課題であるエンジン排気による空力干渉解析技術を向上させることができた。同時に、異なる解析アプローチによるそれぞれの手法の優位性や課題を明らかにした。今後、それぞれの解析手法を向上させるとともに、その特性を理解した上で解析ツールの位置づけを明確にし、高忠実度多分野統合解析ツールとして確立させ、機体設計において適用していきたい。

参考文献

- [1] 村上 哲, 「JAXA における超音速旅客機技術の研究計画－静粛超音速機技術の研究開発－」, 日本航空宇宙学会誌 Vol.56 No.648, 2008 年 1 月号, 2008.
- [2] 吉田憲司ほか, 「静粛超音速機技術の研究開発」計画に関する研究の推進について」, 第 41 期日本航空宇宙学会年会講演集, 2010.
- [3] 牧野好和, 野口正芳, 徳川直子, 高橋則之, “静粛超音速研究機の空力設計,” 第 49 回飛行機シンポジウム, pp99-105, 2009.
- [4] 廣谷智成, 郭東潤, 野口正芳, 伊藤健: 静粛超音速機形態の尾翼排気干渉風洞試験について, 第 40 期日本航空宇宙学会講演会, 東京, 2009.
- [5] 郭 東潤, 廣谷 智成, 野口 正芳, 伊藤 健: JAXA 静粛超音速機のエンジン排気による機体空力特性干渉効果, 日本航空宇宙学会論文集, 第 61 巻, 第 4 号, pp.87-94, 2013.
- [6] 雷忠, 村山光宏, 郭東潤, 野口正芳: 低速における尾排と機体の干渉に関する数値解析の検証, 第 41 期日本航空宇宙学会講演会, 東京, 2010.

第 2 部 研究成果報告書（諏訪東京理科大学）

エンジン排気を含む空力特性推算数値解析技術の研究

雷 忠*

第1章 序論

機体まわりとエンジン内部で衝撃波や渦や乱流境界層などの複雑な物理現象が発生して、外部流と内部流の干渉が機体の空力性能とエンジンの推進性能の両方に与える影響を正確に評価し、機体と推進系の設計に反映することが重要である。従来、機体まわりの空力性能と推進系の内部抵抗を別々に求めてから、インテークスピレージ干渉やジェット排気干渉効果を推算することによって全機の抵抗評価を行ったが、十分な精度を持っていない。宇宙航空研究開発機構(JAXA)航空プログラムグループで進められている静粛超音速研究機の研究開発プロジェクト^[1]において、最も重要な研究課題であるソニックブーム低減のために、エンジンを機体上方に配置するように設計した(図 1)。このようなエンジン配置は機体の空力特性とソニックブームにも大きな影響を与えることが予測される。機体前胴部の乱流境界層とエンジンインテークの干渉、エンジンジェット排気と尾翼の干渉が機体とインテークの空力設計において、機体性能と安定性に対して適切な評価手法が必要となる。

機体設計においては、このような問題を解決するため、高精度、且つ短期間で実現できる評価手法が望ましい。機体と推進系の干渉問題に関して、風洞試験実施は困難であり、コストが高い。一方、近年コンピュータ並列化技術と数値解析技術が大きく進歩しており、数値シミュレーションを用いた解析が複雑な大規模な問題、実際の設計にも大きな役割を果たしてきた。機体と推進系を統合した数値解析によって干渉効果を考慮した統一的な推算が可能であり、将来有効な手法として期待されている。しかし、機体と推進系を統合した形態の流れ場において、境界層剥離や衝撃波やせん断層や乱流やジェット排気の実在気体効果など、様々な物理現象が複雑に絡むため、高度な数値解析技術が必要となる。また、全領域において亜音速流と超音速流とが混在する複雑な流れ場を安定かつ効率よく、高い精度で解くことが求められる。

本受託研究では、機体と推進系の統合解析技術を確立するため、エンジン排気と機体の干渉による空力特性への影響を着目し、離陸条件におけるエンジン排気を模擬した非構造格子を用いた数値解析手法を構築し、解析結果を風洞試験の結果^{[2], [3]}と比較して、数値解析精度と干渉効果を検討することを目的とする。

* 諏訪東京理科大学 システム工学部 機械システム工学科 准教授

エンジン排気と機体の干渉問題

- ・ 機体空力特性とソニックブームに大きな影響を与える。
- ・ 風洞試験の実施が困難、コストが高い、労力がかかる。

➡ 機体/推進系を統合した高精度な解析技術が期待されている。

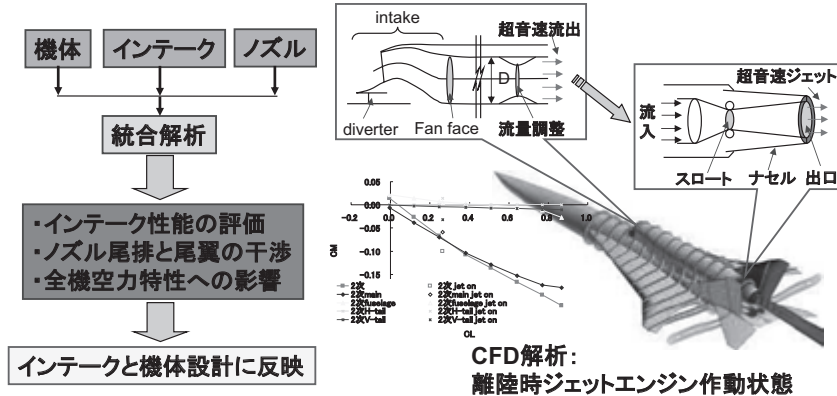


図 1 機体/推進系統合解析

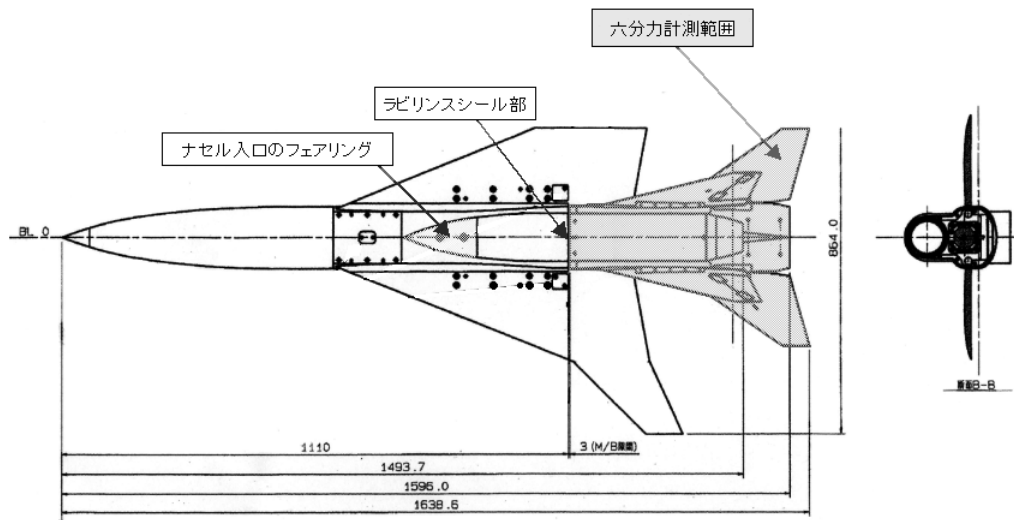
第 2 章 エンジン尾排風洞試験の概要

尾排干渉風洞試験は宇宙航空研究開発機構の大型第一低速風洞(LWT1)を使用した^{[2] [3]}。模型は、図 2 に示すように尾排試験のために改良した静粛超音速研究機 2 次形状の 12%縮小したものとした。主翼はクランクト・アロー翼を採用し、エンジンナセルが後部胴体の上部に搭載され、ノズル出口が双垂直尾翼の間に配置される。

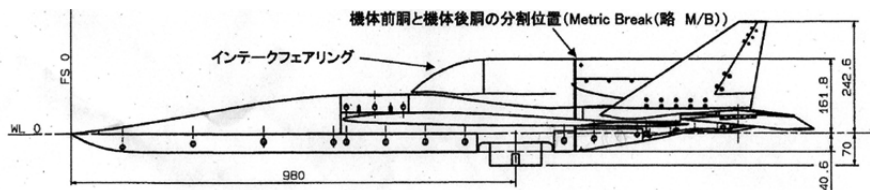
模型の各諸元について、表 1 に基準量を示す。模型は機体とエンジン統合した形態であり、機体前部(主翼と前胴とナセル前部を含む)、機体後部(後部胴体と尾翼とノズルとナセル後部を含む)、高圧配管、模型支持装置、6 分力天秤、計測・計測部品により構成される。機体後部を重点として、図 3 に示す模型表面の位置において計 50 点と、表 2 に示すノズル内部の位置において計測を行った。

風洞試験の様子は図 4 に示す。模型の下部からストラットで支持され、インテーク部にフェアリングをつけ、ナセル内部に空気流入を防いだ。空気供給専用装置を用いて模型下部から支持装置に沿って模型後胴部のダクト内に高圧空気を送り込み、ノズルから機体外に噴出した。試験は流量制御装置よりノズル出口の総圧を調整し、エンジン作動時のノズル状態を模擬した。前胴部とつながる内装天秤を用いて、模型後部が受ける六分力空気を計測した。また、配管干渉を避けるため、前胴部と後胴部をラビリンスにより接続した上で、分離位置の内部でキャビティ圧力計測(計 12 点)により後部六分力補正を行った。

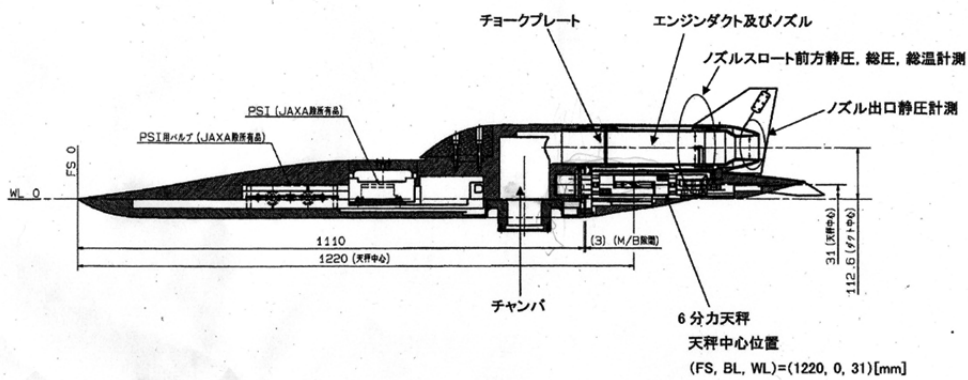
主翼の平均空力弦長 MAC は 0.4942m であり、一様流の風速は 30, 40, 50, 60m/s、迎角は -2° ~ 15° までに設定した。CFD 解析においては、風洞試験で計測したノズル前方から流入空気の総圧と総温をノズルの流入条件として与える。



(a) Top view



(b) Side view



(c) 内部

図 2 S3TD 2次形状尾翼排気干渉風洞試験模型概略図

表 1 基準量

内容	詳細	数値	単位
全機	全長 (後胴端まで)	1.596	m
	全幅	0.864	m
基準面積	翼面積	0.3023	m ²
基準長	縦 : MAC	0.4942	m
	横 : 全幅	0.864	m
全機モーメント基準点	PSTA	0.891	m
	BP	0	m
	WL	0	m
天秤中心位置	PSTA	1.22	m
	BP	0	m
	WL	0.031	m
ダクト中心	WL	0.113	m
前胴部後胴部分割位置	PSTA	1.11	m
ノズル径	ノズルスロート	0.0469	m
	ノズル出口	0.0524	m
ノズル面積	ノズルスロート	0.00173	m ²
	ノズル出口	0.00216	m ²
参考面積	ラビリンス外側部	0.0023742	m ²
	ラビリンス内側部	0.0083134	m ²
	ダクト部	0.0037928	m ²
	キャビティ部	0.003364	m ²
レイノルズ数	MAC 基準	0.4942	[million]

注 : 空気力の無次元化には上記の基準面積, 基準長を使用, モーメントは基準点周りである.

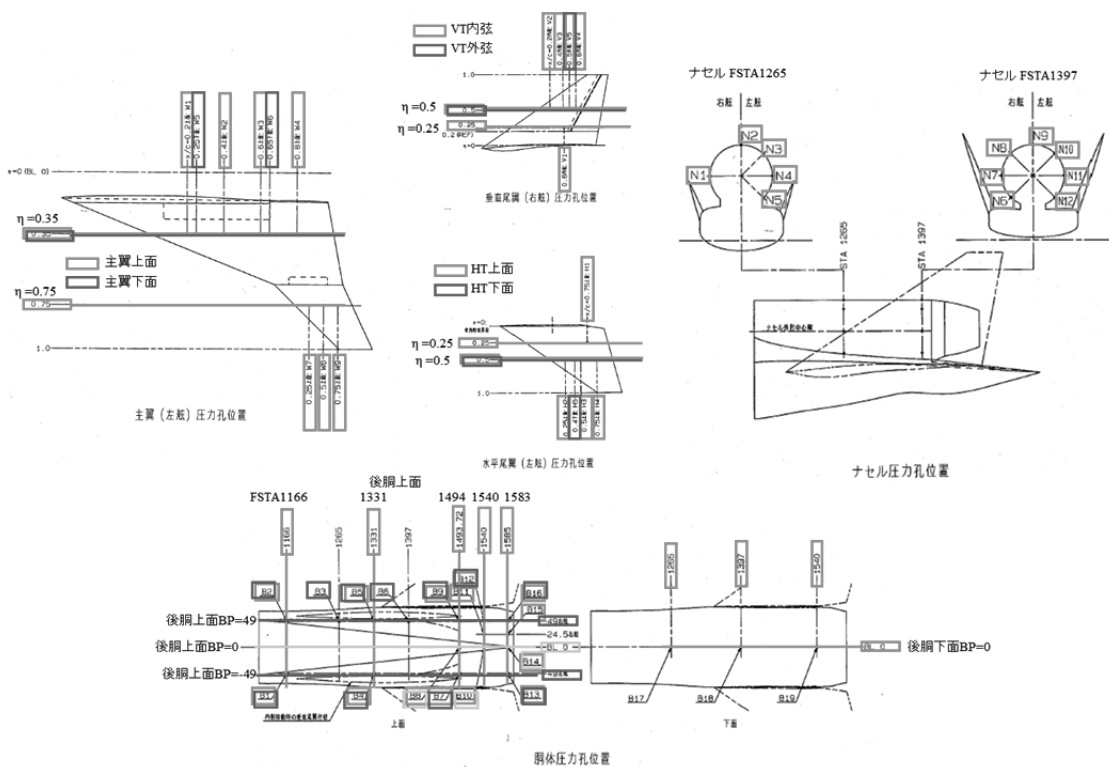


図 3 模型表面圧力計測点

表 2 ノズル内部の計測点

ノズル内計測点

Tube No	センサー	部位	場所
NT1	PDCR(100psi)	ノズル前方総圧	中央
NT2	PDCR(15psi)	ノズル前方静圧	右上
NT3	PDCR(15psi)	ノズル前方静圧	右下
NT4	PDCR(15psi)	ノズル前方静圧	左下
NT5	PDCR(15psi)	ノズル前方静圧	左上
NT6	PDCR(15psi)	ノズル出口静圧	右上
NT7	PDCR(15psi)	ノズル出口静圧	右下
NT8	PDCR(15psi)	ノズル出口静圧	左下
NT9	PDCR(15psi)	ノズル出口静圧	左上
T	K-type	ノズル前方総温	----



図 4 風洞試験計測の様子

2010 年度成果報告

第 3 章 CFD 解析の概要

最近、非構造格子 CFD 解析が製品の研究開発に広く活用されている。非構造格子を利用する場合は構造格子に比べて、格子生成が比較的容易であり、また、流れ場の重要な場所に格子を細分化して解析精度の向上が可能である。

本研究では、CFD 数値解析は東北大学で開発された 3 次元ハイブリッド非構造格子有限体積法 Euler/Navier-Stokes ソルバ TAS^{[4],[5]}を用いた。航空機の離着陸条件において、乱流境界層や剥離などの物理現象が非常に重要であるため、本研究は粘性を考慮した Reynolds-Averaged Navier-Stokes(RANS)方程式を利用し、全計算領域に渦粘性の過大評価を防いだ修正 Spalart-Allmaras 乱流モデル^{[6],[7]}を採用した。時間積分は LU-SGS 陰解法を用いて、対流項の流束評価には HLEW 法を用い、U-MUSCL 法により高次精度化を行った。

風洞試験で実施した空力縦特性の試験に関しては、表 3 に模型の形態や通風条件やノズル排気条件などを示す。解析条件は風洞試験に合わせて、風速 50m/s、主流マッハ数やく 0.142、模型翼平均空力弦長に基づいたレイノルズ数やく 1.4×10^6 とした。計算領域の遠方に一様流条件、物体表面に滑りなし条件を与える。ノズル前方の流入口において、流れはノズル上流側の円筒部の中心軸に平行することを仮定し、風洞試験と同様に一様流に対する総圧比(NPR)と総温比を与えて、マッハ数と静圧と密度を求めた。風洞試験で計測した条件に合わせて、迎角とノズル前方流入口の総圧比と総温比を変更し、表 4 にまとめたケースについて数値解析を行った。

東北大学で開発された格子生成ソフト^[8]を用いて、格子生成を行った。表面格子生成ソフト EdgeEditor の画面は図 5 に示す。それから表面格子に基づいて JAXA 大型計算機システム JSS を利用し、空間格子生成を行った。格子の詳細を表 5 に示す。図 6 に生成されたハイブリッド非構造格子の全体を示す。ノズル内部とノズル出口の下流側の中心対称面に EdgeEditor より格子を多く分布している。しかし、空間格子について現有のツールでは表面から離れると、格子幅が広がってしまう。特に尾排解析にとって非常に重要なジェットせん断層付近において、十分な解像度が得られなく、これを用いた解析が高い精度を持たないと考えられる。図 7 に模型各部の名称を示しており、これに基づいて解析結果を処理する際にそれぞれの空気力を求めて、ノズル排気による尾排干渉効果を考察する。表 6、表 7、表 8、表 9、表 10 に境界番号と各部の対応関係を示し、また、表 6 に解析に指定した物理境界条件を示す。総格子点数約 600 万点のハイブリッド格子で、物体表面の近傍に 30 層のプリズム格子、空間に四面体格子、遠方に六面体格子を生成した。物体表面から垂直方向の最小格子幅は 9×10^{-6} × 機体全長、物体表面から格子幅の拡大率は 1.25 とした。

表 3 風洞試験計測ケース表

Run_No	data_No	V[m/s]	M	Re [million]	α [deg]	垂直尾翼 機軸方向	垂直尾翼 スパン方向	ラダー	スタビライ ザー	NPR(ジェット出口 総圧/一様流静圧)
LWT1-0803011	84	50	0.1416	1.4740	2.065	ノミナル	ノミナル	0	0	0.9972
LWT1-0803011	100	50	0.1415	1.4687	2.065	ノミナル	ノミナル	0	0	1.0339
LWT1-0803011	103	50.01	0.1415	1.4675	2.065	ノミナル	ノミナル	0	0	1.1672
LWT1-0803011	118	49.99	0.1414	1.4636	2.065	ノミナル	ノミナル	0	0	1.3187
LWT1-0803011	121	50.06	0.1416	1.4656	2.065	ノミナル	ノミナル	0	0	1.4670
LWT1-0803011	136	50	0.1413	1.4614	2.065	ノミナル	ノミナル	0	0	1.6980
LWT1-0803011	139	50.03	0.1414	1.4624	2.065	ノミナル	ノミナル	0	0	1.8466
LWT1-0803011	154	50.09	0.1415	1.4616	2.065	ノミナル	ノミナル	0	0	2.2344

Run_No	data_No	V[m/s]	M	Re [million]	α [deg]	垂直尾翼 機軸方向	垂直尾翼 スパン方向	ラダー	スタビライ ザー	NPR(ジェット出口 総圧/一様流静圧)
LWT1-0803016	1	49.96	0.1422	1.4954	6.080	ノミナル	ノミナル	0	0	0.9974
LWT1-0803016	6	50.05	0.1421	1.4869	6.080	ノミナル	ノミナル	0	0	1.1565
LWT1-0803016	7	50.06	0.1421	1.4839	6.080	ノミナル	ノミナル	0	0	1.5032
LWT1-0803016	12	50.08	0.1420	1.4810	6.080	ノミナル	ノミナル	0	0	1.8384
LWT1-0803016	13	49.99	0.1418	1.4784	6.080	ノミナル	ノミナル	0	0	2.2263

Run_No	data_No	V[m/s]	M	Re [million]	α [deg]	垂直尾翼 機軸方向	垂直尾翼 スパン方向	ラダー	スタビライ ザー	NPR(ジェット出口 総圧/一様流静圧)
LWT1-0803007	83	50	0.1418	1.4778	10.08	ノミナル	ノミナル	0	0	0.9991
LWT1-0803007	99	50.06	0.1418	1.4735	10.08	ノミナル	ノミナル	0	0	1.0422
LWT1-0803007	102	49.99	0.1416	1.4697	10.08	ノミナル	ノミナル	0	0	1.1640
LWT1-0803007	117	50	0.1416	1.4673	10.08	ノミナル	ノミナル	0	0	1.3230
LWT1-0803007	120	50.04	0.1417	1.4677	10.08	ノミナル	ノミナル	0	0	1.4930
LWT1-0803007	135	50.08	0.1417	1.4666	10.08	ノミナル	ノミナル	0	0	1.6707
LWT1-0803007	138	50.05	0.1416	1.4655	10.08	ノミナル	ノミナル	0	0	1.8538
LWT1-0803007	153	50.06	0.1416	1.4643	10.08	ノミナル	ノミナル	0	0	2.2496

Run_No	data_No	V[m/s]	M	Re [million]	α [deg]	垂直尾翼 機軸方向	垂直尾翼 スパン方向	ラダー	スタビライ ザー	NPR(ジェット出口 総圧/一様流静圧)
LWT1-0803017	1	50.07	0.1421	1.4816	15.105	ノミナル	ノミナル	0	0	0.9992
LWT1-0803017	6	50.02	0.1418	1.4760	15.105	ノミナル	ノミナル	0	0	1.1527
LWT1-0803017	7	49.99	0.1416	1.4716	15.105	ノミナル	ノミナル	0	0	1.5144
LWT1-0803017	12	50.04	0.1417	1.4696	15.105	ノミナル	ノミナル	0	0	1.8654
LWT1-0803017	13	50.07	0.1417	1.4689	15.105	ノミナル	ノミナル	0	0	2.2552

表 4 CFD 解析ケース表

迎角	ノズル出口 NPR(風洞試験の推測値)				
2.065	1.00	1.17	1.47	1.85	2.23
6.080	1.00	1.16	1.50	1.84	2.23
10.080	1.00	1.16	1.49	1.85	2.25
15.105	1.00	1.15	1.51	1.87	2.26

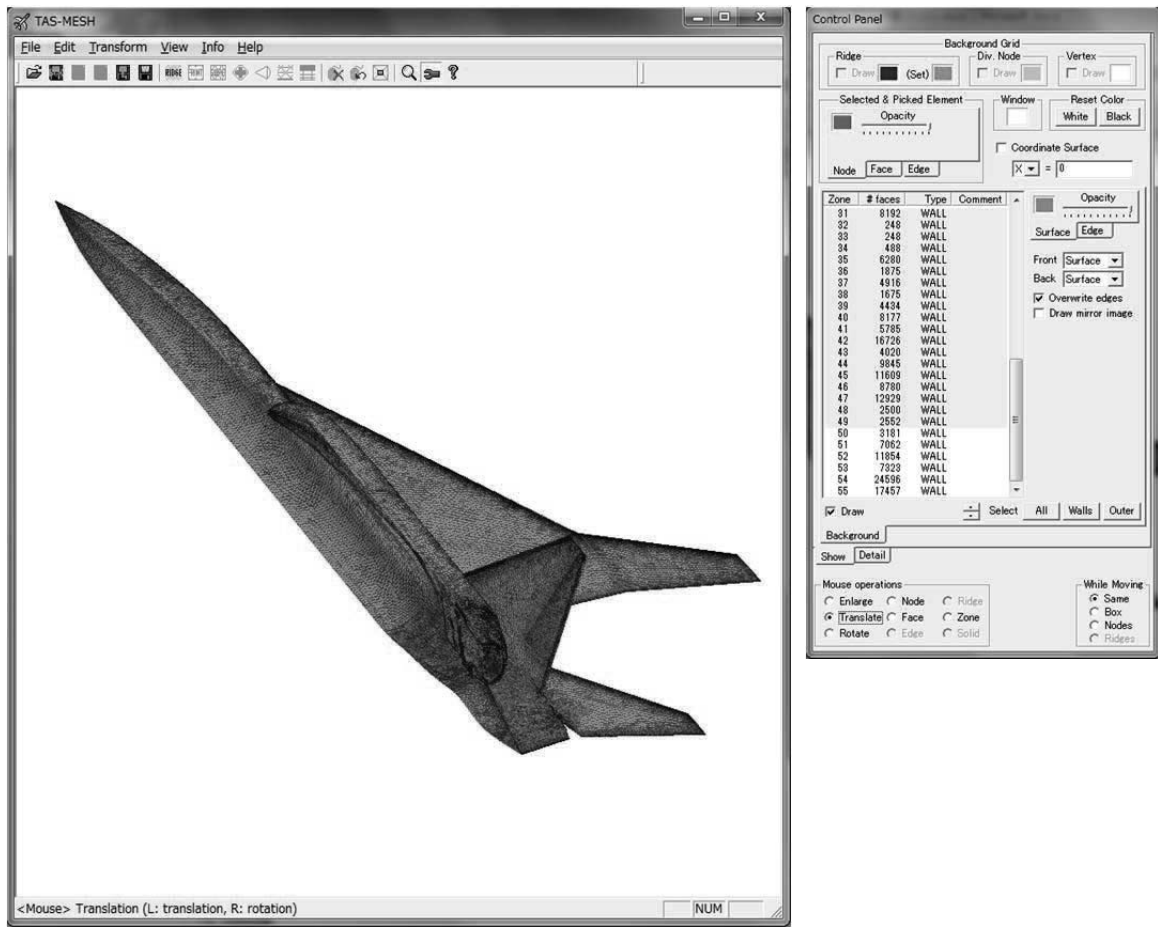


図 5 EdgeEditor による表面格子作成

表 5 格子生成に関する情報

機種	S3TD2形状	概要	基本形態-尾排効果風洞試験模型(形状修正版)										
データ保管場所 ¥¥TAS-mesh¥S3TD¥jet-on¥ノズル出口修正201009													
内容	ファイル名	スケール	形式										
形状ファイル名	MHIWINDMODEL_090126.stl	mm	STL										
Ridge指定済みファイル	—	MAC基準(スパン×1.0)	BackGround										
格子点指定済みファイル	MHIWINDMODEL_090126_RidgeSpec_BG.uns	MAC基準(スパン×1.0)	BackGround										
表面格子ファイル(1)	S3TD_2ND_frame_SurfOuter.uns	MAC基準(スパン×1.0)	GeneratedGrid										
表面格子ファイル(2)	MHIWindModel_100831_nozzle_Sym_Surf_GG.uns	MAC基準(スパン×1.0)	GeneratedGrid										
表面格子+外部境界格子	S3TD_2ND_MHIWindModel_100831_SurfOuter_GG.uns	MAC基準(スパン×1.0)	GeneratedGrid										
形状スケール or 計算格子スケール	Translation			Normalization(Org./Mod.)			Scale						
	X-dir	Y-dir	Z-dir	X-dir	Y-dir	Z-dir	Xmin	Xmax	Ymin	Ymax	Zmin	Zmax	
	1.20E-28	0	0	1000	1000	1000	0.00E+00	13.655	-3.78E-07	3.6	-0.338331	2.02143	
作業時スケール	Translation			Normalization(Org./Mod.)			Scale						
	X-dir	Y-dir	Z-dir	X-dir	Y-dir	Z-dir	Xmin	Xmax	Ymin	Ymax	Zmin	Zmax	
				1	1	1							
表面格子	拡大比(標準)	Min lg	Max lg	拡大比(その他)	Min lg	Max lg	格子点数						
		1.2	1.4		1	1	nodes	faces					
		fuselage(1-7)	1	0.75	wing_tip(13,28,29,32),8,17	1	1						
		symmetry(47)	1.5	1.5	nozzle(22,23,35-38),gap(39-46),symmetry(48-50,52-53)								
		symmetry(51)	1	0.9									
外部境界(EdgeEditor)													
形状	Apex			Radius	Bottom Center			拡大比		格子点数			
	x	y	z		x	y	z	Min lg	Max lg	nodes	faces		
sphere	6.65	0	0	10				1	1	203,624	407,244		
TA-dir: 42 Axia-dir: 361 200pts													
空間格子													
外部境界	Center			Radius	拡大比	最小格子幅	境界層 プリズム	格子点数	CPU数	格子名			
	x	y	z										
sphere	6.65	0	0	214	1.25	9.000E-06	30	5,932,291			S3TD_2ND_WindJet_Mod.grid		
拡大率(遠方プリズム) = 1.2 プリズム高さ =													

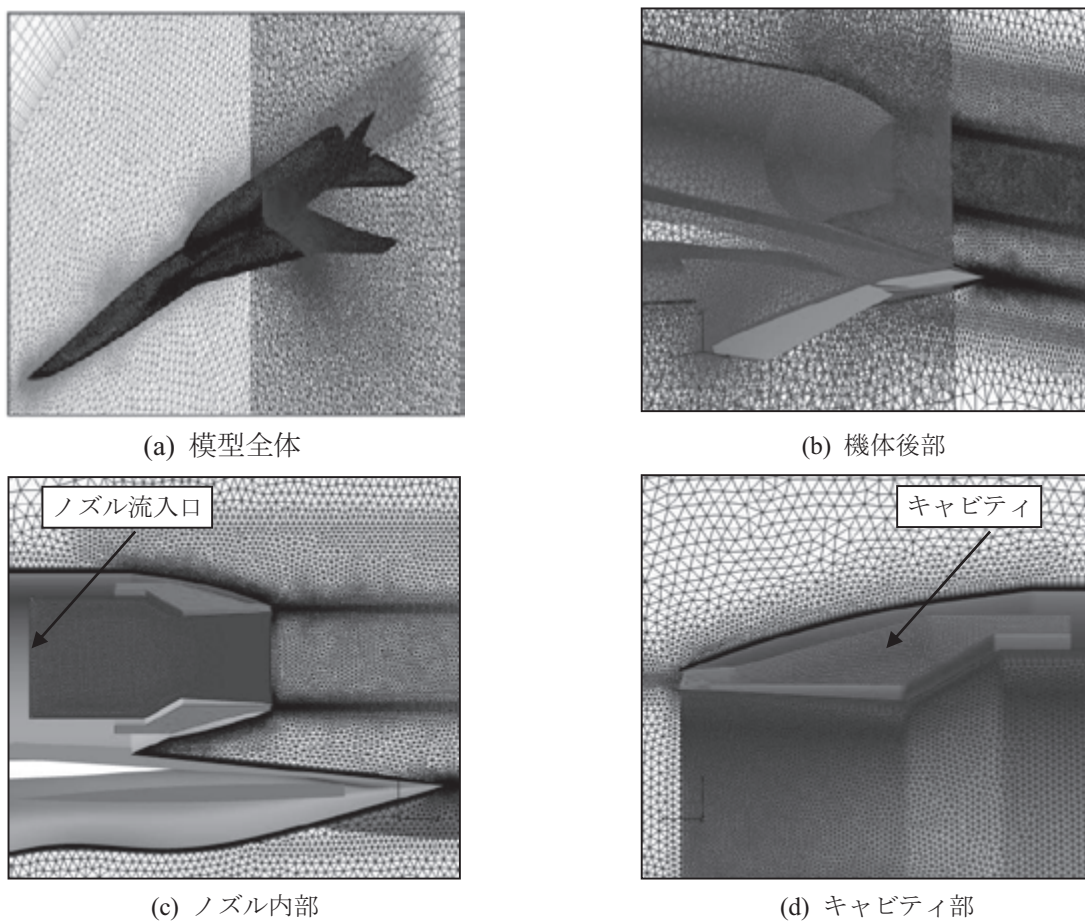


図 6 ハイブリッド非構造格子

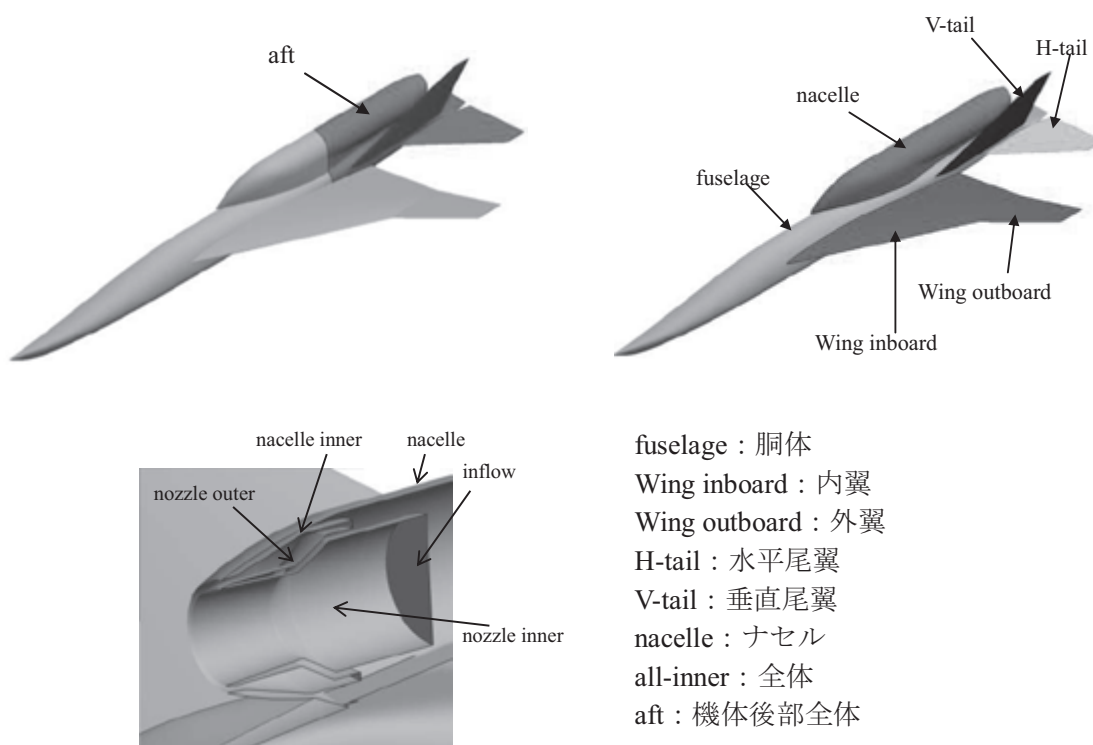


図 7 各部の名称の定義

表 6 格子生成のための境界番号

境界番号	部位	名称	境界条件
1～8	fuselage	胴体	滑りなし
9～13	wing	主翼	滑りなし
14～23	nacelle	ナセル	滑りなし
24～29	V-tail	垂直尾翼	滑りなし
30～34	H-tail	水平尾翼	滑りなし
35～37	nozzle	ノズル	滑りなし
38	inflow	ノズル流入口	総圧、総温指定流入条件
39～42	nozzle outer surface	ノズル外壁	滑り
43	cavity base surface	キャビティベース面	滑り
44～46	nacelle inner surface	ナセル内壁	滑り
47～54	symmetry	機体中央対称面	対称条件
55	outer	遠方境界	遠方一様流

表 7 主翼(上面, 下面)

境界番号	上面	下面
内翼	9	10
外翼	11	12

表 8 垂直尾翼 V-tail

境界番号	外側	内側	翼端
翼	24	25	28
ラダー	26	27	29

表 9 水平尾翼 H-tail

境界番号	上面	下面	翼端
翼		25	28

表 10 六分力計測範囲(主翼を除き, $X > 9.25$ の範囲)

部位	境界番号
fuselage	3～7
nacelle	19～23
V-tail	24～29
H-tail	30～34

第4章 解析結果と考察

解析結果に基づいて、解析精度とエンジン尾排効果について考察を行う。風洞試験で計測された空気力と模型表面の圧力データと比較し、CFD 解析の予測精度を評価する。また、CFD 解析で得られた流れの詳細についてエンジン排気と模型後部の干渉現象を考察し、空力干渉効果が生じた原因を究明する。

1. CFD 解析で求められた流れ全体

すべての解析ケースに関して、流れ全体および尾排干渉の様子を図 8 に示す。迎角が大きくなると、主翼前縁付近から境界層が剥離し、上面圧力が減少する。迎角が大きいくほど、主翼前縁からの剥離渦が大きい。ノズル排気がある場合($NPR>1.0$)は、ノズルから超音速ジェットが機体の後ろに向き、排気していることが分かる。同じ迎角において、ノズル出口総圧比 NPR の増加につれて、ノズル排気が強くなり、ノズル排気の干渉より後部胴体の上面側に圧力が減少することが分かる。同じノズル出口総圧比 NPR において、後部胴体の上面側に若干の圧力変化が見られる。

2. ノズル流入条件

ノズル前方流入口に風洞試験で計測した一様流に対する総圧比と総温比を与えるように設定した。図 9 と図 10 に週方向における静圧比を示しており、CFD 解析に与えたノズル流入条件が風洞試験による計測値と一致することを確認できる。本解析に設定したノズルの流入条件が妥当であることを確認できた。

一方、図 11 と図 12 に示したノズル出口付近において、ノズル出口総圧比 $NPR=1.17$ の場合だけは、模型表面における圧力の CFD 予測値と風洞試験の計測値に大きな違いが見られた。このときにノズル内部に衝撃波が発生し、壁面境界層と干渉することにより、圧力が急激に変化する。CFD 解析が風洞試験と定量的に一致することが難しい。その以外の NPR 値ではノズル出口付近でも CFD 予測結果と風洞試験計測値がよく一致していることが分かる。

ノズル中心軸において、図 13 に圧力係数、図 14 に静圧、図 15 に総圧比 NPR を示す。ノズル前方から亜音速空気が流入し、スロート付近で加速され、圧力が低下する。ノズル前方の NPR が 1.5 以上になると、出口付近上流側に衝撃波が発生し、流れの静圧が増加し、総圧が損失する。さらに出口の下流側にいくと、外部の流れと干渉して、衝撃波や膨張波やせん断層などの複雑な物理現象が絡む流超音速ジェット流れになる。同じ迎角において、ノズル出口総圧比の変化によって、ノズル中心軸における物理量が大きく変化していることが分かる。衝撃波の強さと位置が総圧比 NPR に強く依存し、ノズル出口下流側の流れは大きく変化する。一方、同じノズル出口総圧 NPR において、各物理量が迎角の変化により殆ど変化しないことが分かる。ノズル流入口における圧力が外部一様流に比べて、十分に大きくなっており、外部の圧力変化がノズルとジェット流れの内部にあまり影響を与えないと考えられる。また、ノズル出口中心における総圧比に関して、解析結果と風洞計測値に差が見られる。今後、CFD 解析精度および風洞試験の計測法について検討が必要である。

3. 空気力

表 3 に風洞試験で実施した空力縦特性の試験を示す。それに対応する CFD 解析ケースに関して、表 4 にまとめた。2°、6°、10°、15° においてノズル出口総圧比 NPR を変化させて、ノズル排気無し($NPR=1.0$)と排気有り($NPR>1.0$)の条件で、流れの数値解析を行い、ノズル排気による機体まわりの流れに関して考察を行った。

CFD 解析と風洞試験の計測による機体後部の空気力を図 17 と図 16 にまとめている。

図 17 より、CFD 解析はすべての迎角においてノズル出口総圧比 NPR の増加につれて、機体後部(aft)における揚力係数と抵抗係数が増加し、機首下げのピッチングモーメントも増加する結果を予測し、風洞試験と同様な傾向が見られた。(*注：風洞試験では同じケースの再現性試験でも絶対値に差が見られたが、排気有り(NPR>1.0)と排気無し(NPR=1.0)の計測値の差があまりなかったもので、尾排干渉効果を検討するには問題がないと考える。)ノズル出口総圧比 NPR が増加すると、エンジン排気有り(NPR>1.0)と排気無し(NPR=1.0)との差が風洞試験に比べて、CFD 解析が NPR による空気力への効果を過大に評価したことが分かる。また、同じ NPR において CFD と風洞試験とともに各迎角において NPR による空力係数の差が大きく変化しないことが分かる。一方、NPR が 1.5 以上になると、風洞試験の計測結果が同じ迎角においてほぼ一定値となることに対して、CFD 解析結果がまだ増加し続けることが分かる。後述の考察より、これの原因が CFD 解析の数値粘性によるものと考えられる。

図 17 には、機体各部分による空気力への寄与を示す。各部分に関して、ノズル出口総圧比 NPR の変化による空気力の変化がすべての迎角において同じ傾向を示す。主翼(wing inboard と wing outboard)はほかの部分に比べ、NPR による空気力の変化が最も小さく、変化の割合も非常に小さいので、ノズル排気による影響をあまり受けていないと考えられる。主翼はノズル出口の上流側であり、ノズルは機体後部の上方に置かれて、また、垂直尾翼による遮蔽されて、下流側にノズル排気の流れが変化しても、主翼まわりの流れに影響を殆ど及ぼさない。中に、胴体(fuselage)の空気力には最も大きな影響を与えて、全体の空気力の変化に大きな割合を占める。ノズル排気が後部胴体の上面と垂直尾翼(vtail)の内側に挟まれて、流れが大きく変化し、強い干渉効果を模型表面に与える。ノズル出口総圧比 NPR の増加より、排気の流れが速くなり、まわりの流れも加速されて、後部胴体の上面と垂直尾翼(vtail)の内側に圧力が減少する。つまり、NPR が大きいほど、揚力と抵抗が大きくなる。NPR が 1.5 以上に大きくなると、胴体以外の部分をもつ揚力が殆ど増加しなくなるが、胴体の揚力のみが増加し続けることが分かる。水平尾翼(htail)が機体軸方向にナセル出口とほぼ同じ位置にあるため、ノズルの影響も受けて、上面の圧力が減少し、揚力が増加する。ナセ(nacelle)に関しては、後部ナセルの断面が円形であるため、揚力とピッチングモーメントの変化にあまり寄与しないが、ノズル出口総圧比 NPR の増加につれてまわりの流れが加速されるので、表面圧力が低下し、抵抗が増加する。

ノズル出口総圧比 NPR の増加による空気力変化は大きい順で、胴体、垂直尾翼、水平尾翼、ナセル、主翼となる。

4. 表面圧力分布

風洞試験での表面圧力計測点(図 3)に対応して、図 26～図 51 に CFD 解析で求めた各断面における圧力分布と風洞試験計測値を比較し、CFD で求められた模型各部分の表面圧力分布の等高線および表面流線パターンを示す。

図 18～図 21 と、図 22～図 25 に機体後部の上下面における圧力分布と表面流線パターンを示す。同じ迎角において、ノズル出口総圧比 NPR が増加すると、ナセルとジェット流れのまわりにある後部胴体の上面、ナセル表面、垂直尾翼内側に圧力が減少し、機体後部の下面において胴体後端付近に圧力が増加することが分かる。また、後部胴体の上面に複雑な 3 次元剥離が見られて、ノズル出口総圧比 NPR の増加より剥離の様子が変化する。一方、同じノズル出口総圧比 NPR において、迎角が大きくなると、ノズル排気有り(NPR>1.0)のケースがノズル無し(NPR=1.0)のケースと同様に主翼前縁から剥離し、ノズル排気による影響が定性的に一致することが分かる。

図 26 に主翼スパン方向中央対称面から 35%の内翼断面における圧力係数分布とノズル排気有り(NPR>1.0)/無し(NPR=1.0)の差を比較する。図 27 に主翼スパン方向中央対称面から 75%の外翼断面の結果を示す。上面にノズル出口排気総圧比の増加による若干の圧力差が生じるが、下面には殆ど差が見られない。翼上面では、低迎角において CFD 結果と風洞試験計測値が良好に一致しており、迎角が大きくなると、差が大きくなる。過去の経験より、これが CFD による前縁剥離渦の解析精度に関する問題と思われる。風洞試験のときに模型支柱の影響による、翼下面には風洞試験計測値と CFD 解析結果に大きな差が生じてしまう。

図 28 にノズル出口の上流側にあるナセル表面の圧力分布を示す。CFD 解析結果と風洞試験計測値の比較から、両者が定性的の一致を示している。圧力係数の絶対値に差があるが、NPR 増加による変化する傾向は良好に一致している。NPR が 1.5 以上になると、各点の圧力がそれぞれの一定値に近づくことが分かる。

図 29 にノズル出口により近い位置のナセル表面の圧力分布を示す。この断面は垂直尾翼の前縁付近にあり、ノズル排気から比較的に影響を受けやすい。ナセル上側(φ が小さい)に計算結果と計測値の差が小さく、胴体と結合の下側(φ が大きい)に差が大きい。ナセル下側の流れに関して、CFD 解析がノズル排気による圧力差を過小に評価しており、後述の後部胴体上面にノズル排気より生じる剥離の予測精度が落ちたと思われる。NPR が 1.5 以上になると、各点の圧力がそれぞれの一定値に近づくことが分かる。

図 30 に後部胴体下面の中央における圧力分布を示す。ノズル出口の位置より上流側ではノズル排気による影響があまり受けていないことが分かる。ノズル出口の位置より下流側ではノズル排気が一定の影響を後部胴体下面に及ぼすことが分かる。CFD 解析結果より、NPR が大きいほど、その影響が大きくなる。

図 31 と図 32 と図 33 に後部胴体上面における圧力分布を示し、CFD 解析結果と風洞試験計測した圧力を比較する。風洞試験計測値より、ノズル出口総圧比 NPR が 1.5 以上になると圧力が殆ど変化しなくなる傾向が示される。一方、CFD 解析による計算結果では、後部胴体の上面側においてノズル出口総圧比 NPR の増加につれて、NPR が 1.5 以上になっても圧力 suction が大きくなっていくことが分かる。風洞試験計測値に比べ、CFD 解析が圧力 suction を過大に予測しており、これが計算による揚力と抵抗が増加し続ける原因と考えられる。ノズル排気無し(NPR=1.0)の場合は、計算結果と計測値がよく一致しているが、排気がある(NPR>1.0)と両者の差が大きくなっていく。よって、ノズル排気の解析精度が欠けていると思われる。図 31～図 33 に示すように、ノズル出口の真下に圧力の変化が最も大きくなり、その位置を中心にして上下流側に範囲を広げる。図 33 には後部胴体の外側、ナセルと垂直尾翼の間に通る線に沿う圧力分布を示す。ノズル排気よりチャンネル流れが加速され、その影響が上流側の流れにも及ぼしたことが分かる。風洞試験計測結果には胴体後端付近においてノズル排気による圧力変化があまり見られなかった。それに比べて、CFD 解析は排気無し(NPR=1.0)と排気有り(NPR>1.0)の差を過大に評価した。

図 34～図 37 と、図 38～図 41 に垂直尾翼の内側と外側表面における圧力分布と表面流線パターンを示す。いずれの迎角においても、ノズル出口総圧比 NPR が大きくなれば、垂直尾翼の内側に圧力が減少することが分かる。ノズル出口総圧比 NPR の変化による表面流線パターンが殆ど変わらない。また、同じノズル出口総圧比 NPR において、迎角が大きくなると、垂直尾翼の内側に前縁から剥離が発生し、圧力も減少する。外側の表面には大きな圧力変化が見られなかった。図 42 と図 43 に垂直尾翼の翼断面における圧力分布を示す。垂直尾翼は、ナセル後部とノズル出口を挟んで、後部胴体の上方に装着されており、ノズル排気から強い影響を受けると予測される。図 42 と図 43 に示すようにノズル排気より垂直尾翼の内側に圧力の計算結果と計測値がよく一致し、ノズル排気によって大きく減少していることが分かる。このことから、ノズル排気より垂直尾翼とナセルの間にあるチャンネル流れが加速されたこ

とが考えられる。また、ノズル出口 NPR が 1.5 以上になると、圧力の値があまり変化しなくなる。一方、垂直尾翼の外側では前縁付近にノズル排気からあまり影響を及ぼされず、排気による圧力の変化があまり見られなかった。後縁に近いほど、ノズル排気の影響が大きくなっていく。

図 44～図 47 と、図 48～図 51 に水平尾翼の上下面における圧力分布と表面流線パターンを示す。図 52 と図 53 に、水平尾翼の断面における圧力分布を示す。ノズル出口総圧比 NPR が変化しても、付け根付近を除き、ノズル排気が水平尾翼に大きな影響を及ぼさないことが分かる。下面側に圧力の変化が殆ど見られない。水平尾翼は垂直尾翼の外側にあり、ノズル排気からの影響を受けにくいいため、図 52 と図 53 に示すように垂直尾翼などに比べて、ノズル排気による表面圧力の変化が小さい。また、前縁の suction peak がノズル排気より抑制されたことが分かる。下面側には大きな差が見られなかった。

全体的に、ノズル排気より後部胴体の上側を通過する流れが加速され、圧力が低下し、機体後部の揚力と抵抗が増加する結果が得られた。機体後部における揚力増加より、ピッチングモーメントが減少し、機首下げの傾向が強まる結果になった。CFD 解析は風洞試験と同じノズル出口総圧比 NPR の効果を予測した。しかし、ナセルと胴体の結合部や後部胴体の上面など、剥離が発生しやすい場所では、CFD 解析が風洞試験と大きな違いが見られた。格子解像度の向上と共に適切な乱流モデルなどによる解析精度の改善が必要と思われる。

5. ノズルとジェット流れ

図 54～図 57 に機体後部あたりの中央対称面(Side view)、図 58～図 61 にノズル中心軸を通る水平面(Top view)における圧力分布を示し、ノズル内部衝撃波の発生やノズル出口からのジェット流れが分かる。ノズル出口総圧 NPR が大きくなると、ノズル内部に衝撃波が発生し、さらに出口下流側に複雑な衝撃波や膨張波などの干渉現象になる。また、後部胴体の上面側とナセル・垂直尾翼の挟むチャンネル空間において、ノズル出口総圧 NPR の増加につれて圧力が減少することが分かる。同じノズル出口総圧 NPR において迎角が変化しても、ノズル排気による流れの変化があまり変化しない。ノズル出口 NPR が 1.0 から 1.5 まで、低圧域が上、下流方向へ大きく広げる。さらに NPR が増加していくと、低圧域の範囲があまり変化しなくなる。

図 62～図 65 に機体後部あたりの中央対称面(Side view)、図 66～図 69 にノズル中心軸を通り、機体平面に平行する平面(Top view)におけるマッハ数の分布を示す。垂直尾翼とナセルが挟むチャンネル流れは、ノズル排気が強くなる(NPR 増加)と流れが加速されることが分かる。前述のように垂直尾翼とナセル後部にかかる空気力と表面圧力はノズル出口 NPR が 1.5 以下の場合、大きく変化するが、NPR がさらに大きくなると、空気力と表面圧力の変化が収束するようになる。ノズル内部では、ノズル流入口での圧力が増加すると、速度が大きくなり、排気が強くなる。ノズル出口の NPR が 1.0 から増えるとき、まず、内部のスロート付近で衝撃波は発生する。その後、衝撃波がノズル出口へ前進する。さらに、NPR が 1.5 以上になると、ノズル出口から超音速ジェットとなる。超音速ジェットになると、中心部の流れが上流側に影響を及ぼさず、これ以上に NPR を増えても機体への干渉があまり変化しなくなる。つまり、ノズル出口総圧比 NPR が増えても、垂直尾翼とナセルのチャンネル流れが変化しなくなる。同様に、後部胴体と水平尾翼への干渉も変化しなくなる。ノズル出口総圧比 NPR が小さい場合、ノズル内部に衝撃波が壁面乱流境界層と干渉し、複雑な流れになる。一般的に、このような流れに対して、高い解析精度で CFD を行うことが困難であるため、高い解像度の格子と適切な乱流モデルを適用することが必要となる。これは前述にノズル出口付近での模型表面圧力は計算結果と計測値が合わない原因として考えられる。

図 70～図 73 に機体後部あたりの速度ベクトルを示す。ノズル出口総圧比 NPR の増加より、

流れが加速されることが分かる。ノズル出口の下側あたりに主流方向と逆向きの速度ベクトルが確認できる。

また、ノズル出口からジェット内部に速い流れと機体上流側から流れてきた遅い外部流れと干渉し、薄いせん断層も形成される。

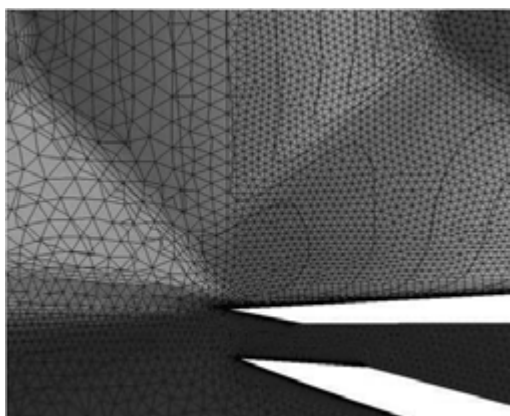


図 74 にノズル出口付近におけるマッハ数分布と計算格子の拡大図を示す。この計算結果から、ジェット流れと外部流れに大きな速度差が生じていることが分かる。しかし、CFD 解析の結果では、ノズル出口より下流側のせん断層内に十分な格子点数を持たず、せん断層内の急激な速度変化が捉えられていないと考える。格子幅が大きいので、ジェット流れが数値粘性によって幅を広げてしまう。つまり、ノズル排気が影響を及ぼす範囲が数値粘性で大きくなり、機体後部への干渉が強くなる。ノズル出口総圧比 NPR の増加につれ、ノズル排気による機体への干渉が数値粘性とともに強くなることは、CFD 解析で大きな NPR でも空気が増加し続ける原因と考える。ジェットせん断層内に十分な格子点数を配置し、解析精度を高める必要がある。

計算結果より後部ナセルと後部胴体の間に剥離が見られた。これに関して、上流側のチャンネルから低い圧力の流れがはいり、下流側の圧力差より 3 次元の複雑な剥離領域が形成されることが考えられる。前述より特に後部胴体の上面に圧力の計算結果と計測値に大きな差が生じた。この領域に対して計算格子の解像度が不足している可能性がある。

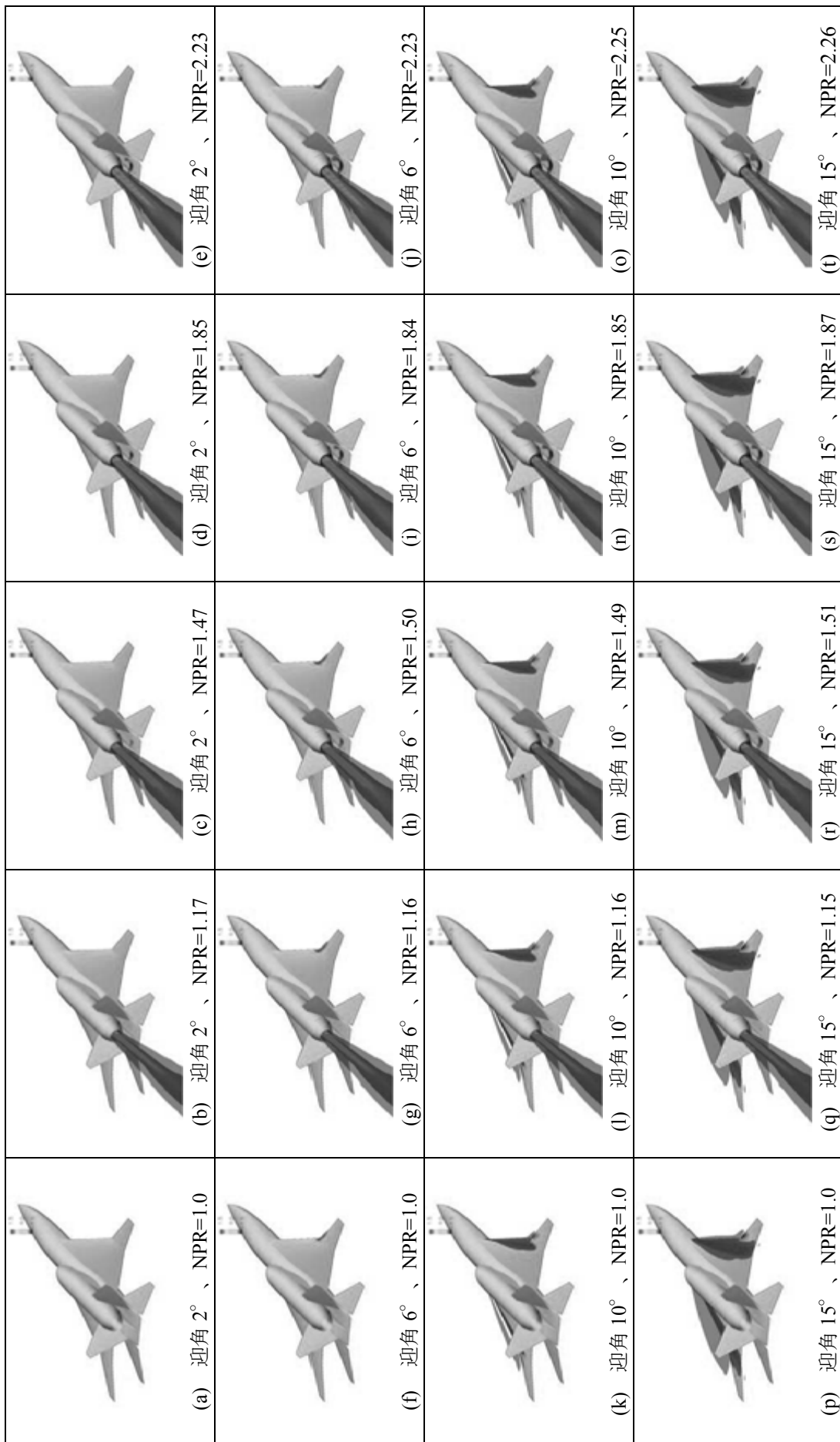


図 8 尾排解析結果の流れ全体：空間総圧分布と表面圧力分布

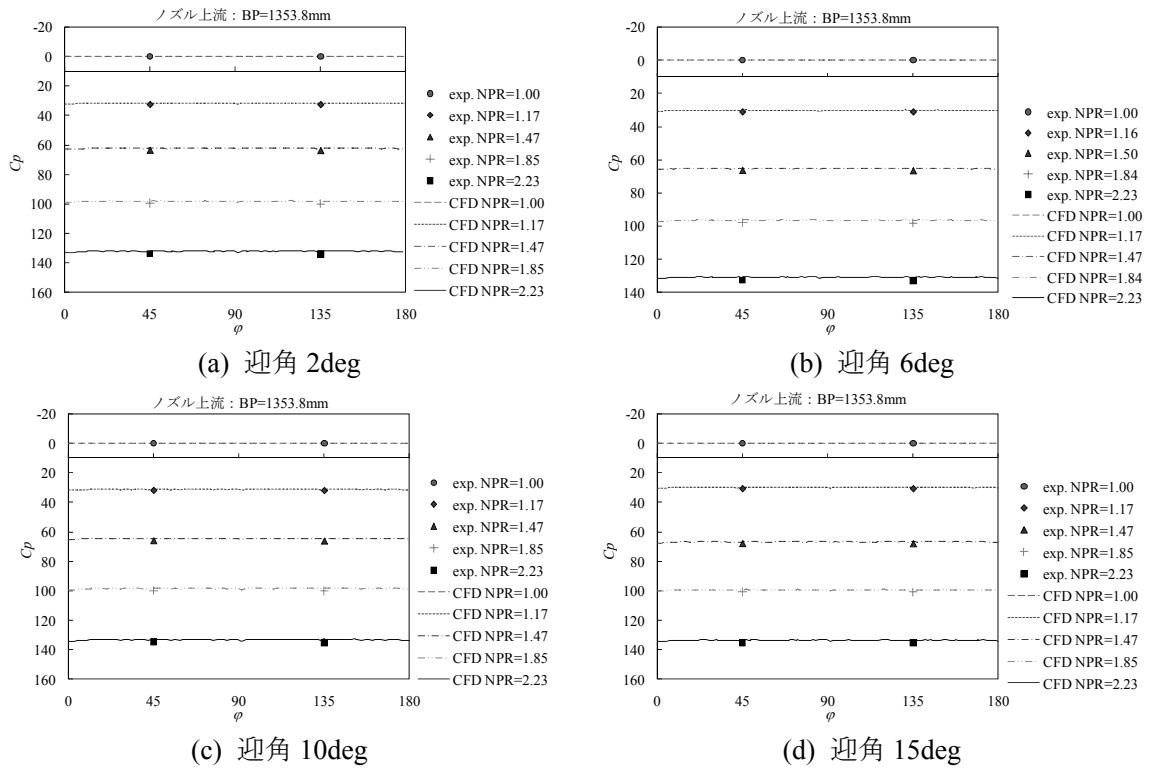


図 9 ノズル内部表面圧力分布(ノズル前方)

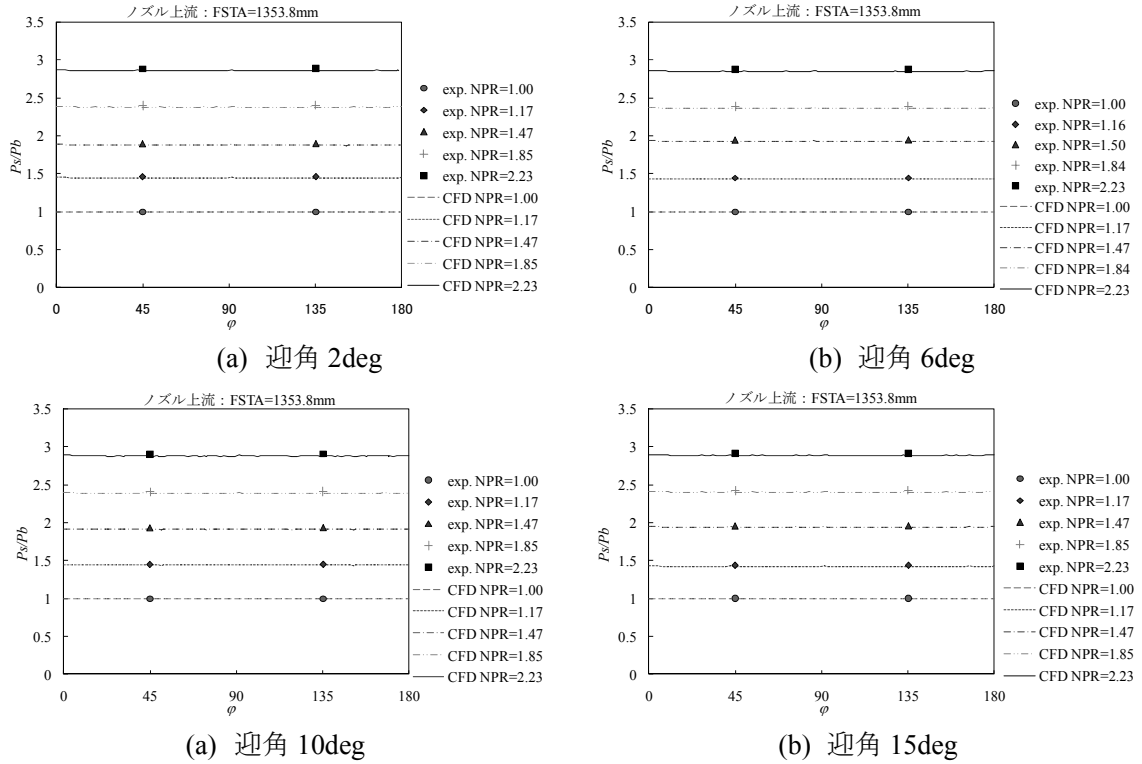


図 10 ノズル内部表面静圧比分布(P_s/P_b) (ノズル前方)

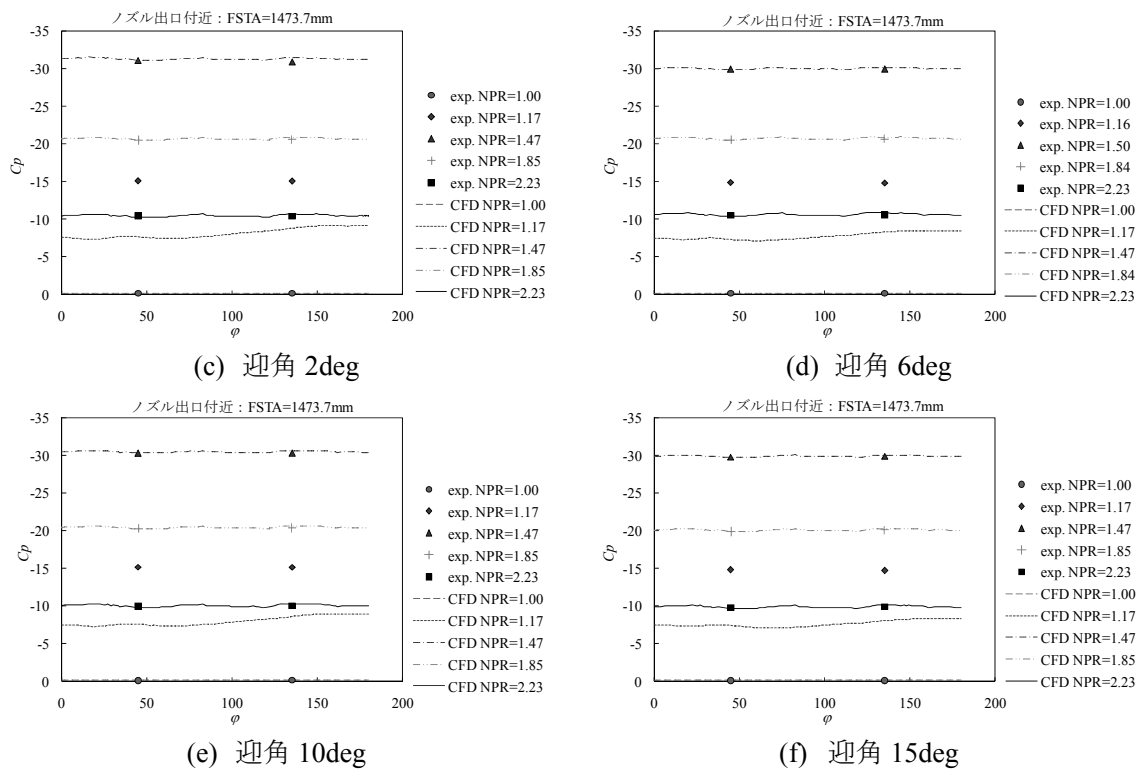


図 11 ノズル内部表面圧力分布(出口付近)

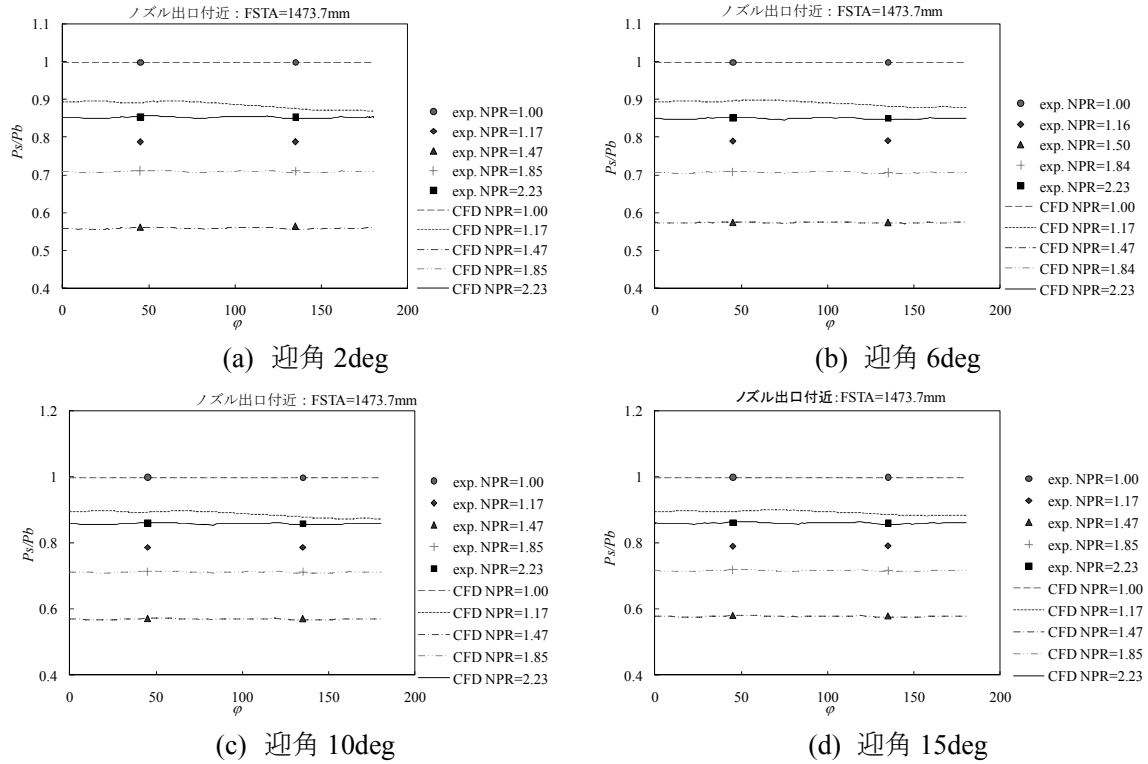


図 12 ノズル内部表面静圧比分布(P_s/P_b) (出口付近)

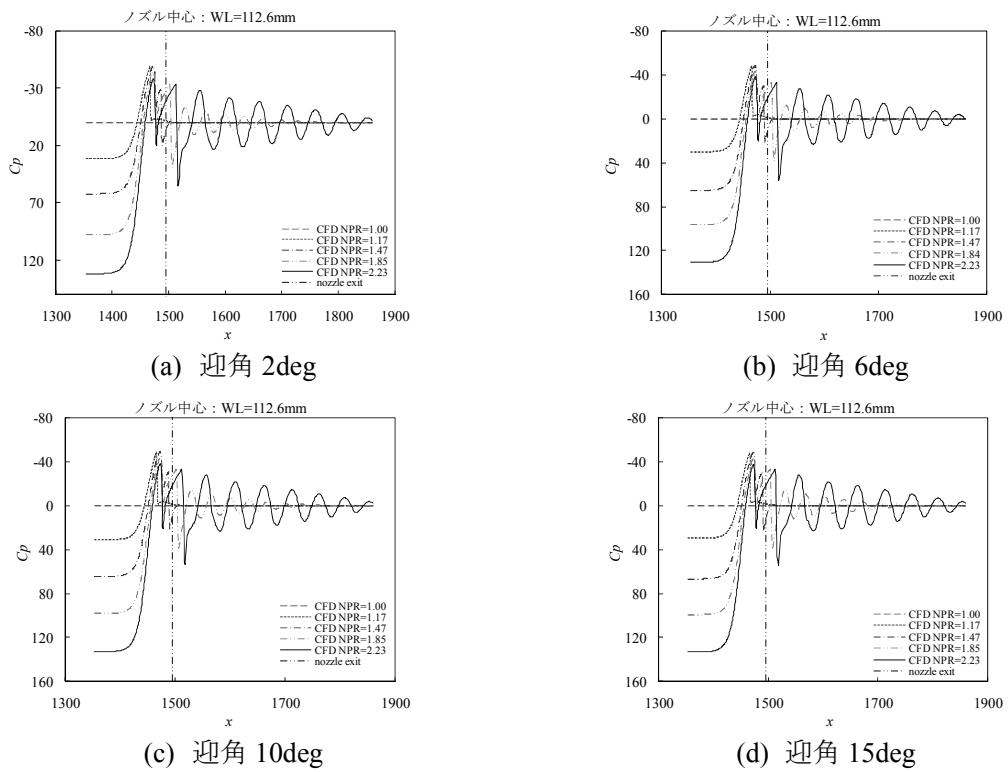


図 13 ノズルとジェット中心圧力分布

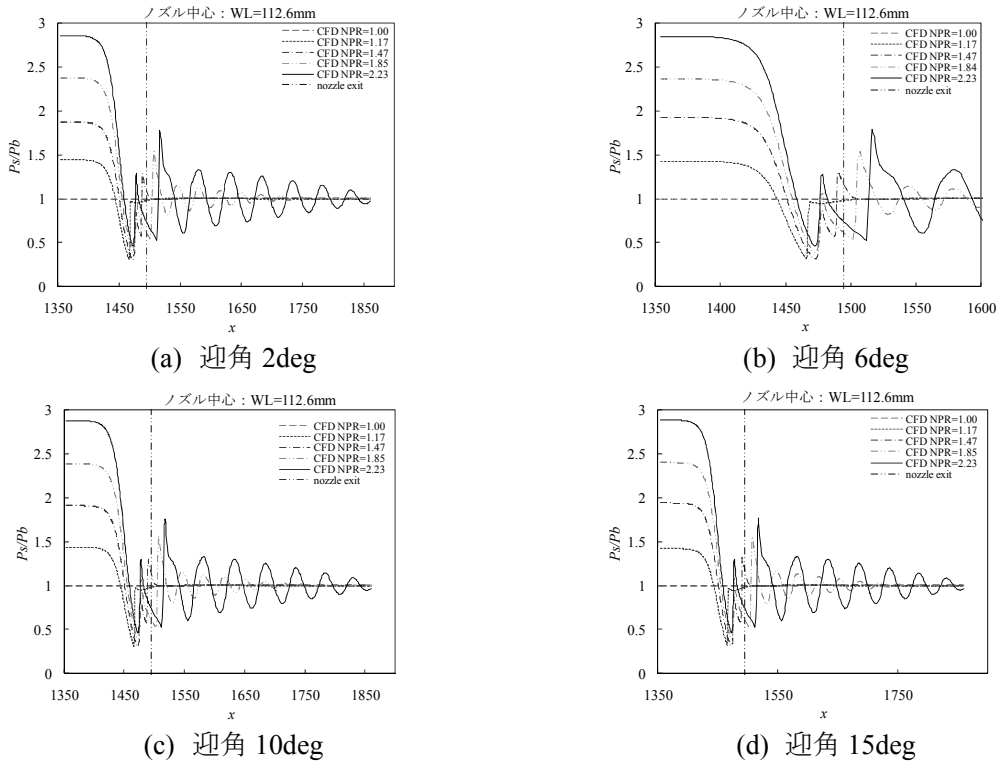


図 14 ノズルとジェット中心静圧比分布: P_s/P_b

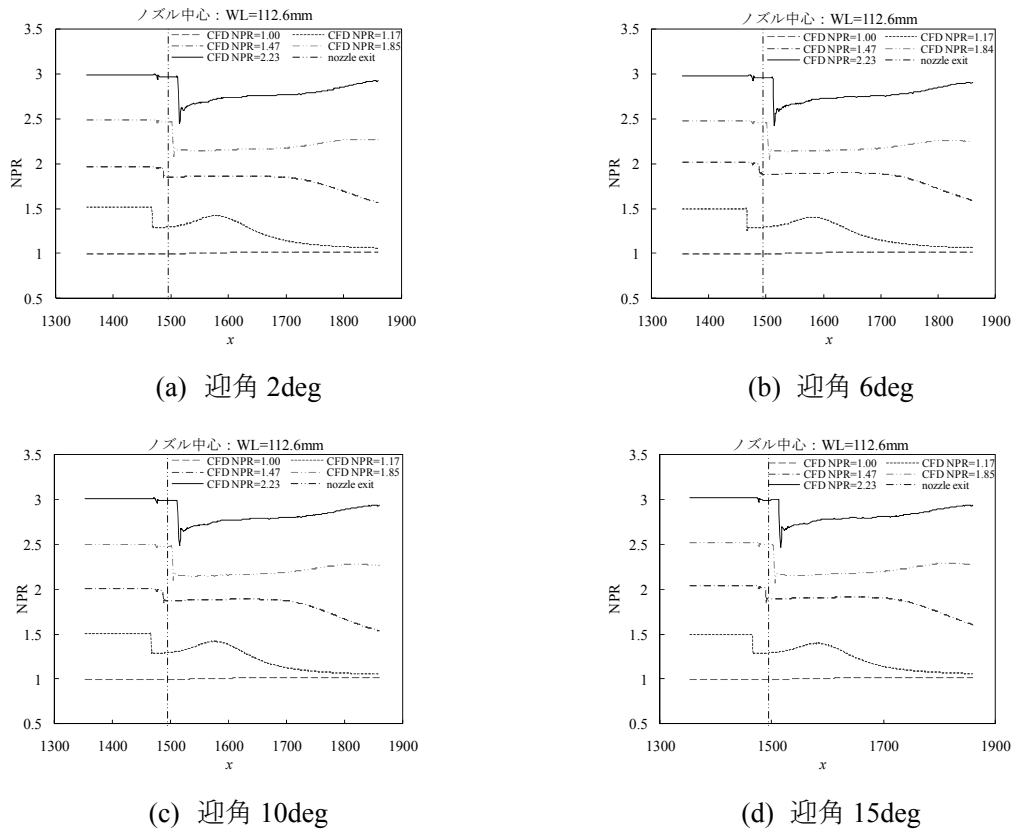
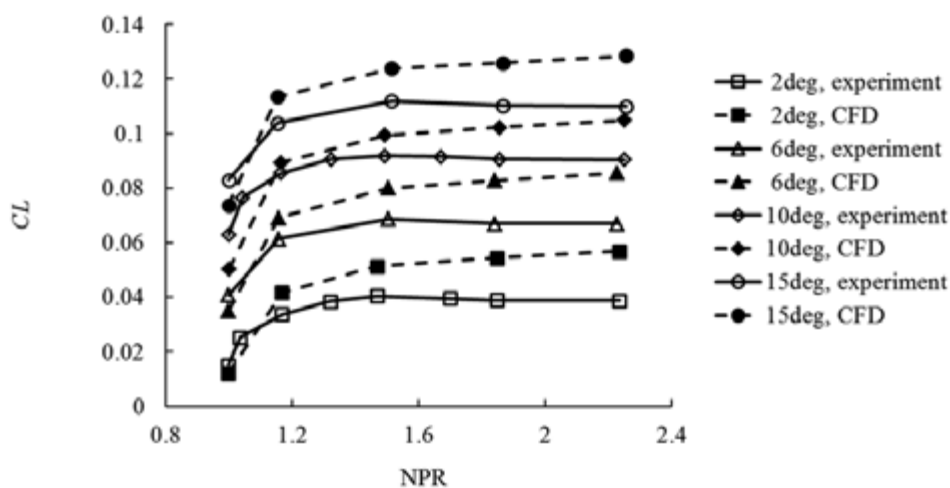
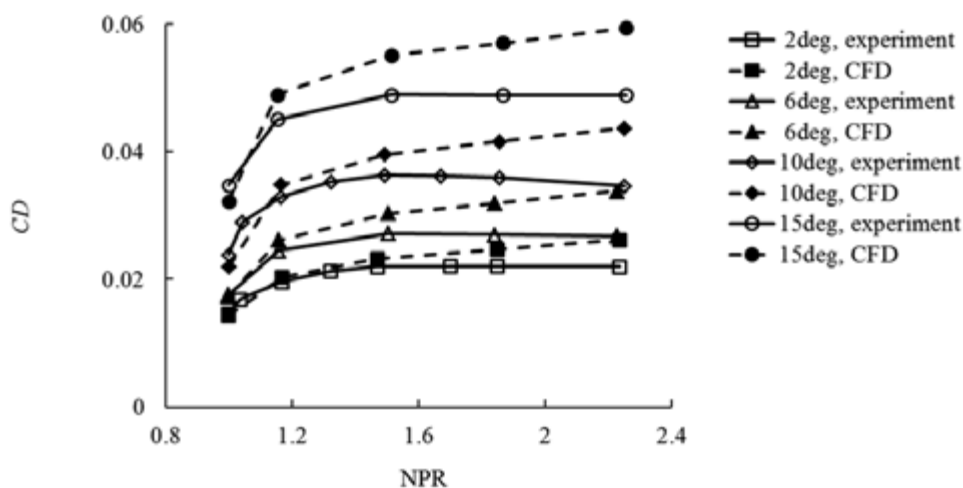


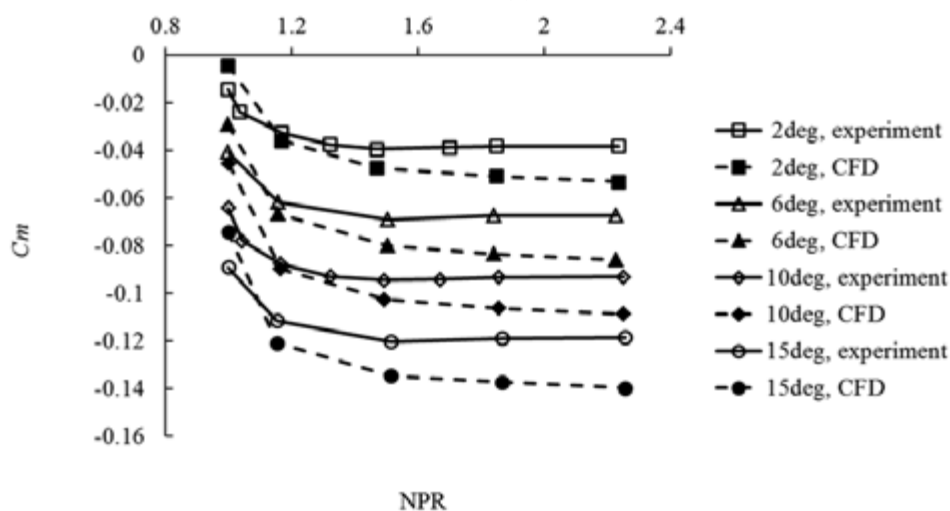
図 15 ノズルとジェット中心総圧比 NPR



(a) 揚力係数

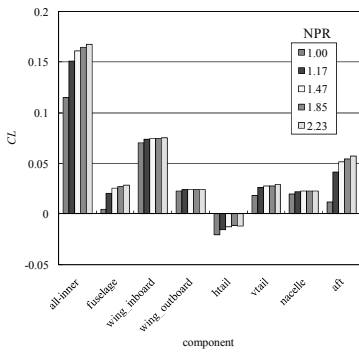


(b) 抵抗係数

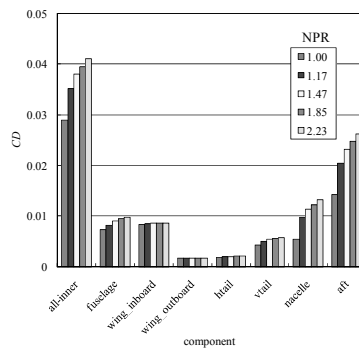


(c) ピッチングモーメント係数

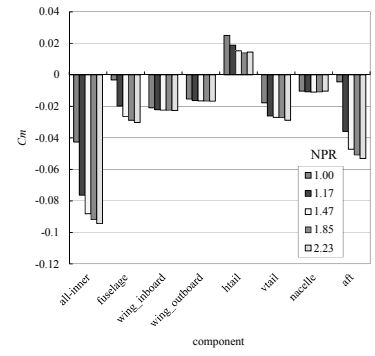
図 16 NPR による後部機体の空気に及ぼす影響



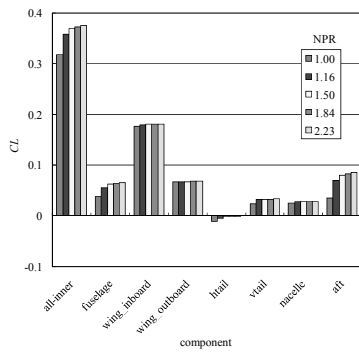
(a) 迎角 2deg、揚力係数



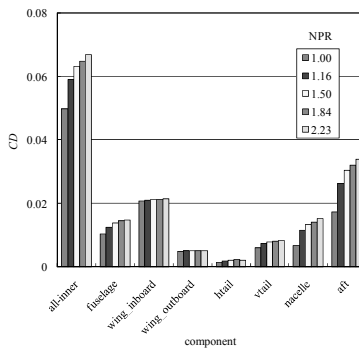
(b) 迎角 2deg、抵抗係数



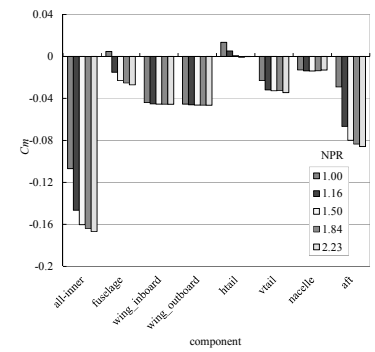
(c) 迎角 2deg、ピッチングモーメント係数



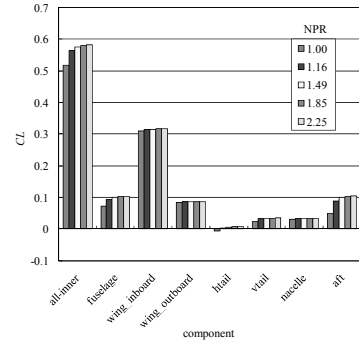
(d) 迎角 6deg、揚力係数



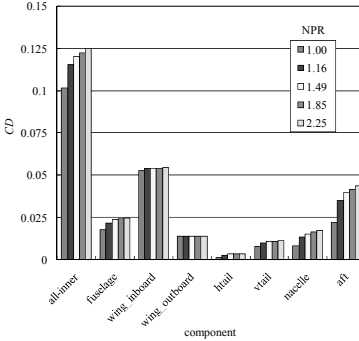
(e) 迎角 6deg、抵抗係数



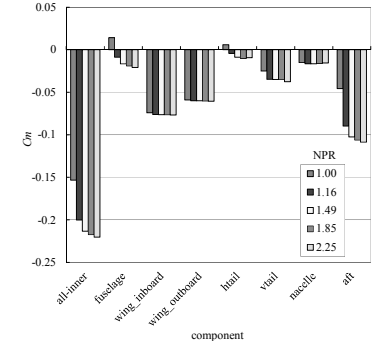
(f) 迎角 6deg、ピッチングモーメント係数



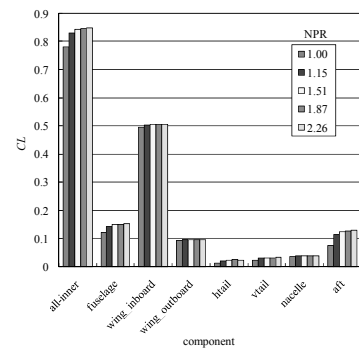
(g) 迎角 10deg、揚力係数



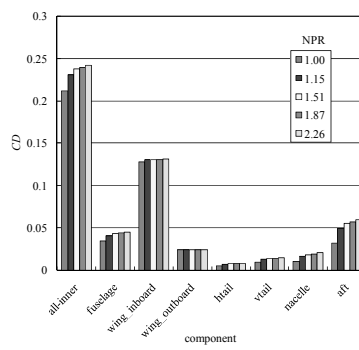
(h) 迎角 10deg、抵抗係数



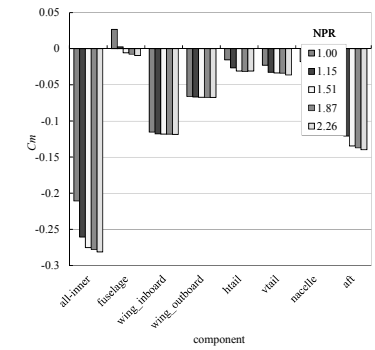
(i) 迎角 10deg、ピッチングモーメント係数



(j) 迎角 15deg、揚力係数



(k) 迎角 15deg、抵抗係数



(l) 迎角 15deg、ピッチングモーメント係数

図 17 各部による揚力と抵抗とピッチングモーメントへの寄与

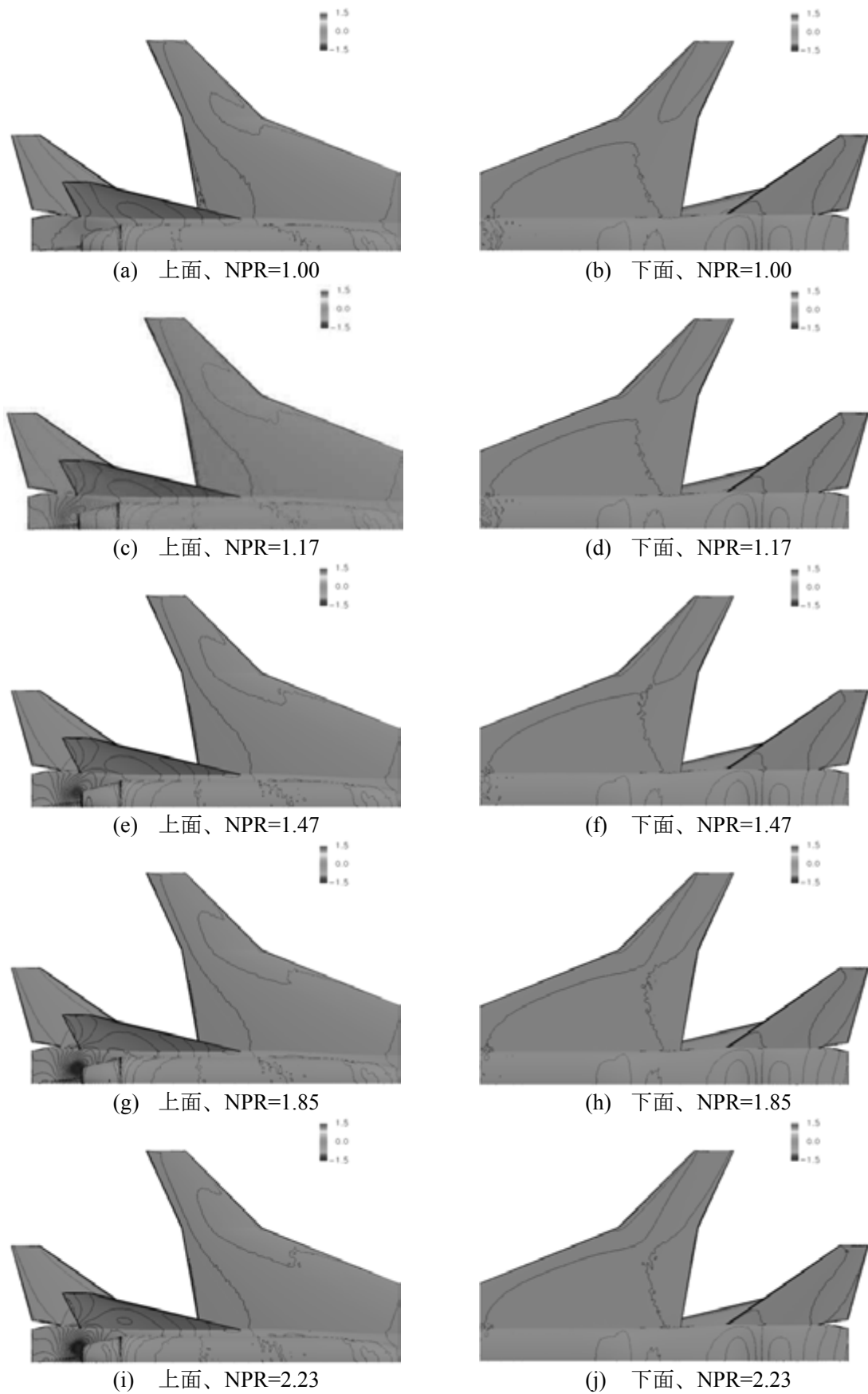


図 18 後部機体表面圧力分布、迎角 2deg

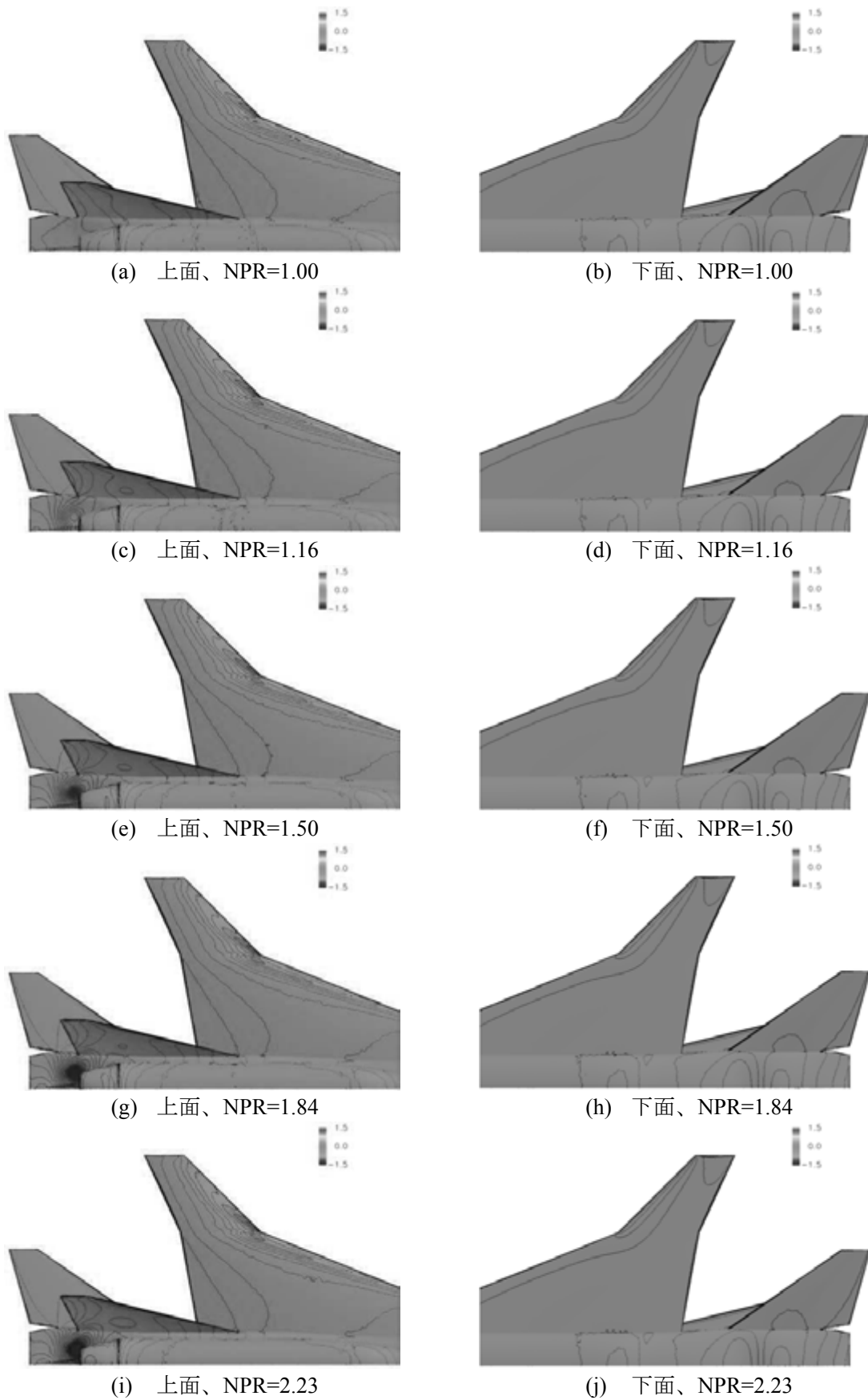


図 19 後部機体表面圧力分布、迎角 6deg

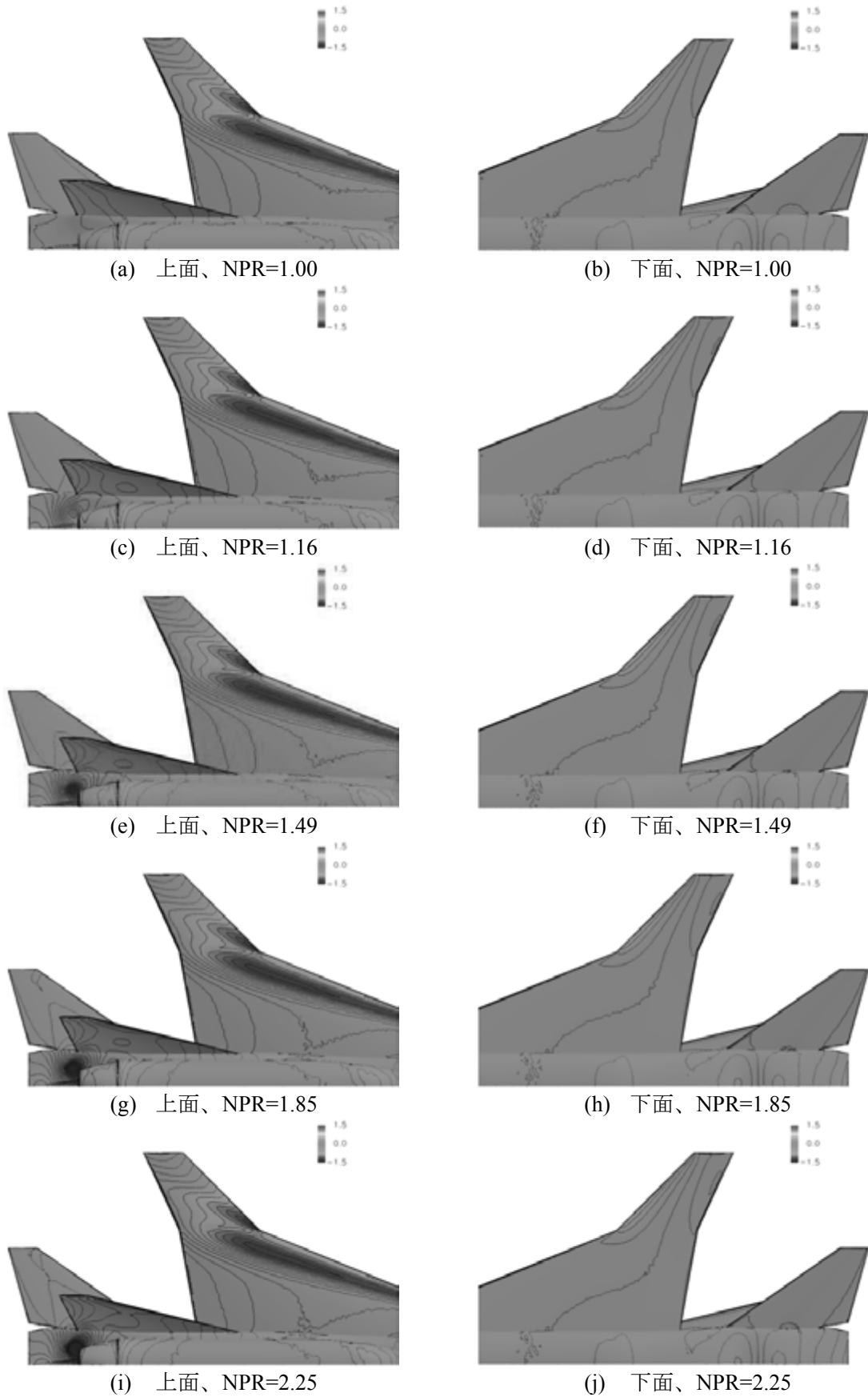


図 20 後部機体表面圧力分布、迎角 10deg

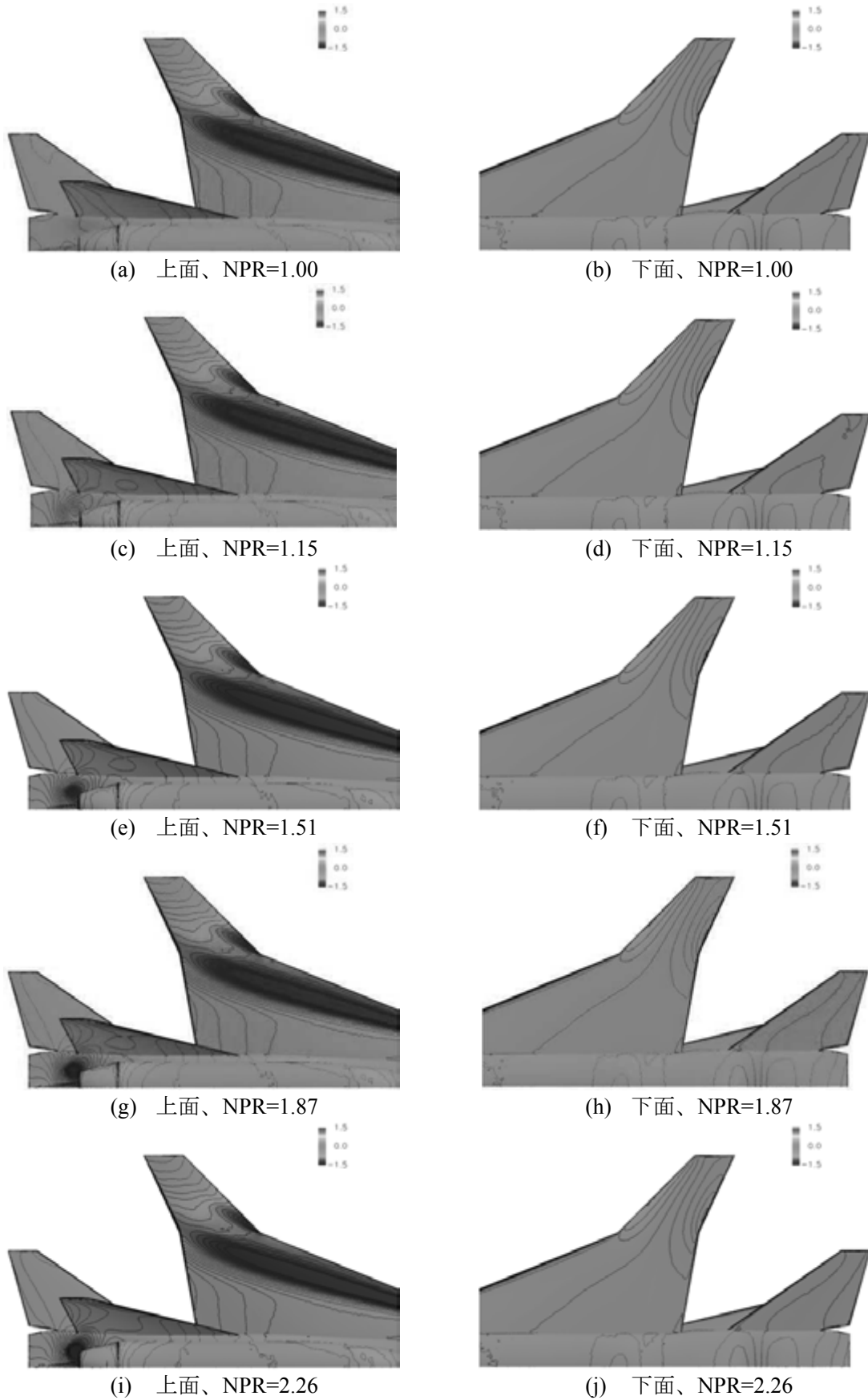


図 21 後部機体表面圧力分布、迎角 15deg

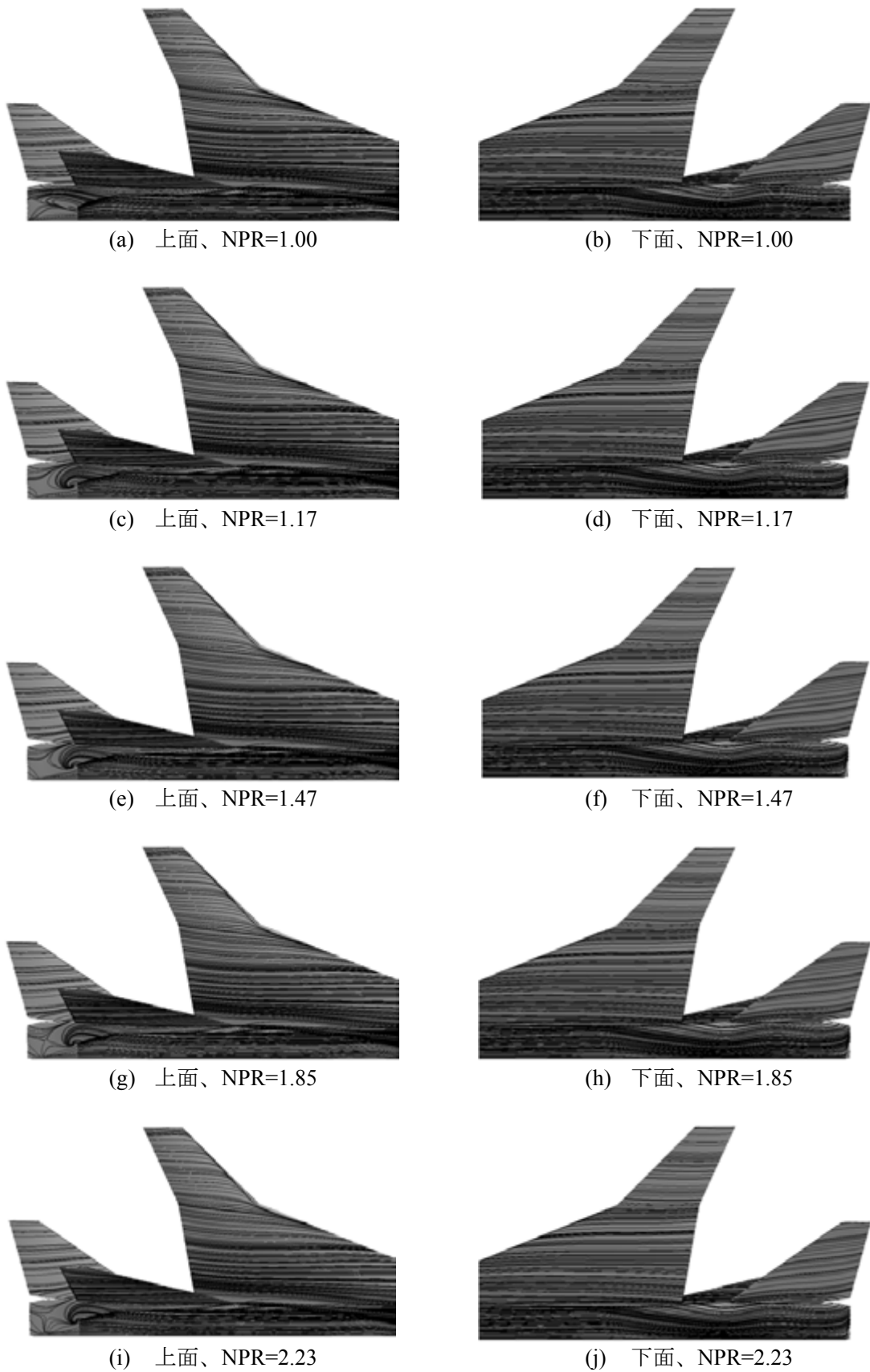


図 22 後部機体表面流線パターン、迎角 2deg

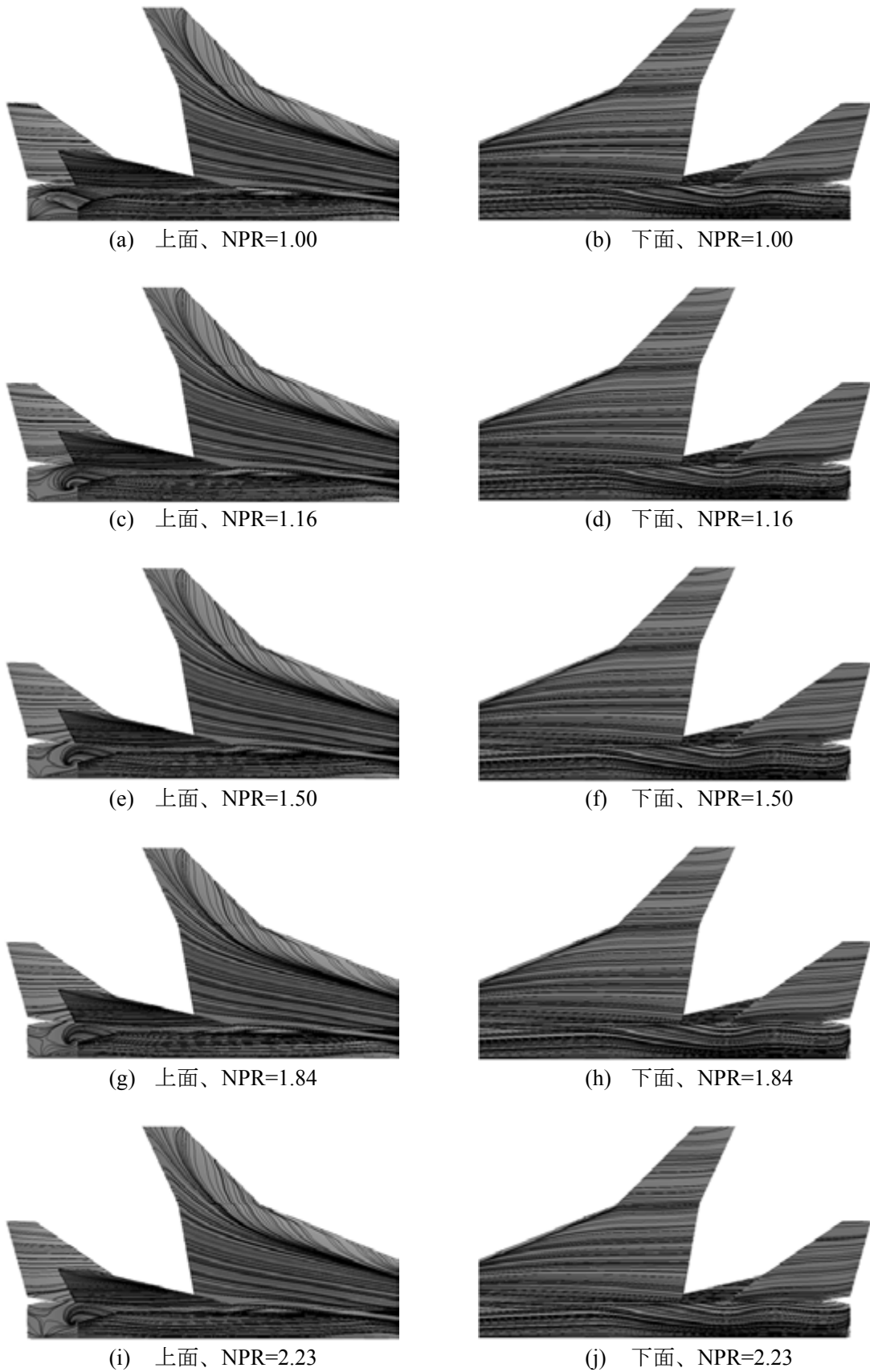


図 23 後部機体表面流線パターン、迎角 6deg

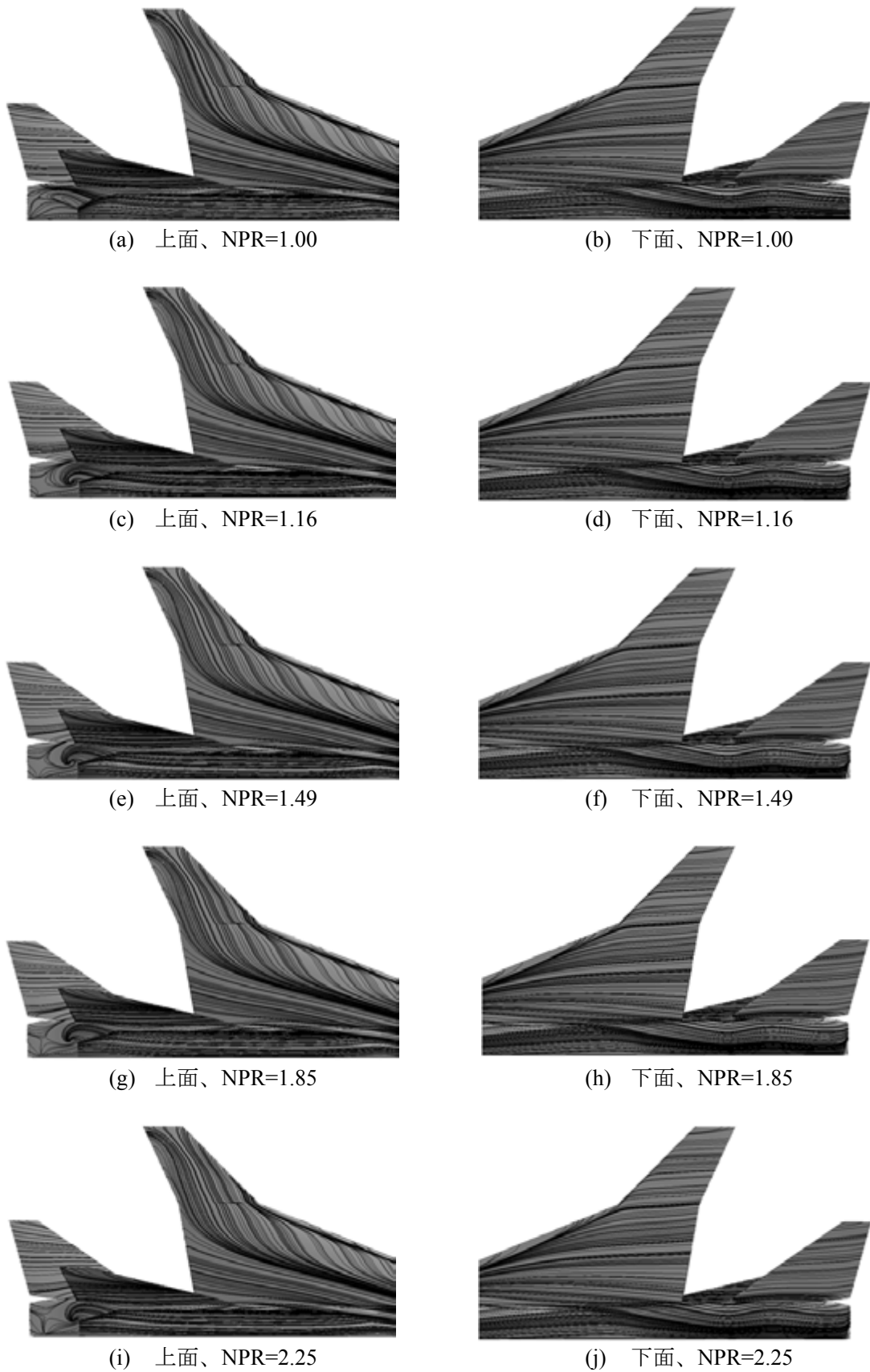


図 24 後部機体表面流線パターン、迎角 10deg

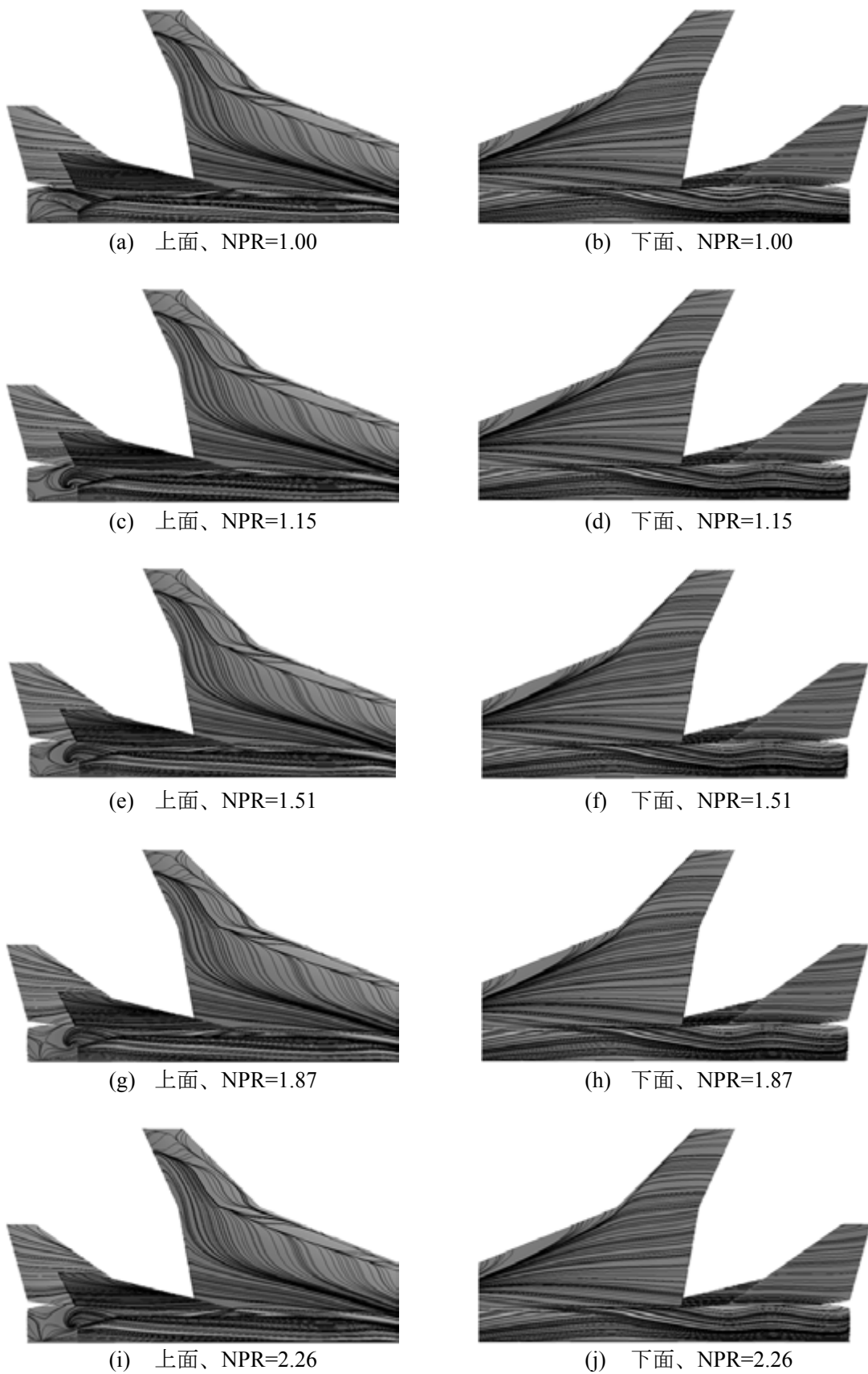


図 25 後部機体表面流線パターン、迎角 15deg

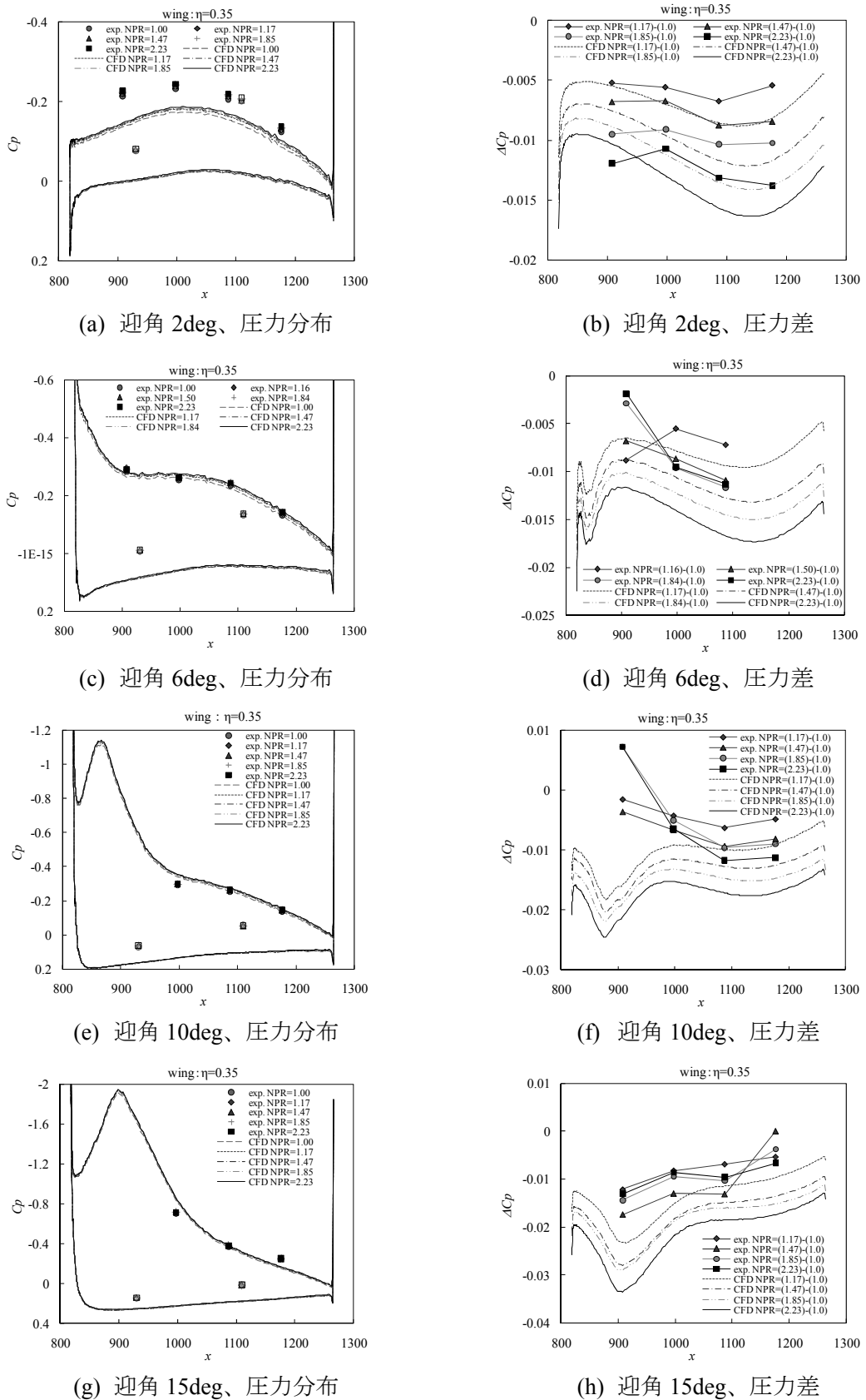
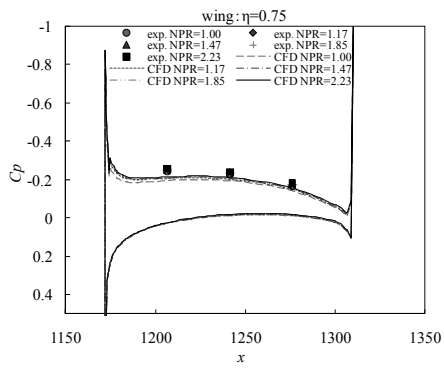
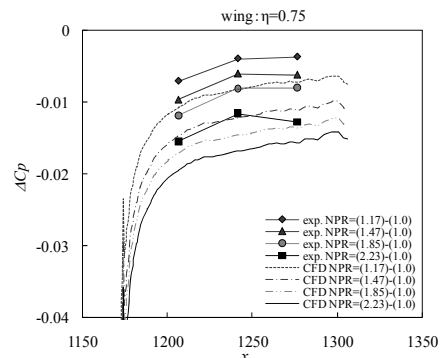


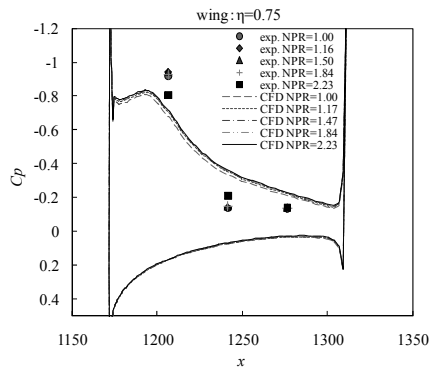
図 26 主翼表面圧力差の分布(内翼): $\eta=0.35$



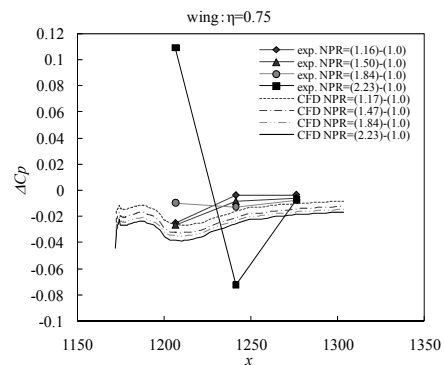
(a) 迎角 2deg、压力分布



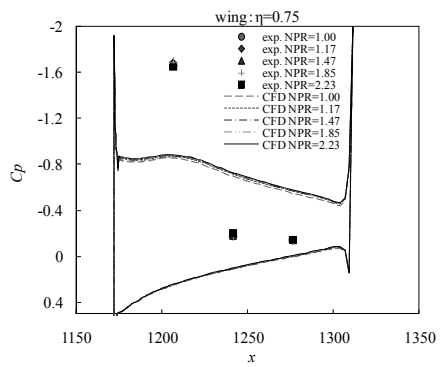
(b) 迎角 2deg、压力差



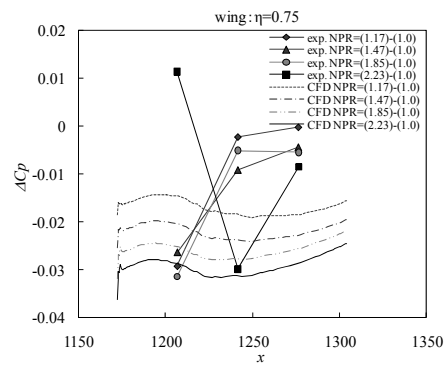
(c) 迎角 6deg、压力分布



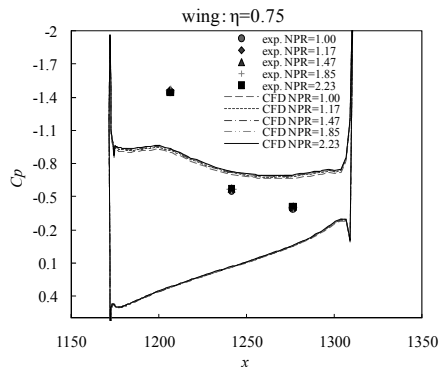
(d) 迎角 6deg、压力差



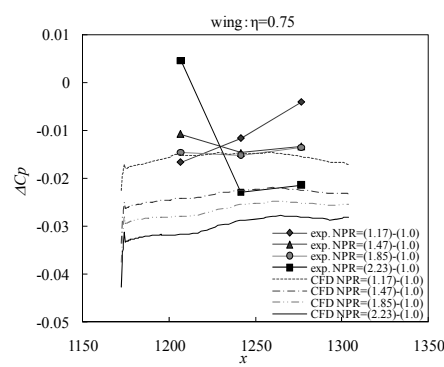
(e) 迎角 10deg、压力分布



(f) 迎角 10deg、压力差

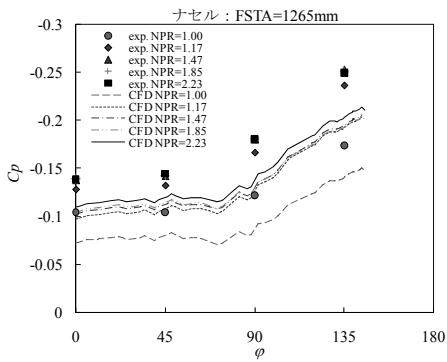


(g) 迎角 15deg、压力分布

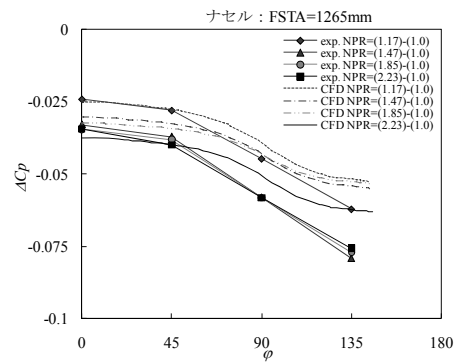


(h) 迎角 15deg、压力差

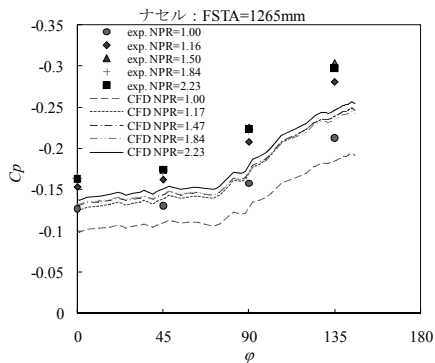
図 27 主翼表面压力差の分布(外翼): η=0.75



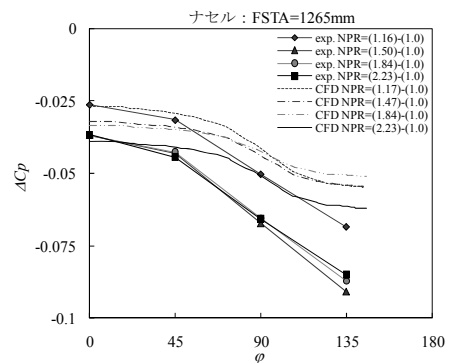
(a) 迎角 2deg、圧力分布



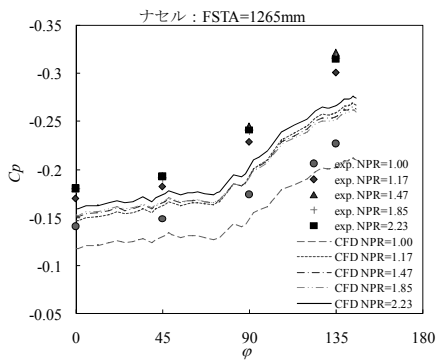
(b) 迎角 2deg、圧力差



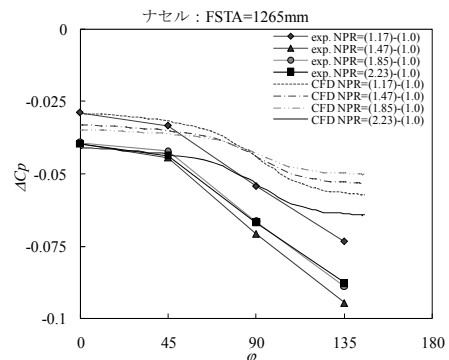
(c) 迎角 6deg、圧力分布



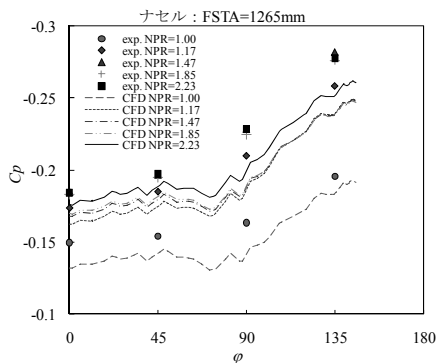
(d) 迎角 6deg、圧力差



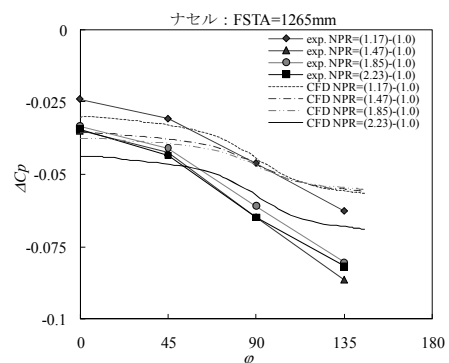
(e) 迎角 10deg、圧力分布



(f) 迎角 10deg、圧力差



(g) 迎角 15deg、圧力分布



(h) 迎角 15deg、圧力差

図 28 ナセル表面圧力分布:FSTA=1265mm(上流側)

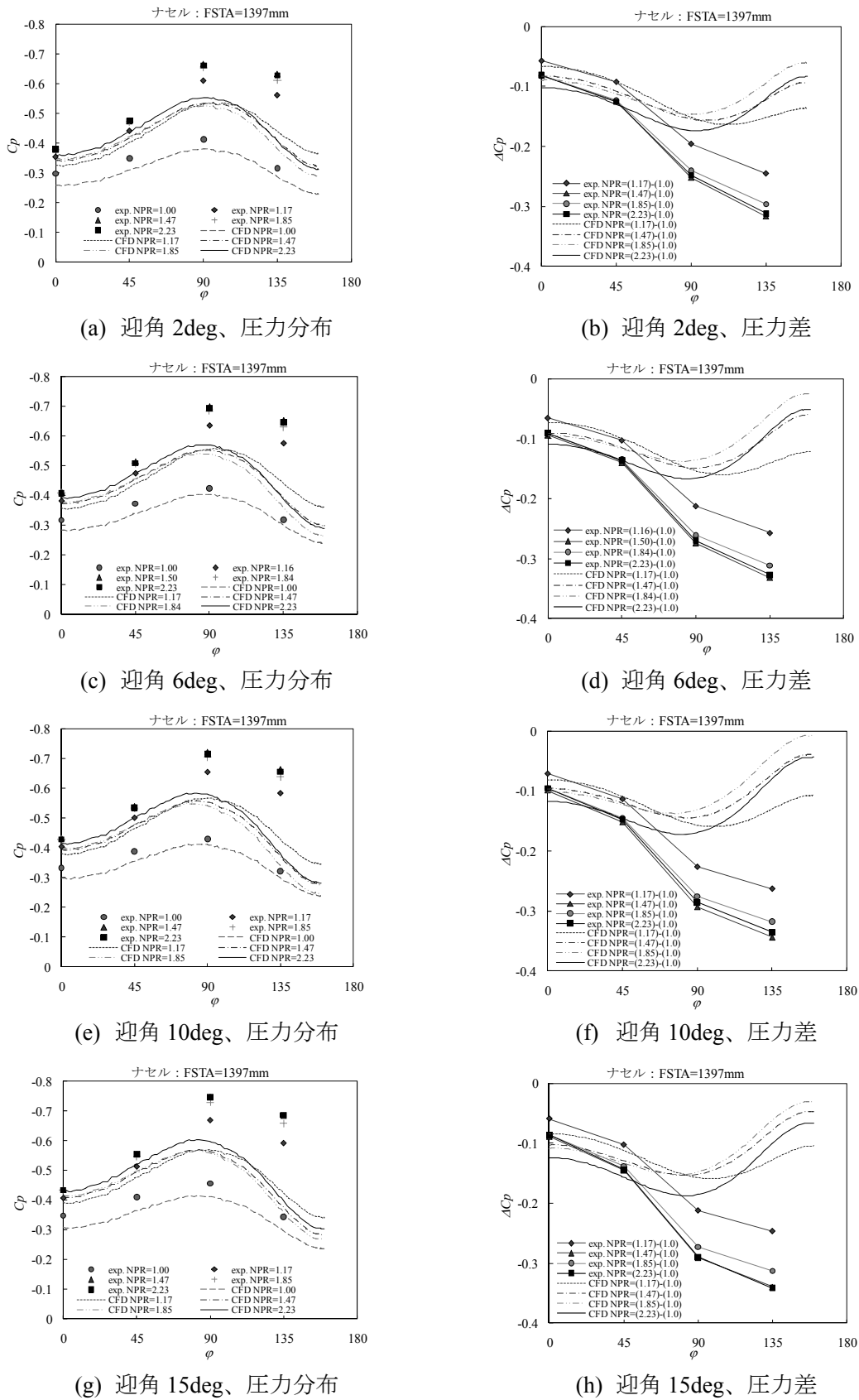
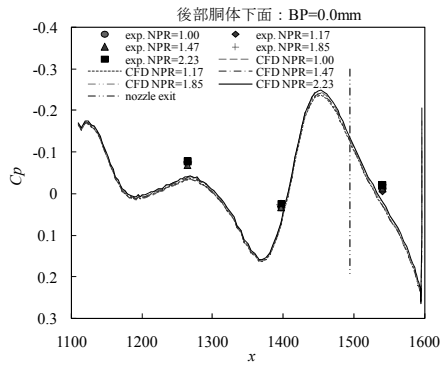
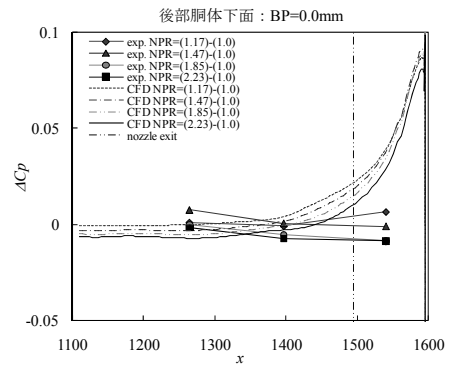


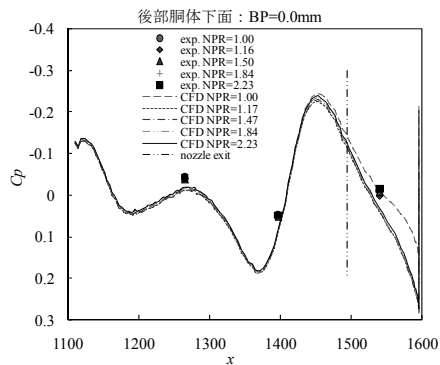
図 29 ナセル表面圧力分布:FSTA=1397mm(下流側)



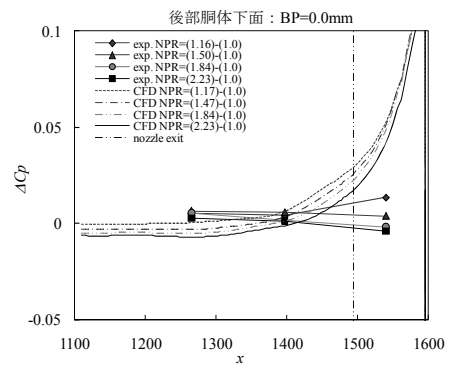
(a) 迎角 2deg、圧力分布



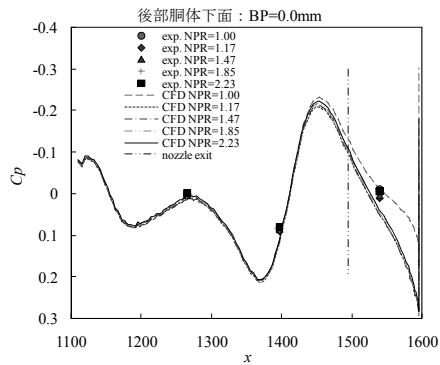
(b) 迎角 2deg、圧力差



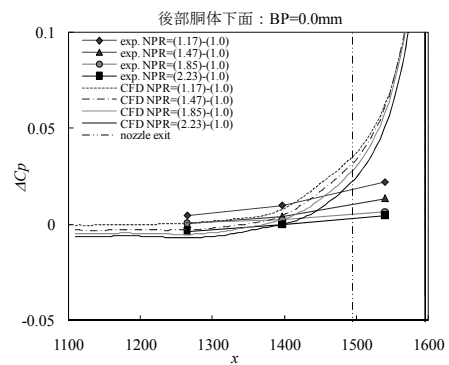
(c) 迎角 6deg、圧力分布



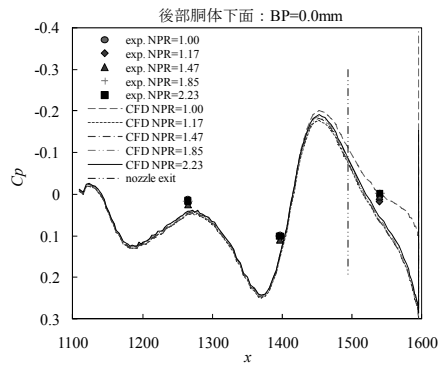
(d) 迎角 6deg、圧力差



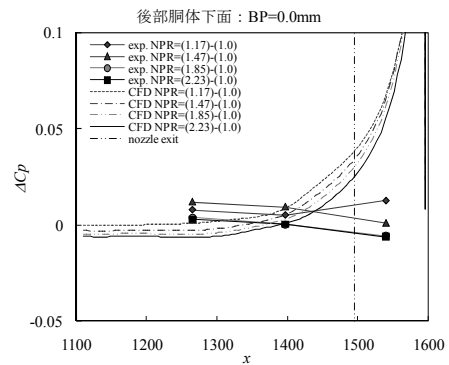
(e) 迎角 10deg、圧力分布



(f) 迎角 10deg、圧力差

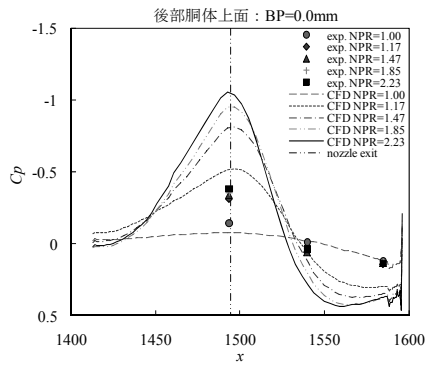


(g) 迎角 15deg、圧力分布

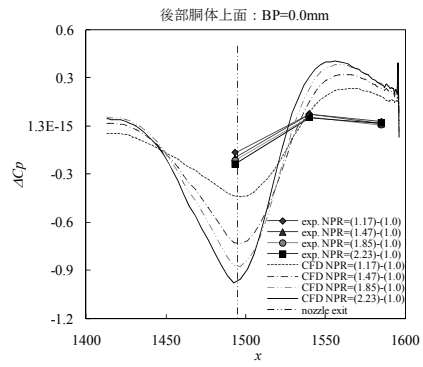


(h) 迎角 15deg、圧力差

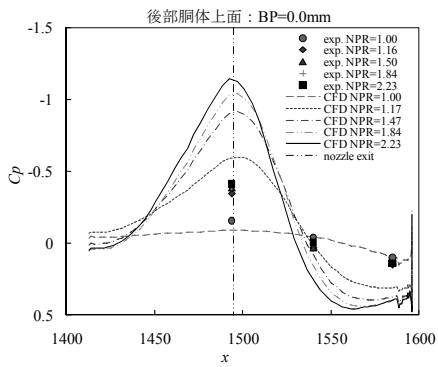
図 30 後部胴体下面圧力分布:BP=0mm(中心対称面)



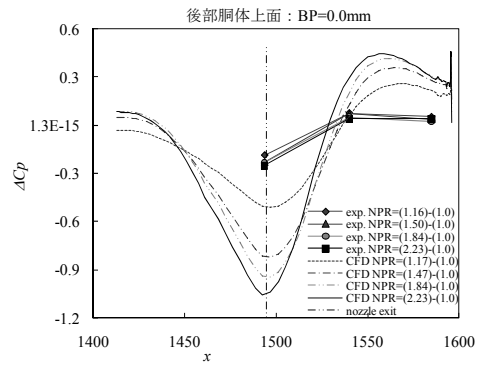
(a) 迎角 2deg、压力分布



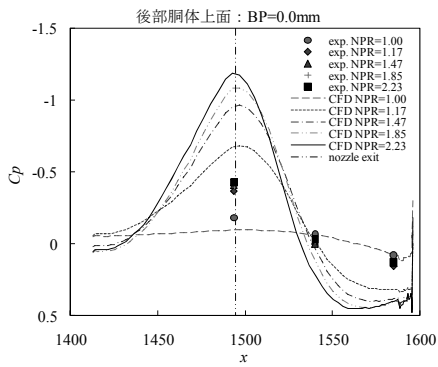
(b) 迎角 2deg、压力差



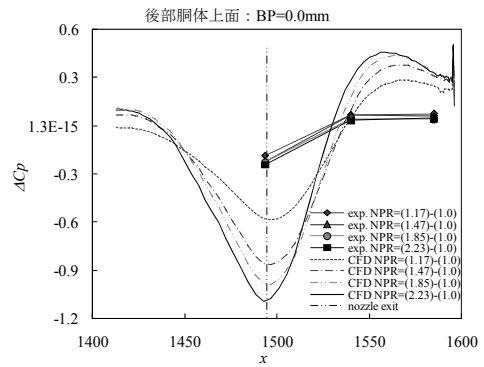
(c) 迎角 6deg、压力分布



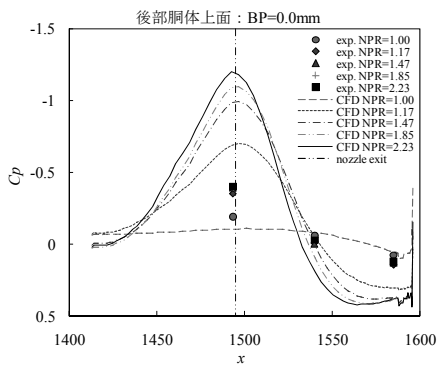
(d) 迎角 6deg、压力差



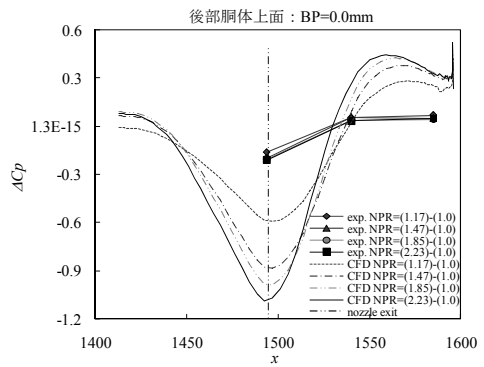
(e) 迎角 10deg、压力分布



(f) 迎角 10deg、压力差

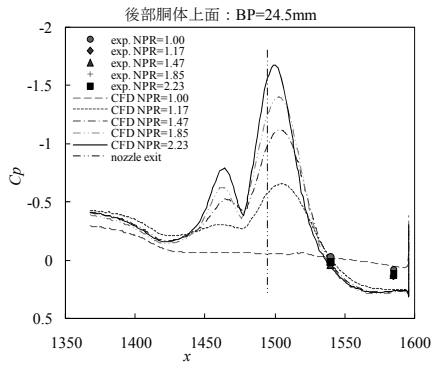


(g) 迎角 15deg、压力分布

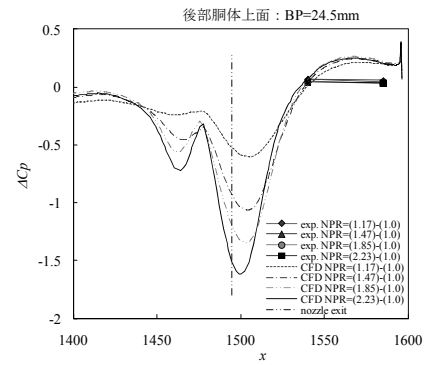


(h) 迎角 15deg、压力差

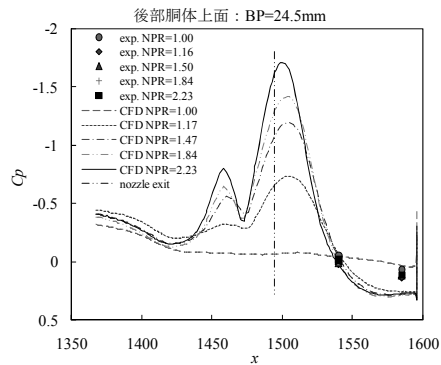
图 31 後部胴体上面压力分布:BP=0mm(中心对称面)



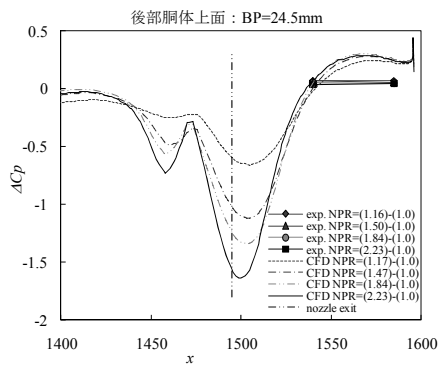
(a) 迎角 2deg、圧力分布



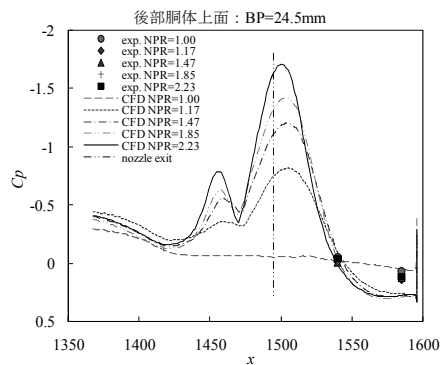
(b) 迎角 2deg、圧力差



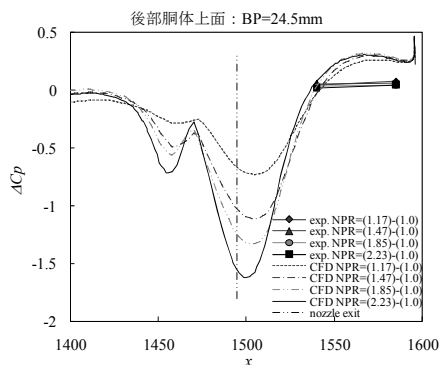
(c) 迎角 6deg、圧力分布



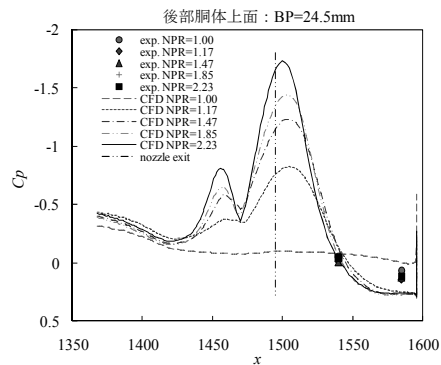
(d) 迎角 6deg、圧力差



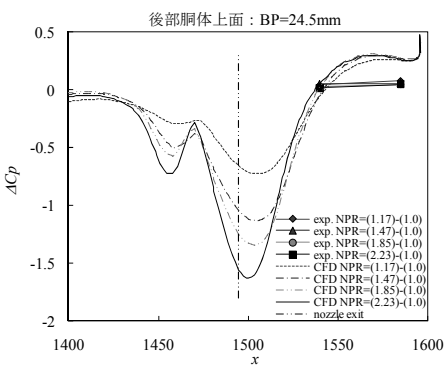
(e) 迎角 10deg、圧力分布



(f) 迎角 10deg、圧力差

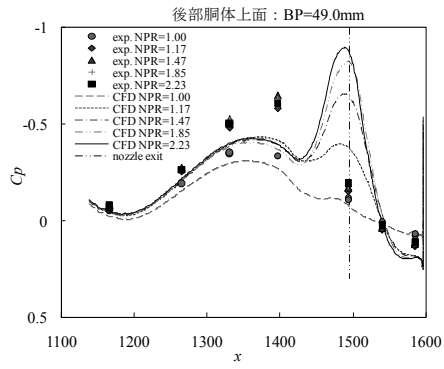


(g) 迎角 15deg、圧力分布

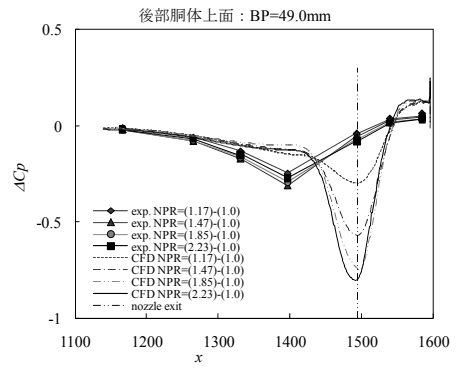


(h) 迎角 15deg、圧力差

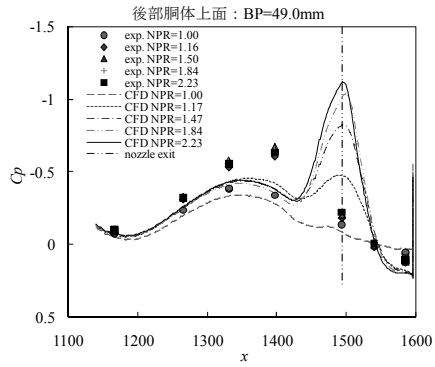
図 32 後部胴体上面圧力分布:BP=24.5mm



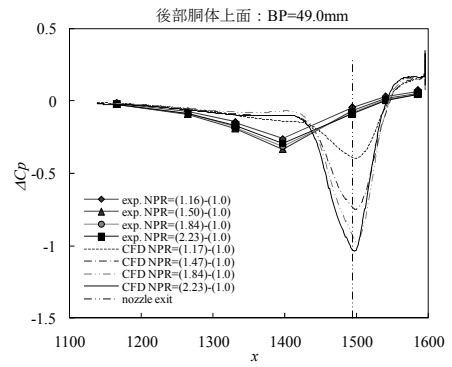
(a) 迎角 2deg、压力分布



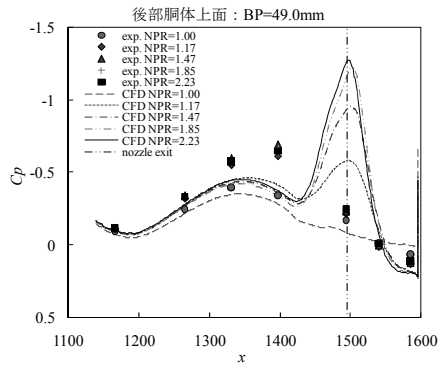
(b) 迎角 2deg、压力差



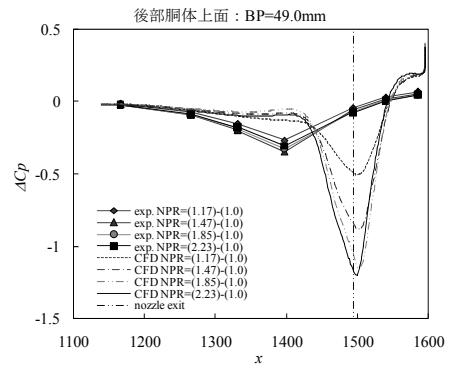
(c) 迎角 6deg、压力分布



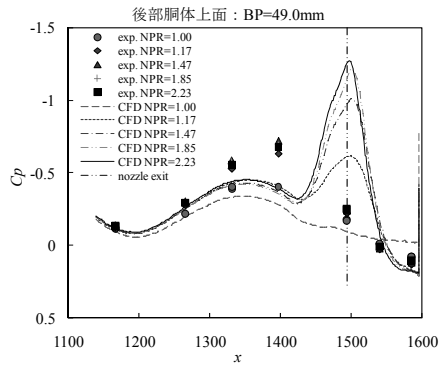
(d) 迎角 6deg、压力差



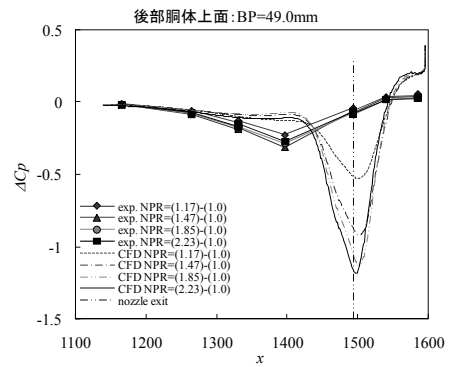
(e) 迎角 10deg、压力分布



(f) 迎角 10deg、压力差



(g) 迎角 15deg、压力分布



(h) 迎角 15deg、压力差

图 33 後部胴体上面压力分布:BP=49mm

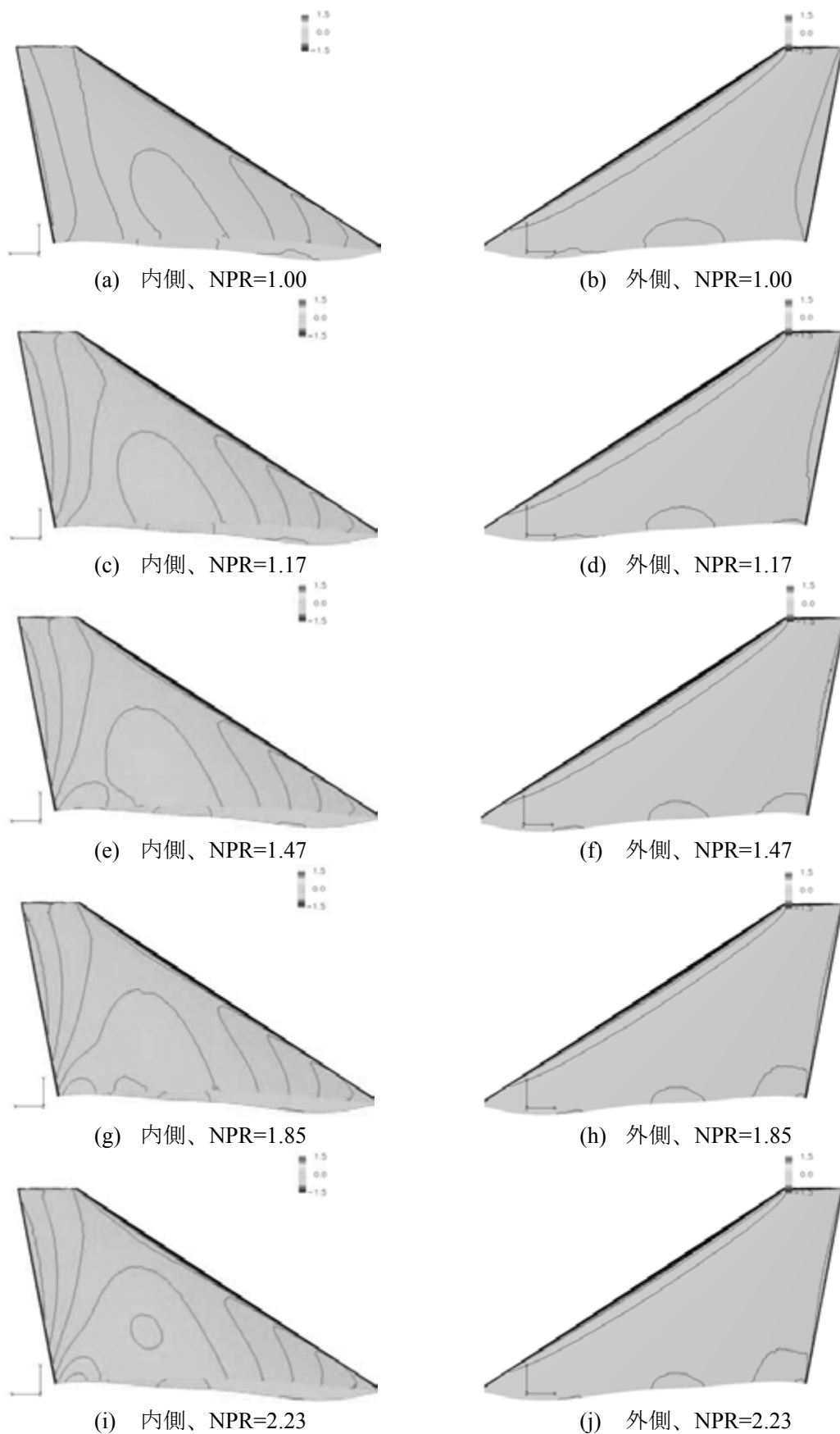


図 34 垂直尾翼表面圧力分布、迎角 2deg

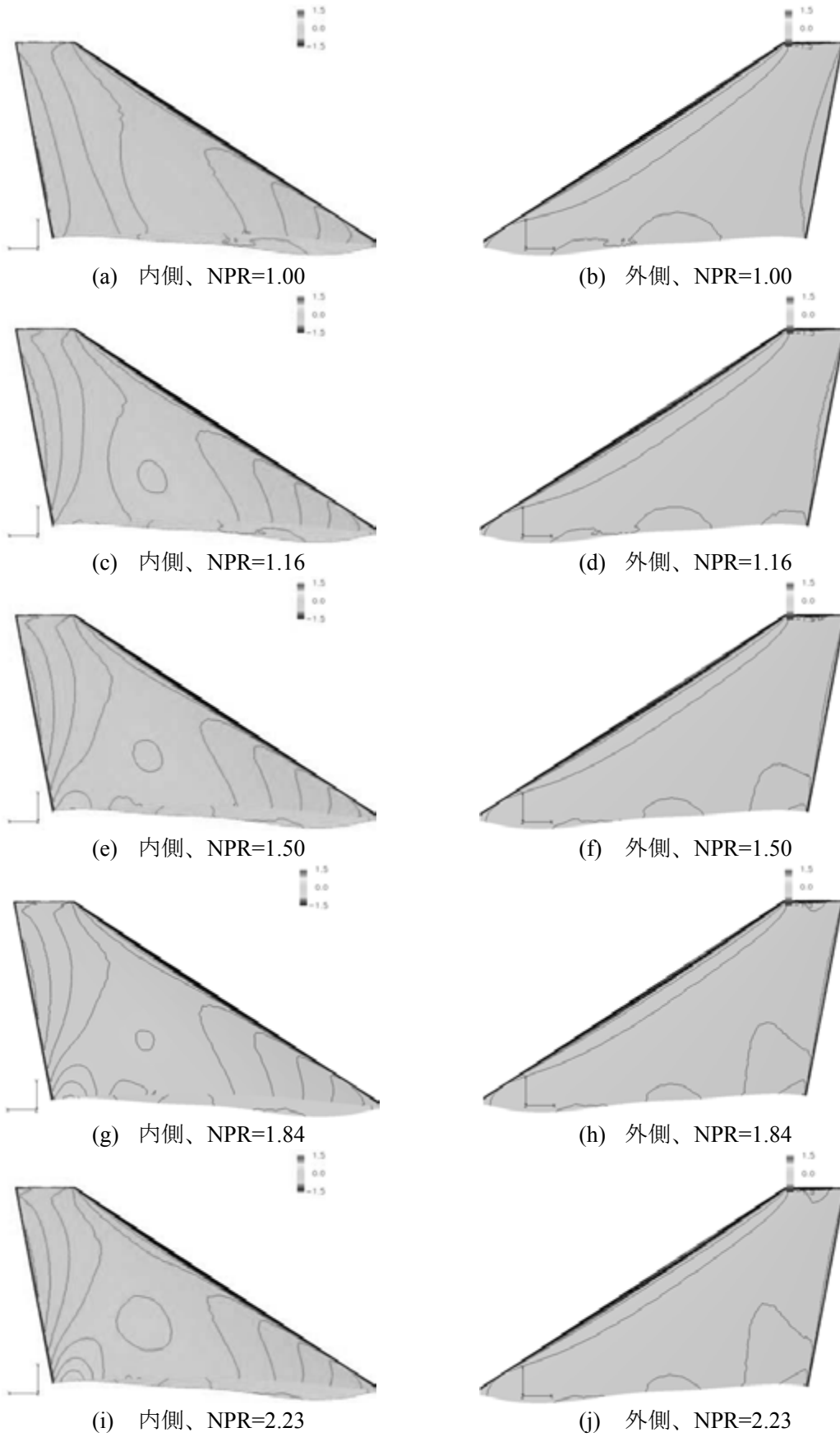


図 35 垂直尾翼表面圧力分布、迎角 6deg

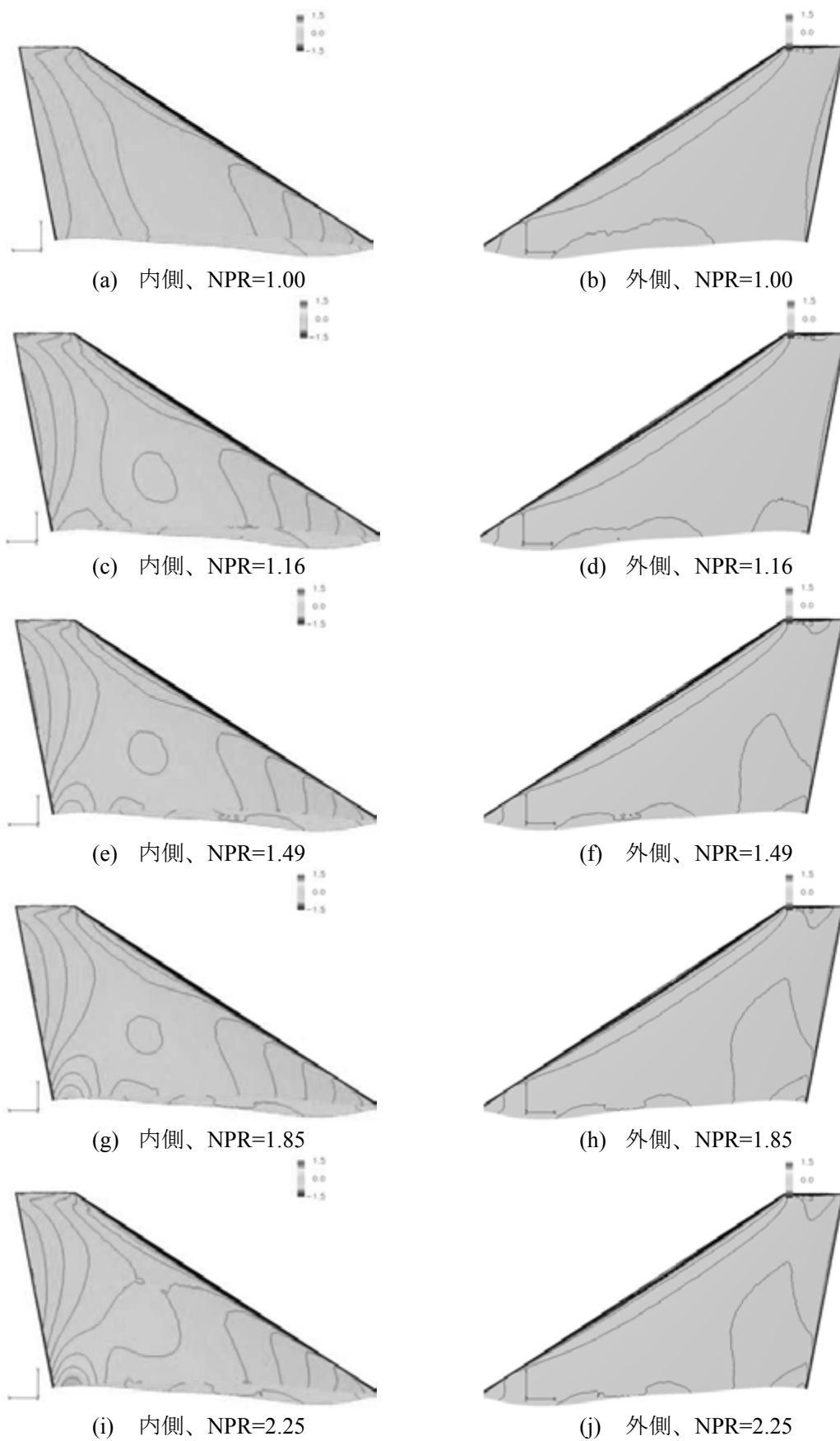


図 36 垂直尾翼表面圧力分布、迎角 10deg

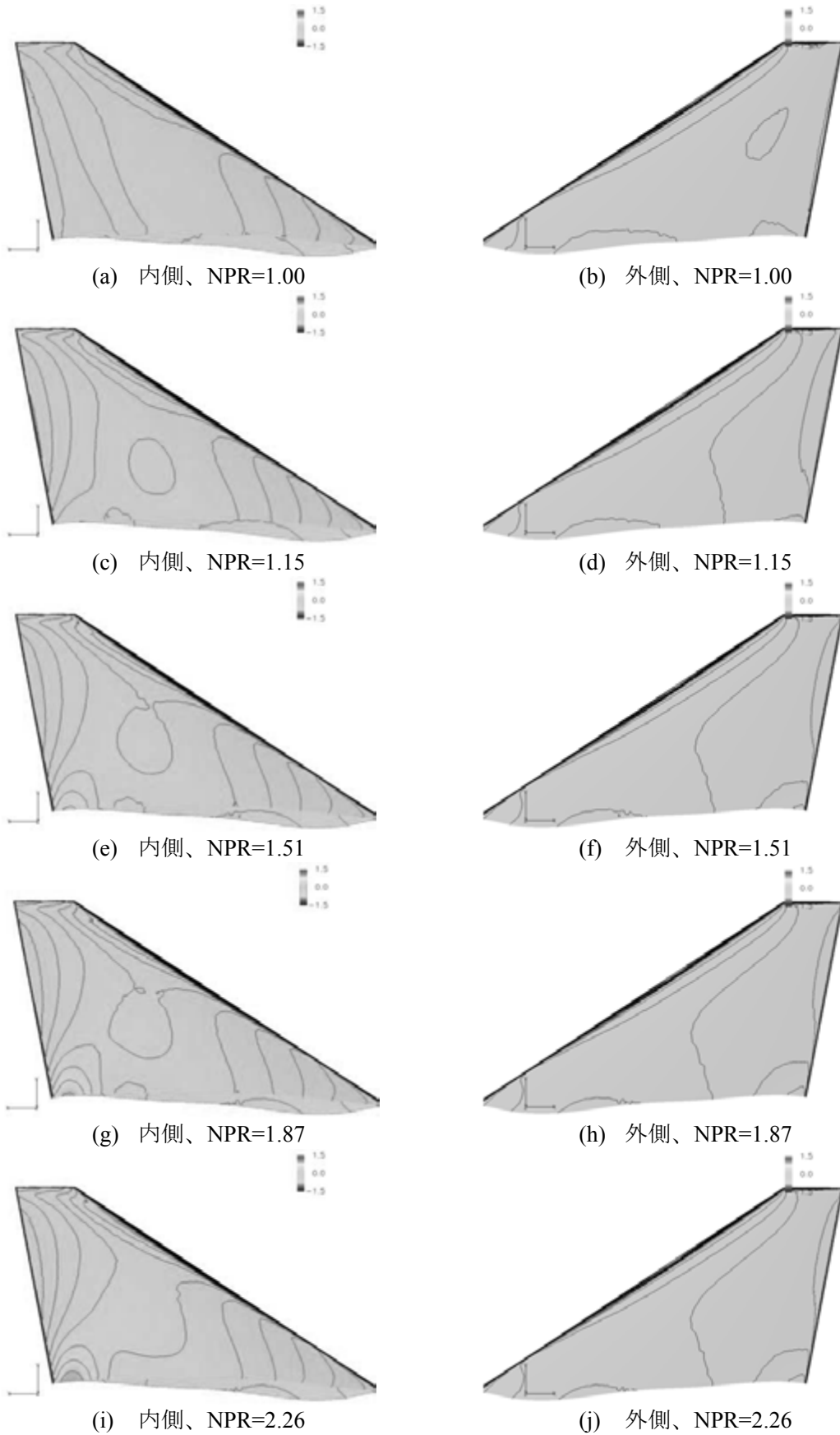


図 37 垂直尾翼表面圧力分布、迎角 15deg

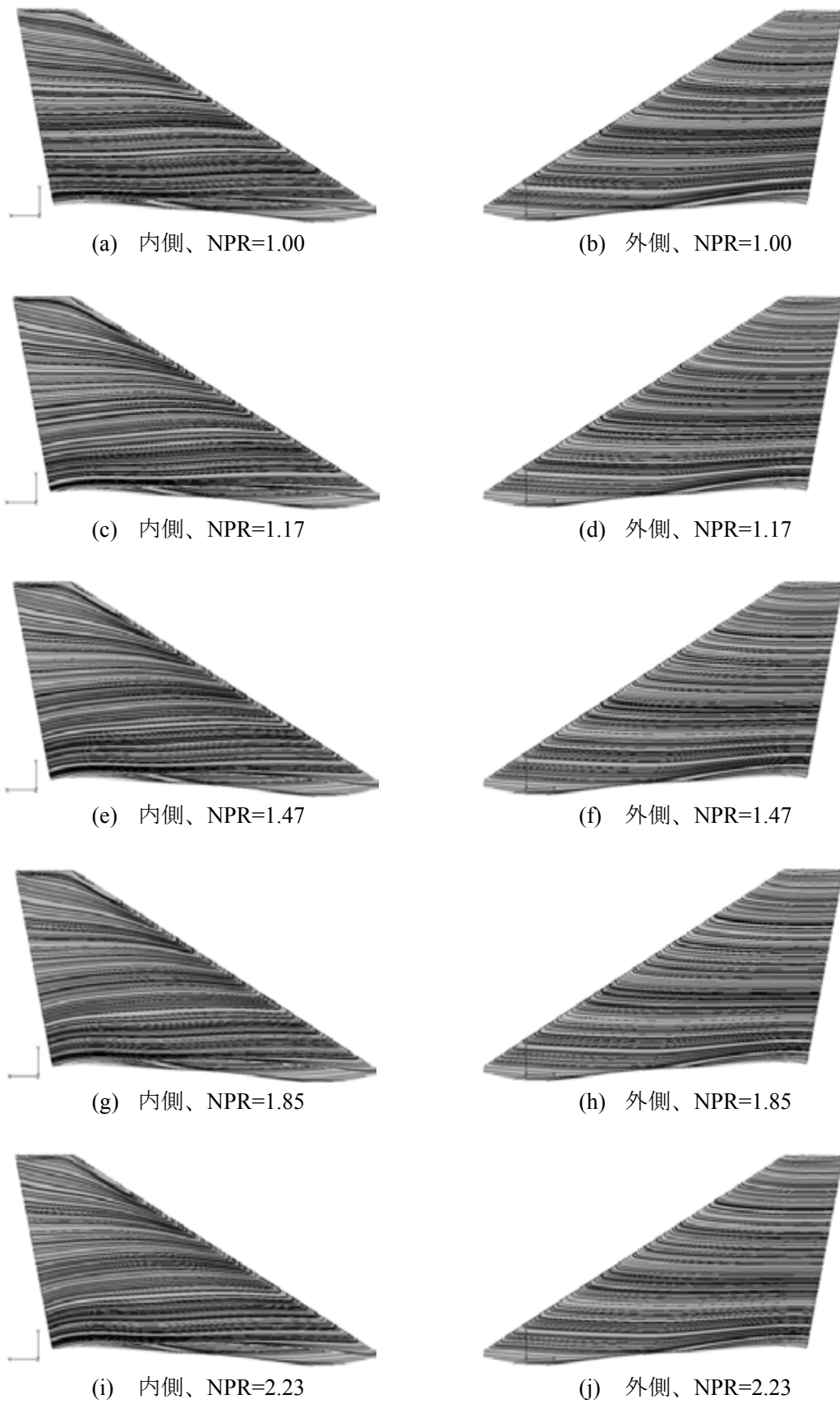


図 38 垂直尾翼表面流線パターン、迎角 2deg

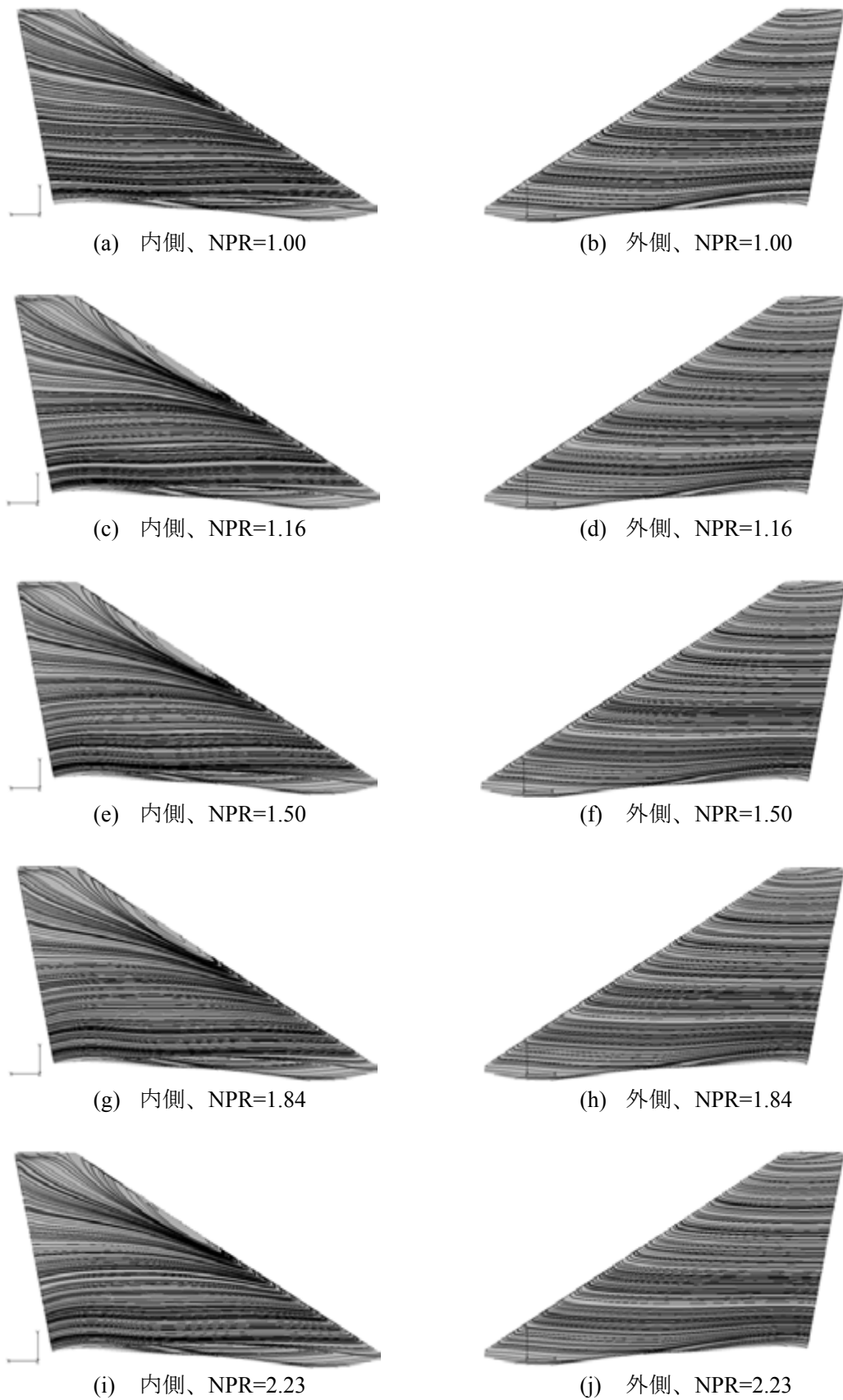


図 39 垂直尾翼表面流線パターン、迎角 6deg

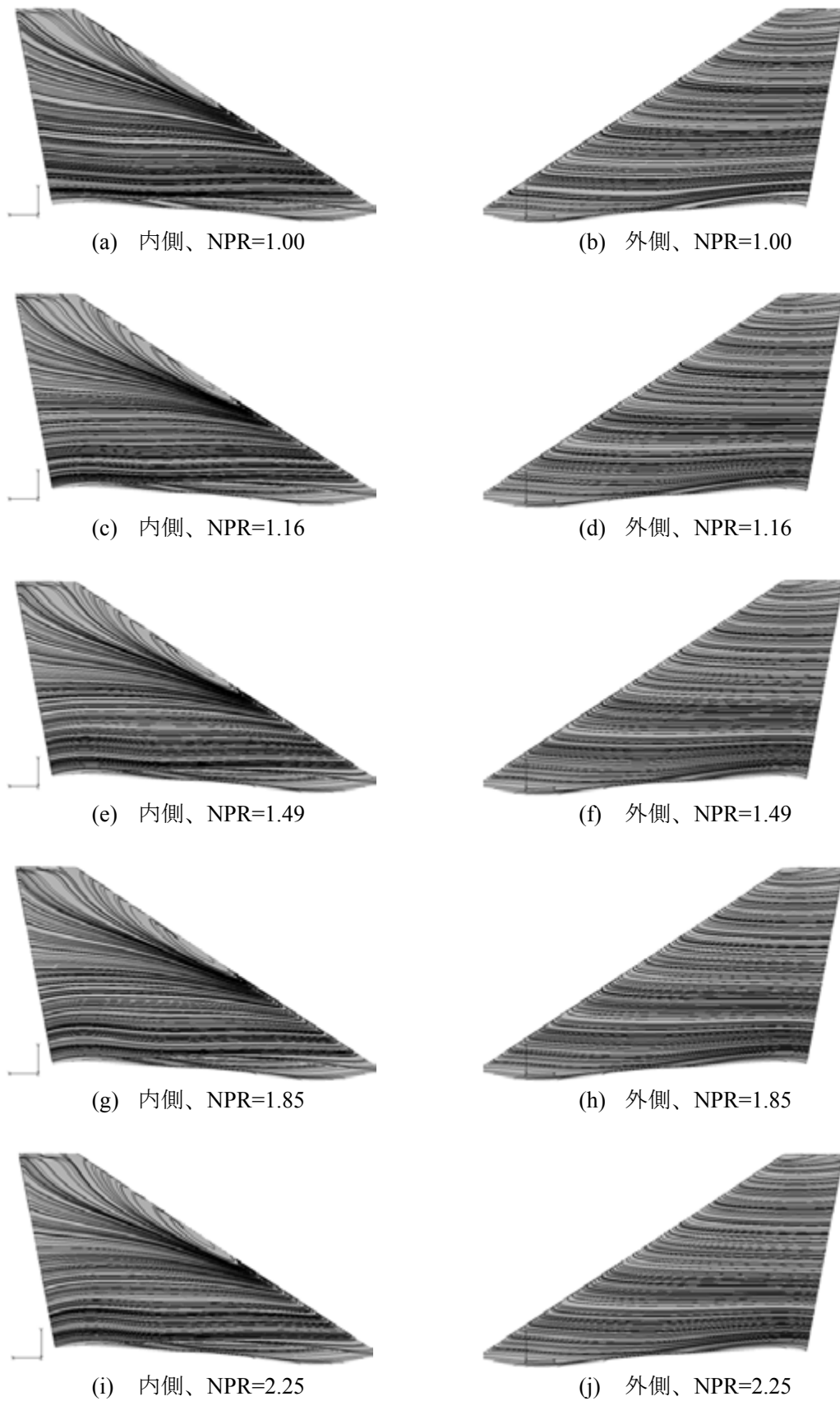


図 40 垂直尾翼表面流線パターン、迎角 10deg

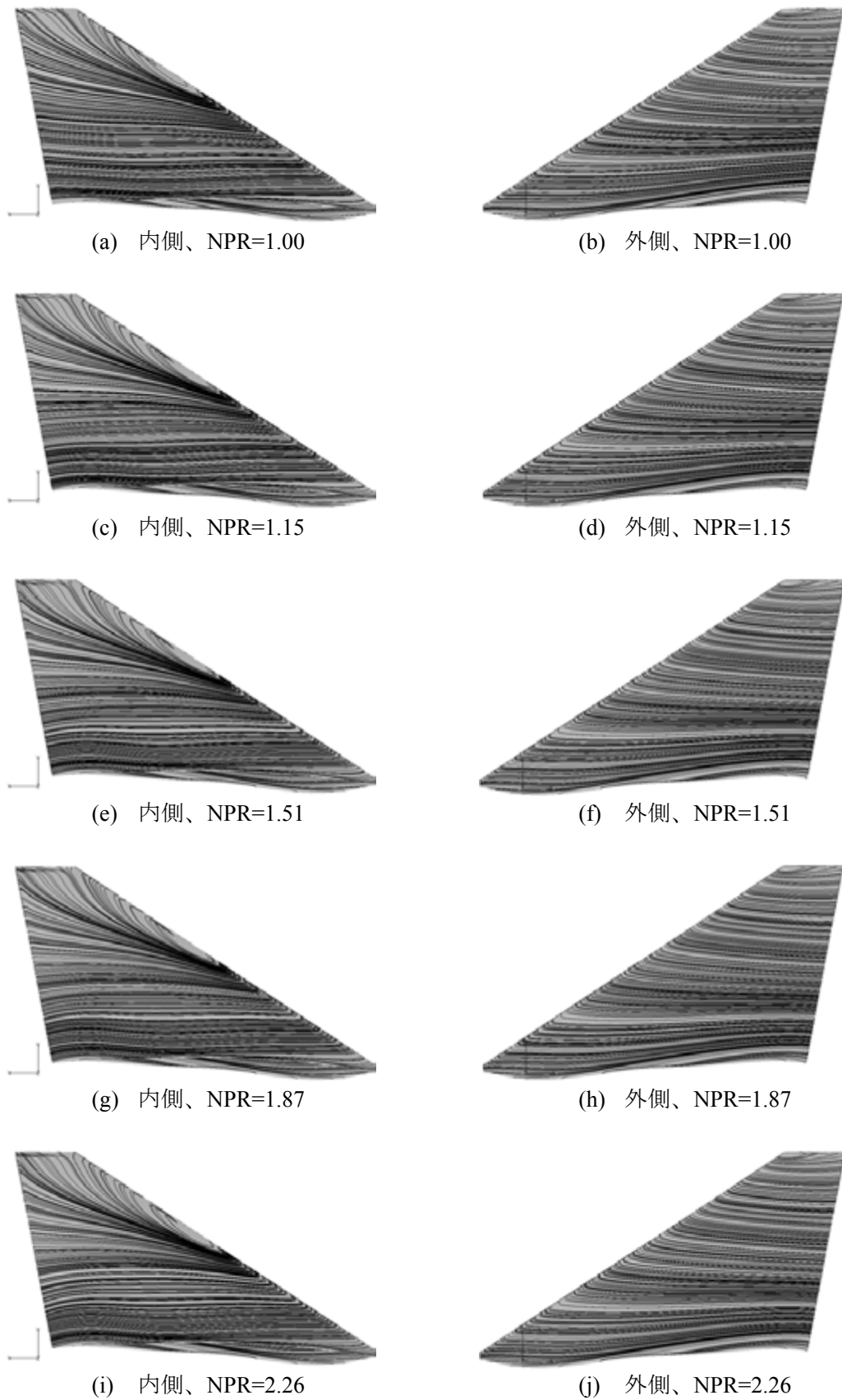
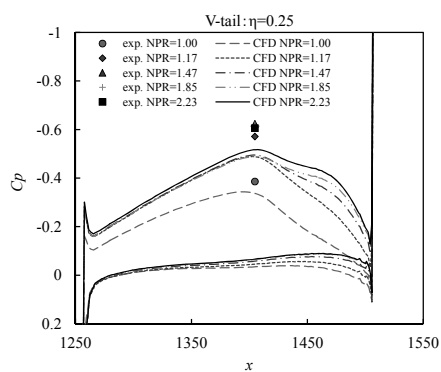
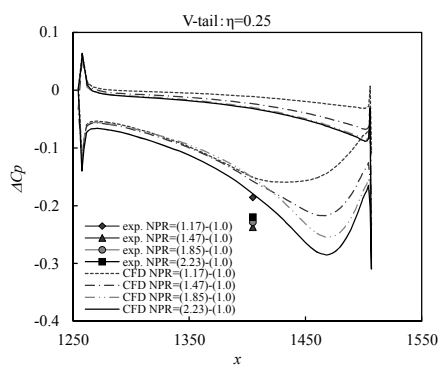


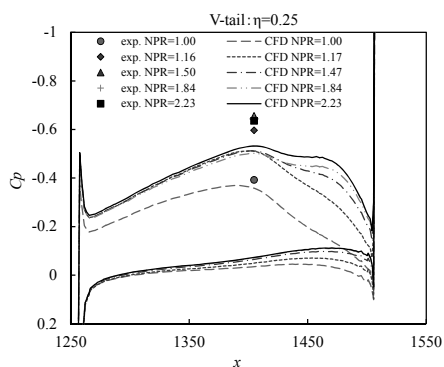
図 41 垂直尾翼表面流線パターン、迎角 15deg



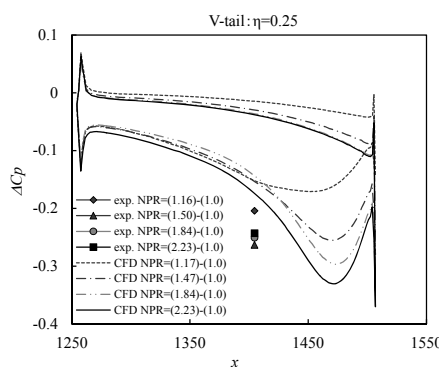
(a) 迎角 2deg、圧力分布



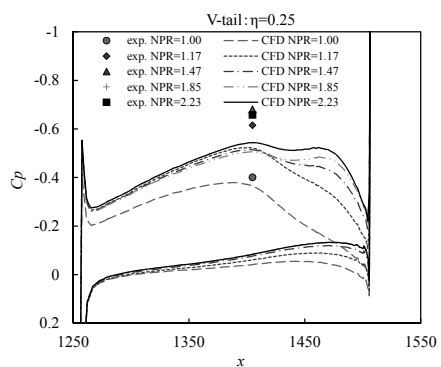
(b) 迎角 2deg、圧力差



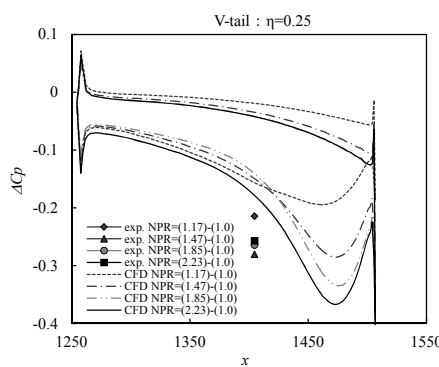
(c) 迎角 6deg、圧力分布



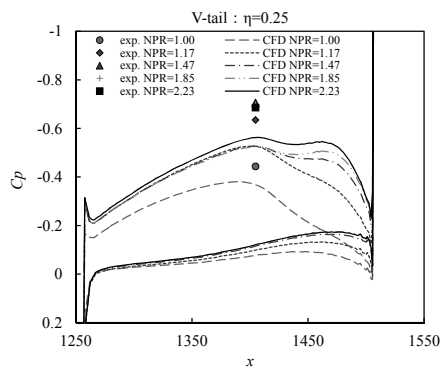
(d) 迎角 6deg、圧力差



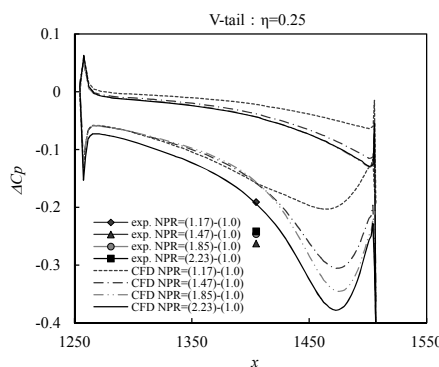
(e) 迎角 10deg、圧力分布



(f) 迎角 10deg、圧力差

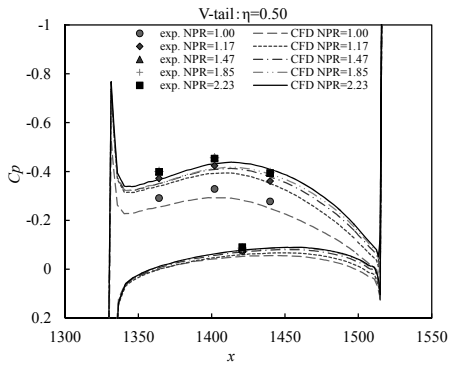


(g) 迎角 15deg、圧力分布

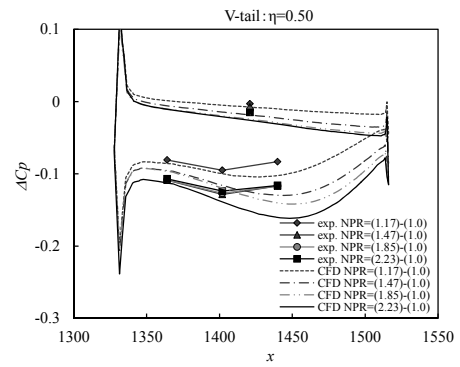


(h) 迎角 15deg、圧力差

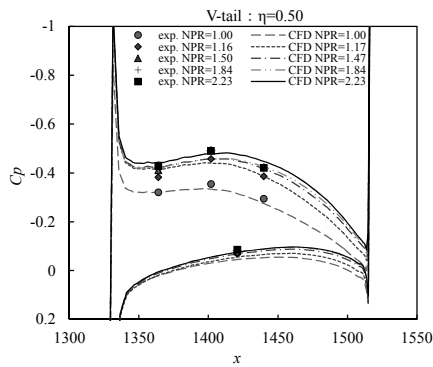
図 42 垂直尾翼圧力分布: $\eta=25\%mm$



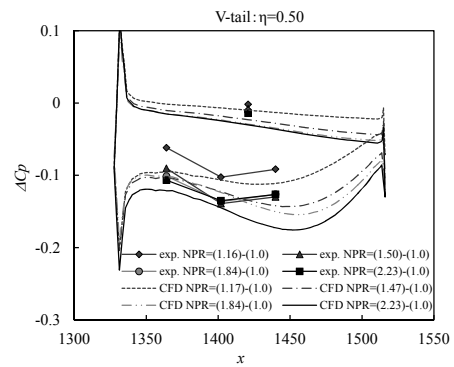
(a) 迎角 2deg、压力分布



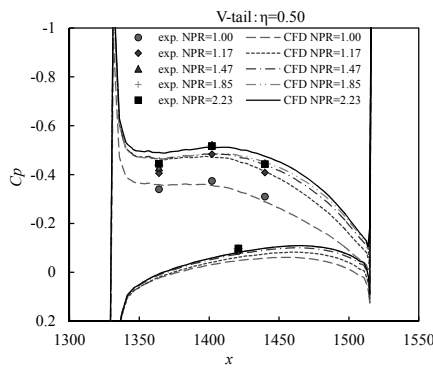
(b) 迎角 2deg、压力差



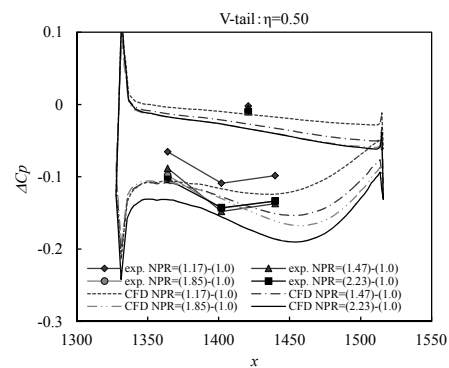
(c) 迎角 6deg、压力分布



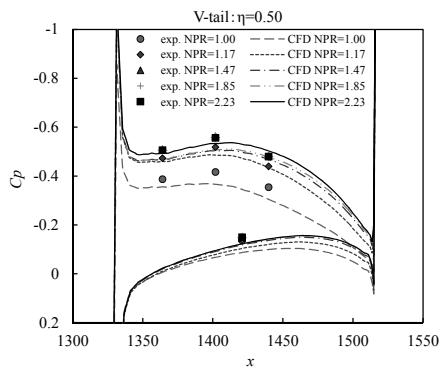
(d) 迎角 6deg、压力差



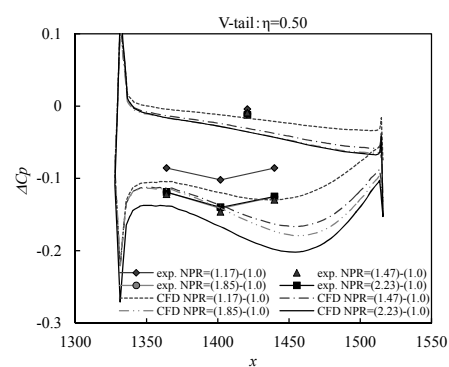
(e) 迎角 10deg、压力分布



(f) 迎角 10deg、压力差



(g) 迎角 15deg、压力分布



(h) 迎角 15deg、压力差

图 43 垂直尾翼压力分布: η=50%mm

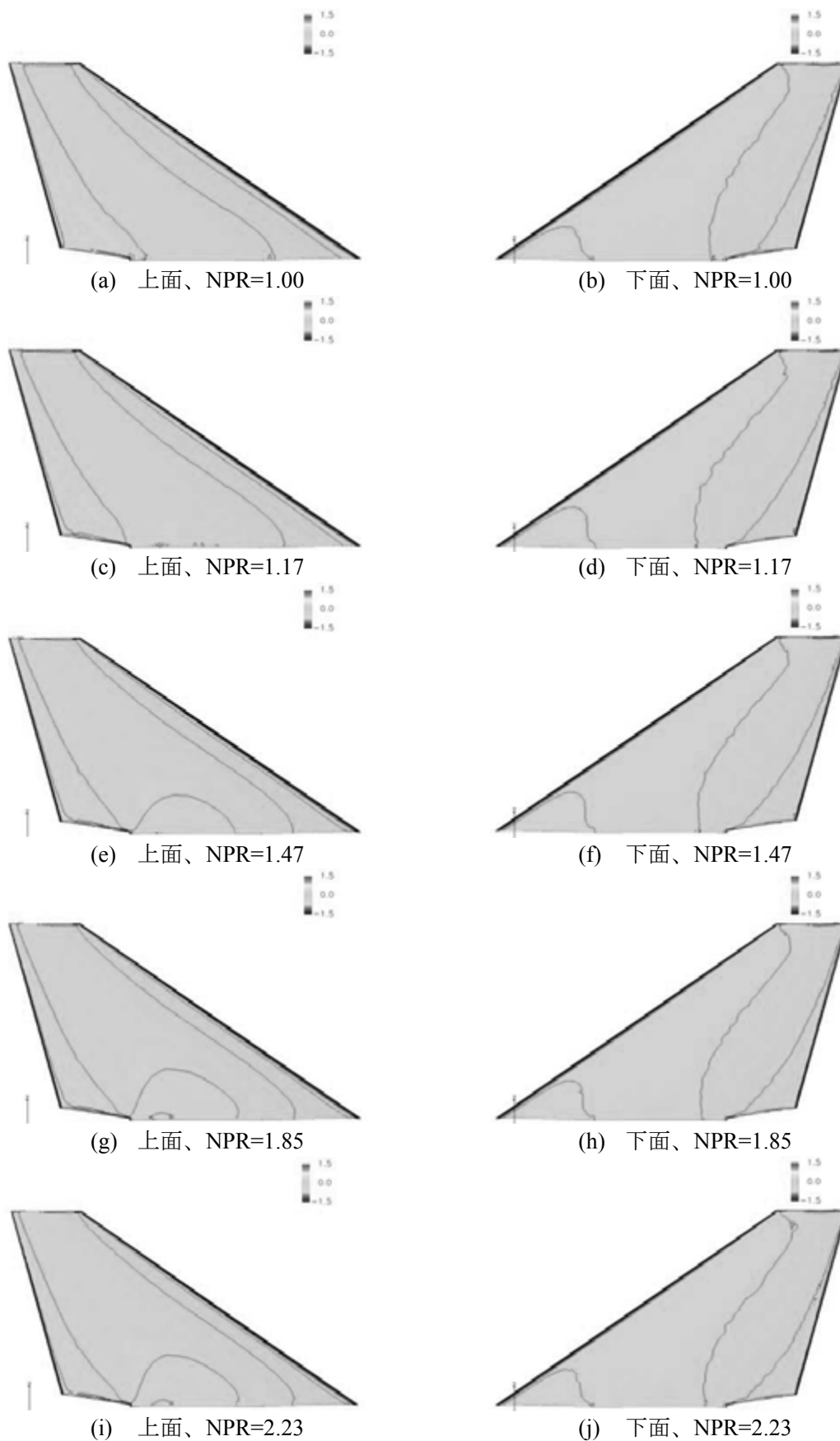


図 44 水平尾翼表面圧力分布、迎角 2deg

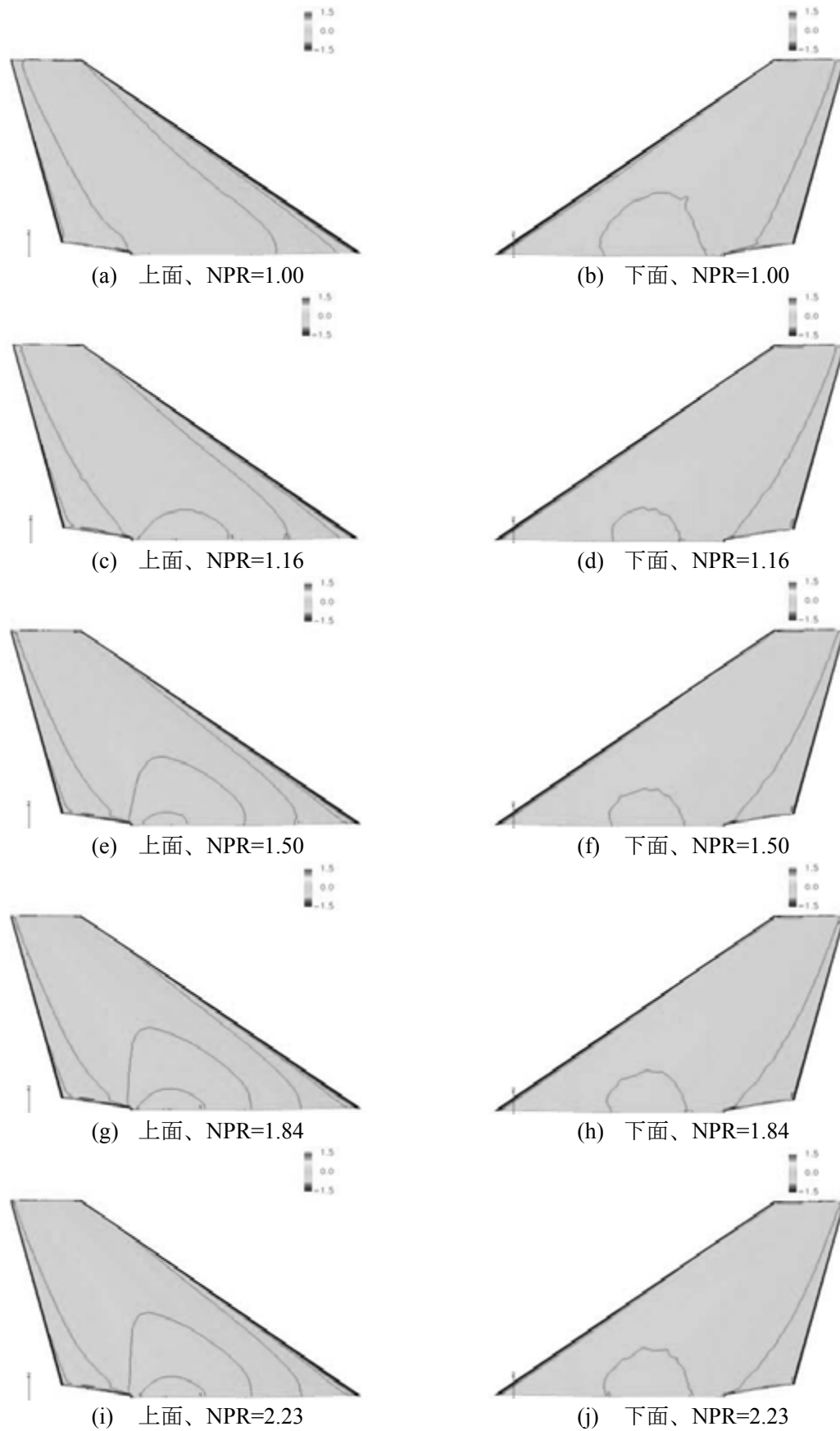


図 45 水平尾翼表面圧力分布、迎角 6deg

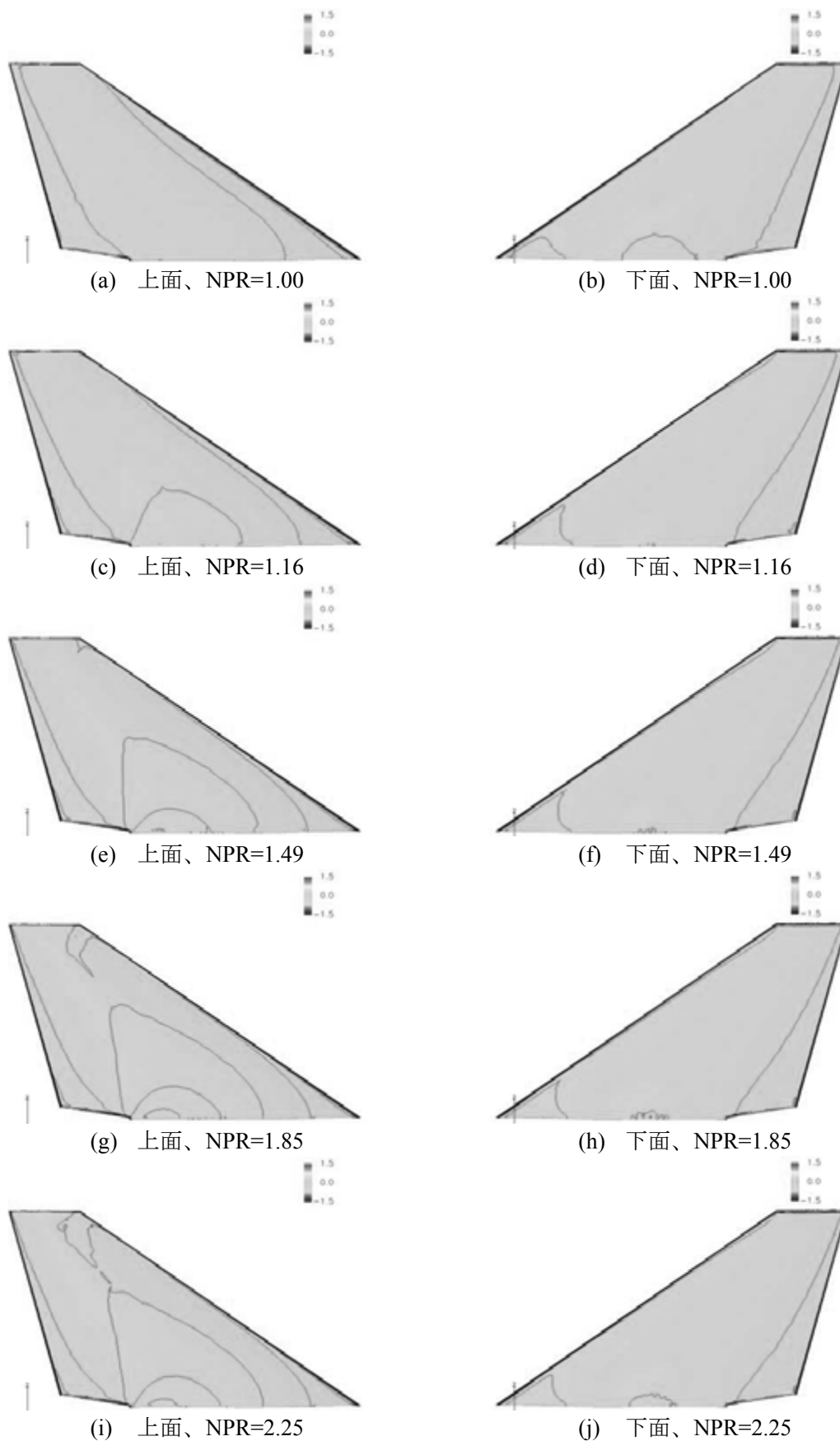


図 46 水平尾翼表面圧力分布、迎角 10deg

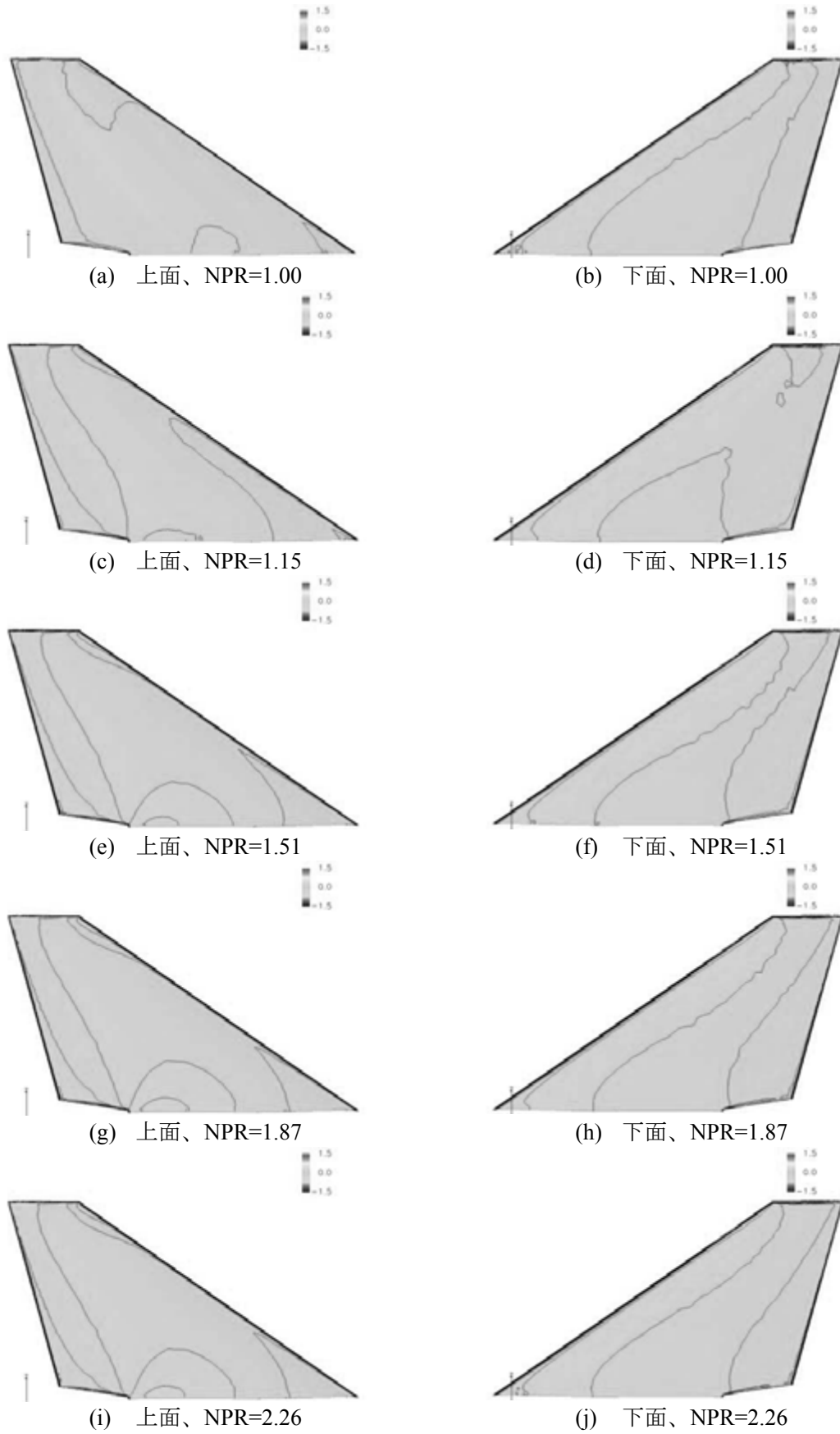


図 47 水平尾翼表面圧力分布、迎角 15deg

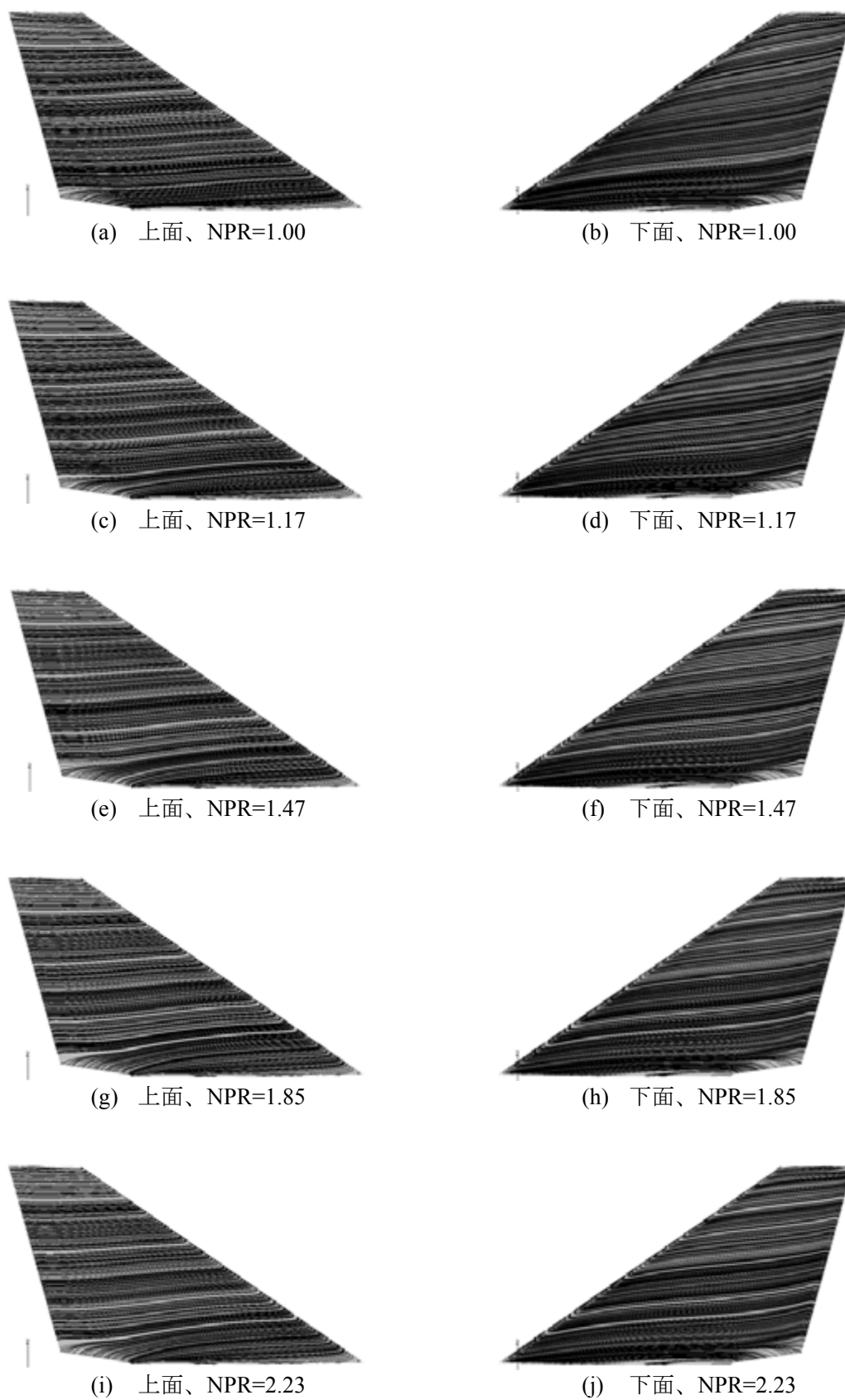


図 48 水平尾翼表面流線パターン、迎角 2deg

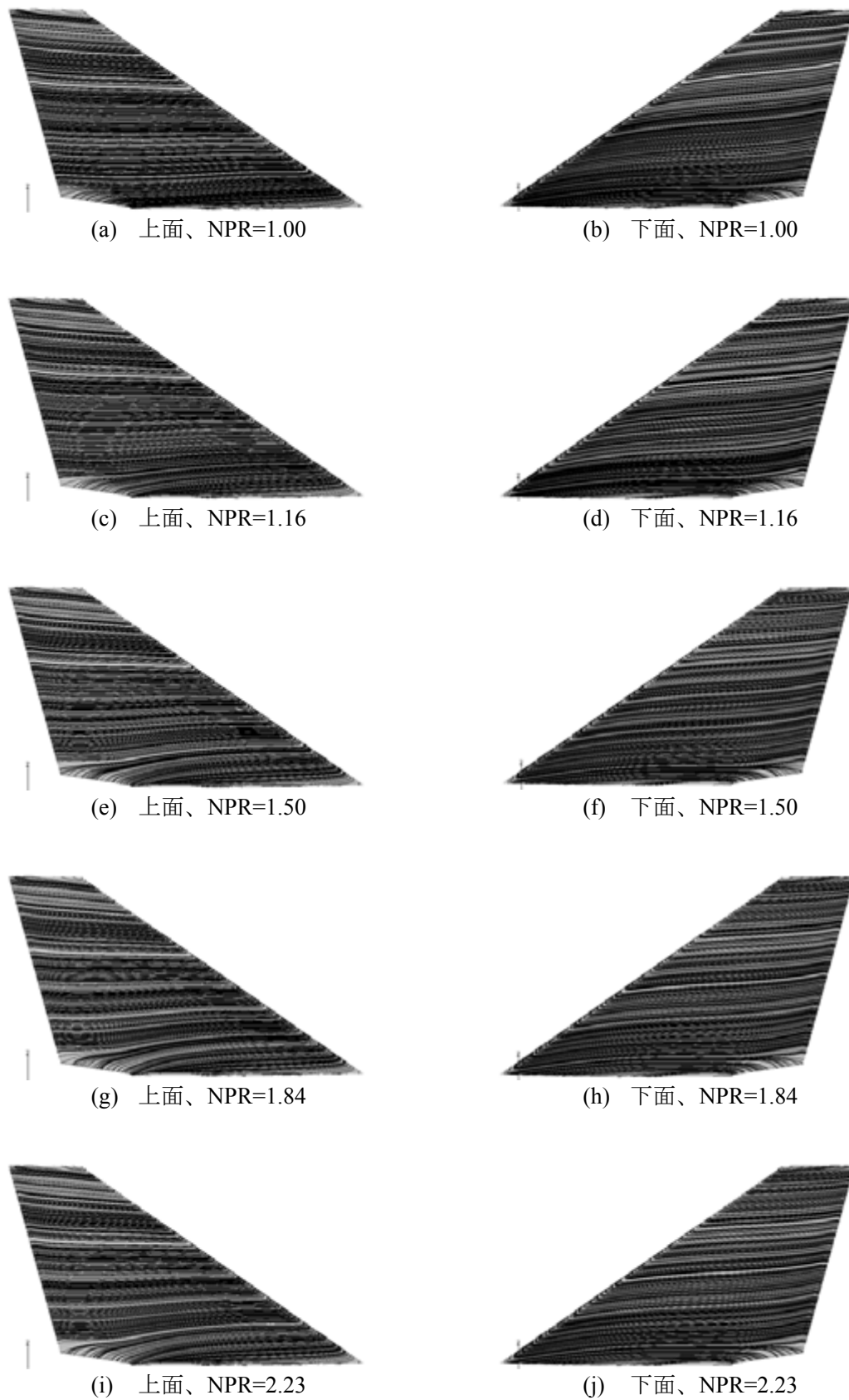


図 49 水平尾翼表面流線パターン、迎角 6deg

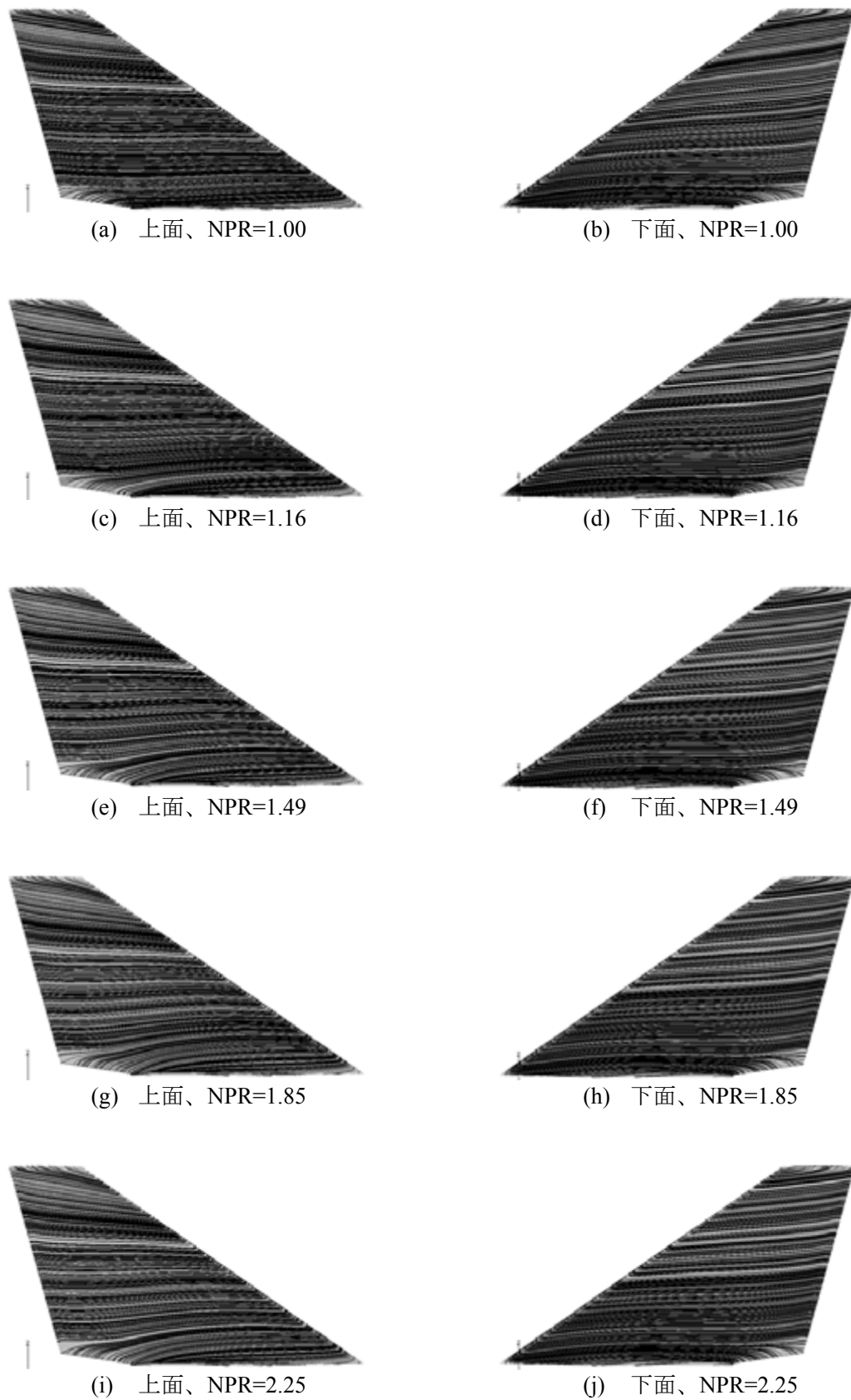


図 50 水平尾翼表面流線パターン、迎角 10deg

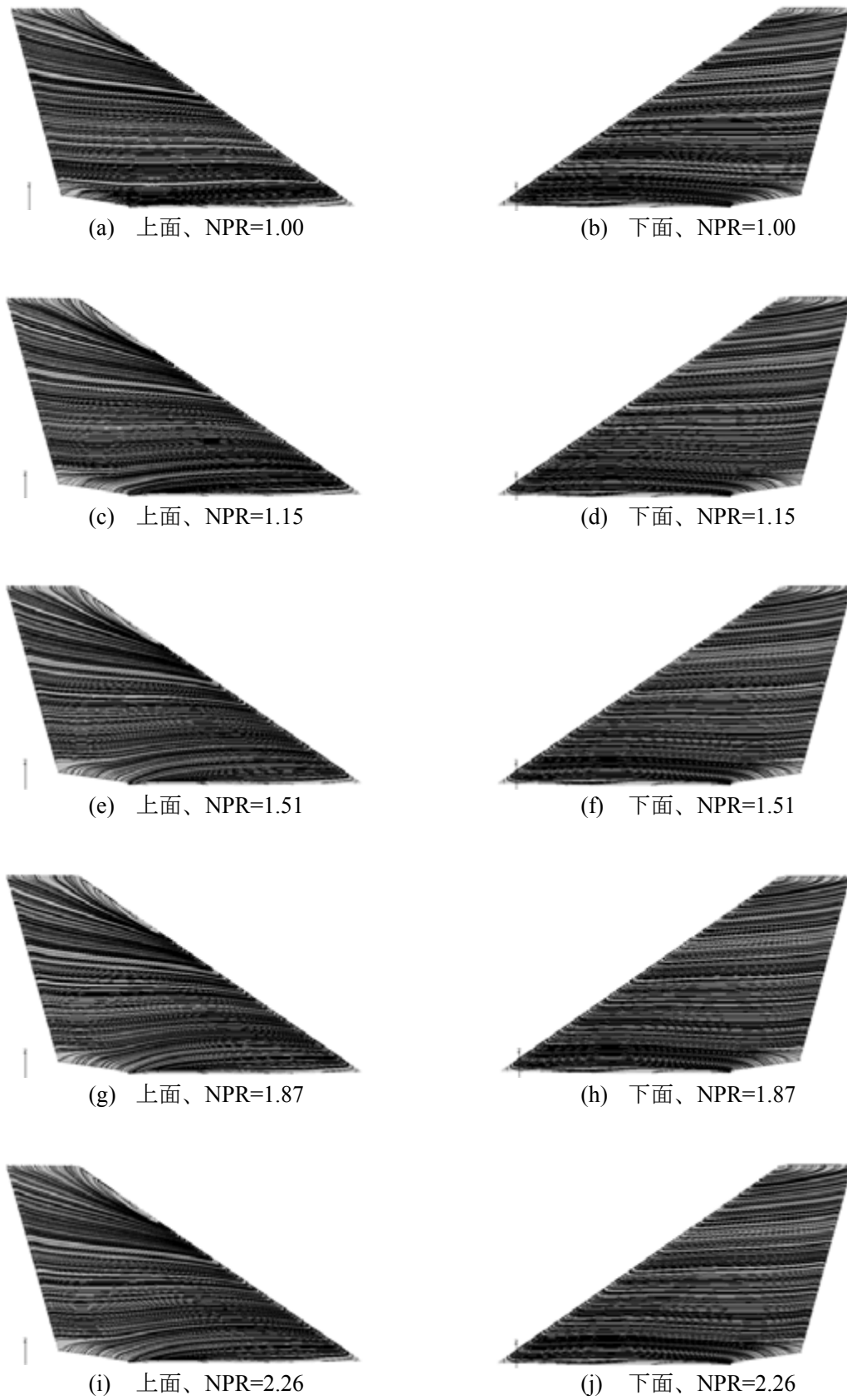
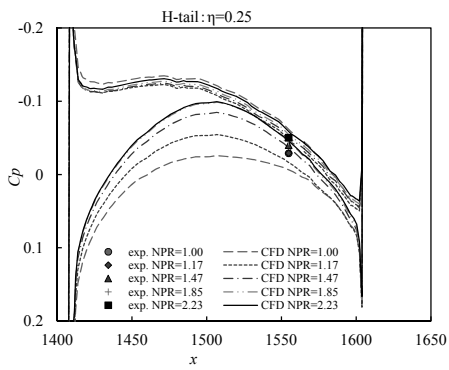
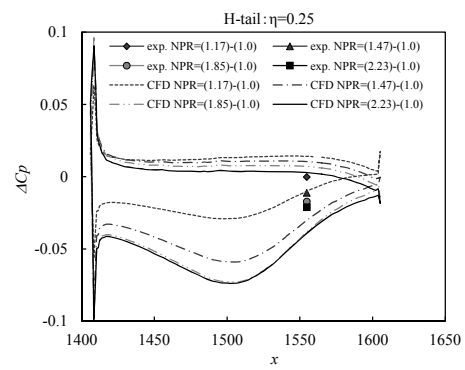


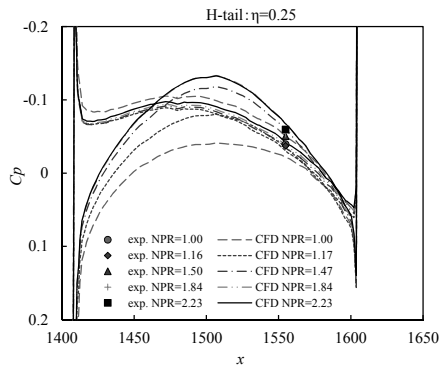
図 51 水平尾翼表面流線パターン、迎角 15deg



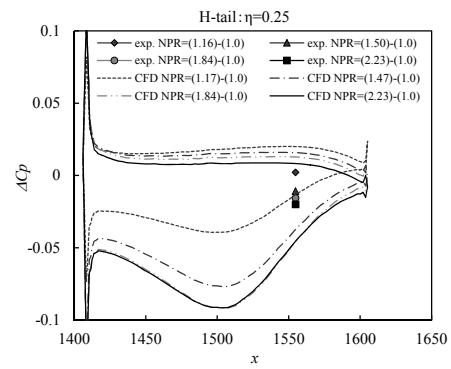
(a) 迎角 2deg、圧力分布



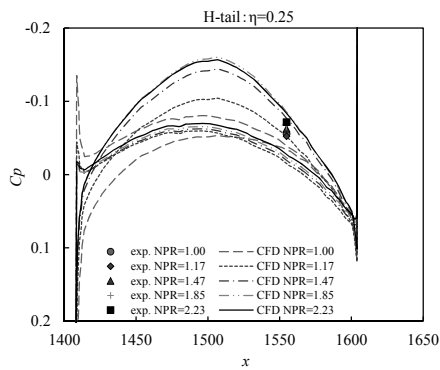
(b) 迎角 2deg、圧力差



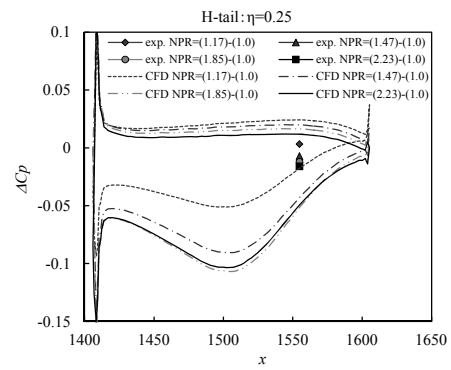
(c) 迎角 6deg、圧力分布



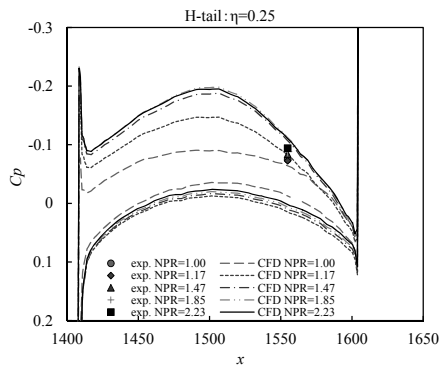
(d) 迎角 6deg、圧力差



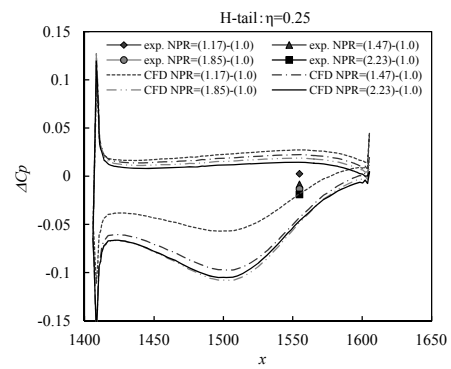
(e) 迎角 10deg、圧力分布



(f) 迎角 10deg、圧力差

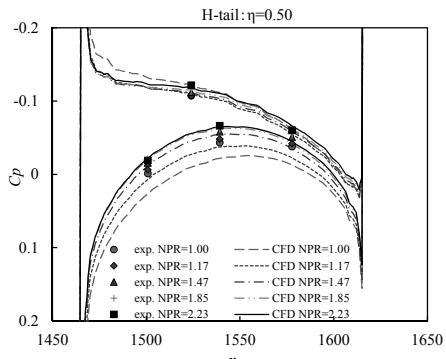


(g) 迎角 15deg、圧力分布

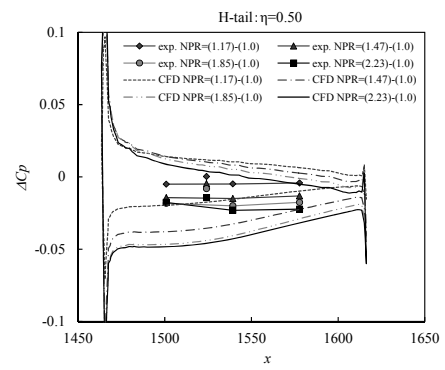


(h) 迎角 15deg、圧力差

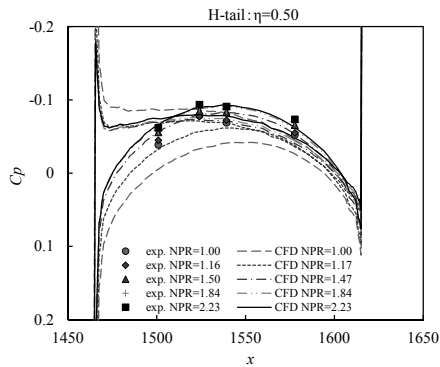
図 52 水平尾翼圧力分布: η=25%mm



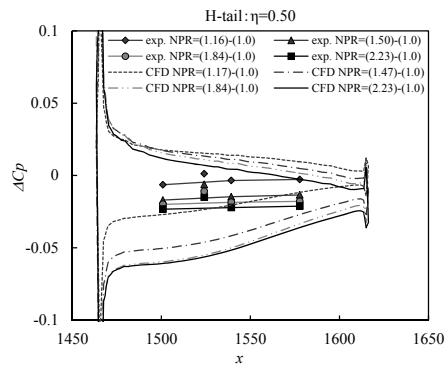
(a) 迎角 2deg、压力分布



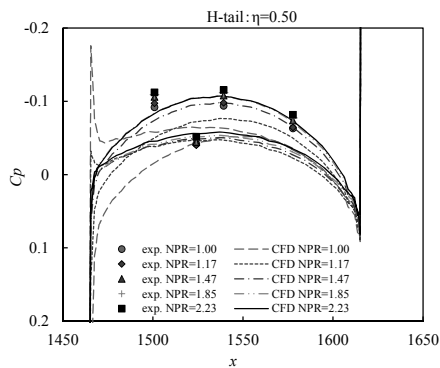
(b) 迎角 2deg、压力差



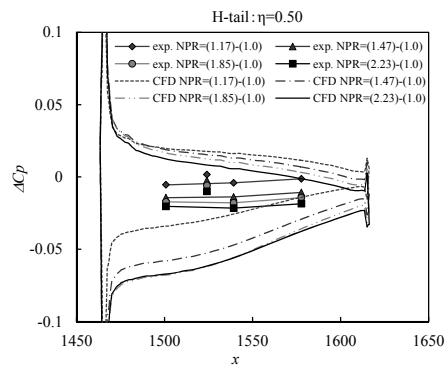
(c) 迎角 6deg、压力分布



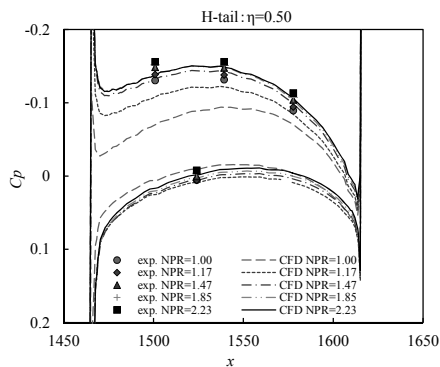
(d) 迎角 6deg、压力差



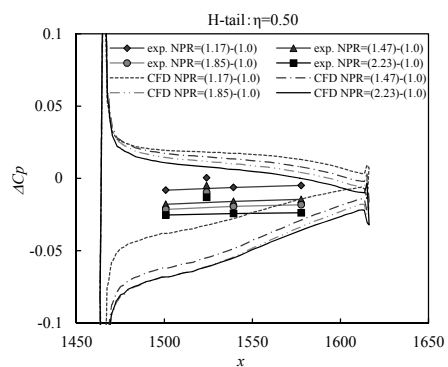
(e) 迎角 10deg、压力分布



(f) 迎角 10deg、压力差



(g) 迎角 15deg、压力分布



(h) 迎角 15deg、压力差

图 53 水平尾翼压力分布: η=50%mm

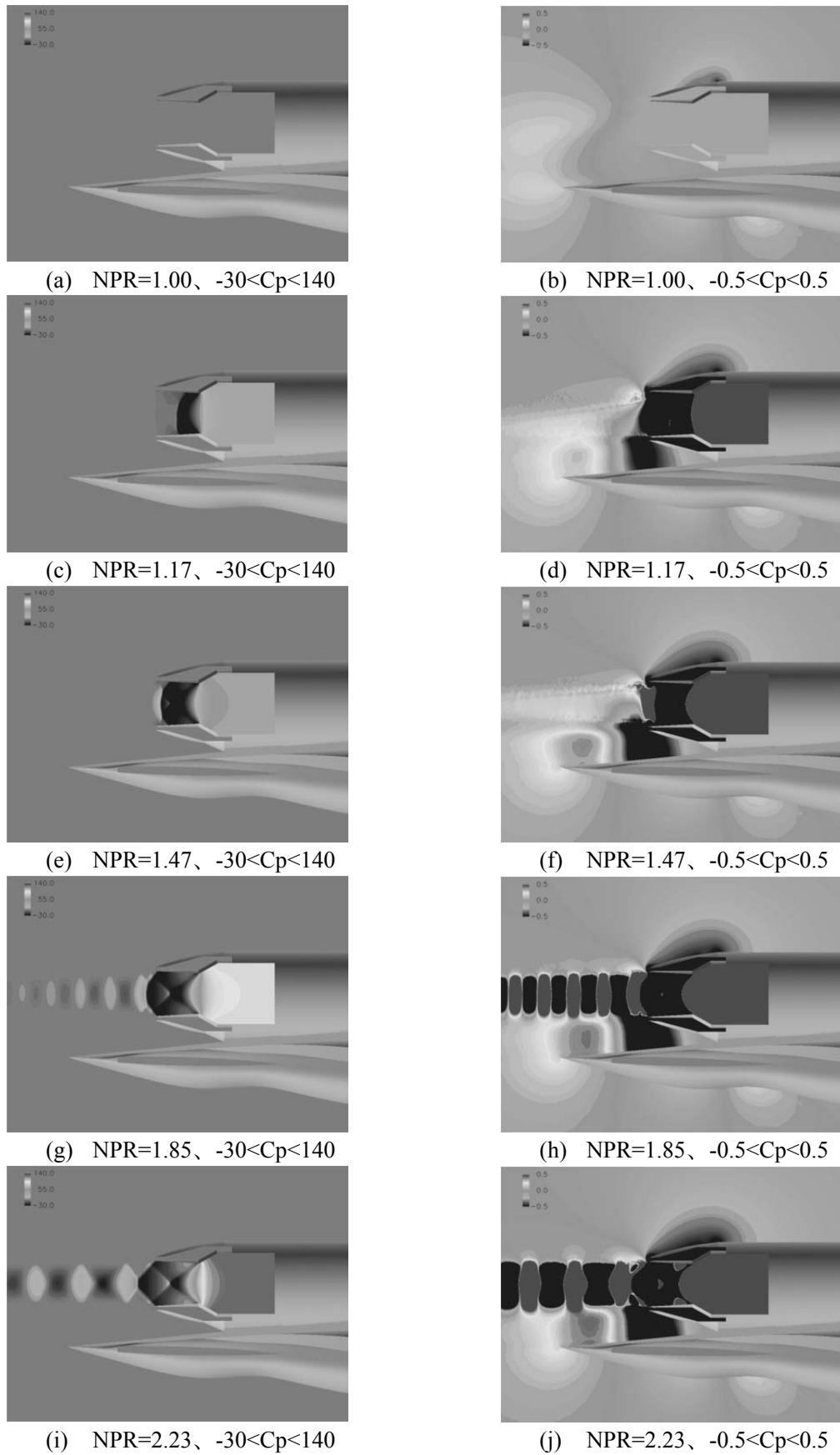


図 54 後部機体中央対称面圧力分布、迎角 2deg

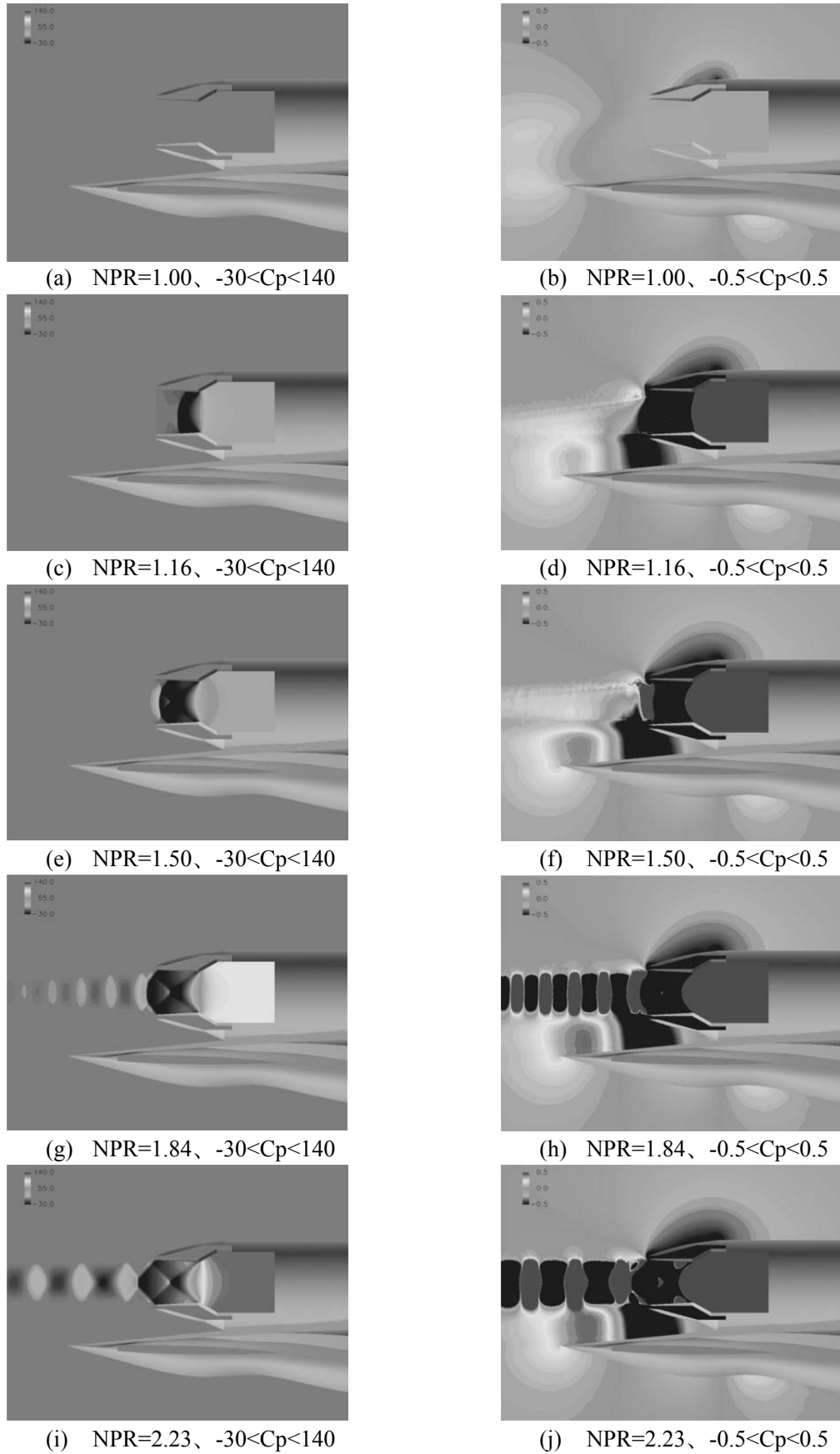


図 55 後部機体中央対称面圧力分布、迎角 6deg

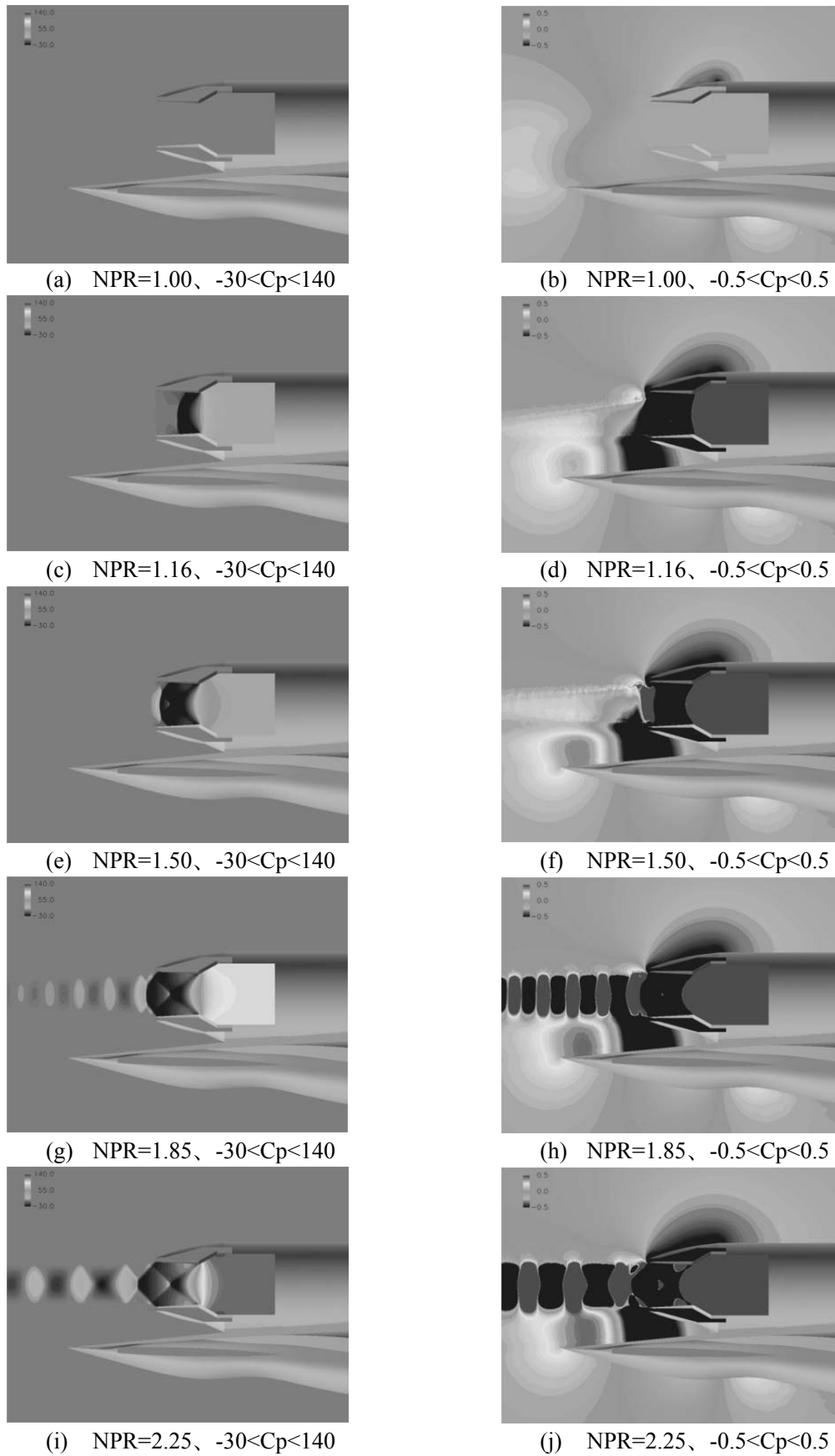


図 56 後部機体中央対称面圧力分布、迎角 10deg

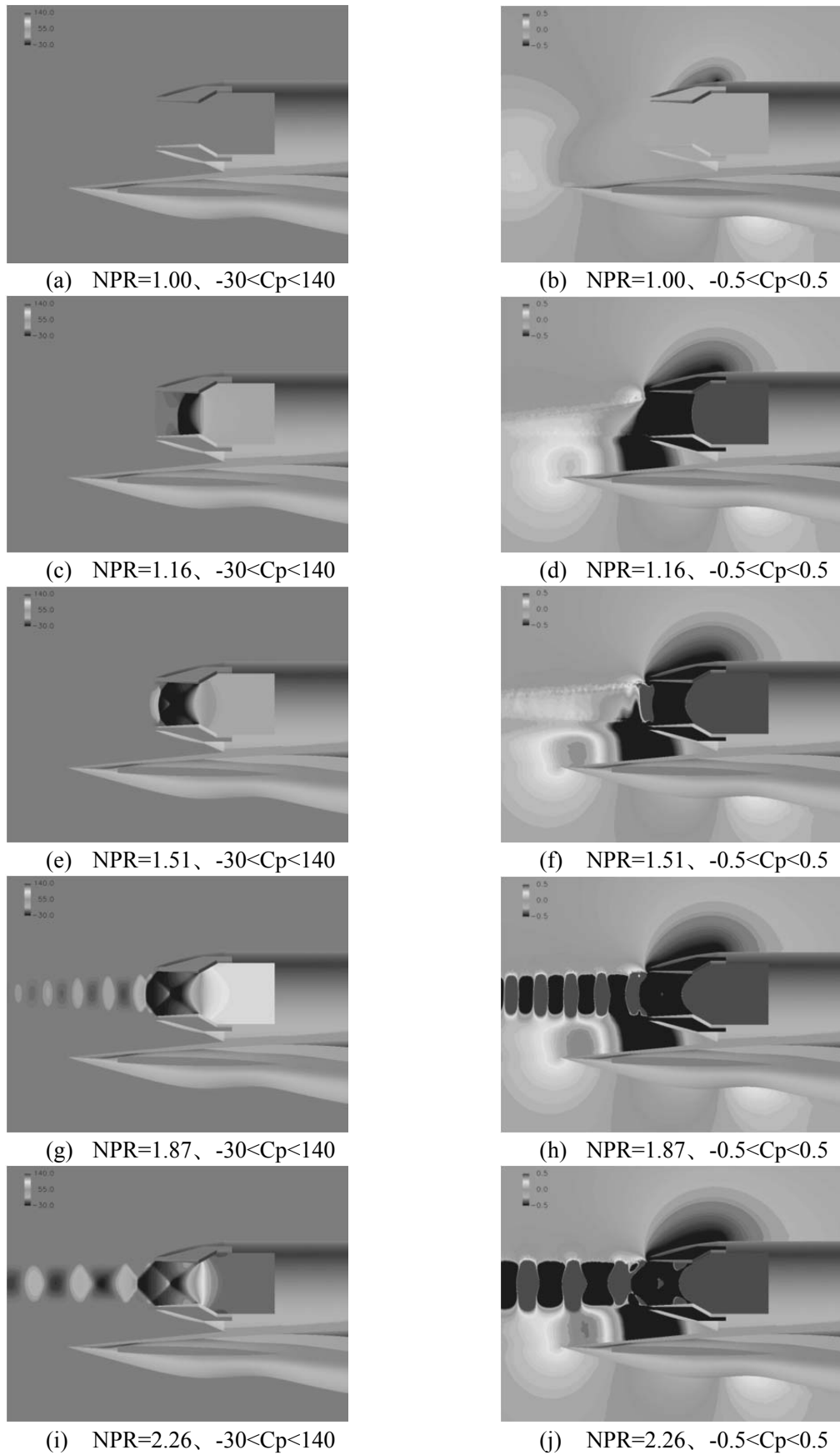


図 57 後部機体中央対称面圧力分布、迎角 15deg

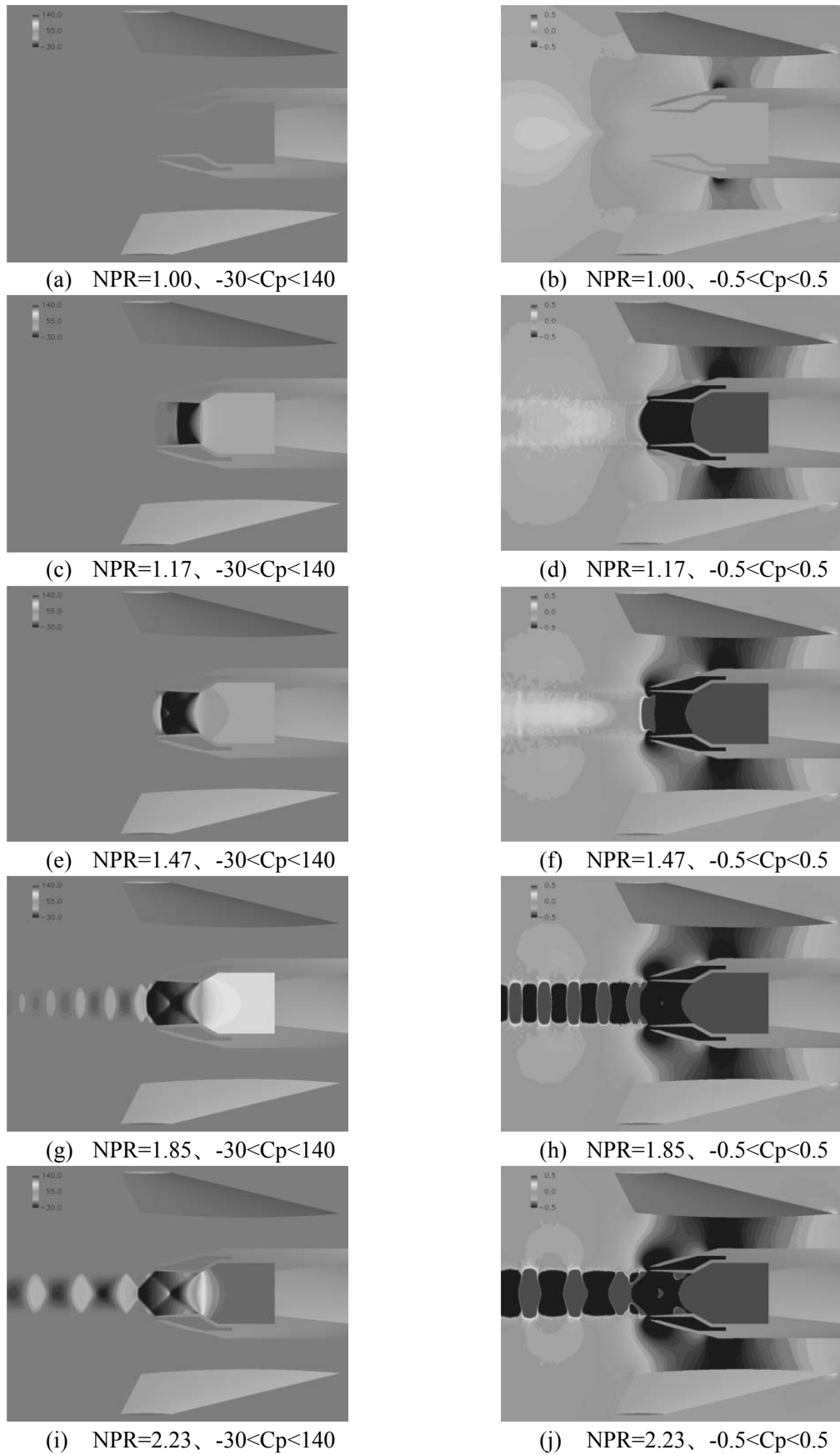


図 58 後部機体ノズル中心軸を通る水平面の圧力分布、迎角 2deg

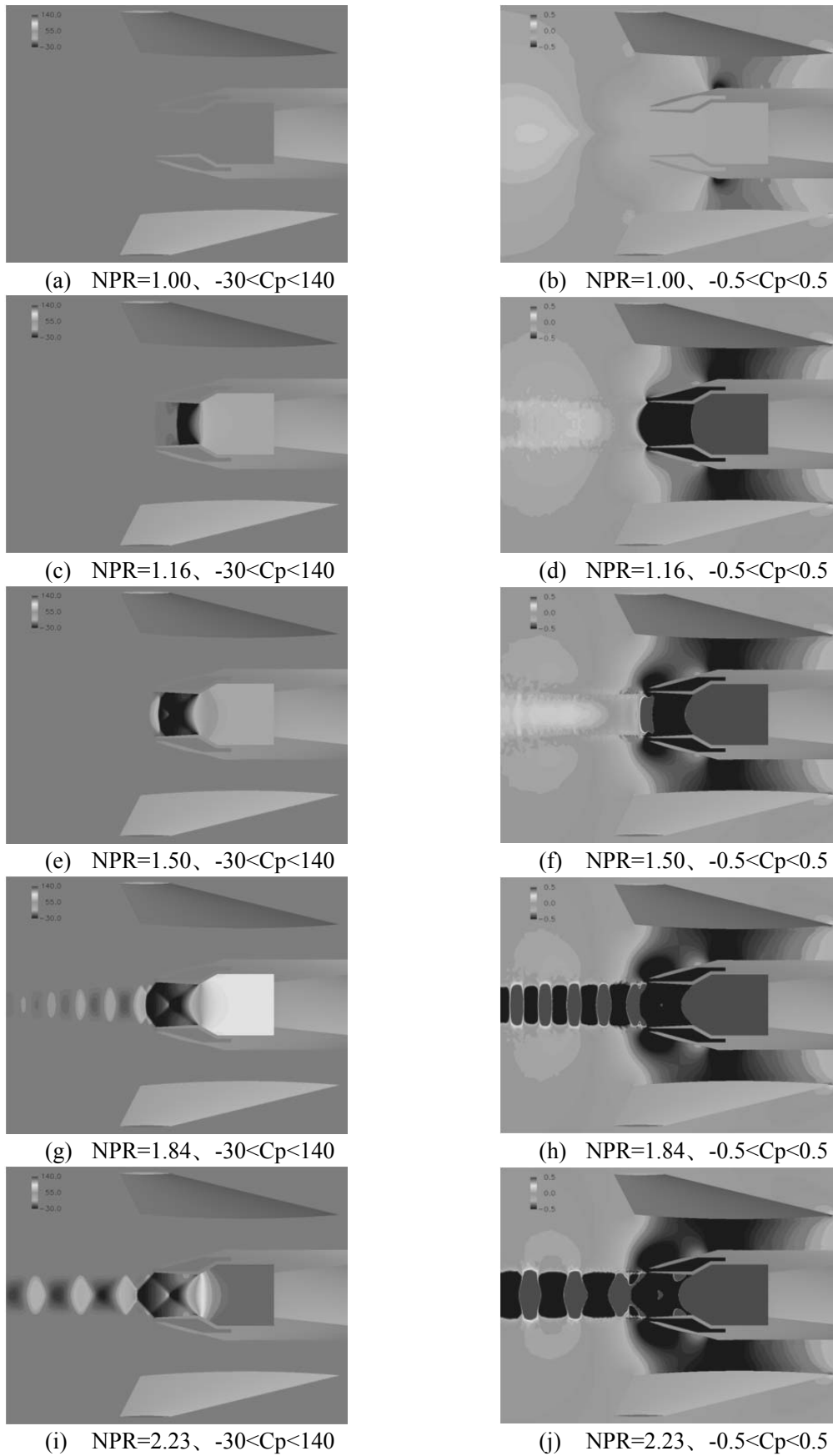


図 59 後部機体ノズル中心軸を通る水平面の圧力分布、迎角 6deg

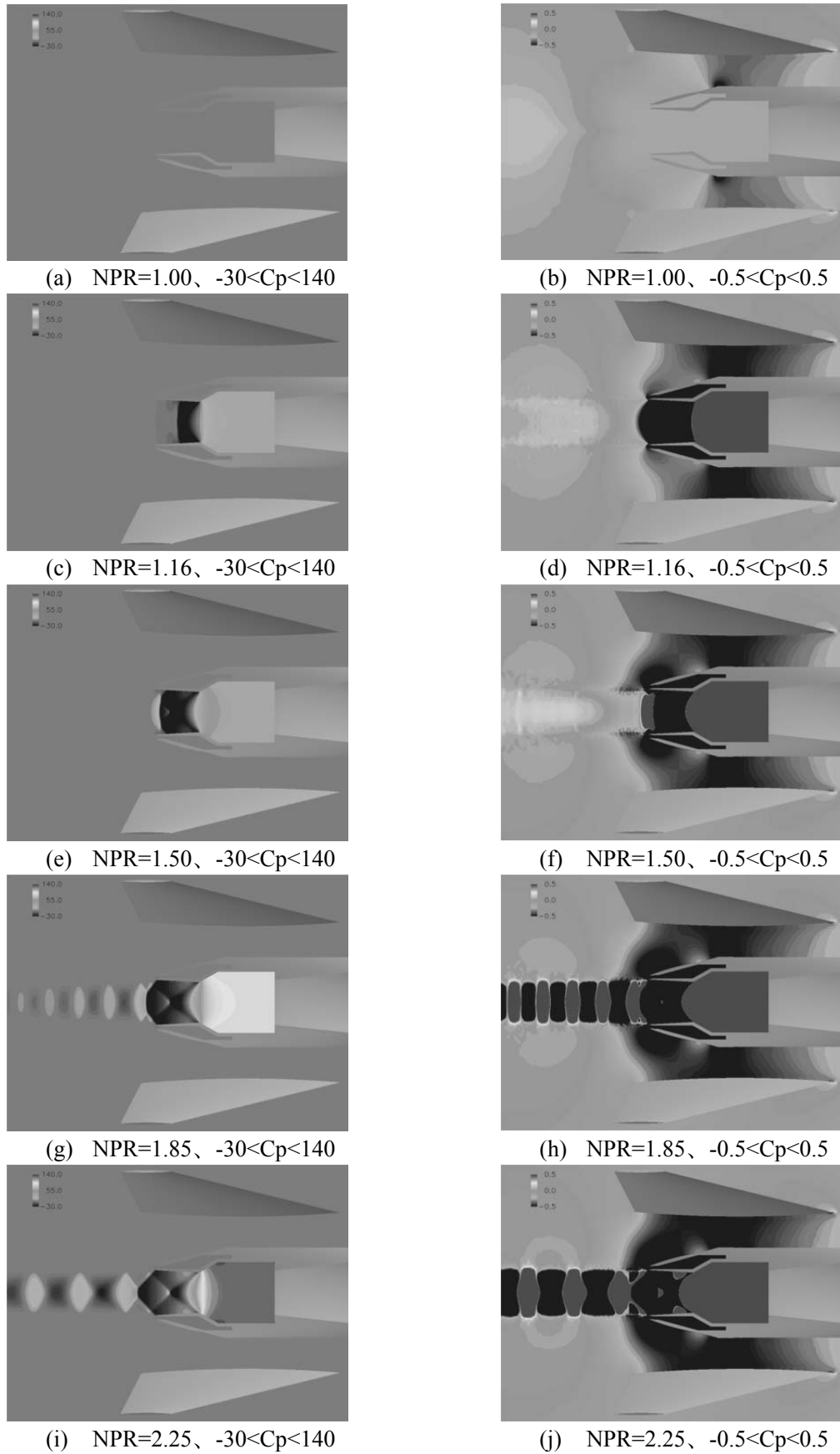


図 60 後部機体ノズル中心軸を通る水平面の圧力分布、迎角 10deg

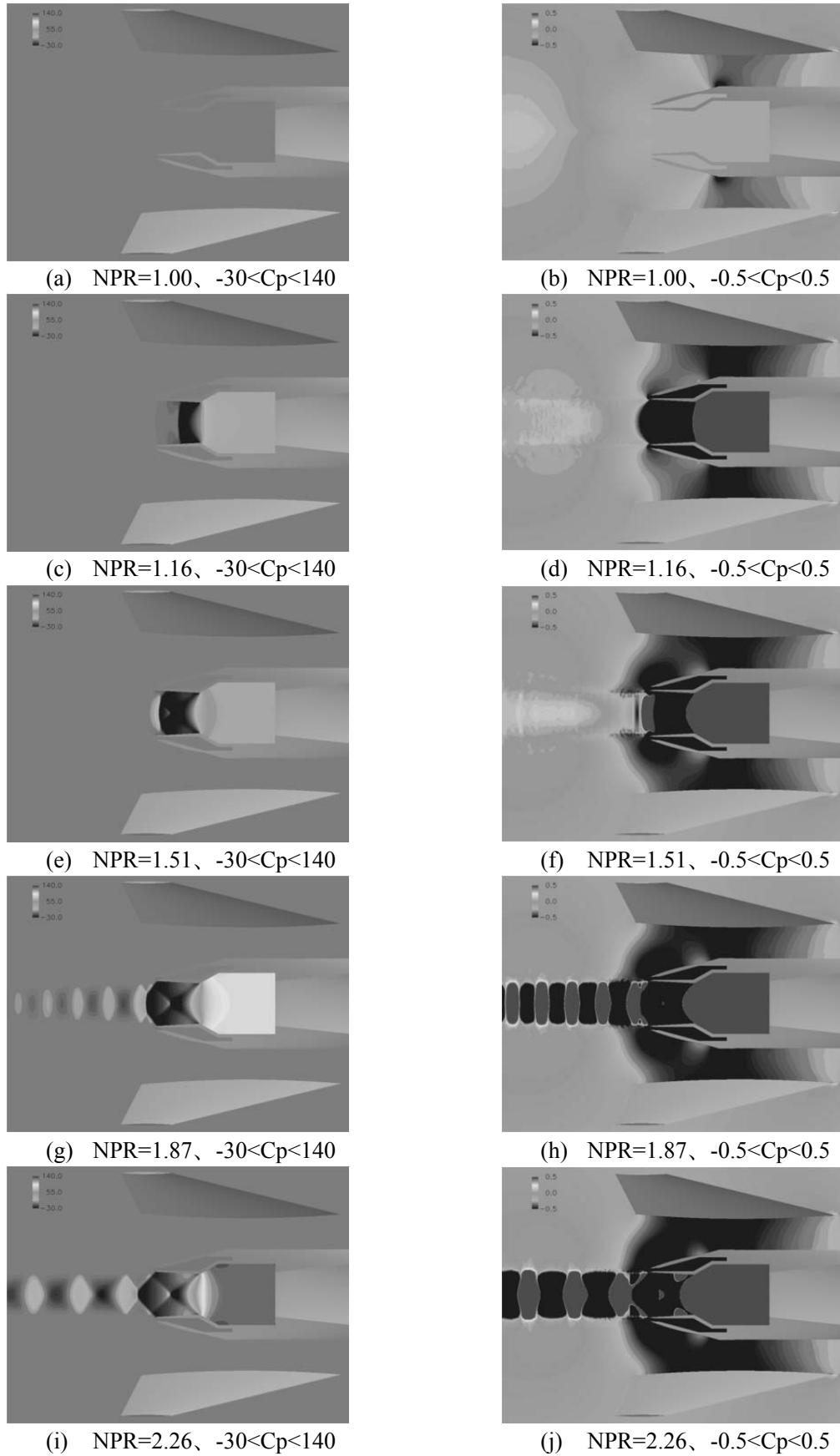


図 61 後部機体ノズル中心軸を通る水平面の圧力分布、迎角 15deg

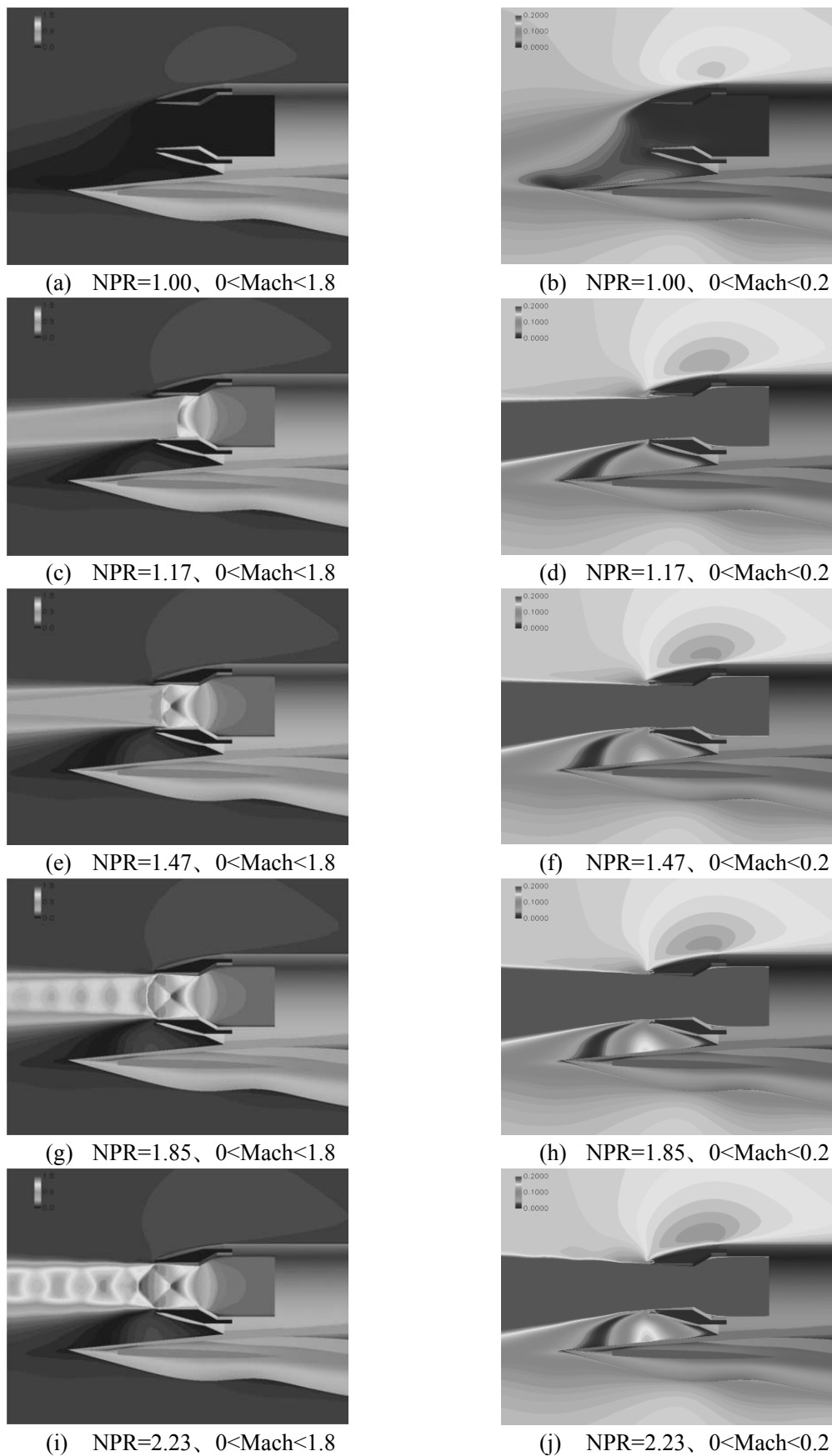


図 62 後部機体中央対称面マッハ数分布、迎角 2deg

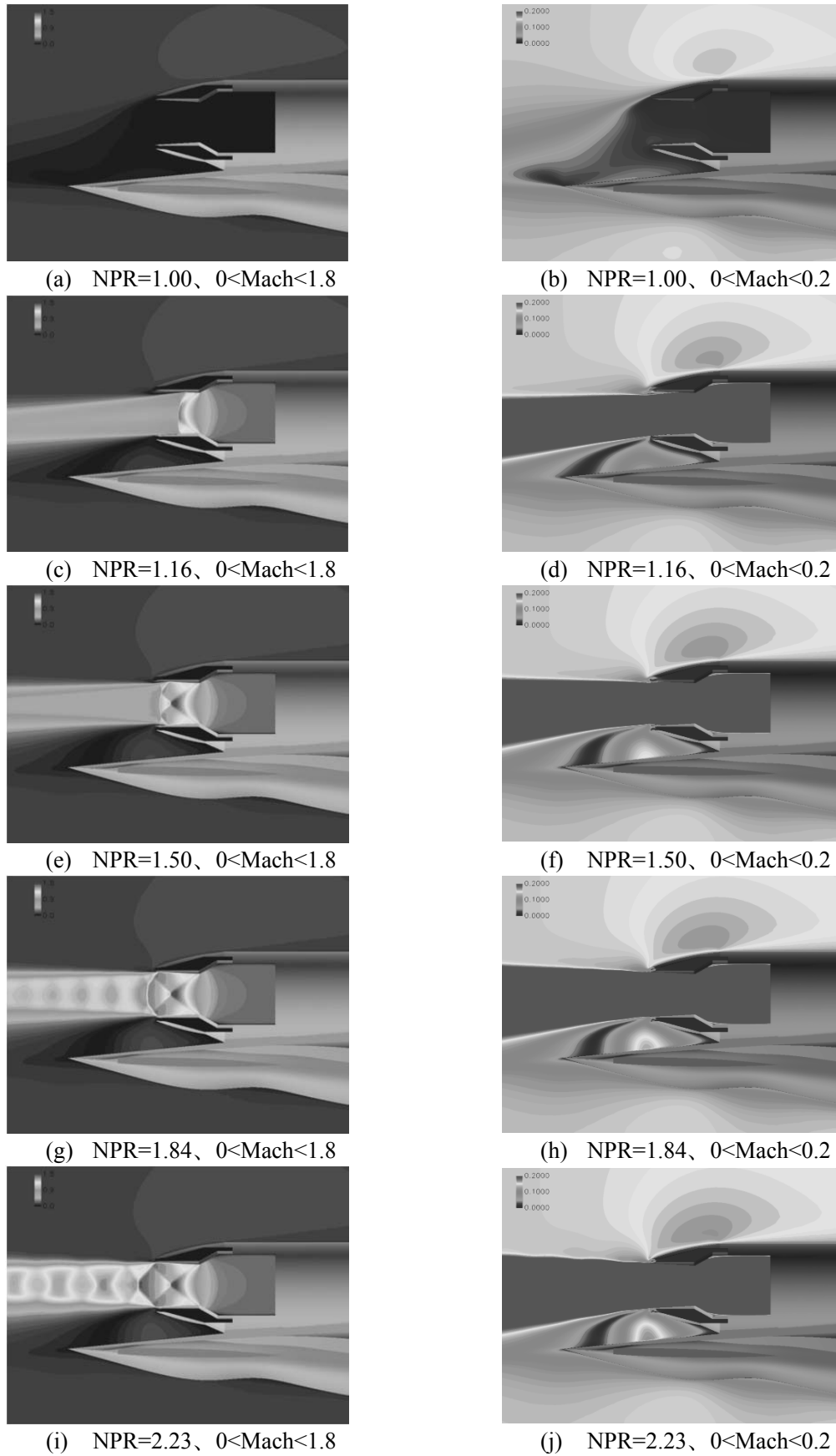


図 63 後部機体中央対称面マッハ数分布、迎角 6deg

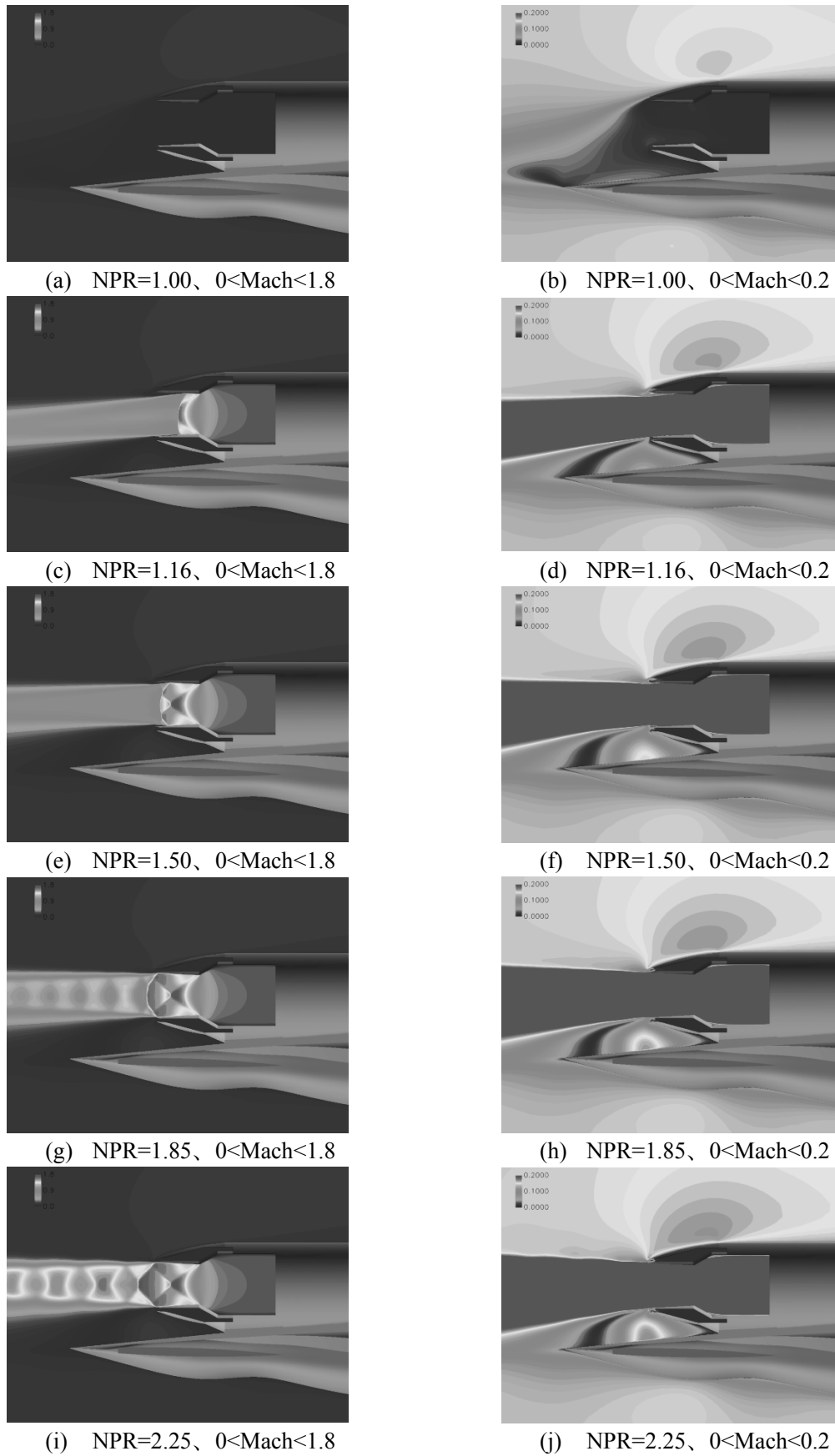


図 64 後部機体中央対称面マッハ数分布、迎角 10deg

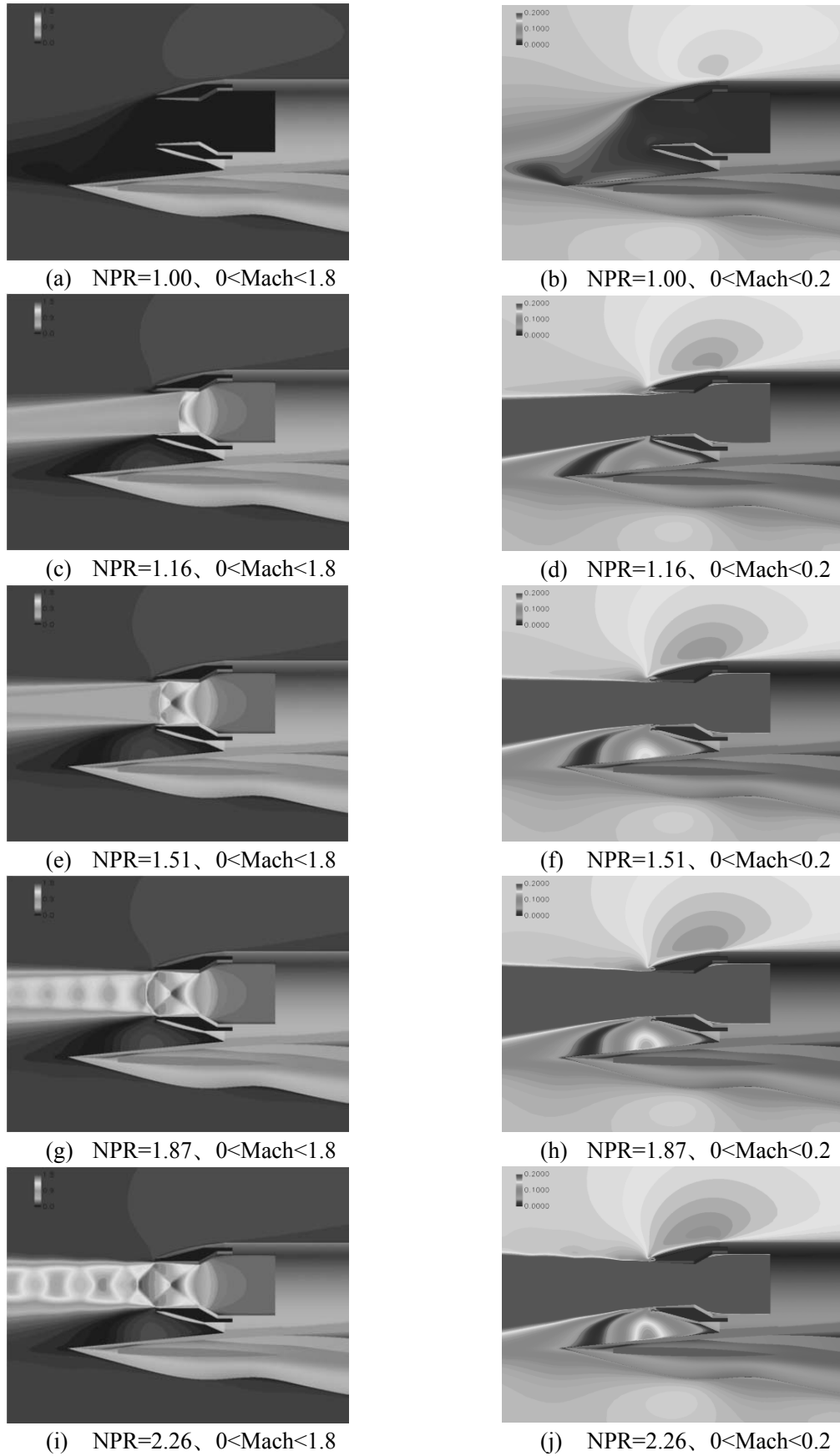


図 65 後部機体中央対称面マッハ数分布、迎角 15deg

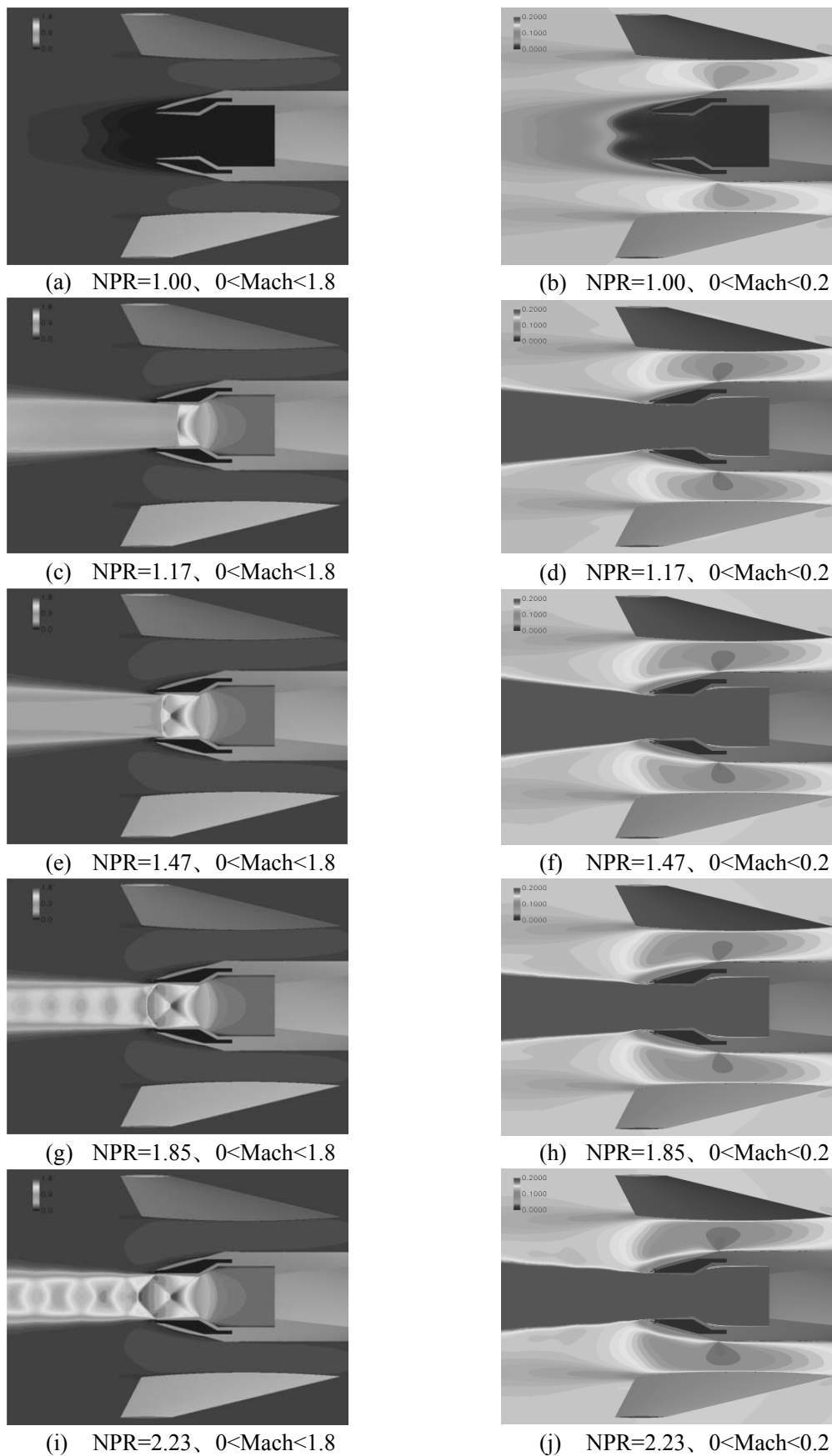


図 66 後部機体ノズル中心軸を通る水平面のマッハ数分布、迎角 2deg

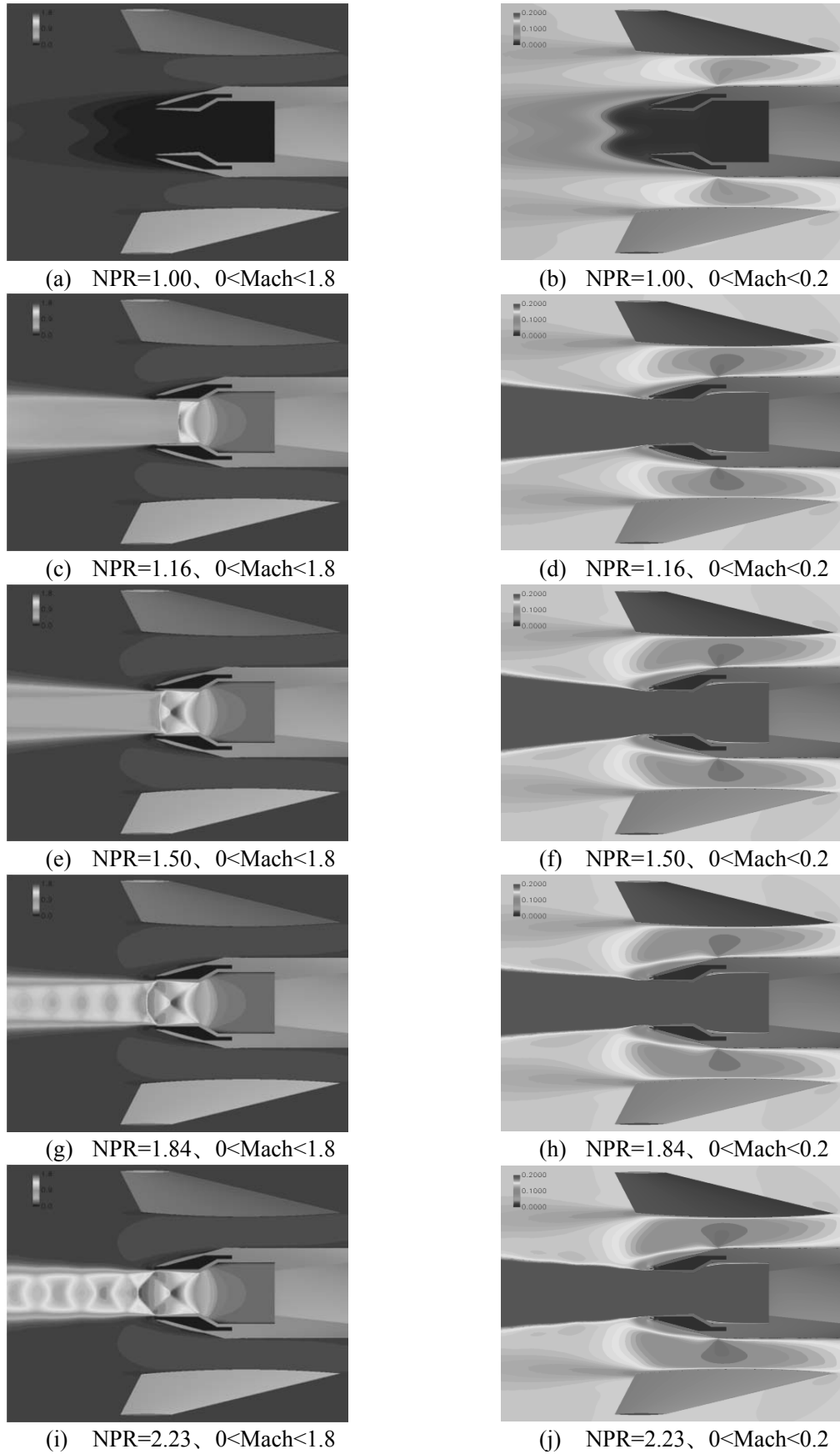


図 67 後部機体ノズル中心軸を通る水平面のマッハ数分布、迎角 6deg

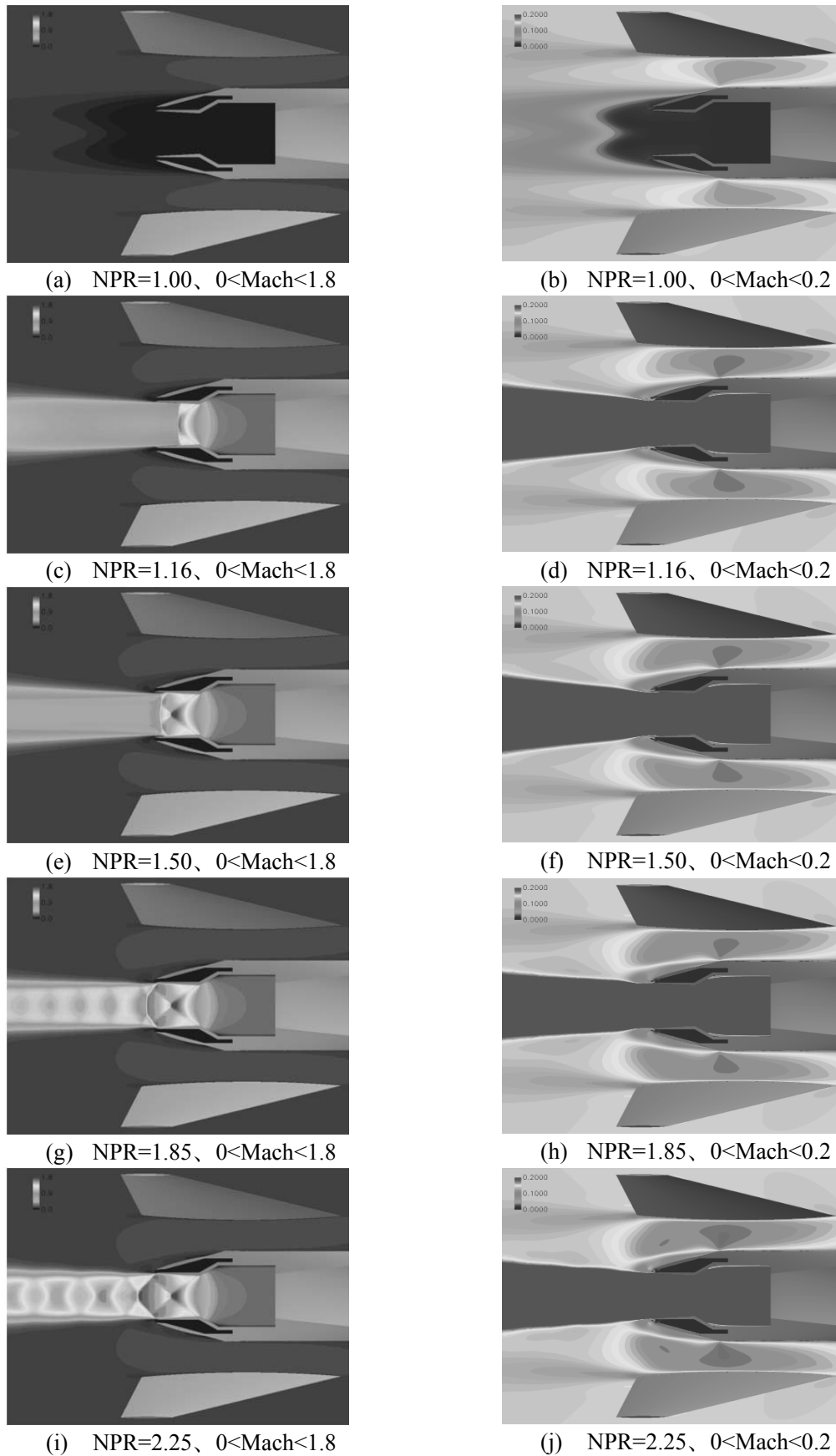


図 68 後部機体ノズル中心軸を通る水平面のマッハ数分布、迎角 10deg

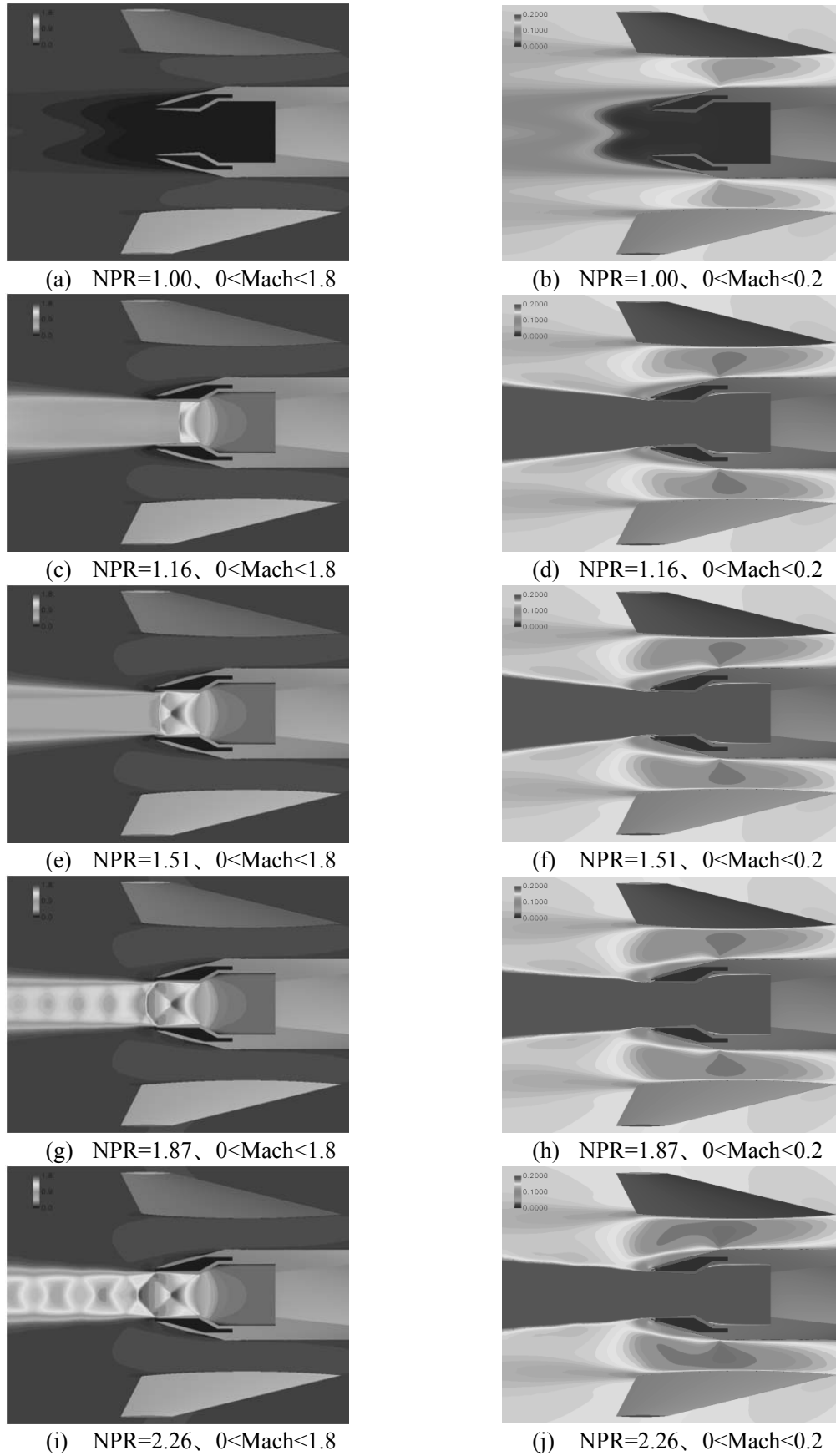


図 69 後部機体ノズル中心軸を通る水平面のマッハ数分布、迎角 15deg

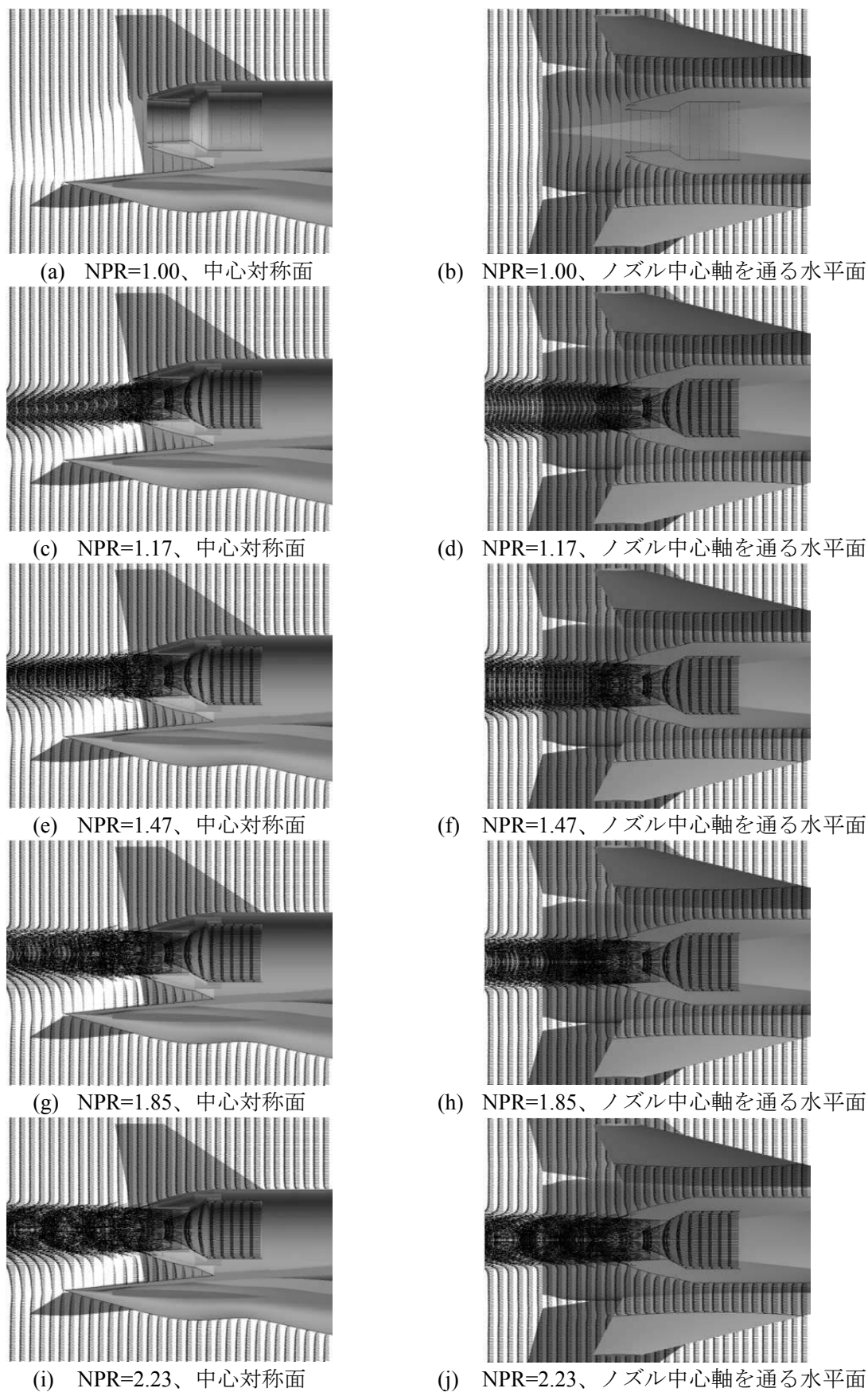


図 70 後部機体速度ベクトル分布、迎角 2deg

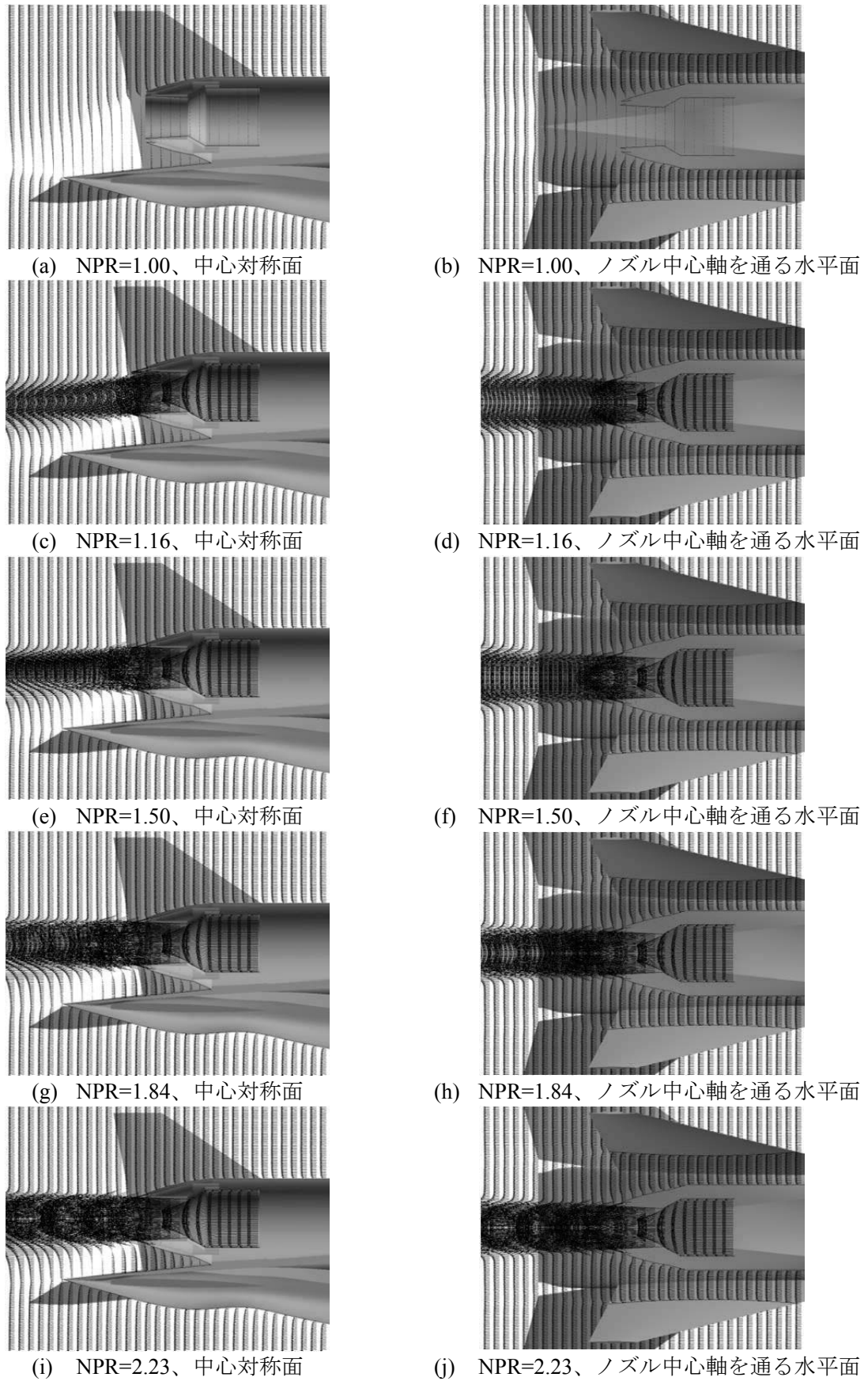


図 71 後部機体速度ベクトル分布、迎角 6deg

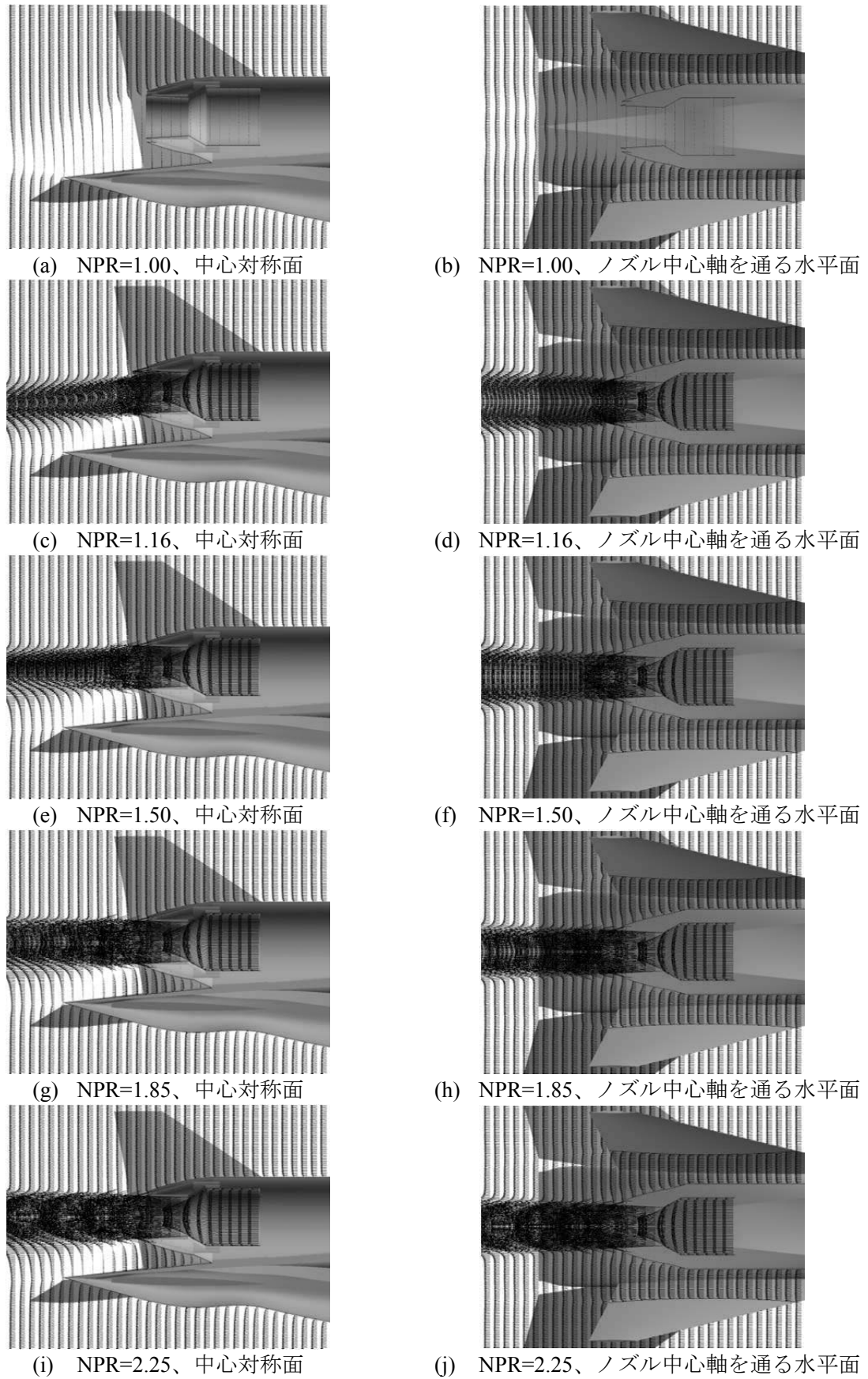


図 72 後部機体速度ベクトル分布、迎角 10deg

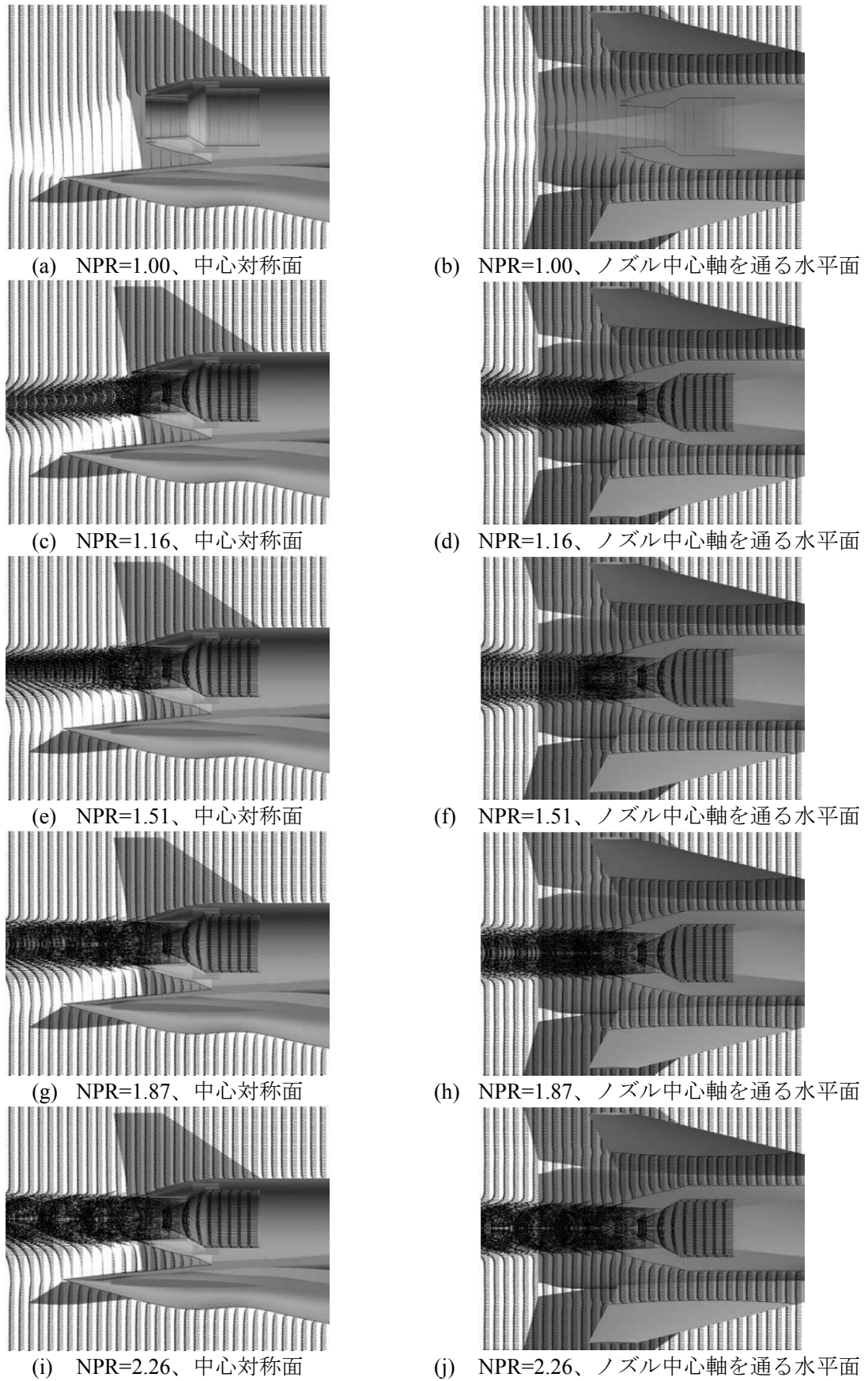


図 73 後部機体速度ベクトル分布、迎角 15deg

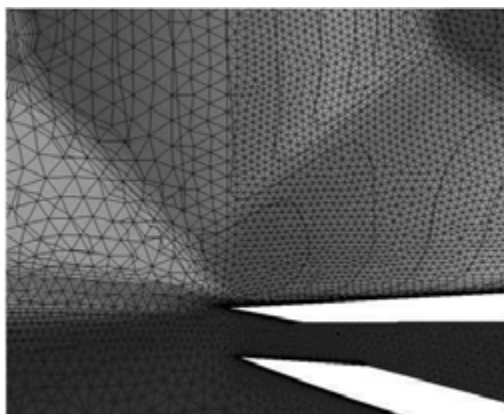


図 74 ノズル出口付近のマッハ数分布と格子解像度：迎角 10° 、 $NPR=2.25$

第5章 まとめ

エンジン排気と機体の空力干渉に関して、機体とノズルを統合した CFD 解析を行った。全体的に、ノズル排気より後部胴体の上側を通過する流れが加速され、圧力が低下し、機体後部の揚力と抵抗が増加する傾向が風洞試験と同様に予測された。機体後部における揚力増加より、ピッチングモーメントが減少し、機首下げの傾向が強まる結果が得られた。

風洞試験の計測結果に比べ、CFD 解析はノズル排気による空力係数への影響を過大に評価したが、ノズル出口総圧比の変化に対して空力係数の変化が定性的に一致した。しかし、ノズル出口総圧比の増加につれ、風洞試験で計測した空気力が一定値に収束するに対して、CFD 解析では大きな NPR でも空気力が増加し続ける。これはノズル排気が数値粘性で拡散され、機体への干渉と強くなることを原因として考えられる。

主翼、ナセル、水平尾翼、垂直尾翼に関して、CFD 解析による圧力の計算結果と風洞試験計測値はノズル出口総圧比の変化により大きな違いが見られなかった。しかし、ナセル下側と後部胴体の上面に剥離が形成され、圧力分布に CFD 解析が風洞試験と大きな差が見られた。

ノズル出口の総圧比が小さいとき、ノズル内部に衝撃波が発生し、壁面境界層との干渉が CFD 解析に十分な精度で捉えられなかった。高いノズル出口総圧比の場合は、CFD 予測結果が風洞試験に近い結果が得られた。ノズル出口から形成されたジェットせん断層に対して、格子解像度が不足している可能性がある。

CFD 解析精度を改善するために、剥離領域やノズル内部の衝撃波／乱流境界層の干渉やジェットせん断層などを高い精度で求める必要となる。今後、格子解像度の向上と乱流モデルの検討が必要である。

2011 年度成果報告

昨年度(平成 22 年度)に非構造格子ソルバー JTAS を用いて解析を実施した[4][5][6]。主な結論は次のとおりにとめる。

- ・風洞試験の計測結果に比べ、CFD 解析は空力係数を過大に評価したが、総圧比の変化に対して空力係数の変化が定性的に一致した。
- ・ノズル出口の総圧比増加につれ、風洞試験で計測した空気力が一定値に収束するに対して、CFD 解析では大きな総圧比でも空気力が増加し続ける。
- ・主翼、ナセル、水平尾翼、垂直尾翼に関して、圧力の計算結果と計測値はノズル出口の総圧比変化による増加に大きな違いが見られなかった。一方、ナセル下側と後部胴体の上面に剥離が形成され、CFD 解析の圧力 suction が風洞試験の計測と大きな差が見られた。
- ・ノズル出口の総圧比が小さいとき、ノズル内部に衝撃波が発生し、壁面境界層との干渉が CFD 解析に十分な精度で捉えられなかった。高い総圧比の場合は、CFD 予測結果が風洞試験に近い結果が得られた。

以上、非構造格子ソルバーによる数値解析は一定の推算精度が得られたものの、詳細な流れと高い精度が必要となる場合に予測精度の改善が求められる。CFD 解析精度を改善するために、剥離領域やノズル内部の衝撃波／乱流境界層の干渉やジェットせん断層などを高い精度で求める必要となる。

本年度(平成 23 年度)の研究では、高い計算精度をもつ構造格子を生成し、構造格子ソルバー ADCS(Aero-Dynamic Computational System)[9]を用いて数値解析を試みた[7][8][9]。解析精度を風洞試験と比較・検証を行い、乱流モデルによる解析結果への影響を調べる。構造格子を利用する場合は、非構造格子に比べて、より高い解析精度が可能となる。特に、境界層やせん断層などの流れに物理量の変化に合わせて高い解像度の構造格子を利用すると、信頼性が高い結果が得られる。一方、複雑な解析対象では、解析格子の生成が困難であり、形状変更を行う際に時間と手間がかかる。

第 6 章 CFD 解析の概要

本研究では、JAXA 超音速機チームで開発された 3 次元構造格子を用いる CFD ソルバー ADCS(Aero-Dynamic Computational System)[9]を使用した。ADCS はマルチ・ブロック構造格子を利用し、MPI(Message Passing Interface)並列計算で大規模、複雑な形態に対応している。航空機の離着陸条件において、乱流境界層や剥離などの物理現象が非常に重要であるため、本研究は粘性を考慮した Reynolds-Averaged Navier-Stokes(RANS)方程式を利用し、全計算領域に渦粘性の過大評価を防いだ修正 Spalart-Allmaras 乱流モデルと、Menter's SST (Shear Stress Transport)乱流モデルを採用した。空間離散化には有限差分法を用いている。対流項の評価には Chakravarthy-Osher スキームを用いて風上化し、3 次精度の MUSCL 補間法により高次精度化を施した。粘性項の評価には 2 次精度中心差分を用いた。時間積分には対流項と粘性項とソース項を含めた LU-ADI 近似陰解法を用いた。

風洞試験で実施した空力縦特性の試験に関しては、表 11 に模型の形態や通風条件やノズル排気条件などを示す。解析条件は風洞試験に合わせて、風速 50m/s、主流マッハ数やく 0.142、模型翼平均空力弦長に基づいたレイノルズ数やく 1.4×10^6 とした。計算領域の遠方に一様流

条件、物体表面に滑りなし条件を与える。ノズル前方の流入口において、流れはノズル上流側の円筒部の中心軸に平行することを仮定し、風洞試験と同様に一様流に対する総圧比(NPR)と総温比を与えて、マッハ数と静圧と密度を求めた。風洞試験で計測した条件に合わせて、迎角とノズル前方流入口の総圧比と総温比を変更し、表 12 にまとめたケースについて数値解析を行った。

構造格子を利用する場合は、非構造格子に比べて、より高い解析精度が可能となる。特に、境界層やせん断層などの流れに物理量の変化に合わせて高い解像度の構造格子を利用すると、信頼性が高い結果が得られる。一方、複雑な解析対象では、解析格子の生成が困難であり、形状変更を行う際に時間と手間がかかる。図 2 に示された本研究の解析対象はエンジンノズルを含めた航空機の全機模型であり、かなり複雑な形状である。この模型に関して、解析の構造格子を生成するには実際にやく 4 ヶ月かかった。

本研究では、航空宇宙分野で広く活用されている商用ソフトウェア Gridgen Ver.15 を格子生成に使用した。Gridgen は米国 POINTWISE 社が開発した 3 次元格子生成ソフトウェアである。Gridgen を用いることで高品質の格子を生成でき、複雑な形状にも柔軟に対応することができる。また、Gridgen に装備した楕円型格子生成ソルバーにより、格子のスムージング(平滑化)が可能である。計算の際に解析格子が平均空力コード MAC(Mean Aerodynamic Chord)長で無次元化される。

図 75(b)-(f) に計算格子を示す。使用した計算格子は格子ブロック 194、総格子点数 35,687,220、物体表面から第一層格子幅 $\Delta s_{\min}/MAC=0.01/Re^{0.5}=1.0 \times 10^{-5}(y^+=1.0)$ とした。また、境界層内部において 30 点以上を配置して、高い精度の解析を図った。特に、エンジン排気のジェットせん断層と衝撃波を精度よく捉えるため、ノズル内部および後部機体に格子を密に配置した。計算に用いたクラーン数は 1 とした。境界層を精度良く捉えるため、できるだけ格子線が物体表面に垂直するようにした。剥離流れを考慮し、物体表面に多くの格子点を分布させた。特異点を除き、格子幅が連続的に変化させるようにした。特に、ノズルから吹き出す排気と機体後部の空力干渉を精度良くとるため、ノズル排気の周りに密な格子点を分布した。

全体格子の概要

- 計算領域：上流側に模型全長×30、下流側に模型全長×50、横方向に模型全長×20倍、上方と下方に模型全長×30
- 格子点総数：35,687,220
- ブロック分割数：194
- 模型表面ドメインの分割数：100
- 壁面第一層格子幅： $1.0 \times 10^{-5} MAC(y^+=1)$ に相当)
- 翼：前縁格子幅 0.00025MAC、後縁格子幅 0.00125MAC、
- 境界層内の格子数：約 20~30 点
- 胴体：上、下面の週方向に 118 点ずつ
- 主翼：上、下面の弦長方向に 141 点ずつ、翼幅方向に 105 点
- 垂直尾翼：内、外側面の弦長方向に 141 点ずつ、翼幅方向に 106 点
- 水平尾翼：上、下面の弦長方向に 111 点ずつ、翼幅方向に 71 点

- ノズル内部：週方向に 97 点(180°)、径方向にやく 110 点、軸方向に 231 点
- 後部胴体：ノズルと胴体後端の間に 84 点、横方向に 112 点

境界条件：

- 上流入口：亜音速流入条件
- 下流出口：亜音速流出条件
- 中央対称面：対称条件
- 遠方境界：亜音速流出条件
- 物体表面：滑りなし条件
- ノズル入口：総圧と総温と速度ベクトル方向を指定

解析は、宇宙航空研究開発機構 (JAXA) 情報・計算工学 (JEDI) センターの管理・運営するスーパーコンピュータシステムで実施された。MPI 並列計算を利用し、64 個の CPU を使用した。1 ケースの解析あたり 50,000~150,000 反復回数、30~90 時間がかかった。

表 11 風洞試験計測ケース表

Run_No	data_No	V[m/s]	M	Re [million]	α [deg]	垂直尾翼機軸方向	垂直尾翼スパン方向	ラダー	スタビライザー	NPR(ジェット出口総圧/一様流静圧)
LWT1-0803011	84	50	0.1416	1.4740	2.065	ノミナル	ノミナル	0	0	0.9972
LWT1-0803011	100	50	0.1415	1.4687	2.065	ノミナル	ノミナル	0	0	1.0339
LWT1-0803011	103	50.01	0.1415	1.4675	2.065	ノミナル	ノミナル	0	0	1.1672
LWT1-0803011	118	49.99	0.1414	1.4636	2.065	ノミナル	ノミナル	0	0	1.3187
LWT1-0803011	121	50.06	0.1416	1.4656	2.065	ノミナル	ノミナル	0	0	1.4670
LWT1-0803011	136	50	0.1413	1.4614	2.065	ノミナル	ノミナル	0	0	1.6980
LWT1-0803011	139	50.03	0.1414	1.4624	2.065	ノミナル	ノミナル	0	0	1.8466
LWT1-0803011	154	50.09	0.1415	1.4616	2.065	ノミナル	ノミナル	0	0	2.2344

Run_No	data_No	V[m/s]	M	Re [million]	α [deg]	垂直尾翼機軸方向	垂直尾翼スパン方向	ラダー	スタビライザー	NPR(ジェット出口総圧/一様流静圧)
LWT1-0803016	1	49.96	0.1422	1.4954	6.080	ノミナル	ノミナル	0	0	0.9974
LWT1-0803016	6	50.05	0.1421	1.4869	6.080	ノミナル	ノミナル	0	0	1.1565
LWT1-0803016	7	50.06	0.1421	1.4839	6.080	ノミナル	ノミナル	0	0	1.5032
LWT1-0803016	12	50.08	0.1420	1.4810	6.080	ノミナル	ノミナル	0	0	1.8384
LWT1-0803016	13	49.99	0.1418	1.4784	6.080	ノミナル	ノミナル	0	0	2.2263

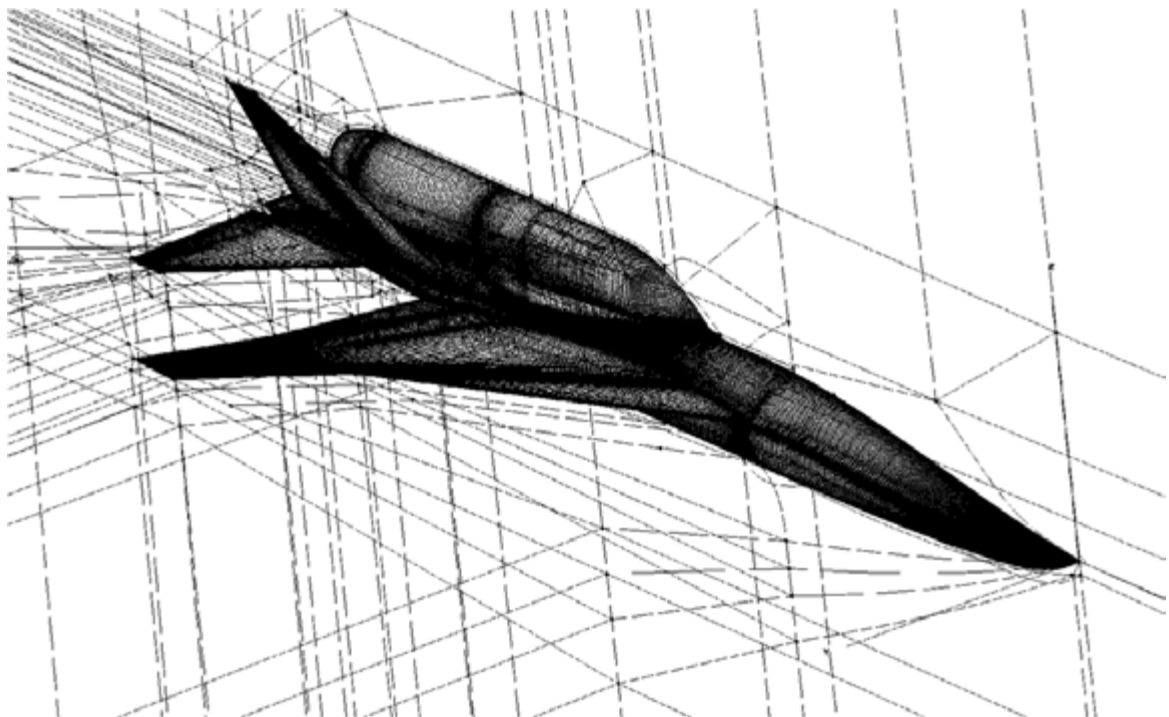
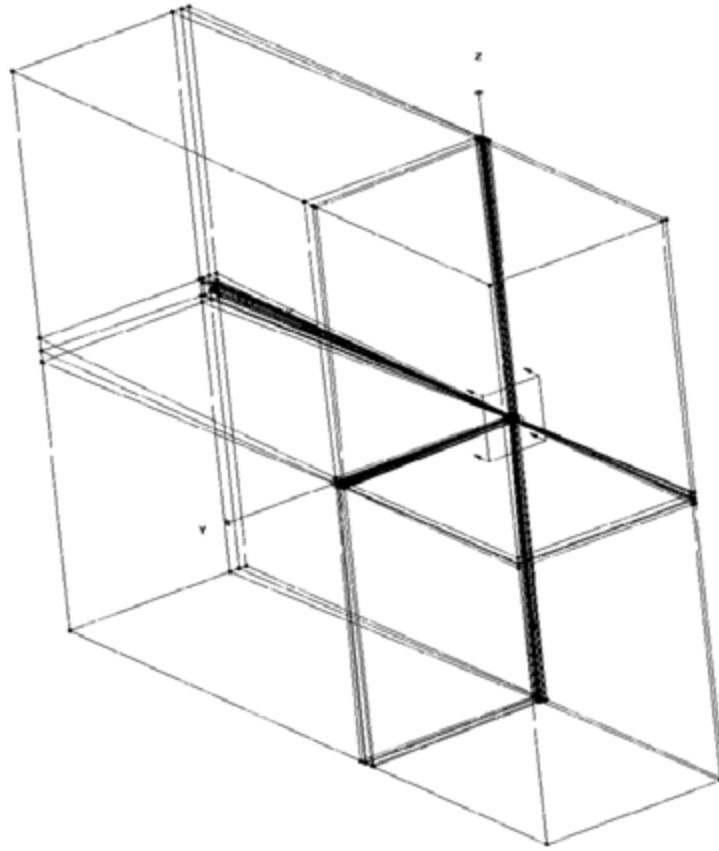
Run_No	data_No	V[m/s]	M	Re [million]	α [deg]	垂直尾翼機軸方向	垂直尾翼スパン方向	ラダー	スタビライザー	NPR(ジェット出口総圧/一様流静圧)
LWT1-0803007	83	50	0.1418	1.4778	10.08	ノミナル	ノミナル	0	0	0.9991
LWT1-0803007	99	50.06	0.1418	1.4735	10.08	ノミナル	ノミナル	0	0	1.0422
LWT1-0803007	102	49.99	0.1416	1.4697	10.08	ノミナル	ノミナル	0	0	1.1640
LWT1-0803007	117	50	0.1416	1.4673	10.08	ノミナル	ノミナル	0	0	1.3230
LWT1-0803007	120	50.04	0.1417	1.4677	10.08	ノミナル	ノミナル	0	0	1.4930
LWT1-0803007	135	50.08	0.1417	1.4666	10.08	ノミナル	ノミナル	0	0	1.6707
LWT1-0803007	138	50.05	0.1416	1.4655	10.08	ノミナル	ノミナル	0	0	1.8538
LWT1-0803007	153	50.06	0.1416	1.4643	10.08	ノミナル	ノミナル	0	0	2.2496

Run_No	data_No	V[m/s]	M	Re [million]	α [deg]	垂直尾翼機軸方向	垂直尾翼スパン方向	ラダー	スタビライザー	NPR(ジェット出口総圧/一様流静圧)
LWT1-0803017	1	50.07	0.1421	1.4816	15.105	ノミナル	ノミナル	0	0	0.9992
LWT1-0803017	6	50.02	0.1418	1.4760	15.105	ノミナル	ノミナル	0	0	1.1527
LWT1-0803017	7	49.99	0.1416	1.4716	15.105	ノミナル	ノミナル	0	0	1.5144
LWT1-0803017	12	50.04	0.1417	1.4696	15.105	ノミナル	ノミナル	0	0	1.8654
LWT1-0803017	13	50.07	0.1417	1.4689	15.105	ノミナル	ノミナル	0	0	2.2552

表 12 CFD 解析ケース表

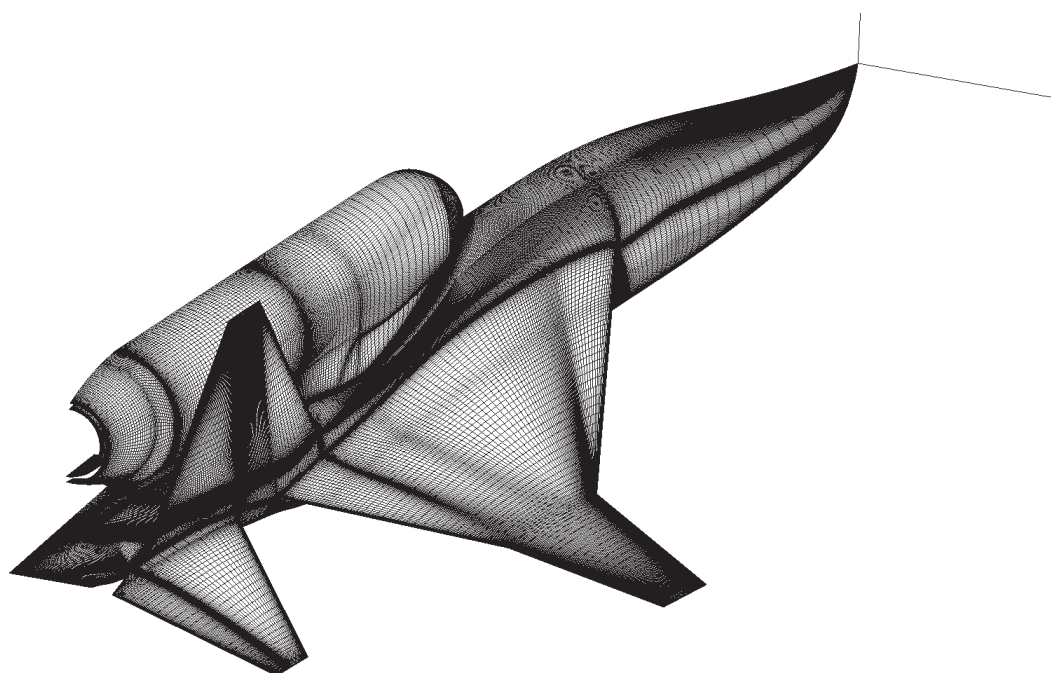
迎角	ノズル出口 NPR(風洞試験の推測値)				
2.065	1.000	1.167	1.467	1.847	2.234
10.08	1.000	1.164	1.493	1.854	2.250

(a) 計算領域の全体

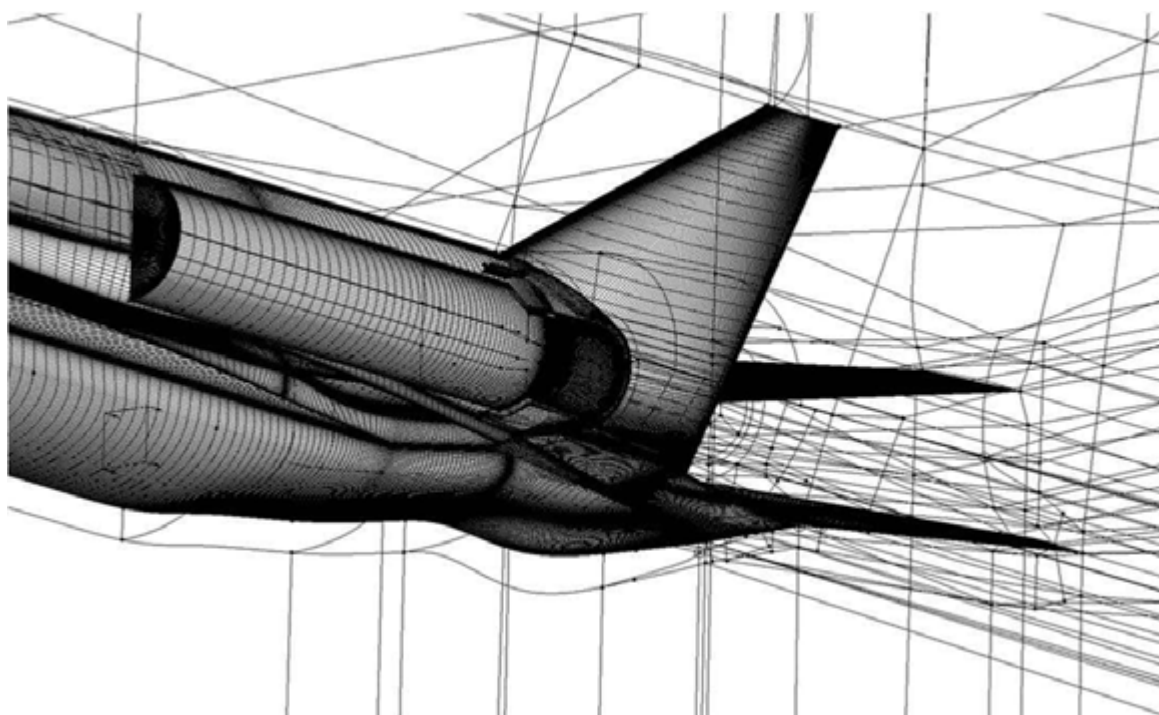


(b) 模型近傍のブロック分割及び模型表面格

図 75 計算格子

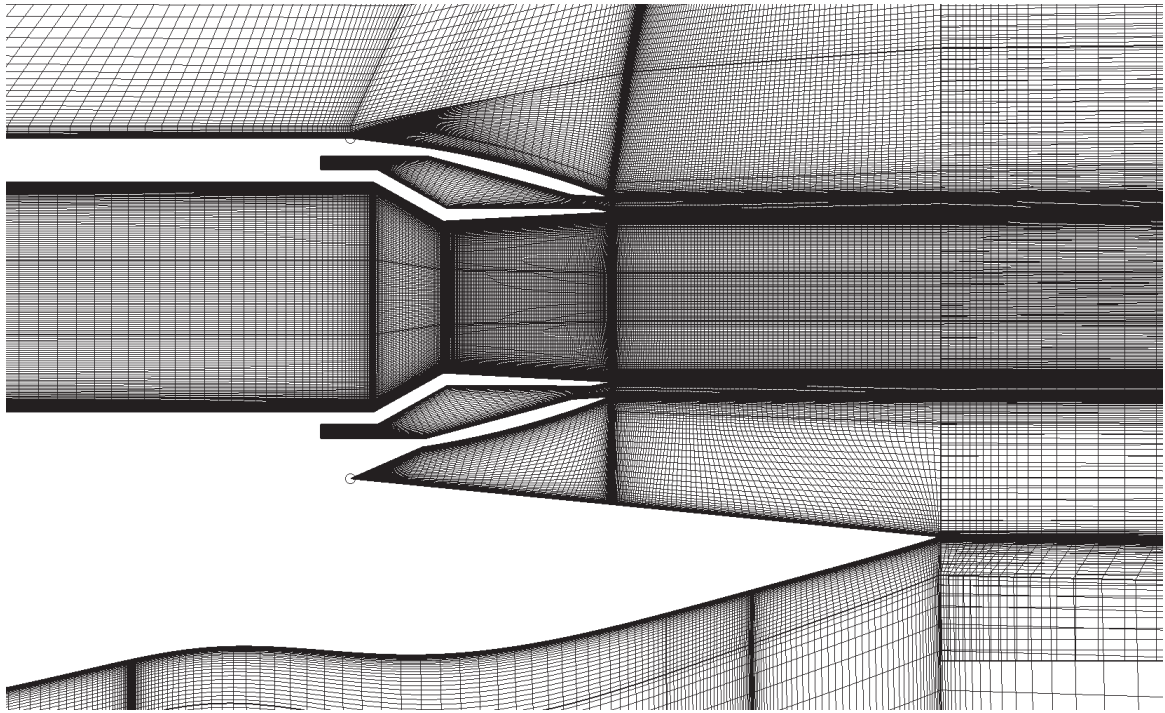


(c) 表面格子

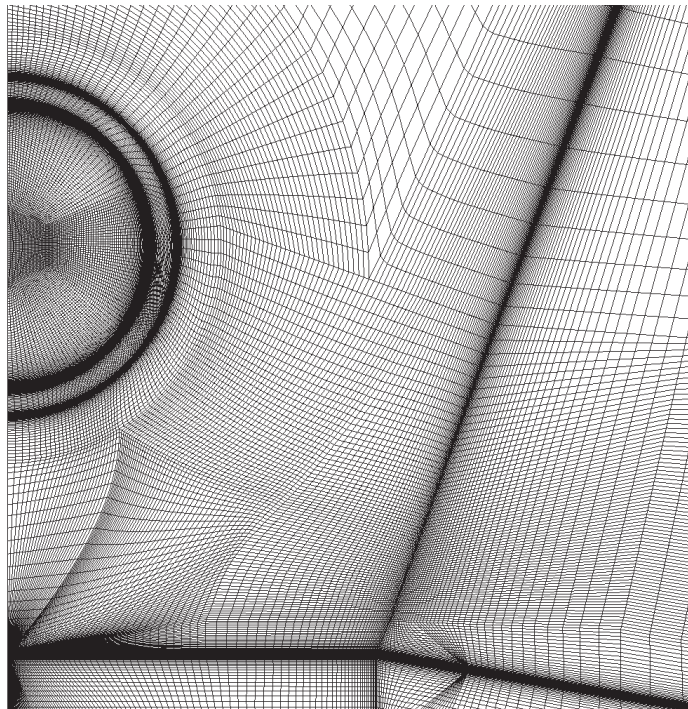


(d) ノズル内部と付近の格子

図 75 (つづき)



(e) ノズル出口中心面の格子分布



(f) ノズル出口の格子分布

図 75 (終わり)

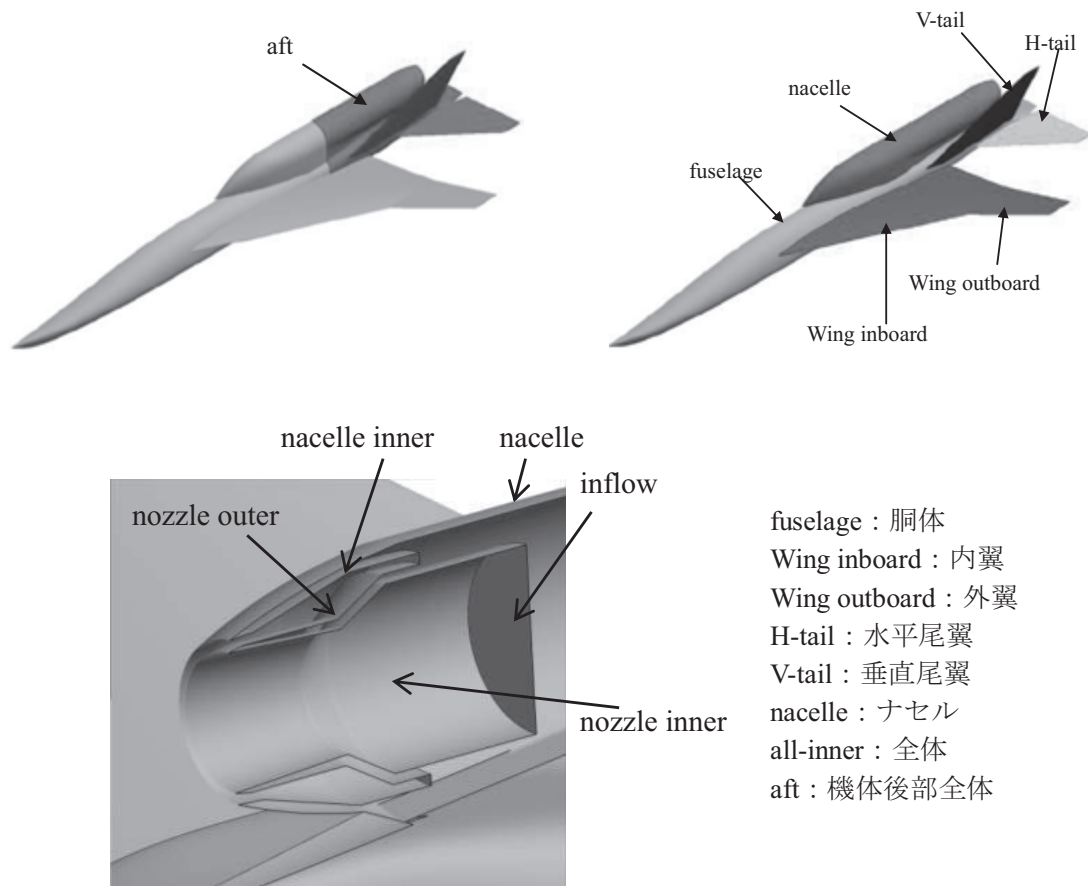


図 76 各部の名称の定義

第7章 解析結果と考察

解析結果に基づいて、解析精度とエンジン尾排効果について考察を行う。風洞試験で計測された空気力と模型表面の圧力データと比較し、CFD 解析の予測精度を評価する。また、CFD 解析で得られた流れの詳細についてエンジン排気と模型後部の干渉現象を考察し、空力干渉効果が生じた原因を究明する。

この機体とノズル排気の空力干渉はジェットせん断流や壁面境界層や衝撃波や、また、主翼からの前縁剥離渦など、非常に複雑な流れを絡んでおり、流れ場を解析するにはこれらの各種物理現象を捉えることが重要である。そのため、解析格子が多く必要となる。さらに、本研究で扱う風洞試験模型は前節に示したように、複雑であり、数値解析が困難と予測できる。また、昨年度に実施した非構造 Hybrid 格子を用いた JTAS の解析結果に比べて、構造格子を用いた解析はノズル排気において解像度が改善され、詳細な衝撃波などの構造が捉えられ、より風洞試験に近い結果が得られた。

ここで、解析は航空宇宙分野で広く利用されている異なる 2 つの乱流モデル、Spalart-Allmaras (SA)モデルと Menter's SST モデルを用いて行われた。乱流モデルの詳細について、ADCS の関連資料[9]を参考してください。

1. CFD 解析で求められた流れ全体

解析したケースに関して、流れ全体の様子を図 77 尾排解析結果の流れ全体：空間総圧分布と表面圧力分布に示す。迎角 2° の場合は主翼前縁から殆ど付着し、迎角 10° に増加すると翼前縁から大きく剥離していることが分かる。SA モデルと SST モデル解析結果は、全体的に顕著な差がないものの、ナセル後部の絞り始めから違いが見られる。これは主に垂直尾翼と干渉により生じたものだと考えられる。

2. ノズル流入条件とノズル排気

ノズル前方流入口に風洞試験で計測した一様流に対する総圧比と総温比を与えるように設定した。図 9 と図 80 に週方向における圧力係数と静圧比を示しており、CFD 解析に与えたノズル流入条件が風洞試験による計測値と一致することを確認できる。本解析に設定したノズルの流入条件が妥当であることを確認できた。

図 79 と図 81 に示したノズル出口付近においても、CFD 予測値と風洞試験の計測値に差が見られた。特に NPR=1.17 のとき、両者に大きな差が見られた。これはノズル内部スロート部に衝撃波によるチョック現象が発生し、衝撃波と境界層の干渉に対して CFD 解析では十分な精度が得られなかったと思われる。

図 82 と図 83 にノズル中心軸に沿った圧力係数と静圧比と総圧分布を示す。NPR の変化による各量の分布が大きく変わったことが分かる。SA モデルと SST モデルの結果、特に総圧分布に大きな差が見られ、ノズル排気の解析は乱流モデルに大きく依存していることが分かった。また、同じ SA モデルで得られた昨年度に実施した JTAS 非構造格子解析結果と ADCS 構造格子の結果を比べると、大きな差が見られて、ノズル排気の解析が離散化手法と空間解像度に大きく影響されていることが分かった。

3. 空気力

CFD 解析と風洞試験の計測による機体後部の空気力を図 84 と図 85 にまとめている。

図 84 より、CFD 解析はノズル出口総圧比 NPR の増加につれて、機体後部(aft)における揚力係数と抵抗係数が増加し、機首下げのピッチングモーメントも増加する結果を予測し、風洞試験と同様な傾向が見られた。(*注：風洞試験では同じケースの再現性試験でも絶対値に差が見られたが、排気有り(NPR>1.0)と排気無し(NPR=1.0)の計測値の差があまりなかったため、尾排干渉効果を検討するには問題がないと考える。)ノズル出口総圧比 NPR が増加すると、エンジン排気有り(NPR>1.0)と排気無し(NPR=1.0)との差が風洞試験に比べて、CFD 解析が NPR による空気力への効果を全体的に過大に評価したことが分かる。また、同じ NPR において CFD と風洞試験とともに各迎角において NPR による空力係数の差が大きく変化しなく、定性的に同じ傾向を再現したことが分かる。乱流モデル同士にも差が見られて、SA モデルに比べて、Menter モデルはより風洞試験の計測値に近い結果が得られた。一方、NPR が 1.5 以上になると、風洞試験の計測結果が同じ迎角においてほぼ一定値となることに対して、CFD 解析結果がまだ増加し続けることが分かる。これについて、昨年度の JTAS による非構造格子解析にも同様な問題が見られた。

図 85 には、機体各部分による空気力への寄与を示す。全体的に、昨年度に実施した JTAS の結果と同じ傾向が示された。乱流モデル同士は各部の寄与にあまり差が見られなかった。各部分に関して、ノズル出口総圧比 NPR の変化による空気力の変化がすべての迎角において同じ傾向を示す。主翼(wing inboard と wing outboard)はほかの部分に比べ、NPR による空気力の変化が最も小さく、変化の割合も非常に小さいので、ノズル排気による影響をあまり受けていないと考えられる。水平尾翼の空気力が若干ノズル排気から影響を受けて、垂直尾翼が NPR の増加とともに大きく変化している。主翼はノズル出口の上流側であり、ノズルは機体後部の上方に置かれて、また、垂直尾翼による遮蔽されて、下流側にノズル排気の流れが変化しても、主翼まわりの流れに影響を殆ど及ぼさない。中に、胴体(fuselage)の空気力には最も大きな影響を与えて、全体の空気力の変化に大きな割合を占める。ノズル排気が後部胴体の上面と垂直尾翼(vtail)の内側に挟まれて、流れが大きく変化し、強い干渉効果を模型表面に与える。ノズル出口総圧比 NPR の増加より、排気の流れが速くなり、まわりの流れも加速されて、後部胴体の上面と垂直尾翼(vtail)の内側に圧力が減少する。つまり、NPR が大きいほど、揚力と抵抗が大きくなる。NPR が 1.5 以上に大きくなると、胴体以外の部分も揚力が殆ど増加しなくなるが、胴体の揚力のみが増加し続けることが分かる。水平尾翼(htail)が機体軸方向にナセル出口とほぼ同じ位置にあるため、ノズルの影響も受けて、上面の圧力が減少し、揚力が増加する。ナセル(nacelle)に関しては、後部ナセルの断面が円形であるため、揚力とピッチングモーメントの変化にあまり寄与しないが、ノズル出口総圧比 NPR の増加につれてまわりの流れが加速されるので、表面圧力が低下し、抵抗が増加する。

4. 表面圧力分布

ここでは、風洞試験での表面圧力計測点に対応して、図 86～図 97 に CFD 解析で求めた各断面における圧力分布と風洞試験計測値を比較する。

図 86 と図 87 主翼に関して 35%の内翼断面と 75%の外翼断面における圧力分布は、風洞試験計測値に比べて、CFD 予測値は全体的に圧力係数の絶対値が小さいが、圧力分布が定性的によく一致している。また、迎角 2° の場合、SA モデルと Menter モデルがほぼ同じ結果を予測した。迎角 10° の場合、従来と同様に Menter モデルはより大きな剥離を予測した。

図 88 にノズル出口の上流側にあるナセル表面の圧力分布を示す。CFD 解析結果と風洞試験計測値の比較から、両者が定性的の一致を示している。乱流モデル同士にも殆ど差がなか

った。

図 89 にノズル出口により近い位置のナセル表面の圧力分布を示す。この断面は垂直尾翼の前縁付近にあり、ノズル排気から比較的に影響を受けやすい。ナセル上側(ϕ が小さい)に計算結果と計測値の差が小さく、胴体と結合の下側(ϕ が大きい)に差が大きい。SA モデルの予測値が風洞試験計測値とよく一致している。SST モデルの予測値は計測値と大きな差がある。ノズル絞り始めの位置において、境界層の発達に乱流モデルに依存していることが分かる。

図 90 に後部胴体下面の中央における圧力分布を示す。下面において順圧力勾配となっており、境界層が壁面に付着し、乱流モデル同士に差が殆ど見えなかった。また、機体上面側の複雑形状による影響があまり受けていない。

図 91 と図 92 と図 93 に後部胴体上面における圧力分布を示し、CFD 解析結果と風洞試験計測した圧力を比較する。ここでは、JTAS 非構造格子解析結果に比べて、構造格子解析精度が改善されたことが分かる。乱流モデル同士に大きな差がないものの、ソルバー同士の違いによるものと考えられる。

図 94 と図 95 に水平尾翼の上下面における圧力分布を示す。全体的にノズル排気から受ける影響が小さかった。また、解析結果が風洞試験計測値とよく一致している。

図 96 と図 97 に垂直尾翼の内側と外側表面における圧力分布を示す。SA モデルと Menter モデルの予測結果が風洞試験計測値とよく一致していることが分かった。NPR の変化によって、外側の表面には大きな圧力変化が見られなかった。垂直尾翼は、ナセル後部とノズル出口を挟んで、後部胴体の上方に装着されており、ナセルから強い影響を受けると考えられる。一方、垂直尾翼の外側では前縁付近にノズル排気からあまり影響を及ぼされず、排気による圧力の変化があまり見られなかった。後縁に近いほど、ノズル排気の影響が大きくなっていくと想定できる。

5. ノズルとジェット流れ

図 98 と図 99 に機体後部あたりの中央対称面(Side view)、図 100 にノズル中心軸を通る水平面(Top view)における圧力係数分布とマッハ数分布を示し、ノズル内部衝撃波の発生やノズル出口からのジェット流れが分かる。ノズル出口総圧 NPR が大きくなると、ノズル内部に衝撃波が発生し、さらに出口下流側に複雑な衝撃波や膨張波などの干渉現象になる。また、後部胴体の上面側とナセル・垂直尾翼の挟むチャンネル空間において、ノズル出口総圧 NPR の増加につれて圧力が減少することが分かる。

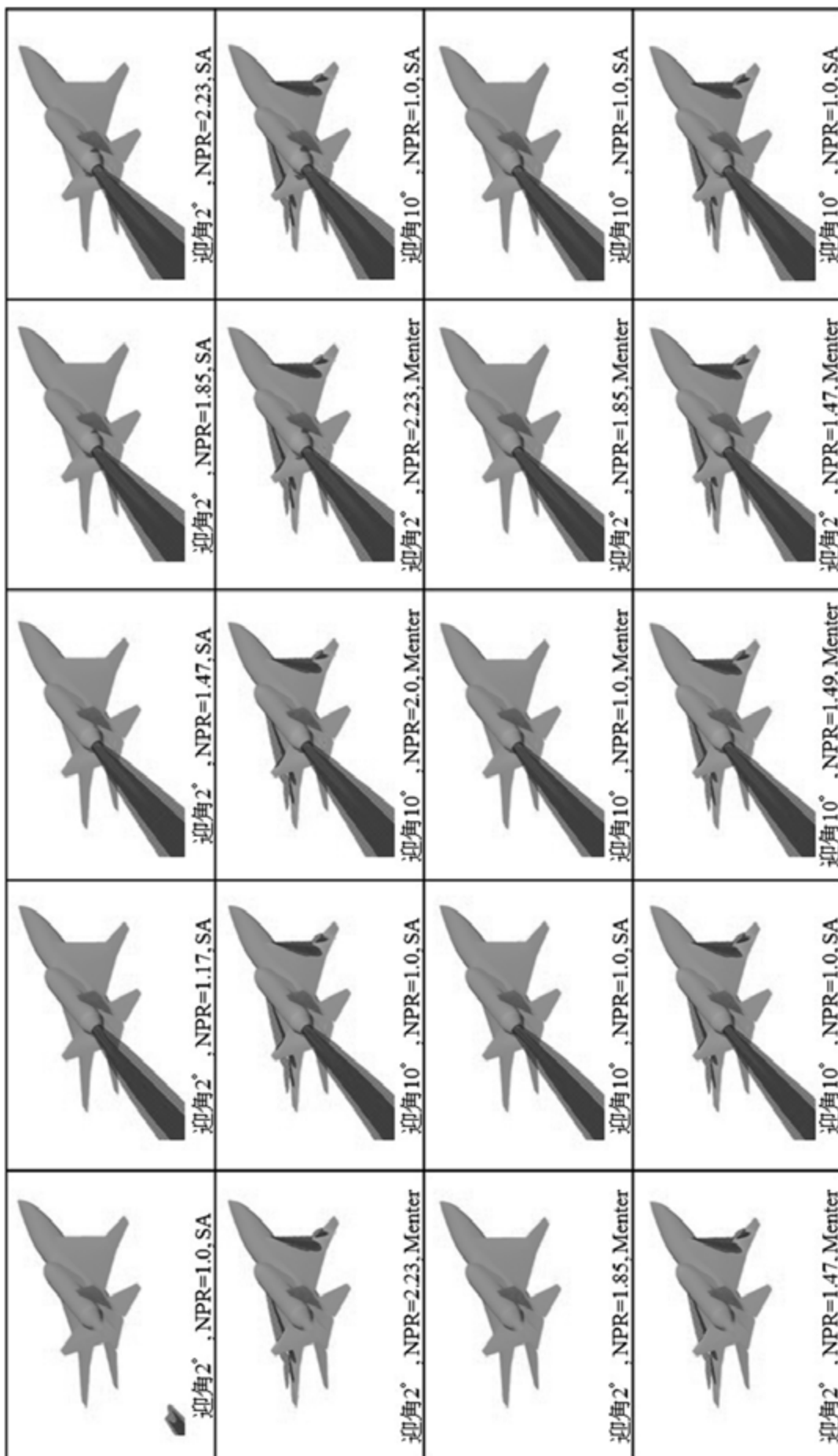


図 77 尾排解析結果の流れ全体：空間総圧分布と表面圧力分布分布

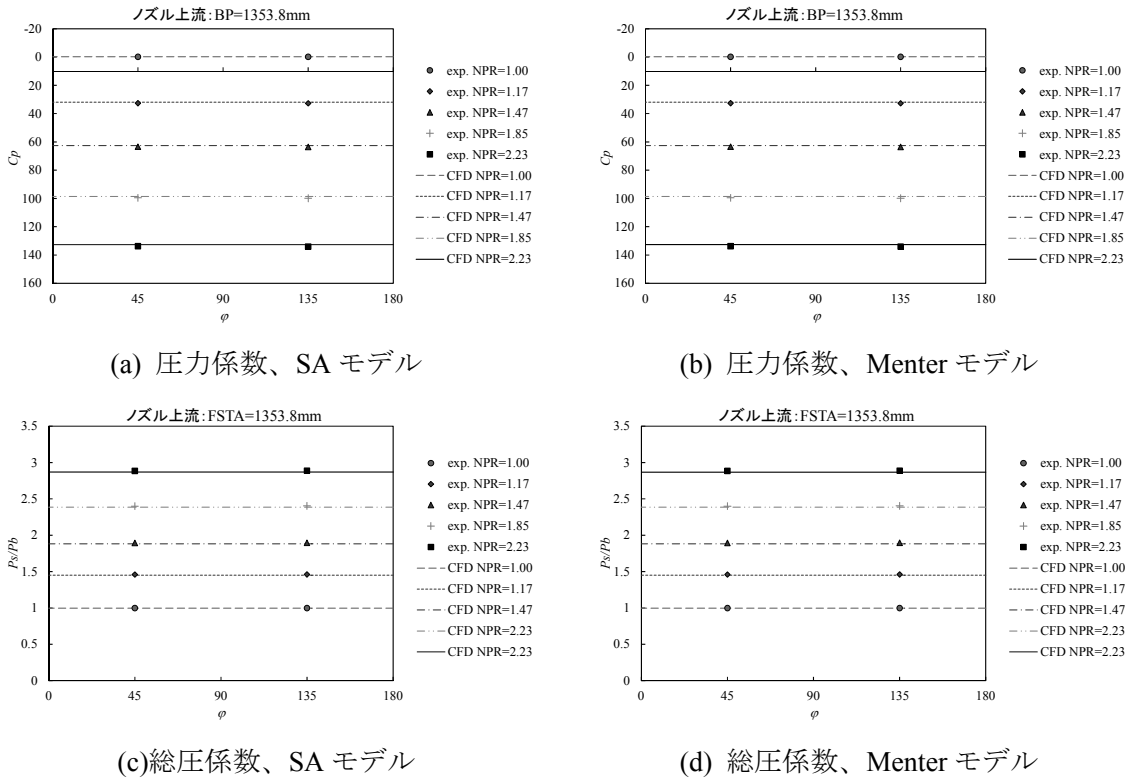


図 78 迎角 2deg、週方向におけるノズル上流内部表面

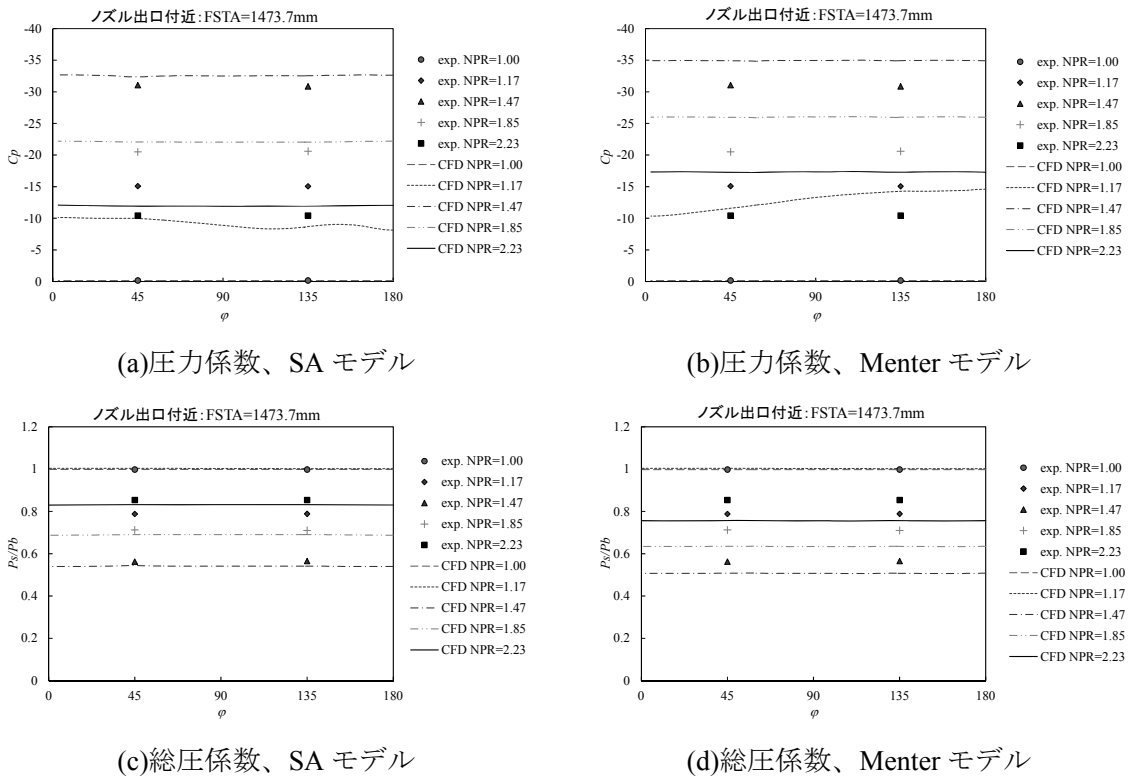


図 79 迎角 2deg、週方向におけるノズル出口付近内部表面

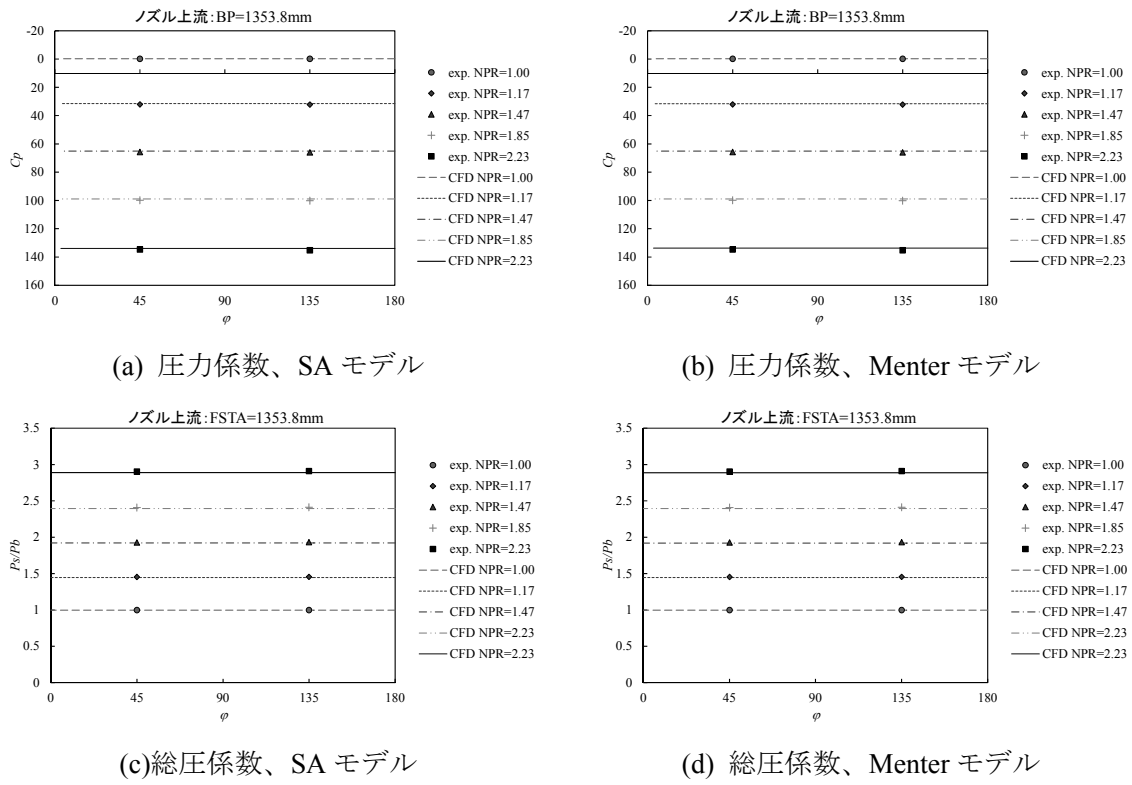


図 80 迎角 10deg、週方向におけるノズル上流内部表面

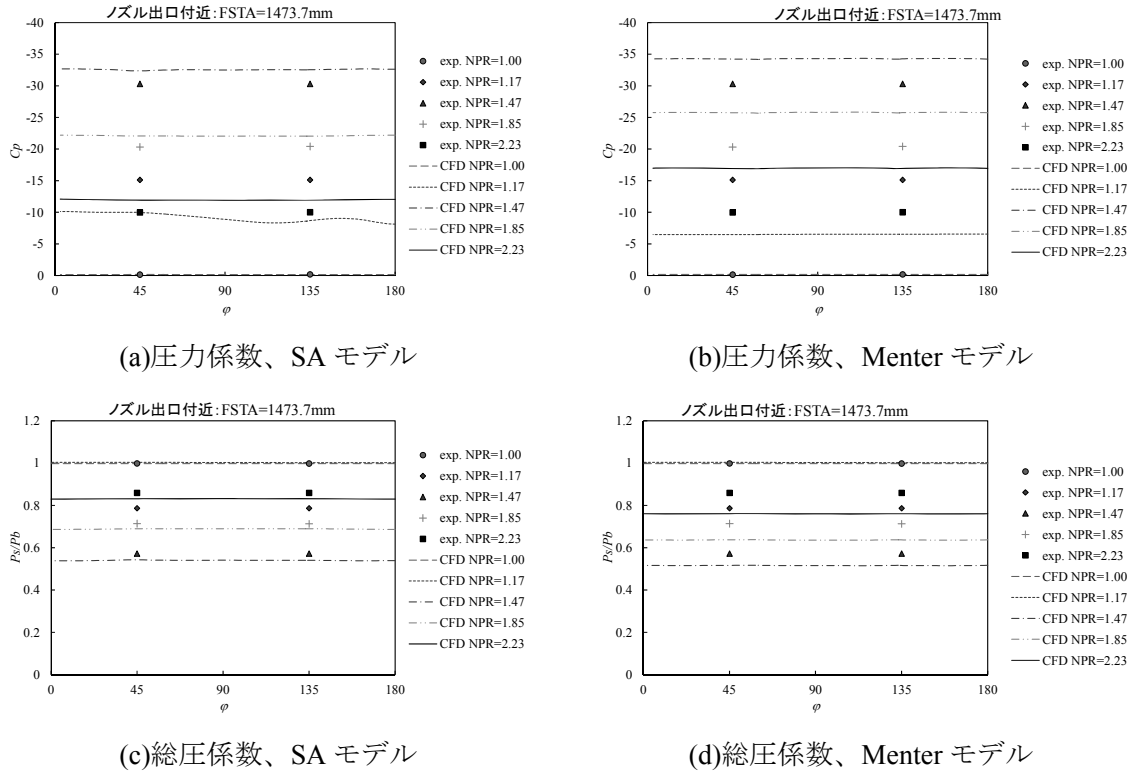
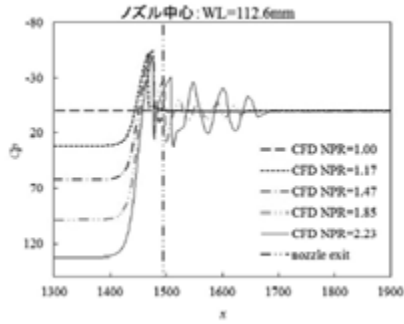
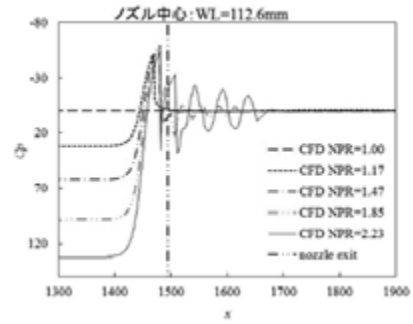


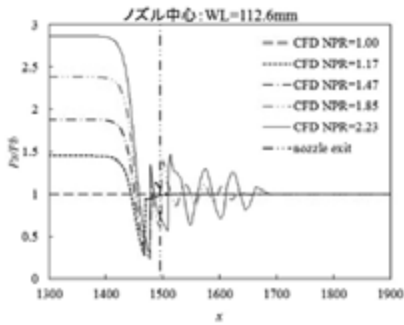
図 81 迎角 10deg、週方向におけるノズル出口付近内部表面



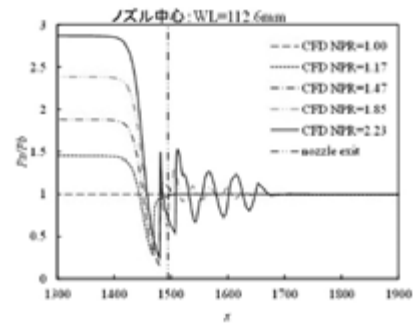
(a) 圧力係数、SA モデル



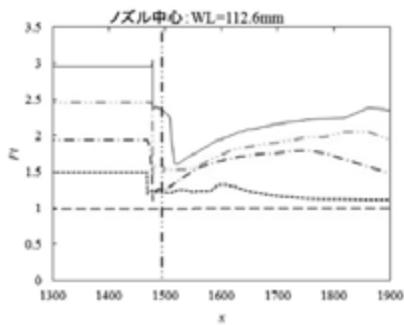
(b) 圧力係数、Menter モデル



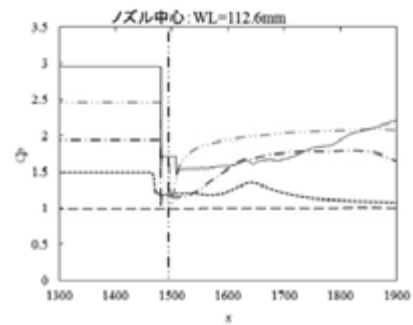
(c) 静圧分布、SA モデル



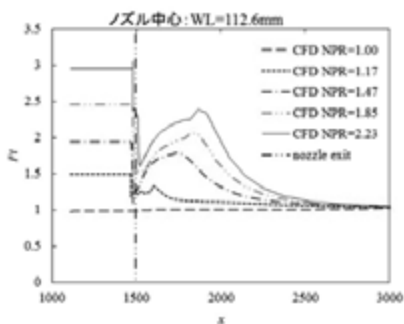
(d) 静圧分布、Menter モデル



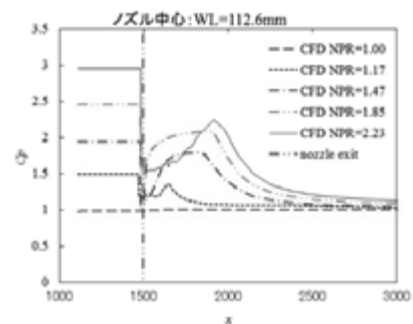
(e) 総圧分布、SA モデル



(f) 総圧分布、Menter モデル

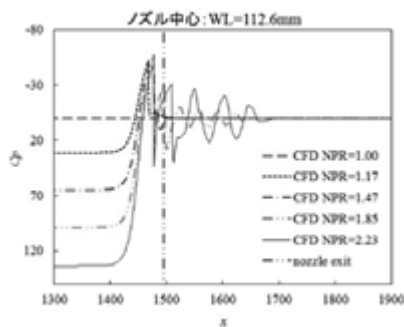


(g) 総圧分布、SA モデル(広い範囲)

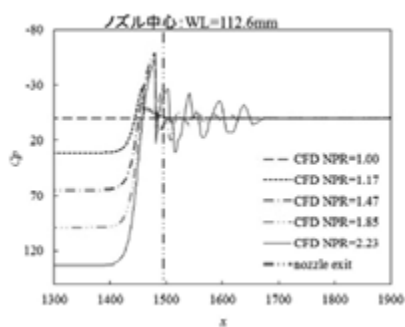


(h) 総圧分布、Menter モデル(広い範囲)

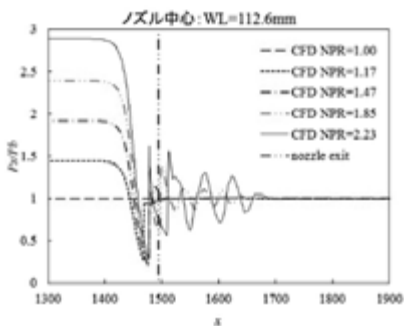
図 82 迎角 2deg、ノズル中心軸における各物理量の変化



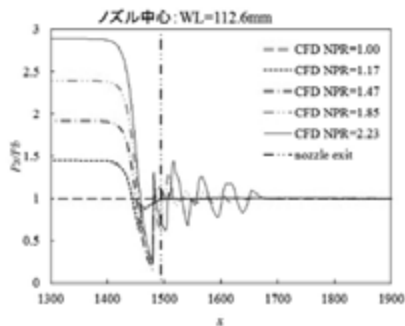
(a) 圧力係数、SA モデル



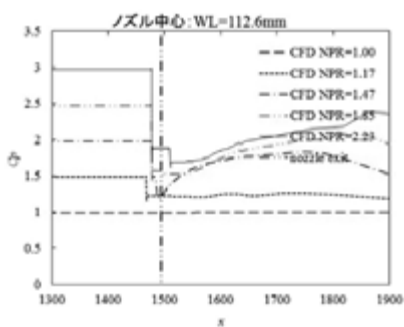
(b) 圧力係数、Menter モデル



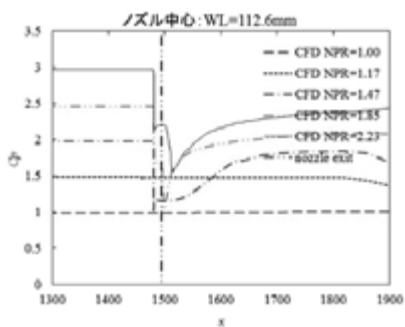
(c) 静圧分布、SA モデル



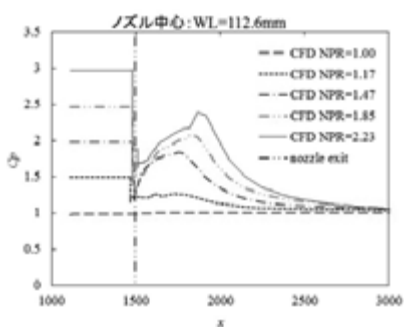
(d) 静圧分布、Menter モデル



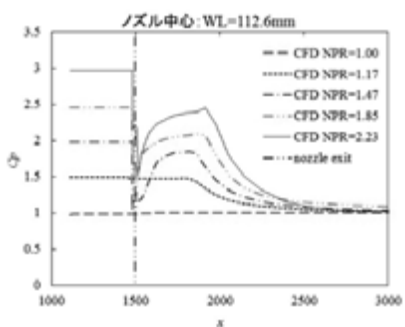
(e) 総圧分布、SA モデル



(f) 総圧分布、Menter モデル

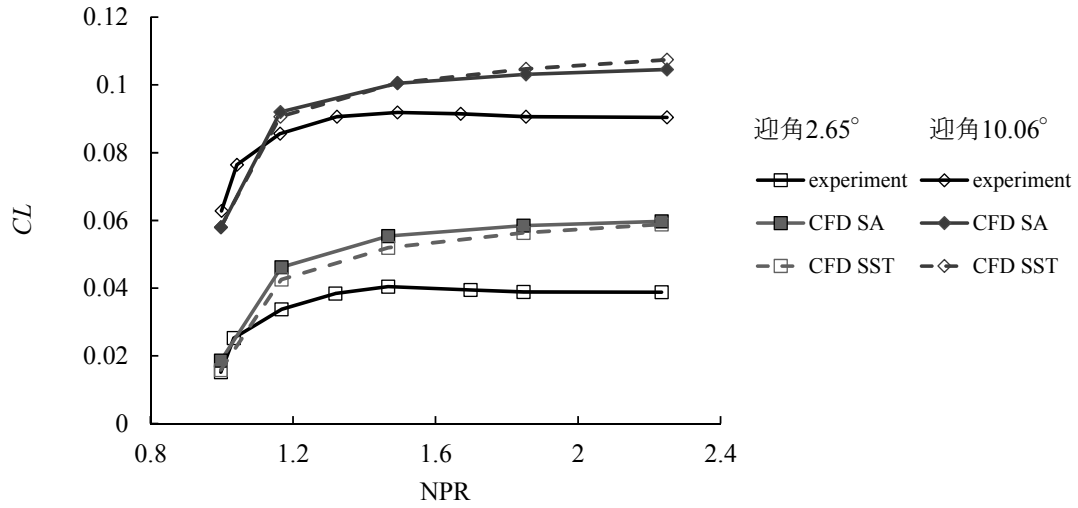


(g) 総圧分布、SA モデル(広い範囲)

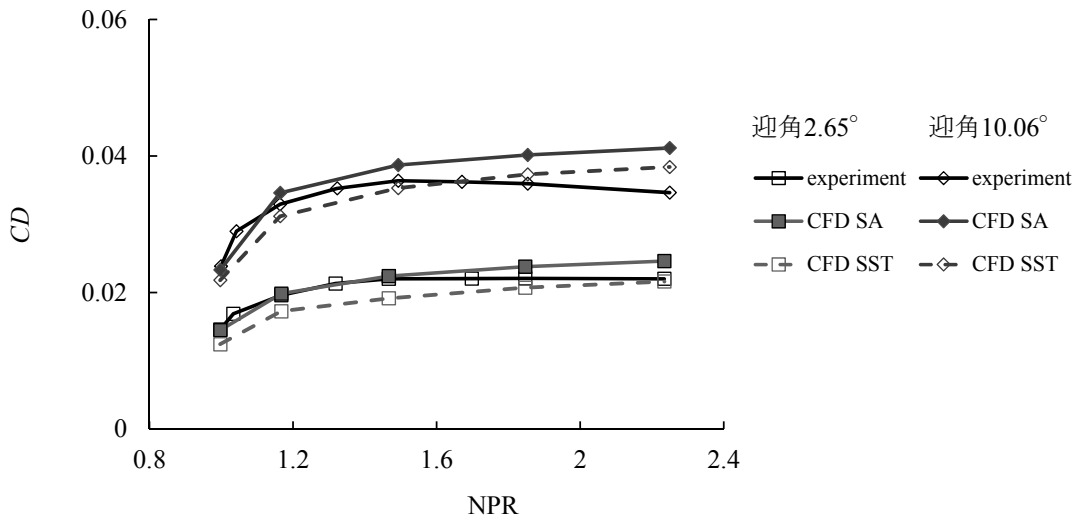


(h) 総圧分布、Menter モデル(広い範囲)

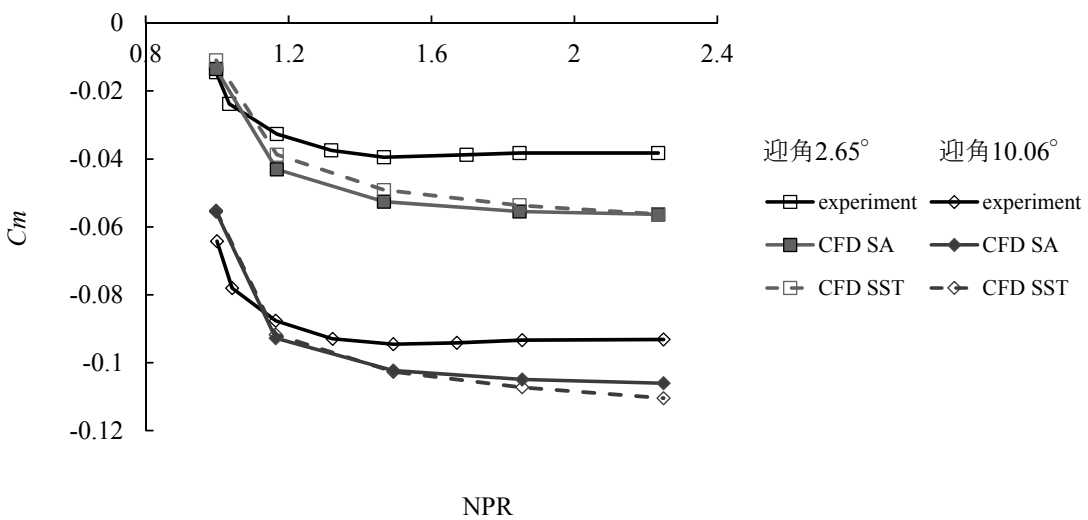
図 83 迎角 10deg、ノズル中心軸における各物理量の変化



(a) 揚力係数

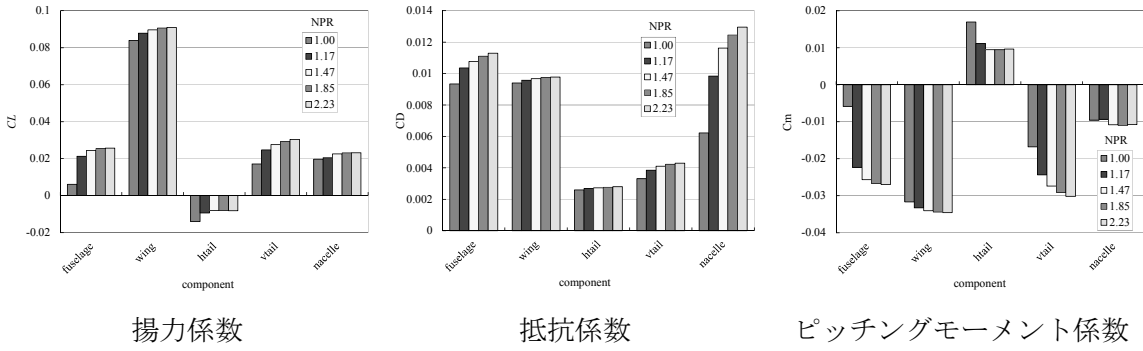


(b) 揚力係数

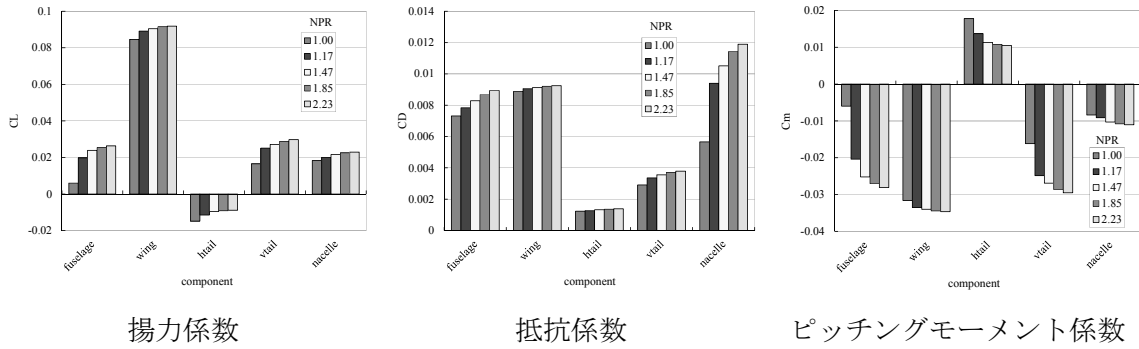


(c) 揚力係数

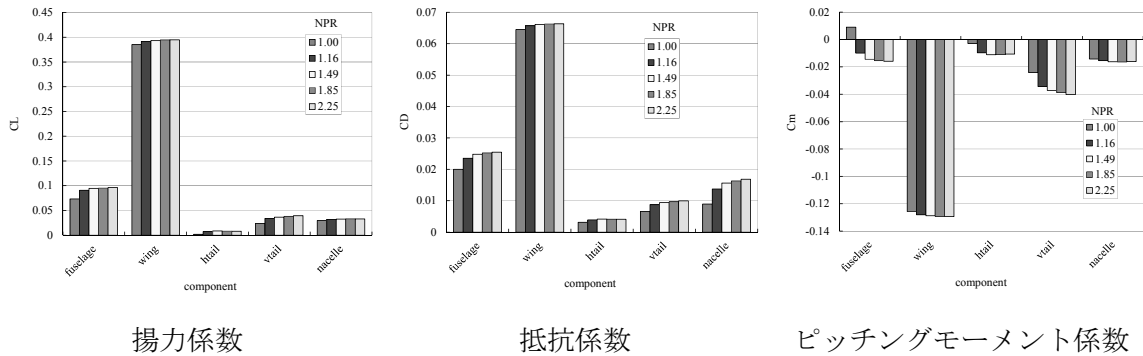
図 84 空気力の比較



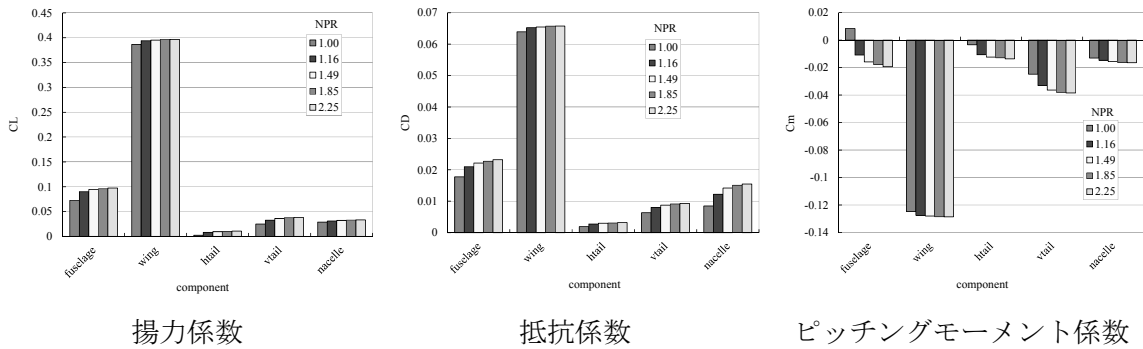
(a) 迎角 2°、SA モデル



(b) 迎角 2°、Menter モデル



(c) 迎角 10°、SA モデル



(d) 迎角 10°、Menter モデル

図 85 各部による空気力への寄与

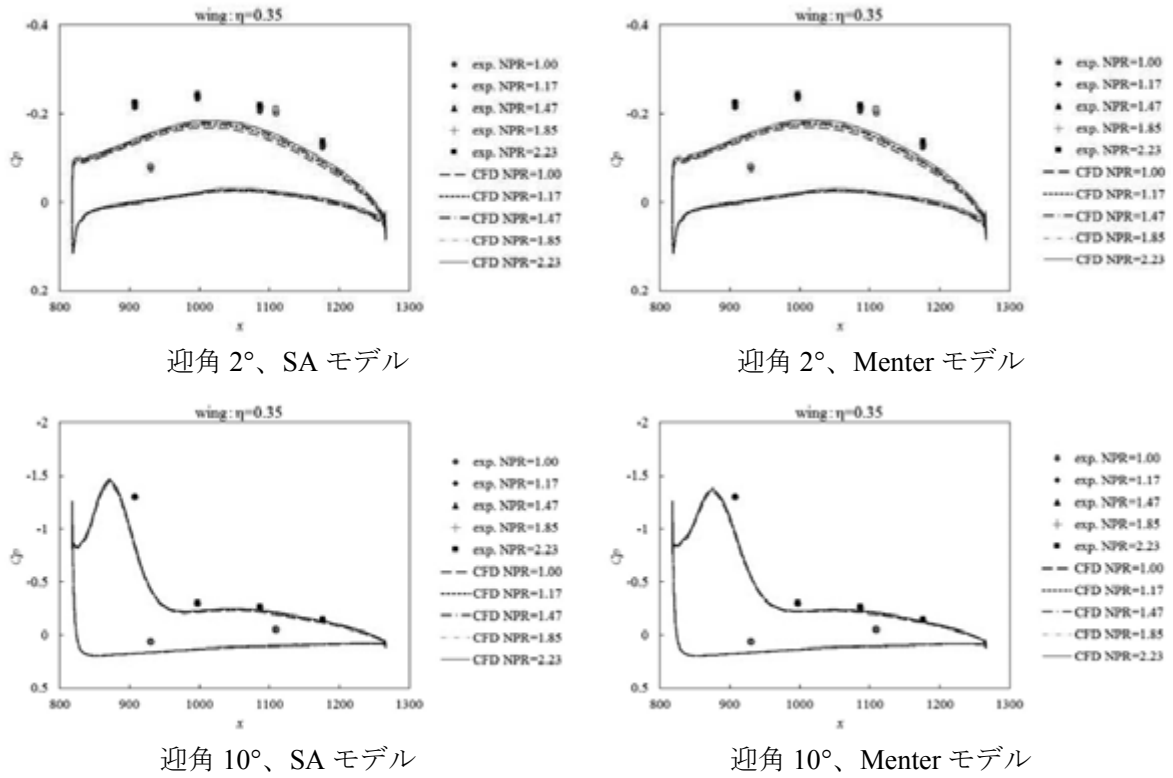


図 86 内翼表面圧力分布 : $\eta=0.35$

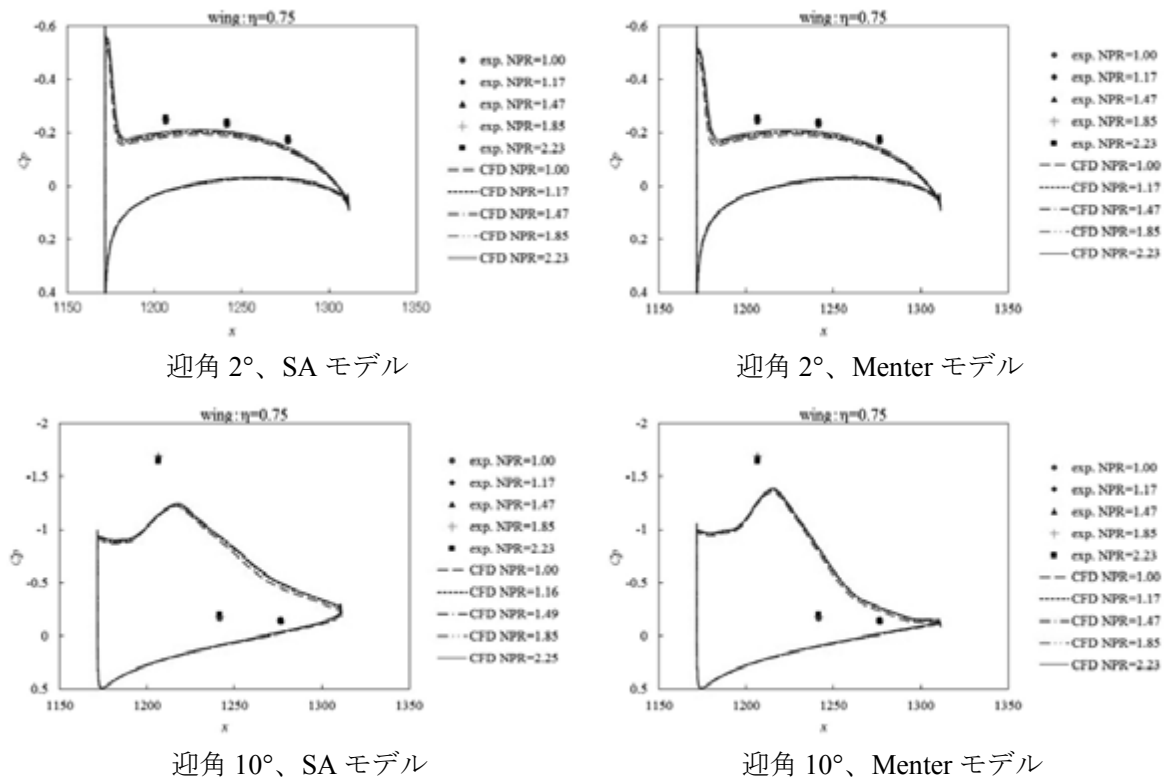


図 87 外翼表面圧力分布 : $\eta=0.75$

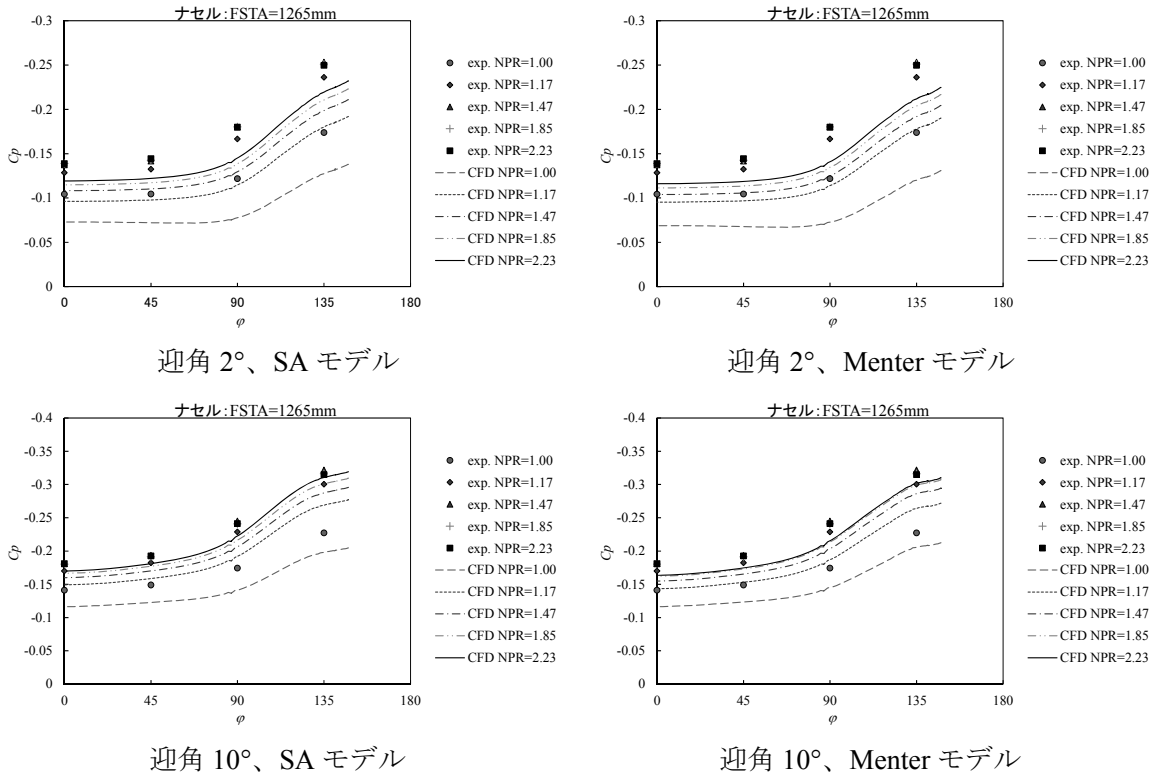


図 88 ナセル表面圧力分布 : FSTA=1265mm(上流側)

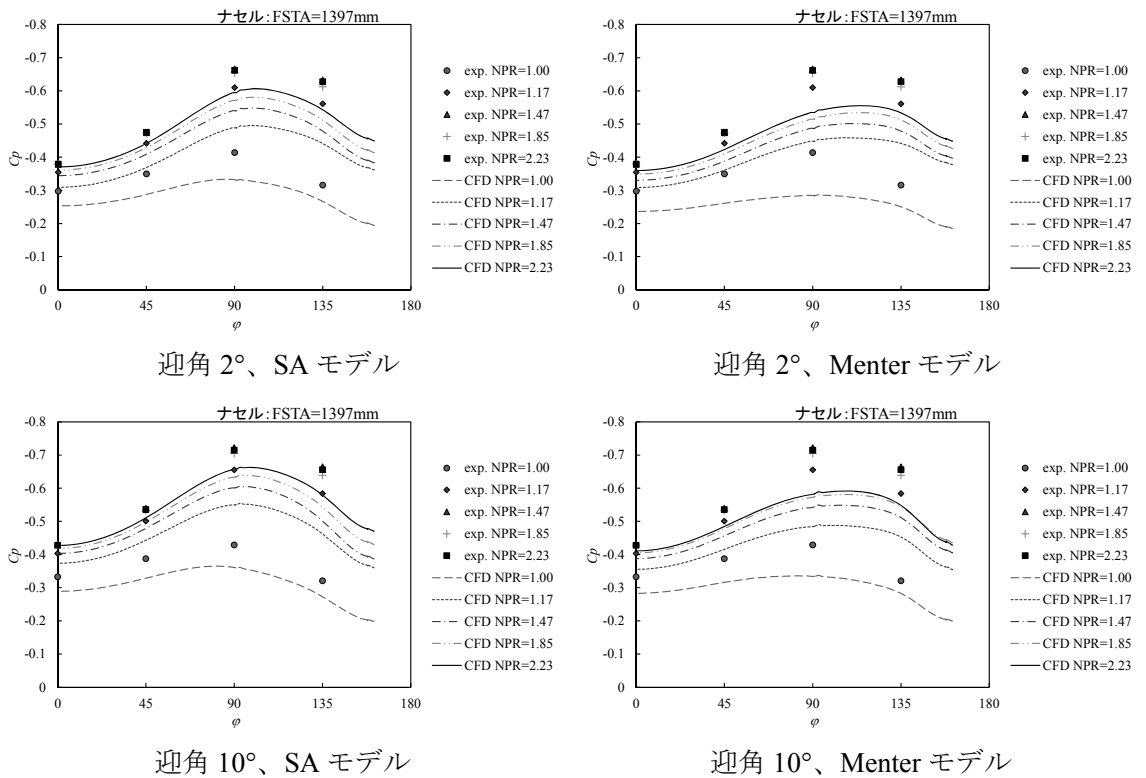
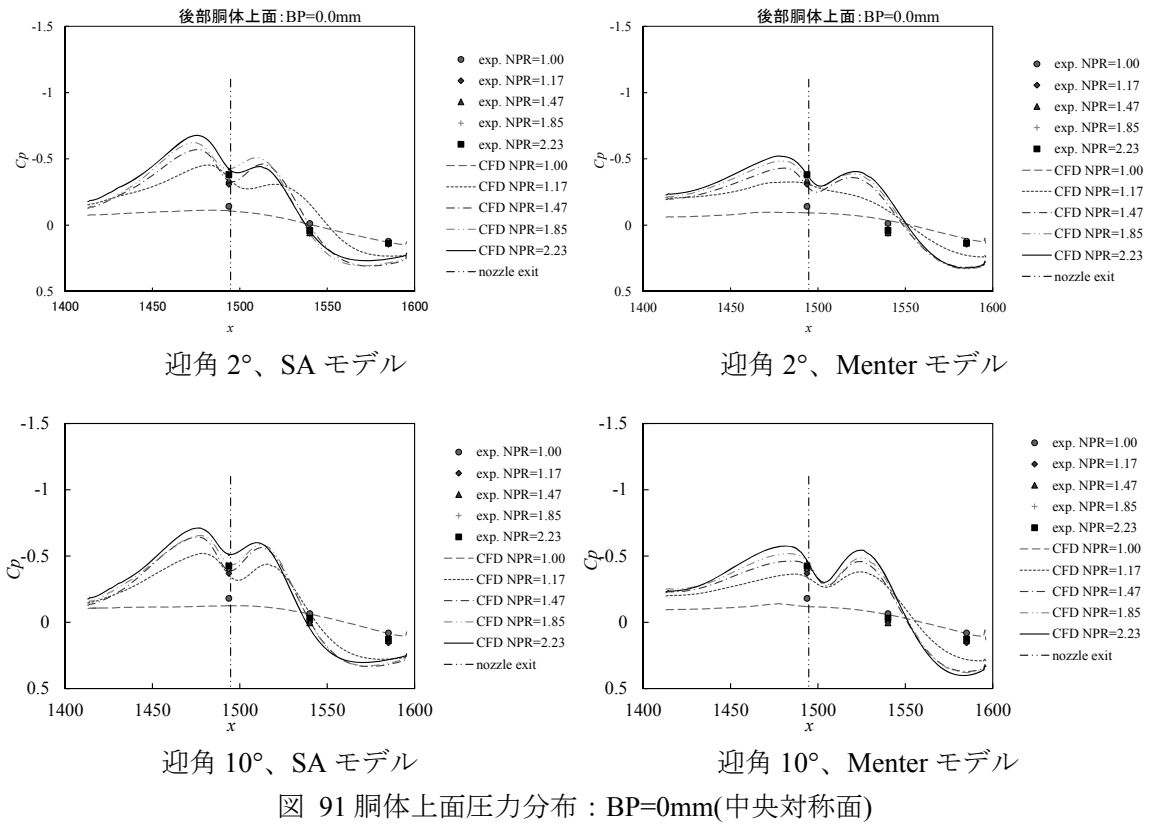
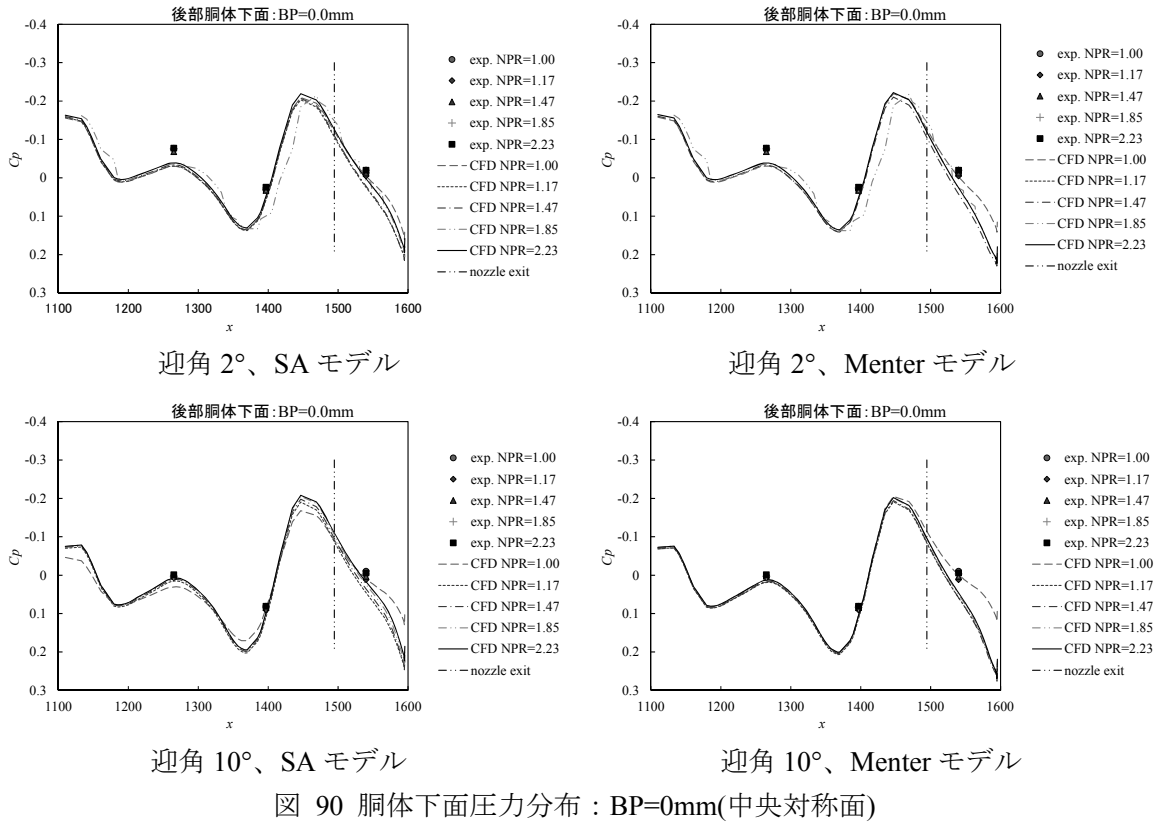
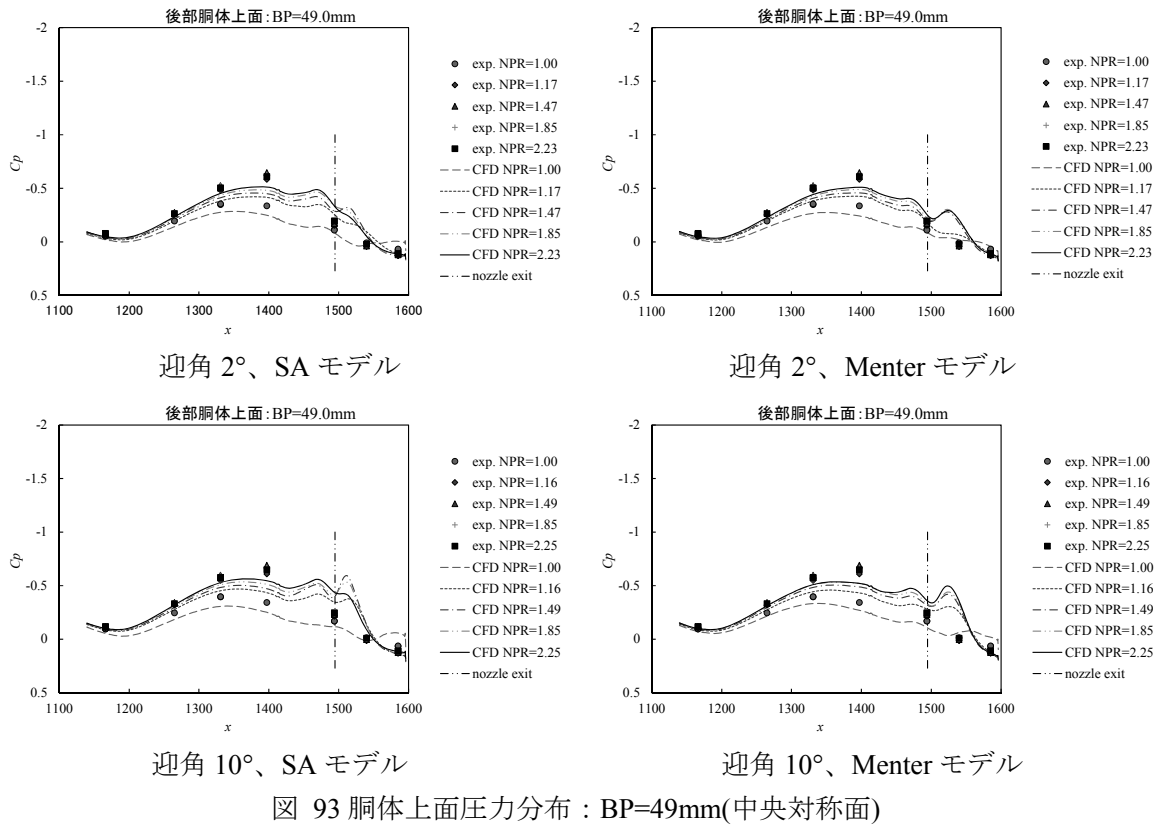
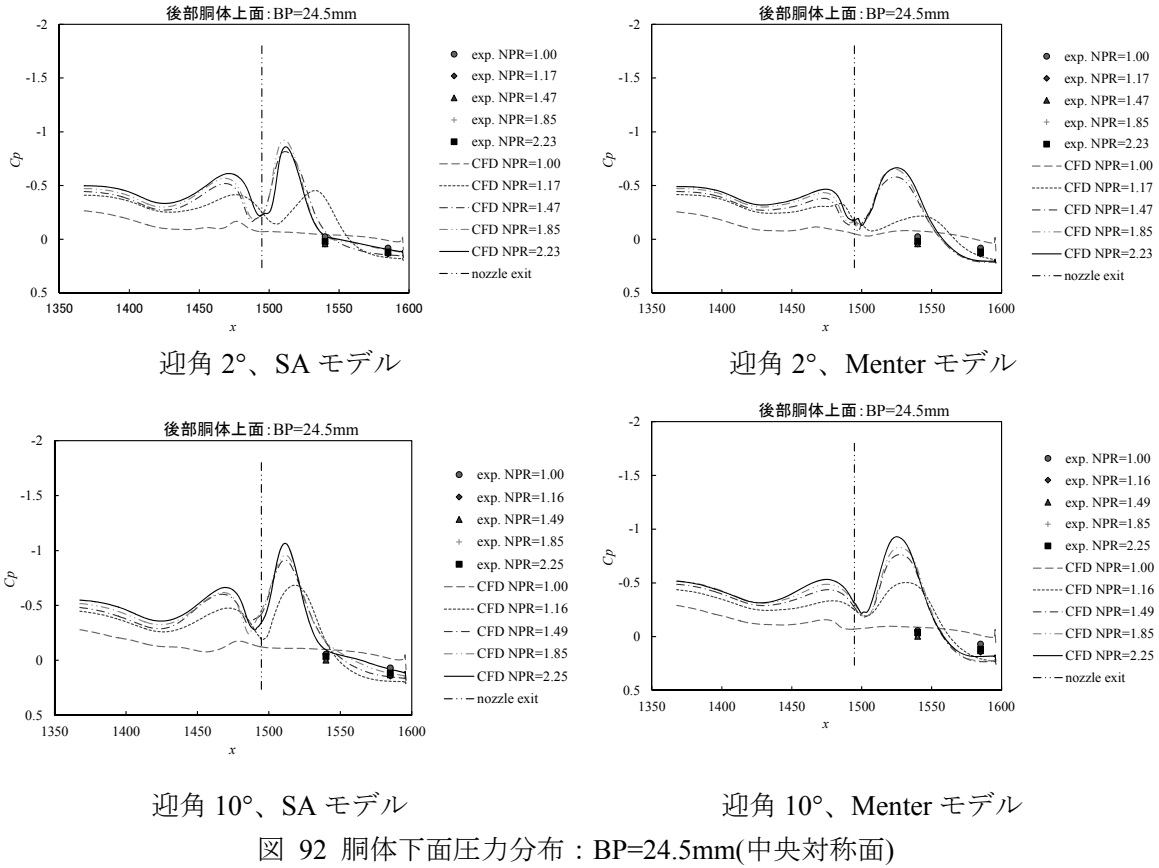


図 89 ナセル表面圧力分布 : FSTA=1397mm(下流側)





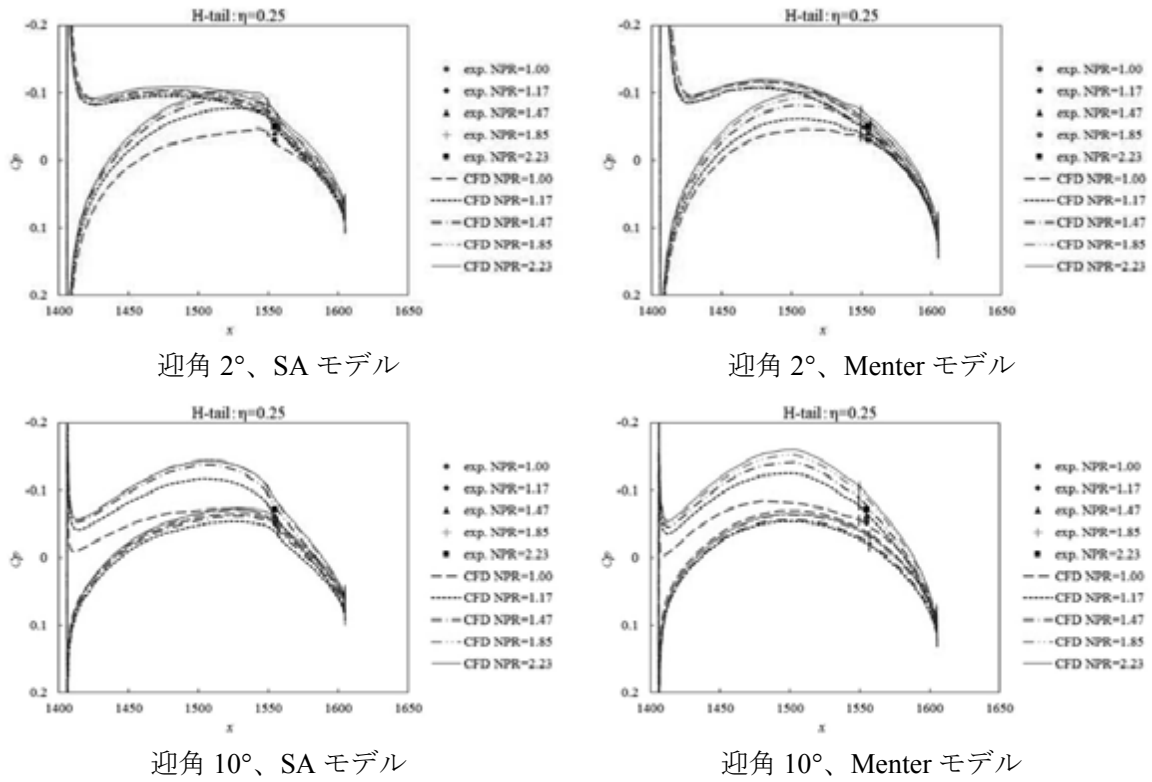


図 94 水平尾翼表面圧力分布 : $\eta=0.25$

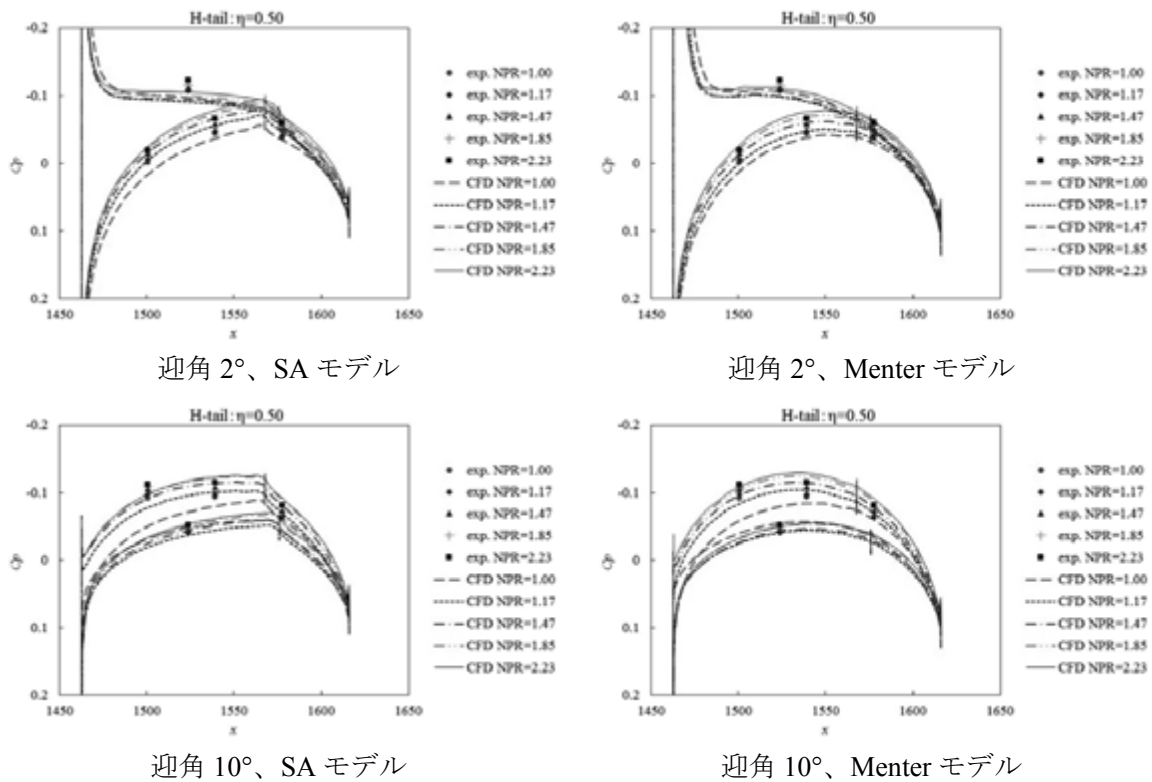


図 95 水平尾翼表面圧力分布 : $\eta=0.50$

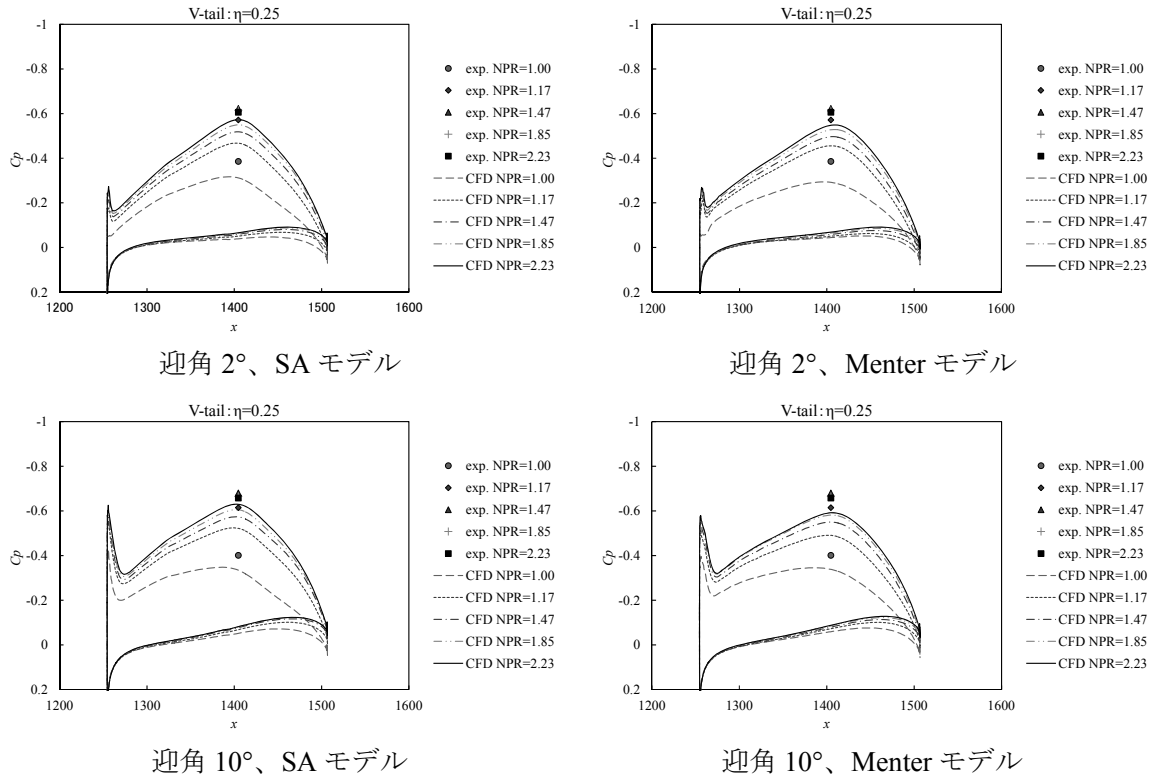


図 96 垂直尾翼表面圧力分布 : $\eta=0.25$

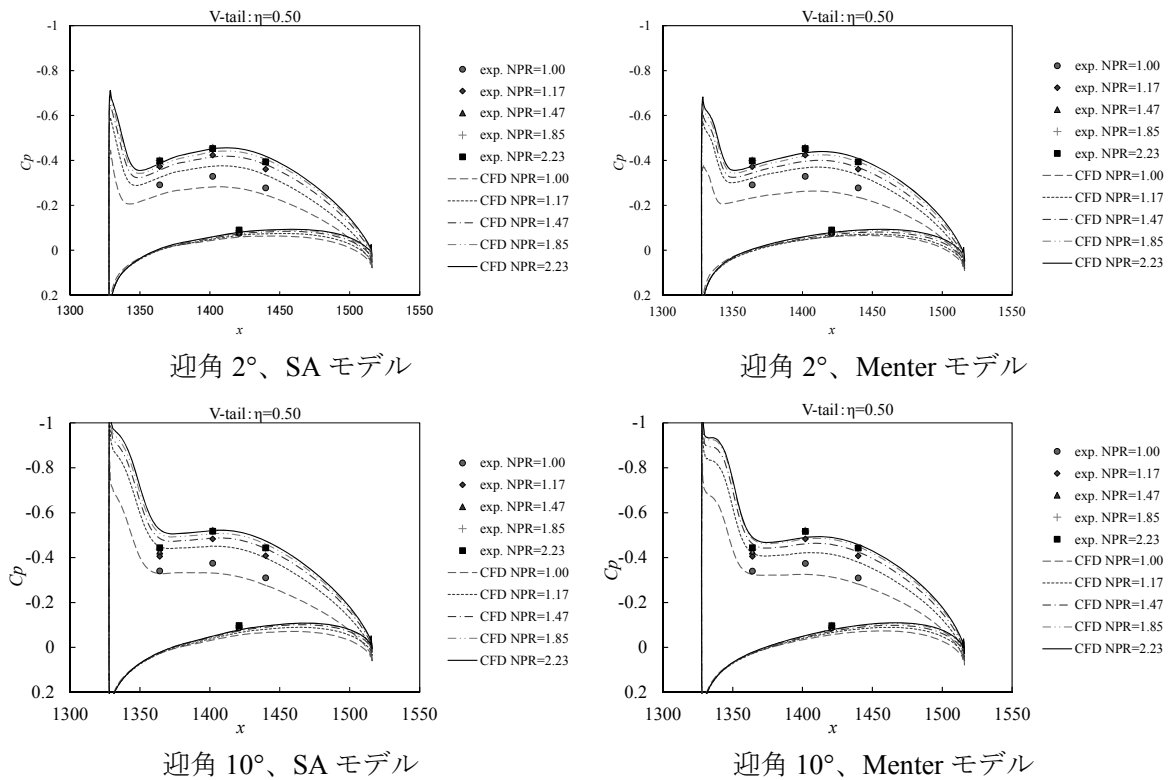
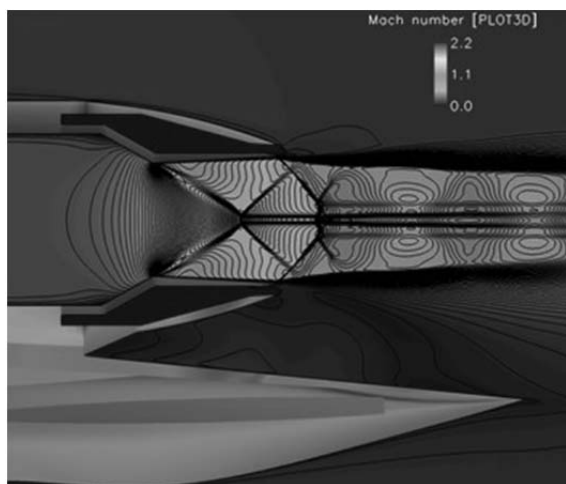
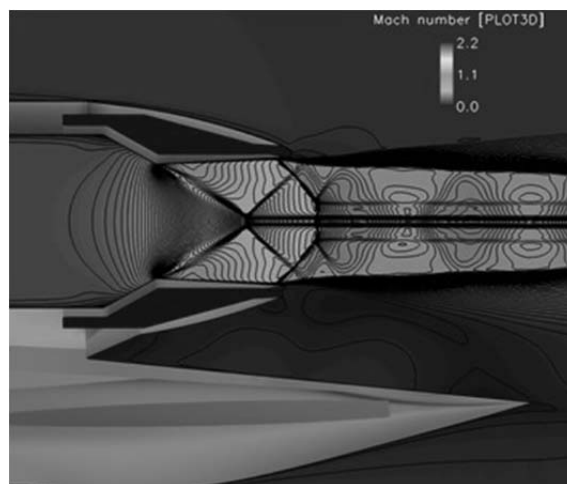


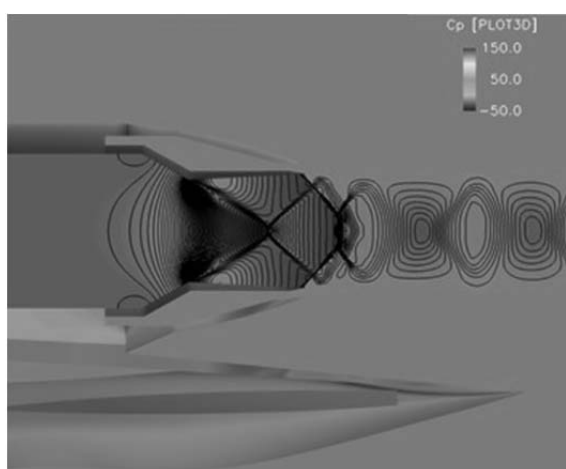
図 97 垂直尾翼表面圧力分布 : $\eta=0.50$



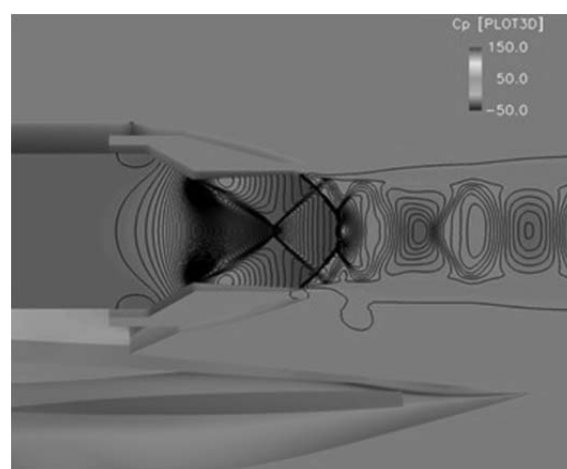
マッハ数、SA モデル



マッハ数、Menter モデル

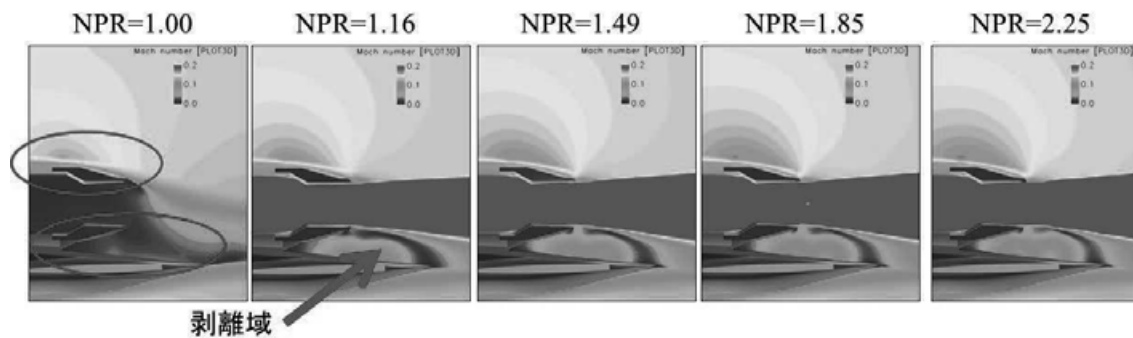


圧力係数、SA モデル

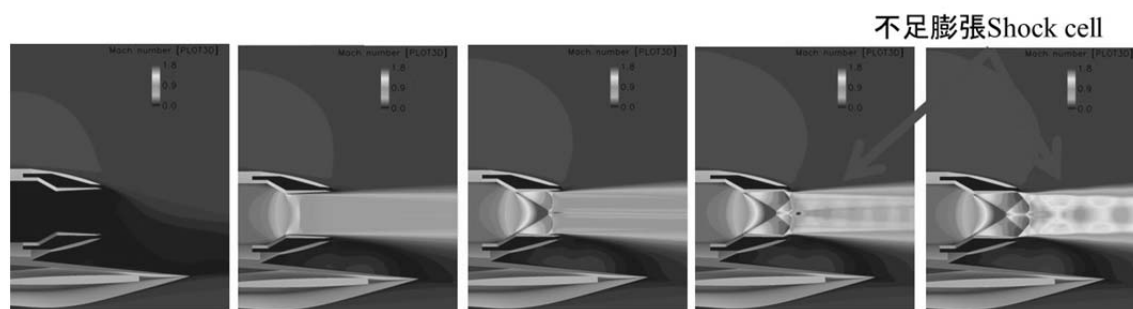


圧力係数、Menter モデル

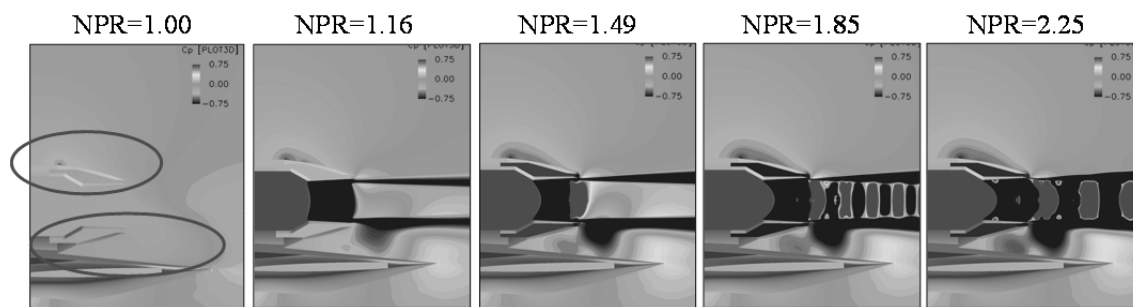
図 98 ノズル排気の構造：迎角 10° 、NPR=2.23



(a) 中央対称面 : $0.0 < \text{Mach} < 0.2$



(b) 中央対称面 : $0.0 < \text{Mach} < 1.8$



(c) 中央対称面 : $-0.75 < C_p < 0.75$

図 99 NPR 変化によるノズル排気の違い : 迎角 10° 、SA モデル

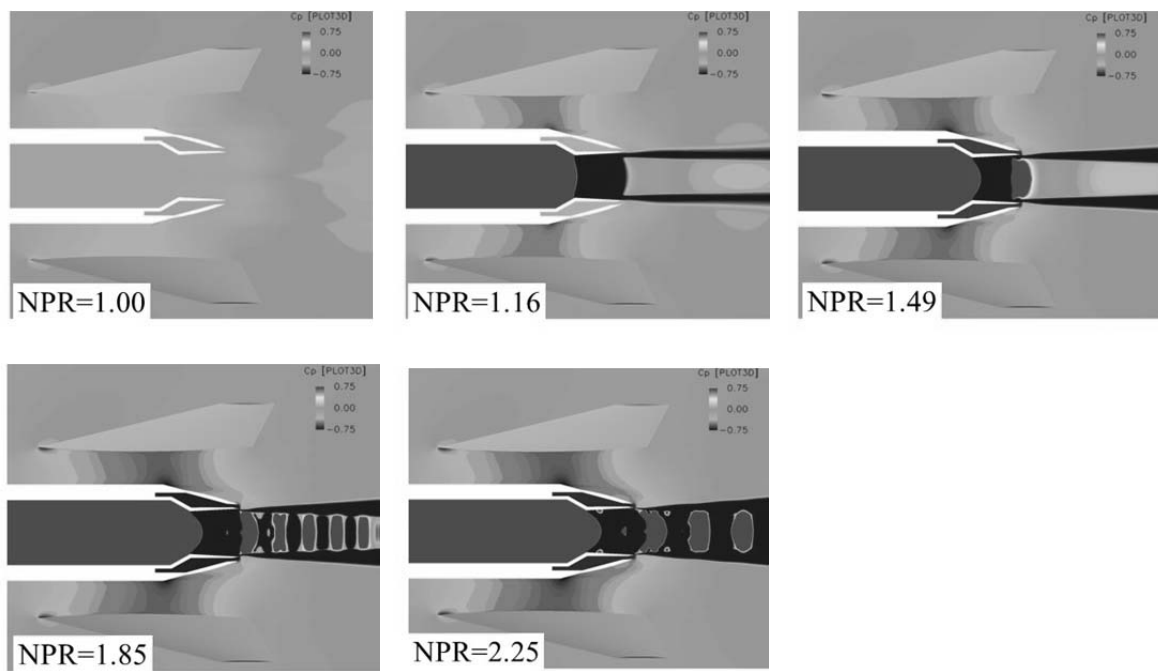


図 100 ノズル中心軸を通る水平面： $-0.75 < C_p < 0.75$

第8章 まとめ

エンジン排気と機体の空力干渉に関して、機体とノズルを統合した CFD 解析を行った。ノズル内部と排気の解析が乱流モデルや格子解像度などに大きく依存しているものの、全体的に良好な予測精度が得られる。

異なる乱流モデルによる解析結果において、全体的に空気力と模型表面の圧力分布に大きな差が見られなかった。風洞試験計測値に比べても、定性的によく一致していることが分かった。SA モデルは Menter モデルより小さい剥離を予測し、従来と同様な傾向が見られた。

局所的に流れが激しく変化するところにおいて予測結果の違いが見られた。特にノズル内部における衝撃波と境界層、衝撃波と衝撃波などの複雑な干渉現象について、乱流モデル同士の結果に顕著な差が見られた、ノズル排気が大きく変えられた。その結果、ノズル排気と後部機体との干渉が変わってしまう。

昨年度に実施した JTAS 非構造格子ソルバーに比べて、構造格子ソルバーの解析は風洞試験計測値により近い結果を得て、空気力と模型表面圧力分布の解析精度を改善した。

CFD 解析精度を改善するために、剥離領域やノズル内部の衝撃波／乱流境界層の干渉やジェットせん断層などを高い精度で求める必要となる。今後、格子品質を向上させるとともにノズル排気と機体後部の干渉を調べる必要である。

参考文献

- [1] 村上哲、「JAXA における超音速旅客機技術の研究計画—静粛超音速機技術の研究開発」、日本航空宇宙学会誌, Vol.56 No.648, 2008 年 1 月号、2008.
- [2] 廣谷智成、郭東潤、野口正芳、伊藤健、「静粛超音速機形態の尾翼排気干渉風洞試験について」、第 40 期日本航空宇宙年会講演会、東京調布、2009.
- [3] Kwak, D.Y., Hirotsu, T., Noguchi, M. and Ito, T., “Experimental Research for Aerodynamic Interference by Upper Mounted Engine Exhaust Jet on SST Configurations,” ICAS2010, Nice, France.
- [4] Nakahashi, K., Ito, Y. and Togoshi, F. “Some Challenges of Realistic Flow Simulations by Unstructured Grid CFD,” Int. J. for Numerical Methods in Fluids, Vol.43, pp.768-783, 2003.
- [5] 坂下雅秀, 松尾裕一, 村山光宏、「非構造格子 Euler/Navier-Stokes ソルバ JTAS の計算性能最適化」、宇宙航空研究開発機構研究開発報告 JAXA-RR-06-004、2006 年 11 月。
- [6] Spalart, P.R. and Allmaras, S.R., “A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows,” AIAA Paper 92-0439, 1992.
- [7] Lei, Z., “Effect of RANS Turbulence Models on Computation of Separated Flows over a Wing-Body Configuration,” Transactions of JSASS, Vol.48, No.161, Nov., pp150-160, 2005.
- [8] Ito, Y. and Nakahashi, K., “Improvements in Reliability and Quality of Unstructured Hybrid Mesh Generation,” Int. J. for Numerical Methods in Fluids, Vol.45, pp.79-108, 2004.
- [9] 雷忠、「エンジン尾排を含む空力特性推算数値解析技術の研究」、2010 年度 JAXA APG 公募型研究報告会、2010 年 11 月。
- [10] 雷忠、「エンジン排気を含む空力特性推算数値解析技術の研究」、JAXA 受託研究成果報告書、平成 23 年 2 月。
- [11] 雷忠, 村山光宏, 郭東潤, 野口正芳, 「低速におけるエンジン尾排と機体の干渉に関する数値解析の検証」、航空宇宙学会第 42 期年会講演会、東京、2012 年 4 月。
- [12] 雷忠、「エンジン尾排を含む空力特性推算数値解析技術の研究」、2011 年度 JAXA APG 公募型研究報告会、2011 年 11 月。
- [13] 雷忠：CFD 構造格子ソルバーによる低速におけるエンジン排気と機体の干渉に関する数値解析、第 44 回流体力学講演会／航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2012, 富山、2012.
- [14] 雷忠：CFD Analysis of Aerodynamic Interference of Nozzle Exhaust and Airframe, the 2013 Asia-Pacific International Symposium on Aerospace Technology, Nov.20-22, 2013, Takamatsu, Japan.
- [15] 雷忠、永田靖典、「CFD 解析ソルバー ADCS の開発」、宇宙航空研究開発機構研究開発報告、JAXA-RR-09-006、2010 年 3 月。
- [16] Menter, F.R., “Zonal Two Equation $k-\omega$ Turbulence Models for Aerodynamic Flows,” AIAA Paper 93-2906, 1993.

第 3 部 研究成果報告書（東北大学）

ジェット排気を含む空力特性推算数値解析技術の研究（東北大学）

佐々木大輔[†]，中橋和博[‡]，服部潤[§]

研究概要

In Japan Aerospace Exploration Agency(JAXA), the Silent-Super-Sonic Technology Demonstration(S3TD) program has been conducted so as to develop the next generation supersonic transport since 2006. As part of the program, low speed wind tunnel tests on the 2nd configuration of S3TD model were conducted to understand the aerodynamic characteristics with jet from an exhaust nozzle at the take-off and landing. From the tests, it was revealed that the exhaust jet from an engine nozzle highly influenced the aerodynamic characteristics of the airframe. Therefore, it is necessary to analyze the effect of the exhaust jet accurately for aerodynamic design and to establish the CFD analysis technology with the integration of airframe propulsion system is required.

To establish the integrated CFD analysis technology, it is required to analyze the interference accurately between external flow with large computational domain and inner flow including shock wave and separated flow and to compute the complex flow field accurately where low Mach flow, transonic flow and subsonic flow exist. It is also required to generate the mesh easily for complex configuration including inside the engine component. As for the former requirement, to analyze the interference between external flow and inner flow or the complex flow such as shear layer, it is better to use structured mesh. On the other hand, as for the latter requirement of easy mesh generation, it is better to use unstructured mesh. Therefore, it is difficult to predict the aerodynamic characteristics accurately for a single mesh solver.

In the present study, the objective is to establish the integrated CFD analysis technology. The effect of mesh refinement in the flow simulation using unstructured-mesh CFD, computational scheme, turbulence model is investigated to improve the accuracy of aerodynamic characteristics prediction of an aircraft including exhaust jet. Thought the computational results, the accuracy of the computational prediction and the future tasks are discussed. Thus, it is extremely require to clarify the reliability of CFD analysis and to improve its reliability.

The 2nd configuration of S3TD is used as the computational model. The model was used for JAXA low speed wind tunnel tests, where the engine intake geometry is modified for the wind tunnel tests. For CFD simulation, TAS-code, which is developed Tohoku university, is used. The code is based on an unstructured mesh and the governing equations are three-dimensional compressible Navier-Stokes equations. Computational conditions are the same with the experimental conditions. The Nozzle Pressure Ratio is used to control the exhaust jet condition.

From the computations, it turns out that very low speed domain exists between the nozzle

[†] 東北大学 大学院工学研究科 航空宇宙工学専攻 助教

[‡] 東北大学 大学院工学研究科 航空宇宙工学専攻 教授

[§] 東北大学 大学院工学研究科 航空宇宙工学専攻 修士2年

exit and upper surface of the rear fuselage at Jet-Off condition. Similarly, very slow flow region, which is inducted by the exhaust jet exists between the nozzle exit and upper surface of the rear fuselage at Jet-On conditions. There exists transonic jet behind the nozzle at $NPR1.47$. The jet changes to supersonic flow including the shock wave and the shear layer at $NPR2.23$, which makes the flow field very complex.

To improve the accuracy of aerodynamic characteristics prediction including the exhaust jets, locally-refined E.M mesh and E.F mesh were used. Each mesh density in the local mesh refinement domain is 2.5×10^{-3} and 5×10^{-4} with regard to the reference length of MAC. Base mesh was also generated without any local mesh refinement. As a result, local refinement behind the nozzle highly affects the aerodynamic characteristics at Jet-On. The result of E.F mesh was much improved compared to that of Base mesh. To evaluate the effect of mesh refinement for the space near the airframe and surface of the airframe, flow computations were also performed. However, it was clear that the effect of mesh density for the space near the airframe and surface of the airframe is not so affective.

To improve the accuracy at low speed, the flow computations were also performed with SLAU method. SLAU is one of AUSM scheme and the effect of SLAU method is investigated, which is expected to improve the accuracy of aerodynamic characteristics prediction at low speed region. As a result, the C_p distributions were slightly improved compare to HLLW. It is assumed that the numerical error at low speed was reduced by using SLAU scheme. Even though, the effect of computational scheme on the accuracy is smaller than that of mesh refinement behind the nozzle.

To investigate the effect of turbulence model, Spalart-Allmaras one-equation turbulence model and SST- $k\omega$ two-equation turbulence model are used. There was large discrepancy between the C_p of experiment and that of two turbulence models at bottom of the engine nozzle. It is assumed that the models over-estimate vortices, which is inducted by the exhaust jet and it was clear that the effect of SST- $k\omega$ is not so affective.

第1章 序論

1. 超音速航空輸送による輸送時間の短縮と経済効果

1903年にライト兄弟が人類初飛行(Fig.1.1)^[1]を達成してから100年余りが過ぎ、その間の航空機の発展は目覚ましい。

航空機の最大の利点は、その高速性を活かした高速輸送であろう。現在運航されている亜音速旅客機を用いた場合、日本から北米やヨーロッパへの移動は10時間程度で可能である。しかし、もしマッハ2で飛行することができる超音速旅客機が現実すれば北米やヨーロッパまで6時間圏内となり、更なる移動時間の短縮が可能となる(Fig.1.2)^[2]。また、日本からの日帰り圏内は現在の亜音速旅客機を用いた場合、中国の上海が限度だが、超音速旅客機が実現すればシンガポールまでも十分に日帰り可能な圏内となり旅客者数の増大につながる。このように超音速航空輸送が可能となれば、その高速性を活かすことにより多くの地域間を6時間圏内とする交通網を実現することになる。これまで病気や高齢等で長距離旅行を諦めていた人々の旅行や医療活動の提携先の範囲拡大を可能にする。さらに、7～8時間以上のフライトで発病頻度が高いとされているロングフライト症候群に苦しむ人をほとんどなくすことを可能にする。また、日本航空宇宙工業会の調査^[3]によると、このような高速輸送による移動時間の短縮化により、世界のGDPを約1.5%、日本においても国際ビジネス等が活性化しGDPを約1%(2025年)も押し上げる経済効果があると試算されており、次世代超音速旅客機が実現したときのインパクトは経済的に極めて大きい。

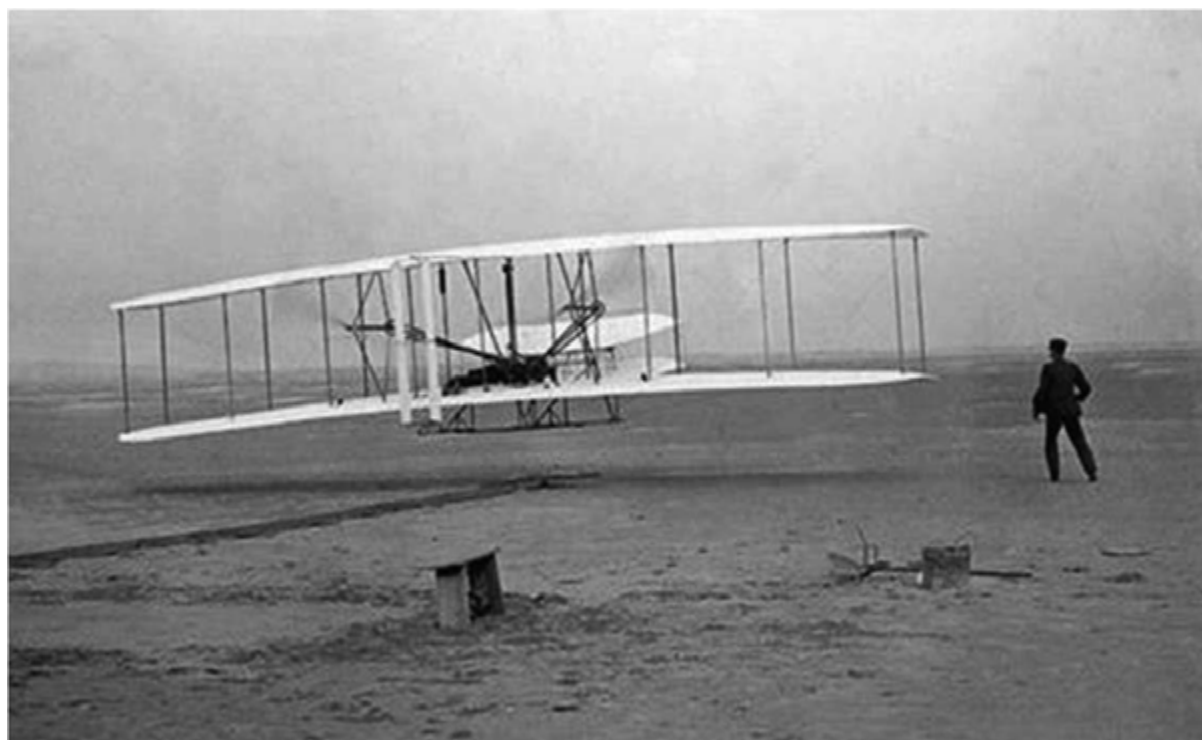


Fig.1.1 ライトフライヤー号の初飛行[1]

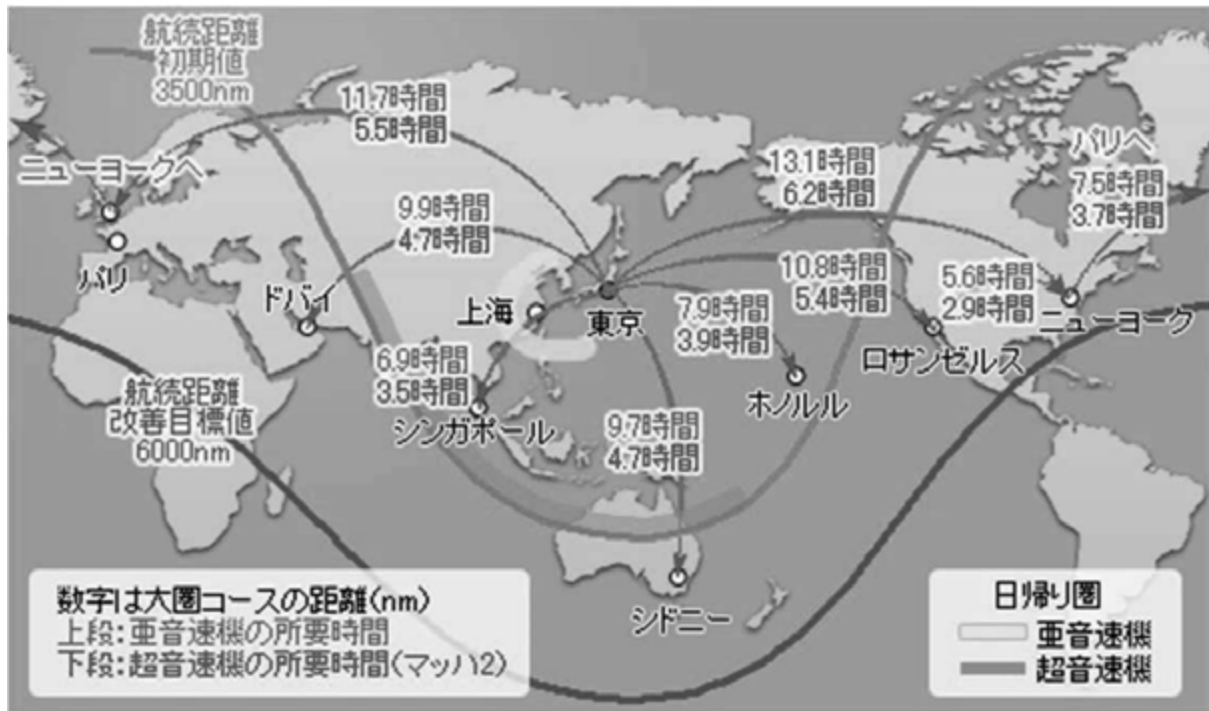


Fig.1.2 東京から主要都市への飛行時間[2]

2. 超音速機に関する歴史

超音速機に関する研究は、1947年に米国の有人実験機ベル X-1 が世界で初めて水平飛行状態での音速飛行に成功した事を皮切りに発展を遂げてきた。1960年頃からは米国、英国、仏国、ソ連で超音速旅客機の開発競争が始まり、各国が超音速旅客機開発競争にしのぎを削った。その様なか、英国のBACと仏国のシュド・アビアシオンはそれまで独自に行っていた研究開発を共同で行う方針に転換し、1969年にはマッハ 2.0 で飛行するコンコルド(Fig.1.3)^[4]の初飛行に成功した。その間、米国のボーイング社においても超音速旅客機である B2707 の開発が進められていたが、開発に巨額の費用が掛かる事や、排気ガスによりオゾン層が破壊されるといった環境への悪影響の懸念が抗議を呼び起こし計画は中止に終わった。コンコルドにおいても低い経済性、ジェットエンジンからの離着陸時騒音の問題、超音速巡航時のソニックブーム伝搬による騒音の問題等さまざまな問題を抱えており、それらの問題と 2000年に起きた墜落事故が重なり 2003年には 27年間の歴史に幕を閉じた。したがって現在は超音速旅客機による移動は誰もできない。しかしながら、コンコルドが運航されていたロンドン・パリ - ワシントン・ニューヨーク路線における全乗客者のうち、約 3%の人々がコンコルドを利用していたというデータもあり^[5]、超音速旅客機による移動時間の短縮を望む人が確実にいるという事も示された。



Fig.1.3 コンコルド[4]

3. 次世代超音速旅客機開発の動向

コンコルドの教訓を活かし、高い経済性と低い環境負荷を併せ持った次世代超音速旅客機の開発が期待される。ここでいう「経済性」とは輸送時間の短縮効果と輸送運賃のバランスの事である。三菱総合研究所によるインターネット調査によると輸送運賃を亜音速旅客機と比較して3割程度高くしても半分以上の人が超音速旅客機を利用するという結果が出ている^[6]。運賃を抑えるためには機体価格の低減と燃費の向上が必要となり、これを実現させるために、エンジンに対しては熱効率の向上と軽量化を図ること、機体に対しては空力抵抗の低減と軽量化、整備性の向上を図ることが要求される。また、環境負荷対策としては離着陸騒音とソニックブームの低減、及び、排出ガス中の窒素化合物の低減が求められる。離着陸騒音に関しては亜音速旅客機並みにしなければならない。また、ソニックブームに関しても超音速輸送の移動時間短縮の効果を最大限に活かすためにも陸上超音速飛行が不可欠となることから許容可能なレベルにまで低減させる必要がある。その強度に関しては、現在、国際民間航空機関(ICAO: International Civil Aviation Organization)において議論されている段階である。しかし、地上に到達する衝撃波による圧力上昇を少なくとも0.5psf(大気圧の4000分の1程度で、ドアノック音のレベル)よりも小さくしなければならないといわれている。さらに、排出ガスに関してはオゾン層破壊への懸念から、ガス中に含まれる窒素酸化物をコンコルドの20%以下にしなければならないといわれている^[7]。

このような背景の中、次世代超音速旅客機の開発はその開発規模の大きさから、今後は国際共同開発となることは間違いないという認識のもとに、近年、米国や欧州の研究機関や企業におい

てこの実現を目指した研究と開発が進められている^[8-11]。日本においてもこれまで果たすことができなかった国際共同開発への参加と貢献を目指し研究が進められている。旧航空宇宙技術研究所(NAL: National Aerospace Laboratory)では1997年から2005年まで次世代超音速機技術の研究開発計画(NEXST: Next Generation Supersonic Transport)^[12]が行われた。本計画はロケット打ち上げ型の無人無推力実験機(NEXST-1)とジェットエンジンを搭載した無人実験機(NEXST-2)の2種類の実験機計画が中心であり、将来の超音速旅客機実現に必要な、空力、構造、推進、制御の各分野における重点課題が設定された。NEXST-1の第1回飛行実験は2002年7月14日に実施されたが、ロケット制御コンピュータ周辺の回路に不具合があり、ロケット点火直後に実験機がロケットから分離し、実験は失敗に終わってしまった。その後原因の究明に重点が置かれ、適切な修正が施された結果2005年10月10日にNEXST-1は豪州ウーメラにおいて飛行実験が再開され成功の裏に終了した(Fig.1.4)^[13]。しかしNEXST-2に関しては基本設計以降の作業が凍結されてNEXST計画は終了した。それに次ぐプロジェクトとして宇宙航空研究開発機構(JAXA: Japan Aerospace Exploration Agency)では2005年から「環境適合性」と「経済性」を併せ持つ、30~50席クラスの静かな小型超音速旅客機(Fig.1.5)^[14]の実現を目標として、静粛超音速機技術の研究開発(S3TD: Silent Supersonic Technology Demonstration)が行われている^[15]。

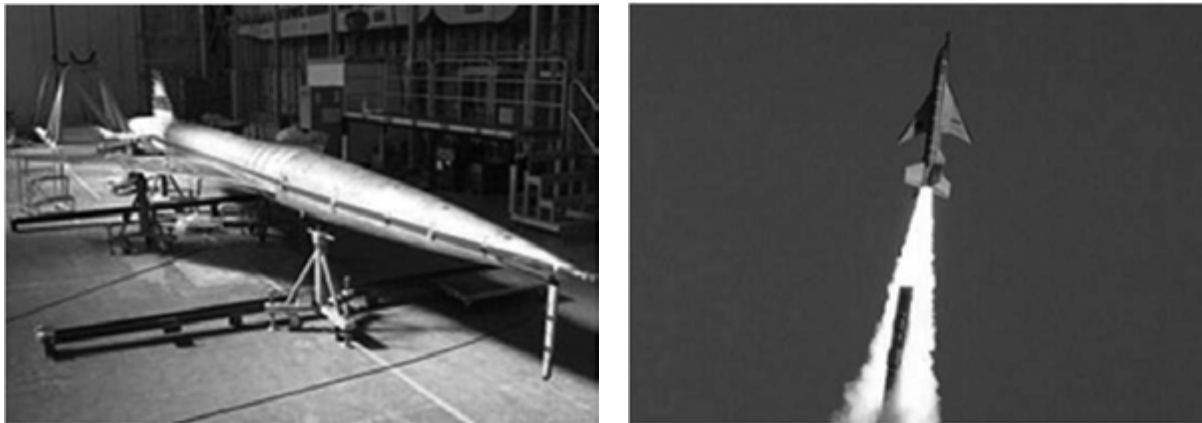


Fig.1.4 NEXST-1^[13]

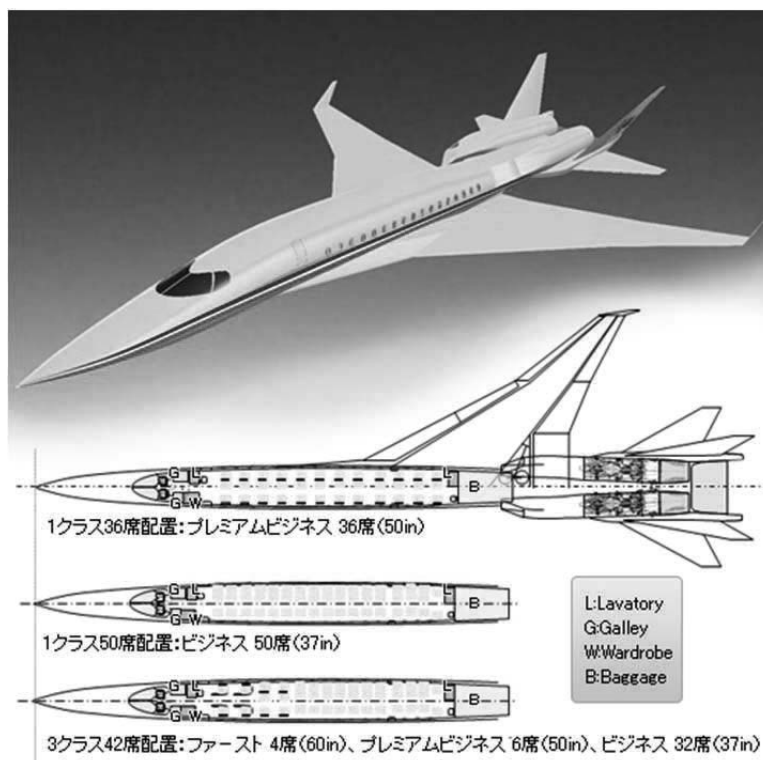
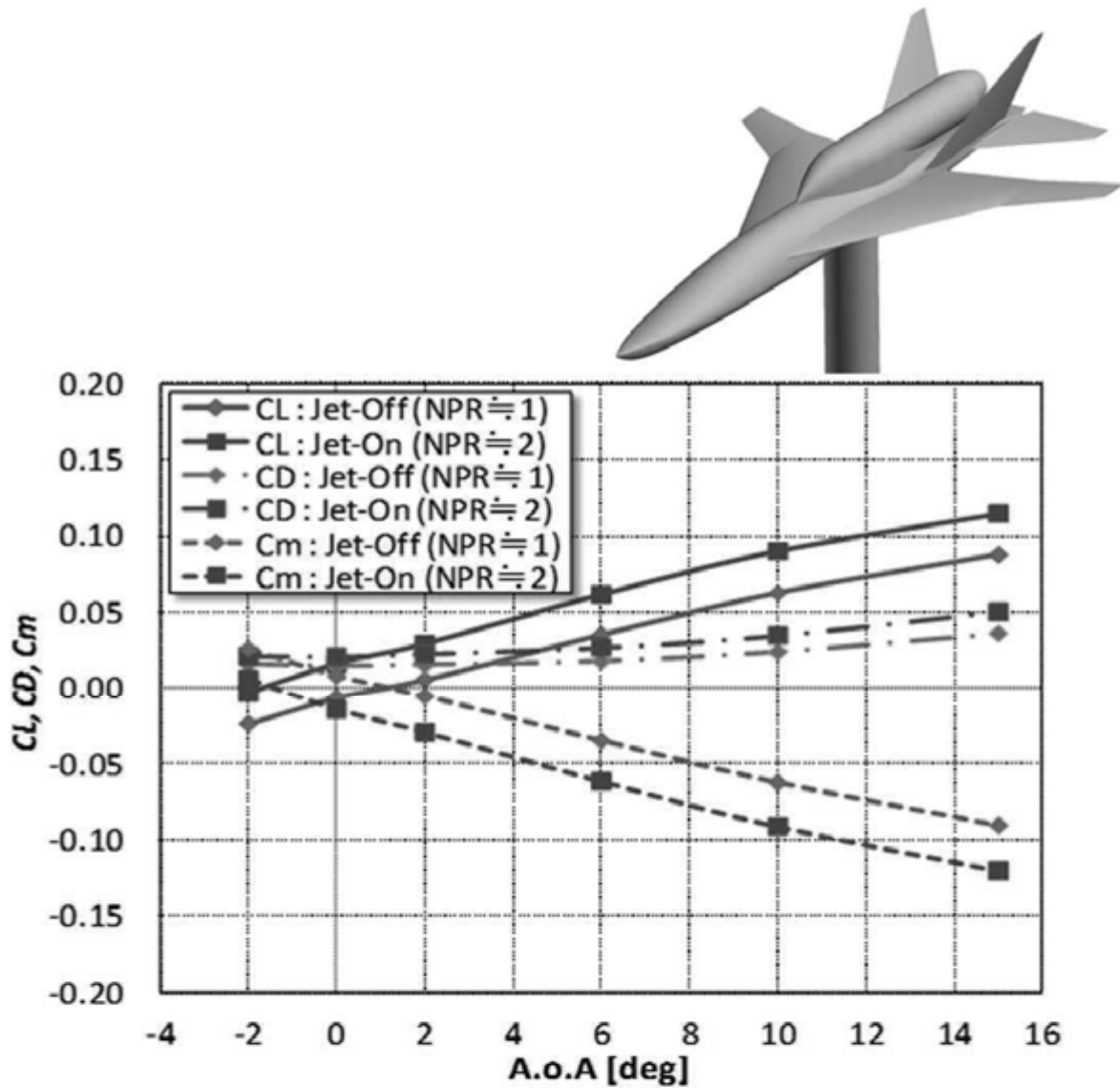


Fig.1.5 JAXA が提案する次世代小型超音速旅客機 [14]

この計画の中で、離着陸飛行状態である低速高迎角の空力特性の解明と、空力性能向上による離着陸騒音低減につながる超音速航空機の実現に向け、低速域における空力特性を改善する技術とそれらを用いて空力設計に応用できる技術の開発と研究が進められている。その一環として、低速飛行域におけるジェット排気の機体への空力干渉の影響を把握することを目的として、静粛超音速研究機(S3TD: Silent Supersonic Technology Demonstrator)2次形態尾翼排気干渉低速風洞試験^[16-18]が2008年8月に廣谷らによって行われた。この風洞試験については3章で詳しく述べることにする。Fig.1.6は風洞試験の様子であり、この風洞試験からエンジンより排出されたジェット排気が機体の空力特性に大きく影響を与えるということが明らかとなった(Fig.1.7)。



Fig.1.6 尾翼排気干渉低速風洞試験の様子[16]



- Aft body -

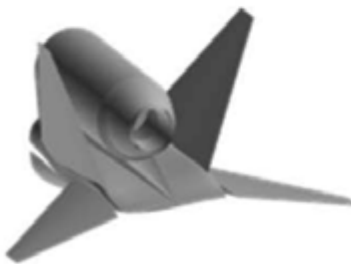


Fig.1.7 ジェット排気の影響による空力係数の変化(Aft body)

4. CFD ソルバーに対する要求

これらの背景から、今後、空力設計を行う際にはジェット排気の影響も考慮に入れなければならないと考えられ、数値流体力学 CFD(Computational Fluid Dynamics)を用いた、機体／推進系統合流動解析技術(空力／推進系)を確立することが重要な課題となる。

CFD に関する研究や、それを用いた流体計算は近年コンピュータの発達とともに活発に行われている。CFD では、空間を格子によって分割する。そして、格子の格子点上もしくはセルに物理量を持たせて流れ場を計算し、流体シミュレーションを行う。現在の CFD では、定常飛行時の航空機における抵抗係数 C_d 値をおよそ数パーセント以内の誤差で算出することができ、その精度は信頼性の高いものである。さらに流れ場の解析・可視化だけでなく、機体設計における最適化(Fig.1.8)^[19]から音響解析(Fig.1.9)^[20]まで幅広く応用研究が行われている。従って、CFD は統合解析や離着陸時の騒音低減に対しても応用が期待でき、有効なアプローチと言える。機体周りの空気の流れを CFD により忠実に再現することができれば、今後は設計時間の短縮化と更なる設計コストの低減が期待され、非常に強力なツールとなるであろう。しかしながら現状において、機体／推進系統合流動解析技術を確立するに当たり CFD ソルバーに対しては、以下の 3 つの要求がある。

- (1) 一様流と衝撃波や剥離流等複雑な流れ場を含むジェット流の干渉を正確に解析しなければならない。
- (2) 離着陸飛行条件における低速な外部流から、エンジンのノズルから排気される高速なジェット流まで幅広い速度域への対応が必要となる。
- (3) エンジン内部を含むような複雑な航空機形状に対して格子生成が容易に行えること。

したがって、統合解析を行う際にはこれらの要求により、定常飛行時における CFD 解析と比較して空力特性推算には困難を伴う。しかし、これらの要求は機体／推進系統合流動解析技術を確立させる上で避けては通れない。そこでまずは現状での CFD 解析の信頼性を明確化し、その向上を図っていく必要がある。

ここで、統合解析を行う際の格子として構造格子を用いた場合を考える。構造格子は物体に沿って格子点が配置されるため、格子点と物体の直交性が良く、壁面摩擦係数や境界層の剥離など壁近くに精度が要求される計算に適している。更に、空間高次精度化が可能である為、ジェット流と外部流の干渉、及び、せん断層の様な複雑な流れ場を解析する際には適しているといえるだろう。しかし、複雑形状に対しては格子生成に多くの時間を要するため、将来的な空力設計への応用は難しい。一方、非構造格子を用いた場合、空間の任意の位置に格子点を配置することができるため、Fig.1.10 に示すように複雑な形状に対しても流体計算が可能である。左はスズメバチ、右は高揚力装置を含む旅客機に対する計算である^[21]。

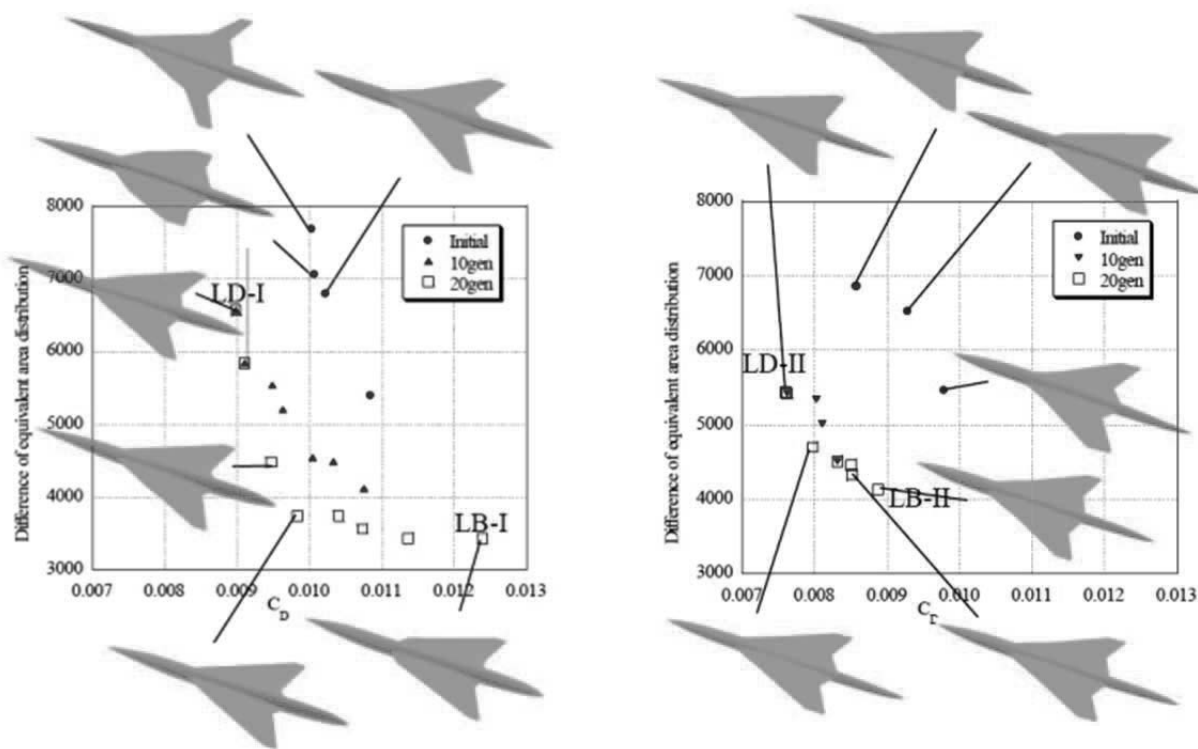


Fig.1.8 超音速機翼に対する最適設計の様子[19]

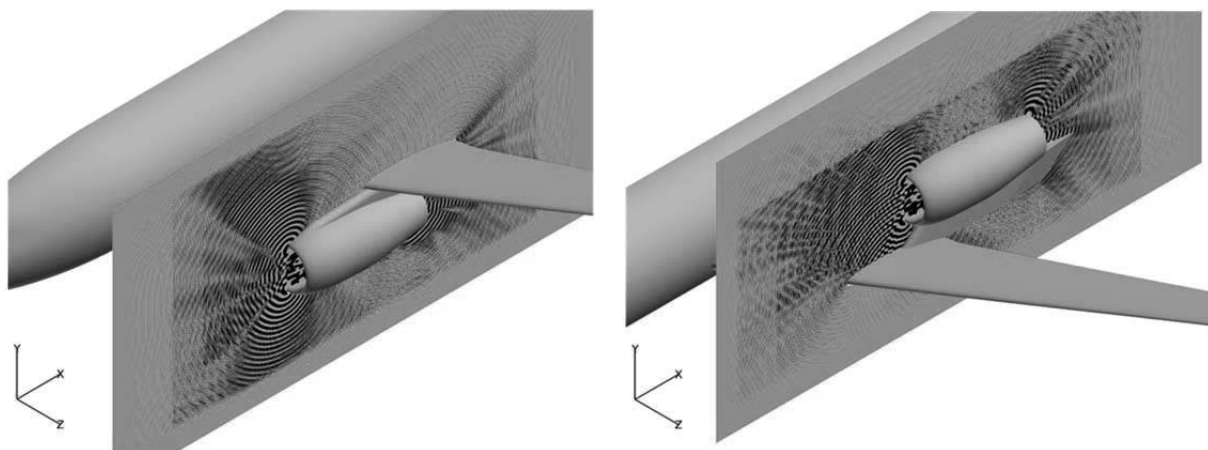


Fig.1.9 航空機エンジンナセル周りの音響解析の様子(左 : DLR-F6, 右 : OWN)[20]

このように、非構造格子を用いた場合、非常に複雑な形状にも対応することができる事が示されている。非構造格子の主な格子形状は四面体であるが、境界層のような壁から垂直方向に物理量の変化の激しいところにはプリズム格子を用いることで、構造格子と同等の計算精度を得ることができる。更に、せん断層等の複雑な流れ場においては、計算精度を高めるために局所的に格子解像度を高める事が容易である。また、近年 CFD に対する新たなアプローチとして直交格子法を用いた研究が行われている[22,23]。直交格子を用いた場合、空間高次精度化が容易に可能であり

格子生成も容易に行えるという利点がある。しかし、Fig.1.11 に示すように物体近傍が階段状に表現されてしまうため、高レイノルズ数流れの解析は未だ困難である。さらに境界層を捉えるためには膨大な格子点数が必要となり、現在の計算機性能からすると実用化はもう少し先だと考えられる。従って、機体／推進系統合流動解析に対しては非構造格子を用いた解析が有効であると考えられる。



Fig.1.10 非構造格子による流体解析例[21]

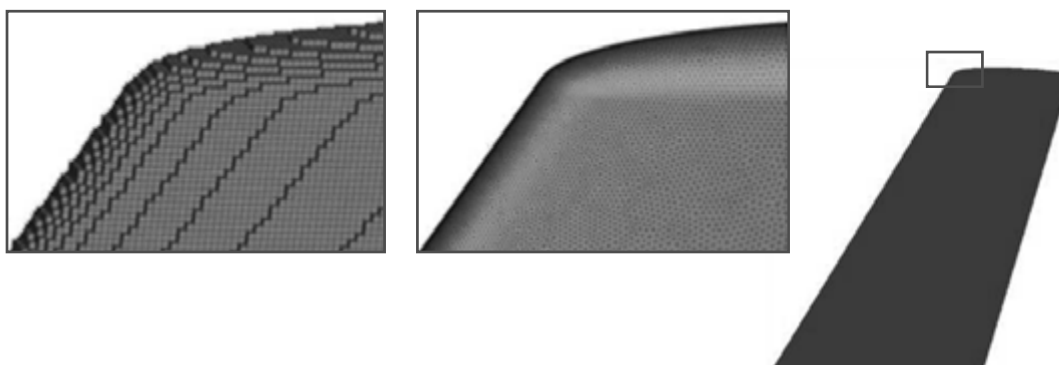


Fig.1.11 ONERA M6 翼に生成した格子の拡大図

(左：直交格子(BCM)，右：非構造格子(TAS))

5. 研究目的

本研究では低速飛行域における機体／推進系統合 CFD 解析技術確立を目指し、3次元非構造格子流体解析ソルバーTAS-code(Tohoku university Aerodynamic Simulation code)^[24-27]を用いて解析を行う。TAS-codeはこれまでに現場の航空機開発において流体解析による性能取得や最適設計に適用されており、通常の巡航時の条件では高い信頼性が確認されている。しかし、低速飛行域に関する信頼性は明確ではなく、さらに推進系との統合解析ではジェット排気を含むために、低速から高速まで幅広い速度領域を精度よく解く必要があり、通常の計算手法では解析が難しい。さらに、複雑な流れ場となるジェット流れや非常に大きな速度差が生じるせん断層を精度よく解

析するためには、どの程度の格子解像度が必要なのかといったことや、どのような乱流モデルを使用すれば良いのかといった議論も必要となる。そこで、それらに影響する内容について本研究で評価する必要がある。具体的には格子解像度、数値計算法、乱流モデルの違いが空力特性の予測にどの程度の影響を及ぼすかの比較を行う。そして計算予測精度の現状と問題点、今後の課題についての議論を行う。

本論文の概要は以下の通りである。

第1章は、序論であり本研究の背景および目的を述べる。

第2章では、数値計算手法について説明する。

第3章では、JAXAで行われた尾翼排気干渉低速風洞試験について説明する。

第4章では、CFD解析結果を示し風洞試験値との比較を通して流れ場の考察を行う。

第5章は、結論である。

第2章 数値解析手法

本章では非構造格子 CFD ソルバーである TAS-code について述べる。支配方程式として三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いた。その流体解析手法について説明する。

- TAS-code での物理量の無次元化 -

まず、TAS-code を用いて解析を行う際に注意を払わなければならないことがある。それは、物理量の無次元化手法が他のソルバーと異なる事である。一般的には、物理量の無次元化の際、一様流の密度、音速、温度を 1 とする。しかし、TAS-code では、無限遠方の密度、圧力、温度を 1 として物理量の無次元化を行っている。圧力を比べるときは、圧力係数の違いに注意が必要である。以下に、物理量の無次元化のパラメータを示す。チルダの付いた変数が、実際にソルバーの中で使用されている数値である。

$$\begin{array}{l} \text{時間:} \\ \tilde{t}_{TAS-code} = \frac{t}{L\sqrt{\gamma/a_\infty}} \end{array} \quad (2.1)$$

$$\begin{array}{l} \text{座標:} \\ \tilde{x}_{TAS-code} = \frac{x}{L} \quad \tilde{y}_{TAS-code} = \frac{y}{L} \quad \tilde{z}_{TAS-code} = \frac{z}{L} \end{array} \quad (2.2)$$

$$\begin{array}{l} \text{密度:} \\ \tilde{\rho}_{TAS-code} = \frac{\rho}{\rho_\infty} \end{array} \quad (2.3)$$

$$\begin{array}{l} \text{速度:} \\ \tilde{u}_{TAS-code} = \frac{u}{a_\infty/\sqrt{\gamma}} \quad \tilde{v}_{TAS-code} = \frac{v}{a_\infty/\sqrt{\gamma}} \quad \tilde{w}_{TAS-code} = \frac{w}{a_\infty/\sqrt{\gamma}} \end{array} \quad (2.4)$$

$$\begin{array}{l} \text{圧力:} \\ \tilde{p}_{TAS-code} = \frac{p}{p_\infty} \end{array} \quad (2.5)$$

$$\begin{array}{l} \text{エネルギー:} \\ \tilde{e}_{TAS-code} = \frac{\tilde{p}_{TAS-code}}{\gamma-1} + \frac{1}{2}\tilde{\rho}_{TAS-code} (\tilde{u}_{TAS-code}^2 + \tilde{v}_{TAS-code}^2 + \tilde{w}_{TAS-code}^2) \end{array} \quad (2.6)$$

$$\begin{array}{l} \text{温度:} \\ \tilde{T}_{TAS-code} = \frac{T}{T_\infty} = \frac{\tilde{p}_{TAS-code}}{\tilde{\rho}_{TAS-code}} \end{array} \quad (2.7)$$

$$\begin{array}{l} \text{無限遠方:} \\ \tilde{\rho}_\infty = 1 \quad \tilde{p}_\infty = 1 \quad \tilde{T}_\infty = 1 \quad \tilde{u}_\infty = \sqrt{\gamma}M_\infty \quad \tilde{a}_\infty = \sqrt{\gamma} \end{array} \quad (2.8)$$

$$\begin{array}{l} \text{圧力係数:} \\ C_P = \frac{\tilde{p}_{TAS-code} - 1}{\frac{1}{2}\gamma M_\infty^2} \end{array} \quad (2.9)$$

1. 格子生成法

1.1 形状定義

形状定義には、CATIA(Computer Aided Three-dimensional Interactive Application)が用いられている。CATIAは仏国のDassault Systemで開発された三次元CADソフトであり、航空機的设计現場において最も広く用いられている。近年は自動車メーカーでも導入が進んでいる。CATIAで定義された三次元形状を、STL(Stereo Lithography)形式で出力する。STL形式は、米国の3D System社が開発したラピッドプロトタイピング(Rapid prototyping; 光造形装置)向けの三次元データファイル形式であり、三次元自由曲面を三角形面の集合体として近似する手法である。STLファイルには、それぞれの三角形セルに対して3つの節点座標とセルの単位法線ベクトルが与えられており、形状に関する情報のみから成り立っている。そのため、比較的容易に表面格子の生成に利用することができる。

1.2 格子生成

CATIAにより定義された形状を出力したSTL形式のデータを基に格子生成を行う。格子生成にはMEGG3D(Multi-Element Grid Generation)^[28,29]を用いた。格子生成の手順をFig.2.1に示す。まず、形状データをSTL形式で読み込んだ後、表面格子生成に必要な背景格子を生成するための前処理を行い、稜線を構築する。この稜線上にユーザーの指定の格子点を配置する。次にAdvancing Front法により表面格子を生成する。Advancing Front法は要素形成の先端(front)を境界から領域内部へと順次前進させていく手法であり、全ての領域が要素で埋め尽くされるまで前進を続ける。この手法は境界から順次格子を形成していくことから境界近くでの格子形状の制御が比較的容易であり、壁境界が重要である流体計算に向いていると言える。その後、作成された表面格子において元の形状をより正確に表現するために、二次補間による形状復元が適用される。空間格子生成に必要な外部境界格子および対称面境界格子に対しても表面格子と同様にAdvancing Front法が適用される。以上のように定義された領域に四面体を設けて空間格子を生成する。さらに空間格子を作成した後、Advancing Layers法^[30,31]により物体表面付近にプリズムを挿入していく。以上のプロセスを持って格子生成が完了する。

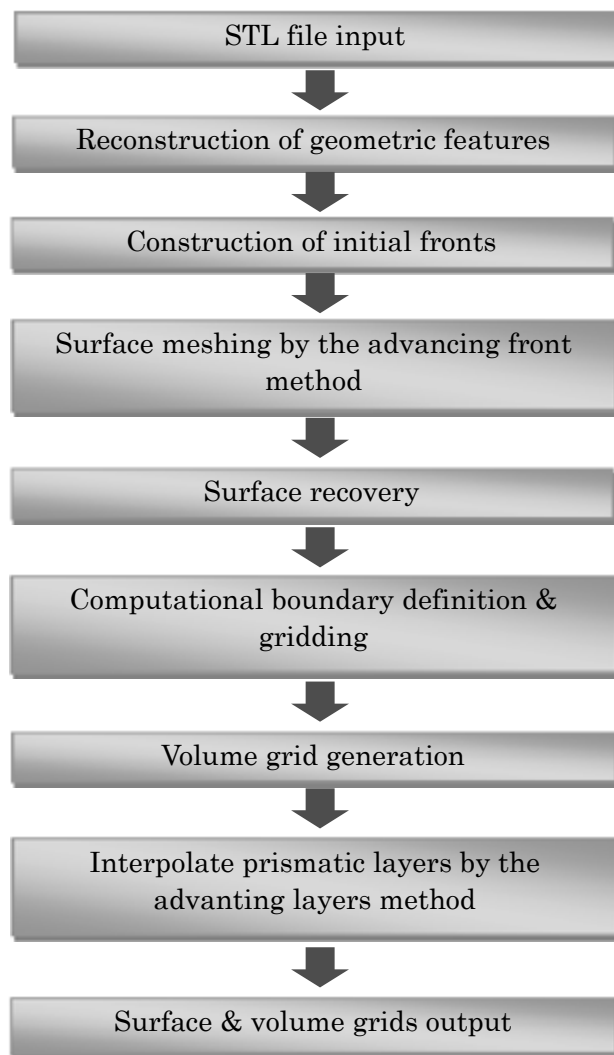


Fig.2.1 格子生成のフローチャート

2. 非構造格子 CFD ソルバー

機体／推進系統合流動解析に、東北大学中橋研究室で開発された非構造格子 CFD ソルバーである TAS-code を用いる。非構造格子は、格子の空間配置に規則性がないため、複雑な形状に対しても容易に格子生成を行うことが可能である。また、解適合した格子細分化が可能のため、任意の領域で格子点の追加、削除を行って計算精度を向上させることができる。また、高 Re 数流れの Navier-Stokes 計算のような境界層が発達する流れでは、物体表面に何層かのプリズム格子を生成させることで、境界層を精度よく捉えることができる。

2.1 流体計算のフローチャート

ここでは TAS-code における流体計算の流れについて説明する。1 ステップの流体計算の中では、まず最初に、現在の時間における各 node の物理量からセル内の物理量の分布、すなわち勾配を求める。この勾配は流束計算を行う時に、セル境界面の値を再構築する際に用いる。勾配を求めたら、勾配に対してリミッターをかける。リミッターにより、大きな勾配による過剰な再構築を抑えている。次に勾配から境界面上の物理量を再構築する。これにより流束計算の空間精度が向上する。再構築が終わったら、全ての node 間の非粘性流束・粘性流束を求める。流束計算が終われば、時間積分に移る。TAS-code における時間積分法は陰解法を用いているため、次の時間ステップの物理量を求めるために、 $Q^{n+1}=Q^n+\Delta Q^n$ として先ほど求めた流束から ΔQ^n の計算を行う。 ΔQ^n を計算したら、 $Q^{n+1}=Q^n+\Delta Q^n$ として次の時間ステップの物理量が求まる。Fig.2.2 に TAS-code における流体計算のフローチャートを示す。

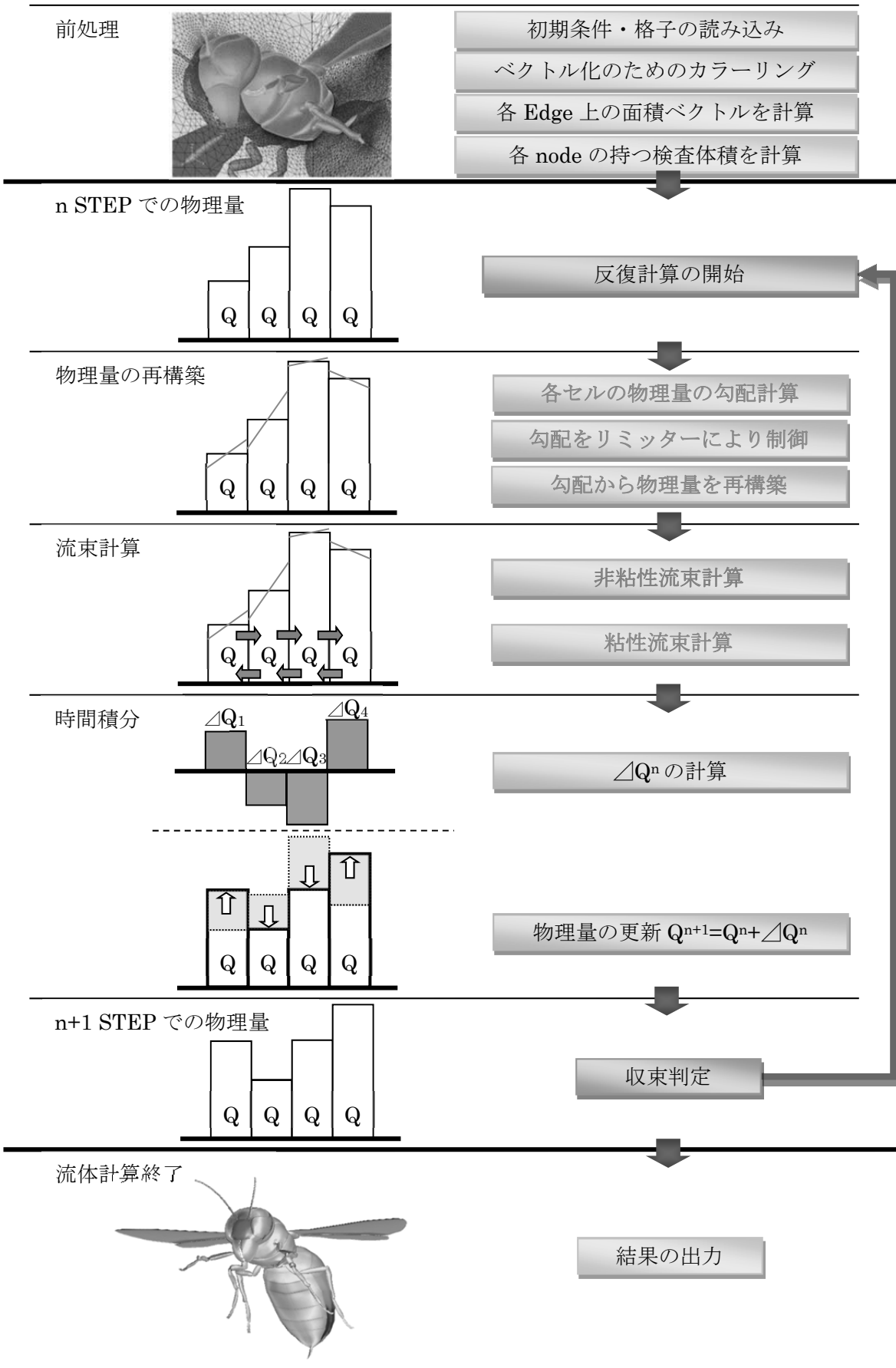


Fig.2.2 TAS-code における流体計算のフローチャート

2.2 支配方程式

支配方程式の三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式は、積分形表示では次式で表される。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \mathbf{Q} dV + \int_{\partial\Omega} \{\mathbf{F}(\mathbf{Q}) - \mathbf{G}(\mathbf{Q})\} \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (2.2.1)$$

この式は、連続の式(質量保存の式)、運動量保存の式(x, y, z 方向)、エネルギー保存の式をまとめたものである。検査体積内の物理量 \mathbf{Q} の時間的变化((2.2.1)式第 1 項)は、検査体積の境界面から流入する物理量((2.2.1)式第 2 項)の総和に等しい、ということを表している。すなわち、(2.2.2)~(2.2.4)の 5 つの式は上から、検査体積内の質量、運動量(x, y, z 方向)、エネルギーであり、それらの時間的变化が、境界面を通した流入の和に等しいことを示している。(2.2.1)式では、境界面からの物理量の流入を考えればよいから、検査体積に用いる形状は、四面体・六面体など、どのような形状でもよい。従って、計算格子に任意の形状を用いることができ、非構造格子への展開が可能となる。 \mathbf{Q} は保存量(Conservative variables)ベクトルで、その成分は以下のように表される。

$$\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{bmatrix} \quad (2.2.2)$$

ρ は密度、 u, v, w は x, y, z 方向の速度、 e は全エネルギーである。 \mathbf{n} は検査体積 Ω の境界面 $\partial\Omega$ における外向き法線ベクトルである。 $\mathbf{F}(\mathbf{Q})$ は非粘性流束ベクトル、 $\mathbf{G}(\mathbf{Q})$ は粘性ベクトルであり、 i, j, k を x, y, z 方向の単位ベクトルとすると次式で表される。

$$\mathbf{F}(\mathbf{Q}) = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (e+p)u \end{bmatrix} \mathbf{i} + \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho v^2 + p \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ (e+p)v \end{bmatrix} \mathbf{j} + \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho w^2 + p \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ (e+p)w \end{bmatrix} \mathbf{k} \quad (2.2.3)$$

$$\mathbf{G}(\mathbf{Q}) = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ \tau_{xx}u + \tau_{xy}v + \tau_{xz}w - q_x \end{bmatrix} \mathbf{i} + \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{xy}u + \tau_{yy}v + \tau_{yz}w - q_y \end{bmatrix} \mathbf{j} + \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xz} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{zz} \\ \tau_{xz}u + \tau_{yz}v + \tau_{zz}w - q_z \end{bmatrix} \mathbf{k} \quad (2.2.4)$$

ここで、 p は静圧、 τ は応力テンソル、 q は熱流束である。 τ, q は以下で定義される。

$$\begin{aligned}\tau_{xx} &= \frac{2}{3}\mu\left(2\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z}\right) & \tau_{yy} &= \frac{2}{3}\mu\left(2\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial z}\right) & \tau_{zz} &= \frac{2}{3}\mu\left(2\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}\right) \\ \tau_{xy} &= \mu\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right) & \tau_{xz} &= \mu\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right) & \tau_{yz} &= \mu\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right)\end{aligned}\quad (2.2.5)$$

$$q_x = -k\frac{\partial T}{\partial x} \quad q_y = -k\frac{\partial T}{\partial y} \quad q_z = -k\frac{\partial T}{\partial z} \quad (2.2.6)$$

ここで、 T は温度、 μ は粘性係数、 k は熱伝導係数である。熱伝導係数は、定圧比熱 C_p 、プラントル数 Pr を用いて以下の式で表される。

$$k = \frac{\mu}{Pr} C_p \quad (2.2.7)$$

ここで、(2.2.6)式の熱流束を、完全気体に対する状態方程式(2.2.8)、マイヤーの法則(2.2.9)、比熱比の定義式(2.2.10)を用いて書き換える。完全気体に対する状態方程式は、気体定数 R を用いて以下の式で表される。

$$p = \rho RT \quad (2.2.8)$$

マイヤーの法則は以下の式で表される。

$$C_p - C_v = R \quad (2.2.9)$$

比熱比 γ の定義式は、定圧比熱 C_p 、定積比熱 C_v を用いて以下の式で表される。

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \quad (2.2.10)$$

従って、熱流束の(2.2.6)式は、(2.2.7)~(2.2.10)式を用いて以下の式に書き換えられる。

$$\begin{aligned}q_x &= -\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p}{\rho} \right) \\ q_y &= -\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{p}{\rho} \right) \\ q_z &= -\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{p}{\rho} \right)\end{aligned}\quad (2.2.11)$$

ここで、 γ は理想気体を仮定して1.4の一定値とする。また、未知変数が ρ, u, v, w, p, e の6個であるのに対して式(2.2.1)の方程式は5本しか無く閉じていないが、完全気体の状態方程式 $p = \rho RT$ から導かれる以下の式により閉じられる。

$$p = (\gamma - 1) \left[e - \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2 + w^2) \right] \quad (2.2.12)$$

流れが層流の場合、層流プラントル数は0.72に固定される。層流粘性係数 μ はサザーランドの式

を用いて計算される。

$$\frac{\mu_l}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_0 + S}{T + S} \quad (2.2.13)$$

ここで、 μ_0 は温度 T_0 時の粘性係数、 S は空気の場合で $110.4[\text{K}]$ である。渦粘性係数 μ_t は RANS の場合、乱流モデルを用いて算出するのが一般的である。乱流モデルについては後述するが、渦粘性が加わると粘性係数 μ は以下の式で与えられる。

$$\mu = \mu_l + \mu_t \quad (2.2.14)$$

また、熱流束の式(2.2.7)における μ/Pr の項は以下のように表わされる。

$$\frac{\mu}{\text{Pr}} = \frac{\mu_l}{\text{Pr}_l} + \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \quad (2.2.15)$$

- 物理量の無次元化 -

実際の計算では打ち切り誤差を防ぐために、各物理量に以下のような無次元化を施す。

$$\tilde{t} = \frac{t}{L\sqrt{\gamma/a_\infty}} \quad (2.2.16)$$

時間:

$$\tilde{x} = \frac{x}{L} \quad \tilde{y} = \frac{y}{L} \quad \tilde{z} = \frac{z}{L} \quad (2.2.17)$$

座標:

$$\tilde{\rho} = \frac{\rho}{\rho_\infty} \quad (2.2.18)$$

密度:

$$\tilde{u} = \frac{u}{a_\infty/\sqrt{\gamma}} \quad \tilde{v} = \frac{v}{a_\infty/\sqrt{\gamma}} \quad \tilde{w} = \frac{w}{a_\infty/\sqrt{\gamma}} \quad (2.2.19)$$

速度:

$$\tilde{p} = \frac{p}{p_\infty} \quad (2.2.20)$$

圧力:

$$\tilde{e} = \frac{\tilde{p}}{\gamma-1} + \frac{1}{2}\tilde{\rho}(\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2 + \tilde{w}^2) \quad (2.2.21)$$

エネルギー:

$$\tilde{T} = \frac{T}{T_\infty} = \frac{\tilde{p}}{\tilde{\rho}} \quad (2.2.22)$$

温度:

$$\tilde{\mu} = \frac{\mu}{\mu_\infty} \quad (2.2.23)$$

粘性係数:

$$\tilde{\rho}_\infty = 1 \quad \tilde{p}_\infty = 1 \quad \tilde{T}_\infty = 1 \quad \tilde{u}_\infty = \sqrt{\gamma}M_\infty \quad \tilde{a}_\infty = \sqrt{\gamma} \quad (2.2.24)$$

無限遠方:

~の付いた変数が、実際のソルバー内で用いられている数値である。添え字の ∞ は主流での各物理量の値を示しており、 L は代表長さ、 a は音速である。(2.2.16)~(2.2.24)式の変数を(2.2.1)式に代入して整理し、~を簡略化のため省略して表わすと、

$$\frac{\partial}{\partial \alpha} \int_{\Omega} \mathbf{Q} dV + \int_{\partial \Omega} \left\{ \mathbf{F}(\mathbf{Q}) - \frac{1}{\text{Re}'} \mathbf{G}(\mathbf{Q}) \right\} \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (2.2.25)$$

無次元化で用いられた主流の各変数などは以下のように表される Reynolds 数にまとめられる。

$$\text{Re}' = \frac{\rho_{\infty} a_{\infty} L}{\mu_{\infty} \sqrt{\gamma}} = \text{Re}_{ex} \frac{1}{M_{\infty} \sqrt{\gamma}} \quad (2.2.26)$$

ここで、 Re_{ex} は実際の実験等で用いられる Reynolds 数で、一般的な u_{∞} を代表的な流速としており、数値計算では(2.2.26)式を用いて、Reynolds 数を Re に変換して計算をしている。また、 M は Mach 数である。

2.3 空間離散化

支配方程式である(2.2.25)式を解くためには、その方程式が成立する検査体積を定義し、空間を検査体積で離散化しなければならない。非構造格子法で用いる計算格子は通常、格子の形状は主に四面体であるが、ここでは四面体を検査体積とせず、四面体の頂点周りに検査体積を定義する。これをセル節点(cell-vertex)法と呼ぶ。セル節点法では、node が所属する周りのセルそれぞれに検査体積を構築する。検査体積の定義法は、セルの重心、面の重心、辺の中点を結んでできる多面体を用いた非重合二重格子(non-overlapping dual cell)と呼ばれるものを採用する。Fig.2.3に node- j に関する検査体積の図を示す。実際の node- j の持つ検査体積は、Fig.2.3の四面体に示す部分だけでなく、node- j が所属する全ての四面体について定義されていることに注意したい。つまり、Fig.2.3に隣接する四面体にも node- j の検査体積が定義されている。Fig.2.3中の A は辺の中点、B、D はその辺に接する四面体の面の重心、C は四面体の重心である。面 ABCD がその四面体に属する境界面となる。

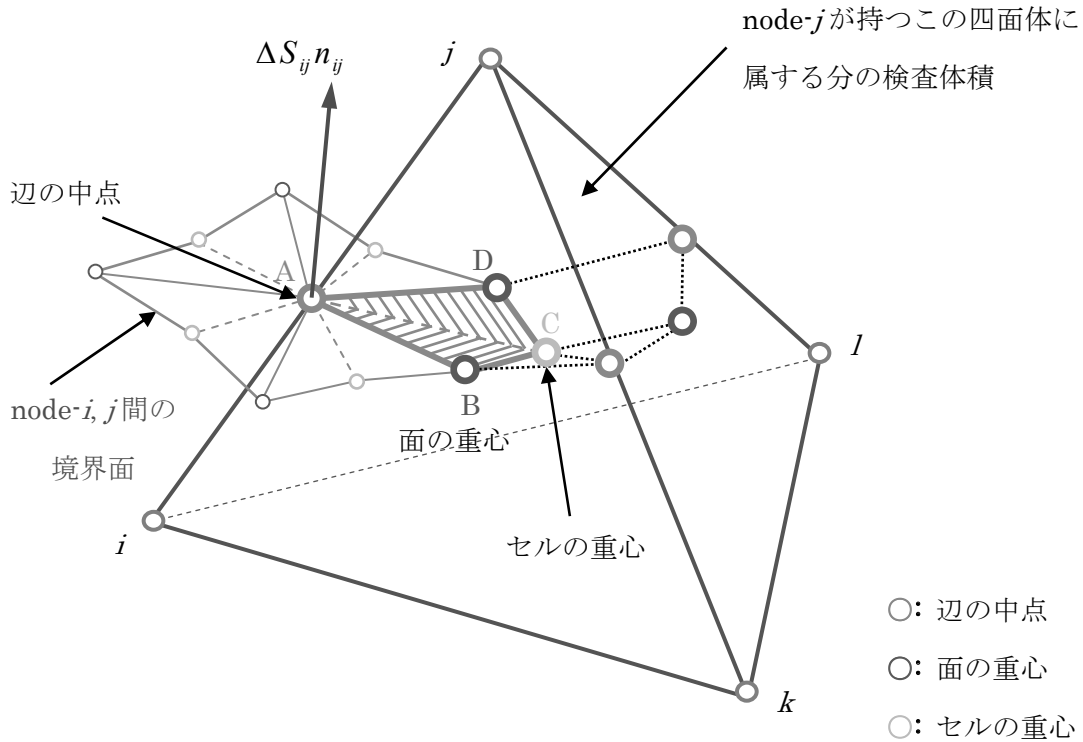


Fig.2.3 セル節点法による検査体積・境界面の定義

本研究で用いる TAS-code では、四面体のほかに、ピラミッド(四角錐)・プリズム(三角柱)の計算に対応している。ピラミッド・プリズムにおいても、検査体積の定義法は四面体と同様である。

検査体積において(2.2.25)式は空間離散化され、代数方程式に置き換えられる。

$$\frac{\partial \mathbf{Q}_i}{\partial t} = -\frac{1}{V_i} \sum_{j(i)} \left[\Delta S_{ij} \mathbf{F}(\mathbf{Q})_{ij} \cdot \mathbf{n}_{ij} - \frac{1}{\text{Re}'} \Delta S_{ij} \mathbf{G}(\mathbf{Q})_{ij} \cdot \mathbf{n}_{ij} \right] \quad (2.2.27)$$

ここで、 V_i は node- i が持つ検査体積であり、 ΔS_{ij} は node- i, j 間の境界面積、 \mathbf{n}_{ij} はその単位法線ベクトル(点 i から見て外向きを正)を示している。従って、(2.2.27)式の右辺第1項は境界面を垂直に通過する非粘性流束、第2項は境界面を垂直に通過する粘性流束を表している。また node- i の検査体積の全ての境界面での流束の足し合わせを $\sum_{j(i)}$ が表している。Fig.2.3のセル内では三角形ABCと三角形ACDの2つの面が検査体積境界面となり、2つの面ベクトルを持つことになる。

従って面ベクトル $\Delta S_{ij} \mathbf{n}_{ij}$ は点 i と点 j を両端とする辺を共有する全てのセル内の2つの面ベクトルを足し合わせるによって求められる。

- Edge base の流束計算アルゴリズム -

実際の数値計算の中で、全ての node 間の流束(物理量の流入出)を計算する必要があるが、そのアルゴリズムを考えると、ある1つの node に注目して、その node と隣接する node を検出し node 間の流束を求めていく手法は node 検出に手間がかかる。TAS-code では、Edge に着目した流束計算のアルゴリズムを用いている。まず1つの Edge を取り出し、その両端の node を検出する。その2つの node 間で流束計算を行う。流束は node 間で考えると、一方の node にとっては流入、もう一方にとっては流出である。従って、計算された流束は、片方の node に足し、片方の node から引くことで、2つの node についての流束計算が完了する。この計算を全ての Edge に対して行うことで、全ての node 間の流束計算を行うことができる。

2.4 非粘性流束計算法

流体計算では、2つの node に注目し、各 node の物理量から node 間の境界面を通過する非粘性流束、粘性流束の計算を行う(Fig.2.4)。ここでは非粘性流束計算法について述べる。(2.2.27)式の右辺第1項の非粘性流束の評価には、近似リーマン解法を用いたスキームを適用する。非粘性流束計算法は、大まかに FDS(Flux Difference Splitting)法と FVS(Flux Vector Splitting)法に分類される。FDS 法は主に Roe 平均を利用したスキーム構成になっている。FVS 法は AUSM (Advection Upstream Splitting Method)へ改良され、現在では AUSM を基に様々なスキームが開発されている。Fig.2.5 に様々な非粘性流束計算法の分類を示す。

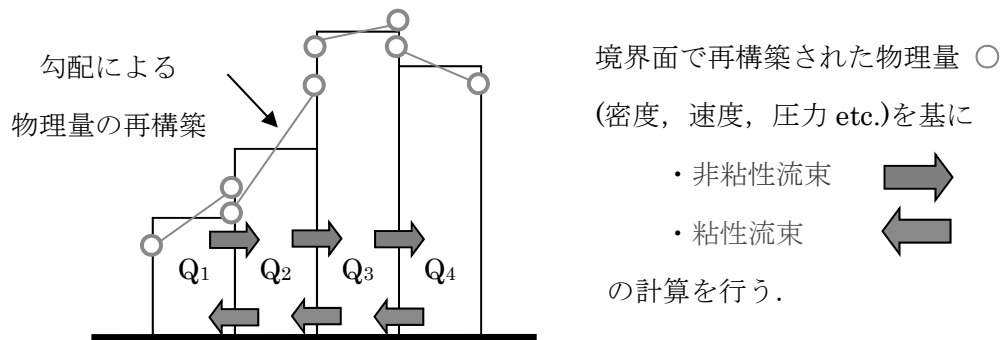


Fig.2.4 非粘性・粘性流束計算の概念図

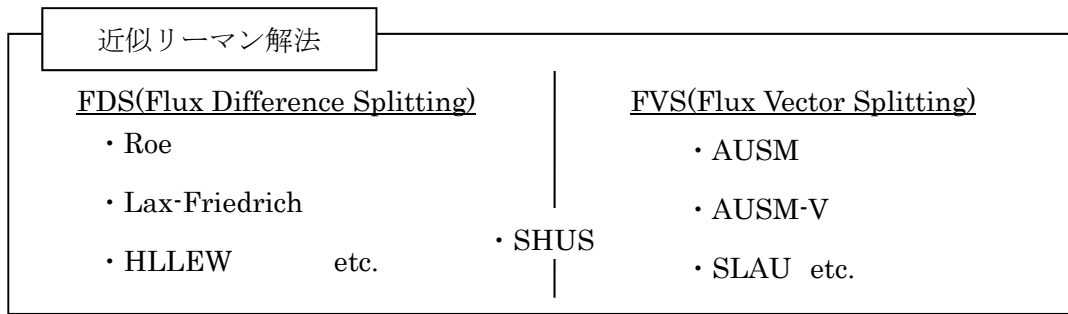


Fig. 2.5 非粘性流束計算法の分類

Table. 2.1 FDS・FVS 法の特徴

FDS (Flux Difference Splitting)法	FVS (Flux Vector Splitting)法
<ul style="list-style-type: none"> ○物理量の跳びに対して数値粘性が働く. ○衝撃波を鋭く捉える. ○境界層の精度が良い. ×極端な膨張・圧縮では非物理的な解(カーバントル)を算出し計算が破綻. 	<ul style="list-style-type: none"> ○強い膨張・圧縮に堅牢. ×$M \leq 1$ の範囲で, 固有値の正負が入れ替わり流束関数が滑らかでなく微分不可能. →音速付近で振動が生じる.

従来の TAS-code には, FDS 法の Roe スキームの 1 種である HLLLEW(Harten-Lax-Van Leer-Einfeldt-Wada)法^[33]が用いられてきた. HLLLEW は航空機のような遷音速域の流れの解析に有効なスキームである. 本研究では低速な離着陸飛行時においてエンジンからのジェット流の影響も含めたシミュレーションを行う為, その流れ場は低亜音速から超音速まで幅広い速度域を有している. そのため, 幅広い速度域の解析に対応するため, 全速度スキームとして提案されている SLAU(Simple Low-dissipative AUSM)^[34]を導入する. SLAU は AUSM 族の一種で, 数値粘性を Mach 数に応じて制御することで, 低 Mach 数でも数値誤差を小さくしたスキームである. ここでは, それぞれの非粘性流束計算法について述べる.

- HLLLEW(Harten-Lax-Van Leer-Einfeldt-Wada) -

(2.2.27)式の非粘性流束 $\mathbf{F}(\mathbf{Q})_{ij} \cdot \mathbf{n}_{ij}$ は HLLLEW を用いると以下の式で表される.

$$\mathbf{F}(\mathbf{Q}) \cdot \mathbf{n} = \frac{1}{2} \left[\mathbf{f}(\mathbf{Q}_L, \mathbf{n}) + \mathbf{f}(\mathbf{Q}_R, \mathbf{n}) - \left| \mathbf{A}(\tilde{\mathbf{Q}}, \mathbf{n}) \right| (\mathbf{Q}_R - \mathbf{Q}_L) \right] \tag{2.2.28}$$

ただし, $\mathbf{f}(\mathbf{Q}, \mathbf{n}) = \mathbf{F}(\mathbf{Q}) \cdot \mathbf{n}$ (非粘性数値流束ベクトル), $\mathbf{A} = \partial \mathbf{f} / \partial \mathbf{Q}$ (ヤコビ行列)である. また, 添え字 L, R は検査体積境界面の両側における物理量を, \sim は Roe 平均を表わしているここでは $\mathbf{F} \cdot \mathbf{n}$ の最終形を示す.

$$\mathbf{F}(\mathbf{Q}) \cdot \mathbf{n} = \begin{bmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \\ F_4 \\ F_5 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \left[(f_1)_L \begin{bmatrix} 1 \\ u \\ v \\ w \\ H \end{bmatrix}_L + (f_1)_R \begin{bmatrix} 1 \\ u \\ v \\ w \\ H \end{bmatrix}_R + \begin{bmatrix} 0 \\ \bar{p}n_x \\ \bar{p}n_y \\ \bar{p}n_z \\ \delta_5 \end{bmatrix} \right] \quad (2.2.29)$$

ここでエンタルピー H は以下の式で表わされる.

$$H = (e + p)/\rho$$

ただし, e は体積当たりの全エネルギーを表す. また,

$$(f_1)_L = \rho_L(U_L + \hat{\lambda}_1) + \delta_1, \quad (f_1)_R = \rho_R(U_R - \hat{\lambda}_1) + \delta_1,$$

$$U = un_x + vn_y + wn_z, \quad \bar{p} = p_L + p_R + \delta_2,$$

$$\delta_1 = -(\hat{\lambda}^+ \Delta p / \bar{a} + \hat{\lambda}^- \tilde{\rho} \Delta U) / 2\bar{a}, \quad \delta_2 = -(\hat{\lambda}^+ \tilde{\rho} \Delta U + \hat{\lambda}^- \Delta p / \bar{a}), \quad \delta_3 = \hat{\lambda}_1 \Delta p + \tilde{U} \delta_2,$$

$$\Delta \rho = \rho_R - \rho_L, \quad \Delta p = p_R - p_L, \quad \Delta U = U_R - U_L,$$

$$\hat{\lambda}^+ = (\hat{\lambda}_2 + \hat{\lambda}_3) / 2 - \hat{\lambda}_1, \quad \hat{\lambda}^- = (\hat{\lambda}_2 - \hat{\lambda}_3) / 2,$$

$$\begin{bmatrix} \hat{\lambda}_1 \\ \hat{\lambda}_2 \\ \hat{\lambda}_3 \end{bmatrix} = \frac{b_R^+ + b_L^-}{b_R^+ - b_L^-} \begin{bmatrix} \lambda_1 \\ \lambda_2 \\ \lambda_3 \end{bmatrix} - 2 \frac{b_R^+ b_L^-}{b_R^+ - b_L^-} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix} - 2\delta \min(b_R^+, b_L^-) \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

となる. ただし, $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ はヤコビ行列 \mathbf{A} の固有値で,

$$\begin{bmatrix} \lambda_1 \\ \lambda_2 \\ \lambda_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{U} \\ \tilde{U} + \tilde{a} \\ \tilde{U} - \tilde{a} \end{bmatrix}$$

となる. また,

$$b_R^+ = \max(\tilde{U} + \tilde{a}, U_R + a_R, 0), \quad b_L^- = \min(\tilde{U} - \tilde{a}, U_L - a_L, 0),$$

$$\delta = \min\left(\frac{\rho_{LR}}{|\sigma_1|}, \frac{1}{2}\right), \quad \sigma_1 = \Delta \rho - \Delta p / \bar{a}^2, \quad \rho_{LR} = \frac{(U_L - d_L^-)\rho_L + (d_R^+ - U_R)\rho_R}{d_R^+ - d_L^-},$$

$$d_R^+ = \max(\tilde{U} + \tilde{a}, U_R + a_R), \quad d_L^- = \min(\tilde{U} - \tilde{a}, U_L - a_L)$$

である. δ はエントロピーの飛びに対応した数値粘性を示す. 1/2でRoe近似に帰着, 0でHLLEとなりカーバンクル現象を防ぐ. 各物理量のRoe平均は以下のように計算する.

$$\tilde{\rho} = \sqrt{\rho_L \rho_R}, \quad \tilde{H} = r_L H_L + r_R H_R,$$

$$\tilde{u} = r_L u_L + r_R u_R, \quad \tilde{v} = r_L v_L + r_R v_R, \quad \tilde{w} = r_L w_L + r_R w_R, \quad \tilde{U} = \tilde{u} n_x + \tilde{v} n_y + \tilde{w} n_z,$$

$$\tilde{a} = \sqrt{(\gamma - 1) \left[\tilde{H} - \frac{1}{2} (\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2 + \tilde{w}^2) \right]}$$

$$r_L = \frac{\sqrt{\rho_L}}{\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R}}, \quad r_R = 1 - r_L = \frac{\sqrt{\rho_R}}{\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R}}$$

- SLAU (Simple Low-dissipative AUSM) -

(2.2.27)式 of 非粘性流束 $\mathbf{F}(\mathbf{Q})_{ij} \cdot \mathbf{n}_{ij}$ は SLAU を用いると以下の式で表される。

$$\mathbf{F}(\mathbf{Q}) \cdot \mathbf{n} = \begin{bmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \\ F_4 \\ F_5 \end{bmatrix} = \frac{\dot{m} + |\dot{m}|}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ u_L \\ v_L \\ w_L \\ h_L \end{bmatrix} + \frac{\dot{m} - |\dot{m}|}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ u_R \\ v_R \\ w_R \\ h_R \end{bmatrix} + \tilde{p} \begin{bmatrix} 0 \\ x_n \\ y_n \\ z_n \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.2.30)$$

ここで、 ρ, u, v, w, p はそれぞれ基本物理量である密度、速度(x, y, z 方向)、圧力であり、添え字の L, R は流束を評価する Edge の両端の node2 つを意味し、再構築した node の物理量を代入する。また、エンタルピー $h = (e + p)/\rho$ で表さる。

x_n, y_n, z_n はそれぞれ面ベクトルを基に計算される。

$$x_n = \frac{S_x}{\sqrt{S_x^2 + S_y^2 + S_z^2}} \quad y_n = \frac{S_y}{\sqrt{S_x^2 + S_y^2 + S_z^2}} \quad z_n = \frac{S_z}{\sqrt{S_x^2 + S_y^2 + S_z^2}} \quad (2.2.31)$$

\dot{m} は質量流束で以下の式で表される。

$$\dot{m} = \frac{1}{2} \left\{ \rho_L (V_{nL} + |\bar{V}_{nL}|) + \rho_R (V_{nR} + |\bar{V}_{nR}|) - \frac{\chi}{c} \Delta p \right\} \quad (2.2.32)$$

質量流束に関する各変数は以下の式で表される。

$$V_{nL} = u_L x_n + v_L y_n + w_L z_n \quad V_{nR} = u_R x_n + v_R y_n + w_R z_n$$

$$|\bar{V}_{nL}| = (1 - g) |\bar{V}_n| + g |V_{nL}| \quad |\bar{V}_{nR}| = (1 - g) |\bar{V}_n| + g |V_{nR}| \quad |\bar{V}_n| = \frac{\rho_L |V_{nL}| + \rho_R |V_{nR}|}{\rho_L + \rho_R}$$

$$g = -\max(\min(M_L, 0), -1) \cdot \min(\max(M_R, 0), 1) \quad M_L = \frac{V_{nL}}{c} \quad M_R = \frac{V_{nR}}{c}$$

$$\bar{c} = \sqrt{\frac{c_L^2 + c_R^2}{2}} \quad c_L = \sqrt{\gamma \frac{p_L}{\rho_L}} \quad c_R = \sqrt{\gamma \frac{p_R}{\rho_R}} \quad \chi = (1 - \bar{M})^2$$

$$\bar{M} = \min \left(1.0, \frac{1}{\bar{c}} \sqrt{\frac{u_L^2 + v_L^2 + w_L^2 + u_R^2 + v_R^2 + w_R^2}{2}} \right) \quad \Delta p = p_R - p_L$$

また、(2.2.30)式の圧力項 \tilde{p} は以下の式で表される。

$$\tilde{p} = \frac{p_L + p_R}{2} + \frac{\beta_L - \beta_R}{2} (p_L - p_R) + (1 - \chi)(\beta_L + \beta_R - 1) \frac{p_L + p_R}{2} \quad (2.2.33)$$

圧力項に関する各変数は以下の式で表される。

$$\beta_L = \frac{1}{4} (2 - M'_L)(M'_L + 1)^2 \quad \beta_R = \frac{1}{4} (2 + M'_R)(M'_R - 1)^2$$

$$M'_L = \max(-1, \min(M_L, 1)) \quad M'_R = \max(-1, \min(M_R, 1))$$

2.5 粘性流束計算法

(2.2.27)式の右辺第 2 項の粘性流束ベクトル $\mathbf{G}(\mathbf{Q})$ の計算を行う際には、その成分中の粘性応力テンソル及び熱流束に、速度と温度の 1 階の導関数が含まれている。これには各 node 上で求められた速度勾配と温度勾配から、検査体積の境界面上の値として各辺の両端の平均の値を採用すればよいが、この方法を使うと数値振動が生じる恐れがあることが指摘されている^[35]。粘性流束の振動は計算安定性に大きく影響するのでこれを防ぐ必要がある。そのためにまず導関数を直接各辺上で計算する。つまり、各辺上においてスカラー関数 q の勾配 ∇q_{edge} を再評価する。

$$\nabla q_{edge} = \frac{\sum_{e(edge)} \nabla q_e V_e}{\sum_{e(edge)} V_e} \tag{2.2.34}$$

ここで、 q は速度、または温度を意味する。 $e(edge)$ は、対象とする Edge を共有する格子セルを表し、 $\sum_{e(edge)}$ はその和を意味する。 V は格子セルの体積である。つまり、対象とする Edge を共有するセルに注目し、それら各セル内での勾配に、セルの体積を掛け合わせ、それらを足し合わせる。そして、最後に足し合わせたセルの体積の総和で割ることで辺上での勾配とする。この演算では、辺のデータとともに要素のデータも必要となるため、全体のメモリ要求が大きくなってしまいが、数値振動の問題は解決できる。さらに実際の計算では以下の式を用いて辺に平行な勾配成分の精度を一次精度に落とす。

$$\nabla q_{edge} = \frac{\Delta q_{edge}}{r} \mathbf{n} + \left[\nabla q_{edge} - \left(\nabla q_{edge} \cdot \mathbf{r} \right) \frac{\mathbf{n}}{r} \right] = \frac{\Delta q_{edge}}{r} \mathbf{n} + \left[\nabla q_{edge} - \left(\nabla q_{edge} \cdot \mathbf{n} \right) \mathbf{n} \right] \tag{2.2.35}$$

式(2.2.34)より求められた勾配を最終的に粘性流束評価に用いる。

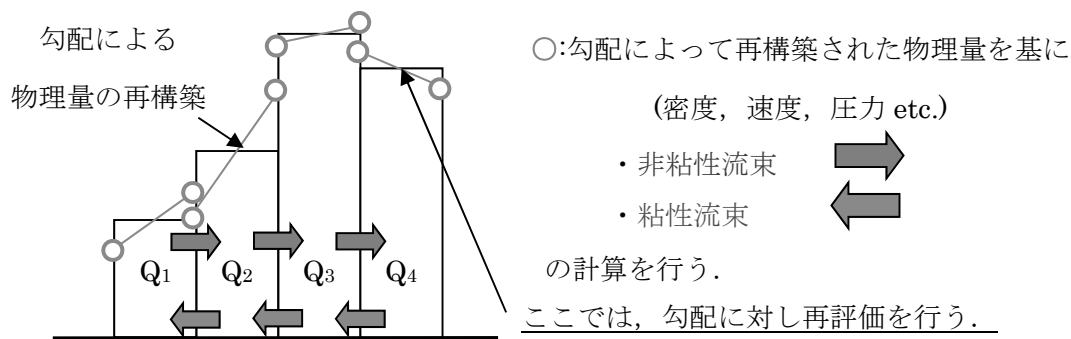


Fig.2.6 粘性流束の計算に用いる勾配の再評価

2.6 物理量の再構築

流束計算では、node 間の境界面上の物理量の値を基に流束計算を行う。その際、空間 1 次精度であれば、node 上の物理量の値をそのまま用いればよいが、空間精度を向上させるためには、物理量の再構築を行う必要がある。構造格子であれば、この空間高次精度化には、参照するステンシル数を増やせばよい。しかし、非構造格子では、格子配置が不規則であるためステンシル数を増やすのは困難である。従って、非構造格子の場合、セル内の物理量の分布、すなわち勾配面をあらかじめ計算し、その勾配を基に境界面上での値を求めることで空間高次精度化を行う。従って、実際の流束計算では、勾配によって再構築した値を node 間の境界面の値 L, R としており、その物理量を基に流束計算を行うことで空間高次精度化を行っている。

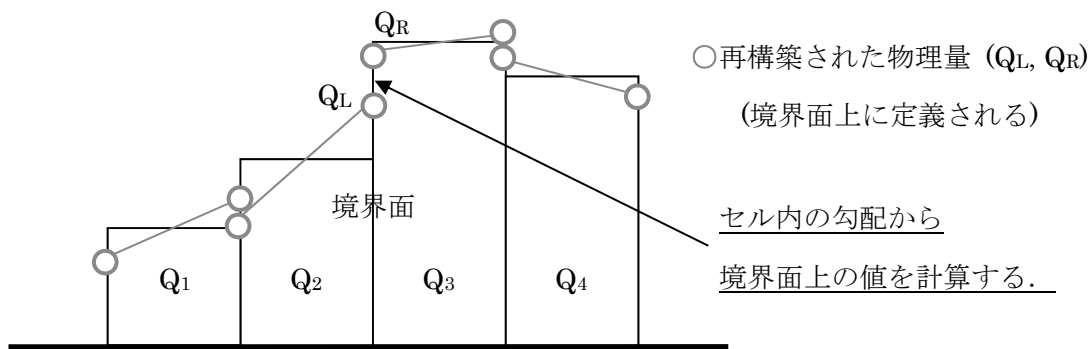


Fig.2.7 物理量の再構築

TAS-code では、セル内の物理量の勾配計算法に、Volume Average 法を用いている。以下に Volume Average 法の勾配計算手法について説明する。

まず、node- i 周りの検査体積内の物理量の分布を考える。物理量はセル内の座標の関数 $\mathbf{q}(\mathbf{r})$ になり、物理量の勾配 $\nabla \mathbf{q}_i$ を用いて以下のように区分的一次関数で表わされる。

$$\mathbf{q}(\mathbf{r}) = \mathbf{q}_i + \Psi_i \nabla \mathbf{q}_i \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \tag{2.2.36}$$

ここで、 \mathbf{r} は位置ベクトルである。勾配 $\nabla \mathbf{q}_i$ は node- i を共有するセル内の勾配 $\nabla \mathbf{q}_e$ を体積平均することによって求める。 Ψ_i は勾配を制御するリミッターで、2.2.7 節で詳しく説明する。

$$\nabla \mathbf{q}_i = \frac{\sum_{e(i)} \nabla \mathbf{q}_e \cdot V_e}{\sum_{e(i)} V_e} \tag{2.2.37}$$

$e(i)$ は node- i を共有する全てのセルを表わし、 V_e はセルの体積である。セル内の勾配 $\nabla \mathbf{q}_e$ は四面体格子であれば、Fig.2.3 の node- i, j, k, l の値を用いて以下のように求められる。

$$\nabla \mathbf{q}_e = \frac{\hat{\mathbf{q}}}{\hat{x}} \mathbf{i} + \frac{\hat{\mathbf{q}}}{\hat{y}} \mathbf{j} + \frac{\hat{\mathbf{q}}}{\hat{z}} \mathbf{k} \quad (2.2.38)$$

$$\frac{\hat{\mathbf{q}}}{\hat{x}} = \frac{1}{d} \begin{vmatrix} \Delta \mathbf{q}_{ji} & \Delta y_{ji} & \Delta z_{ji} \\ \Delta \mathbf{q}_{ki} & \Delta y_{ki} & \Delta z_{ki} \\ \Delta \mathbf{q}_{li} & \Delta y_{li} & \Delta z_{li} \end{vmatrix}, \quad \frac{\hat{\mathbf{q}}}{\hat{y}} = \frac{1}{d} \begin{vmatrix} \Delta x_{ji} & \Delta \mathbf{q}_{ji} & \Delta z_{ji} \\ \Delta x_{ki} & \Delta \mathbf{q}_{ki} & \Delta z_{ki} \\ \Delta x_{li} & \Delta \mathbf{q}_{li} & \Delta z_{li} \end{vmatrix}, \quad \frac{\hat{\mathbf{q}}}{\hat{z}} = \frac{1}{d} \begin{vmatrix} \Delta x_{ji} & \Delta y_{ji} & \Delta \mathbf{q}_{ji} \\ \Delta x_{ki} & \Delta y_{ki} & \Delta \mathbf{q}_{ki} \\ \Delta x_{li} & \Delta y_{li} & \Delta \mathbf{q}_{li} \end{vmatrix} \quad (2.2.39)$$

ここで, $\Delta \mathbf{q}_{ji} = \mathbf{q}_j - \mathbf{q}_i$, $\Delta x_{ji} = x_j - x_i$, $\Delta y_{ji} = y_j - y_i$, ...であり, また,

$$d = \begin{vmatrix} \Delta x_{ji} & \Delta y_{ji} & \Delta z_{ji} \\ \Delta x_{ki} & \Delta y_{ki} & \Delta z_{ki} \\ \Delta x_{li} & \Delta y_{li} & \Delta z_{li} \end{vmatrix} \quad (2.2.40)$$

となる.

ここでの物理量の勾配の考え方を示す. まず, 対象の **node** を頂点とする全てのセルについて考え, これらの各セル内の勾配にそれぞれのセルの体積と掛け合わせたものを全て足し合わせる. 次に, 各セルの体積を足し合わせる. その後, 先ほどの(勾配) \times (セルの体積)の総和を各セルの体積の総和で割るという操作を行う.

2.7 リミッター

式(2.2.36)の Ψ ($0 \leq \Psi \leq 1$)は流束制限関数と呼ばれるもので, 物理量の再構築に用いる勾配に対しリミッターとして作用する. 勾配から物理量を境界面上で再構築する際, 大きすぎる勾配に対し制限をかけるというものである. これにより高次精度でスキームの単調性が保持される. ここでは, 空間精度を悪化させることなく, かつ収束性に優れた Venkatakrisnan の制限関数^[36]を適用する. 以下にその定義を示す.

$$\Psi_i = \min_{j(i)} \begin{cases} \frac{\Delta_{\max}^2 + \varepsilon^2 + 2\Delta_- \Delta_{\max}}{\Delta_{\max}^2 + 2\Delta_-^2 + \Delta_{\max} \Delta_- + \varepsilon^2}, & \text{if } \Delta_- > 0 \\ \frac{\Delta_{\min}^2 + \varepsilon^2 + 2\Delta_- \Delta_{\min}}{\Delta_{\min}^2 + 2\Delta_-^2 + \Delta_{\min} \Delta_- + \varepsilon^2}, & \text{if } \Delta_- < 0 \end{cases} \quad (2.2.41)$$

ここで,

$$\Delta_- = \nabla \mathbf{q}_i \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) / 2 \quad \Delta_{\max} = \max_{j(i)} (\mathbf{q}_j - \mathbf{q}_i) \quad \Delta_{\min} = \min_{j(i)} (\mathbf{q}_j - \mathbf{q}_i)$$

$$\varepsilon^2 = (K \Delta l)^3, \quad K = \text{const}$$

であり, K は通常 0.1 から 0.3 程度の値がとられる. 本解析を行う際は従来 TAS で用いられている 0.3 を用いた. Δl はセルの平均長さである. この値の決定には衝撃波などの不連続面や物体の尖った箇所などでの物理現象を正確に求めるために注意を払う必要がある.

2.8 時間積分法

時間積分法には陽解法と陰解法が存在するが、航空機周りのような高い Reynolds 数流れの計算においては、壁面近傍において境界層を解像するために非常に細かな計算格子を用いる。これにより陽解法の場合には CFL の安定条件から時間刻み幅が非常に小さな値に制限されてしまい計算コストが増加することは避けられない。そこで本研究においては陰解法を採用する。しかしながら、構造格子法で開発された近似因子法などをそのまま非構造格子に適用することは困難であり、このことが非構造格子の実用的な乱流計算への適用を遅らせていた。この状況を改善するために、様々な陰的時間積分法がこれまでに提案されてきた。この中で、LU-SGS(Lower-Upper Symmetric Gauss-Seidel)陰解法^[37]の非構造格子への適用では大幅なメモリ消費の増加を伴わずに定常解への収束状況を大幅に改善することに成功している^{[38][39]}。以下に LU-SGS 陰解法の非構造格子への組み込み方法について述べる。

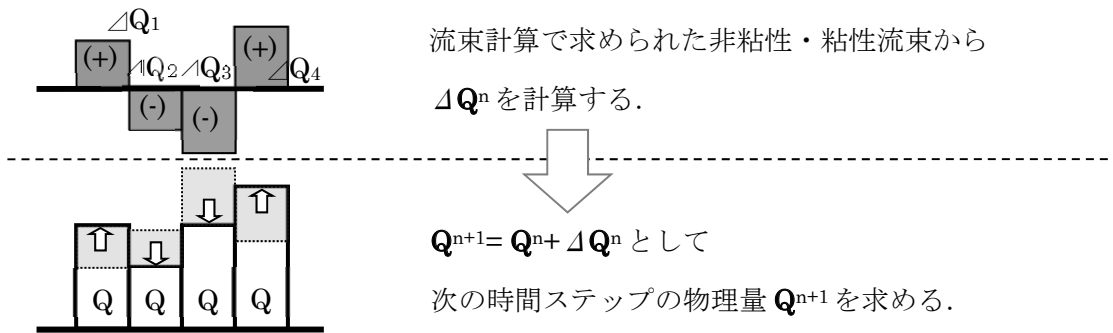


Fig.2.8 陰解法における物理量の時間更新

式(2.2.27)に Euler 陰解法を適用して時間方向の離散化を行うと次式が得られる。

$$\frac{Q_i^{n+1} - Q_i^n}{\Delta t} = -\frac{1}{V_i} \left[\sum_{j(i)} \Delta S_{ij} f(Q)_{ij}^{n+1} - \sum_{j(i)} \Delta S_{ij} g(Q)_{ij}^{n+1} \right] \tag{2.2.42}$$

$$f(Q)_{ij} = F(Q)_{ij} \cdot n_{ij} \quad g(Q)_{ij} = Re^{-1} G(Q)_{ij} \cdot n_{ij}$$

ここで Δt は時間刻み幅を、添え字 n は時間ステップを表わしている。この式においては Q^n を与えて Q^{n+1} を求めるが、 f と g は Q の非線形関数であるので、これらの項をテイラー展開して二次導関数以降を省略し、近似的な線形化を施す。その際、流束 Jacobian $A = \partial f / \partial Q$, $M = \partial g / \partial Q$ を用いる。

$$f(Q)_{ij}^{n+1} = f(Q)_{ij}^n + A_i^n \Delta Q_i^n \quad g(Q)_{ij}^{n+1} = g(Q)_{ij}^n + M_i^n \Delta Q_i^n \tag{2.2.43}$$

$$\Delta Q_i^n = Q_i^{n+1} - Q_i^n \tag{2.2.44}$$

さらに非粘性流束ベクトル f には風上差分と同様の取り扱いをすると、node- i, j 間に関する $n+1$ 時刻での非粘性流束ベクトルは次のようになる。

$$\mathbf{f}(\mathbf{Q})_{ij}^{n+1} = \mathbf{f}(\mathbf{Q})_{ij}^n + (\mathbf{A}_i^+ \Delta \mathbf{Q}_i + \mathbf{A}_j^- \Delta \mathbf{Q}_j)^n \quad (2.2.45)$$

ここで \mathbf{A}^\pm は \mathbf{A} の正の固有値を持つ行列と負の固有値を持つ行列に分割したものである。また、Jacobian \mathbf{M} については、非粘性流束より解へ影響が小さいにも関わらず、その計算コストが大きい。従って、粘性流束 $\mathbf{g}(\mathbf{Q})_{ij}^{n+1}$ については以下の式で評価し、後の(2.2.52)式においてスペクトル分解の際に代替項を加える。

$$\mathbf{g}(\mathbf{Q})_{ij}^{n+1} = \mathbf{g}(\mathbf{Q})_{ij}^n \quad (2.2.46)$$

(2.2.42)式に(2.2.44)~(2.2.46)式を代入して整理すると、

$$\frac{\Delta \mathbf{Q}_i^n}{\Delta t} = -\frac{1}{V_i} \left[\sum_{j(i)} \Delta S_{ij} (\mathbf{f}(\mathbf{Q})_{ij}^n + \mathbf{A}_i^+ \Delta \mathbf{Q}_i^n + \mathbf{A}_j^- \Delta \mathbf{Q}_j^n) - \sum_{j(i)} \Delta S_{ij} \mathbf{g}(\mathbf{Q})_{ij}^n \right] \quad (2.2.47)$$

(2.2.47)式を整理すると、以下のようなになる。

$$\left[\frac{V_i}{\Delta t} \mathbf{I} + \sum_{j(i)} \Delta S_{ij} \mathbf{A}_i^+ \right] \Delta \mathbf{Q}_i^n + \sum_{j(i)} \Delta S_{ij} \mathbf{A}_j^- \Delta \mathbf{Q}_j^n = -\sum_{j(i)} \Delta S_{ij} \{ \mathbf{f}(\mathbf{Q})_{ij}^n - \mathbf{g}(\mathbf{Q})_{ij}^n \} \quad (2.2.48)$$

ここで、 \mathbf{I} は単位行列を表す。流束計算後の時間積分時には、(2.2.48)式の右辺項は既知である。さらに式(2.2.48)の左辺第 2 項の $\sum_{j(i)}$ を下三角行列 $\sum_{j \in L(i)}$ と上三角行列 $\sum_{j \in U(i)}$ のグループに分割すると以下のようなになる。

$$\left[\frac{V_i}{\Delta t} \mathbf{I} + \sum_{j(i)} \Delta S_{ij} \mathbf{A}_i^+ \right] \Delta \mathbf{Q}_i^n + \sum_{j \in L(i)} \Delta S_{ij} \mathbf{A}_j^- \Delta \mathbf{Q}_j^n + \sum_{j \in U(i)} \Delta S_{ij} \mathbf{A}_j^- \Delta \mathbf{Q}_j^n = -\sum_{j(i)} \Delta S_{ij} \{ \mathbf{f}(\mathbf{Q})_{ij}^n - \mathbf{g}(\mathbf{Q})_{ij}^n \} \quad (2.2.49)$$

この式に LU-SGS 法を適用して $\Delta \mathbf{Q}_i^n$ を以下のように二段階に分けて求める。

$$\begin{aligned} \mathbf{RHS} &= -\sum_{j(i)} \Delta S_{ij} \{ \mathbf{f}(\mathbf{Q})_{ij}^n - \mathbf{g}(\mathbf{Q})_{ij}^n \} \\ \mathbf{D} &= \frac{V_i}{\Delta t} \mathbf{I} + \sum_{j(i)} \Delta S_{ij} \mathbf{A}_i^+ \\ \text{第一段階: } \Delta \mathbf{Q}_i^* &= \mathbf{D}^{-1} \left[\mathbf{RHS} - \sum_{j \in L(i)} \Delta S_{ij} \mathbf{A}_j^- \Delta \mathbf{Q}_j^* \right] \\ \text{第二段階: } \Delta \mathbf{Q}_i^n &= \Delta \mathbf{Q}_i^* - \mathbf{D}^{-1} \sum_{j \in U(i)} \Delta S_{ij} \mathbf{A}_j^- \Delta \mathbf{Q}_j^* \end{aligned} \quad (2.2.50)$$

行列 \mathbf{D} は普通、対角行列でないため \mathbf{D}^{-1} を求める演算量は少なくない。そこで \mathbf{D} を近似的に対角行列にすることで \mathbf{D}^{-1} を求める演算を単純な除算に軽減する。そのためにここでは Jameson と Turkel によって提案されたヤコビ行列 \mathbf{A} の分割法^[40]を用いる。

$$\mathbf{A}^{\pm} = \frac{(\mathbf{A} \pm \rho_A \mathbf{I})}{2} \quad (2.2.51)$$

ここで ρ_A は \mathbf{A} のスペクトル半径 $|U|+a$ に係数 χ を掛けたものに、粘性流束ベクトルの Jacobian \mathbf{M} の代替項を加えたものとして次のように書ける.

$$\rho_A = \chi(|U|+a) + 2 \frac{\mu}{\text{Re} \cdot \rho \cdot h} \quad (2.2.52)$$

ここで、 h は node- i, j 間の距離で、 χ は経験上 1.01 の値をとる. 式(2.2.52)の右辺第 2 項が代替項である. (2.2.50)式に(2.2.51)式を代入すると以下のようになる.

$$\begin{aligned} \mathbf{RHS} &= -\sum_{j(i)} \Delta S_{ij} \{ \mathbf{f}(\mathbf{Q})_{ij}^n - \mathbf{g}(\mathbf{Q})_{ij}^n \} \\ \mathbf{D} &= \frac{V_i}{\Delta t} \mathbf{I} + \sum_{j(i)} \Delta S_{ij} \left(\frac{\mathbf{A}_j + \rho_A \mathbf{I}}{2} \right) \\ \text{第一段階: } \Delta \mathbf{Q}_i^* &= \mathbf{D}^{-1} \left[\mathbf{RHS} - \sum_{j \in L(i)} \Delta S_{ij} \left(\frac{\mathbf{A}_j - \rho_A \mathbf{I}}{2} \right) \Delta \mathbf{Q}_j^* \right] \\ \text{第二段階: } \Delta \mathbf{Q}_i^n &= \Delta \mathbf{Q}_i^* - \mathbf{D}^{-1} \sum_{j \in U(i)} \Delta S_{ij} \left(\frac{\mathbf{A}_j - \rho_A \mathbf{I}}{2} \right) \Delta \mathbf{Q}_j^* \end{aligned} \quad (2.2.53)$$

さらに、Jacobian の性質 $\sum_{j(i)} \Delta S_{ij} \mathbf{A} = 0$ [30] から行列 \mathbf{D} は対角化され、

$$\mathbf{D} = \left[\frac{V_i}{\Delta t} + \frac{1}{2} \sum_{j(i)} \Delta S_{ij} \rho_A \right] \mathbf{I} \quad (2.2.54)$$

となる. また、近似的に $\mathbf{A} \Delta \mathbf{Q} \approx \mathbf{f}(\mathbf{Q} + \Delta \mathbf{Q}) - \mathbf{f}(\mathbf{Q}) = \Delta \mathbf{f}$ としてヤコビ行列の演算を省くと、最終的に以下のようになる.

$$\begin{aligned} \mathbf{RHS} &= -\sum_{j(i)} \Delta S_{ij} \{ \mathbf{f}(\mathbf{Q})_{ij}^n - \mathbf{g}(\mathbf{Q})_{ij}^n \} \\ \mathbf{D} &= \left[\frac{V_i}{\Delta t} + \frac{1}{2} \sum_{j(i)} \Delta S_{ij} \rho_A \right] \mathbf{I} \\ \text{第一段階(前進スイープ): } \Delta \mathbf{Q}_i^* &= \mathbf{D}^{-1} \left[\mathbf{RHS} - \frac{1}{2} \sum_{j \in L(i)} \Delta S_{ij} (\Delta \mathbf{f}_j^* - \rho_A \Delta \mathbf{Q}_j^*) \right] \\ \text{第二段階(後退スイープ): } \Delta \mathbf{Q}_i^n &= \Delta \mathbf{Q}_i^* - \mathbf{D}^{-1} \sum_{j \in U(i)} \Delta S_{ij} (\Delta \mathbf{f}_j - \rho_A \Delta \mathbf{Q}_j^*) \\ \Delta \mathbf{f}^* &= \mathbf{f}(\mathbf{Q} + \Delta \mathbf{Q}^*) - \mathbf{f}(\mathbf{Q}) \end{aligned} \quad (2.2.55)$$

・ ベクトル化のためのカラーリング手法について ・

非構造格子で LU-SGS 解法を実現するために最も重要な点は、node- i に隣接する node- j のグループ $\mathcal{J}(i)$ を $L(i)$ と $U(i)$ 、つまり下三角要素と上三角要素に分割する方法である。構造格子法における LU-SGS の演算は、格子点の番号を i, j, k とすると、 $i+j+k = \text{const}$ のハイパー面上の点に対して同時に行われる。その前進スイープでは点 (i, j, k) の計算には、既に計算済みの点 $(i-1, j, k)$ 、 $(i, j-1, k)$ 、 $(i, j, k-1)$ の値で計算され、一方後退スイープでは $(i+1, j, k)$ 、 $(i, j+1, k)$ 、 $(i, j, k+1)$ の値が用いられる。この演算法では、全ての点は下三角要素に属する隣接点 3 つと上三角要素に属する隣接点 3 つを持ち、 L と U の間のバランスがとれている。また、この計算はベクトル化ができ、計算効率の点からも優れている。しかし、非構造格子では格子線がないため、スイープを行うための別の方法を考えなくてはならない。その一つとして、Men'shov らは前進スイープでは node-1 から N まで node 番号に従って行う方法を提案している^[41]。つまり、node- i に対して、 L は $j \in L(i)$ ($\mathcal{J}(i) < i$)、 U は $j \in U(i)$ ($\mathcal{J}(i) > i$) とする。この方法は有効であるが、下・上のバランスが節点の番号付けに大きく依存し、かつベクトル化できない。そこで文献[30]ではセル頂点に対する並べ替えを提案している。この並べ替えにより、下・上のバランスが改善され、かつベクトル演算が可能となる。TAS-code においては、以下のようにまず仮の面を構成し、その後、実際の面を構成するという 2 段階の過程を経ることにより、ハイパー面を構成している。

- (1) 任意の一節点に仮のハイパー面番号 $N_t = 1$ を与える。
- (2) 現在の仮ハイパー面番号を $n_t = 1$ とする。
- (3) 仮のハイパー面番号 $N_t = n_t$ を持つハイパー面に隣接する節点のうち、仮のハイパー面番号を持たない全ての節点に仮のハイパー面番号 $N_t = n_t + 1$ を与える。
- (4) 現在のハイパー面番号を $n_t = n_t + 1$ とする。
- (5) 全ての節点に仮のハイパー面番号が与えられるまで(3)及び(4)を繰り返す。

以上により、仮のハイパー面が構成された。ところで、この仮のハイパー面内には、お互いに隣接する節点が含まれており、このままではベクトル演算ができない。したがって、この仮のハイパー面の中で色分けを行い、実際のハイパー面を構成することによりベクトル演算を可能なものとする。すなわち、

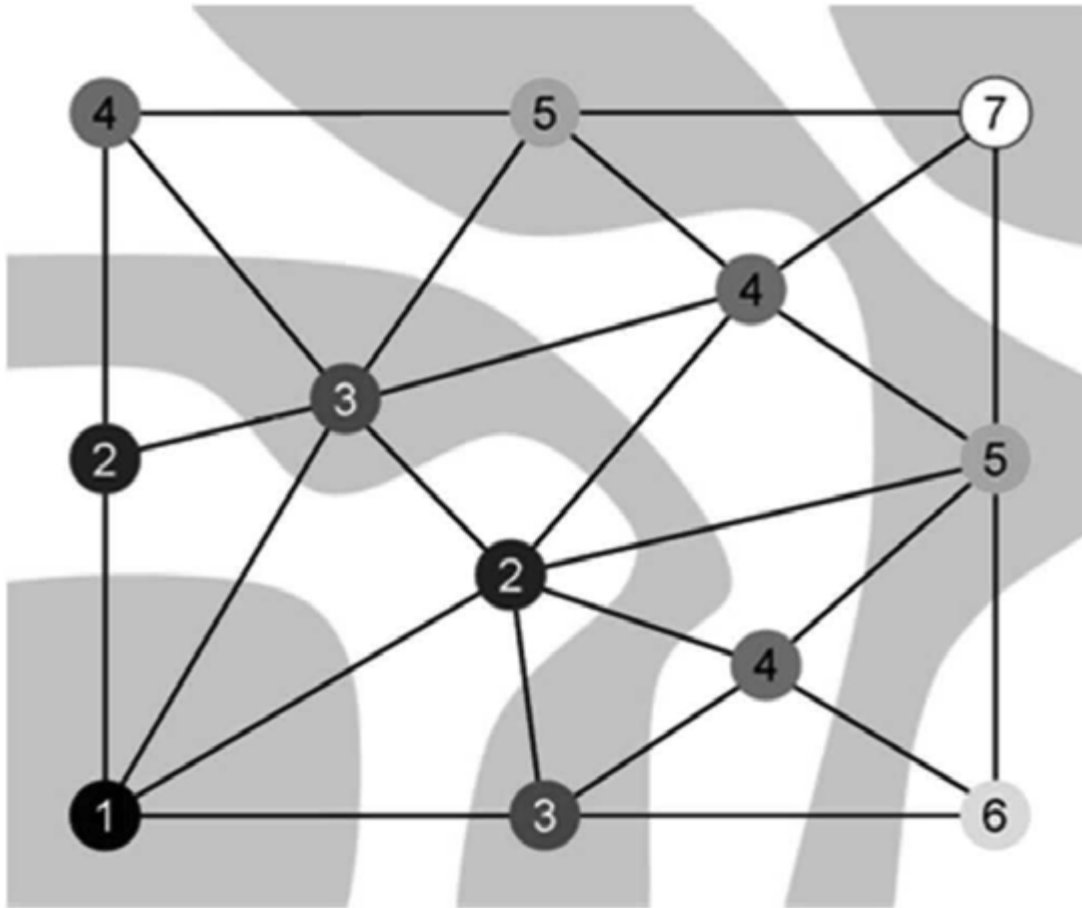


Fig.2.9 非構造格子におけるハイパー面の概略図

- (1) ハイパー面番号カウンター $m_{t-1} = 0$ とする.
- (2) 仮のハイパー面番号 $n_t = 1$ とする.
- (3) 仮のハイパー面番号 $N_t = n_t$ において, 隣接する節点にそれぞれ別の色分け番号 $n_c (=1\sim)$ を与える(Fig.2.9).
- (4) 各節点のハイパー面番号を $N_p = m_{t-1} + n_c$ とする.
- (5) $m_t = m_{t-1} + n_{c,max}$ とする. ただし, $n_{c,max}$ は仮のハイパー面 $N_t = n_t$ における色番号の最大値である.
- (6) 仮のハイパー面番号 $N_t = n_t + 1$ とする.
- (7) 全ての仮のハイパー面番号について(3)及び(6)を繰り返す.

以上により, 同じハイパー面番号を持つ節点については互いに隣接することがなく, ベクトル演算が可能なハイパー面が構成された. このハイパー面は, 同時に LU-SGS 法における下三角形要素と上三角形要素への分離にもなっていることに注意されたい. 今, ある node i がハイパー面番号 $N_p(i)$ を持つとする. この時, 隣接する node j が持つハイパー面番号 $N_p(j)$ が $N_p(i) > N_p(j)$ で

あれば $\text{node-}j$ は $\text{node-}i$ の下三角形要素 $j \in L(i)$ であり, $N_p(i) < N_p(j)$ であれば, 上三角形要素 $j \in U(i)$ であるとすれば良い. この関係を改めてまとめると, 式(2.2.54)となる.

$$\begin{aligned} j \in L(i) & \quad ,\text{if } N_p(j) < N_p(i) \\ j \in U(i) & \quad ,\text{if } N_p(j) > N_p(i) \end{aligned} \quad (2.2.56)$$

これにより, 前進スイープではハイパー面番号 1 からハイパー面番号最大の方向にスイープを行い, 後退スイープでは逆に, ハイパー面番号最大からハイパー面番号 1 に向かってスイープを行うことで非構造格子に対する LU-SGS 法が実現される.

実際のプログラミング上, 前進(後退)スイープは, あるハイパー面に属する $\text{node-}i$ についてではなく, そのハイパー面に属する $\text{node-}i$ とその節点について下三角形(上三角形)要素である節点 $j \in L(i)$ ($j \in U(i)$) を結ぶ辺 ed について DO ループが構成される. $\text{node-}i$ についてのループでは, その $\text{node-}i$ を含む辺 ed , その辺の他端の $\text{node-}j$ と二段階のインデックス参照になるのに対して, 辺 ed のループでは両端の $\text{node-}i$ 及び j を直接インデックス参照することが可能だからである. このため, 以下の式(2.2.57), (2.2.58)で与えられるような色番号 m_c が辺に対して定義される. 即ち, 前進スイープでは, 辺 ed の両端の $\text{node-}i$ 及び j が持つ二つのハイパー面番号 $N_p(i)$ 及び $N_p(j)$ のうち, 大きい方のハイパー面番号がその辺の色番号 m_c となり, 後退スイープでは, 小さい超平面番号が色番号 m_c となる. そして, 同じ色番号 m_c を持つ辺が同時に演算される.

(1) 前進スイープ

$$\begin{aligned} m_c &= N_p(k) \\ k &= \begin{cases} i & ,\text{if } N_p(i) > N_p(j) \\ j & ,\text{if } N_p(i) < N_p(j) \end{cases} \end{aligned} \quad (2.2.57)$$

(2) 後退スイープ

$$\begin{aligned} m_c &= N_p(k) \\ k &= \begin{cases} i & ,\text{if } N_p(i) < N_p(j) \\ j & ,\text{if } N_p(i) > N_p(j) \end{cases} \end{aligned} \quad (2.2.58)$$

以上により, 非構造格子に適用可能であり, かつベクトル化可能な LU-SGS 法が構成された. ただし, ここで注意しなければならないのは, 以上のようなハイパー面の構成によってベクトル化の障害となる再帰参照を回避できるのは, LU-SGS 法の最終形である式(2.2.55)の両辺に含まれる ΔQ^* (前進スイープの場合)及び ΔQ_m (後退スイープの場合)の関係においてのみということである.

2.9 ジェット排気境界条件

ジェット排気の模擬には, Fig.2.10 に示す境界面(ノズル入口)に一様流との総圧比と総温比を与

える。以下にその導出方法を示す。

まず、境界面における総圧を $p_{t,inlet}$ 、総温を $T_{t,inlet}$ とする。ここで、これらの量は既知であり、これらの値から境界条件値 $\mathbf{q}_R = [\rho_R, u_R, v_R, w_R, p_R]^T$ を求める。マッハ数を計算内部領域から外挿すると、

$$M_R = \frac{\sqrt{u_L^2 + v_L^2 + w_L^2}}{\sqrt{\gamma \cdot p_L / \rho_L}} \quad (2.2.59)$$

また等エントロピー関係式より、

$$\frac{T_{t,inlet}}{T_R} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_R^2 \quad (2.2.60)$$

$$\frac{p_{t,inlet}}{p_R} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_R^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (2.2.61)$$

式(2.2.60)、(2.2.61)を変形することにより、

$$T_R = T_{t,inlet} / \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_R^2 \right) \quad (2.2.60)'$$

$$p_R = p_{t,inlet} / \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_R^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (2.2.61)'$$

が得られる。ここで、密度は完全気体の状態方程式 $p = \rho RT$ より求まる。すなわち、TAS-code においては次式で表わされる。

$$\rho_R = \frac{p_R}{T_R} \quad (2.2.62)$$

さらに、

$$\begin{cases} u_R = M_R \cdot \sqrt{\gamma T_R} \\ v_R = 0 \\ w_R = 0 \end{cases} \quad (2.2.63)$$

となり \mathbf{q}_R が求まる。なお外挿の方法については Fig. 2.10 の左の図を参照のこと。

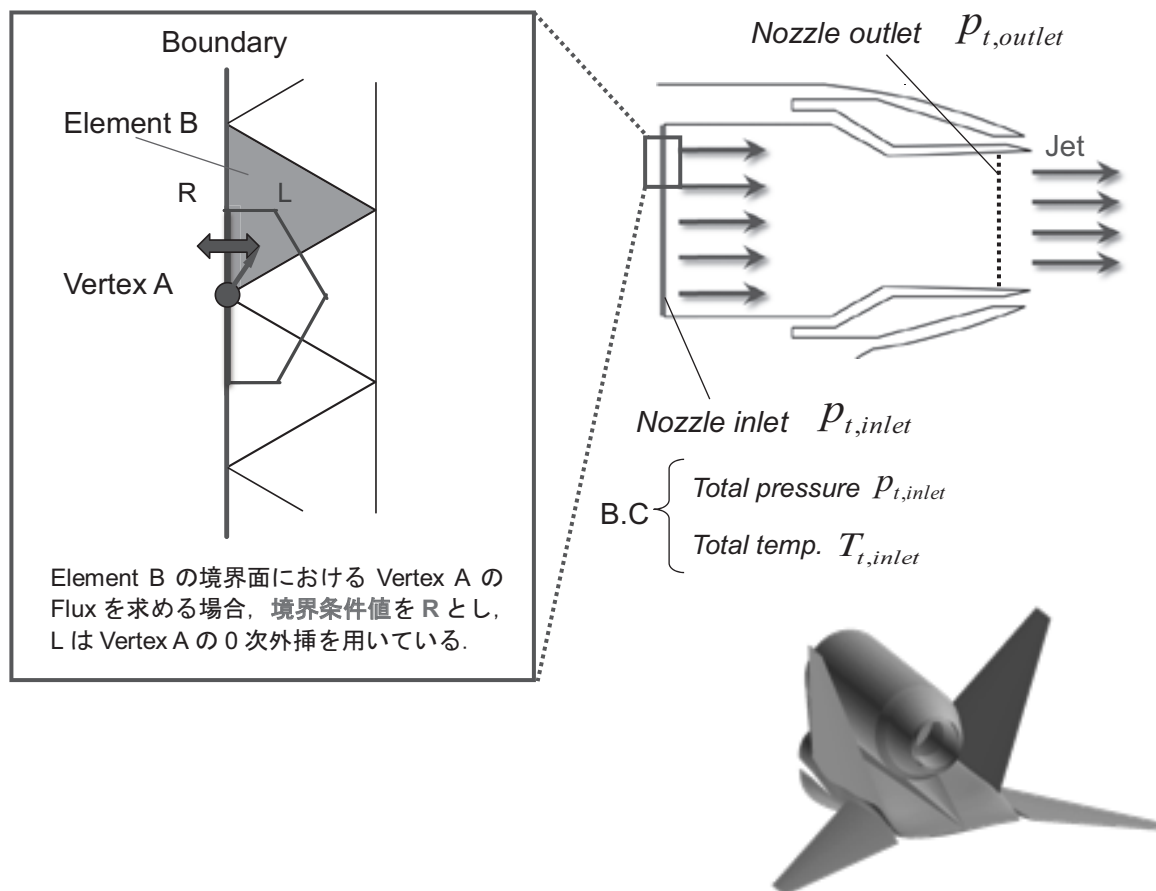


Fig.2.10 TAS-code におけるジェット排気境界条件

2.10 乱流モデル

流れが乱流になると平均流中における歪みが増大するため流体塊が層流よりも大きくなり、それらが分裂と干渉を繰り返しながら熱エネルギーに散逸する。これらを正確に解像するには DNS(Direct Numerical Simulation)が用いられるが、必要な格子点数が流れ場のレイノルズ数の 9/4 乗に比例して増加するため、高レイノルズ数流れでは莫大な数の格子点が必要となってしまう、計算機資源などの制限から適用は未だ低レイノルズ数流れの場合に限られている。RANS(Reynolds-Averaged-Navier-Stokes)による数値計算ではその名前の通り支配方程式に対して空間的、時間的な平均化を行なっているため、摂動項として表わされる乱流応力項と乱流熱流束項に対して物理モデルが必要とされる。そこで乱流モデルを用いる必要が生じる。本研究における圧縮性 Navier-Stokes 計算に用いた乱流モデルは、Spalart-Allmaras の 1 方程式モデル(S-A モデル)^[42-44]、および Shear Stress Transport 2 方程式モデル(SST モデル)^[45]である。

- Spalart-Allmaras (S-A) 1 方程式モデル -

S-A モデルにおいて渦動粘性係数 ν_t は以下のように定義される.

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{v1}, \quad f_{v1} = \chi^3 / (\chi^3 + C_{v1}^3), \quad \chi = \tilde{\nu} / \nu \quad (2.2.64)$$

ここで ν は動粘性係を表し $\nu = \tilde{\mu} / \tilde{\rho}$ である. $\tilde{\nu}$ は渦粘性に類似した作業変数で, 以下の輸送方程式を満足する.

$$\frac{D\tilde{\nu}}{Dt} = C_{b1} [1 - f_{t2}] \tilde{S} \tilde{\nu} + \frac{1}{\sigma} [\nabla \cdot (\nu + \tilde{\nu}) \nabla \tilde{\nu} + C_{b2} (\nabla \tilde{\nu})^2] - \left[C_{w1} f_w - \frac{C_{b1}}{k^2} f_{t2} \right] \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 + f_{t1} \Delta U^2 \quad (2.2.65)$$

上式において右辺第 1 項は生成項, 第 2 項は拡散項, 第 3 項は崩壊項, 第 4 項は遷移項である.

生成項 \tilde{S} は以下の式で表わされる.

$$\tilde{S} \equiv S + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2}, \quad S = |\omega|, \quad f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 - \chi f_{v1}} \quad (2.2.66)$$

ω は渦度, d は格子点から最も近い壁までの距離, κ は Karman 定数である.

f_w は破壊関数と呼ばれ, 距離 d の関数として次のように表わされる.

$$f_w = g \left[\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right]^{\frac{1}{6}}, \quad g = r + C_{w2} (r^6 - r), \quad r \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} \kappa^2 d^2} \quad (2.2.67)$$

r が大きくなると f_w は一定値に近づくので, r は 10 程度で打ち切る. $\tilde{\nu}$ の壁での条件は 0 である. また, 本来境界層外縁で $\tilde{\nu}$ は 0 であるが実際の計算では数値誤差により境界層端で負にもなり得るため, 本計算としては 0.1 を初期条件の値として与えて計算を行なう. 生成項中の f_{t2} と遷移項中の f_{t1} のトリップ関数は以下の式で定義される.

$$\begin{aligned}
 f_{t2} &= C_{t3} \exp(-C_{t4} \chi^2) \\
 f_{t1} &= C_{t1} g_t \exp\left(-C_{t2} \frac{\omega_t^2 (d_t^2 + g_t^2 d_t^2)}{\Delta U^2}\right)
 \end{aligned}
 \tag{2.2.68}$$

ここで d_t は計 3 点から壁上のトリップ点までの距離である。 ω_t はトリップ点での渦度、 ΔU は計算点とトリップ点での速度差のノルムである。 また g_t は次のように選ばれる。

$$g_t = \min\left(0.1, \frac{\Delta U}{\omega_t \Delta x_t}\right)
 \tag{2.2.69}$$

Δx_t はトリップ点での壁に沿う方向の格子間隔である。渦粘性はトリップ点で効き始め徐々に流れ場に広がっていく。ただし TAS-code 中においては f_{t2} 、 f_{t1} らの項は省略され、全流れ場において乱流(全面乱流)であると仮定して数値計算を行なっている。これによって全計算領域において渦粘性が付加されてしまうが、S-A モデルにおいては壁面からの距離を変数としているために壁面近傍の境界層付近の領域に渦粘性の大きな領域が集中し、それより遠方の領域にはほとんど影響を及ぼさないため流れ場全体における誤差は大きくない。

以上の式で使用された定数は以下の通りである。

$$\begin{aligned}
 C_{b1} &= 0.1355, \quad \sigma = 2/3, \quad C_{b2} = 0.622, \quad \chi = 0.41 \\
 C_{w1} &= \frac{C_{b1}}{\kappa^2} + \frac{1+C_{b1}}{\sigma}, \quad C_{w2} = 0.3, \quad C_{w3} = 2, \quad C_{v1} = 7.1 \\
 C_{t1} &= 1, \quad C_{t2} = 2, \quad C_{t3} = 1.1, \quad C_{t4} = 2
 \end{aligned}
 \tag{2.2.70}$$

全面乱流を仮定して TAS-code で用いられる輸送方程式は以下のように表わされる。

$$\frac{D\tilde{v}}{Dt} = C_{b1} \tilde{S} \tilde{v} + \frac{1}{\sigma} \left[\nabla \cdot (\nu + \tilde{\nu}) \nabla \tilde{v} + C_{b2} (\nabla \tilde{v})^2 \right] - C_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{v}}{d} \right)^2
 \tag{2.2.71}$$

この輸送方程式を支配方程式である Navier-Stokes 方程式と同時に解けるように無次元化を施すと以下のようなになる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} Q_t dV + \int_{\partial\Omega} \left(F_t - \frac{1}{\text{Re}} \mathbf{G}_{t1} \right) \cdot \mathbf{n} dS - \frac{C}{\text{Re}} \int_{\partial\Omega} \mathbf{G}_{t2} \cdot \mathbf{n} dS = \int_{\Omega} W dV \quad (2.2.72)$$

ここで

$$Q_t = \rho \tilde{v}, \quad F_t = \rho \tilde{v} V, \quad \mathbf{G}_{t1} = \frac{\rho}{\sigma} [V + (1 + C_{b2}) \tilde{v}] \nabla \tilde{v}, \quad \mathbf{G}_{t2} = \nabla \tilde{v}, \quad C = C_{b2} \frac{\rho}{\sigma} \tilde{v}$$

$$W = \rho \left[C_{b1} \tilde{S} \tilde{v} - \frac{1}{\text{Re}} C_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{v}}{d} \right)^2 \right] \quad (2.2.73)$$

ただし無次元化された場合 \tilde{S} , r はそれぞれ以下のようになる.

$$\tilde{S} = |\omega| + \frac{\tilde{v}}{\text{Re} \kappa^2 d^2} f_{v2}, \quad r = \frac{\tilde{v}}{\text{Re} |\omega| \kappa^2 d^2 + \tilde{v} f_{v2}} \quad (2.2.74)$$

拡散項ベクトル \mathbf{G}_{t1} , \mathbf{G}_{t2} 中の勾配は Volume Average 法を用いて各物理量と同様に式(2.2.36)から求められる.

実際に数値計算を行なう場合, 計算空間に一様にある初期値を与えて収束を促す. この場合その値は無次元数で $\tilde{v}_{initial} = 0.1$ である.

- Shear Stress Transport (SST) 2 方程式モデル -

Menter によって提案された SST モデルは, 物体近傍では $k-\omega$ モデル, 物体から離れた部分は $k-\varepsilon$ モデルを適用できるように混合関数を介して組み合わされた乱流モデルである. これは Menter の研究成果から物体近傍で $k-\omega$ モデルが, 物体から離れた部分は $k-\varepsilon$ モデルが比較的精度良く現象を再現できるという事実に基づいている. SST モデルは $k-\omega$ モデルを基本としているため, 求める変数は乱流エネルギー k と比散逸率 ω である. SST モデルの輸送方程式は以下のように表わされる.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \mathbf{Q}_{k\omega} dV + \int_{\partial\Omega} [\mathbf{F}(\mathbf{Q}_{k\omega}) - \mathbf{G}(\mathbf{Q}_{k\omega})] \cdot \mathbf{n} dS = \int_{\Omega} \mathbf{P}_{k\omega} dV \quad (2.2.75)$$

$$\mathbf{Q}_{k\omega} = \begin{bmatrix} \rho k \\ \rho \omega \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F}(\mathbf{Q}_{k\omega}) = \begin{bmatrix} \rho u k \\ \rho u \omega \end{bmatrix} \mathbf{i} + \begin{bmatrix} \rho v k \\ \rho v \omega \end{bmatrix} \mathbf{j} + \begin{bmatrix} \rho w k \\ \rho w \omega \end{bmatrix} \mathbf{k}, \quad \mathbf{G}(\mathbf{Q}_{k\omega}) = \begin{bmatrix} \tau_{kx} \\ \tau_{\omega x} \end{bmatrix} \mathbf{i} + \begin{bmatrix} \tau_{ky} \\ \tau_{\omega y} \end{bmatrix} \mathbf{j} + \begin{bmatrix} \tau_{kz} \\ \tau_{\omega z} \end{bmatrix} \mathbf{k}$$

$$\tau_{kx} = (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x}, \quad \tau_{ky} = (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial y}, \quad \tau_{kz} = (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial z}$$

$$\tau_{\omega x} = (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x}, \quad \tau_{\omega y} = (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial y}, \quad \tau_{\omega z} = (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial z}$$

$$\mathbf{P}_{k\omega} = \begin{bmatrix} P_k - D_k \\ P_\omega \end{bmatrix}, \quad P_k = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad D_k = \beta^* \rho \omega k \tag{2.2.76}$$

$$P_\omega = \frac{\zeta}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}$$

$$\tau_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}$$

壁面近傍領域($k-\omega$ モデル)での式およびの定数は以下のとおりである。

$$\sigma_k = 0.85, \quad \sigma_\omega = 0.5, \quad \beta = 0.075, \quad \beta^* = 0.09, \quad \zeta = \beta / \beta^* - \sigma_\omega \kappa^2 / \sqrt{\beta^*}, \quad \kappa = 0.41 \tag{2.2.77}$$

壁面から離れた領域($k-\varepsilon$ モデル)での式およびの定数は以下のとおりである。

$$\sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\omega = 0.856, \quad \beta = 0.0828, \quad \beta^* = 0.09, \quad \zeta = \beta / \beta^* - \sigma_\omega \kappa^2 / \sqrt{\beta^*}, \quad \kappa = 0.41 \tag{2.2.78}$$

今、 ϕ_1 を壁面近傍領域($k-\omega$ モデル)の定数、 ϕ_2 を壁面から離れた領域($k-\varepsilon$ モデル)の定数とすると、SSTモデルの定数は以下の式となる。

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \tag{2.2.79}$$

関数 F_1 (混合関数)は式(2.2.80)で定義される。

$$F_1 = \tanh \left(\left(\min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4 \rho \sigma_\omega k}{CD_{k\omega} y^2} \right) \right)^4 \right) \tag{2.2.80}$$

$$CD_{k\omega} = \max\left(2\rho\sigma_\omega \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial y} \frac{\partial \omega}{\partial y}, 10^{-20}\right) \quad (2.2.81)$$

ここで y は壁面からの距離であり, SSTモデルにおいてはS-Aモデル同様距離計算が必要である.
渦動粘性係数 ν_t は以下の式(2.2.82)のように定義される.

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)} \quad (2.2.82)$$

式(2.2.82)の Ω は渦度の絶対値であり, F_2 は以下の式(2.2.83)で定義される.

$$F_2 = \tanh\left[\max\left(2 \frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega}\right)\right] \quad (2.2.83)$$

壁面の境界条件は以下のとおりである.

$$\omega_{wall} = 10 \frac{6\nu}{\beta_1 (\Delta y)^2}, \quad k_{wall} = 0 \quad (2.2.84)$$

第3章 尾翼排気干渉風洞試験

1. 概要

第3章では尾翼排気干渉風洞試験の説明を行う。本研究における解析はこの風洞試験との比較を行っている。そのため、第4章で述べるCFD解析結果との比較の際の理解に役立つことを願い、ここでは風洞試験で用いられた風洞および模型について、ジェット排気模擬の方法、ノズル内圧力の計測方法および、模型支持装置の影響等について説明する。

2. S3TD2 次形態尾翼排気干渉風洞試験

JAXA で進められているS3TD計画において開発されるS3TDは、ソニックブームに対するエンジン部の影響の遮断効果や離着陸飛行時の騒音低減を考慮してナセルが機体の上方に配置されている(Fig.3.1)^[46]。このようなナセルの配置においては、ジェット排気が尾翼や胴体後部および、その周辺の流れ場に干渉することで、機体の空力特性にどのような影響を及ぼすのかを把握することが重要となる。そこでこの計画の初期段階における検討作業として、JAXA 研究開発本部6.5×5.5低速風洞で尾翼排気干渉風洞試験が行われた(Fig.3.2)。この風洞試験の目的は、

- (1) ジェット排気の影響も含めた風洞試験技術の確立
- (2) エンジンからのジェット排気が周りの流れ場に及ぼす空力干渉効果の把握
- (3) 機体／推進系統合CFD解析技術確立の為の精度検証用のデータの取得

である。本風洞試験に関する結果等については文献^[16-18]に詳しく記載されているため、ここではCFD解析結果と風洞試験の結果を比較する際に必要となる情報に特化して記載した。



Fig.3.1 静粛超音速研究機[46]



Fig.3.2 尾翼排気干渉風洞試験の様子[18]

3. 風洞試験模型

風洞試験において用いられたモデルは S3TD2 次形態の 12% 模型である。Fig.3.3 に概要図と寸法を示す。この模型においてインテーク部分はフェアリングにより覆われている。これは、後述するようにこの風洞試験においては、ジェット排気を模擬するために高压タンクから空気を送り込む方法が用いられたことによる。そのため、本研究における CFD 解析においてもインテークの模擬はされていない。模型は主翼とノズルを含む前胴部と、水平尾翼、双垂尾翼、ナセル後部を含む後部胴体で構成されている。前胴部は模型支持装置で固定されており、後部胴体は内挿天秤にのみ支持されている。ここで、ノズルは前胴部に固定されているため、ジェットによる推力は後部胴体に伝わらないようになっている。CFD において空力係数を算出する際にもノズル内部は積分範囲から除外している。外部流が隙間から入り込まないように、また、高压の空気がノズルから漏れないように前胴部と後部胴体の分離部はラビリンスシールでシールドが施されている。さらに、この模型の大きさは高压タンクからの供給可能な空気の流量制限により決定された。すなわち、この風洞試験では離着陸時における推力を十分にカバーできる範囲のジェットの流量となっている。

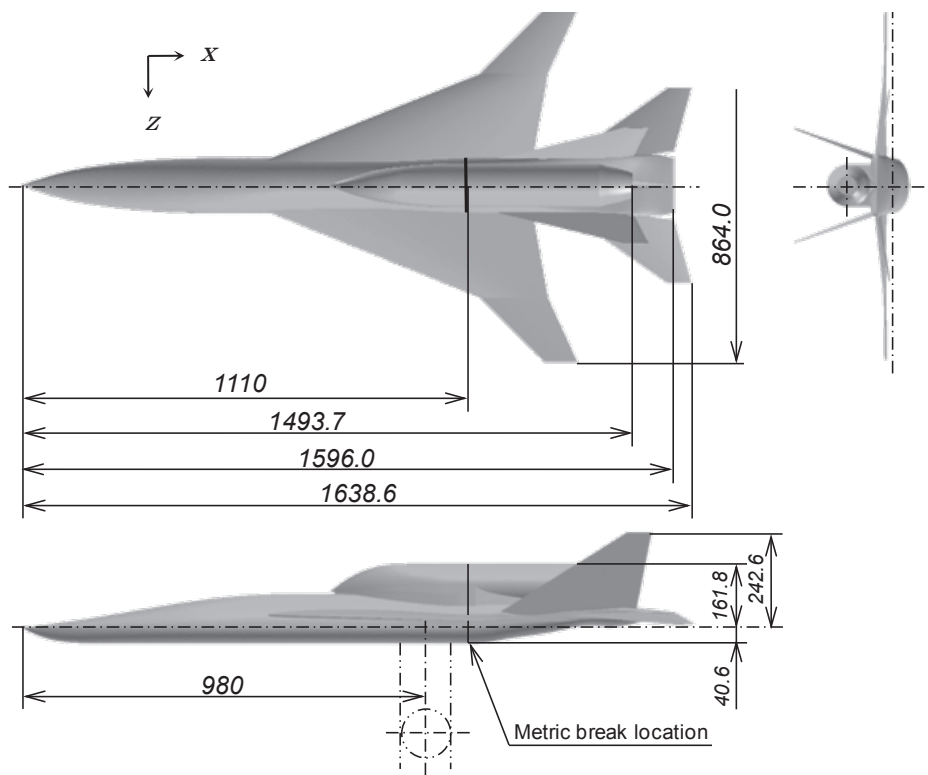


Fig.3.3 S3TD2 次形態 12%模型概要図

4. ジェット排気の模擬

次に風洞試験におけるジェット排気の模擬方法について述べる。Fig.3.4 は風洞試験装置を表している。まず、高圧タンクから高圧の空気が供給される。高圧の空気は流量制御装置により流量を調整された後に模型支持装置内部を経て模型内部に設置されたノズルに供給される。なお、模型支持装置は高圧空気用供給パイプとなっているほか、ノズル前方にはチョークバルブが取り付けられており、上流側の流れの3次元性は除去されるようになっている。ノズルに供給された高圧の空気はジェット排気として風洞計測部分に噴出される。

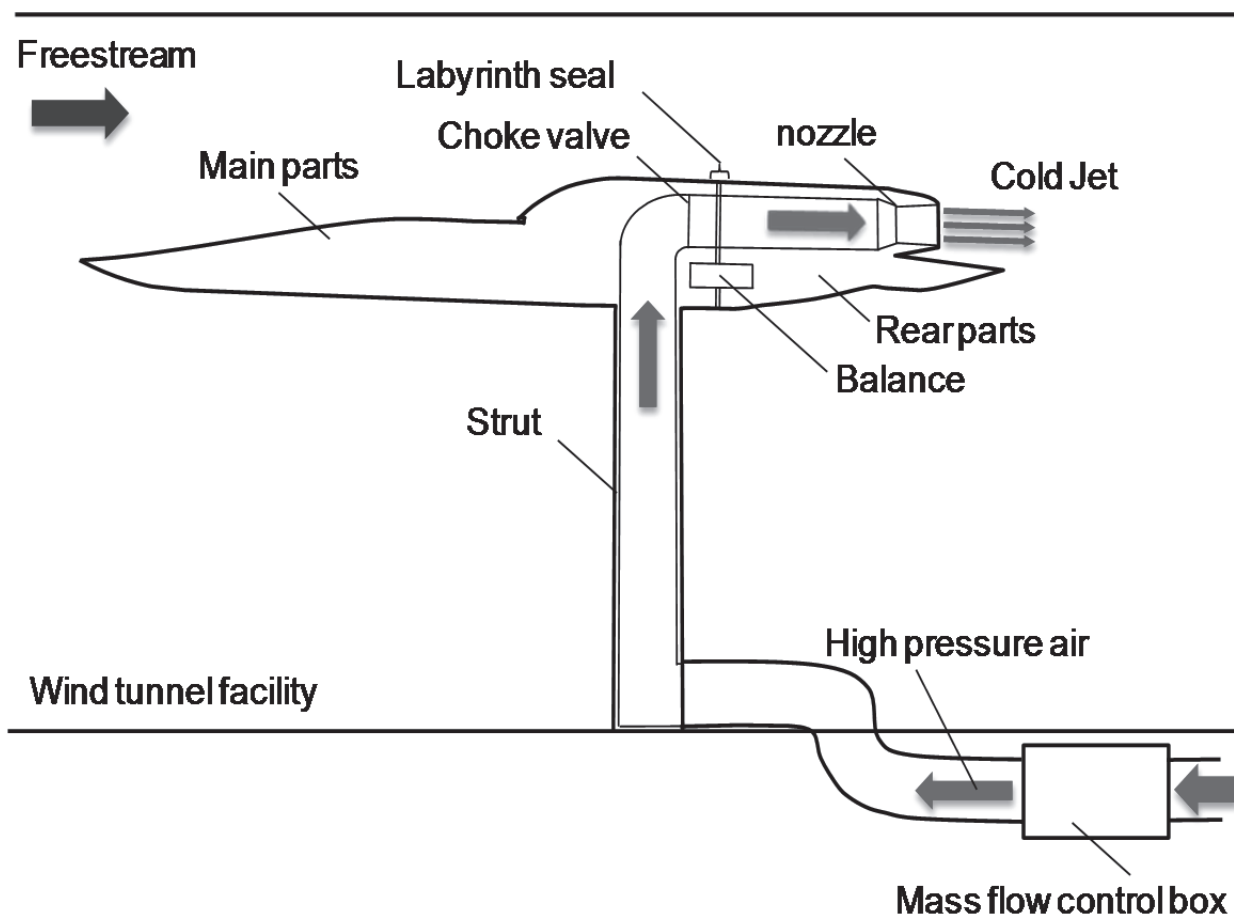


Fig.3.4 尾翼排気干渉風洞施設概要

5. 圧力計測位置

風洞試験における表面圧力の計測位置のうち、CFD 解析結果と比較する際に用いた断面を Fig.3.5 に示す。また、ノズル内の圧力の計測位置については Fig.3.6 に示すとおりである。本風洞試験において計測されたノズル内の計測位置はノズル前方の総圧と静圧の4点、および総温で

ある。さらに、ノズル出口においては静圧 4 点も計測されている。一方、ノズル出口では総圧は直接計測されていない。計測されたノズル前方の総圧値から事前に行われたノズル単体の校正試験の結果を用いることによりノズル出口総圧が求められている。なお、この校正試験ではノズル出口の総圧管圧力が計測されており、ノズル出口静圧 4 点やノズル前方の総圧、静圧 4 点はすべて風洞試験と同じ位置で計測されている。この試験結果からノズル前方総圧とノズル出口の総圧管圧力の関係が分かる。次の総圧管の前方には離脱衝撃波があるため、レイリーの総圧管式を用いてノズル出口総圧が求まる。これによりノズル前方総圧とノズル出口総圧の関係が得られる。

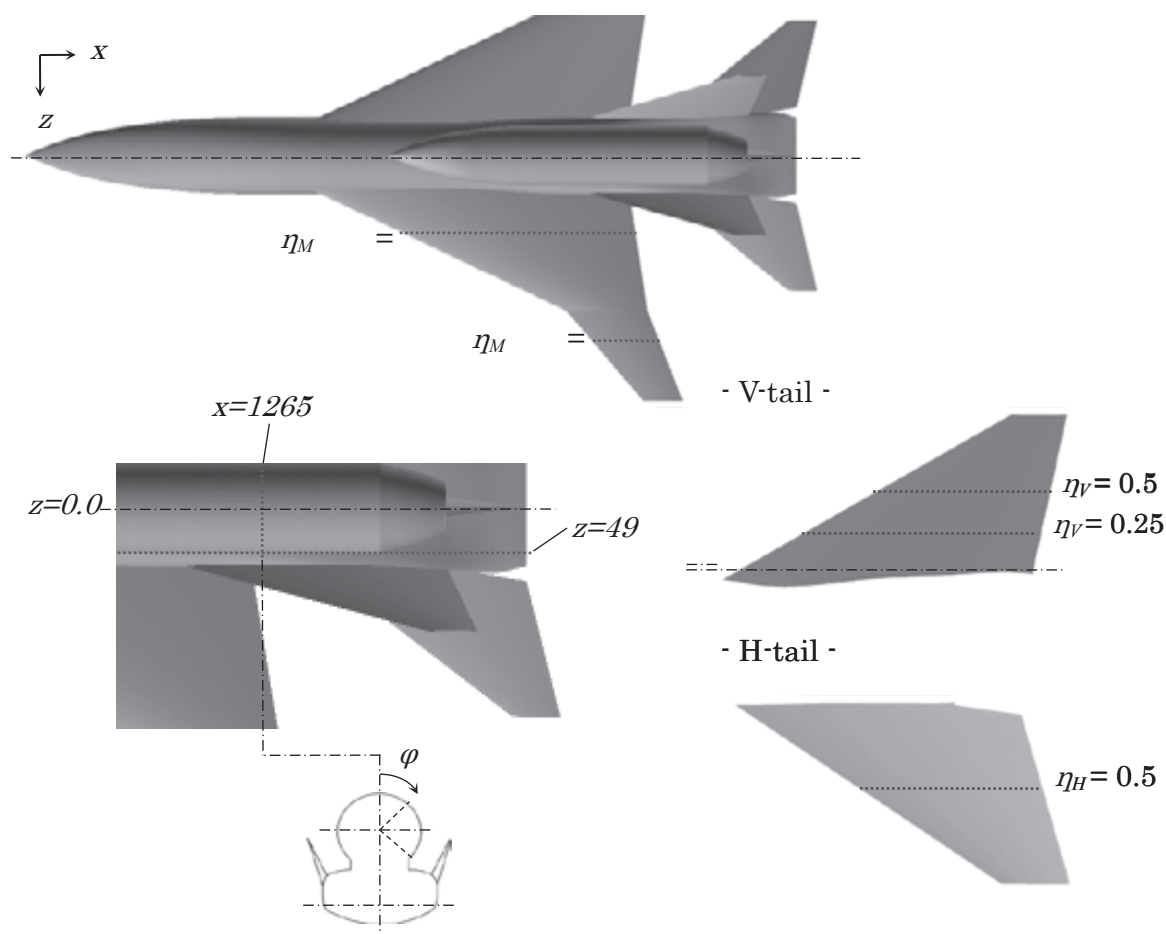


Fig.3.5 圧力計測位置

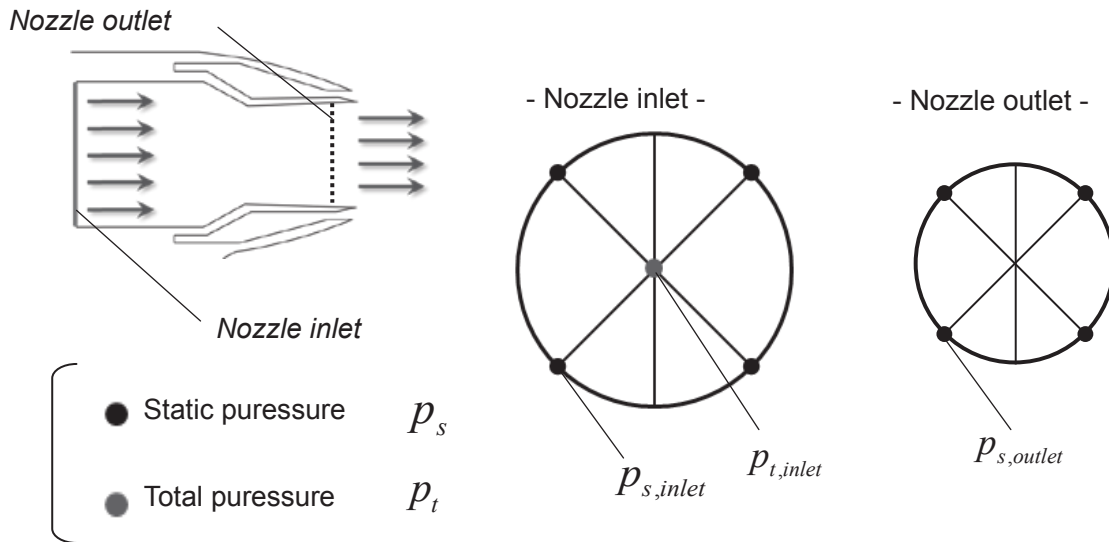


Fig.3.6 ノズル内圧力計測位置

6. 模型支持装置の影響

風洞試験では模型を支えエンジンノズルへ高圧の空気を送り込むために胴体の下部に模型支持装置が配置されていた。そのため、後部胴体下面の計測値は支持部の影響を受けていると考えられる。これに対して本研究において CFD 解析を行う際に用いたモデルは模型支持装置が取り付けられていない。ここでは風洞試験での模型支持装置の影響を考慮に入れ、得られた計測値の補正を試みる。計測値の補正には CFD 解析の結果を用いており、以下に補正方法について詳しく述べる。

補正を行った範囲は Fig.3.7 の青色で示した範囲である。Fig.3.7 から分かるように前方に模型支持装置(赤丸で示した部分)が配置されている。Fig.3.8 は排気部の局所細分化を施した E.F 格子を用いて CFD 解析された $Z = 0.0$ 断面での後部胴体下面の C_p 分布である。E.F 格子については第 4 章で詳しく説明する。Fig.3.8 より、後部胴体下面では Jet-On/Off による流れ場の変化はごくわずかであることが分かる。ジェットの有無による差は最大でも $\Delta C_p = 0.015$ 程度であった。そこで Jet-Off の時の CFD によって得られた後部胴体下面のデータを用いて計測値の補正を行う。まず、得られた計測値から Fig.3.7 の青色で示す後部胴体下面において $C_p = 0$ とした。次に補正量として CFD により得られた後部胴体下面のデータを加えた。補正量、及び補正後の後部胴体における空力係数 C_L , C_D を Table 3.1 に示す。本研究では、この補正された空力係数の値を用いて CFD 解析結果との比較を行う。

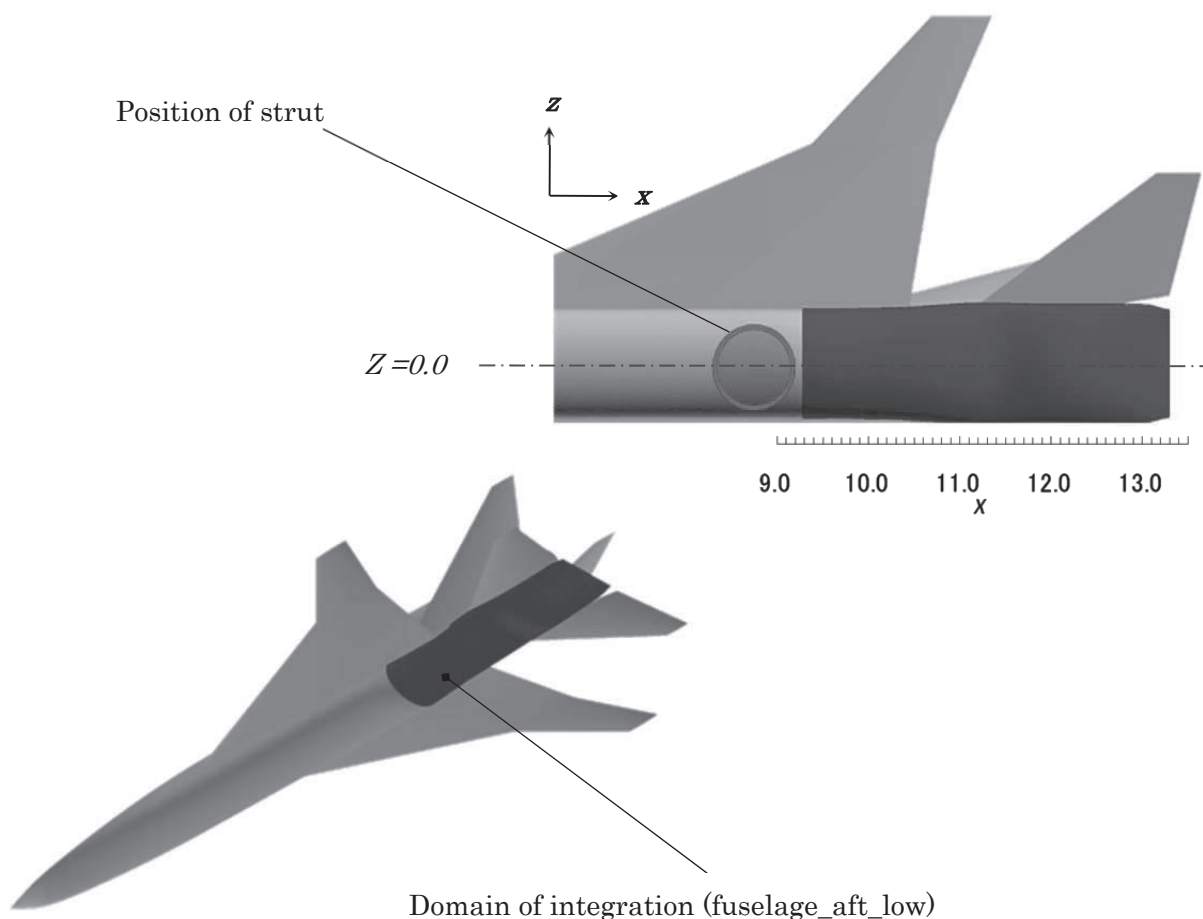


Fig.3.7 CFD による補正の範囲

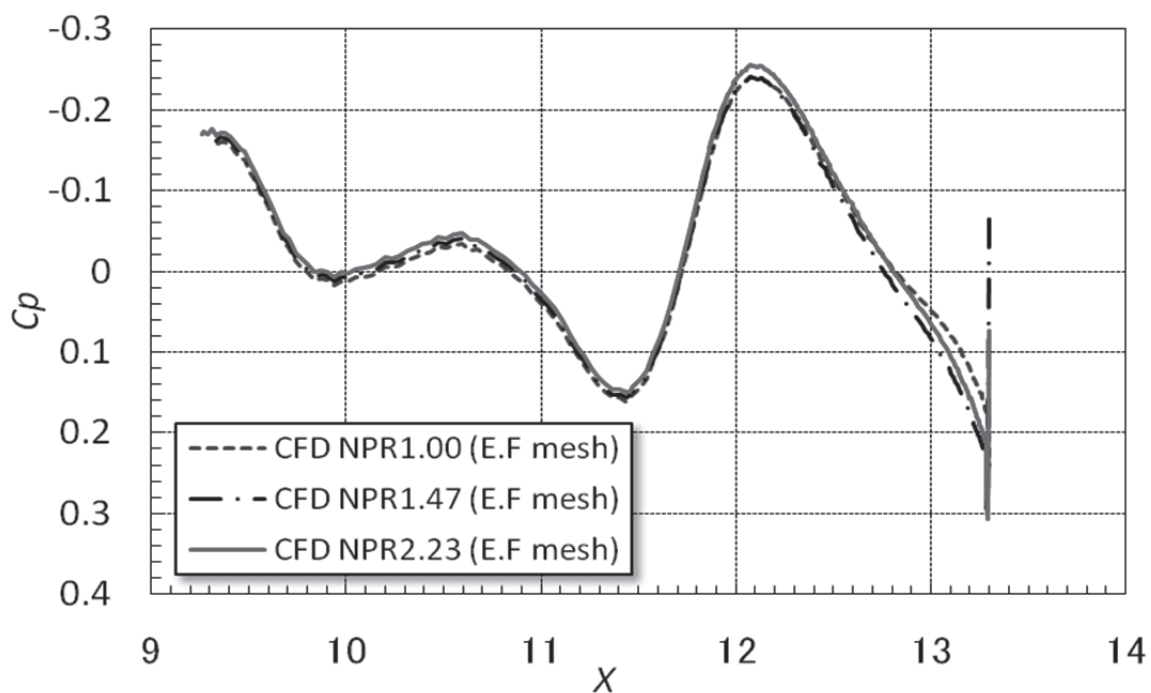


Fig.3.8 後部胴体下面の C_p 分布 ($z = 0.0$)

Table 3.1 補正量と補正值

NPR	CFD 補正量		WTT 補正值	
	ΔC_L	ΔC_D	C_L	C_D
1.00	-0.0084	0.0006	0.0068	0.0152
1.03	-0.0084	0.0006	0.0169	0.0175
1.17	-0.0084	0.0006	0.0254	0.0203
1.32	-0.0084	0.0006	0.0300	0.0219
1.47	-0.0084	0.0006	0.0321	0.0227
1.70	-0.0084	0.0006	0.0311	0.0227
1.85	-0.0084	0.0006	0.0305	0.0227
2.23	-0.0084	0.0006	0.0304	0.0226

第4章 計算結果と考察

1. 概要

第3章では JAXA で行われた尾翼排気干渉低速風洞試験について説明したが、本章ではその条件下で CFD 解析を行った結果を示し、格子解像度、数値計算法、乱流モデルの違いが空力特性の予測にどの程度の影響を及ぼすかの比較を行う。さらに、模型支持装置が流れ場に与える影響についても CFD 解析の結果を基に考察していく。

2. 解析対象

解析対象は JAXA の尾翼排気干渉低速風洞試験と同様、S3TD2 次形態にインテークフェアリングを配置した形状である。Fig.4.1 に解析対象として用いた S3TD2 次形状を示す。なお、風洞試験では模型を支えエンジンノズルへ高圧の空気を送り込むために胴体の下部に模型支持装置が配置されていたが、本研究では模型支持装置を含めずに解析を行った結果及び、支持装置を含めて解析を行った結果を示す。模型支持装置を含めずに解析を行った結果については、前述のとおりその影響を考慮に入れて補正された風洞試験値との比較を行っている。

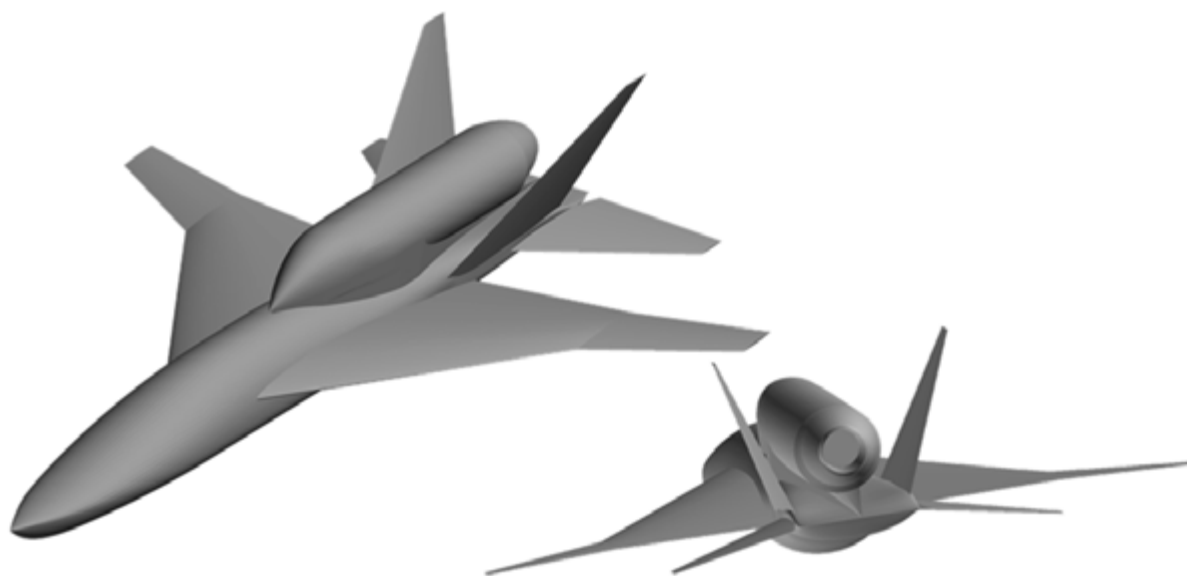


Fig.4.1 S3TD2 次形態概略図

3. 解析格子

解析に用いた格子は、四面体、プリズム、ピラミッドからなるハイブリッド非構造格子である。第2章で述べたように格子生成には MEGG3D を用いた。Fig.4.2 に計算格子を示す。外部境界の大きさは機体全長の 30 倍の半球としており、機体全長の 1.5 倍の小さな半球内は格子解像度が高

くなるように格子を生成している。また、機体の近傍には境界層の影響を考慮し、プリズム層を30層挿入している(Fig.4.3).

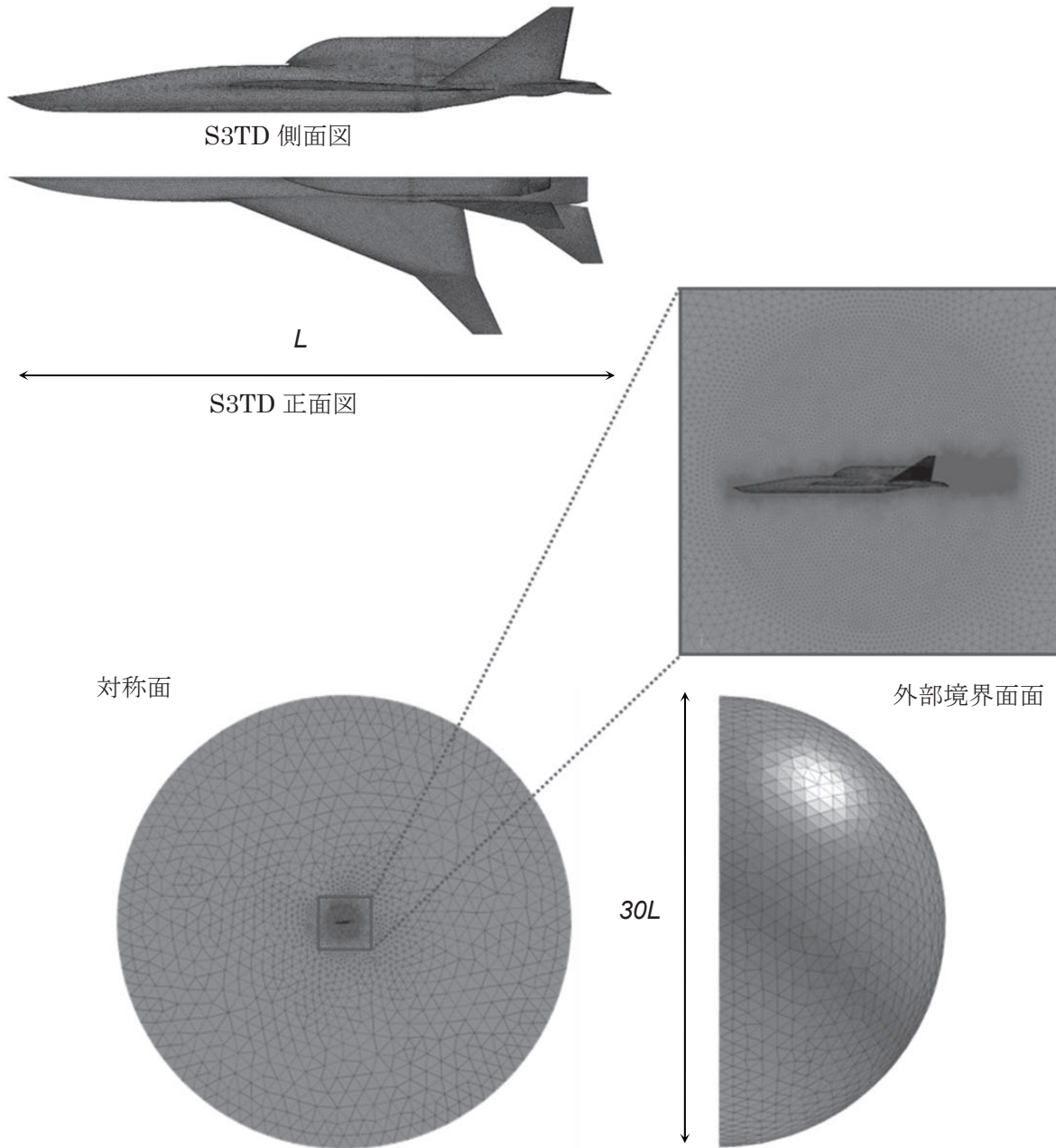


Fig.4.2 S3TD の格子

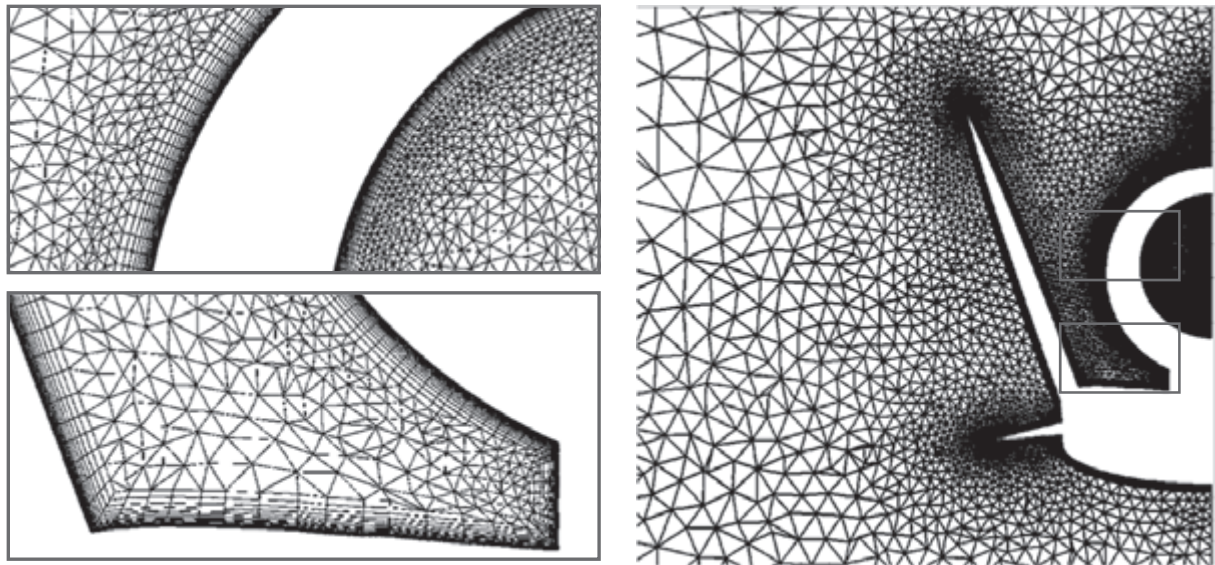
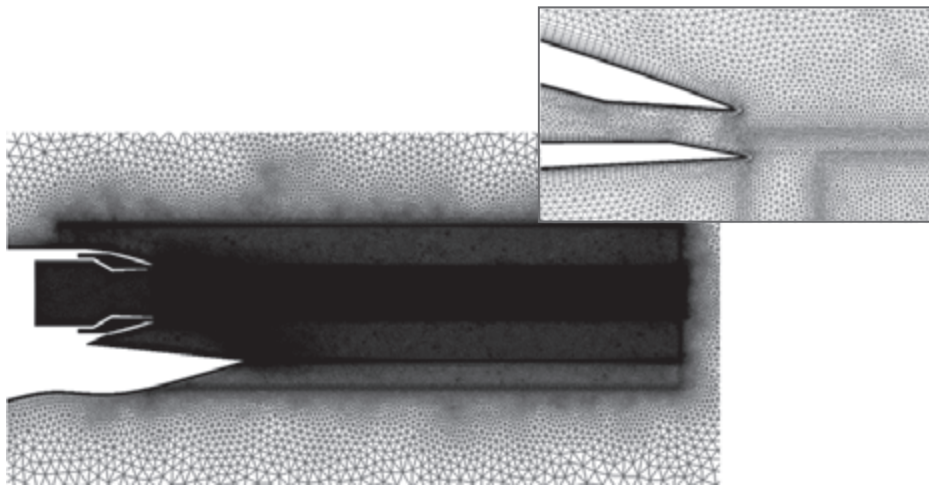
(a) $x = 11.64$ (b) $z = 0.0$

Fig.4.3 任意断面における格子(E.F 格子)

なお、ジェット排気が排出されるノズル後部付近では一様流とノズルからのジェット流が混在し複雑な流れ場となることが予測されるため、ノズル出口からノズル径に合わせて筒状に空間の格子を局所細分化する工夫を施した(Fig.4.4)。細分化領域の長さは排気の影響が機体に及ばないように十分に長く設定してある(基準長である MAC の約 5 倍)。また、細分化領域の格子解像度は Exhaust-area Medium(E.M)格子に対しては MAC の 2.5×10^{-3} 倍、Exhaust-area Fine(E.F)格子に対しては 5.0×10^{-4} 倍とした。さらに、村山ら^[47]により翼胴接合部におけるスパン方向の格子解像度が粗いと翼根の剥離に影響を及ぼすことが分かっているため、空間格子及び表面格子の生成には十分な注意を払い、スパン方向に十分な格子解像度を持つように格子を生成した。Fig.4.5 に空間格子の解像度を高めた Space Fine 格子を、Fig.4.6 に表面の格子解像度を高めた Surface Fine

格子を示す。解析に用いた格子の詳細については Table 4.1 にまとめた。

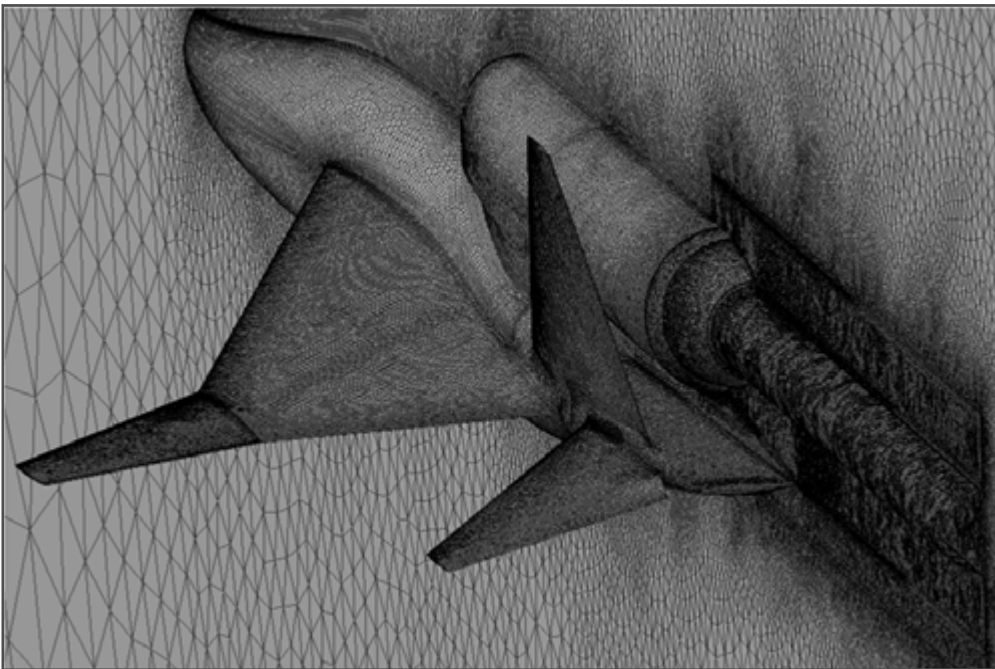
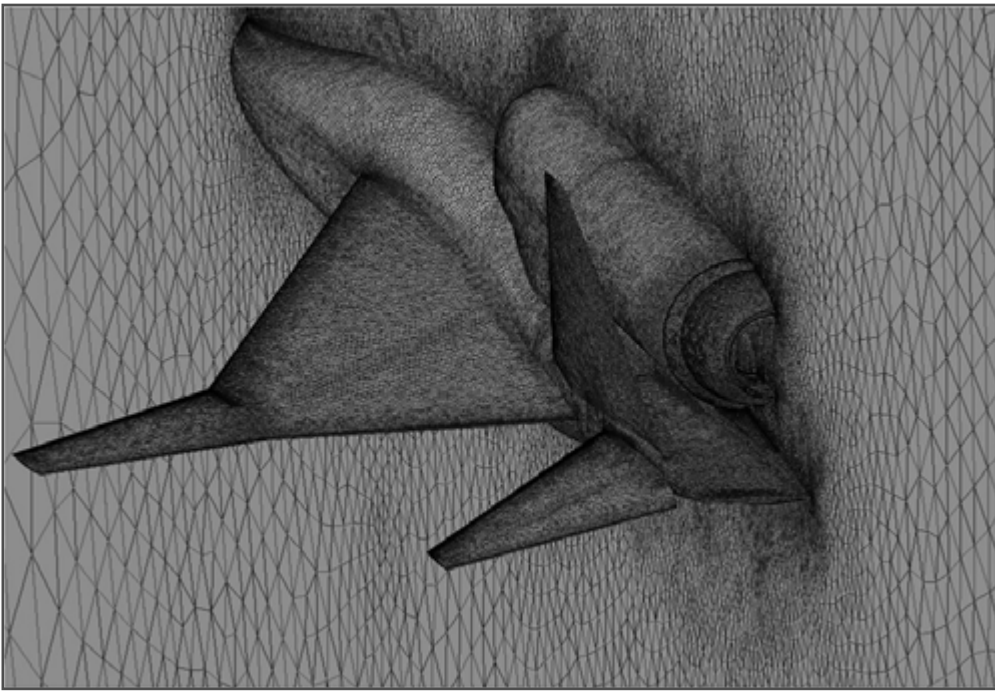


Fig.4.4 ノズル後方の局所細分化(上：Base 格子，下：E.F 格子)

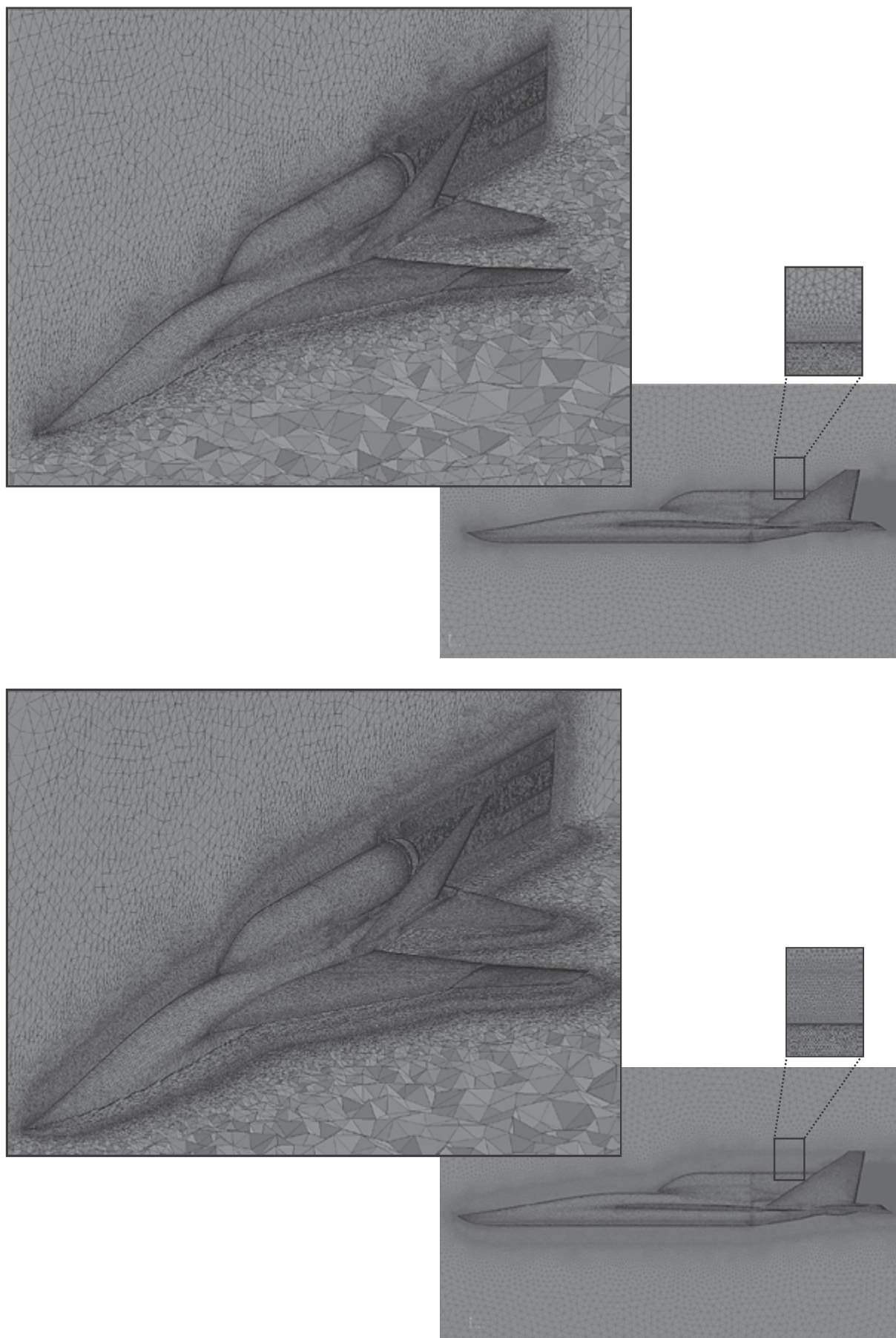


Fig.4.5 空間格子の比較(上：E.F 格子，下：Space Fine 格子)

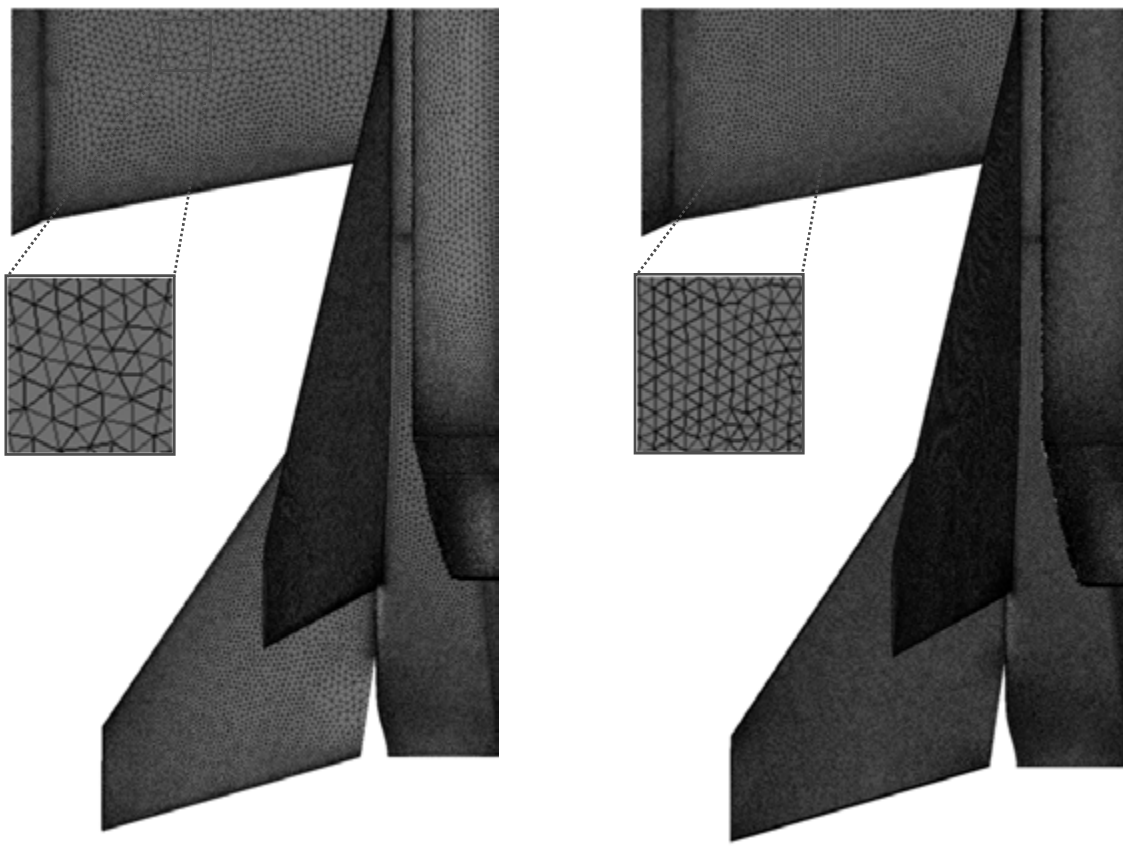


Fig.4.6 表面格子の比較(左 : E.F 格子, 右 : Surface Fine 格子)

Table 4.1 計算格子概要

Mesh	Base	E.M	E.F		
			Space Fine	Surface Fine	
# of Nodes [million]	9.2	10.8	13.7	17.8	20.2
Surf. Nodes [million]	0.29			0.47	
Minimum spacing	9×10^{-6}				
# of prismatic layers	30				
Growth rate of prismatic layers	1.25				

4. 解析条件

解析条件を Table 4.2 に示す. 本研究における CFD 解析においては, 一様流速 50.06m/s(Mach 0.14), 迎え角 2.065°のときの風洞試験のデータとの比較を行った. ジェットのスイープの模擬には空気(コールドガス)を用いている. さらに, Jet-On/Off による空力特性の変化を比較するため, *NPR*(Nozzle Pressure Ratio)は 1.00, 1.47, 2.23 の三条件で計算を行った. *NPR*はジェット出口総圧と一様流静圧との比であり式(4.1)のように表される.

$$NPR = \frac{P_{t,outlet}}{P_{s,\infty}} \quad (4.1)$$

ここで, $P_{t,outlet}$ はジェット出口総圧, $P_{s,\infty}$ は一様流の静圧を表しており, もし, $NPR=1$ であれば Jet-Off の状態を表し, $NPR>1$ であれば Jet-On の状態を表す. *NPR* を変化させることでジェット排気の有無による機体の空力特性への変化を模擬することができる.

CFD 解析におけるジェット排気の模擬には, 第 2 章で示したように, 境界条件として風洞試験によって得られたノズル入口総圧, 静圧, 総温から一様流との総圧比と総温比を境界面に与えている.

なお, 風洞試験では Fig.4.7 に示す後部胴体における縦方向の空力特性を計測していたため, 本研究においても後部胴体における空力係数を比較した結果を示した.

Table 4.2 計算条件

Airflow parameter	
Freestream velocity [m/s]	50.06 (Mach 0.14)
A.o.A [deg]	2.065
Angle of sideslip [deg]	0.000
Reynolds number	1.4×10^6
Jet parameter	
Gas	Air (Cold gas)
NPR	1.00, 1.47, 2.23
Total pressure ratio	0.98, 1.97, 2.99
Total temperature ratio	0.98, 0.97, 0.96

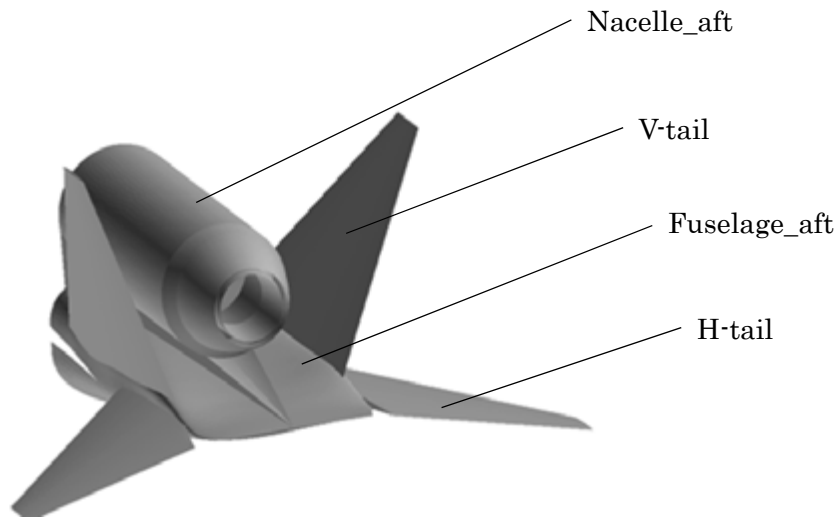


Fig.4.7 Aft body

5. 解析結果

5.1 格子解像度による影響

・ ノズル後方における格子解像度の影響 ・

Table 4.3 計算条件(格子解像度による比較)

計算条件	
Computational Mesh	Base, E.M, E.F, Surface Fine, Space Fine
Freestream Mach #	0.14
A.o.A	2.065[deg.]
Computational scheme	HLLEW
Turbulance model	Mod. S-A

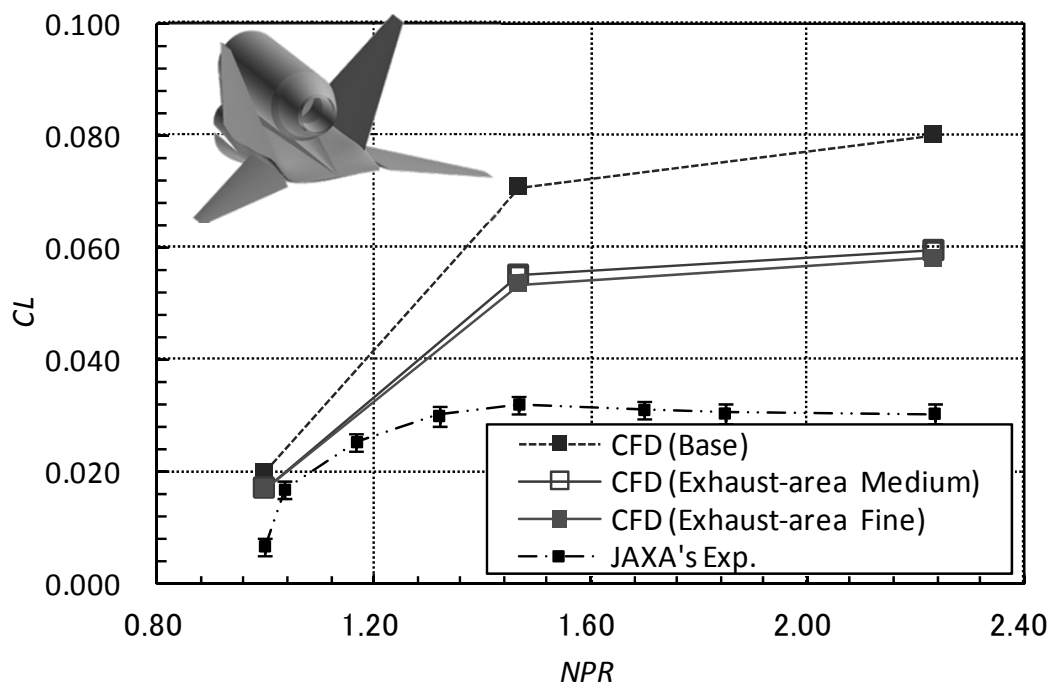
ノズル後方の格子解像度の違いが空力係数にどの程度影響を与えるのかを NPR を変えて比較する。Table 4.3 に解析条件を示す。非粘性流束の評価には HLLEW 法，乱流モデルに修正 SA モデルを用いて解析を行った。Table 4.4 は CFD 解析結果及び，風洞試験結果である。風洞試験の結果は，前述の通り補正がなされている。 C_{Dp} は全抵抗係数のうち圧力抗力による部分， C_{Df} は摩擦抗力による部分である。Fig.4.8 は後部胴体における NPR の増加に伴う空力係数 C_L ， C_D の変化を表しており，Base 格子とノズル後方に局所細分化を施した E.M 格子および E.F 格子の 3 種類の計算格子を用いて解析した結果を風洞試験値と比較したものである。

解析結果は、**Jet-Off** の時には風洞試験値と比較的近い値となった。また、**Jet-On** の状態になると C_L 、 C_D が高まるという排気干渉の効果を定性的に捉えられていることが分かる。しかし、風洞試験値と比較するとその効果を過大に評価している。風洞試験値との差は NPR が大きくなるにつれ大きくなった。Base 格子の解析結果を風洞試験値と比較すると $NPR2.23$ の時には C_L に対しては約 2.7 倍、 C_D に対しては約 1.5 倍(109 カウント)程度高い値となった。また、E.F 格子を用いた解析結果は C_L に対しては約 1.9 倍、 C_D に対しては約 1.1 倍(26 カウント)程度高い値となった。

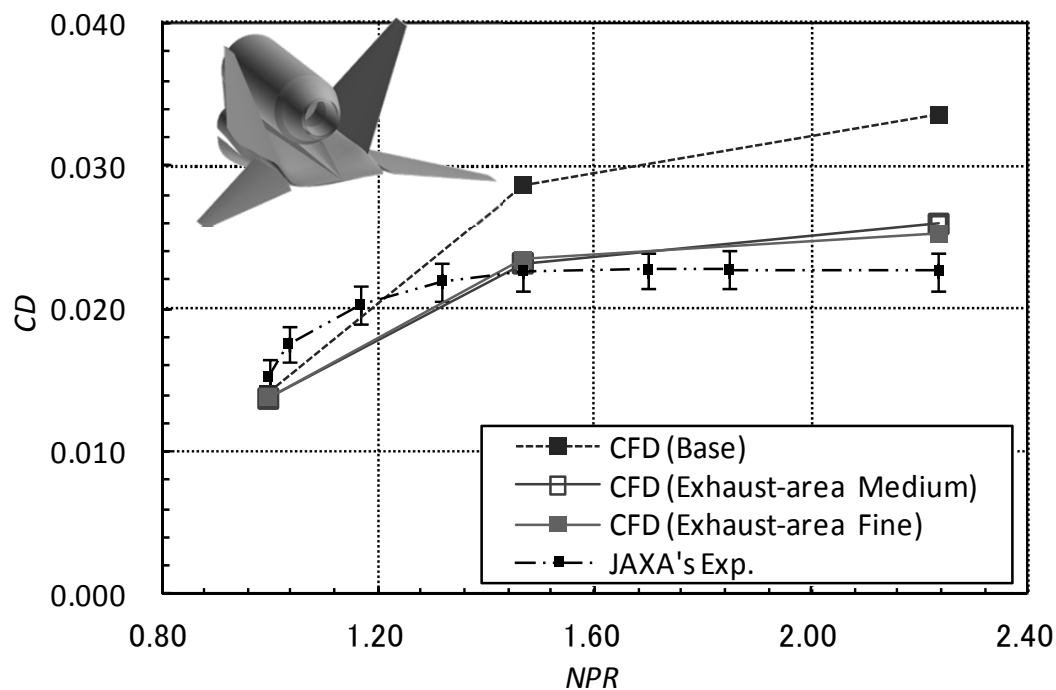
Base 格子と E.F 格子の 2 種類の計算格子を用いた数値解析の結果を比較すると、E.F 格子を用いたことで **Jet-On** の時の解析結果の改善がみられる。 $NPR2.23$ における空力係数を比較すると C_L に対しては 0.022、 C_D に対しては 83 カウント改善している。抵抗係数の内訳をみると、 C_{Df} に対しては最大でも 3 カウントの改善であるのに対し、 C_{Dp} に対しては 80 カウントの改善が見られる。Fig.4.9 を見ると E.F 格子を用いたことでジェット排気の広がりや抑えられていることが分かる。また、ナセル出口付近と双垂尾翼間の C_p 分布に差異が見られる。Base 格子は E.F 格子と比較して C_p を低く見積もっている。このことから、ノズル後方に筒状の局所細分化を施したことでジェット流による数値粘性の拡散が抑制され、その結果として機体への干渉が抑えられたということが推測される。したがって、ジェット流を含む空力特性の推算にはノズル後方における格子解像度の依存性が大きく影響するといえる。一方、**Jet-Off** の時の解析結果には **Jet-On** の時ほどの変化は見られない。 C_D に対しては 2 カウントの変化であった。これは、今回の解析は表面格子の格子解像度は一定であったことと、空間に対する格子解像度も局所細分化を施したノズル後方以外では変えていないためである。 C_L に対する 0.0022 の改善は局所細分化をしたことで、わずかながら後部胴体付近の空間の格子解像度も高まったためだと考えられる。また、E.M 格子と E.F 格子の解析結果を比較すると、さほど大きな違いは見られない。このことから、ノズル後方の格子解像度に対しては E.F 格子程度で十分であるということが言える。

Table 4.4 後部胴体における空力係数
(ノズル後方における格子解像度による比較)

NPR		C_L	C_D	C_{Dp}	C_{Df}
1.00	WTT	0.0068	0.0152		
	Base	0.0199	0.0140	0.0073	0.0068
	E.M	0.0170	0.0137	0.0069	0.0068
	E.F	0.0170	0.0138	0.0070	0.0068
1.47	WTT	0.0321	0.0227		
	Base	0.0707	0.0287	0.0213	0.0074
	E.M	0.0550	0.0232	0.0160	0.0072
	E.F	0.0538	0.0231	0.0159	0.0072
2.23	WTT	0.0304	0.0226		
	Base	0.0800	0.0335	0.0259	0.0076
	E.M	0.0594	0.0259	0.0187	0.0072
	E.F	0.0580	0.0252	0.0179	0.0073



(a) C_L vs. NPR



(b) C_D vs. NPR

Fig.4.8 後部胴体における空力係数
(ノズル後方における格子解像度による比較)

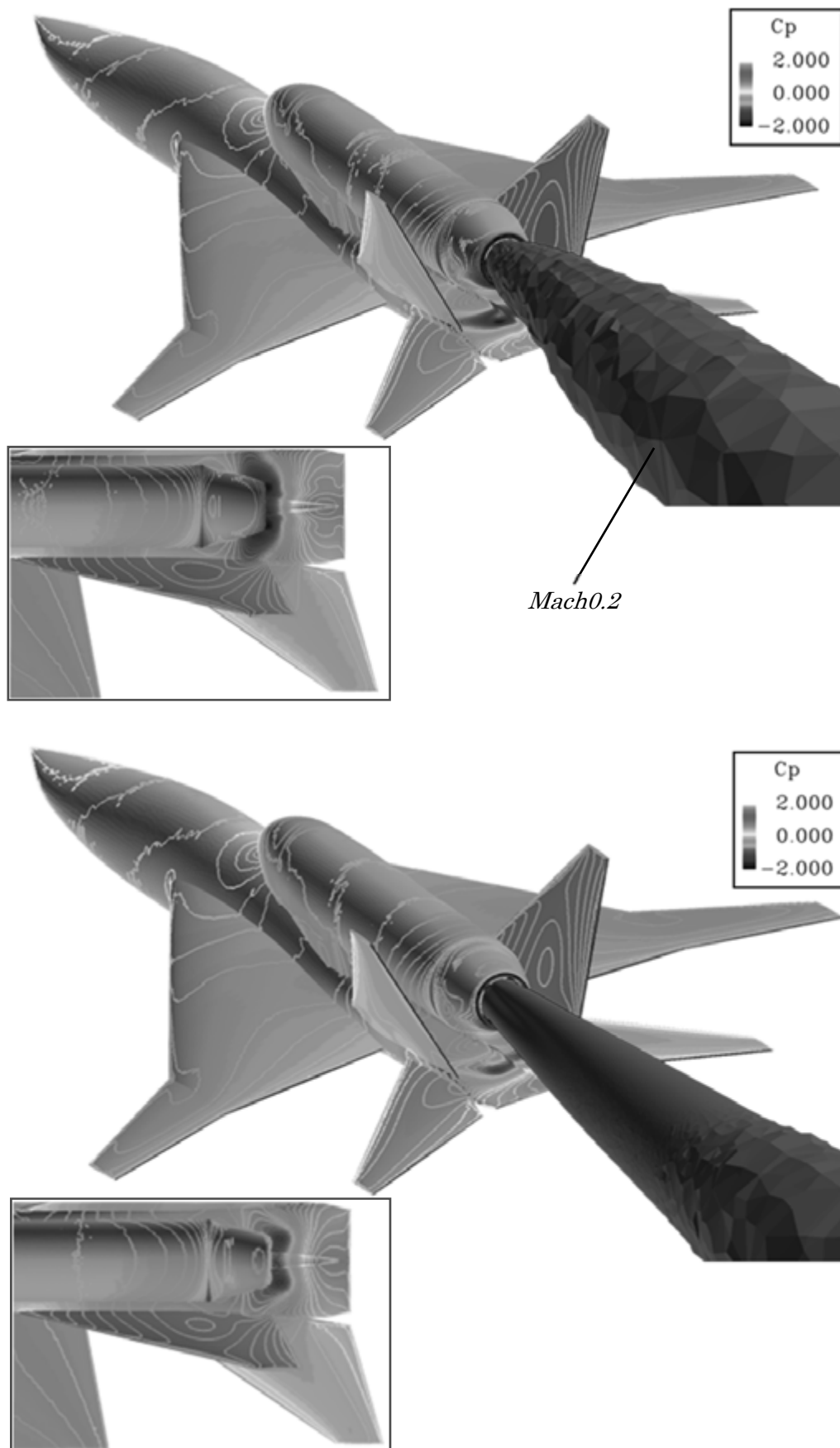


Fig.4.9 ノズル後方における格子解像度の違いによる C_p 分布の変化(NPR1.47)

上 : Base 格子, 下 : E.F 格子

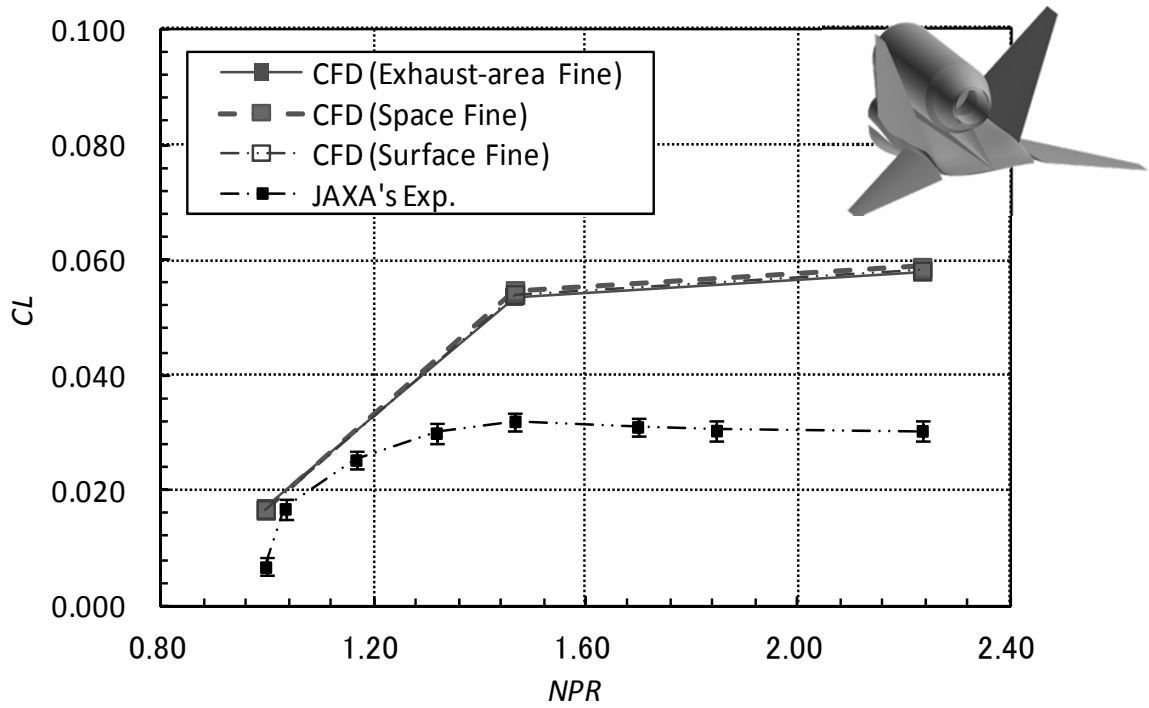
- 空間格子および表面格子の格子解像度の影響 -

次に空間および表面の格子解像度の影響を調べるために、E.F 格子と E.F 格子に対して空間の格子解像度を高めた Surface Fine 格子，機体表面の格子解像度を高めた Space Fine 格子の比較を行う。解析条件は Table 4.3 に示してある。先程と同様，非粘性流束の評価に HLLEW 法，乱流モデルには修正 SA モデルを用いて解析を行った。Table 4.5 に解析結果及び，風洞試験結果を示す。また，Fig.4.10 には後部胴体における NPR の増加に伴う空力係数 C_L ， C_D の変化を示す。Table 4.5 および Fig.4.10 から分かるように， C_D に関しては空間および表面の格子解像度による差が 10 カウント程度あるものの， C_L ， C_D それぞれに対して細分化による劇的な変化は見られない。これらのことから，空間，機体表面の格子解像度に対しても E.F 格子程度で十分であると言える。しかしながら，CFD 解析により得られた結果と風洞試験結果との間には大きな差があり，原因を議論していく必要がある。次節ではこの原因を追求すべく，まず，ジェット流が周りの流れ場に及ぼす影響について考察していく。

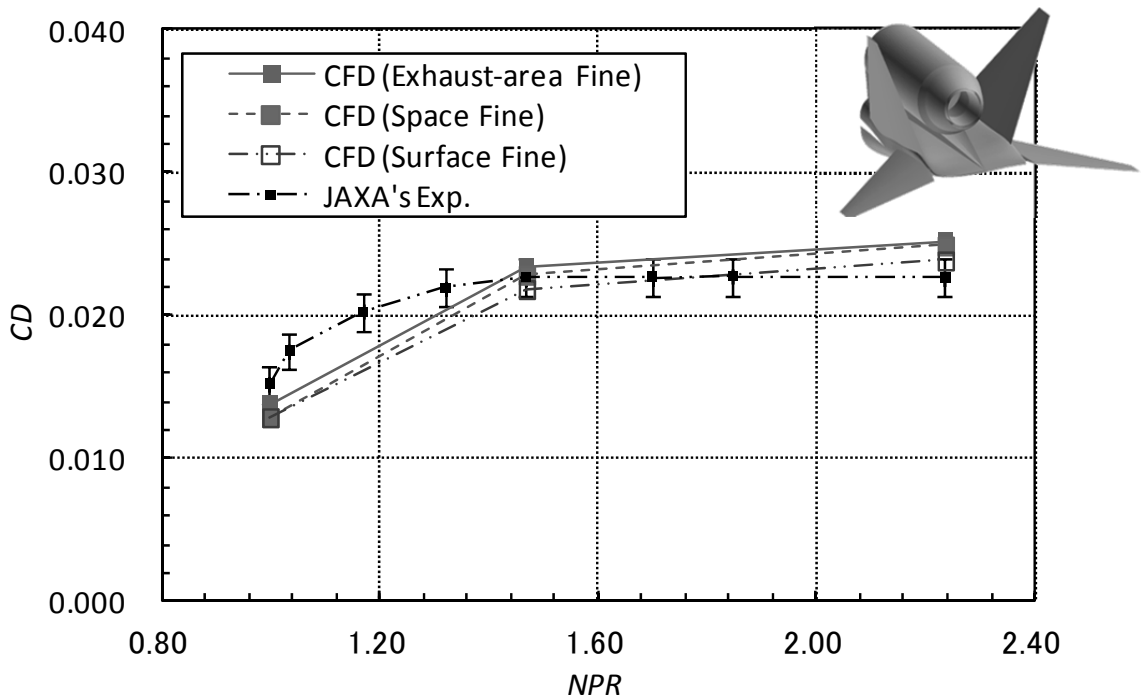
Table 4.5 後部胴体における空力係数

(空間及び表面の格子解像度による比較)

NPR		C_L	C_D	C_{Dp}	C_{Df}
1.00	WTT	0.0068	0.0152		
	E.F	0.0170	0.0138	0.0070	0.0068
	Space Fine	0.0167	0.0135	0.0068	0.0067
	Surface Fine	0.0168	0.0129	0.0067	0.0062
1.47	WTT	0.0321	0.0227		
	E.F	0.0538	0.0231	0.0159	0.0072
	Space Fine	0.0547	0.0229	0.00158	0.0071
	Surface Fine	0.0540	0.0219	0.00152	0.0066
2.23	WTT	0.0304	0.0226		
	E.F	0.0580	0.0252	0.0179	0.0073
	Space Fine	0.0587	0.0249	0.0177	0.0072
	Surface Fine	0.0581	0.0239	0.0171	0.0067



(a) C_L vs. NPR



(b) C_D vs. NPR

Fig.4.10 後部胴体における空力係数
(空間及び表面の格子解像度による比較)

5.2 ジェット排気を含む流れ場の様子

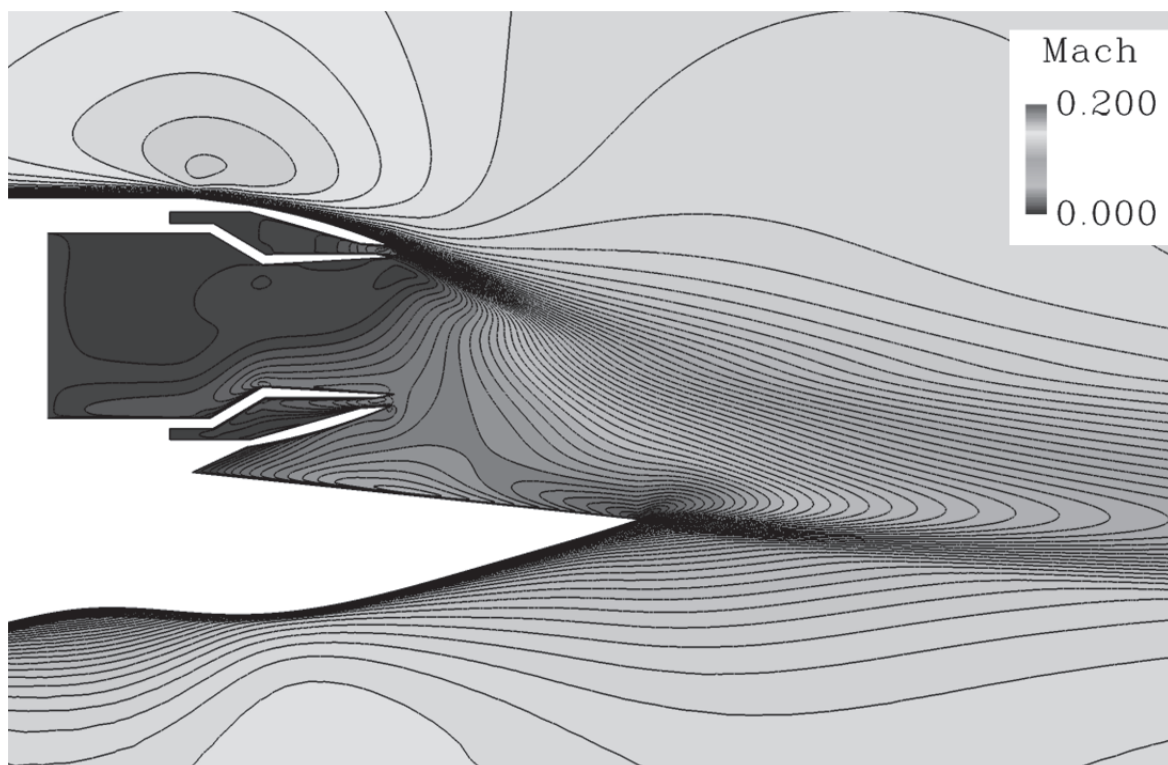
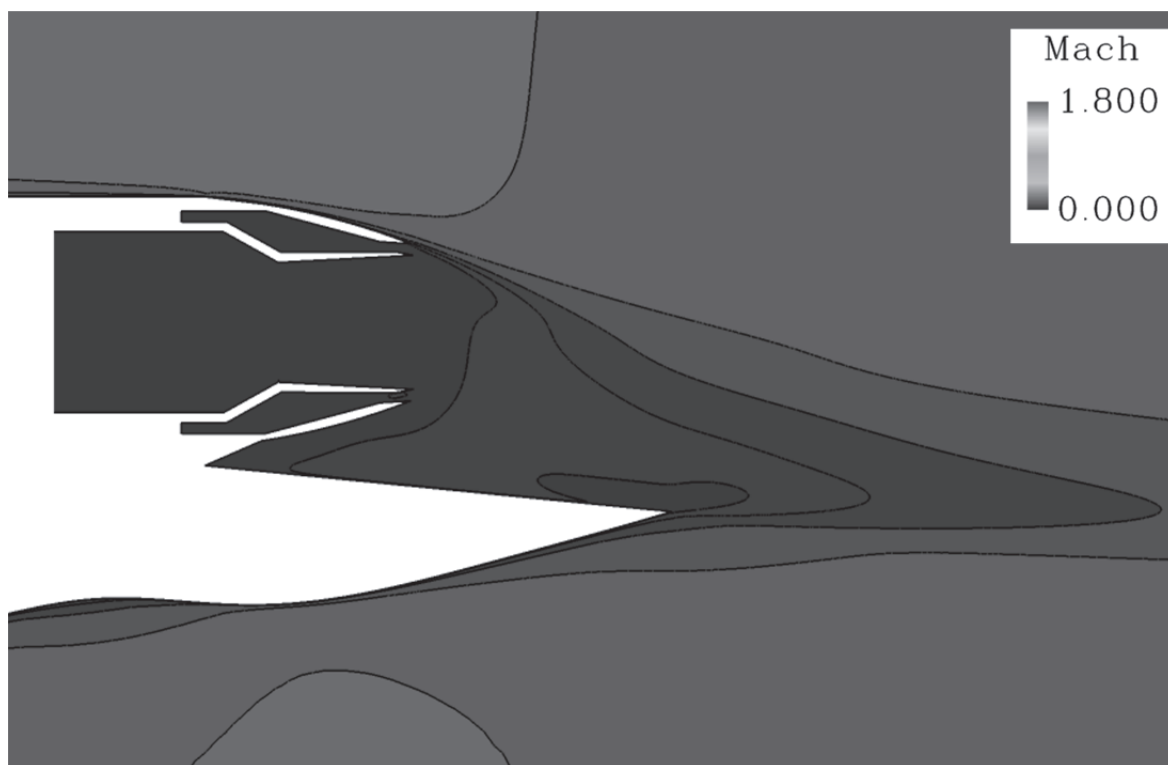
ここでは、ジェット排気及びその周りの流れ場について考察する。Fig.4.11 に E.F 格子を用いて得られた $z = 0.0$ 断面のマッハ数分布を示す。また、Fig.4.12 にノズル出口の静圧、Fig.4.13 にはノズル内総圧を示す。解析条件は Table 4.3 と同様である。

- ジェット排気とノズル内流れ -

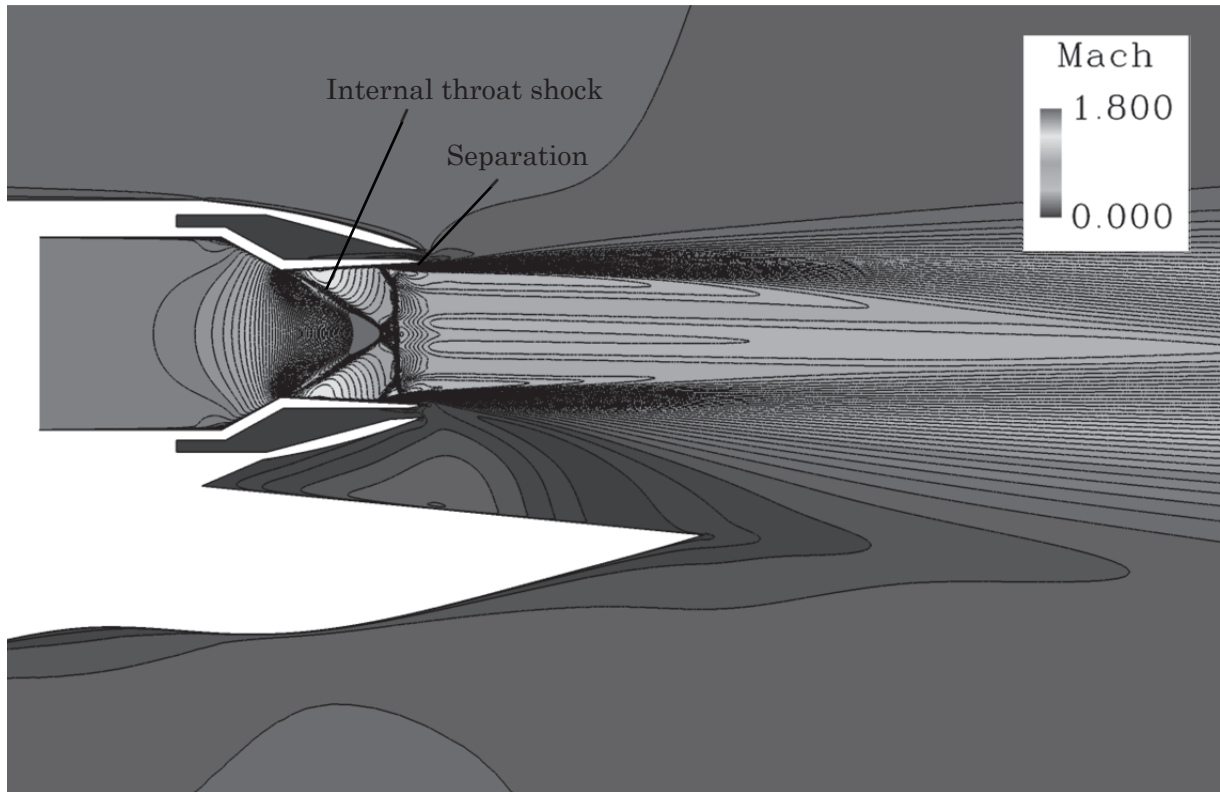
まず、ジェット流とノズル内流れに着目する。Fig.4.11 の(a)より、 $NPR1.00$ の時は Jet-Off の状態であるため、ジェット排気は排出されていないことが確認できる。ジェット排気による流れはないが、ノズル出口下面と胴体に挟まれた区間には非常に低速な領域($0.0 < Mach < 0.05$)が存在することが分かる。 $NPR1.47$ の時には、ノズル出口から後方にかけて遷音速のジェット流が確認できる。さらに、ノズル内壁面において衝撃波と境界層が干渉し剥離が生じていることが分かる。 $NPR2.23$ の時には、超音速流となりショックダイヤモンドが確認できる。また、ジェット流と外部流れとの間に非常に大きな速度差が生じ、せん断層が形成されている。これらにより非常に複雑な流れ場となっていることが分かる。ノズル内の圧力を見て行くと、Fig.4.12 よりノズル出口の静圧は Jet-Off/On の両条件において比較的良好に一致をしていることが分かる。しかし、ノズル出口の総圧は Jet-On の条件において一致していない(Fig.4.13)。この原因として S-A モデルではノズル内の流れを正しく捉えられていないということが考えられる。

- ジェット排気に誘起された流れ -

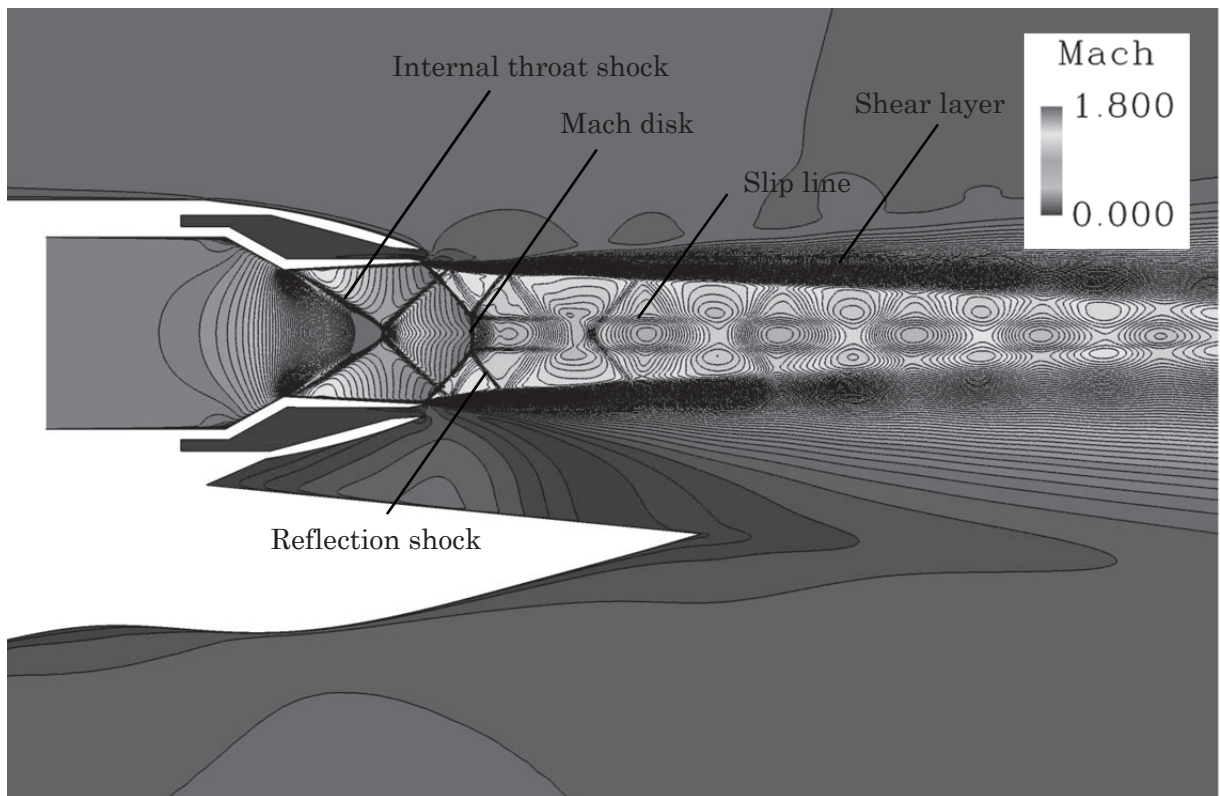
次に、ジェット流に誘起された空間の流れ場を詳しく見て行く。Fig.4.14 は $NPR1.47$ の時のノズル出口と胴体間の主流方向の速度分布を表している。Fig.4.14 の(a)を見ると、この領域に主流方向とは逆向きの低速な流れが生じていることが分かる。また、(b)を見るとノズル断面が急激に広がることにより剥離が発生していることが分かる。(c)、(d)へと行くにつれて主流方向と逆向きの流れ場の広がりを見ることが出来る。さらに、Fig.4.15 を見るとジェット排気の影響により圧力が高くなった領域とノズル断面が急激に広がることにより圧力が高くなった領域との間に主流方向とは逆方向の流れが生じ、渦が形成されていることが分かる。それは Fig.4.16 の流線分布からも確認できる。また Fig.4.17 には S3TD の機体上の C_p 分布を示す。機体上面の C_p を見ると Jet-On/Off でノズル出口付近と双垂尾翼内弦の分布に違いが見られる。これは、高速のジェット排気が排出されたことで、周りの空気の流れが加速されたことによる効果(エジェクタ効果)だと考えられる。これに対し、機体下面での C_p 分布に大きな差は見られない。



(a) NPR1.00(上 : $0 < Mach < 1.8$, 下 : $0 < Mach < 0.2$)



(b) *NPR1.47*



(c) *NPR2.23*

Fig.4.11 ジェット排気による流れ場の変化(*Mach* 数分布)

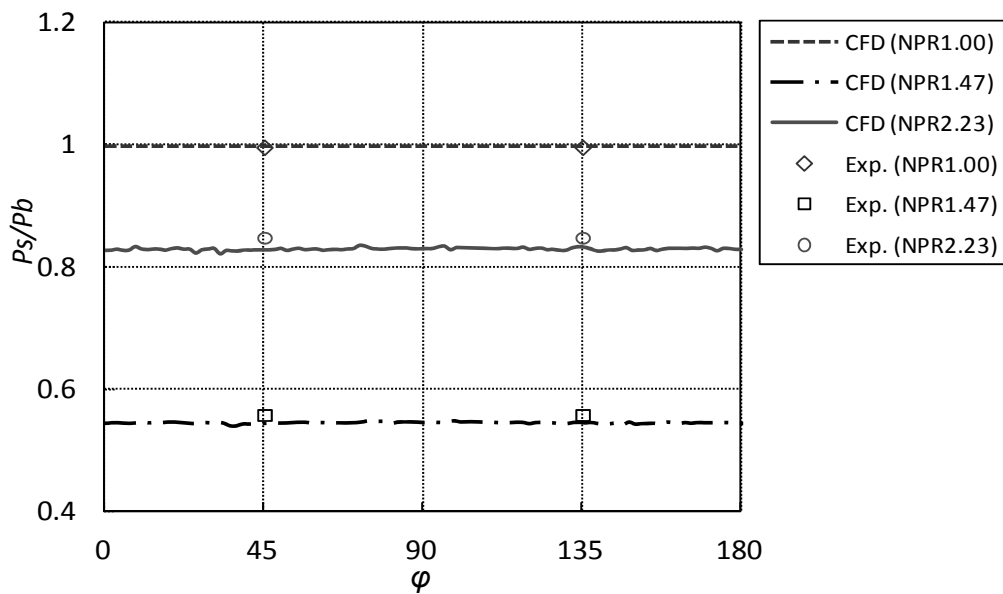
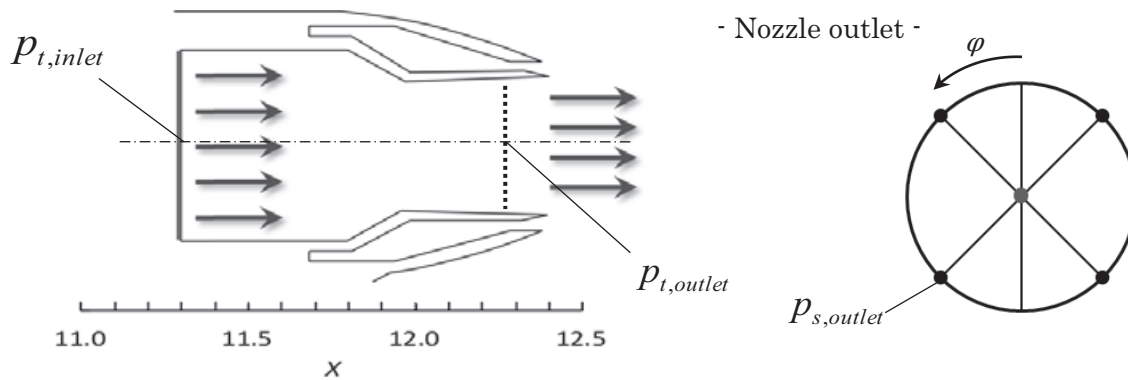


Fig.4.12 ノズル出口静圧(CFD vs. WTT)

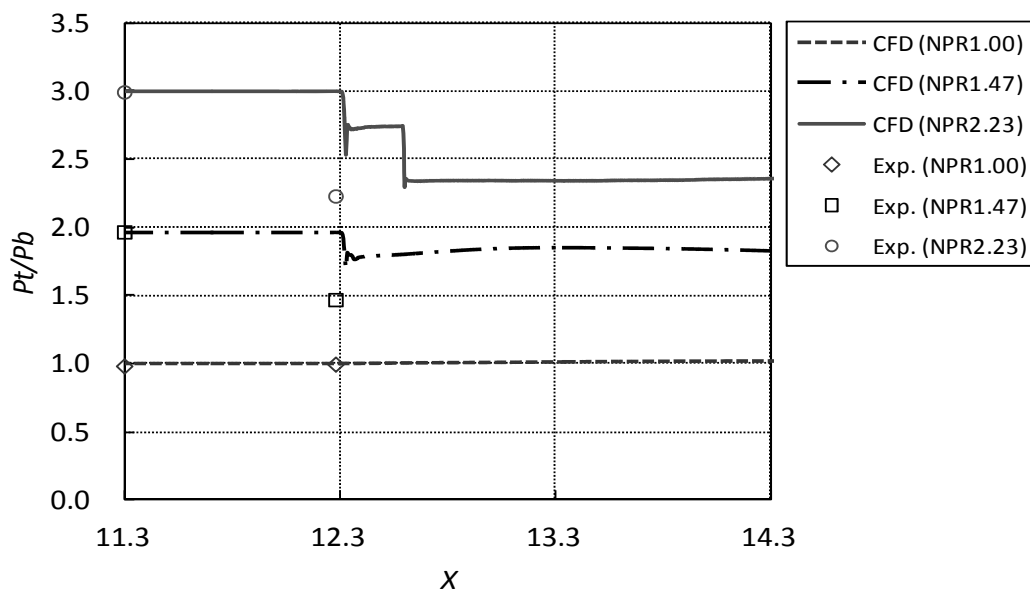
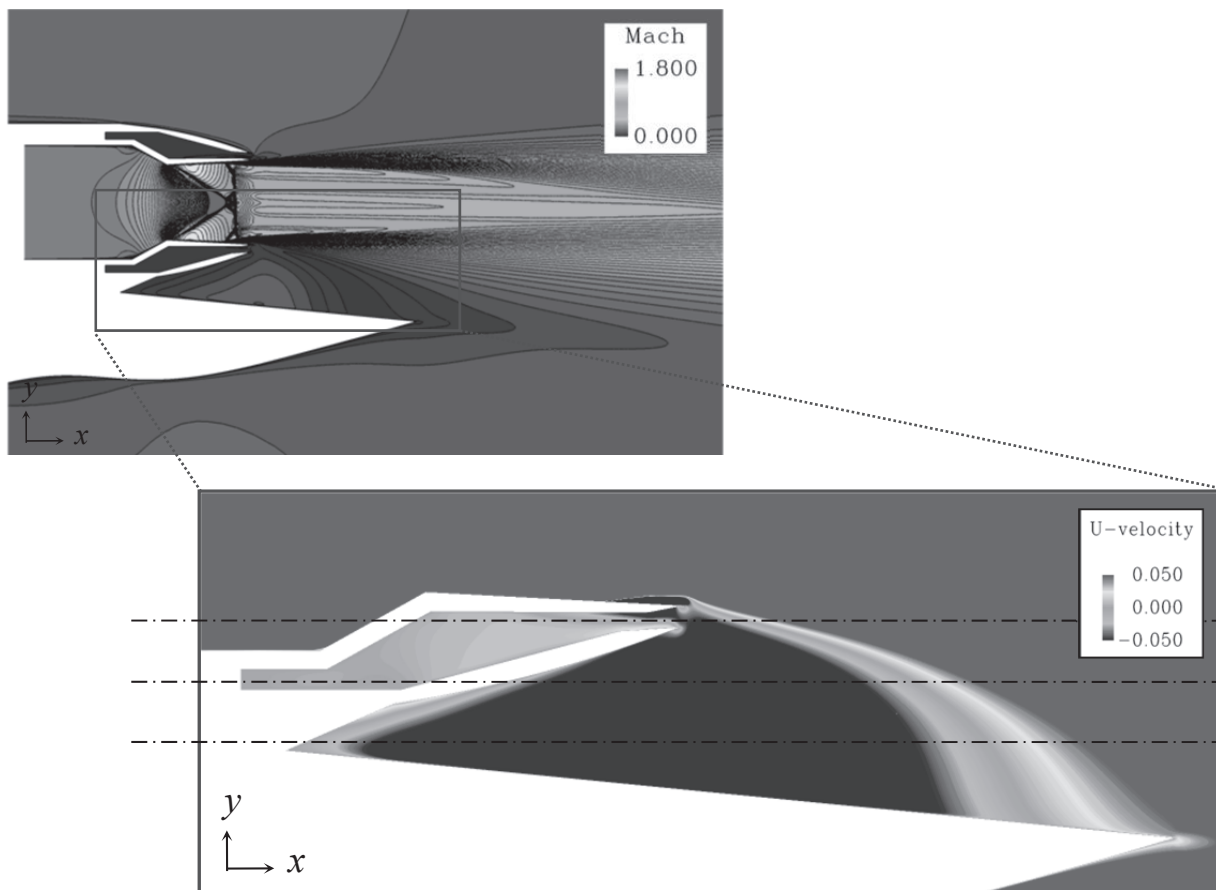


Fig.4.13 ノズル内総圧(CFD vs. WTT)



(a) $z=0.0$



(b) $y=0.7$



(c) $y=0.6$



(d) $y=0.5$

Fig.4.14 主流方向の速度分布(NPR1.47)

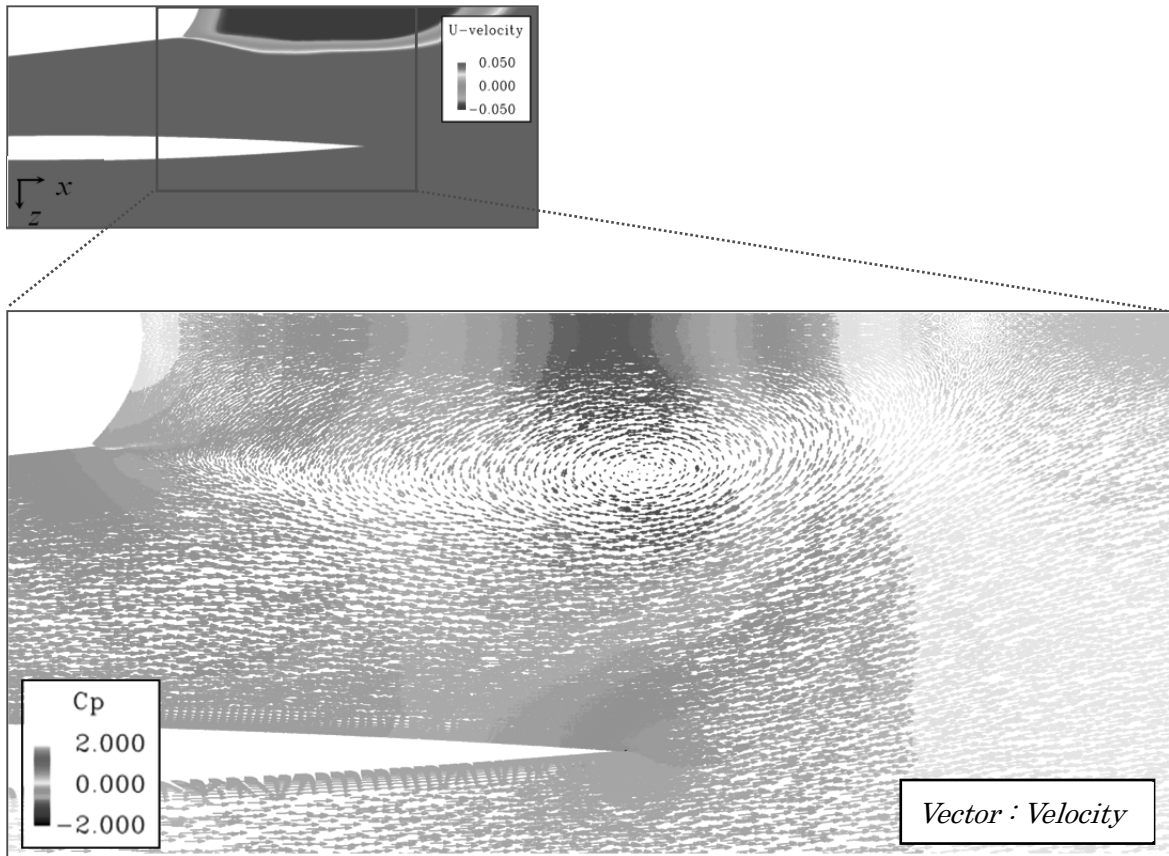


Fig.4.15 $y=0.5$ 断面における速度ベクトルと C_p 分布(NPR1.47)

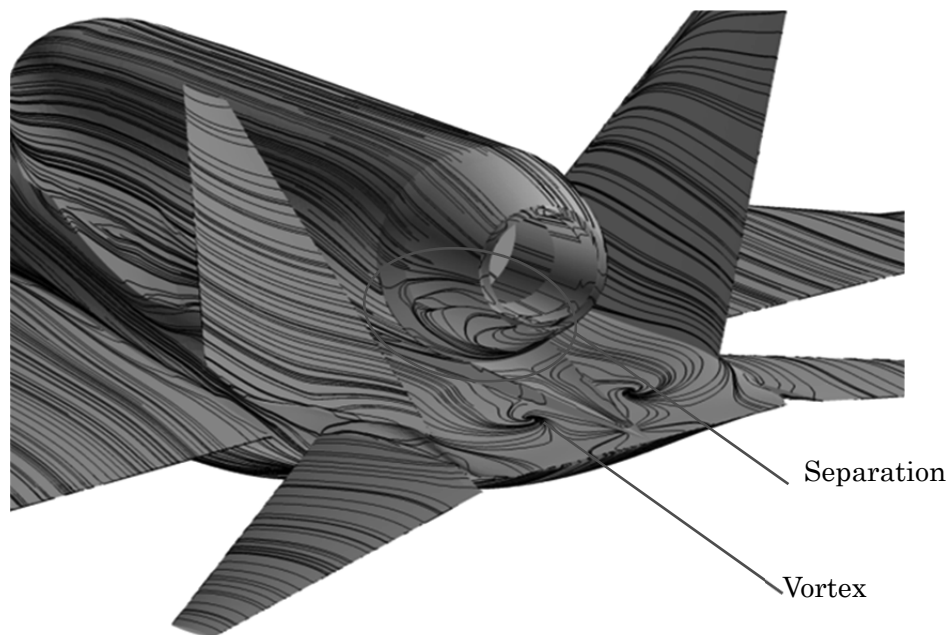
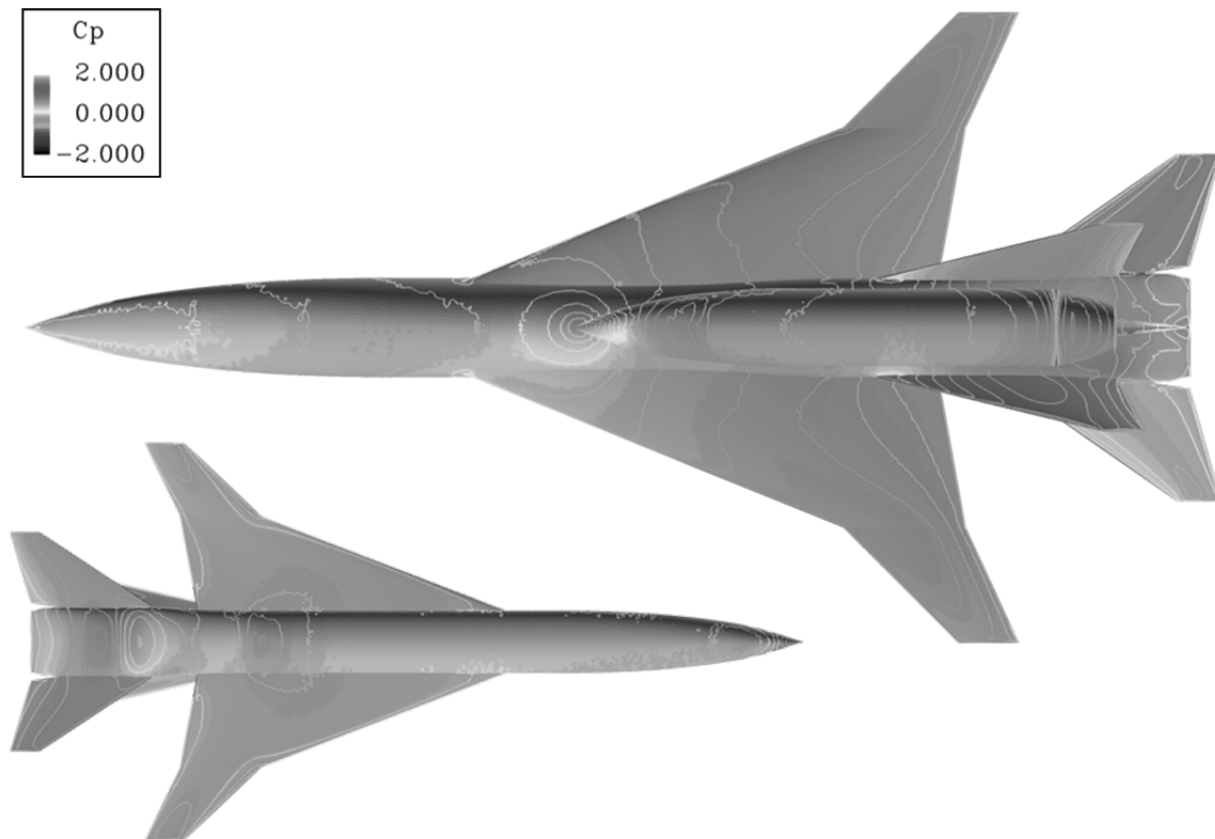
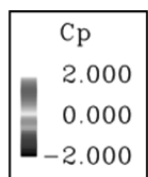
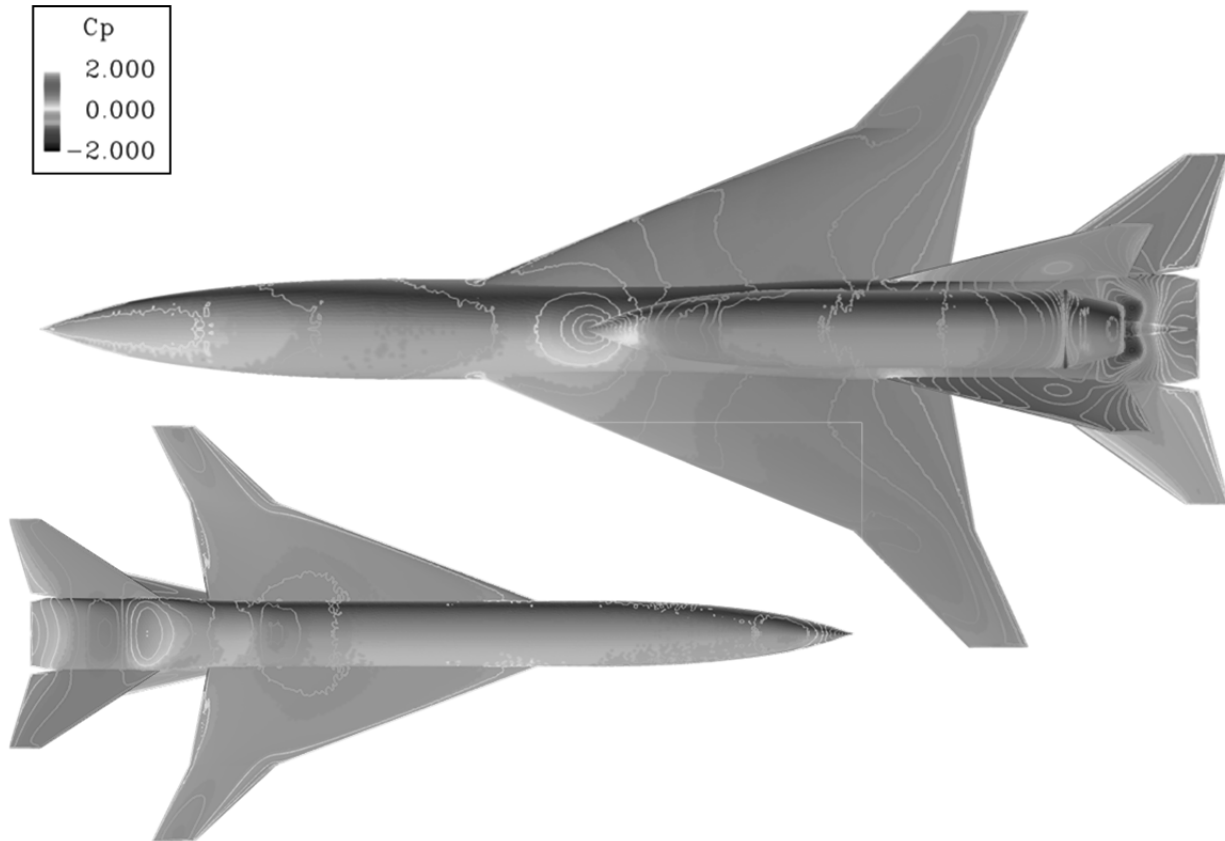
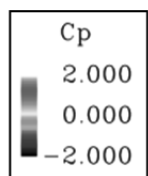


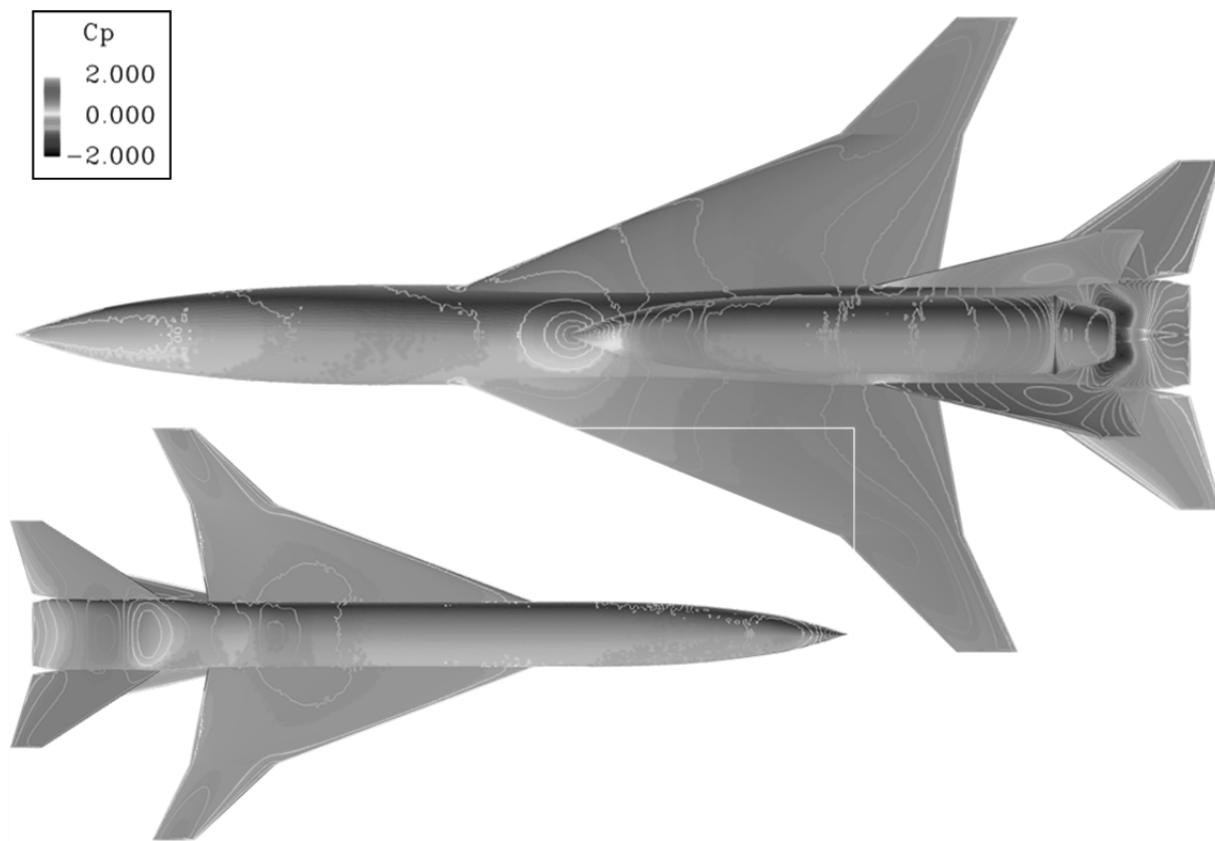
Fig.4.16 ノズル付近の流線(NPR1.47)



(a) *NPR1.00*



(b) *NPR1.47*



(c) *NPR2.23*

Fig.4.17 機体表面の C_p 分布

5.3 計算スキームの影響

Table 4.6 計算条件(スキームの違い)

計算条件	
Computational Mesh	E.F
Freestream Mach #	0.14
A.o.A	2.065[deg.]
Computational scheme	HLLEW, SLAU
Turbulance model	Mod. S-A

非粘性流束の評価に HLLEW 法及び SLAU 法を用いて解析した結果の比較を行う。計算格子には E.F 格子, 乱流モデルには修正 SA モデルを用いて解析を行った。Table 4.6 に計算条件を示す。また, Table 4.7, Fig.4.18 にスキームの違いによる空力係数の解析結果を, Fig.4.19 に後部胴体の各要素ごとの空力係数を, Fig.4.20 に $z=0.0$ 断面におけるマッハ数分布を示す。また, Fig.4.21 にはノズル出口静圧を, Fig.4.22 にはノズル内総圧を示す。さらに, Fig.4.23 は機体表面の C_p 分布であり, Fig.4.24 には後部胴体の各要素の任意断面における C_p 分布を示す。航空分野の CFD 解析において非粘性流束の計算に用いられている HLLEW 法は, 低速領域においては数値粘性が大きくなるのが過去の研究により明らかになっているため[48], SLAU を用いて解析を行うことでノズル出口と胴体間の非常に低速な流れ場となる領域での解析精度の向上を目指した。

まず C_L に関して比較する。Fig.4.18 より, SLAU を用いたことで変化が見られる。HLLEW では Jet-On の条件下で NPR が高まると C_L も増加してしまっていたが, SLAU では増加が抑えられている。Fig.4.19 の(a)を見ると, 胴体後部の上面及びナセルの後部において C_L が低下する傾向にある。また, NPR1.47 の時には HLLEW の解析結果と比較して C_L がやや高い値となったが, これは水平尾翼において C_L を高く見積もったことによる影響だということが分かる。さらに, 双垂尾翼上では C_L が増加する傾向にあることも分かる。

C_D に関して比較すると, Jet-Off の時の解析結果の差は 1 カウントとわずかであるものの, Jet-On の時の解析結果には改善がみられる。風洞試験値との差が大きかった NPR2.23 の時には HLLEW の結果と比較して 15 カウントの改善が見られる。

Fig.4.20 を見ると, スキームの違いによるノズル内の流れやプルームには変化がないことが分かる。それは Fig.4.21 と Fig.4.22 から分かる。しかし, 周囲の流れ場に違いが見られる。

Fig.4.23 を見ると Jet-On/Off のいずれの場合においてもスキームの違いで胴体後部のノズル出

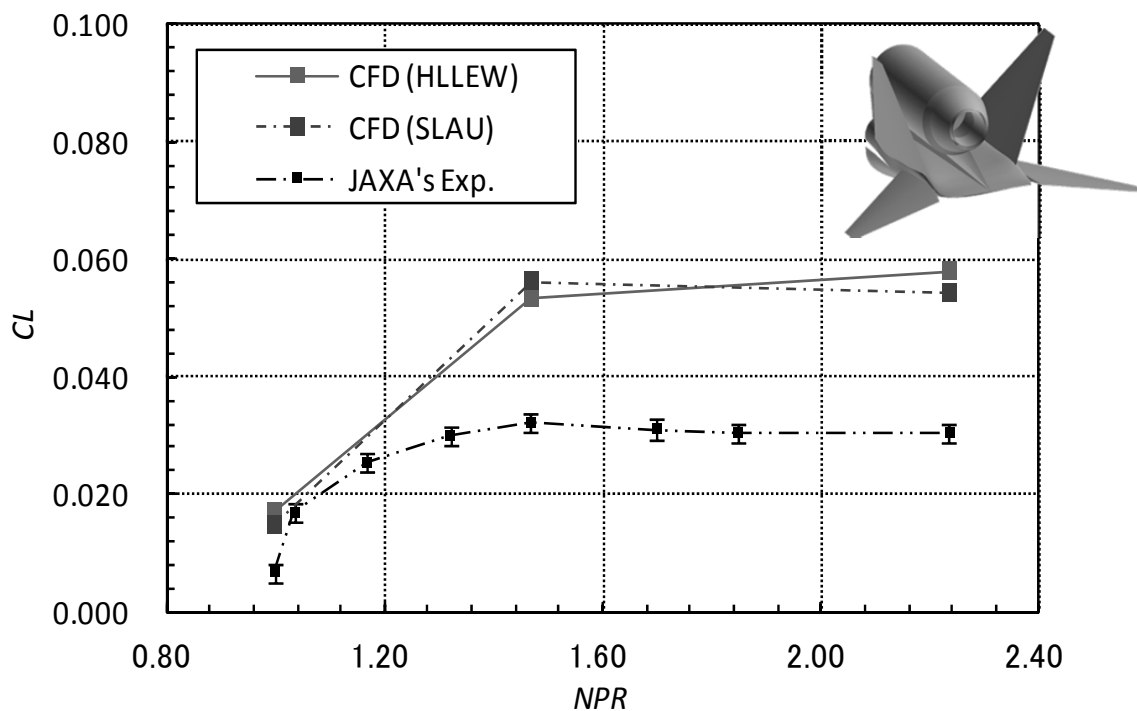
口付近やナセルと双垂尾翼の間における機体表面上の C_p 分布に差異が見られる。実際、Fig.4.24 より各要素ともに、SLAU を用いたことで C_p 分布に差が見られる。両スキームを定性的に比較すると SLAU を用いたことで風洞試験により得られた C_p の値に近付いていることが分かる。

これらのことから、上記の結果は SLAU 法を用いたことで HLLEW 法で生じていた数値誤差を抑えられたことによる効果だと推測される。Jet-Off での C_L の低下は、ナセル後部のノズル出口下面付近での非常に低速な領域の数値誤差が抑えられたことによるものだと考えられる。さらに Jet-On の状態では、ノズル出口付近や胴体後部のノズル出口下面において、ジェット流に誘起された流れが生じており、HLLEW 法では多大な数値誤差が生じていると考えられる。この領域の流れも SLAU を用いたことで若干精度よく解析できたといえる。ただし、SLAU を用いて CFD 解析を行った際に、HLLEW 法との比較に影響を及ぼさない程度であったが、解が収束してからも C_L に対しては 10^{-4} オーダー、 C_D に対しては数カウントの振動が見られた。

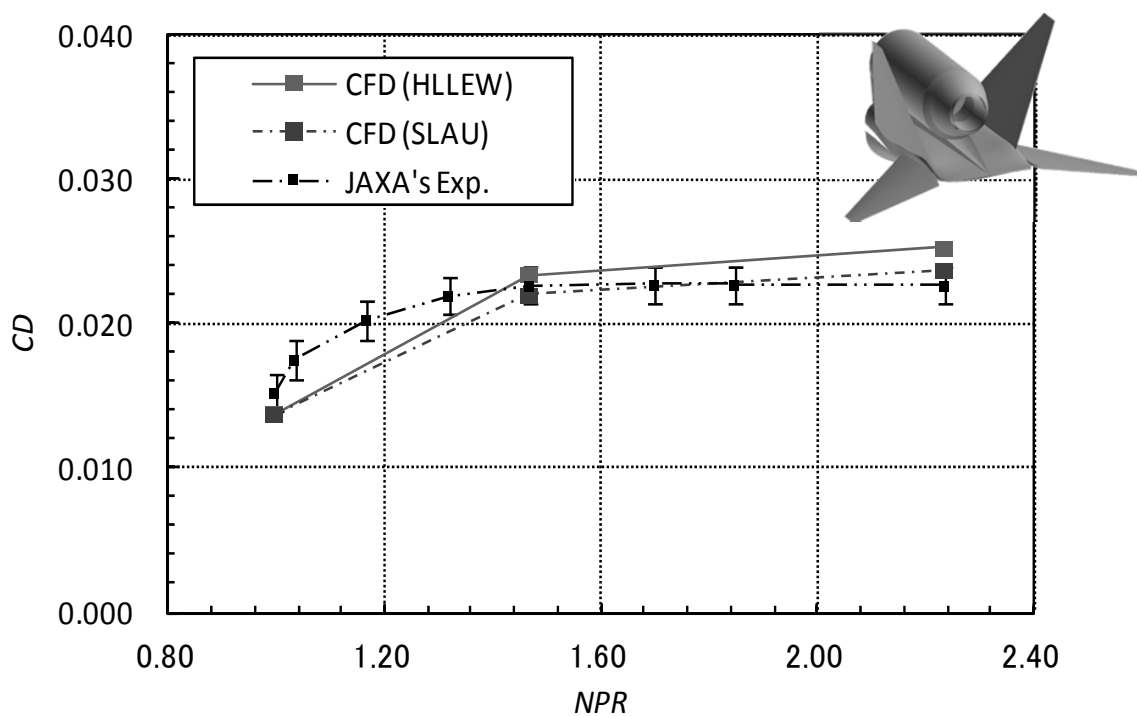
SLAU を用いることで、解析精度は若干の改善を見せたが、優位性があるとは言えない。今後、低速領域における解析精度の向上を目指していく必要がある。例えば、鳴らは前処理法とのカップリング[34]を前提としているため、それらも検討事項であろう。

Table 4.7 後部胴体における空力係数
(計算スキームによる比較)

<i>NPR</i>		C_L	C_D	C_{Dp}	C_{Df}
1.00	WTT	0.0068	0.0152		
	HLLEW	0.0170	0.0138	0.0070	0.0068
	SLAU	0.0148	0.0137	0.0068	0.0069
1.47	WTT	0.0321	0.0227		
	HLLEW	0.0538	0.0231	0.0159	0.0072
	SLAU	0.0566	0.0223	0.0151	0.0072
2.23	WTT	0.0304	0.0226		
	HLLEW	0.0580	0.0252	0.0179	0.0073
	SLAU	0.0543	0.0237	0.0164	0.0073



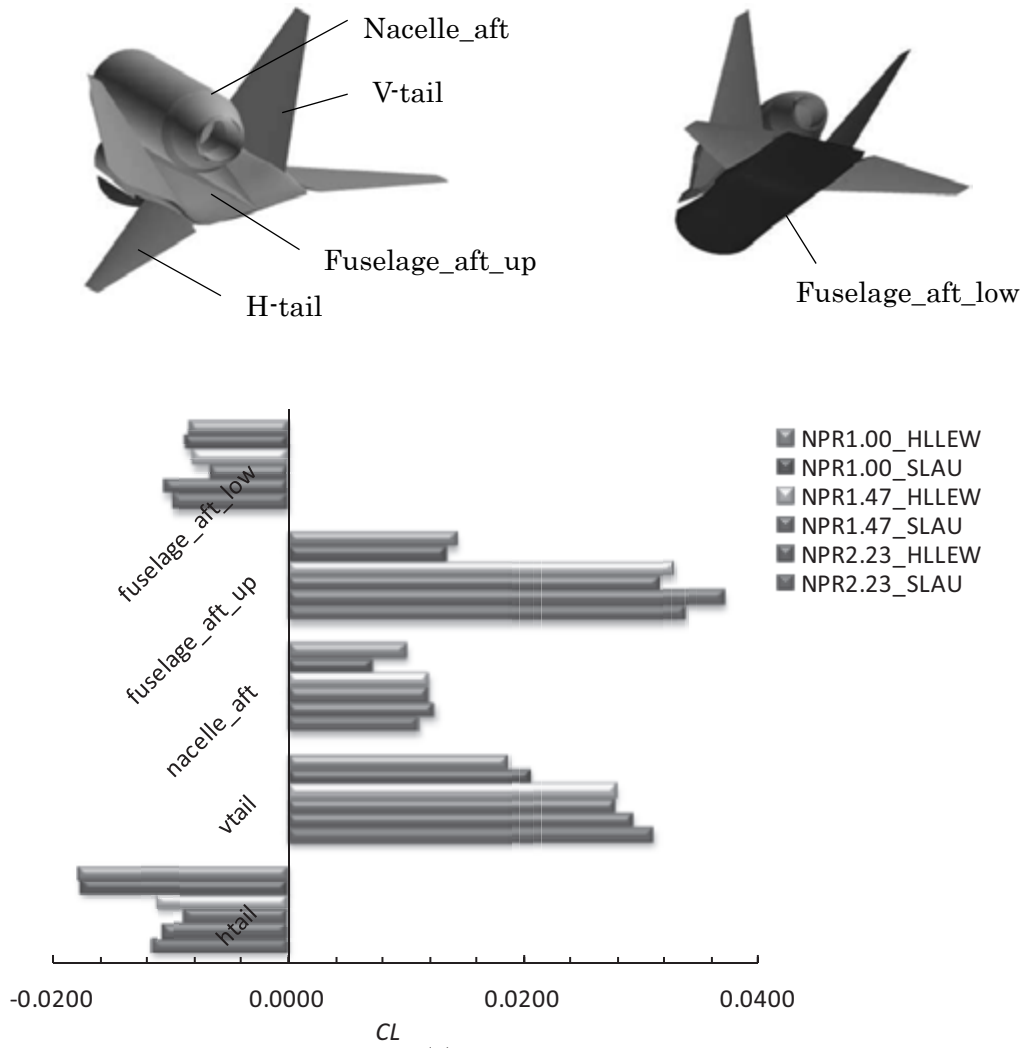
(a) C_L vs. NPR



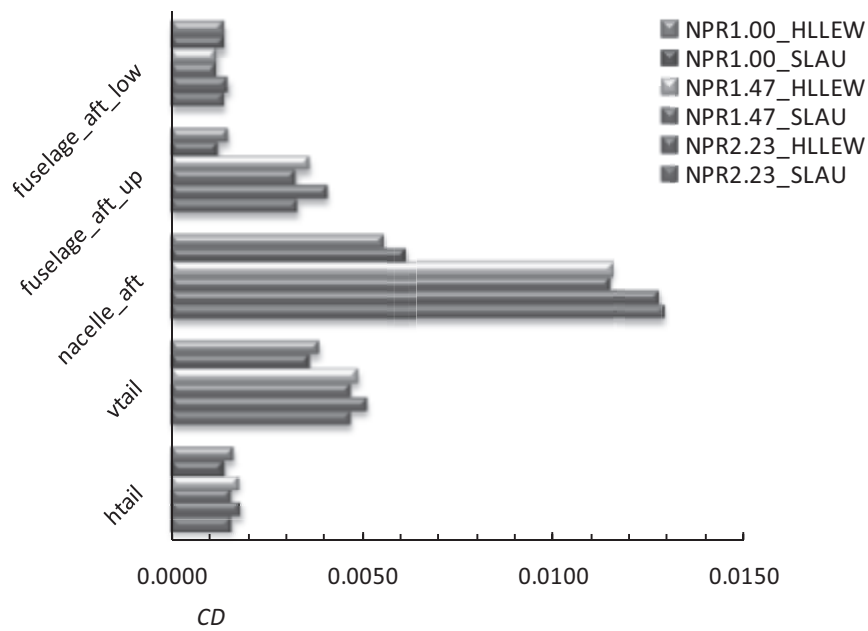
(b) C_D vs. NPR

Fig.4.18 後部胴体における空力係数

(計算スキームによる比較)

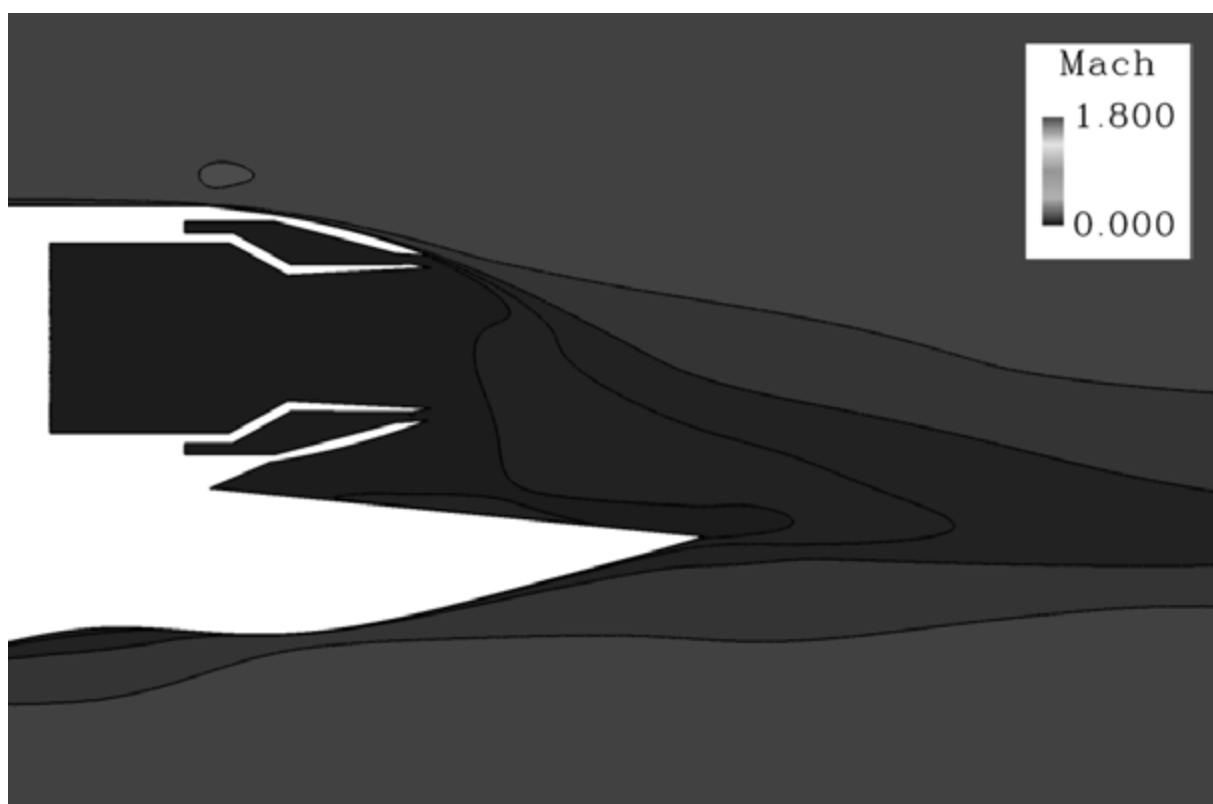
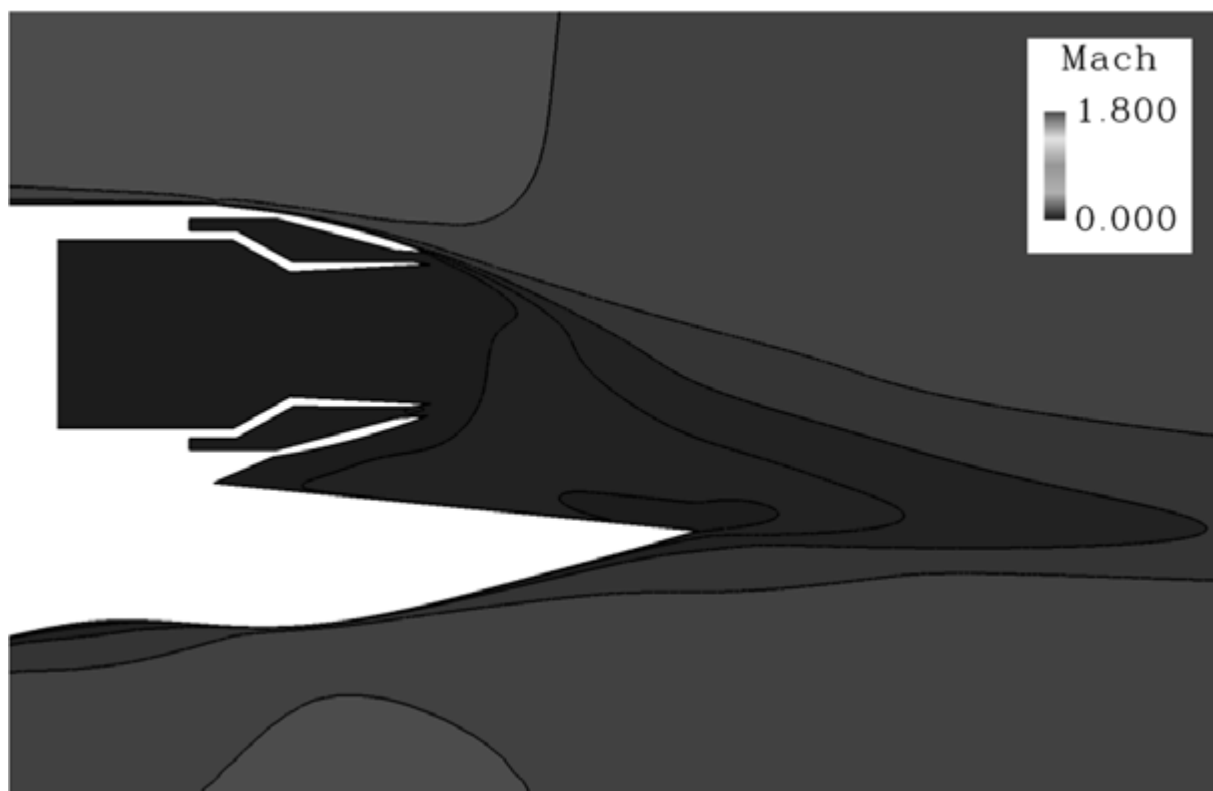


(a) C_L vs. NPR

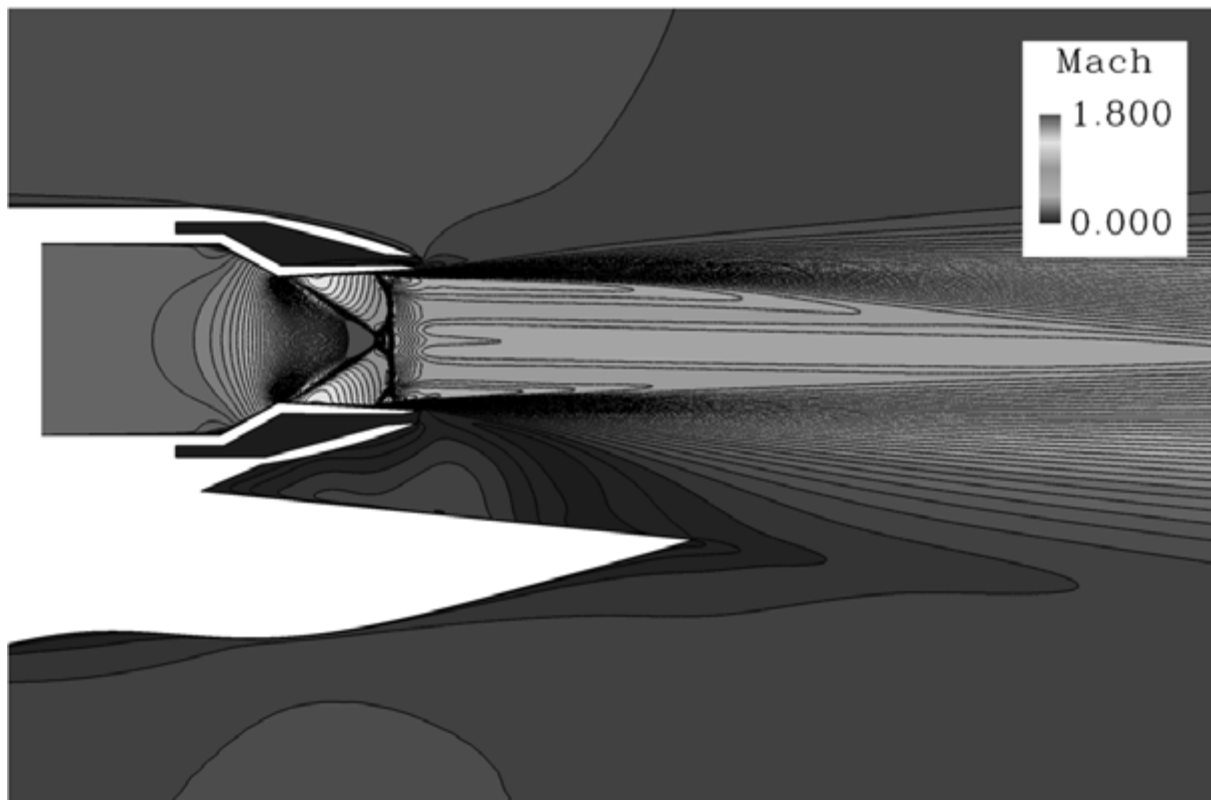
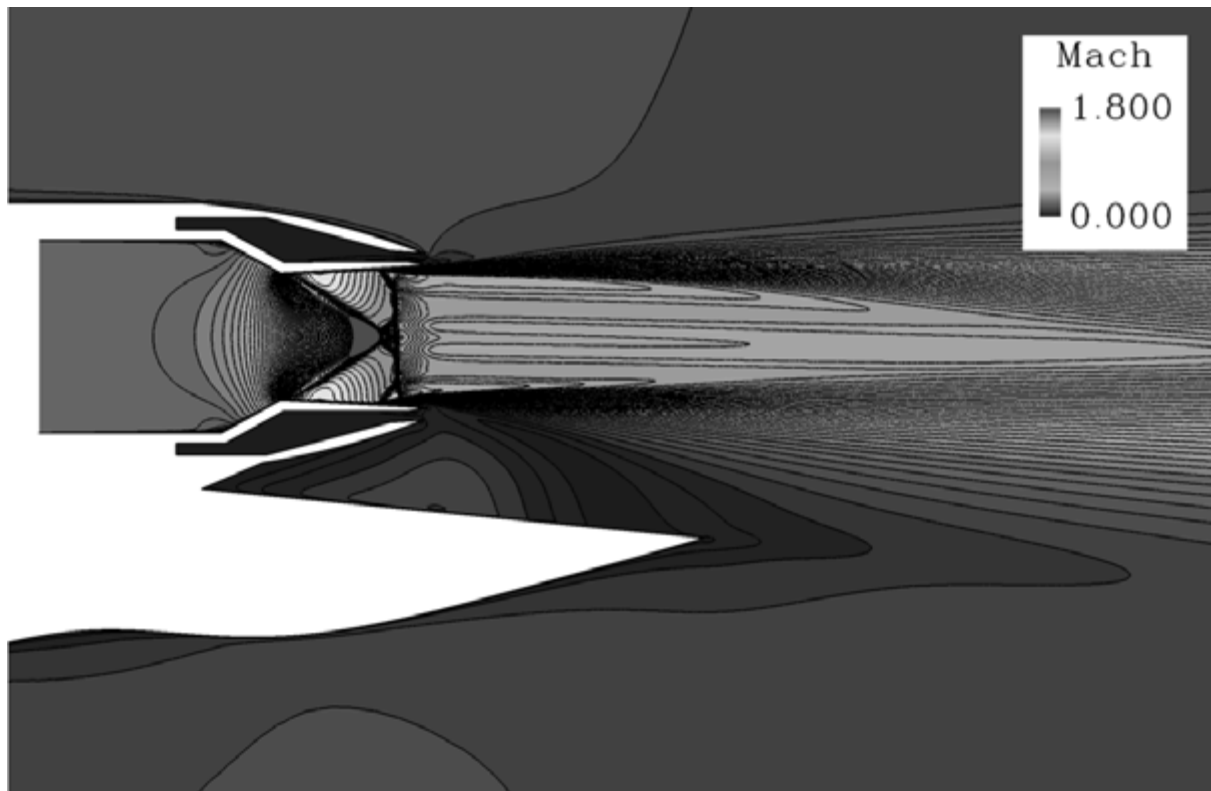


(b) C_D vs. NPR

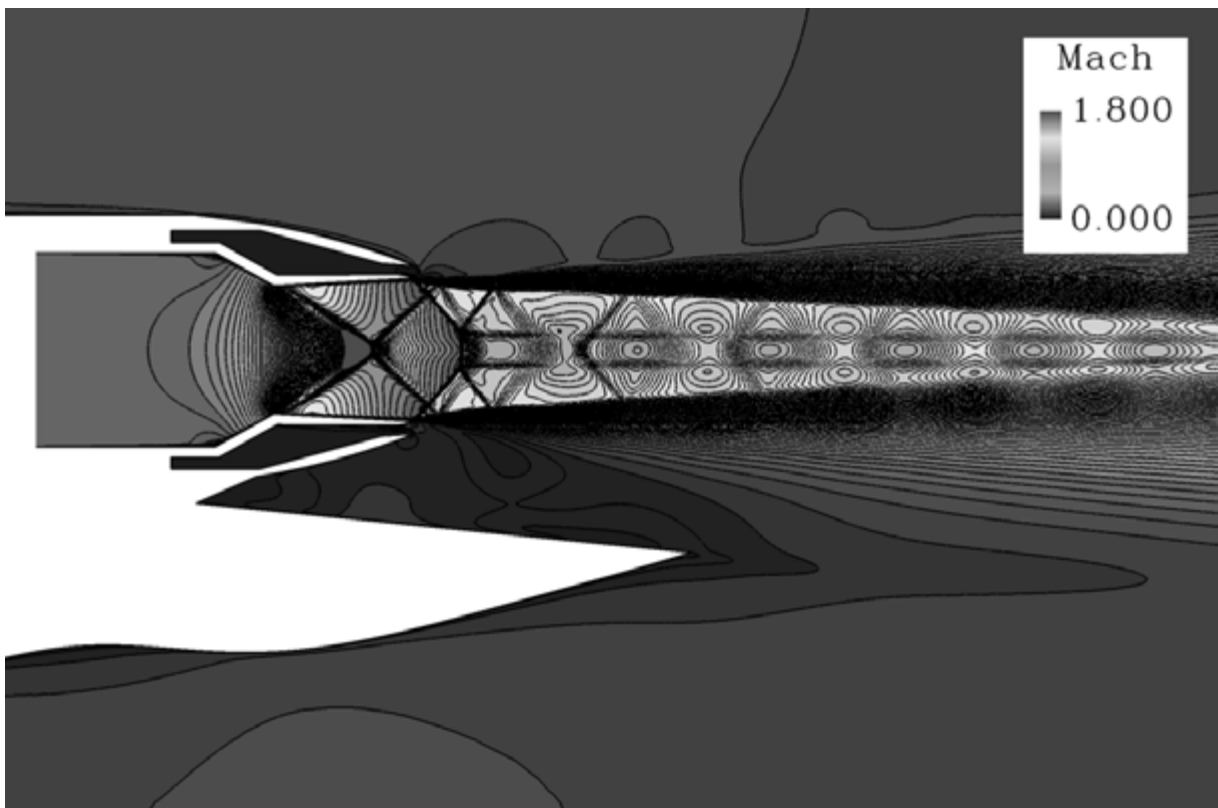
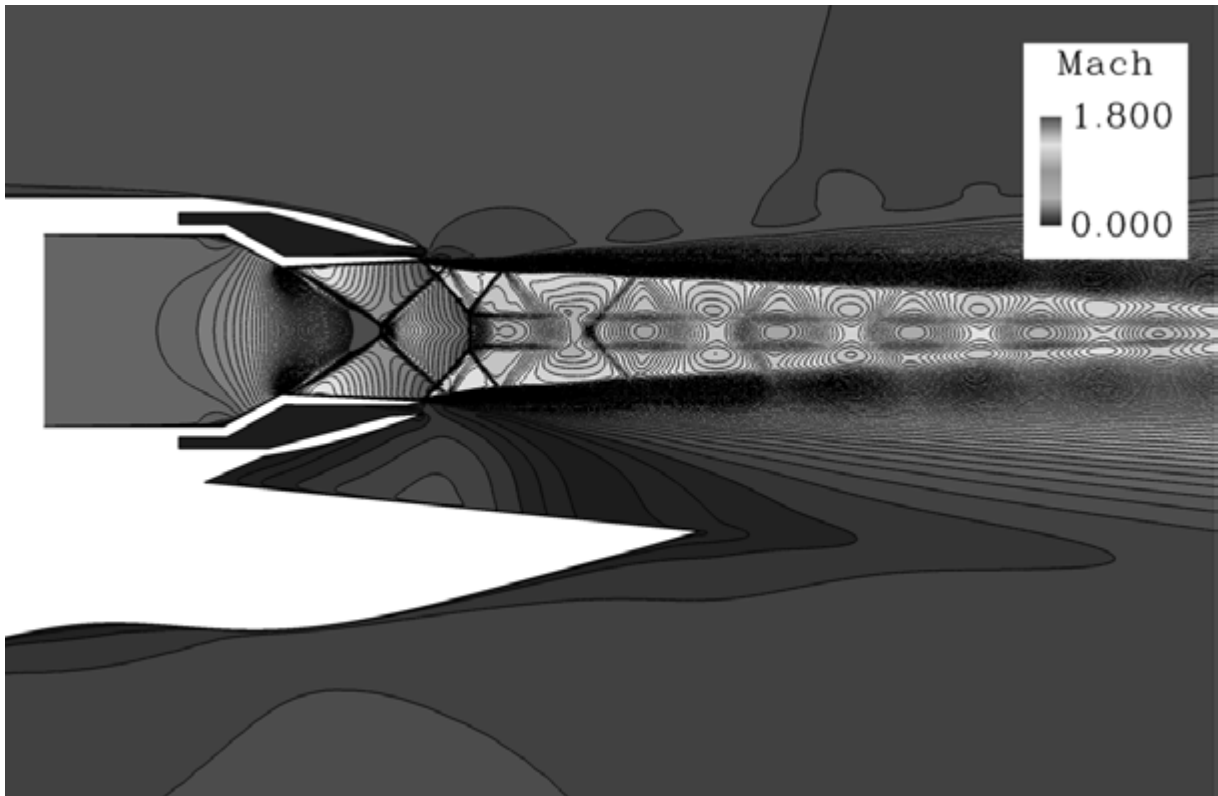
Fig.4.19 後部胴体の各要素ごとの空力係数の変化



(a) $NPR1.00$ (上 : HLLW, 下 : SLAU)



(b) NPR1.47(上 : HLLW, 下 : SLAU)



(c) NPR2.23(上 : HLLEW, 下 : SLAU)

Fig.4.20 スキームの違いによる流れ場の変化(Mach 数分布)

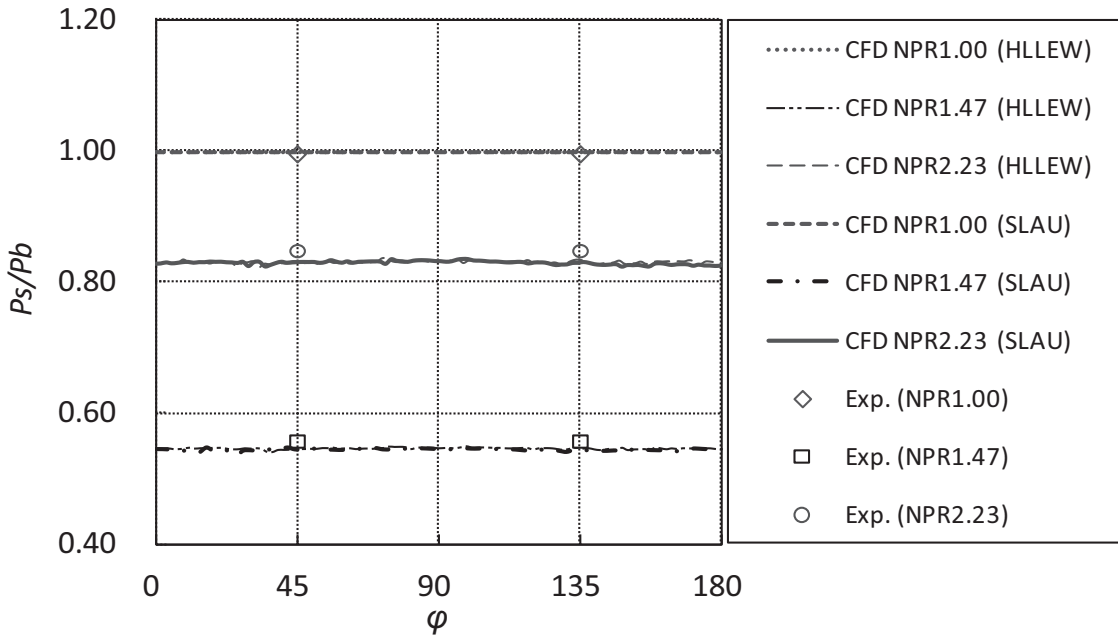
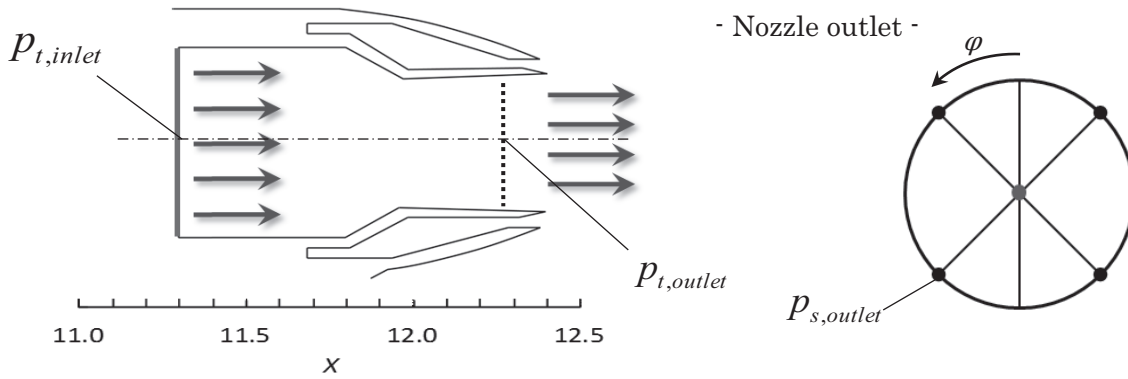


Fig.4.21 ノズル出口静圧の比較(スキームの違い)

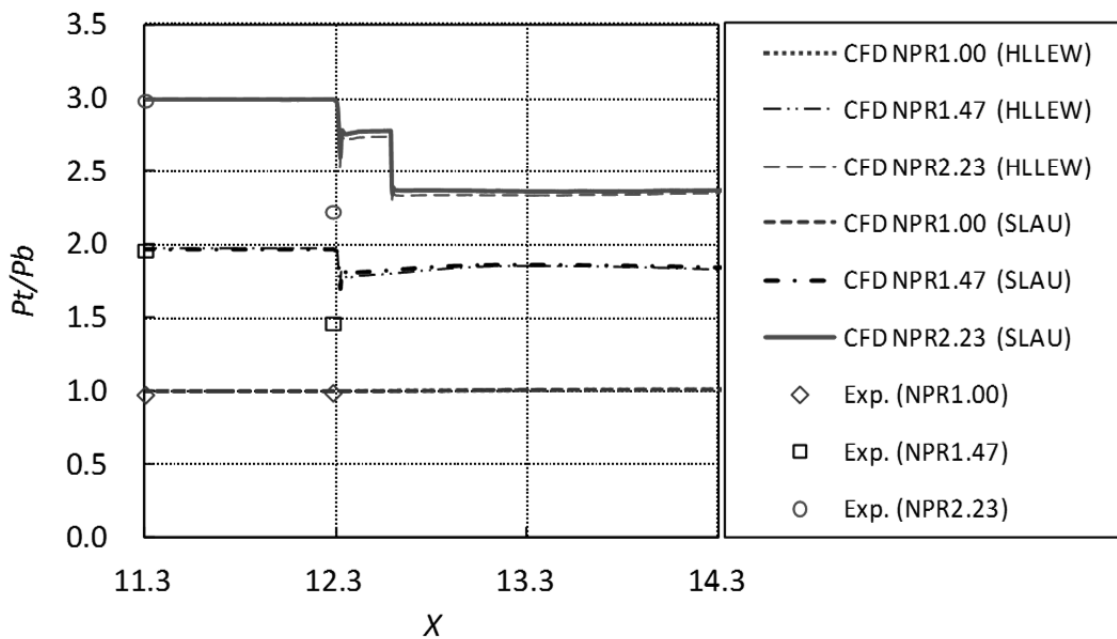
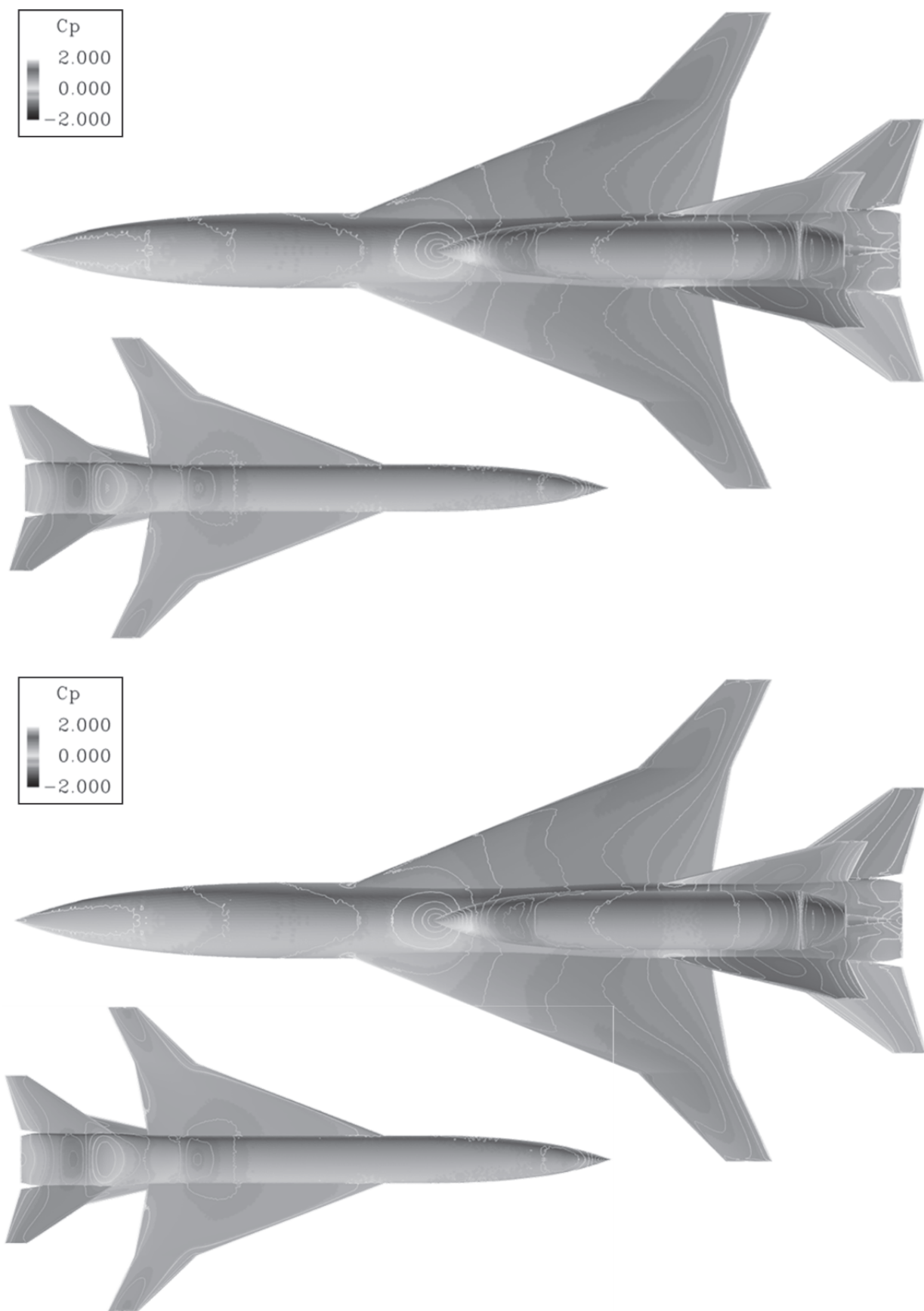
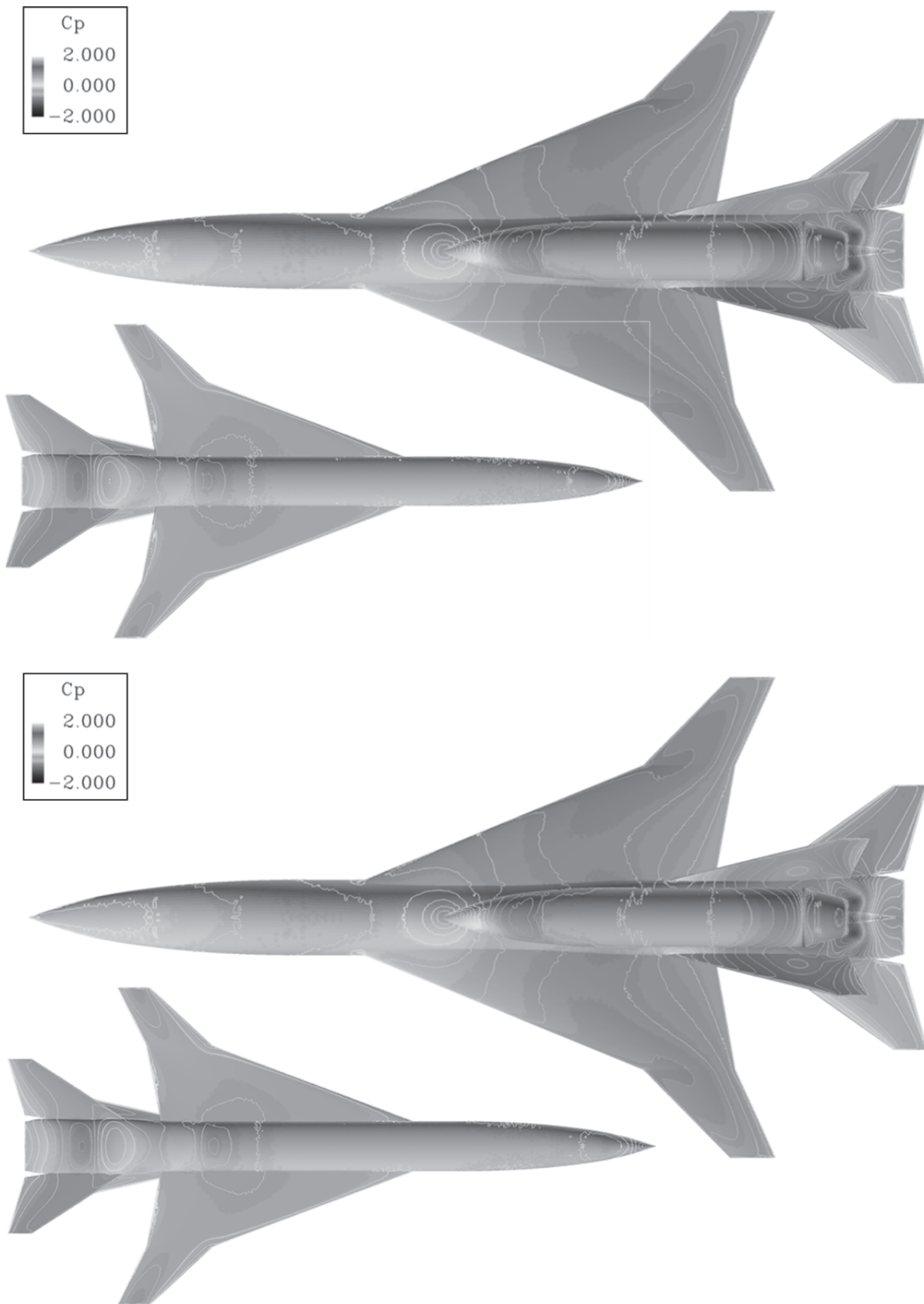


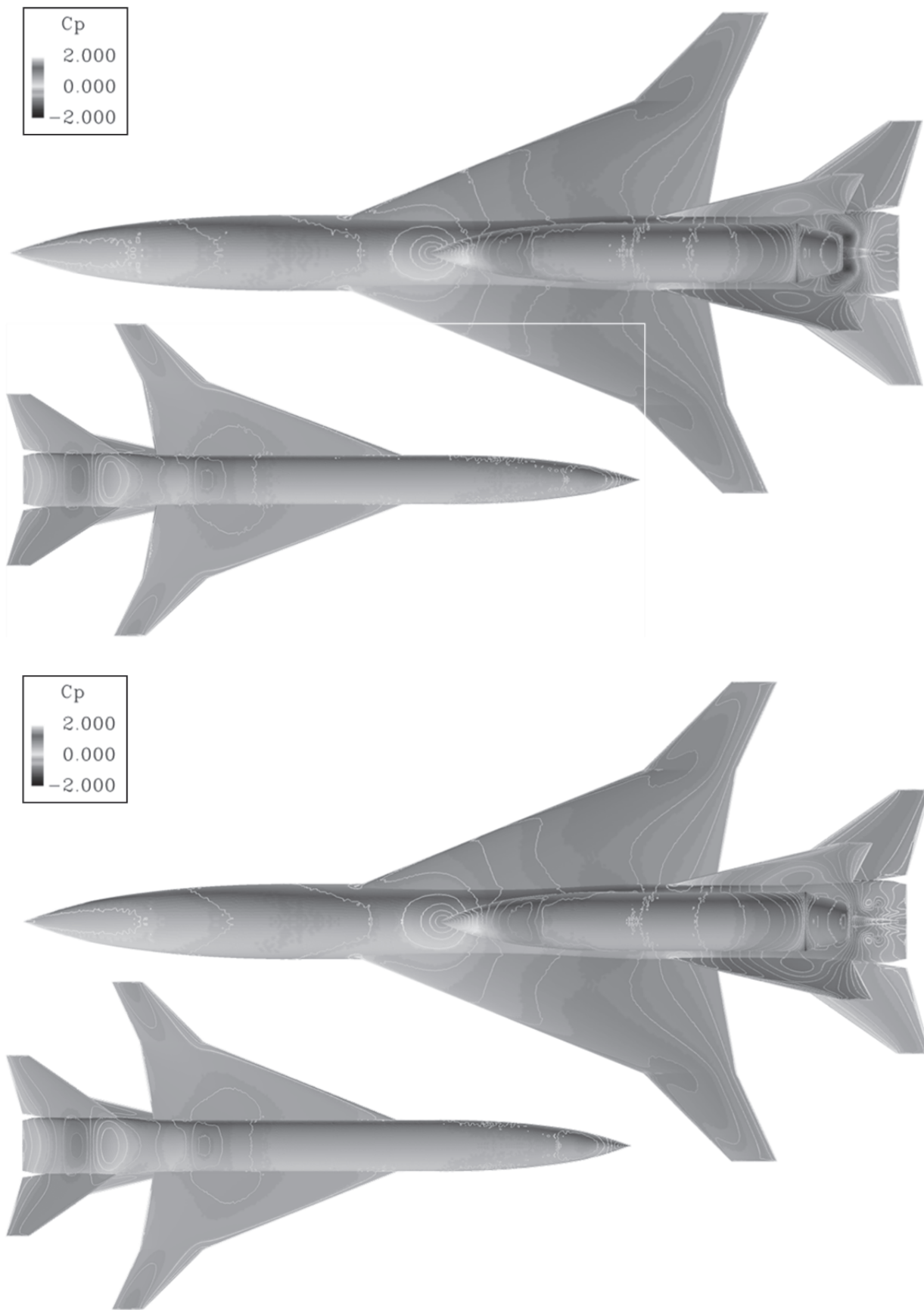
Fig.4.22 ノズル内総圧の比較(スキームの違い)



(a) NPR1.00(上 : HLLEW, 下 : SLAU)

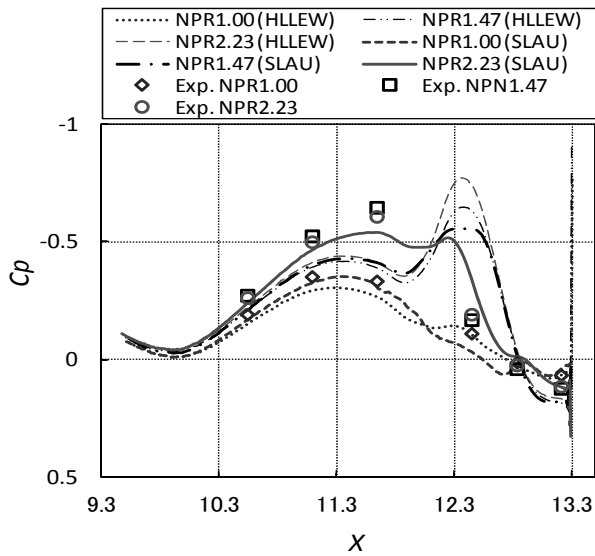
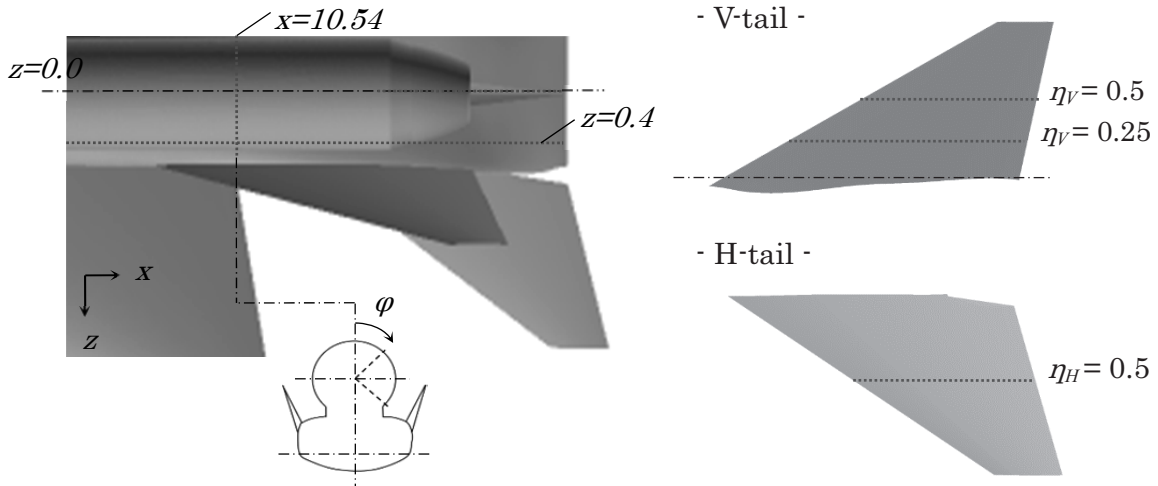


(b) *NPR1.47* (上 : HLLW, 下 : SLAU)

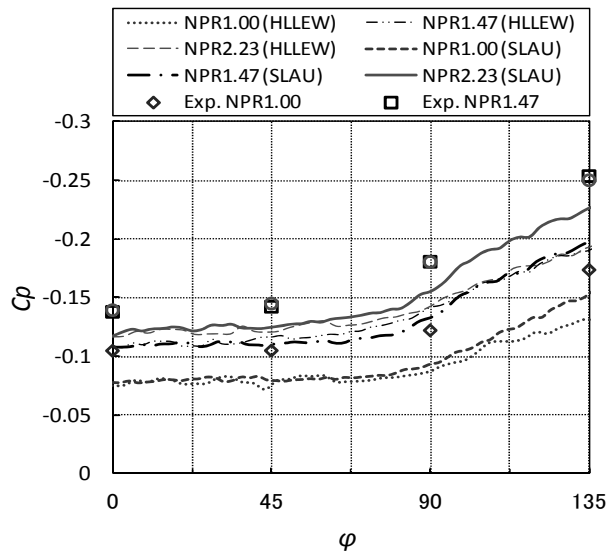


(c) NPR2.23(上 : HLLW, 下 : SLAU))

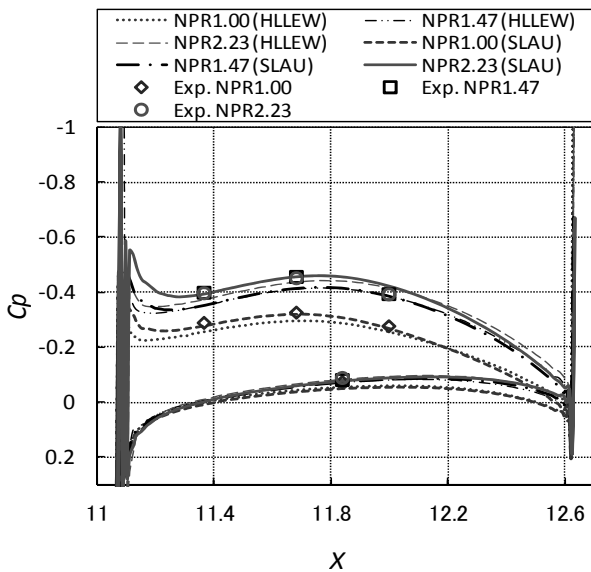
Fig.4.23 機体表面の C_p 分布 (スキームの違いによる比較)



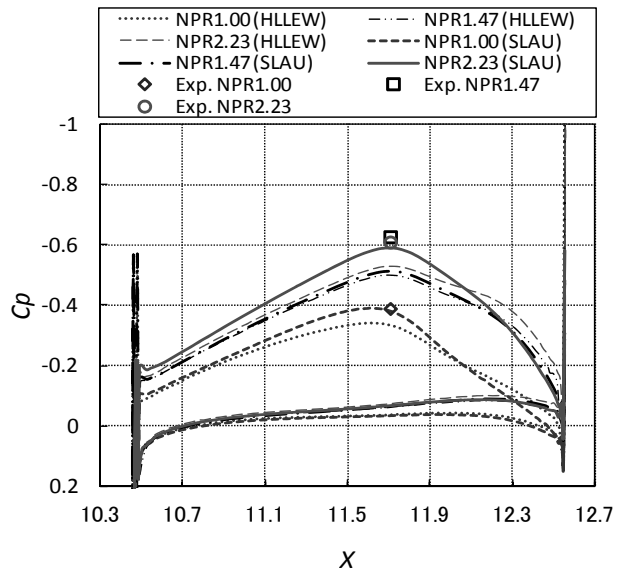
(a) $z = 0.41$



(b) $x = 10.54$



(c) $\eta_V = 0.50$



(d) $\eta_V = 0.25$

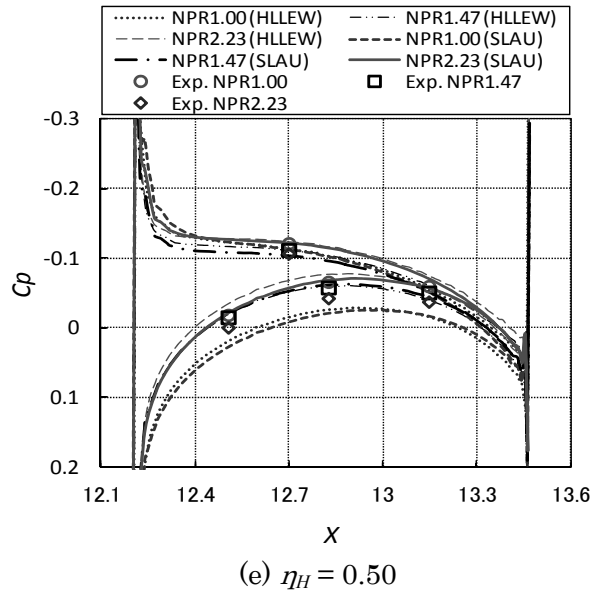


Fig.4.24 各要素ごとの C_p 分布の比較
(スキームの違いによる比較)

5.4 乱流モデルの影響

Table 4.8 計算条件(乱流モデルによる比較)

計算条件	
Computational Mesh	E.F
Freestream Mach #	0.14
A.o.A	2.065[deg.]
Computational scheme	HLLEW
Turbulance model	Mod. S-A[43], Mod. S-A+anisotropic[44], SST-kω[45]

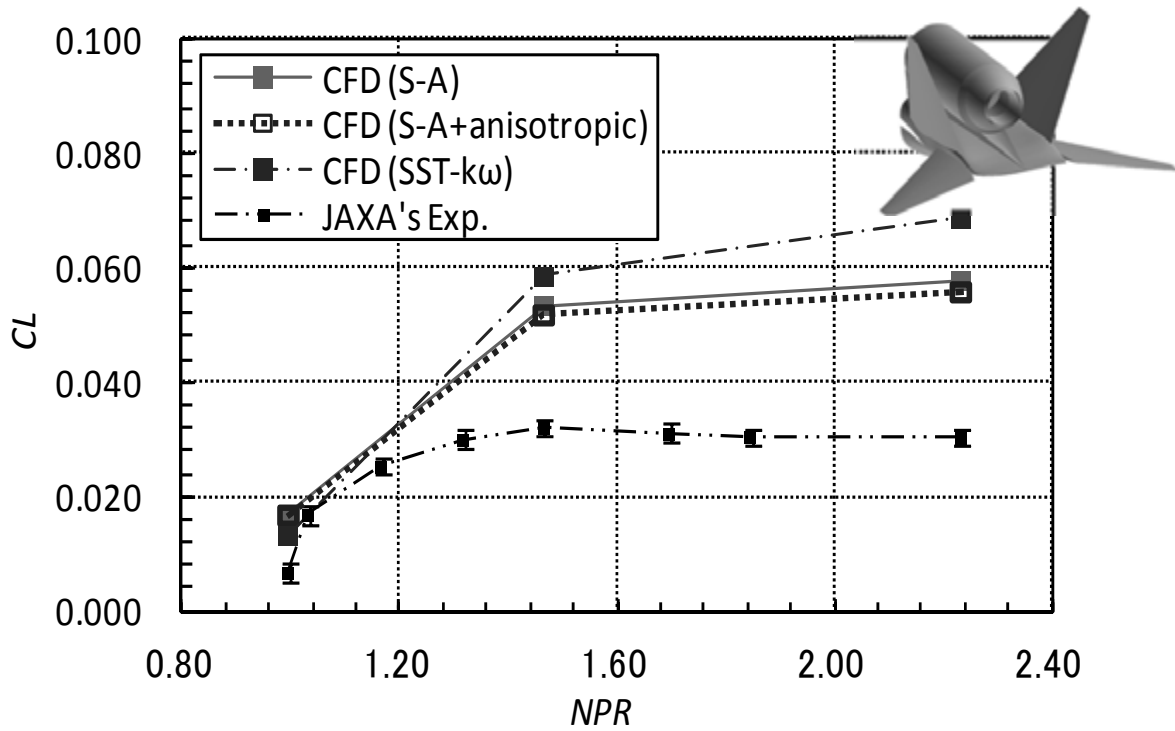
乱流モデルとして渦粘性の過大評価を防ぐように修正の施された修正 S-A モデル^[43](SA-1), S-A モデルに対し非等方性を持たせる構成関係式を代入した修正 S-A+anisotropic モデル^[44](SA-2), SST-k ω モデル^[45]を用いて解析した結果の比較を行う. SST-k ω を用いるに当たり, ノズル入口の乱流エネルギー k と散逸率 ω の初期条件を決定する必要がある. 本解析では, 十分に発達した円管内の流れを仮定して乱流強度を求め, その値をもとに k と ω の値を決定している. 計算格子には E.F 格子を, 非粘性流束の評価には HLLEW 法を用いて解析を行った. Table 4.8 に計算条件を示す. また, Fig.4.25 に乱流モデルの違いによる空力係数の解析結果を, Fig.4.26 に $z=0.0$ 断面におけるマッハ数分布を示す. また, Fig.4.27 にはノズル出口静圧を, Fig.4.28 に

はノズル内総圧を示す。さらに、Fig.4.29 はノズル出口付近の流線の様子であり、Fig.4.30 には後部胴体の各要素の任意断面における C_p 分布を示す。

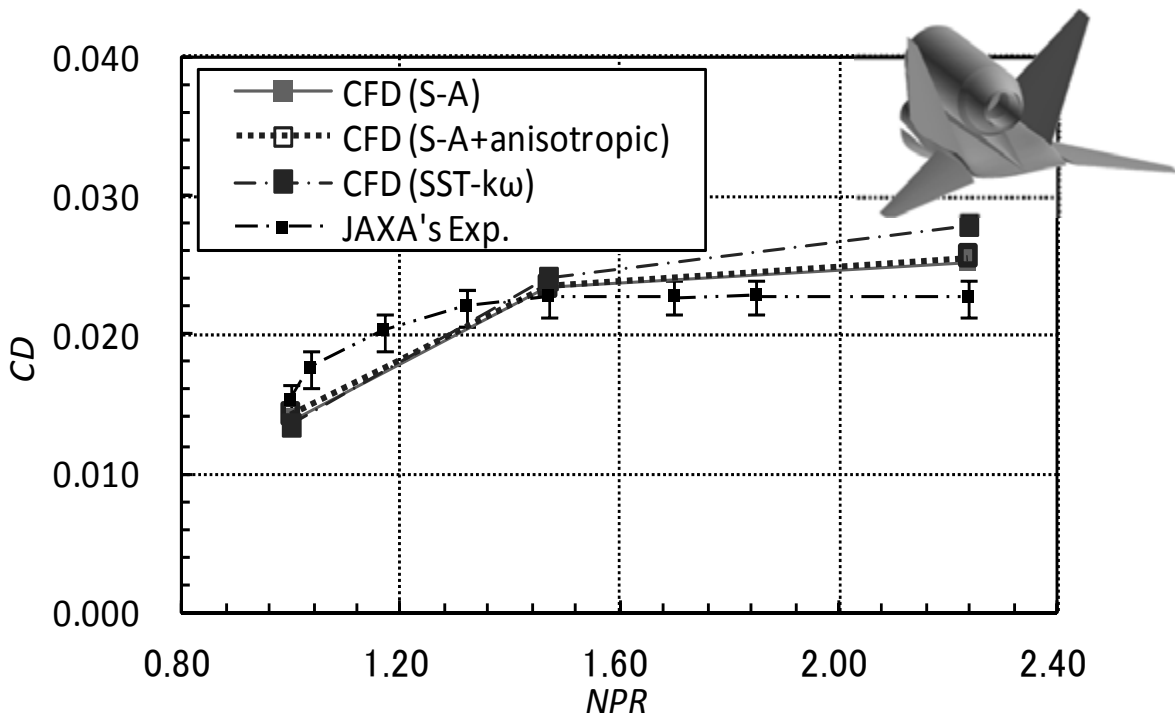
まず、 C_L に関して比較する。Fig.4.25 を見ると、Jet-On になり NPR が高まるにつれ SST-k ω は C_L を最も高く見積もっている。これに対して SA-2 の C_L が最も風洞試験値に近い値となった。 C_D に関して NPR が高まるにつれて SST-k ω が風洞試験値と外れる傾向にある。次にノズル出口付近の流れ及びジェット排気の様子を見て行く。Fig.4.26 から、Jet-Off の時には乱流モデル間の流れ場の差異は確認できない。しかし、Jet-On の時にはモデル間でプルームの様子やノズル出口下面と胴体との領域の流れに差が見られる。NPR1.47 の時には、SA-1 と SA-2 の間ではノズル内壁面における剥離の位置に差は見られないが、SST-k ω は両モデルと比較して剥離の位置が手前にきている。さらに、ノズル出口と胴体に挟まれた領域の流れ場に差が見られる。この領域では、ジェットに誘起された、主流方向とは逆向きの流れが発生しており、SST-k ω ではその速度が大きくなっていることが推測される。NPR2.23 の時には SST-k ω の解析結果に反射波の減衰はあるものの、乱流モデル間のジェット排気の様子に違いは確認できない。しかし、ノズル出口と胴体に囲まれた領域の流れは、NPR1.47 の時と同様、SST-k ω では主流方向とは逆の速度が大きくなっていると考えられる。Fig.4.27 に示すノズル出口の静圧を見ると、NPR1.47 の条件下の SST-k ω の値が風洞試験値や他の乱流モデルの値と大きく異なる。これはノズル内における剥離の位置が SA モデルよりも手前であったためだと考えられる。さらに、Fig.4.28 に示すノズル出口総圧を見ると、SST-k ω の値が SA-1 と SA-2 とは異なる。NPR1.47 の時には風洞試験値と近付いているが、先述のとおりノズル出口の静圧は風洞試験値との間に差が生じている。何れにせよ CFD 解析により得られたノズル出口圧力は風洞試験の値とは大きく異なっている。このような結果となった一因として、SST-k ω に関しては k と ω の初期条件の決定法からくるものが挙げられる。今後、更なる解析を通して追求していく必要がある。次にノズル出口付近の流線(Fig.4.29)を見ると、この領域に発生している渦の様子が乱流モデル間で異なっていることが分かる。SA-1 と SA-2 で比較するとノズル後方に発生した渦が若干ではあるが SA-2 の方が弱いことを確認できる。過去に行われた DLR-F6^[49]や CRM^[50]に対する検証計算により、SA-2 は 2 次流れを精度よく解析することができ、翼胴結合部等に発生した渦の過大評価を抑える効果があるということが明らかとなっている^[44]。本研究における CFD 解析でも、ノズル後方に発生しているジェットにより生じたと考えられる渦を小さく見積もったといえる。それとは逆に、SST-k ω ではこの渦を強く見積もっている。これは Fig.4.30(a)からも確認できる。 $z=0.41$ における C_p を見ると SST-k ω の解析結果が最も C_p を低く見積もり、SA-2 の C_p が最も風洞試験値に近付いている((a)の $x=12.5$)。しかし、どの乱流モデルにおいてもノズル出口付近($x=12.5$)において大きく風洞試験値と異なる。このことが風洞試験値と CFD 解析結果との間で空力係数が大きく異なる一因と考えられる。特に、

ジェット排気を含む流れ場において剥離や渦が生じると、その流れ場では、ジェット流によって加速された流れによりさらに剥離が増大し、その結果として極端に圧力が低下してしまうため、この領域を CFD により精度よく解析することは難しいと考えられる。このことは今後、機体／推進系統合流動解析技術を確立させる上での課題となるであろう。

その他の要素に対する C_p を見ると Jet-On の条件では SA-1 と SA-2 の間に大差はないが、SST-k ω の C_p は風洞試験値と大きく異なっている。特に双垂尾翼における C_p 分布を見ると圧力が最も低くなるピークが他の乱流モデルと比較して遅れている。これは、SST-k ω はジェット排気に誘起された流れを正しく捉えられていないためだと考えられる。



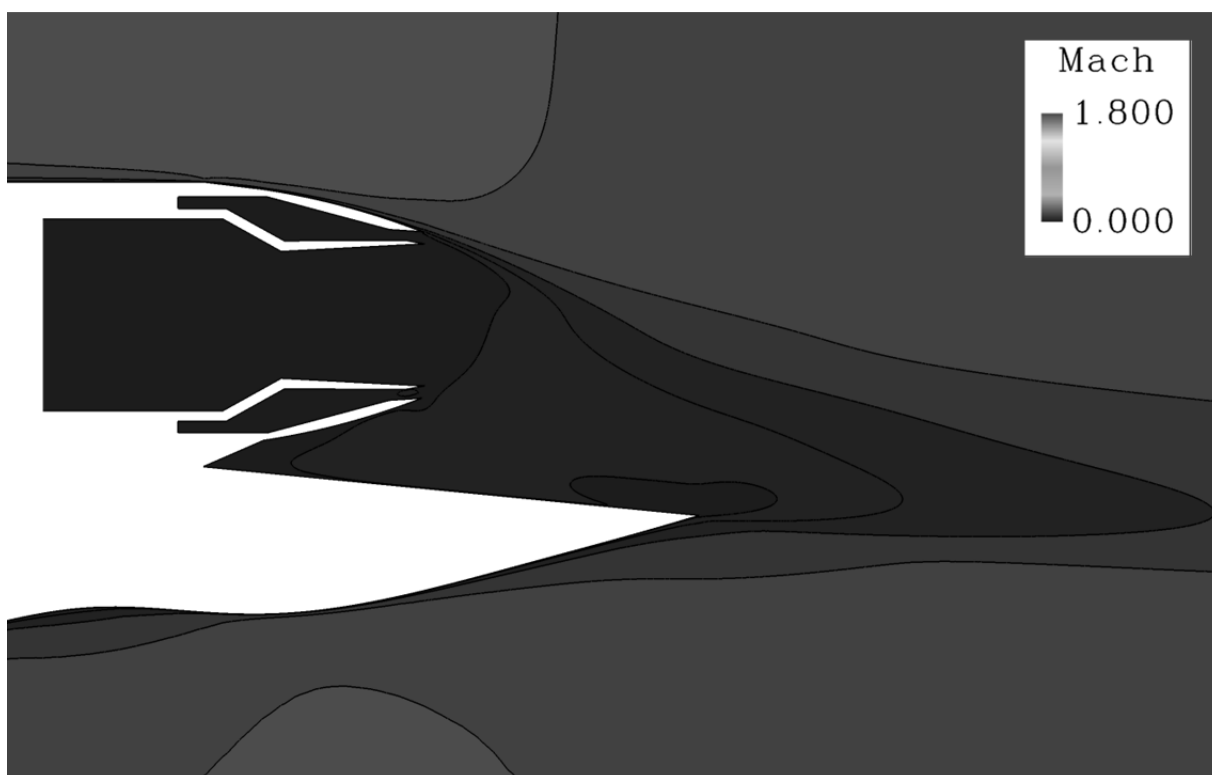
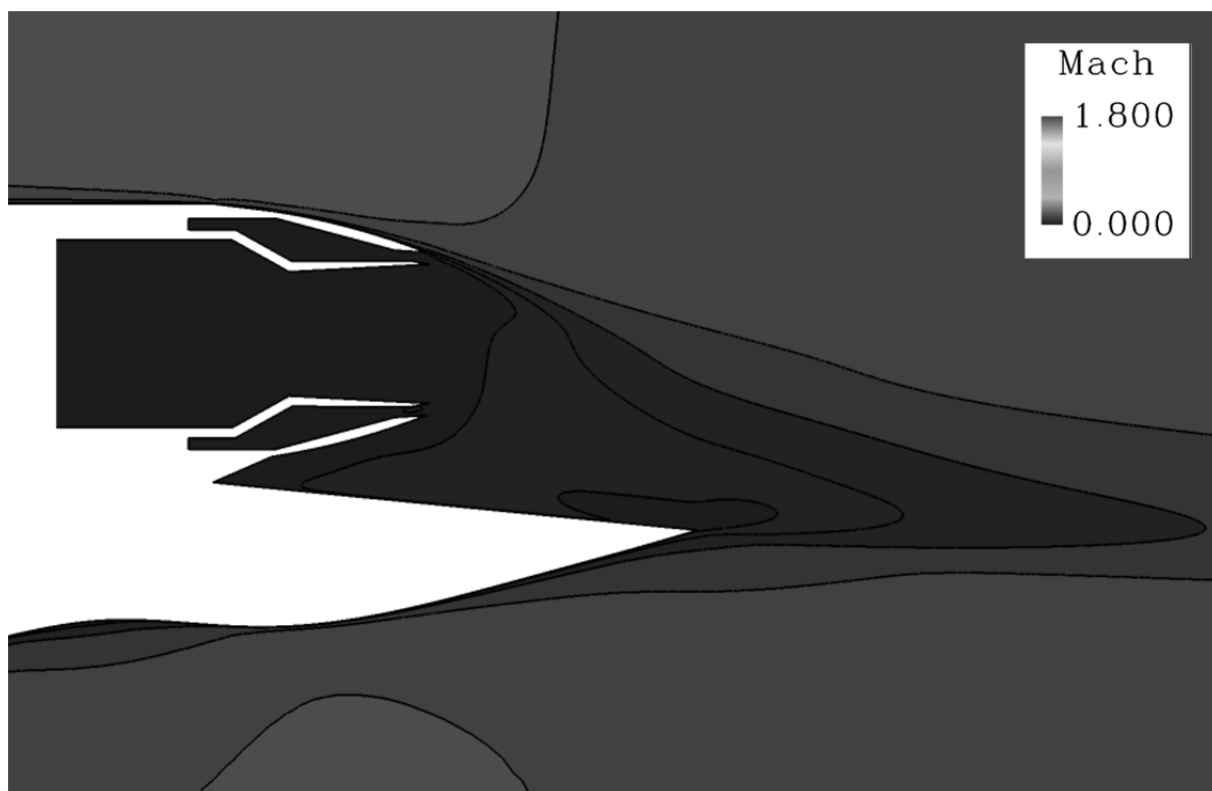
(a) C_L vs. NPR

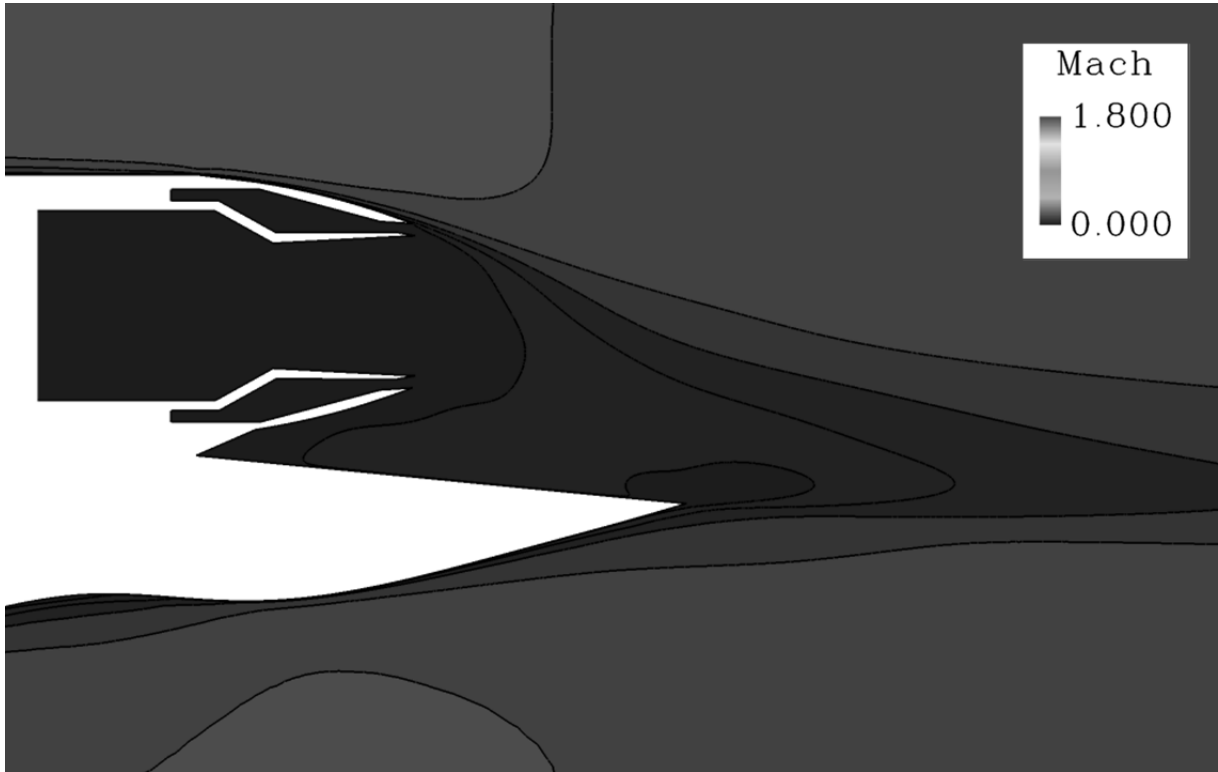


(b) C_D vs. NPR

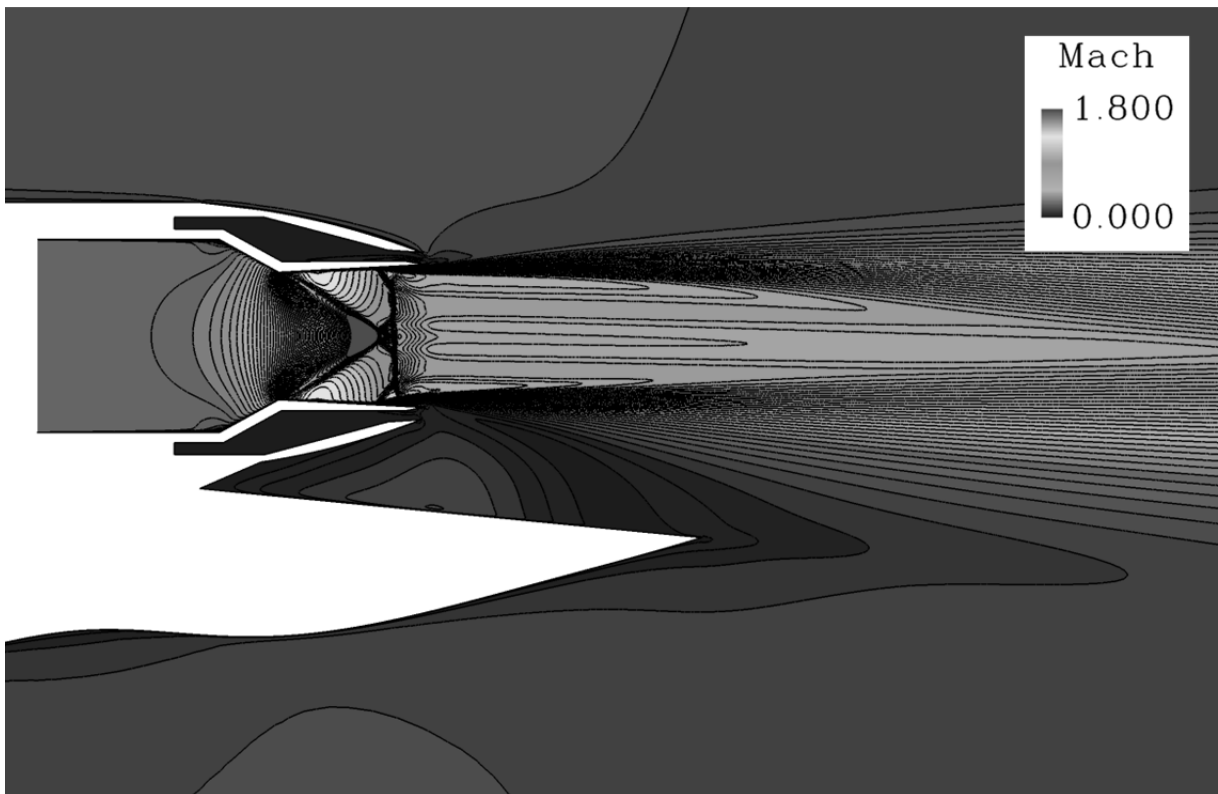
Fig.4.25 後部胴体における空力係数

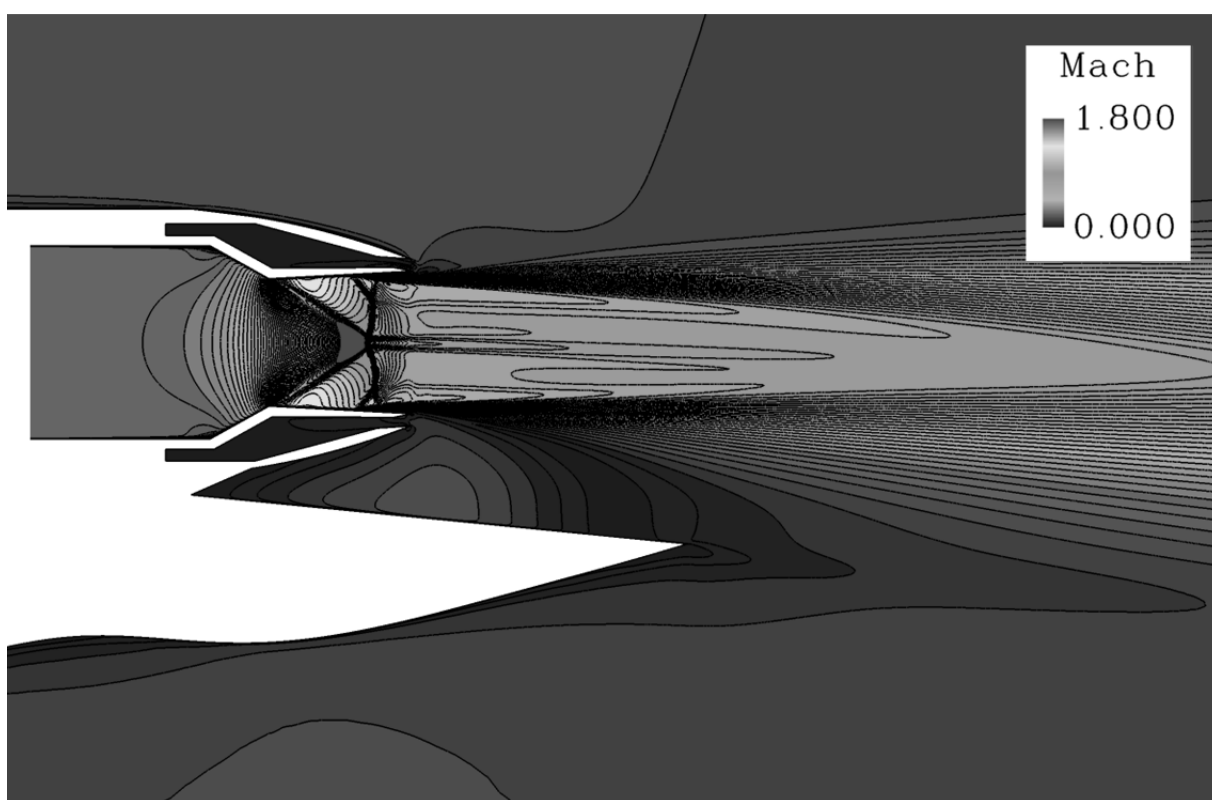
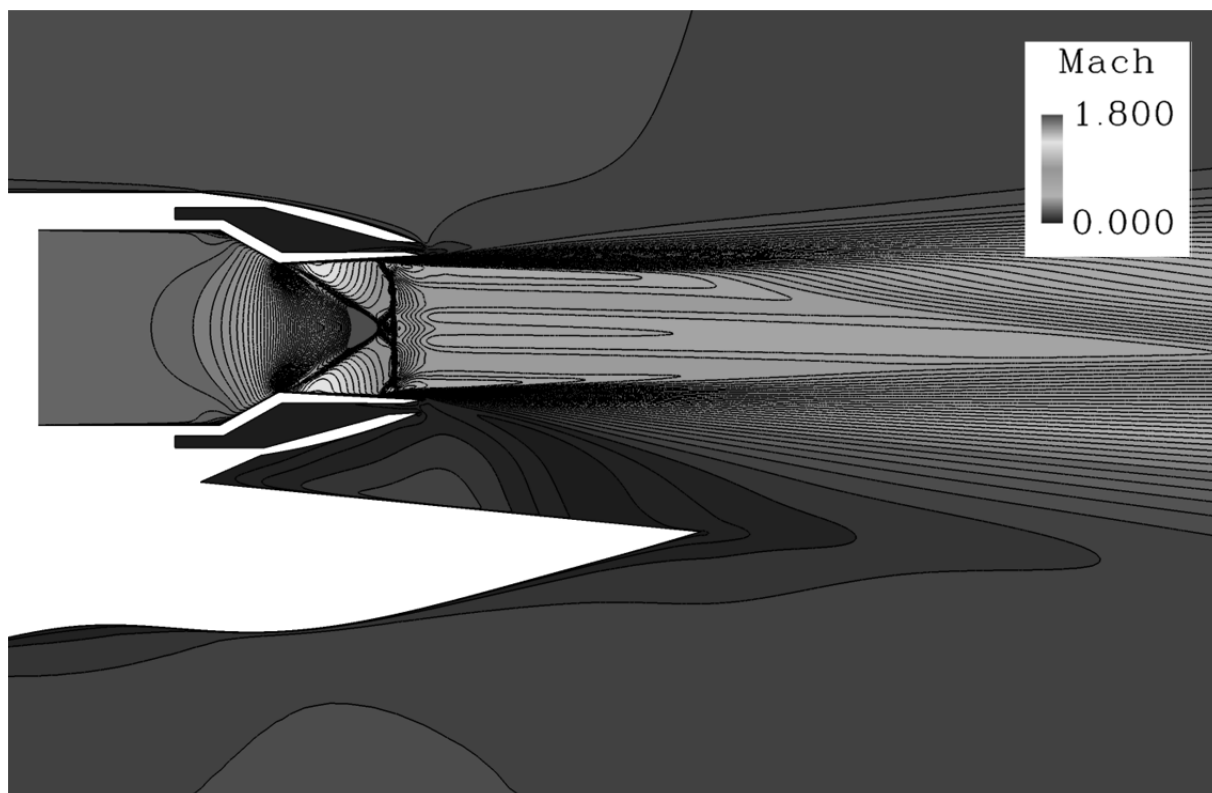
(乱流モデルによる比較)



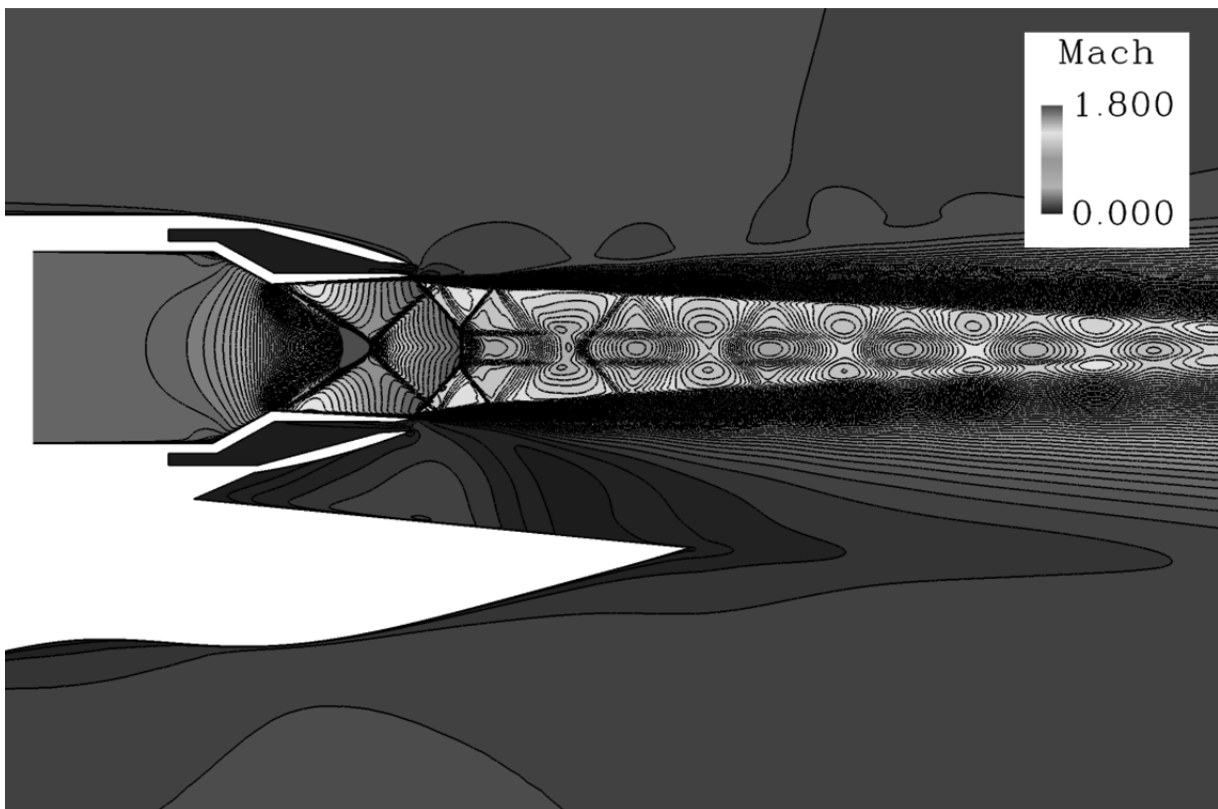
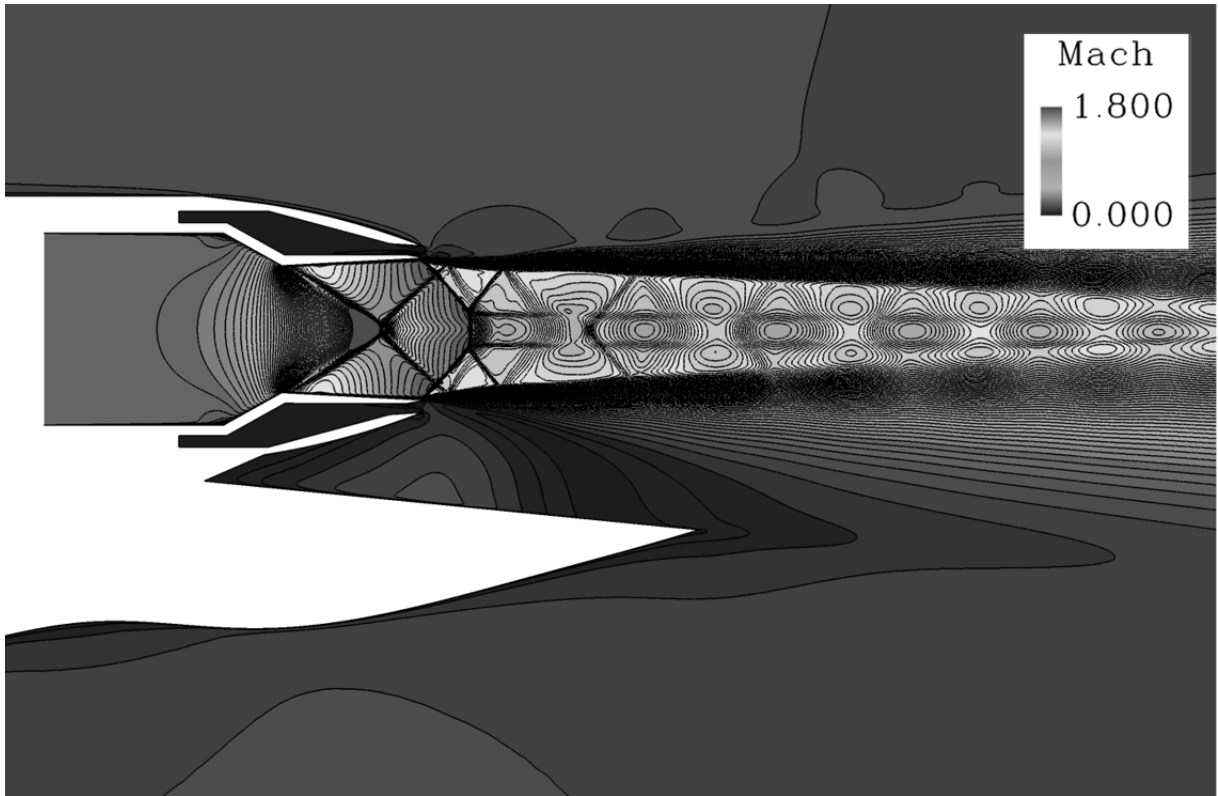


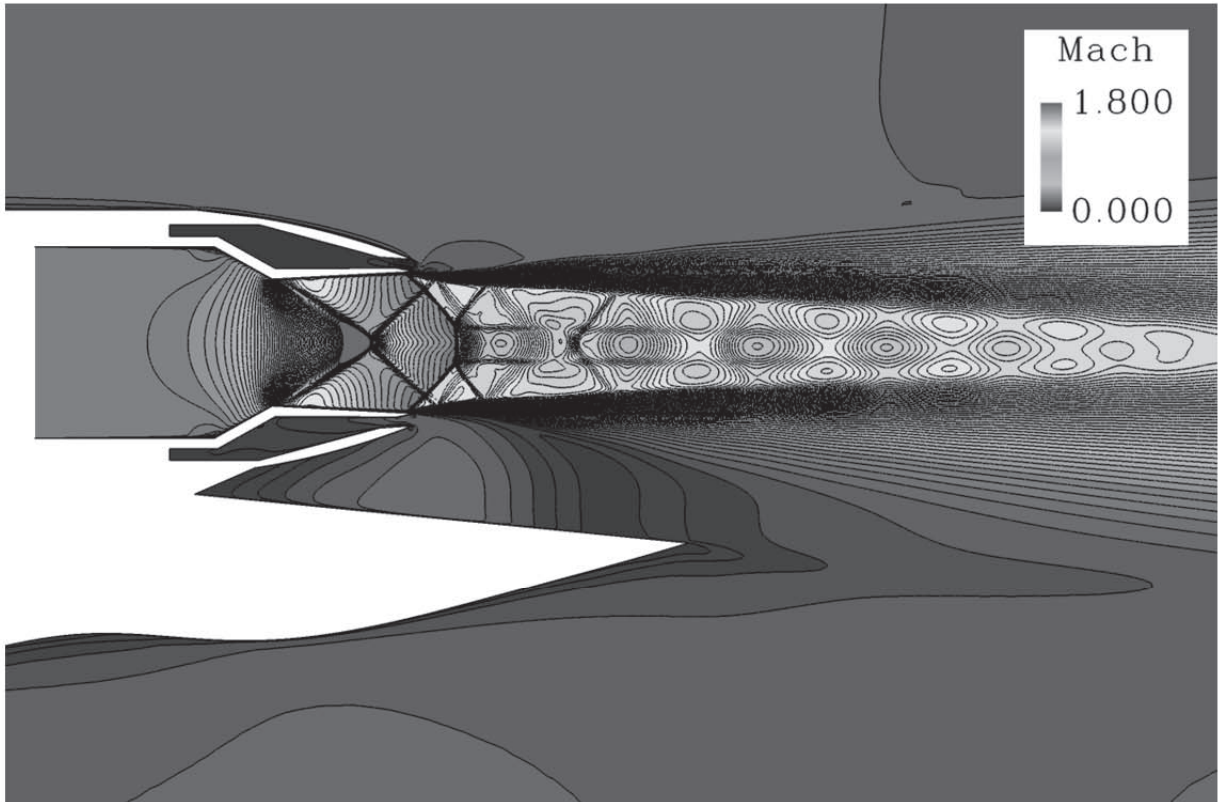
(a) *NPR1.00* (上 : Mod. S-A, 中 : Mod. S-A+Anisotropic, 下 : SST-k ω)





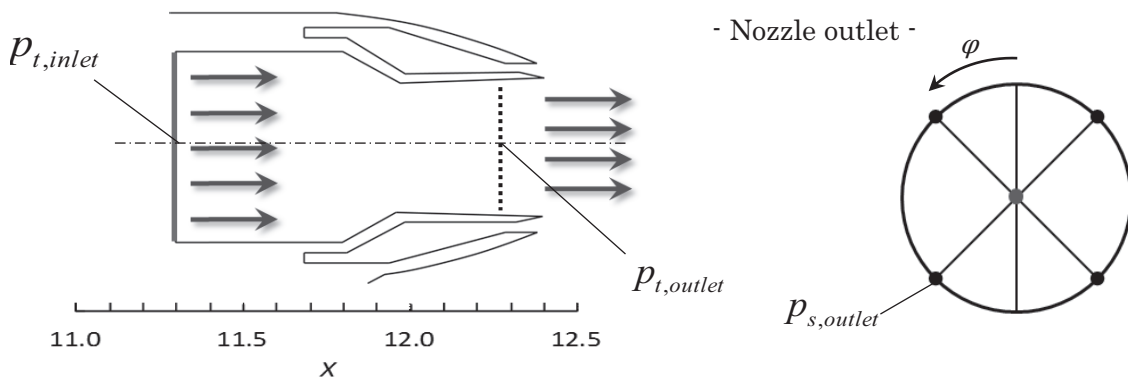
(b) NPR1.47(上 : Mod. S-A, 中 : Mod. S-A+Anisotropic, 下 : SST-k ω)





(c) NPR2.23(上 : Mod. S-A, 中 : Mod. S-A+Anisotropic, 下 : SST-k ω)

Fig.4.26 乱流モデルの違いによる流れ場の変化(Mach 数分布)



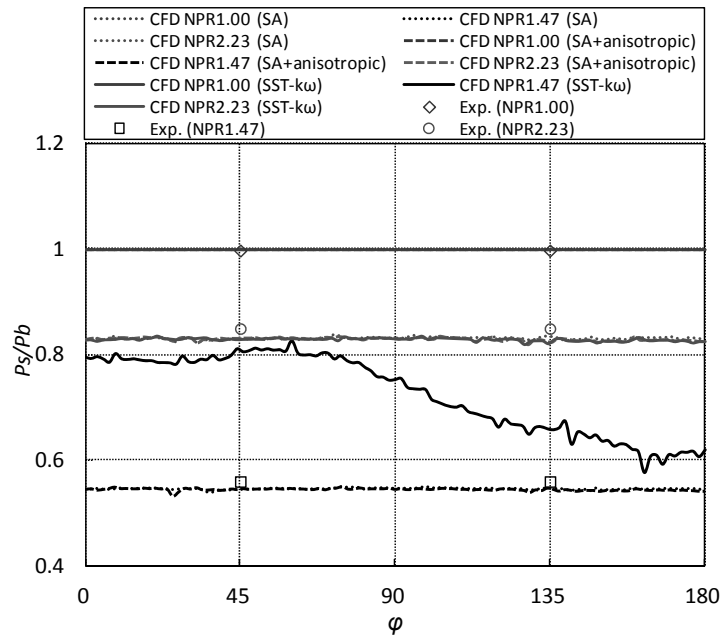


Fig.4.27 ノズル出口静圧の比較(乱流モデルによる比較)

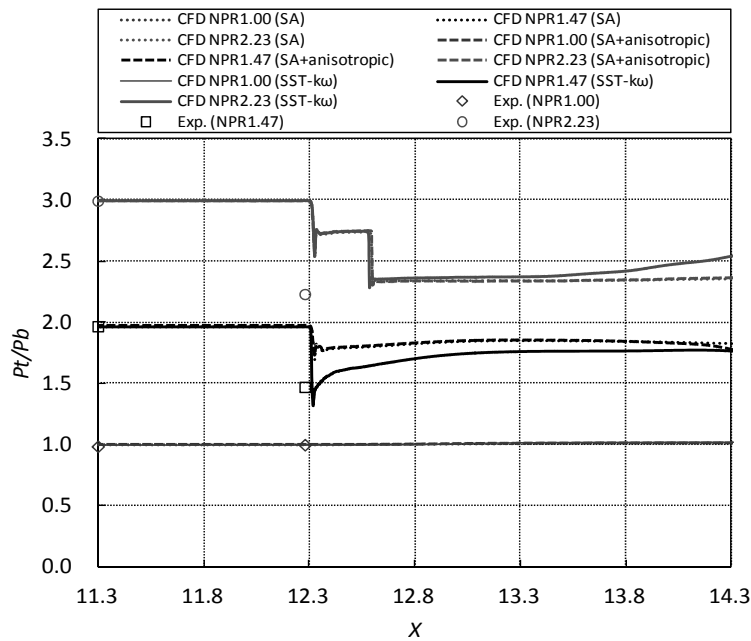
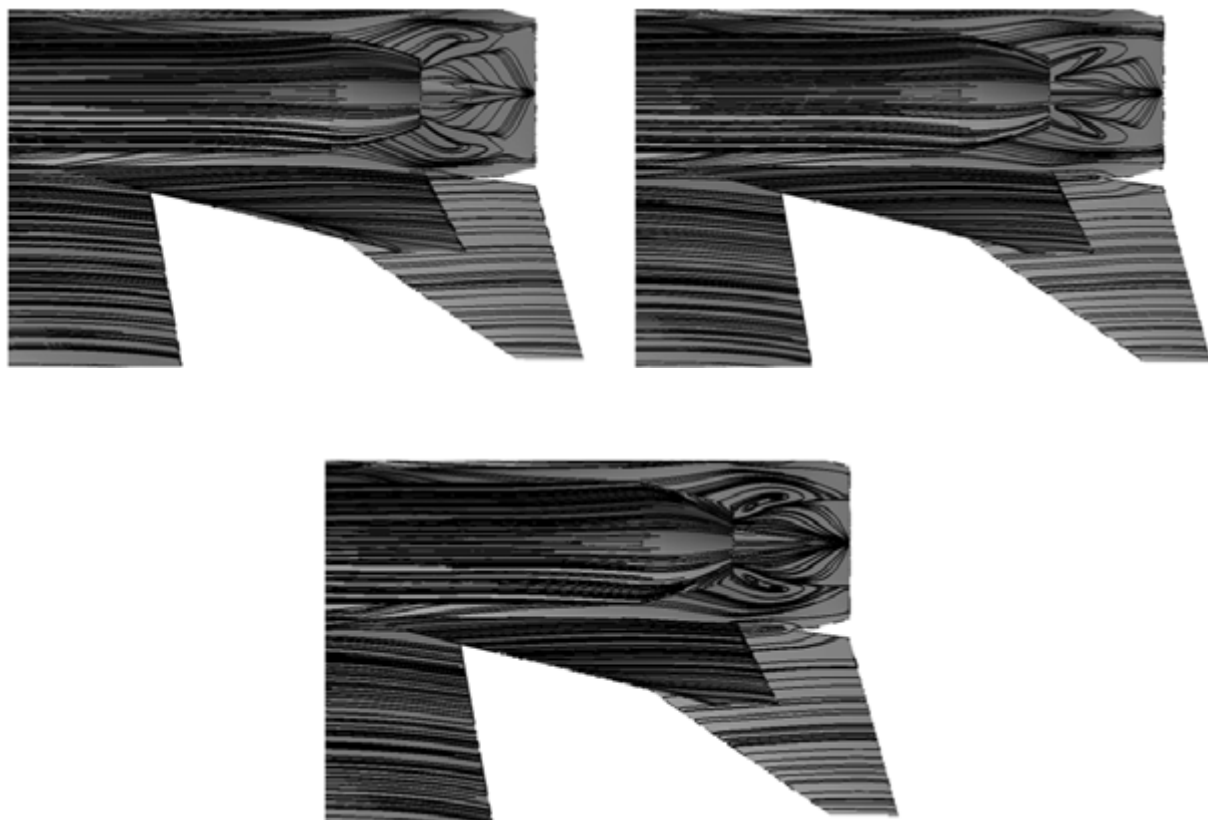


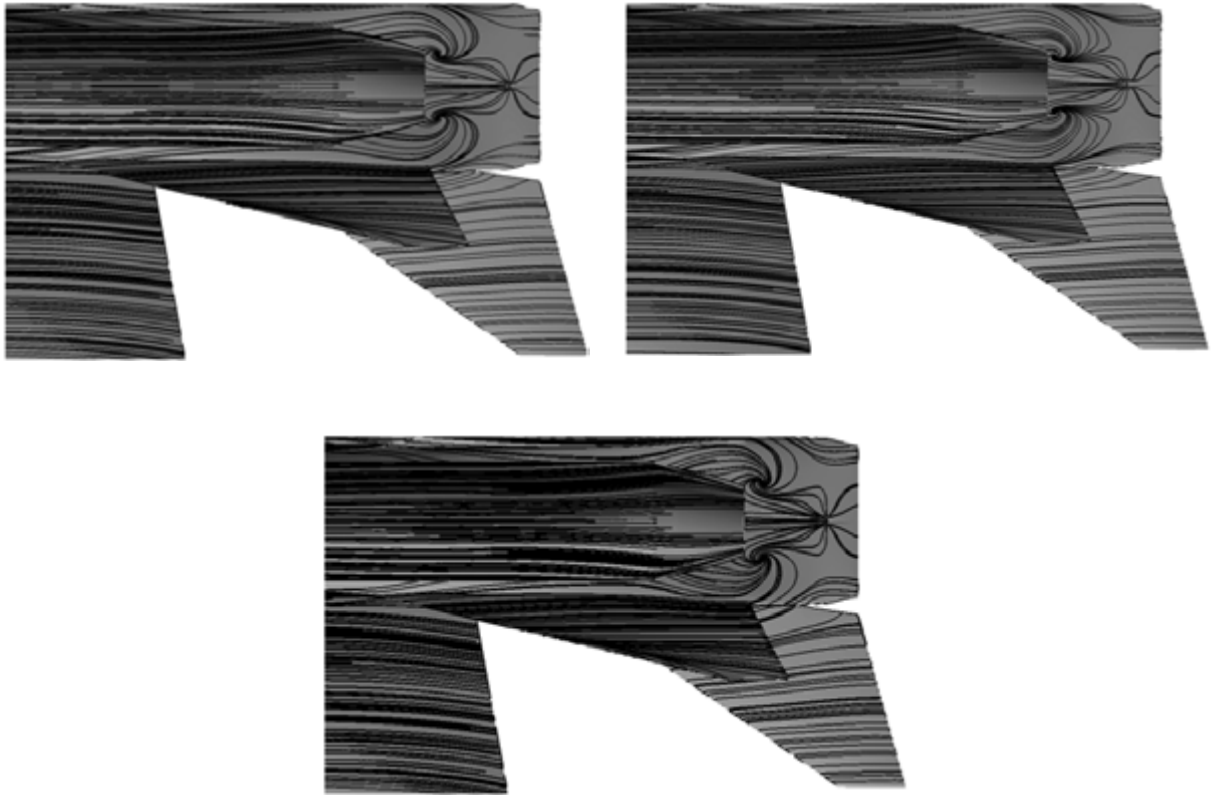
Fig.4.28 ノズル内総圧の比較(乱流モデルによる比較)



(a) *NPR1.00* (左 : Mod. S-A, 右 : Mod. S-A+Anisotropic, 下, SST-k ω)

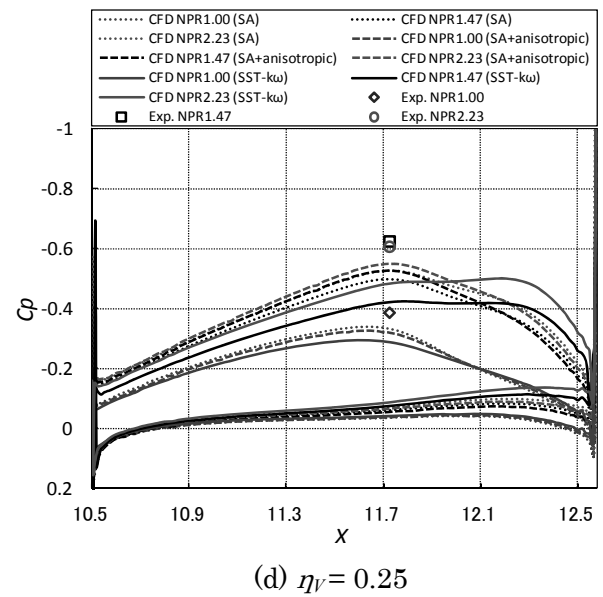
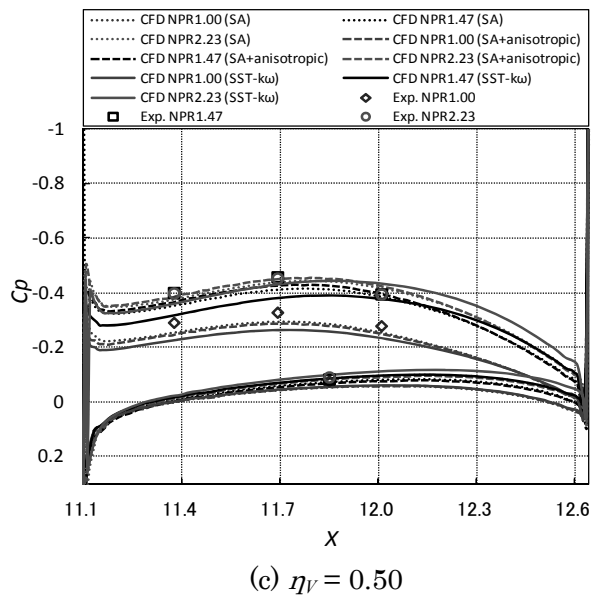
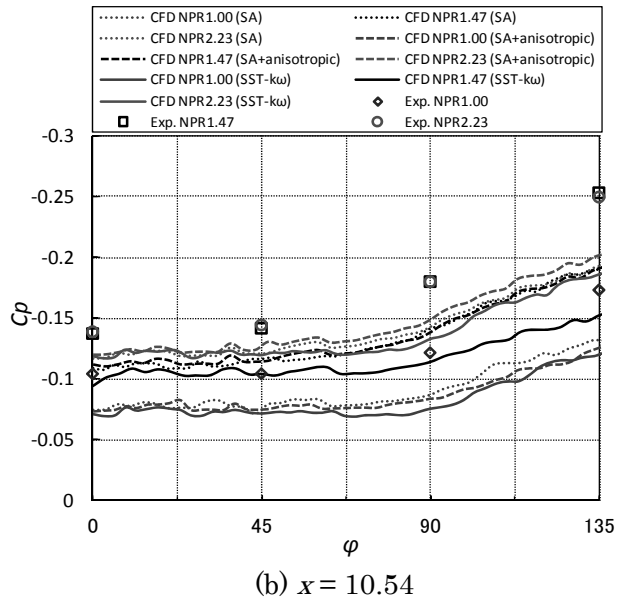
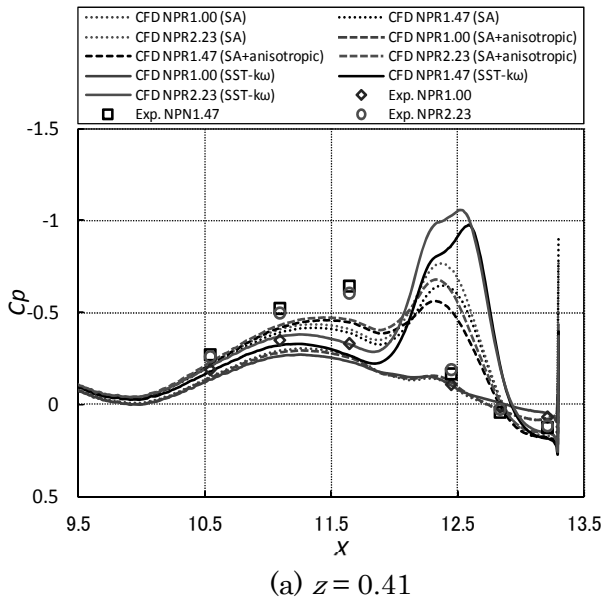
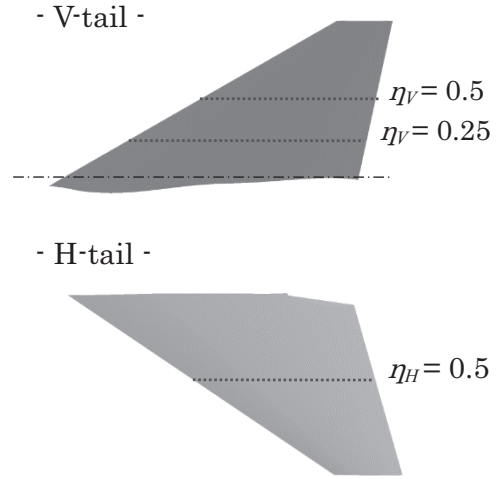
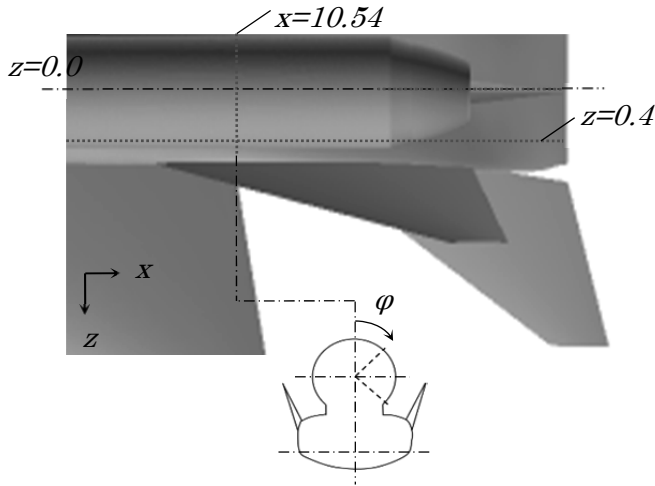


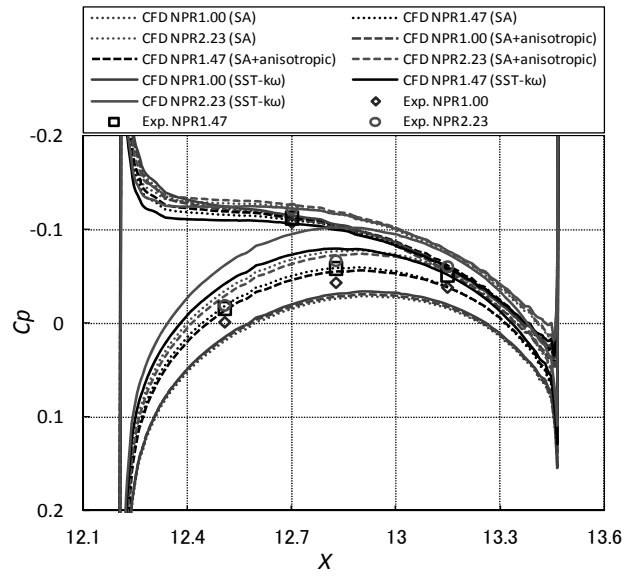
(b) *NPR1.47* (左 : Mod. S-A, 右 : Mod. S-A+Anisotropic, 下, SST-k ω)



(c) *NPR2.23* (左 : Mod. S-A, 右 : Mod. S-A+Anisotropic, 下, SST-k ω)

Fig.4.29 ノズル出口付近における流線の様子



(e) $\eta_H = 0.50$ Fig.4.30 各要素ごとの C_p 分布の比較

(乱流モデルの違いによる比較)

5.5 模型支持装置の影響

Table 4.9 計算条件(ストラットによる比較)

計算条件		
Strut	Off (E.F 格子)	On
# of Nodes [million]	13.7	18.5
Surf. Nodes [million]	0.29	0.27
Minimum spacing	9×10^{-6}	
# of prismatic layers	30	
Growth rate of prismatic layers	1.25	
Freestream Mach #	0.14	
A.o.A [deg.]	2.065	
Computational scheme	HLLEW	
Turbulance model	Mod. S-A	

ここでは、模型支持装置が流れ場に及ぼす影響を知るため、模型支持装置も含めて CFD 解析を行った結果を模型支持装置なしの解析結果と比較して行く。Table 4.9 に計算条件および格子の詳細を、Fig.4.31 に模型支持装置ありのモデルを示す。模型支持装置は模型に対してあらかじめ 2° 傾けて形状を定義している。支持装置を含めた解析結果については第 3 章で行った CFD による補正はなされていないものと比較する。Fig.4.32 は後部胴体における NPR の増加に伴う空力係数 C_L , C_D の変化を、Fig.4.33 は各要素ごとの空力係数を模型支持装置の有無で比較している。まず Fig.4.32 を見ると模型支持装置の影響で C_L は増加し、 C_D は減少している。これらの差分(補正前の値 - 補正後の値)は実験値よりも CFD 解析値の方が小さいことが分かる。このことから、実際の流れ場では第 3 章で補正を行った胴体後部下面以外にも支持装置の影響が及んでいることが推測される。それは各要素ごとの空力係数を比較するとより明確となる(Fig.4.33)。各要素ごとの変化を見ると、主翼、胴体後部の下面、水平尾翼の C_L , C_D が大きく変化していることが分かる。また、機体表面の流線を見ると模型支持装置の影響で主翼や胴体後部下面の流れが変化していることを確認できる(Fig.4.34)。さらに内翼においては、上面の前縁付近の流れに違いが見られる。Fig.4.35 に示す内翼の C_p を見ると模型支持装置なしの時には上面において風洞試験値と大きな差が生じていたが、支持装置ありで解析した結果は風洞試験値に近付いている。この

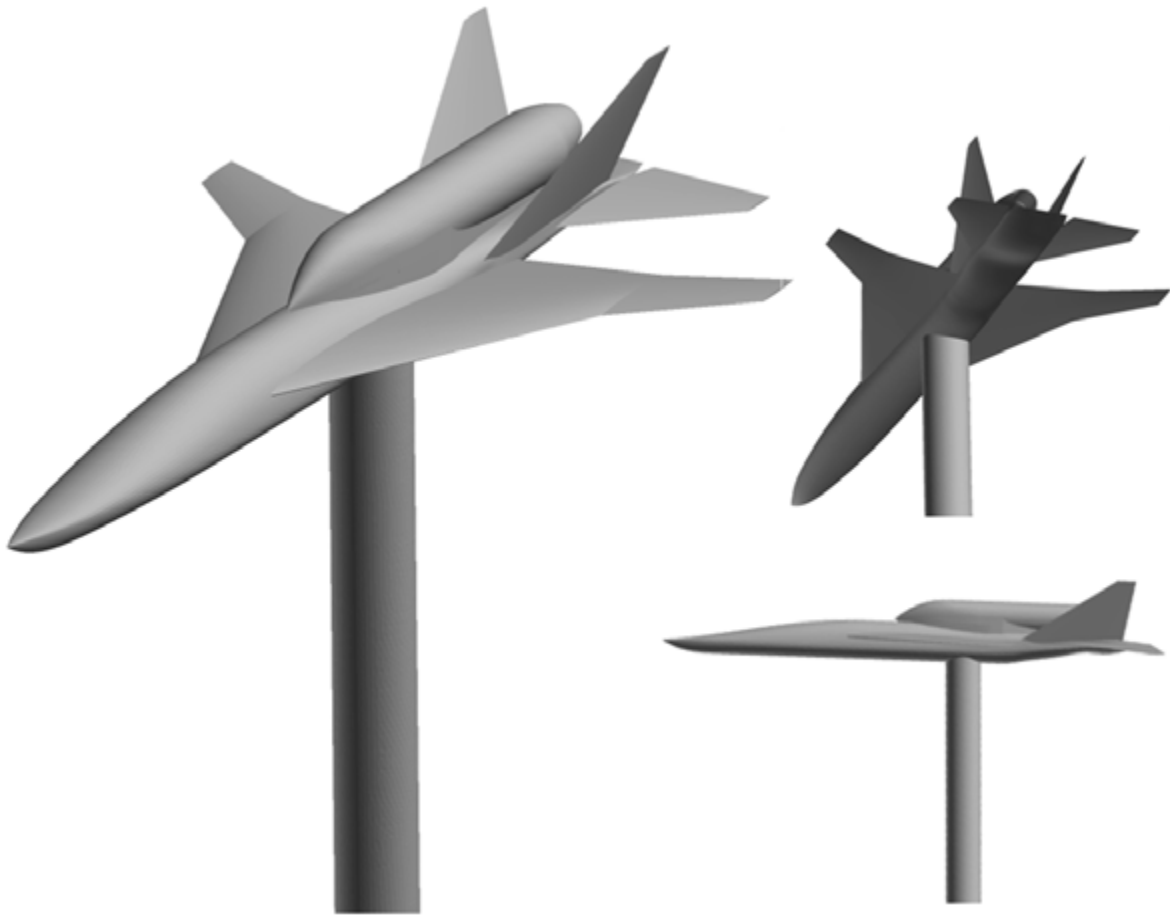
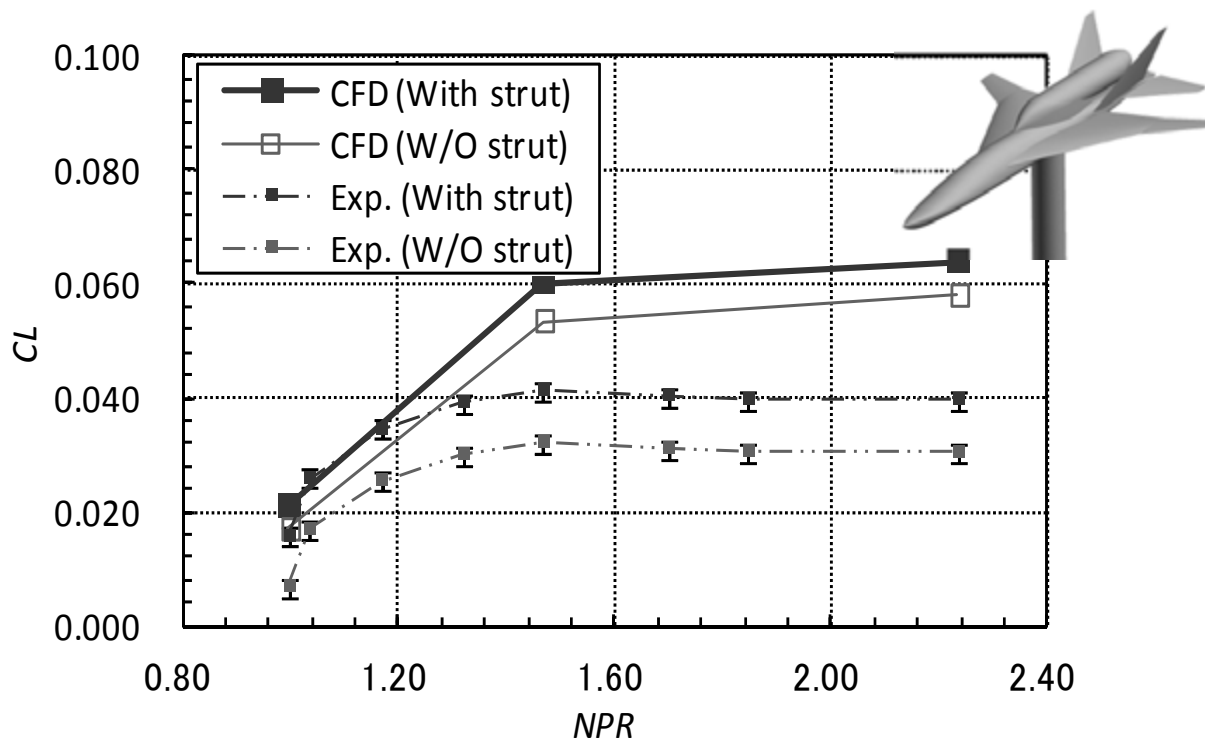
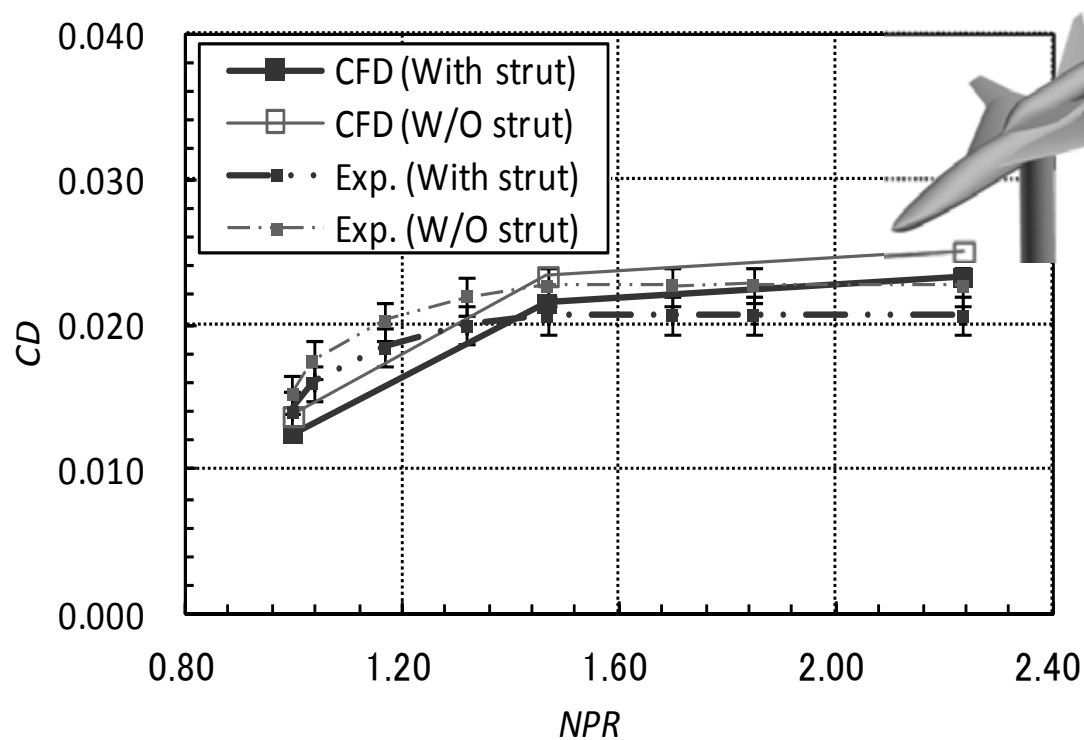


Fig.4.31 模型支持装置を含めた形状

ことより支持装置は主翼上面の流れにも影響を及ぼしていると言える。内翼下面の後縁付近の C_p は風洞試験値との間に差があるが、これは支持装置の剥離を正しく捉えていないことが原因であると考えられる。これは胴体後部下面の C_p 分布からも推測できる。さらに、**Jet-On** の時には胴体後部の上面、双垂尾翼内弦、ナセル上においても差が見られる。このことから、支持装置は模型の下面のみならず胴体の上面にもわずかながら影響を与えているということが推測される。



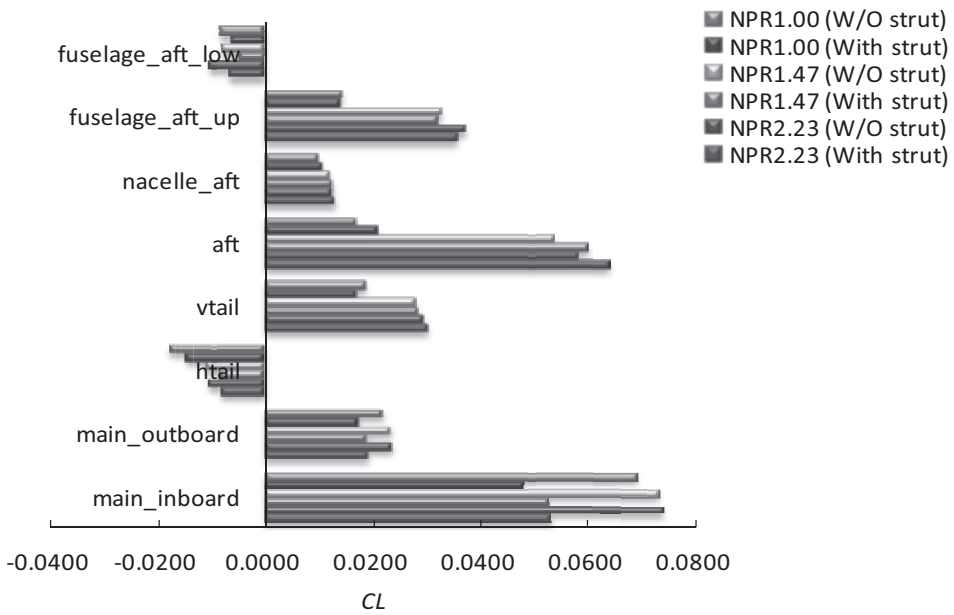
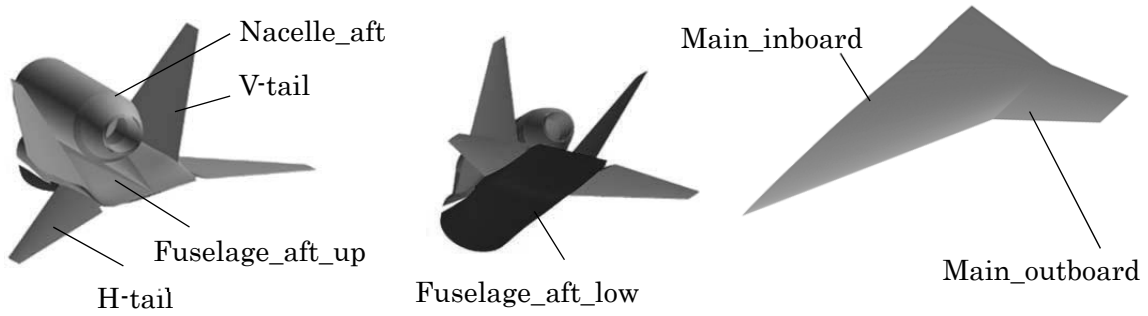
(a) C_D vs. NPR



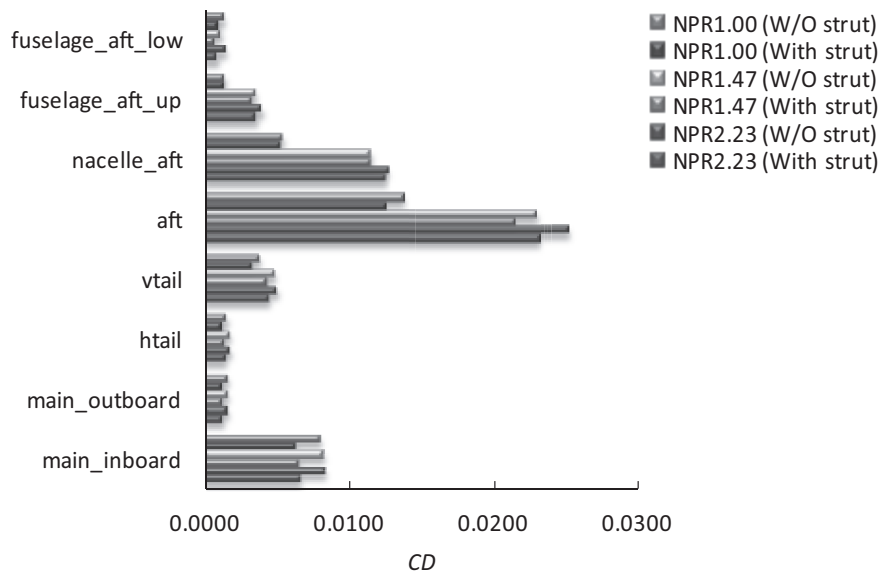
(b) C_D vs. NPR

Fig.4.32 後部胴体における空力係数

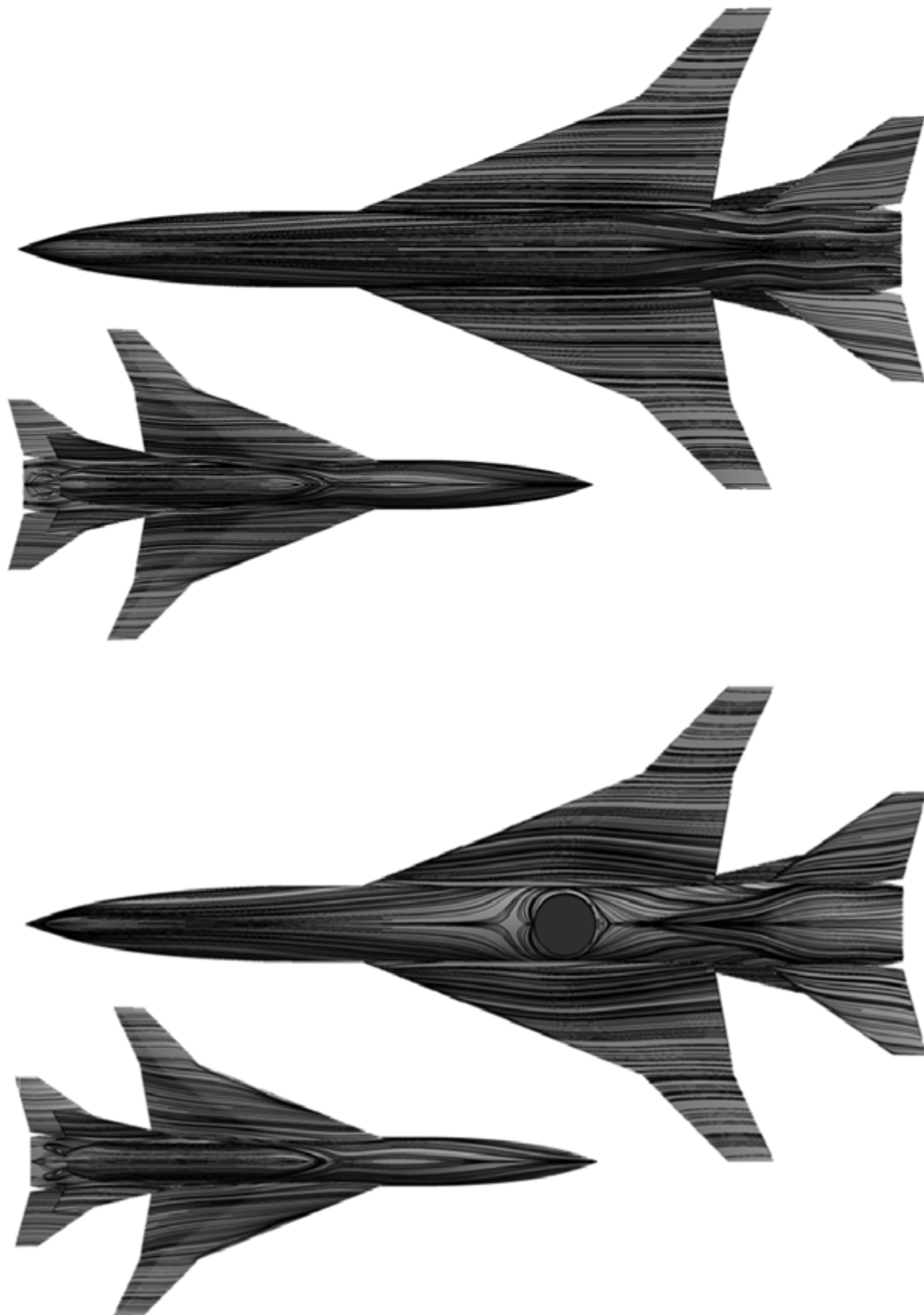
(模型支持装置による比較)



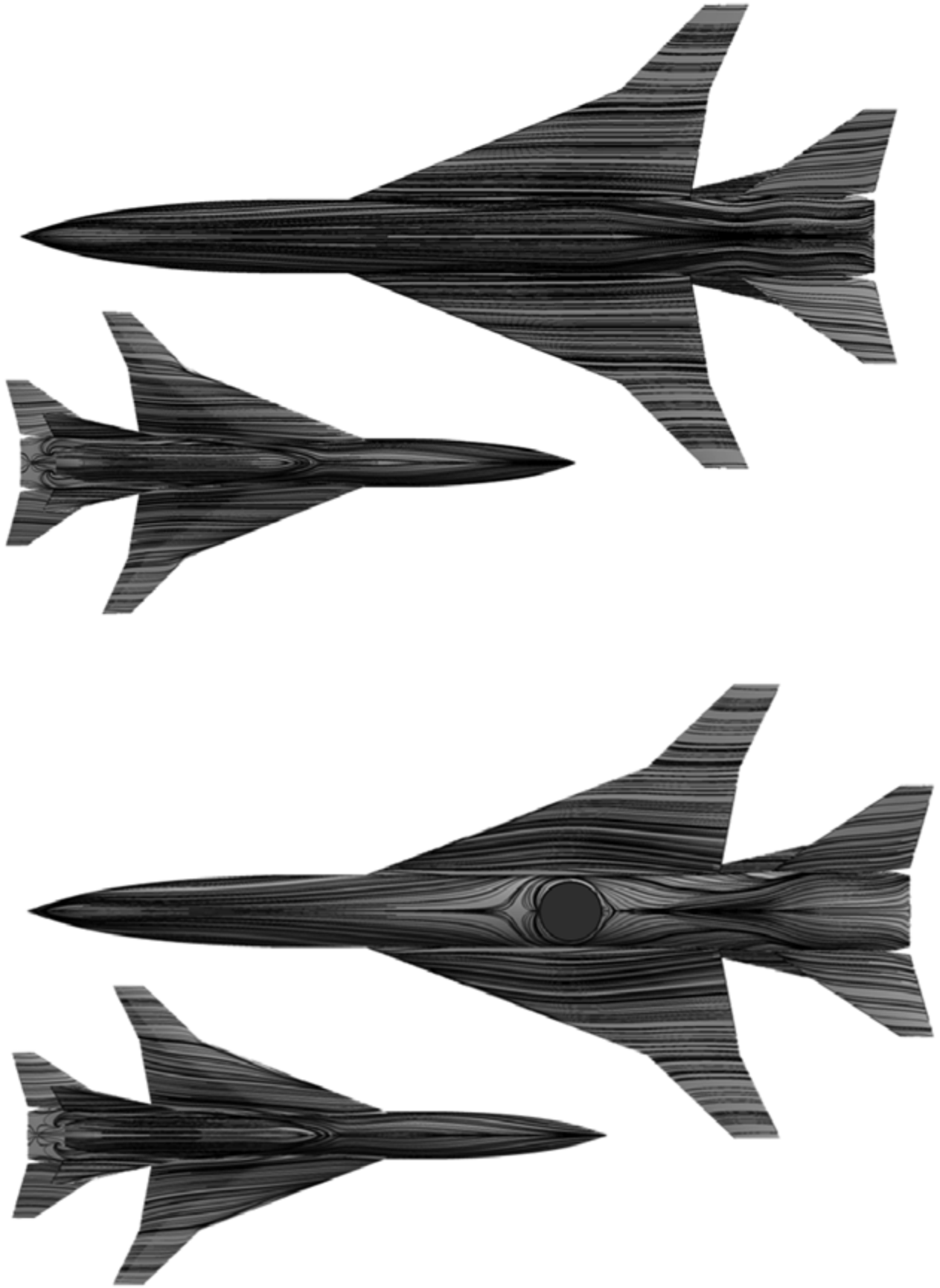
(a) C_L vs. NPR



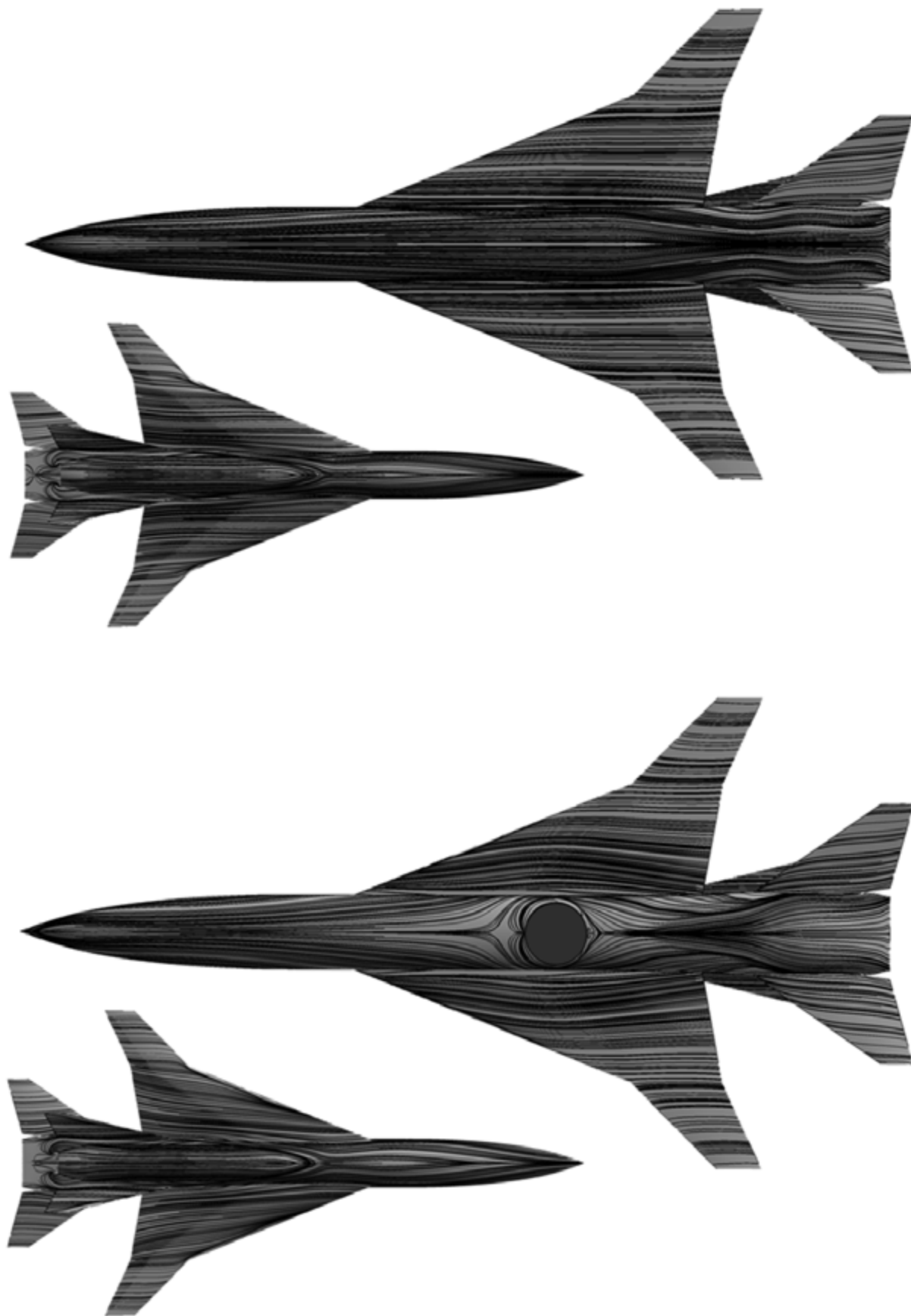
(b) C_D vs. NPR



(a) *NPR1.00* (上 : W/O strut, 下 : With strut)

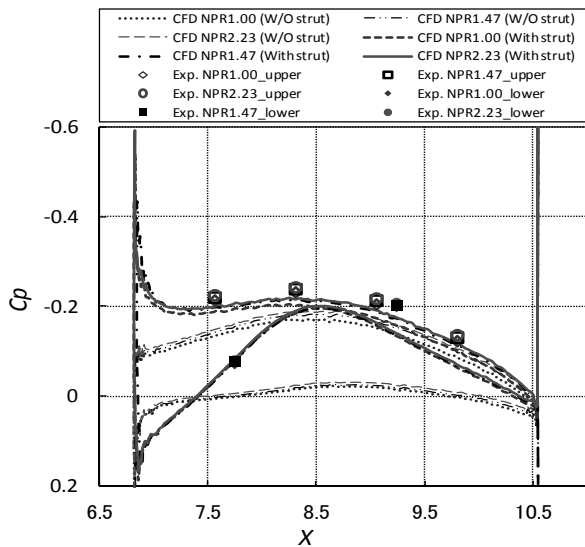
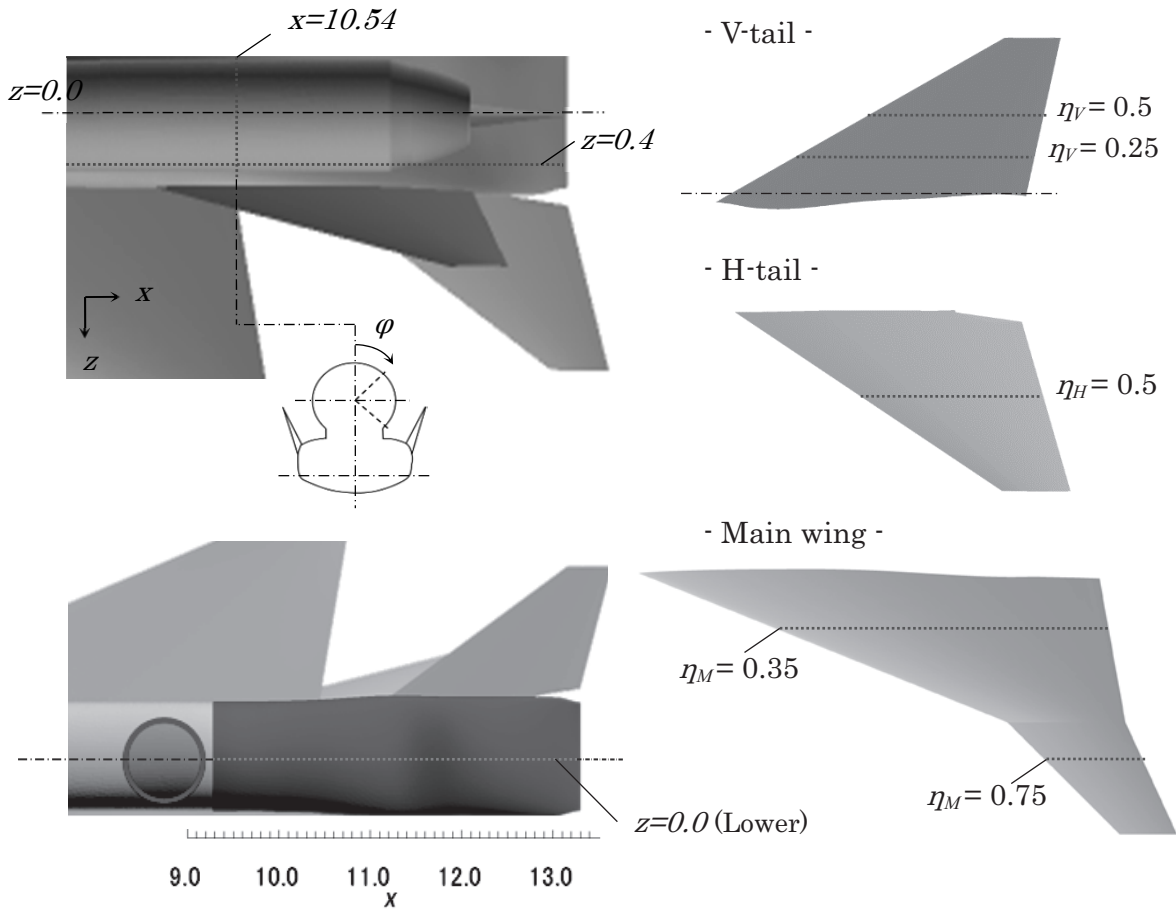


(b) NPR1.47(上 : W/O strut, 下 : With strut)

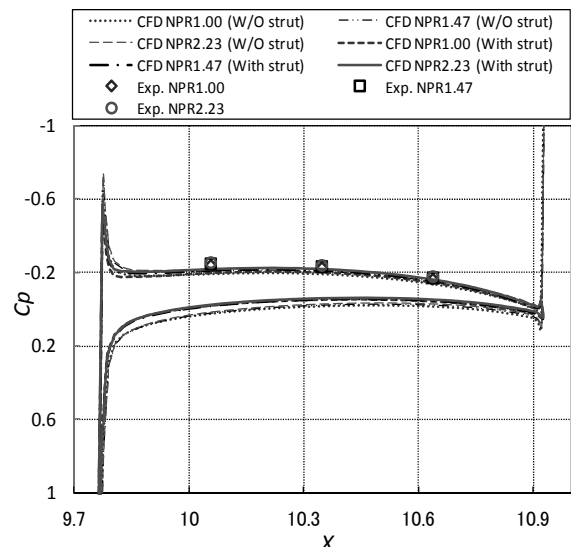


(c) NPR2.23(上 : W/O strut, 下 : With strut)

Fig.4.34 表面流線



(a) $\eta_M = 0.35$



(b) $\eta_M = 0.75$

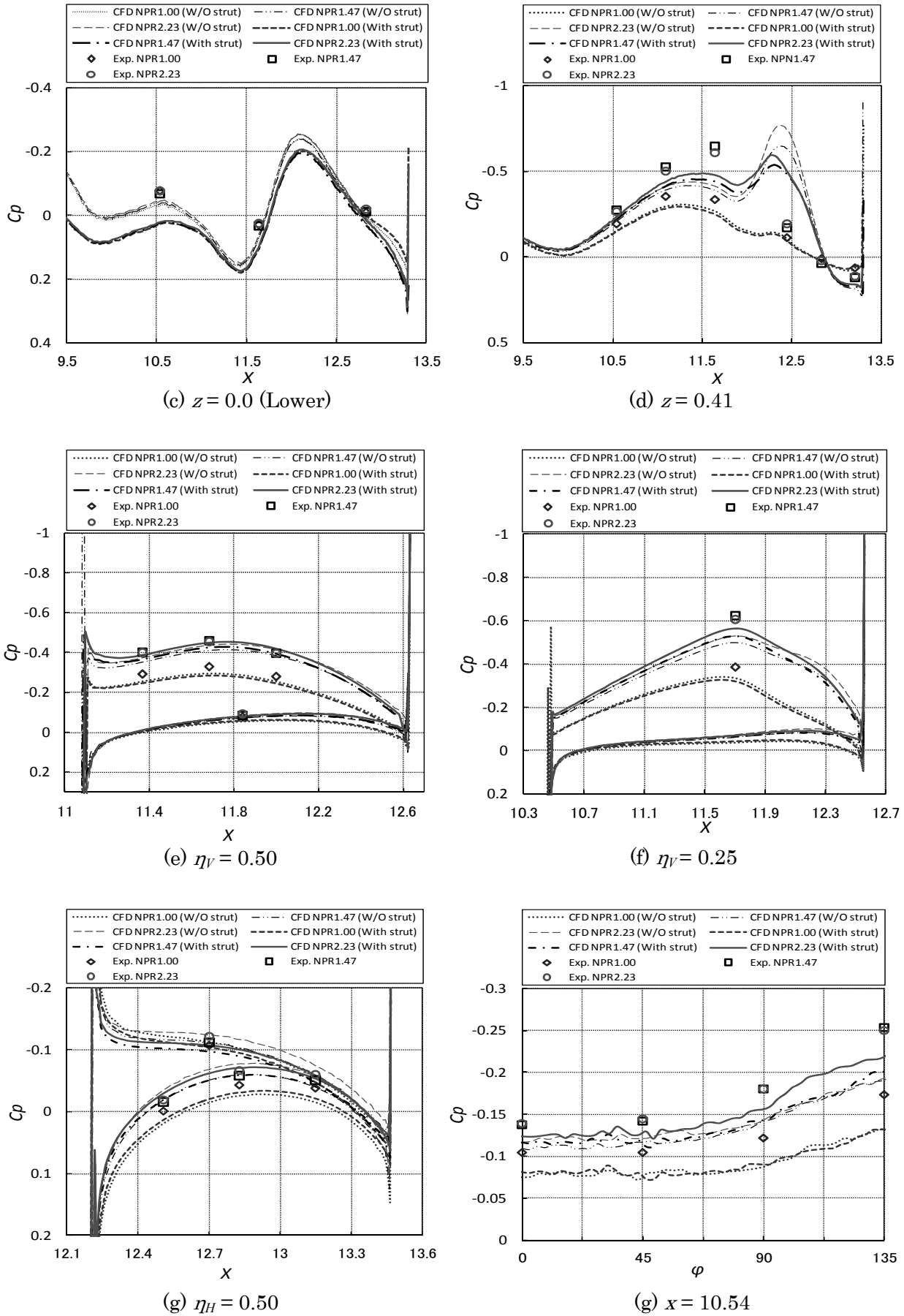


Fig.4.35 C_p distributions at individual components

第5章 結論

非構造格子流体解析ソルバーTAS-codeを用いて、低速飛行域におけるジェット排気の影響も含めたS3TD2次形態のCFD解析を行った。JAXAで行われた尾翼排気干渉低速風洞試験の条件下で解析を行い、格子解像度、数値計算法、乱流モデルの違いが空力特性の予測にどの程度の影響を及ぼすかを比較した。解析結果を風洞試験値と比較する際は、模型支持部の影響を考慮に入れ、CFD解析の結果を用いて補正を行った。

- 格子解像度による影響 -

ジェット流による格子依存性の影響を把握するため、ノズル出口からノズル径に合わせて筒状に空間の格子を局所細分化し施した。細分化領域の長さは基準長さであるMACの5倍程度とした。その結果、ジェット流を含む空力特性の推算にはノズル後方における格子解像度の依存性が大きく影響し、最少の格子解像度は基準長の 5.0×10^{-4} 倍程度必要だということが明らかになった。今後は解適合格子法等による細分化が検討事項であろう。一方、空間格子や表面格子の精度を比較するため解像度を高めて解析を行ったが、いずれもノズル後方における格子解像度程の差は見られなかった。

- 計算スキームによる影響 -

低速飛行域における解析精度の向上を目指しAUSM族スキームの一種であるSLAUの導入を行いCFD解析を行った。SLAUを用いて解析を行ったことで各要素の C_p 分布が風洞試験値に近付いた。これは、HLEWでは数値誤差が生じてしまうようなジェット排気に誘起された非常に低速な流れやノズル出口と胴体後部の間の低速な領域の流れ場の精度が改善されたことによる効果だと考えられる。ただし、SLAUを用いて解析を行った際に、解が収束してからも C_L に対しては 10^{-4} オーダー、 C_D に対しては数カウントの振動が見られた。このことからSLAUに優位性があるとは言えない。今後、低速領域における解析精度の向上を目指していく必要があるだろう。

- 乱流モデルの影響 -

乱流モデルとしてSAモデルとSST-k ω モデルを用い、両モデルの解析結果の比較を行った。まず、両モデルを用いた場合のノズル内の流れは、いずれも風洞試験値とは一致しなかった。この原因は現段階では分かっていない。ノズル内の流れに対しては、今後、LES解析との比較により更なる知見を得る必要があるだろう。ただしSST-k ω の解析結果が一致しなかった一因としては、kと ω の初期条件の決定法からくるものが挙げられる。本解析では、十分に発達した円管内

の流れを仮定し、この条件をノズル内の境界条件として与えていたが、この仮定が正しいものであるかは疑問が残る。今後、更なる検証が必要となるであろう。また、流れ場を可視化することで、本解析に用いた SA モデルや SST モデルではノズル出口と胴体の間に生じている渦を過大に評価しているのではないかという知見を得た。今後は、風洞試験に対してオイルフローの実施を検討し、流れ場の詳しい検証が必要となるであろう。乱流モデル間の比較を行った結果、本研究では SA モデルに非等方性の構成関係式を用いた解析結果が最も良い予測を示した。

- モデル支持装置の影響 -

その後、実際に模型支持装置の影響が及ぶ範囲を知る為、模型支持装置を含めた CFD 解析も行った。その結果、模型支持部は胴体後部下面のみならず、主翼上面や後部胴体の各要素にも影響を及ぼしていることが明らかとなった。この解析結果を受け、今後は模型支持装置有りの解析も並行して行う必要がある。もしくは新たな補正方法の提案や見直しも検討課題であろう。

参考文献

- [1] ライトフライヤー号の写真 <http://www.dmb-ps.co.jp>
- [2] 文部科学省研究開発局, "超音速輸送機(SST)に関する概要", 第1回 静粛超音速機技術の研究開発 推進作業部会資料, 2006年10月.
- [3] 文部科学省航空科学技術委員会, 静粛超音速機技術の研究開発推進作業部会, "静粛超音速機技術の研究開発の推進について," 2007年3月.
- [4] コンコルドの写真 <http://photohito.com/phpto/40889/>
- [5] 吉田憲司, 村上哲, "静粛超音速機技術の研究開発計画に関する研究の推進について," 第41期日本航空宇宙学会年会講演集, 2010.
- [6] 村上哲, "JAXAにおける超音速旅客機技術の研究計画 - 静粛超音速機技術の研究開発 - ," 日本航空宇宙学会誌, vol.56 No. 648, 2008.
- [7] 村上哲, "静粛超音速機技術の研究開発平成22年度公募型研究参照文書," 2010.
- [8] J. W. Powlowski, D. H. Graham, C. H. Boccadoro, Pe. G. Coen, D. J. Maglieri, "Origine and Overview of the Shaped Sonic Boom Demonstration Program," 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 2005.
- [9] Aerion web page <http://www.aerioncorp.com/index.html>
- [10] SAI web page <http://www.saiqsst.com/>
- [11] Gulfstream web page <http://www.gulfstream.com/>
- [12] T Fujiwara, K Hirako, T Ohnuki, "Flight Plan and Flight Test Results of Experimental SST Vehicle NEXST-1," 25TH International Congress of the Aeronautical Sciences, ICAS2006, 2006.
- [13] 吉田憲司, "小型超音速実験機(ロケット実験機)飛行実験結果," 日本流体力学会誌ながれ 25 (2006), pp. 321-328, 2006.
- [14] 堀之内茂, 牧野好和, 野口正芳, "小型超音速旅客機概念検討(その2)," 第47回飛行機シンポジウム, pp69-73, 2009.
- [15] A. Murakami, "Silent Supersonic Technology Demonstration Program," 25TH International Congress of the Aeronautical Sciences, ICAS2006, 2006.
- [16] 廣谷智成, 郭東潤, 野口正芳, 伊藤健, "静粛超音速研究機形態の尾翼排気干渉低速風洞試験について," 日本航空宇宙学会第40期年会講演会講演論文集, pp.51-60, 2009.
- [17] D. Y. Kwak, T. Hirotsu, M. Noguchi, T. Ito, "Experimental Research for Aerodynamic Interference by Upper Mounted Engine Exhaust Jet on SST Configurations," 27TH International Congress of the Aeronautical Sciences, ICAS2010 - 3.4.3, 2010.
- [18] 郭東潤, 廣谷智成, 野口正芳, 伊藤健, 雷忠, "JAXA 静粛超音速機のエンジン排気空力干渉風洞試験," 第49回飛行機シンポジウム, pp893-899, 2011.
- [19] D Sasaki, Guowei Yang and S Obayashi, "Automated Aerodynamic Optimization Statem for SST Wing-Body Configuration," AIAA-paper, 2002.
- [20] Y Fukushima, D Sasaki, K Nakahashi, "Code Development of Linearized Euler Equation on Block Structured Cartesian Mesh for Complicated Geometries," 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting, AIAA Paper 2012, Jan. 2012.
- [21] Y. Ito, Shum, P. C., Shih, A. M., Soni, B. K. and K. Nakahashi, "Robust Generation of High-Quality Unstructured Meshes on Realistic Biomedical Geometry," International

- Journal for Numerical Methods in Engineering, Vol. 65, Issue 6, February 2006, pp. 943-973.
- [22] K. Nakahashi, "Building-Cube Method for Flow Problems with Broadband Characteristic Length," *Computational Fluid Dynamics 2002*, Eds. S. Armfield, R. Morgan, K. Srinivas, Springer, 2003, pp.77-81.
- [23] Nakahashi, K. Kim, L-S., "High-Density Mesh Flow Computations by Building-Cube Method," *Computational Fluid Dynamics 2004*, edited by C. Groth and D.W.Zingg, Springer, pp.121-126, 2006.
- [24] Y. Ito and K. Nakahashi, "Direct Surface Triangulation Using Stereolithography Data," *AIAA Journal*. Vol.40, No.3, pp.490-496, 2002.
- [25] Y. Ito, and K. Nakahashi, "Unstructured Mesh Generation for Viscous Flow Computations," *Proceedings of the 11th International Meshing Roundtable*, Ithaca, NY, Sept. pp. 367-377, 2002.
- [26] K. Nakahashi, Y. Ito and F. Togashi, "Some challenges of realistic flow simulations by unstructured grid CFD," *Int. J. for Numerical Methods in Fluids*, Vol.43, pp.769-783, 2003.
- [27] 坂下雅秀, 松尾裕一, 村山光宏, "非構造格子 Euler/Navier-Stokes ソルバ JTAS の計算性能最適化," 宇宙航空研究開発機構研究開発報告, 2006.
- [28] Y. Ito and K. Nakahashi, "Surface Triangulation for Polygonal Models Based on CAD Data," *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 39, Issue 1, May 2002, pp. 75-96.
- [29] Y. Ito, and K. Nakahashi, "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.
- [30] Y. Ito, Shih, A. M., Soni, B. K. and Nakahashi, K., "Multiple Marching Direction Approach to Generate High Quality Hybrid Meshes," *AIAA Journal*, Vol. 45, No. 1, pp. 162-167, January 2007
- [31] S. Pirzadeh, "Three-Dimensional Unstructured Viscous Grids by the Advancing-Layers Method," *AIAA Journal*, Vol. 34, No. 1, 1996, pp. 43-49.
- [32] M.-S. Liou, C.J. Steffen Jr., "A new flux splitting scheme," *J. Comp. Phys.* Vol10, pp723-39, 1993.
- [33] S. Obayashi and G. P. Guruswamy, "Convergence Acceleration of an Aeroelastic Navier-Stokes Solver," *AIAA Paper 94-2268*, 1994.
- [34] E. Shima, "All speed scheme of AUSM family and preconditioned implicit time integration scheme," *22th CFD Symposium*, Tokyo, 2008.
- [35] V. Parthasarathy, Y. Kallinderis, "Adaptive Prismatic Tetrahedral Grid Refinement and Redistributions for Viscous Flow," *AIAA Journal*, Vol.34., No.4, pp.707-716, 1996.
- [36] V. Venkatakrishnan, "On the Accuracy of Limiters and Convergence to Steady State Solutions," *AIAA Paper 93-0880*, 1993.
- [37] A. Jameson and S. Yoon, "Lower-Upper Implicit Schemes with Multiple Grids for the Euler Equations," *AIAA Journal*, Vol.25, pp.929-935, 1987.
- [38] D. Sharov and K. Nakahashi, "Reordering of Hybrid Unstructured Grids for Lower-Upper

- Symmetric Gauss-Seidel Computations,” *AIAA Journal*, Vol.36, No.3, pp.484-486, 1998.
- [39] M. Soetrismo, S. T. Imlay and D. W. Roberts, “A Zonal Implicit Procedure for Hybrid Structured-Unstructured Grids,” AIAA Paper 94-0645, 1994.
- [40] A. Jameson and E. Turkel, “Implicit Schemes and LU Decompositions,” *Mathematics of Computations*, Vol.37, No.156, pp.385-397, 1981.
- [41] I. Men’shov, Y. Nakamura, “Implementation of the LU-SGS Method for an Arbitrary Finite Volume Discretization,” Proc. of Japanese 9th CFD Symposium, pp.123-124., 1995.
- [42] P. R. Spalart and S. R. Allmaras, “A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows,” AIAA Paper 92-0439, Jan. 1992.
- [43] Z. Lei, “Effect of RANS Turbulence Models on computational of Separated Flows over a Wing-Body Configuration,” *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and space Sciences*, Vol.48, pp.150-160, 2005.
- [44] 山本一臣, 村山光宏, 田中健太郎, “翼胴結合部における境界層剥離への乱流モデルの影響,” 第24回数値流体力学シンポジウム, 2010.
- [45] F. R. Menter, “Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications,” *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 8, pp. 1598-1605, 1994.
- [46] 牧野好和, 野口正芳, 徳川直子, 高橋則之, “静粛超音速研究機の空力設計,” 第49回飛行機シンポジウム, pp99-105, 2009.
- [47] M. Murayama and K. Yamamoto, “Comparison Study of Drag Prediction for the 3rd CFD Drag Prediction Workshop by Structured and Unstructured Mesh Method, AIAA-Paper 2007-0258, Jan., 2007.
- [48] 高山央貴, 佐々木大輔, 中橋和博, 田辺安忠, 齊藤茂, “非構造格子法と構造格子法のカップリングによるヘリコプター周りの数値解析,” 第23回数値流体力学シンポジウム, 仙台, 2009.
- [49] J. Vassberg, E. Tinoco, M. Mani, B. Rider, T. Zickuhr, D. Levy, O. Brodersen, B. Eisfeld, S. Crippa, R. Wahls, J. Morrison, D. Mavriplis, M. Murayama, “Summary of the Fourth AIAA CFD Drag Prediction Workshop,” AIAA Paper 2010-4547, June 2010.
- [50] J. Vassberg, M. Dehaan, M. Rivers, R. Wahls, “Development of a Common Research Model for Applied CFD Validation Studies,” AIAA Paper2008-6919, 2008.

