

極超音速流における空力加熱の低減に関する研究

森本, 直紀

<https://doi.org/10.15017/1785384>

出版情報 : 九州大学, 2016, 博士 (工学), 課程博士
バージョン :
権利関係 : Fulltext available.



極超音速流における
空力加熱の低減に関する研究

平成28年6月

九州大学大学院 工学府
航空宇宙工学専攻 博士後期課程

森本 直紀

目次

第 1 章	序論	1
1.1	人類による宇宙開発利用の意義と宇宙輸送系の役割	1
1.2	空力加熱の発生と空力加熱防御システム	3
1.3	高エンタルピー流に関する研究	3
1.3.1	高エンタルピー流の特徴	3
1.3.2	高エンタルピー流の研究技術	5
1.3.3	フリーピストン衝撃風洞	9
1.4	空力加熱防御システムに関する研究	9
1.4.1	空力加熱防御システムの分類	9
1.4.2	逆噴射ジェットに関する研究事例	12
1.4.3	新しい空力加熱防御システムが拓く宇宙ミッション	14
1.5	本論文の目的	15
1.6	本論文の構成	15
第 2 章	フリーピストン衝撃風洞を用いた実験技術の開発	17
2.1	序論	17
2.2	フリーピストン衝撃風洞の概要	17
2.3	フリーピストン駆動部の運転条件算出に関する数値解析手法の開発	21
2.3.1	目的	21
2.3.2	従来のフリーピストン駆動部の運動解析手法にかかる問題点	21
2.3.3	系のモデル化手法	22
2.3.4	フリーピストンの運動解析結果と考察	33
2.3.5	フリーピストン駆動部の運転条件の算出	35
2.4	流れ場の可視化技術の開発	42
2.4.1	目的	42
2.4.2	従来の手法における問題点と対処方法	42
2.4.3	光源とバンドパスフィルタの選定	44
2.4.4	LED ドライバ回路の設計	47
2.4.5	光学系の設計	50
2.4.6	風洞の運転と同期させて撮影する方法	52
2.4.7	クサビ模型まわりの可視化結果	54
2.4.8	半球円柱模型まわりの可視化結果	56
2.4.9	CFD を用いた可視化実験の流れ場再現と可視化できる密度勾配に関する知見	57
2.5	結論	61
第 3 章	逆噴射ジェットによる空力加熱防御に関する研究	63
3.1	序論	63
3.2	逆噴射ジェットによる空力加熱防御に関する実験的研究	63

3.2.1	実験方法	63
3.2.2	実験ケース	65
3.2.3	試験気流の静定状況	65
3.2.4	結果と考察	67
3.3	逆噴射ジェットによる空力加熱防御に関する数値的研究	77
3.3.1	支配方程式と数値解法	77
3.3.2	計算格子	78
3.3.3	境界条件	78
3.3.4	解析ケース	78
3.3.5	気流条件	78
3.3.6	計算結果のバリデーション	78
3.3.7	流れ場の可視化	79
3.3.8	壁面熱流束分布および圧力分布	80
3.3.9	全加熱量および空力抵抗の比較	81
3.4	結論	84
第4章	Extended nozzle 付き逆噴射ジェットによる空力加熱防御に関する研究	85
4.1	序論	85
4.2	Extended nozzle 付き逆噴射ジェットによる空力加熱防御に関する実験的研究	85
4.2.1	実験方法	85
4.2.2	模型	86
4.2.3	実験ケース	86
4.2.4	Extended nozzle のみを使用する場合の熱流束分布	87
4.2.5	Extended nozzle 付き逆噴射ジェットを使用する場合の熱流束分布	88
4.3	Extended nozzle 付き逆噴射ジェットによる空力加熱防御に関する数値的研究	94
4.3.1	計算手法および気流条件	94
4.3.2	流れ場の可視化	94
4.3.3	半球部の壁面熱流束分布	98
4.3.4	半球部の圧力分布	100
4.3.5	全加熱量および空力抵抗の変化	101
4.4	結論	103
第5章	Extended nozzle 付き逆噴射ジェットの適用可能性に関する研究	105
5.1	序論	105
5.2	解析方法	105
5.2.1	計算手法および条件	105
5.2.2	解析ケース	105
5.2.3	計算格子	106
5.3	結果と考察	107
5.3.1	流れ場の観察	107
5.3.2	カプセル底面における熱流束と圧力の分布	111
5.3.3	全加熱量と空力抵抗の比較	112
5.4	結論	116
第6章	結論	117
	謝辞	119

参考文献	121
付録 A 主要なフリーピストン衝撃風洞の一覧	131
付録 B 実験に用いた計測器類	135
付録 C 計測した壁面温度履歴から熱流束を計算する方法	139
付録 D 準 1 次元オイラー方程式系の固有値・固有ベクトルの導出	143
D.1 支配方程式	143
D.2 Jacobian 行列	144
D.3 Jacobian 行列の固有値	145
D.4 左固有ベクトル	146
D.5 右固有ベクトル	148
D.6 まとめ	149
付録 E CFD 結果から空気力を計算する方法	151
E.1 格子点と仮想パネルの定義	151
E.2 仮想パネルの方向ベクトルと面積の算出	151
E.2.1 方向ベクトル	151
E.2.2 パネル面積	152
E.3 仮想パネルに作用する空気力の算出	153
E.4 特別な扱いを要する領域の取扱い	153
E.4.1 領域の外周部分の扱い	153
E.4.2 ポールコネクタの扱い	154

目次

1.1	アポロ 17 号の乗員が撮影した地球 “The Blue Marble”	2
1.2	Space Shuttle “Endeavour” 号主翼下面に取り付けられた境界層遷移トラップ	5
1.3	極超音速飛行中に生じる流体現象と地上実験設備での再現能力の比較	8
1.4	代表的な受動型空力加熱防御システムの例	10
1.5	Hot structure を採用した機体の例	11
1.6	音速で噴射される逆噴射ジェットまわりの流れ場	12
1.7	逆噴射ジェット, 前面スパイク, および extended nozzle 付き逆噴射ジェットの流れ場比較	14
2.1	フリーピストン衝撃風洞の概略図	18
2.2	通風前後の第 1 隔膜	18
2.3	測定室に取り付けた電流導入端子	19
2.4	フリーピストン	19
2.5	フリーピストン衝撃風洞の波動線図	20
2.6	フリーピストン駆動部の tuned operation に影響を与えるパラメータ	21
2.7	フリーピストン駆動部のモデリングと座標の定義	22
2.8	衝撃波管問題によるバリフィケーション計算結果	27
2.9	圧縮性パラメータ β の変化による衝撃波および接触面における数値振動の比較	28
2.10	衝撃波管問題によるバリデーション計算結果	29
2.11	Moving grid 法 の概念図	30
2.12	Moving grid 法における物理量更新の概念図	30
2.13	フリーピストン駆動部で生じる損失と新旧モデリングの比較	32
2.14	Outa の隔膜開口時間モデリング	32
2.15	安全を考慮した拘束条件の概念図	34
2.16	Moving grid 法を用いて行ったピストンの運動解析における離散化格子点の時間履歴	35
2.17	計算開始から終了までの圧力分布	36
2.18	隔膜破膜時における圧力分布	36
2.19	ピストンの運動解析による圧力履歴と実験値との比較	37
2.20	ピストンの運動解析に基づく運転条件のマッピング	38
2.21	ピストンの運動解析結果	39
2.22	ピストンの運動解析による圧力履歴と実験値との比較	40
2.23	オペアンプを用いたフォトダイオードの電流出力を電圧に変換するための回路	44
2.24	高エンタルピー気流条件における試験時間と試験気流自発光履歴	45
2.25	選定した緑色発光 LED, OptoSupply, Xeon Power OSG5XNE3C1S	47
2.26	緑色 LED の発光中心波長とバンドパスフィルタ (朝日分光, PB0037) 透過特性の対応関係	47
2.27	LED ドライバ回路の回路図	48
2.28	LED 点灯の応答性調査結果	49
2.29	LED ドライバ回路の応答性調査結果	50
2.30	物体の設置位置による実像の倍率変化	51

2.31	光源およびバンドパスフィルタの設置状況	51
2.32	シュリーレン光学系	52
2.33	屈折率の異なる透明な板を挿入する場合の焦点距離の変化	53
2.34	試験時間の定義と LED 光源の発光タイミング	53
2.35	クサビ模型の設置状況	54
2.36	取得した元画像と白黒化加工後の画像	55
2.37	各気流条件におけるクサビ模型まわりの可視化結果	55
2.38	半球円柱模型	56
2.39	各気流条件における半球円柱模型まわりの可視化結果	56
2.40	半球円柱模型周りの流れ場を再現するために使用した計算格子	57
2.41	CFD を用いた Condition#2 の半球円柱まわりの流れ場の再現	58
2.42	CFD を用いた Condition#3 の半球円柱まわりの流れ場の再現	58
2.43	CFD を用いた Condition#4 の半球円柱まわりの流れ場の再現	59
2.44	離脱衝撃波の離脱距離に関する実験結果と CFD 結果の比較	59
2.45	軸方向の密度勾配の比較	60
3.1	半球円柱模型の概略図	64
3.2	Jet pressure ratio の比較	66
3.3	衝撃波管端部におけるノズル供給圧および模型表面熱流束の計測例	71
3.4	シュリーレン法による可視化結果	72
3.4	シュリーレン法による可視化結果 (続き)	73
3.5	Nojet における無次元熱流束分布	73
3.6	半球円柱模型表面上のレイノルズ数分布の比較	74
3.7	逆噴射ジェットによる熱流束低減効果比較	74
3.8	逆噴射ジェットによる熱流束低減効果を整理するためのパラメータの比較 ($\theta = 30^\circ$)	75
3.9	逆噴射ジェットによる全加熱量低減効果を整理するためのパラメータの比較	76
3.10	半球円柱物体まわりの CFD 計算を行うために生成した格子	78
3.11	CFD コードのバリデーション結果	79
3.12	CFD により得られた温度分布と流線	81
3.13	CFD により得られた半球表面の熱流束および圧力分布	82
3.14	ジェット全圧による全加熱量の比較	82
3.15	ジェット全圧による空力抵抗の比較	83
4.1	Extended nozzle 付き逆噴射ジェットの実験模型概略図	86
4.2	実験模型の設置状況	87
4.3	ノズル長さに関する実験ケース一覧	87
4.4	Extended nozzle のみを使用する場合の熱流束分布	88
4.5	高エンタルピー気流条件における extended nozzle 付き逆噴射ジェットを使用する場合の熱流束分布	90
4.6	ノズル長さによる熱流束分布低減効果の比較 (高エンタルピー気流条件)	91
4.7	中エンタルピー気流条件における extended nozzle 付き逆噴射ジェットを使用する場合の熱流束分布	92
4.8	ノズル長さによる熱流束分布低減効果の比較 (中エンタルピー気流条件)	93
4.9	計算格子一覧	95
4.10	CFD による流れ場の計算結果 (温度分布)	97
4.11	強い衝撃波干渉が生じた部分の拡大図	98

4.12	半球模型上の熱流束分布計算結果	99
4.13	半球模型上の圧力分布計算結果	100
4.14	CFD による全加熱量の比較	102
4.15	CFD による空力抵抗の比較	102
5.1	Extended nozzle 長さに関する解析ケース一覧	106
5.2	Apollo 型カプセル底面まわりの CFD 解析を行うために生成した計算格子	107
5.3	Extended nozzle を装備した Apollo 型カプセル底面まわりの CFD 解析を行うために生成した計 算格子	108
5.4	CFD により得られた温度分布と流線	109
5.4	CFD により得られた温度分布と流線 (続き)	110
5.5	カプセル底面の熱流束および圧力分布の比較	114
5.6	カプセル底面の全加熱量の比較	115
5.7	カプセル底面の空力抵抗の比較	115
A.1	主要なフリーピストン衝撃風洞の比較	131
E.1	格子点と仮想パネルの関係	151
E.2	ベクトルの内積を用いた方向ベクトルの符号判定	152
E.3	領域の端点の場合分け	154
E.4	ポールコネクタ上の外積の計算方法	154
E.5	モーメントの計算のための仮想パネルの着力点の導出	155

表目次

2.1	ピストン運動解析結果のクーラン数依存性	34
2.2	駆動気体組成に関する解析ケース一覧	37
2.3	ほぼ tuned operation を達成するための運転条件	37
2.4	破膜時における駆動気体の物理量	41
2.5	生成される試験気流の条件	41
2.6	各風洞の試験部で垂直衝撃波が発生する場合に想定される屈折角比較	43
2.7	LED ドライバ回路の構成部品	49
3.1	模型設置位置における気流条件	63
3.2	実験ケース一覧	65
3.3	逆噴射ジェットの空力加熱防御効果を整理するためパラメータ	70
3.4	気流条件	79
3.5	ジェット全圧による再付着点の比較	80
4.1	模型設置位置における気流条件	85
4.2	冷却気体の全圧一覧	86
4.3	気流条件	94
4.4	CFD 結果から読み取った半球部分への再付着点の一覧	96
5.1	気流条件	105
A.1	運用中のフリーピストン衝撃風洞の代表諸元	132
A.2	運用中のフリーピストン衝撃風洞の試験気流有効径と気流条件	133
B.1	風洞運転に用いた計測器類	136
B.2	データ計測に用いた計測器類	137
B.3	流れ場の可視化に用いた計測器類	138

第 1 章 序論

1.1 人類による宇宙開発利用の意義と宇宙輸送系の役割

20 世紀、人類は宇宙飛行に成功した。その後、有人による宇宙空間を使用した研究活動が幕開けし、現在では人類の新たなフロンティアとして宇宙活動に注目が集まっている。人類が、図 1.1 に示すような地球の姿を外から捉えた映像を目にすることによって、地上には国境線など存在しない「宇宙船地球号」という視覚的イメージを持つに至ったことは、これまでに行われた宇宙開発の成果の 1 つと言えよう。

宇宙開発利用は、多額の財政支出に対して短いスパンでの成果が表れ難いという性質を持つため、継続する意義がネガティブに捉えられがちである。しかし、地球上で生命が進化を遂げて繁栄してきたことを見るように、人間が幸福を維持するためには進歩を続けることが必要である。加えて、輸送手段と情報通信技術の発達をもたらしたグローバル化と、それによる文化の画一化が進んでいる現代においては、先進的な科学技術を駆使することによって新たな文化や価値を創造することには意味がある。地球規模の環境変動に耐え、生命を次の世代に受け継いでいくためには、手段を増やして多様性を拡張させることも重要である。世界の各地に古くから伝わる神話は、世界の秩序と社会の構造を明らかにして人類の存在理由を示したり、始源に創り出された姿のまま存続してゆくことを示すことで、心を安らかにする確信を与えてきた。21 世紀においては、宇宙を理解しようとする科学の営みによって神話が担ってきた役割を果たすことが期待される^[1]。

現在、人類は宇宙において国際共同によって運用されている国際宇宙ステーション (ISS, International Space Station) を利用した活動を継続的に行っており、宇宙環境を利用した実験や新たなサービスの提供に向けた技術研究を行っている。また、アメリカの探査機 Voyager1 号は太陽圏を出て深宇宙を航行し、人工物の最遠到達記録を更新し続けている。火星探査機 (MSL, Mars Science Laboratory) は、2012 年 8 月に Sky crane^[2] と呼ばれる全く新しい着陸方法を用いて探査ローバー Curiosity の火星への着陸に成功し、科学探査ミッションを遂行中である。一方、軍事における宇宙空間の利用に関しては、従来から行われてきた通信、監視、偵察の機能を継続的に活用している。また、アメリカ空軍は有翼の宇宙往還機である X-37B を 1 年を超える長期間にわたって軌道上に配置することで、軌道上でのマニューバを伴う新たな任務に関する研究を行っている様子である。

これまでの宇宙開発は、国家が主導し、国家の威信や国際的なランク付けを原動力として行われてきた部分があった。わが国の宇宙開発は、その開始段階では冷戦を背景として急速な発展を遂げた米露両大国に大幅な遅れをとってしまったものの、独自の打上能力を獲得しており、特に宇宙科学の分野では大きく貢献している。2014 年には九州大学工学府航空宇宙工学専攻の卒業生である若田光一氏が国際宇宙ステーションの船長を務めるなど、宇宙開発利用や理学研究における我が国の貢献は大きくなっている。

しかし、最近では厳しい経済情勢によって、多くの国家が宇宙開発の予算を削減し、開発の勢いが弱まってきた。宇宙利用を牽引しその象徴として活躍した Space Shuttle は、2 度の大事故を起こしたことに加えて、機体の老朽化や計画よりも増大した打上コストのため、2011 年 7 月に引退に追い込まれた。ISS は少なくとも 2024 年までの運用が決定されてはいるが、現在のところ ISS に人員を送ることができるのはロシアの Soyuz のみとなっている。研究や生活に必要な物資の輸送には、ロシア、ヨーロッパ、日本がそれぞれに開発した輸送機を利用している。最近では、アメリカの民間企業である SpaceX 社が運用する Dragon が ISS への物資輸送に活躍するまでに成長した。このことは、国家が民間企業によるサービス (COTS, Commercial Orbital Transportation Services) を活用しながら宇宙開発利用を行う時代が変わったことを意味する^[3]。SpaceX は、Dragon による物



図 1.1 アポロ 17 号の乗員が撮影した地球 “The Blue Marble” ©NASA

資輸送を行うと同時に、第 1 段ロケットの再使用を実現するための技術開発を進めるなど、民間企業らしく大胆な研究開発活動を進行している。そのほか、The Spaceship Company は SpaceShipTwo を利用する高度 100km 以上の弾道飛行を「宇宙旅行」として乗客を募集中であり、2016 年 3 月の時点で 552 名という限られた人間だけが経験した宇宙飛行を旅行サービスとして一般に開放しようとしている。このように、現在は民間による宇宙活動が活気に満ちてきた時代であると言える。

計画中の宇宙活動には、有人火星ミッション^[4] などがある。また、技術開発中ではあるが太陽光発電を軌道上の人工衛星で行うという宇宙太陽光発電（SPS, Solar Power Satellite/Station）^[5] という発想があり、わが国での福島第一原子力発電所の事故を発端に高まっているエネルギー政策の見直しの解決案の 1 つとして検討が進められている。

宇宙開発利用は、これまでの技術開発と能力の追及を行う段階から、GPS、衛星通信・放送、地球観測、気象観測、宇宙空間観測などのアプリケーションに見るように、価値を付加し人類の身近な生活に活用する実用の段階に成長している。宇宙産業売上高の将来における推移は、成長率は鈍化するものの依然として上昇基調にあるものと予測されており^[6]、今後の宇宙開発利用にかかる期待度は全世界的に高まるものと考えられる。それに伴い、宇宙輸送系への要求もますます高まるものと考えられる。

宇宙輸送系は、国家が独力で宇宙活動を進めるためには必要不可欠な要素である。独自の宇宙輸送能力を保有している国家は、2016 年 3 月の時点において世界で 10 カ国（ただし、欧州宇宙機関も 1 か国とカウント）に限られる。使い切り型ロケット（expendable rocket）による輸送のみが実現に至っているが、再使用可能な宇宙輸送システム（reusable space transportation system）としてスペースプレーン^[7] や軌道エレベーターなどのアイデアがある。これらが持つ技術的課題が解決されれば使い切り型ロケット以外の宇宙輸送系が確立されるものと考ええる。わが国は 1970 年に初の人工衛星「おおすみ」の打ち上げに成功し、以降 H シリーズが主力として成長してきた。一方、宇宙から地球にペイロードを持ち帰る宇宙輸送系に注目すると、カプセル型のソユーズ宇宙船やサンプルリターンカプセルなど限られた手段のみが使用されている。しかし、宇宙から地球への大量輸送に関して見ると、Space Shuttle の引退後にはそれを実現する能力を持つ宇宙往還機は存在しない。今後、宇宙空間の無重量状態を活用した材料や薬品の生成が行われるようになった場合、宇宙から地球への大量輸送時代が到来する可能性がある。その実現には、新たな宇宙輸送系の開発が必要である。

1.2 空力加熱の発生と空力加熱防御システム

飛行マッハ数 M が概ね 5 を超えるとき、極超音速飛行と呼ばれる。宇宙往還機、極超音速輸送機、ミサイルや流れ星のような極超音速で飛行する物体は、空力加熱を伴う厳しい環境に晒される。空力加熱は、極超音速で飛行する物体の前方に生じる強い衝撃波によって気流の温度と圧力が上昇するために生じる。極超音速飛翔体の機体構造の健全性を空力加熱から守るためには、空力加熱防御システム (TPS, Thermal Protection System) の装備が必要不可欠である。

TPS は、第 1.4 節に示すように大きく受動的なものと能動的なものに分類することができる。受動的な TPS の代表例としては、アブレータや耐熱タイル、耐熱ブランケットが挙げられる。アブレータが空力加熱を受けると、アブレータを構成する材質自身が蒸発することにより潜熱として熱を吸収するとともに、流体とともに熱を運び去る。一方、耐熱タイルなどが空力加熱を受けると、地球低軌道からの再突入飛行中ではそれ自身の表面温度が 1,600 K を超えることとなる。すると、表面温度に対応した輻射による熱伝達が発生するため、表面に一時的に蓄えたエネルギーを無限遠の空間に対して発散させる。これらの受動的な TPS は、現在までに飛行に成功した宇宙往還機や火星探査機、木星探査機などに採用されてきた。

1.3 高エンタルピー流に関する研究

1.3.1 高エンタルピー流の特徴

高エンタルピー流は、単にマッハ数が大きいことを意味する “hypersonic” というだけでなく、速度が大きいことを意味する “hypervelocity” でもある流れである。すなわち、マッハ数のみを考慮する hypersonic な流れは、マッハ数の定義より気流速度が一定であっても気流温度を下げて音速を小さくすることで地上での実験を比較的容易に実現することができる。このような気流は cold hypersonic と呼ばれる。一方、気流のマッハ数だけでなく速度も大きい hypervelocity な高エンタルピー流では超音速流とはまったく異なる性質が現れるため、cold hypersonic な流れとは区別して扱われる。このような研究分野は、熱気体力学 (aerothermodynamics) と呼ばれる。

再突入飛行を行う宇宙往還機や極超音速飛行を行う航空機などが遭遇する高エンタルピー流において、機体を受ける空力加熱や空気力を正確に予測することは重要であるが、現在でも最も難しい設計課題の 1 つである。再突入飛行中の宇宙往還機は、密度の異なる高度を速度を変化させながら飛行することとなる。よって、宇宙往還機の再突入飛行は、その環境が目まぐるしく変化するため定常な巡航状態が存在しないと言える。つまり、高度によっては希薄流と連続流を区別して扱う必要があり、Knudsen 数 K_n によって区別される。Knudsen 数によって、流体の支配方程式が Boltzmann 方程式であるか、Navier-Stokes 方程式であるかを決定することができる。

斜め衝撃波^[8]を考えると、転向角を一定にしたままマッハ数を大きくすると衝撃波角は小さくなり、やがて境界層の領域と衝撃波後方の領域の見分けがつかなくなる。この領域は衝撃層 (shock layer) と定義されており、極超音速流では極めて薄い領域となる。衝撃層の厚みはマッハ数がある程度大きくなると、あまり変化しなくなる。このようにマッハ数の影響が小さくなる性質のことを、マッハ数独立の原則 (Mach number independence principle) と呼ぶ。この様な性質のため、高いマッハ数領域を飛行する宇宙往還機などに作用する空気力の概略値は、簡単なニュートン流理論 (Newtonian theory) で推算することが可能である。

鈍頭物体が極超音速気流に晒されるとき、その先端部に生じる衝撃波は離脱し、局所的に垂直衝撃波のような性質を持つこととなる。この領域を通過する流体のエントロピーは、周囲の流体に比べて大きく上昇するため、下流に流れ去るにつれて壁面に垂直な方向のエントロピーの勾配が高くなる。すると、粘性による境界層とエントロピーの勾配が相互に影響を及ぼす領域ができる。この領域はエントロピー層 (entropy layer) と呼ばれる。ここでは、Crocco 理論^[9]によって与えられるように渦度が大きくなるため、渦度干渉 (vorticity interaction) と呼

ばれる影響を受ける。すると、通常の流体力学で扱う境界層理論を用いることができなくなる。

次に、平板の表面などに生じる境界層を考える。高エンタルピー流は大きな運動エネルギーを持つため、境界層内で粘性散逸 (viscous dissipation) が起こり、流体の内部エネルギーが上昇する。すると、境界層内の温度分布はその中央部でピークを持つような特異な分布となる。このとき境界層内部での温度上昇に伴って粘性係数 μ が上昇するため、境界層外部の流れとの相互干渉が生じる。この干渉は粘性干渉 (viscous interaction) と呼ばれ、この影響によっても通常の境界層理論が使えなくなることを示している^[10]。粘性干渉によって、表面の圧力やせん断力の分布が大きくなるため、宇宙往還機や極超音速輸送機などの設計では考慮しておかなければならない。

大気中を極超音速で飛行すると、機体前面に形成される強い離脱衝撃波や、流体と機体表面との相互作用によって摩擦を受けて強いせん断力を生じるため、飛行マッハ数に応じた空力加熱が発生する。機体前面の離脱衝撃波は、飛行マッハ数が大きくなるに従って強くなる。機体表面のせん断力の大きさは、機体形状と境界層の状態に大きく影響されるが、レイノルズ類推 (Reynolds analogy) によって空力加熱量とせん断力の大きさは比例の関係にあることが知られている。空力加熱は、対流加熱と輻射加熱に分けることができる。対流加熱は飛行速度の3乗に比例するのに対し、輻射加熱は8乗に比例して大きくなる。このため、地球周回低軌道 (LEO, Low Earth Orbit)^[11]からの再突入飛行時は対流加熱が支配的であり、例えば Space Shuttle のノーズで 500 kW/m^2 であるのに対し、巨大惑星での惑星大気突入飛行や惑星から地球への帰還では、輻射加熱が卓越する。はやぶさカプセルの再突入飛行では、空力加熱の強さは 15 MW/m^2 以上である^[12]。使い捨てガスライターで物体を炙るとき、熱流束は約 50 kW/m^2 であるので、はやぶさカプセルは使い捨てライターの300倍もの加熱を受けることになる。はやぶさカプセルの場合、空力加熱が大きな問題となるレベルで持続するのは、高度 80 km から 40 km を飛行する約40秒間であった。一方、地球大気中を飛行する極超音速航空機や惑星大気を飛行する探査などの設計では、長時間または複数回に及ぶ飛行で受ける空力加熱への対処方法について検討しておく必要がある。

空気を完全ガスと仮定する場合、高速気流をせき止めると気流の持つ運動エネルギーが熱に変換されるため、よどみ点温度は飛行マッハ数の2乗に比例して大きくなる。しかし、ある温度を超えると空気中の気体分子の内部エネルギーが励起されるため、熱的非平衡性が現れる。また、 1 atm の空気について温度が 800 K を超える場合、気体分子の振動運動や回転運動が励起されるとともに、 $2,000 \text{ K}$ を超えると酸素分子の解離、窒素の解離、一酸化窒素の生成やその電離、酸素原子や窒素原子の電離といった化学反応が生じる。このときの化学反応の特性時間と、流体の運動時間の違いによって化学的非平衡性も現れる。このような熱化学的非平衡性による影響は、高温効果 (high temperature effect) と呼ばれる^[13]。化学反応により生じる反応熱によって、空力加熱の強度は完全気体を仮定した場合とは異なったものとなる。また、化学反応は機体壁面の状態によっては、壁面での触媒性に強く影響を受ける。壁面を触媒として発熱反応である再結合反応が起こると、再結合熱を発生し局所的に加熱量が大きくなる。高温効果による熱化学的非平衡性によって、流体を解析するためには連続体としての流体の運動と化学反応が連成する効果を考慮する必要がある。この高温効果は、空力加熱だけではなく機体に生じる空気力、すなわち圧力中心の位置や縦揺れモーメントの大きさにも影響が及ぶことが知られている。実際に Space Shuttle の初期の飛行では、強い衝撃波背後の圧力が想定よりも大きく、予想されていたよりも大きな機首上げモーメントが作用したため、それをキャンセルさせるために body flap を舵角の限界近くまで大きく操舵したことが飛行後の解析で明らかになった^[14-17]。空気力と空力加熱の正確な見積もりは地球帰還時だけでなく、例えば火星探査の場合においては2年にも及ぶ飛行のフェーズで最も重要な事項の1つである大気への突入を成功させるために、極めて重要である。

このような特徴を持つ高エンタルピー流に関して、化学反応を考慮した対流・輻射加熱のメカニズムの解明、空力加熱の低減、圧力抵抗の低減などを目的とした研究が行われている。空力加熱の他にも、機体の周りに生じる電離気体が電波伝播に障害を及ぼすことで生じる通信システムのブラックアウト^[18]と呼ばれる現象や、減速マニューバも重要な研究テーマである。最近では、高エンタルピー流に特有の境界層の乱流遷移に関するメカニズムの解明、アブレータの吹き出しを考慮した空力加熱の分布予測、輻射加熱の予測精度向上、惑星大気環境を

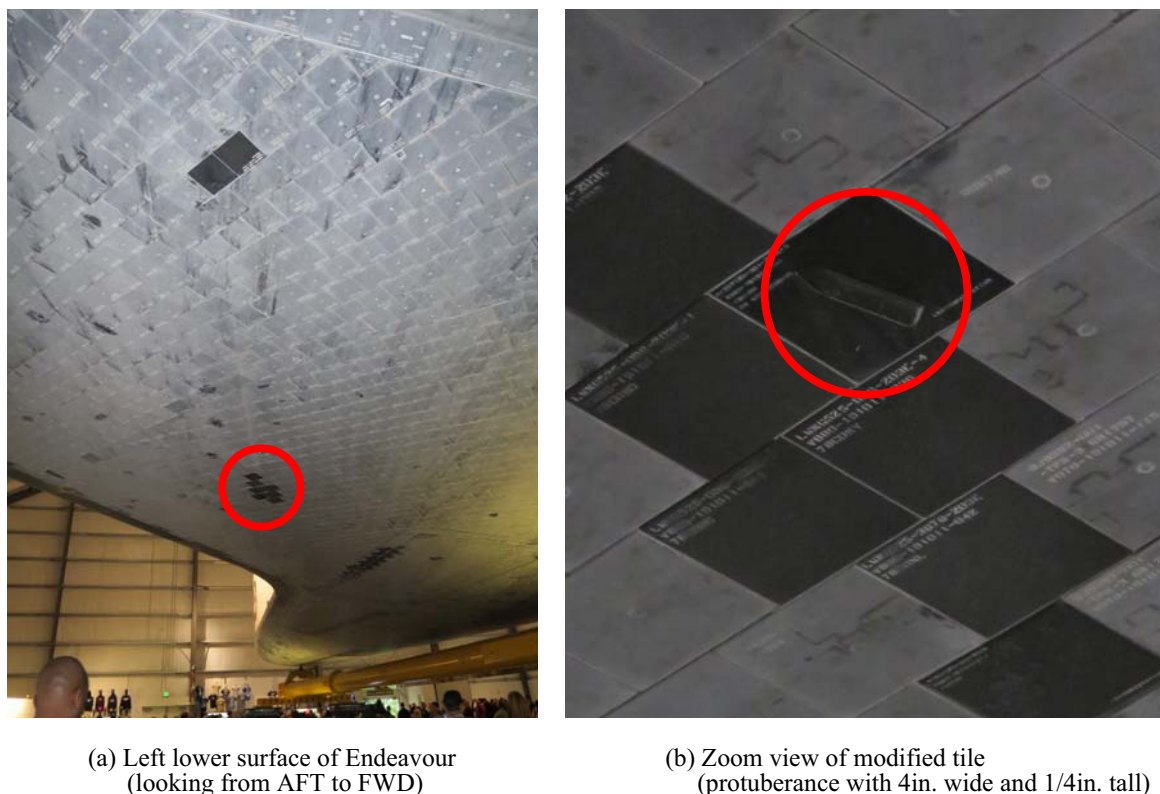


図 1.2 Space Shuttle “Endeavour” 号主翼下面に取り付けられた境界層遷移トラップ。California Science Center において筆者が撮影。

想定した試験などが世界中で盛んに研究されている。

1.3.2 高エンタルピー流の研究技術

高エンタルピー流の熱空気力学的な研究は、(1) 飛行試験、(2) 地上実験、(3) 数値シミュレーションの 3 種類のアプローチで行われてきた。これらはそれぞれに特徴があるが、高エンタルピー流の研究を効率的に行うためには、3 種類のアプローチを適切に組み合わせることが有効である。

実機の飛行状態に近い環境を模擬するという点で、3 種類のアプローチのうちでは最も優れているのが飛行試験である。一方、飛行試験は高エンタルピー流を研究する 3 種類のアプローチの中で、最もコストを要する研究手法である。これは、試験機体の製造や所望の飛行状態を得るための推進機関の準備に莫大な予算が必要となるためであり、一部の研究機関のみが行っている^[19]。飛行試験の多くは機体の空力特性を取得したり、システムとしての整合性を確認するなど実機の設計に直接関連する実用的な研究目的により行われる。一方、要素研究として行われた飛行試験の例としては、図 1.2 に示すような Space Shuttle の主翼下面に突起状の構造をもった耐熱タイルを設置することで、主翼下面の境界層を強制的に乱流遷移させて、その過程を航空機から観察した例がある^[20]。この研究には米海軍の航空機が使用され、機上から近赤外線写真を撮影することによって、再突入飛行中の Space Shuttle の耐熱タイル表面における境界層遷移に関する研究が行われた。しかし、このような飛行試験は一般的に大規模であるため、近年では厳しい財政状況を鑑みて延期されたり中止された飛行試験の計画も散見される。

飛行試験よりもコストの小さいアプローチとして、地上実験がある。地上において極超音速飛行の環境を模擬することのできる風洞試験は、(1) 飛行試験よりもコストを抑えてデータを取得することができる点、(2) 飛行試験よりも気流条件を変化させやすく、非平衡な流体現象を観察するための計測器の使用が可能である点に利点がある。

ある。また、TPS 素材が解離気体に触れた時の TPS 表面から機体側の深い場所にわたる素材の挙動を詳細に観察することも可能である。しかし、現在の技術水準では宇宙往還機や極超音速輸送機の飛行環境を地上に置かれた風洞で再現することは不可能である。例えば模型表面に形成される境界層内部を観察するために使用されているプラズマ風洞では、境界層内の気体の解離度を実飛行環境に合わせる代わりに気流のマッハ数を再現することはできない。Damköhler 数 D_a は τ_F/τ_D で定義され、流体時間に対する化学反応の時間の割合である。また、Damköhler 数は $D_a = k_D \rho L / U_\infty$ とも表すことができる。ここで、 k_D は解離反応の反応速度係数である。二原子分子からなる気体中の飛行環境について考える。飛行環境を風洞の試験気流を用いて厳密に再現するためには、気流の速度 U_∞ と binary scaling parameter ρL ^[13] の2つを一致させることが必要である。解離した気体の再結合反応は $\rho^2 L$ に比例するため、解離反応だけでなく再結合反応をも地上で模擬するためには、実機スケールの風洞模型を用いて試験気流の速度と密度を飛行環境に厳密に一致させるほかに手段はない。Binary scaling parameter の定義よりわかるように、実機よりも小さいスケールで製作される風洞模型に対して binary scaling parameter を合わせるためには、風洞で生成する試験気流の密度を実飛行環境よりもかなり高く保つ必要がある。ただし、binary scaling parameter が厳密に成立するのは、単一の二原子分子気体の場合のみであり、空気などの混合気体や二酸化炭素などの多原子分子に対しては厳密性を失う点に注意が必要である。このため、極超音速気流に関する風洞実験のデータを解釈し設計に使用するためには、実験設備がどの程度厳密に飛行環境を再現することができるのかについて知見を持って行われるべきである。

地上実験を行う設備としては、連続式または間欠式の極超音速風洞、衝撃波管、衝撃風洞、イクスパンションチューブ、アーク加熱風洞、バリスティックレンジを挙げることができる^[21,22]。地上実験では、模型に設置したセンサによる表面温度、圧力、摩擦力、空気力の詳細な計測のほか、様々な方法によって流れの可視化、空間の密度、温度や化学組成の分布、速度の分布などを計測することができる^[23]。

ノズル膨張によって試験気体の加速を行う風洞で、hypersonic かつ hypervelocity の高エンタルピー流を得るためには、極めて高温かつ高圧な貯気槽状態を生成する必要がある。すると、試験部で得られる試験気体分子の振動、回転エネルギーが励起されて気体を構成する分子が化学反応を開始するため、解離などの化学反応を伴う汚染された流れになるという問題がある。試験気体がノズルで膨張する過程で生じる化学反応が流体の特性時間に追いつかない状態は「凍結 (frozen) 状態」と呼ばれる。例えば、残留酸素原子が混入する場合、模型前方に形成される衝撃波の背後で解離した原子と見分けることが困難なため、高温効果の定量的評価を困難なものにする。そのため、風洞試験の結果をそのまま内挿などの手段によって実機の設計に用いることは不可能であり、後に述べるように数値計算と組み合わせて用いることが必須である。高温効果による空気の化学反応を考えると、2 原子分子の解離反応は 2 体反応であるため、その反応速度は密度 ρ に比例する。一方、再結合反応は 3 体反応であるため、反応速度は $\rho^{1/4}$ に比例する^[24]。このことから、フルスケールの飛行実験以外の地上実験では、化学反応流を完全に再現することは不可能であると言える。しかし 2 体反応が支配的であるという性質を考えると、密度 ρ と代表長さ L の積で定義される binary scaling parameter を、実機飛行との環境の違いを示す指標として用いることができる。風洞実験における binary scaling parameter を飛行環境に近づけるには、模型の代表長さまたは試験気体の密度を大きくすればよい。なお、風洞の性能に関して binary scaling parameter を扱う場合、 L は風洞のノズル出口直径で定義されることが多い。

Blow down 式に分類される連続式や間欠式の極超音速風洞では、燃焼や放電などの手段により全エンタルピーを上昇させる手段がとられる。すると風洞の運転コストが高騰する。もし、断面積 1 m^2 の試験部を持ち、流速が 7 km/s 、密度が 0.01 kg/m^3 の一様流を連続的に得る極超音速風洞を運転するとき、必要なエネルギーは 2 GW にも達する^[24]。また、模型に作用する熱的負荷が大きくなるため、模型や計測用センサの冷却を行う必要も生じる。

一方、貯気槽状態の温度を上げるために衝撃波を用いるのが、impulse 式に分類される衝撃波管 (shock tube) である。衝撃波管は試験時間が短いという欠点があるものの、低コストで高エンタルピー流を得ることのできる地上実験設備である。ノズル手前の貯気槽状態をより高温高圧にする手段としては、衝撃波管内に生じる衝撃波を管端で反射させる衝撃風洞 (reflect type shock tunnel) や、管内でピストンを高速で走らせてピストン前方に衝

撃波を形成させるガンタンネル (gun tunnel) がある。また、試験気体の解離の影響を小さくする点で有利なイクspanションチューブ (expansion tube) もある。衝撃波管などの impulse 式風洞において、より強い衝撃波を得るためには、高圧室と低圧室の圧力比と音速比とを大きくすればよい。高圧室に分子量の小さい気体を用いれば手軽に音速比を大きくできるが、これだけでは得られる衝撃波の強さに限界があり、駆動気体にヘリウム、試験気体に空気を用いた場合、衝撃波マッハ数は 10 程度までしか上げることができない。さらに衝撃波マッハ数を大きくするためには、高圧室の温度を上昇させることで駆動気体の音速を大きくする方法がある。高圧室をより高温かつ高圧にする手段としては、燃焼によって駆動気体を高温高圧にする手段やヒーターによって駆動気体を高温にする手法のほか、ピストンによる断熱圧縮によるものが実現されている。Impulse 式の実験設備の利点としては、blow down 式の風洞と比べると次の事項が挙げられる。

- 運転コストが安い。
- 試験時間が短いため、模型の冷却を必要としない。
- さまざまな種類の試験気体を用いることができる。
- 空気以外を試験気体とする際の実験のコストが安い^[25]。

一方、不利点としては次の事項が挙げられる。

- 試験気流の持続時間が短い。それに伴って、高度な計測技術を必要とする。流れ場の不安定性に関する研究には限定的にしか使用できない。
- マッハ数スイープ、迎角スイープなどできないため、風洞試験データの生産性が悪い。
- 隔膜の破片が飛来して模型に損傷を与える。

Impulse 式風洞の代表的なものとしては衝撃波管があるが、発生する衝撃波の強度に限界がある。具体的には、試験気流と駆動気体の両方に空気を用いる場合、衝撃波管で得られる試験気流の気流マッハ数は高々 1.7 程度に留まる。この点を改善するのが、衝撃波管端部にラバールノズルを取り付けた衝撃風洞である。衝撃風洞では一般にラバールノズルの手前で衝撃波を反射させて driven gas に衝撃波を 2 回通過させることにより、極めて高温高圧な貯気槽状態を生成する。この貯気槽状態にある driven gas をラバールノズルで膨張加速させるため、衝撃波管で得られる試験気流よりも大幅に高い気流エンタルピーとマッハ数の試験気流を生成することができる。衝撃風洞は試験気流の持続時間が衝撃波管よりも更に短いという欠点があるものの、高エンタルピー流の地上実験を行うためには適した実験設備である。

また、ラバールノズルによる定常膨張ではなく、膨張波を用いた非常膨張により試験気流を加速させるイクspanションチューブも最近では注目されている。イクspanションチューブは、superorbital reentry 条件を模擬することのできる唯一の風洞である。イクspanションチューブでは衝撃風洞のように試験気流を激ませる必要がないため、試験気流が高温状態を経験することがなくなり、分子の解離が発生しづらくなるので、化学反応による汚染の影響が小さい高エンタルピー試験気流を生成することができる。一方、イクspanションチューブでは使用する隔膜の枚数が多いため、試験部に飛来する隔膜の破片が模型に傷をつける可能性が高いという欠点がある。また、イクspanションチューブで生成することができる試験気流の持続時間は、全長が同程度の衝撃風洞と比べると更に短い。

強い衝撃波を得るために高圧室内で燃焼や爆轟を起こす場合、もし燃焼が平衡に達する以前に隔膜が破膜すると、高圧室気体の一部が低圧室へ流出し始めるため、燃焼速度がこれに追いつかない場合には不均一に加熱された駆動気体となり、発生する衝撃波を減衰させる。また、特に上流側管端部から下流に向けて起爆させる down stream 型の駆動方式では、高圧室内の温度と圧力が破膜後に時間とともに低下するため、定常的な駆動気体とは見なしにくく、通常の衝撃波管に比べて衝撃波の減衰が著しい^[26]。また、水素と酸素の燃焼を用いる場合には風洞の運転後に水蒸気を生成するため、計測器や風洞内部壁などに腐食を及ぼすという欠点を持つ。

駆動ガスを重いピストンによって断熱圧縮するフリーピストン駆動型の衝撃風洞は、Ray. J. Stalker^[27-34] により提案された。この方式による駆動では、ピストンによる断熱圧縮によってピストン駆動圧よりも大きな圧力

と、断熱圧縮による温度の上昇に伴う大きな音速を同時に達成することができる。地球周回軌道からの再突入飛行において加熱量が最大となる速度 6 km/s の条件を地上の風洞で実験する場合、ノズル手前の貯気槽状態において、比エンタルピーが 18 MJ/kg ほど必要となる。この条件は、California Institute of Technology の GALCIT で運用されているフリーピストン衝撃風洞 T5^[35] の場合、貯気槽状態において全圧 100 MPa、全温 9,000 K という状態に相当し、十分に達成可能な運転条件である。なお、ノズルスロートの溶解を引き起こすため、このような衝撃風洞の設計限界は全エンタルピー 25 MJ/kg、よどみ圧 150 MPa とされている^[36]。

この他に、TPS 素材の試験に使われるアーク風洞などのプラズマ風洞も存在する。上に述べた極超音速風洞が極超音速気流による強い衝撃波の発生や衝撃波背後の非平衡状態を観察するために使われるのに対して、プラズマ風洞は TPS 素材を覆う流体の境界層内部で起こる現象を観察するために使用されるものである。そのため、気流エンタルピーは衝撃式の極超音速風洞と同等となるが、気流マッハ数はかなり低いものが多い。極超音速飛行中に生じる物理現象と地上実験設備がその現象を再現する能力に関する比較を、図 1.3 に示す。プラズマ風洞はアーク放電などで得た高温プラズマをノズルによって膨張させることで試験気体を得る。このタイプの風洞では貯気槽状態での密度を高くすることが難しいため、binary scaling が過少となることから、化学反応の速度を実飛行の条件に近づけることは不可能である。よって、プラズマ風洞で得られる一様流は、貯気槽状態の化学組成がほとんど変わらずにノズルで加速されるノズル凍結流となる^[24]。そのためこの種の風洞は、再突入飛行などを模擬した実験には向かず、高速高温プラズマ流れの実験や耐熱材料の評価を目的として使用される。

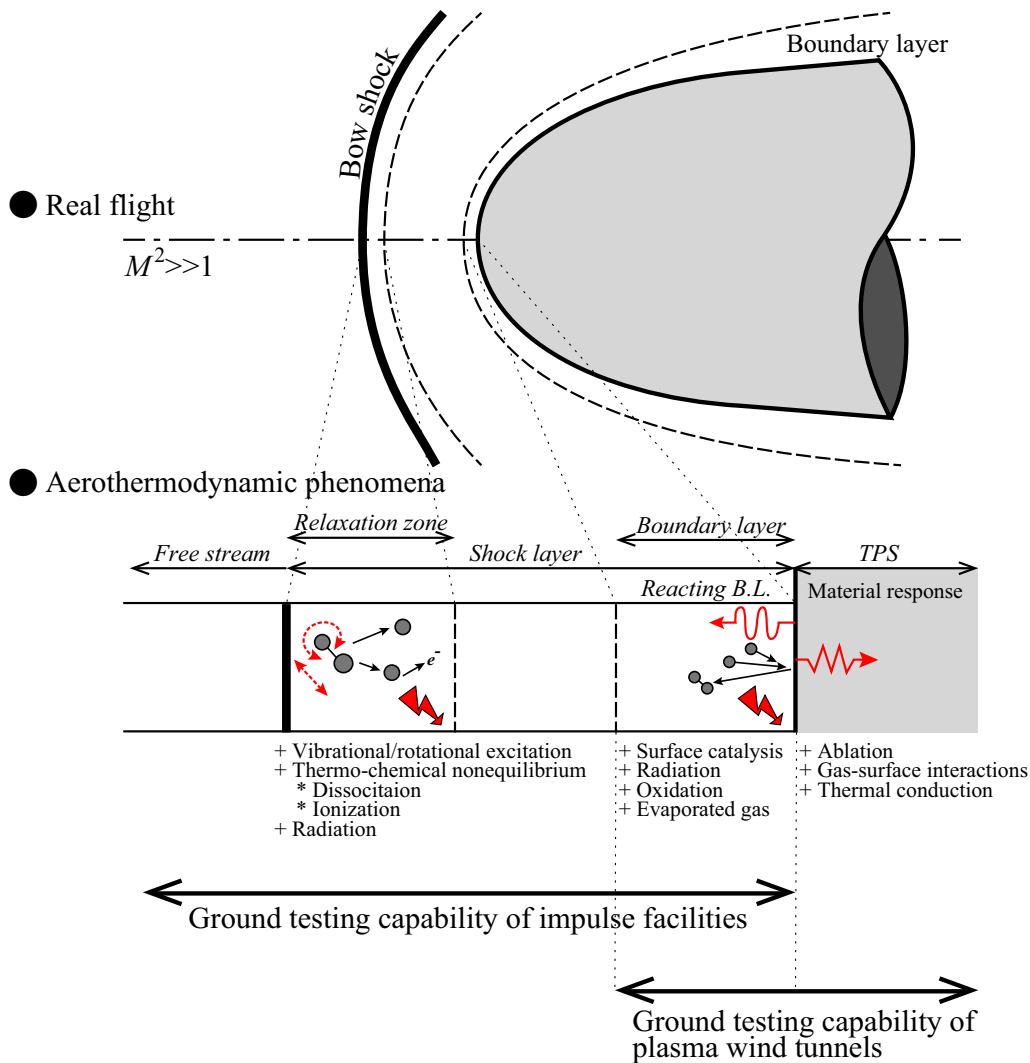


図 1.3 極超音速飛行中に生じる流体現象と地上実験設備での再現能力の比較

バリスティックレンジは、上で述べた試験ガスの汚染の影響を少なくする点では最も有利な地上実験設備であるが、模型の姿勢を保つことや模型を大型にできないなどの問題がある。

数値計算は、CFD (computational fluid dynamics) を用いて行われてきた^[37]。NASA は 2030 年に向けた CFD 研究に関するビジョンを発表し、今後は乱流の研究の発展のために更なる高次精度化が進むことになると予想している^[38]。高エンタルピー流の数値計算では、化学反応をモデル化して化学種毎の連続の式と生成熱を、流体の支配方程式である Navier-Stokes 方程式とエネルギー式と連成させて数値的に解くことで行われている。化学反応速度に関しては、曲線近似でモデル化する方法と、内挿により係数を定める方法がある。CFD による数値計算は、風洞実験や飛行試験よりも経済性に優れているが、モデル化における誤差などが避けられないことから、その結果の解釈には実験データなどとの比較を用いた十分な検討が必須である。

1.3.3 フリーピストン衝撃風洞

Stalker は当初、衝撃波マッハ数が 20 を超えるような衝撃波管の設計のため、高い圧力と音速を持つ driver gas をピストンの断熱圧縮で得るというアイデアについて研究していた。Stalker は衝撃波管端部にラバールノズルを追加することで試験気流の速度を向上させることができる点に注目し、フリーピストン衝撃風洞が高エンタルピー流の実験のために実用化されたという経緯がある。彼はクイーンズランド大学において T1, T2, T3 という衝撃風洞を順に開発し、高エンタルピー気流の実験を成功させた。その後、Hornung^[24,35,39-42]により高エンタルピー風洞の研究が引き継がれ、T4 と T5 が順番に建設された。世界の代表的なフリーピストン衝撃風洞としては、クイーンズランド大学の T3, T4^[43,44]、カリフォルニア工科大学の T5^[41]、ドイツ航空宇宙研究所 (DLR) の HEG^[45-50]、JAXA 角田宇宙センターの HIEST^[36,51-57] が挙げられる。中でも HIEST は全長が約 80m と世界最大であり、高エンタルピーかつ高レイノルズ数の試験気流を生成できるという点でも世界一の能力を有する高エンタルピー流の実験設備である。その他、オーストラリア国防大学の T-ADFA^[58,59]、名古屋大学^[60]、室蘭工業大学^[61,62] といった各地の大学においてもフリーピストン衝撃風洞が使用されている。また、イギリスでは既に解体されていた T3 のフリーピストン駆動部を引き取り、新たに T6 という風洞をオックスフォード大学に建設中である^[63,64]。

実機の飛行環境では、基底状態にある空気中を高速で移動する物体の前方に生じる衝撃波を経験することにより初めて解離反応が開始するものであるが、衝撃風洞で生成される試験気流は、ノズルで加速される前に極めて高温かつ高圧の貯気槽状態を経験するため、貯気槽状態にあるうちに気体分子が解離してしまうという問題がある。この問題に対処するため、イクスパンションチューブにも注目が向けられており、X2^[65,66]、RAYFL-X^[67]、JX-1^[68,69]、HET^[70]、LENS-X^[71]、LENS-XX^[72] が高エンタルピー実験設備として稼働状態にある。しかし、イクスパンションチューブの試験気流はポテンシャルコアと呼ばれる試験気流の有効直径が小さいことや、使用する隔膜が多いため試験気流中に隔膜の破片が多く含まれて計測に影響を及ぼすという問題が指摘されている^[73,74]。このため、今後も衝撃風洞とイクスパンションチューブは互いに補完しながら研究に供されることになるものと考えられる。

九州大学では溝口ら^[75,76]が設計・製作したフリーピストン衝撃風洞を運用してきた。この風洞は全長が 10m 程度と小型ながら、20MJ/kg までの高エンタルピー流を生成する能力を有しており、金属の触媒性に関する研究や、film cooling や逆噴射ジェットといった空力加熱防御システムの基礎研究が行われてきた。

1.4 空力加熱防御システムに関する研究

1.4.1 空力加熱防御システムの分類

宇宙往還機が地球への帰還のフェーズで経験する空力加熱から機体を守るには、熱防御システムの装備が不可欠である。現在までに実現した宇宙往還機の熱防御システムには、アブレターや耐熱材料を機体表面に張り付ける手法が主流である。アブレターによる冷却手法は、Vostok 宇宙船や Gemini 宇宙船の時代から使用されてお

り、現在においてももっとも信頼性の高い TPS として使用されている。Space Shuttle のノーズ部や底面部など空力加熱の影響が顕著な箇所には、RCC 複合材料や耐熱タイルが使用された^[77]。将来の宇宙輸送系として開発が期待される完全再使用型宇宙往還機の設計において、軽量で信頼性が高く、低コストな熱防御システムの開発が望まれる。また、極超音速で飛行する航空機や惑星探査などを考慮すると、複数回かつ長時間にわたる熱負荷に対応できる熱防御システムの開発が必要である。熱防御システムは、大きく受動型と能動型に分類することができる^[10]。

受動型熱防御システムとしては、図 1.4 に示すようなアブレーターや断熱材料を機体表面に張り付ける手法が代表的である。これまで実機に適用された実績のある受動型の熱防御システムは、次に述べるような問題があるため完全再使用型宇宙往還機への適用は現実的ではない。受動型熱防御システムの代表例であるアブレーション冷却は、はやぶさサンプルリターンカプセル^[78]や Dragon^[79]などで広く実績があるものの、地上帰還時には黒焦げ状態になるため再使用はできない。また、耐熱タイル^[80]は Space Shuttle で実績があり再使用を想定して設計されたものの、多孔質の物質で形成されるタイル表面の脆さのため、実際には損傷を受けることが多かった。このため、フライト間に点検や損耗箇所の張り替え作業を要することとなり、打上げコスト増大の主要な原因となった。また、多孔質の耐熱タイルが水分を吸収したまま再突入飛行を行うと、空力加熱によって水が蒸発しタイルに損傷を与えるおそれがあった。そのため、地上準備作業では打上げの度に撥水コーティングを行うなど、損耗箇所の張り替え作業以外の整備作業を要していた^[77]。X-37B では、Space Shuttle のものよりも強化された TUFROC タイルおよび TUFU タイル^[81]が採用されている。しかし、耐熱タイルは機体構造体への接着や隙間の処置方法など機体の製造や整備に手間を要することから、運用コスト低減は期待できない。これら受動型の熱防御システムは、流体から物体への熱伝達を遮断したり、壁面からの熱放射によって熱エネルギーを放射する防御手段である。これらの他、高温の環境でも強度を維持する超合金を用いた“hot structure”と呼ばれる機体構造を採用した機体もある。Hot structure を採用した代表例である X-15^[82,83] および A-12^[84,85] を図 1.5 に示す。このような超合金は、製造コストが高くなるだけでなく、表面の酸化防止処置に高度な技術を要するため、運用中に表面に傷を生じないように配慮する必要があるなど、機体の製造や運用において特別な扱いを要した。Hot structure の技術は筆者が調べた限り X-15 や A-12 シリーズに採用されたのみで、それ以降の機体には採用されていない。

一方、能動型の熱防御システムは、流れ場を制御して流入する熱流束自体を減少させようという先進的な防御手段である。空力加熱が最大値をとる機体先端の防御に適用できる可能性があるものとして、具体的には前面スパイクのほか、気体の噴射やエネルギー注入によって人工的なスパイクを形成する手段、MHD flow control,



(a) Ablator on bottom surface of Gemini #11 (California Science Center)



(b) HRSI tiles on Space Shuttle Discovery (Steven F. Udvar-Hazy Center)

図 1.4 代表的な受動型空力加熱防御システムの例（筆者撮影）

forward facing cavity などがある。

MHD flow control^[86] は、電離した衝撃波背後のプラズマに対して磁場を作用させることによってローレンツ力を生じさせて衝撃波の離脱距離を大きくする手法である。機体表面に特殊な構造を設けることなく能動的な熱防御が可能であり、再使用可能である。しかし、従来の磁場発生システムは重量が大きいため、その実現には軽量で強磁場を発生させる装置の技術開発が鍵を握っている。最近では、火星大気への突入飛行に適用する研究が行われた^[87]。

鈍頭の先端部をえぐり取った forward facing cavity は、cavity 内を圧力波が伝ばする作用によって機体前方の離脱衝撃波を振動させ、nose-tip の限られた領域における空力加熱を制御する手法である。鈍頭物体のよどみ点付近に cavity を設けることで離脱衝撃波に自励振動を生じさせることは 1920 年台には判明していたが、極超音速での空力加熱の低減のために研究が開始されたのは、1990 年台以降である。空力加熱を低減させる効果に加えて、空力抵抗を低減させることもわかっており、研究が進められている^[88,89]。

前面スパイクは、機体先端のよどみ点にスパイク状の突起を設けることによって、機体前方に形成される 1 つの強い離脱衝撃波を複数の弱い斜め衝撃波に置き換えるとともに、よどみ点付近に再循環領域を形成する流れ場を得ることができるものである^[90]。また、先端を尖らせたり円盤などを付けたエアロスパイクやエアロディスクでも似たような流れ場を得ることができる。前面スパイクまわりの流れ場を図 1.7(b) に示す。これまでに熱流束の低下^[91] や空力抵抗の低減^[92] の効果があることがわかっており、潜水艦発射型の弾道ミサイル Trident や宇宙科学研究所の M-3SII ロケットのブースター先端に用いられた実績がある。Huebner ら^[93] は、先端にエアロスパイクを持つ半球鈍頭模型について、シュリーレン可視化及び模型表面の温度および圧力分布の計測を行った。この研究の中で模型に迎角を与えた実験も行っており、エアロスパイクの有効性は、迎角 5° よりも小さいときに限られることを示した。

ガスの噴射によって擬似的なスパイクを形成する逆噴射ジェットも、空力加熱防御に有効であると考えられる。逆噴射ジェットに関する詳細は、第 1.4.2 項で述べる。

エネルギー注入^[94] を用いて人工的にスパイクを形成する手法としては、例えばレーザーの照射による方法が研究されている^[95]。レーザーによってエネルギーが注入された点では温度が上昇し、その下流領域にはマッハ数が小さい円錐状の領域が形成されるため、強い離脱衝撃波を斜め衝撃波に置き換えることができる。流れ場に再循環領域を形成しない点は、スパイクや逆噴射ジェットとは大きく異なる特徴である。このため、流れ場を不安定にするようなことはない。エネルギー注入法では、エネルギーの大きさ、エネルギーを集中させる位置、および形状をパラメータとすることができるので、自由度の高い設計が可能となるという利点がある。また、前面



(a) X-15 (National Air and Space Museum)



(b) A-12 (California Science Center)

図 1.5 Hot structure を採用した機体の例 (筆者撮影)

スパイクとエネルギー注入を組み合わせられた研究も行われている^[96]。しかし、この手法は衝撃層の内部に高温のプラズマを形成するため空力加熱を上昇させる懸念があるほか、通信やトランスポンダなどの通信用に使用される電波伝ばに悪影響を及ぼす可能性がある。

その他、空力加熱と空力抵抗の負荷が最も大きいノーズ部の形状を遺伝的アルゴリズムを用いて最適化し、空力加熱と空力抵抗の両方を同時に低減させる形状を実現するための研究も行われている^[97,98]。

1.4.2 逆噴射ジェットに関する研究事例

実機的设计を考える際、空力加熱と抵抗の低減は互いに矛盾する特性であるが、どちらも性能を大きく支配する要素である。これらをともに低減させることが可能な手段として、前面スパイクや気体の噴射により人工的にスパイクを形成する逆噴射ジェットがある。超音速流中における逆噴射ジェットに関する研究は、主流と逆噴射ジェットの干渉という複雑な流れ場を解明しようとする流体力学的な学術的興味からだけでなく、飛行体の表面圧力分布や熱伝導特性を制御する可能性を探ることを目的として、1950年代から多くの研究が行われてきた^[99,100]。超音速、極超音速流中における逆噴射ジェットを伴う流れ場の構造に関しては、図.1.6に示す流れ場がFinley^[101]により示されている。超音速流中に置かれた鈍頭物体の前方には強い離脱衝撃波が形成され、衝撃波背後のよどみ点付近の流体は高温、高圧な状態となる。冷却気体をよどみ点から上流向きに噴射すると、強い離脱衝撃波の中央部が主流の上流方向へ押し出されるため、弱い斜め衝撃波に置換される。また、冷却気体の噴射によってよどみ点の周囲には流れのはく離が生じるため、3次元的な流れ場では、よどみ点のまわりにドーナツ型の再循環領域が形成される。これにより、よどみ点付近を衝撃波背後の高温流体から遠ざける効果が得られる。さらに、よどみ点から離れた部分ではフィルム冷却やトランスピレーション冷却と同様に、噴射した冷却気体が機体表面を覆うことによる冷却効果も得られる。また、化学反応を伴う高エンタルピー気流の中では、機体表面の触媒性によって発熱を伴う化学反応である再結合反応が促進されることが知られている^[102]が、ジェット層が機体表面を防護することができるため触媒性の影響を低減させる効果が期待できる。逆噴射ジェットによる空力加熱低減の手法ではアブレーターのよう飛行中の形状変化を伴わないことから、空気を利用した惑星ス

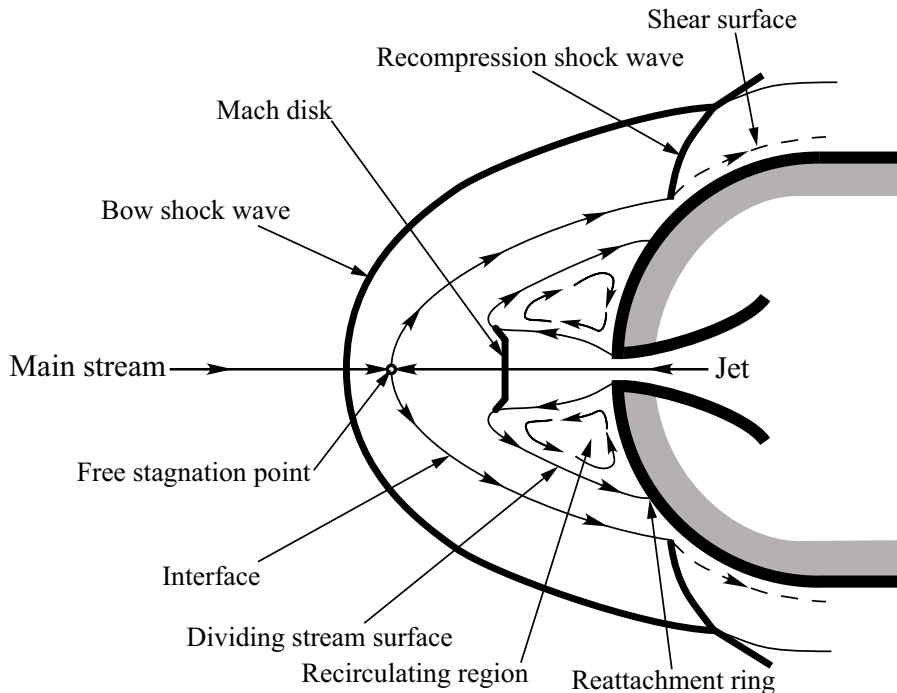


図 1.6 音速で噴射される逆噴射ジェットまわりの流れ場

イングバイ^[103]を行う宇宙探査機などの TPS としても適用が可能である。前方に噴射されたジェットは、マッハディスクで亜音速に減速したのち、主流と出会い接触面を形成して下流へ流れ去る。また、よどみ点に置かれたノズルの周辺には再循環領域を形成し、衝撃波背後の高温気体がよどみ点付近に付着しないようバリアの役割を果たす。再循環領域の下流側には *dividing stream surface* が入射し、この点で再圧縮が起こる。離脱衝撃波、主流とジェット流の接触面、ジェット流の作るマッハディスク、噴射口周辺に形成される環状の再循環領域およびその下流の再圧縮衝撃波などで形成される逆噴射ジェットの流れ場は、非常に複雑である。逆噴射ジェットの流れ場は、ジェットの主流全圧に対する圧力比、ノズル径、噴射速度およびマッハ数、主流速度およびマッハ数によって影響を受け、多様に変化する。逆噴射ジェットに関する研究は大きく3グループに分類できる。すなわち、逆噴射ジェットによる流れ場の不安定性に関する研究、空力抵抗低減に関する研究、空力加熱の低減に関する研究である。

Romeo ら^[104]は、主流とジェットの全圧比を変化させることで、鈍頭物体前方に形成される離脱衝撃波の形状が時間的に変化するケースと変化しないケースが現れることを実験により示した。辛島ら^[105,106]は、実験によって逆噴射ジェットの流れ場に生じる不安定性が2つのモード、すなわち比較的弱いジェットによって離脱衝撃波が振動するモードと、比較的強いジェットで再圧縮衝撃波が振動するモードがあることを明らかにした。藤田^[107,108]は、数値的研究によって逆噴射ジェットの流れ場に生じる不安定性について研究し、発生する自励振動が強い3次元性をもっていることを計算で再現した。Daso ら^[109]は、Apollo カプセルのモデルを用いて、実験及び数値解析を行い、逆噴射ジェットの流れ場がジェットの条件によって、*long penetration mode(LPM)* と *short penetration mode(SPM)* に分類できることを示した。LPM では、自励振動が生じて衝撃波の離脱距離が一定にならず、短い周期で主流とジェットの接触面の位置が前後方向に振動する。このとき、噴射されたジェットはジェット層内部でマッハ反射を繰り返す流れ場を形成することで、ジェットの境界を通して圧力変動が伝達される。一方、SPM では、噴射されたジェットが安定な流れ場を形成する。このとき、ジェットはマッハディスクを伴って亜音速に移行する。空力加熱を低減させるためには少なくとも SPM よりも強いジェット全圧が必要となることがわかっている。しかし、最近では LPM の不安定な流れ場を積極的に活用し、超音速輸送機の飛行中に発生するソニックブームを低減させるための研究^[110,111]が行われている。Daso らは超音速・極超音速飛行を行う機体の外形をコントロールするためのデバイスとして米国特許を取得している^[112]。また、ソニックブーム低減デバイスとしても Daso らが米国特許を取得している^[113]。Fomichev^[114]は、高温に熱したプラズマ状態の逆噴射ジェットに関して、先端を切り落とした半頂角が 15° と 30° の円錐模型の先端を切り落とした形状の模型を用いた実験を行い、流れ場が LPM の条件では 45%、SPM の条件では 25% もの空力抵抗低減の効果があることを示した。Kulkarni^[115]は、高エンタルピー流においても空力抵抗低減の効果が得られることを示した。Stalder^[116]や Warren^[117]は、逆噴射ジェットなどの手段による空力加熱の防御に関して研究を行った。林^[118-120]は、実験および数値解析によって一様流マッハ数 $M_\infty = 4$ の超音速流中で逆噴射ジェットによる空力加熱防御効果を示した。玉田^[121-123]は、数値的研究により *recompression shock management* の概念を提案し、先端がオジャイブ形状であるときに逆噴射ジェットの効果が高まることを示した。また、図 1.7(c) に示すような冷却気体を噴射するノズルを前方に延長した *extended nozzle* を付加することで、少ない流量のジェットでも高い空力加熱防御効果が得られることを示した。濱崎^[124]は、衝撃風洞を用いた実験的手法と数値的手法によって、玉田が明らかにした逆噴射ジェットの効果を実験的に調べた。宮原^[125]は、衝撃風洞を用いてマッハ数が 8 の *cold hypersonic* 流中における逆噴射ジェットの実験を行い、逆噴射ジェットが極超音速でも有効であることを示した。井本^[126,127]は、高エンタルピー流において実験的および数値的研究を行い、逆噴射ジェットによる熱防御効果が得られることを示した。

新しいタイプの熱防御システムとして、前面スパイクとジェットの組み合わせによる新しいコンセプトが Jiang ら^[128,129]により提案され、実験的研究が行われた。この手法では、スパイク先端から主流を横切る向きにガスジェットを噴射することによって、スパイク先端から生じる斜め衝撃波の衝撃波角を大きくして、鈍頭部への再付着をさせないよう制御することができる。このデバイスを使用するとき、半球模型の迎角が 4° までの範囲で再付着点のコントロールが有効であることが示された。Gerdroodbary ら^[130]は先端に半球形状のエアロ

ディスクを装備した前面スパイクと、その前面スパイクの根元から上流向きに噴射する逆噴射ジェットとを組み合わせた新しいデバイスに関する CFD 解析を行い、スパイクの根元から冷却気体を噴射するとエアロスパイクによる空力加熱低減効果を向上させることを示した。Rong ら^[131]は、逆噴射ジェットに加えて半球模型上にしみ出し冷却の噴射口を分布させたデバイスに関して CFD 解析を行い、効果的に空力加熱を低減させることを示した。Lu ら^[132-134]、Wei ら^[135,136]は、forward facing cavity と逆噴射ジェットの組み合わせによる熱防御について数値的研究を行い、逆噴射ジェットによって形成される再循環領域が、キャビティの内側に形成されるか外側に形成されるかによって、流れ場が大きく異なり、熱流束に影響することを示した。また、飛行環境によってはキャビティのみによる空力加熱制御で十分な防御効果があることを示した。Marley ら^[137]は、ジャイロ効果による流れ場の安定化を狙ってスワールを加えた逆噴射ジェットに関する研究を数値的手法によって行った。その結果、期待とは逆にスワールを生じさせることによってジェットの周りの領域に圧力の不均衡を伝搬させることがわかり、スワールには流れ場を安定化させる効果がないことを示した。一方、彼らはエネルギー注入と逆噴射ジェットの組み合わせや、リング状の噴射口を持つ逆噴射ジェットに関する研究も行っており、これらの手法は流れ場の安定化に寄与することを示した。また、リング状の逆噴射ジェットは、従来の逆噴射ジェットと同じ噴射圧力および質量流量で比較する場合、再循環領域の形状が広がるため超音速における圧力抵抗の低減に効果的であることを示した。

これまで、超音速気流や cold hypersonic と呼ばれるようなエンタルピーの低い極超音速気流中での逆噴射ジェットによる空力加熱や空力抵抗の低減効果は多くの研究により示されてきており、逆噴射ジェットの全圧を高めるほどその効果が向上することなどについて Huang の調査論文^[138]にまとめられている。しかし、宇宙往還機が再突入飛行中に経験するような高エンタルピー流中での逆噴射ジェットによる空力加熱防御効果に関して調査した研究は見当たらない。また、気流条件が異なる流れ場での逆噴射ジェットによる空力加熱防御効果を一般化するとともに、必要な冷却気体の噴射量などを予想するためのパラメータに関しては、これまでのところ報告されていない。加えて、extended nozzle 付き逆噴射ジェットによる空力加熱に関しては、玉田が CFD による数値計算でその効果を示したのみで、実験的な研究はこれまでに行われていない。

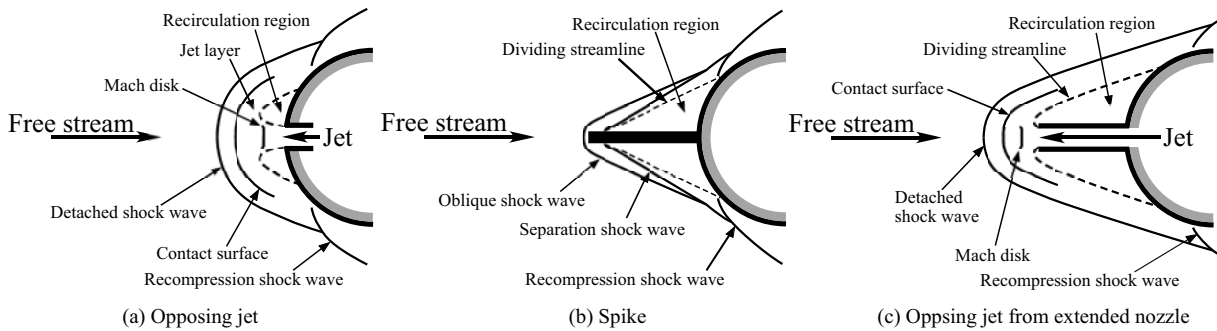


図 1.7 逆噴射ジェット，前面スパイク，および extended nozzle 付き逆噴射ジェットの流れ場比較

1.4.3 新しい空力加熱防御システムが拓く宇宙ミッション

深宇宙探査などのミッションでは、惑星の重力アシストを用いたスイングバイ技術が使われる。もしもスイングバイを行うための惑星が大気層を伴う場合、大気層をかすめるような飛行経路をとれば、探査機は空気を獲得することができる。惑星の中心向きの力、すなわち負の揚力を作用させることができれば、スイングバイに用いる探査機の外力を増大させ、より大きな増速 ΔV を得ることができる。一方、大気を有する惑星の探査を行う際、超軌道から目標惑星の周回軌道への投入には減速 $-\Delta V$ を行うため、推進剤の噴射による推力を用いる必要がある。この時、惑星大気による抗力を上手く使用することができれば、減速用の推進剤を減らすことができる。このような空気を活用した探査機の軌道設計は、探査機が積載すべき推進剤の重量を低減させてペイロードを

増やすことができるため、探査機の設計やミッション設計には有利である。これらの技術は、エアロアシスト技術^[139]と総称される。

複数回のエアロブレーキングなどを行うことを考えると、アブレータは突入飛行のたびに形状変化を伴うため空力安定性や構造の健全性を保証することが難しい。また、タイルは表面が破損が発生した場合に、その部分だけでなく破損箇所よりも下流側において境界層が乱流に遷移し、局所的な熱負荷が発生する恐れがある。もしも、能動的な TPS によって流入する空力加熱自体を制御することができたならば、TPS 重量を低減させる効果のほか、エアロアシスト技術を活用した柔軟な軌道設計が可能となる。このことが実現すれば、これまで人工物の到達が困難だった空間の探査が可能となるポテンシャルを持つ。

1.5 本論文の目的

本論文は、次に挙げる熱空気力学的な事項に関して解明することを目的とする。

1. 高エンタルピー流に関する実験能力を発展させるために、高エンタルピー流の実験設備としてフリーピストン衝撃風洞を使用した新たな実験技術を開発する。
2. 開発した実験技術を活用しつつ、空力加熱を低減するためのデバイスとしての逆噴射ジェットや、extended nozzle 付き逆噴射ジェットに関して研究を行い、これらのデバイスによる高エンタルピー流中における空力加熱低減の効果を明らかにする。
3. 逆噴射ジェットおよび extended nozzle 付き逆噴射ジェットに関して CFD を用いた数値的な研究を行い、デバイスまわりの流れ場を解明するとともに、空力加熱および空力抵抗を効果的に低減させるための方法を示す。
4. 逆噴射ジェットおよび extended nozzle 付き逆噴射ジェットを宇宙往還機や極超音速輸送機などの実機の TPS として適用する実現可能性を明らかにする。

1.6 本論文の構成

本論文は6つの章から構成される。それぞれの章の概略を次に示す。

第1章では、研究背景として人類の行う宇宙開発利用に関する技術発展の状況を俯瞰し、高エンタルピー流の研究技術や空力加熱現象の発生に関する熱気体力学的な事項をまとめた。また、空力加熱防御システムとしての逆噴射ジェットや extended nozzle 付き逆噴射ジェットに関する研究例と未解決事項について指摘を行い、本論文で取り組むべき課題と目的を示した。

第2章では、九州大学が保有するフリーピストン衝撃風洞の能力拡大と実用性向上のために行った実験技術の開発について述べる。

第3章では、逆噴射ジェットによる空力加熱防御効果について、フリーピストン衝撃風洞を用いて行った実験的研究および CFD を用いて行った数値的研究について述べる。

第4章では、extended nozzle 付き逆噴射ジェットによる空力加熱防御効果について、フリーピストン衝撃風洞を用いて行った実験的研究と CFD を用いて行った数値的研究について述べる。

第5章では、extended nozzle 付き逆噴射ジェットを宇宙往還機の空力加熱防御システムとして適用することの実現可能性について調査するために CFD を用いて行った研究について述べる。

第6章では、第2章から第5章の結果を結論としてまとめる。

第2章 フリーピストン衝撃風洞を用いた実験技術の開発

2.1 序論

本章では、九州大学宇宙輸送システム工学研究室が保有する小型のフリーピストン衝撃風洞を用いて行う実験技術の開発について述べる。まず、第2.2節に九州大学が保有するフリーピストン衝撃風洞の諸元について示す。その後、第2.3節ではフリーピストン衝撃風洞の運転条件を探索するために開発した、フリーピストン駆動部におけるフリーピストンの運動に関する数値解析手法について示す。第2.4節では、フリーピストン衝撃風洞で得られる高エンタルピー・低密度試験気流の可視化を行うために開発した可視化技術について示す。最後に、第2.5節で第2章で議論する事項について総括する。

2.2 フリーピストン衝撃風洞の概要

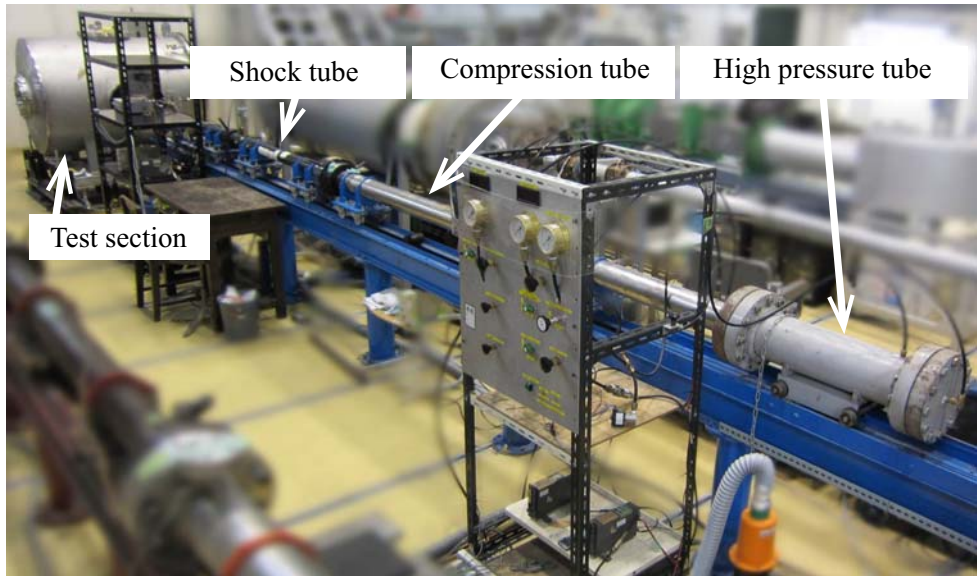
本節では、九州大学宇宙輸送システム工学研究室が保有する小型のフリーピストン衝撃風洞の諸元等について述べる。このフリーピストン衝撃風洞は宇宙輸送システム工学研究室において開発されたものであり、高圧管、圧縮管、衝撃波管、ラバルノズル、および測定室の5つの部分で構成される。フリーピストン衝撃風洞の概略図を図2.1に示す。

高圧管は、炭素鋼製の円筒形（長さ 678 mm, ϕ 136.6 mm）で、内部に円筒形の急速開口弁を持つ。高圧管バルブ背後の配管は電磁バルブに繋がっている。この電磁バルブを開放することにより、急速開口弁が開いて高圧管内の気体が圧縮管へ流入し、予め圧縮管の高圧管側管端部に設置しておいたピストンを衝撃波管の方向へ射出する。この高圧管の耐圧は、安全率を 10 としたとき 5.76 MPa であり、平成 11 年 5 月には 6.87 MPa での耐圧が確認された。

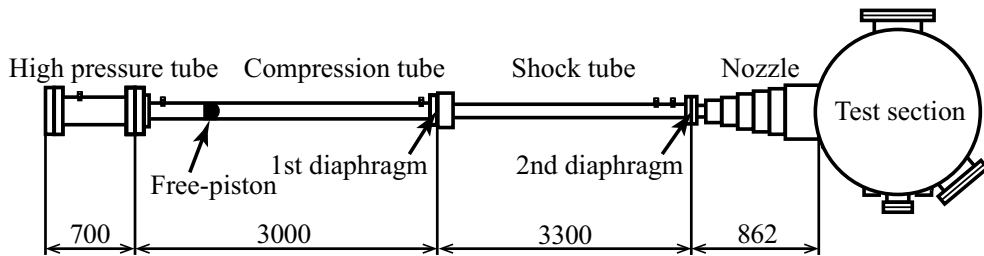
圧縮管は、ステンレス（SUS304）製の円筒形（長さ 3,040 mm, ϕ 70 mm, 肉厚 15 mm）で、内面はピストン走行の摩擦を小さくするためホーニング加工されている。この圧縮管の耐圧は、安全率を 5 としたとき 52.1 MPa である。第 1 隔膜の破膜圧を計測するため、衝撃波管側の管端から 25 mm の位置に圧電式圧力センサを取り付けた。

第 1 隔膜の写真は、図 2.2 に示す。第 1 隔膜は膜厚 2 mm のアルミ（A5052）製で、破膜時間を短縮させるとともに破片が散乱するのを防ぐため、中央部に深さ 0.5 mm の十字型の溝を入れた。この十字型の加工によって 4 枚の花弁状に開口し、大きな破片が飛散することはなかった。

衝撃波管は、炭素鋼（STKM13C）製で円筒形（長さ 3,000 mm, ϕ 60 mm, 肉厚 10 mm）、内面はホーニング加工の後、さび防止のためクロムメッキ加工されている。この衝撃波管の耐圧は、安全率を 5 としたとき 25.3 MPa である。なお、衝撃波管の中央部にはフランジを設けており、ここに隔膜を追加することで多段式の衝撃風洞やイクスパンジョンチューブとして使うことも可能である。衝撃波管内を伝ばする衝撃波の速度を計測するため、ラバルノズル側管端には 150 mm の間隔で 2 つの圧電式圧力センサ（PCB,112A02）を取り付けた。圧縮管と衝撃波管の接続部には、圧縮管との断面積変化を持たせることによって第 1 隔膜破膜後における圧力 p_4 の保持およびピストンの減速を目的として、 ϕ 15 mm または ϕ 20 mm の開口部をもつオリフィスプレートを設置した。

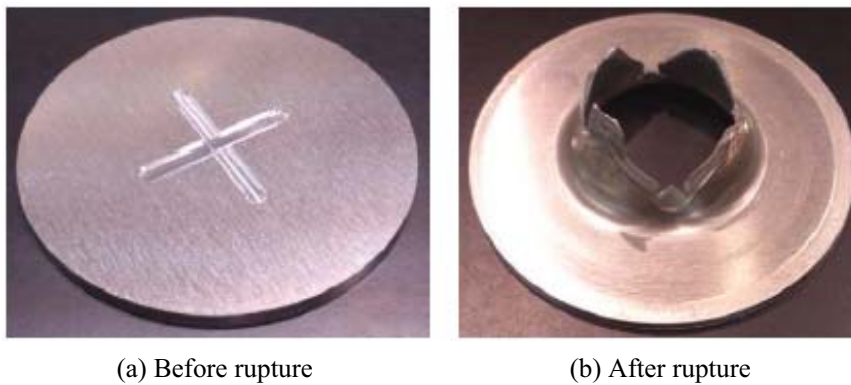


(a) 全景



(b) 概略図 (単位: mm)

図 2.1 フリーピストン衝撃風洞の概略図.



(a) Before rupture

(b) After rupture

図 2.2 通風前後の第1隔膜

ラバールノズルは一般構造用圧延鋼材 (SS400) 製で、スロートよりも下流側は半頂角が 10° の円錐形状、設計マッハ数は 8、スロート直径 15 mm、出口直径 270 mm である。

測定室は、 $\phi 1,000$ mm、幅 1,200 mm の円筒形で、側面中央には光学的可視化のため平行平面基板 (BK-7) の窓が取り付けられている。模型などに設置するセンサの出力を測定室の外側に設けたアンプや計測器と接続するため、図 2.3 に示すような真空用電流導入端子を持つ JIS-VG-150 フランジを製作し、測定室底面に設置した。この電流導入端子は計測ノイズの発生を防ぐためすべて接地絶縁型のフローティングタイプであり、BNC コネク

タを4チャンネル分, E型熱電対専用の端子を10チャンネル分だけ設けている。電流導入端子にプラズマが接触することにより計測ノイズが発生しないよう, 電流導入端子の真空側の部分には塩化ビニルパイプを被せて防護した。

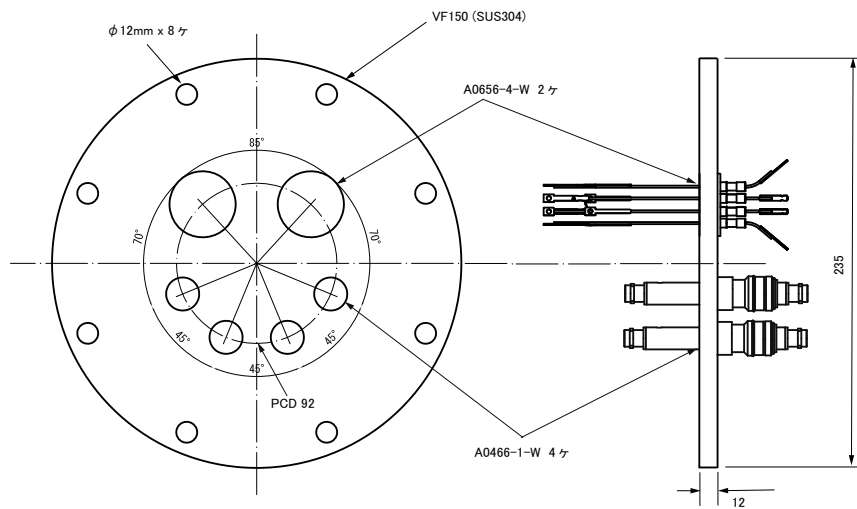


図 2.3 測定室に取り付けた電流導入端子

衝撃波管と測定室の間には, ポリエステル製 (東レ, ルミラー H10, #250) の第2隔膜を入れた。この第2隔膜はダンプタンクを兼ねた測定室と低压管内の試験ガスを仕切る役割をしており, 衝撃波の到達後, 直ちに破裂する程度の厚みのものとした。

ピストンの外見を図 2.4 に示す。ピストンは質量が 1.13 kg, $\phi 70$ mm であり, ヘッド部分とボディ部分に分解できる。2つの部分は共に合金工具鋼 (SKD6) 製であるが, ヘッド部分は高周波焼き入れ加工されている。ボディ部分にはシール用のパッキン (NOK, SPMO70) と軸受け用のウェアリング (NOK, RYT101M) を取り付けており, 共にレアフロン製である。



図 2.4 フリーピストン

実験時に風洞に取り付けて使用した計測機器類の一覧については付録 B に示す。

次にフリーピストン衝撃風洞の作動原理について述べる。まず, ピストンを圧縮管の高圧管側管端に設置するとともに, 各管に所望の気体を適切な圧力で封入する。次に高圧管の急速開口弁を開くと, ピストンを発射するための高圧ガスが圧縮管のピストン背面部分に流入し, ピストンが衝撃波管側に加速される。このピストンの運動によって駆動気体 (driver gas) を断熱的に圧縮し, 高温かつ高圧な状態にする。第1隔膜は耐圧を超えると破裂し, 衝撃波管の試験気体 (driven gas) 中に衝撃波が伝ばする。衝撃波は衝撃波管下流側管端で反射し, 高温

高圧の貯気槽状態にある試験気体を得る。この貯気槽状態の試験気体をラバールノズルで膨張加速させることにより、高エンタルピー極超音速流を試験部に生成することができる。

理想的な波動線図を図 2.5 に示す。図 2.5 の xt 線図に示したように、第 1 隔膜の破膜によって衝撃波管内を衝撃波が伝ばし、管端で反射する。この反射衝撃波背後の気体は 2 回の衝撃波の通過によって極めて高いエンタルピーを持った高温・高圧状態となり、この部分（図 2.5 中に⑤で示す領域）を貯気槽状態として用いることができる。ラバールノズル内部では、一次衝撃波、二次衝撃波、および非定常膨張波が順に通過した後に一様な試験気流が得られる。

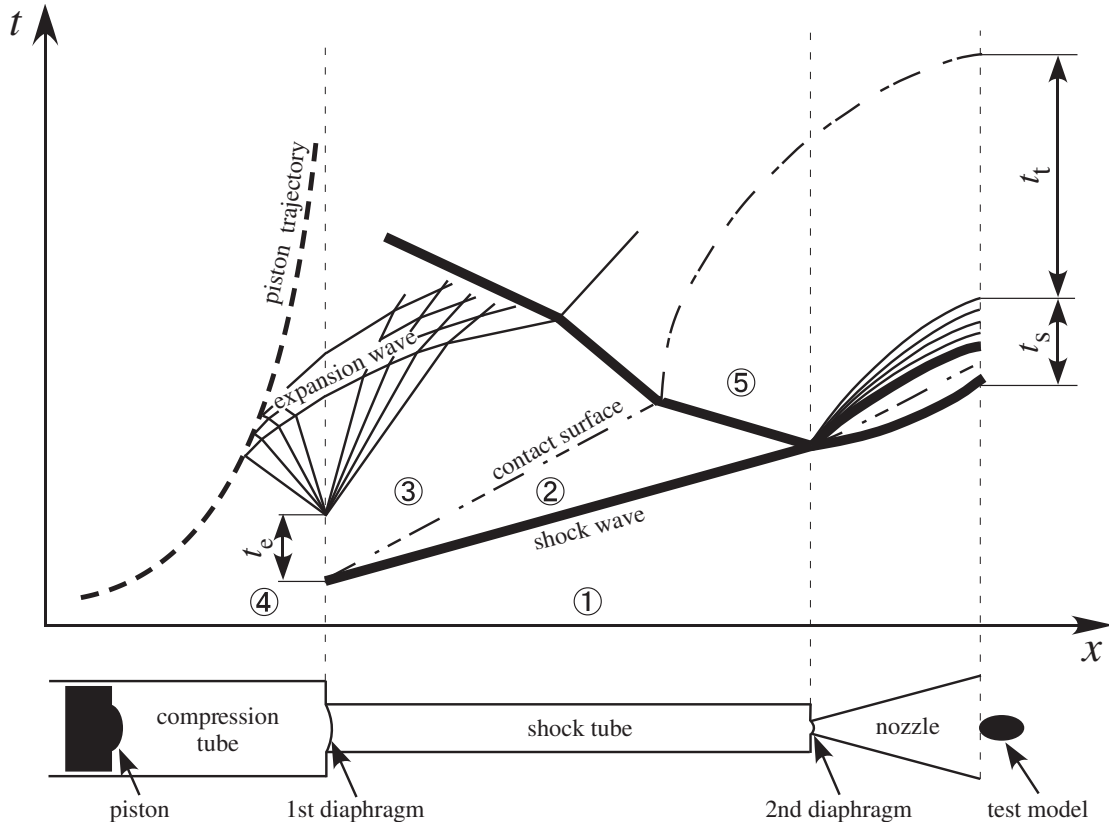


図 2.5 フリーピストン衝撃風洞の波動線図

駆動気体と試験気体の接触面が試験部に到達すると、駆動ガスによる試験気流の汚染（contamination と呼ばれる）^[34,52] が発生する。フリーピストン衝撃風洞の試験時間は、この試験気流の汚染の開始によって終了となる。また、衝撃波の速度と衝撃波管の長さとの関係によっては、第 1 隔膜の破膜時に生じる膨張波がピストン前面に反射したのち貯気槽状態にある試験気体の全圧を低下させることによって試験時間が終了する場合もありうる。ただし、第 1 隔膜が破膜する瞬間にピストンが十分な速度を持っていれば、圧縮管から衝撃波管へ流入する駆動気体の流出分の体積を補うことが可能となり、膨張波の反射を抑制することができる。このような運転方法は、over drive^[31,39] と呼ばれる。また、over drive を達成しつつ、フリーピストンが圧縮管の管端部衝突する際の終端速度を十分に落としてフリーピストンを安全に停止させる運転方法は、tune piston condition^[31,35]、または tuned operation^[55] と呼ばれる。つまり tuned operation とは、風洞設備やピストン本体に損傷をきたさない範囲で第 1 隔膜の破膜後も圧縮管内の圧力を維持できるようにピストンに十分な速度を持たせることにより膨張波の発生を遅らせることを可能とし、試験気流の持続時間を延長させることのできる運転方法である。この運転方法においては、ピストン前面の駆動気体の最大到達圧力が、第 1 隔膜の破膜圧の 110% を越えないよう、フリーピストンの質量、高圧管の初期圧、圧縮管の初期圧、圧縮管から衝撃波管へ流出する駆動気体の流量を適切に選択することが必要である。

2.3 フリーピストン駆動部の運転条件算出に関する数値解析手法の開発

2.3.1 目的

本節では、フリーピストン衝撃風洞で生成する試験気流の条件を支配する、フリーピストン駆動部の運動に関する数値解析手法の開発について述べる。フリーピストン駆動部を効率的かつ安全に運転して十分な持続時間をもつ気流を生成するためには、ピストンの運動解析を行うことによって **tuned operation** を達成するための運転条件を定めることが必要である。ここで、**tuned operation** に影響を与えるパラメータの一覧を図 2.6 に示す。本節では、まず従来の運動解析手法の問題点について指摘したのち、開発した数値解析手法で用いたモデル化手法について説明する。その後、数値解析と実験結果を比較して、開発した数値解析手法の精度について議論する。また、フリーピストン駆動部の運転条件に関する計算結果を運転条件マップとして示し、探索することのできた運転可能条件を示す。

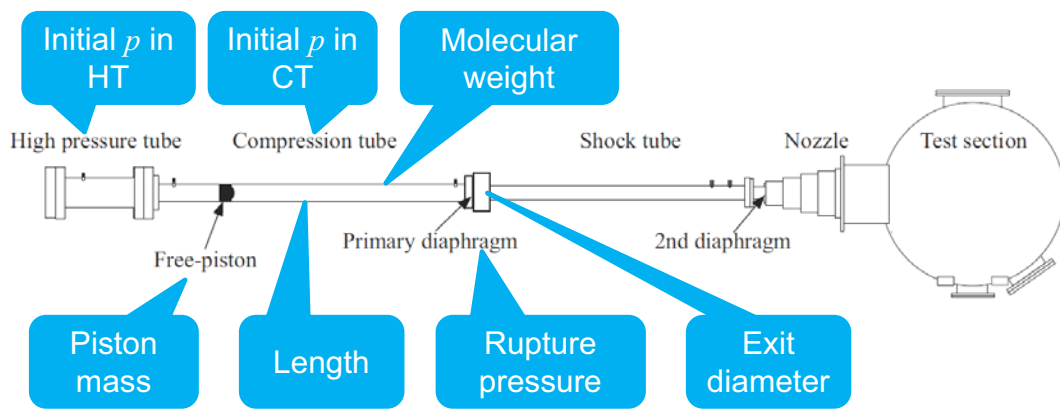


図 2.6 フリーピストン駆動部の **tuned operation** に影響を与えるパラメータ

2.3.2 従来のフリーピストン駆動部の運動解析手法にかかる問題点

フリーピストン衝撃風洞駆動部については、溝口^[76,140]によりピストン運動の数値解析が行われた。溝口による運動解析では、ピストン運動で発生する損失をポリトロープ変化としてみなすことにより評価していた。すなわち、ピストン前面の圧力 p_{front} をピストン前面から圧縮管下流側管端にわたって一様とみなし、ポリトロープ指数を n_c として、次の式により圧力を評価していた。

$$\text{<Before diaphragm rupture>} \quad p_{\text{front}} = p_{c0} \left(\frac{L}{L-x} \right)^{n_c} \quad (2.1)$$

$$\text{<After diaphragm rupture>} \quad p_{\text{front}} = p_r \left(\frac{m_c}{x} \right)^{n_c} \left(\frac{x_r}{m_r} \right)^{n_c} \quad (2.2)$$

しかし、フリーピストン衝撃風洞内部全体にわたる CFD 解析を行うにあたっては厳密に駆動気体の比熱比を用いる必要があるが、この従来の解析手法では駆動気体の比熱比に代えてポリトロープ指数を与えていたため、衝撃波管よりも下流の部分の CFD 解析を行うことを考える際に、この解析結果を流入条件として用いることが不可能であるという問題があった。また、計算の過程で物理量を無次元化して計算していたため、気体分子の振動緩和や化学反応に伴う影響を再現するうえで不必要な演算を要することが懸念された。加えて、第 1 隔膜が破膜した後の圧力変化に関して、従来の解析手法は実験で得られる圧力履歴よりも低く推移するよう算出する傾向があり、特にピストンの終端速度に関する予測精度が十分とは言えないという問題があった。これまでにピストンの運動解析と同時に CFD 解析による圧力波の伝ばについて研究した例には、HIEST^[56,57] や T2^[141] などがある。

2.3.3 系のモデル化手法

支配方程式

フリーピストン駆動部のモデリングと以下に説明する座標系の定義を図 2.7 に示す。フリーピストンの運動に関しては、式 (2.3) に示す 1 次元の運動方程式を支配方程式とする。ピストン両側には、圧力が外力として作用する。また、ピストンの運動と逆向きに摩擦力が作用する。本研究では、ピストン前面に作用する圧力を下に示す 1 次元非粘性 CFD 解析により求めることとした。また、駆動気体や試験気体の化学反応を含むフリーピストン衝撃風洞全体の CFD 解析を行うことを視野に、この運動方程式を有次元のまま解くこととした。

$$M_p \frac{d^2 x}{dt^2} = F_{\text{rear}} + F_{\text{front}} + F_{\text{friction}} \quad (2.3)$$

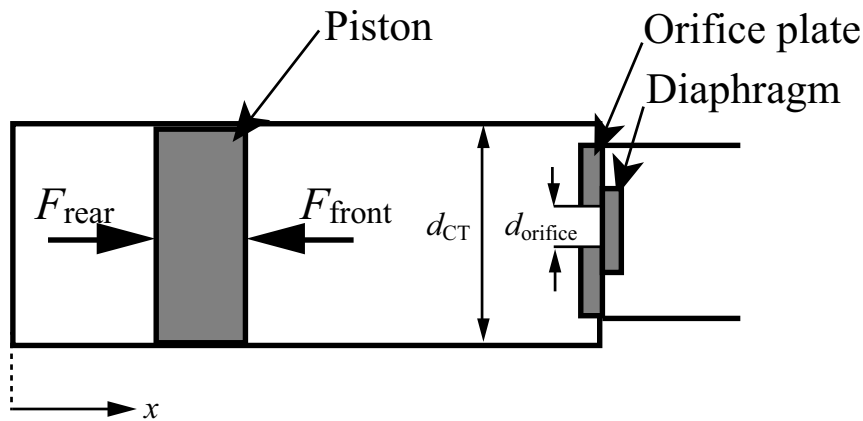


図 2.7 フリーピストン駆動部のモデリングと座標の定義

ピストン前面の圧力を求めるための CFD 解析方法

ピストンに作用する外力をその両側に作用する圧力で与えることにより、ピストンの運動方程式を解くことを考える。ピストン両側の圧力を求めるためには、非定常な空気力を高精度に計算することが必要である。このため、ピストン前面側の圧縮管管内を 1 次元の CFD を用いて計算することとした。このとき、非物理的な圧力が算出されることのないよう、CFD ソルバに発生する数値振動や数値散逸を避ける必要があり、高解像度スキーム^[142]を採用する必要がある。今日の極超音速流領域における多次元 CFD 解析では、衝撃波前後での物理量のジャンプ幅などに対して高い堅牢性をもつ Flux Vector Spling (FVS) スキーム^[143]や Advection Upstream Splitting Method(AUSM) 系のスキーム^[144]が用いられることが多い。しかし、AUSM 系スキームには幅広いマッハ数において堅牢性が高いという利点があるのに対して、強い不連続点である衝撃波の近傍にわずかながら数値的なオーバーシュートを生じる欠点があることが指摘されており^[145]、筆者が行った研究の中でもこの欠点が計算結果に現れることを経験している。本節で扱うような衝撃波の非定常現象を解析するうえで非物理的な圧力分布のオーバーシュートを生じると、ピストンの外力の推算に非物理的な振動を与えることにつながり解の精度を落とす可能性があることから、本節に述べる研究では AUSM 系スキームは適当ではない。また、運動方程式と CFD を連成させて解くためには、下に述べる moving grid 法^[146]を採用して保存量ベクトルを線形補間しながら時間発展的に繰り返し計算を行う必要がある。その際、FVS スキームによる計算で生じる数値粘性による解の滑り^[142]もまた、解の精度を低下させる可能性があるため不都合である。よって、FVS スキームではなく、より数値粘性の影響が小さい Flux Difference Splitting(FDS) スキーム^[147]を用いることとした。FDS スキームの代表的な欠点としては、多次元の流れ場を解析するとき時間発展の計算精度を 1 次とするとカーバン

クル現象が発生する点^[148]が挙げられる。しかしながら、本研究では下に示すように 1 次元 Euler 方程式により記述される波動現象を扱うため、カーバクル現象は発生しえない。加えて、時間積分には高次精度の計算法を用いたため、この欠点は問題にはならない。以上の理由により、ピストン前面側の圧縮管内の領域を記述する 1 次元 Euler 方程式を数値的に解くため、Chakravarthy-Osher の TVD スキーム^[149]を採用した。このスキームは、格子点境界の領域における数値流束の差を、特性波の伝達方向により切り替えることによって風上化し TVD 条件^[150]を満足するよう計算を進行させる FDS スキームのひとつである。Chakravarthy-Osher の TVD スキームでは、格子点境界における物理量を Roe の近似 Riemann 解法により求めるとともに、流束制限関数^[151]を用いて格子界面における物理量の跳びを制限することにより、衝撃波などの物理量が不連続的に変化する部分では空間精度を 1 次精度に落としながら、全体としては空間精度を 3 次精度に保って演算するという点に特色がある^[152]。

連続体としての流体の運動を記述する方程式は Navier-Stokes 方程式であるが、本研究においてピストン両側の圧力を計算するためには 1 次元の波動現象を解くことで十分であると考えられる。よって、粘性項を無視した 1 次元の Euler 方程式を流体解析の支配方程式として使用することとした。1 次元 Euler 方程式系を有次元のまま書くと、次のようになる。

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} = 0 \quad (2.4)$$

このとき保存量ベクトル \mathbf{Q} および流束ベクトル \mathbf{F} は次のとおりである。

$$\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ e \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + \frac{p}{\gamma} \\ \left(e + \frac{p}{\gamma}\right) u \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

ここで、完全気体の状態方程式 $p = \rho RT$ より、内部エネルギー ε 、全エネルギー e 、圧力 p はそれぞれ、

$$\varepsilon = \frac{p}{\rho(\gamma - 1)} \quad (2.7)$$

$$e = \rho \left(\varepsilon + \frac{1}{2} u^2 \right) \quad (2.8)$$

$$p = (\gamma - 1) \left(e - \frac{1}{2} \rho u^2 \right) \quad (2.9)$$

により求められる。

上に示した支配方程式を有限差分法により離散化し、数値的に解く手法を次に示す。格子界面 $j + 1/2$ における流束は、1 次精度の風上・風下差分により 2 通りに表すと次のようになる。

$$\tilde{f}_{j+1/2}^n = f^n(q_j) + \sum_{i=1}^m \left(\delta f_{j+1/2}^{in-} \right) \quad (2.10)$$

$$\tilde{f}_{j+1/2}^n = f^n(q_{j+1}) - \sum_{i=1}^m \left(\delta f_{j+1/2}^{in+} \right)$$

なお、式 (2.10) 中の i は波の種類を表す。式 (2.10) の算術平均をとると、次のようになる。

$$\tilde{f}_{j+1/2}^n = \frac{1}{2} \left\{ f^n(q_j) + f^n(q_{j+1}) - \sum_{i=1}^m \delta f_{j+1/2}^{in+} + \sum_{i=1}^m \delta f_{j+1/2}^{in-} \right\} \quad (2.11)$$

各格子点は $x_{j-1/2}$ から $x_{j+1/2}$ までの空間を占めているとすると、それぞれの格子界面において状態量が q_j の気体と q_{j+1} の気体の局所的な Riemann 問題を解くことによって、格子界面 $j + 1/2$ での流束を決定することができる。Riemann 問題の解法については後で述べることにする。

格子界面での流束を式 (2.11) により決定できるので、格子中間位置での空間微分を格子境界の空間微分に書き換えることができる。すると、差分商により置き換えることで元の Euler 方程式を次のように書き換えることができる。

$$\frac{\partial q_j}{\partial t} + \frac{1}{\Delta x} (\tilde{f}_{j+1/2} + \tilde{f}_{j-1/2}) = 0 \quad (2.12)$$

この式 (2.12) における数値流束は 1 次精度であるが、後で述べる流束制限関数を用いて 2 次精度化した $\hat{f}_{j+1/2}$ を用いることにより TVD スキームを作ることができる。

これより、格子中心と格子境界における流束の差 (flux difference) を求める手順について示す。その際に必要となる Jacobian 行列 \mathbf{J} およびその固有値 λ 、固有ベクトル \mathbf{L} および \mathbf{R} の導出については、付録 D に示す。

3 つの固有値 λ を対角要素に持つベクトル \mathbf{H} を次により定義する。

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} \lambda^1 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda^2 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda^2 \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

ここで、 $\mathbf{LAR} = \mathbf{H}$ であるので、

$$\mathbf{A} = \mathbf{RHL}. \quad (2.14)$$

すると、格子中心での流束と格子界面の流速との差を $\delta \mathbf{F}_{j+1/2}$ とするとき、

$$\begin{aligned} \delta \mathbf{F}_{j+1/2} &= \left(\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{Q}} \right)_{j+1/2} \delta \mathbf{Q}_{j+1/2} = \mathbf{A}_{j+1/2} d\mathbf{Q}_{j+1/2} \\ &= \mathbf{R}_{j+1/2} \mathbf{H}_{j+1/2} \mathbf{L}_{j+1/2} (\mathbf{Q}_{j+1} - \mathbf{Q}_j) \end{aligned} \quad (2.15)$$

と書ける。

ここで、

$$(\mathbf{Q}_{j+1} - \mathbf{Q}_j) = \begin{bmatrix} e_{j+1} - e_j \\ \rho_{j+1} - \rho_j \\ \rho_{j+1} u_{j+1} - \rho_j u_j \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

であるので、式 (2.15) は次のように書ける。

$$\delta \mathbf{F}_{j+1/2} = \begin{bmatrix} \delta f_{j+1/2}^1 \\ \delta f_{j+1/2}^2 \\ \delta f_{j+1/2}^3 \end{bmatrix} = \mathbf{R}_{j+1/2} \mathbf{H}_{j+1/2} \begin{bmatrix} l_{j+1/2}^1 \delta \mathbf{Q}_{j+1/2} \\ l_{j+1/2}^2 \delta \mathbf{Q}_{j+1/2} \\ l_{j+1/2}^3 \delta \mathbf{Q}_{j+1/2} \end{bmatrix} = \mathbf{R}_{j+1/2} \mathbf{H}_{j+1/2} \begin{bmatrix} \alpha_{j+1/2}^1 \\ \alpha_{j+1/2}^2 \\ \alpha_{j+1/2}^3 \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

ここに出てきた α^i は、次の式 (2.18) により定義され、特性線を横切つての物理量の変化と考えることができる。

$$\alpha_{j+1/2}^i = (l^i)_{j+1/2} \delta \mathbf{Q}_{j+1/2} \quad (2.18)$$

式 (2.17) を展開すると、

$$\begin{bmatrix} \delta f_{j+1/2}^1 \\ \delta f_{j+1/2}^2 \\ \delta f_{j+1/2}^3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \delta f^{11} + \delta f^{21} + \delta f^{31} \\ \delta f^{12} + \delta f^{22} + \delta f^{32} \\ \delta f^{13} + \delta f^{23} + \delta f^{33} \end{bmatrix}_{j+1/2} = \begin{bmatrix} \lambda^1 \alpha^1 r^{11} + \lambda^2 \alpha^2 r^{21} + \lambda^3 \alpha^3 r^{31} \\ \lambda^1 \alpha^1 r^{12} + \lambda^2 \alpha^2 r^{22} + \lambda^3 \alpha^3 r^{32} \\ \lambda^1 \alpha^1 r^{13} + \lambda^2 \alpha^2 r^{23} + \lambda^3 \alpha^3 r^{33} \end{bmatrix}_{j+1/2} \quad (2.19)$$

となり、格子中心と格子界面での流束の差 δf^i は 3 つの項の和によって表されているが、不連続波による流束の跳びを固有値の数に対応する 3 種類の不連続波による跳びの量の和として表されたことがわかる。

次に格子界面における流束の評価方法について述べる。固有値 λ は流体中を伝ばする波の速度であるが、流体の速度 u と音速 c に関係しているため、固有値の正負を調べることで、対応する波の進行方向が判断できる。これにより常に風上差分を保つような計算を行うことが可能となる。まず、伝ばする波の移送速度の正負に従い合理的に風上差分化するため、 λ を次のように分ける。

$$\begin{aligned} \lambda^{i+} &= \frac{1}{2} (\lambda^i + |\lambda^i|) \\ \lambda^{i-} &= \frac{1}{2} (\lambda^i - |\lambda^i|) \end{aligned} \quad (2.20)$$

すると、例えば $\lambda^i > 0$ のとき $\lambda^{i+} = \lambda^i$ かつ $\lambda^{i-} = 0$ になることから、式 (2.20) が波の向きによって流束の差 (flux difference) を分離 (split) する際に重要な働きをすることが確認できる。式 (2.20) の導出に用いたのと同様に式 (2.19) を 2 通りに分けると、次のように書ける。

$$\begin{bmatrix} \delta f_{j+1/2}^{1+} \\ \delta f_{j+1/2}^{2+} \\ \delta f_{j+1/2}^{3+} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \delta f^{11+} + \delta f^{21+} + \delta f^{31+} \\ \delta f^{12+} + \delta f^{22+} + \delta f^{32+} \\ \delta f^{13+} + \delta f^{23+} + \delta f^{33+} \end{bmatrix}_{j+1/2} = \begin{bmatrix} \lambda^{1+} \alpha^1 r^{11} + \lambda^{2+} \alpha^2 r^{21} + \lambda^{3+} \alpha^3 r^{31} \\ \lambda^{1+} \alpha^1 r^{12} + \lambda^{2+} \alpha^2 r^{22} + \lambda^{3+} \alpha^3 r^{32} \\ \lambda^{1+} \alpha^1 r^{13} + \lambda^{2+} \alpha^2 r^{23} + \lambda^{3+} \alpha^3 r^{33} \end{bmatrix}_{j+1/2} \quad (2.21)$$

$$\begin{bmatrix} \delta f_{j+1/2}^{1-} \\ \delta f_{j+1/2}^{2-} \\ \delta f_{j+1/2}^{3-} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \delta f^{11-} + \delta f^{21-} + \delta f^{31-} \\ \delta f^{12-} + \delta f^{22-} + \delta f^{32-} \\ \delta f^{13-} + \delta f^{23-} + \delta f^{33-} \end{bmatrix}_{j+1/2} = \begin{bmatrix} \lambda^{1-} \alpha^1 r^{11} + \lambda^{2-} \alpha^2 r^{21} + \lambda^{3-} \alpha^3 r^{31} \\ \lambda^{1-} \alpha^1 r^{12} + \lambda^{2-} \alpha^2 r^{22} + \lambda^{3-} \alpha^3 r^{32} \\ \lambda^{1-} \alpha^1 r^{13} + \lambda^{2-} \alpha^2 r^{23} + \lambda^{3-} \alpha^3 r^{33} \end{bmatrix}_{j+1/2} \quad (2.22)$$

これにより、波の移送速度が正の向きのととき負の向きのとときの流束の跳びの量を、それぞれ式 (2.21) および式 (2.22) により表すことができる。これらの式によって流束の跳びの量を実際に計算するためには、格子界面における物理量が決定されなければならない。このためには、状態量が q_j である $x = x_j$ の格子点と、状態量が q_{j+1} である $x = x_{j+1}$ の格子点が隣接しているという条件で Riemann 問題を解くことにより、格子界面での状態量 $q_{j+1/2}$ を決定する必要がある。本研究では、格子界面における状態量を Riemann 問題^[153] の近似解として与えるため、次に示す Roe の近似解法^[154, 155] を採用した。

$$\rho_{i+1/2} = \frac{\rho_i \sqrt{\rho_i} + \rho_{i+1} \sqrt{\rho_{i+1}}}{\sqrt{\rho_i} + \sqrt{\rho_{i+1}}} \quad (2.23)$$

$$u_{i+1/2} = \frac{u_i \sqrt{\rho_i} + u_{i+1} \sqrt{\rho_{i+1}}}{\sqrt{\rho_i} + \sqrt{\rho_{i+1}}} \quad (2.24)$$

$$h_{i+1/2} = \frac{h_i \sqrt{\rho_i} + h_{i+1} \sqrt{\rho_{i+1}}}{\sqrt{\rho_i} + \sqrt{\rho_{i+1}}} \quad (2.25)$$

このとき、格子界面における音速は次のようになる。

$$c_{i+1/2} = \sqrt{\left(h_{i+1/2} - \frac{u_{i+1/2}^2}{2} \right) (\gamma_{i+1/2} - 1)} \quad (2.26)$$

なお、計算プログラム上では計算コストを軽減するため次の様に変形して使用した。

$$\rho_{i+1/2} = \frac{\rho_i + \rho_{i+1} \sqrt{\rho_{i+1}/\rho_i}}{1 + \sqrt{\rho_{i+1}/\rho_i}} \quad (2.27)$$

$$u_{i+1/2} = \frac{u_i + u_{i+1} \sqrt{\rho_{i+1}/\rho_i}}{1 + \sqrt{\rho_{i+1}/\rho_i}} \quad (2.28)$$

$$h_{i+1/2} = \frac{h_i + h_{i+1} \sqrt{\rho_{i+1}/\rho_i}}{1 + \sqrt{\rho_{i+1}/\rho_i}} \quad (2.29)$$

格子界面における状態量が Roe の近似解法により決定されると、格子界面における右固有ベクトル \mathbf{R} 、3 つの固有値 $\lambda^1, \lambda^2, \lambda^3$ 、および特性線を横切つての物理量の変化量 $\alpha^1, \alpha^2, \alpha^3$ が決定できる。これにより、式 (2.21) および式 (2.22) に示した流束の跳びの量をすべて計算することができる。

ここまで示した流束の評価方法は空間の計算精度が 1 次精度に留まるため、数値的な解の滑りを抑えて衝撃波などを鋭く捉えるためには高次精度化が必要となる。これより、流束制限関数を用いることによって必要な部分にのみ高次精度化を行うための方法を示す。まず、 λ と α の積を σ とし、次のように 2 通りに表す。

$$\begin{aligned} \sigma^{i+} &= \lambda^{i+} \alpha^i \\ \sigma^{i-} &= \lambda^{i-} \alpha^i \end{aligned} \quad (2.30)$$

この σ の演算を行うとき、例えば minmod 関数を流束制限関数に用いるとき、次のように表される。

$$\begin{aligned}
 \tilde{\sigma}_{j+3/2}^{i-} &= \text{minmod} \left\{ \sigma_{j+3/2}^{i-}, \beta \sigma_{j+1/2}^{i-} \right\} \\
 \tilde{\sigma}_{j+1/2}^{i-} &= \text{minmod} \left\{ \sigma_{j+1/2}^{i-}, \beta \sigma_{j+3/2}^{i-} \right\} \\
 \tilde{\sigma}_{j+1/2}^{i+} &= \text{minmod} \left\{ \sigma_{j+1/2}^{i+}, \beta \sigma_{j-1/2}^{i+} \right\} \\
 \tilde{\sigma}_{j-1/2}^{i+} &= \text{minmod} \left\{ \sigma_{j-1/2}^{i+}, \beta \sigma_{j+1/2}^{i+} \right\}
 \end{aligned} \tag{2.31}$$

ここで、 minmod 関数は次の演算を行う。

$$\text{minmod}(a, b) = \begin{cases} a & \text{if } ab \geq 0, |a| < |b| \\ b & \text{if } ab \geq 0, |a| > |b| \\ 0 & \text{if } ab < 0 \end{cases} \tag{2.32}$$

式 (2.31) 中の β は圧縮性因子であり、次の不等式を満たすように決定すればよい。

$$1 \leq \beta \leq \frac{3 - \phi}{1 - \phi} \tag{2.33}$$

上に示した流束制限関数を通すことによって、3 種類の波による流束の跳びの量に対する制限値を次のように定義する。

$$\begin{aligned}
 \tilde{df}_{j+3/2}^{in-} &= \tilde{\sigma}_{j+3/2}^{i-} r_{j+3/2}^{in} \\
 \tilde{df}_{j+1/2}^{in-} &= \tilde{\sigma}_{j+1/2}^{i-} r_{j+1/2}^{in} \\
 \tilde{df}_{j+1/2}^{in+} &= \tilde{\sigma}_{j+1/2}^{i+} r_{j+1/2}^{in} \\
 \tilde{df}_{j-1/2}^{in+} &= \tilde{\sigma}_{j-1/2}^{i+} r_{j-1/2}^{in}
 \end{aligned} \tag{2.34}$$

式 (2.11) に示した格子界面における 1 次精度の数値流束に、式 (2.34) で定義した 2 次精度の補正項を付加することにより、高次精度化することができる。結局、格子界面における流束の跳びの量は次のように表される。

$$\hat{f}_{j+1/2}^n = \tilde{f}_{j+1/2}^n - \frac{1 - \phi}{4} \sum_{i=1}^m \tilde{df}_{j+3/2}^{in-} - \frac{1 + \phi}{4} \sum_{i=1}^m \tilde{df}_{j+1/2}^{in-} + \frac{1 + \phi}{4} \sum_{\beta=1}^m \tilde{df}_{j+1/2}^{in+} + \frac{1 - \phi}{4} \sum_{i=1}^m \tilde{df}_{j-1/2}^{in+} \tag{2.35}$$

これを式 (2.11) に代入して時間積分を適切に計算すれば、TVD 条件を満たしながら流束の跳びを評価し時間発展的に空間の物理量を計算することが可能となる。

以上の計算手法を用いて 1 次元の CFD プログラムを作成し、Sod が行った 1 次元衝撃波管問題^[156]によるベリフィケーション計算およびバリデーション計算^[157, 158]を行った。図 2.8 に、ベリフィケーション計算の結果を示す。このベリフィケーション計算では、隔膜を $x = 1 \text{ m}$ に持つ全長 2 m の衝撃波管を想定した。管内には完全気体である 300 K の窒素の使用を想定し、高圧室および低圧室にはそれぞれ 1.0 MPa および 50 kPa を封入した。ベリフィケーション計算の結果、空間精度が 1 次精度のスキームでは衝撃波や接触面の部分の波形が滑らかになり、これらの部分における物理現象の解像度が低いことがわかる。続いて、空間精度を 1 次精度から単純に 2 次精度に置き換えたスキームでは、1 次精度に比べると衝撃波や接触面の部分を鋭く捉えたものの、これらの不連続面近傍に非物理的な数値振動が発生した。一方、Chakravarthy-Osher の TVD スキームを使用すると、衝撃波、接触面、および膨張波の部分に数値振動を発生することなく計算を進行させることができた。

なお、上に述べた計算手法のみでは、図 2.8 に「TVD w/o entropy fitting」として示したように膨張波の一部に非物理的な不連続点が表れた。この不連続点はエントロピーが減少する膨張衝撃波の発生を意味しており、管端に反射した衝撃波や膨張波がこの位置に到達するまでの間、隔膜の位置から移動することはなかった。このような衝撃波のように不連続な膨張波は expansion shock や glitch などと呼ばれており^[159]、これを抑制するためにはエントロピー補正^[160]のためのルーチンを追加する必要がある。このエントロピー補正は、 $u \pm c = 0$ とな

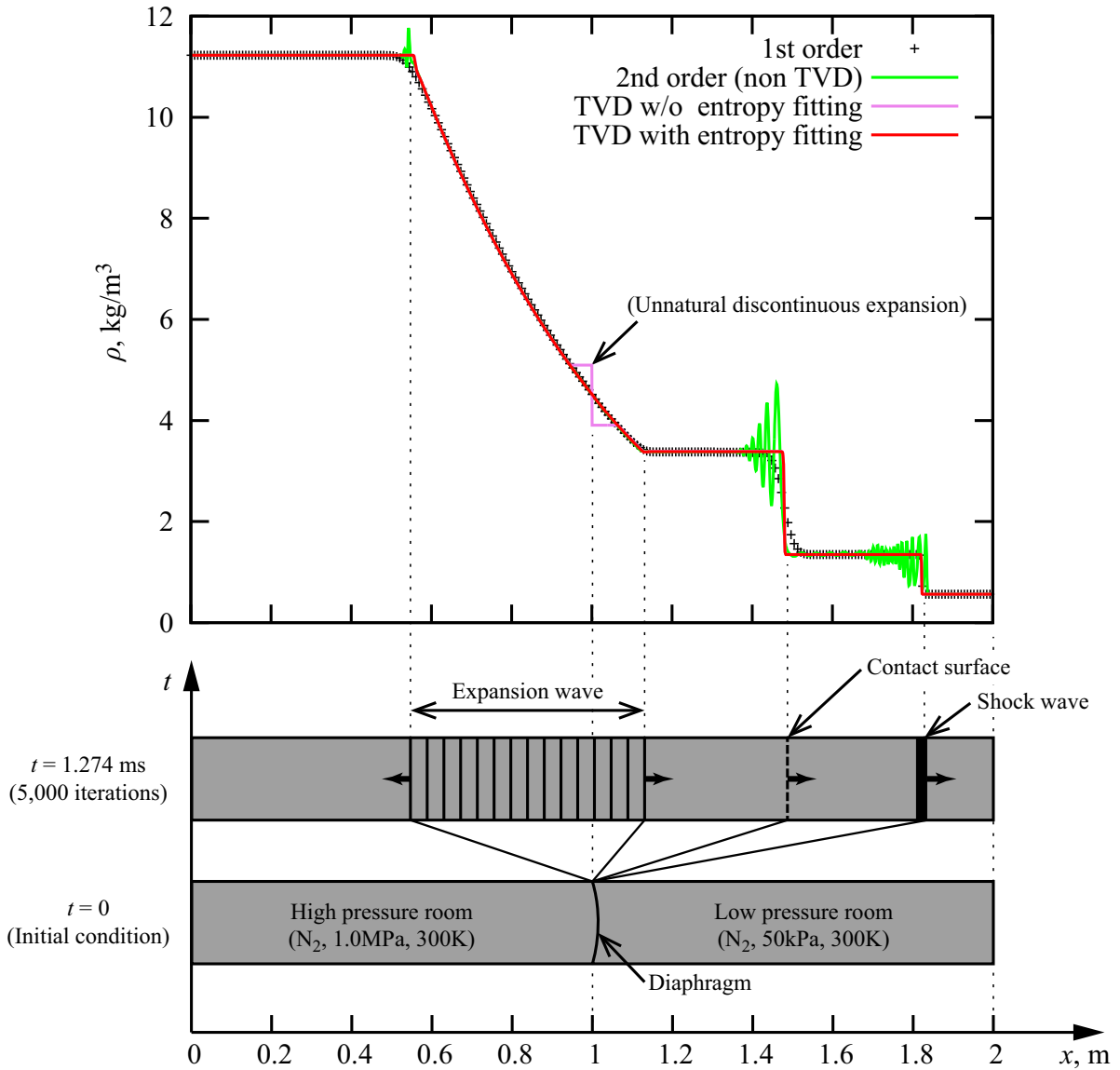


図 2.8 衝撃波管問題によるベリフィケーション計算結果. ただし, クーラン数を 0.3 として繰り返し計算を 5,000 回だけ行ったときの密度分布を示す. ($P_{41} = 20.0$, $a_{41} = 1.00$, $\gamma_1 = \gamma_4 = 1.40$, $\mathcal{M}_1 = \mathcal{M}_4 = 28.0$)

る音速点において, Jacobian 行列 \mathbf{A} の固有値 λ がゼロとなって数値粘性成分がなくなるため, 非物理的な膨張衝撃波を捉えてしまうことへの対策として推奨されているものである. 波面においてエントロピーが減少するという非物理的な膨張衝撃波の発生を防ぐためには, 固有値 λ がゼロとなる時に意図的に正の値に置き換える手法が有効である. すなわち,

$$|\lambda| \rightarrow \psi(\lambda) = \begin{cases} |\lambda| & , |\lambda| > \varepsilon \\ \frac{\lambda^2 + \varepsilon^2}{2\varepsilon} & , |\lambda| \leq \varepsilon \end{cases} \quad (2.36)$$

とすればよい. 具体的には, λ^{1+} および λ^{3-} に対してこの処置が必要となる. なお, ε は速度の次元を持っており, 音速の 1 割程度の値を使用することが推奨されている^[160]. ベリフィケーション計算を行ったところ, ε を局所的な音速の 5% から 50% の範囲にとるとき, 膨張衝撃波の発生を抑制しつつ衝撃波や接触面の計算を適切に行えることを確認することができた. 反対に, ε を局所的な音速の 5% 未満にとるとき, 膨張衝撃波を消去することができなかった. また, ε を局所的な音速の 10 倍程度にとると, 衝撃波や接触面の不連続面において非物理的な数値振動を生じて, 計算が不安定となった. よって, 本研究では文献^[160]が推奨するとおり, ε を局所

的な音速の10%にとることとした。

また、圧縮性パラメータ β を変化させたときの計算結果を図 2.9 に示す。この計算は、図 2.8 に示したものと同様の方法で計算を行ったものである。一般に β の値は、式 (2.33) により ϕ により許容される最大値をとるものとされている^[149]。しかし、図 2.9(c) に示した温度分布を見ると、 $\phi = 1/3$ で許容される最大値の $\beta = 4$ とするとき、わずかではあるものの衝撃波波面前方でのアンダーシュートと接触面前方でのオーバーシュートが生じていることが確認できる。このシュートが生じる原因は、保存量ベクトル $Q(1) = \rho$ に生じるわずかな振動である。このシュートは定常的に生じるものではなく、時間ステップを繰り返すうちに時々現れるものであるため過去の研究において見逃されてきた可能性がある。なお、他の保存量ベクトル $Q(2) = \rho u$ や $Q(3) = e$ には、このような振動は発生しないことを確認している。図 2.9(b) に示す圧力分布には振動がないことからピストンの外力を推算するうえでは支障はないものの、温度の振動は気体の音速に強く影響するため、圧縮管から衝撃波管へ流出する駆動気体の流出量の評価に関して精度を低下させる恐れがある。このシュートの発生を抑制しつつ解の解像度を高く保つ計算を行うため、 β を変化させた場合の影響について図 2.9 に比較した。その結果、 $\beta = 3$ ではわずかにシュートが残った。さらに β を下げて $\beta = 2$ とした場合には、シュートを抑制することができた。一方、 $\beta = 1$ とした場合には、衝撃波や接触面が滑らかになり解の解像度が低下した。以上のことから、本研究では $\beta = 2$ を採用することとした。

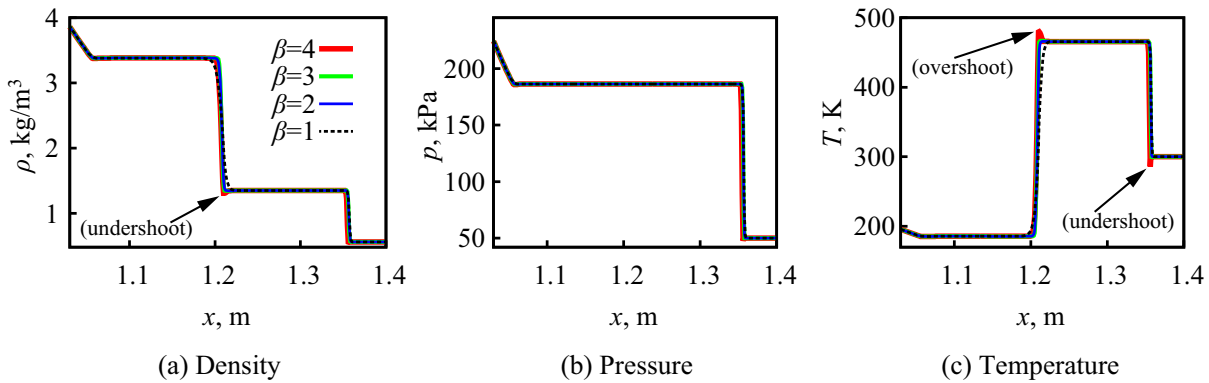


図 2.9 圧縮性パラメータ β の変化による衝撃波および接触面における数値振動の比較

次に衝撃波の伝ば速度を評価することにより行ったバリデーション計算の結果を図 2.10 に示す。このバリデーション計算は、図 2.8 に示したものと同様の方法で計算を行ったものである。本 CFD プログラムによる計算結果は、衝撃波マッハ数 $M_s = 1.824$ 、衝撃波背後の圧力 $p_2 = 186.4\text{kPa}$ 、衝撃波背後の熱気流の速度 $u_2 = 376.7\text{m/s}$ 、熱気流のマッハ数 $M_2 = 0.8562$ となった。ここで、衝撃波管の単純理論^[161]から求めた解析解は、それぞれ $M_s = 1.827$ 、 $p_2 = 186.4\text{kPa}$ 、 $u_2 = 376.8\text{m/s}$ 、 $M_2 = 0.8562$ である。本 CFD プログラムの計算結果と衝撃波管単純理論による解析解は 0.2% 以内でよく一致しており、1次元の流体現象を高解像度で観察するための計算に用いるうえで妥当であると判断することができる。

ピストンの運動方程式と連成した圧縮管の管内流れに関して有限差分法による CFD 解析を行うためには、ピストン位置が時間的に変化することを考慮しながら計算領域を離散化する必要がある。このためには、任意の時間におけるピストン位置に対応した計算領域の端点を定義し、その点における境界条件を与える必要がある。これを実現するためには、移動物体周りの CFD 解析において使用されている *overset grid* 法 (重合格子法)^[162] または *moving grid* 法^[146] を組み込むことが実用的で実現可能な方法である。松田ら^[163] は、*overset grid* 法を用いたピストン運動を解析することにより、フリーピストン駆動部で使用される「重いピストン」と、ガンタンネルで使用される「軽いピストン」との区別を明確に定義する無次元パラメータが存在することを明らかにした。ただし、格子幅の取り方に依存はするものの、*overset grid* 法を用いる場合には、ピストンが圧縮管の上流側および下流側管端部に位置するときピストンまわりの計算格子と背景格子との間のデータ共有において十分な格

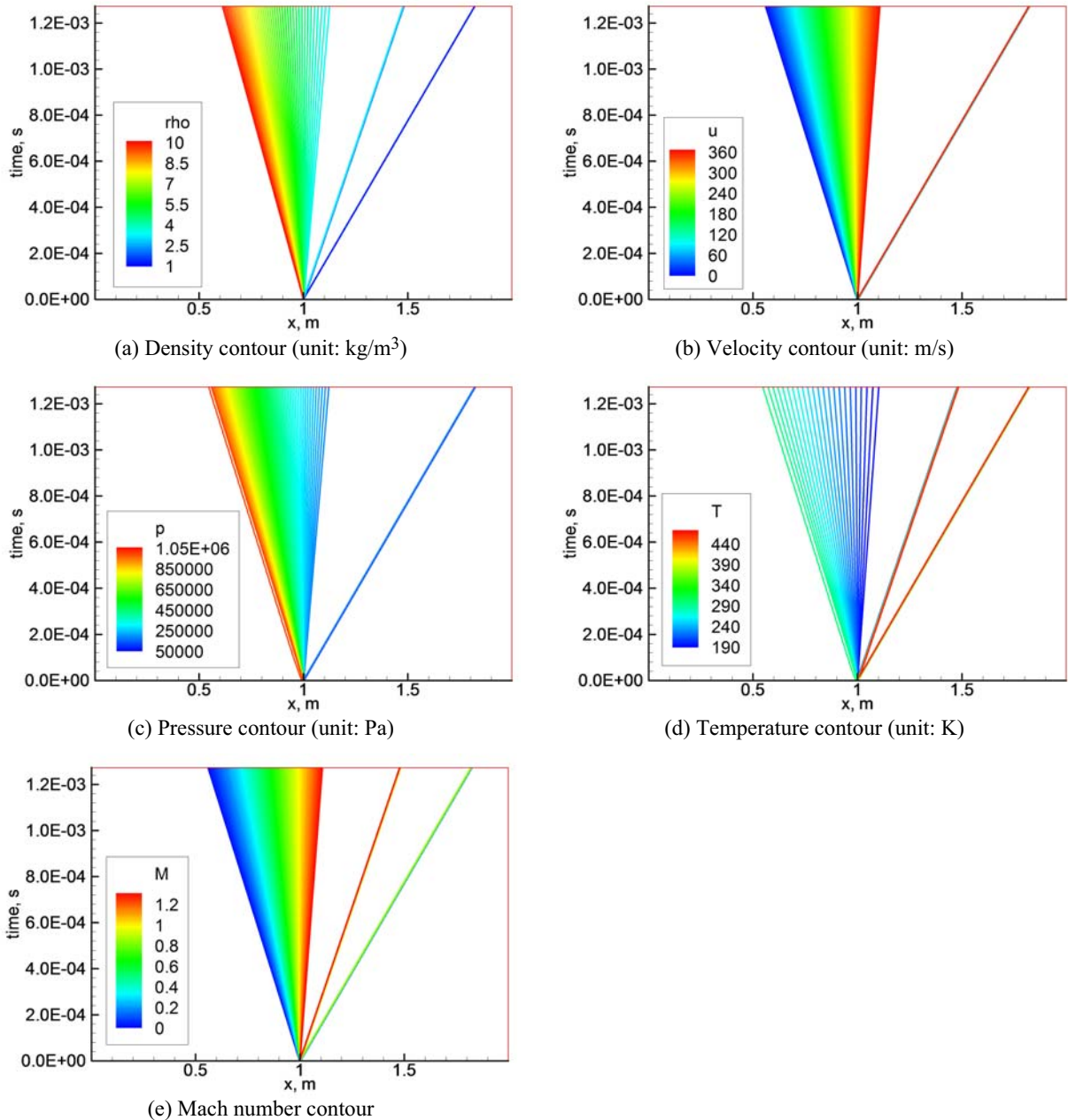


図 2.10 衝撃波管問題によるバリデーシオン計算結果

子点数を確保できないという問題がある。この問題のため、ピストンの終端速度がひとつの重要な計算結果である本研究には *overset grid* 法を用いることはふさわしくない。よって、*over set* 法ではなく *moving grid* 法を採用することとした。*Moving grid* 法ではピストンが管端部にある場合にも計算空間の中には一定数の格子点が確保されるため、ピストンが管端部に衝突する終端速度やその時の駆動気体の状態量を知るのに好都合である。

Moving grid 法概念図を図 2.11 に示す。また、*moving grid* 法のための時間ステップ毎の物理量の伝達を図 2.12 に示す。この図中の緑色および赤色のの矢印は、時間ステップ毎の物理量のやり取りについて示しており、緑色の矢印は線形補間、赤色矢印は外挿を表す。ある時間ステップ n において、ピストン前面から管端部までの空間が Δx_n の幅を持つ格子点で離散化されているとする。有限時間後の $n + 1$ ステップにおいてピストンが前方に移動し、ピストン前面から管端部までの空間が Δx_{n+1} の幅を持つ格子点で離散化される時、 $n + 1$ ステップにおける格子点上の物理量の初期値は図 2.12 に示すように、隣接する格子点からの線形補間により決定

する。なお、格子の端点であるピストン前面および管端部では $n + 1$ ステップにおける内側の格子点の物理量をそのまま外挿により与える。このようにして得られた物理量の分布を初期条件として非定常計算を行うことで、 $n + 1$ ステップにおける物理量の分布を計算する。この操作を繰り返すことにより、非定常現象を計算させる手法が moving grid 法の概要である。

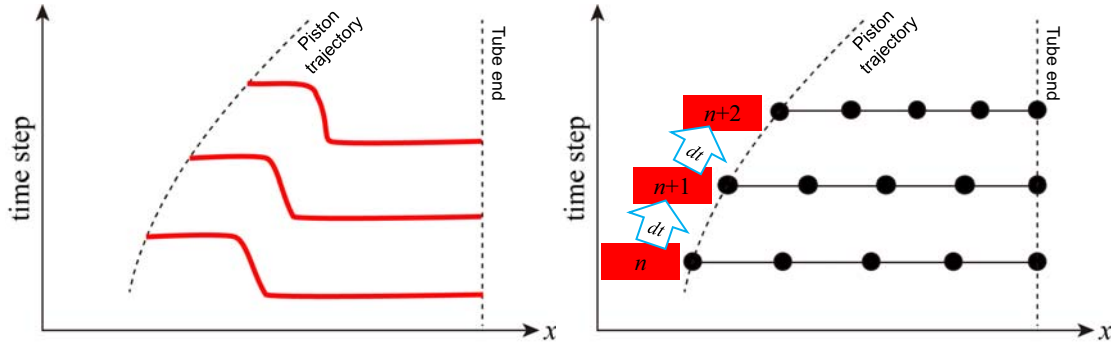


図 2.11 Moving grid 法の概念図

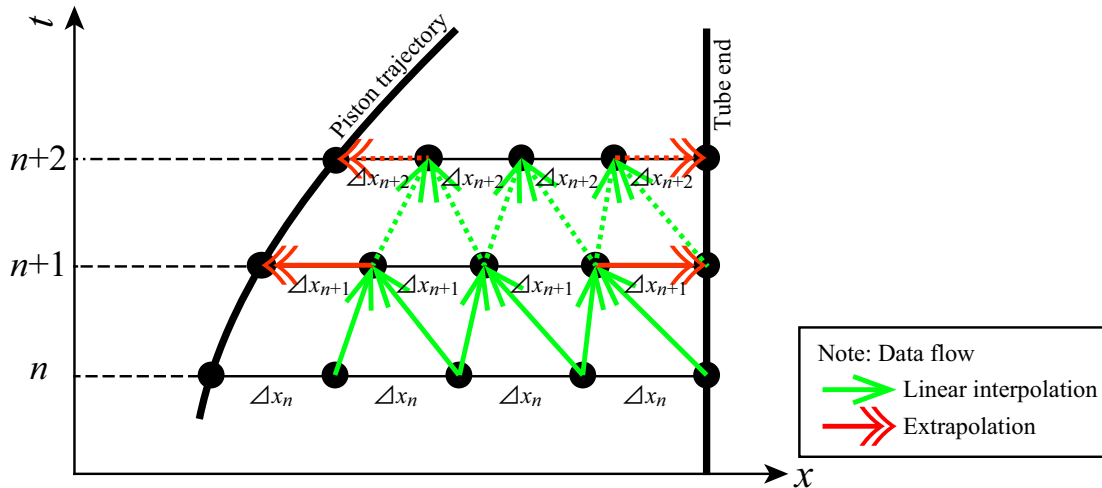


図 2.12 Moving grid 法における物理量更新の概念図

ピストン背面の圧力の扱い

ピストン背面には、高圧管から流出した気体が準定常に膨張するものとして扱った。このとき、Riemann 不変量 P が一定に保たれることから、急速開口弁を開く前と、弁を開放後に後進膨張波によって加速された部分の気体は次の関係を持つ。

$$P = \frac{2a_h}{\gamma_h - 1} = u_p + \frac{2a_h}{\gamma_h - 1} \quad (2.37)$$

この関係から、理想的なピストン背面にはたらく圧力は次により求まる。

$$p_{\text{rear}} = p_h \left(1 - \frac{\gamma_h - 1}{2} \frac{u_p}{a_h} \right)^{\frac{2\gamma_h}{\gamma_h - 1}} \quad (2.38)$$

ただし、この式 (2.38) による推算は、高圧管の容積を無限大にみなすという仮定の下に成立するものである。

ピストンの運動により生じる損失の評価

フリーピストン駆動において発生する損失は、(1) 高压管からのピストン発射用気体の圧力損失、(2) ピストンと圧縮管壁面との間の摩擦損失、(3) 駆動気体から圧縮管壁面に対する熱伝達、(4) 隔膜の開口時間、(5) 衝撃波管への流出時の運動量損失の5つが挙げられる。これらの損失の扱いに関して、従来の研究で採用された損失の評価方法と本研究で採用した評価方法の比較を図 2.13 に示す。

まず、高压管からピストンの発射用気体の圧力損失は、圧力損失係数 $\psi = 0.612$ を式 (2.38) の右辺に乗ずることで、従来の手法と同様に評価した。

$$p_{\text{rear}} = \psi p_{h_0} \left(1 - \frac{\gamma_h - 1}{2} \frac{u_p}{a_{h_0}} \right)^{\frac{2\gamma_h}{\gamma_h - 1}} \quad (2.39)$$

一方、摩擦損失に関しては、フリーピストン衝撃風洞を運転する際に、真空ポンプを使って圧縮管の下流側から上流側管端部に向けてピストンを移動させるが、このときのピストン前後の圧力差を用いることで評価することができる。このことは、ピストンが一定速度で移動するとき、ピストンに作用する動摩擦力 F_{friction} とピストン前後の差圧とがつりあいの状態にあるとみなすことができるため妥当な評価方法であると考えられる。よって、ピストンが一定速度で移動するときのピストン前後の圧力差の実測値は 35.2 kPa であったので、この差圧にピストンの断面積を乗じた 136 N を動摩擦力として評価し、式 (2.3) に代入した。

また、圧縮された駆動気体から圧縮管壁面に対する熱伝達は、円管内を流れる流体から壁面への対流熱伝達に関する実験式^[164]を用いて評価した。この実験式は、Nusselt 数 N_u 、Grashof 数 G_r および Prandtl 数 Pr を用いて熱伝達係数 α W/m²s を求めるものである。円管内の自然対流による対流熱伝達は次の実験式により表される。

$$N_u = 0.58 (G_r \times Pr)^{1/4} \quad (2.40)$$

ここで、円管の直径 d m、重力加速度 g m/s²、熱膨張率 β 1/K、温度差 $\theta - t$ K、動粘性係数 ν m²/s とするとき、Grashof 数は次により表される。

$$G_r = \frac{d^2 g \beta (\theta - t)}{\nu^2} \quad (2.41)$$

よって、熱伝達係数は、熱伝導率 λ W/mK とするとき、

$$\alpha = \frac{N_u \lambda}{d} \quad (2.42)$$

と表すことができる。すると、圧縮管内の駆動気体から圧縮管壁面への熱伝達を推算することが可能となり、駆動気体の熱損失を考慮する場合のエネルギー式を次のように書くことができる。

$$Q_{(i,3)}^{n+1} = Q_{(i,3)}^n - \frac{dt \times \alpha_i \times (T_{\text{fluid},i} - T_{\text{wall},i}) \times \text{wetted area}}{\text{control volume}} \quad (2.43)$$

第 1 隔膜の開口時間については完全な開口までに有限の時間を要するものと考えられる。このため、溝口による研究と同様に図 2.14 に示すように Outa の隔膜開口モデル^[165]を採用し、開口部の直径を次式により記述した。

$$\left(\frac{d_r}{d_d} \right)^2 = 1 - \cos \left\{ \frac{\pi}{2} \left(\frac{t}{t_{\text{open}}} \right)^2 \right\} \quad (2.44)$$

ここで、式 (2.44) 内の完全開口時間 t_{open} は 90 μ s とした。

駆動気体が圧縮管から衝撃波管へ流出するとき、前に述べたオリフィスプレートを通過する。このとき、オリフィスプレートの上流側を通過する流体には損失が生じる。本研究では、試行錯誤の結果、運動量に 3% の欠損を生じるものとした。

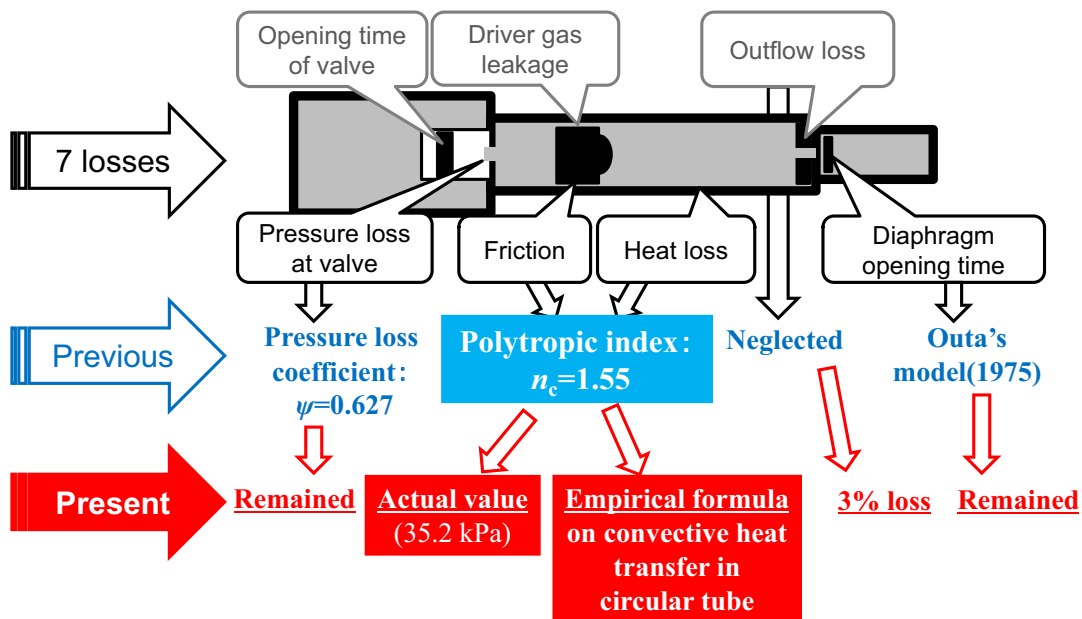


図 2.13 フリーピストン駆動部で生じる損失と新旧モデリングの比較

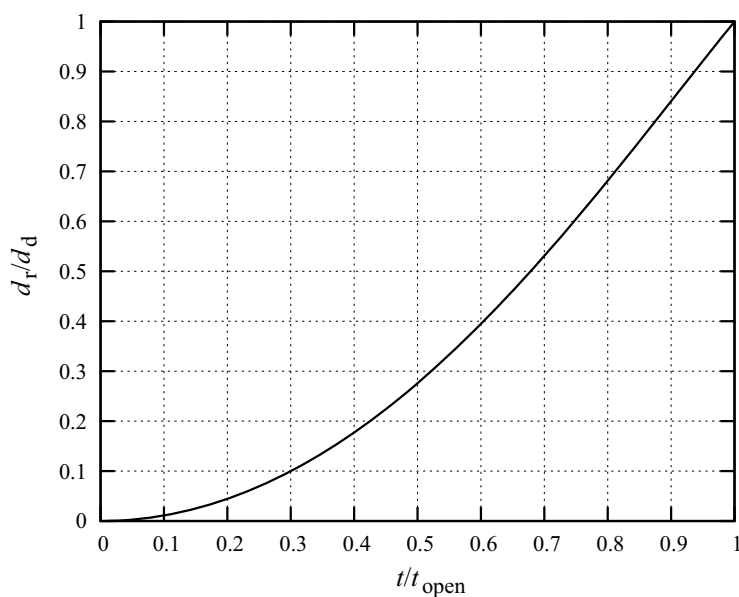


図 2.14 Outa の隔膜開口時間モデリング

時間積分の計算方法

定常的な流れ場の収束解を求めるために行う CFD 解析では、計算時間を短縮する観点から時間積分の計算方法としては時間発展幅 dt を大きくとることのできる陰的時間積分法が好んで用いられることが多い。しかし、フリーピストン駆動部の運転に関して調査するためのピストンの運動解析では、気体力学的な非定常な波動現象に加えて、ピストンの運動方程式を高精度で計算することにより、 $x-t$ 線図を描くことを目的としている。すると、運動方程式に関する数値解法の精度を高く保つためには時間発展幅 dt を小さく保つ必要があることに加え、CFD ソルバの時間積分に関しては陰的時間積分法よりも 1 ステップあたりの計算負荷が小さい陽的時間積分法を採用する方が妥当である。そこで、本研究では CFD に用いる時間ステップの反復計算に 4 段 2 次の

Runge-Kutta 法を採用した。

運動方程式を常微分方程式の時間発展数値解法で解く場合には、1 ステップあたりの時間発展幅 dt を小さくするほど真の解析解に漸近する^[166]。一方、時間積分の演算を Runge-Kutta 法などの陽解法によって行う CFD では、クーラン数が 1 未満であれば安定的に計算を進めることができる。しかし、スキームの位相差誤差と振幅誤差の成長に対しては注意が必要であり、クーラン数を 1 に近い値にとるほど非物理的な解の振動（数値振動）や偽拡散（数値拡散）の発生を抑えることができることがシステム方程式の誤差解析により知られている^[142,151]。運動方程式と CFD を連成させて数値的に解く場合には、当然、両者の時間発展幅 dt を一致させる必要があるが、以上の点を踏まえると、CFD 計算のスキームに対するクーラン数が小さくなり過ぎない範囲で dt を小さくすることが必要であるといえる。また、あまりに小さい dt をとる場合には、必要な反復計算の回数が増加するため計算コストが高くなってしまふ。そこで、時間発展幅 dt に対する収束解の誤差について検証し適切な dt の設定に関して知見を得るため、クーラン数を変化させたときのピストン運動解析の結果を比較した。この計算結果を表 2.1 に示す。なお、ここで dt ではなくクーラン数を用いて整理したのは、1 次元 CFD スキームにおいて moving grid 法を採用したため、ピストン位置が変化することに伴って空間的な計算格子幅が変化することにより、許容しうる dt の値自体が大きく変化するためである。また、以下に述べる計算結果の議論では、クーラン数を 0.05 にとって行った計算結果を真値とみなして取り扱うものとする。表 2.1 に示したクーラン数を変化させたときの計算結果を比較すると、クーラン数を 0.65 以上にとったとき、ピストン運動のうちピストンの終端速度 u_p の誤差が 3.1% となった。また、クーラン数を 0.85 以上にとったときには、運動方程式を記述する常微分方程式の数値積分の部分で誤差が成長して計算が破綻しており、圧力保持時間やピーク圧力が正しく計算できていない。これは、運動方程式を解くためには dt が大きすぎたために、本来ならば破膜直後に緩やかに減速するピストンに作用する外力の変化が急激であるために遅れが生じたため、減速を受ける前に大きな距離だけ移動したのちに非物理的な強い減速を受けたことを示している。一方、クーラン数を 0.6 以下にとったときにはすべての項目において誤差が 1% 未満となっており、十分に高い精度で物理現象を再現することができたと言える。これらの結果から、クーラン数を 0.6 以下とすれば十分であることがわかる。クーラン数を大きくとるほど計算コストは経済的になるが、本研究では計算を安定的に進行させるため、マージンを持たせてクーラン数の値として 0.5 を用いることとした。

評価関数の設定

十分な試験時間の確保と安全な運転を両立した運転条件を決定するため、図 2.15 に示す評価関数を採用し、ピストンの運動解析結果を比較することとした。これらの拘束条件は、過去の研究や HIEST の例を参考にしながら次のように定めた。

- 第 1 隔膜の破膜圧は 31.4MPa とする。
- 圧縮管のピーク圧力は 40MPa 以下とする。
- 圧量保持時間は 500 μ s 以上とする。
- ピストンの終端速度は 25 m/s 以下とする。

また、計算の終了条件に関して、ピストン前面から圧縮管下流側管端までの距離が 10 μ m 未満となったときにピストンが管端に到達したものとみなして計算を終了させた。

2.3.4 フリーピストンの運動解析結果と考察

図 2.16 に moving grid 法を用いて計算した計算領域の時間変化を示す。図中の左端はピストン前面の運動を示しており、右端は圧縮管下流側管端を示している。この計算において、格子点数は 100 点とした。この計算では、高圧管に 4.4 MPa の窒素ガスを封入し、圧縮管には 0.1 MPa のヘリウムガスを封入した条件で計算を行った。また、圧縮管と衝撃波管の間には有効径 ϕ 15 mm のオリフィスを挿入した条件とした。これを見ると、運

表 2.1 ピストン運動解析結果のクーラン数依存性

Courant Number	hold time, μs	p_{peak} , MPa	$u_{\text{p,term}}$, m/s
0.05	491.393 (0.0000%)	39.954 (0.0000%)	26.121 (0.0000%)
0.10	491.383 (-0.0019%)	39.954 (+0.0002%)	26.119 (-0.011%)
0.15	491.366 (-0.0054%)	39.955 (+0.0031%)	26.114 (-0.027%)
0.20	491.337 (-0.011%)	39.960 (+0.015%)	26.108 (-0.051%)
0.25	491.310 (-0.017%)	39.966 (+0.030%)	26.099 (-0.085%)
0.30	491.264 (-0.026%)	39.974 (+0.051%)	26.089 (-0.13%)
0.35	491.210 (-0.037%)	39.987 (+0.084%)	26.078 (-0.17%)
0.40	491.150 (-0.049%)	40.002 (+0.12%)	26.063 (-0.23%)
0.45	491.103 (-0.059%)	40.021 (+0.17%)	26.046 (-0.29%)
0.50	491.010 (-0.078%)	40.049 (+0.24%)	26.030 (-0.35%)
0.55	491.021 (-0.076%)	40.081 (+0.32%)	26.010 (-0.43%)
0.60	490.913 (-0.098%)	40.052 (+0.25%)	26.028 (-0.36%)
0.65	487.865 (-0.72%)	39.878 (-0.19%)	26.955 (+3.1%)
0.70	470.458 (-4.5%)	39.530 (-1.1%)	29.614 (+12%)
0.75	447.042 (-9.9%)	38.441 (-3.9%)	32.965 (+21%)
0.80	390.893 (-26%)	37.471 (-6.6%)	34.159 (+24%)
0.85	0.534 (—)	37.561 (-6.4%)	23.930 (-9.2%)
0.90	1.330 (—)	55.084 (+27%)	53.176 (+51%)

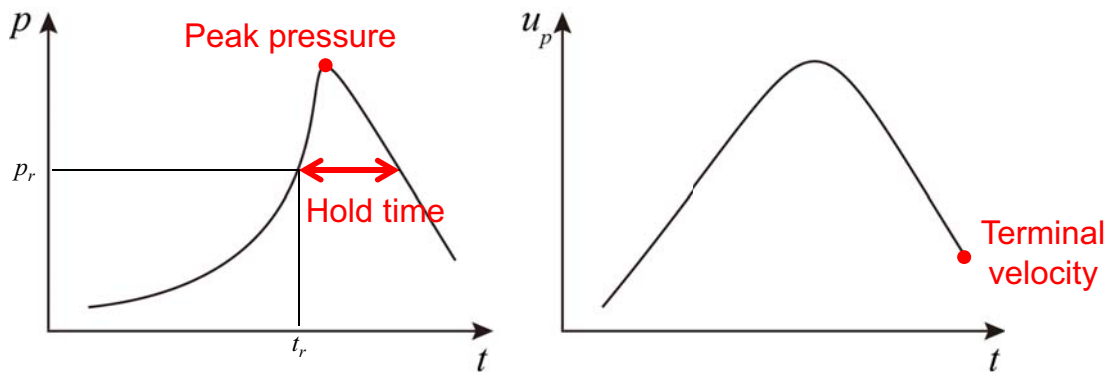


図 2.15 安全を考慮した拘束条件の概念図

動方程式と CFD とを連成して数値的に解く計算が妥当に計算されていることが確認できる。また、隔膜が破膜した以降、ピストンがやや圧縮管の上流側に向けて移動するリバウンドの傾向があることが再現できている。次に、図 2.17 に計算開始から終了までの圧力分布を示す。ただし、この解析条件では計算開始時から隔膜破膜時に至るまでの圧力変化量が大きいため、 $\log(p - 0.1)$ として表示した。これを見ると、計算開始直後に圧縮管管内を下流方向に音速で圧縮波が伝ばし、圧縮管下流側管端で反射して再びピストン前面方向に音速で伝ばする様子を捉えており、圧縮管内に生じる流体现象を妥当に再現できていることがわかる。図 2.18 には隔膜が破膜した 30.72 ms 近傍における圧縮管内ピストン前方部分の圧力分布を示す。この図より、隔膜が破膜した直後にはピストンがもつ運動エネルギーによって圧力が上昇し、ピストンが減速を開始する時点からは圧力が低下する

overdrive の状況に関して、本研究で開発した解析プログラムにより再現できていることが確認できる。

図 2.19 に本研究で開発したピストン運動解析プログラムの計算結果と、溝口による解析プログラムの計算結果を比較する。これを見ると、いずれの計算結果も実験における圧力の計測結果と圧力の立上りにおいて、ピークまでよく一致している。一方、圧力の立下りを見ると、溝口による解析では実験値よりも圧力がやや高く推移している。それに対して、本研究で開発した解析プログラムは、従来の解析結果に比べると実験における圧力履歴に近く、圧力の立下り過程において改善が確認できる。このことから、本研究で開発したピストンの運動解析プログラムは妥当であり、九州大学が保有するフリーピストン衝撃風洞の運転条件を探索する目的のために使用可能であることが判断できる。しかし、実験において見られるピーク直後の圧力の急な効果と、それに続く圧力の低下率の低下は、いずれの運動解析においても再現することができなかった。この事項については、ピストンの背面側に作用する圧力の評価方法に対しても CFD を用いた評価に置き換えることによって改善するものと予想される。

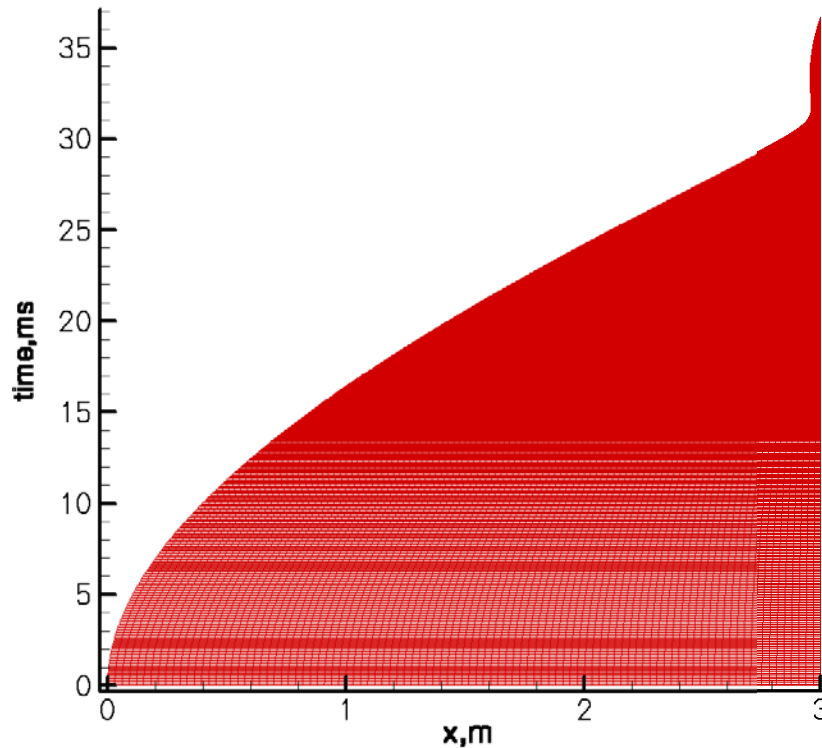


図 2.16 Moving grid 法を用いて行ったピストンの運動解析における離散化格子点の時間履歴

2.3.5 フリーピストン駆動部の運転条件の算出

第 1 隔膜の破膜圧を一定とすると、駆動気体の分子量をパラメータとすることによりテイラリング条件を変化させることが可能となる。これにより、同一の第 1 隔膜を使用しながらも、試験気流条件を変化させることができる^[44]。これを実現するため、本研究では駆動気体にヘリウムとアルゴンとの混合気体を用いることを検討した。これらの気体はいずれも希ガスであり、混合の組成を変化させたとしても比熱比 γ_c は一定に保たれる。一方、アルゴンはヘリウムよりも分子量が大きいため、駆動気体の組成によって混合気体の音速を変化させることができる。その際、アルゴンの混合比を上げるに連れて圧縮管から衝撃波管へ流出する駆動気体の質量流量が低下するため、オリフィスプレートの開口面積も変化させることが必要となる。解析を行った駆動気体の組成と対応するオリフィス径の一覧を、表 2.2 に示す。

図 2.20 に高圧管初期圧および圧縮管初期圧の 2 つをパラメータとして繰り返し計算を行った計算を示す。図

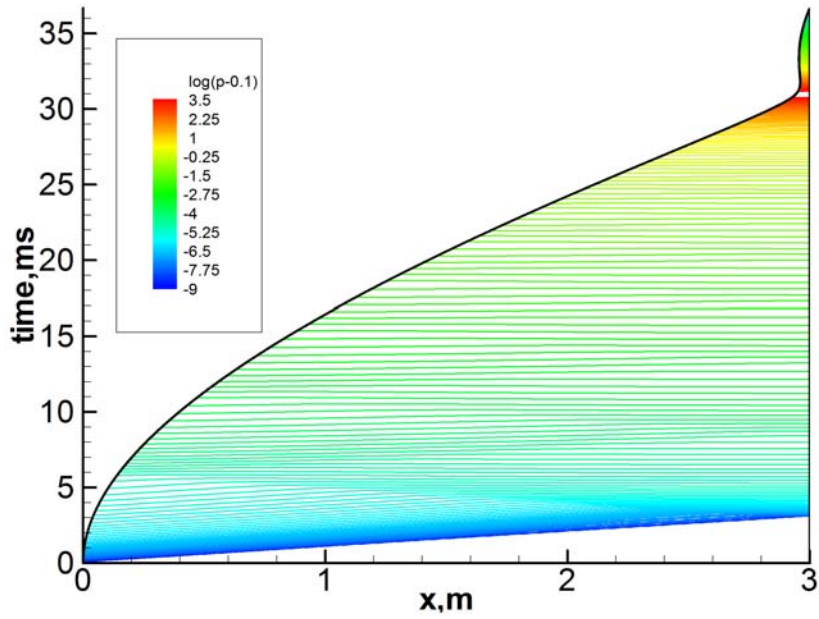


図 2.17 計算開始から終了までの圧力分布 (ただし $\log(p - 0.1)$ により表示)

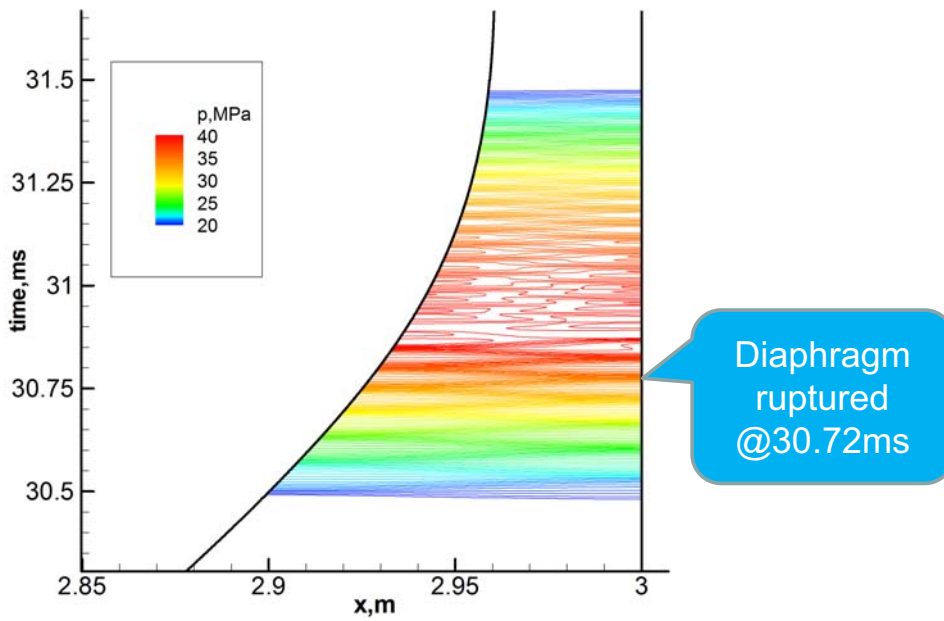


図 2.18 隔膜破膜時における圧力分布

2.20 に × 印で示した点が、4 つの駆動気体の組成において上で述べた評価関数を満たす、九州大学のフリーピストン駆動部を tuned operation に近い条件で運転できる条件である。これらの 4 ケース分の運転条件を、表 2.3 に示す。

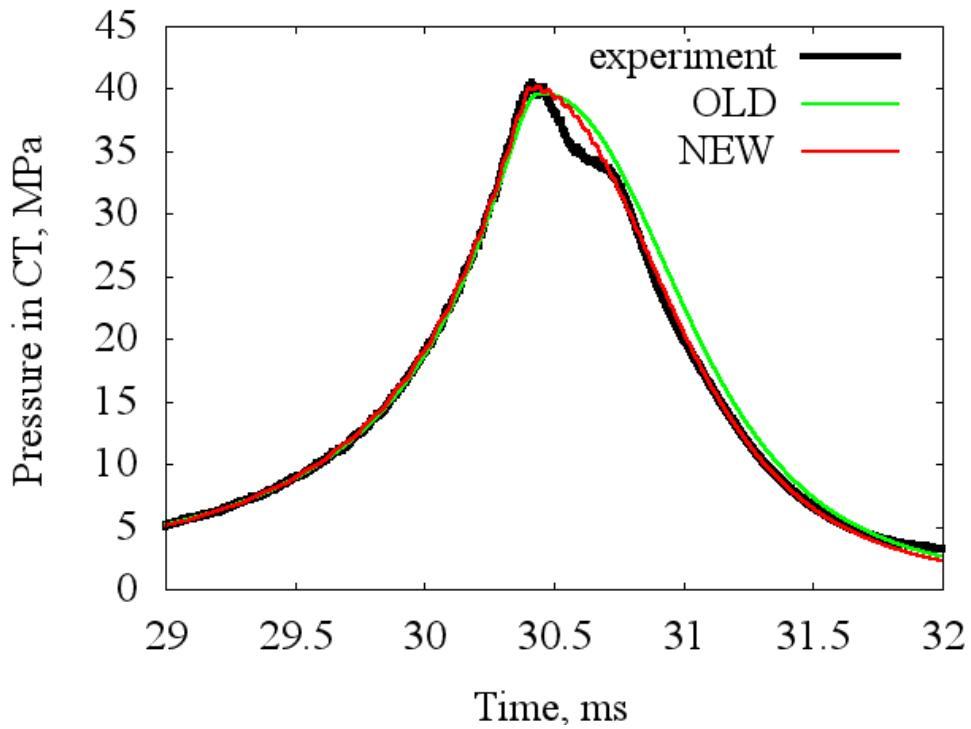


図 2.19 ピストンの運動解析による圧力履歴と実験値との比較

表 2.2 駆動気体組成に関する解析ケース一覧

	Helium %-mole	Argon %-mole	Molecular weight kg/kmol	Orifice diameter mm
Case 1	100	0	4.003	15
Case 2	90	10	7.595	15
Case 3	80	20	11.19	20
Case 4	50	50	21.97	20

表 2.3 ほぼ tuned operation を達成するための運転条件

	High pressure tube,MPa	Compression tube, kPa	Orifice diameter, mm
Case 1	4.4	100	15
Case 2	3.0	55	15
Case 3	4.4	100	20
Case 4	3.3	65	20

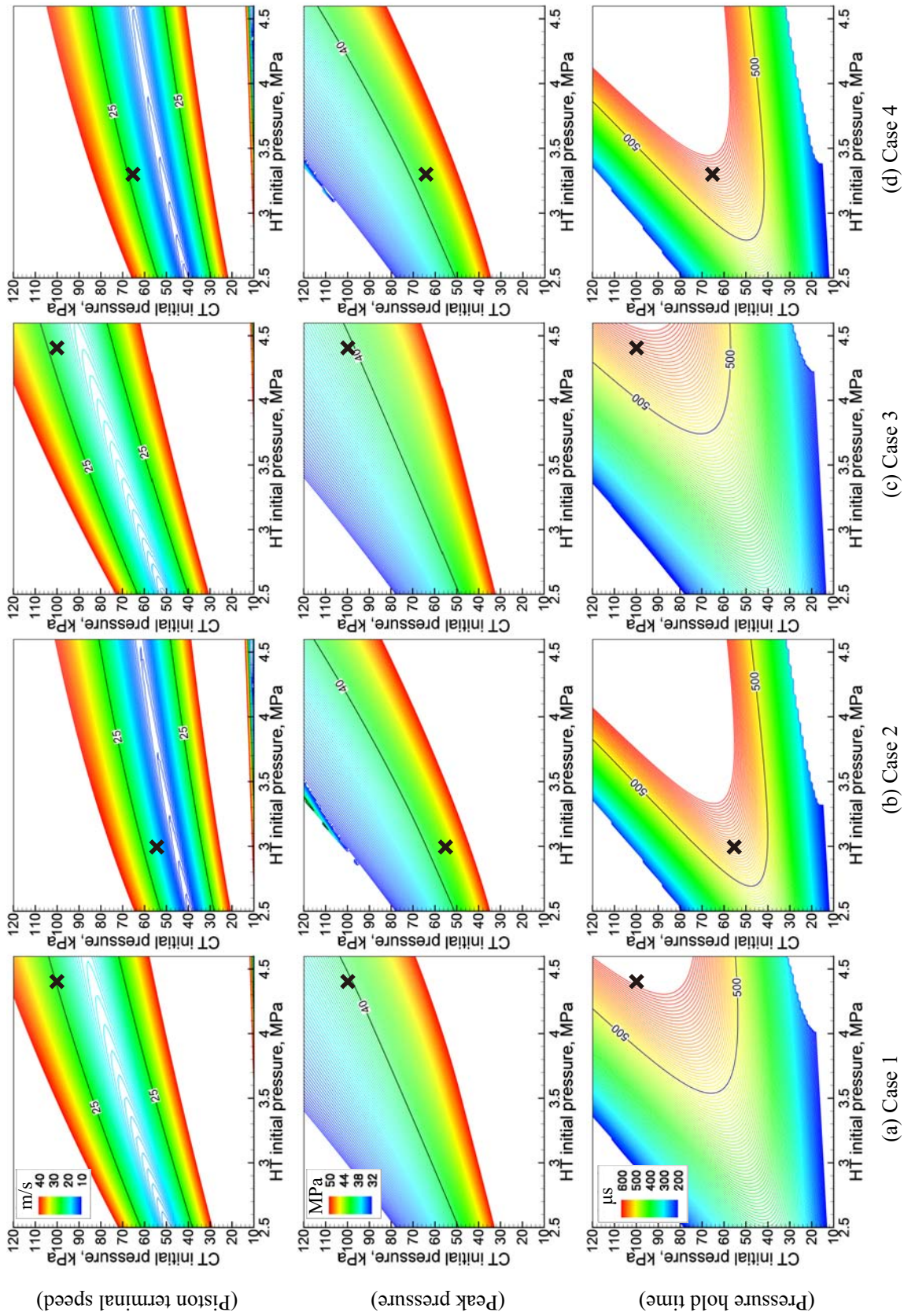


図 2.20 ピストンの運動解析に基づく運転条件のマッピング

表 2.3 に示した 4 ケース分に関して、実験で計測された圧縮管管端部での圧力の時間履歴と、本研究で開発したピストン運動解析プログラムによる圧縮管管端部における圧力の計算結果とを比較したものを図 2.22 に示す。図 2.22 を見ると、いずれのケースにおいてもピークを迎えるまでの圧力の上昇過程がよく一致している。ただし、圧力のピーク値の大きさや、圧力が降下する過程については、圧力の上昇過程ほどは一致しなかった。これに関しては、先にも述べたとおり、ピストンの背面側に作用する圧力の評価方法に対しても CFD を用いた評価に置き換えることによって予測精度が改善するものと考えられる。また、図 2.21 には本研究で開発したピストン運動解析プログラムによるピストンの速度の時間変化を示す。これを見ると、ピストンは破膜直前におよそ 140 m/s を超える速度で走行しているにも関わらず、圧縮管下流側管端に到達するまでにその速度を十分に低下させ、終端速度としては 25 m/s 以下となっていることが確認できる。その際、管端から 5 mm 程度の部分においてはピストンが一旦停止するような起動となっている。このようにピストン速度がゼロに近づく変曲点に一致するように高さを調整することのできるピストン止め^[167]の機構を追加することで、本風洞の運転条件をより柔軟に設定できるようになることが予想される。

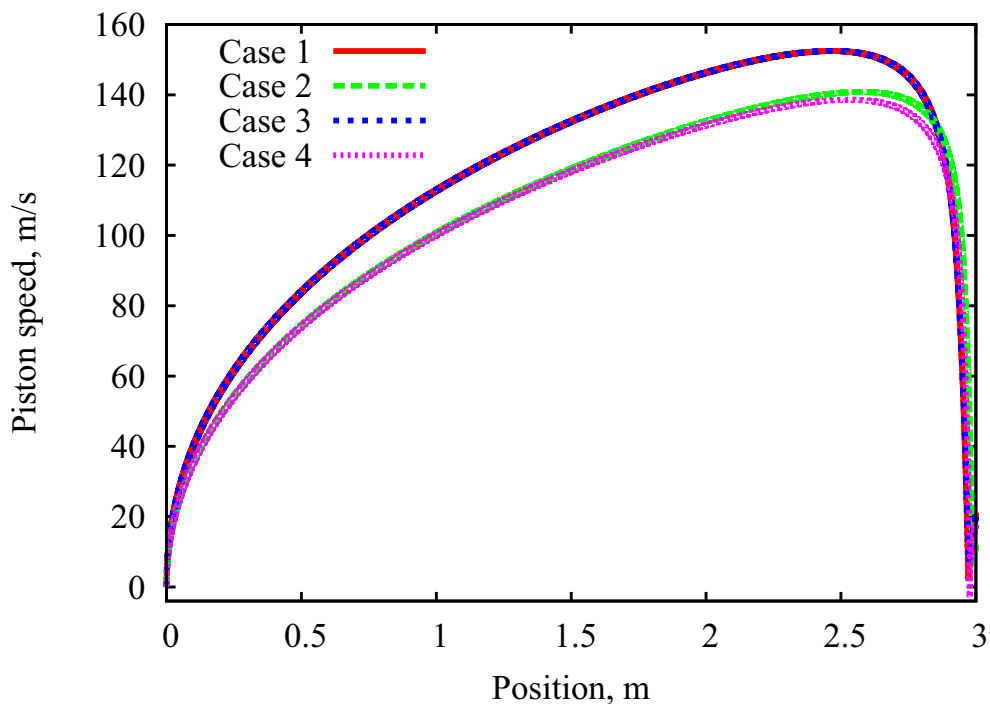


図 2.21 ピストンの運動解析結果

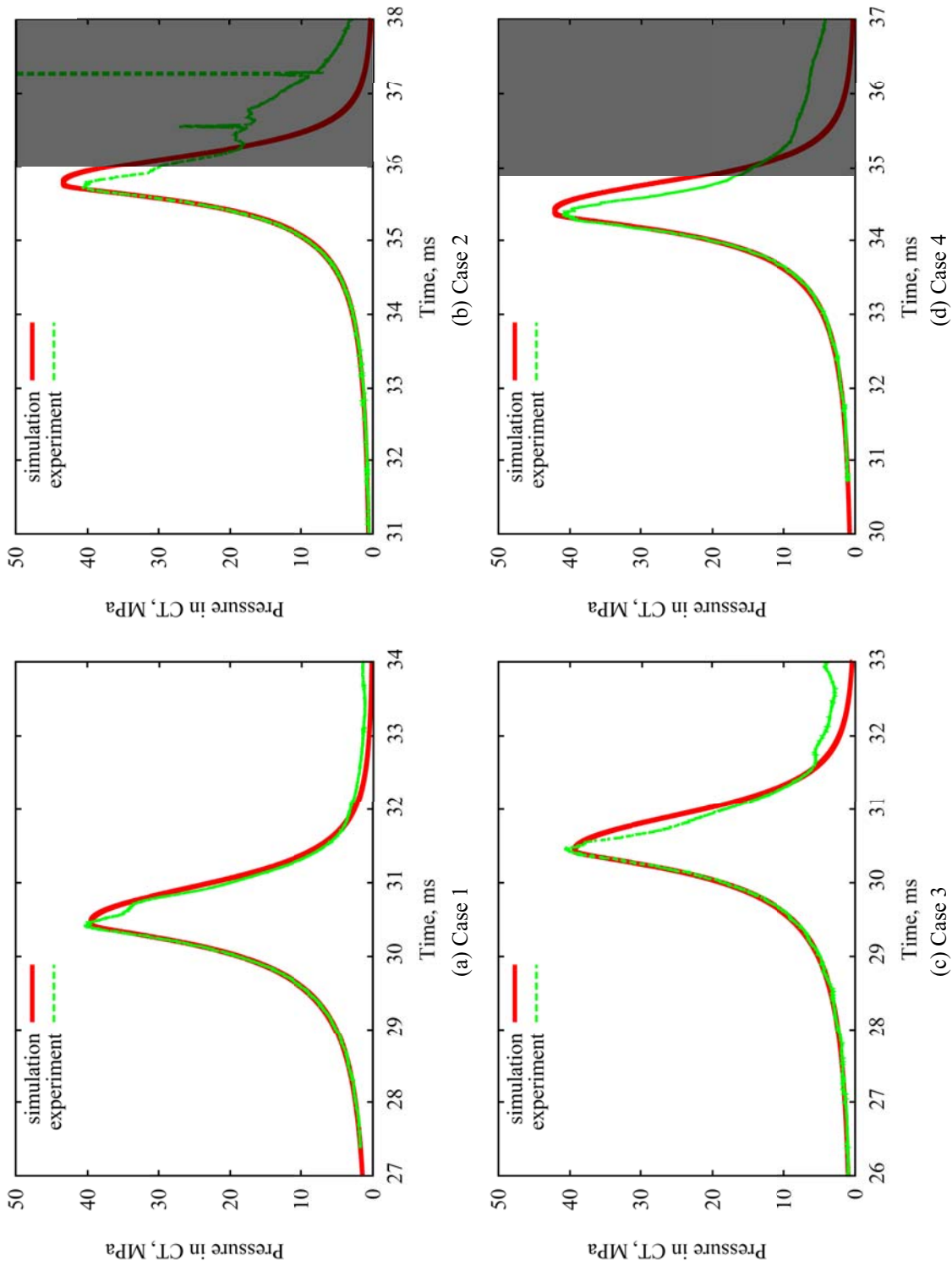


図 2.22 ピストンの運動解析による圧力履歴と実験値との比較

次に、フリーピストン駆動部の運転条件を求めるために行った解析結果について述べる。続いて、各駆動気体毎の破膜時における駆動気体の物理量一覧を表 2.4 に示す。この表を見ると、駆動気体のアルゴンの割合を増やすほど破膜時における駆動気体の音速が小さくなっていることがわかる。ただし、開口面積が同一のオリフィスプレートを使用する場合、アルゴンの割合を増やすほど駆動気体の音速が低下するために隔膜の破膜後に圧縮管から衝撃波管へ流出する駆動気体の質量流量が低下するため、圧縮管の初期圧を低く設定することとなる。これによって圧縮率が上昇するため、同一径のオリフィスを用いる場合にはアルゴンの割合を増やすほど破膜時の駆動気体の温度が上昇する。このことによって、単純にアルゴンの割合を増やすことによる駆動気体の音速の低減効果は低下すると言える。すなわち、圧縮率を低く保つよう、駆動気体の分子量とオリフィス径との両方を適切に組み合わせることができれば、任意の試験気流を生成できることを示している。

表 2.4 破膜時における駆動気体の物理量

	Compression ratio	Temperature, K	Speed of sound, m/s
Case 1	313	2229	2778
Case 2	570	2756	2242
Case 3	313	2229	1661
Case 4	482	2598	1279

以上の要領によりフリーピストン駆動部の運転条件が 1 つ定まれば、残るは衝撃波管に封入する試験気体の分子量、比熱比、初期圧を適切に設定して tailoring 条件を満たす条件を反復実験により定めることにより、フリーピストン衝撃風洞全体の運転条件を 1 つ定めることができる。本節の最後に、上で算出した駆動部の運転条件によって衝撃波管に封入した空気を駆動するとき、テイラリングを達成しつつ十分な試験時間を確保することのできる試験気流の条件を、表 2.5 に示す。

表 2.5 生成される試験気流の条件

	Condition #1	Condition #2	Condition #3	Condition #4
Total temperature, K	7900	6400	4000	3600
Total enthalpy, MJ/kg	22	12	5.8	4.8
Mach number	8.3	8.3	8.2	8.6
Velocity, m/s	5400	4300	3200	2800
Static pressure, Pa	100	100	210	130
Static temperature, K	800	560	370	270
Density, kg/m ³	3.5×10^{-4}	5.7×10^{-4}	1.9×10^{-3}	1.7×10^{-3}
Pitot pressure, kPa	27	28	52	36

2.4 流れ場の可視化技術の開発

2.4.1 目的

光学的な手段により流れ場を観察するための代表的な可視化手段として、密度による光の屈折現象を用いた方法には、シュリーレン法^[168,169]、バックグランド・オリエンテッド・シュリーレン法^[170-172]、シャドウグラフ法^[173]、マッハツェンダ干渉計法^[174]、点干渉計法^[25]、ウォラストン・プリズムを用いる偏向型微分干渉計法^[175-178]などがある。その他には、レーザー誘起蛍光法や発光分光法により気流条件を検定するための可視化手法など^[179,180]が使用されている。

本研究では、比較的単純な光学系により可視化画像が得られるシュリーレン法を用いた、高エンタルピー・低密度の試験気流の可視化を実現するための技術開発について述べる。

2.4.2 従来の手法における問題点と対処方法

シュリーレン法による可視化法は、流体実験だけでなく、透明な材料に作用する応力の分布を観察したり、ガラスなどの光学部品の一様性を検査するための目的で広く使用される可視化手法である。しかし、高エンタルピー流の実験においてシュリーレン法による可視化を行ううえでは、次の3つの大きな問題が生じる。すなわち、1つ目の問題点は、impulse 式の風洞において得られる試験時間が短いため、撮影が難しいことが挙げられる。2つ目の問題点は、小型の高エンタルピー風洞で得られる試験気流は通常の超音速風洞で得られる試験気流と比べると密度が低いため、シュリーレン法で検出することのできる感度では不足する点である。3つ目は、高エンタルピー試験気流が化学反応を伴うため気流自身が発光するとともに、高温状態にある気流の温度に対応した電磁波が放射されるため、取得される可視化画像の輝度を上昇させてしまい、場合によっては画像の各ピクセルを飽和させてしまうことである。

1つ目の問題点に対しては、ハイスピードカメラを用いる方法のほか、実験設備の照明を落とした状態でスチールカメラのシャッターを開放し、試験気流の発生している短い時間の間だけ光源を発光させるという方法によって、比較的容易に克服することが可能である。

2つ目の問題点に関して、シュリーレン法とは気流中の密度の異なる界面で発生する屈折率の勾配を可視化するものである。物質の屈折率は、Gladstone-Dale の法則によって密度との間に比例の関係があることが知られている。よって、シュリーレン法で検出することのできる密度の水準は、媒質の屈折率に支配される。ある雰囲気中に密度が異なる小さな泡が存在しているとき、その泡で生じる最大の屈折は泡の界面で発生し、その屈折角は次の式により表すことができる。

$$\varepsilon_{\max} = 2 \left(\frac{n}{n_{\infty}} - 1 \right) \quad (2.45)$$

ここで、 n は小さな泡のなかの屈折率であり、 n_{∞} は雰囲気気を構成する媒質の屈折率である。Gladstone-Dale の法則より、ある密度 ρ の媒質の屈折率は次により表される。

$$\frac{n}{n_{\infty}} = \frac{1}{n} + \frac{\rho}{\rho_{\infty}} \left(\frac{n_{\infty} - 1}{n_{\infty}} \right) \quad (2.46)$$

以上より、泡の界面で生じる最大の屈折角は、arcsecond の単位で次のように書くことができる。

$$\varepsilon_{\max} = 206265 \times 2 \left\{ \frac{1}{n_{\infty}} + \frac{\rho}{\rho_{\infty}} \left(\frac{n_{\infty} - 1}{n_{\infty}} - 1 \right) \right\} [\text{arcsecond}] \quad (2.47)$$

式(2.47)により推算した垂直衝撃波における屈折角の比較を表2.6に示す。この表から、超音速気流中に生じうる現象のうち、最大の屈折角をもたらす垂直衝撃波の部分に関して、九州大学が保有するフリーピストン衝撃風洞の気流中では、他の超音速風洞と比べると70分の1程度の屈折角となることがわかる。ここで、理想気体の

空気を想定し比熱比を 1.4 に固定して考えると、マッハ数を無限大とする極限をとる場合で衝撃波による密度のジャンプ量は、衝撃波前後で 6 倍に漸近する。これは衝撃波による温度や圧力のジャンプ量がマッハ数を無限大とするとき無限大となるのとは対照的である。すなわち、十分な屈折率を確保するためには衝撃波を経験する前の気流密度を高くするほかない。もしも気流の密度を向上させることができない場合には、高エンタルピーかつ低密度の試験気流においてシュリーレン法による可視化を行うためにシュリーレン光学系を横切る物理現象の長さを稼ぐことによって屈折角を大きくするほかない。

表 2.6 各風洞の試験部で垂直衝撃波が発生する場合に想定される屈折角比較

Wind tunnel	Mach number of test flow	Maximum refraction angle [arcsecond]
Kyushu U. supersonic W.T.	3.50	247
ISAS/JAXA supersonic W.T.	3.97	57.9
Kyushu U. free-piston shock tunnel	8.2	0.81

一般的なシュリーレン光学系で検出することのできる光の屈折角は、16 arcsecond 程度とされており、コンピュータによる画像処理を行う場合でも 4 arcsecond 程度が検出の限界であるとされている^[168]。検出することのできる感度を向上させるためには、(1) ナイフエッジを深く挿入する、(2) できるだけ幅の狭いスリット光源を使用する、(3) 焦点距離の大きい凹面鏡を使用するなどの方法が考えられる。これらのほか、試験気流中にアルカリ金属であるリチウムやナトリウムをシーディングとして含ませておくとともに、レーザー光源によってそれらのシーディング物質に原子共鳴を発生させることで媒質の屈折率を向上させる方法が提案され、高エンタルピー気流中での実験に成功している^[181,182]。

流れ場の可視化を行う上で妨げとなる気流自発光現象の状況を確認するため、衝撃波管管端部での圧力履歴、2つの Pitot プローブによる Pitot 圧の圧力履歴、およびフォトダイオードによる気流自発光の時間履歴を同時に計測する実験を行った。自発光を観察するため、フォトダイオードを使用することで試験気流の自発光が生じるタイミングの観察を試みた。フォトダイオードには、浜松ホトニクス株式会社の Si PIN フォトダイオード S2506-02 を使用した。このフォトダイオードは、2.77 mm 四方の受光面を持ち、感度波長域は可視光から近赤外域である 320nm から 1100nm、最大感度波長は 960nm である。また、フォトダイオードの遮断周波数は 25MHz、Noise equivalent power(NEP) は $1.0 \times 10^{-14} \text{ W/Hz}^{-1/2}$ である。フォトダイオードにより生じる電流を電圧として出力するため、高出力 HiFi オペアンプ NJM4560DD を用いて電流電圧変換回路を作成した。このオペアンプは高速応答に特化したモデルで、GB 積が 10 MHz、スルーレートが $4 \text{ V}/\mu\text{s}$ である。設計した回路図を図 2.23 に示す。使用したフォトダイオード S2506-02 は端子間容量として 15pF をもつので、それよりもわずかに大きな 33pF のセラミックコンデンサを両側に接続することにより、応答性向上および雑音低下を実現した。また、フォトダイオードの空乏層の長さを短くするため 12 V の逆電圧を印加した。この回路を用いる場合、光の検出に関する応答性は $2 \mu\text{s}$ 以内であることが確認できている。実験中、フォトダイオードはフリーピストン衝撃風洞の試験部に設けられている可視化窓の外側中央にテープ止めにより設置した。この設置方法に関して、風洞運転中の反動 (recoil motion) による信号の雑音は生じることはなかった。

試験気流自発光履歴の観察結果を図 2.24 に示す。図 2.24 の横軸は時間を示しており、試験部に設置した Pitot プローブの先端に一次衝撃波が到達した時刻を基準時刻として示した。通常の実験で試験時間とみなすのは、およそ $190 \mu\text{s}$ から $300 \mu\text{s}$ の部分である。この図を見ると、フォトダイオードにより自発光が最初に検出されるのは、 $t = -280 \mu\text{s}$ 付近である。この時点において Pitot 圧には反応がないものの、ノズル供給圧の履歴を見ると衝撃波管管端部で衝撃波が反射したタイミングと重なる。第 2 隔膜はこの衝撃波の反射の時点で破膜するものと考えられるので、この $t = -280 \mu\text{s}$ 付近において検出された光は、第 2 隔膜が破膜後、貯気槽状態にある高温高圧の試験気流と接触することにより隔膜の破片が燃焼することにより生じた光を捉えたものと考えられる。この

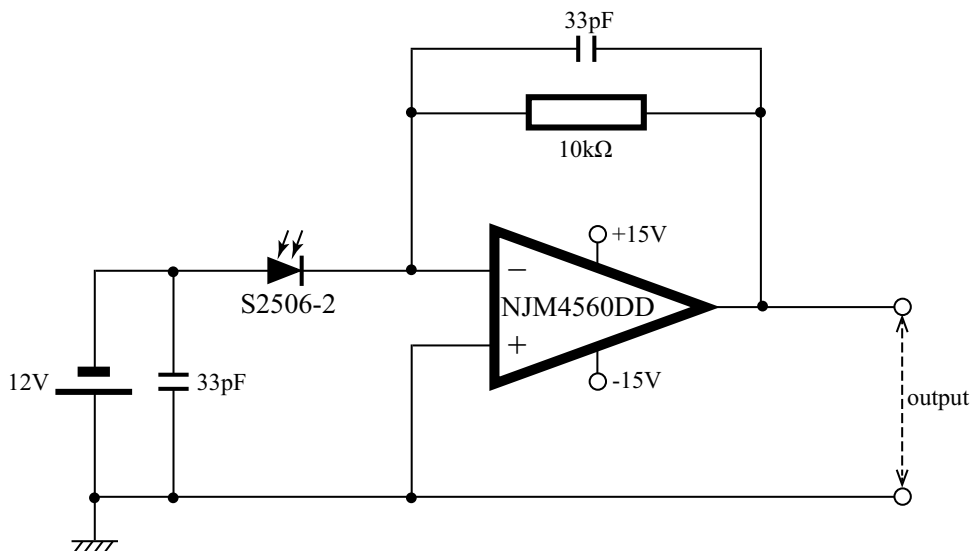


図 2.23 オペアンプを用いたフォトダイオードの電流出力を電圧に変換するための回路

風洞における実験後には、試験部に石油生成物が燃えたような臭いが感じられるため、第2 隔膜が燃焼していることは十分に考えられる。また、ラバールノズルは 700 mm を超える長さを持っているが、内面は光を反射しやすい銀色であるため、隔膜の燃焼により発せられた光がノズル内壁で反射を繰り返してフォトダイオードの受光面に到達することは十分にありうる。その後、 $t = -180 \mu\text{s}$ でいったん極小値をとったのち、模型部に一次衝撃波が到達するまでの間、次第に輝度が上昇した。これは、測定室内に残る空气中を一次衝撃波が伝ばし、一次衝撃波の背後で化学反応が生じることによって生じた発光であるものと考えられる。更にその後、 $t = 50 \mu\text{s}$ から $t = 250 \mu\text{s}$ の間は、輝度がほとんど一定となった。一方、フォトダイオードにより検出された自発光が最大となるのは $t = 450 \mu\text{s}$ 付近である。このことから、試験時間内における気流自発光よりも、試験部に到達した駆動気体や衝撃波管内壁で成長した境界層内の汚染気流 (contaminated gas) などによる自発光が支配的であるといえることができる。よって、シャッタースピードが 1,000 分の 1 のオーダーであるスチールカメラを用いる可視化では、主に汚染気流から発生する自発光がシュリーレン光学系自身の輝度よりも上回る場合に、可視化画像からシュリーレン現象を観察できなくなるものと判断できる。

2.4.3 光源とバンドパスフィルタの選定

上で述べたとおり、スチールカメラを用いた通常の可視化手法では、試験気流や駆動気体からの発光が写真に写り込むことが懸念される。そこで、(1) 露光時間を短く設定した撮影を行う、または (2) バンドパスフィルタを挿入することにより自発光の写り込みを抑えるという 2 つの対策が考えられる。このうち、(1) に関してはハイスピードカメラを使用するか、または液晶フィルタなどの高速応答型シャッターを使用するという方法が考えられる。実現が可能なハイスピードカメラは既に市販されているものの、カメラの価格が 2016 年の段階で 2,000 万円を超えるという極めて多大なコストを要する。一方の液晶フィルタは、シャッターを開く応答特性は良好であり $50 \mu\text{s}$ 程度のもので実用化されているものの、シャッターを閉じる動作は開く動作の 10 倍程度の時間を要するものが多く、本研究で使用するには応答性が不足する。よって、本研究では実現可能性を考慮して (2) のバンドパスフィルタを用いる手段を採用することとした。

次に、バンドパスフィルタの選定に関して行った検討について示す。ただし、図 2.24 に示した発光強度の時間履歴からは、発光波長に関する知見を得ることはできない。発光波長について調べるためには、高速応答性を有するスペクトラムアナライザが必要となるが、本研究では発光波長に関する調査を行うことができなかった。しかし、実験時には測定部から黄色からオレンジ色の気流自発光が確認できるため、少なくとも黄色やオレンジ

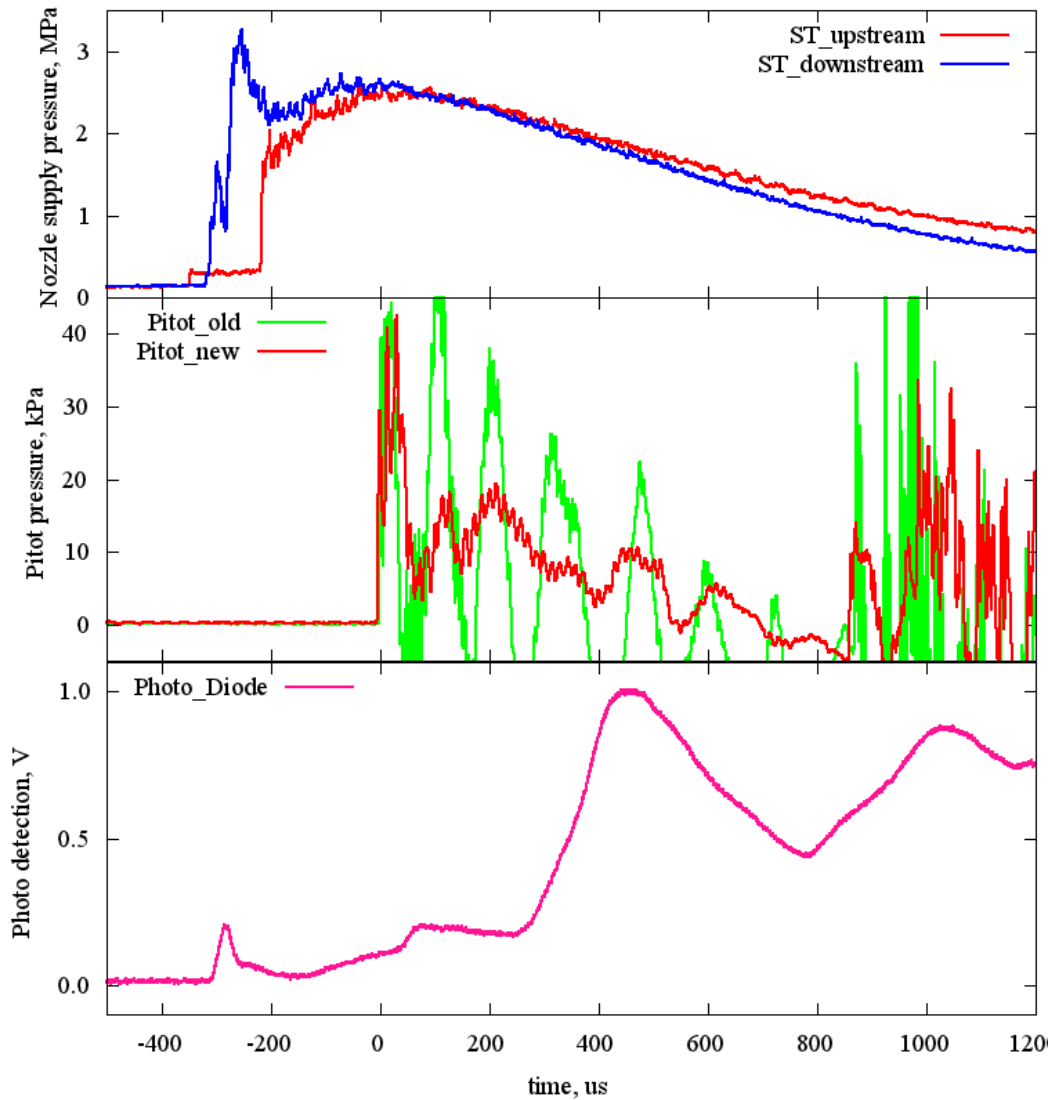


図 2.24 高エンタルピー気流条件における試験時間と試験気流自発光履歴

色の光を透過しないフィルタを選定することにより可視化を実施できる可能性が高い。また、高温の試験気流からはプランクの法則に従って放射される電磁波が発せられるが、主に可視光よりも波長の長い赤外域における電磁波は比較的低い温度から高い温度に至る範囲で生じる。以上の点を考慮すると、青色から緑色の可視広域において観察を行えば可視化写真を取得できる可能性が高いと言える。

バンドパスフィルタを使用するときには、フィルタの透過波長に一致した光源を用いるときに最も効果的に光源から発した光量をカメラに導くことができる。よって、先に光源を選定したうえでバンドパスフィルタを決定することとした。これまで、シュリーレン法に用いられる光源としては、水銀灯、キセノン灯、蛍光灯、HID灯、スパーク光源、レーザー光源などが使用されてきた^[168]。これらのうち、発光波長の帯域幅が狭いものといえばレーザー光源であるが、レーザー光は放射強度が極めて高いという特性を持つことに加えて、位相のそろったコヒーレントな光を放射するという特性がある。このコヒーレント性によって不必要な干渉が発生しやすくなるため、シュリーレン法などの光源としてレーザー光源を用いる際には、光路に浮遊する埃や光学機器表面のわずかな傷などによって傷のまわりを囲むように干渉縞が生じる。このような干渉縞は取得される可視化画像の画質低下を及ぼす。また、撮影機材の画像センサ表面ではレーザースペックルを生じるという問題^[183]もある。一方、コヒーレント性を持たず、単位面積当たりの発光強度が比較的高いLED (light emitting diode) に注目す

る。東日本大震災以降に日本全国で取り組みが行われてきた消費電力の低減の観点から、従来の蛍光灯や白熱電球をLED灯に置き換える動きが活発になるなど、注目の集まる照明機器である。また、青色LEDを開発した日本人研究者が2014年にノーベル物理学賞を受賞したことは記憶に新しい。近年では半導体技術の飛躍的な発展によって、LEDの発光強度は年々高まっている。同時に、その販売価格も低下している^[184]。流体現象に関する可視化実験方法に関して文献調査を行った結果、PIV法^[185]や高速度シュリーレン法^[186-190]の光源としてLEDを採用した研究例が見つかった。LEDをシュリーレン可視化法の光源として使用する際、光量としてはレーザー光源に及ばないものの、利点として次の事項が挙げられる。

- 単位面積当たりの輝度が比較的高い。
- 連続的な発光だけでなく、パルス的な発光が可能である。この特性により、試験中はパルス的に発光させる場合でも、光学系のアライメントを連続発光で行うことが可能であるため、理想的な光学系アライメントに都合がよい。
- 発光のオンオフ応答が速い。一般的に10 ns程度であると言われる。
- パルス毎の一様性に優れる。これまでに使用されてきたスパーク光源では、電極ギャップ間の放電の経路が一致しないため、パルス毎の発光強度などにばらつきが生じる。
- 発光波長（発光色）を選択できる。
- 長寿命である。発光時に生じる熱を排熱すれば、劣化はほとんど表れない。
- 比較的定電圧で点灯させることができる。スパーク光源などでは十分な放電量を確保するために1 kVを超える電圧を印加するため、点灯時に計測系にノイズを生じることになるが、LEDでは数Vでの駆動が可能であり計測系のノイズ低減に好都合である。
- コヒーレント性がない。不要な干渉縞や、撮影機材の画像センサ表面で生じるスペckルが発生しない。
- 消費電力が少ない。
- 発熱量が少ない。そのため光学系アライメントの精度を低下させるような構造振動の原因となる冷却ファンなどを使用する必要がない。

LEDは接合させる半導体の特性によってその発光波長が決定される。市場で入手可能なLEDの状況について筆者が調査した結果、緑色に発光するLEDはほとんどが525nm付近に発光波長のピークを持つことがわかった。加えて、人間の視覚だけでなく人間の視覚を再現するよう設計されている多くのカメラが、緑色付近に対して最も受光感度が高いことがわかった。そこで、図2.25に示す放熱基盤付3W緑色パワーLED（OptoSupply社、Xeon Power, OSG5XNE3C1S）をシュリーレン可視化法の光源として使用することを検討した。このLEDは、2015年12月現在、380円で購入することができ、他の光源に比べると極めて安価であるという点は特筆すべき点である。データシートによると、このLEDの発光中心波長は525 nmである。他のLEDの発光スペクトルを参考にすると、中心波長から上下に20 nm程度の幅を持って発光することが予想される。このLEDの前後では3.8 V程度の電圧降下が生じるため、使用する電源の電圧はこの電圧よりも高く設定する必要がある。このLEDの絶対最大定格は、短いパルス状の発光時に前向き電流 $I_f = 1,000$ mAである。ただし、詳細については下で述べるが、実験時には十分な光量を確保するため8,000 mAにまでoverdriveして使用した。絶対最大定格を大幅に超過してはいるものの、本研究を実施した期間を通して、この運転方法によりLEDの発光素子が故障するなどの不具合は現れなかった。このように不具合が表れなかったのは、100 μ sの幅のパルス状にLEDを発光させたため、発熱量が小さく発光素子に悪影響が及ばなかったためであると考えられる。なお、操作を誤って絶対最大定格を超える電流を連続的に印加した場合には、LEDはそれ以降発光させることができないほどの損傷を受けたことを併記しておく。

使用する光源が決定できたので、この光源に対応する透過特性を持つバンドパスフィルタを選定すればよい。筆者が調査した結果、朝日分光株式会社のワイドタイプバンドパスフィルタ（PB0037）は中心波長が530 nmで半値幅が40 nmであるため最適であることがわかった。このバンドパスフィルタの透過特性を図2.26に示す。ここで、バンドパスフィルタの得化特性をLEDのバンド幅よりも広く確保したのは、LEDが発光するときの中

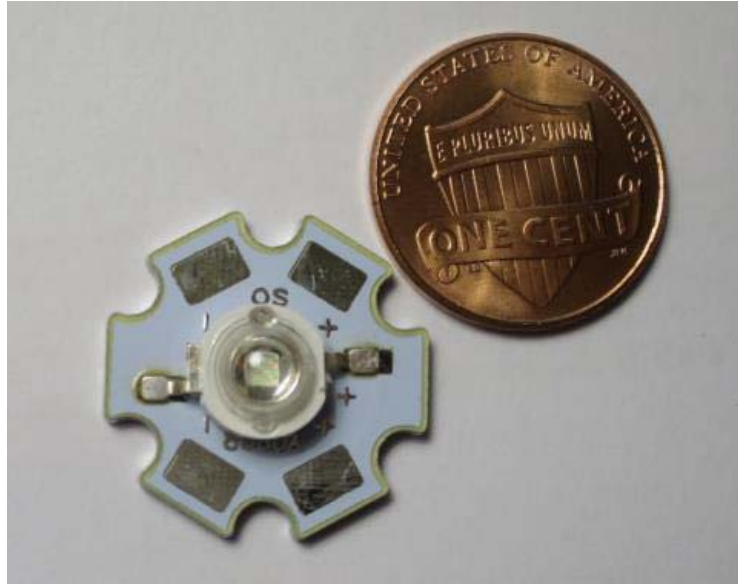


図 2.25 選定した緑色発光 LED, OptoSupply, Xeon Power OSG5XNE3C1S

心波長が LED 素子の温度に依存するため、一般的に ± 5 nm 程度偏る可能性があるためである。

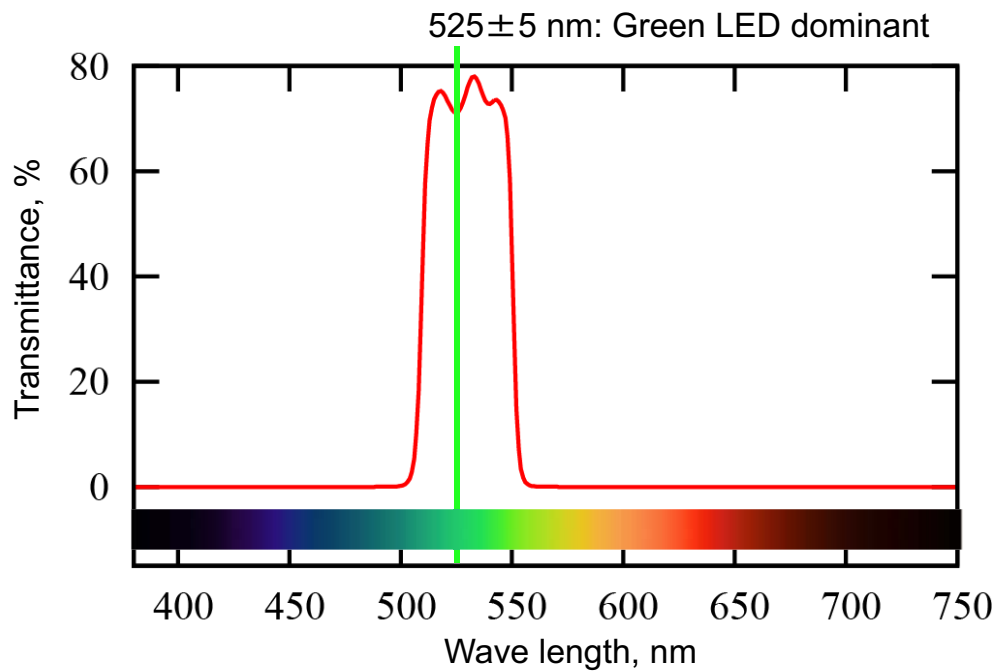


図 2.26 緑色 LED の発光中心波長とバンドパスフィルタ (朝日分光, PB0037) 透過特性の対応関係

2.4.4 LED ドライバ回路の設計

フリーピストン衝撃風洞において LED 光源によるシュリーレン可視化法を行うため、LED 光源を試験時間の $100 \mu\text{s}$ 程度の間だけ点灯されるドライバ回路を設計した。設計要求としては、次のとおり設定した。

- TTL 信号により点灯と消灯の切り替えを行うこと

- TTL 信号の high および low の信号から $1 \mu\text{s}$ のオーダーで応答すること
- 1,000 mA 以上の前向き電流 I_f を印加することができること

これらの設計要求を満たすため、ドライバ回路では FET (field effect transistor, 電界効果トランジスタ) を用いてスイッチングを行うこととした。トランジスタでもスイッチングは可能であるが、FET は駆動時の発熱が極めて小さいためトランジスタと比べると大電流を流すことができる。また、トランジスタよりもスイッチングに要する時間が短いという特性があるため、本研究では FET を使用することとした、さまざまなタイプの FET のうち、大電流を流すことが可能なパワー MOS FET^[19] を使用した。ドレイン電流の許容量や応答特性、オン抵抗の低さから、N-ch パワー MOS FET (2SK4017) を選択した。FET によるスイッチングでは、FET のゲート電極が持つ寄生容量を短時間に充電させるよう考慮することがスイッチングの応答性を向上させるためには必要となる。よって、4 V 程度の TTL 信号を 12 V に増幅してパワー MOS FET のゲート電極に短時間に大きな電荷量を印加できるよう、2つのコンプリメンタリなトランジスタを用いた FET 駆動用の電圧変換回路を加えた。作成した LED ドライバ回路の回路図を図 2.27 に示す。また、LED ドライバ回路の構成部品の一覧を表 2.7 に示す。

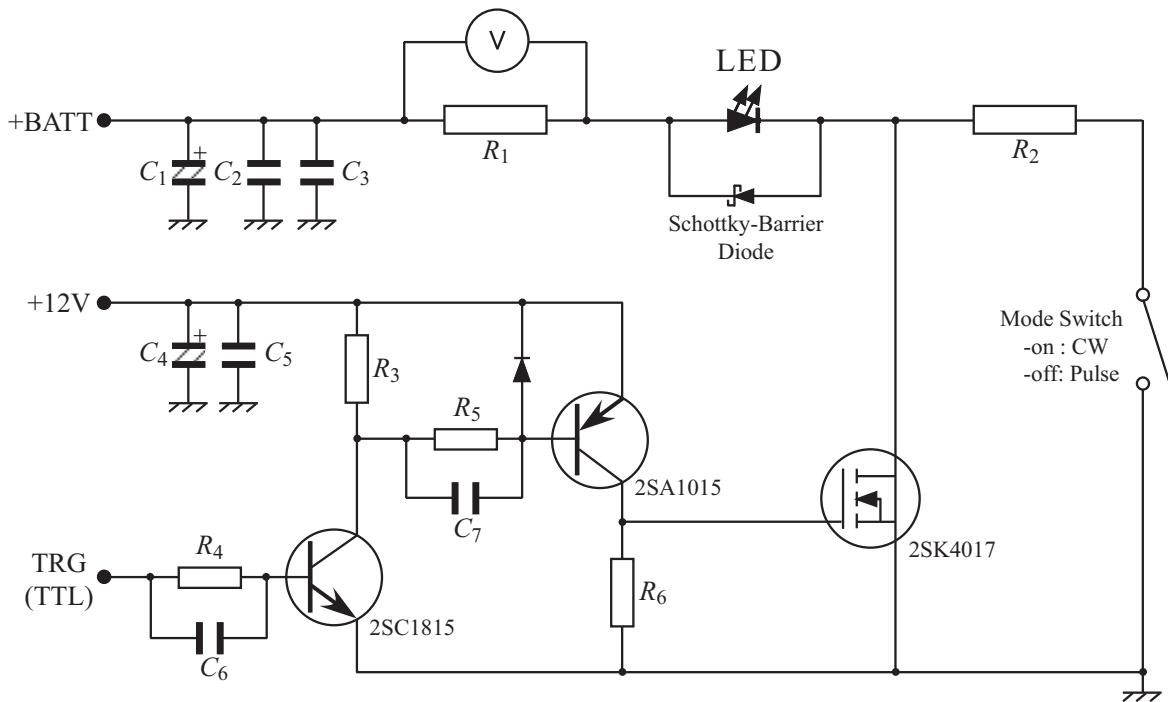


図 2.27 LED ドライバ回路の回路図

作成した LED ドライバ回路の応答性について調査した結果を、図 2.28 に示す。この調査では、FET のゲート電極に入力される信号や LED を流れる前向き電流 I_f の応答性について計測するだけでなく、すでに図 2.23 に示したフォトダイオードの回路を使用することにより実際に LED から発せられる発光強度の履歴についても調査を行った。この調査では、動作確認のため入力する TTL 信号として幅 $10 \mu\text{s}$ のパルス信号を与えた。また、LED に流れる前向き電流 I_f が 1,000 mA になるよう、電源電圧は 4.9 V に設定した。この結果から、FET のゲートには入力トリガー信号の立ち上がりから 100 ns 程度だけ遅れて 12V の信号が入力されていることがわかる。一方、LED を流れる前向き電流 I_f は FET のゲート入力の立ち上がりと同時に立ち上がりを開始し、TTL トリガー信号の立ち上がりから $2 \mu\text{s}$ 程度で最大値に達していることがわかる。また LED の発光強度に関しては、TTL 入力信号から $2 \mu\text{s}$ 付近でフォトダイオードにより検出された光の強度が最大値に達していることが確認できる。以上のことから、設計要求であった $1 \mu\text{s}$ オーダーでの応答および 1,000 mA 以上の電流印加を満たしていることが確認できた。

表 2.7 LED ドライバ回路の構成部品

Parts number	Value
R_1	1.0Ω
R_2	0.47Ω
R_3, R_4, R_5	$10 \text{ k}\Omega$
R_6	100Ω
C_1	$1470 \mu\text{F}$
C_2	$10 \mu\text{F}$
C_3	$1 \mu\text{F}$
C_4	$220 \mu\text{F}$
C_5	$0.5 \mu\text{F}$
C_6, C_7	$0.01 \mu\text{F}$

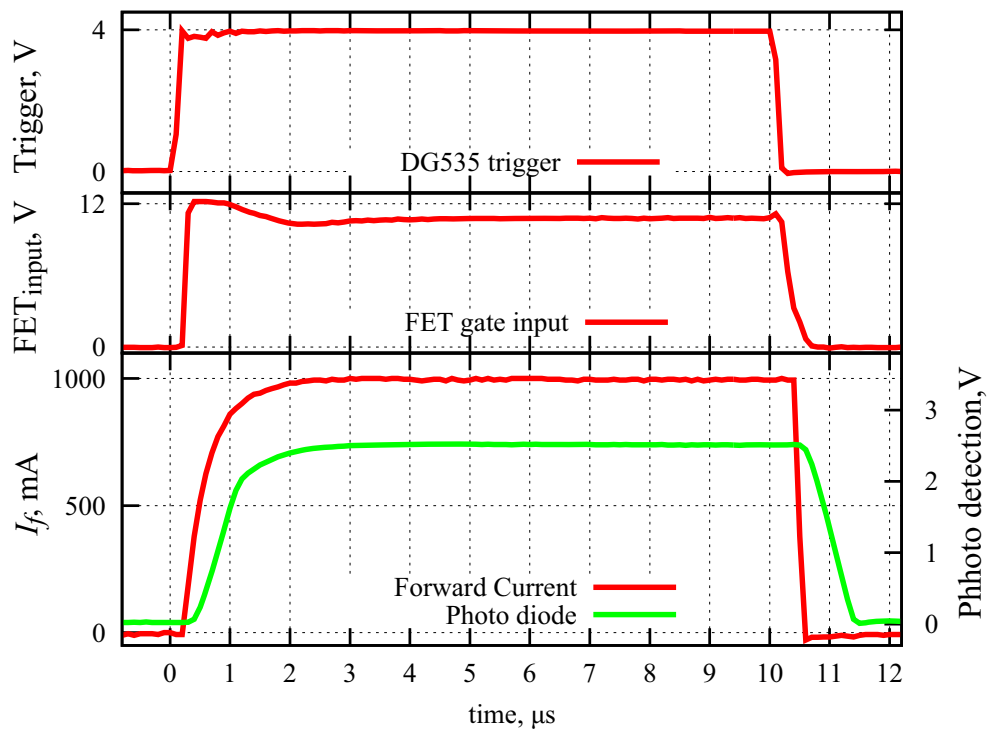


図 2.28 LED 点灯の応答性調査結果（ただし、サンプリングレートは 10MHz とした）

次に、作成した LED ドライバ回路の繰り返し信号入力に対する応答性調査の結果を図 2.29 に示す。この調査では、動作確認のため入力する TTL 信号として 50 kHz で 0.5 duty cycle の繰り返し信号を与えた。また、LED に流れる前向き電流 I_f が 1,000 mA になるよう、電源電圧は図 2.28 に示した調査と同様に 4.9 V に設定した。この調査結果より、LED ドライバ回路は繰り返し信号入力に対してもパルス毎にバラツキが生じていないことが確認できた。シュリーレン法などの光源として古くより使用されてきたスパーク光源は、発光させるたびに生じる電極ギャップ間の放電の経路を制御することができないため、点灯毎のバラツキが大きいという問題があった。しかし、本研究で開発した LED 光源はパルスに対する応答性が良好であるとともに、入力信号毎のバラツキがないというシュリーレン法の光源として使用するには好都合な特性を持つことが確認できた。

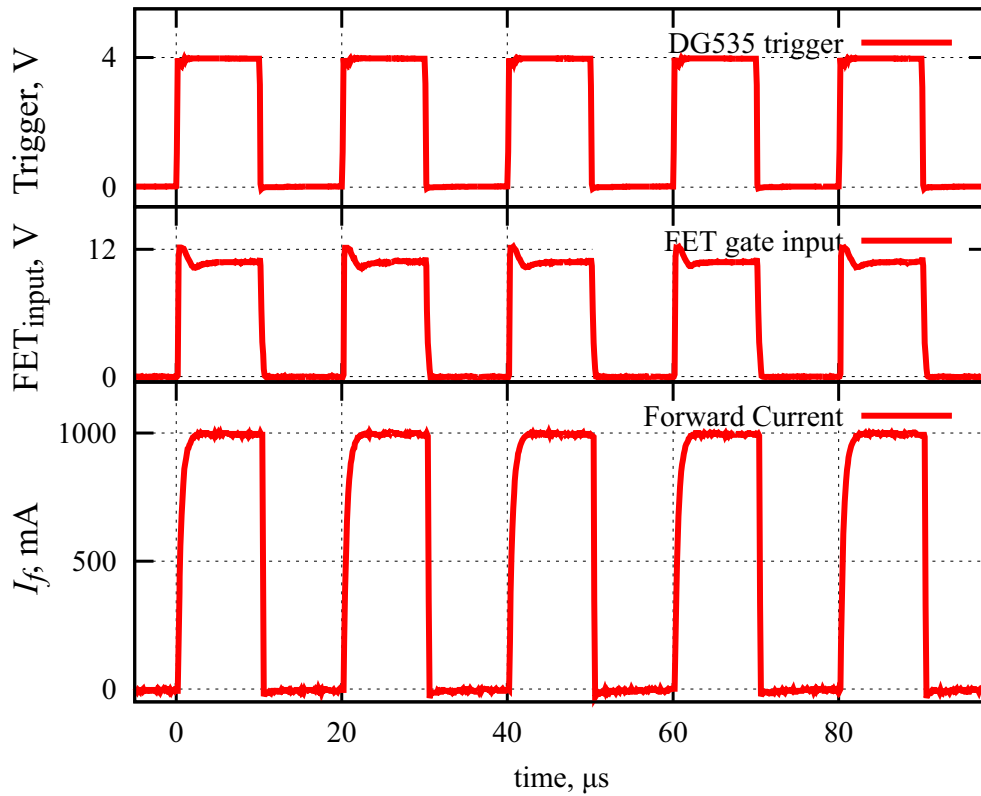


図 2.29 LED ドライバ回路の応答性調査結果

2.4.5 光学系の設計

光源に用いた LED は、LED 発光素子の前面にアクリル製のレンズが接合されているため、発光素子から直進する光をレンズ内部で反射、屈折させることによって半値幅で 120° の開き角をもって放射される。シュリーレン光学系の光源としては、凹面鏡の開口率である $f/10$ 程度よりも大きくビームを広げることは、試験部を通過する光線が弱まることとなるため効率が悪い。よって、このアクリル製レンズはミニルーターを用いて表面のドーム状の部分を切除した。なお、ドーム状の部分よりも LED 発光素子に近い部分を切除しようとする、発光素子の表面に設けられた配線に損傷を与えて故障することになり、損傷した発光しなくなるため使用不能となる。

アクリル製レンズのドーム部分を切除した LED の光は、そのまま光源として使用することも可能ではあるものの、凹面鏡の開口率として必要となる $f/10$ よりも大きく開いてしまうため、効率が悪い。また、シュリーレン光学系で検出することのできる感度を向上させるためには、光源を理想的なスリットに近づける方がよい。そこで、LED 発光素子から発せられる光を適当に集めるとともに、LED 素子の実像を見かけの光源とするよう、LED の前面に顕微鏡の対物レンズ（オリンパス、761843、倍率 40 倍、開口数 $NA = 0.65$ 、カバーレンズ厚指定 0.17）を置くことにした。なお、使用した対物レンズはレーザー光源用のスペシャルフィルタとして使用されていたものである。ここで、凸レンズを通過する光の伝わり方と実像の結像関係を図 2.30 に示す。図 2.30 に示した矢印を LED 素子と考えると、LED 素子と対物レンズとの距離を大きくするほど、対物レンズにより結像する LED 素子の実像が小さくなるのがわかる。このことは、図 2.30 中の文字を用いて、レンズ公式として知られている次の式により説明ができる。

$$\frac{1}{A} + \frac{1}{a} = \frac{1}{B} + \frac{1}{b} = \frac{1}{F} \quad (2.48)$$

光源から放射状に広がる光のうち、凹面鏡の有効直径内に到達して試験部を通過する実際の光量は、対物レンズにより結像する LED 素子の実像から放射されて凹面鏡の有効直径内に到達する光量と等価である。よって、

LED 素子の実像サイズが小さくなるように設定するほうが、シュリーレン光学系の感度を向上させるためには都合がよい。一方、LED 素子と対物レンズとの距離を大きくするほど対物レンズに導くことのできる光量は少なくなるため、カメラが画像を撮影することが可能な感度との妥協により、この距離を決定する必要がある。試行錯誤の結果、LED 素子から対物レンズまでの距離を 12 mm として使用することとした。光源の設置状況を図 2.31(a) に示す。

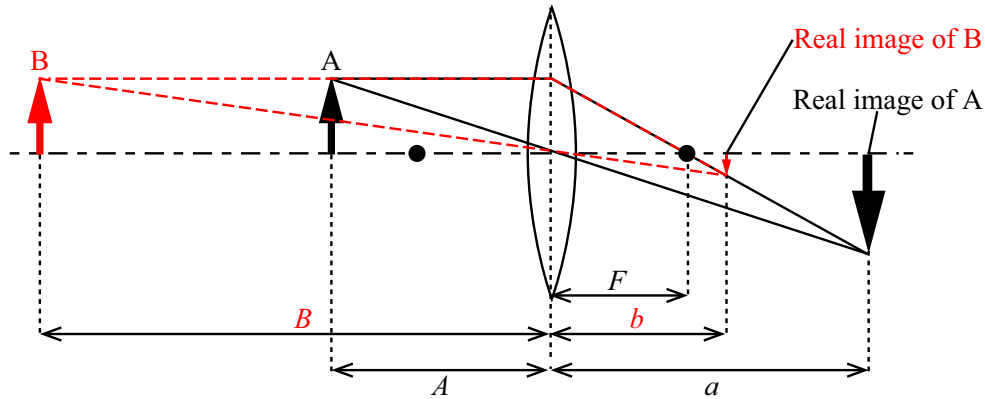


図 2.30 物体の設置位置による実像の倍率変化。レンズに近い A の位置よりもレンズから離れた B の位置にある物体の方が実像が小さくなるのがわかる。

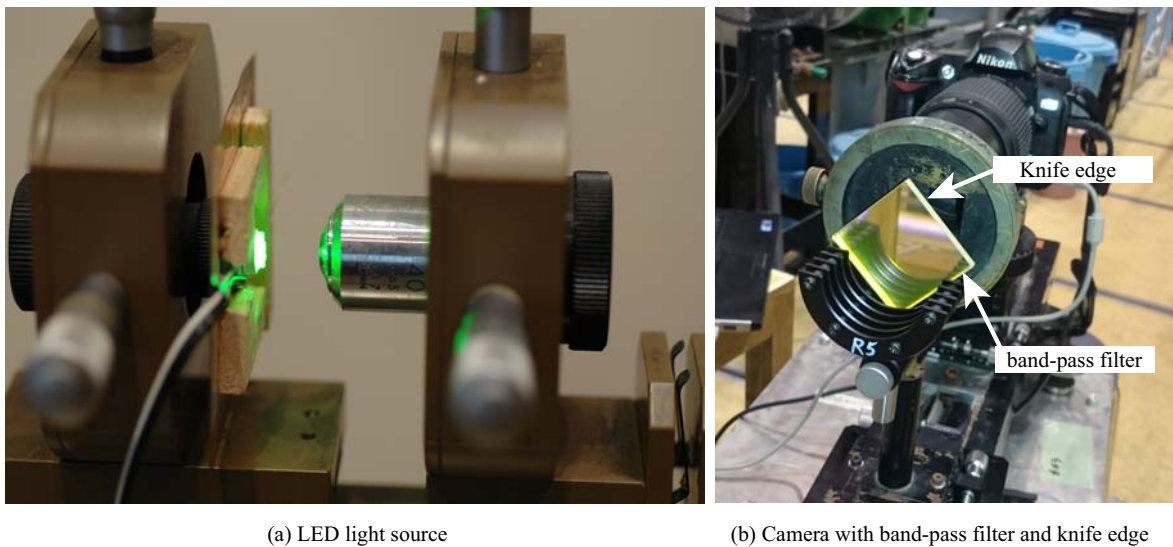


図 2.31 光源およびバンドパスフィルタの設置状況

可視化光学系としては、図 2.32 に示すようにシュリーレン法としてよく使われる Toepler の光学系^[168]を採用した。ただし、フリーピストン衝撃風洞の試験部付近のスペースの都合により、平面鏡を 2 枚追加して光学系を折り返す配置とした。なお、平面鏡を挿入する際には、コマ収差の影響を小さくするために、光学系を上空から見た時にアルファベットの“Z”型を保つように配慮した。通常のシュリーレン可視化用凹面鏡は、開口比が $f/10$ で製造されるものが多く、例えば直径が 300 mm の凹面鏡は焦点距離が 3,000 mm であるものが多い。しかし、本研究では試験気流の密度が小さいため少しでも検出することのできる感度を向上させることが必要であった。そのため、焦点距離が長い凹面鏡を採用する方が有利である。そこで、直径 310 mm で焦点距離が 3,475 mm の凹面鏡（球面形状、曲率半径 6m950 mm）を使用することとした。バンドパスフィルタは図 2.31(b) に示すようにカメラレンズとナイフエッジの前方に設置した。なお、バンドパスフィルタをカメラの直前に挿入

すると、フォーカスが変化する。また、ナイフエッジを挿入するべき凹面鏡の焦点もカメラ側へ移動する。このようにフォーカスの変化が発生する原理としては、図 2.33 に示すとおり、厚みを持ち周囲よりも大きな屈折率を持つ透明な平板状の媒質が光学系に挿入されるとき、媒質の界面で屈折が起こるために凸レンズの焦点距離が長くなるのが主因である。焦点距離が長くなると実像が結像する位置が挿入しない場合よりもレンズから離れる方向に移行することとなる。カメラ側から見ると、フォーカスすべき物体の位置が遠ざかる方向（フォーカスリングを無限大方向に回す方向）に移動したように見えるため、カメラのフォーカスを取るときには予めバンドパスフィルタを挿入した状態でピント合わせを行う必要がある。また、実験模型にカメラのフォーカスを合わせるために、通常はカメラ側の凹面鏡から実験模型までの距離を凹面鏡の焦点距離よりも 100 mm 程度短く設定する。しかし、使用するカメラレンズによっては無限大側のフォーカスに余裕がないものもあるため、筆者の経験によるとバンドパスフィルタなどの屈折率が異なる光学部品をカメラの前方に配置する場合には、少し余裕を持たせて凹面鏡から実験模型までの距離を凹面鏡の焦点距離よりも 200 mm 程度短く設定し光学系を組み立てる方がフォーカスが取りやすい。画像の取得には、一眼式デジタルカメラ（Nikon, D750）を使用した。また、一眼式デジタルカメラには超望遠ズームレンズ（シグマ, 150-600mm, F5-6.3 DG OS HSM Contemporary）を取り付けた。レンズの焦点距離は 600 mm とし、絞りはケラレを防止するため開放（F/6.3）に設定した。また、カメラの ISO 感度は 6,400 または 12,800 に設定した。

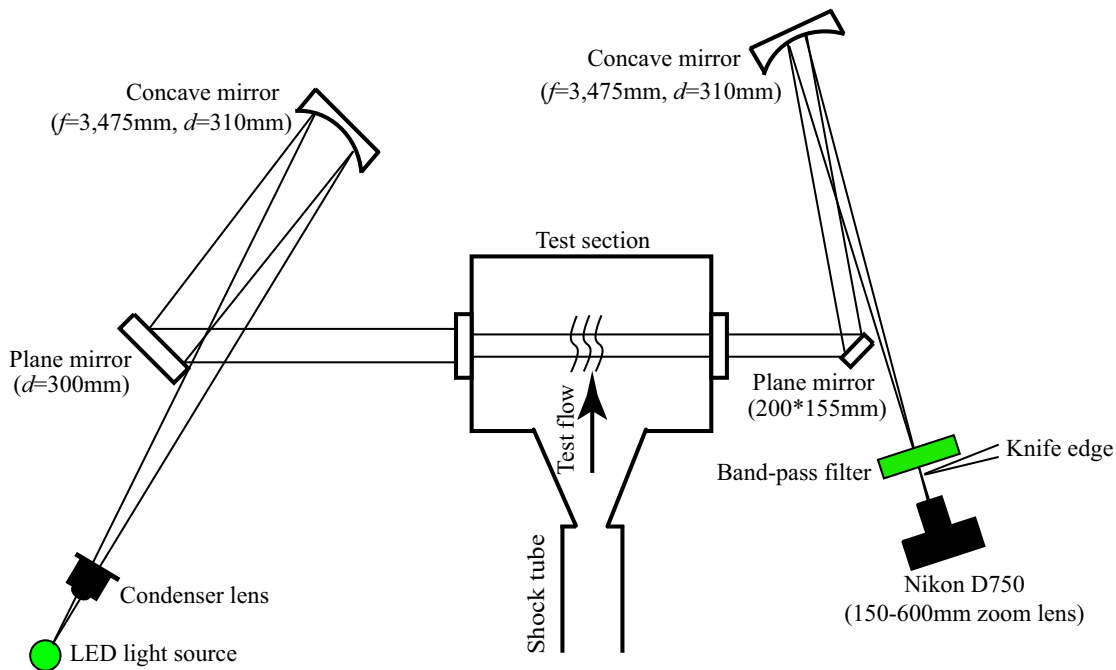


図 2.32 シュリーレン光学系

2.4.6 風洞の運転と同期させて撮影する方法

先に述べたとおり、フリーピストン衝撃風洞の試験時間は極めて短い。そのため、撮影のタイミングを手動で行うことは不可能であり、自動的に取得できるよう設定する必要がある。そこで、フリーピストン衝撃風洞の試験部に一次衝撃波が到達するときに生じる圧力立ち上がりをトリガーに用いることとした。ここで、Smith は超音速ノズル気流の完全始動時間の推算方法^[192]を提案している。この Smith の推算方法によって求めた完全始動時間分だけ一次衝撃波の到達時刻から遅延をかけて、LED 光源を点灯させることとした。なお、点灯のパルス幅は 100 μ s に固定した。これは、カメラの高感度特性から 100 μ s よりも短くするとバンドパスフィルタを透過してイメージング素子に到達する光量が足りず、画像を撮影させるだけの十分な輝度を確保できなかったため

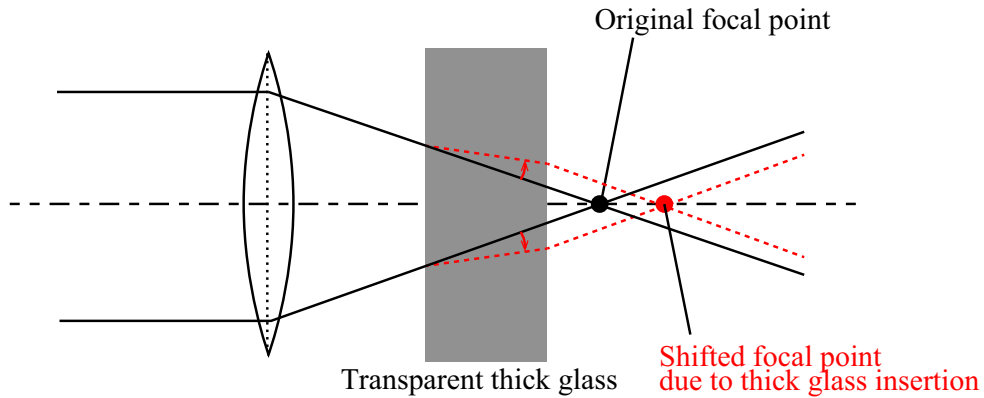


図 2.33 屈折率の異なる透明な板を挿入する場合の焦点距離の変化

である。この同期を行うため、試験部には模型のほかに Pitot プローブを設置した。Pitot プローブの先端には直径 3 mm のキャビティを設けており、内部に圧力センサ (PCB,113B27) を取り付けした。Pitot プローブにより圧力の立上りが検知されると、データ収録に使用したデータロガー (横河電機, DL-750) はトリガー信号を出力する。データロガーのトリガー信号出力の遅延時間は、 $0.8 \mu\text{s}$ 程度である。このトリガー信号をパルス発生器 (Stanford, DG535) を用いて遅延をかけたのち $100 \mu\text{s}$ のパルス幅を持つ TTL 信号を生成し、LED ドライバ回路に入力した。風洞の試験気流発生と LED 光源の発光タイミングの関係を図 2.34 に示す。なお、パルス発生器の設定は、入力および出力信号に関して高インピーダンスとした。通風時、実験設備の照明はすべて消すとともに、風洞の運転の 1 秒ほど前に、シャッター速度を 3 秒に設定した一眼式デジタルカメラのシャッターボタンを押して可視化画像を取得した。

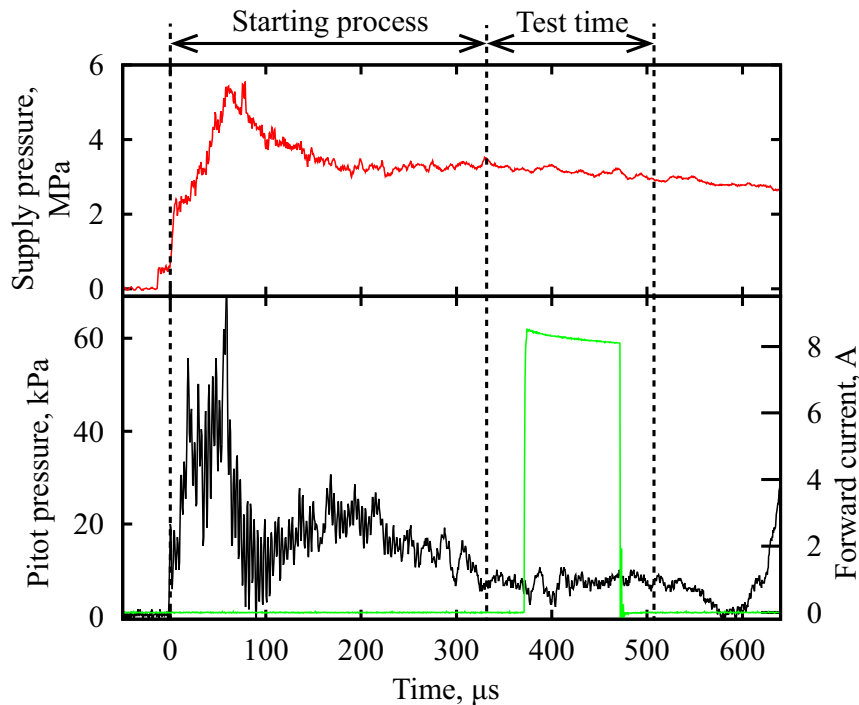


図 2.34 試験時間の定義と LED 光源の発光タイミング

2.4.7 クサビ模型まわりの可視化結果

図 2.35 に示すクサビ模型を使用し、シュリーレン法による可視化実験を行った。なお、本節内の図中に示す気流条件については、表 2.5 に対応している。

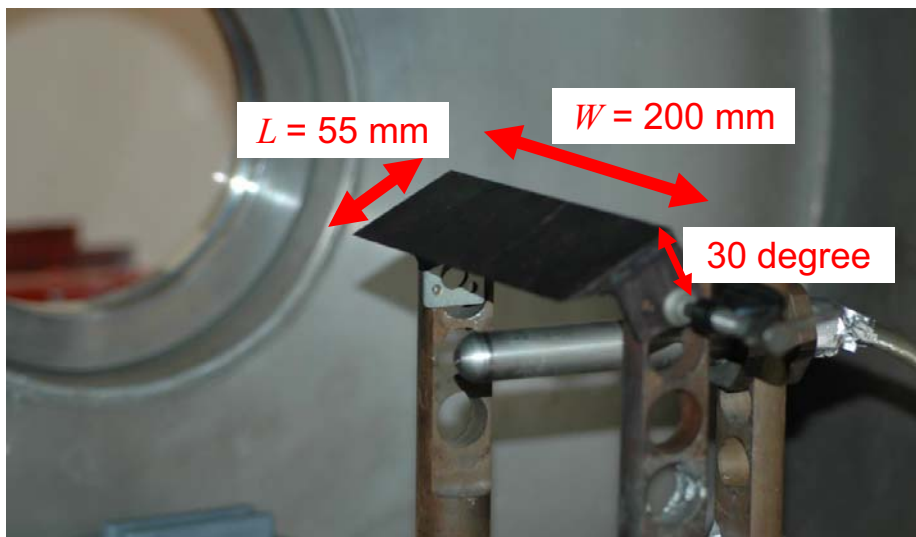


図 2.35 クサビ模型の設置状況

シュリーレン法により取得した画像を図 2.36 に示す。この可視化画像は、condition#4 において撮影したものである。光源に中心波長が 525 nm の緑色 LED を使用しているため、実際に撮影される画像は図 2.36(a) のように背景が光源の緑色である。見やすさに考慮して、図 2.36(b) に示すように白黒画像に変換するとともに、コントラスト・ストレッチングの画像処理をかけた。画像処理には、Adobe Photoshop CS 6 を使用した。この図から読み取れるように、クサビ模型の上面に向かう斜め衝撃波の構造を鮮明に捉えることに成功した。また、クサビ模型後縁付近には膨張波の形成によると考えられる周囲よりも明るい領域を捉えることにも成功した。以上の結果より、本研究で開発した可視化手法は、九州大学のフリーピストン衝撃風洞の高エンタルピー・低密度試験気流の可視化実験を行うことが実現可能であることが示された。ただし、光学部品の品質の問題により、シュリーレン画像の背景にはモヤがかかったような斑模様が表示された。これは、十分な感度を確保するために、光学部品の品質を確認するために行うフーコーナイフエッジテスト^[183]に相当する程度に深くナイフエッジを挿入しているために生じたものである。

クサビ模型まわりの可視化結果を図 2.37 に示す。これらの可視化実験は、condition#1, #3, #4 の試験気流において実施した。図 2.37 に示すすべてのケースでクサビ模型先端から生じる斜め衝撃波を可視化することに成功した。観察された衝撃波角は、condition#1, #3, #4 の試験気流において、それぞれ 43.0°, 39.0°, 39.2° であった。一方、CEA^[193] および NENZF^[194] により算出した非平衡性を考慮した気流条件を用いて求めた衝撃波角の解析値は、それぞれ 40.6°, 39.8°, 39.7° であった。観察された衝撃波角と解析により予想される衝撃波角を比較すると、図 2.37(b) および (c) に示した condition#3 および#4 の結果は、両者が 1° 以内で一致している。このことから、condition#3 および#4 に関しては、CEA および NENZF による試験気流の比熱比 γ や気体を構成する分子の分率などが妥当に評価できているとすることができる。一方、図 2.37(a) に示す condition#1 については、観察された衝撃波角と解析による衝撃波角の差が 2.4° と、他の 2 ケースと比べて大きくなった。この不一致が生じた原因としては、次の 2 点が考えられる。すなわち、(1) 気流条件の評価方法による誤差、または (2) 試験時間の不適切な評価である。このうち、(1) に挙げた原因に関しては、すでに condition#3 および#4 の条件において CEA および NENZF の評価が妥当であることがわかっているため、condition#1 のときにだけ誤差が生

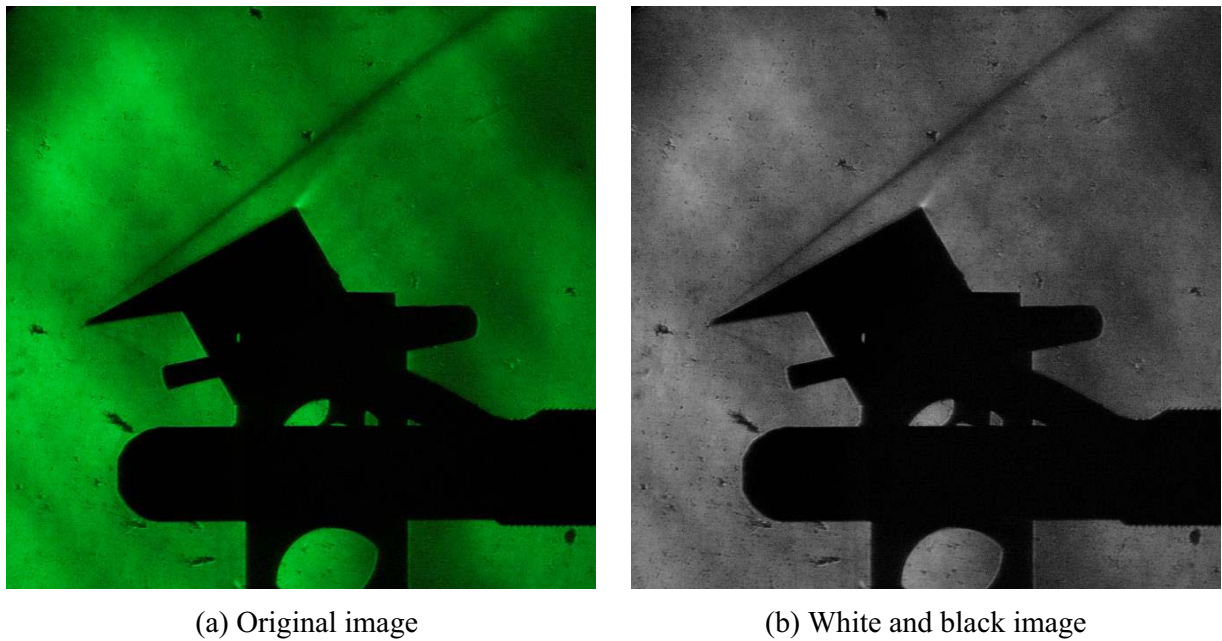


図 2.36 取得した元画像と白黒化加工後の画像

じるようなことは考えにくい。一方、(2)に挙げた原因に関しては、試験気流が終了した後、駆動気体が試験部に流入し、試験気体を汚染する。風洞のラバールノズルの断面積は一定であるので、試験気流が汚染されたとしても極超音速の条件は保たれる。しかし、気流の比熱比 γ や分子量 M は純粋な試験気流の条件から変化してしまう。本研究では駆動気体に希ガスを用いたので、標準状態において駆動気体の比熱比は1.66程度である。一方、試験気体である空気の比熱比は希ガスのそれよりも小さい。この比熱比の違いにより、気体力学の関係式から汚染気体では衝撃波角が大きくなることが予想される。よって、衝撃波角に不一致が生じた原因としては、試験期間を不適切に評価したため駆動気体に汚染された極超音速気流における流れ場が可視化されたと考えることが妥当である。また、気流の自発光についてもこれらの可視化画像から読み取ることができる。特に顕著に観察されるのは、クサビ模型の支柱前面に形成された離脱衝撃波背後の部分がクサビ模型の下側に設置したPitotプローブと重なる領域である。この気流自発光の影響は、エンタルピーが高い気流条件であるほど顕著に観察することができる。

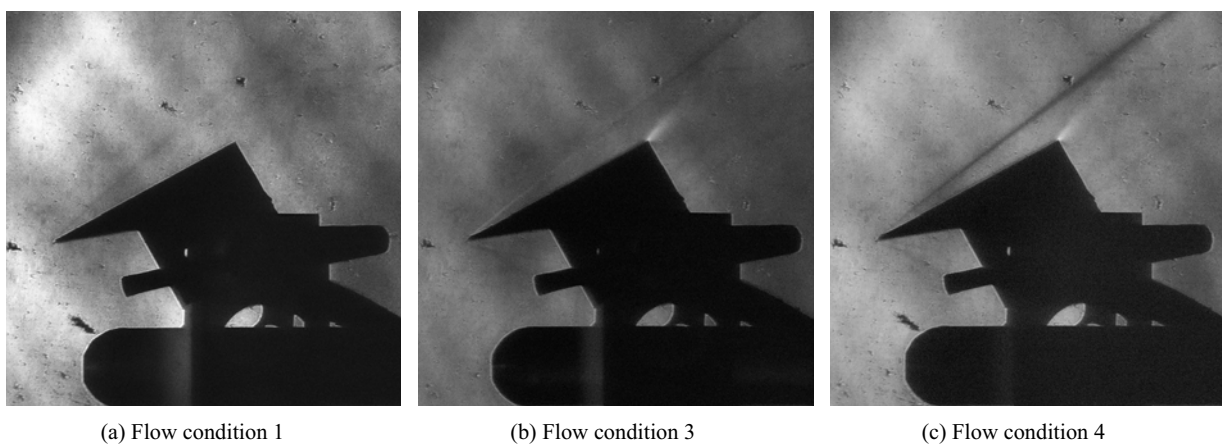


図 2.37 各気流条件におけるクサビ模型まわりの可視化結果

2.4.8 半球円柱模型まわりの可視化結果

図 2.38 に示す半球円柱模型を使用し，シュリーレン法による可視化実験を行った．半球円柱模型まわりの



図 2.38 半球円柱模型

可視化結果を図 2.39 に示す．これらの可視化実験は，condition#2，#3，#4 の試験気流において実施した．図 2.39(a) に示した condition#2 における実験では，半球円柱模型の前方に形成する離脱衝撃波を可視化することができなかった．一方，図 2.39(b) および (c) に示した condition#3 および#4 では，離脱衝撃波の形成を撮影することに成功した．このように気流条件によって離脱衝撃波が撮影できる条件と撮影できない条件があることは，使用したシュリーレン光学系によって可視化することのできる感度の目安が，密度勾配と光学系を横切る長さの積の目安として condition#2 と condition#3 の間に存在することを示している．また，気流の自発光についてもこれらの可視化画像から読み取ることができる．特に顕著に観察されるのは，本来のシュリーレン光学系では可視化されるはずのない Pitot プローブが半球円柱模型の影の部分に重なる領域である．この Pitot プローブ前面における自発光は，エンタルピーが高い気流条件であるほど顕著に観察することができる．

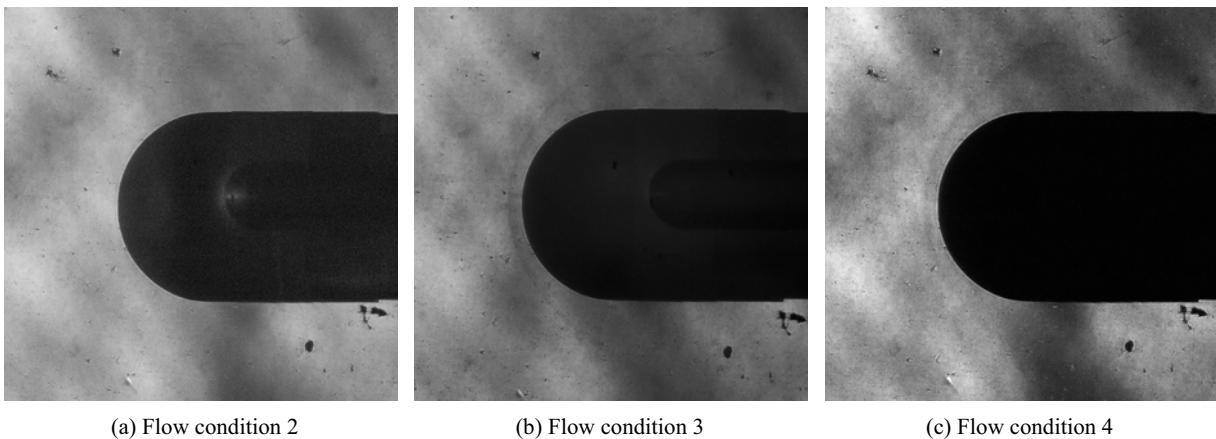


図 2.39 各気流条件における半球円柱模型まわりの可視化結果

2.4.9 CFD を用いた可視化実験の流れ場再現と可視化できる密度勾配に関する知見

前節で述べたように、本研究で使用したシュリーレン光学系によって可視化することが可能な密度勾配の目安に関する知見を得るため、CFD を用いて流れ場を再現することを試みた。本研究では、熱化学非平衡を伴う流れ場を計算するため Park の 2 温度モデル^[195] を用いた軸対称、粘性流の計算を行った。この計算には、過去に JAXA の OREX カプセルの流れ場を計算するために黒滝^[196] により開発された計算プログラムを使用した。この計算プログラムは、軸対称の Navier-Stokes 方程式を支配方程式とし、7 化学種 (N_2 , O_2 , N, O, NO, NO^+ , e^-) の 24 化学反応と連成させた。支配方程式は有限差分法により離散化することにより数値的に扱った。対流項は MUSCL 内挿を用いて 2 次精度化した AUSM+ スキームにより評価した。粘性項は 2 次の中心差分により評価した。時間積分は LU-ADI スキームを用いて、陰的に計算を行った。使用した計算格子を図 2.40 に示す。格子点数は i 方向および j 方向にそれぞれ 230 点、100 点である。最小格子幅は $1 \mu m$ とした。半球円柱模型の壁面部分は、滑りなし条件を与えるとともに、完全非触媒壁として扱った。

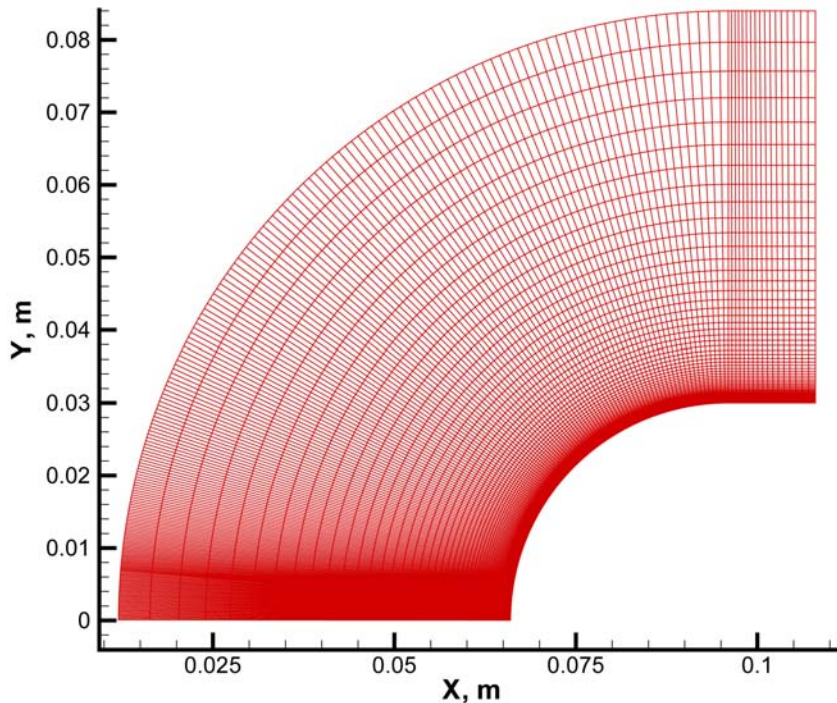


図 2.40 半球円柱模型周りの流れ場を再現するために使用した計算格子

CFD を用いた各気流条件における半球円柱模型まわりの流れ場の計算結果を、図 2.41 から図 2.43 に示す。これらの図を見ると、いずれの気流条件においても半球の前方部分に離脱衝撃波が形成している様子が確認でき、典型的な鈍頭物体周りの流れ場が再現できていることが確認できる。それぞれの気流条件において気流の温度が異なるため、離脱衝撃波背後における温度も気流温度の低下とともに小さくなる傾向があるが、離脱衝撃波が形成する様子やマッハ数および流線の分布に関しては、いずれの条件における結果もよく似ている。

次に、離脱衝撃波の形状と離脱距離に関して実験結果と CFD 結果を比較するため、同じスケールで重ねてプロットした結果を図 2.44 に示す。ただし、離脱衝撃波を可視化することに成功した condition#3 および#4 の結果に関してのみ比較を行う。図 2.44 を見ると、離脱衝撃波の形状と離脱距離に関して実験的に取得した可視化画像と CFD により再現した結果は、いずれの気流条件においてもよく一致した。このことから、熱化学非平衡を考慮した CFD を用いることによって流れ場を高精度に再現できていることが確認できた。

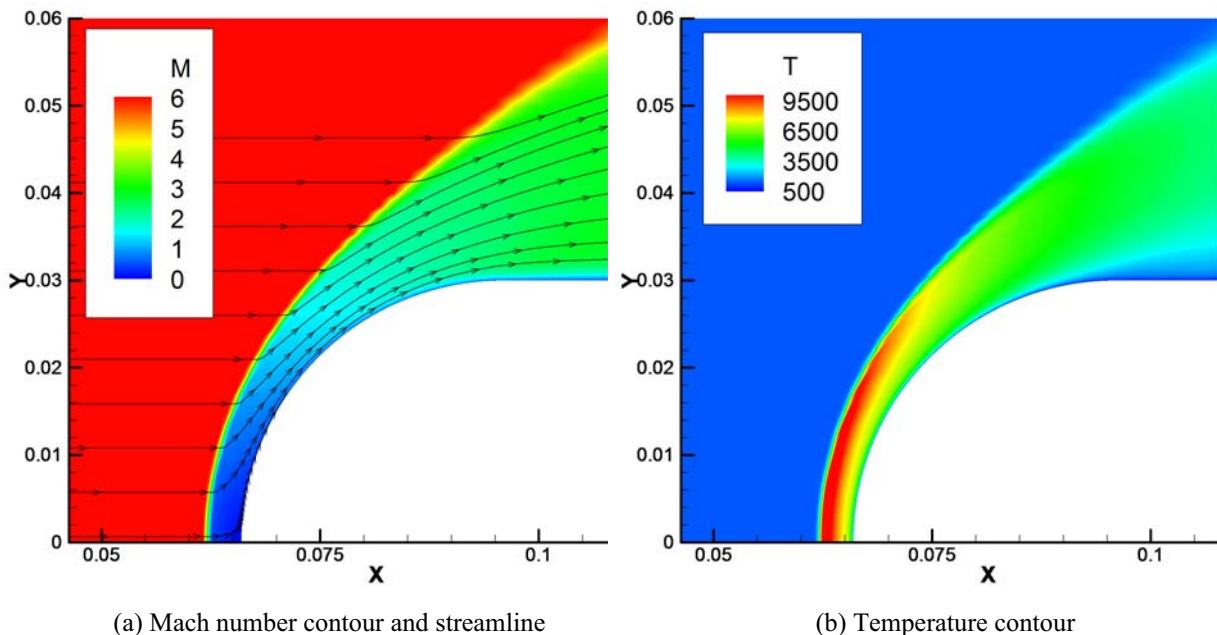


図 2.41 CFD を用いた Condition#2 の半球円柱まわりの流れ場の再現

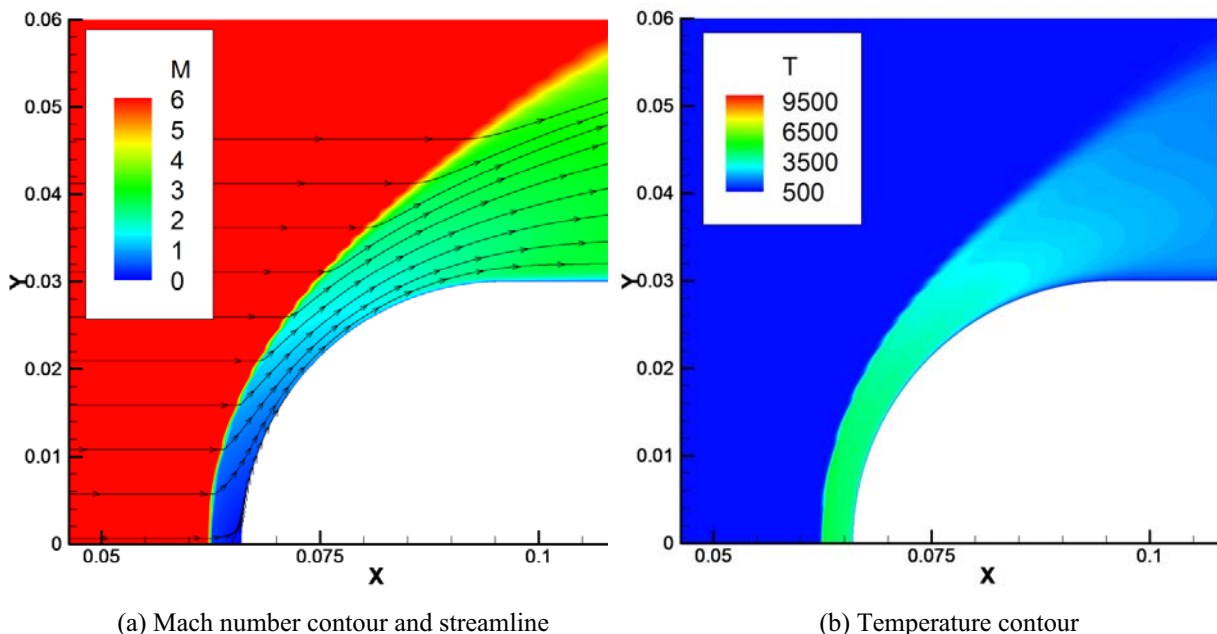


図 2.42 CFD を用いた Condition#3 の半球円柱まわりの流れ場の再現

次に、本研究で用いたシュリーレン光学系の感度に関して考察するため、CFD 結果から離脱衝撃波における密度勾配の分布を計算した。算出した密度勾配の分布を、図 2.45 に比較する。図 2.45 を見ると、シュリーレン法により可視化を行うことのできた condition#3 および#4 では、離脱衝撃波の存在によって発生した密度ジャンプによって、 $80 \text{ kg/m}^3/\text{m}$ 程度の密度勾配が生じていたことがわかる。一方、離脱衝撃波を可視化することのできなかつた condition#2 では、離脱衝撃波における密度勾配がおよそ $10 \text{ kg/m}^3/\text{m}$ 程度に留まっていたことがわかった。直径 60 mm の半球円柱模型先端部において可視化される離脱衝撃波のシュリーレン光学系奥行き方向の幅は、高々 10 mm 程度と考えられる。以上の結果より、シュリーレン光学系を横切る 10 mm 程度の物理現

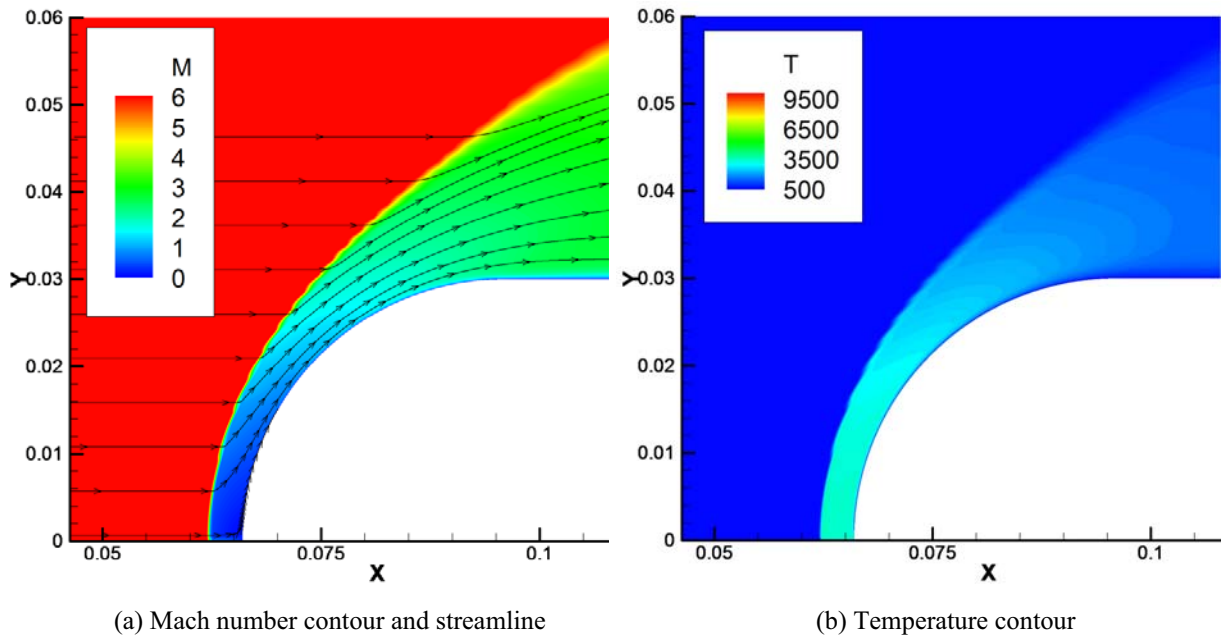


図 2.43 CFD を用いた Condition#4 の半球円柱まわりの流れ場の再現

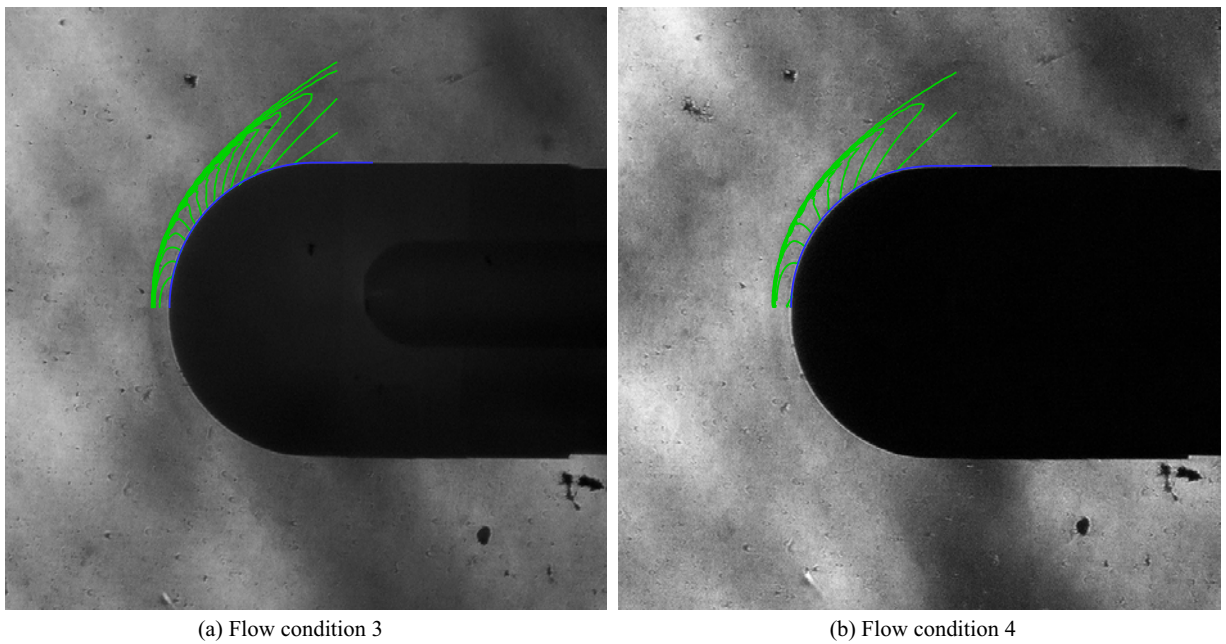


図 2.44 離脱衝撃波の離脱距離に関する実験結果と CFD 結果の比較

象に関して、図 2.32 に示したシュリーレン光学系を用いて可視化するためには、 $80 \text{ kg/m}^3/\text{m}$ 程度よりも大きい密度勾配が生じる流れ場である必要があることが明らかとなった。

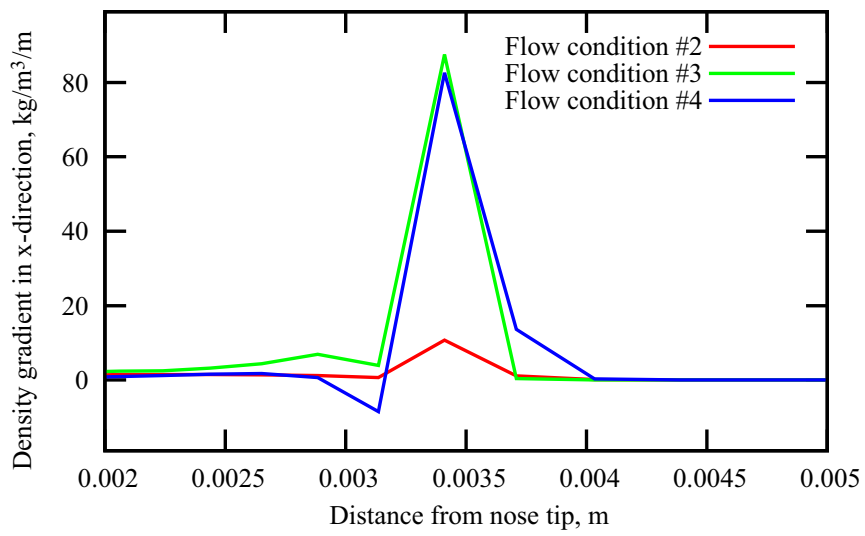


図 2.45 軸方向の密度勾配の比較

2.5 結論

第2章では、高エンタルピー流の実験設備として九州大学が保有するフリーピストン衝撃風洞の能力拡大と実用性向上のために行った実験手法の開発について述べた。

フリーピストン衝撃風洞の駆動部の運転条件を算出するために開発したツールに関する研究の結論は、次のように要約される。

1. 九州大学が保有するフリーピストン衝撃風洞の概要についてまとめた。
2. フリーピストン衝撃風洞の心臓部と言えるフリーピストン駆動部の運転条件を算出するため、新たなツールを開発した。
3. 圧縮管内流れを CFD を用いて明らかにするとともに、運転条件算出ツールによる予測精度を向上させることに成功した。
4. 開発したツールを使用することによって、この風洞が開発されて以来はじめて、全エンタルピーの異なる複数の試験気流を生成することが可能であることを示した。
5. 衝撃波管よりも下流側の CFD 解析を行うために流入条件として与えるべき駆動気体の物理量を、開発したツールを使用することにより推算することができるようになった。

フリーピストン衝撃風洞において得られる流れ場を観察するために行った可視化技術の開発研究については、次のように要約される。

1. 高エンタルピー・低密度試験気流の流れ場を低コストで観察するため、光源に緑色 LED を用いたシュリーレン法による光学的可視化手法を開発した。
2. 開発した可視化手法は、impulse 式の風洞で生成される高エンタルピー・低密度な流れ場を、低コストで可視化することを可能とする。
3. 可視化された流れ場を再現するため CFD によるシミュレーションを行い両者を比較することによって、本研究で採用したシュリーレン光学系で可視化することのできる感度の目安に関する知見を得た。
4. 可視化手法を確立したことにより、フリーピストン衝撃風洞の実験において流れ場を観察することが可能となったほか、CFD のバリデーションに供することのできる実験データを提供することが可能となった。

第3章 逆噴射ジェットによる空力加熱防御に関する研究

3.1 序論

本章では、逆噴射ジェットによる鈍頭物体よどみ点近傍の空力加熱防御に関して行った研究について述べる。逆噴射ジェットに関する過去の研究事例や取り組むべき研究課題については、すでに第1章で述べた。第3.2節では九州大学のフリーピストン衝撃風洞を用いて実験的に行った研究について述べる。続いて、第3.3節でCFDを用いて数値的に行った研究について述べる。最後に、第3.4節では、第3章で議論する事項について総括する。

3.2 逆噴射ジェットによる空力加熱防御に関する実験的研究

3.2.1 実験方法

風洞と気流条件

高エンタルピー流中における逆噴射ジェットの空力加熱防御に関して実験的に研究するため、第2.2節に述べたフリーピストン衝撃風洞を使用し風洞実験を行った。実験を行った試験気流の気流条件を表3.1に示す。

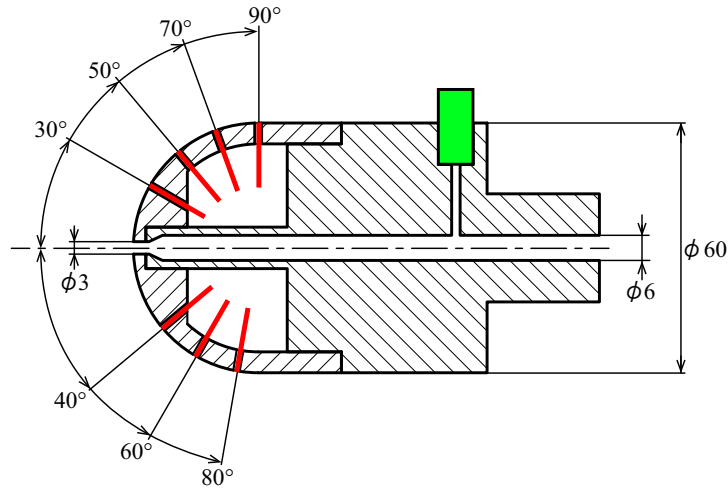
表 3.1 模型設置位置における気流条件

	高エンタルピー気流		中エンタルピー気流	
全エンタルピー	20	MJ/kg	4.8	MJ/kg
全温度	7,500	K	3,700	K
気流速度	5,100	m/s	2,700	m/s
マッハ数	7.5		7.9	
ピトー圧	14	kPa	20	kPa
静温度	910	K	300	K
単位レイノルズ数	6.8×10^4	m^{-1}	4.1×10^5	m^{-1}

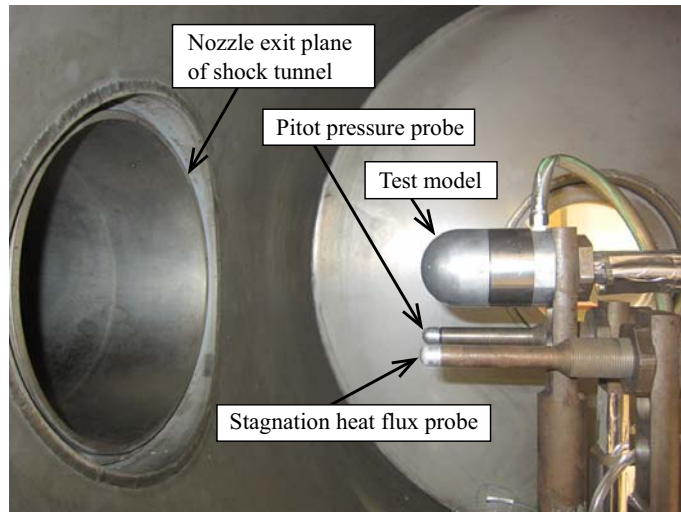
模型

宇宙往還機のノーズ部を模擬するため、アルミ A2024 で製作した直径 60 mm の半球円柱模型を使用した。実験模型の概略図と衝撃風洞試験部への設置状況を図 3.1 に示す。この半球円柱模型の先端には直径 3 mm のノズルを設けており、冷却気体を音速で噴射させることができる。模型壁面の温度変化を計測するため、中心軸より 30° から 90° まで 10° 毎の 7 点に高速応答同軸型熱電対 (MEDTHERM, TCS-E-10370, 以下「同軸型熱電対」という) を取り付けました。

模型は、図 3.1(b) に示すように、模型先端が風洞ノズル出口面から 250 mm の位置となるように設置した。逆噴射ジェットとして噴射する冷却気体には、窒素を使用した。冷却気体は測定室の外部に設けた外部貯気槽に充



(a) 模式図 (赤線と緑色部分は、同軸型熱電対および圧力センサの取付位置。単位：mm)



(b) 試験部への設置状況

図 3.1 半球円柱模型の概略図

てんし、風洞の起動と同期して電磁バルブを開放させることにより噴射を開始した。その際、冷却気体の供給開始は電磁バルブへのトリガ信号入力から 20 ms 程度の遅れが生じるため、試験気流が試験部に到達するよりも前にトリガ信号を入力し噴射を開始した。試験気流が模型部分に到達するときに冷却気体が定常に供給されることを監視するため、模型にはジェット全圧を計測するための圧力変換器 (PCB, 102A05) を取り付けた。なお、風洞の通風前において外部貯気槽内部の冷却気体や実験模型は室温である。

風洞の試験部には、実験模型のほか気流条件の参照データを取得するため Pitot プローブとよどみ点熱流束プローブを設置した。これらのプローブの先端は、ともに直径が 15 mm の半球形状である。Pitot プローブの先端には直径 3 mm のキャビティを設けており、内部に圧力変換器 (PCB, 113B27) を取り付けた。よどみ点熱流束プローブの先端には、同軸型熱電対を取り付けた。これらのセンサは 1 μ s の応答性を有する。

熱流束の評価方法

同軸型熱電対により計測した模型壁面の温度信号は、直流から 10 MHz までの帯域幅をもつ低雑音 FET 差動増幅器 (NF デバイステクノロジー, CA-451F4) を用いて増幅したのち、サンプリングレートを 1 MHz に設定

したデータロガー（横河電機，DL-750）により収録した．時刻 t_n における模型表面の熱流束 $q_w(t_n)$ は，同軸型熱電対で計測した模型壁面の温度履歴 $T_w(t_n)$ から，式 (3.1) に示す Schultz らの方法^[197] を用いて評価した．なお，式 (3.1) の導出については，付録 C に示す．

$$q_w(t_n) = 2\sqrt{\frac{\rho ck}{\pi}} \sum_{i=1}^n \frac{T_w(t_i) - T_w(t_{i-1})}{\sqrt{t_n - t_i} + \sqrt{t_n - t_{i-1}}} \quad (3.1)$$

ここで，右辺の $\sqrt{\rho ck}$ は wall material value^[198] と呼ばれる熱電対の材質に依存する値であり，本研究では温度によらず一定で $8.9 \times 10^3 \text{ J}/(\text{m}^2\text{s}^{0.5}\text{K})$ とした．また，実験に使用した小型のフリーピストン衝撃風洞で得られる試験気流は，衝撃波管内に形成される衝撃波のマッハ数で通風毎に最大で 6% の偏差が生じることが避けられない．そのため第 (3.2) 式に示すように，ある時刻での模型壁面の各計測点における熱流束 $q_w(t_i)$ を，同時刻によどみ点熱流束プローブで計測した熱流束 $q_{\text{ref}}(t_i)$ を用いて無次元化したのち，試験時間内の $100 \mu\text{s}$ 間程度の平均をとった．さらに，複数回の通風を行って計測した結果の平均をとることにより，各計測点における熱流束を評価した．その際，実験結果の不確かさを評価するため，平均値の標準偏差の 2 倍 (2σ) を必要に応じてグラフ中に示す^[199]．

$$C_{q,w} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{q_w(t_i)}{q_{\text{ref}}(t_i)} \quad (3.2)$$

3.2.2 実験ケース

逆噴射ジェットの全圧をパラメータとして，表 3.2 に示す条件で実験を行った．いずれのジェット全圧でも，冷却気体は模型の先端より音速で噴射される．従来の逆噴射ジェットの研究の多くは，主流全圧と逆噴射ジェット全圧との比である全圧比を逆噴射ジェットの強さを表すパラメータとして用いていた．しかし，一般的な不足膨張噴流の流れ場構造がジェット全圧と背圧の関係に依存する点を考慮すると，超音速流中に流れに向かって噴射する逆噴射ジェットによる噴流の構造は，ジェット全圧と主流のピトー圧との間に関係を持つことが予想できる．また，これらの比は前方に噴射された冷却気体の膨張比を決定するため，ジェット層の温度を規格化するのに役立つ．そこで，jet pressure ratio を $p_{j,0}/p_{\text{Pitot},\infty}$ により定義する．参考のため，林らの逆噴射ジェットによる空力加熱低減に関する実験的研究^[118,119] で用いたジェット全圧と，表 3.2 に示したジェット全圧に関して，jet pressure ratio を比較したものを図 3.2 に示す．

表 3.2 実験ケース一覧

気流条件	ジェット全圧, kPa
高エンタルピー気流	40, 60, 80, 100
中エンタルピー気流	50, 100, 150, 200

3.2.3 試験気流の静定状況

ノズル供給圧と熱流束の時間変化

小型のフリーピストン衝撃風洞で生成することができる試験気流は，持続時間が短い．衝撃風洞で試験気流が生成される際，試験部にはまず一次衝撃波が到達し，その後で二次衝撃波と非定常膨張波が順に通過した後で気流が静定して，一様な試験気流が得られる．衝撃波管管端部で計測したノズル供給圧と模型表面の熱流束の時間変化の計測例を図 3.3 に示す．なお，図 3.3 は一次衝撃波が模型先端に到達し Pitot プローブで計測される圧力が立ち上がった時刻を基準時刻としており，ノズル供給圧は反射衝撃波による圧力の立上りが基準時刻に重なるよう時間を繰り下げてプロットした．試験気流が得られるまでの完全始動時間に関しては Smith^[192] が理論式を与えており，表 3.1 に示した試験気流に関する完全始動時間は，高エンタルピー気流条件で $180 \mu\text{s}$ 程度，中エ

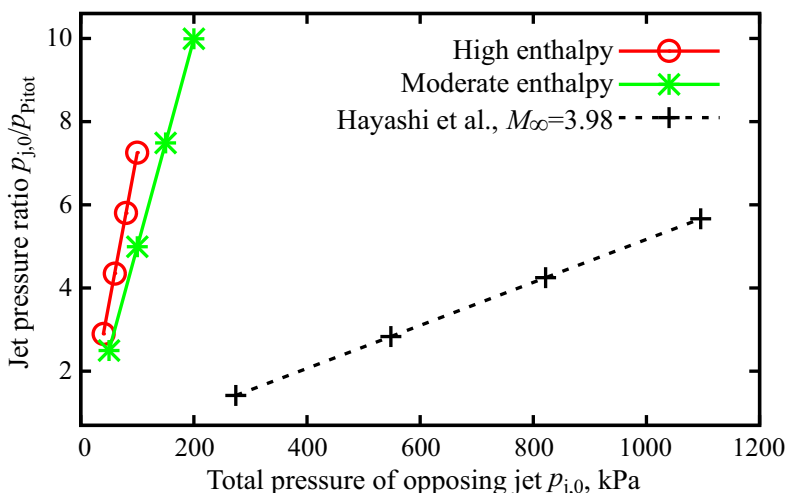


図 3.2 Jet pressure ratio の比較

ンタルピー気流条件で $260 \mu\text{s}$ 程度と推算される。図 3.3 に示した実際の計測結果を見ると、高エンタルピー気流条件では $190 \mu\text{s}$ 以降に、中エンタルピー気流条件では $300 \mu\text{s}$ 以降に熱流束が定常となった部分を確認できる。一方、衝撃波管管端部で計測したノズル供給圧の時間履歴を見ると、高エンタルピー気流条件では反射衝撃波の到達後 $350 \mu\text{s}$ 以降に、中エンタルピー気流条件では $410 \mu\text{s}$ 以降にノズル供給圧が低下したことが確認できる。このノズル供給圧の圧力低下は、第 1 隔膜が破膜するときに生じた膨張波がフリーピストン前面で反射し、衝撃波管管端部に到達したために発生したものと考えられる。また、よどみ点熱流束プローブで計測した熱流束に関しては、高エンタルピー気流条件で $270 \mu\text{s}$ 以降に、中エンタルピー気流条件で $550 \mu\text{s}$ 以降に低下を開始した。以上の事項を考慮すると、本研究に用いた試験気流の持続時間はそれぞれの気流条件において $80 \mu\text{s}$ および $110 \mu\text{s}$ 程度と判断することができる。

ハイスピードカメラを用いた流れ場の観察

模型まわりの流れ場の静定状況を確認するため、ハイスピードカメラを用いたシュリーレン法により流れ場を観察した。ただし、熱流束の計測を行った表 3.1 に示した 2 つの気流条件では、気流密度が低いために十分なコントラストが得られない可能性があった。そこで気流密度の高い、全エンタルピーが 5.7 MJ/kg 、模型設置位置における気流のマッハ数が 8.2 の試験気流を用いて可視化実験を行った。また、可視化窓は測定部の中央に設けられているため、模型の取り付け位置を風洞ノズル出口から 500 mm に変更した。この可視化実験では、ジェット全圧を 200 kPa に設定した。シュリーレン光学系には 2 枚の凹面鏡を使用して光路を Z 型に配置する Toepler の光学系を採用した^[168]。ただし、実験施設の都合により光学系の配置をコンパクトに収める必要があるため、光路を折り返すように光源側とカメラ側にそれぞれ 1 枚ずつの平面鏡を追加して配置した。使用した凹面鏡の直径は 310 mm であり、焦点距離は $3,475 \text{ mm}$ である。可視化のためのシュリーレン光学系は、光源装置およびカメラ以外、すでに図 2.32 に示したものと同一である。光源には発光波長が 640 nm のレーザー光源 (CAVITAR, CAVILUX Smart) を使用した。ハイスピードカメラは Vision Research の PHANTOM v2511 を使用し、 $650,000 \text{ fps}$ のフレーム速度で撮影した。このフレーム速度で撮影が可能な画素数は 128×80 ピクセルである。カメラレンズにはシグマの $150\text{-}600\text{mm F5.6-}6.3 \text{ DG OS HSM Contemporary}$ を使用し、焦点距離を 200 mm 、絞りを開放 (F5.6) に設定した。カメラの露光時間は 1 フレームあたり $1 \mu\text{s}$ とし、この露光幅の間にパルス幅 30 ns で光源が発光するようにカメラと光源装置を同期させた。ナイフエッジは垂直に取り付け、水平方向の密度勾配が可視化できるように設置した。また、ナイフエッジの前方には減光のため ND フィルタを挿入した。

ハイスピードカメラを用いて流れ場の可視化を行った結果を、図 3.4 に示す。なお、可視化画像の右上端部に

見える半球型の像は同期信号を取得するための Pitot プローブであり、試験気流の中央に設置した直径 $\phi 60$ mm の半球円柱模型とは、写真の奥行き方向に 50 mm だけオフセットして設置した。図 3.4 に示した可視化画像を観察すると、一次衝撃波が模型先端に到達した時刻を基準時刻 $t = 0$ とするとき、 $t = -14 \mu\text{s}$ に撮影された画像からは、模型の前方に一次衝撃波が接近してきており、模型の先端から噴射された逆噴射ジェットと干渉しながら一次衝撃波が下流方向に伝ばする様子が観察された。なお、この一次衝撃波が可視化画像で 2 本の線に分解して観察されるのは、ラバールノズル内壁に形成する境界層と伝ばする一次衝撃波が干渉して生じる疑似衝撃波によるものと考えられる。 $t = 114 \mu\text{s}$ では、模型先端部に二次衝撃波が到達しており、 $t = 165 \mu\text{s}$ 程度経過した後は、ノズル内の気流が始動して試験気流が静定している様子が確認できる。また、模型まわりの流れ場は $t = 350 \mu\text{s}$ 以降に静定し、試験気流とジェット層との接触面では渦が発生して境界面での混合が促進されている様子が観察されるものの、およそ $t = 500 \mu\text{s}$ に至るまでの間、マッハディスクや離脱衝撃波の構造が安定的に形成された。 $t = 500 \mu\text{s}$ 以降には、ノズル供給圧の低下に伴ってマッハディスクや離脱衝撃波の形成位置がやや上流側に移動する傾向が観察され、 $t = 700 \mu\text{s}$ 以降は測定部下流側内壁で反射して上流側へ向かう一次衝撃波が再び模型まわりに到達して流れ場を乱す様子が観察された。以上の可視化実験の結果より、試験気流が到達するよりも前に風洞の起動に同期して噴射を開始する逆噴射ジェットが風洞ノズル気流の始動を妨害することなく、試験模型のまわりに極超音速の流れ場が形成されていることが確認できた。また、半球円柱模型の熱流束を計測するために十分な試験時間が確保できていることを確認することができた。

3.2.4 結果と考察

逆噴射ジェットを使用しない場合の熱流束分布

逆噴射ジェットを使用しない場合の半球円柱模型の熱流束分布を図 3.5 に示す。なお、参照用のよどみ点熱流束プローブで計測した熱流束の平均値は、高エンタルピー気流条件で 5.2 MW/m^2 、中エンタルピー気流条件で 1.8 MW/m^2 であった。図 3.5 を見ると、いずれの気流条件においても、無次元化して表した熱流束分布としては定性的に一致していることが確認できる。ただし、中心軸から 90° の測定点では、中エンタルピー気流条件における値が高エンタルピー気流条件における値よりも高くなった。このことは、試験気流のレイノルズ数が互いに異なるため、中エンタルピー気流条件では 80° から 90° の領域において層流境界層が乱流境界層に遷移したために、壁面の熱流束が増大したものと推定される。参考のため、林らの実験的研究^[118]と本研究の気流条件について、模型表面上のレイノルズ数分布を図 3.6 に比較する。ここで、図 3.6 に示したレイノルズ数は、模型先端のよどみ点からの距離を代表長さとして、主流の密度および速度と、主流の静温度からサザランドの式により求めた粘性係数とを用いて算出した。なお、ここに比較した林らの研究は、気流マッハ数と模型直径が本研究とは異なるものの、模型形状が同じ半球円柱模型であるため遷移レイノルズ数に関しては同程度となると考えられる。林らの研究では、中心軸から 20° に至る範囲において境界層遷移による熱流束の上昇が発生したとされており、レイノルズ数が 2.5×10^5 以下の領域で境界層遷移が発生したと判断できる。一方、本研究における中エンタルピー気流条件では、中心軸から 80° の点でのレイノルズ数は 1.7×10^4 であるため、レイノルズ数の比較からも境界層の遷移が発生することは十分に考えられる。

極超音速流中に置かれた迎角および偏揺れ角がゼロの半球物体に加わる熱流束分布は、境界層が層流である場合について Lees^[200] が境界層方程式に基づくモデル式を与えており、次の式で表される。

$$\frac{q_w|_{\theta}}{q_w|_{0^\circ}} = \frac{2\theta \sin \theta \left\{ \left[1 - \left(\frac{1}{\gamma_\infty M_\infty^2} \right) \right] \cos^2 \theta + \left(\frac{1}{\gamma_\infty M_\infty^2} \right) \right\}}{D(\theta)^{1/2}} \quad (3.3)$$

ここで、

$$D(\theta) = \left(1 - \frac{1}{\gamma_\infty M_\infty^2} \right) \left(\theta^2 - \frac{\theta \sin 4\theta}{2} + \frac{1 - \cos 4\theta}{8} \right) + \frac{4}{\gamma_\infty M_\infty^2} \left(\theta^2 - \theta \sin 2\theta + \frac{1 - \cos 2\theta}{2} \right). \quad (3.4)$$

式(3.3)を式(3.2)と同様に無次元化するためには、よどみ点の対流加熱が曲率半径について $r^{-1/2}$ に比例する^[13]ことを考慮すればよいので、次のように修正することができる。

$$q_w|_{0^\circ} = \sqrt{\frac{r_{\text{ref}}}{r_w}} q_{\text{ref}} \quad (3.5)$$

図3.5にはLeesのモデル式による熱流束分布を破線で示す。いずれの測定値も、よどみ点から遠ざかるにつれて熱流束が低下するという点でLeesのモデルに定性的に一致したものの、Leesのモデルよりも高く推移した。このように、測定値が完全気体の層流を想定したLeesのモデルよりも高く推移した原因としては、模型表面の触媒性による再結合反応で模型表面の熱流束が上昇したことが考えられる。さらに、中エンタルピー気流条件では模型の後端部付近で発生した境界層の乱流遷移によって、Leesのモデルよりも高い熱流束が計測されたものと考えられる。

高エンタルピー気流条件での空力加熱低減効果

高エンタルピー気流中における逆噴射ジェットによる空力加熱防御の効果を調べた実験結果を、図3.7(a)に示す。逆噴射ジェットを用いた場合には、中心軸から30°のよどみ点に近い計測点で、冷却気体を噴射したすべてのケースにおいて熱流束を低減させることができた。熱電対を取り付けることが不可能であったため本研究では計測することができなかったが、図1.6に示した流れ場の構造を考慮すると、少なくとも30°よりも中心軸に近いよどみ点近傍では、逆噴射ジェットによって熱流束が低減されていることが予想される。この結果から、これまではcold hypersonicな気流中でしか明らかにされていなかった逆噴射ジェットによる空力加熱防御効果が、高エンタルピー気流中でも得られることが明らかとなった。また、70°よりも離れた計測点での熱流束はいずれのジェット全圧の場合にも噴射を用いない場合と同程度となった。一方、ジェット全圧が60 kPa以下の場合には、中心軸より40°から60°の計測点において噴射を用いない場合よりも熱流束が増加した。これらの計測点では、ジェット全圧を高くするほど熱流束のピーク値が減少した。さらにジェット全圧を高くしたジェット全圧100 kPaのケースでは、すべての計測点において熱流束を低減させることができた。この結果から、逆噴射ジェットの全圧を高くするほど空力加熱低減の効果が向上するということができる。このように、逆噴射ジェットのジェット全圧によって熱流束の分布が変化したメカニズムは、流れ場の構造から説明することができる。すなわち、逆噴射ジェットを用いる場合、よどみ点からの冷却気体の噴射によって、よどみ点のまわりに流れのはく離が発生し、よどみ点の周囲を取り囲むように円管型の再循環領域が形成される。この再循環領域の外側では、再循環領域に入らない流体が後方に流れ去るため、模型表面に再付着する。再付着点よりも下流側では境界層厚さが減少することによって流体によるせん断応力が増大するため、レイノルズ数^[10]として知られているように熱流束が上昇する。また、再付着点よりも下流では流体が模型に沿って流れる必要があるため、再付着点付近において流れの偏向が生じる。この偏向角が大きい場合ほど、流れを強く圧縮する効果が生じるため、この部分を通る気流の温度上昇をもたらす。このせん断応力の増大と、流れの偏向によって生じる圧縮に伴う温度上昇が、再付着点付近において熱流束上昇をもたらす要因である。例えば、ジェット全圧が比較的低い場合には、中心軸に近い部分で再付着が発生するため、再付着点での流れの偏向角が比較的大きく、再圧縮により生じる温度上昇が激しい。一方、ジェット全圧を高くするに従って、再循環領域が主流の上流方向、および模型の半径方向に広がる。それとともに再付着点が後方に移動することにより再圧縮の効果が弱まるため、再付着付近での温度上昇が抑えられる。また、ジェット全圧が高い場合には冷却気体の流量が多いため、フィルム冷却の流れ場^[20]と似たように、模型表面を覆う低温のジェット層の厚みが増すことも、熱流束低減に大きな効果を及ぼす。以上の結果から、本研究における高エンタルピー気流において、逆噴射ジェットによる空力加熱低減効果が得られることが明らかとなった。

中エンタルピー気流条件での空力加熱低減効果

図3.7(b)に示す中エンタルピー気流中の結果について、逆噴射ジェットを用いた場合には、いずれのジェット全圧においてもよどみ点に近い30°の計測点で熱流束を低減させることができた。また、ジェット全圧が

150 kPa 以下の場合には、 40° の計測点で熱流束が大幅に上昇した。ただし、高エンタルピー気流中での 40° における計測結果よりも熱流束が大幅に上昇した原因としては、熱電対の個数の制約から空間分解能が 10° の計測であったため、熱流束のピークに近い位置に計測点が配置されていたことが要因のひとつであると考えられる。加えて、主流全圧とジェット全圧との比を考慮した場合、中エンタルピー気流条件における全圧が 50 kPa の逆噴射ジェットは、本研究で用いた条件の中で全圧比が最も低い。過去に行われた研究から、全圧比の低い逆噴射ジェットでは流れ場が不安定になることが知られている^[105,106]。逆噴射ジェットまわりの流れ場が不安定になった場合、再付着点近傍で強い衝撃波干渉^[202]が発生することによっても高温領域が形成されるため、逆噴射ジェットによる冷却効果が相殺されるものと考えられる。このことから、中エンタルピー気流条件において、全圧が 50 kPa の逆噴射ジェットを用いた場合、流れ場が不安定となることによって 40° の計測点近傍で衝撃波干渉が生じて熱流束が増加したことが考えられる。一方、ジェット全圧が 100 kPa 以下の場合には、中心軸から 90° の計測点で噴射を用いない場合よりも熱流束が増大した。これは、逆噴射ジェットによって境界層の乱流遷移が促進されたために熱流束が増加したものと考えられる。このような境界層の遷移が疑われるような傾向は、高エンタルピー気流条件下では現れなかった。また、半球部分におけるジェット層の厚みは $r \sin \theta$ に反比例の関係で減少することが予想される。このため、中心軸から離れた部分ではフィルム冷却と同様の冷却効果が低下するとともに、触媒性による再結合反応が促進されることも、熱流束増大の要因となるものと考えられる。一方、ジェット全圧が 200 kPa の場合には、すべての計測点で熱流束を低減させることができた。このとき十分な量の冷たいジェット層が模型表面に供給されたため、ジェット全圧が 150 kPa 以下の場合に見られるような中心軸から離れた計測点における熱流束の上昇は観察されなかったものと考えられる。以上の結果から、本研究における高エンタルピー気流および中エンタルピー気流の両方において、逆噴射ジェットによる空力加熱低減効果が得られることが明らかとなった。さらに、高エンタルピーな極超音速気流中でも、ジェット全圧を高くするほど TPS としての能力が向上することが確認された。

冷却効果を整理するパラメータの検討

過去に行われてきた逆噴射ジェットに関する研究の多くは、逆噴射ジェットの噴射強度を表すパラメータとして、主流全圧とジェット全圧との比である全圧比を用いてきた。しかし、主流マッハ数が大きいほど衝撃波前後で生成されるエントロピーが大きくなるため、全圧比を等しく保ったとしても、主流マッハ数の異なる流れ場に噴射する逆噴射ジェットは、その膨張の程度や噴流構造が大きく異なることが考えられる。また、現在のところ気流条件が異なる流れ場での逆噴射ジェットによる空力加熱防御効果を予想するパラメータは示されていない。突入飛行中の宇宙往還機が遭遇するような飛行状態が刻々と変化する機体の TPS として逆噴射ジェットを採用する場合、飛行マッハ数などの変化に対して空力加熱防御性能を効果的に発揮させることが重要である。そのためには、気流条件の異なる流れ場における逆噴射ジェットの空力加熱防御性能を整理するパラメータを明らかにする必要がある。そこで、気流マッハ数や全エンタルピーの異なる気流条件下で実験的研究によって示された空力加熱防御効果を、いくつかのパラメータによって整理し比較する。なお、ここでは半球円柱模型の先端から逆噴射ジェットを音速で噴射する場合の空力加熱防御効果を扱うものとする。

超音速流中における逆噴射ジェットに関する過去の研究について著者らが行った文献調査から、逆噴射ジェットの効果を整理するためにこれまでに提案されてきた噴射強度を表すパラメータは 5 つに分類できることがわかった。すなわち全圧比^[105,107,108,118,119,203]、全圧比と断面積比の積 (R_{PA})^[204]、主流 Pitot 圧とジェット全圧との比 (jet pressure ratio)^[115,121,122,205]、質量流量比^[109]、および運動量比^[121,122]である。また、これらの分類方法に加えて主流のエネルギーと逆噴射ジェットの冷却気体のエネルギーとの比 (エネルギー比) も逆噴射ジェットの噴射強度を表すための新たなパラメータとして検討する。ここで、全圧比を用いたパラメータは気流マッハ数が変化すると、逆噴射ジェットによる空力加熱防御効果を表すうえでの一般性を失うことが考えられる。そこで、 R_{PA} の全圧比の項を jet pressure ratio に置き換えた新たなパラメータを新たに提案する。これら 7 つのパラメータの定義式を表 3.3 に示す。よどみ点に近く逆噴射ジェットによる空力加熱防御効果が顕著に表れる中心軸から 30° の計測点における熱流束の変化率について、これら 7 つのパラメータを用いて整理したものを

表 3.3 逆噴射ジェットの空力加熱防御効果を整理するためパラメータ

名称	定義式
全圧比	$\frac{p_{j,0}}{p_{\infty,0}}$
全圧比と断面積比との積, R_{PA}	$\frac{p_{j,0}A_j}{p_{\infty,0}A_{base}}$
Jet pressure ratio	$\frac{p_{j,0}}{p_{Pitot}}$
質量流量比	$\frac{\rho_j u_j A_j}{\rho_{\infty} u_{\infty} A_{base}}$
運動量比	$\frac{\rho_j u_j^2 A_j}{\rho_{\infty} u_{\infty}^2 A_{base}}$
エネルギー比	$\frac{\rho_j u_j A_j \{R_j T_j / (\gamma_j - 1) + u_j^2 / 2\}}{\rho_{\infty} u_{\infty} A_{base} \{R_{\infty} T_{\infty} / (\gamma_{\infty} - 1) + u_{\infty}^2 / 2\}}$
Jet pressure ratio と断面積比の積	$\frac{p_{j,0} A_j}{p_{Pitot} A_{base}}$

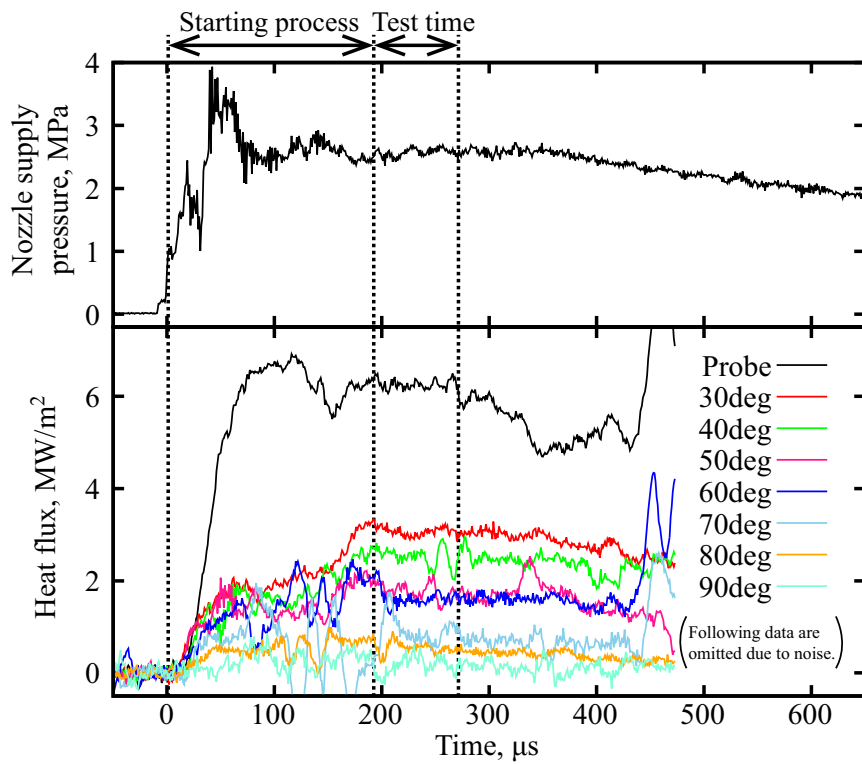
図 3.8 に比較する。本研究とは主流マッハ数や全エンタルピーの異なる流れ場における逆噴射ジェットの空力加熱防御効果についても比較するため、林ら^[118]の実験結果も図中に示した。なお、林らの研究では主流マッハ数は 3.98 で、全エンタルピーは 0.40 MJ/kg および 0.50 MJ/kg であった。林らの研究では直径 50 mm の半球円柱模型を使用し、冷却気体を噴射するノズルの直径は 4 mm、冷却気体には本研究と同じく室温の窒素を使用し音速で噴射した。図 3.8 を見ると、いずれのパラメータを用いた熱流束の比較においても逆噴射ジェットの全圧を高くするほど空力加熱防御効果が向上することを意味する、右肩下がりの分布となった。また、図 3.8(e) に示した運動量比をパラメータとして比較する場合と、図 3.8(g) に示した jet pressure ratio と断面積比との積をパラメータとして比較する場合において、他のパラメータを用いた場合よりも熱流束の変化率がまとまりよく整理された。

ここで、能動的な TPS には局所的な熱流束を低減するだけでなく、模型全体が受ける全熱量をも同時に低減する能力を有することが望ましい。単位時間あたりに模型に加わる全加熱量 Q を次式により定義する。

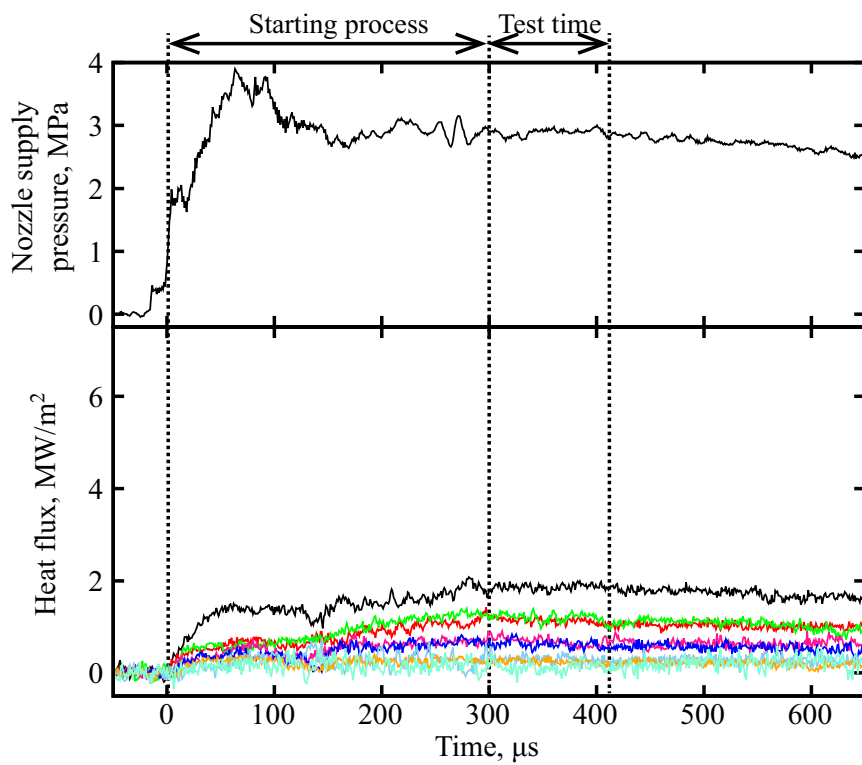
$$Q = 2\pi r^2 \int_{30^\circ}^{90^\circ} q_w \sin \theta d\theta \quad (3.6)$$

逆噴射ジェットによる全加熱量の低減効果を整理するパラメータに関して調査するため、図 3.9 に示すように高エンタルピー気流中での実験結果と林らによる実験結果に関して、7つのパラメータにより全加熱量を整理して比較した。なお、模型壁面における熱流束は離散的に配置したセンサにより計測したため、全加熱量は台形積分によって評価した。その結果、図 3.8 に示した中心軸から 30° の計測点における熱流束の低減効果と同様に、図 3.9(e) に示した運動量比や、図 3.9(g) に示した jet pressure ratio と断面積比との積を用いるとき、他のパラメータを用いたときよりも全加熱量の変化率がまとまりよく整理された。

以上の結果より、逆噴射ジェットの噴射強度を表すパラメータとして主流と逆噴射ジェットの運動量比、または jet pressure ratio と断面積比との積を用いることにより、主流条件の異なる流れ場においても、音速で噴射する逆噴射ジェットを用いる場合の半球模型表面の空力加熱防御効果を比較的まとまりよく整理できることが明らかとなった。これら 2つのパラメータのうち jet pressure ratio と断面積比との積は、飛行中に直接計測することのできる Pitot 圧を用いて表すことができるため、運動量比を用いて整理するよりも実機への適用性が高いパラメータであると考えられる。



(a) 高エンタルピー気流条件



(b) 中エンタルピー気流条件

図 3.3 衝撃波管管端部におけるノズル供給圧および模型表面熱流束の計測例

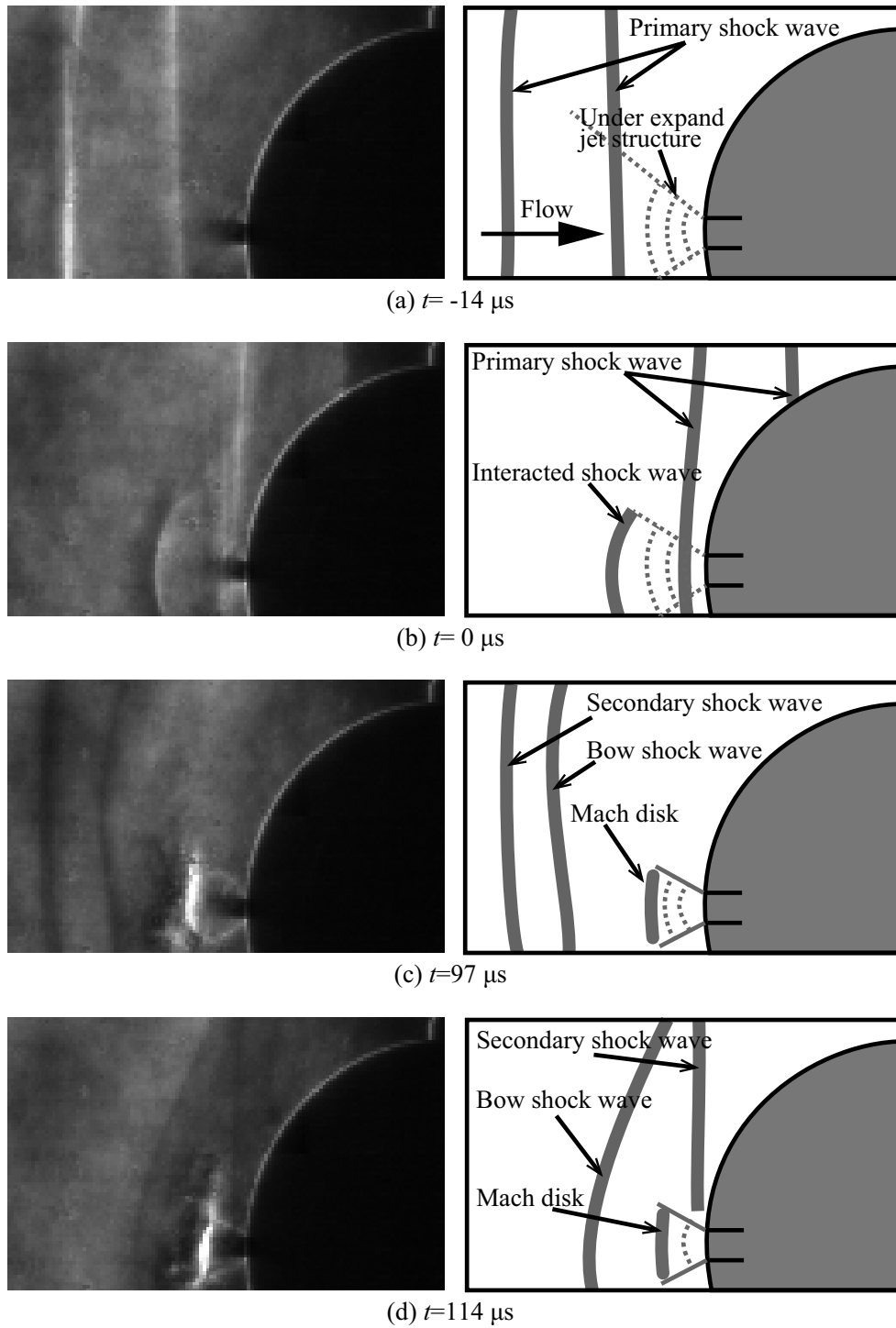


図 3.4 シュリーレン法による可視化結果

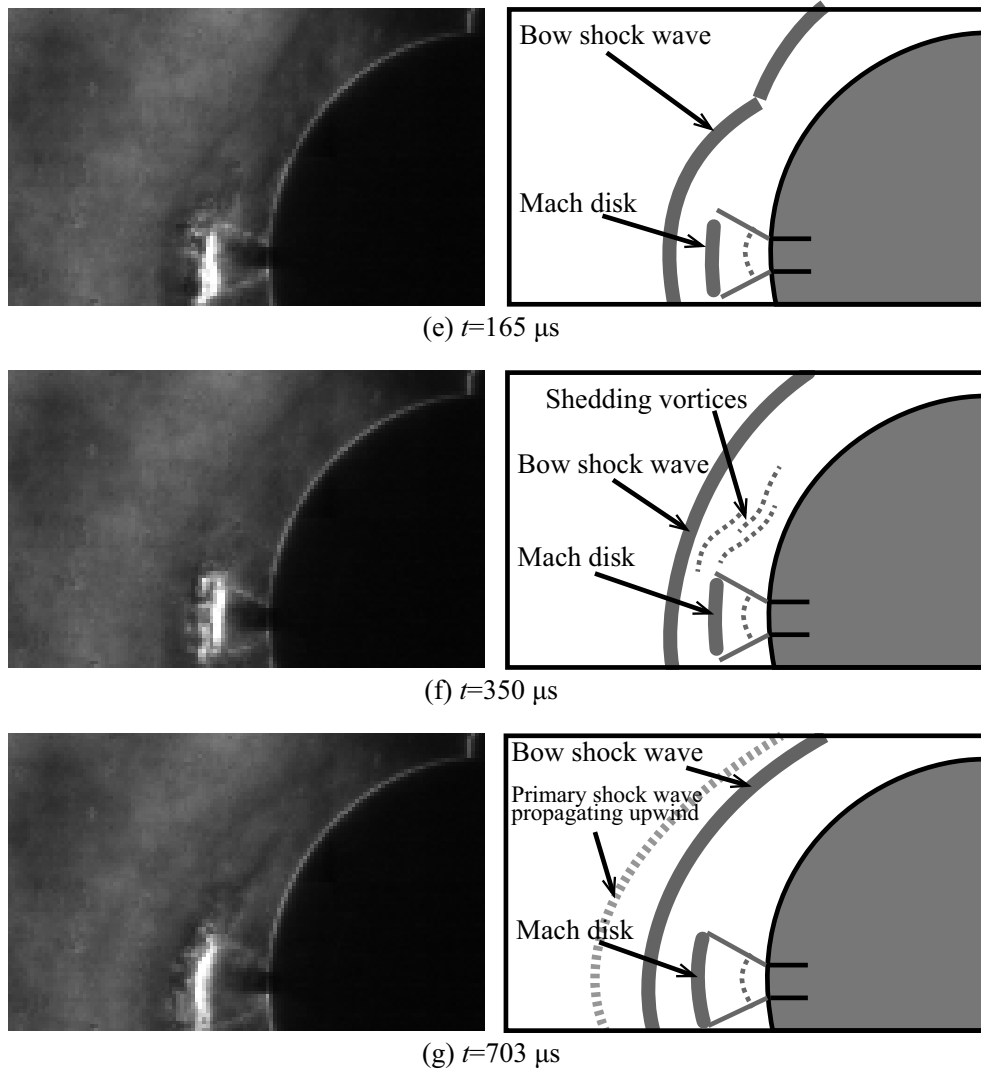


図 3.4 シュリーレン法による可視化結果 (続き)

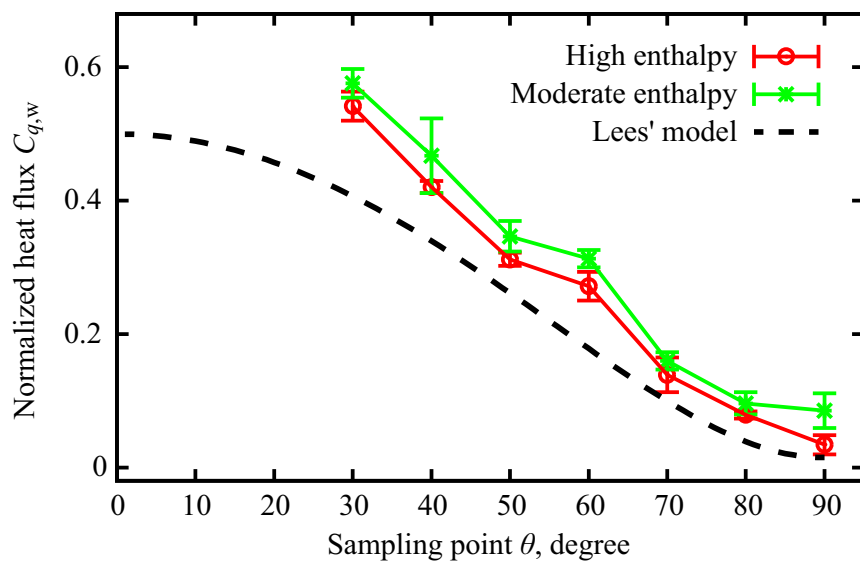


図 3.5 Nojet における無次元熱流束分布

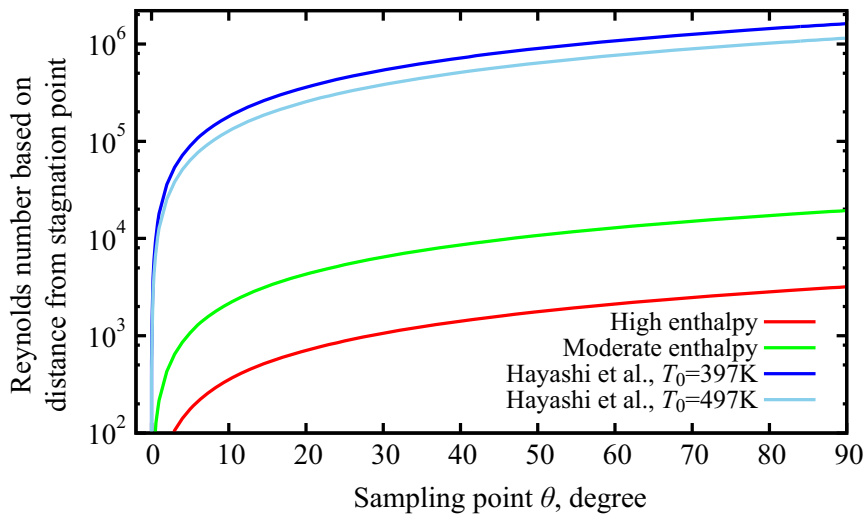


図 3.6 半球円柱模型表面上のレイノルズ数分布の比較

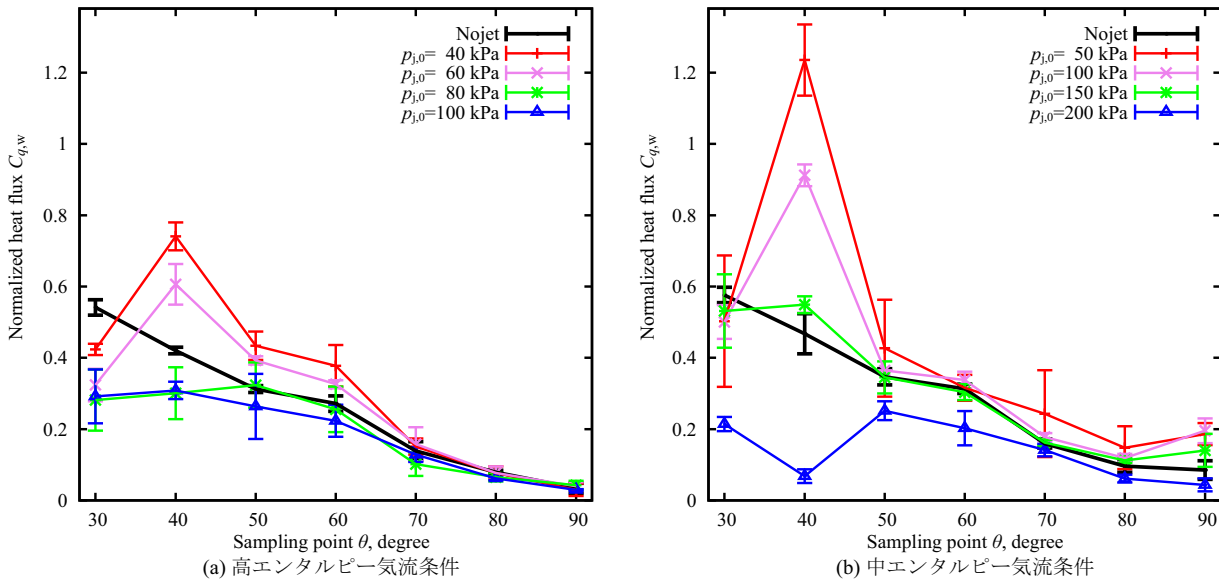


図 3.7 逆噴射ジェットによる熱流束低減効果比較

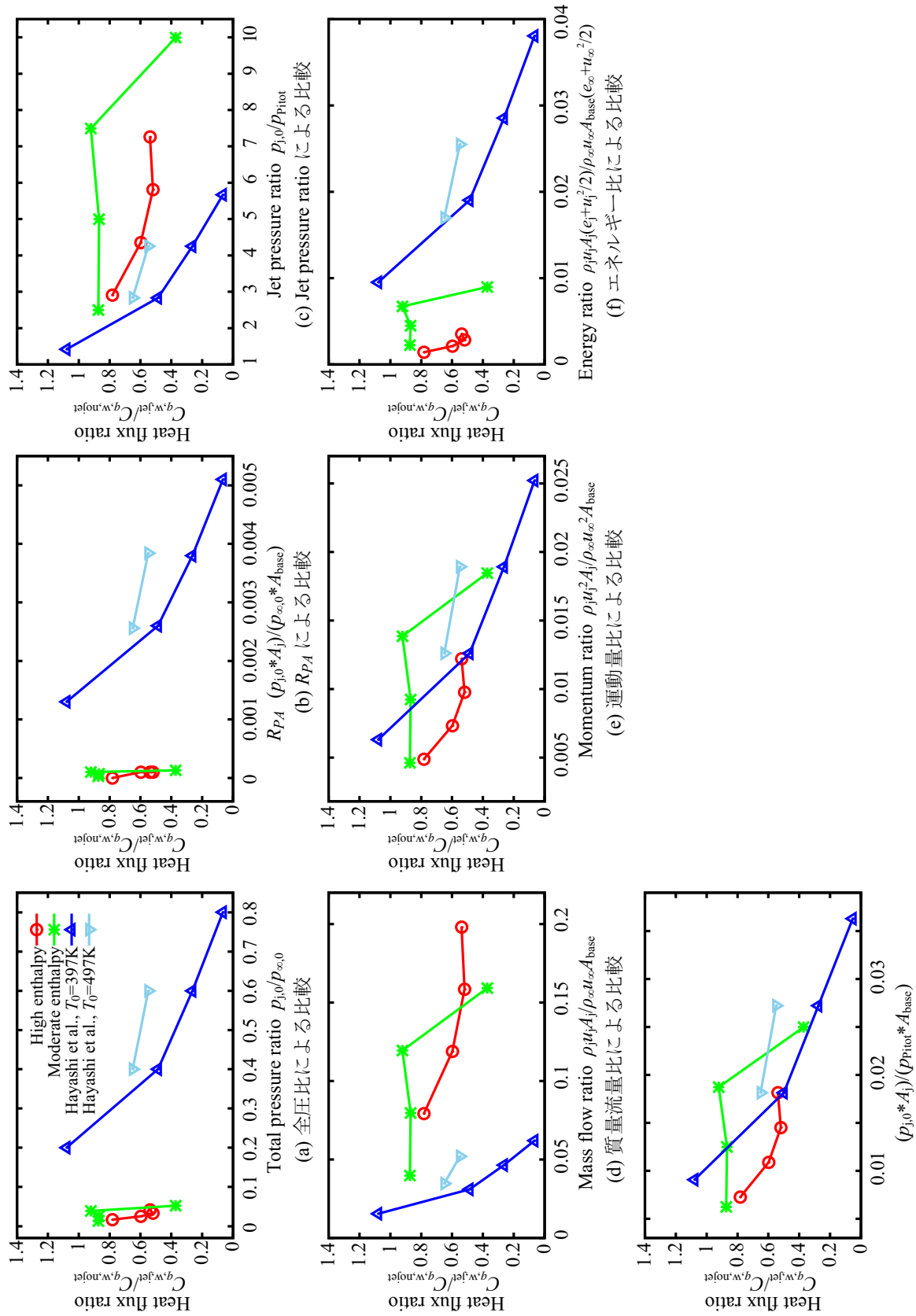
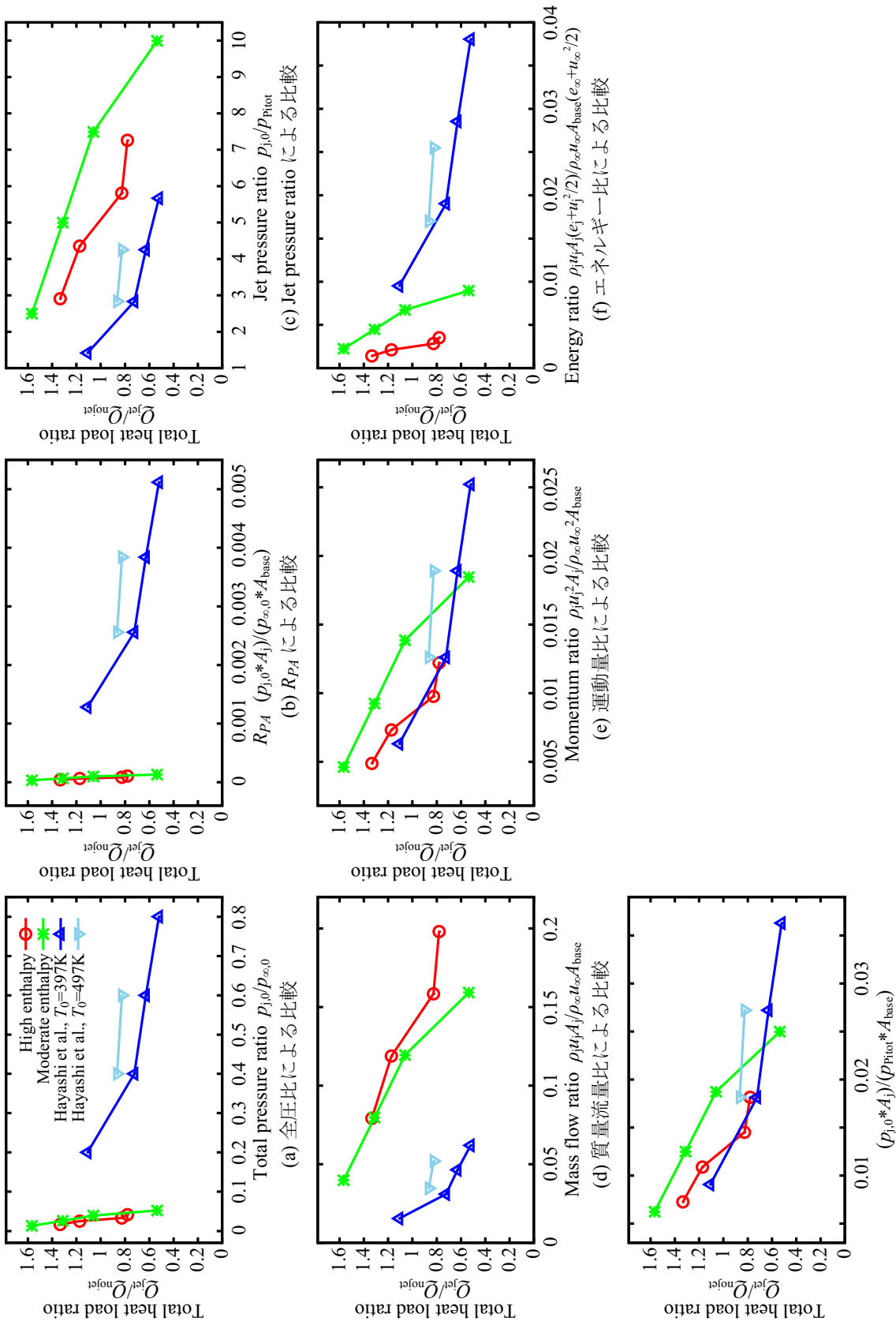


図 3.8 逆噴射ジェットによる熱流束低減効果を整理するためのパラメータの比較 ($\theta = 30^\circ$)



(g) Jet pressure ratio と断面積比との積

図 3.9 逆噴射ジェットによる全加熱量低減効果を整理するためのパラメータの比較

3.3 逆噴射ジェットによる空力加熱防御に関する数値的研究

3.3.1 支配方程式と数値解法

本研究では、第 3.2 節に示したフリーピストン衝撃風洞における高エンタルピー気流条件に関して、CFD を用いて流れ場の構造を調査することを目的として数値的な研究を行った。半球円柱形状の先端から冷却気体を噴射する流れ場を数値的に計算するためには、粘性による影響を考慮することが不可欠であるので、軸対称 Navier-Stokes 方程式を支配方程式とした。軸対称の Navier-Stokes 方程式とともに、同じく軸対称座標系における連続の式とエネルギーの式を連立させた。また、 (x, y) 平面上に定義されるデカルト座標系に置かれた物体表面に沿って計算格子を配置して計算を行えるよう、式 (3.7) に示すように支配方程式を (ξ, η) 平面上の一般座標系に座標変換^[206]して扱うこととした。なお、今回の数値的研究にあたっては、計算コストの面から並進エネルギーの緩和や化学反応の効果を含まずに計算を行った。これは、下に示すように逆噴射ジェットの全圧に関して多くのケースの計算を行い、流れ場の構造を観察することを優先したためである。

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta} + \hat{H} = \frac{\partial \hat{E}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}_v}{\partial \eta} + \hat{H}_v \quad (3.7)$$

ここで、Jacobian を J とし、

$$\frac{1}{J} = \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial y}{\partial \eta} + \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial y}{\partial \xi} x_{\xi} y_{\eta} + x_{\eta} y_{\xi} \quad (3.8)$$

と書くとき、

$$\begin{aligned} \hat{Q} &= \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, & \hat{E} &= \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho U \\ \rho u U + \xi_x p \\ \rho v U + \xi_y p \\ U(e + p) \end{bmatrix}, & \hat{R} &= \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho u V + \eta_x p \\ \rho v V + \eta_y p \\ V(e + p) \end{bmatrix} \\ \hat{E}_v &= \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \xi_x \tau_{xx} + \xi_y \tau_{xy} \\ \xi_x \tau_{xy} + \xi_y \tau_{yy} \\ \xi_x \beta_x + \xi_y \beta_y \end{bmatrix}, & \hat{F}_v &= \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \eta_x \tau_{xx} + \eta_y \tau_{xy} \\ \eta_x \tau_{xy} + \eta_y \tau_{yy} \\ \eta_x \beta_x + \eta_y \beta_y \end{bmatrix} \\ \hat{H} &= \frac{1}{J} \frac{1}{y} \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho u c \\ \rho v^2 \\ v(e + p) \end{bmatrix}, & \hat{H}_v &= \frac{1}{J} \frac{1}{y} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ 2\mu \left(\xi_y \mu_{\xi} + \eta_y \mu_{\eta} - \frac{v}{y} \right) \\ \beta_y \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.9)$$

である。ここで、

$$\beta_x = \tau_{xx} u + \tau_{xy} v \quad (3.10)$$

$$\beta_x = \tau_{yx} u + \tau_{yy} v. \quad (3.11)$$

なお、反変速度成分 U および V は、メトリクスを用いて次のように書ける。

$$\begin{aligned} U &= \xi_x u + \xi_y v \\ V &= \eta_x u + \eta_y v \end{aligned} \quad (3.12)$$

式 (3.7) を有限差分法により離散化し、対流項に関しては MUSCL 内挿^[207,208]を用いて 2 次精度化した AUSM-DV 法^[144]により評価した。粘性項は 2 次精度の中心差分をとることにより評価した。また、時間積分は LU-ADI 法^[209]を採用した。

なお、本研究で解析する主流条件は、単位レイノルズ数で 1.1×10^5 1/m であり、模型直径は 60 mm である。そのため、流れは十分に層流を保つ領域にあるものと考えられるので、乱流モデルは使用せず、層流の非定常計算を行うこととした。

3.3.2 計算格子

半球円柱模型まわりの流れ場を空間的に離散化して解析するため、図 3.10 に示す C 型格子を生成した。格子生成には、市販ソフトウェアの Gridgen を使用した。この計算格子は、 i 方向および j 方向にそれぞれ 600 点および 400 点の 24 万点を配置した。壁面近傍における最小区格子点幅は $10\ \mu\text{m}$ とした。また、衝撃波干渉の発生が予想される領域や、冷却気体を噴射させるノズルの周辺部には格子点を密に配置した。

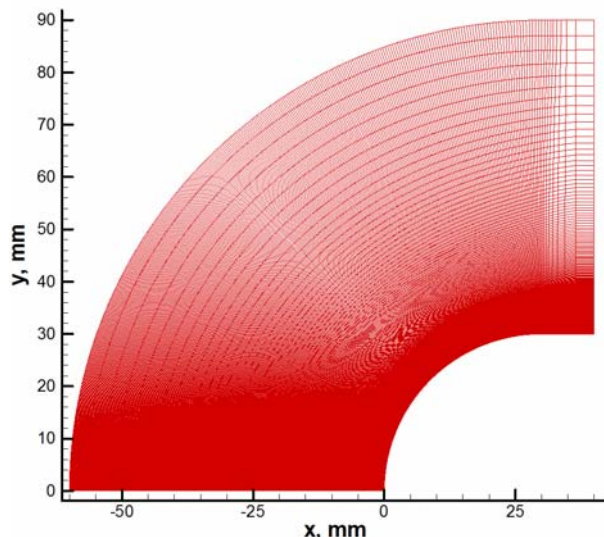


図 3.10 半球円柱物体まわりの CFD 計算を行うために生成した格子

3.3.3 境界条件

半球円柱模型に相当する境界には、滑りなし条件を与えた。また、フリーピストン衝撃風洞の気流持続時間は極めて短く、試験時間中に模型の温度はほとんど一定とみなすことができるため、模型壁面の温度は室温とし、等温壁の境界条件を与えた。

半球部分の先端に位置する逆噴射ジェットの出口では、 $\phi 3\ \text{mm}$ となるようにノズル出口境界の格子点を与えると同時に、気体力学の関係式から音速で噴射するよう保存量ベクトルと圧力を与えた。

3.3.4 解析ケース

噴射する冷却気体の全圧をパラメータとして、噴射なし（以下、「nojet」という）、40 kPa, 50kPa, 60 kPa, 70 kPa, 80 kPa の全 6 ケースに関して解析を行った。なお、噴射する冷却気体は、主流と同じ空気を想定した。

3.3.5 気流条件

気流条件としては、フリーピストン衝撃風洞の高エンタルピー気流条件におけるノズル出口状態を使用した。気流条件を表 3.4 に示す。

3.3.6 計算結果のバリデーション

鈍頭物体の前方に形成する離脱衝撃波の離脱距離と衝撃波前後での物理量のジャンプ量を用いて、CFD ソースコードのバリデーション計算を行った。バリデーション計算に用いた計算格子を図 3.11(a) に示す。なお、気

表 3.4 気流条件

Mach number	6.6	
Static temperature	1300	K
Static pressure	440	Pa
Unit Reynolds number	1.1×10^5	1/m

流条件は表 3.4 に示した条件とした。

衝撃波の離脱距離に関しては、Billig が幅広い気流マッハ数に対して衝撃波離脱距離を推算するための経験式を与えている^[210]。それによると、超音速流中におかれた球体の前方に形成される離脱衝撃波の離脱距離は、次に式により表される。

$$\frac{\delta}{R} = 0.143 \exp\left(\frac{3.24}{M_\infty^2}\right) \quad (3.13)$$

式 (3.13) により推定した衝撃波の離脱距離は、気流マッハ数が 6.6 であるとき、球の半径に対して 0.154 倍であると予想される。これに対して、バリデーション計算の結果、離脱距離がおよそ 4.5 mm であったので、半径 30 mm に対する割合は 0.15 であった。この結果は、Billig による経験式と 3% 以内で一致している。また、衝撃波を挟んでの温度のジャンプ量や、Rayleigh の Pitot 管公式により推定される Pitot 圧とバリデーション計算の結果とを比較すると、それぞれ 0.05% および 0.2% 以内で一致した。以上の結果から、本 CFD ソースコードを用いた計算結果は妥当であると判断することができる。

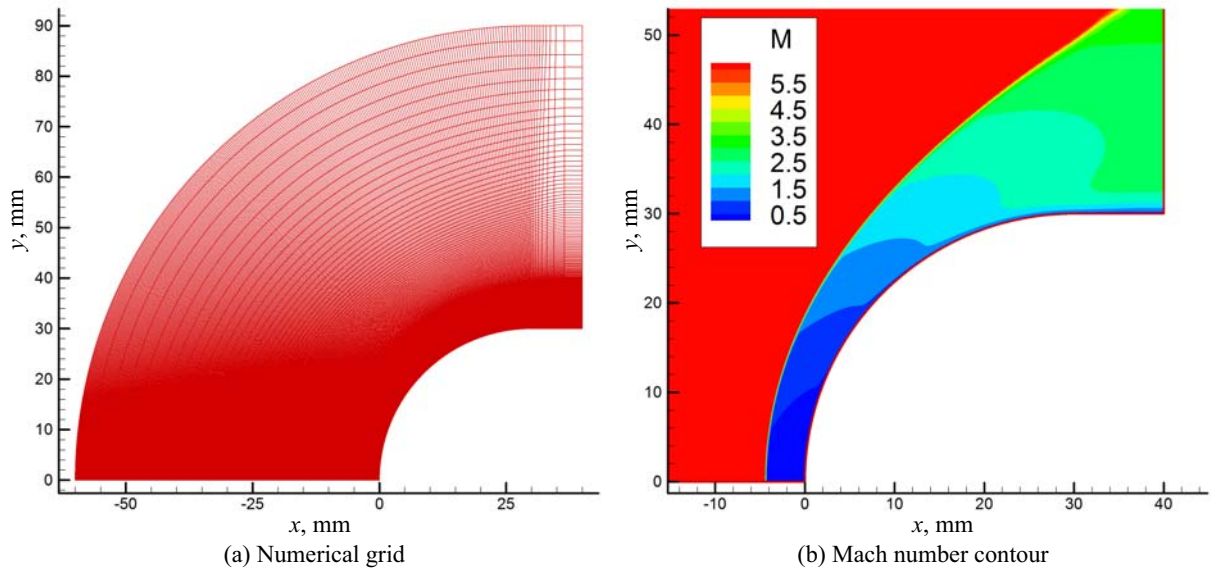


図 3.11 CFD コードのバリデーション結果

3.3.7 流れ場の可視化

半球円柱模型の先端から逆噴射ジェットを噴射する場合の CFD を用いて計算した流れ場を図 3.12 に示す。ただし、逆噴射ジェットまわりの流れ場はジェットの条件によって流れ場全体が不安定になるケースがあるほか、ジェット層と主流の接触面では脈動するようなケースがあった。そのため、以下に示す計算結果は十分に長い時間にわたって計算を行った複数の計算結果の平均をとることによって、時間平均の流れ場に関して議論を行うこととする。

図 3.12(a) に示した nojet のケースでは、離脱衝撃波を伴う典型的な鈍頭物体周りの流れ場を得ることができ

た。このケースでは、衝撃波背後に 10,000 K を超えるような領域が形成された。実際の流れ場では、1 気圧の空気で 2,000 K を超えるような高温状態においては、分子の解離などの化学反応が発生する^[13]。この影響によって並進エネルギーは緩和されるので、本研究で用いたような熱量的完全気体としてのモデリングには限界がある。しかし、流れ場の概要を理解する上では有益な結果であると考えられる。図 3.12(b)–(f) に示した逆噴射ジェットを用いる場合には、冷却気体が噴射されるノズル部分を取り囲むように再循環領域が形成していることが確認できる。また、運動量を持った冷却気体が離脱衝撃波を上流側に押し返すため、ジェット全圧を高くするほど離脱衝撃波が形成する位置が上流側に移行している。また、よどみ点を取り囲むように形成した再循環領域は、半球部分の外周側に向かって伸びたのち、模型の表面に再付着する流れ場が観察できる。このように再付着した気流は模型表面に沿って下流に流れるため、圧縮波を伴って偏向する。この圧縮波の影響によって再圧縮が発生しており、逆噴射ジェットを用いたすべてのケースにおいて再圧縮による高温領域が形成された。しかし、再圧縮の影響は冷却気体の全圧を高くするほど弱まっており、再圧縮により到達する温度が低下した。

CFD 結果から得られた半球表面のせん断応力分布から推算した再付着点の位置を表 3.5 に示す。この表を見ると、ジェット全圧を高くするにつれて再付着点は次第によどみ点から離れるという傾向が捉えられた。しかし、ジェット全圧を 70 kPa から 80 kPa に高めた場合には、僅かではあるものの再付着点がよどみ点に近づく傾向が見られた。

表 3.5 ジェット全圧による再付着点の比較

Nojet	-
40 kPa	30.7°
50 kPa	32.5°
60 kPa	33.0°
70 kPa	33.8°
80 kPa	33.6°

3.3.8 壁面熱流束分布および圧力分布

半球円柱模型の表面に作用する熱流束と圧力の分布を図 3.13 に示す。図 3.13 を見ると、いずれのケースにおいても中心軸から 30° の範囲において逆噴射ジェットによって熱流束と圧力の両方が低減した。しかし、熱流束については 60 kPa 以下の場合に噴射を用いない場合よりも上昇する領域が発生した。熱流束のピークに関しては、ジェット全圧を高くするほど小さくなるとともに、ピーク位置が下流側に移動する結果が得られた。一方、圧力についてはいずれのケースでも 30° から 50° の領域において噴射を用いない場合よりも高く推移した。圧力分布のピークに関しては、ジェット全圧を高くするほど小さくなり、ピークの位置も下流側に移行した。このように、熱流束や圧力が噴射を用いない場合よりも高くなる領域は、表 3.5 に示した再付着点よりもわずかに下流側に存在していることがわかる。このことから、再付着点において発生する流れの偏向をもたらすために形成される再圧縮の作用が、熱流束と圧力のピークをもたらすことがわかる。このピークはジェット全圧が高くなるほど緩和することから、強いジェットを用いるほど逆噴射ジェットの効果が向上するという過去の研究によって明らかにされてきた事項が本研究においても得られた。この熱流束と圧力のピークを更に低減させるためのデバイスとしては、extended nozzle 付き逆噴射ジェットを挙げることができる。Extended nozzle 付き逆噴射ジェットに関する研究は、第 4 章および第 5 章で述べる。

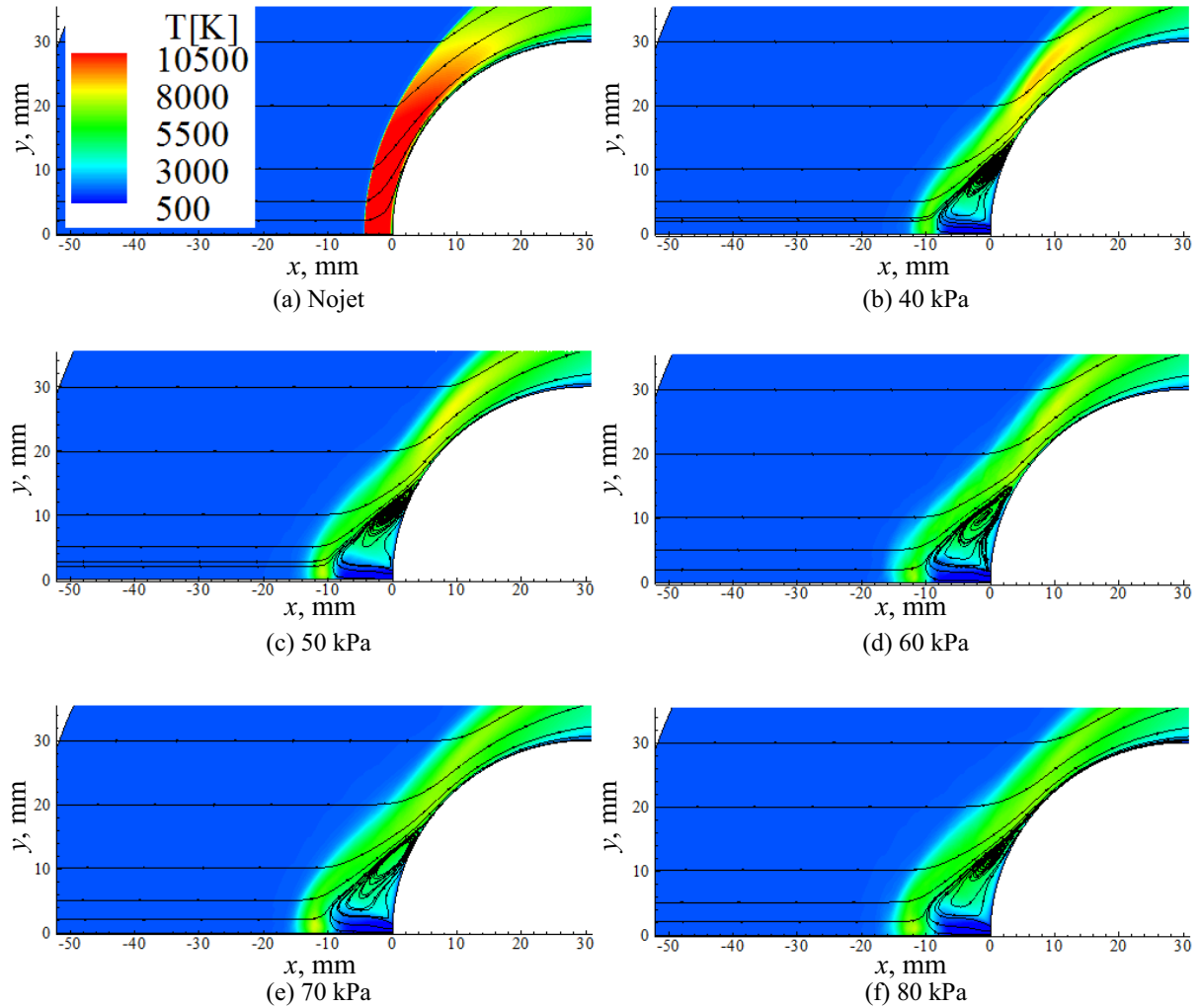


図 3.12 CFD により得られた温度分布と流線

3.3.9 全加熱量および空力抵抗の比較

能動的な TPS としての能力としては、局所的な熱流束や圧力を低減させる効果に加えて、模型全体が単位時間あたりに受ける空力加熱の総量や空力抵抗などを低減させる効果も期待される。そこで、次の式により定義する全加熱量 Q に関して比較を行った。

$$Q = 2\pi \int_{\text{wall}} q_w r ds \quad (3.14)$$

全加熱量 Q の比較を図 3.14 に示す。図 3.14 を見ると、逆噴射ジェットの全圧を高くするほど、単位時間あたりに受ける全加熱量が単調に減少するという結果が得られた。

続いて、逆噴射ジェットを使用するときの空力抵抗の比較を行う。一般に、空力加熱を小さくするためには前縁半径を大きくすることが有利であるが、そうすると空力抵抗が上昇するという特性があるため、空力加熱の低減と空力抵抗の低減は両立することが難しい要求である^[90]。本研究では、空力抵抗 D は圧力抵抗、粘性抵抗、逆噴射ジェットによる和であると考え、次の式によって評価した。

$$D = F_{\text{pressure}} + F_{\text{shear stress}} + F_{\text{jet thrust}} \quad (3.15)$$

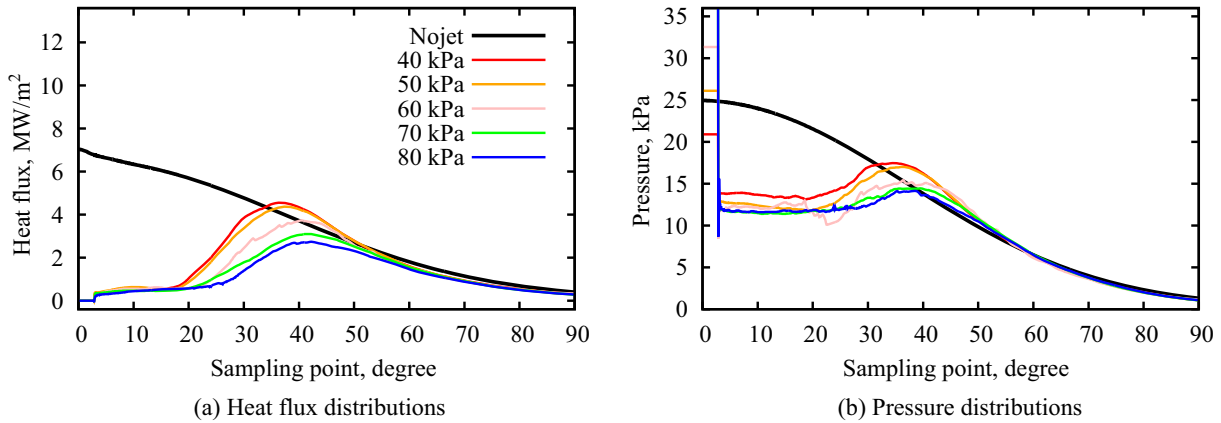


図 3.13 CFD により得られた半球表面の熱流束および圧力分布

ここで、抵抗に影響を及ぼす各項は次により評価した。

$$F_{\text{pressure}} = 2\pi \int_{\text{wall}} p_{\text{wall}} \sin \theta r ds \quad (3.16)$$

$$F_{\text{shear stress}} = 2\pi \int_{\text{wall}} \tau_{\text{wall}} \cos \theta r ds \quad (3.17)$$

$$F_{\text{jet thrust}} = 2\rho_{j,\text{exit}} u_{j,\text{exit}}^2 + (p_{j,\text{exit}} - p_{0,2}) A_{j,\text{exit}} \quad (3.18)$$

また、せん断応力 τ_{wall} の算出に必要な粘性係数 μ は、Sutherland の式^[211]を用いて評価した。空力抵抗 D の比較を図 3.15 に示す。図 3.15 を見ると、ジェット全圧を高くするほど効果的に空力抵抗を低減させることができた。このことから、逆噴射ジェットによって、通常は相反する設計要求である空力加熱の低減と空力抵抗の低減を同時に満足することが示された。しかし、図 3.14 に示した全加熱量の低減効果に比べると、空力抵抗の低減率は緩やかであった。

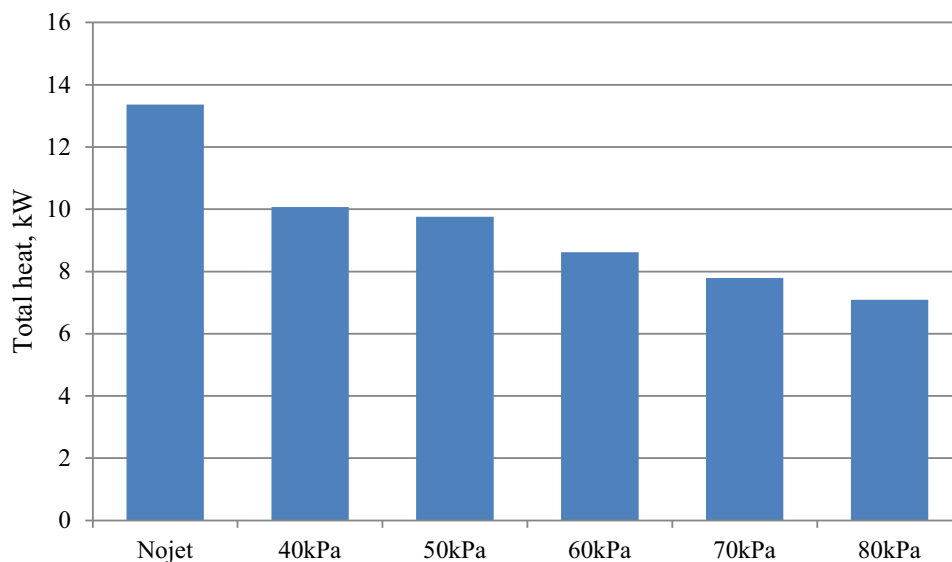


図 3.14 ジェット全圧による全加熱量の比較

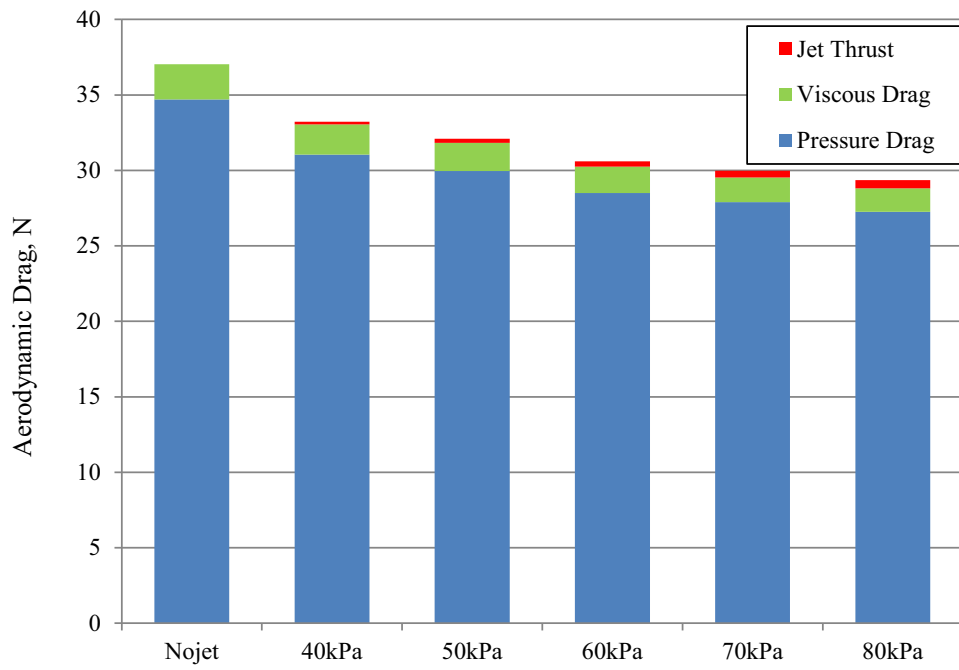


図 3.15 ジェット全圧による空力抵抗の比較

3.4 結論

第3章の結論は次のように要約される。

1. 宇宙往還機のノーズ部を模擬した半球円柱模型に加わる熱流束を計測し、逆噴射ジェットの有無による熱流束の変化を比較することにより、逆噴射ジェットによるよどみ点まわりの空力加熱防御の効果が高エンタルピー流中において得られることを実験的に明らかにした。
2. Cold hypersonic 流中における過去の研究により明らかにされてきたのと同様に、高エンタルピー流中においてもジェット全圧を高くするほど逆噴射ジェットの空力加熱防御効果が向上することを示した。
3. 気流条件の異なる流れ場における逆噴射ジェットによる空力加熱防御効果を一般化して表すためのパラメータについて検討し、主流と逆噴射ジェットとの運動量比や、主流ピトー圧と逆噴射ジェットの全圧との比である **jet pressure ratio** と模型と逆噴射ジェットの断面積比の積を用いることによって、半球円柱模型の先端から逆噴射ジェットを噴射する場合の空力加熱防御効果が比較的まとまりよく整理されることを明らかにした。
4. CFD を用いて行った数値的研究によって、極超音速流中に置かれた半球物体の先端から逆噴射ジェットを噴射する場合の流れ場の構造を明らかにした。
5. 逆噴射ジェットの全圧をパラメータとして変化させながらシミュレーションを行った結果、逆噴射ジェットによって離脱衝撃波の離脱距離を大きくする効果や、再付着点の位置が変化することを示した。
6. 通常は相反する設計要求である極超音速流中における空力加熱の低減と空力抵抗の低減を、逆噴射ジェットを用いることによって同時に満足できることを示した。

第4章 Extended nozzle 付き逆噴射 ジェットによる空力加熱防御に関する研究

4.1 序論

本章では、噴射する冷却気体の質量流量を小さく保ちながら効果的に空力加熱を低減させるためのデバイスとして提案する、extended nozzle 付き逆噴射ジェットの空力加熱防御に関して行った研究について述べる。Extended nozzle 付き逆噴射ジェットに関する過去の研究例や取り組むべき研究課題については、すでに第1章で述べた。第4.2節では、extended nozzle 付き逆噴射ジェットの空力加熱防御効果に関してフリーピストン衝撃風洞を用いて実施した実験的研究について述べる。続いて、第4.3節では、extended nozzle 付き逆噴射ジェットの空力加熱防御効果および空力抵抗低減効果に関してCFDを用いて実施した数値的研究について述べる。最後に、第4.4節では、第4章で議論した事項を総括する。

4.2 Extended nozzle 付き逆噴射ジェットによる空力加熱防御に関する実験的研究

4.2.1 実験方法

実験方法や気流条件は、第3.2節に述べた逆噴射ジェットによる空力加熱防御に関する実験的研究と同様である。気流条件を表4.1に示す。本研究ではハイスピードカメラを用いた流れ場の観察を行うことはできなかったものの、下に述べるように冷却気体の噴射条件は第3.2節における条件と同一であるため、試験気流の静定に要する時間や流れ場の形成時間などは逆噴射ジェットに関する実験的研究で示したものと同程度であると考えられる。

表 4.1 模型設置位置における気流条件

	高エンタルピー気流		中エンタルピー気流	
全エンタルピー	20	MJ/kg	4.8	MJ/kg
全温度	7,500	K	3,700	K %
気流速度	5,100	m/s	2,700	m/s
マッハ数	7.5		7.9	
ピトー圧	14	kPa	20	kPa
静温度	910	K	300	K
単位レイノルズ数	6.8×10^4	m^{-1}	4.1×10^5	m^{-1}

4.2.2 模型

使用した実験模型の概略図を図 4.1 に示す。半球円柱部分に関しては、第 3.2 節で述べた実験模型と同一である。ただし、冷却気体を噴射する模型先端部分を交換式として、4 つのタイプのノズルを使用できるようにした。ノズルは、MiSUMi が販売するツバ付き金属カラーを使用し、全長の異なる 4 つのカラーを使用した。このノズルの材質は SS400 であり、内径が 3 mm、外径が 5 mm の中空円柱形状である。模型は、鈍頭部分の先端がフリーピストン衝撃風洞のノズル出口から 250 mm の位置の中央部分にくるよう設置した。模型の設置状況を図 4.2 に示す。

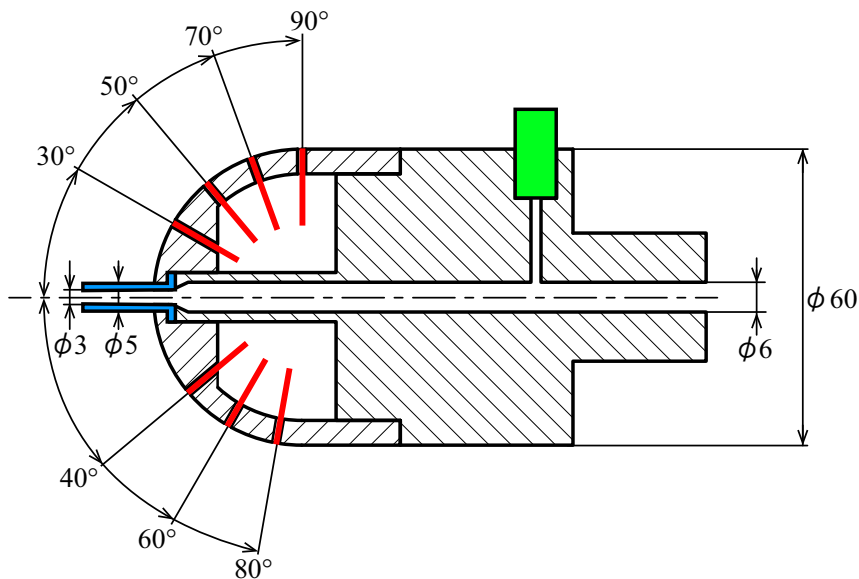


図 4.1 Extended nozzle 付き逆噴射ジェットの実験模型概略図。なお、水色部分は交換式の extended nozzle を示す。(単位：mm)

4.2.3 実験ケース

実験ケースとしては、(1) 噴射する冷却気体の全圧、および (2) ノズル長さの 2 つをパラメータとして実験を行った。冷却気体の全圧としては、第 3.2 節で述べた逆噴射ジェットに関する実験的研究と同様に、表 4.2 に示す条件で実験を行った。一方、ノズル長さに関する実験ケース一覧を図 4.3 に示す。このうち、LD0/4 と示すケースは、第 3.2 節で述べたノズルを延長しない逆噴射ジェットと同一の条件である。なお、ノズル長さに関しては、表 4.1 に示した高エンタルピー気流条件では図 4.3(a)–(e) に示す 5 ケース、中エンタルピー気流条件では図 4.3(a), (c), (e) に示す 3 ケースに関して調査を行った。いずれのケースでも、逆噴射ジェットの冷却気体はノズルの先端から音速で噴射される。

表 4.2 冷却気体の全圧一覧

気流条件	ジェット全圧, kPa
高エンタルピー気流	40, 60, 80, 100
中エンタルピー気流	50, 100, 150, 200

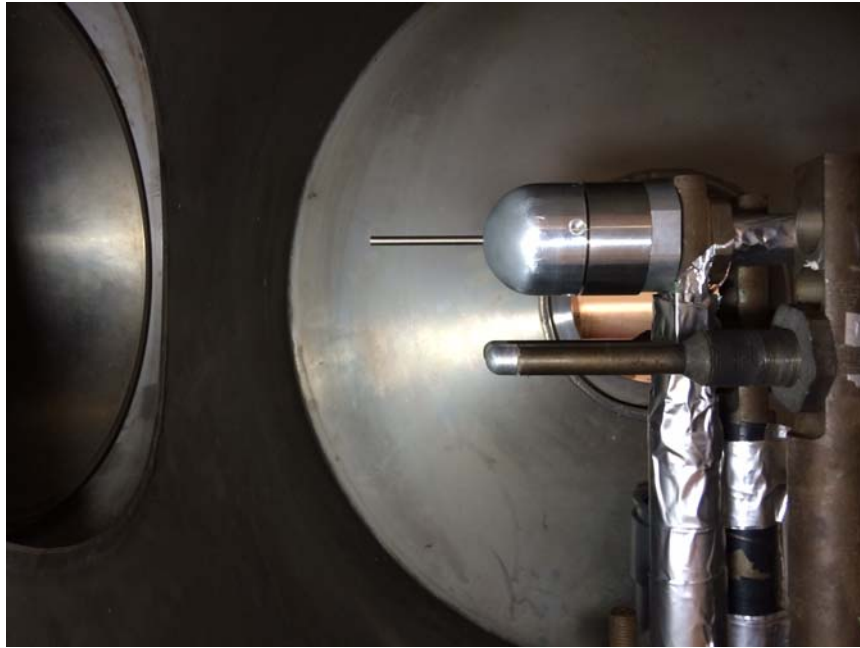


図 4.2 実験模型の設置状況

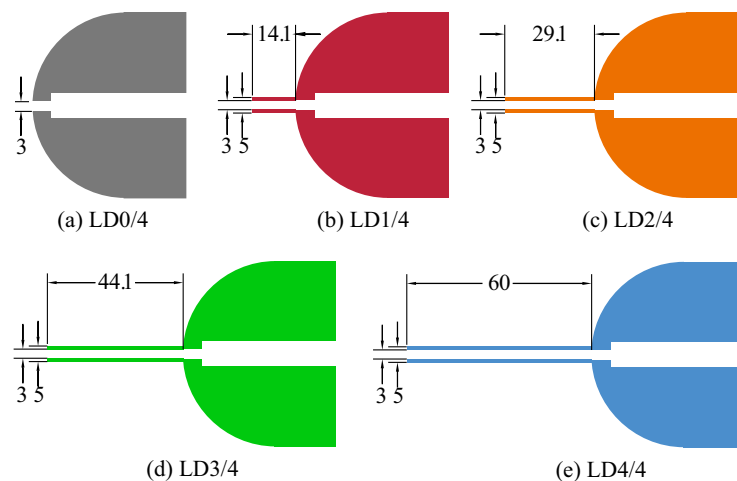


図 4.3 ノズル長さに関する実験ケース一覧 (単位 : mm)

4.2.4 Extended nozzle のみを使用する場合の熱流束分布

冷却気体を噴射せず、extended nozzle のみを使用する場合の熱流束の測定結果を図 4.4 に示す。このケースでは、図 1.7(b) に示した前面スパイクを取り付けた鈍頭周りの流れ場と等価であるとみなすことができる。図 4.4(a), (b) に示した熱流束の分布を見ると、ノズルを装備しない LD0/4 の場合の熱流束分布と比較すると、高エンタルピー気流条件における LD1/4 のケースを除いて、よどみ点に近い中心軸より 30° の計測点において熱流束を低減させることができた。本研究では熱電対を設置することが不可能であったため計測することができなかったが、図 1.7(b) に示した流れ場の構造から判断すると、ノズルの根元に近いよどみ点近傍では冷却気体を噴射しない extended nozzle のみのケースで空力加熱低減の効果があるものと予想される。一方、高エンタルピー気流条件および中エンタルピー気流条件の両方において、局所的に熱流束が上昇する部分が現れた。熱流束の上

昇が最も顕著だったのは、中エンタルピー気流条件における LD2/4 のケースであり、中心軸から 40° の計測点において LD0/4 の場合よりも 2 倍以上の高い熱流束となった。このように熱流束が上昇した原因としては、ノズルの先端から生じた斜め衝撃波や、ノズル側面で生じた剥離衝撃波が鈍頭部分に入射することによって衝撃波一境界層干渉が発生したために現れたものと考えられる。また、熱流束が上昇した部分は、よどみ点を囲むように形成するノズルの根元部分の再循環領域よりも外側に該当するものと考えられるため、主流が半球円柱模型に再付着することによる運動エネルギーの熱エネルギーへの変換や、再付着点近傍におけるせん断応力の上昇も熱流束の上昇の原因となっているものと考えられる。このような熱流束の上昇は、ノズルを長くするほど熱流束のピークが下流側へ移行するとともに、熱流束のピーク値が次第に小さくなった。また、よどみ点から離れた中心軸から 80° よりも下流側の部分では、ノズルの装着による熱流束の大きな変化は観察されなかった。以上の結果より、本研究における高エンタルピー気流条件および中エンタルピー気流条件の両方において、半球円柱模型のよどみ点近傍に限られた領域においては前面スパイクによる熱流束低減の効果が得られることが示された。

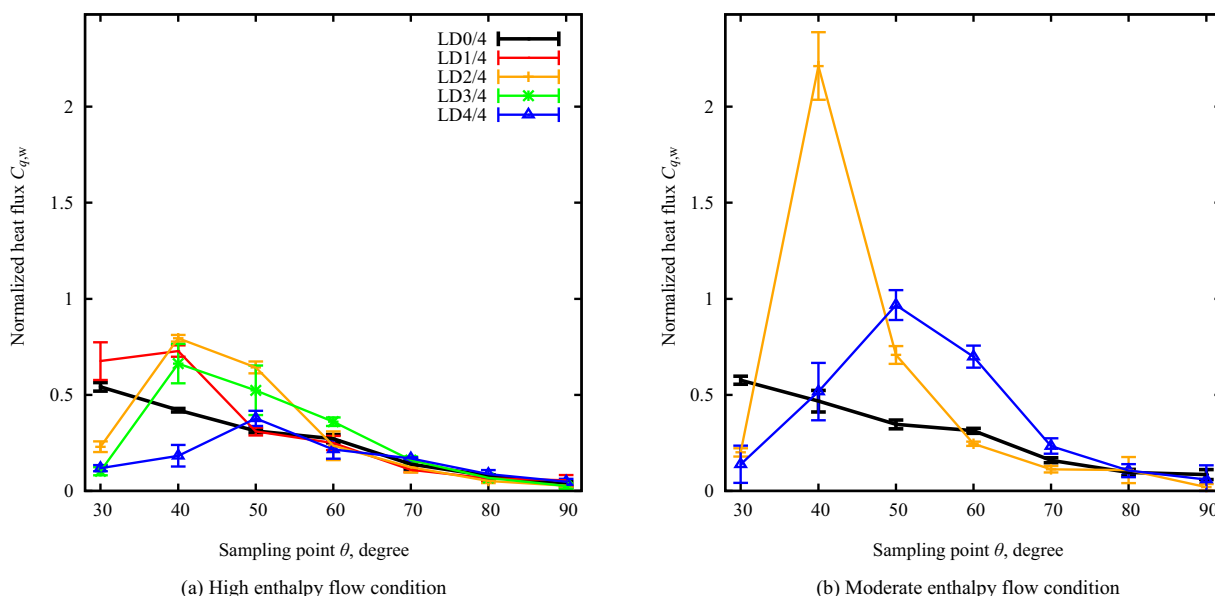


図 4.4 Extended nozzle のみを使用する場合の熱流束分布

4.2.5 Extended nozzle 付き逆噴射ジェットを使用する場合の熱流束分布

高エンタルピー気流条件での計測結果

高エンタルピー気流条件における extended nozzle 付き逆噴射ジェットを使用する場合の熱流束の測定結果を図 4.5 に示す。図中に LD0/4, nojet と示した熱流束の分布は、既に第 3.2 節で示した半球円柱模型に加わる熱流束分布と同一の結果を示す。また、nojet と示した熱流束の分布は、すでに図 4.4 に示したものである。図 4.5(a)–(d) を見ると、いずれのノズル長さを用いた場合でも、extended nozzle 付き逆噴射ジェットを用いない場合と比較すると熱流束が低減した。特に熱流束低減の効果が顕著だったのは、40° よりもよどみ点に近い領域であった。この結果から、本研究の高エンタルピー気流条件において、extended nozzle 付き逆噴射ジェットを TPS として用いることによって、長さが同一の前面スパイクを用いるよりもより広い範囲にわたって、高エンタルピー流中に置かれた半球の熱流束を低減させる効果が得られることが示された。また、LD2/4 と LD3/4 のノズルでジェット全圧を 40 kPa とした場合、中心軸より 60° の計測点において extended nozzle 付き逆噴射ジェットを用いない場合よりも熱流束が顕著に上昇した。しかし、ジェット全圧を 60 kPa よりも高く設定したり、LD4/4 のノズルを使用することによってこのような熱流束の大幅な上昇を抑えることができた。なお、LD4/4 のノズルを使用した場合にも、中心軸より 80° から 90° の部分において熱流束が上昇したが、その変化量は短いノズル

を使用した場合に見られた中心軸より 60° 付近のピーク状の熱流束上昇と比べると微小であった。このことから、本研究の高エンタルピー気流条件において、それぞれのノズル長さに応じて、ジェット全圧を高くするほど、extended nozzle 付き逆噴射ジェットによる熱流束の低減効果が向上することが明らかとなった。

次に、ジェット全圧を同一に設定した場合のノズル長さによる熱流束低減効果を図 4.6 に示す。図 4.6(a), (b) に示したジェット全圧が 40 kPa および 60 kPa の場合には、再付着により生じたと考えられる熱流束分布のピークがノズルを長くするほど、そのピーク位置が下流側へ移行するとともに、ピークの値が小さくなった。図 4.6(c), (d) に示したジェット全圧が 80 kPa および 100 kPa の場合には熱流束の分布は平たんであり、60 kPa 以下の場合に見られたピーク状の分布は観察されないものの、ノズル長さを長くするほど全体的な熱流束の値が低下した。また、図 4.6(a), (b) に示したジェット全圧が 40 kPa および 60 kPa の場合においても、同一のジェット全圧でも、ノズルを長くするほど熱流束を低減させる効果が向上した。本研究では冷却気体を噴射するノズルの断面積はすべてのケースで同一であるため、同一のジェット全圧の場合には冷却気体の質量流量は同一である。また、冷却気体の質量流量はジェット全圧に比例する。このことから、同一の冷却気体の質量流量で比較した場合、逆噴射ジェット単体による空力加熱防御の効果が、ノズルを長く延長するほどより効果的であるということがわかる。以上の結果より、本研究の高エンタルピー気流条件において、それぞれのジェット全圧に応じて、ノズルを長くするほど、extended nozzle 付き逆噴射ジェットによる熱流束の低減効果を向上させることができることが明らかとなった。

中エンタルピー気流条件での計測結果

中エンタルピー気流条件における extended nozzle 付き逆噴射ジェットを使用する場合の熱流束の測定結果を図 4.7 に示す。図 4.7 を見ると、いずれのノズル長さを用いた場合でも、extended nozzle 付き逆噴射ジェットを用いない場合と比較すると熱流束が低減した。特に熱流束低減の効果が顕著だったのは、 40° よりもよどみ点に近い領域であった。この結果から、本研究の中エンタルピー気流条件において、extended nozzle 付き逆噴射ジェットを TPS として用いることによって、前面スパイク単体よりも広い範囲にわたって、高エンタルピーな流れの中に置かれた半球物体の熱流束を低減させる効果が得られることが示された。また、LD2/4 と LD4/4 のノズルでジェット全圧を 50 kPa とした場合、冷却気体を噴射しない図 4.4(b) に示した場合よりも小幅ではあるものの、中心軸より 60° の計測点において extended nozzle 付き逆噴射ジェットを用いない場合よりも熱流束が上昇した。しかし、ジェット全圧を 150 kPa よりも高く設定することによってこのような局所的な熱流束の大幅な上昇を抑えることができた。このことから、本研究の中エンタルピー気流条件において、それぞれのノズル長さに応じて、ジェット全圧を高くするほど、extended nozzle 付き逆噴射ジェットによる熱流束の低減効果が向上することが明らかとなった。

次に、ジェット全圧を同一に設定した場合のノズル長さによる熱流束低減効果を図 4.8 に示す。図 4.8(a), (b) に示したジェット全圧が 50 kPa および 100 kPa の場合には、再付着により生じたと考えられる熱流束分布のピークがノズルを長くするほど、そのピーク位置が下流側へ移行した。図 4.8(c), (d) に示したジェット全圧が 150 kPa および 200 kPa の場合には、熱流束の分布は平たんであり、100 kPa 以下の場合に見られた様なピーク状の熱流束分布は観察されないものの、ノズル長さを長くするほど全体的な熱流束の値が低下した。また、図 4.8(a), (b) に示したジェット全圧が 50 kPa および 100 kPa の場合においても、同一のジェット全圧で比較する場合に、ノズルを長くするほど熱流束を低減させる効果が向上した。このことから、同一の冷却気体の質量流量で比較した場合、ノズルを長く延長するほどより効果的に空力加熱を低減させるということがわかる。以上の結果より、本研究の中エンタルピー気流条件において、それぞれのジェット全圧に応じて、ノズルを長くするほど、extended nozzle 付き逆噴射ジェットによる熱流束の低減効果を向上させることができるということが明らかとなった。

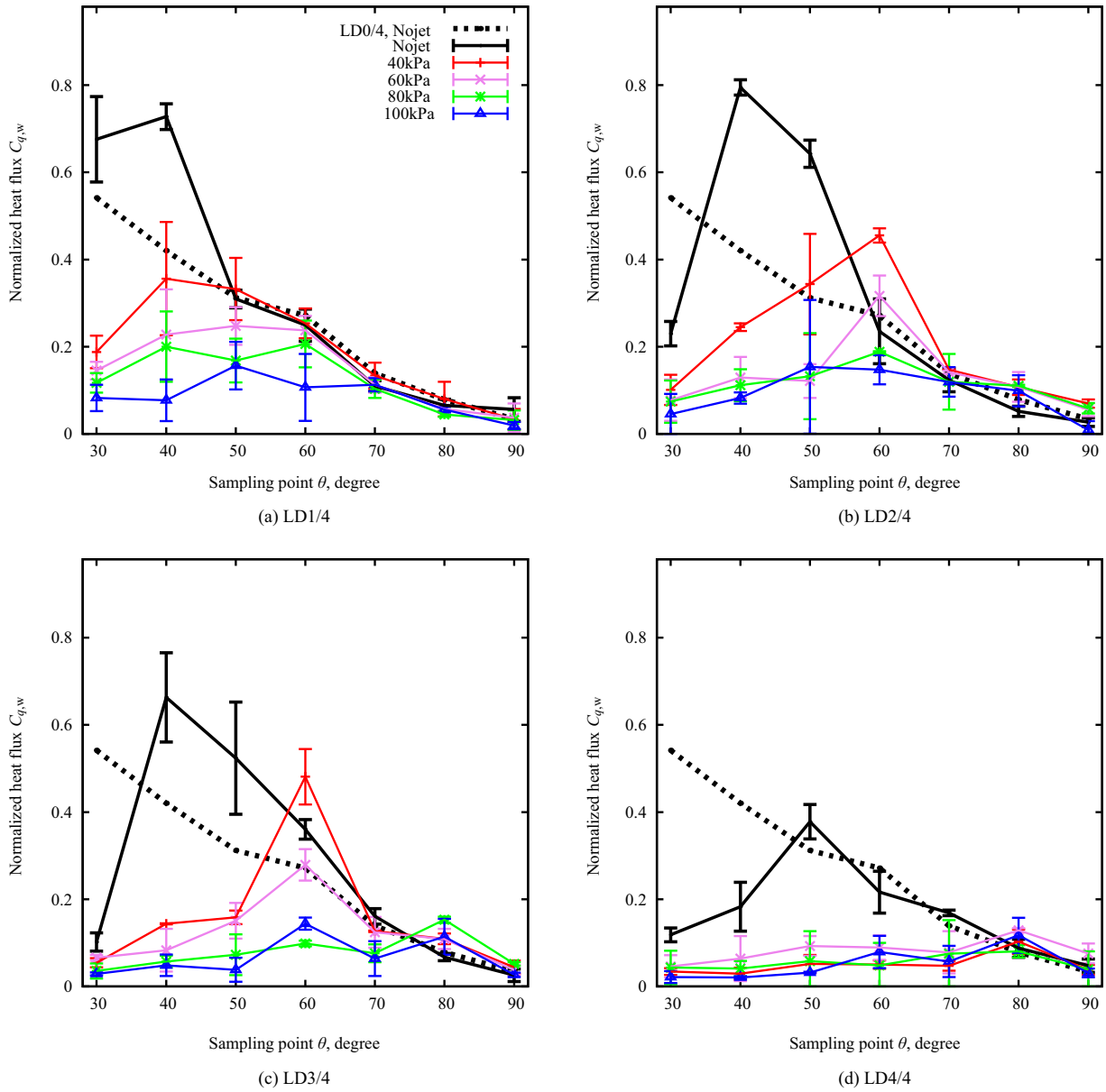


図 4.5 高エンタルピー気流条件における extended nozzle 付き逆噴射ジェットを使用する場合の熱流束分布

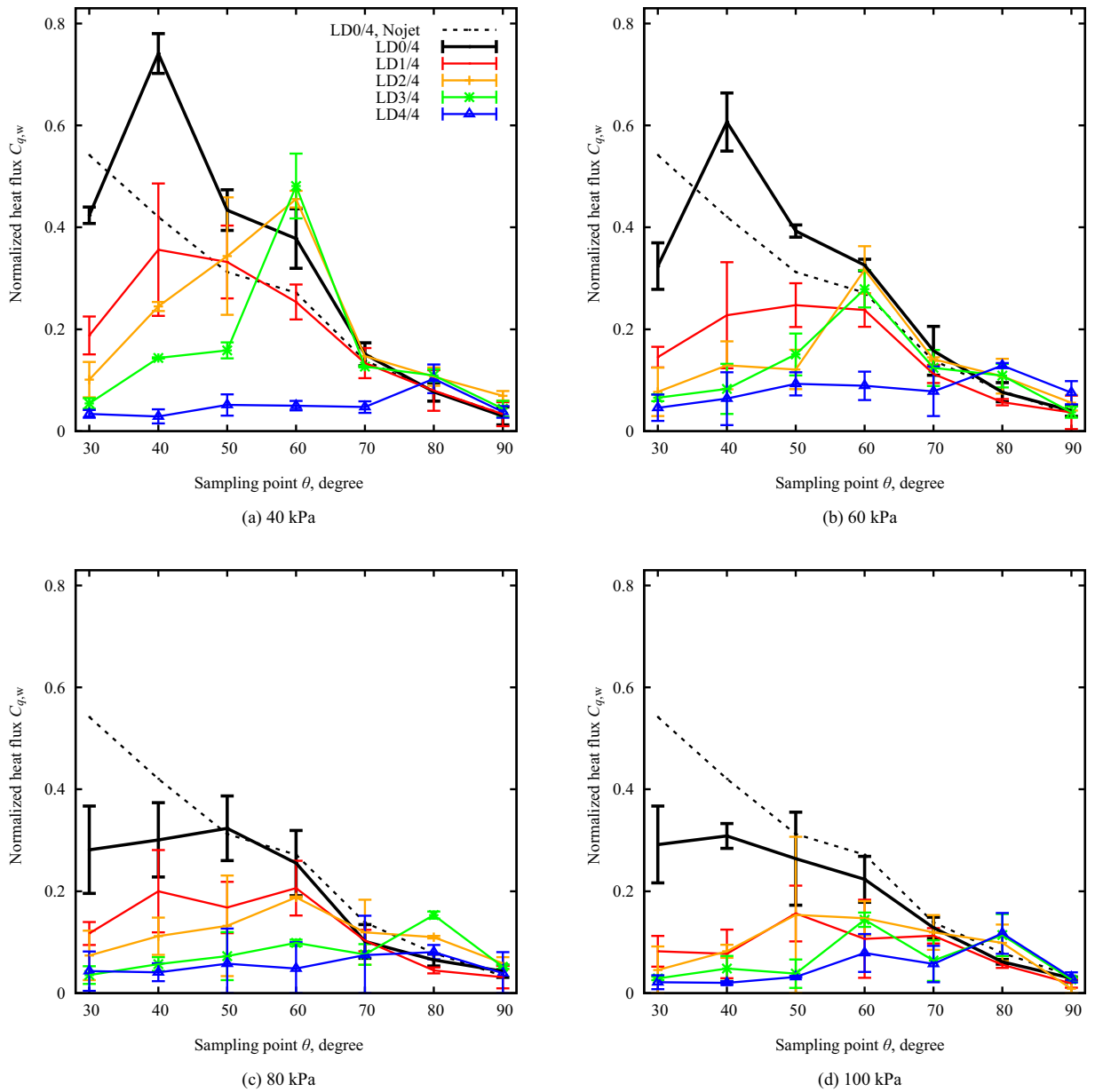


図 4.6 ノズル長さによる熱流束分布低減効果の比較 (高エンタルピー気流条件)

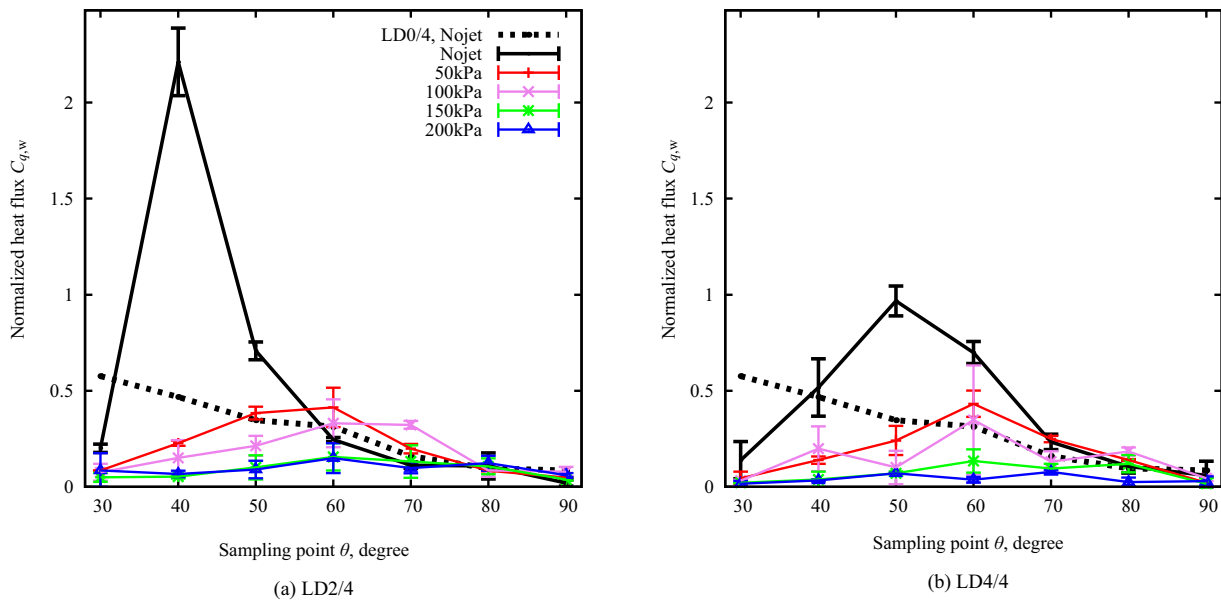


図 4.7 中エンタルピー気流条件における extended nozzle 付き逆噴射ジェットを使用する場合の熱流束分布

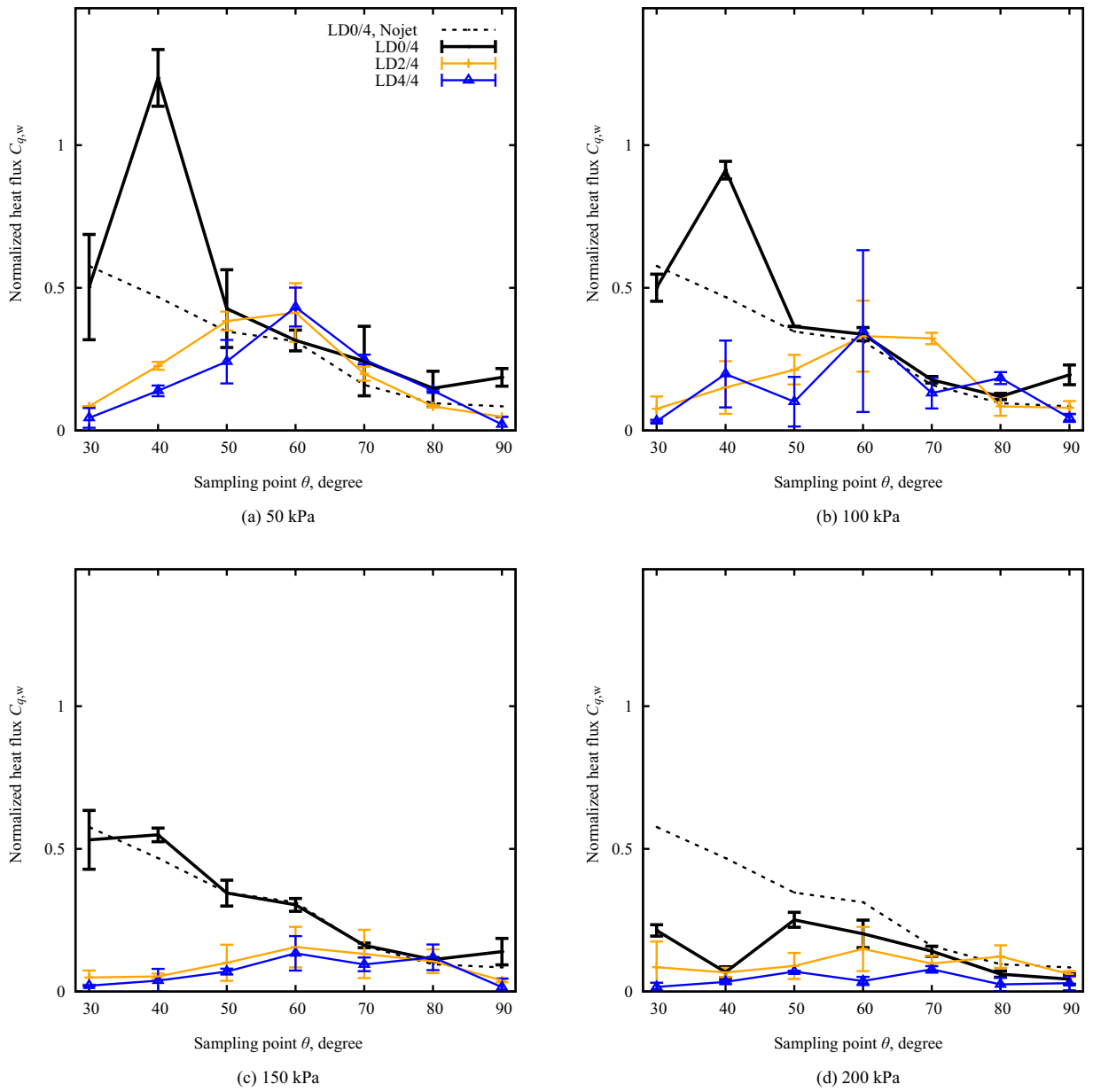


図 4.8 ノズル長さによる熱流束分布低減効果の比較 (中エンタルピー気流条件)

4.3 Extended nozzle 付き逆噴射ジェットによる空力加熱防御に関する数値的研究

4.3.1 計算手法および気流条件

支配方程式や気流条件は、第3.3節で述べたものと同一である。気流条件を表4.3に示す。なお、今回の数値的研究に当たっては、計算コストの面から並進エネルギーの緩和や化学反応の効果を含まずに計算を行った。これは、下に示すようにノズル長さや逆噴射ジェットの全圧に関して多くのケースの計算を行い、流れ場の構造を観察することを優先したためである。

図4.9に使用した計算格子を示す。ノズル長さの違いによるモデルの名称は、図4.3で定義したのと同様に、それぞれの試験モデルをLD0/4, LD1/4, LD2/4, およびLD3/4と呼ぶこととする。

表 4.3 気流条件

Mach number	6.6	
Static temperature	1300	K
Static pressure	440	Pa
Unit Reynolds number	1.1×10^5	1/m

4.3.2 流れ場の可視化

計算により得られた流れ場の構造を図4.10に示す。ただし、逆噴射ジェットまわりの流れ場はジェットの条件によって流れ場全体が不安定になるケースがあるほか、ジェット層と主流の接触面では脈動するようなケースがあった。そのため、以下に示す計算結果は十分に長い時間にわたって計算を行った複数の計算結果の平均をとることによって、時間平均の流れ場に関して議論を行うこととする。

計算結果を見ると、逆噴射ジェットや extended nozzle を使用した場合には、よどみ点の前方に複数の渦をもつ流れ場構造が観察された。複数の渦からなる再循環領域がよどみ点を囲むように形成され、再循環領域よりも外側の流れ場に注目すると、逆噴射ジェットの全圧を高くするほど、またノズルを長くするほど、典型的な鈍頭物体周りの流れ場から、少し細長い物体周りの流れ場に変化した。このことを言い換えると、逆噴射ジェットの全圧を強くするほど、またはノズルを長く延長するほど、仮想的な物体形状 (imaginary body shape) が鈍頭から細長い形状に変化したといえることができる。また、半球部分を覆うジェット層の厚みはジェット全圧を高くするほど厚くなった。しかし、本研究では分子の回転運動や振動の励起に伴うエネルギーの緩和や化学反応に伴う反応熱を考慮していない。そのため、図4.10を見ると、衝撃波背後の部分において10,000 Kを超えるような温度分布を算出した。

ここで、CFD 結果から読み取った半球部分への流れの再付着点を表4.4に示す。なお、再付着点は壁面の摩擦力の符号が変化する点を数値的に探索することにより評価した。表4.4に示すとおり、ノズルを長くするほど、また逆噴射ジェットの全圧を高くするほど、再付着点の位置は半球模型の後方へ移行した。再付着点が後方へ移行すると、流れが再付着する点で発生する圧縮の効果が弱まるため、空力加熱防御のデバイスとして用いる場合には有利であるといえることができる。

次に、半球部分の近傍で発生した衝撃波干渉の様子を詳細に観察する。図4.11に衝撃波干渉が生じた部分の拡大図を示す。図4.11(a)に示したLD1/4のノズルでジェットを使用しない場合、Edneyの衝撃波干渉の分類^[202,212]によるところの“mode V”の衝撃波干渉の構造が鮮明に観察できた。一方、図4.11(b)に示したLD2/4のノズルでジェットを使用しない場合には、“mode VI”の衝撃波干渉が観察された。本研究における解析ケース

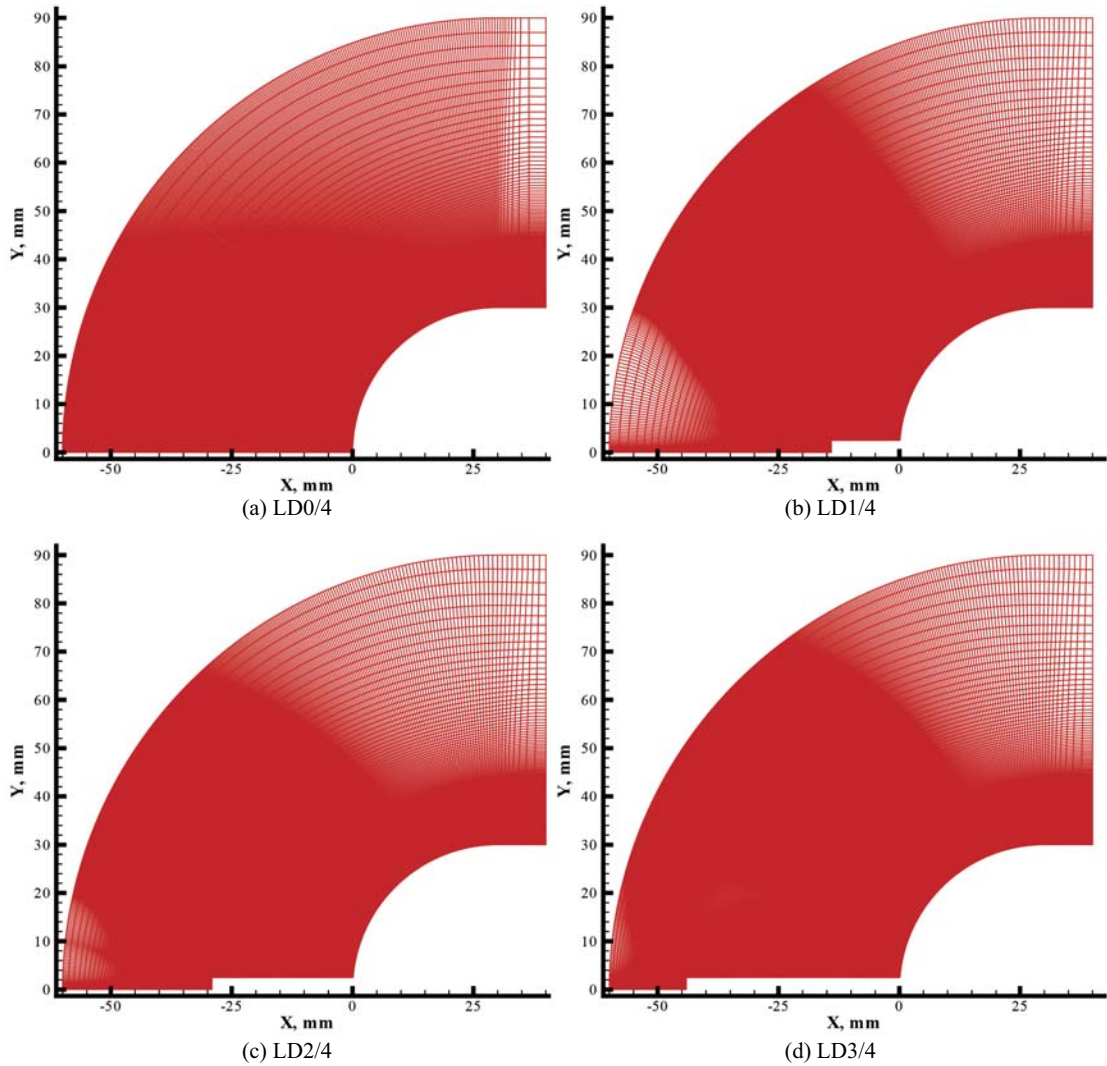


図 4.9 計算格子一覧

の中で“mode V”の衝撃波干渉が発生したのは、LD1/4でジェットを使用しない場合のみであった。このような“mode V”の衝撃波干渉では、衝撃波が入射する点近傍において複雑な流れ場となり、壁面に対する熱負荷や圧力が大きく加わることとなる。このことから、本研究に用いた気流条件においてはLD1/4のノズルを逆噴射ジェットなしで使用することは危険を及ぼす可能性が高い。一方、LD2/4よりも長いノズルを装備すれば“mode VI”の比較的弱い衝撃波干渉に置き換わることがわかった。また、LD1/4のノズルを使用する場合でも、逆噴射ジェットを同時に使用することで“mode V”の強い衝撃波干渉を抑制できることが明らかとなった。

表 4.4 CFD 結果から読み取った半球部分への再付着点の一覧

jet	LD0/4	LD1/4	LD2/4	LD3/4
Nojet	-	33.6°	38.5°	42.6°
40kPa	30.7°	41.1°	47.8°	51.6°
50kPa	32.5°	42.0°	49.2°	52.9°
60kPa	33.0°	42.4°	50.6°	54.0°
70kPa	33.8°	41.8°	50.8°	54.1°
80kPa	33.6°	38.0°	50.8°	53.1°

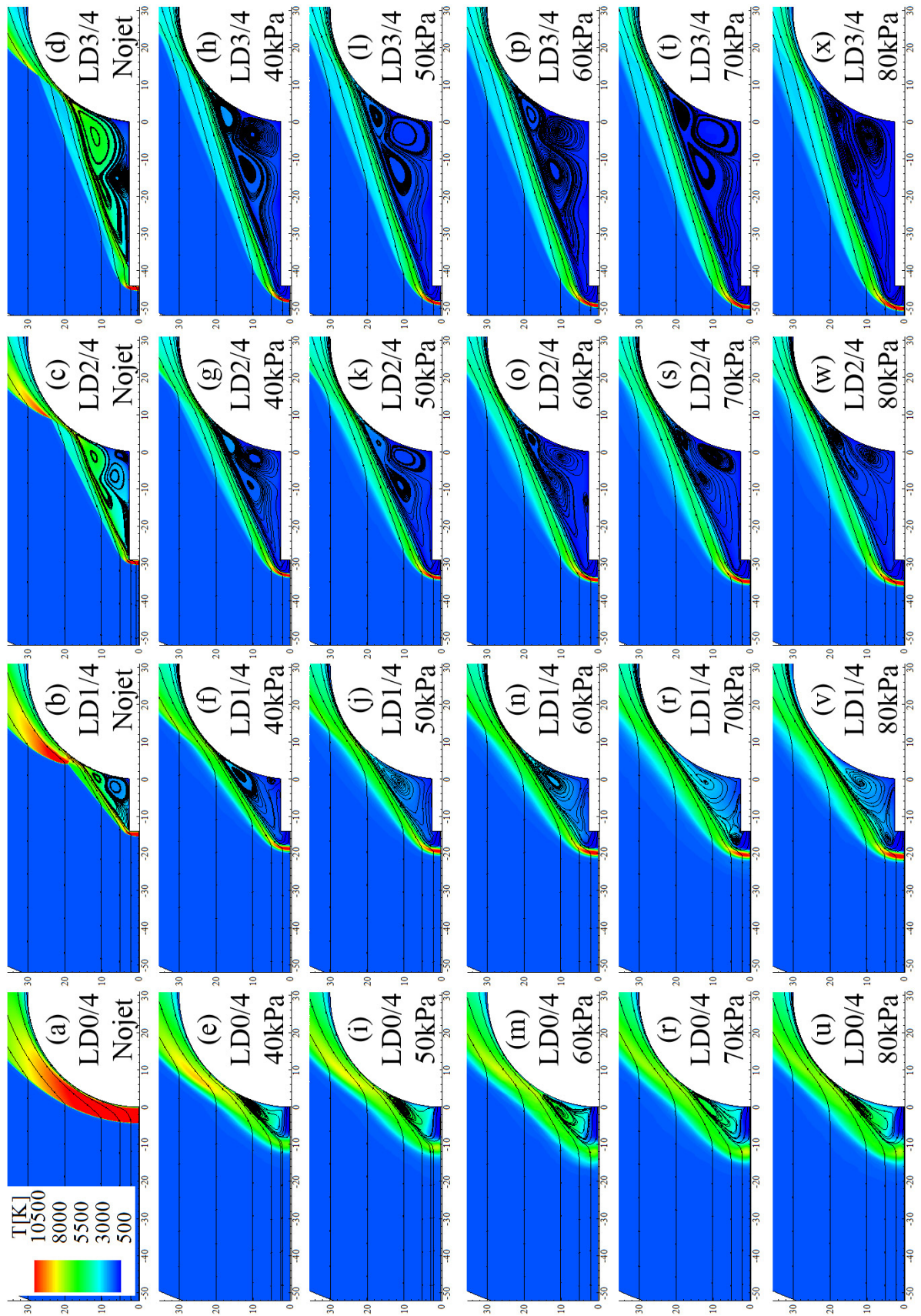


図 4.10 CFD による流れ場の計算結果 (温度分布)

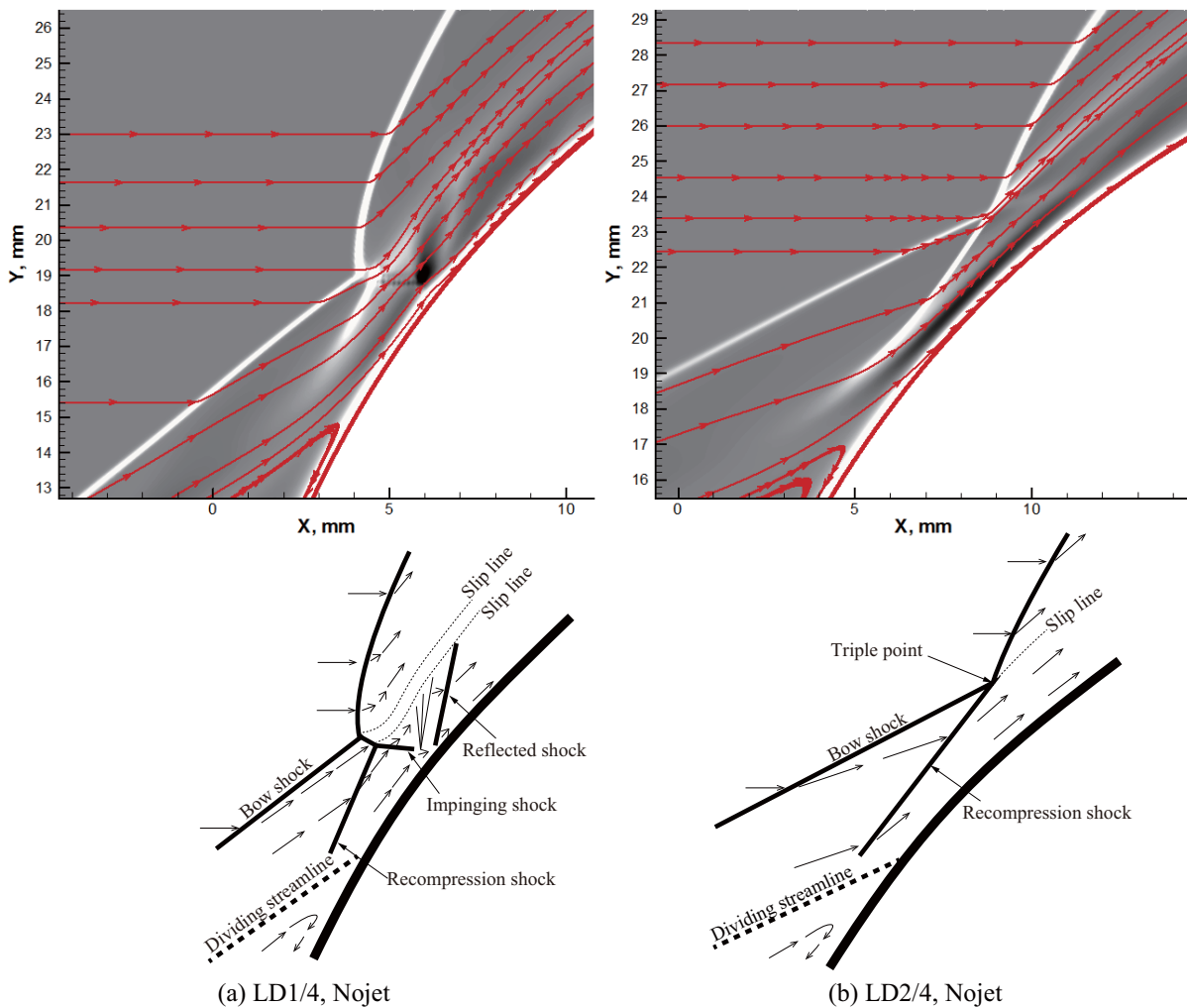


図 4.11 強い衝撃波干渉が生じた部分の拡大図

4.3.3 半球部の壁面熱流束分布

CFD により計算された半球部分および extended nozzle 表面にわたる部分に流入する熱流束の分布を図 4.12 に示す。まず、逆噴射ジェットのみを使用した場合の熱流束分布については、図 4.12(a) に示したとおり、中心軸から 30° よりも内側において冷却気体の噴射によって熱流束を低減することができた。しかし、ジェット全圧が 60 kPa よりも低い場合には、部分的ではあるが噴射を用いない場合よりも熱流束が上昇した。このように熱流束が上昇した点は、表 4.4 に示した再付着点の下流側であることがわかる。ただし、熱流束が最大となるのは再付着点よりも 10° 程度下流側であり、再付着点の直後ではない。また、噴射を用いない場合よりも熱流束が上昇するジェット全圧が 40 kPa から 60 kPa のケースに関して見ると、ジェット全圧を高くするほど熱流束がピークをとる点が再付着点よりも後方に移行するという傾向が観察された。

LD1/4 のノズルを使用したときの熱流束の分布を図 4.12(b) に示す。逆噴射ジェットを使用しないで前面スパイクとして使用するときには、ノズルの先端部のほか、中心軸から 35° および 40° の 2 か所の点で大幅に熱流束が上昇した。ノズルの先端部で熱流束が上昇した結果は、極超音速流中に置かれた物体のよどみ点に流入する熱流束が前縁半径の $1/2$ 乗に反比例することから、計算を実施する以前から予想していたとおりである。しかし、中心軸から 35° および 40° の点における熱流束の上昇に関しては、本 CFD 解析によってはじめて明らかとなった。この熱流束の大幅な上昇は、図 4.11(a) に示した“mode V”の強い衝撃波干渉の影響によるものである。

中心軸から 35° の点は図 4.11(a) に示した *dividing streamline* の入射点に相当し、中心軸から 40° の点は、同図の *reflected shock* の部分に相当している。このことから、このように 2 か所の点において熱流束が上昇した原因としては“mode V”の衝撃波干渉によるものと判断することができる。一方、逆噴射ジェットを同時に使用するときの熱流束分布を同一のジェット条件で比較すると、ノズルを使用しない LD0/4 と比べて LD1/4 のノズルを使用することによって大幅に熱流束を低減することができた。また、再付着点下流側で発生する熱流束の上昇は LD0/4 のときと比べると控えめであり、ジェット全圧が 40 kPa のときのみ、extended nozzle 付き逆噴射ジェットを用いない場合よりも熱流束がわずかに上昇するという結果が得られた。

図 4.12(c) および (d) に示す LD2/4 および LD3/4 のノズルを使用した場合、LD1/4 の場合よりも熱流束を低減させる効果が更に強化された。これらの結果から、ノズルの長さを長くするほど、同一のジェット条件で比較すると熱流束の値が低下するとともに、熱流束がピークをとる位置が下流方向に移行することが明らかとなった。ただし、逆噴射ジェットを使用しない前面スパイクとして用いた場合に発生した熱流束のピークは、LD1/4 のときに 2 つのピークがあったのに対して、LD2/4 および LD3/4 ではピークが 1 つだけに变化した。この熱流束のピークの個数が变化した原因としては、LD1/4 のピーク位置では“mode V”の衝撃波干渉が発生していたのに対して、LD2/4 や LD3/4 では“mode VI”の衝撃波干渉に変化したことにより説明ができる。すなわち、熱流束のピークをもたらす流れ場の構造が、LD1/4 では *dividing streamline* の入射と反射衝撃波の形成の 2 つの構造だったのに対して、LD2/4 や LD3/4 では *dividing streamline* の入射のみに変化したためである。

以上のことから、extended nozzle 付き逆噴射ジェットを使用する場合の流れ場の構造を明らかにするとともに、ノズルを長くするほど同一のジェット条件で得られる空力加熱の低減効果が大きくなることが示された。また、流れ場の可視化において明らかとなった LD1/4 でジェットを使用しない場合に生じる“mode V”の衝撃波干渉に関しては、extended nozzle 付き逆噴射ジェットを実機に適用する場合に避けるべき条件であることを示した。

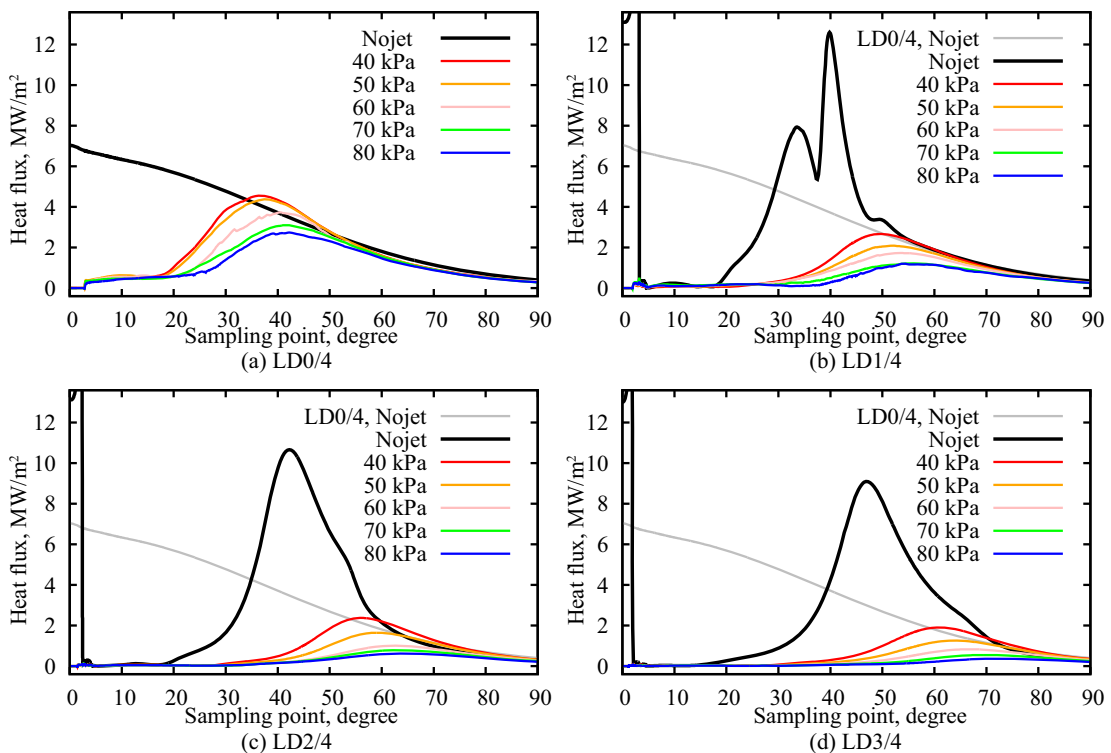


図 4.12 半球模型上の熱流束分布計算結果

4.3.4 半球部の圧力分布

次に、CFDにより計算された半球部分および extended nozzle 表面にわたる部分の圧力の分布を図 4.13 に示す。上に示した熱流束の分布と同様に、ノズルの長さを長くするほど、またジェット全圧を高くするほど壁面の圧力分布が低く推移するという結果が得られた。なお、LD1/4 でジェットを使用しない場合に半球部分の熱流束の分布は2つのピークを持っていたのに対して、圧力の分布ではピークが1つだけとなった。これは、“mode V”の衝撃波干渉において圧力の上昇をもたらす流れ場の構造が反射衝撃波のみであり、dividing streamline の入射では圧力が上昇しないために生じた相違点である。

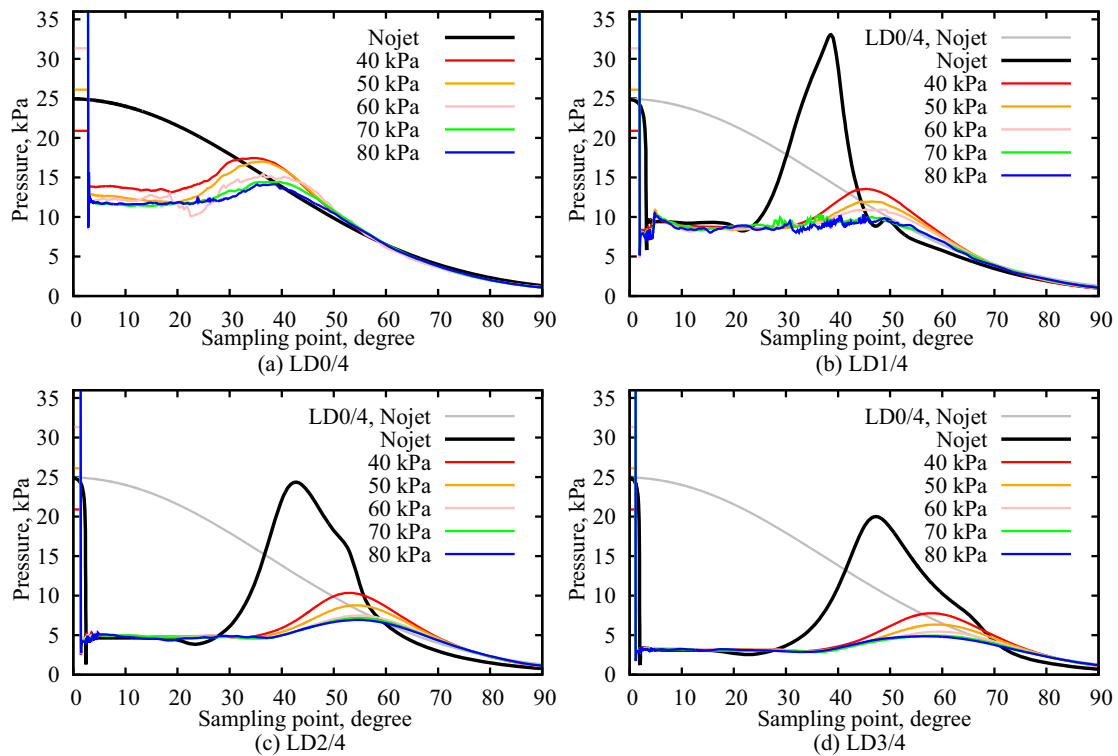


図 4.13 半球模型上の圧力分布計算結果

4.3.5 全加熱量および空力抵抗の変化

能動的な空力加熱防御デバイスとして使用するためには、熱流束を低減させることが必要であるが、機体全体が単位時間あたりに受ける全加熱量をも低減させる能力が必要である。よって、本節ではノズル長さやジェット全圧を変化させたときの全加熱量の変化に関して比較を行うことにより、extended nozzle 付き逆噴射ジェットの TPS としての性能を評価する。全加熱量 Q は次の式を用いて評価した。なお、 r は半球模型の半径、 ds は壁に沿う方向の格子点幅である。

$$Q = 2\pi \int_{\text{wall}} q_w r ds \quad (4.1)$$

図 4.14 に全加熱量を比較して示す。図 4.14 を見ると、ジェット全圧が高いほど、またノズルが長いほど冷却効果が向上することを意味する、右下がりの分布となった。この結果から、同一のノズル長さで比較する場合、ジェット全圧を高くするほど全加熱量は単調に減少することがわかる。一方、ジェットを使用しない前面スパイクとして使用する場合には、全加熱量はむしろ上昇するという結果が得られた。この結果は、式 (4.1) の定義により、模型の半径が大きい部分における熱流束の大きさが全加熱量の評価に支配的であるために生じたものである。このことから、前面スパイクとして使用するときにはよどみ点近傍における熱流束を低減させることはできるものの、再付着点下流側に生じる高温領域の形成によって全加熱量としてはむしろ上昇することとなり、TPS としてはふさわしくないといえることができる。本研究で対象としたケースのなかで全加熱量が最も低減したのは、LD3/4 のノズルを使用し最も全圧の高い 80 kPa の逆噴射ジェットを用いた場合であった。このケースでは、extended nozzle 付き逆噴射ジェットを用いない場合と比較して全加熱量を 92% も低減することができることが明らかとなった。

続いて、extended nozzle 付き逆噴射ジェットを使用するときの空力抵抗の比較を行う。一般に、空力加熱を小さくするためには前縁半径を大きくすることが有利であるが、そうすると空力抵抗が上昇するという特性があるため、空力加熱の低減と空力抵抗の低減は両立することが難しい要求である^[90]。本研究では、空力抵抗は圧力抵抗、粘性抵抗、逆噴射ジェットによる和であると考え、次の式によって評価した。

$$\text{Drag} = F_{\text{pressure}} + F_{\text{shear stress}} + F_{\text{jet thrust}} \quad (4.2)$$

ここで、抵抗に影響を及ぼす各項は次により評価した。

$$F_{\text{pressure}} = 2\pi \int_{\text{wall}} p_{\text{wall}} \sin \theta r ds \quad (4.3)$$

$$F_{\text{shear stress}} = 2\pi \int_{\text{wall}} \tau_{\text{wall}} \cos \theta r ds \quad (4.4)$$

$$F_{\text{jet thrust}} = 2\rho_{j,\text{exit}} u_{j,\text{exit}}^2 + (p_{j,\text{exit}} - p_{0,2}) A_{j,\text{exit}} \quad (4.5)$$

また、せん断応力 τ_{wall} の算出に必要な粘性係数 μ は、Sutherland の式^[211]により評価した。

図 4.15 に extended nozzle 付き逆噴射ジェットを使用した場合の空力抵抗の変化を示す。図 4.15 を見ると、図 4.14 に示した全加熱量と同様に、ジェット全圧が高いほど、またノズルが長いほど冷却効果が向上することを意味する、右下がりの分布となった。ただし、全加熱量とは異なり前面スパイクとして使用する場合においても空力抵抗は低減させることができた。この図からわかるように、極超音速飛行条件では圧力抵抗が支配的であり、粘性抵抗は全体の数%にしか過ぎない。また、逆噴射ジェットによる推力は微小であることがわかる。このような微小な推力を使用するだけで空力加熱と空力抵抗を同時に低下させることのできるデバイスである extended nozzle 付き逆噴射ジェットは、将来の宇宙往還機や極超音速輸送機などへの適用が期待できる TPS の 1 つであることが示された。本研究で対象としたケースの中で空力抵抗が最も低減したのは、LD3/4 のノズルを使用し最も全圧の高い 80 kPa の逆噴射ジェットを用いた場合であった。このケースでは extended nozzle 付き逆噴射ジェットを用いない場合と比較して空力抵抗を 70% も低減することができることが明らかとなった。

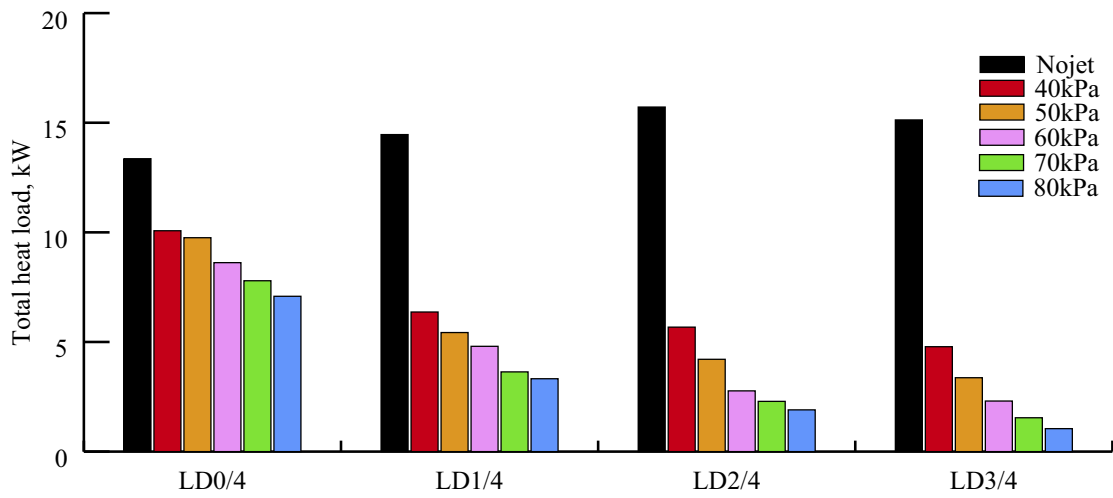


図 4.14 CFD による全加熱量の比較

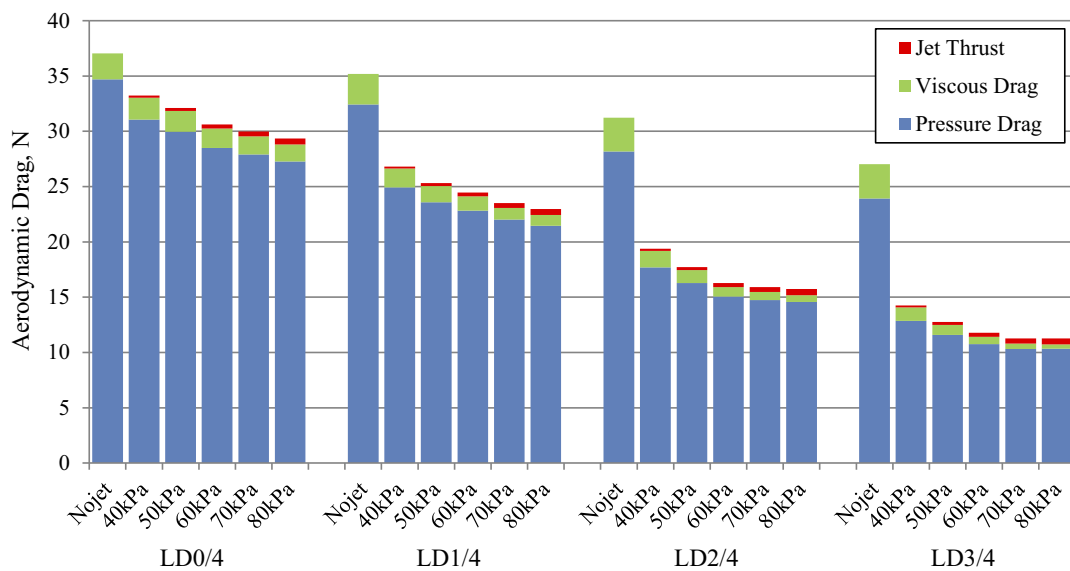


図 4.15 CFD による空力抵抗の比較

4.4 結論

第4章における結論は次のように要約される。

1. Extended nozzle 付き逆噴射ジェットを用いることによって、高エンタルピー流中に置かれた半球円柱物体の空力加熱を効果的に防御することができることを実験的に明らかにした。
2. 実験で計測した熱流束分布の比較から、同一のジェット全圧を比べると extended nozzle 付き逆噴射ジェットのノズルを長くするほど空力加熱低減効果が向上することを示した。
3. CFD により得られた extended nozzle 付き逆噴射ジェットの流れ場を観察し、extended nozzle 付き逆噴射ジェットが空力加熱を低減させるメカニズムを流れ場構造から明らかにするとともに、熱流束や圧力分布に変化を与える流れ場の構造を示した。
4. 数値的研究の結果から、extended nozzle 付き逆噴射ジェットは半球円柱物体に流入する局所的な熱流束を低減させるだけでなく、半球部分全体に単位時間あたりに加わる全加熱量も低減させる能力を持つことを明らかにした。
5. CFD により得られた半球部分の圧力やせん断応力の分布を用いて比較することにより、extended nozzle 付き逆噴射ジェットが空力加熱を低減させるだけでなく、空力抵抗をも同時に低減させることを明らかにした。

第 5 章 Extended nozzle 付き逆噴射 ジェットの適用可能性に関する研究

5.1 序論

本章では、第 4 章で逆噴射ジェットによる空力加熱防御を更に向上させるデバイスとしてその効果を明らかにした extended nozzle 付き逆噴射ジェットに関して、実際に再突入飛行を行うカプセル形状の宇宙往還機の TPS として適用するための適用可能性について調査するため、CFD を用いた数値シミュレーションを行った。カプセルの形状としては、人類で初めて月への着陸に成功した Apollo Command Module の 1.5% スケールの形状を採用することとした。Apollo カプセルに関しては、その形状^[109] や空力特性^[213] に関する文献が入手可能である。

5.2 解析方法

5.2.1 計算手法および条件

支配方程式や数値解法は、第 3.3 節で述べたものと同一である。気流条件を表 5.1 に示す。なお、今回の数値的研究に当たっては、計算コストの面から並進エネルギーの緩和や化学反応の効果を含まずに計算を行った。これは、下に示すようにノズル長さや逆噴射ジェットの全圧に関して多くのケースの計算を行い、流れ場の構造を観察することを優先したためである。

表 5.1 気流条件

Mach number	6.6	
Static temperature	1300	K
Static pressure	440	Pa
Unit Reynolds number	1.1×10^5	1/m

5.2.2 解析ケース

第 4 章に述べた研究と同様に、ノズル長さおよびジェット全圧の 2 つをパラメータとして解析を行った。ノズル長さに関する解析ケースの一覧を図 5.1 に示す。本章に示すような、半球形状よりも先端が平たい鈍頭な物体に extended nozzle を装着する場合、第 4 章に示した半球円柱模型の先端に extended nozzle を装着する場合よりも強い衝撃波干渉が発生することが予想される。そのため、ノズル先端から出る斜め衝撃波がカプセル底面部に入射せず、カプセル底面の肩部よりも外側に抜けるような流れ場に関してもこのデバイスの効果を確認するため、最大でカプセル直径の 2 倍の長さのノズルを解析することとした。

一方、ジェット全圧はジェットを使用しない場合のほか、40 kPa および 80 kPa とした。以上、ノズル長さおよびジェット全圧の 2 つをパラメータとして、それぞれ 7 ケースおよび 3 ケースの合計 21 ケースの解析を実施



図 5.1 Extended nozzle 長さに関する解析ケース一覧

した。

5.2.3 計算格子

Apollo 型のカプセル底面部を解析対象として、図 5.2 に示すような計算格子を生成した。図 5.2 に示した計算格子はノズルを使用しない基本形態の計算のために生成したものであり、格子点数は i 方向に 600 点、 j 方向に 400 点の合計 24 万点である。

また、各ノズル長さに対応させて生成した計算格子を図 5.3 に示す。それぞれの格子点数は図中に示す。単一ブロックによる計算格子を生成したため空間中の格子配置には歪みがあるものの、歪みの大きい部分ではジェット層と主流の界面部にせん断層が形成されることが予想されるため、せん断層の内部における物理現象と格子点の配置の関係に関しては歪みは大きくなってはならず、むしろ速度ベクトルに平行に近い形で格子が配置されているものとする。なお、カプセル表面やノズル先端部および側面部においては格子点の配置が壁面と直交性を保つよう考慮して格子点を配置した。

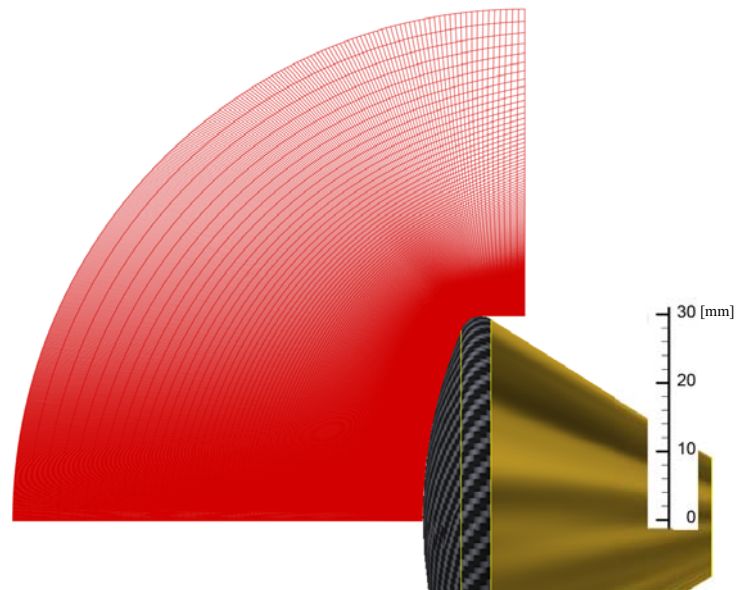


図 5.2 Apollo 型カプセル底面まわりの CFD 解析を行うために生成した計算格子

5.3 結果と考察

5.3.1 流れ場の観察

CFD により得られた流れ場の構造を図 5.4 に示す。この図は、軸対称な流れ場に関する計算結果を模擬的に 3 次元的に投影して表示したものである。ただし、第 4.3 節に述べた研究と同様に、逆噴射ジェットまわりの流れ場はジェットの条件によって流れ場全体が不安定になるケースがあるほか、ジェット層と主流の接触面では脈動するようなケースがあった。そのため、以下に示す計算結果は十分に長い時間にわたって計算を行った複数の計算結果の平均をとることによって、時間平均の流れ場に関して議論を行うこととする。

図 5.4(a) に示した extended nozzle 付き逆噴射ジェットを使用しないケースでは、典型的な鈍頭物体周りの流れ場を得ることができた。このケースでは、衝撃波背後に高温の領域が形成された。

図 5.4(b) および (c) に示した逆噴射ジェットを単体で使用した場合には、よどみ点をドーナツ型に取り囲むように再循環領域が形成された。この再循環領域の内側には複数の渦構造を持つことが観察できる。また、再循環領域内の温度としては冷却気体の質量流量が多いジェット全圧が 80 kPa のケースの方が、40 kPa のケースよりも低くなった。一方、逆噴射ジェットによって上流側へ押し出された離脱衝撃波の構造が鮮明でなく、ぼやけて見える。これは、瞬時の流れ場を観察すると逆噴射ジェットによって離脱衝撃波の形成位置が流れの前後方向に振動している流れ場を時間平均処理したためである。第 3 章に示した半球まわりの逆噴射ジェットよりも離脱衝撃波の振幅が大きいため、鈍頭物体先端の曲率半径が逆噴射ジェットの流れ場の安定性に強く関係を持つことがわかる。このように流れ場が不安定となるのは、鈍頭部分への流れの再付着点がよどみ点から比較近い位置に形成される場合であり、再循環領域の内部における圧力の不均衡が再循環領域内を伝ばするためであると考えられる。

図 5.4(d), (g), (j), (m), (p), および (s) に示した冷却気体を噴射せずにノズルのみを単体で使用した前面スパイクまわりの流れ場について見ると、いずれのケースでもノズルの付け根を取り囲むように再循環領域が形成された。また、再循環領域はカプセル肩部よりも内側の領域に形成されており、再循環領域がカプセル底面の肩部より外側に伸びたり、またはノズル先端よりも上流側に伸びたりすることはなかった。カプセル底面の壁面近傍の温度分布を見ると、前面スパイクによって誘起された再循環領域の外周部分よりわずかに外側の領域において再

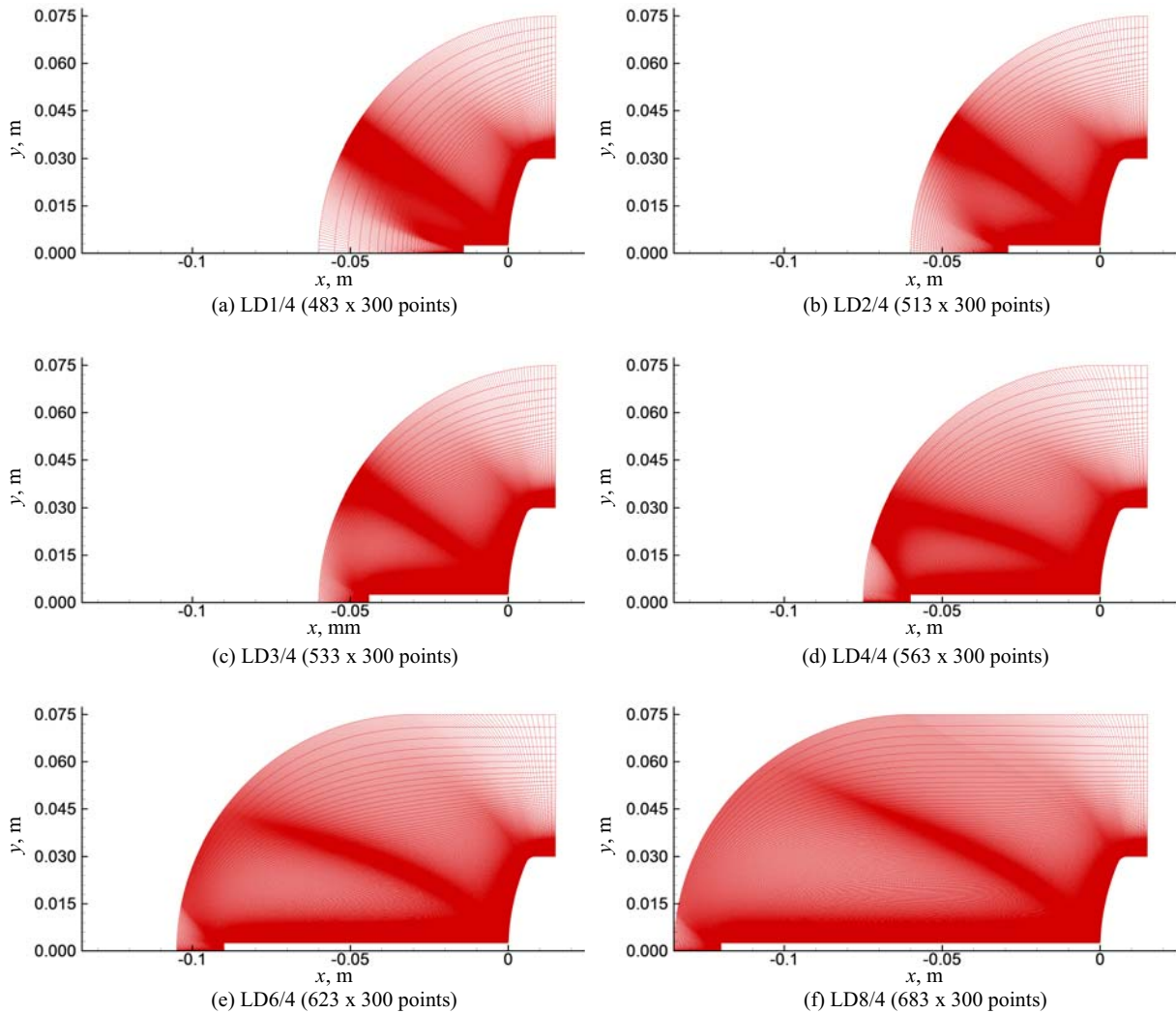


図 5.3 Extended nozzle を装備した Apollo 型カプセル底面まわりの CFD 解析を行うために生成した計算格子

循環領域内よりも温度の高い部分が観察できる。このような部分では、再循環領域内よりも高い熱負荷が発生することが予想される。熱流束や圧力の分布に関しては、次節において議論することとする。さらに、再循環領域の上流側外縁の前方には、いずれのケースにおいてもノズル側面に起点を持つはく離衝撃波が形成している様子を観察することができる。

次に extended nozzle 付き逆噴射ジェットとして使用したケースについて述べる。まず、LD1/4 のケースでは、前面スパイクとして使用したケースだけではなく、逆噴射ジェットを同時に使用した場合においても、カプセル底面の前方に 5,000 K を超えるような高温の領域が形成された。しかし、LD2/4 よりも長いケースで逆噴射ジェットを同時に使用するケースでは、カプセル底面の前方における温度が低く推移した。同一のジェット全圧で比較してみると、LD2/4 よりも長いノズルを使用する場合には、ノズルを長くするほど再循環領域内の温度が低下した。ジェットと組み合わせて使用することにより、ジェットを使用しない場合にはノズルの側面から発生していたはく離衝撃波の起点が、ジェットの使用により主流の上流方向に伸びた再循環領域の先端位置にまで移行したことがわかる。これによって、はく離衝撃波の衝撃波角が浅くなっていることから、ノズル単体として使用する場合よりもはく離衝撃波の強さが低下していることが予想できる。

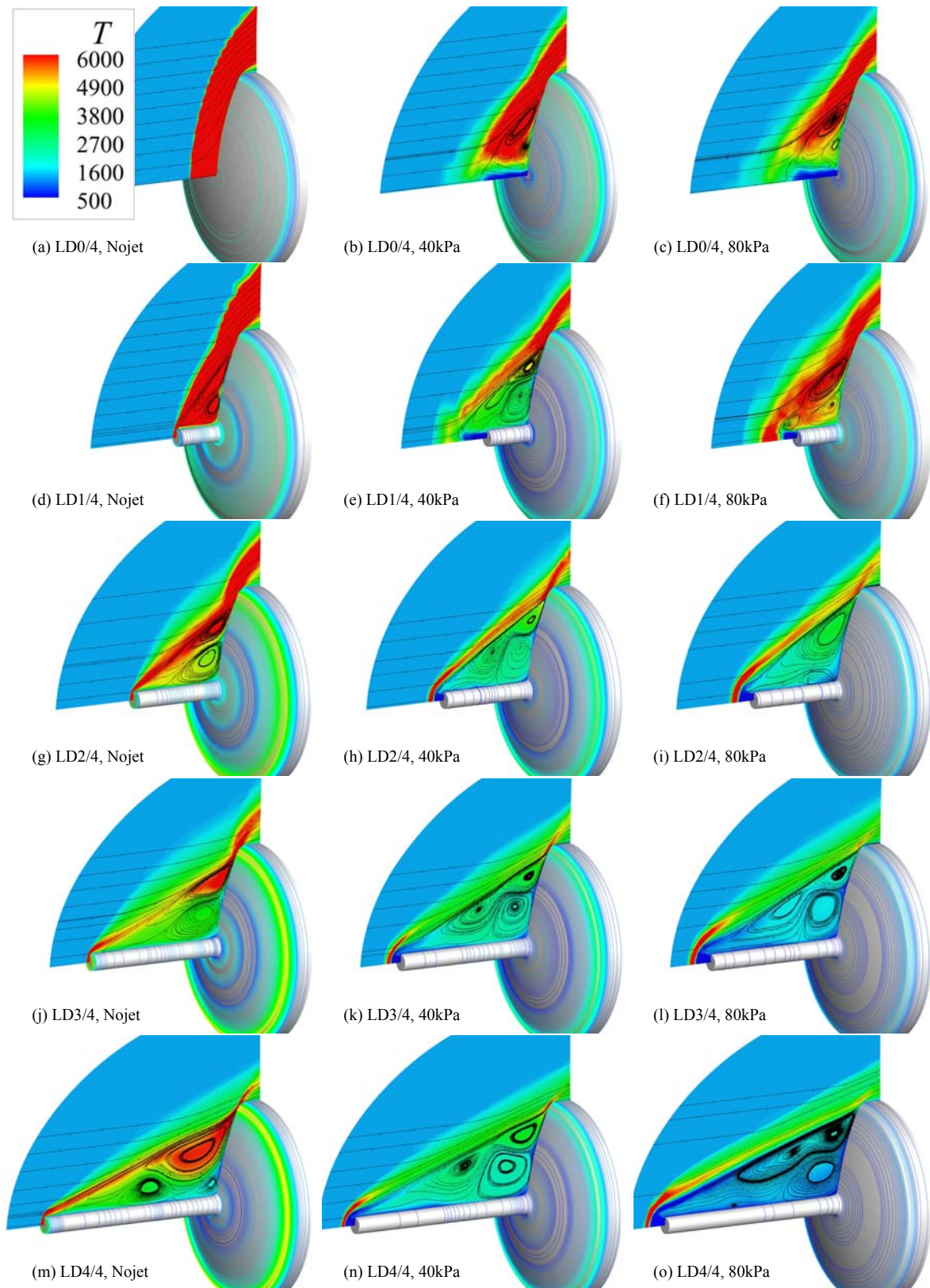


図 5.4 CFD により得られた温度分布と流線

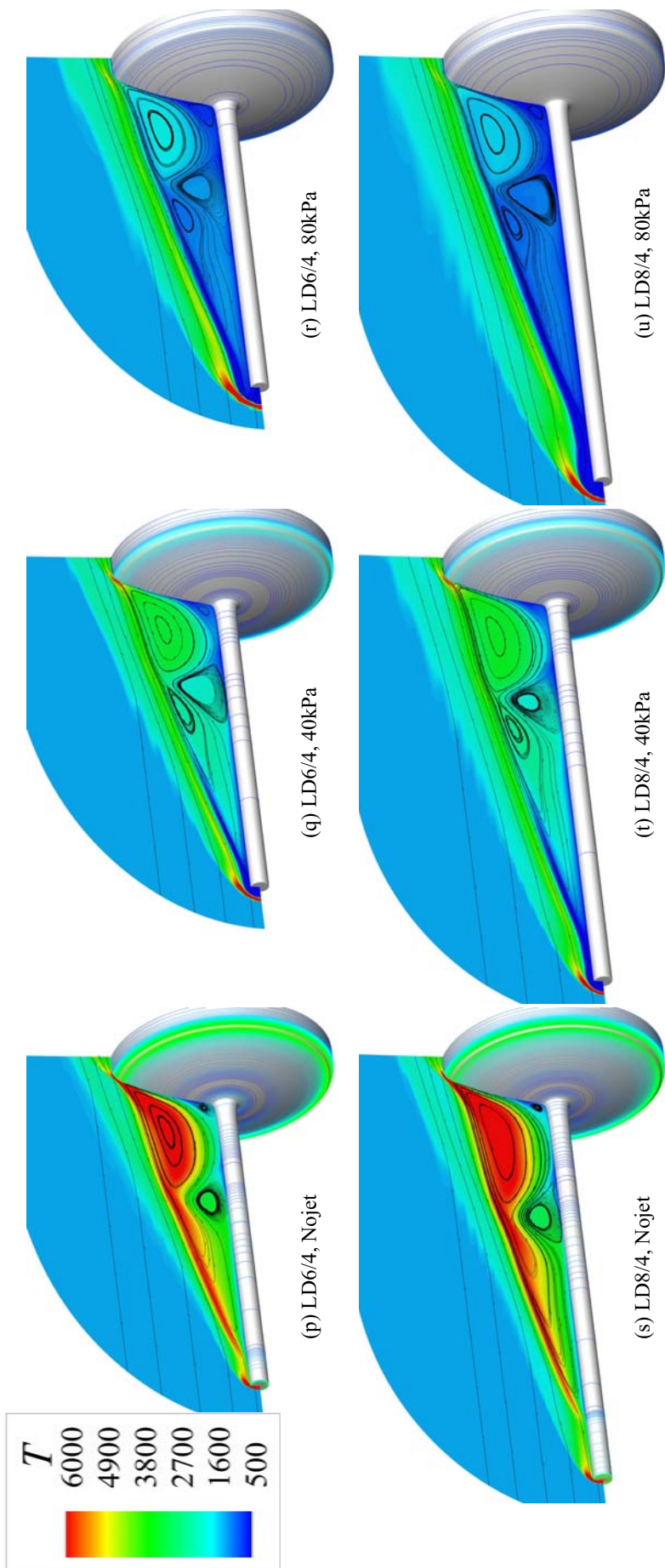


図 5.4 CFD により得られた温度分布と流線 (続き)

5.3.2 カプセル底面における熱流束と圧力の分布

次に、カプセル底面における熱流束と圧力の分布を図 5.5 に示す。まず、ノズルのみを用いて逆噴射ジェットを使用しない前面スパイクとして使用した場合に関して、図 5.5(a) および (b) に示したように、カプセル底面のよどみ点に近い中心軸から 20 mm 以内の範囲において熱流束と圧力の両方が extended nozzle 付き逆噴射ジェットを使用しない場合よりも低下した。このような熱流束と圧力の低下は、ノズルを長くするほど効果的であるという結果が得られた。前面スパイクとして使用する場合にこのような熱流束と圧力の両方を低減できたメカニズムとしては、(1) 鈍頭物体の前面に形成される強い離脱衝撃波が、弱い斜め衝撃波に置き換えられることにより温度と圧力の上昇が抑えられること加えて、(2) 再循環領域が形成されるためよどみ点付近の領域が衝撃波を経験した高温の主流部分が物体表面に直接到達するのを避けられるという流れ場の構造により説明することができる。このように離脱衝撃波が斜め衝撃波に置き換えられたり、再循環領域が形成される様子は、すでに図 5.4(a), (d), (g), (j), (m), (p), および (s) に示したとおりである。しかしながら、カプセル肩部に近い部分においては、前面スパイクとして用いたすべてのケースで熱流束および圧力の両方が上昇した。このようにカプセル底面の肩部において熱流束と圧力の両方がピークをとった位置は、流れの再付着点のわずかに外側の点であった。これは、再付着点において (1) 高エネルギーな流れ場物体近傍に達したこと、(2) 流れがカプセル表面に沿うように曲げられる必要があることから圧縮波が形成されたこと、(3) 流れ場加速されてせん断応力が増加し、Reynolds 類推により加熱量が上昇したことによって、再付着点よりも下流側のカプセル底面部分の温度と圧力の両方が上昇したためであると考えられる。肩部で上昇した熱流束および圧力のピークは、LD2/4 のノズルを使用したときに最大値をとった。また、LD2/4 よりも長いノズルを使用したときには、熱流束および圧力のピークはノズルを長くするにしたがって単調に低下した。なお、LD2/4 のケースで LD1/4 のケースよりも熱流束と圧力のピークが上昇した理由としては、再付着に伴う流れの偏向角が LD1/4 よりも LD2/4 のケースの方が大きくなったために再圧縮の影響が高まったことによるものと考えられる。加えて、LD8/4 のような比較的長いノズルを使用した場合においても、カプセル底面への衝撃波の入射による熱流束および圧力のピークが発生することを抑制することはできなかった。これに関して詳しく流れ場を観察すると、当初予想していたとおり、ノズル先端から生じる斜め衝撃波はカプセル底面には入射せず、カプセルの直径よりも外側へ抜けるような流れ場は得られている。しかし、カプセル底面に入射する衝撃波はノズルの先端から生じる斜め衝撃波ではなく、ノズルの側面から生じたはく離衝撃波であることがわかる。このはく離衝撃波は、ノズル側面に生じる逆圧力勾配によってカプセル底面のよどみ点からノズル側面に沿うようにしてはく離領域が形成されるために形成するものである。このことから、ノズルを無限大まで長くしたとしても、よどみ点前方に形成される再循環領域の外縁がカプセル底面すべてを覆うような流れ場を得ることはできないことがわかる。

続いて、extended nozzle 付き逆噴射ジェットとして使用した場合に関して述べる。図 5.5(c)–(f) に示したとおり、同一のジェット全圧で比較すると長いノズルを使用するほど熱流束と圧力の両方をより効果的に低減させることができた。また、同一のノズル長さに関してみると、ジェット全圧が高いほど熱流束および圧力を低減させる効果が向上した。ただし、LD1/4 で 80 kPa のジェット全圧に設定しケースでは例外であり、熱流束および圧力の分布が LD0/4 で 80 kPa のジェット全圧に設定した場合とほとんど同程度に留まった。図 5.4(f) に示した流れ場の温度分布を見ると、LD1/4 で 80 kPa のジェットを使用する場合には、他のノズルを用いた時に比べて再循環領域内の温度がかなり高く推移している。瞬時の流れ場を観察すると、このケースでは流れ場が非常に不安定になっており、カプセル底面の近傍において Edney の分類^[202]によるところの“Type IV”に相当する非常に強い衝撃波干渉が発生する流れ場が頻繁に観察された。よって、LD1/4 で 80 kPa のジェットを使用したときにノズルのない LD0/4 で 80 kPa のジェットを使用する場合と比較して熱流束と圧力の低減効果が発揮されなかった原因としては、LD1/4 で 80 kPa とした場合に流れ場が不安定となり強い衝撃波干渉が発生したために再循環領域内の温度や圧力が高くなったということができる。カプセル底面の肩部における熱流束と圧力の分布に注目して見ると、比較的短いノズルを使用するときに前面スパイクとして使用したに見られたのと同様に、

熱流束と圧力が上昇する領域が表れた。しかし、長いノズルを用いることによって、このような熱流束と圧力のピークは低下し、最終的には extended nozzle 付き逆噴射ジェットを用いない場合の分布を下回る条件があることが明らかになった。

以上のことから、半球円柱模型の先端に extended nozzle 付き逆噴射ジェットを使用する場合に比べると長いノズルが必要となるものの、宇宙往還機や宇宙探査機に使用されることの多いカプセル形状に適用する場合でも、extended nozzle 付き逆噴射ジェットによる空力加熱低減の効果が得られることが示された。

5.3.3 全加熱量と空力抵抗の比較

Extended nozzle 付き逆噴射ジェットをカプセル底面のような鈍頭な物体の先端に適用する場合の TPS としての能力を評価するため、全加熱量および空力抵抗による比較を行った。ただし、カプセル形状は半球と異なり、半径によってその曲率半径が一様ではない。そこで、全加熱量 Q および空力抵抗 D を次により評価した。

$$W = 2\pi \int_{\text{wall}} q_{w,i} r_i ds_i \quad (5.1)$$

$$D = F_{\text{pressure}} + F_{\text{shear stress}} + F_{\text{jet thrust}} \quad (5.2)$$

ここで、

$$F_{\text{pressure}} = 2\pi \int_{\text{wall}} p_{w,i} \sin \theta_i r_i ds_i \quad (5.3)$$

$$F_{\text{shear stress}} = 2\pi \int_{\text{wall}} \tau_{w,i} \cos \theta_i r_i ds_i \quad (5.4)$$

$$F_{\text{jet thrust}} = \rho_{j,\text{exit}} u_{j,\text{exit}}^2 A_{j,\text{exit}} + (p_{j,\text{exit}} - p_{0,2}) A_{j,\text{exit}} \quad (5.5)$$

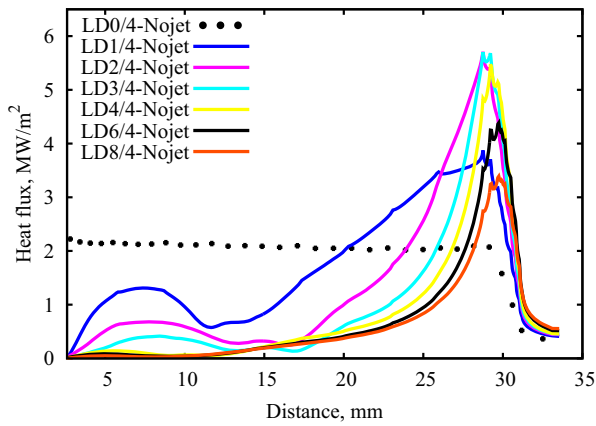
とした。上の要領によって評価した全加熱量と空力抵抗を、それぞれ図 5.6、図 5.7 に示す。

冷却気体を噴射せずにノズルのみを単体で使用したとき、全加熱量に関して比較すると、一旦 LD1/4 で最大値を取ったのち、ノズルを長くするほど低減した。これらのケースのうち、全加熱量を最も効果的に低減させることができたのは LD8/4 の場合で、extended nozzle 付き逆噴射ジェットを用いない場合と比較して 36% だけ全加熱量を低減させることができた。しかし、LD1/4 および LD2/4 で逆噴射ジェットを使用しない場合には、全加熱量が extended nozzle 付き逆噴射ジェットを用いない場合と比べて、それぞれ 15% および 7.9% ほど上昇した。図 5.5(a) に示した熱流束の分布から、カプセル底面の中央部に近い部分ではノズル単体で熱流束を低減させることができることは既に述べたが、カプセル底面の肩部においては離衝撃波の入射により発生した熱流束のピーク部分が全加熱量として上昇するという結果をもたらしている。一方、空力抵抗に関しては、ノズルを長くするほど単調に低減させることができた。これらのケースの内、空力抵抗の低減に最も効果が高かったのが LD8/4 の場合で、extended nozzle 付き逆噴射ジェットを用いない場合よりも 72% も空力抵抗を低減させることができた。このように、逆噴射ジェットを使用せずノズルを単体で使用する場合には、空力抵抗を低減させる効果の方が全加熱量を低減させる効果よりも大きいことがわかった。

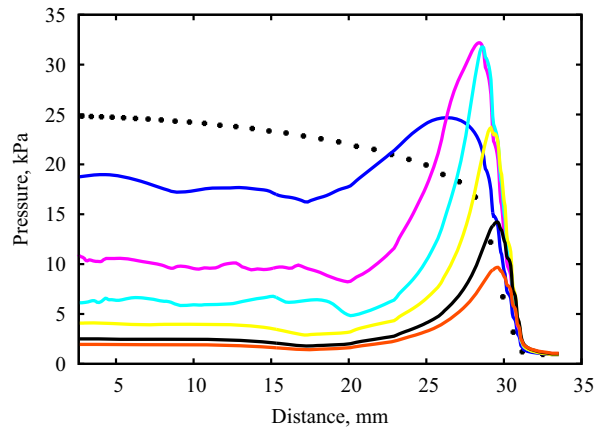
次に、extended nozzle 付き逆噴射ジェットとして使用した場合について述べる。Extended nozzle 付き逆噴射ジェットとしてデバイスを使用した場合には、ノズルを長くするほど、また冷却気体を強く噴射するほど全加熱量および空力抵抗を効果的に減少させることができた。ノズル単体で前面スパイクとして使用する場合には、全加熱量の低減効果よりも空力抵抗を低減させる効果の方が顕著であったが、逆噴射ジェットを同時に使用することによって全加熱量と空力抵抗の低減効果が同程度となった。ただし、LD1/4 でジェット全圧を 80 kPa としたケースのみ例外であった。既に上節で述べたとおり、LD1/4 で 80 kPa の逆噴射ジェットを使用した場合には流れ場が非常に不安定になったためカプセル底面の前方において強い衝撃波干渉が生じていた。このため、全加熱量や空力抵抗として積分値を評価する場合にも衝撃波干渉による温度上昇および圧力上昇の影響が顕著に表れた。このことから、本研究における気流条件では LD1/4 のノズルを使用する場合には、80 kPa の逆噴射ジェットを使用すると TPS としての能力としては逆効果になるということが出来る。気流条件によって

は、LD1/4 で 80 kPa のジェットを使用する場合以外の条件においてもこのような不安定な流れ場が生じることで TPS としての能力が損なわれる条件が存在することが明らかとなった。よって、extended nozzle 付き逆噴射ジェットを実機に適用する際には、流れ場の安定性に十分な配慮を払いながら検討される必要がある。ここで、全加熱量と空力抵抗の低減効果が最も顕著だったのはノズル長さが最大の LD8/4 でジェット全圧を 80 kPa とした場合であり、全加熱量と空力抵抗をそれぞれ 90% および 91% ほど低減させることができた。

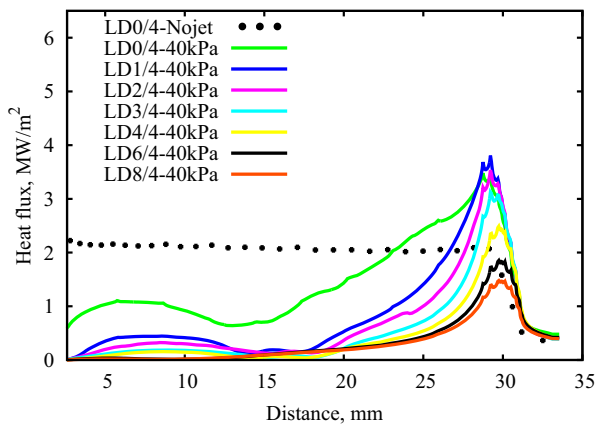
以上の結果から、半球円柱模型の先端に extended nozzle 付き逆噴射ジェットを使用する場合に比べると長いノズルが必要となるものの、宇宙往還機や宇宙探査機に使用されることの多いカプセル形状に適用する場合でも、extended nozzle 付き逆噴射ジェットによる空力加熱低減の効果が得られることが示された。このことから、extended nozzle 付き逆噴射ジェットは実機への適用が可能であると言える。その際、空力加熱を低減すると同時に空力抵抗をも低減させる効果があることから、着陸に向けた突入飛行や減速のマニューバを行う機体に適用するよりも、高い揚抗比を必要とするような空気力を利用するスイングバイを行う探査機や、空気中を極超音速で巡航する輸送機などに使用するとき最も有利に活用できるデバイスであると考察される。



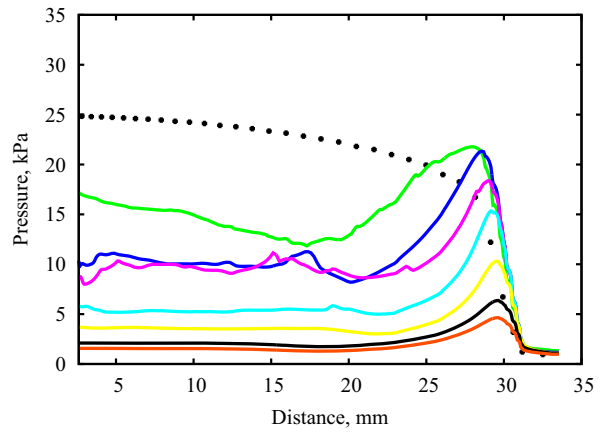
(a) Heat flux distributions without opposing jet



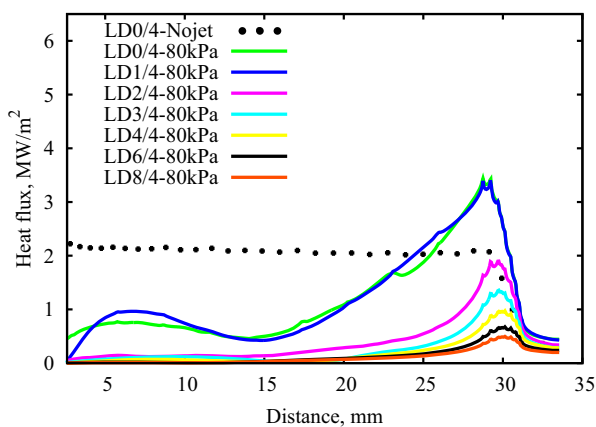
(b) Pressure distributions without opposing jet



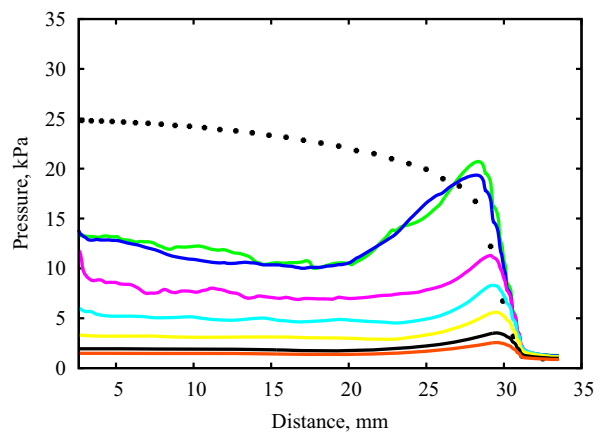
(c) Heat flux distributions with 40kPa jet



(d) Pressure distributions with 40kPa jet



(e) Heat flux distributions with 80kPa jet



(f) Pressure distributions with 80kPa jet

図 5.5 カプセル底面の熱流束および圧力分布の比較 ((b), (d), (f) の凡例は, それぞれ (a), (c), (e) の凡例に同じ)

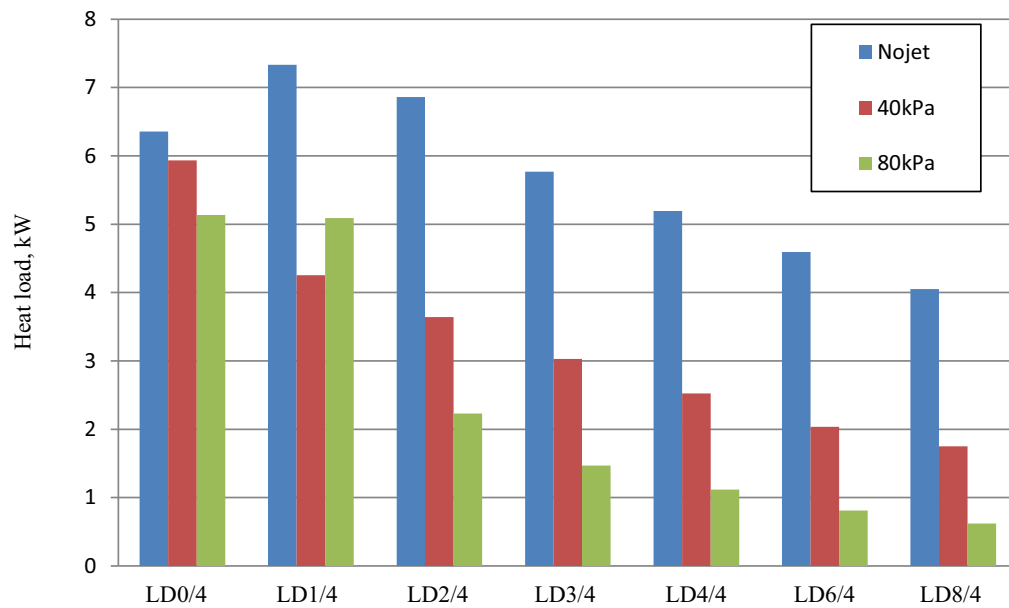


図 5.6 カプセル底面の全加熱量の比較

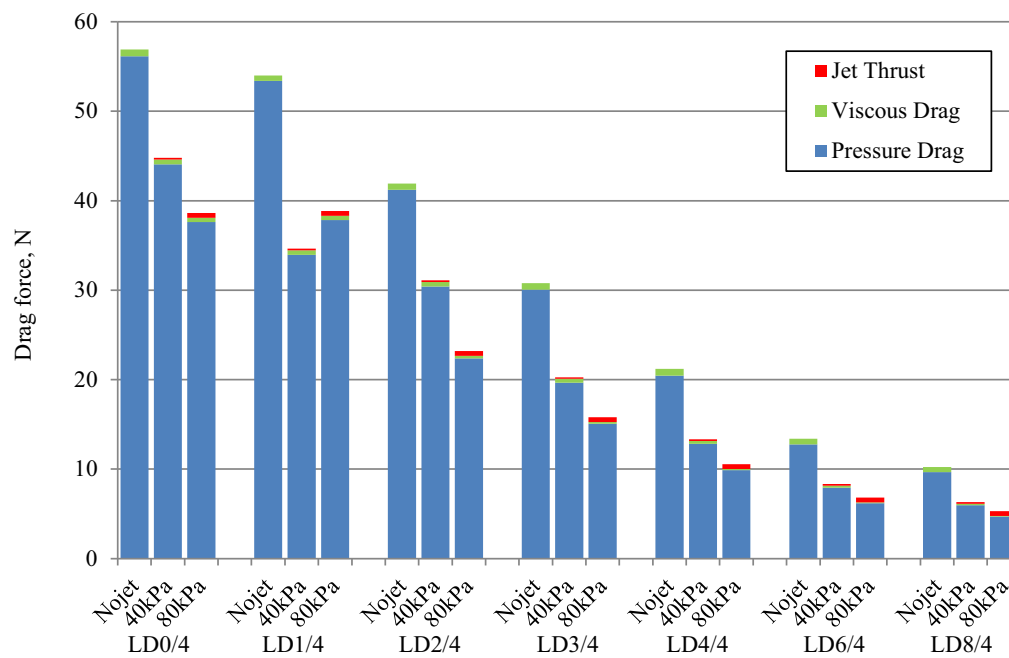


図 5.7 カプセル底面の空力抵抗の比較

5.4 結論

第 5 章の結論は次のように要約される。

1. Extended nozzle 付き逆噴射ジェットは、半球よりも先端が鈍頭なカプセル底面形状に使用する場合においても空力加熱を低減させる効果を発揮することができることを示した。
2. Extended nozzle 付き逆噴射ジェットは、半球よりも鈍頭なカプセル底面形状に使用する場合においても空力加熱を低減させると同時に空力抵抗を低減させる効果を得ることもできることを明らかにした。
3. Extended nozzle 付き逆噴射ジェットは、ノズルを長くするほど、また冷却気体の噴射を強くするほど、その TPS としての能力を向上させることができることを示した。
4. 半球円柱形状の先端に使用する場合と比較すると、カプセル底面形状に使用する場合の方が長いノズルを装備する必要があることを明らかにした。
5. 気流条件によっては、流れ場が不安定になるため衝撃波干渉が発生し、extended nozzle 付き逆噴射ジェットによる空力加熱防御の効果が損なわれる場合があることを示した。

第 6 章 結論

第 2 章における結論は次のように要約される。

1. 九州大学が保有するフリーピストン衝撃風洞の概要についてまとめた。
2. フリーピストン衝撃風洞の心臓部と言えるフリーピストン駆動部の運転条件を算出するため、運転条件算出ツールを開発した。このツールの開発により、風洞が開発されて以来はじめて、複数の気流条件を得ることが可能となった。
3. フリーピストン衝撃風洞において生成される高エンタルピー・低密度試験気流の流れ場を低コストで観察するため、光源に緑色 LED を用いたシュリーレン法による可視化手法の開発を開発した。開発した可視化手法は、impulse 式の風洞で生成される高エンタルピー・低密度な流れ場を、低コストで可視化することを可能とする技術である。また、可視化された流れ場を再現するため CFD によるシミュレーションを行い両者を比較することによって、本研究で採用したシュリーレン光学系で可視化することのできる感度の目安に関する知見を得た。この可視化手法を確立したことにより、フリーピストン衝撃風洞の試験における流れ場を観察することが可能となったほか、CFD のバリデーションに供することのできる実験データを提供することが可能となった。

第 3 章における結論は次のように要約される。

1. 宇宙往還機のノーズ部を模擬した半球円柱模型に加わる熱流束を計測し、逆噴射ジェットの有無による熱流束の変化を比較することにより、逆噴射ジェットによるよどみ点まわりの空力加熱防御の効果が高エンタルピー流中において得られることを実験的に明らかにした。
2. Cold hypersonic 流中における過去の研究により明らかにされてきたのと同様に、高エンタルピー流中においてもジェット全圧を高くするほど逆噴射ジェットの空力加熱防御効果が向上することを示した。
3. 気流条件の異なる流れ場における逆噴射ジェットによる空力加熱防御効果を一般化して表すためのパラメータについて検討し、主流と逆噴射ジェットとの運動量比や、主流ピトー圧と逆噴射ジェットの全圧との比である jet pressure ratio と模型と逆噴射ジェットの断面積比の積を用いることによって、半球円柱模型の先端から逆噴射ジェットを噴射する場合の空力加熱防御効果が比較的まとまりよく整理されることを明らかにした。
4. CFD を用いて行った数値的研究によって、極超音速流中に置かれた半球物体の先端から逆噴射ジェットを噴射する場合の流れ場の構造を明らかにした。
5. 逆噴射ジェットの全圧をパラメータとして変化させながらシミュレーションを行った結果、逆噴射ジェットによって離脱衝撃波の離脱距離を大きくする効果や、再付着点の位置が変化することを示した。
6. 通常は相反する設計要求である極超音速流中における空力加熱の低減と空力抵抗の低減を、逆噴射ジェットを用いることによって同時に満足できることを示した。

第 4 章における結論は次のように要約される。

1. Extended nozzle 付き逆噴射ジェットを用いることによって、高エンタルピー流中に置かれた半球円柱物体の空力加熱を効果的に防御することができることを実験的に明らかにした。

2. 実験で計測した熱流束分布の比較から、同一のジェット全圧を比べると extended nozzle 付き逆噴射ジェットのノズルを長くするほど空力加熱低減効果が向上することを示した。
3. CFD により得られた extended nozzle 付き逆噴射ジェットの流れ場を観察し、extended nozzle 付き逆噴射ジェットが空力加熱を低減させるメカニズムを流れ場構造から明らかにするとともに、熱流束や圧力分布に変化を与える流れ場の構造を示した。
4. 数値的研究の結果から、extended nozzle 付き逆噴射ジェットは半球円柱物体に流入する局所的な熱流束を低減させるだけでなく、半球部分全体に単位時間あたりに加わる全加熱量も低減させる能力を持つことを明らかにした。
5. CFD により得られた半球部分の圧力やせん断応力の分布を用いて比較することにより、extended nozzle 付き逆噴射ジェットが空力加熱を低減させるだけでなく、空力抵抗をも同時に低減させることを明らかにした。

第5章における結論は次のように要約される。

1. Extended nozzle 付き逆噴射ジェットは、半球よりも先端が鈍頭なカプセル底面形状に使用する場合においても空力加熱を低減させる効果を発揮することができることを示した。
2. Extended nozzle 付き逆噴射ジェットは、半球よりも鈍頭なカプセル底面形状に使用する場合においても空力加熱を低減させると同時に空力抵抗を低減させる効果を得ることもできることを明らかにした。
3. Extended nozzle 付き逆噴射ジェットは、ノズルを長くするほど、また冷却気体の噴射を強くするほど、その TPS としての能力を向上させることができることを示した。
4. 半球円柱形状の先端に使用する場合と比較すると、カプセル底面形状に使用する場合の方が長いノズルを装備する必要があることを明らかにした。
5. 気流条件によっては、流れ場が不安定になるため衝撃波干渉が発生し、extended nozzle 付き逆噴射ジェットによる空力加熱防御の効果が損なわれる場合があることを示した。

以上により、極超音速流中における逆噴射ジェットによる空力加熱低減に関して、高エンタルピー流における実験的研究と CFD を用いた数値的研究により流れ場を明らかにするとともに、その有用性を明らかにした。その結果、逆噴射ジェットは空力加熱を低減させることができるだけでなく、空力抵抗をも同時に低減させることができることを明らかにした。また、冷却気体のノズルを前方に延長した extended nozzle 付き逆噴射ジェットについても調査を行い、長いノズルを使用するほど少ない流量の逆噴射ジェットで効率よく空力加熱と空力抵抗を低減させることを示した。

謝辞

極超音速流中における空力加熱低減という素晴らしい研究課題と好きなだけ研究に没頭できる環境を提供して頂くとともに、修士課程からの5年間にわたってご指導を頂戴しました九州大学大学院航空宇宙工学部門の麻生 茂教授に感謝申し上げます。また、本論文の内容に関して重要なご指導を頂きました九州大学大学院工学研究院航空宇宙工学部門の大田治彦教授ならびに九州大学大学院工学研究院海洋システム工学部門の安東 潤教授に深く感謝申し上げます。

第3章に述べた試験気流の静定に関する可視化実験では、株式会社ノビテック様より提供を頂いたハイスピードカメラおよび光源装置を使用しました。大変貴重な機会を頂いたことを感謝申し上げます。

筆者が在籍した宇宙輸送システム工学研究室の谷 泰寛准教授に頂きました多くのご助言は、科学論文の執筆や流れ場の物理現象に関する理解を深めるという点で大変参考になりました。また、森下和彦技術職員には、実験に必要な物品の購入や事務手続きなど、研究の円滑な実施のためにご配慮を頂きました。

航空宇宙工学部門鉄工室の平川裕一技術職員には、フリーピストン衝撃風洞を用いた実験に不可欠なアルミ隔膜や、実験模型の製作に多大なご協力を頂きました。航空宇宙工学部門電子室の松原 学技術職員（当時）、永安 忠技術職員、金城 寛技術職員には、計測器や真空ポンプに不具合が生じた際の対処を行って頂きました。また、本論文の第2章に述べた可視化技術の開発研究の心臓部であるLEDドライバ回路の設計には、重要なご助言を頂戴しました。航空宇宙工学部門事務室の永尾はな事務職員と安井香奈様には、研究活動や学会発表に関する各種手続きを行って頂きました。

宇宙輸送システム工学研究室の卒業生であり、筆者が防衛大学校に在籍していた頃からお世話になっている防衛大学校システム工学群航空宇宙工学科の溝口 誠講師には、特に実験装置の不具合対処だけでなく、実験結果の解釈などに関して大変貴重なアドバイスを頂きました。

筆者が修士課程に入学した当時、同じ研究班の直属の先輩であった井本鷹重氏（現トヨタ自動車株式会社）には、実験装置や計算機の使用方法をはじめ、実験模型の設計に関して有益な助言を頂きました。また、在学中に共に研究に取り組んだ修士課程の山下 純君（現日本航空株式会社）、田畑明彦君、学部生の稲富悠也君、君たちと一緒に実験計画を検討したり、実験を行ったり、実験結果に頭を悩ませながら考察したりできた経験は、九州大学在学中に得た何よりも私の財産になりました。

国家公務員の留学制度により大学院研修の機会を与えて下さった防衛省航空自衛隊と、筆者が不在の間も粛々と任務を遂行して下さった同僚の皆様感謝申し上げます。特に、大学院研修の円滑な実施のためにご尽力頂いた航空幕僚監部装備計画部装備課技術支援室及び西部航空警戒管制団司令部の関係者各位に御礼申し上げます。筆者が九州大学大学院に入学した平成23年4月は、東日本大震災が発生した直後の時期でした。災害派遣に向かう多数の自衛隊車両を反対車線に見送りながら大学院入学のために福岡へ異動してきた経験は、筆者の胸に強く刻まれています。この災害はまた、技術者が社会に対してどう貢献するかについて深く考えさせられるきっかけを与えるものでもありました。在学中に感じた思いを自戒として、役割を果たして行きたいと考えています。

最後に、筆者を励まし本論文の執筆を支えてくれた妻 仁美に感謝します。

参考文献

- [1] 磯部洋明. 人類の宇宙進出の意義に関する検討. 宇宙航空研究開発機構研究開発報告 JAXA-RR-11-006, pp. 41–60, 2012.
- [2] M. Ivanov, J. Samareh, T. Zang, R. Winski, A. Olds, and D. Kinney. Entry, descent and landing systems analysis study: Phase 2 report on Mars Science Laboratory improvement. *NASA TM-2011-216988*, January 2011.
- [3] 宇治勝. 各国の宇宙政策の変化と日本の対応. 日本航空宇宙工業会会報「航空と宇宙」, Vol. 706, pp. 22–31, 2012.
- [4] R. Braun and R. Manning. Mars exploration entry, descent, and landing challenges. *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 44, No. 2, pp. 310–323, 2007.
- [5] 松本紘. 宇宙太陽光発電所 新太陽光エネルギー社会と宇宙生存学が明日をつくる. ディスカヴァー・トゥエンティワン, 2011.
- [6] 佐古理. 世界の宇宙産業動向. 日本航空宇宙工業会会報「航空と宇宙」, Vol. 740, pp. 12–25, 2015.
- [7] 加藤寛一郎. スペースプレーン, 超高層飛行力学. 東京大学出版会, 1989.
- [8] H. Liepmann and A. Roshko. *Elements of Gasdynamics*. John Wiley & Sons, Inc., 1960.
- [9] J. Anderson Jr. *Modern Compressible Flow with Historical Perspective*. McGraw-Hill, Inc., second. edition, 1990.
- [10] 久保田弘敏, 鈴木宏二郎, 綿貫忠晴. 宇宙飛行体の熱気体力学. 東京大学出版会, 2002.
- [11] 富田信之, 鬼塚克巳, 幸節雄二, 長谷川恵一, 前田則一. ロケット工学基礎講義. コロナ社, 2001.
- [12] 山田哲哉, 安部隆士. 「はやぶさ」カプセルの地球大気再突入時におけるプラズマ現象とその周辺. *Journal of Plasma and Fusion Research*, Vol. 82, No. 6, pp. 368–374, June 2006.
- [13] J. Anderson Jr. *Hypersonic and High-Temperature Gas Dynamics*. AIAA, Inc., second edition, 2006.
- [14] P. Romere, D. Kanipe, and J. Young. Space Shuttle entry aerodynamic comparisons of Flight 1 with preflight predictions. *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 20, No. 1, pp. 15–21, 1983.
- [15] J. Young and J. Underwood. Development of aerodynamic uncertainties for the Space Shuttle Orbiter. *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 20, No. 6, pp. 513–517, 1983.
- [16] P. Romere and J. Young. Space Shuttle entry longitudinal aerodynamic comparisons of Flight 2 with preflight predictions. *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 20, No. 6, pp. 518–523, 1983.
- [17] J. Maus, B. Griffith, K. Szema, and J. Best. Hypersonic Mach number and real gas effects on Space Shuttle Orbiter aerodynamics. *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 21, No. 2, pp. 136–141, 1984.
- [18] D. Morabito. The spacecraft communications blackout problem encountered during passage or entry of planetary atmospheres. *IPN Progress Report 42-150*, August 2002.
- [19] C. Miller. Aerothermodynamic flight simulation capabilities for aerospace vehicles. In *20th AIAA Advanced Measurements and Ground Testing Technology Conference, Albuquerque, NM, USA*, AIAA Paper 98-2600. AIAA, 1998.
- [20] S. Tack, D. Tomek, T. Horvath, H. Verstynen, and E. Shea. Cast Glance near infrared imaging observations of

- the Space Shuttle during hypersonic re-entry. In *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Orlando, FL, USA*, AIAA Paper 2010-243. AIAA, 2010.
- [21] F. Lu and D. Wilson. Survey of short duration, hypersonic and hypervelocity facilities. *AIAA paper 94-2491*, 1994.
- [22] J. Arnold, G. Seibert, and J. Wendt. Real-gas aerothermodynamics test facilities. *AGARD-AR-319-VOL-2*, dec 1998.
- [23] J. Simmons. Measurement techniques in high-enthalpy hypersonic facilities. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 10, pp. 454–469, 1995.
- [24] H. Hornung. Experimental hypervelocity flow simulation, needs, achievements and limitations. In *First Pacific International Conference on Aerospace Science and Technology*. National Cheng-Kung University, 1993. Taiwan.
- [25] 櫻谷賢士, 山口裕, 沖元海. 点回折干渉計による衝撃波管翼型流れの試験気体の影響に関する研究. 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 59, No. 685, pp. 34–41, 2001.
- [26] 倉谷健治, 土屋莊次. 衝撃波の化学物理. 裳華房, 1968.
- [27] R. Stalker. Isentropic compression of shock tube driver gas. *ARS Journal*, Vol. 30, p. 564, June 1960.
- [28] R. Stalker. Area change with a free-piston shock tube. *AIAA Journal*, Vol. 2, No. 2, pp. 396–397, 1964.
- [29] R. Stalker. Preliminary results with a free piston shock tunnel. *AIAA Journal*, Vol. 3, No. 6, pp. 1170–1171, June 1965.
- [30] R. Stalker. The free-piston shock tube. *The Aeronautical Quarterly*, Vol. 17, pp. 351–370, 1966.
- [31] R. Stalker. A study of the free-piston shock tunnel. *AIAA Journal*, Vol. 5, No. 12, pp. 2160–2165, December 1967.
- [32] R. Stalker. Diaphragm-type shock tube for high shock speeds. *NATURE*, Vol. 218, pp. 789–790, May 1968.
- [33] R. Stalker. Development of a hypervelocity wind tunnel. *The Aeronautical Journal*, Vol. 76, No. 738, pp. 374–384, 1972.
- [34] R. Stalker and K. Crane. Driver gas contamination in a high-enthalpy reflected shock tunnel. *AIAA Journal*, Vol. 16, No. 3, pp. 277–279, March 1978.
- [35] H. Hornung. Experimental simulation of high-enthalpy real-gas effects. In J. A. Désidéri, R. Glowinski, and J. Périaux, editors, *Hypersonic Flows for Reentry Problems, volume I: Survey Lectures and Test Cases for Analysis*, pp. 187–208. Springer-Verlag, 1990. Workshop held in Antibes, France, 22-25 January, 1990.
- [36] 伊藤勝宏, 升谷五郎, 宮島博. 大型高温衝撃風洞の基本設計. 日本航空宇宙学会誌, Vol. 43, No. 499, pp. 2–6, August 1995.
- [37] P. Gnoff, K. Weilmuenster, H. Hamilton II, D. Olynick, and E. Venkatapathy. Computational aerothermodynamic design issues for hypersonic vehicles. *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 36, No. 1, pp. 21–43, 1999.
- [38] J. Slotnick, A. Khodadoust, J. Alonso, D. Darmofal, E. Lurie, and D. Mavriplts. CFD vision 2030 study: A path to revolutionary computational aerosciences. Contractor report, NASA, 2014. NASA CR-2014-218178.
- [39] H. Hornung and J. Belanger. Role and techniques of ground testing for simulation of flows up to orbital speed. In *AIAA 16th Aerodynamic Ground Testing Conference, Seattle, WA, USA*, AIAA paper 90-1377, June 1990.
- [40] H. Hornung, B. Trurtevant, J. Belanger, S. Sanderson, M. Brouillette, and M. Jenkins. Performance data of the new free-piston shock tunnel T5 at GALCIT. In *18th International Symposium on Shock Waves, Sendai, Japan*, Shock Waves, July 1991.
- [41] H. Hornung. Performance data of the new free-piston shock tunnel T5 at GALCIT. In *AIAA 17th Aerospace Ground Testing Conference, Nashville, TN, USA*, July 1992. AIAA Paper 92-3943.
- [42] D. Bridges. Hans G. Hornung: Celebrating 75 years. *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 46, pp. 47–48,

-
- 2010.
- [43] D. Mee. Uncertainty analysis of conditions in the test section of the T4 shock tunnel. *The University of Queensland Reserch Report No. 4/93*, 1993.
- [44] P. Jacobs, R. Morgan, R. Stalker, and D. Mee. Use of argon-helium driver-gas mixtures in the T4 shock tunnel. In *The 19th International Symposium on Shock Waves, Marseille, France, 26-30 July, 1993*, 1993.
- [45] W. Beck, G. Eitelberg, T. McIntyre, J. Baird, J. Lacey, and H. Simon. The high enthalpy shock tunnel in Göttingen (HEG). In *The 18th International Symposium on Shock Waves, Sendai, Japan*, pp. 677–682, July 1991.
- [46] K. Hannemann, R. Krek, and G. Eitelberg. Latest calibration results of the HEG contoured nozzle. In *The 20th International Symposium on Shock Waves, Pasadena, volume. II, CA, USA*, pp. 1575–1580, July 1995.
- [47] R. M. Chue and G. Eitelberg. Reflected shock/boundary layer interaction in the reservoir region of the HEG shock tunnel. 平成 8 年度 衝撃波シンポジウム講演集, 1996. Japan.
- [48] K. Hannemann and M. Schnieder. Calibration results of the HEG conical nozzle. In *The Third European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, ESA SP-426*, Dec 1998.
- [49] K. Hannemann, M. Schnieder, B. Reimann, and J. Schramm. The influence and the delay of driver gas contamination in HEG. In *21th AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference, 19-22 June, Denver, CO, USA, 2000*. AIAA Paper 2000-2593.
- [50] K. Hannemann, S. Karl, J. Schramm, and J. Steelant. Methodology of a combined ground based testing and numerical modelling analysis of supersonic combustion flow paths. *Shock Waves*, Vol. 20, pp. 353–366, 2010.
- [51] 宮島博. 大型衝撃風洞 Hiest の設計の特徴. 航空宇宙技術研究所特別資料 38 号, 1998.
- [52] 佐藤和雄, 小室智幸, 佐藤衛, 須谷記和, 伊藤勝宏. 高温衝撃風洞における駆動気体汚染の測定. 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 47, No. 551, pp. 470–473, 1999.
- [53] K. Itoh, S. Ueda, H. Tanno, T. Komuro, and K. Sato. Hypersonic aerothermodynamic and scramjet research using high enthalpy shock tunnel. *Shock Waves*, Vol. 12, pp. 93–98, 2002.
- [54] 戸上健治, 野本秀喜, 福本喜一, 木村一雄, 山口裕美子, 鈴木秀之, 伊藤勝宏, 中野栄一郎. 高温衝撃風洞 (HiEST) の開発試験. 平成 9 年度 衝撃波シンポジウム講演論文集, pp. 167–170, 1997. 20A06.
- [55] K. Itoh, S. Ueda, T. Komuro, K. Sato, M. Takahashi, H. Miyajima, H. Tanno, and H. Muramoto. Improvement of a free piston driver for a high-enthalpy shock tunnel. *Shock Waves*, Vol. 8, pp. 215–233, 1998.
- [56] 戸上健治, 木村一雄, 伊藤勝宏. 高温衝撃風洞 (HiEST) のピストン作動特性解析. 三菱重工技報, Vol. 35, No. 5, pp. 354–357, 1998.
- [57] 伊藤勝宏, 小室智幸, 佐藤和雄, 植田修一, 丹野秀幸, 高橋政浩. 自由ピストン型衝撃風洞 HiEST の作動特性 (第 1 報, 自由ピストンドライバーの最適作動法). 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 68, No. 675, pp. 18–25, 2002.
- [58] G. Park, S. Gai, and A. Neely. Laminar near wake of a circular cylinder at hypersonic speeds. *AIAA J.*, Vol. 48, No. 1, pp. 236–248, 2010.
- [59] S. Brieschenk, H. Kleine, and S. O’Byrne. Laser ignition of hypersonic air-hydrogen flow. *Shock Waves*, Vol. 23, pp. 439–452, 2013.
- [60] 佐藤晃浩, 森田哲也, 小柴公也, 藤原俊隆. 超軌道速度再突入機の熱環境研究のための小型高性能ストーカチューブの開発. 日本航空宇宙学会誌, Vol. 46, No. 534, pp. 398–405, July 1998.
- [61] 新井隆景, 杉山弘, 溝端一秀. 宇宙機研究のための小型自由ピストン型高エンタルピー衝撃風洞の開発. 室蘭工業大学紀要, Vol. 49, pp. 187–194, 1999.
- [62] 新井隆景, 笠原次郎, 小久保崇, 向井幸司. 小型高エンタルピー衝撃風洞を用いたスクラムジェットエンジン

- モデル内の超音速燃焼. 室蘭工業大学紀要, Vol. 51, pp. 77–84, 2001.
- [63] M. McGilvray, L. Doherty, R. Morgan, and D. Gildfind. T6: The Oxford University Stalker Tunnel. In *20th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, Glasgow, UK*, 2015. AIAA Paper 2015-3545.
- [64] M. McGilvray, L. Doherty, R. Morgan, and D. Gildfind. T6 Stalker Tunnel. In *8th European Conference on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Lisbon, Portugal*, 2015.
- [65] C. Doolan and R. Morgan. A two-stage free-piston driver. *Shock Waves*, Vol. 9, pp. 239–248, 1999.
- [66] D. Gildfind, R. Morgan, P. Jacobs, and M. McGilvray. Production of high-Mach-number Scramjet flow condition in an expansion tube. *AIAA Journal*, Vol. 52, pp. 162–177, 2014.
- [67] M. Scott, P. Jacobs, and R. Morgan. Nozzle development for an expansion tunnel. In *24th International Symposium on Shock Waves, Beijing, China, July 11–16, 2004*, pp. 283–293, 2004.
- [68] A. Sasoh, Y. Ohnishi, D. Ramjaun, K. Takayama, H. Otsu, and T. Abe. Effective test time evaluation in high-enthalpy expansion tube. *AIAA Journal*, Vol. 39, pp. 2141–2147, 2001.
- [69] T. Furukawa, T. Aochi, and A. Sasoh. Expansion tube operation with thin secondary diaphragm. *AIAA Journal*, Vol. 45, pp. 214–217, 2007.
- [70] A. Dufrene, M. Sharma, and J. Austin. Design and characterization of a hypervelocity expansion tube facility. *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 23, pp. 1185–1193, 2007.
- [71] M. MacLean, M. Holden, and T. Wadhams. A computational analysis of thermochemical studies in the LENS facilities. In *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, USA*, AIAA Paper 2007-0121, 2007.
- [72] M. MacLean, A. Dufrene, T. Wadhams, and M. Holden. Numerical and experimental characterization of high enthalpy flow in an expansion tunnel facility. In *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Orlando, FL, USA*, AIAA Paper 2010-1562, 2010.
- [73] T. Furukawa, T. Aochi, and A. Sasoh. Expansion tube operation with thin secondary diaphragm. *AIAA Journal*, Vol. 45, pp. 214–217, 2007.
- [74] V. Miller, M. Gamba, M. Mungal, and R. Hanson. Secondary diaphragm thickness effects and improved pressure measurements in an expansion tube. *AIAA Journal*, Vol. 52, pp. 451–455, 2014.
- [75] 溝口誠. フリーピストン衝撃風洞の性能向上と film cooling による空力加熱防御の研究. 博士論文, 九州大学大学院工学府航空宇宙工学専攻, 2007.
- [76] 溝口誠, 麻生茂. フリーピストン衝撃風洞駆動部におけるピストン運動の数値解析. 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 55, No. 637, pp. 74–81, 2007.
- [77] D. Sivoilella. *To Orbit and Back Again, How the Space Shuttle Flew in Space*. Springer, 2014.
- [78] 稲谷芳文. はやぶさサンプルリターンカプセルの開発. ながれ, Vol. 30, pp. 173–178, 2011.
- [79] <http://www.spacex.com/dragon.php>(2012.6.29 閲覧).
- [80] M. Pate and P. Fischbeck. Risk management for the tiles of the Space Shuttle. *INTERFACE*, Vol. 24, , January 1994.
- [81] http://www.boeing.com/defense-space/ic/sis/x37b_otv/x37b_otv.html(2012.6.29 閲覧).
- [82] D. Jenkins and T. Landis. *HYPERSONIC, The Story of the North American X-15*. Specialtypress, 2003.
- [83] T. Happenheimer. Facing the heat barrier: A history of hypersonics, The NASA History Series. Special publications, NASA, 2007. NASA SP-2007-4232.
- [84] P. Merlin. *From Archangel to Senior Crown, Design and Development of the BLACKBIRD*. AIAA, 2008.
- [85] P. Merlin. Design and development of the Blackbird: Challenges and lessons learned. In *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Orlando, FL, USA*, 2009.

AIAA Paper 2009-1522.

- [86] 藤野貴康, 石川本雄. MHD 技術の航空宇宙分野への応用. *ながれ*, Vol. 27, pp. 241–250, 2008.
- [87] M. Kim and I. Boyd. Effectiveness of a magnetohydrodynamics system for Mars entry. *JOURNAL OF SPACECRAFT AND ROCKETS*, Vol. 49, No. 6, November 2012.
- [88] S. Silton and D. Goldstein. Use of an axial nose-tip cavity for delaying ablation onset in hypersonic flow. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 528, pp. 297–321, 2005.
- [89] S. Sravanan, G. Jagadeesh, and K. Reddy. Investigation of missile-shaped body with forward-facing cavity at Mach 8. *JOURNAL OF SPACECRAFT AND ROCKETS*, Vol. 46, No. 3, pp. 577–591, 2009.
- [90] M. Ahmed and N. Qin. Recent advances in the aerothermodynamics of spiked hypersonic vehicles. *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 47, No. 6, pp. 425–449, 2011.
- [91] 河勝元, 永井大樹, 浅井圭介, 中北和之, 坪井伸幸. 極超音速流中のエアロスパイク模型周りの衝撃波構造と熱流束との関係について. 平成 20 年度衝撃波シンポジウム, March 2003.
- [92] R. Kalimuthu, R. Mehta, and E. Rathakrishnan. Drag reduction for spike attached to blunt-nosed body at Mach 6. *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 47, No. 1, pp. 219–222, 2010.
- [93] L. Huebner and A. Mitchell. Experimental results on the feasibility of an aerospike for hypersonic missiles. *AIAA paper 95-0737*, 1995.
- [94] D. Knight. Survey of aerodynamic drag reduction at high speed by energy deposition. *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 24, No. 6, pp. 1153–1167, 2008.
- [95] A. Sasoh, J. Kim, K. Yamashita, and T. Sakai. Supersonic aerodynamic performances of truncated cones with repetitive laser pulse energy depositions. *Shock Waves*, Vol. 24, pp. 59–67, 2014.
- [96] 岩川輝, 長谷川直紀, 大須賀健, 摩嶋亮祐, 酒井武治, 佐宗章弘. 円錐スパイクとエネルギー付加の組み合わせによる鈍頭物体の超音速抗力低減. 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 62, No. 3, pp. 99–106, 2014.
- [97] J. Li, J. Wu, and S. Yan. Conceptual design of deployment structure of morphing nose cone. *Advances in Mechanical Engineering, Hindawi Publishing Corporation*, Vol. 2013, , 2013.
- [98] G. Huang, S. Gardner, E. Zishka, C. Seager, and R. Agarwal. Shape optimization of a blunt body in hypersonic reared and reacting flow for reducing both drag and heat transfer. In *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, AIAA SciTech 2016, San Diego, CA, USA*, January 2016. AIAA Paper 2016-2057.
- [99] M. Lopatoff. Wing-flow study of pressure-drag reduction at transonic speed by projecting a jet of air from the nose of a prolate spheroid of fineness ratio 6. Research memorandum, NACA, October 1951. NACA RM L51E09.
- [100] D. Love. The effects of a small jet of air exhausting from the nose of a body of revolution in supersonic flow. Research memorandum, NACA, November 1952. NACA RM L52I19a.
- [101] P. Finley. The flow of a jet from a body opposing a supersonic free stream. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 26, No. 2, pp. 337–368, 1966.
- [102] J. Fay and F. Riddell. Theory of stagnation point heat transfer in dissociated air. *Journal of the Aeronautical Sciences*, Vol. 25, No. 2, pp. 73–85, 121, February 1958.
- [103] G. Walberg. A survey of aeroassisted orbit transfer. *Journal of Spacecraft*, Vol. 22, pp. 3–18, 1985.
- [104] D. Romeo and J. Sterrett. Exploratory investigation of the effect of a forward-facing jet on the bow shock of a blunt body in a Mack number 6 free stream. Technical note, NASA, February 1963. NASA TN D-1605.
- [105] 辛島桂一, 佐藤清. 逆噴射ジェットの実験的研究. 東京大学宇宙航空研究所報告, Vol. 11, pp. 53–64, 1975.
- [106] K. Karashima, S. Aso, G. Takami, and K. Sato. Experimental study on self-induced excitation phenomena of opposing jet in supersonic flow. In *22th INTERNATIONAL CONGRESS OF THE AERONAUTICAL SCIENCES*, 2000.
- [107] M. Fujita. Axisymmetric oscillations of an opposing jet from a hemispherical nose. *AIAA JOURNAL*, Vol. 33,

- No. 10, 1995.
- [108] 藤田昌大. 半球頭部まわりの超音速逆噴射ジェット流れの三次元振動. 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 50, No. 584, 2002.
- [109] E. Daso, V. Pritchett, T. Wang, D. Ota, I. Blankson, and A. Auslender. Dynamics of shock dispersion and interactions in supersonic freestreams with counterflowing jets. *AIAA JOURNAL*, Vol. 47, No. 6, pp. 1313–1326, 2009.
- [110] B. Venkatachari, G. Cheng, C. Chang, B. Zichettello, and D. Bilyeu. Long penetration mode counterflowing jets for supersonic slender configurations – a numerical study. In *31st AIAA Applied Aerodynamics Conference in San Diego, CA, USA*, AIAA paper 2013-2662, June 2013.
- [111] R. Farr, C. Chang, J. Jones, and N. Dougherty. On the comparison of the long penetration mode (LPM) supersonic counterflowing jet to the supersonic screech jet. In *21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Aviation 2015 in Dallas, TX, USA*, AIAA Paper 2015-3126, June 2015.
- [112] E. Daso, V. Pritchett II, T. Wang, and R. Farr. Method and system for control of upstream flowfields of vehicle in supersonic or hypersonic atmospheric flight, Aug 2012. United States Patent No. US 8,251,312 B1.
- [113] E. Daso, V. Pritchett II, T. Wang, R. Farr, A. Auslender, I. Blankson, and K. Plotkin. Method and system for weakening shock wave strength at leading edge surfaces of vehicle in supersonic atmospheric flight, Apr 2015. United States Patent No. US 9,016,632 B1.
- [114] V. Fomichev, V. Fomin, and T. Korotaeva. Hypersonic flow around a blunted body with counterflow plasma jet. In *11th International Conference on the Methods of Aerophysical Research, 1-7 July, Novosibirsk, Russia*, 2002.
- [115] V. Kulkarni and K. Reddy. Enhancement in counterflow drag reduction by supersonic jet in high enthalpy flows. *PHYSICS OF FLUIDS*, Vol. 20, No. 016103, 2008.
- [116] J. Stalder and M. Inouye. A method of reducing heat transfer to blunt bodies by air injection. Research memorandum, NASA, May 1956. NACA RM A56B27a.
- [117] C. Warren. An experimental investigation of the effect of ejecting a coolant gas at the nose of a bluff body. *Fluid Mechanics*, Vol. 8, , 1959.
- [118] 林健太郎, 麻生茂. 超音速流中の逆噴射ジェットによる空力加熱低減に関する研究. 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 52, No. 600, pp. 38–44, 2004.
- [119] K. Hayashi, S. Aso, and Y. Tani. Experimental study on thermal protection system by opposing jet in supersonic flow. *JOURNAL OF SPACECRAFT AND ROCKETS*, Vol. 43, No. 1, pp. 233–235, 2006.
- [120] 林健太郎. 逆噴射ジェットによる空力加熱低減に関する研究. 博士論文, 九州大学大学院工学府航空宇宙工学専攻, 2006.
- [121] I. Tamada, S. Aso, and Y. Tani. Numerical study of the effect of the opposing jet on reduction of aerodynamic heating with different nose configurations. In *26th INTERNATIONAL CONGRESS OF THE AERONAUTICAL SCIENCES*, 2008.
- [122] I. Tamada, S. Aso, and Y. Tani. Reducing aerodynamic heating by the opposing jet in supersonic and hypersonic flows. In *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 2010. AIAA Paper 2010-991.
- [123] 玉田功. 超音速及び極超音速流中における逆噴射ジェットの熱防御効果に関する研究. 修士論文, 九州大学大学院工学府航空宇宙工学専攻, 2010.
- [124] 濱崎浩佑. 衝撃風洞を用いた逆噴射ジェットの熱防御効果に関する研究. 修士論文, 九州大学大学院工学府航空宇宙工学専攻, 2012.
- [125] 宮原孝輔. 極超音速流中の逆噴射ジェットによる空力加熱低減に関する研究. 卒業論文, 九州大学工学部航空工学科, 2012.
- [126] T. Imoto, H. Okabe, S. Aso, and Y. Tani. Enhancement of aerodynamic heating reduction in high enthalpy

-
- flows with opposing jet. In *49th AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit in Orlando, Florida, USA*, January 2011. AIAA Paper 2011-346.
- [127] 井本鷹重. 高エンタルピー流中の逆噴射ジェットによる空力加熱低減に関する実験的及び数値的研究. 修士論文, 九州大学大学院工学府航空宇宙工学専攻, 2012.
- [128] Z. Jiang, Y. Liu, G. Han, and W. Zhao. Experimental demonstration of a new concept of drag reduction and thermal protection for hypersonic vehicles. *Acta Mechanica Sinica/Lixue Xuebao*, Vol. 25, No. 3, pp. 417–419, 2009.
- [129] Y. Liu and Z. Jiang. Concept of non-ablative thermal protection system for hypersonic vehicles. *AIAA Journal*, Vol. 51, No. 3, pp. 584–590, 2013.
- [130] M. Gerdroodbary, M. Imani, and D. Ganji. Heat reduction using counterflowing jet for a nose cone with aerodisk in hypersonic flow. *Aerospace Science and Technology*, Vol. 39, pp. 652–665, 2014.
- [131] R. Rong, Y. Wei, and R. Zhan. Research on thermal protection by opposing jet and transpiration for high speed vehicle. *Aerospace Science and Technology*, Vol. 48, pp. 322–327, 2016.
- [132] H. Lu and W. Liu. Thermal protection efficiency of forward-facing cavity and opposing jet combinational configuration. *Journal of Thermal Science*, Vol. 21, No. 4, pp. 342–347, 2012.
- [133] H. Lu and W. Liu. Investigation of thermal protection system by forward-facing cavity and opposing jet combinatorial configuration. *Chinese Journal of Aeronautics*, Vol. 26, No. 2, pp. 287–293, 2013.
- [134] H. Lu and W. Liu. Research on thermal protection mechanism of forward-facing cavity and opposing jet combinatorial thermal protection system. *Heat Mass Transfer*, Vol. 50, pp. 449–456, 2014.
- [135] W. Huang, L. Yan, J. Liu, L. Jin, and J. Tan. Drag and heat reduction mechanism in the combinational opposing jet and acoustic cavity concept for hypersonic vehicles. *Aerospace Science and Technology*, Vol. 42, pp. 407–414, 2015.
- [136] W. Huang, Y. Jiang, L. Yan, and J. Liu. Heat flux reduction mechanism induced by a combinational opposing jet and cavity concept in supersonic flows. *Acta Astronautica*, Vol. 121, pp. 164–171, 2016.
- [137] C. Marley and D. Riggins. Numerical study of novel drag reduction techniques for hypersonic blunt bodies. *AIAA JOURNAL*, Vol. 49, No. 9, September 2011.
- [138] W. Huang. A survey of drag and heat reduction in supersonic flows by a counterflowing jet and its combinations. *J. Zhejiang Univ-Sci A (Appl Phys & Eng)*, Vol. 16, pp. 551–561, 2015.
- [139] 藤田和央. 惑星探査に用いるエアロアシスト技術の開発. JAXA 広報誌「空と宙」, Vol. 49, pp. 4–5, September 2012.
- [140] M. Mizoguchi and S. Aso. The effect of diaphragm opening time on the feasibility of tuned operation in free piston shock tunnels. *SHOCK WAVES*, Vol. 19, No. 4, pp. 337–347, AUG 2009.
- [141] M. McGilvray, A. Dann, and P. Jacobs. Modelling the complete operation of a free-piston shock tunnel for a low enthalpy condition. *Shock Waves*, Vol. 23, No. 4, pp. 399–406, 2013.
- [142] 藤井孝藏. 流体力学の数値計算法. 東京大学出版会, 1994.
- [143] J. Steger and R. Warming. Flux vector splitting of the inviscid gasdynamics equations with application to finite difference methods. Technical memorandum, NASA, 1979. NASA TM-78605.
- [144] Y. Wada and M. Liou. A flux splitting scheme with high-resolution and robustness for discontinuities. Technical memorandum, NASA, 1994. NASA TM-106452, also AIAA Paper 94-0083 in 32nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit.
- [145] 村上桂一, 藤原俊隆. 極超音速 TVD スキームにおけるエントロピー補正係数設定の効率化～飛行試験結果及び他計算法との比較～. 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 48, No. 554, pp. 61–66, 2000.
- [146] S. Obayashi. Free-stream capturing in fluid conservation law for moving coordinates in three dimensions. Contractor report, NASA, 1991. NASA CR-177572.

- [147] P. Roe. The use of the Riemann problem in finite difference schemes. In *7th International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics*, Lecture Notes in Physics, vol. 141. Stanford University and NASA Ames Research Center, 1980.
- [148] M. Pandolfi and D. D’Ambrosio. Numerical instabilities in upwind methods: Analysis and cures for the “carbuncle” phenomenon. *Journal of Computational Physics*, Vol. 166, pp. 271–301, 2001.
- [149] S. Chakravarthy and S. Osher. A new class of high accuracy TVD schemes for hyperbolic conservation laws. In *AIAA 23rd Aerospace Sciences Meeting, Reno, NV*, AIAA Paper 85-0363, 1985.
- [150] A. Harten. On a class of high resolution total-variation-stable finite-difference schemes. *SIAM Journal on Numerical Analysis*, Vol. 21, No. 1, 1984.
- [151] C. Hirsch. *Numerical Computation of Internal & External Flows, Volume 1: Fundamentals of Computational Fluid Dynamics*. Elsevier, second edition, 2010.
- [152] 八田夏夫. 流れの計算, POD 版. 森北出版, 2010.
- [153] E. Toro. *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics, A Practical Introduction*. Springer, 1999.
- [154] P. Roe. Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes. *Journal of Computational Physics*, Vol. 43, pp. 357–372, 1981.
- [155] P. Roe. Characteristic-based schemes for the Euler equations. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 18, pp. 337–365, 1986.
- [156] G. Sod. A survey of several finite difference methods for systems of nonlinear hyperbolic conservation laws. *Journal of Computational Physics*, Vol. 27, No. 4, pp. 1–31, 1978.
- [157] W. Oberkampf and T. Trucano. Verification and validation in computational fluid dynamics. *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 38, pp. 209–272, 2002.
- [158] AIAA. *Guide for the Verification and Validation of Computational Fluid Dynamics Simulations*, 2002. AIAA G-077-1998 (2002).
- [159] S. Chakravarthy and S. Osher. Computing with high-resolution upwind schemes for hyperbolic equations. *Lectures in Applied Mathematics*, Vol. 22, pp. 57–86, 1985.
- [160] 小林敏雄, 荒川忠一, 池川昌弘, 加藤千幸, 亀本喬司, 川原睦人. 数値流体力学ハンドブック. 丸善, 2003.
- [161] 生井武文, 松尾一泰. 衝撃波の力学. コロナ社, 1983.
- [162] J. Steger. Thoughts on the Chimera method of simulation of three-dimensional viscous flow. In *Computational Fluid Dynamics Symposium on Aeropropulsion*, N91-21062 13-02, pp. 1–10. NASA Lewis Research Center, 1991.
- [163] 松田淳, 永田健二. ガンタンネルのピストン挙動に対する無次元ピストン特性量依存性. *航空宇宙技術*, Vol. 14, pp. 137–144, 2015.
- [164] 安川幸雄, 森棟隆昭, 雑賀高, 山口元, 小西奎二, 是松孝治, 江口之治. 機械技術者のための熱力学. 産業図書, 1995. 熱力学教育研究会 編.
- [165] E. Outa, K. Tajima, and K. Hayakawa. Shock tube flow influenced by diaphragm opening (two-dimensional flow near the diaphragm). In *10th International Symposium on Shock Waves and Shock Tubes, Kyoto, Japan*. Shock Waves, 1975.
- [166] 伊理正夫, 藤野和建. 数値計算の常識. 共立出版株式会社, 1985.
- [167] H. Tanno, K. Itoh, T. Komuro, and K. Sato. Soft-landing operation for free-piston driver by adjusting piston-stopper height. In *The 20th International Symposium on SHOCK WAVES, Pasadena, CA, USA*, pp. 1503–1508, 1995.
- [168] G. Settles. *Schlieren and Shadowgraph Techniques*. Springer, 2001.
- [169] 伊藤勝宏, 橋本時忠, 小室智幸, 丹野秀幸, 佐藤和雄, 高橋政浩, 小寺正敏. 衝撃波離脱距離計測による高温衝

撃風洞流れの酸素原子の検定. 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 77, No. 774, pp. 227–236, 2011.

- [170] H. Richard and M. Raffel. Principle and application of the background oriented schlieren (BOS) method. *Measurement Science and Technology*, Vol. 12, pp. 1576–1585, 2001.
- [171] D. Ramanah, S. Raghunath, D. Mee, T. Rösigen, and P. Jacobs. Background oriented schlieren for flow visualization in hypersonic impulse facilities. *Shock Waves*, Vol. 17, pp. 65–70, 2007.
- [172] T. Kirmse, J. Agocs, A. Schröder, J. Martinez Schramm, S. Karl, and K. Hannemann. Application of particle image velocimetry and the background-oriented schlieren technique in the high-enthalpy shock tunnel Göttingen. *Shock Waves*, Vol. 21, pp. 233–241, 2011.
- [173] 中山泰喜, 川橋正昭, 青木克己, 植村知正, 小林敏雄, 高木通俊. 光学的可視化法. 朝倉書店, 2001.
- [174] 浅沼強ほか. 新版 流れの可視化ハンドブック. 朝倉書店, 1986.
- [175] 山本忠昭. 偏光型微分干渉顕微鏡の理論と設計製作. 精密機械, Vol. 31, No. 12, pp. 34–41, 1965.
- [176] 稲沢譲治, 津田均, 小島清嗣. 顕微鏡フル活用術イラストレイテッド, 基礎から応用まで. 秀潤社, 2000.
- [177] R. Small, V. Sernas, and R. Page. Single beam schlieren interferometer using a wollaston prism. *Applied Optics*, Vol. 11, No. 4, pp. 858–862, 1972.
- [178] N. Parziale, J. Shpherd, and H. Hornung. Differential interferometric measurement of instability in a hypervelocity boundary layer. *AIAA Journal*, Vol. 51, No. 3, pp. 750–753, 2013.
- [179] 水野雅仁, 伊藤健, 藤田和央, 石田清道, 長井遵正, 藤井啓介. JAXA 高エンタルピ風洞における光学的気流計測技術の現状. Special publication, 宇宙航空研究開発機構, 2007. JAXA SP-07-005.
- [180] R. Miles. Optical diagnostics for high-speed flows. *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 72, pp. 30–36, 2015.
- [181] A. Rasheed, K. Fujii, and H. Hornung. Experimental investigation of the flow over a toroidal aerocapture ballute. In *19th AIAA Applied Aerodynamics Conference, Anaheim, CA*, AIAA Paper 2001-2460. AIAA, 2001.
- [182] R. Hruschka, S. O’Byrne, and H. Kleine. Diode-laser-based near-resonantly enhanced flow visualization in shock tunnels. *Applied Optics*, Vol. 47, No. 24, pp. 4352–4360, 2008.
- [183] 河村守康. シュリーレン法の実際. 流れの可視化, Vol. 3, No. 11, pp. 50–53, 1983.
- [184] トランジスタ技術編集部. 高輝度/パワー LED の活用テクニック. CQ 出版, 2008.
- [185] C. Willert, B. Stasicki, J. Klinner, and S. Moessner. Pulsed operation of high-power light emitting diodes for imaging flow velocimetry. *Measurement Science and Technology*, Vol. 21, No. 075402, pp. 1–11, 2010.
- [186] D. Estruch, N. Lawson, D. MacManus, K. Garry, and J. Stollery. Measurement of shock wave unsteadiness using a high-speed schlieren system and digital image processing. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 79, No. 126108, pp. 1–3, 2008.
- [187] D. Estruch, N. Lawson, D. MacManus, K. Garry, and J. Stollery. Schlieren visualization of high-speed flows using a continuous LED light source. *Journal of Visualization*, Vol. 2009, No. 4, pp. 289–290, 2009.
- [188] C. Willert, D. Mitchell, and J. Soria. An assessment of high-power light-emitting diodes for high frame rate schlieren imaging. *Exp. Fluids*, Vol. 53, pp. 413–421, 2012.
- [189] S. Kaiser, V. Salazar, and A. Hoops. Schlieren measurements in the round cylinder of an optically accessible internal combustion engine. *Applied Optics*, Vol. 52, No. 14, pp. 3433–3443, 2013.
- [190] S. Wilson, G. Gustafson, D. Lincoln, K. Murari, and C. Johansen. Performance evaluation of an overdriven LED for high-speed schlieren imaging. *Journal of Visualization*, Vol. 18, No. 1, 2015.
- [191] 稲葉保. パワー MOS FET 活用の基礎と実際. CQ 出版, 2004.
- [192] C. Smith. The starting process in a hypersonic nozzle. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 24, No. 4, pp. 625–640, 1966.
- [193] B. McBride and S. Gordon. Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications, II. users manual and program description. *NASA RP-1311*, June 1996.

- [194] J. Lordi, R. Mates, and J. Moselle. Computer program for the numerical solution of nonequilibrium expansions of reacting gas mixtures. *NASA CR-472*, 1966.
- [195] C. Park. Assessment of two-temperature kinetic model for ionizing air. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 3, pp. 233–244, 1989.
- [196] 黒滝卓司. 大気圏再突入時における高精度空力加熱推算のための有限触媒性理論モデルに関する研究. 博士論文, 九州大学大学院工学府航空宇宙工学専攻, 2006.
- [197] D. Schultz and T. Jones. Heat-transfer measurements in short-duration hypersonic facilities. *AGARDograph No. 165*, feb 1973.
- [198] B. Sundqvist. Thermal diffusivity and thermal conductivity of chromel, almel, and constantan in the range 100–450k. *Journal of Applied Physics*, Vol. 72, No. 539, pp. 539–545, 1992.
- [199] J. Taylor, 林茂雄, 馬場涼. 計測における誤差解析入門. 東京化学同人, 2000.
- [200] L. Lees. Laminar heat transfer over blunt-nosed bodies at hypersonic flight speeds. *JET PROPULSION*, Vol. 26, No. 4, pp. 256–269, April 1956.
- [201] R. Dannenberg. Helium film cooling on a hemisphere at a Mach number of 10. Technical note, NASA, 1962. NASA TN-D-1550.
- [202] B. Edney. Anomalous heat transfer and pressure distributions on blunt bodies at hypersonic speeds in the presence of an impinging shock. Technical report, The Aeronautical Research Institute of Sweden, 1968. FAA Report-115.
- [203] L. Chen, G. Wang, and X. Lu. Numerical investigation of a jet from a blunt body opposing a supersonic flow. *J. Fluid Mechanics*, Vol. 684, pp. 85–110, 2011.
- [204] Y. Rong, J. Sun, W. Liu, and R. Zhan. Heat flux reduction research in hypersonic flow with oppsing jet. *World Academy of Science, Engineering and Technology*, Vol. 68, pp. 1503–1507, 2012.
- [205] V. Kulkarni and K. Reddy. Counterflow drag reduction studies for a blunt cone in high enthalpy flow. *International Journal of Hypersonics*, Vol. 1, No. 1, 2010.
- [206] 桑原邦郎, 河村哲也. 流体計算と差分法. 朝倉書店, 2005.
- [207] B. van Leer. Toward the ultimate conservative difference scheme. 4, a new approach to numerical convection. *Journal of Computational Physics*, Vol. 23, pp. 276–299, 1977.
- [208] B. van Leer. Toward the ultimate conservative difference scheme. 5, a second-order sequel to Godunov’s method. *Journal of Computational Physics*, Vol. 32, pp. 101–136, 1979.
- [209] S. Obayashi, K. Matsushima, K. Fujii, and K. Kuwahara. Improvements in efficiency and reliability for Navier-Stokes computations using the LU-ADI factorization algorithm. In *24th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Reno, NV, USA*. AIAA, 1986. AIAA Paper 86-0338.
- [210] F. Billig. Shock-wave shape around spherical- and cylindrical-nosed bodies. *Journal of Spacecraft*, Vol. 4, No. 5, pp. 822–823, 1967.
- [211] J. Anderson Jr. *Fundamentals of Aerodynamics*. McGraw-Hill, Inc., third edition, 2001.
- [212] B. Edney. Effects of shock impingement on the heat transfer around blunt bodies. *AIAA Journal*, Vol. 6, No. 1, pp. 15–21, 1968.
- [213] W. Moseley Jr. and B. Wells. Wind-tunnel investigation of the aerodynamics pressures on the Apollo Command Module configuration. Technical note, NASA, 1969. NASA TN-D-5514.
- [214] 森田繁一ほか. 数学公式 I 微分積分・平面曲線. 岩波書店, 1987.
- [215] W. Cook and E. Felderman. Reduction of data from thin-film heat-transfer gages: A concise numerical technique. *AIAA Journal*, Vol. 4, No. 3, pp. 561–562, March 1966.

付録 A 主要なフリーピストン衝撃風洞の一覧

フリーピストン衝撃風洞はオーストラリアのクイーンズランド大学において発明されたのち、世界中で高エンタルピー風洞として使用されている。世界各地の研究機関が保有する主要なフリーピストン衝撃風洞の状況について調査した結果を、本付録にまとめる。

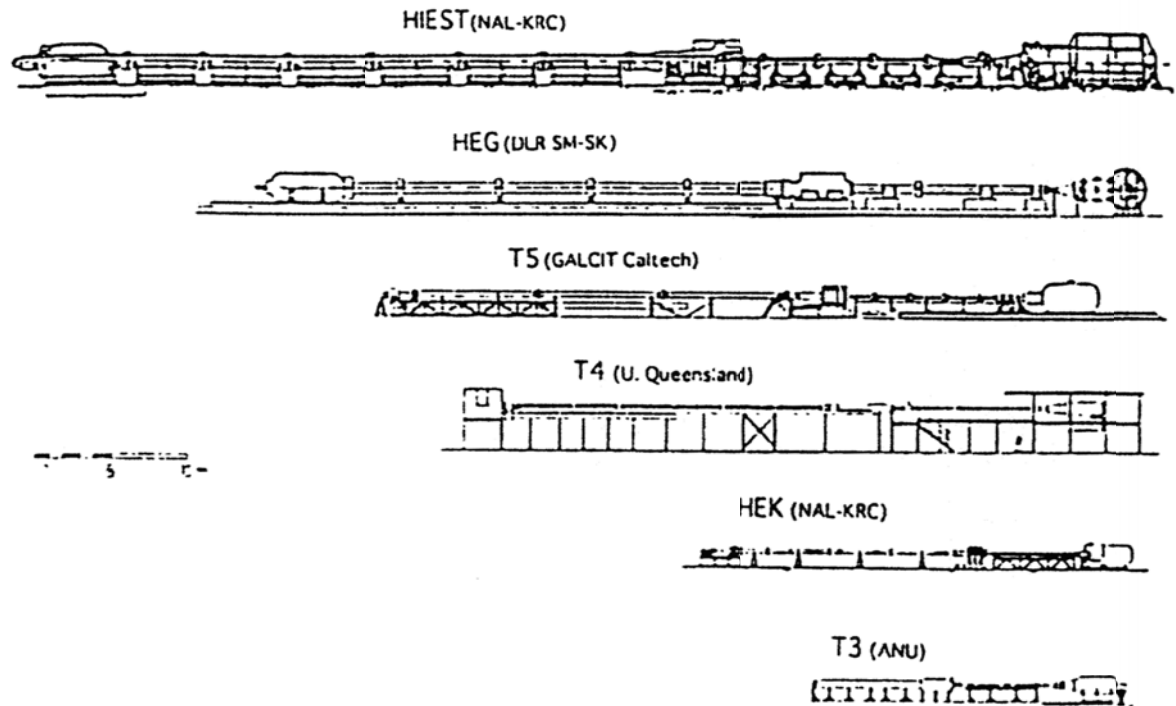


図 A.1 主要なフリーピストン衝撃風洞の比較。戸上ら，高温衝撃風洞（HIEST）の開発試験，平成 9 年度衝撃波シンポジウム講演論文集，pp.167-170, 20A06, 1997

表 A.1 運用中のフリーピストン衝撃風洞の代表諸元

風洞諸元		T3	HEK	T4	T5	HEG	HIEST
圧縮管	長さ, m	6	16	25	30	33	42
	内径, mm	300	210	228	300	550	600
衝撃波管	長さ, m	6	6.5	10	12	17	17
	内径, mm	75	72	75	90	150	180
ノズル	出口径, mm		390	300	300	880	1200
ピストン	質量, kg	90	30	50	90	730	895

表 A.2 運用中のフリーピストン衝撃風洞の試験気流有効径と気流条件

Name	Plateau radius/exit radius		Nozzle dexit diameter, mm	Mach number	Total enthalpy, MJ/kg	Total pressure, MPa
	Conical nozzle	Contoured nozzle				
HIEST	66%	-	1,200 (12°)	UK	18.1	52.6
	-	50%	800	UK	8	40
	-	38%	800	UK	8	35
HEG	60%	-	880 (6.5°)	8.2	21	37
	68%	-	880 (6.5°)	8.1	15	100
	-	58%	880	UK	39-110	13-22
T5	-	82%	314	5.2	12	90-100
T4	-	80%	132	4	6.6-16	13
	-	60%	394	8	6-16	20-70
	-	50%	287	10	25-30	20-40
T3	71%	-	305 (7.5°)	7.4	13.7	21.6
	73%	-	305 (7.5°)	7.5	19.1	21.7
	74%	-	305 (7.5°)	9.0	2.85	22.6

付録 B 実験に用いた計測器類

フリーピストン衝撃風洞を用いた実験を行う際に使用した計測器類を示す。表 B.1 には、風洞の運転に必要な計測器類を示す。表 B.2 には、風洞の通風状態の確認と、空力加熱を計測するために使用した計測器類を示す。表 B.3 には、可視化実験に用いた撮影および光源を示す。

表 B.1 風洞運転に用いた計測器類

用途	タイプ	製造元	型番	シリアル番号
初期圧設定	圧力変換器	(株)共和電業	PG-100KU	FC0750037 (高压管)
			PG-2KU	YK8500014 (圧縮管)
	ピラニ真空計	(株)岡野製作所	AVP202N12	FZ2070013 (衝撃波管)
				FZ2070016 (外部貯気槽)
圧力変換器用アンプ	直流増幅器	(株)ユニパルス	AM20	03M047 (測定室)
				92A014 (高压管)
				92A015 (圧縮管)
				1114 (衝撃波管)
圧力変換器の信号表示	パネルメータ	(株)渡辺電機工業	AP-101-13-1	92A012 (外部貯気槽)
				8906B (高压管)
				8905B (圧縮管)
				0606B (外部貯気槽)
設定圧力確認	圧力計	(株)第一計器製作所	AP-141-13-1	870526 (衝撃波管)
				11-K20737 (高压管バルブ)
				11-L12361 (高压管)
				124421 (圧縮管)
高压管バルブ圧解放	電磁弁	(株)CKD	AB31-02-1	9Z13
			55B-12-PI-871BA	2390
ジェット噴射の開始	電磁弁	Air Hydro Power Inc.		

表 B.2 データ計測に用いた計測器類

用途	タイプ	製造元	型番	シリアル番号
全出力データ取得	スコープコネクタ	(株) 横河電機	DL-750	91G443733
				HS10M12 モジュールを使用
圧力履歴測定	圧電式圧力センサ	PCB PIEZOTRONICS Inc.	113A24	5405 (圧縮管上流側)
			102A	9647 (圧縮管下流側)
				15255 (衝撃波管上流側)
				22785 (衝撃波管下流側)
			102A05	23211 (ピトー圧)
			112A22	23927 (ジェット圧)
シグナルコンディショナ	PCB PIEZOTRONICS Inc.	481A22	662 (圧縮管 2ch)	
			517 (衝撃波管 2ch, ピトー圧, ジェット圧)	
温度履歴計測	同軸型熱電対 (E タイプ)	MEDTHERM Co.	TCS-E-160-10370	137925 (全温度プローブ)
				176811 (30°)
				176812 (40°)
				165141 (50°)
				165142 (60°)
熱電対用アンプ	低雑音 FFT 差動増幅器	(株) エヌエフ回路設計ブロック	CA-451F4	000000 (70°)
				000000 (80°)
				000000 (90°)
				全 8ch, 自作

表 B.3 流れ場の可視化に用いた計測器類

用途	タイプ	製造元	型番	シリアル番号
画像取得	一眼式デジタルカメラ	(株)ニコン	D750	2021156
	カメラ用交換レンズ	(株)シグマ	150-600mm f5-6.3 DG OS HSM	51189344
LED 光源点灯	直流安定化電源	(株)菊水電子工業	PMC-35-3A	
	パルスジェネレータ	Stanford Research Systems Inc.	DG-535	
ハイスピード撮影	高速度カメラ	Vision Research Inc.	Phantom v2511	
	非コヒーレントレーザー光源	CAVITAR Ltd.	CAVILUX Smart	

付録 C 計測した壁面温度履歴から熱流束を計算する方法

熱電対で計測した温度履歴から壁面熱流束を求める方法について述べる。

まず次を仮定する。

- 熱電対の密度 ρ , 比熱 c , 熱伝導率 k は一様で, 温度 T によらず一定
- 熱は熱電対に垂直な 1 次元熱伝導としてのみ伝達
- 考慮する時間に対して, 熱電対は十分に長く, 半無限物体とみなす

支配方程式は, 1 次元熱伝導方程式である。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (\text{C.1})$$

境界条件は,

$$\alpha = \frac{k}{\rho c} \quad (\text{C.2})$$

表面への熱流束を $q_w(t)$ とすると,

$$\begin{aligned} q_w(t) \Big|_{x=0} &= -k \frac{\partial T}{\partial x} \\ T \Big|_{x=\infty} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

一般解を求める。 $T \rightarrow \theta$, $q \rightarrow Q$ としてラプラス変換を行うと, $\mathcal{L}(f') = s(f) - f(0)$ で, $f(0) = 0$ として,

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = \frac{s}{\alpha} \theta \quad (\text{C.4})$$

式 (C.4) は 2 階同次微分方程式であり, その一般解は,

$$\theta = Ae^{\sqrt{\frac{s}{\alpha}}x} + Be^{-\sqrt{\frac{s}{\alpha}}x} \quad (\text{C.5})$$

境界条件も同様に,

$$\begin{aligned} -k \frac{\partial \theta}{\partial x} \Big|_{x=0} &= Q_s \\ \theta \Big|_{x=\infty} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{C.6})$$

$x = 0$ の境界条件と,

$$\lim_{x \rightarrow \infty} e^{-x} = 0 \quad (\text{C.7})$$

より, 不定定数 $A = 0$ となる。また,

$$\frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} (Be^{-\sqrt{\frac{s}{\alpha}}x}) = -B\sqrt{\frac{s}{\alpha}}e^{-\sqrt{\frac{s}{\alpha}}x} \quad (\text{C.8})$$

となるので, $x = 0$ の境界条件より,

$$B = \frac{Q_s}{k} \sqrt{\frac{\alpha}{s}} = \frac{Q_s}{k} \sqrt{\frac{k}{\rho c}} \frac{1}{\sqrt{s}} = \frac{Q_s}{\sqrt{\rho c k} \sqrt{s}} \quad (\text{C.9})$$

となり, 1次元熱伝導方程式の一般解は,

$$\theta = \frac{Q_s}{\sqrt{\rho c k} \sqrt{s}} e^{-\sqrt{\frac{s}{\alpha}} x} \quad (\text{C.10})$$

物体表面の温度は, 式 (C.10) で, $x = 0$ とおいて,

$$\theta_s = \frac{Q_s}{\sqrt{\rho c k}} \frac{1}{\sqrt{s}} \quad (\text{C.11})$$

となる.

次に, 逆ラプラス変換を行う.

$$t^\alpha = \frac{\Gamma(\alpha + 1)}{s^{\alpha+1}} \quad (\text{C.12})$$

において, $\alpha = 1/2$ のとき, $\Gamma(1/2) = \pi$ となるので,

$$\frac{1}{t^{1/2}} = \mathcal{L}^{-1} \left[\frac{\sqrt{\pi}}{s^{1/2}} \right] \quad (\text{C.13})$$

となる. また,

$$\mathcal{L}^{-1} [F_1(s)F_2(s)] = \int_0^t f_1(\tau) f_2(t - \tau) d\tau \quad (\text{C.14})$$

である. 式 (C.14) を式 (C.11) に代入すると,

$$\mathcal{L}^{-1} [\theta_s] = T_w = \frac{1}{\sqrt{\rho c k}} \mathcal{L}^{-1} \left[\frac{1}{\sqrt{s}} Q_s \right] = \frac{1}{\sqrt{\rho c k}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{q_w(\tau)}{\sqrt{(t - \tau)}} d\tau \quad (\text{C.15})$$

また, 式 (C.11) を変形して,

$$Q_s = \theta_s \sqrt{s} \sqrt{\rho c k} = s \theta_s \frac{1}{\sqrt{s}} \sqrt{\rho c k} \quad (\text{C.16})$$

式 (C.16) を同様にして, 逆ラプラス変換すると,

$$\mathcal{L}^{-1} [Q_s] = q_w(t) = \sqrt{\frac{\rho c k}{\pi}} \int_0^t \frac{dT_w(\tau)}{(t - \tau)^{1/2}} d\tau \quad (\text{C.17})$$

数学公式^[214]により, $a \leq x \leq b$ において $f(x, t)$, $\frac{\partial f(x, t)}{\partial t}$ が連続ならば,

$$\frac{d}{dt} \int_a^b f(x, t) dx = \int_a^b \frac{\partial f(x, t)}{\partial t} dx \quad (\text{C.18})$$

$$\frac{d}{dt} \int_{A(t)}^{B(t)} f(x, t) dx = \int_{A(t)}^{B(t)} \frac{\partial f(x, t)}{\partial t} dx + f(B(t), t) B'(t) - f(A(t), t) A'(t) \quad (\text{C.19})$$

が成り立つので, 式 (C.17) を適用する. まず,

$$q_w(t) = \sqrt{\frac{\rho c k}{\pi}} \frac{d}{dt} \int_0^t \frac{T_w(\tau)}{(t - \tau)^{1/2}} d\tau \quad (\text{C.20})$$

とし, 積分部分に対して式 (C.19) を用いると,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_0^t \frac{T_w(\tau)}{(t - \tau)^{1/2}} d\tau &= - \int_0^t \frac{T_w(\tau)}{2(t - \tau)^{3/2}} d\tau + \left[\frac{T_w(\tau)}{(t - \tau)^{1/2}} \right]_{\tau \rightarrow t} - \left[\frac{T_w(\tau)}{(t - \tau)^{1/2}} \right]_{\tau \rightarrow 0} \\ &= - \int_0^t \frac{T_w(\tau)}{2(t - \tau)^{3/2}} d\tau + \left[\frac{T_w(\tau)}{(t - \tau)^{1/2}} \right] - \frac{T_w(0)}{\sqrt{t}} \end{aligned} \quad (\text{C.21})$$

式 (C.21) の右辺第 2 項は特異点であるので、次の積分を展開する。

$$\int_0^t \frac{T_w(t)}{(t-\tau)^{3/2}} d\tau = \left[\frac{2T_w(t)}{(t-\tau)^{1/2}} \right]_0^t = 2 \left[\frac{T_w(t)}{(t-\tau)^{1/2}} \right]_{\tau \rightarrow t} - 2 \frac{T_w(t)}{\sqrt{t}} \quad (C.22)$$

よって、

$$\left[\frac{T_w(t)}{(t-\tau)^{1/2}} \right]_{\tau \rightarrow t} = \frac{1}{2} \int_0^t \frac{T_w(t)}{(t-\tau)^{3/2}} d\tau + \frac{T_w(t)}{\sqrt{t}} \quad (C.23)$$

式 (C.19) と式 (C.23) から整理すると、

$$q_w(t) = \sqrt{\frac{\rho ck}{\pi}} \left[\frac{1}{2} \int_0^t \frac{T_w(t) - T_w(\tau)}{(t-\tau)^{3/2}} d\tau + \frac{T_w(t) - T_w(0)}{\sqrt{t}} \right] \quad (C.24)$$

ラプラス変換の時点で、 $T_w(0) = 0$ とおいているので、結局、

$$q_w(t) = \sqrt{\frac{\rho ck}{\pi}} \left[\frac{T_w(t)}{\sqrt{t}} + \frac{1}{2} \int_0^t \frac{T_s(t) - T_w(\tau)}{(t-\tau)^{3/2}} d\tau \right] \quad (C.25)$$

となる。式 (C.25) は積分区間中に特異点を含むため、Cook らの方法^[215]を用いて積分の折れ線近似を行う。

$$T'_w(\tau) = T_w(t_{i-1}) + \frac{T_w(t_i) - T_w(t_{i-1})}{\Delta t} (\tau - t_{i-1}) \quad (C.26)$$

ただし、 $t_{i-1} < \tau < t_i$ である。式 (C.25) の積分部分を $R(t_n)$ とおくと、

$$R(t_n) = \frac{1}{2} \int_0^{t_n} \frac{T_w(t_n) - T'_w(\tau)}{(t_n - \tau)^{3/2}} d\tau = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \int_{t_{i-1}}^{t_i} \frac{T_w(t_n) - T'_w(\tau)}{(t_n - \tau)^{3/2}} d\tau \quad (C.27)$$

ここで、

$$(t_n - t_i)^{1/2} - (t_n - t_{i-1})^{1/2} = \frac{-\Delta t}{(t_n - t_i)^{1/2} + (t_n - t_{i-1})^{1/2}} \quad (C.28)$$

と変形できるので、

$$R(t_n) = \sum_{i=1}^n \left[\frac{T_w(t_n) - T_w(t_i)}{(t_n - t_i)^{1/2}} - \frac{T_w(t_n) - T_w(t_{i-1})}{(t_n - t_{i-1})^{1/2}} + \frac{2\{T_w(t_i) - T_w(t_{i-1})\}}{(t_n - t_i)^{1/2} + (t_n - t_{i-1})^{1/2}} \right] \quad (C.29)$$

式 (C.29) は $i = n$ で第 1 項が不定となるが、

$$\lim_{t \rightarrow t_n} \frac{f(t_n - \tau)}{(t_n - \tau)^{1/2}} = 0 \quad (C.30)$$

であるので、

$$\begin{aligned} R(t_n) &= \sum_{i=1}^{n-1} \left[\frac{T_w(t_n) - T_w(t_i)}{(t_n - t_i)^{\frac{1}{2}}} - \frac{T_w(t_n) - T_w(t_{i-1})}{(t_n - t_{i-1})^{\frac{1}{2}}} + \frac{2\{T_w(t_i) - T_w(t_{i-1})\}}{(t_n - t_i)^{\frac{1}{2}} + (t_n - t_{i-1})^{\frac{1}{2}}} \right] \\ &\quad + \left[-\frac{T_w(t_n) - T_w(t_{n-1})}{(t_n - t_{n-1})^{\frac{1}{2}}} + 2 \frac{T_w(t_n) - T_w(t_{n-1})}{(t_n - t_{n-1})^{\frac{1}{2}}} \right] \\ &= \sum_{i=1}^{n-1} \left[\frac{T_w(t_n) - T_w(t_i)}{(t_n - t_i)^{\frac{1}{2}}} - \frac{T_w(t_n) - T_w(t_{i-1})}{(t_n - t_{i-1})^{\frac{1}{2}}} + \frac{2\{T_w(t_i) - T_w(t_{i-1})\}}{(t_n - t_i)^{\frac{1}{2}} + (t_n - t_{i-1})^{\frac{1}{2}}} \right] \\ &\quad + \frac{T_w(t_n) - T_w(t_{n-1})}{\sqrt{\Delta t}} \end{aligned} \quad (C.31)$$

よって、最終的に式 (C.25) は、

$$\begin{aligned}
 q_w(t_n) = & \sqrt{\frac{\rho ck}{\pi}} \left[\frac{T_w(t_n) - T_w(t_0)}{\sqrt{t_n}} \right. \\
 & + \sum_{i=1}^{n-1} \left[\frac{T_w(t_n) - T_w(t_i)}{(t_n - t_i)^{\frac{1}{2}}} - \frac{T_w(t_n) - T_w(t_{i-1})}{(t_n - t_{i-1})^{\frac{1}{2}}} + \frac{2\{T_w(t_i) - T_w(t_{i-1})\}}{(t_n - t_i)^{\frac{1}{2}} - (t_n - t_{i-1})^{\frac{1}{2}}} \right] \\
 & \left. + \frac{T_w(t_n) - T_w(t_{i-1})}{\sqrt{\Delta t}} \right] \tag{C.32}
 \end{aligned}$$

となる。展開すると、

$$\begin{aligned}
 q_w(t_n) = & \sqrt{\frac{\rho ck}{\pi}} \left[\frac{T_w(t_n) - T_w(t_0)}{\sqrt{n\Delta t}} \right. \\
 & + \frac{T_w(t_n) - T_w(t_1)}{\sqrt{t_n - t_1}} - \frac{T_w(t_n) - T_w(t_0)}{\sqrt{t_n - t_0}} \\
 & + \frac{T_w(t_n) - T_w(t_2)}{\sqrt{t_n - t_2}} - \frac{T_w(t_n) - T_w(t_1)}{\sqrt{t_n - t_1}} \\
 & + \frac{T_w(t_n) - T_w(t_3)}{\sqrt{t_n - t_3}} - \frac{T_w(t_n) - T_w(t_2)}{\sqrt{t_n - t_2}} \\
 & + \dots \\
 & + \frac{T_w(t_n) - T_w(t_{n-1})}{\sqrt{t_n - t_{n-1}}} - \frac{T_w(t_n) - T_w(t_{n-2})}{\sqrt{t_n - t_{n-2}}} \\
 & \left. + \sum_{i=1}^{n-1} \frac{2\{T_w(t_i) - T_w(t_{i-1})\}}{\sqrt{t_n - t_i} + \sqrt{t_n - t_{i-1}}} + \frac{T_w(t_n) - T_w(t_{i-1})}{\sqrt{\Delta t}} \right] \tag{C.33}
 \end{aligned}$$

となる。各項を消去すると最終的に、

$$q_w(t_n) = 2\sqrt{\frac{\rho ck}{\pi}} \sum_{i=1}^n \frac{T_w(t_i) - T_w(t_{i-1})}{\sqrt{t_n - t_i} + \sqrt{t_n - t_{i-1}}} \tag{C.34}$$

ここで、時刻 t_n における壁面熱流束 $q_w(t_n)$ 、壁面温度 $T_w(t_n)$ 、計測の時間ステップ $i = 1 \sim n$ 、熱電対の密度 ρ 、比熱 c 、熱伝導率 k である。

付録 D 準 1 次元オイラー方程式系の固有値・固有ベクトルの導出

D.1 支配方程式

支配方程式は、次のようになる。準 1 次元の連続の式，運動方程式，エネルギー式はそれぞれ，

$$\frac{\partial(\rho A)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho Au)}{\partial x} = 0 \quad (\text{D.1})$$

$$\frac{\partial(\rho Au)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho Au^2)}{\partial x} = -A \frac{\partial p}{\partial x} \quad (\text{D.2})$$

$$\frac{\partial(eA)}{\partial t} + \frac{\partial(eAu)}{\partial x} = -\frac{\partial(\rho Au)}{\partial x} \quad (\text{D.3})$$

ここで，運動方程式とエネルギー式を積の微分の公式により変形して，

$$\frac{\partial(\rho Au)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho Au^2 + pA) = p \frac{\partial A}{\partial x} \quad (\text{D.4})$$

$$\frac{\partial(eA)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(e + p)Au = 0 \quad (\text{D.5})$$

と表すと，支配方程式をベクトル表示することができる。すなわち，

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} = \mathbf{J} \quad (\text{D.6})$$

とするとき，

$$\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} \rho A \\ \rho Au \\ eA \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{bmatrix} \rho Au \\ \rho Au^2 + pA \\ (e + p)Au \end{bmatrix}, \quad \mathbf{J} = \begin{bmatrix} 0 \\ p \frac{\partial A}{\partial x} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{D.7})$$

ここで，以後の式変形に必要な関係式を示す。保存量ベクトル \mathbf{Q} の各要素を次のように定義する。

$$Q_1 = \rho A, \quad Q_2 = \rho Au, \quad Q_3 = eA = \rho \left(\varepsilon + \frac{u^2}{2} \right) A \quad (\text{D.8})$$

すると，流束ベクトル \mathbf{E} は次のように書ける。

$$E_1 = Q_2, \quad E_2 = \frac{Q_2^2}{Q_1} + pA, \quad E_3 = Q_3 \frac{Q_2}{Q_1} + pA \frac{Q_2}{Q_1} \quad (\text{D.9})$$

また，状態方程式より，

$$p = \rho RT = \rho \frac{R}{(\gamma - 1)} T (\gamma - 1) = \rho (C_v T) (\gamma - 1) = \rho \varepsilon (\gamma - 1) \quad (\text{D.10})$$

であるので，内部エネルギーは次のように書ける。

$$\varepsilon = \frac{p}{\rho(\gamma - 1)} = \frac{Q_3}{Q_1} - \frac{1}{2}u^2 \quad (\text{D.11})$$

すると、その他の物理量を保存量ベクトルを用いて書くことができる。

$$e = \rho \left(\varepsilon + \frac{1}{2} u^2 \right) = \rho \left(\frac{1}{\gamma - 1} RT \right) + \frac{1}{2} \rho u^2 = \rho \frac{1}{\gamma - 1} \left(\frac{p}{\rho} \right) + \frac{1}{2} \rho u^2 = \frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{p}{\gamma - 1} \quad (\text{D.12})$$

$$u = Q_2 / Q_1 \quad (\text{D.13})$$

$$p = \rho \varepsilon (\gamma - 1) = \frac{Q_1}{A} \left(\frac{Q_3}{Q_1} - \frac{1}{2} u^2 \right) (\gamma - 1) \quad (\text{D.14})$$

D.2 Jacobian 行列

Jacobian 行列 \mathbf{A} を

$$\mathbf{A} = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \mathbf{Q}} = \frac{\partial [\rho u A, \quad \rho A u^2 + p A, \quad (e + p) A u]}{\partial [\rho A, \quad \rho A u, \quad e A]} \quad (\text{D.15})$$

と定義すると、 \mathbf{A} を用いることにより支配方程式 (D.7) を次のように書きかえることができる。

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial x} = \mathbf{J} \quad (\text{D.16})$$

式 (D.16) を見ると、Jacobian 行列を用いることによりベクトル表記の支配方程式 (D.7) が保存量ベクトル \mathbf{Q} のみで表されたことがわかる。なお、Jacobian 行列の要素を書き出すと次のとおり。

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \frac{\partial(\rho A u)}{\partial(\rho A)} & \frac{\partial(\rho A u)}{\partial(\rho A u)} & \frac{\partial(\rho A u)}{\partial(e A)} \\ \frac{\partial(\rho A u^2 + p A)}{\partial(\rho A)} & \frac{\partial(\rho A u^2 + p A)}{\partial(\rho A u)} & \frac{\partial(\rho A u^2 + p A)}{\partial(e A)} \\ \frac{\partial((e + p) A u)}{\partial(\rho A)} & \frac{\partial((e + p) A u)}{\partial(\rho A u)} & \frac{\partial((e + p) A u)}{\partial(e A)} \end{bmatrix} \quad (\text{D.17})$$

ここで、 \mathbf{E} を次のように変形する。

$$\begin{aligned} E_2 &= \rho A u^2 + p A = \rho A u^2 + \rho \varepsilon (\gamma - 1) A \\ &= \rho A u^2 + \rho \left(\frac{e}{\rho} - \frac{1}{2} u^2 \right) (\gamma - 1) A \\ &= \rho A u^2 + (\gamma - 1) e A - \frac{1}{2} (\gamma - 1) \rho A u^2 \\ &= \frac{(\rho A u)^2}{(\rho A)} + (\gamma - 1) e A - \frac{1}{2} (\gamma - 1) \frac{(\rho A u)^2}{(\rho A)} \end{aligned} \quad (\text{D.18})$$

$$\begin{aligned} E_3 &= (e + p) A u = \{ e + \rho \varepsilon (\gamma - 1) \} A u \\ &= \left\{ e + \rho \left(\frac{e}{\rho} - \frac{1}{2} u^2 \right) (\gamma - 1) \right\} A u \\ &= \left\{ e + (\gamma - 1) e - \frac{1}{2} (\gamma - 1) \rho u^2 \right\} A u \\ &= \gamma e A u - \frac{1}{2} (\gamma - 1) \rho A u^3 \\ &= \frac{\gamma e A (\rho A u)}{(\rho A)} - \frac{1}{2} (\gamma - 1) \frac{(\rho A u)^3}{(\rho A)^2} \end{aligned} \quad (\text{D.19})$$

Jacobian 行列 \mathbf{A} について, (ρA) , (ρAu) , (eA) が互いに独立であるとみなして展開すると,

$$A_{11} = \frac{\partial(\rho Au)}{\partial(\rho A)} = 0 \quad (\text{D.20})$$

$$A_{12} = \frac{\partial(\rho Au)}{\partial(\rho Au)} = 1 \quad (\text{D.21})$$

$$A_{13} = \frac{\partial(\rho Au)}{\partial(eA)} = 0 \quad (\text{D.22})$$

$$\begin{aligned} A_{21} &= \frac{\partial}{\partial(\rho A)} \left\{ \frac{(\rho Ah)^2}{(\rho A)} + (\gamma - 1)eA - \frac{1}{2}(\gamma - 1) \frac{(\rho Au)^2}{(\rho A)} \right\} = -\frac{(\rho Au)^2}{(\rho A)^2} + \frac{1}{2}(\gamma - 1) \frac{(\rho Au)^2}{(\rho A)^2} \\ &= -u^2 + \frac{1}{2}(\gamma - 1)u^2 = \frac{\gamma - 3}{2}u^2 \end{aligned} \quad (\text{D.23})$$

$$\begin{aligned} A_{22} &= \frac{\partial}{\partial(\rho Au)} \left\{ \frac{(\rho Ah)^2}{(\rho A)} + (\gamma - 1)eA - \frac{1}{2}(\gamma - 1) \frac{(\rho Au)^2}{(\rho A)} \right\} = \frac{2(\rho Au)}{(\rho A)} - (\gamma - 1) \frac{(\rho Au)}{(\rho A)} \\ &= 2u - (\gamma - 1)u = (3 - \gamma)u \end{aligned} \quad (\text{D.24})$$

$$A_{23} = \frac{\partial}{\partial(eA)} \left\{ \frac{(\rho Ah)^2}{(\rho A)} + (\gamma - 1)eA - \frac{1}{2}(\gamma - 1) \frac{(\rho Au)^2}{(\rho A)} \right\} = \gamma - 1 \quad (\text{D.25})$$

$$\begin{aligned} A_{31} &= \frac{\partial}{\partial(\rho A)} \left\{ \frac{\gamma eA(\rho Au)}{(\rho A)} - \frac{1}{2}(\gamma - 1) \frac{(\rho Au)^3}{(\rho A)^2} \right\} = -\gamma eA \frac{(\rho Au)}{(\rho A)^2} - \frac{1}{2}(\gamma - 1)(-2) \frac{(\rho Au)^3}{(\rho A)^3} \\ &= -\frac{\gamma eu}{\rho} + (\gamma - 1)u^3 = -\frac{\gamma u}{\rho} \left(\frac{1}{2}\rho u^2 + \frac{p}{\gamma - 1} \right) + (\gamma - 1)u^3 = -\frac{1}{2}\gamma u^3 - \frac{u}{\gamma - 1} \frac{\gamma p}{\rho} + (\gamma - 1)u^3 \\ &= -\frac{1}{2}\gamma u^3 - \frac{a^2 u}{\gamma - 1} + (\gamma - 1)u^3 = \frac{\gamma - 2}{2}u^3 - \frac{a^2 u}{\gamma - 1} \end{aligned} \quad (\text{D.26})$$

$$\begin{aligned} A_{32} &= \frac{\partial}{\partial(\rho Au)} \left\{ \frac{\gamma eA(\rho Au)}{(\rho A)} - \frac{1}{2}(\gamma - 1) \frac{(\rho Au)^3}{(\rho A)^2} \right\} = \frac{\gamma eA}{\rho A} - \frac{1}{2}(\gamma - 1)(3) \frac{(\rho Au)^2}{(\rho A)^2} \\ &= \frac{\gamma e}{\rho} - \frac{3}{2}(\gamma - 1)u^2 = \frac{\gamma}{\rho} \left(\frac{1}{2}\rho u^2 + \frac{p}{\gamma - 1} \right) - \frac{3}{2}(\gamma - 1)u^2 \\ &= \frac{1}{2}\gamma u^2 + \frac{1}{\gamma - 1} \frac{\gamma p}{\rho} - \frac{3}{2}(\gamma - 1)u^2 = \frac{a^2}{\gamma - 1} + \frac{3 - 2\gamma}{2}u^2 \end{aligned} \quad (\text{D.27})$$

$$A_{33} = \frac{\partial}{\partial(eA)} \left\{ \frac{\gamma eA(\rho Au)}{(\rho A)} - \frac{1}{2}(\gamma - 1) \frac{(\rho Au)^3}{(\rho A)^2} \right\} = \frac{\gamma(\rho Au)}{(\rho A)} = \gamma u \quad (\text{D.28})$$

以上より,

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ \frac{\gamma - 3}{2}u^2 & (3 - \gamma)u & \gamma - 1 \\ \frac{\gamma - 2}{2}u^3 - \frac{a^2 u}{\gamma - 1} & \frac{a^2}{\gamma - 1} + \frac{3 - 2\gamma}{2}u^2 & \gamma u \end{bmatrix}. \quad (\text{D.29})$$

準 1 次元の場合, 支配方程式に断面積 A が追加された形になってはいるが, Jacobian 行列 \mathbf{A} は 1 次元 Euler 方程式系と全く同一の形式になった. このことから, Jacobian 行列の固有値と固有ベクトルは, 1 次元 Euler 方程式の場合と同様に計算することができる.

D.3 Jacobian 行列の固有値

Jacobian 行列 \mathbf{A} の固有値 λ を求める. 3×3 の単位行列を \mathbf{I} とすると, 固有値 λ は次の行列式の根であった.

$$|\mathbf{A} - \lambda \mathbf{I}| = 0 \quad (\text{D.30})$$

すなわち,

$$\begin{vmatrix} -\lambda & 1 & 0 \\ \frac{\gamma-3}{2}u^2 & (3-\gamma)u-\lambda & \gamma-1 \\ \frac{\gamma-2}{2}u^3 - \frac{a^2u}{\gamma-1} & \frac{a^2}{\gamma-1} + \frac{3-2\gamma}{2}u^2 & \gamma u - \lambda \end{vmatrix} = 0. \quad (\text{D.31})$$

展開すると,

$$(\lambda - u) \left\{ \lambda - (u - a) \right\} \left\{ \lambda - (u + a) \right\} = 0. \quad (\text{D.32})$$

よって,

$$\lambda = \begin{cases} u - a \\ u \\ u + a \end{cases} \quad (\text{D.33})$$

と求まるので, 順に $\lambda^1, \lambda^2, \lambda^3$ とする.

D.4 左固有ベクトル

次に, \mathbf{A} の左固有ベクトル \mathbf{l} を求める. なお, \mathbf{l} は $\mathbf{l}\mathbf{A} = \lambda\mathbf{l}$ を満足する行列である.

1 次元または準 1 次元の支配方程式系について, 固有値 λ は 3 つあるので, \mathbf{l} を次の 3 通りにおく.

$$[l_1^1, l_2^1, l_3^1] \mathbf{A} = (u - a) [l_1^1, l_2^1, l_3^1] \quad (\text{D.34})$$

$$[l_1^2, l_2^2, l_3^2] \mathbf{A} = (u) [l_1^2, l_2^2, l_3^2] \quad (\text{D.35})$$

$$[l_1^3, l_2^3, l_3^3] \mathbf{A} = (u + a) [l_1^3, l_2^3, l_3^3] \quad (\text{D.36})$$

$$(\text{D.37})$$

式 (D.34) を展開すると,

$$\left(\frac{\gamma-3}{2}u^2 \right) l_2^1 + \left(\frac{\gamma-2}{2}u^3 - \frac{a^2u}{\gamma-1} \right) l_3^1 = (u - a) l_1^1 \quad (\text{D.38})$$

$$l_1^1 + \{(3-\gamma)u\} l_2^1 + \left(\frac{a^2}{\gamma-1} + \frac{3-2\gamma}{2}u^2 \right) l_3^1 = (u - a) l_1^1 \quad (\text{D.39})$$

$$(\gamma-1)l_2^1 + (\gamma u)l_3^1 = (u - a)l_1^1. \quad (\text{D.40})$$

式 (D.40) より,

$$\begin{aligned} (\gamma-1)l_2^1 &= (u - a)l_3^1 - (\gamma u)l_3^1 = \{-a - u(\gamma-1)\}l_3^1 \\ \therefore l_2^1 &= \left(-\frac{a}{\gamma-1} - u \right) l_3^1. \end{aligned} \quad (\text{D.41})$$

式 (D.39) より,

$$\begin{aligned} l_1^1 &= (u - a) - \{(3-\gamma)u\}l_2^1 - \left(\frac{a^2}{\gamma-1} + \frac{3-2\gamma}{2}u^2 \right) l_3^1 \\ &= \{u - a + (\gamma-3)u\}l_2^1 - \left(\frac{a^2}{\gamma-1} + \frac{3-2\gamma}{2}u^2 \right) l_3^1 \\ &= (\gamma u - 2u - a)l_2^1 - \left(\frac{a^2}{\gamma-1} + \frac{3-2\gamma}{2}u^2 \right) l_3^1 \end{aligned} \quad (\text{D.42})$$

ここに、式 (D.41) を代入すると、

$$\begin{aligned}
l_1^1 &= \left\{ (\gamma u - 2u - a) \left(-\frac{a^2}{\gamma-1} - u \right) \right\} l_3^1 - \left(\frac{a^2}{\gamma-1} + \frac{3-2\gamma}{2} u^2 \right) l_3^1 \\
&= \left\{ -\frac{\gamma-2}{\gamma-1} au - (\gamma-2)u + \frac{a^2}{\gamma-1} + au - \frac{a^2}{\gamma-1} + \frac{2\gamma-3}{2} u^2 \right\} l_3^1 \\
&= \left(-\frac{\gamma-2}{\gamma-1} au + \frac{1}{2} u^2 + \frac{\gamma-1}{\gamma-1} au \right) l_3^1 \\
&= \left(\frac{a}{\gamma-1} u + \frac{1}{2} u^2 \right) l_3^1
\end{aligned} \tag{D.43}$$

以上より、パラメータ k_1 を用いると l^1 が次のように書ける.

$$l^1 = k_1 \left[\frac{a}{\gamma-1} u + \frac{1}{2} u^2, \quad -\frac{a}{\gamma-1} - u, \quad 1 \right] \tag{D.44}$$

同様にすると、 l^2 については式 (D.35) より、

$$\left(\frac{\gamma-3}{2} u^2 \right) l_2^2 + \left(\frac{\gamma-2}{2} u^3 - \frac{a^2 u}{\gamma-1} \right) l_3^2 = (u) l_1^2 \tag{D.45}$$

$$l_1^2 + \{(3-\gamma)u\} l_2^2 + \left(\frac{a^2}{\gamma-1} + \frac{3-2\gamma}{2} u^2 \right) l_3^2 = (u) l_2^2 \tag{D.46}$$

$$(\gamma-1) l_2^2 + (\gamma u) l_3^2 = (u) l_3^2. \tag{D.47}$$

これを連立させて k_2 をパラメータをすると、 l^2 が次のように書ける.

$$l^2 = k_2 \left[\frac{1}{2} u^2 - \frac{a^2}{\gamma-1}, \quad -u, \quad 1 \right] \tag{D.48}$$

l^3 についても同様に求めることができ、次のようになる.

$$l^3 = k_3 \left[\frac{1}{2} u^2 - \frac{au}{\gamma-1}, \quad \frac{a}{\gamma-1} - u, \quad 1 \right] \tag{D.49}$$

ここで用いたパラメータ k_1, k_2, k_3 は 0 以外ならば任意にとれるので、それぞれ

$$k_1 = \frac{\gamma-1}{a}, k_2 = -\frac{\gamma-1}{a}, k_3 = \frac{\gamma-1}{a} \tag{D.50}$$

とおくと、左固有ベクトルの行列 \mathbf{L} をつぎのとおり決定できる.

$$\mathbf{L} = \begin{bmatrix} l^1 \\ l^2 \\ l^3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\gamma-1}{a} \frac{1}{2} u^2 + u & -\frac{\gamma-1}{a} u - 1 & \frac{\gamma-1}{a} \\ -\frac{\gamma-1}{a} \frac{1}{2} u^2 + a & \frac{\gamma-1}{a} u & -\frac{\gamma-1}{a} \\ \frac{\gamma-1}{a} \frac{1}{2} u^2 - u & -\frac{\gamma-1}{a} u + 1 & \frac{\gamma-1}{a} \end{bmatrix} \tag{D.51}$$

D.5 右固有ベクトル

次に, Jacobian 行列 \mathbf{A} の右固有ベクトル \mathbf{r} を求める. なお, \mathbf{r} は $\mathbf{A}\mathbf{r} = \lambda\mathbf{r}$ を満足する行列である. 1 次元または準 1 次元の支配方程式系について, 固有値 λ は 3 つあるので, \mathbf{r} を次の 3 通りにおく.

$$\mathbf{A} \begin{bmatrix} r_1^1 \\ r_2^1 \\ r_3^1 \end{bmatrix} = (u - a) \begin{bmatrix} r_1^1 \\ r_2^1 \\ r_3^1 \end{bmatrix} \quad (\text{D.52})$$

$$\mathbf{A} \begin{bmatrix} r_1^2 \\ r_2^2 \\ r_3^2 \end{bmatrix} = (u) \begin{bmatrix} r_1^2 \\ r_2^2 \\ r_3^2 \end{bmatrix} \quad (\text{D.53})$$

$$\mathbf{A} \begin{bmatrix} r_1^3 \\ r_2^3 \\ r_3^3 \end{bmatrix} = (u + a) \begin{bmatrix} r_1^3 \\ r_2^3 \\ r_3^3 \end{bmatrix} \quad (\text{D.54})$$

$$(\text{D.55})$$

式 (D.52) より,

$$\begin{bmatrix} r_2^1 \\ \left(\frac{\gamma-3}{2}u^2\right)r_1^1 + \{(3-\gamma)\}r_2^1 + (\gamma-1)r_3^1 \\ \left(\frac{\gamma-2}{2}u^2 - \frac{a^2u}{\gamma-1}\right)r_1^1 + \left(\frac{a^2}{\gamma-1} + \frac{3-2\gamma}{2}u^2\right)r_2^1 + (\gamma u)r_3^1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (u-a)r_1^1 \\ (u-a)r_2^1 \\ (u-a)r_3^1 \end{bmatrix} \quad (\text{D.56})$$

式 (D.56) の第 1 行より,

$$r_2^1 = (u - a) r_1^1 \quad (\text{D.57})$$

これを式 (D.56) の第 2 行に代入すると,

$$\begin{aligned} (\gamma - 1) r_3^1 &= \left\{ (u - 1)^2 - \frac{\gamma - 3}{2} u^2 + (\gamma - 3) u (u - a) \right\} r_1^1 \\ &= \left(u^2 - 2au + a^2 - \frac{1}{2} \gamma u^2 + \frac{3}{2} u^2 + \gamma u^2 - \gamma au - 3u^2 + 3au \right) r_1^1 \\ &= \left\{ \frac{1}{2} u^2 (\gamma - 1) - au (\gamma - 1) + a^2 \right\} r_1^1 \\ \therefore r_3^1 &= \left(\frac{1}{2} u^2 - au + \frac{a^2}{\gamma - 1} \right) r_1^1 \end{aligned} \quad (\text{D.58})$$

以上より, m_1 をパラメータとして,

$$\mathbf{r}^2 = m_1 \begin{bmatrix} 1 \\ u - a \\ \frac{1}{2} u^2 - au + \frac{a^2}{\gamma - 1} \end{bmatrix} \quad (\text{D.59})$$

同様にすると, \mathbf{r}^2 と \mathbf{r}^3 は次のようになる.

$$\mathbf{r}^2 = m_2 \begin{bmatrix} 1 \\ u \\ \frac{u^2}{2} \end{bmatrix} \quad (\text{D.60})$$

$$\mathbf{r}^3 = m_3 \begin{bmatrix} 1 \\ u + a \\ \frac{1}{2} u^2 + au + \frac{a^2}{\gamma - 1} \end{bmatrix} \quad (\text{D.61})$$

ここで、パラメータについて $m_1 = \frac{1}{2a}$, $m_2 = \frac{1}{a}$, $m_3 = \frac{1}{2a}$ とおくと、Jacobian 行列 \mathbf{A} の右固有ベクトルの行列 \mathbf{R} が決定でき、次のように書ける.

$$\mathbf{R} = [\mathbf{r}^1 \quad \mathbf{r}^2 \quad \mathbf{r}^3] = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \frac{1}{a} & \frac{2}{a} & \frac{1}{a} \\ \frac{u}{a} - a & \frac{2u}{a} & \frac{u}{a} + a \\ \frac{u^2}{2a} - u + \frac{a}{\gamma-1} & \frac{u^2}{a} & \frac{u^2}{a} + u + \frac{a}{\gamma-1} \end{bmatrix} \quad (\text{D.62})$$

D.6 まとめ

上で求めた固有ベクトルの行列 \mathbf{L} と \mathbf{R} を使えば、3つの固有値 $\lambda^1, \lambda^2, \lambda^3$ を対角要素に持つ行列 \mathbf{H} を、 $\mathbf{H} = \mathbf{L}\mathbf{A}\mathbf{R}$ と表すことができる. すると対角行列の性質から、 $\mathbf{A} = \mathbf{R}\mathbf{H}\mathbf{L}$ となるので、Jacobian 行列の定義式 (D.15) より流束ベクトルの微小量 $d\mathbf{E}$ が $d\mathbf{E} = \mathbf{A} \cdot d\mathbf{Q} = \mathbf{R}\mathbf{H}\mathbf{L} \cdot d\mathbf{Q}$ と書けることになる. つまり、FDS (flux difference splitting scheme, 流束差分分離法) において、格子中心から格子界面の流束の差 (跳躍量) $d\mathbf{E}$ を保存量ベクトルの微小量 $d\mathbf{Q}$ から直接計算することができるようになる.

付録 E CFD 結果から空気力を計算する方法

E.1 格子点と仮想パネルの定義

アルファベットで示す点により構成される，図.E.1 に示すような格子点を考える．格子点の表面にはグレーの色掛けを施した．構造格子を用いた差分法による CFD では，これらのアルファベットで示す格子点において物理量が計算される．ここで，ギリシャ文字 α は \vec{AE} と \vec{AG} が張る平行四辺形の面心であり，同様に $\gamma, \varepsilon, \eta$ も平行四辺形の面心に存在するものとする．すると，点 A のまわりには，仮想パネル①，②，③，④が張られる．これら 4 枚の仮想パネルに，点 A における圧力が均等に分布すると考えると，離散的に物体表面に張られた格子点の物理量から空気力を高精度に求めるには好都合であろう．

E.2 仮想パネルの方向ベクトルと面積の算出

E.2.1 方向ベクトル

仮想パネルに対して垂直に圧力が作用すると考えるためには，仮想パネルの方向ベクトルを計算する必要がある．この方向ベクトルは，外積を用いることによって 1 枚の仮想パネルにつき 1 つが決定できる．機体表面の外向きを正とするとき，仮想パネル①の方向ベクトルは，大きさが 1 の単位ベクトル化して表すと，次のように書ける．

$$\vec{N}_{\text{①}} = \frac{\vec{AE} \times \vec{AG}}{|\vec{AE} \times \vec{AG}|} \quad (\text{E.1})$$

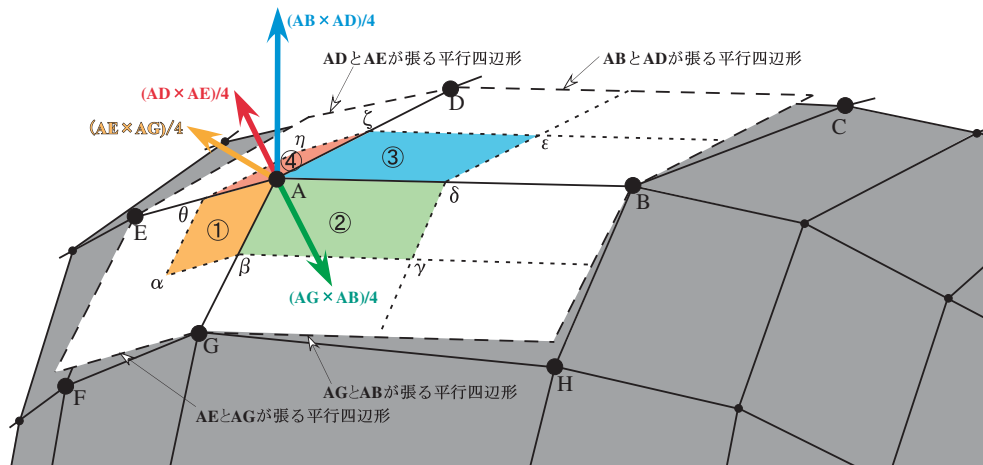


図 E.1 格子点と仮想パネルの関係

同様に,

$$\vec{N}_{\textcircled{2}} = \frac{\vec{AG} \times \vec{AB}}{|\vec{AG} \times \vec{AB}|} \quad (\text{E.2})$$

$$\vec{N}_{\textcircled{3}} = \frac{\vec{AB} \times \vec{AD}}{|\vec{AB} \times \vec{AD}|} \quad (\text{E.3})$$

$$\vec{N}_{\textcircled{4}} = \frac{\vec{AD} \times \vec{AE}}{|\vec{AD} \times \vec{AE}|} \quad (\text{E.4})$$

ただし、格子点が右手系で配置されていればこの手順で壁の外向きが正になるが、格子点が左手系で配置されている場合には、壁の内向きが正になってしまうため補正が必要となる。この補正には、図.E.2 に示すようにベクトルの内積を用いて判定することによって、補正を自動化することが可能である。上で求めた方向ベクトルと壁面の格子点から壁面から 2 点目の格子点に向かうベクトルのなす角が 0 度から 90 度であれば、方向ベクトルが外向きであると判断できる。一方、なす角が 90 度よりも大きいときには内向きが正となっているので、方向ベクトルを逆向きに補正すればよい。内積の定義式より、2 つのベクトルを $\vec{A} = (a_1, a_2, a_3)$ と $\vec{B} = (b_1, b_2, b_3)$ とするとき、なす角 θ とすると、

$$\cos \theta = \frac{\vec{A} \cdot \vec{B}}{|\vec{A}| |\vec{B}|} = \frac{a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_3}{\sqrt{a_1^2 + a_2^2 + a_3^2} \sqrt{b_1^2 + b_2^2 + b_3^2}} \quad (\text{E.5})$$

と表すことができるので、 $\cos \theta$ の符号により 2 つのベクトルのなす角が 90 度より大きい小さいかを判定することができる。通常、並びが裏返るような格子は生成されることはなく、すべての格子点が 6 面体を構成するように生成されるので、任意 1 点の格子点のまわりに張られる 4 つの仮想パネルの方向ベクトルのうち 1 つについて判定行えば、すべての格子点における 4 つの方向ベクトルに反映させることが可能である。

E.2.2 パネル面積

一方、2 つのベクトルで張られる平行四辺形の面積は、これらの 2 つのベクトルの外積の大きさであった。この知識を使うと、仮想パネル①、②、③、④の面積は、次の要領により計算することができる。

$$S_{\textcircled{1}} = |\vec{A}\theta \times \vec{A}\beta| = \left| \frac{1}{2} \vec{AE} \times \frac{1}{2} \vec{AG} \right| = \frac{1}{4} |\vec{AE} \times \vec{AG}| \quad (\text{E.6})$$

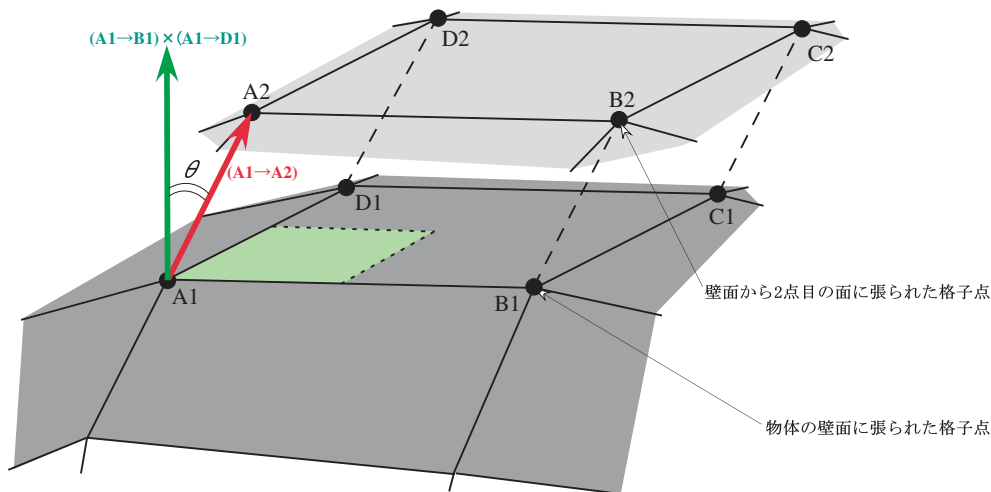


図 E.2 ベクトルの内積を用いた方向ベクトルの符号判定

$$S_{\textcircled{2}} = \left| \vec{A}\vec{\beta} \times \vec{A}\vec{\delta} \right| = \left| \frac{1}{2}\vec{A}\vec{G} \times \frac{1}{2}\vec{A}\vec{B} \right| = \frac{1}{4} \left| \vec{A}\vec{G} \times \vec{A}\vec{B} \right| \quad (\text{E.7})$$

$$S_{\textcircled{3}} = \left| \vec{A}\vec{\delta} \times \vec{A}\vec{\zeta} \right| = \left| \frac{1}{2}\vec{A}\vec{B} \times \frac{1}{2}\vec{A}\vec{D} \right| = \frac{1}{4} \left| \vec{A}\vec{B} \times \vec{A}\vec{D} \right| \quad (\text{E.8})$$

$$S_{\textcircled{4}} = \left| \vec{A}\vec{\zeta} \times \vec{A}\vec{\theta} \right| = \left| \frac{1}{2}\vec{A}\vec{D} \times \frac{1}{2}\vec{A}\vec{E} \right| = \frac{1}{4} \left| \vec{A}\vec{D} \times \vec{A}\vec{E} \right| \quad (\text{E.9})$$

E.3 仮想パネルに作用する空気力の算出

以上で必要な準備が整った。仮想パネル①に作用する力は次により計算できる。

$$\vec{F}_{\textcircled{1}} = -p_A S_{\textcircled{1}} \vec{N}_{\textcircled{1}} = -\frac{p_A}{4} \vec{A}\vec{E} \times \vec{A}\vec{G} \quad (\text{E.10})$$

ここでは絶対値の項がキャンセルされるため、プログラム上だと外積ベクトルの3成分をそれぞれ2乗してルートをとるという、重い演算が省けることになる。なお、粘性による空気力を含める場合には、摩擦力がせん断応力の形で出てくるために、力の単位に直すためにパネル面積を乗ずる必要が出てくる。これにより、非粘性CFDから空気力を求める場合には、ヘロンの公式などによるパネル面積の計算は不要である。外積の1/4倍に圧力値を乗ずれば、簡単にパネルに作用する外力（3軸方向）が計算できる。当然、仮想パネル②、③、④も同様に計算することができるので、結局、点Aに作用する空気力は次のように算出できる。

$$\vec{F}_A = -\frac{p_A}{4} \left(\vec{A}\vec{E} \times \vec{A}\vec{G} + \vec{A}\vec{G} \times \vec{A}\vec{B} + \vec{A}\vec{B} \times \vec{A}\vec{D} + \vec{A}\vec{D} \times \vec{A}\vec{E} \right) \quad (\text{E.11})$$

式(E.11)の要領で領域内のすべての格子点まわりの外力が計算できたなら、 $\Sigma_i \Sigma_j$ をとれば全機の空気力を計算することができる。

E.4 特別な扱いを要する領域の取扱い

空気力の演算自体は上で見たように簡単だが、(1)領域の端点や(2)ポールコネクタ上の特異点の部分では、条件分けによる特別な扱いが必要となる。それぞれの詳細について、次に述べる。

E.4.1 領域の外周部分の扱い

領域の端点では、仮想パネルを2面、あるいは1面しか張ることができない。特別な扱いを要する部分は、具体的には次の8ケースである。説明を簡単にするために図E.3に示すような右翼の上面部分の領域を考えると、

- 前縁部分、内舷と外弦以外
- 後縁部分、内舷と外弦以外
- 内舷部分、前縁と後縁以外
- 外舷部分、前縁と後縁以外
- 前縁の内舷側の頂点
- 前縁の外舷側の頂点
- 後縁の内舷側の頂点
- 後縁の外舷側の頂点

において、場合分けが必要となる。

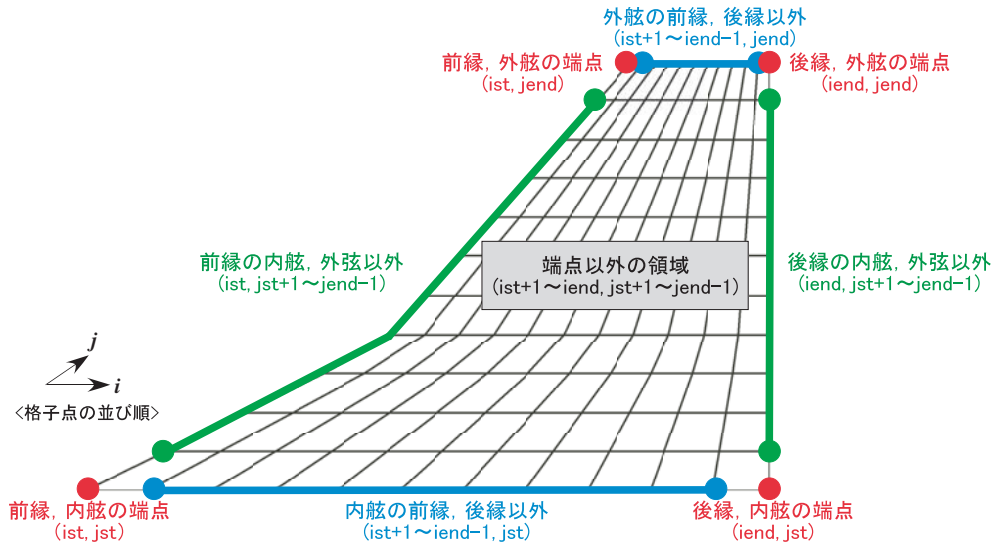


図 E.3 領域の端点の場合分け

E.4.2 ポールコネクタの扱い

機首部分などに適応するような 1 点から放射状に格子点が広がるポールコネクタ部分では、格子点が四角形にはならず三角形になる。このような点では外積がゼロとなるため、圧力が作用しているにもかかわらず空気力がゼロという計算結果を得てしまう。よって、ポールコネクタ部分に形成される三角形の仮想パネルを計算しておけばよい。特別扱いとしては、四角形のどの辺の長さがゼロになったかを判断させることにより、4 ケースを考慮すればよい。図.E.4 に、点 A まわりに放射状に格子点が張られた格子を示す。仮想パネル③の方向ベクトルは、 $(\vec{AB}$ と \vec{AC} の外積により計算できる。また、この仮想パネルの面積は、図.E.4 から読み取れるように、 $(\vec{AB}$ と \vec{AC} の張る平行四辺形の面積の $\frac{1}{2}$ を $\frac{1}{2}$ し、更に $\frac{1}{4}$ した分に等しいので、結局 $\frac{1}{16}$ にすればよい。

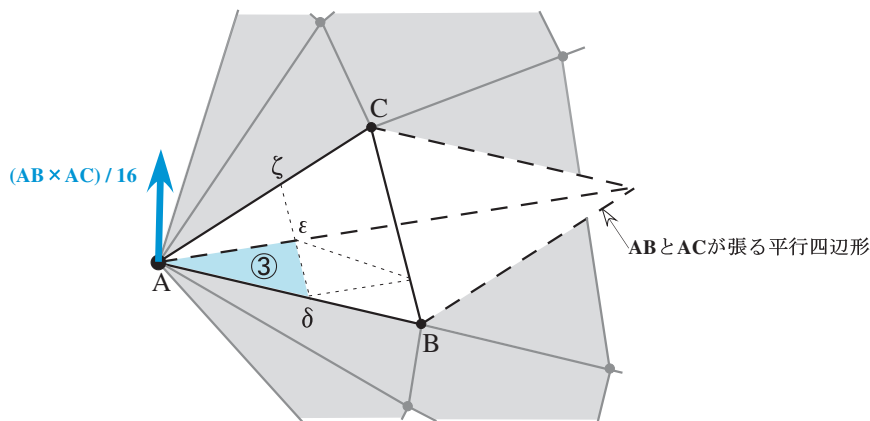


図 E.4 ポールコネクタ上の外積の計算方法 (点 A がポールコネクタの場合)

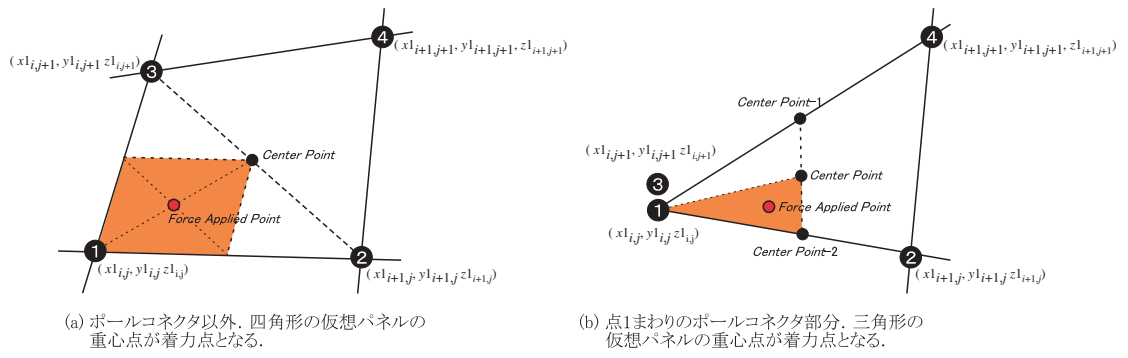


図 E.5 モーメントの計算のための仮想パネルの着力点の導出