

宇宙航空研究開発機構特別資料
JAXA Special Publication

**第41回流体力学講演会／
航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2009論文集**

**Proceedings of 41st Fluid Dynamics Conference /
Aerospace Numerical Simulation Symposium 2009**

開催日：平成21年6月18日(木)～19日(金)

開催場所：宇宙航空研究開発機構 調布航空宇宙センター

18 June ~ 19 June, 2009
Japan Aerospace Exploration Agency

2010年2月
February 2010

宇宙航空研究開発機構
Japan Aerospace Exploration Agency

まえがき

航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム (ANSS) に纏わり、期待されるふたつの融合がある。

2007年に、宇宙航空研究開発機構が主催するANSSと日本航空宇宙学会の空力部門主催の流体力学講演会の合同開催が始まった。既に今回で3回目となるが、二つの学会は、合同開催以前にはなかった新しい活力を得て、研究発表の話題の豊富さ、内容の質の向上に顕著な改善があった。合同開催とはいえ、あたかも一つの大きなシンポジウムとして活気を呈している。

昨今、流体力学、空気力学の分野ではCFD技術と風洞試験技術の融合がしきりと話題になる。同分野の多くの研究者の興味を引くところの将来に向けた研究テーマであり、今年度のANSSにおいてもシンポジウムの目玉のひとつとなる関連の企画セッションが設けられた。

二つのものが一緒になる場合、結果として期待される本質は、双方の機能、能力を羅列するだけではなく、双方のそれらを有機的に絡み合わせ、組み合わせることにより新たな機能、能力を創生、創出することにある。そうしてこそ、真の融合が実現されるのだと考える。シナジーである。ANSSと流体力学講演会の二人三脚の今後の発展と、CFD技術と風洞試験技術の融合を大いに期待するところである。

本シンポジウムの開催にご努力いただいた宇宙航空研究開発機構のANSS委員会のメンバーの方々、および共同開催でシンポジウムを盛り上げていただいた日本航空宇宙学会空力部門委員会、同事務局の方々のご尽力に深く敬意を表するとともに感謝の意を表します。

平成21年12月24日

航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム (ANSS)

委員長

中道二郎

ANSS運営委員会委員

中道二郎 (委員長)、溝渕泰寛 (幹事)、相曾秀昭、黒滝卓司、佐藤茂、清水太郎、小路宏和、新城淳史、高木亮治、坪井伸幸、中村孝、野崎理、長谷川進、牧野好和、松尾裕一、村上桂一、山根敬、山本一臣、吉田正廣

目 次

1. 超低高度衛星技術試験機 (SLATS) の希薄空力性能	1
藤田和央, 野田篤司 (JAXA)	
2. 膨張波管を用いた印加磁場による衝撃層拡大効果に関する実験的研究	5
牧野仁 (東海大), 谷藤鉄也 (東工大), 和才克己 (東海大), 加藤優佳, 大津広敬 (静岡大), 水書稔治 (東海大), 山田和彦, 安部隆士 (JAXA)	
3. MHD発電技術のスクラムジェットエンジンへの適用に向けた数値解析	11
前原義明, 鈴木宏二郎 (東大新領域)	
4. 放電プラズマによる極超音速での空力制御に関する基礎研究	17
渡邊保真, 高間良樹 (東大院), 今村宰, 綿貫忠晴 (東大), 鈴木宏二郎 (東大新領域)	
5. 旋回流における乱流拡散抑制機構のレイノルズ平均モデリング	23
吉澤徹, 阿部浩幸, 藤原仁志, 溝渕泰寛, 松尾裕一 (JAXA)	
6. SLAU スキームの低 Re 数流れ場における検証	27
田辺安忠, 齊藤茂 (JAXA), 菅原瑛明 (菱友システムズ)	
7. スクラムジェットエンジンにおける衝撃波の空力的効果を利用した内部形状の検討	33
佐藤茂 (JAXA), 宗像利彦 (日立東日本ソリューションズ), 石河深雪 (スペースサービス)	
8. 火星エアロフライバイによるサンプルリターンミッションに向けたアブレーション熱防御システムの検討	39
鈴木俊之, 藤田和央 (JAXA)	
9. 火星エアロフライバイのための高弾道係数を有するエアロシェルの検討	43
高柳大樹, 鈴木俊之, 藤田和央 (JAXA)	
10. 触媒性再結合反応モデル構築に向けた触媒性計測装置内部希薄流れ場の数値解析	49
鈴木俊之 (JAXA), 大澤弘始 (東北大), 高柳大樹, 水野雅仁, 藤田和央 (JAXA), 澤田恵介 (東北大院)	
11. 気象観測と CFD を利用した後方乱気流シミュレーション	55
加藤博司 (東北大流体研), 三坂孝志 (DLR), 大林茂 (東北大流体研), 山田泉 (電子航法研), 奥野善則 (JAXA)	
12. JAXA における EFD/CFD 融合に向けた試みーデジタル/アナログ・ハイブリッド風洞構想 (第2報)ー	61
口石茂, 渡辺重哉, 加藤裕之, 青山剛史, 村上桂一, 橋本敦, 藤田直行, 松尾裕一 (JAXA), 船江幸弘, 荻野純 (菱友システムズ)	
13. 極超音速ソニックブームの圧力波形輸送に関する研究	65
深川寛也, 上野篤史, 綿貫忠晴, 今村宰, 鈴木宏二郎 (東大)	
14. バリステックレンジを用いた超音速複葉翼低ブーム特性の検証実験	71
豊田篤, 大久保正幸, 大林茂 (東北大流体研), 清水克也, 佐宗章弘 (名大院)	
15. 超音速機主翼の大域的な多分野融合最適設計	77
瀬戸直人 (首都大院), 牧野好和 (JAXA), 鄭信圭 (東北大流体研), 金崎雅博 (首都大)	

16. 勾配計算法の再検討と新手法について	83
嶋英志 (JAXA)	
17. 低速流れにおける前処理付き陰解法と低散逸流束関数の性能比較	89
北村圭一, 藤本圭一郎, 嶋英志 (JAXA), Wang Z. J.(Iowa State University)	
18. 非保存形の FEM 定式による衝撃波解析	95
真鍋圭司, 西尾正富 (福山大)	
19. 極超音速境界層における表面圧力変動の計測	101
丹野英幸, 小室智幸, 佐藤和雄, 伊藤勝宏, 藤井啓介 (JAXA)	
20. ペットボトルロケットの非定常推力特性に関する研究	105
板倉嘉哉, 本田祐基 (千葉大)	
21. ヘリコプタの流れ場解析における SLAU スキームの適用	111
田辺安忠, 齊藤茂 (JAXA), 大谷一平 (東京ビジネスサービス)	
22. 軌道上におけるリアクションホイール用玉軸受の保持器挙動の数値シミュレーション	117
間庭和聡, 野木高, 小原新吾 (JAXA)	
23. 飛行モードによる羽ばたき音の特性の違いについて	123
稲田喜信 (JAXA), 前田将輝, 森山貴司 (千葉大), 青野光 (ミシガン大), 劉浩 (千葉大), 青山剛史 (JAXA)	
24. NACA0012 切り落とし翼端から発生する渦の LES 解析	129
今村太郎 (JAXA), 平井亨 (菱友システムズ), 横川讓, 榎本俊治, 山本一臣 (JAXA)	
25. JAXA 主脚騒音モデルの遠方場特性	135
横川讓, 今村太郎, 山本一臣, 浦弘樹, 小林宙 (JAXA), 内田洋 (IHI エアロスペース・エンジニアリング)	
26. 地上燃焼試験における固体ロケットモータの音響計測	141
石井達哉, 生沼秀司, 賀澤順一, 福田紘大, 堤誠司, 宇井恭一, 峯杉賢治, 藤井孝藏 (JAXA)	
27. JAXA Supercomputer System(JSS) の構成と特徴	147
藤田直行, 高木亮治, 松尾裕一 (JAXA)	
28. JSS V システムの効率的利用について	153
長嶺七海, 百瀬真太郎 (日本電気)	
29. JAXA Supercomputer System (JSS) の初期性能評価	159
高木亮治, 藤田直行, 松尾裕一 (JAXA)	
30. 液体燃料微粒化初期過程の数値解析	165
新城淳史, 松山新吾, 溝渕泰寛, 小川哲 (JAXA), 梅村章 (名大院)	
31. 埋め込み境界法を用いた機内空気流の LES の構築	171
斎藤英文 (島津製作所), 梶島岳夫 (阪大院)	

超低高度衛星技術試験機 (SLATS) の希薄空力性能

藤田和央, 野田篤司 (宇宙航空研究開発機構)

Rarefied Aerodynamics of a Super Low Altitude Test Satellite (SLATS)

Kazuhisa FUJITA and Atsushi NODA (JAXA)

Abstract

The Super Low Altitude Test Satellite (SLATS) is an engineering test satellite currently under development in JAXA in an attempt to open a new frontier of space utilization on extremely low earth orbits. In the presence of aerodynamic forces acting on the satellite, the altitude and attitude of the satellite are maintained by ion engines so that the aerodynamic drag can be canceled. Thus, it is of primary importance to accurately assess the aerodynamics characteristics of the satellite prior to flight. In this article, the aerodynamic coefficients of the satellite are calculated for orbital altitudes from 160 to 300 km, taking into account the thermal accommodation of particles on the satellite surface and the free stream chemical composition.

1 はじめに

低軌道を周回する衛星は、通常の LEO 周回衛星よりも地表に近いという利点を利用して、低コストで小規模な光学系を用いても詳細な地表面の情報を得ることができる。また超高層大気の長期的な観測や、雰囲気ガスに含まれる原子状酸素 (AO) の密度が LEO 周回衛星の環境よりも大きいことを利用した材料の耐酸化加速試験など、従来実現できなかった様々なミッションのポテンシャルを有している。このような超低高度 (160~200 km) 宇宙環境のフロンティアを開拓する試みとして、現在 JAXA では超低高度衛星技術試験機 (Super Low Altitude Test Satellite; SLATS) が提案され、その検討が進められている [1]。その概要を Fig.1 に示す。

非常に希薄ではあるが高層大気の抵抗を受けるため、衛星はイオンエンジンによって継続的に空気抗力を補償し、適切な誘導制御法によって軌道高度が維持されるように飛行する。現在の検討では、Xe ガスを推進剤とする複数のイオンエンジンがこの機能を実現する。これに供する電力を経常的に確保するために、SLATS は太陽同期軌道もしくはそれに近い軌道へ投入される。

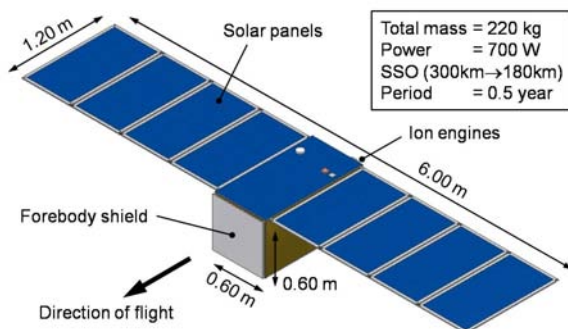


Fig. 1: A schematic view of Super Low Altitude Test Satellite (SLATS).

SLATS のシステム設計を行うためには、高速希薄気流中の衛星の空力性能を正確に評価する必要がある。また良く知られているように、超低高度では雰囲気ガスに含まれる原子状酸素 (AO) の密度が増加し衛星にダメージを与えることが予想されるため、AO の流束 (壁面衝突フルーエンス) を評価する必要がある。そこで本稿では、SLATS システム設計を行うために必要な空力データを提供することを目的として希薄流解析を行ったので、その概要を以下に紹介する。

2 大気モデル

本稿では、SLATS の空力性能を評価するために MSISE-90 大気モデル [2] を用いた。考慮したのは N_2 , O_2 , N , O , Ar , He , および H の 7 化学種である。超高層大気の状態は単純に高度だけの関数ではなく、経緯度や季節、そして太陽活動によっても変化する。SLATS は 2012 年頃の打ち上げを目指しているが、この時期は太陽活動の極大期にあたる。これらの要因を考慮して、2001 年の太陽極大期のデータを用い、ノミナル大気モデルとして経緯度や年間変化の平均値を、また分散として経緯度や季節変化に由来する変化を考慮した大気モデルを構成した。このようにして得られたノミナル大気モデルを Fig.2 に示す。

軌道高度が低くなると空力加熱が増加するため、SLATS の運用可能な軌道高度は 160 km 以上となると予想される [3]。従って解析は高度 160 から 300 km までの範囲で行った。上記の大気モデルにもとづけば流れの Knudsen 数は高度 160 km 以上では $100 m^{-1}$ より大きく、気流は自由分子流とみなせ、解析モデルを簡略化することが可能である。この仮定を検証するために、DSMC コード RARAC-3D [4] を用いた解析を代表的な飛行条件について行った結果、ラム圧縮が起こる機体の前面でも Knudsen 数は高々 $10 m^{-1}$ 程度であり、得られる空力係数は下記の簡易モデルを用いて得られる空力係数と明確な差異を示さなかった。そこで本稿で

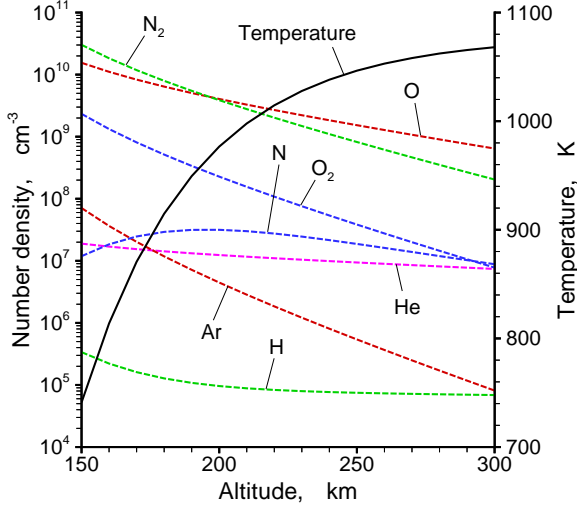


Fig. 2 : Nominal thermochemical model for upper atmosphere.

は、自由分子流近似にもとづいたモデルを用いる。

3 SLATS の希薄空力性能

3.1 解析モデル

空力係数評価のための要素モデルを提案するために、Fig.3 に示すような面要素に対して直行座標系 (1,2,3) を設定し、流れの速度ベクトル \mathbf{V} と面の法線ベクトルのなす角を θ と定義する。自由流では粒子の熱速度はよい近似で雰囲気温度 T の Boltzmann 速度分布関数に従うと仮定できるため、座標系 (1,2,3) でガス種 i に対する速度分布関数を与えると

$$f_i^F = \left(\frac{m_i}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left\{-\frac{m_i}{2kT} \left[(v_1 + V \cos \theta)^2 + v_2^2 + (v_3 + V \sin \theta)^2\right]\right\} \quad (1)$$

となる。ここで m は粒子の質量、 k は Boltzmann 定数、 v_j は粒子速度の j 方向成分であり、添字 i は化学種 i を示す。表面の熱適合係数 γ を導入し、表面に入射する粒子のうち γ が表面と熱適合してランダムに散乱され、 $1 - \gamma$ が鏡面反射すると仮定する。表面でランダムに散乱される粒子の速度分布関数は、壁面温度を T_W として

$$f_i^D = \left(\frac{m_i}{2\pi kT_W}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_i v^2}{2kT_W}\right) \quad (2)$$

で与えられる。ただし $v^2 = v_1^2 + v_2^2 + v_3^2$ である。

壁面へ到達する粒子の流束は以下の式で与えられる。

$$\Gamma_i = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^0 n_i v_1 f_i^F dv_1 \quad (3)$$

ここで n_i は自由流のガス種 i の数密度である。面の単位面積当たり作用する法線方向、接線方向の力は次式

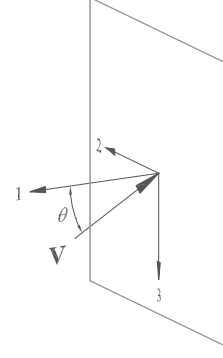


Fig. 3 : Surface element and coordinate system.

で与えられる。

$$F_{1,i} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^0 m_i v_1 (2 - \gamma) n_i v_1 f_i^F dv_1 - m_i \tilde{v}_1 \gamma \Gamma_i \quad (4)$$

$$F_{3,i} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^0 m_i v_3 \gamma n_i v_1 f_i^F dv_1 \quad (5)$$

ただし

$$\tilde{v}_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} v_1 f_i^D dv_1 = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{8kT_W}{\pi m_i}} \quad (6)$$

である。式 (1) を用いると式 (3) から (5) はそれぞれ

$$\Gamma_i = \frac{n_i v_i^T}{4} \left\{ \exp(-c_i^2) + \sqrt{\pi} c_i [1 + \operatorname{erf}(c_i)] \right\} \quad (7)$$

$$F_{1,i} = -m_i n_i (2 - \gamma) \left\{ \frac{v_i^T}{4} V \cos \theta \exp(-c_i^2) + \frac{kT}{m_i} \left(\frac{1}{2} + c_i^2 \right) [1 + \operatorname{erf}(c_i)] \right\} - m_i \tilde{v}_1 \gamma \Gamma_i \quad (8)$$

$$F_{3,i} = -\Gamma_i \gamma m_i V \sin \theta \quad (9)$$

となる。ここで

$$c_i = \sqrt{m_i V^2 / 2kT} \cos \theta \quad (10)$$

$$v_i^T = \sqrt{8kT / \pi m_i} \quad (11)$$

である。

式 (8), (9) を化学種についての総和をとることで、単位面積に作用する法線方向、接線方向の力が得られる。

$$F_j = \sum_{i=1}^7 F_{j,i} \quad (12)$$

法線方向、接線方向の作用力係数はそれぞれ

$$C^N \equiv -F_1 / (\rho V^2 / 2) \quad (13)$$

$$C^T \equiv -F_3 / (\rho V^2 / 2) \quad (14)$$

により決定される。ここで ρ は自由流の密度である。

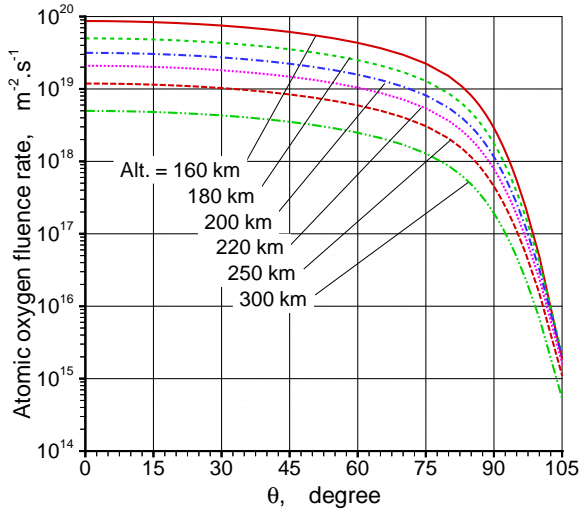


Fig. 4: Atomic oxygen fluence rate.

3.2 AO 流束と作用力係数

式 (7) により各軌道高度において評価された AO 流束を θ の関数として Fig.4 に示す. AO 流束は θ の増加と共に幾何学的な効果により減少する. しかし面が流れと平行となる場合 ($\theta = 90^\circ$) においても流れに垂直な RAM 面の場合 ($\theta = 0^\circ$) の約 1/10 程度の流束があることは注意されたい. この理由は, 高層大気において粒子は大きな熱速度を有するため, 流れに垂直な方向へも粒子が拡散するためである. 従って, 例えば AO の流束を RAM 面の場合より 3 桁以上低減させたい場合は $\theta > 100^\circ$ とする必要がある. これは衛星正面に設ける AO 遮蔽シールドを設計する上での基本情報である.

式 (13), (14) で定義される作用力係数を θ の関数として各高度について評価した結果を Fig. 5 に示す. 作用力係数は高度にそれほど依存しないが, 表面の熱適合係数 γ に強く依存することが分かる. γ が減少すると鏡面反射する粒子の割合が増加し, 面に垂直な方向への運動量伝達は大きく, 壁面に平行な方向への運動量伝達は小さくなるため, C^N は増加し C^T は減少する. 面が流れに平行な場合 ($\theta = 90^\circ$) でも C^T が 0 とならないのは, 流束の場合と同様の理由による. またこの効果により, 衛星のソーラーパネルのように自由流に平行に置かれた薄い平板においても抗力が発生することになり, その大きさは $C_D = 0.06 \pm 0.012$ である.

3.3 SLATS の希薄空力係数

最後に, 前節の結果を利用して, Fig. 1 に示す SLATS 形状の空力係数を以下に導出する. この解析では Fig. 5 に得られる C^N や C^T を用いて, SLATS が迎角 α , 横滑り角 β を有して飛行する際に各面に作用する垂直方向, 接線方向の作用力を算出し, これを全機体で総和をとることにより求める. 厳密に言えば, この方法が正確となるのは SLATS の完全な凸多面体である場合であり, 例えばソーラーパネルの取付部分については正確な評価ができない. しかしこのような領域は全暴露面から

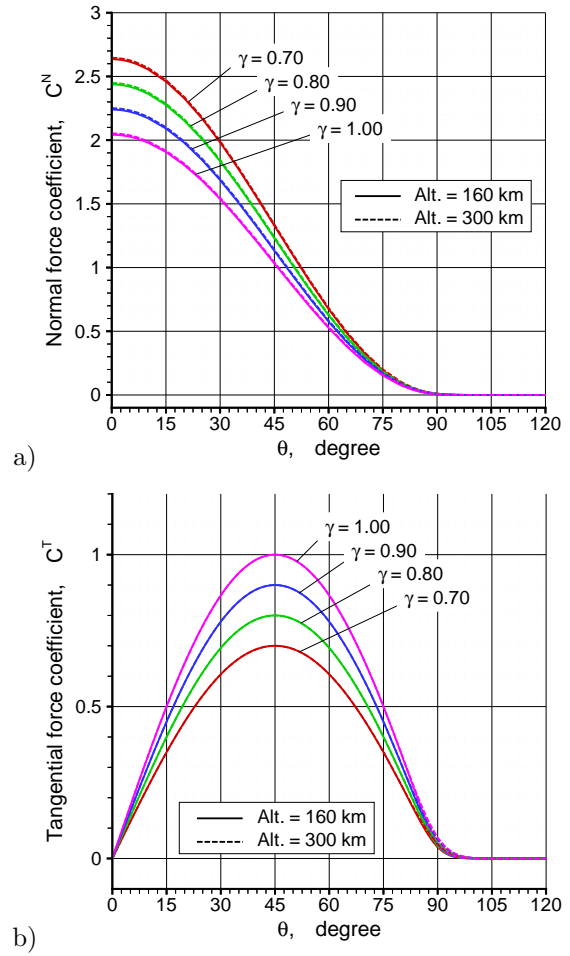


Fig. 5: Normal and tangential force coefficients.

見ると小さく, その影響は熱適合性の不確か性に由来する分散よりもはるかに小さい. SLATS の空力基準点は機体の幾何中心 (先頭より 0.6 m 後方, 下面より 0.3 m 上方で, 対称面上) とし, 機体軸は航空機の場合と同様の定義とする. 代表長は全長 (1.2 m), 代表面積はソーラーパネルの面積 ($1.2 \times 6 = 7.2 \text{ m}^2$) とした. 空力係数の例を Fig. 6 および 7 に示す.

一般論として, 空力係数は軌道高度にあまり影響されないが, 熱適合係数 γ に強く依存する. SLATS に使用される材料の γ は通常の工業的な表面と同様であり 0.8 から 1.0 の間にあると考えられる. このため, C_D , C_L , そして C_m は, $\gamma = 0.9$ の場合を中心値として, それぞれ ± 6 , ± 80 , そして $\pm 6\%$ の不確か性を有するといえる. 注意すべき点は, 揚力係数 C_L および横滑り係数 C_S の γ に由来する不確か性は, 迎角 α および横滑り角 β の増加とともに ($0 \sim 60^\circ$ の範囲では) 増大する点である. 従って, 空力予測分散を抑えるためには, SLATS を迎角, 横滑り角ともに 10° 以下で運用することが望ましいであろう. もっとも, 抗力係数は迎角の増加と共に急激に増加してしまうため, 迎角は 5° 以下に保持されるべきである.

もう一つ注意すべき点は, ピッチングモーメント係数

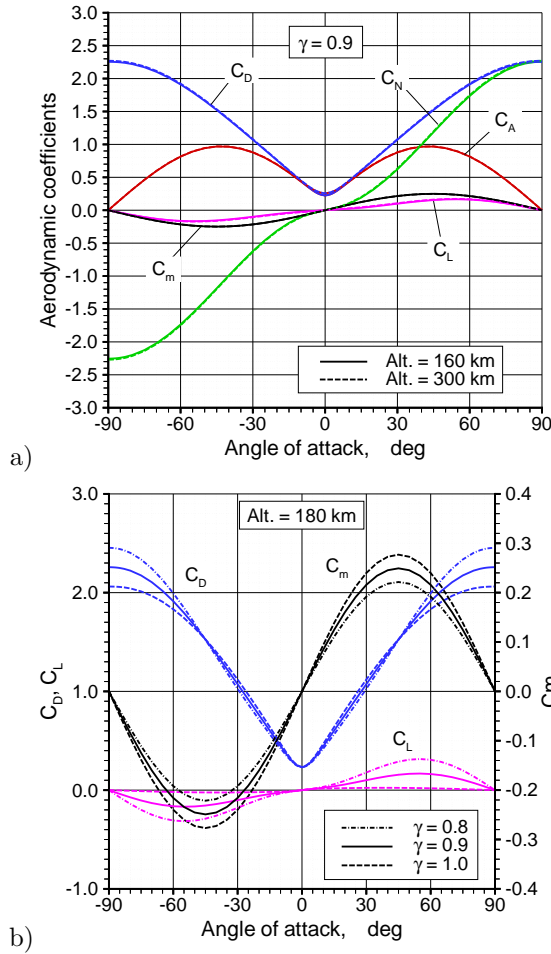


Fig. 6 : Longitudinal aerodynamic coefficients.

は $\alpha > 0$ に対して $C_m > 0$ であり、またヨーイングモーメント係数は $\beta > 0$ に対して $C_n < 0$ であることである。これらのことは、SLATS がピッチングおよびヨーイングに対していずれも絶対空力不安定性を有することを意味している。このような希薄不安定性は希薄流中でしばしば発生する現象である [5]。このように、現状では SLATS は飛行中に風見安定を実現することができないため、イオンエンジンによる抗力補償とは別に、なんらかの能動的な姿勢制御を行わなければならない。幸いなことに、空気力の絶対値は小さいため、姿勢制御は従来使用されてきた衛星用の姿勢制御方法がそのまま利用できると思われる。

4 まとめ

超低高度衛星技術試験機 (SLATS) の希薄空力性能を評価し、飛行高度 160 から 300 km の範囲において総合的な空力データベースを開発した。また原子状酸素 (AO) が衛星表面に到達する流束を、各高度において、面が自由流と成す角の関数として評価した。これらのデータは SLATS 設計のために提供されている。得られた空力データベースを見ると、機体の空力係数は軌道高度にほとんど依存せず、SLATS 機体表面材料の熱適合係数 γ に強く依存することが分かった。このため

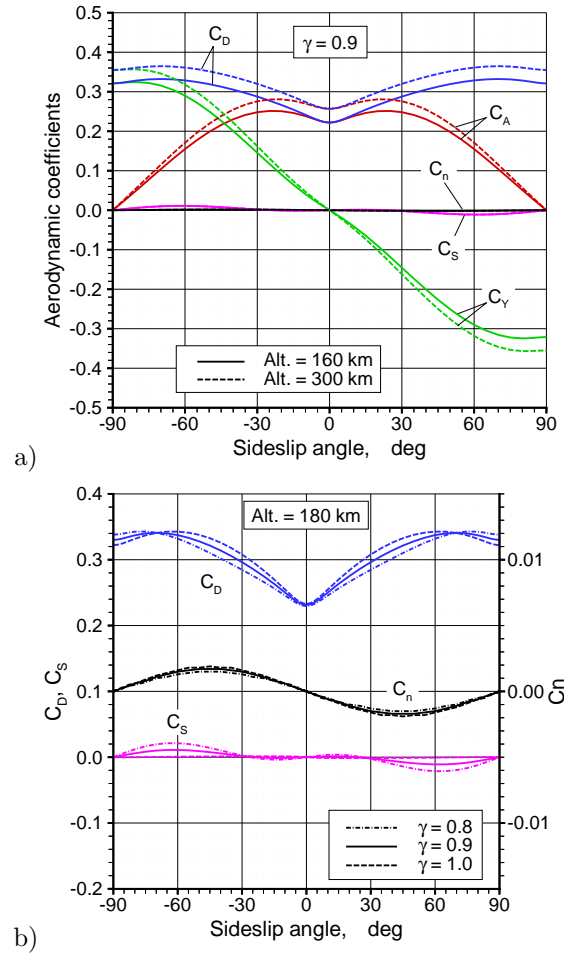


Fig. 7 : Transverse aerodynamic coefficients.

抗力係数とピッチングモーメント係数は、 $\gamma = 0.9$ の場合を中心値として $\pm 6\%$ 程度の誤差を免れ得ない。また SLATS は幾何中心に対して絶対空力不安定であり、なんらかの能動的な姿勢制御を行わなければならない。これらの課題は今後、衛星の仕様が詳細に決定するに従い取り組まなければならない。

参考文献

- [1] Noda, A. et al., "The Study of a Super Low Altitude Satellite," ISTS-f-05, The 26th International Symposium on Space Technology and Science, Hamamatsu, Shizuoka, Japan, June 2008.
- [2] Hedin, A.E., *Journal of Geophysical Research*, Vol.92, 1987, pp.4649-4662.
- [3] Fujita, K., *Journal of Japan Society of Aeronautics and Space Science*, Vol.52, 2004, pp.514-521.
- [4] Fujita, K. et al., *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol.42, No.6, 2004, pp.925-931.
- [5] Wilmoth, R.G. et al., *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol.36, No.3, 1999, pp.436-441.

膨張波管を用いた印加磁場による衝撃層拡大効果に関する実験的研究

牧野仁(東海大学), 谷藤鉄也(東京工業大学), 和才克己(東海大学), 加藤優佳, 大津広敬(静岡大学),
水書稔治(東海大学), 山田和彦, 安部隆士(JAXA)

Expansion tube experiment on shock layer enhancement effect of the electromagnetic field

by

Hitoshi Makino(Tokai University), Tetsuya Tanifuji (Tokyo Institute of Technology),
Katsumi Wasai(Tokai University), Yuka Kato, Hirotaka Otsu (Shizuoka University),
Toshiharu Mizukaki(Tokai University), Kazuhiko Yamada, Takashi Abe (JAXA)

Abstract

The flight speed of space plane or reentry capsule reaches 8~12 km/s and the temperature behind the shock wave become tens of thousands of Kelvin. Due to that, development of heat shield systems is one of the most important tasks. Current main heat shield system is the thermal protection tile and ablator. These systems utilize thermal protective structures for reducing heat flux. These thermal protective methods can not be reusable because thermal protective structures are damaged in one reentry flight. Given this factor, in order to develop a future thermal protection system, we need to consider not only protecting vehicle passively from aerodynamic heating, but also reducing aerodynamic heating actively. To reduce aerodynamic heating actively, the method using magnetic force has been considered. In this method, plasma flow behind the shock wave is controlled by the applied magnetic field through the electric current and Lorentz force. In the present study, using expansion tube, we generated the high enthalpy flow, which approached real flight condition comparatively, around the test model with applied magnetic field. And we visualized density variation around the test model, and search the shock stand-off distance in the varied magnetic field. By evaluating the shock stand-off distance from the images, we confirmed that the shock stand-off distance is increased with increasing magnetic field intensity.

1. はじめに

宇宙往還機や大気圏に再突入するカプセルなどの飛行速度は8~12 km/sにもなり、衝撃波背後の気体温度は数万Kにも達する。そのため、将来の宇宙往還機実現には、再突入時の空力加熱から宇宙飛行体を守る熱防御システムの開発が最重要課題の一つとなっている。それと共に、高度な熱防御技術と空力加熱についての知見の重要性は高まりつつある。

他方、将来の熱防御システムにおいては、空力加熱から機体を守る方法だけではなく、積極的に空力加熱を減らすことを考えていかなければならない。その方法として電磁力を利用することが考えられている。この手法は、再突入飛行時に機体全前方に発生する衝撃波背後の弱電離プラズマに磁場を印加することにより衝撃波背後の流れを制御するというものである。再突入飛行体周りの弱電離プラズマ流に磁場を印加させると電流が発生する。その電流はFig. 1のようによどみ線の周方向に発生し、電流密度を J とすると、一般化されたオームの法則より

$$J = \sigma(E + V \times B) \quad (1)$$

とかける。ここで、それぞれ σ , E , V , B は導電率、電場、速度ベクトル、磁場である。そして、その周方向の電流密度 J と、機体からの印加磁場 B が相互作用をし、

$$F = J \times B \quad (2)$$

というローレンツ力が働く。この力 F は、速度ベクトルと逆方向に働く抗力として作用することにより、衝撃層を増大させ、熱流束を減少させるものである。

このような空力加熱低減法は今までに研究されてきており、CFDによるMHD数値計算ではPoggieら¹⁾、大津ら²⁾などによって行われ、このシステムの有効性が示されている。また、実験的検証については、アークジェットを用いて行われており³⁾、また、膨張波管を用いて谷藤ら⁴⁾によって行われている。しかし、アークジェットを用いた実験では、生成される気体が衝撃波の前方ですでに電離しており、実際の飛行状態とは異なった気流状態である。一方、過去の膨張波管を用いた実験では、発光を調べることにより、衝撃波離脱距離を評価しており、衝撃波の位置を直接捉えているわけではない。そのため、

本研究では、再突入環境を模擬するために、膨張波管を用いて温度の低い電離していない高エンタルピ気流を作り出し、実験データと解析を用いて一様流条件の特定を行った。そして、衝撃波の位置を特定するためにシュリーレン法を用いて試験模型周りに形成される衝撃波を可視化した。そして、得られた画像から磁場強度と衝撃波離脱距離の関係を調べ、数値計算結果と比較検討し、印加磁場による衝撃層拡大効果を実証する。

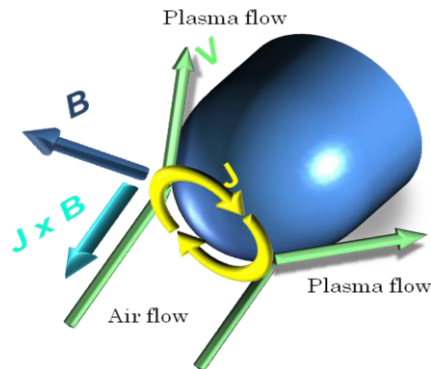


Fig. 1 Mechanism of the interaction between plasma flow and magnetic field

2. 実験方法

2. 1 膨張波管

温度が低く電離していない高エンタルピ気流を作り出すために膨張波管を用いた。Fig.2に膨張波管の寸法を示す。膨張波管は、高圧部、ピストン走行管、中圧管、低圧管からなっており、中圧管内の気体が試験気体である。Fig.3は膨張波管の波動線図である。この図からわかるように、高圧室内の高速作動バルブを開くと、自由ピストンが移動し、ピストン前方の気体を圧縮させる。高速作動バルブは高圧室と圧縮管を区切る役割をしている。そして、ピストン前方の気体が圧縮され、第一隔膜が限界圧力に達すると破膜する。そこで生成された衝撃波は、中圧管内を通過して第二隔膜まで到達する。そして、第二隔膜が破膜し、高真空な加速管へ衝撃波が伝わり、加速管内の気体が試験気体を引っ張ることにより膨張・加速させられる。このような過程により、膨張波管では加熱による内部エネルギー増加によるものではなく、運動エネルギー増加による極めて高いエンタルピ流を発生することができる。

ここで、膨張波管のオペレーションの初期状態をTable 1に示す。実験では印加磁場効果を観察するため、気流状態を固定して、磁場強度を変化させていく。そのため膨張波管のオペレーションの初期状態は変化させずに実験を行った。

Table 1 Expansion tube Operation Conditions

Component	Value	Material /Species
High pressure chamber Fill pressure	2.7 MPa	Air
Compression Tube Fill pressure	101 kPa	He
1st Diaphragm Rupture pressure	55.7 MPa	Steel, 1.8t-0.4d
Medium Pressure Tube Fill pressure	1.0 kPa	Air
2nd Diaphragm Thickness	12 mm	PET
Low pressure Tube Fill pressure	4 Pa	Air

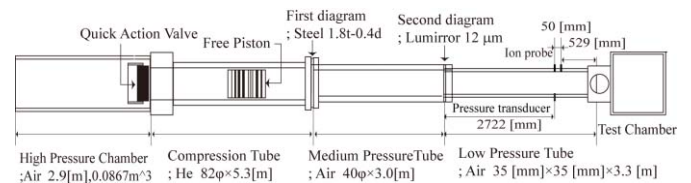


Fig. 2 Schematic of the expansion tube

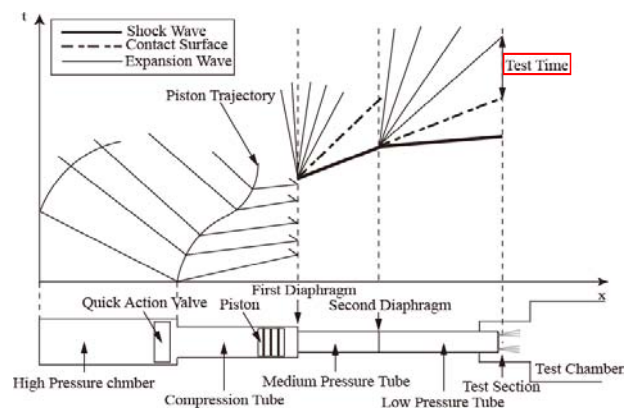


Fig. 3 x-t diagram of the expansion tube

2. 2 シュリーレン法

衝撃波の可視化方法としてはシュリーレン法を用いた。シュリーレン法とは、式(3)に示すように、流れの密度変化量が光の明るさに比例して変化することを利用した可視化方法である。

$$\frac{\Delta I}{I} = K \frac{\partial \rho}{\partial y} \quad (3)$$

ΔI , I , K , ρ , y は光の変化量, 発光強度, Gladstone-Dale 定数, 密度, 密度の変位方向座標である。Fig.4にシュリーレン光学系を示す。レーザ(FKLA-8000, greenOmicron Laserage Laserprodukte GmbH, 出力6 W, 波長532 nm)から出た光はイクスパンダーによって一度広げられ、凸面鏡にて再び集光され焦点を形成する。その焦点にピンホールを設置することにより余分な光をカットし、焦点距離1500 mmの凹面鏡に入光する。この凹面鏡により平行

光が作られ、観測部を通して反対側の凹面鏡まで達する。二つの平面鏡の間隔は5000 mmであり、その中心に観測部が来るようになっている。そして、反対側の凹面鏡で反射した光は再び焦点を形成する。観測部を通過した後の焦点にはナイフエッジを設置し、光を半分程カットした。ナイフエッジの方向は流れに垂直な方向で、上流側から切っている。ナイフエッジを通過した光はバンドパスフィルター(中心波長532 nm, 半値全幅2.0 nm, エドモンド・オプティクス・ジャパン株式会社)を通ることにより、流れの自発光による光を遮断し、レーザーのみが高速カメラ(撮影周期2 μ s, 露光時間250 ns, HPV-1, 島津製作所)に入るようにした。

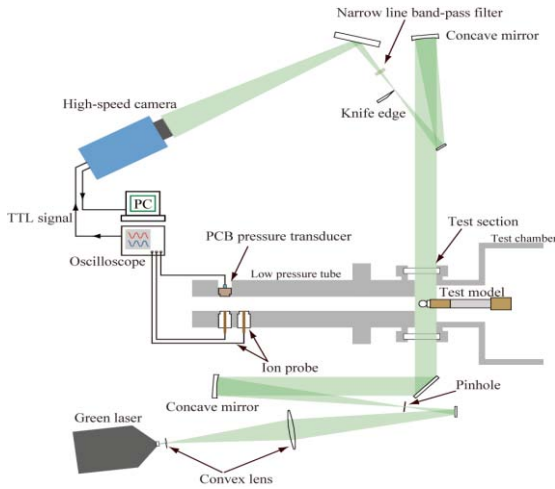


Fig. 4 Schematic of experimental setup

2. 3 試験模型

試験模型の磁場発生源として永久磁石を用いた。Fig.5に示すようにアルミニウム製のロッド(ϕ 17 mm)の先端に、真ちゅう製のアダプターを設置し、その先端に ϕ 15 mmの球状の磁石を取り付けた。磁場は双曲子磁場である。実験に用いた磁石は磁場なし(0 T)と弱磁場(0.45 T)と強磁場(0.72 T)のものである。弱磁場と強磁場の場合のよどみ線上の磁場強度分布の一例をFig.6に示す。

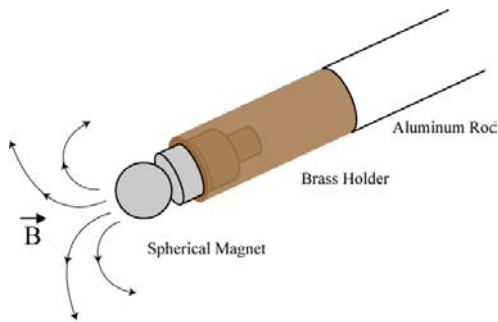


Fig. 5 Test model

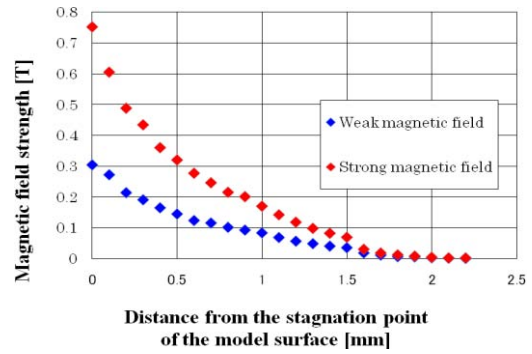


Fig. 6 Magnetic field distribution on the stagnation line

2. 4 圧力・速度計測

気流状態を把握するために、圧力センサ(PCB PIEZOTRONICS)を用いて静圧と全圧を計測した。静圧計測は、膨張波管の壁面に圧力センサを取り付けることにより計測した。全圧計測は、Fig.7のように圧力センサを気流に対抗する向きに設置した。取り付ける場所は試験模型と同じ場所に設置し、別途計測した。また、銅の電極(Ion probe)を膨張波管の壁面の2ヶ所に設置し、解離・電離した伝播衝撃波の到達とともに銅の電極に電流が流れることを利用して衝撃波速度を求めた。

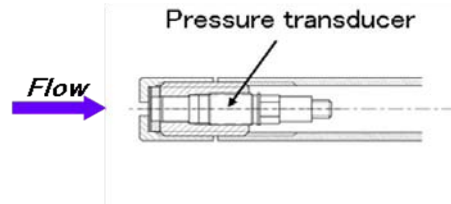


Fig. 7 Stagnation pressure measurement

3. 数値計算法

膨張波管によって作り出された気流を用いて、模型周りに形成される衝撃波の数値解析を行った。この計算手法は誘導磁場を無視し、印加磁場のみを考慮する低磁気レイノルズ数近似¹⁾を行ったものである。また計算で用いた方程式は Navier-Stokes方程式に加えて生成項として熱化学非平衡性に伴う影響と、Lorentz力およびJoule熱を考慮したものである⁵⁾⁶⁾。模型の形成する磁場は、双曲子磁場と仮定した。

4. 実験結果

4. 1 試験気流

膨張波管によって生成される気流状態を把握するため、衝撃波速度と静圧履歴と全圧履歴を計測した。その全圧履歴と静圧履歴を Fig.8 に示す。そして、これらの値から気流状態を定義する。気流速度については、2つのイオン

ローブの応答差から衝撃波速度を求め、その衝撃波速度から熱化学平衡を仮定した計算コード⁷⁾を用いることにより求めた。試験時間については実験と解析を併用して総合的に求めた。まず、熱化学平衡を仮定し、気流速度から試験時間を見積もると、 $15\ \mu\text{s}\sim 50\ \mu\text{s}$ となり、理想気体を仮定して試験時間を見積もると $52\ \mu\text{s}\sim 65\ \mu\text{s}$ となる。また、Fig.8の全圧履歴から、接触面背後では Mach 数が増大し、全圧も増加することから接触面は $35\ \mu\text{s}$ に到達していると考えられる。そして試験時間の間は全圧が一定である安定した気流が持続することとし、これらのことを考慮すると、試験時間は $35\ \mu\text{s}\sim 50\ \mu\text{s}$ という事となった。そして試験気流の Mach 数、温度、密度は熱化学平衡を仮定した計算コード⁷⁾を用いて算出した。本研究の試験気流状態を Table.2 に示す。

Table 2 Free stream characteristics of test flow

Variable	Value	Source
Shock speed	12.66 ± 0.32 km/s	Measured
Flow velocity	11.95 ± 0.31 km/s	Calculated
Static pressure	14.2 ± 2.5 kPa	Measured
Stagnation pressure	1092.59 ± 12.09 kPa	Measured
Temperature	4875 ± 775 K	Calculated
Flow density	$7.91\pm 0.34\times 10^{-3}$ kg/m^3	Calculated
Mach number	8.27 ± 0.50	Calculated
Test time (After the shock arrival)	$35\sim 50\ \mu\text{s}$	Integrated

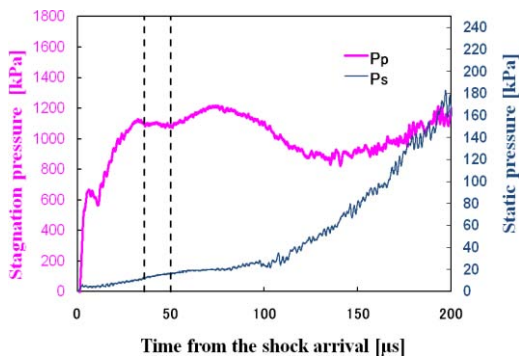


Fig. 8 Test time and pressure history

4. 2 画像解析

高速度カメラを用いて膨張波管によって作り出される一連の気流変化を撮影した。その撮影画像の一枚を Fig.9 に示す。ダクト出口から気流が放出され、球状の模型に到達し、衝撃層が暗く映し出されているのが見える。また、膨張波管によって作り出された気流を時系列に追って特徴的な部分を示したものが Fig.10 である。この Fig.10 の①

から⑥までの番号の横に記載されている時間は、衝撃波が到達してからの経過時間を示している。①は伝播衝撃波が到達する前の画像、②は伝播衝撃波が到達した瞬間の画像、③は接触面が到達する前の画像、④、⑤は接触面到達後の試験気流の画像、⑥は試験気流が終わり膨張波や圧縮管内の気体が到達していると考えられる時の画像である。③、④、⑤の画像は衝撃層が暗く写っているのに対し、⑥の画像では衝撃層が明るく写っている。これは、光が分子の密度変化だけでなく電子の密度変化にも依存するためである。電子の屈折率への寄与は、分子のそれとは逆である。

試験時間に撮影された画像を用いて印加磁場による衝撃層拡大効果の検証を行った。試験時間は $15\ \mu\text{s}$ であり、撮影周期は $2\ \mu\text{s}$ であるので、その間に撮影された画像は7枚である。そして、それらの画像のよどみ線上の光の強度分布をそれぞれの磁場(0 T, 0.45 T, 0.72 T)の模型において求めて比較した。そのグラフを Fig.11 に示す。I, I_0 , x, R はその座標での光の強度、衝撃波が来る直前の画像の光の強度、よどみ線上の座標、模型半径である。横軸は模型先端を0とした時のよどみ線上の座標であり、値が大きいほうが流れの上流側である。また、縦軸は光の強度比である。縦軸を光の強度比で表わした理由の一つは、それぞれの撮影画像にバックライトの強度のむらがあり、その影響を少なくするためである。もう一つの理由は、光の強度の変化量を求めるためである。その方法としては、衝撃波到達の直前の画像のよどみ線上の光の強度を求め、その値で試験時間に撮影したそれぞれの画像のよどみ線上の光の強度を割った。このことより、光の強度比が1の部分では、光が屈折していないと見ることができる。ここで、Fig.11において、光の屈折率が気体分子密度のみならず、電子数密度にも影響し、その屈折率の符号が逆であること、シュリーレン法のナイフエッジは上流側から切っていることを考慮すると、光の強度比が1よりも大きい部分では分子の密度変化の効果が電子のそれよりも大きいことを示しており、1よりも小さい部分では電子の密度変化の効果が分子のそれよりも大きいことを示していると理解できる。しかし、Fig.11においては光の強度分布が衝撃波を含んでなだらかになっており、衝撃波の位置をこのグラフから特定するのが困難である。そのため、数値計算結果を用いて実験における衝撃波の定義とすることにした。ここで磁場なしモデルにおいてのよどみ線上の光の強度分布と、数値計算結果のよどみ線上の密度分布を比較したものが Fig.12 である。この数値計算において密度変化が起こり始める位置を衝撃波の位置と定義した。その衝撃波の位置は模型先端から 0.0715 であり黒の実線で示す。そして、その衝撃波の位置での磁場なしモデルにおけるシュリーレン画像の光の強度比の値が衝撃波を示す値とし、その値は 0.336 である。この値を Fig.11 に黒の破線で示す。また、このときのシュリーレン法のナイフエッジの

切り方は全てにおいて同じであると仮定している。

そして、その衝撃波を示す光の強度比(0.336)の位置を、それぞれの磁場(0 T, 0.45 T, 0.72 T)で調べたものが Fig.13 である。0 T, 0.45 T, 0.72 T の場合の衝撃波離脱距離はそれぞれ0.0715, 0.0793, 0.0934である。これより磁場強度を増すと、衝撃波離脱距離も増加する傾向が確認できる。また、数値計算を用いて磁場強度と衝撃波離脱距離の関係を示したものがFig.14であり、0 T, 0.45 T, 0.72 T の場合の衝撃波離脱距離はそれぞれ0.0715, 0.0718, 0.0721である。実験結果と同様に磁場強度を増すと衝撃波離脱距離も増加する傾向がみられる。そして、実験結果と数値計算結果を比較したものがFig.15である。これより、数値計算結果よりも実験結果のほうが印加磁場の効果が大きく表れていることが分かる。

ここで、プラズマ流と印加磁場の相互作用の効果を評価するパラメータQというものがあり、次式で表わせる。

$$Q = \frac{\sigma B^2 L}{\rho U} \quad (4)$$

ここで、 σ , ρ , U , B , L は電気伝導度、密度、流速、磁束密度、試験模型の代表長である。今回の実験では、 σ , ρ , U の値はそれぞれ $3529 [\Omega\text{m}]^{-1}$, $7.91 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3$, 11.95 km/s となる。また、 B , L の値を0.72 T, 0.015 mを代入すると、干渉パラメータQの値は0.290となり、決して大きな値でないため数値計算において印加磁場の効果が少ないことは理解できる。また、干渉パラメータQの値と熱流速の減少率の関係は大津ら⁸⁾によって調べられている。

また、印加磁場の効果が実験と数値計算とが異なっている原因の一つとしては、実験データを用いて予測した数値計算に用いた流れと、実際の流れとが必ずしもよく一致しているとは限らないためであると考えられる。そのため、今後は、より詳しく、正確に、気流状態を把握する必要があると考えている。ほかの原因としては、 σ の値についてである。この値は計算から求めたものであるため、精度については検討する必要がある。そのためこの σ の値を正確に把握することが重要であると考えている。

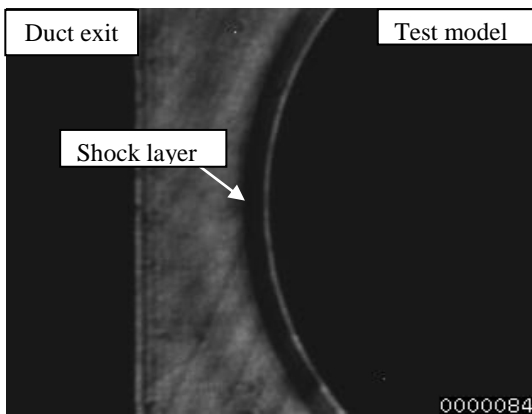


Fig. 9 Image of the shock wave visualized by schlieren Method

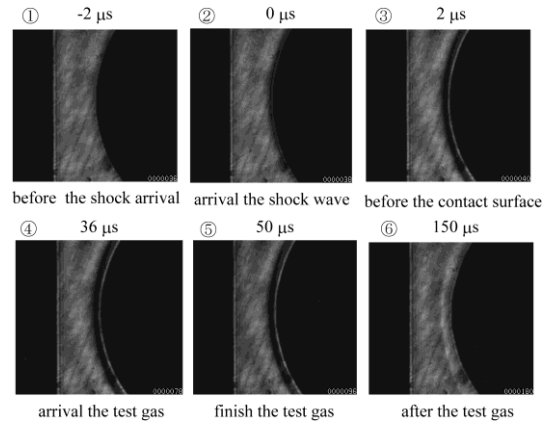


Fig. 10 Sequential photograph of the shock layer

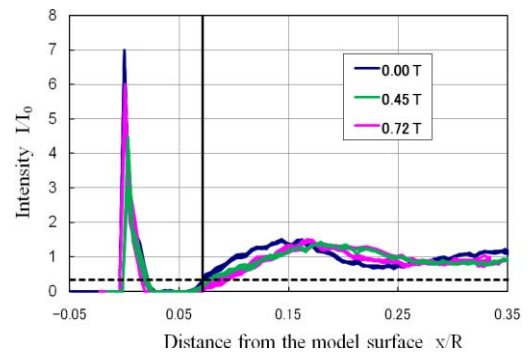


Fig. 11 Intensity on the stagnation line

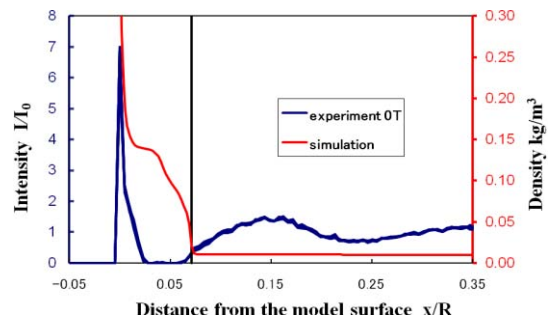


Fig. 12 Determination of the between experiment and simulation

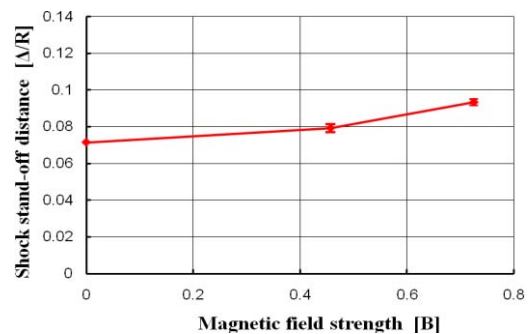


Fig. 13 Comparison of the shock layer in the experiment

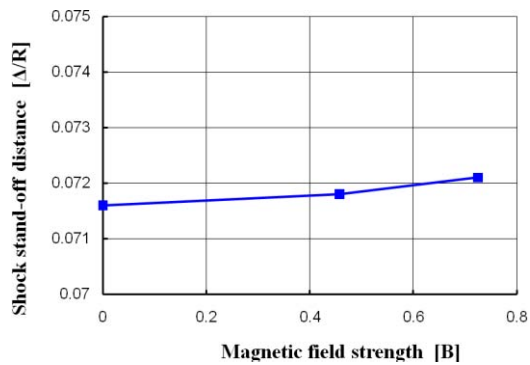


Fig. 14 Comparison of the shock layer in the simulation

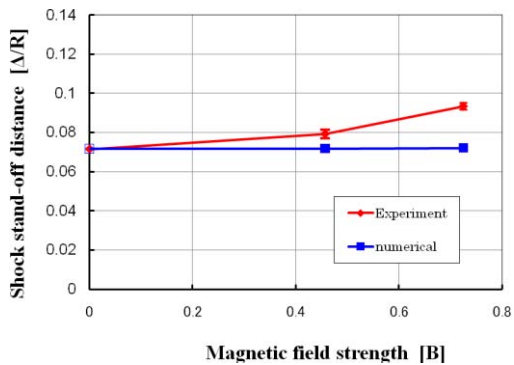


Fig. 15 Comparison of the shock layer between experiment and simulation

5. 結論

本報告では、膨張波管を用いることにより、磁場を印加した模型周りに、温度が低く、電離していない高エンタルピー気流を作り出し、その気流を用いて球状模型周りに衝撃波を含む流れを形成した。さらに、磁化された模型を用いることにより、磁気の流れに対する効果、特に衝撃波離脱距離に対する効果をシュリーレン法を用いて観察した。その結果、磁場強度を増すにつれて、衝撃波離脱距離も増加する傾向が確認できた。

参考文献

- 1) J. Poggie, D.V. Gaitonde: Computational Studies of Magnetic Control in Hypersonic Flow, AIAA Paper 2001-0196, 2001
- 2) 大津広隆, 安部隆士, 舟木一幸, 電磁力による空力加熱低減法の超軌道飛行体への適用, 日本航空宇宙学会論文集, Vol.54, No.628, pp.181-188, 2006.
- 3) Y. Takizawa, A. Matsuda, S. Sato, T. Abe and D. Konigorski: Experimental investigation of the electromagnetic effect on a shock layer around a blunt body in a weakly ionized flow, Physics of Fluids, vol.18, No.11, pp117105-1-pp117105-10, 2006.

- 4) T. Tanifuji, A. Matsuda, K. Wasai, Hi Otsu, H. Yamasaki D. Konigorski, : Expansion Tube Experiment of Applied Magnetic Field Effect on Reentry Plasma, AIAA Paper 2008-1113, 2008.
- 5) H. Otsu, K. Matsushita, D. Konigorski, I. Funaki and T. Abe: Reentry Heating Mitigation by Utilizing the Hall Effect, AIAA Paper 2004-2167, 2004.
- 6) H. Otsu, T. Abe, Y. Ohnishi, A. Sasoh and K. Takayama: Numical Investigation of High-Enthalpy Flows Generated by Expansion Tube, AIAA Journal, pp. 2423-2430, 2002.
- 7) Heiser W. H. and Pratt d. T.,: Hypersonic Airbreathing Propulsion, AIAA Education Series, 1994.
- 8) H. Otsu, A. Matsuda, T. Abe, D.Konigorski, Feasibility Study on the Flight Demonstration for a reentry vehicle with the Magnetic Flow Control System, AIAA Paper 2006-3566, 2006.

MHD 発電技術のスクラムジェットエンジンへの適用に向けた数値解析

前原義明, 鈴木宏二郎
東京大学大学院新領域創成科学研究科

Numerical Analysis of Application of MHD Generator Technology to Scram-jet Engine

by
Yoshiaki Maehara and Kojiro Suzuki

ABSTRACT

To realize the hypersonic transport or the low-cost fully reusable space transportation system, it is necessary to develop the SCRAM-jet engine. However, the performance of the SCRAM-jet engine is known to be quite sensitive to the air conditions at the inlet. In this research, we consider the use of the electromagnetic devices for the flow control and make the numerical research on the system. By setting the MHD generator and the MHD accelerator at the inlet and the nozzle of the SCRAM-jet engine, respectively, the flow inside the engine is appropriately controlled with small amount of the energy loss, when the flow has sufficient electric conductivity by the seeding technique. As the preliminary study, the two-dimensional Euler analyses with MHD effects have been conducted to demonstrate that the inlet flow can be controlled by putting a MHD generator in the upstream region. From the analyses, it is confirmed that by setting the MHD generator and adding Lorenz force to the flow, the total pressure loss across the shock wave can be reduced, while the total pressure itself is decreased by the Lorenz force. To estimate the efficiency of such MHD energy-bypass SCRAM-jet engine, the totally coupled flow analysis of the inlet, combustion chamber and nozzle flows is necessary.

1. はじめに

完全再利用型のスペースプレーンの開発において必要不可欠と考えられているのが、極超音速飛行時に動作するスクラムジェットエンジンである。スクラムジェットエンジン(図 1)では、超音速燃焼(supersonic combustion)すなわち、

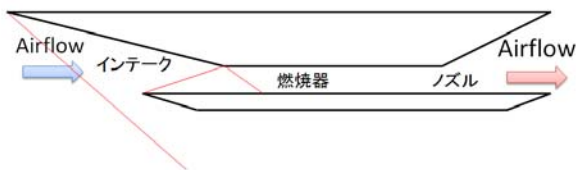


図 1: スクラムジェットエンジン概念図

超音速の気流内で燃料を燃焼させなければならないため、エンジン内で燃焼が完了しなかったり、通常の燃焼とは違う意図していない化学反応が起こったりする可能性がある。

また、スクラムジェットエンジンは簡単な構造が特徴である故に、様々な気流条件に対応しづらいという問題がある。例えば、構造を簡単にして形状を固定すると、エンジンの冷却は容易になり、設計された条件では高い性能を実現できるが、一方で、加速途中など設計値からずれた気流条件では最適な条件を作れない。

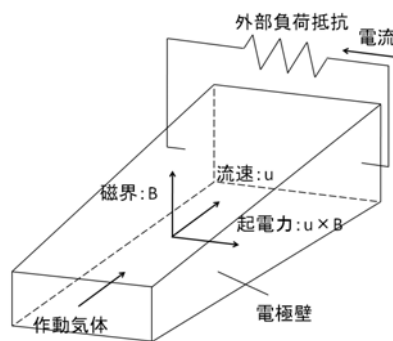


図 2: MHD 発電概念図

MHD 発電 (MHD power generation) は、電磁流体発電 (magneto-hydro-dynamic power generation) といい、ファラデーの電磁誘導の法則を用いて行う発電である。図 2 のように超伝導磁石などを用いてチャンネルに垂直な方向に磁界をかけ、チャンネルにプラズマなどの導電性流体を流すと、チャンネル内を横切った電極を通して横方向に電流が流れる。

この MHD 発電技術を用いることで、インテーク流れを制御し、かつ気流総温を制限以内に押さえることが可能となる、と期待される。例えば、図 3 に示す MHD エネルギーバイパススクラムジェットエンジン¹⁾では、燃焼器より上流側に MHD 発電機を、下流側に MHD 加速機を設置し、エンジンに流入する流れのエネルギーの一部を電気エネルギーに変換して下流側に送っている。この方法を用いると、合計のエネルギー収支は変わらないが、燃焼機内の流れを積極的に制御することができる。これによって、エンジン内の形が固定されていても、より燃焼に適した流れを作り出すことができる。

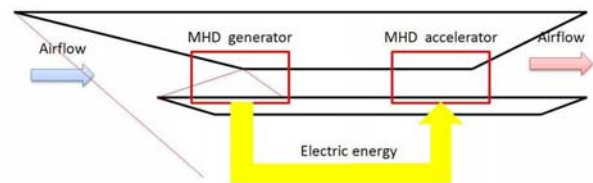


図 3: MHD エネルギーバイパススクラムジェットエンジン概念図

本研究では、MHD エネルギーバイパススクラムジェットエンジンの有効性を調べるため、その基礎的な特性について数値解析を行う。最終的には、MHD 発電機が設置されたインテーク、燃焼器、MHD 加速器が設置されたノズルを関連させながら数値解析を行い、Isp を評価関数とすることによって、MHD エネルギーバイパススクラムジェットエンジンのシステムとしての有効性を検証することを目的としている。インテーク入口での作動流体の密度および流速、ノズル出口での密度および流速から推力を算出して Isp を求めるが、適切なシステムの評価のためには、燃焼器での状態量の変化の見積もりと MHD 発電機と MHD 加速

器の相互作用を考慮した数値計算が必要である。しかし、現段階では、各々での流れの状態量の変化を見積もることを目的としているため、上流側のインテークに MHD 発電機を、下流側のノズルに MHD 加速器を設置した場合のそれぞれ単体としての気流制御効果を解析対象とした。流れ場の詳細を見る前に、MHD 発電機付きインテーク流れの概要を知るため 1 次元モデルによる解析を行う。その結果を踏まえて 2 次元解析に進むものとする。

2. 作動流体の電気伝導度

図 4 は高度 30km で発生する垂直衝撃波背後での化学平衡を仮定して求めた電子数密度から、Spitzer-Herm の式²⁾を用いて算出した電気伝導度を、速度に対してプロットしたものであるが、スクラムジェットエンジンの飛行速度として想定しているマッハ 5 前後では、オープンサイクル MHD 発電が動作する 5~10S/m の電気伝導度は得られない、ということが理解できる。

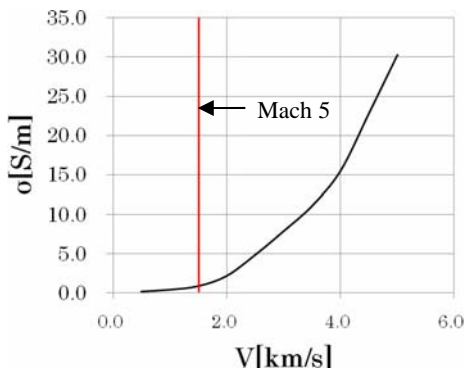


図 4：高度 30km における垂直衝撃波背後での電気伝導度

したがって、MHD エネルギーバイパススクラムジェットエンジンではエンジン入口で、放電やレーザー照射、流れに電離しやすいアルカリ金属等の物質を投入して作動流体の電気伝導度を高める技術であるシーディング技術等を用いて作動流体に高い電気伝導度を与えなければならない。

本研究では、MHD 発電においてすでに実際に実験³⁾が行われているシーディング技術によって、流れの電気伝導度が与えられると想定した。計算の簡略化のために、流れの電気伝導度は先行研究⁴⁾を参考にして、10.0S/m で一定であると仮定した。

3. 1次元流モデルによる数値解析

3-1. 支配方程式

支配方程式は、1次元のオイラー方程式に MHD の項を生成項として加えたものを用いた。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial t} = S$$

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ e \end{bmatrix}, E = \begin{bmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ (e + p)u \end{bmatrix}, S = \begin{bmatrix} 0 \\ -j_y B_z \\ j \cdot E \end{bmatrix} \quad (1)$$

また、電流の計算は一般化されたオームの法則を用いた。

$$j = \sigma[E + u \times B] \quad (2)$$

ここで、 σ は作動流体の電気伝導度であり、作動流体の温度に依存する量であるが、本研究では計算の簡略化のために一定の値を用いることとする。

3-2. 数値計算法および計算条件

対流項の離散化には Yee の Symmetric-TVD スキーム⁵⁾を用い、時間積分には 2 次の Runge-Kutta 法を用いて、流れが定常状態になるまで計算した。

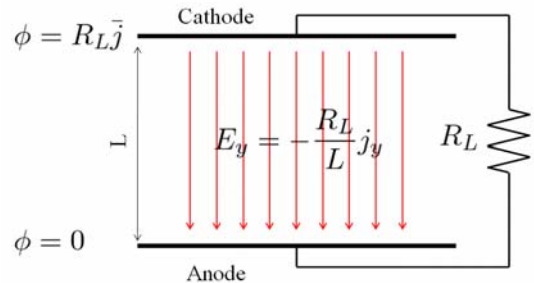


図5：MHIモデル

また、1次元モデルでは電磁場を計算することができないため、電磁場を MHI モデル⁶⁾を用いて、

$$E = \frac{R_L \bar{j}}{L} \quad (3)$$

と近似して計算した。ここで、 R_L は外部抵抗であり、 L は電極間の距離である。また、MHI モデルでは、電場 E を計算する際に、カソード上の y 方向の電流の平均値 \bar{j} を用いた。

計算条件は、典型的なスクラムジェットの作動条件として、高度 30km の大気中をマッハ 5 で飛行する場合を仮定した。印加磁場は 100mT から 500mT まで 100mT 刻みで変化させた。磁場の強弱による影響も観察した。

表 1：計算条件（1次元流モデル）

Mach Number	5
Static Pressure	1.20[kPa]
Static Temperature	230[K]
External Resistance	$1.0 \times 10^{-2} [\Omega]$
Electrical Conductivity	10.0[S/m]
Electrode Distance	1.0[m]
Applied Magnetic Field	100,200,300,400,500[mT]

3-3. 結果と考察

表 1 の条件で数値計算を行った結果、流速、温度、マッハ数を x 軸方向にそれぞれプロットすると、図 6-8 の通りになった。ローレンツ力の方向は図 6 に示すとおりである。

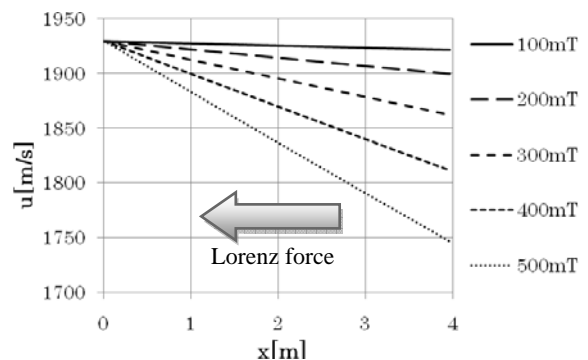


図 6：流速の x 軸方向の変化

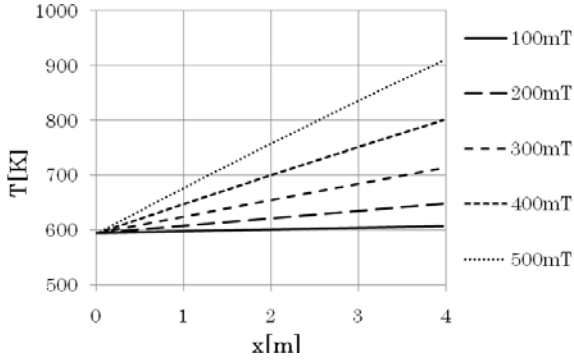


図 7：温度の x 軸方向の変化

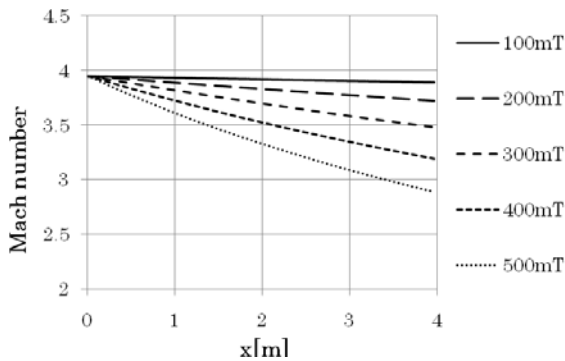


図 8：マッハ数の x 軸方向の変化

図 6 より、ローレンツ力によって流速が減少しているのが理解できる。また、図 7 を見ると、流速が減少することによって流れの温度が上昇していることがわかる。したがって、流れの下流では、図 8 のようにマッハ数が減少する。

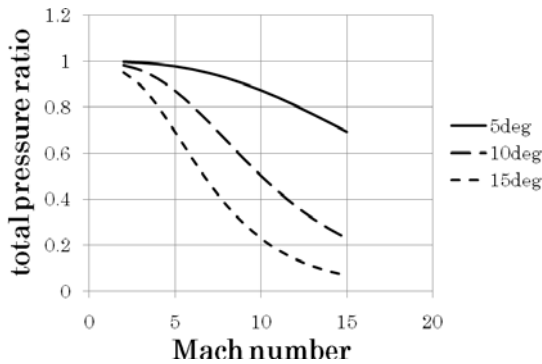


図 9：衝撃波前後における全圧比の変化

インテークでの全圧損失は、主に発生する衝撃波によるものである。図 9 は 5, 10, 15deg の 3 種類のくさび角で発生する斜め衝撃波前後、つまりくさびを極超音速機先端とした際の図 1 における一番左の衝撃波前後、での全圧比に対する変化をプロットしたものである。この図から斜め衝撃波における全圧損失は、いずれのくさび角においても流れのマッハ数が増大するにつれて増加することがわかる。

したがって、流れにローレンツ力を印加して流れのマッハ数を低減することによって、インテークで発生する衝撃波での全圧損失を減少させることができる可能性があることが理解できる。しかしながら 1 次元流モデルでは斜め衝

撃波を再現することができないため、2次元流モデルでの解析が必要となる。

4. 2次元流モデルによる流れ場と電磁場の弱連成解析

流れ場の影響によって変化する電磁場が流れ場に再びおよびす影響を見積もることは MHD エネルギーバイパススクラムジェットエンジンの数値解析を行う上で非常に重要である。2次元一般座標系での数値解析を行う前に2次元直交座標系において流れ場と電磁場を弱連成させて解析し、その影響を見積もった。

4-1. 問題設定

ここでの数値解析は電磁場が流れ場に及ぼす影響のみを考察するために行うので、インテークにおける複雑な形状は考慮しない。インテークに設置する MHD 発電機は図 10 のような配置を想定しているため、チャンネルに流入する作動流体はくさび角 18deg だけ傾いて流入してきており、チャンネル内の初期条件および境界条件に用いる状態量は斜め衝撃波理論から、くさび角で発生する衝撃波背後の状態量を解析的に求めたものを用いた。

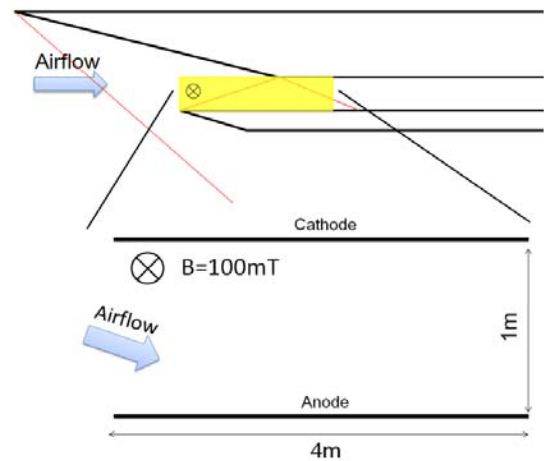


図 10：弱連成解析での問題設定

また、弱連成解析における電磁場の設定条件は表 2 のとおりである。ここで、外部抵抗は MHD 発電機と同程度の電気伝導度、10.0S/m、をもった MHD 加速器を想定して、 $1.0 \times 10^{-2} \Omega$ と設定した。MHIモデルで用いる電流値はカソード上での y 方向電流値を平均したものを用いた。

表 2：計算条件（2次元流モデルにおける弱連成解析）

Mach Number	3.95
Static Pressure	12.0[kPa]
Static Temperature	595[K]
External Resistance	$1.0 \times 10^{-2} [\Omega]$
Electrical Conductivity	10.0[σ/m]
Electrode Distance	1.0[m]

ローレンツ力がない場合での流れ場の等圧線図は図 11 のとおりである。

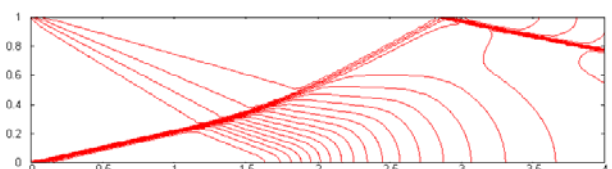


図 11：等圧線図（磁場の印加なし）

4-2. 流れ場の数値計算法

流れ場の支配方程式は、1次元流解析の場合と同様に、2次元オイラー方程式にMHDの項を生成項として加えたものを用いた。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} = S$$

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, E = \begin{bmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ (e + p)u \end{bmatrix}, F = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ p + \rho v^2 \\ (e + p)v \end{bmatrix}, S = \begin{bmatrix} 0 \\ j_y B_z \\ -j_x B_z \\ \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} \end{bmatrix} \quad (4)$$

流れ場は一次元流と同様に、YeeのSymmetric-TVDスキームを用いて定常状態になるまで計算した。

4-3. 電磁場の数値計算法

電磁場の支配方程式は、クーロングージのMaxwell方程式を用いた。(E:電場, B₁:誘導磁場, B₀:印加磁場)

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= \frac{\partial \mathbf{B}_1}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{B}_1 &= \mu_0 \mathbf{j} \\ \mathbf{j} &= \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \\ \mathbf{B} &= \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1 \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{A}) &= -\nabla \phi + \mathbf{u} \times \mathbf{B}_0 + \frac{1}{\sigma \mu_0} \nabla^2 \mathbf{A} \\ \nabla \cdot \mathbf{A} &= 0 \end{aligned} \quad (6)$$

式(6)の両辺の発散をとることにより、スカラーポテンシャルφに関するポアソン方程式が得られる。

$$\nabla^2 \phi = \nabla(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \mathbf{A} \quad (7)$$

本研究では、定常状態を観察するため、ベクトルポテンシャルAは定常である、とした。

スカラーポテンシャルの解析はSOR法を用いて行った。式(8)をスカラーポテンシャルの差分が十分小さくなるまで繰り返し計算を行った。なお、ω_φは緩和係数であり、φ'はGauss-Seidel法によって導出された新しいφである。

$$\phi^{k+1} = \phi^k + \omega_\phi (\phi' - \phi^k) \quad (8)$$

ベクトルポテンシャルの計算は、式(9)を積分することによって行った。

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_v \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dv \quad (9)$$

最初の計算ステップでベクトルポテンシャルを求める際はMHIモデルの近似によって求めた電流を用い、次のステップからは電磁場の影響を考慮して求めた電流からベクトルポテンシャルを求めた。

4-4. 結果および考察

電位の濃淡図を図12に示す。この図から、流れの方向が変化する衝撃波において、電位が変化していることが理解できる。MHIモデルでは図5に示したように流れを横切る電流や電場を一樣と仮定しているが、実際の電磁場は流れの影響によってそれからずれた状況となる可能性がある。

図13は印加磁場の濃淡図であるが、流れ場による影響を受けており、チャンネルの左端と右端において、それぞれ印加磁場の5割程度の強さの誘導磁場が発生していることが理解できる。したがって、流れ場によって影響を受けた電磁場の結果を再び流れ場に反映させて、影響をみることが必要である。

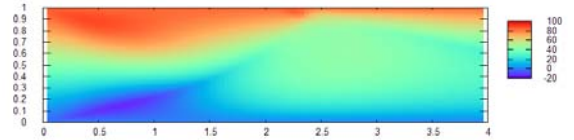


図12: 電位の濃淡図 (単位は V)

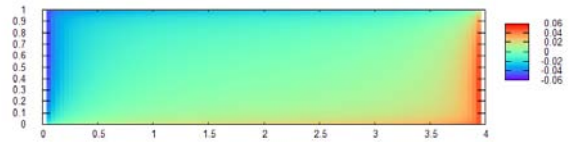


図13: 誘導磁場の濃淡図 (単位は Tesla)

電磁場の解析による結果を流れ場の数値解析に反映させた結果は図14のようになった。MHIモデルを使って計算を行った上図および流れ場と電磁場の弱連成解析を行った下図ともに、図11の印加磁場がない場合の等圧線図から比べて衝撃波の位置が前方に移動している。また、図13の結果から無視できない程度の誘導磁場が発生しているが、実際に弱連成解析を行うと、MHIモデルによって電磁場を近似した結果とほとんど等圧線図は変わらず、誘導磁場の影響は無視できる程度であることが理解できた。

これは誘導磁場が発生している領域が小さな範囲であるためだと考えられる。これを踏まえて今後の解析では電磁場の影響を考慮せず、電磁場をMHIモデルによって近似するものとする。

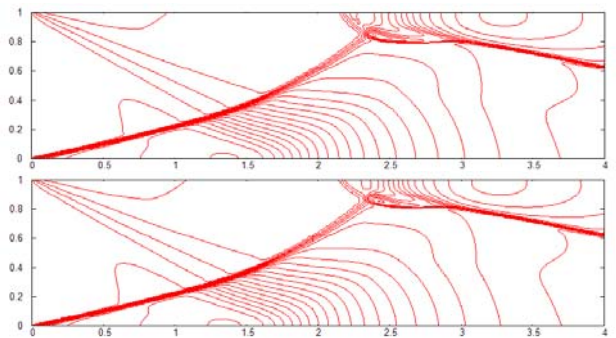


図14: 等圧線図 (上: MHIモデル, 下: 弱連成解析)

5. 一般座標系 2 次元流モデルによる数値解析

2 次元流モデルによる弱連成解析から、電磁場が流れ場におよぼす影響は無視できる程度であることがわかったため、電磁場を解析することなく、MHI モデルによって近似して一般座標系 2 次元流モデルによる数値解析を行った。

5-1. 数値計算法

支配方程式には一般座標系における 2 次元 Euler 方程式を用いた。

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial y} = \hat{S}$$

$$\hat{Q} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, \hat{E} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho U \\ \rho u U + \xi_x p \\ \rho v U + \xi_y p \\ (e+p)U \end{bmatrix}, \hat{F} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho u V + \eta_x p \\ \rho v V + \eta_y p \\ (e+p)V \end{bmatrix}, \hat{S} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ j_y B \\ -j_x B \\ j \cdot E \end{bmatrix} \quad (11)$$

数値計算法は 1 次元流モデルの場合と同様にして、Yee の Symmetric-TVD スキームを用いて対流項の離散化を、2 次精度の Runge-Kutta 法を用いて時間積分を行い、流れが定常状態になるまで計算を行った。

5-2. インテークの数値解析

計算領域は図 15 に示すようにマッハ 5 を設計点としたスクラムジェットエンジンのインテークを模擬したものを用いた。インテーク入口では一様流条件とし、スクラムジェットエンジンにおいては全領域において超音速であるため、インテーク出口では超音速流出条件とした。

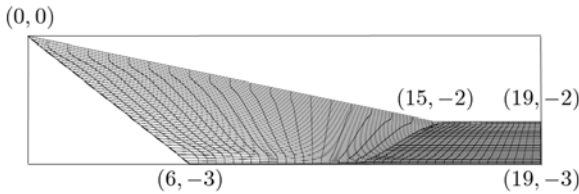


図 15 : 計算領域 (座標の単位は m)

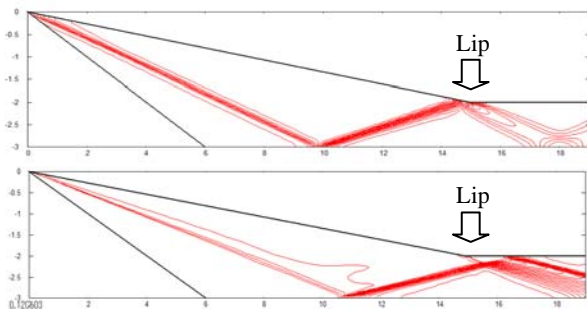


図 16 : 等圧線図 (上 : マッハ 5, 下 : マッハ 6)

図 16 は磁場を付加していない状態でのマッハ 5 とマッハ 6 における等圧線図であるが、設計点マッハ数でないマッハ 6 では衝撃波がリップに当たらず、流れ場の不均一性が強くなっていることがわかる。本計算では、磁場を流れ場に付加することによってマッハ 6 での流れ場の状態を設計点マッハ数であるマッハ 5 の状態に近付けることを目的とする。

計算条件は表 3 のとおりである。大気の状態は高度 30km のものを採用した。

表 3 : 計算条件 (一般座標系における 2 次元流モデルによる解析)

Mach Number	6
Static Pressure	1.20[kPa]
Static Temperature	227[K]
External Resistance	$1.0 \times 10^{-2}[\Omega]$
Electrical Conductivity	10.0[σ/m]
Electrode Distance	1.0[m]
Applied Magnetic Field	100[mT]

5-3. 結果と考察

以上に述べた数値計算法を用いて、表 3 の計算条件で計算を行った。等圧線図を図 17 に示す。

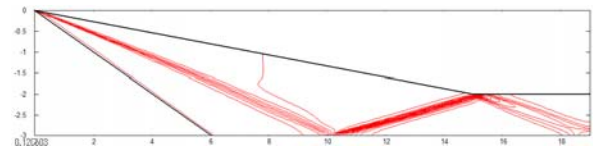


図 17 : 計算領域 (インテーク)

この図からインテークに MHD 発電機を設置し、流れ場にローレンツ力を付加することによって設計点以上のマッハ数においても流れ場の衝撃波の状態を設計点の状態に近付けることが可能であることが示された。

図 18 および図 19 は計算領域の中心線に沿った全温度および全圧の分布を、印加磁場が 0mT の場合と 100mT の場合で比較した図である。衝撃波の位置で計算誤差により値が乱れているが、全体としては磁場なしの場合では全温度は一定であり、磁場ありの場合では流れが下流に行くにしたがって減少していることがわかる。これより MHD 発電機によって流れの全エンタルピーは減少するが、その程度は小さいことがわかる。従って、壁面加熱環境緩和の効果はない。

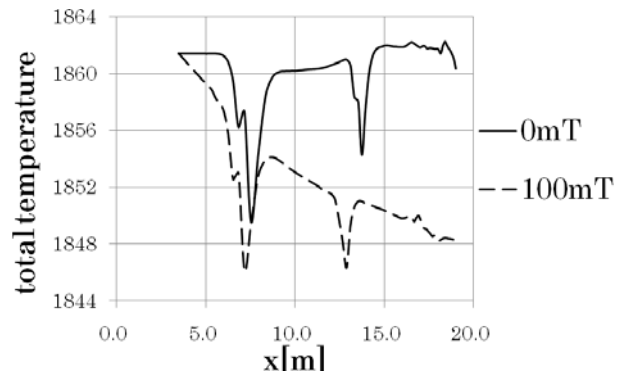


図 18 : 全温度分布

図 19 をみると衝撃波における全圧損失は磁場がない場合に比べ緩和されているのがわかる。しかし、ローレンツ力により流速がしだいに減少していくので、全圧そのものも流れに沿って減少している。ただし、ここで失われた全圧は電気エネルギーを介してノズルでの MHD 加速として一部が回収されているはずである。システム全体としての評価は、燃焼器、MHD 加速器も含めた数値計算が必要である。

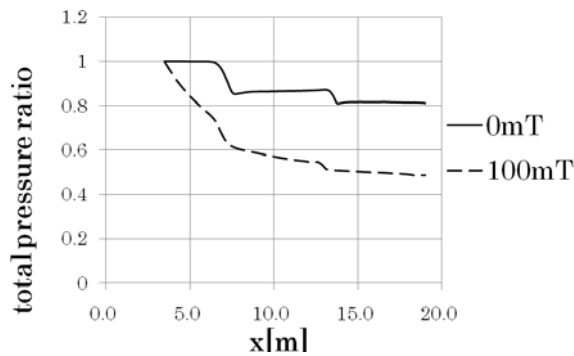


図 19：全圧分布

5-4. ノズルの数値解析

インテークの数値計算と同様の方法で、MHD 加速器が設置されたスクラムジェットの本ノズルの数値解析を行った。計算領域を図 20 に示す。

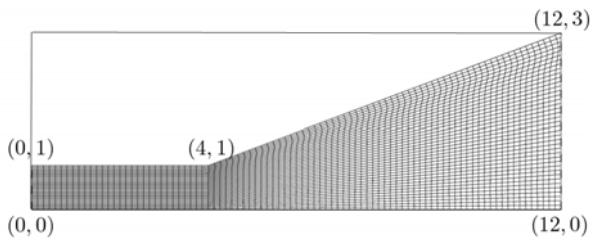


図 20：計算領域（座標の単位は m）

初期条件に用いた状態量は磁場がない場合でのインテーク背後の状態量で断熱火炎温度を計算したものを用い、境界条件はノズル入口で一様流条件、ノズル出口で超音速流出条件とした。燃料は水素を用いたと仮定した（表 4）。

表 4：計算条件（2次元一般座標系における数値解析）

Velocity	1650[m/s]
Static Pressure	12.0[kPa]
Static Temperature	2600K]
Electrical Conductivity	10.0[σ/m]
Electrode Distance	1.0[m]
Applied Magnetic Field	500[mT]
Applied Electric Field	500[V]

結果は以下の通りである。図 21 に計算領域に中心線に沿った流速の変化を示す。

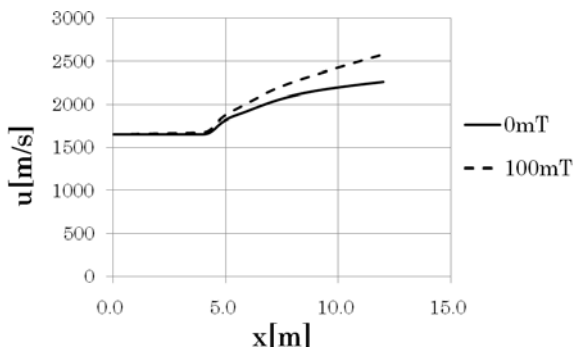


図 21：流速分布

これにより、スクラムジェットエンジンのノズルにおいて MHD 加速器を設置し、作動流体にローレンツ力を加えて加速することによって、流れの流速を増加させ推力の増加が可能であることが理解できた。しかしながら、これはインテークに設置された MHD 発電機とは別個に計算された結果であるため、今後は双方を同時に解く数値計算法を開発し、システム全体の解析を行う必要がある。

6. 結論

以上の数値解析により、以下の結論が導き出された。

- スクラムジェットエンジンのインテークに MHD 発電機を設置し、作動流体にローレンツ力を付加することによって、流れ場の流速を減少、温度を増加、マッハ数を減少させることが可能であることが理解できた。
- MHD 発電機内に電流が流れることによってある程度の誘導磁場は発生するが、流れ場への影響は小さく、流れ場と電磁場を連成させて計算しなくとも、それによる誤差は小さい。
- MHD 加速器をノズルに設置することによって、流速を増加させることが可能である。
- MHD 発電機を設置することによって衝撃波部位での全圧損失は改善されるが全圧そのものが減少しているため、システムの評価が難しい。

参考文献

- 1) Gurijanov, E.P. and Harsha, P.T.: "AJAX: New Direction in Hypersonic Technology", AIAA Paper 96-4609, 1996.
- 2) Cambell, A. B., "Plasma Physic", NASA TM-101088, Feb. 1989
- 3) J. T. Lineberry and L. L. Begg, "HVEPS Scramjet-Driven MHD Power Demonstration Test Results", AIAA Paper 2007-3880
- 4) Daiki Gotoh, Toru Takahashi, Takayasu Fujino and Motoo Ishikawa: "Computational Analysis of HVEPS Scramjet MHD Power Generation", AIAA Paper 2007-4015, 2007, pp6-9.
- 5) Yee, H.: "Upwind and Symmetric Shock-Capturing Schemes", NASA TM 89464, 1987.
- 6) Sergei V. Bovashev and Yurii P. Bolovachov: "Deceleration of Supersonic Plasma Flow by an Applied Magnetic Field", JOURNAL OF PROPULSION AND POWER Vol. 19, No.4, 2003.

放電プラズマによる極超音速での空力制御に関する基礎研究

渡邊保真, 高間良樹, 今村宰, 綿貫忠晴, 鈴木宏二郎
 東京大学大学院工学系研究科, 東京大学大学院新領域創成科学研究科

Preliminary Studies on Aerodynamic Control with Direct Current Discharge

by

Yasumasa Watanabe, Yoshiki Takama, Osamu Imamura, Tadaharu Watanuki and Kojiro Suzuki

ABSTRACT

A new idea of an alternative aerodynamic control device for hypersonic vehicles utilizing plasma discharge is presented. The response of surface pressure distribution over a flat plate model to the D.C. plasma discharge in hypersonic flow was examined with both experiments and numerical analyses. It was revealed that the surface pressure upstream of the plasma area significantly increases, which would be applicable to a new aerodynamic control device. It was also found that there are two modes in the correlation between the electric power input and the surface pressure change around the plasma area. The burnt trace on the flat plate model after the experiments suggests that the pressure change may be caused by the onset of the boundary layer separation and the shock wave or compression wave formed in front of the separation bubble. Such pressure rise was also observed in the result of two-dimensional numerical analyses based on the Navier-Stokes equations with energy addition that simulates the Joule heating of plasma discharge. The steady-state solution shows that the pressure change observed in the experiments can be qualitatively explained as an effect of Joule heating on air flow.

1. 序論

極超音速機を設計する際には非常に高いレベルの信頼性が要求される。例えば、空力制御の些細なミスは、軌道がずれることに加え、設計時に想定していなかった箇所での局所的な空力加熱のピークが発生することにより、熱防御システムが部分的に破損して機体の全損に至る可能性がある。このような事態を避けるためにも、空力制御系に冗長性を持たせることは重要であり、従来のフラップによる空力制御に加え、可動部分を持たない空力制御デバイスの搭載が望ましい。また、従来のフラップは低レイノルズ数環境下では効率が落ちるといった問題があるので、新しい空力制御装置は低レイノルズ数環境下でも効率がよいことが望まれる。本稿では、このような新しい空力制御装置の一つとして機体表面での放電プラズマが有望であると考え、その有効性について基礎研究を行った結果について報告する。

最近の研究により、低速や超音速の流れ場中では放電を空力制御に応用可能であることが実証されつつある。プラズマアクチュエータ^{1,2)}は、大迎角飛行時に翼上面での流れの剥離を防ぐ事で失速を遅らせ、揚力を増加させる空力制御デバイスである。プラズマによる超音速内部流制御³⁾は、スクラムジェットエンジンの空気取り入れ口付近での衝撃波の発生位置を操作することで、設計点以外のマッハ数における巡航時のエンジン効率を改善する空力制御デバイスである。このようなプラズマによる空力制御デバイスの研究を基に、本研究ではプラズマによる極超音速機の新たな空力制御デバイスを提案する。

図 1 は本研究で提案するプラズマによる空力制御デバイスの概念図である。プラズマを機体表面で発生させることにより放電部付近の圧力分布が変化することが期待される。重心から離れたところで圧力が変われば、わずかな圧力変化でも空力制御を行うだけのモーメントを発生させることができるので、空力制御デバイスとして利用可能である。

本研究では放電部付近の機体表面と電極を、図 1 の下のようにならびに平板に電極が埋め込まれた模型で模擬し、極超音速風洞実験により放電が流れ場へ及ぼす影響を調べる。

なお、電源として直流電源を用いることとした。これは、直流電流であれば定常放電が期待でき、現象がより観測しやすと考えられたためである。

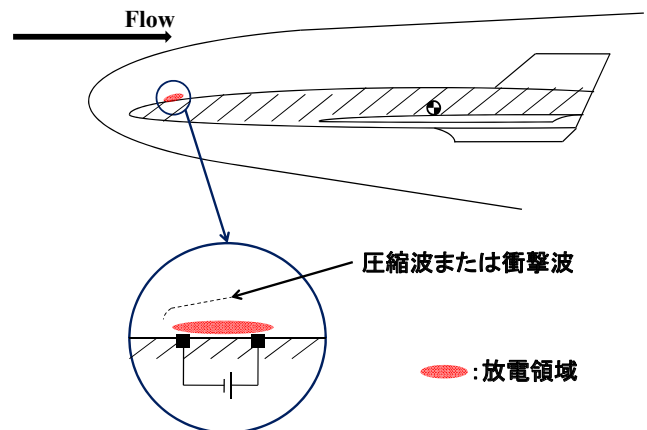


図 1 プラズマによる空力制御装置概念図

また、プラズマ放電による気流等への影響が、主に気流へのジュール加熱による効果であるという仮定の下、定常及び非定常な熱入力に対する圧力変化について数値解析を行った。

本研究の目的は以下の 3 点である。

- 1) 平板模型を用いて極超音速気流中での放電実験を行い、放電領域付近での圧力変化及び衝撃波の発生の有無等の、極超音速流れへの影響を調べる。
- 2) プラズマ放電による極超音速流れへの影響は、流れのジュール熱による加熱に起因する効果であると推測し、プラズマへの投入電力と圧力変化の相関関係を調べる。
- 3) 以上 1, 2 を踏まえ、放電による極超音速飛行体の空力制御デバイスの概要を検討する。

2. 極超音速風洞実験の概要とその結果

2.1 実験概要

東京大学柏キャンパス極超音速風洞⁴⁾にて風洞実験を行った。本実験における風洞諸元を表 1 に示す。

実験に用いた直流電源は最大電圧 500V、最大電流 15A のもので、予め最大許容値を設定しておく、電流電圧のいずれかが設定値に達したらその値で制限をかける回路が組まれている。今回は表 1 のように許容値を設定した。

実験における典型的な圧力・温度・電源操作の時間履歴を図2に示す。図2において、P0はよどみ点圧力、P1は測定室内のジェット外での圧力、T0はよどみ点温度を表している。なお、本実験では電源のON/OFFのタイミングは手動で操作している。

表1 風洞実験設定

風洞	マッハ数	7.0
気流条件	よどみ点圧力 P_0 [kPa]	953.5
	よどみ点温度 T_0 [K]	559.2-586.7
電源設定	電圧許容値 [V]	500
	電流許容値 [A]	6
模型設定	実験時模型迎角 [deg]	0

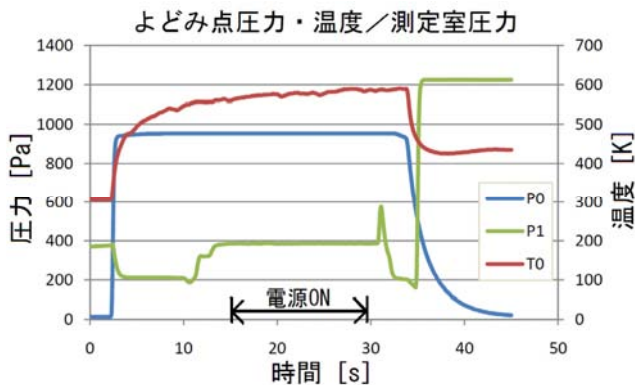


図2 実験時の時間履歴

本実験では、平板表面圧力は、平板中心線に沿った4点において測定した。圧力測定点の詳細な位置及び模型前縁からの距離を図3に示す。模型表面には、1対の電極が設置されており、電極の材質は銅タングステン合金 (Cu30%-W70%) である。平板はベークライト板を用いた。放電部における電流値及び電圧値はオシロスコープにより計測した。模型上面及び前面からビデオ映像を撮影した。また、模型側面からは、シュリーレン法による可視化を行い、CCDカメラ(解像度 720 x 480)により映像を、高解像度デジタルカメラ(解像度 3780 x 3592)により静止画を撮影した。実験系の概要を図4に示す。

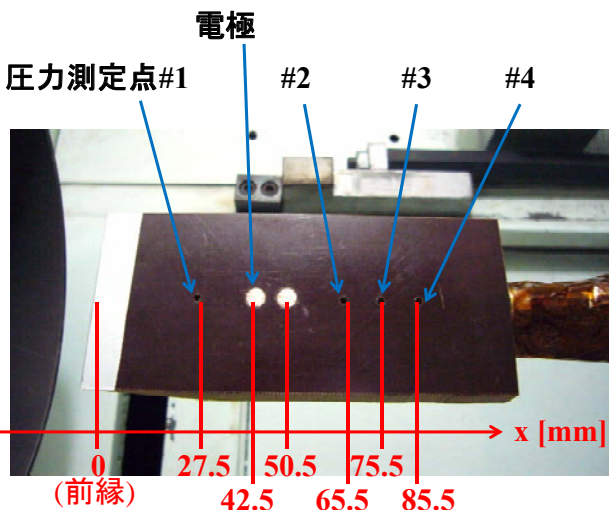


図3 平板模型

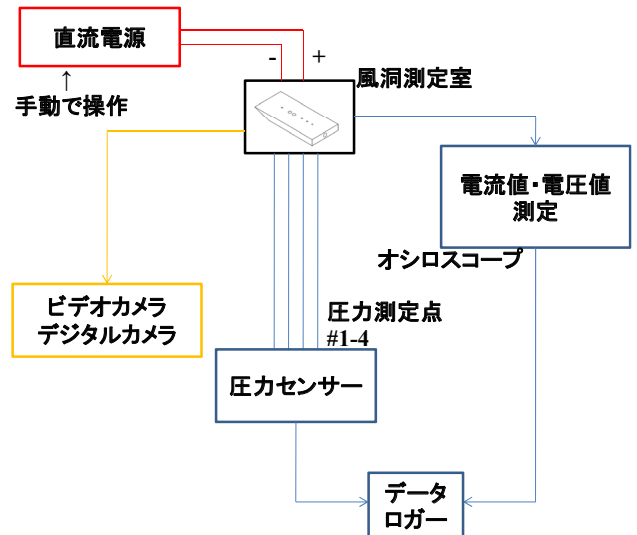


図4 実験系概要

2.2 実験結果

放電実験の典型的な写真を図5に示す。

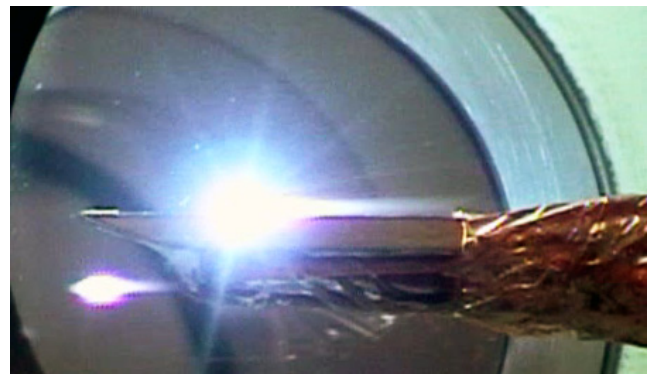


図5 放電実験の典型例

気流中で安定な放電を得るためには、陰極と陽極の気流方向に対する配置は重要である。極超音速気流中での放電実験の結果、陰極を上流側に設置すると放電が安定することが分かった。逆に上流を陽極にすると、放電が不安定であるか、あるいは全く放電しなかった。

放電領域上流での圧力変化が顕著であったため、投入電力に対する放電部上流(測定点#1)における圧力変化の相関関係を調べた。圧力変化は放電時圧力を非放電時圧力で割った値として定義される圧力係数を用いて評価した。圧力係数と投入電力の時間履歴及び相関関係をそれぞれ図6、7に示す。図8には典型的な放電例について、シュリーレン法による可視化写真を示す。図8では、放電に伴い強力な発光と何らかの弱い波が発生していることが確認された。

図6、7より、放電のパターンには以下の2つのモードがあることがわかる。

- (1) 圧力係数は投入電力にほぼ比例するが、圧力係数自体はそれほど大きくはないモード
- (2) 投入電力は小さいものの、圧力係数はかなり大きいモード

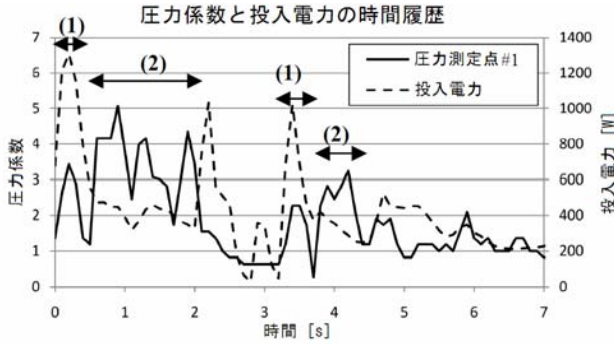


図 6 投入電力及び圧力係数の時間履歴

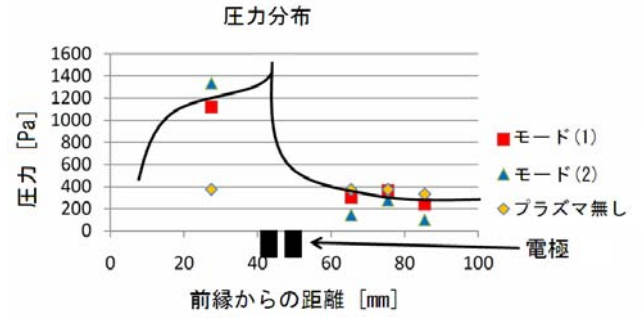


図 9 圧力の空間分布

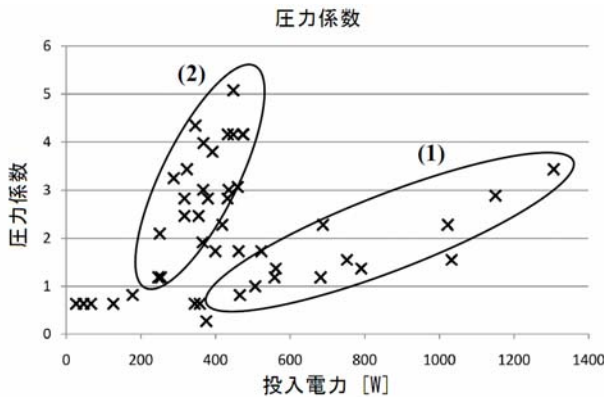


図 7 圧力係数と投入電力の相関関係

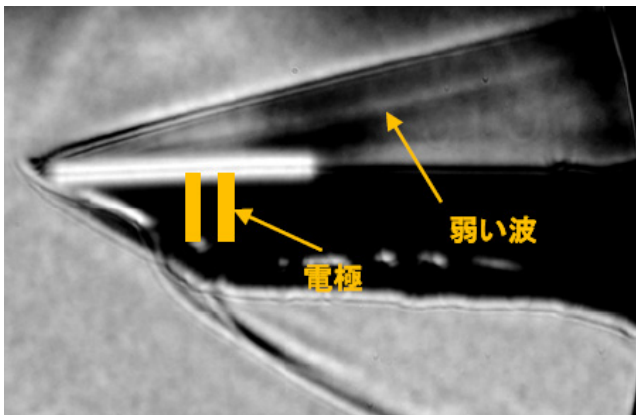


図 8 放電時流れの可視化の典型例 (シュリーレン法)

放電のモード(1)は空気の絶縁破壊の際に起こるモードであり、また、モード(2)はモード(1)の直後に続けて起こるモードである。モード(2)の持続時間はモード(1)の持続時間に比べてかなり長いので、断続的な放電を繰り返してモード(2)を繰り返し起こすことにより、時間平均をとることで低消費電力、大圧力変化の効率のよい空力制御装置を実現できるのではないと思われる。

模型の中心線に沿った圧力の空間分布を図 9 に示す。非放電時には表面圧力分布がほぼ一定値であるのに対し、放電時には電極下流側における圧力がわずかに減少し、同時に上流側で圧力が非放電時の 3 から 4 倍程度まで大きく上昇することがわかる。ここで、図 9 における黒の実線は後述する数値解析により予想された、定性的な圧力分布形状である。

3. 数値解析

実験後の模型表面には、図 10 に示すようにプラズマにより焼けた跡が確認された。図 10 より、平板上の流れが放電領域を避けて流れたことが予想される。これは、放電の影響で平板上の境界層が剥離を起こしたため放電部前方で圧縮波あるいは衝撃波が発生し、結果的に放電部前方で圧力が上昇したことを示唆している。



図 10 実験後の模型における焼けた跡

図 7 から明らかなように、投入電力と圧力変化との間には相関関係が存在した。それ故、実験で観測された圧力変化の主な原因がプラズマの発生による気流へのジュール加熱であると仮定するのは妥当であろう。そこで、実験での圧力変化がジュール加熱による効果として説明できるかどうかを明らかにするため、数値解析による検証を行った。2次元の Navier-Stokes 方程式の右辺に加熱を表す生成項を付加したものについて、熱入力が定常の場合と、実験にあわせて非定常にした場合とで数値解析を行った。

解析に用いた方程式を次に示す。

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial (\hat{E} - \hat{E}_v)}{\partial \xi} + \frac{\partial (\hat{F} - \hat{F}_v)}{\partial \eta} = \hat{S} \quad (1)$$

$$\hat{S} = \frac{1}{J} [0 \ 0 \ 0 \ q_J]^T \quad (2)$$

ここで、 \hat{Q} は保存量、 \hat{E}, \hat{F} は移流項、 \hat{E}_v, \hat{F}_v は粘性項、 \hat{S} は生成項 J はジャコビアン、 q_J は単位奥行きあたりの熱入力である。

時間方向の積分には、2次精度の Runge-Kutta 法を用いた。移流項の離散化に関しては、AUSMDV Scheme⁵⁾ に MUSCL 法 3 次精度風上バイアスを組み合わせることで行った。計算に用いる座標の定義を次の図 11 に示す。また、計算に用いる格子を図 12 に示す。

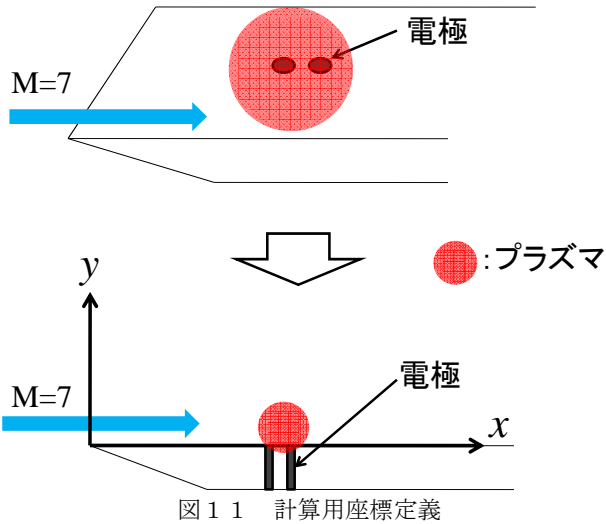


図 1.1 計算用座標定義

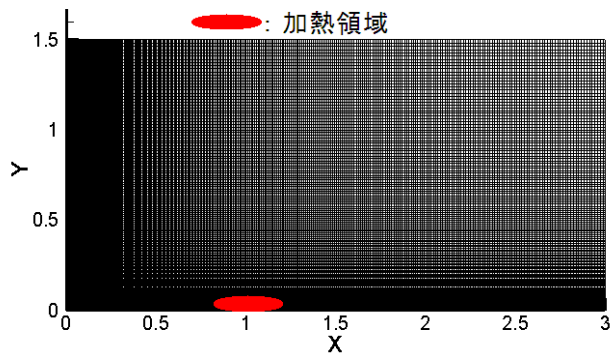


図 1.2 計算格子

計算に用いた格子点の数は、 x 方向に 331 点、 y 方向に 151 点である。代表長さ L は 5cm とし、その他の計算条件は全て先の風洞実験での条件にあわせた。熱入力は楕円形状で与え、楕円の中心に近づくほど加熱量が增大するように設定した。楕円の中心は $x=1.0$ 、 $y=0.02$ とした。ここで x, y は無次元化された座標である。

また、パラメータ ℓ は次式で定義される。

$$\ell(x, y) = \frac{(x-1.0)^2}{0.1^2} + \frac{(y-0.02)^2}{0.04^2} \quad (3)$$

計算領域内で $0.0 \leq \ell \leq 3.0$ を満たす領域を S_{heat} とおく。パラメータ ℓ を用いて、単位奥行きあたりの加熱量 q_j の分布を次のように与えた。

$$\begin{cases} q_j = (\text{加熱量}) \times \frac{1}{\cosh \ell} / \iint_{S_{heat}} \frac{dx dy}{\cosh \ell} & (0.0 \leq \ell \leq 3.0) \\ q_j = 0 & (\ell > 3.0) \end{cases} \quad (4)$$

加熱量の計算領域全体にわたる総和である総加熱量は、実験での実際の投入電力を基に決定した。放電領域の奥行き方向への広がり 2cm 程度であったので、(4)式の加熱量は、実際の投入電力に $1\text{m}/2\text{cm}=50$ を乗じて単位奥行きあたりの値を出し、それを更に(一様流密度) \times (一様流速) $^3 \times$ (代表長さ L) で除して無次元化した値である。今回は、投入電力は一定とし、時間積分値のみを実験と合わせた場合と、実際の投入電力の変動(図 6)にあわせて増減

させた場合、即ち、定常状態の解析と非定常状態の解析を行った。

本研究の数値解析では、プラズマによる流れへの影響が主に熱入力により説明できると仮定し検証を行った。そのため、プラズマの影響は(1)式で右辺の生成項 \hat{S} において、熱入力 q_j としてのみ加味され、気体分子の解離等その他の効果は加味されていないことに注意しておく。

一般に、2次元解析では3次元解析と比べて現象が強調される傾向がある。本研究においても実験と定量的に合う結果を得るためには、 q_j を上述の方法で決まる値よりも小さい値に設定しなければならず、総加熱量を実験での投入電力の5分の1の値とした。

3.1 定常状態の解析

実験で観測された現象は非定常現象であったが、現象の大まかな性質をつかむため、加熱量が実験での投入電力の平均値の5分の1で一定であるとして、定常状態の解析を行った。

熱入力がある場合の圧力分布の解析結果を図 1.3 に示す。また、比較のために熱入力のない場合の圧力分布の解析結果を図 1.4 に示す。

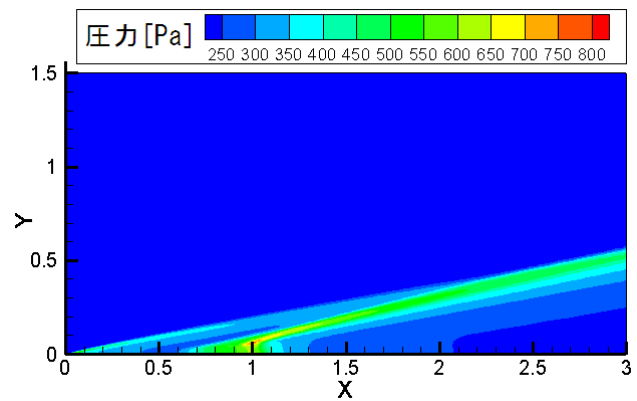


図 1.3 圧力分布 (熱入力あり)

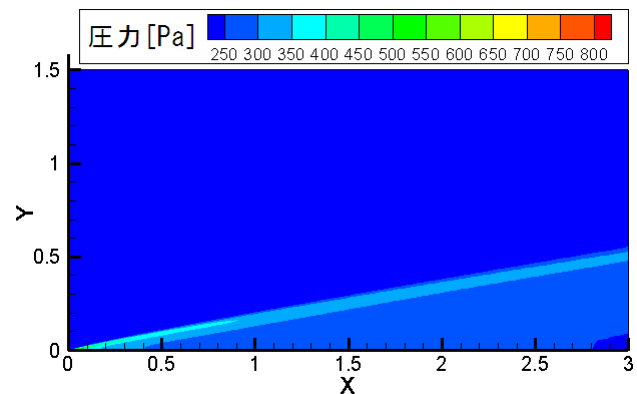


図 1.4 圧力分布 (熱入力無し)

図 1.3, 1.4 より、熱入力がある場合には、電極の上流側の領域で表面圧力がかなり上昇することが確認された。これは実験結果と合致する。この解析結果は、実験で観測された圧力変化が、プラズマによるジュール加熱による効果として定性的に説明できるということを示している。

図 15 は圧力の等高線図の放電部付近の拡大図及び流線である。図より、いくつかの場所では流れが一樣流とは逆になり、循環する領域が形成されていることがわかる。これは、図 9 から予想された、放電による境界層の剥離と、それに伴う衝撃波あるいは圧縮波の形成を説明できるものである。

図 16 は、計算された平板表面上の圧力分布の一例である。上述の結果と同様に、この図からも電極前方の圧力増加を説明可能であることがわかる。

以上より、実験で観測された圧力変化は、放電プラズマによる流れへのジュール加熱の効果として説明できるといえるだろう。

圧力分布及び流線

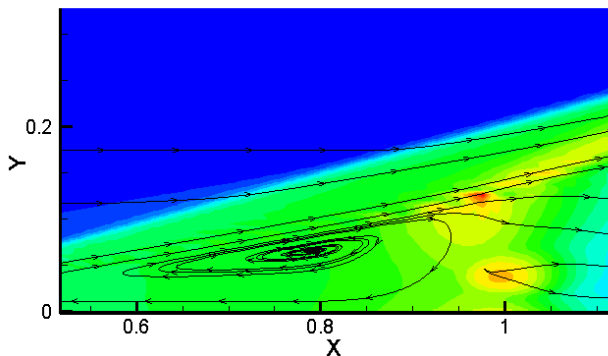


図 15 圧力分布と流線 - 加熱部付近拡大図

圧力分布

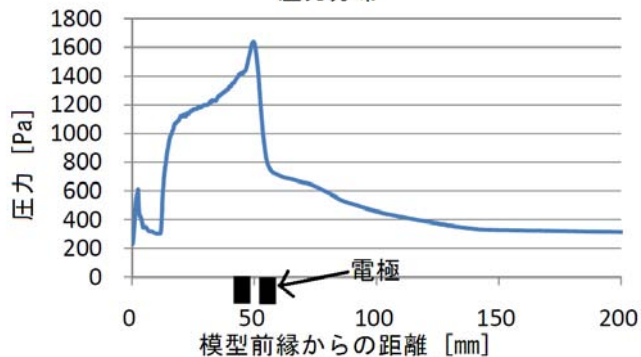


図 16 表面圧力分布

3. 2 非定常状態の解析

より実験結果とあわせるため、熱入力を実際の実験で観測された投入電力の時間履歴に従って変動させた。実験における投入電力と圧力係数のグラフに計算結果の圧力の時間履歴をあわせたものを図 17 に示す。なお、図 17 では圧力の測定点 # 1 と、同等の位置での解析結果による圧力の計算値を示している。

図 17 より、非定常状態の解析による圧力の時間履歴パターンは実験のものとはやや形状が異なる。一つの理由としては、実際の現象が 3 次元的なものであることに対し、解析では 2 次元の解析を行っているという点が挙げられる。実際の現象では、放電による空気の解離反応等が発生しており、これらの化学反応を考慮した解析により解析・検討を行うべきである。しかし、本研究では熱入力が現象の主な要因であるかどうかを検討することを目的として、プラズマによる気流への影響が熱入力のみであるとした簡単なモデルの下で数値解析を行っている。この方針に

従い、今後、本解析モデルを 2 次元から 3 次元に拡張し、より実際の現象に即した放電による熱入力が表現できるようにする予定である。

圧力及び電力の時間履歴

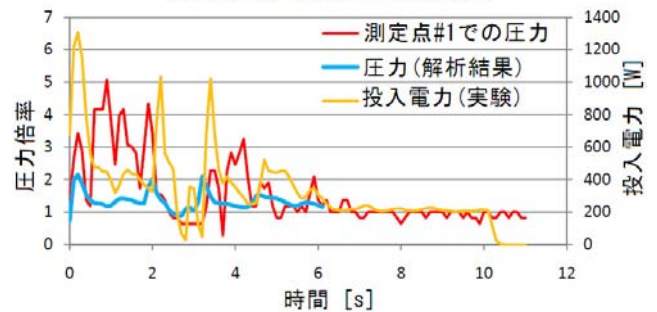


図 17 圧力と投入電力の時間履歴

4. 空力制御装置としてのプラズマ放電

本実験では、放電領域の上流側において顕著な圧力の上昇がみられた。もしもプラズマ放電による空力制御装置が極超音速機の重心から十分に離れた位置に設置されていれば、空力制御に十分なモーメントを作ることができるので、従来の空力制御装置と併せて補助的なデバイスとして用いることができるであろう。

デバイスを駆動させるための電源としては、エンジン出力の一部を発電機に回すことでもまかなうことができると考えられる。

また、この空力制御装置が効率のよいものであるためには、図 7 で示した放電モードの(2)をなるべく長い間継続することが必要となる。放電モードの(2)が、絶縁破壊時の短時間のモード(1)に続いて起こるモードであったことを考慮すると、パルス的に放電を繰り返すことで、モード(1)とモード(2)を繰り返し、時間的に平均すれば効率的な放電モード(2)を長く行うことができ、デバイス全体としての効率をあげられると考えられる。

5. 結論

本研究は、プラズマ放電を用いた極超音速機用の新しい空力制御装置開発のための基礎研究として、直流プラズマ放電が極超音速気流に対して与える影響を調べた。

極超音速気流中での放電実験により、次のことが判明した。

- (1) 極超音速気流中での放電により、放電部周囲での圧力分布が変化する。これは極超音速機の空力制御装置に応用可能である。
- (2) 極超音速気流中で直流プラズマ放電を安定に行うためには、流れの方向に対して陰極を上流側に設置することが望ましい。
- (3) 放電領域の上流側において、表面圧力の上昇が顕著である。
- (4) 投入電力と圧力変化の間には相関関係があり、この相関関係には 2 つのモードが存在する。

さらに、プラズマの影響をジュール加熱によるものと仮定した数値解析により、次のことが判明した。

- (5) プラズマ放電による圧力変化は、プラズマ放電によるジュール加熱の効果であるとして、定性的に説明可能である。

参考文献

- 1) Enloe, C. L., McLaughlin, T. E., VanDyken, R. D., Kachner, K. D., Jumper, E. J., Corke, T. C., Post, M., and Haddad, O., "Mechanism and Response of a Single Dielectric Barrier Plasma Actuator: Geometric Effects", *AIAA J.*, 42 (2004), pp.595-604.
- 2) Porter, C. O., Baughn, J. W., McLaughlin, T. E., Enloe, C. L. and Font, G. I., "Temporal Force Measurements on an Aerodynamic Plasma Actuator", *AIAA Paper*, 2006-104.
- 3) Sergey Leonov, Valentin Bityurin, Konstantin Savelkin, Dmitry Yarantsev, "Effect of Electrical Discharge on Separation Processes and Shocks Position in Supersonic Airflow", *AIAA Paper*, 2002-0355.
- 4) 今村幸, 綿貫忠晴, 鈴木宏二郎, 柏風洞 WG: 東京大学 柏キャンパス極超音速風洞の気流特性 について, 第 39 回流体力学講演会/ANSS2007, JAXA-SP-07-016, pp.50-58, 2008. (東大柏極超音速風洞の詳細は風洞ホームページ http://daedalus.k.u-tokyo.ac.jp/wt/wt_index.htm を参照のこと)
- 5) Wada, Y., Liou, M., "A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities", 第 1 2 回 航空機計算空気力学シンポジウム論文集, 1994, pp.117-122.

旋回流における乱流拡散抑制機構のレイノルズ平均モデリング

吉澤 徹 (JAXA、客員)、阿部浩幸、藤原仁志、溝渕泰寛、松尾裕一 (JAXA)

Reynolds-Averaged Modeling of Turbulent-Diffusion Suppression Mechanism in a Swirling Flow

by

Akira Yoshizawa, Hiroyuki Abe, Hitoshi Fujiwara, Yasuhiro Mizobuchi, Yuichi Matsuo (JAXA)

ABSTRACT

A Reynolds-averaged modeling is made of the turbulent-diffusion suppression mechanism in a swirling pipe flow. The combined effect of mean vorticity and streamwise structure variation is incorporated into the characteristic time scale, on the basis of which the turbulent-viscosity model for the Reynolds stress is constructed. The model is incorporated into the two-equation modeling. Through the computational test, it is shown that some primary characteristics of a swirling pipe flow may be reproduced within the framework of the isotropic turbulent-viscosity representation. This finding indicates that the newly-introduced effect is a promising candidate for the mechanism of the radial turbulent-transport suppression of axial and circumferential momenta.

1. はじめに

直円管内旋回流では、周方向平均速度が中心軸付近の強制渦的回転と中間領域での自由渦的回転からなり、軸方向平均速度の最大速度位置は中心軸からずれ、旋回流強度の増加とともに逆流が発生する(文献1と文献2)。その結果、平均速度勾配は非旋回流に比べて大きく増加する。乱流拡散の概念では、平均速度勾配の増加は拡散を強め、空間的に突出した構造を消失させる。しかし、直円管内旋回流では上述の軸流の特性が下流方向に持続する。この事実は旋回が存在下では乱流拡散が著しく抑制されることを物語っている。

直円管内旋回流の特性をレイノルズ平均モデリング、とくに代数型モデリングで解析することは困難であると考えられている。例えば、標準 $K-\epsilon$ モデルを用いると軸流の特性は急速に消失する。このようなモデルを用いるのであれば、乱流粘性率に現れるモデル定数を通常の数パーセントにする必要があることが小林と依田(文献3)によって指摘されている。このことは、通常の乱流粘性表現を平均歪みテンソルや平均渦度テンソルに関する非線形項で補う代数型モデリングでは直円管内旋回流の解析はむずかしいことを意味し、モデリング研究の現状と符合している。

本研究では、等方的な乱流粘性表現においても乱流の特性時間に旋回流の特性を組み込むことによって平均流の主たる挙動が再現できることを示す。この研究の本質は、乱流中に含まれる種々の特性時間の系統的な統合(文献4)にもとづいて乱流粘性率のモデリングを

行うことにある。

2. 基礎方程式

アンサンブル(レイノルズ)平均を用いて、速度 \mathbf{u} 、単位質量あたりの圧力 p 、渦度 $\boldsymbol{\omega}$ を

$$(\mathbf{u}, p, \boldsymbol{\omega}) = (\mathbf{U}, P, \boldsymbol{\Omega}) + (\mathbf{u}', p', \boldsymbol{\omega}')$$

と分解する。密度一定の流体では、平均速度方程式は

$$\frac{DU_i}{Dt} \equiv \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla \right) U_i = - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-R_{ij}) + \nu \nabla^2 U_i$$

$$R_{ij} = \langle u'_i u'_j \rangle$$

となる。レイノルズ応力 R_{ij} と乱流エネルギー K は

$$K = \langle \mathbf{u}'^2 \rangle / 2 = R_{\ell\ell} / 2$$

の関係にあり、トレイスレス部分を

$$B_{ij} = [R_{ij}]_{tr} = R_{ij} - \frac{1}{3} R_{\ell\ell} \delta_{ij} = R_{ij} - \frac{2}{3} K \delta_{ij}$$

と書く。

レイノルズ応力のもっとも簡潔なモデルである乱流粘性表現は平均速度歪みテンソル

$$S_{ij} = \frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$$

を用いて

$$B_{ij} = -\nu_T S_{ij}$$

となる。乱流粘性率 ν_T を1時刻かつ1点物理量で表わす限り、特性時間 τ を用いた

$$\nu_T \propto K \tau$$

がもっとも一般的な数学的表現であることが統計理論より示される（例えば、文献5）。

3. 旋回流を特徴づける時間スケールと特性時間の統合 乱流を特徴づける周知の時間スケールとして

$$\tau_E = K/\varepsilon, \quad \tau_S = 1/\sqrt{S_{ij}^2}, \quad \tau_\Omega = 1/\sqrt{\Omega_{ij}^2} = 1/\sqrt{2\Omega^2}$$

が挙げられる。ここで Ω_{ij} は平均渦度テンソル

$$\Omega_{ij} = \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$$

である。特性時間 τ として τ_E を用いると、標準 $K-\varepsilon$ モデルにおける乱流粘性率が得られる。

直円管内旋回流の特徴は旋回に加えて、平均流の構造が下流に向けて変化することである。平均渦度時間スケール τ_Ω によって回転効果を表わすことができるが、これに加えて下流への変化を同時に表わす時間スケールを構成する必要がある。旋回流の渦構造を特徴づける量は平均渦度 Ω であるので、下流方向への平均流の構造変化を表わす時間スケールとして

$$\tau_L = 1/\left((D\Omega/Dt)^2\right)^{1/4}$$

を導入する。これと τ_Ω とを合成し、旋回流を特徴づける時間スケールとして

$$\tau_\Omega = \tau_\Omega(\tau_L/\tau_E)^2$$

を導入する。 τ_L/τ_E の組み合わせは、 $\tau_L \gg \tau_E$ の場合は合成された時間スケール τ_Ω が単独の τ_Ω に比べて重要でなくなることを意味している。また、 τ_Ω における冪指数2は、結果として生じる表式が解析的になるという統計理論からの要請（文献4）を満たすためである。

上述の時間スケールを

$$\frac{1}{\tau^2} = \frac{1}{\tau_E^2} + C_S \frac{1}{\tau_S^2} + \frac{C_\Omega}{2} \frac{1}{\tau_\Omega^2}$$

により統合する。 C_S などはモデル定数である。この時間統合において冪指数2を採用したこと、また τ_Ω 単独の寄与を無視したのは、統計理論からの示唆による。この結果、特性時間スケール τ は

$$\tau = (K/\varepsilon)/A$$

となる。時間補正因子 A は

$$A = \sqrt{1 + C_S \left((K/\varepsilon)S_{ij}\right)^2 + C_\Omega \left((K/\varepsilon)\Omega\right)^2 \left((K/\varepsilon)^2 D\Omega/Dt\right)^2}$$

で定義される。

統合された時間スケール τ を用いると、乱流粘性率 ν_T は C_ν をモデル定数として

$$\nu_T = C_\nu (K^2/\varepsilon) A$$

を得る。

乱流量は

$$\frac{DK}{Dt} = -R_{ij} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_K} \right) \frac{\partial K}{\partial x_i} \right)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{K} \left(-R_{ij} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{K} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right)$$

より決定される。

本研究では、モデル定数として

$$C_\nu = 0.12, \quad C_S = 0.015, \quad C_\Omega = 0.30$$

$$\sigma_K = 1.4, \quad C_{\varepsilon 1} = 1.5, \quad C_{\varepsilon 2} = 1.9, \quad \sigma_\varepsilon = 1.4$$

を採用する。本モデルは

$$\nu_T \rightarrow \nu_{TE} = C_{\nu E} K^2/\nu, \quad C_{\nu E} = 0.09$$

の置き換えによって、標準 $K-\varepsilon$ モデルに帰着される。

4. 境界条件と計算法

本モデルが旋回流における乱流拡散抑制機構を表現し得るか否かを検証するために、村上ら（文献1）の観測データを参照して、入口 ($x=0$) の平均速度分布を与える（観測では入口から半径54倍の位置に対応する）。ただし、数値計算の簡単さのため管壁付近での分布は観測値よりなだらかなものを採用し、レイノルズ数は 2×10^4 とした（観測では 10^5 ）。これに対応するスワール数は

$$S = 2 \int_0^1 U_\theta U_x r^2 dr / (R^3 U_m^2) = 0.85$$

（ R は円管半径、 U_m は断面平均速度である）。村上らの観測（文献1）では乱流量の計測値が与えられていない。このため入口で用いられた平均速度分布と同じ速度分布があると仮定した円管流の乱流量を標準 $K-\varepsilon$ モデルから求め、これを K と ε の入口条件とした。この設定による人為的影響は入口直後ではとくに大きいと予想される。

乱流量を含めた旋回流の観測では、鬼頭（文献2）の興味深い研究がある。この研究は強い旋回効果による軸方向流の反転に主たる関心があるため、村上ら（文献1）に比べて平均流速分布にややばらつきがある。旋回流のレイノルズ平均モデリング研究の第1段階である本研究では、乱流量の計測はないが、軸流の反転がなく、ばらつきの少ない平均流をもつ村上ら（文献1）を比較データとして参照する。

計算領域の出口 ($x=18R$) では自由流出条件を採用し、中心軸 ($r=0$) と管壁 ($r=R$) ではそれぞれ軸対称性と滑りなし条件を課す。後者の適用に際しては、安倍らの補正（文献6）

$$C_\nu \rightarrow C_\nu \left(1 - \exp\left(-\frac{s^*}{14}\right) \right)^2 \left(1 + \frac{5}{R_i^{3/4}} \exp\left(-\left(\frac{R_i}{200}\right)^2\right) \right)$$

$$C_{\varepsilon 2} \rightarrow C_{\varepsilon 2} \left(1 - \exp\left(-\frac{s^*}{3.1}\right) \right)^2 \left(1 - 0.3 \exp\left(-\left(\frac{R_t}{6.5}\right)^2\right) \right)$$

を採用する。ここで

$$s^* = \frac{u_\varepsilon s}{\nu}, \quad R_t = \frac{K^2/\varepsilon}{\nu}, \quad u_\varepsilon = (\nu\varepsilon)^{1/4}$$

(s は壁面からの距離である)。計算結果は $x=14R$ において村上ら (文献 1) の観測データと比較する。

グリッド	スタガード
座標系	円筒座標 (2次元軸対称)
カップリング アルゴリズム	SMAC法
空間的離散化 NS方程式	Quick (対流項) 2次精度中心 (その他)
空間的離散化 K, ε 方程式	1次精度風上 (対流項) 2次精度中心 (その他)
時間進行	1次精度 Euler 陽解法 (NS方程式) 1次精度 Euler 陰解法 (K, ε 方程式)
出口境界条件	自由流出

計算手法は上表のようにまとめられる。とくに、乱流粘性率に現れる $D\Omega/Dt$ 効果は数値的不安定性を引き起こしやすいため、乱流方程式中の移流項に対しては 1 次の風上差分を採用する。

x および r 方向の格子数は $N_x = 288$ と $N_r = 224$ である。 $N_x = 144$ と $N_r = 224$ の場合の計算も行ったが、その差は小さいことが確認されている。

5. 検証結果

はじめに、標準 $K-\varepsilon$ モデルを適用すると旋回流の特性が急激に失われることを確認する。図 1 と図 2 は、同モデルによる周方向速度 (U_θ) と軸方向速度 (U_x) をそれぞれ与えている。

図中の \circ と \triangle 印は村上ら (文献 1) の観測結果であり、実線は前者をもとに採用された入口での平均流速分布である。通常の等方的乱流粘性モデルは円管内旋回流では機能しないという周知の結果が再現されている。

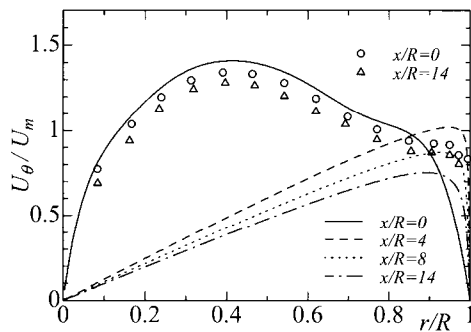


Fig. 1. Circumferential velocity by the standard $K-\varepsilon$ model.

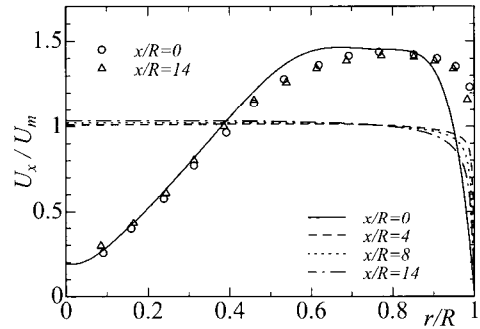


Fig. 2. Axial velocity by the standard $K-\varepsilon$ model.

乱流粘性モデルを用いて円管内旋回流の主たる特性を再現するためには、レイノルズ応力のシェア成分中で U_θ と U_x に直結するモデル定数を通常の大さの数のパーセントにする必要があることが小林と依田 (文献 3) に指摘されている。§ 1 で言及したように、この結果より等方的な乱流粘性モデルでは円管内旋回流は扱えないと考えられている。

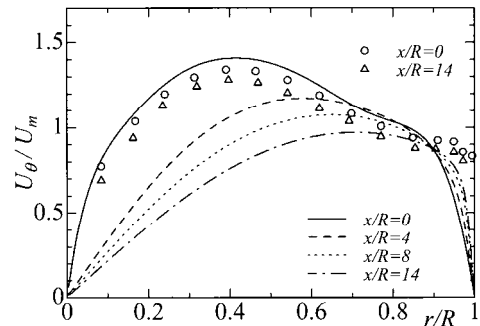


Fig. 3. Circumferential velocity by the standard $K-\varepsilon$ model with C_{vE} replaced with $0.005C_{vE}$.

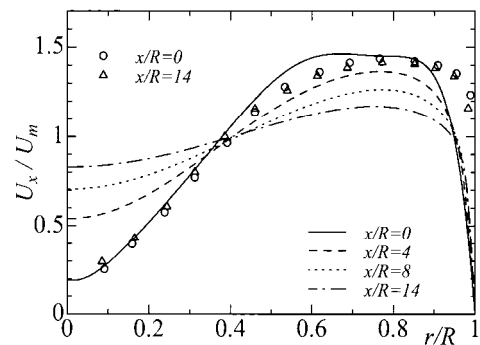


Fig. 4. Axial velocity by the standard $K-\varepsilon$ model with the model with C_{vE} replaced with $0.005C_{vE}$.

これに対して、乱流粘性率中のモデル定数を一律に減らすことによっても標準 $K-\varepsilon$ モデルの結果をかなり改善できることを示そう。例えば、標準 $K-\varepsilon$ モデルの

乱流粘性率中の定数 $C_{\nu E}$ に対して

$$C_{\nu E} \rightarrow 0.005 C_{\nu E}$$

の置き換えを行う。その結果は図3と図4に与えられ、図1と図2の状況がかなり改善されていることが分かる。

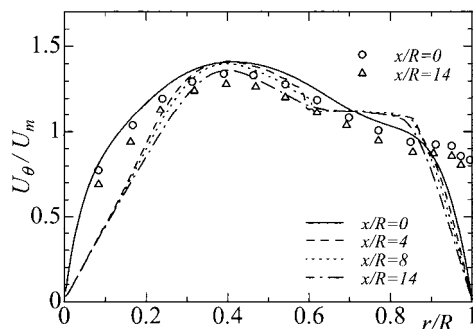


Fig. 5. Circumferential velocity by the present model.

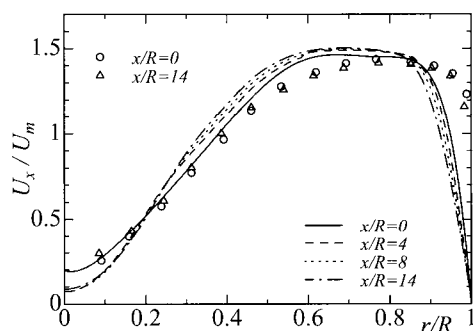


Fig. 6. Axial velocity by the present model.

上の知見より、等方的乱流粘性表現を用いても係数が適切に表現できれば旋回流の主たる構造が再現できると予想される。§4で提案された旋回流の特性を組み込んだ本モデルの結果は、図5と図6に与えられる。図5に見るように、 $r=0.7R$ 付近で観測結果からの多少のずれはあるが、直円管内旋回流の主たる構造の一

つである、軸付近の強制渦的回転と中間領域の自由渦的回転の合成分布が明確に維持されている。軸方向速度も同様に維持されており、下流への移行過程の傾向も観測結果と整合している。

以上の結果から、本研究で導入された旋回効果を有する時間スケールは旋回流における乱流輸送抑制を記述するに適した量と言える。

6. 結論

本論文では、直円管内旋回流のレイノルズ平均モデリングを研究した。同流れの主たる構造は従来の代数型モデリングでは再現できないとされてきたが、特性時間の適切な選択を行うことによって等方的乱流粘性近似というもっとも簡潔な枠組みにおいて再現可能であることが示された。本研究の詳細は、更なる検証例を加えて公表する予定である。

謝辞

本研究の一部は、著者の一人(吉澤)と西島勝一氏(元東京大学生産技術研究所 技術官)および横井喜充博士(東京大学生産技術研究所)との長期間(1990年~2004年)にわたる共同研究にもとづいており、吉澤は両氏に深甚なる謝意を表す。

参考文献

1. M. Murakami, O. Kitoh, Y. Katayama, and Y. Iida, Bull. JSME 19-138, 118 (1976).
2. O. Kitoh, J. Fluid Mech. 2256, 445 (1991).
3. T. Kobayashi and M. Yoda, JSME Int. J. 30, 6 (1987).
4. A. Yoshizawa, S. Nisizima, Y. Shimomura, H. Kobayashi, Y. Matsuo, H. Abe, and H. Fujiwara, Phys. Fluids 18, 035109 (2006),
5. A. Yoshizawa, H. Fujiwara, H. Abe, and Y. Matsuo, Phys. Fluids 21, 015107 (2009).
6. K. Abe, T. Kondoh, and Y. Nagano, Int. J. Heat and Fluid Flow 18, 266 (1997).

SLAU スキームの低 Re 数流れ場における検証

田辺安忠, 齊藤 茂 (宇宙航空研究開発機構), 菅原瑛明 (菱友システムズ)

Validation of SLAU Scheme in Low Reynolds Number Flows

by

Yasutada Tanabe, Shigeru Saito(JAXA), Hideaki Sugawara(Ryoyu Systems Co.,Ltd.)

Abstract

A CFD code “rFlow” based on the overlapping grids method was developed. An all speed numerical scheme SLAU combined with a fourth order MUSCL-type reconstruction is used to achieve high spatial resolutions. Dual-time stepping method is used for efficient implicit unsteady flow calculations. This paper reports on the two-dimensional results of the validations in the low speed and low Reynolds number flowfields. The obtained flowfield around a cylinder shows good agreement with experimental results where the size of the wake flow bubble and Karman vortex shedding are compared. Also, the calculated lift coefficients of a wing section are agreeable with the experimental data even at high incident angles.

1. はじめに

ヘリコプタのロータのような回転体は、一般的には付け根から先端に向かうにつれて回転半径が増加するに従い、対気速度が増加していく。付け根部分での対気速度は非常に遅く、在来の CFD 計算において、渦の過大評価や計算の発散などの原因となっていた。回転体における CFD 解析では、低速でも安定して計算ができるスキームが必要である。

そこで既存の差分法に基づく 2 次元 CFD コードに、全速度型 SLAU スキーム^[1]を適用した移動重合格子法に基づく CFD 解析コード rFlow2D(Rotor Flow Solver 2D)を開発した。このコードはロータ断面に着目し、速度変化やロータの平行移動、回転移動、渦をおいた渦干渉の解析ができる特徴を持っている。本報告では、2 次元での低速流れ場および低レイノルズ数における円柱、NACA0012 翼型、E193 翼型の検証計算を行った結果について報告する。

2. 計算手法

2.1 数値計算法

解析コードで使用される支配方程式は、2 次元 Navier-Stokes 方程式を用いており次式のように表される。

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mathbf{E} - \frac{\mathbf{E}_v}{\text{Re}} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mathbf{F} - \frac{\mathbf{F}_v}{\text{Re}} \right) = 0 \quad (1)$$

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{pmatrix}, \mathbf{E} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ u(e+p) \end{pmatrix}, \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ v(e+p) \end{pmatrix}, \mathbf{E}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \beta_x \end{pmatrix}, \mathbf{F}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ \beta_y \end{pmatrix} \quad (2)$$

ここで、 \mathbf{Q} は解ベクトル、 \mathbf{E} 、 \mathbf{F} はそれぞれ x、y 方向への非粘性流束ベクトル、 \mathbf{E}_v 、 \mathbf{F}_v はそれぞれ x、y 方向への粘性流束ベクトル、 Re はレイノルズ数である。

空間分解精度を上げるため、空間 4 次精度の FCMT 法を用いて値の再構築を行った。数値流束には SLAU スキームを、時間積分には LUSGS 法を用いて求めている。乱流モデルは使用していない。

2.2 SLAU スキーム

本解析コードに導入した SLAU スキームは AUSM 族スキームとして、JAXA の嶋氏によって提案された全速度型スキームである。AUSM 族スキームを用いた非粘性流束は次のように書ける。

$$\tilde{\mathbf{F}} = \frac{\dot{m} + |\dot{m}|}{2} \Phi^L + \frac{\dot{m} - |\dot{m}|}{2} \Phi^R + \tilde{p} \mathbf{N} \quad (3)$$

$$\Phi = \begin{pmatrix} 1 \\ u \\ v \\ h \end{pmatrix}, \quad \mathbf{N} = \begin{pmatrix} 0 \\ x_n \\ y_n \\ v_n \end{pmatrix} \quad (4)$$

$$h = (e + p) / \rho \quad (5)$$

$$V_n = x_n u + y_n v + z_n w \quad (6)$$

$$v_n = x_n \dot{x} + y_n \dot{y} + z_n \dot{z} \quad (7)$$

\dot{m} 、 \tilde{p} はセル境界で定義された質量流量および圧力である。また、上付添え字 L、+ はセル境界の左、R、- はセル境界の右の意味である。

圧力項の修正として、低マッハ数では移流速度、高亜音速以上では音速となるよう、亜音速でマッハ数のオーダーを持つ係数を乗じて圧力を以下のように求めている。

$$\tilde{p} = \frac{p^L + p^R}{2} + \frac{\beta^+ - \beta^-}{2} (p^L - p^R) + (1-x)(\beta^+ + \beta^- - 1) \frac{p^L + p^R}{2} \quad (8)$$

$$\beta^\pm = \begin{cases} \frac{1}{4} (2 \mp M^\pm) (M^\pm \pm 1)^2, & |M^\pm| < 1 \\ \frac{1}{2} (1 + \text{sign}(\pm M^\pm)), & \text{otherwise} \end{cases} \quad (9)$$

$$M^+ = \frac{V_n^L - v_n}{\bar{c}}, \quad M^- = \frac{V_n^R - v_n}{\bar{c}} \quad (10)$$

$$x = (1 - \hat{M})^2 \quad (11)$$

$$\hat{M} = \min \left(1.0, \frac{1}{\bar{c}} \sqrt{\frac{(V_n^L - v_n)^2 + (V_n^R - v_n)^2}{2}} \right) \quad (12)$$

ここで、 \bar{c} は左右の音速の算術平均で求められる。

$$\bar{c} = \frac{1}{2} (c^L + c^R) \quad (13)$$

質量流束は以下のように求められている。

$$\dot{m} = \frac{1}{2} \left\{ \rho^L (V_n^L + |\bar{V}_n|^+) + \rho^R (V_n^R - |\bar{V}_n|^-) - \frac{x}{\bar{c}} \Delta p \right\} \quad (14)$$

$$|\bar{V}_n|^{\pm} = (1-g) |\bar{V}_n|^+ + g |V_n|^{\pm} \quad (15)$$

$$g = -\max(\min(M^+, 0), -1) \cdot \min(\max(M^-, 0), 1) \quad (16)$$

$$|\bar{V}_n|^{\pm} = \frac{\rho^L |V_n|^+ + \rho^R |V_n|^{\pm}}{\rho^L + \rho^R} \quad (17)$$

3. 解析条件

3.1 解析格子

円柱の格子は物体周辺格子、内側背景直交格子、外側背景直交格子の3種類の格子を作成した。

NACA0012、E193 翼型の各格子は物体周辺格子、外側背景直交格子の2種類を作成した。

それぞれの物体周辺格子トポロジーは O 型格子である。

表 1 に各解析事例における格子点数を、図 1,2,3,4 に格子の様子を示す。

表 1 解析に用いた格子点数

解析事例	物体周辺	内側背景直交格子	外側背景直交格子
円柱	10251 点	448766 点	72541 点
NACA0012	46631 点	-	10251 点
E193	46631 点	-	10251 点

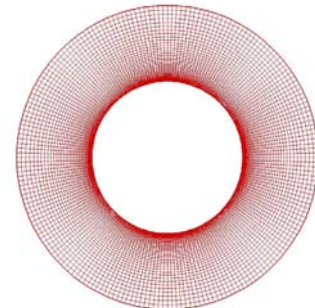


図 1 円柱周りの格子図

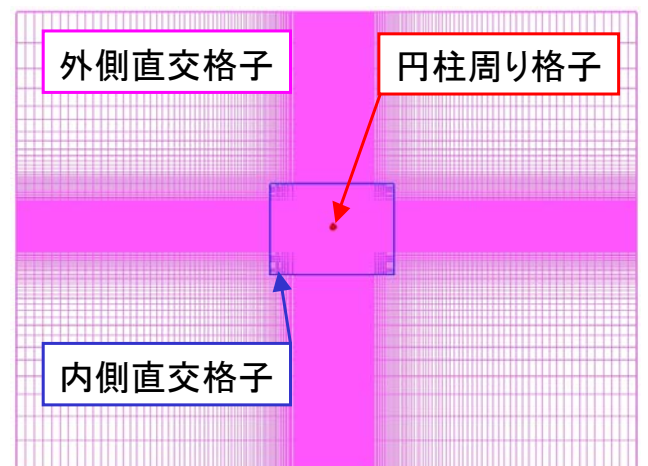


図 2 背景直交格子図

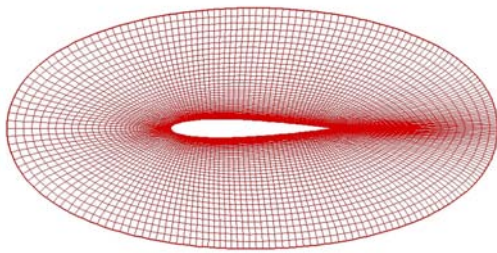


図 3 NACA0012 翼型周りの格子図

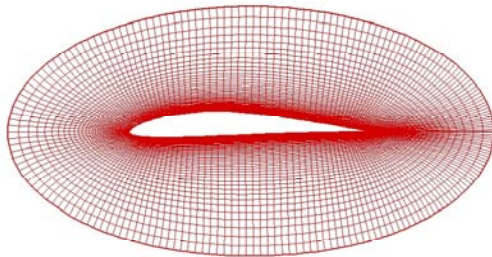


図 4 E193 翼型周りの格子図

3.2 解析条件

3.2.1 円柱

円柱の直径を 1 とし、非粘性計算および粘性計算を実施した。

非粘性計算の条件は、一様流マッハ数 $M=0.01, 0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ と変化させ、全 6 ケース実施した。

粘性計算の条件は、一様流マッハ数 $M=0.1$ 、 $Re=10, 20, 30, 40, 50, 100, 150, 200$ の全 8 ケース実施した。

3.2.2 NACA0012 翼型

翼弦長 $c=1$ とし、粘性を考慮、一様流マッハ数 $M=0.1$ 、迎角 $\alpha=0[\text{deg}]$ 、 $Re=4 \times 10^4, 6 \times 10^4, 8 \times 10^4, 1.5 \times 10^5$ の全 4 ケース実施した。

3.2.3 E193 翼型

翼弦長 $c=1$ とし、粘性を考慮、一様流マッハ数 $M=0.3$ 、 $Re=6 \times 10^4$ 、迎角 $\alpha=-6 \sim 15[\text{deg}]$ ($\Delta\alpha=1[\text{deg}]$) 全 22 ケース実施した。

4. 解析結果

4.1 円柱-非粘性計算結果

非粘性かつ非圧縮性の流れ場に置かれた物体に作用する流体抵抗は 0 となることが知られている。そこで、一様流マッハ数が小さい流れ場における抵抗係数の検証を行った。図 5 に非粘性流における円柱の抵抗係数の計算結果を示す。一様流マッハ数が小さいところでも抵

抗係数は 0 近くになっており、精度よく計算結果が得られていることがわかる。

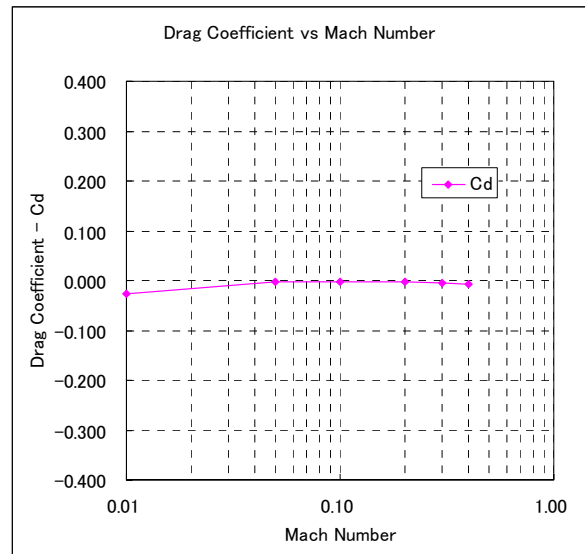
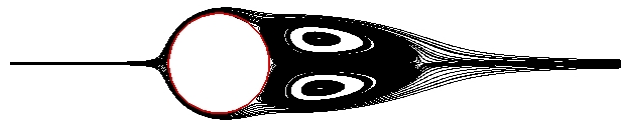


図 5 非粘性流における円柱の抵抗係数

4.2 円柱-粘性計算結果

粘性流体中では粘性の影響により円柱後方で剥離が生じ、渦が発生する。図 6 に $Re=30$ および $Re=40$ の流線の様子を示す。円柱後方に双子渦が形成されていることが見て取れる。この渦の大きさは過去に実験的に計測されている^{[2][3]}。図 7 に実験との比較した結果を示す。直線および破線は実験結果で、点が CFD 結果である。いずれの結果も実験結果よりも低い結果を示しているが、 Re 数が高くなるにつれて渦の大きさが大きくなる傾向はよく捉えられている。



(a) $Re=30$ における流線図



(b) $Re=40$ における流線図

図 6 $Re=30, 40$ における円柱後方の双子渦の様子

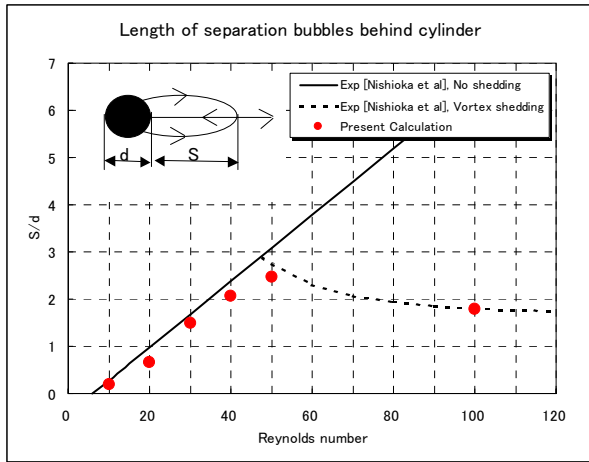


図7 円柱後方に発生する渦の大きさの比較

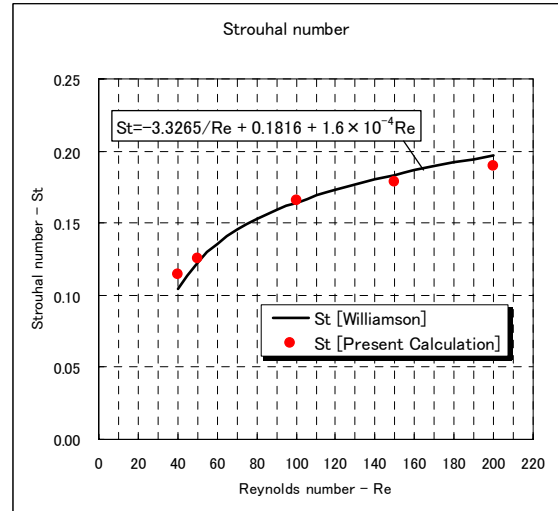


図9 ストローハル数の比較

Re 数が高くなるにつれ、円柱後方にとどまっていた渦は放出されカルマン渦列となる。図8に Re=200 における等 Mach 線図を示す。渦が放出され、カルマン渦列が生じているのが見て取れる。また、渦の放出周期について多くの実験が行われており、Williamson^[4]は実験と数値計算の比較のためストローハル数と Re 数の関係式を提案している。その関係式は次式で表される。

$$St = -\frac{3.3265}{Re} + 0.1816 + 1.6 \times 10^{-4} Re \quad (18)$$

図9に各 Re 数におけるストローハル数の結果を示す。直線は(18)式から求めたもの、点が CFD 結果である。Re 数が高くなるにつれてストローハル数も大きくなる傾向がよく捉えられており、曲線に近いところにある。この結果から、流れ場の周期性はよく再現できていると言える。

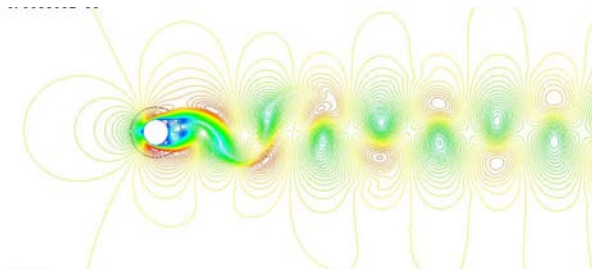


図8 Re=200 における等 Mach 線図

4.3 NACA0012 翼型

図10に各 Re 数における実験値と CFD 結果の C_L 、 C_D 値の比較を示す。この実験結果は Althaus の結果^[5]と大竹ら^[6]の結果である。対称翼では迎角 $\alpha=0[\text{deg}]$ において、最小抗力係数をとる。結果の比較では、この最小抗力係数の比較を行った。

実験結果と CFD 結果を比較すると、Re 数が高いところでは実験とよく一致しているのが見てとれる。また、Re 数が低くなるにつれ抗力係数が増加していく傾向をよく捉えており、おおよその一致が見られた。

図11に $Re=4 \times 10^4$ における等 C_p 分布図を示す。翼上面側と下面側での圧力の分布がほぼ対称になっているのが見て取れる。また前縁でよどみ点をよく捉えている。

E193 翼型

図12に $Re=6 \times 10^4$ における実験値と CFD 結果の C_L 、 C_D 値の比較を示す。この実験結果は IAG Stuttgart で行われたものである^[5]。実験と CFD の両方の結果で迎角 $\alpha=0$ のところで揚力が発生している。実験と CFD の結果を詳しく比較してみると、迎角が小さいところでは傾向がよく一致している。しかし、迎角が大きくなるにつれ実験値と CFD 結果に差が生じてきている。これは迎角が大きくなるにつれて翼面上で剥離が生じ、 C_L 値の変動が大きいためと考えられる。図12の C_L 値における変動幅を示しているが、実験値付近で変動しているのが見てとれる。したがって、傾向はよく捉えられている

と考えられる。C_D 値に関してはあまりいい一致は得られなかった。しかし、誘導抗力の影響を考えると、CFD 結果は合理的な結果が得られたのではないかと考えられる。

図 13 に迎角 $\alpha=0[\text{deg}]$ における等 C_p 線図を示す。対称翼の時とは違い、翼の上面と下面に圧力差が生じているのが見てとれる。

5. まとめ

S L A U スキームを導入し、低速および低レイノルズ数流れ場の解析を行った。

低速流れ場において、計算が安定してできることがわかった。

低レイノルズ数域の流れ場において実験値とよく一致し、精度よく計算できることがわかった。

今後の課題として、格子の依存性なども詳しく調べて行く必要がある。

謝辞

S L A U スキームの導入にあたり、宇宙航空研究開発機構の嶋英志氏より助言を頂いた。ここに感謝の意を表す。

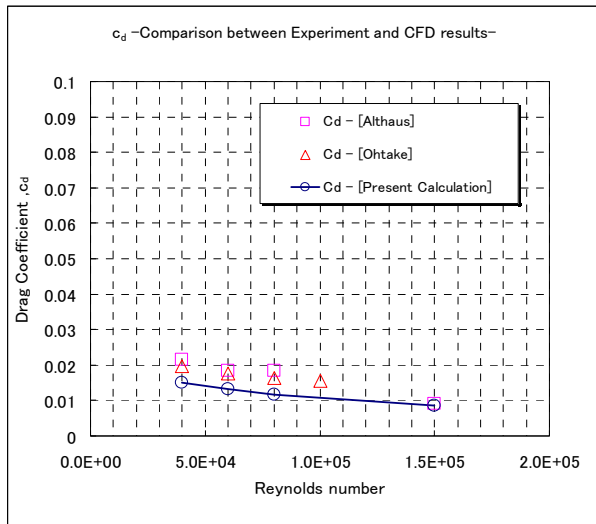


図 10 各 Re 数における C_D 値の比較

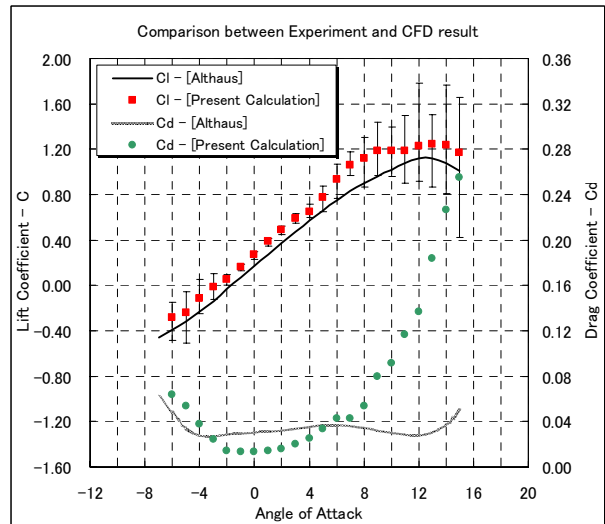


図 12 空力特性の比較

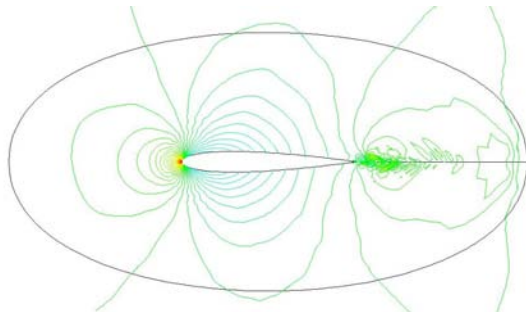


図 11 $Re=4 \times 10^4$ における等 C_p 線図

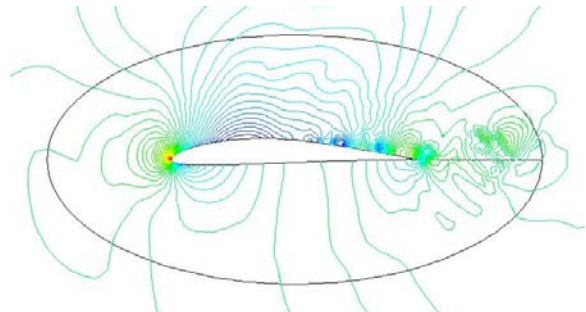


図 13 $\alpha=0[\text{deg}]$ における C_p 分布

参考文献

- [1] 嶋英志、低マッハ数で誤差の小さい圧縮生 CFD 手法について、第 40 回流体力学講演会／航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム (2008) 講演集、pp71-74.
- [2] NISHIOKA,M & SATO,H, Mechanism of determination of the shedding frequency of vortices behind a cylinder at low Reynolds number, J. Fluid Mech. 89 ,part 1 (1978) pp49-60
- [3] X.Lv et al, An efficient parallel / unstructured-multigrid preconditioned implicit method for simulating 3D unsteady compressible flow with moving objects, J.Comput.Phys. 215 (2006) 661-690
- [4] C.H.K.Williamson, Defining a universal and continuous Strouhal-Reynolds number relationship for the laminar vortex shedding of a circular, Phys.Fluids 31 (1998) 2742-2744
- [5] Althaus, D., Profilpolaren für den Modellflug, Neekar-Verlag Villengen-Schwenningen, (1980)
- [6] 大竹智久、低 Re 数領域での NACA0012 翼の非線形空力特性、日本航空宇宙学会論文集、vol55、No644、pp439-445 (2007)

スクラムジェットエンジンにおける衝撃波の空力的効果を利用した 内部形状の検討

佐藤 茂 (宇宙航空研究開発機構角田)、宗像利彦 (日立東日本ソリューションズ)
石河深雪 (スペースサービス)

An Investigation on Engine Configuration utilizing Aerodynamic Effect of Shock Waves in a Scramjet Engine

by

SATO Shigeru, Japan Aerospace Exploration Agency, Kimigaya, Kakuda-shi, Miyagi 981-1525, Japan
MUNAKATA Toshihiko, Hitachi East Japan Solutions, Honcho, Aoba-ku, Sendai-shi, 980-0014, Japan and
ISHIKAWA Miyuki, Space Service, Kimigaya, Kakuda-shi, Miyagi 981-1525, Japan

ABSTRACT

Japan Aerospace Exploration Agency has been investigating scramjet engines in Kakuda Space Center using RamJet Engine Test Facility (RJTF) et al since National Aerospace Laboratory days. The engine performance tested at the flight condition of Mach 6 in RJTF showed very important characteristics depending on internal geometry. Recently Sato and others found in the result of CFD research that there was a hot area caused by 3-dimensional interaction of the shock wave from cowl leading edge and the shock wave from strut leading edge and that the area covered fuel injection area. This hot area named "hot triangle" can bring the good transition from weak combustion to intensive combustion in the engine. It is very important to consider the hot triangle when engine geometry is designed. The hot triangle was realized in the engine configuration equipped with a 5/5-height strut, that is, "the original-height strut". Once the hot triangle is kept, some part of the strut which does not contribute the hot triangle can be cut off. In this report the authors propose inverted struts which have shorter height than the original one but attached on the cowl. The authors used CFD method to find hot triangles which may appear in an inverted 1/5-height and an inverted 2/5-height strut. It is found that the inverted 2/5-height strut gives the same effect as the original one. According to this result, the shorter strut can give smaller drag and increase the net thrust of the engine.

1. 緒言

宇宙航空研究開発機構角田宇宙センターでは航空宇宙技術研究所以来ラムジェットエンジン試験設備 (RJTF) 等を用いて飛行条件マッハ4、6、8等のスクラムジェットエンジン試験を行って来た^{(1)~(10)}。このRJTFを用いて行ったスクラムジェットエンジン試験の中でマッハ6条件下ではエンジンの内部形状、即ち分離部長さ、ストラット前縁位置、ストラットの高さ等の違いによりエンジン性能が大きく変化することが判明している⁽¹⁾。

このマッハ6条件では燃料流量を増す過程において、燃焼が不活発で発生推力も小さい『弱燃焼』から、燃焼が活発で発生推力

が大きい『強燃焼』に移行し、やがて発生推力が0になる状態の『不始動』に至るといった特性が現れ、他のマッハ数条件よりも顕著なものであった。

特にストラットの前縁位置を初期設計位置よりも若干後退 (エンジン全長2mの中で100mm) させた位置に設置した形態のエンジン試験では、ストラット高さが本来の1/5高さ形態は、燃料流量を増やして行くと、不始動直前の大流量で漸く強燃焼に移行し、そして不始動状態から逆に燃料流量を下げると、小流量まで強燃焼を維持するという履歴現象を示し、それに対してストラット高さを本来の5/5高さの形態では、燃料が小流量でも強燃焼に

移行し尚かつ発生推力の伸びも高いと言う良好な性能を見せ、ストラット高さの違いだけで強燃焼移行性に顕著な差の生ずることが分かった。因みに、燃料噴射は何れも側板段差下流位置 12 孔からの垂直噴射である。

尚、本報告ではエンジンに投入した燃料流量に対して発生した推力を『発生推力』と記し、その発生推力からエンジン自身の抵抗を差し引いたものを『正味推力』と記す。

この特性の違いについてはエンジン内に幾重にも発生する衝撃波等が影響しており、この流れ場を空力的に検討し解明し、強燃焼への移行を促す要因を把握することにより、エンジンにとってより適切な形状を導き出せる可能性があり、更にはエンジン設計の判断材料となる概念を導き出せる可能性がある。

スクラムジェットエンジン燃焼器にあっては斜め衝撃波を燃料噴流の一定下流に入射することにより燃料の滞在時間が長くなり保炎に資すると言う、中村らの報告⁽¹⁾が有効な視点を提供している。

宇宙機構角田で実施したスクラムジェットエンジン試験結果を基とし、エンジン性能向上の視点に立ち、ストラット等の相対的内部形状に起因する衝撃波相互作用による空力的効果に関して CFD と対比し検討を進めて来た。過去にも諸国によるストラットの空力的効果の研究をも踏まえ CFD による部分的検討を行った⁽²⁾。今回の検討の過程では既にカウル前縁及びストラット前縁に由来する各衝撃波の重なりがエンジン性能の差に影響を及ぼしている詳細『高温三角域』が判明している⁽³⁾。そして、その判明内容に基づきエンジン内部形状への改善策を検討して来ている⁽⁴⁾。

本報告では、上述の高温三角域を基にし、エンジンの内部抵抗削減と推進力増進を両立させ得る形状の可能性について述べる。

2. 計算方法

2-1 計算対象

計算対象のスクラムジェットエンジンを図 1 に示す。当エンジンは、インレット、分離部、燃焼器、燃焼器拡大部、ノズルより成り、正面断面が幅 200mm、高さ 250mm で全長が 2100mm、全体に 45 度の後退角を有するものである。分離部の出口には後ろ向きの段差があり、その段差の下流 32mm の所が燃料噴射孔 12 本の並ぶ位置に当たる。飛行条件はマッハ 6 相当（エンジン入口マッハ数 5.3）、総温 1500K、機体下面境界層込み等とした。この図 1 ではストラットが 5/5 高さのものを示す。これは宇宙機構角田で実施したエンジン試験（試験番号 M6S43 等）に対応するものであ

り、この試験では燃料を小流量側からの増加で良好な強燃焼移行が生じ比較的低い当量比で発生推力 1620N を得たもの⁽¹⁾である。

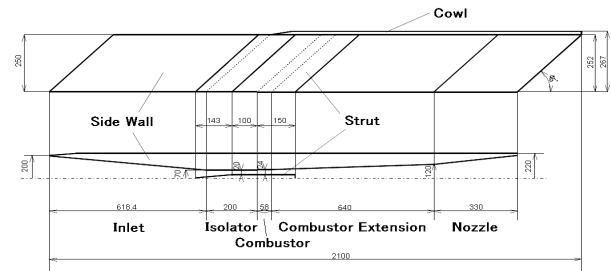


Fig. 1 Scramjet engine configuration — experiment and CFD.

これに対して図 2 は、既成の上記 5/5 高さストラット形態とそれに対比させた提案形状の 2 形態である。この形状は、上記 M6S43 試験結果を基に CFD との対比検討から判明した高温三角域の応用を図るものである。高温三角域は燃料噴射孔列のカウル寄りに発生するものであり、強燃焼移行の要因となるものである。また、CFD の結果からこの高温三角域の形成にはストラットの全高が寄与しているわけではなく、カウル寄りのある一定の高さ部分が寄与していることも分かっている。そこで、高温三角域形成に寄与しないストラット部分を省略した形状が図 2 (b) 及び(c)の 2 形態である。ストラット高さ以外は総て共通である。本報告ではカウル側の 1/5 高さを残したものを『逆さ 1/5 高さストラット形態』、同じく 2/5 高さを残したものを『逆さ 2/5 高さストラット形態』と記す。

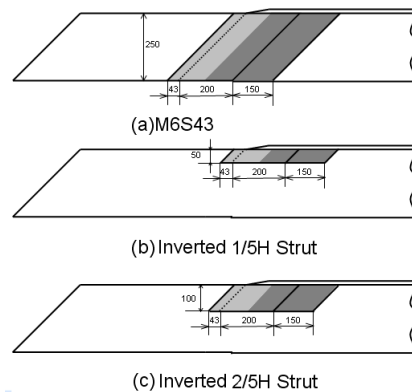


Fig. 2 Strut configurations; the original and the proposed – (a) the tested strut in RJTF, (b) an inversed 1/5-height strut and (c) an inversed 2/5-height strut.

2-2 計算方法

計算格子は構造格子で、最小格子幅はストラット前縁位置の 0.1 mm である。計算ではエンジン左右中央断面を対称面とする左舷半裁を対象とし、格子数は最大 408×113×95 (約 438 万)、対流項評価の数値流束は AUSM-DV-EF 法、制限関数は最高三次精度、時間積分は陰的解法、乱流モデルは Baldwin - Lomax である。尚、燃料流量は 0、等温壁 (275K : 主流温度) 仮定とした。図 3 に計算領域及び格子を示す。

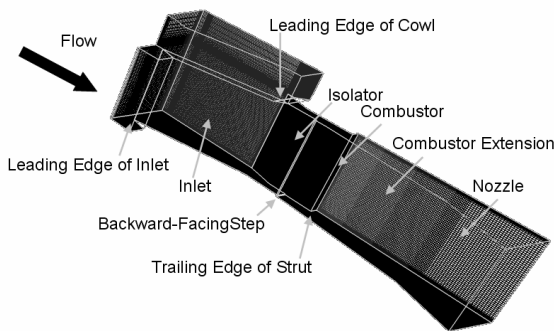


Fig. 3 Engine model and computational grids.

尚、数値計算の実行に当たっては宇宙航空研究開発機構角田宇宙センターのスーパーコンピュータ『数値宇宙エンジン』、及び同機構の統合スーパーコンピュータ『JSS』を用いた。

3. 計算結果及び検討

M6S43 試験の結果と対比し検討を行う。エンジンの強燃焼移行性について同等の効果、即ちカウル寄りの箇所に高温三角域を作る効果が得られると確認できるのなら、ストラットの天板側の部分は省略可能となる。以前のエンジン試験では、抵抗の増加を回避することからカウル側を省略し天板側に 1/5 高さのストラットを装着したが⁽¹⁾、本提案は形としてはその逆となる。

図 4 に段差下流の再循環域に於ける最高温度の計算結果を示す。逆さ 2/5 高さ形態では、高温三角域は 5/5 高さストラット形態 (M6S43) 程ではないにせよカウル寄りの燃料噴射孔周辺に形成されており、最高温度は 1500K に達している。図中○付きの線で示す。一方の逆さ 1/5 高さ形態ではカウル寄りの温度分布がやや低い。図中□付きの線で示す。この二者では逆さ 2/5 高さ形態の方に強燃焼移行性の高さが窺える。因みに、RJTF 試験にて強燃焼への移行性が低かった 1/5 高さストラット形態⁽¹⁾の当該箇所の温

度分布は同様 CFD の結果では 1200K を下回るものであった⁽¹³⁾。

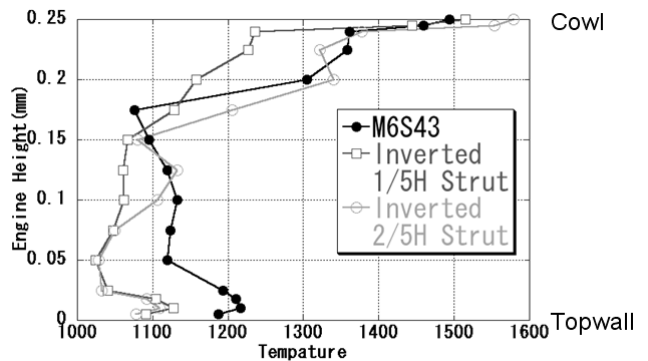


Fig. 4 Comparison of the temperatures on the combustor wall along the reattachment line.

尚、再循環域の捉え方については次の通りである。当エンジンは全体に後退角を有し段差部分も後退角を有している。この様な後退角の有る流れ場では、二次元流れ場の再付着点の概念では補足できないので、段差に垂直な速度成分が 0 となる点を再付着点と捉える。同様の捉え方は小寺らの報告⁽⁹⁾にも示されている。次の図 5 に概念を示す。

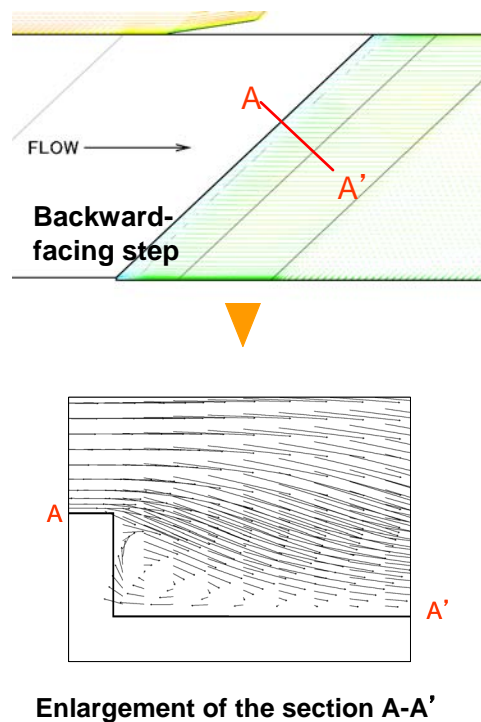


Fig. 5 Concept of recirculation region and reattachment point in the case of swept-back step.

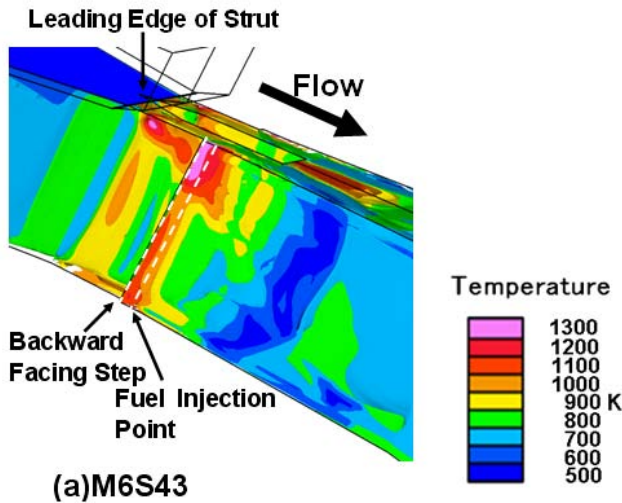


Fig. 6 Hot triangle in case of (a) 5/5H strut (M6S43).

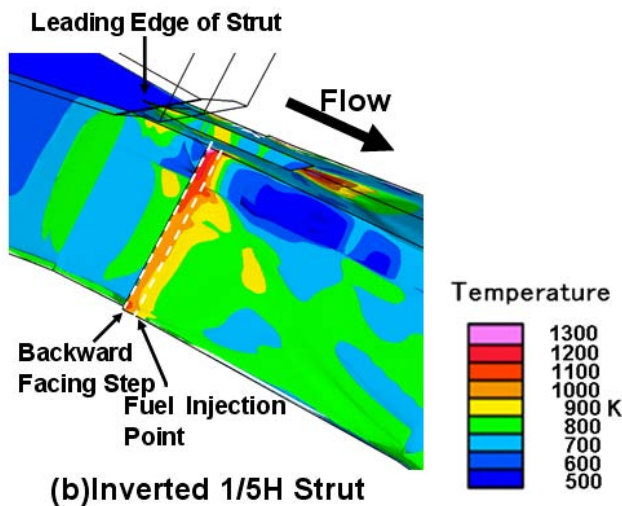


Fig. 7 Hot triangle in case of (b) inverted 1/5H strut.

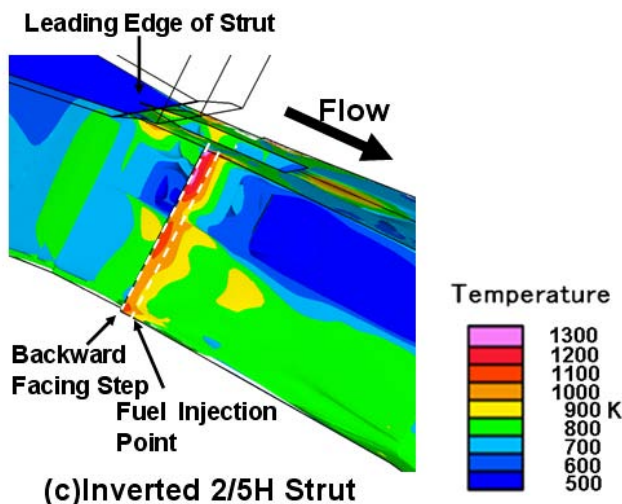


Fig. 8 Hot triangle in case of (c) inverted 2/5H strut.

図6に5/5高さストラット形態に於ける高温三角域を示す。図は、エンジン段差付近を中心として後上方から見ている鳥瞰図である。左がインレット側、右がノズル側であり、流れは左から右に向かう。カウルの前縁から出ている衝撃波とカウルとに挟まれた三角形の領域に温度の高い領域が見て取れる。これが高温三角域である。特に、後ろ向き段差の下流で燃料噴射孔12本が並ぶ位置に1300Kに達する高温領域が現れている。この高温域が効いてこの形態はエンジン試験で高い強燃焼移行性を示したものと考えている。また、この形態はエンジン試験で発生推力の良好な伸びをも示している。これに対して、この高温三角域を発生させるのに寄与するストラット部分のみを残しそれ以外の部分を省略した逆さ1/5高さストラット形態及び逆さ2/5高さストラット形態の当該部分の鳥瞰図を図7及び図8に示す。(側面図は図2参照。)

M6S43に比し逆さ1/5高さストラット形態、及び逆さ2/5高さストラット形態に於ける高温域はやや狭いが、1200Kを超す領域が見て取れる。強燃焼移行の可能性は有ると見る。逆さ1/5高さストラット形態と逆さ2/5高さ形態との比較では逆さ2/5高さストラット形態の方が高温領域が広い。併せて先の図4の温度分布を見れば、逆さ2/5高さストラット形態の方が5/5高さ形態のものと高温域の温度が同等であることが確認でき、これにより強燃焼移行が確保される。供試体の形状として採用するなら、この逆さ2/5高さ形態が有利であると考えられる。

また、図9及び図10には燃料投入前(非燃焼状態)の流れ場として側板上及び天板上の各圧力分布を各々示す。提案の2形態は5/5高さストラット形態に比し全体的に圧力分布が低い。これはストラットの天板寄り部分を省略したことに拠る。燃料噴射位置より上流(横軸約850mmより左)の圧力分布に限って見ても、圧力水準は低く、不始動を起し難い可能性がある。理由は次の通りである。

エンジン側板、カウル、天板の壁圧が一定値に至ると、特に天板の燃焼器出口壁圧が一定値に達すると、エンジンが不始動に転ずることがエンジン試験の結果から分かっている⁽¹⁾。詰まり、一定の限界圧力が存在する。M6S43他一連の試験ではこの値は分離部の長さにもストラットの高さにも関わりなく17/1000(気流総圧による無次元数)である⁽¹⁾。この限界圧力に対して非燃焼時(燃料投入前)の圧力が低いものであれば、限界圧力との差が大きくなり、燃焼時の圧力上昇分の受けし弱となり、より高い当量比まで燃料を投入することが可能となる。図10でそれを見れば、燃焼器出口部に当たる横軸870mm周辺に於ける値が5/5高さスト

ラットの 7/1000 程度に対して 4/1000 程度となっており、上記限界圧 17/1000 に対してより大きな余裕を有する。別途実施した境界層吸引条件の試験の結果でも不始動に至るのは概ねこの近辺の値である。

この逆さストラット形態は、上述の壁圧分布の相対的低さからすると、総圧回復の点からも有利となることが期待できる。

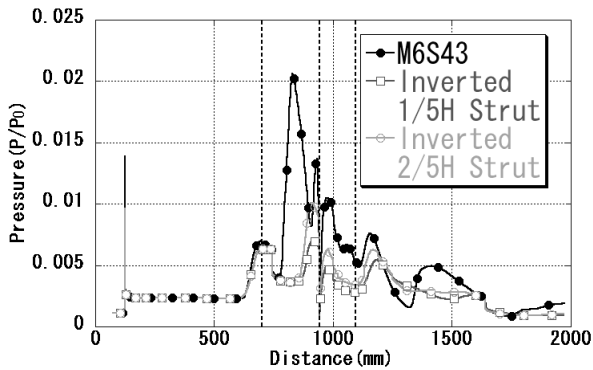


Fig. 9 Pressure distribution along the engine side wall — at half height of engine side wall.

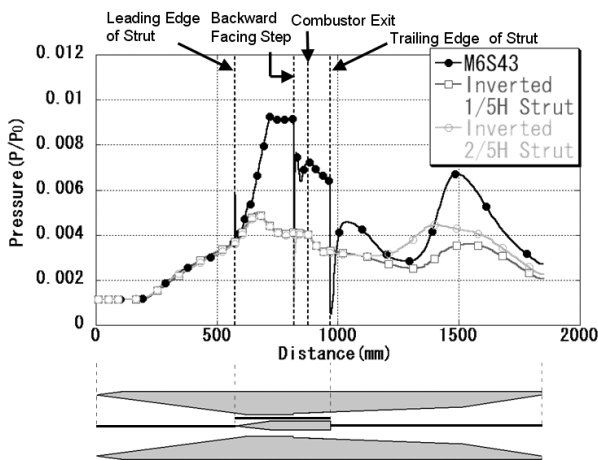


Fig.10 Pressure distribution along the engine top wall.

図 11 には総圧損失率を示す。図中●付きの線で示したのが 5/5 高さ形態 (M6S43 等) の総圧損失の数値計算結果である。それに対して逆さ 2/5 高さストラット形態のを○付きの線、逆さ 1/5 高さストラット形態のを□付きの線で示す。M6S43 ではストラットの辺りで損失が大きくなるが、それに比べ逆さ 1/5 高さ形態、逆さ 2/5 高さ形態ではそれほど大きくはならず、以下エンジンノズル出口へ向かって下がって行く。当然の事ながら、単純には流路断面積が大きい方が損失は小さい。よって、基本の断面積が同じなら、

総圧損失の最も小さいのは断面閉塞率の小さい逆さ 1/5 高さストラット形態である。しかし、高温三角域に裏付けられる強燃焼移行性からすると、逆さ 2/5 高さストラット形態の方が有利である。高温三角域を発生させ強燃焼移行性を確保することと内部抵抗を下げることとは両立し得る。これにより正味推力を大きくすることが可能である。

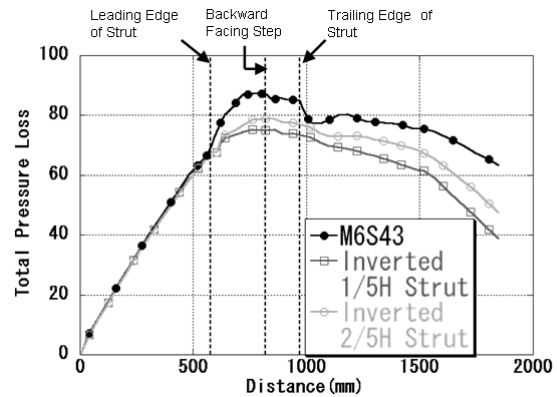


Fig.11 Total pressure loss along the engine.

本提案では高温三角域と総圧回復率の視点から評価を行ったものであるが、更にはエンジンとして流れ場の具体的検討が必要である。エンジン各要素に起因する抗力を調べると共に、燃料噴射孔位置からの流線を追跡し噴射孔位置の最適化に向けて課題を抽出する必要がある。

また、他の可能性として 5/5 高さストラット形態の中で低抵抗を示したもの⁽¹⁴⁾の後端を絞り更なる抵抗軽減を図った形状である菱形ストラットなども検討に値する。

4. 結言

飛行マッハ数 6 の条件下でのエンジン性能試験結果を踏まえ CFD を援用しエンジン内部の流れ場を精査し判明した、ストラットカウル系衝撃波の成す温度場『高温三角域』の有効性に基づき、強燃焼移行性が確保され且つ内部抵抗を下げ得るエンジン形状を提案した。これによりエンジン正味推力を増進し得る可能性がある。

参考文献：

- 1) 佐藤茂他：スクラムジェットエンジンのマッハ 6 燃焼試験—ストラットと分離部の効果について、日本航空宇宙学会論文集, 47 (1999), pp. 347-382.

- 2) Kobayashi, K. et al. : Supersonic Flow Ignition by Plasma Torch and H_2/O_2 Torch, J. Propul. Power, **20** (2004), pp. 294–301.
- 3) 小林完他 : M8 飛行条件における改良型水冷スクラムジェットエンジン試験, 日本航空宇宙学会論文誌, **51** (2003), pp. 71–78.
- 4) 三谷徹他 : スクラムジェットにおける燃焼律速過程, 航空宇宙学会北部支部 1999 年講演会および第 9 回ラム/スクラムジェットシンポジウム講演会論文集, 平成 11 年 3 月, pp. 267–272.
- 5) 三谷徹他 : スクラムジェット燃焼器における保炎条件, 第 38 回燃焼シンポジウム, 平成 12 年 11 月.
- 6) 植田修一 : マッハ 6 条件における多段燃料噴射型スクラムジェットエンジン試験, 宇宙航空研究開発機構平成 17 年度総合技術研究本部・航空プログラムグループ公開研究発表会, 平成 17 年 12 月 7 日.
- 7) 平岩徹夫他 : 空気流中でのスクラムジェット模型内部可視化実験, 第 38 回航空原動機・宇宙推進講演会および第 8 回ラム/スクラムジェットエンジンシンポジウム講演論文集, 平成 10 年 1 月, pp. 180–185.
- 8) 五十嵐康隆他 : CFD によるスクラムジェットエンジンの着火領域の検討, 日本航空宇宙学会北部支部講演会, 平成 11 年 3 月.
- 9) 小寺正敏他 : ハイブリッド非構造格子法によるスクラムインレット内の流れ解析, 平成 10 年 1 月航空原動機・宇宙推進講演会および第 8 回ラム/スクラムジェットエンジンシンポジウム講演論文集, 平成 10 年 1 月, pp. 48–53.
- 10) Ueda, S. et al. : Mach 6 Tests of a Scramjet Engine with Multi-Staged Fuel Injection, AIAA Paper 2006-1027, 2006.
- 11) 中村寿他 : 衝撃波の入射位置が壁面燃料噴射場における燃焼と流れ場に及ぼす影響, 日本航空宇宙学会論文集, **55** (2007), pp. 125–129.
- 12) Hasegawa, S. et al. : Aerodynamic Analysis of Scramjet Engines under the Flight Condition of Mach 6, AIAA Paper 2002-5128, 2002.
- 13) 佐藤茂他 : スクラムジェットエンジン内でストラットが形成する衝撃波の効果に関する考察, 日本航空宇宙学会北部支部講演会, 平成 21 年 3 月.
- 14) 佐藤茂他 : スクラムジェットエンジンにおける衝撃波干渉を利用した内部形状の検討, 平成 21 年度衝撃波シンポジウム, 平成 21 年 3 月.

火星エアロフライバイによるサンプルリターンミッションに向けた アブレーション熱防御システムの検討

鈴木俊之, 藤田和央
宇宙航空研究開発機構

Conceptual Study of Ablative Thermal Protection System toward Sample Return Mission by Aero Fly-By on Mars

by
Toshiyuki Suzuki, Kazuhisa Fujita

ABSTRACT

Conceptual study of ablative thermal protection system is made preliminary toward sample return mission by aero fly-by on Mars. Thermal protection system material considered in this study consists of a light-weight ablator, a felt insulator, and CFRP/aluminum honeycomb sandwich panel. A thickness and weight of thermal protection system material required for an atmospheric entry flight on Mars is estimated by calculating a thermal response of ablator along the entry trajectory. The thermal protection system that consists of the ablative material of 25mm thickness and the felt insulator of 20mm thickness is recommended for the present entry trajectory, resulting in the weight ratio of 16% for thermal protection system.

1. はじめに

現在 JAXA では将来の火星探査計画の候補の一つとして、図 1 に示すようなエアロキャプチャ技術を応用した無着陸サンプルリターンシステムが検討されている¹⁾。本システムでは探査機は火星大気圏突入後、誘導制御飛行を行いつつ高度約 40km において火星大気中の砂塵等のサンプルを採取するものである。その後は徐々に高度を上げて大気圏を離脱し、熱防御システムを分離した後にオービターとしてパーキング軌道へ投入される。大気圏飛行時に誘導制御を行うのは、惑星大気密度や大気突入時の飛行経路角の誤差を補償して確実にパーキング軌道へ挿入するためであり、ここにエアロキャプチャ技術が導入されている。オービターはパーキング軌道で軌道調整を行った後、軌道を離脱して地球への帰路につく。本ミッション実現に向けた飛行軌道や機体形状の初期検討の結果、弾道係数約 700、揚抗比約 0.3 のエアロシェルを用いれば、近火点高度 40km 以下の無着陸飛行を実現できる可能性が高いことがわかっている。その結果現在のところ図 2 に示すような全長 1.4m、底面直径 1.5m、ノーズ半径 0.35m、半頂角 20 度の spherecone 型の機体形状が提案されている²⁾。

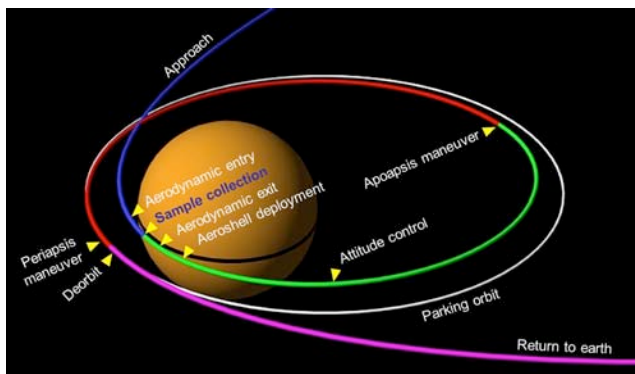


図 1 火星無着陸サンプルリターンミッションの概要¹⁾

このような高弾道係数を有する機体で火星大気圏突入飛行を行う際には機体は過酷な空力加熱にさらされるため、熱防御システムが必須である。一方で探査機としての自由度拡大に向けて、探査に直接関わらない熱防御システムの重量は最小限にとどめるべきであると思われる。機体の熱

防御材料には軽量 CFRP 等のアブレータが望ましいと考えられるが、機体各部にどのようなアブレータ材をどれだけ配置するかは現在のところ分かっていない。そこで本研究では現在 JAXA において検討が進んでいる火星無着陸サンプルリターン計画にアブレーション熱防御システムを搭載した機体を用いる場合を想定し、火星大気圏突入飛行時の空力加熱に耐えうる熱防御システムの構成を検討する。特に熱防御システムを構成するアブレータ材の必要厚さを推算する。熱防御システムの重量評価を行い、今後の実施される詳細なミッションシステム検討に必要なパラメータを提供する。

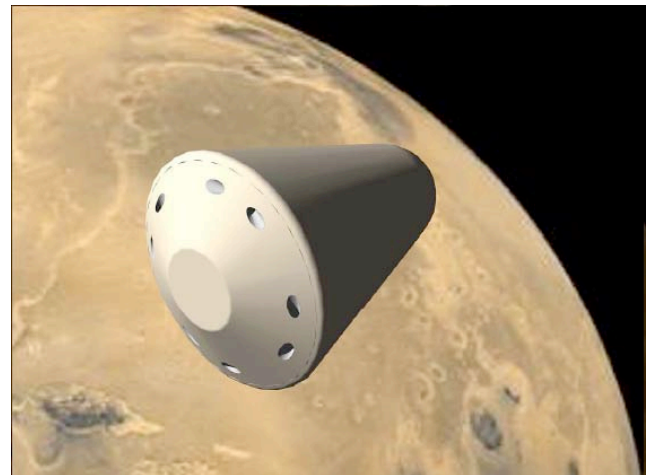


図 2 火星無着陸サンプルリターンに向けて提案された高弾道係数を有する機体形状²⁾

2. アブレーション熱防御システム重量推算手法 アブレーション熱防御システムの構成

本研究で考慮する熱防御システムは図 3 に示すように (1)CFRP アブレータ, (2)可撓タイプフェルト断熱材, (3)構造部材の 3 層から構成されると仮定する。CFRP アブレータとしては現在 JAXA を中心に開発が進んでいる比重 0.3 のアブレータと、はやぶさカプセルに搭載された比重 1.4 のアブレータを考慮する。またフェルトタイプ断熱材には HOPE-X 開発の際に想定されたものを考慮する。また構造

部材には図 3 に示すように CFRP 面材とアルミニウムハニカムコアが接着剤で接着されたハニカムサンドイッチパネルを想定し、大気圏突入の際に生じる空力荷重は構造部材のみが担うと仮定する。本来であれば大気圏突入飛行軌道に沿った空力荷重を詳細に評価しハニカムパネル厚さを設定すべきであるが、ここでは簡単のため、CFRP 面材厚さ 0.5mm、アルミハニカムコア厚さ 7mm のハニカムパネルを使用すると仮定する。このハニカムパネルの厚さは過去に筆者らによって火星エアロキャプチャミッションを想定した機体の片持ちフラップに働く空力荷重に対して安全率 10 で設計されたものであり³⁾、本研究で考慮する機体形状と動圧に対しては十分安全側の厚さとなっている。

本研究において熱防御システム性能評価を行う際には、大気圏突入開始から再び大気圏を離脱して熱防御システム切り離すまでの間、空力加熱による温度上昇の結果、接着剤を含む各部の温度がその許容温度を超えないことが重要となる。本研究で用いた熱防御システム各部の特性と許容温度を表 1 に示す。

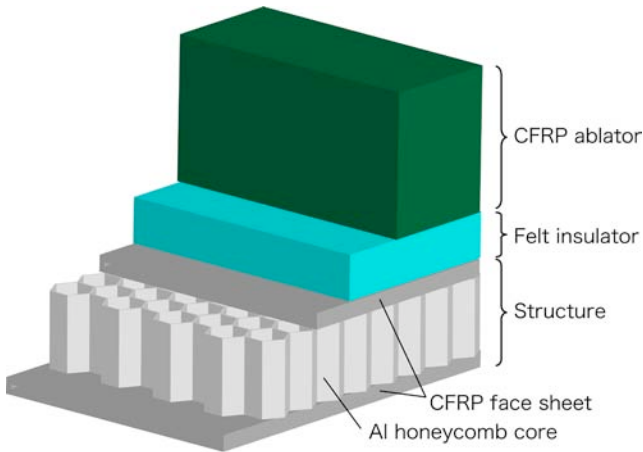


図 3 本研究で考慮するアブレーション熱防御システム。CFRP 面材とアルミニウムハニカムコアによるサンドイッチ構造が CFRP アブレータと可撓タイプフェルト断熱材を支えている。

表 1 アブレーション熱防御システム各部の特性。

比重 0.3CFRP アブレータ	
母材密度	300kg/m ³
炭化材密度	100kg/m ³
その他物性値	米国 PICA 相当
許容温度	N/A
比重 1.4CFRP アブレータ	
母材密度	1324kg/m ³
炭化材密度	1125kg/m ³
その他物性値	はやぶさカプセル相当
許容温度	N/A
可撓タイプフェルト断熱材	
物性値	HOPE-X 相当
許容温度	1473K
構造部材	
面材材質	CFRP
面材厚さ	0.5mm 表裏 2 枚
面材許容温度	473K
ハニカムコア材質	アルミニウム A2024-T4
ハニカムコア厚さ	8mm
ハニカムコア許容温度	450K
接着剤材質	エポキシ系
接着剤許容温度	463K

アブレーション熱防御システム性能評価手法

上記 3 層から構成される熱防御システムの性能評価を行うため、火星大気圏突入軌道に沿って各層の熱伝導解析を行う。特にアブレータ部の評価には、JAXA において開発が進んでいる 1 次元アブレーション熱防御システム評価解析コードを用いた。支配方程式はアブレータ固体の質量保存則とエネルギー保存則であり、離散化された両方程式を時間発展的に解く。質量保存則ではアブレータ樹脂の熱分解による質量損耗をアレニウス型の式で与えることにより考慮している。またエネルギー保存則は一般的な 1 次元非定常熱伝導方程式と変わらないが、樹脂の熱分解による潜熱と生成した熱分解ガスによるエネルギー輸送が考慮されている。

エネルギー保存則のアブレータ表面における境界条件についてはエネルギーバランスを考慮し、アブレータ内部に伝わる正味の加熱率は対流遮蔽効果を考慮した加熱率と放射加熱率、表面における酸化及び昇華反応による相変化の潜熱、

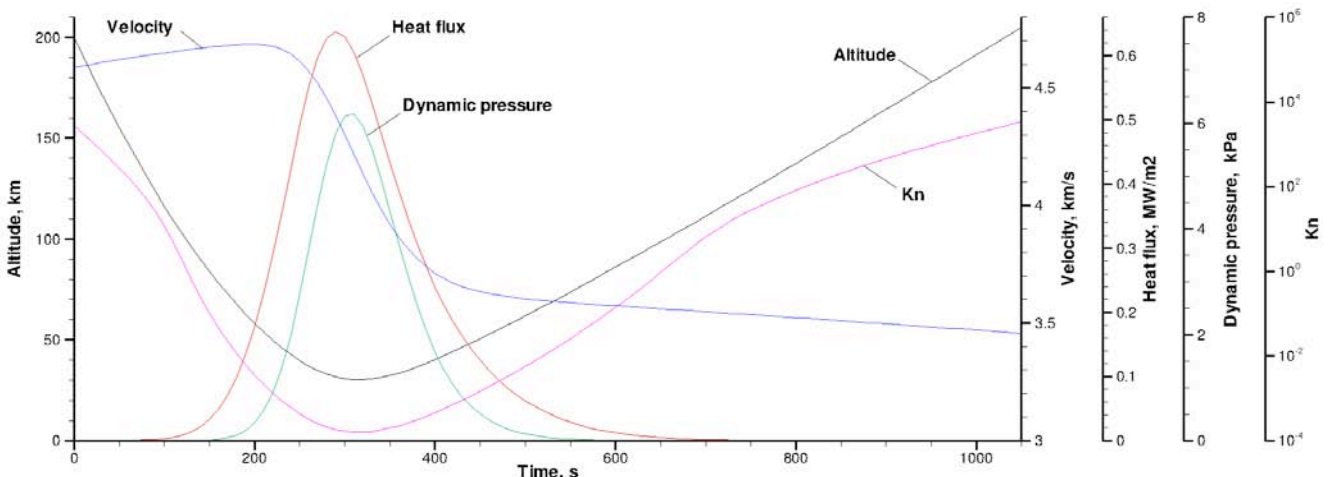


図 4 火星無着陸サンプルリターンの飛行軌道。機体総重量 500kg、弾道係数 700 を仮定。高度 200km における速度 4.6km/s、軌道経路角 12 度。大気圏突入後約 1050 秒後に再び高度 200km に達し、火星大気圏を離脱する。

輻射冷却の和で与える。対流遮蔽効果を評価するにあたり必要な無次元アブレーション噴出し量や壁面におけるエンタルピは、火星大気中における黒鉛のアブレーションを考慮した平衡計算を予め行い、得られた結果を表面温度と圧力でテーブル化することにより与えている⁴⁾。

本解析で使用した各部の物性値を表 1 に示す。アブレータに関しては、比重 0.3 アブレータの場合母材及び炭化材の密度はそれぞれ 300 及び 100kg/m³ と仮定した。しかしながら熱伝導率や比熱に関しては現在のところ不明であるため、米国 Stardust 計画で用いられた比重約 0.3 の PICA アブレータを想定し、それぞれ母材と炭化材に対して得られている物性値をカーブフィットして、ブリッジングすることによって与えている。比重 1.4 アブレータに関しては、はやぶさカプセルに搭載されたアブレータと同等である。フェルト断熱材の物性値に関しては HOPE-X の開発の際に用いられたものを想定した。

火星無着陸サンプルリターンにおける飛行軌道

本研究で用いた軌道を図 4 に示す。これは機体総重量が 500kg、抗力係数と代表面積の積が約 0.71、弾道係数が 700 の場合に火星大気モデルを導入した 6 自由度飛行運動解析によって得られたものである²⁾。高度 200km、時刻 0s における速度は 4.6km/s、飛行経路角は -12° であり、時刻約 1050 秒には再び火星大気圏を離脱する。冷温壁加熱率及び輻射加熱率の推算にはそれぞれ Detra-Kemp-Riddell の式と Tauber の式を用いている。

3. 結果および考察

CFRP アブレータ及びフェルト断熱材の初期厚さを様々な仮定することにより、火星大気圏突入開始から再び大気圏を離脱する 1050 秒後まで上記手法による熱伝導解析を行った。図 5 に解析結果の一例を示す。これは初期厚さ 25mm の比重 0.3 アブレータ、厚さ 20mm のフェルト断熱材および厚さ 8mm の構造部材で構成される熱防御システムを用いた場合のアブレータ表面温度、アブレータと断熱材との界面における温度、及び断熱材とハニカムパネルの界面における温度の時間履歴である。空力加熱によりアブレータ表面温度は 300 秒後には 1640K に達し、その後は輻射冷却により温度は低下する。またアブレータよりも内側にある断熱材及びハニカムパネルの温度上昇は表面温度よりもはるかに小さく緩やかであることがわかる。再び軌道を脱する 1050 秒までのハニカムパネルの最大温度は 442K

であり、この解析例では全ての部材において許容温度範囲内であることがわかる。

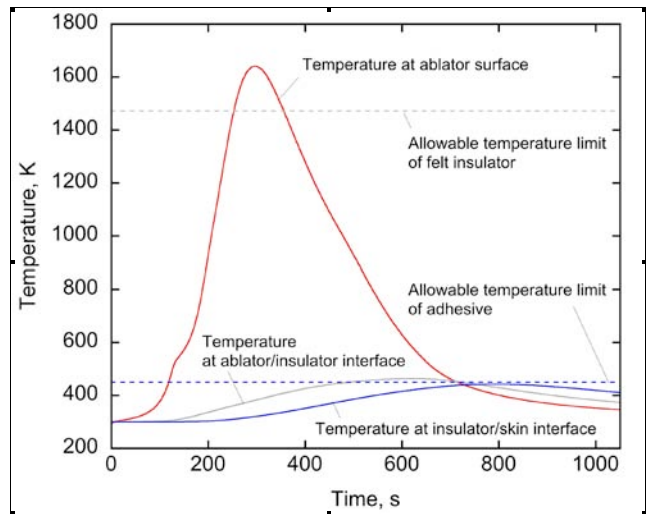


図 5 熱防御システム各部の温度履歴 (case12, 比重 0.3 アブレータ厚さ 25mm, 断熱材厚さ 20mm)

比重 0.3CFRP アブレータの初期厚さを 15mm から 30mm、また断熱材の厚さを 10mm から 45mm まで変化させた場合に関して各部の最大到達温度を表 2 にまとめる。空力加熱によるアブレータ表面最大到達温度はいずれのケースでも約 1640K であり、表面損耗量は約 8mm である。アブレータやフェルト断熱材が薄い場合では、内部により多くの熱が伝わるため各部の最大到達温度が高くなり、許容温度を超えてしまうケースもある。逆にアブレータと断熱材が厚い場合では各部の最大到達温度を低く抑えることが可能である。本解析では case 4, 9, 12~14, 16~19 の場合において各部の到達温度が許容温度以下であったことがわかる。それらの場合における機体各部における熱防御システムの重量を表 3 に示す。図 2 の機体について、(a)sphere 部、(b)cone 部、(c)base 部の各表面積はそれぞれ 0.506m², 4.173m², 1.767m² であり、合計 6.446m² である。表 3 より、case 9 及び case 12 の場合において熱防御システム重量が最も低く約 80kg であった。しかしながら表 2 より case 9 よりも case 12 の方が熱防御システム全体の厚さが薄いことがわかる。したがって本研究では case 12 の熱防御シス

表 2 比重 0.3CFRP アブレータを用いたアブレーション熱防御システム性能評価解析の概要

case	各部の厚さ, mm				各部, 界面における最大到達温度, K			表面損耗, mm
	アブレータ	断熱材	構造部材	合計	アブレータ表面	断熱材	構造部材	
1	15	30	8	53	1643.8	784.1	534.1	8.414
2	15	35	8	58	1643.9	757.2	489.6	8.417
3	15	40	8	63	1643.9	733.1	455.9	8.420
4	15	45	8	68	1644.1	711.5	429.4	8.424
5	20	10	8	38	1642.2	525.5	519.1	8.100
6	20	15	8	43	1642.4	519.6	502.9	8.112
7	20	20	8	48	1642.5	512.1	478.5	8.123
8	20	25	8	53	1642.5	504.5	451.7	8.133
9	20	30	8	58	1642.5	497.7	426.9	8.141
10	25	10	8	43	1641.6	473.7	470.9	8.093
11	25	15	8	48	1641.6	469.8	460.4	8.100
12	25	20	8	53	1641.7	463.8	442.8	8.107
13	25	25	8	58	1641.8	457.1	422.6	8.112
14	25	30	8	63	1641.8	450.9	403.3	8.117
15	30	10	8	48	1640.9	454.0	451.9	8.090
16	30	15	8	53	1641.0	449.8	442.2	8.095
17	30	20	8	58	1641.0	443.6	426.5	8.099
18	30	25	8	63	1641.0	436.8	408.9	8.102
19	30	30	8	68	1641.1	430.4	391.9	8.104

表3 様々な厚さを持つアブレーション熱防御システムの重量の比較

case	単位面積当りの重量, kg/m ²				各部の重量, kg			
	アブレータ	断熱材	構造部材	合計	sphere 部	cone 部	base 部	合計
4	4.500	6.750	1.783	13.033	6.595	54.387	23.029	84.011
9	6.000	4.500	1.783	12.283	6.215	51.257	21.704	79.176
12	7.500	3.000	1.783	12.283	6.215	51.257	21.704	79.176
13	7.500	3.750	1.783	13.033	6.595	54.387	23.029	84.011
14	7.500	4.500	1.783	13.783	6.974	57.516	24.355	88.845
16	9.000	2.250	1.783	13.033	6.595	54.387	23.029	84.011
17	9.000	3.000	1.783	13.783	6.974	57.516	24.355	88.845
18	9.000	3.750	1.783	14.533	7.354	60.646	25.680	93.680
19	9.000	4.500	1.783	15.283	7.733	63.776	27.005	98.514

テムが最も望ましいと考えられる。このとき機体全重量 500kg の内、熱防御システムが占める割合は約 16%となる。これははやぶさ計画で使用される再突入カプセルの前面熱防御システムの重量比が 43%⁵⁾であるのに対して、火星無着陸サンプルリターンミッションの成立に向けて十分有効であると考えられる。

一方で比重 1.4CFRP アブレータを用いた場合、詳細は割愛するがアブレータ厚さ 15mm、断熱材厚さ 20mm の場合において最も重量を低く抑えることが可能であった。しかしながら CFRP アブレータの比重が大きく、熱防御システム重量は約 160kg に達し、重量比は約 32%を占める結果となった。熱防御システム自体は探査に直接必要ではないため重量は軽ければ軽いほどペイロード比が大きくなり、探査自由度が拡大する。今回の検討では比重 0.3CFRP アブレータを用いれば、熱防御システム重量は比重 1.4CFRP アブレータを用いた場合に比べて約半分で済むという結果が得られた。

今後は空力荷重を担うハニカムパネルの必要厚さの評価を行い、熱防御システム重量推算の精度を向上させる必要がある。またアブレータ厚さの評価の際には機体各部に対してよどみ点における空力加熱率を参考にした。しかしながら cone 部や base 部等の下流域では空力加熱率はよどみ点ほど大きくならないため、今回の熱防御システム厚さは安全側の見積りになると思われる。今後は機体壁面に沿った空力加熱率分布を精度よく見積もることで、より軽量なアブレーション熱防御システムを構築する必要がある。

4. 結論

火星エアロフライバイによる無着陸サンプルリターンミッションに向けて、アブレーション熱防御システムの検討を行った。現在検討が進んでいる高弾道係数を有する機体に対して必要なアブレータ材及び断熱材の厚さを見積もった。火星大気圏突入後、熱防御システムを切り離す 1050 秒まで機体各部の温度を許容温度以下におさえ、なおかつ最も重量比を下げるためには、比重 0.3CFRP アブレータの厚さを 25mm、断熱材の厚さを 20mm が望ましいと考えられる。この場合、全重量に対する熱防御システムの重量比は約 16%である。また比重 1.4 アブレータを用いた場合では重量比は 32%に増加する。

今後は、飛行経路角変調による飛行軌道と加熱環境の変化や安全率を考慮する等、より現実的な熱防御システム設計を行う必要がある。また火星大気圏飛行中の砂塵がアブレータ損耗に与える影響についても考慮する必要がある。

参考文献

- 1) 藤田和央等, 「次期惑星探査におけるエアロアシスト技術」, 日本航空宇宙学会第 40 期通常総会及び講演会, 平成 21 年 4 月

- 2) 藤田和央等, 「火星エアロフライバイのための高弾道係数を有するエアロシェル」の検討」, 第 41 回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2009, 平成 21 年 6 月
- 3) 鈴木俊之等, 「エアロキャプチャを想定したアブレーション熱防御システムの検討」, 平成 20 年度宇宙航行の力学シンポジウム, 平成 20 年 12 月
- 4) Fujita, K., et al., "Evaluation of Heat Transfer Rates of Venus Entry Capsules Along Flight Trajectories," AIAA Paper 2006-3580.
- 5) Ishii, N., et al., "System Description and Reentry Operation Scenario of MUSES-C Return Capsule," The Institute of Space and Astronautical Science Report SP No. 17, 2003, pp. 389-400.

火星エアロフライバイのための高弾道係数を有するエアロシェルを検討

高柳大樹, 鈴木俊之, 藤田和央
宇宙航空研究開発機構

Design of Aeroshell with a High Ballistic Coefficient for Mars Aero-Flyby

by

Hiroki Takayanagi, Toshiyuki Suzuki, Kazuhisa Fujita

ABSTRACT

In this study, feasibility assessment of a Martian nonstop sample return system as a part of JAXA's future Mars Exploration with Landers and Orbiters (MELOS) mission has been conducted. In the mission scenario, the vehicle enters the Martian atmosphere, collects the Martian dust and atmospheric gases during the hypersonic atmospheric flight, exits the Martian atmosphere, and is inserted into a parking orbit from which a return system departs for the earth. To design aeroshells appropriate for this mission, a parametric study of aeroshells having large ballistic coefficient and moderate lift-to-drag ratio is made. Finally, a baseline design of the aeroshell in sphere-cone form is selected for the Martian aero-flyby sample return system.

1. はじめに

現在 JAXA では 2017 年の打上を目指した次期火星探査 (MELOS) が議論されている¹⁾。この探査では基幹ロケットの打上能力を最大限に利用して複数のランダやオービタを備えた総合的な複合探査を行う計画である²⁾。本稿では、複合探査機の一つの探査システムとして、エアロキャプチャ技術を応用した無着陸サンプルリターンシステムについて検討を行い、その実現に必要な高弾道係数のエアロシェルの検討を行ったので以下に報告する。

2. 無着陸サンプルリターンシステム

火星にはダストストームにより高度 30~40 km にダストが滞留していることが知られており、エアロフライバイによりこれらのダストおよび大気サンプルを採取して地球へ帰還すれば小規模のシステムでサンプルリターンが可能であると期待される。エアロフライバイサンプルリ

ターンの概念図を Fig. 1 に示す。探査機はアプローチ軌道より大気突入し、空力誘導制御飛行を行いながらサンプルを採取し、大気圏を離脱してエアロシェルを分離した後、オービタとしてパーキング軌道へ投入される。大気圏飛行時に誘導制御を行うのは、惑星大気密度や大気突入時の飛行経路角の誤差を補償して確実にパーキング軌道へ挿入するためであり、ここにエアロキャプチャ技術が導入されている。オービタはパーキング軌道で軌道調整を行った後、軌道を離脱して地球への帰路につく。本システムの長所は、火星に着陸してサンプルリターンを行うシステムと比較して、地表からの打ち上げや軌道投入のための大がかりな推進システムが不要となる点である。一方、エアロキャプチャという高度な技術を用いることが最大の課題としてあげられるが、これまでの技術開発により現状では実現可能と考えられる。

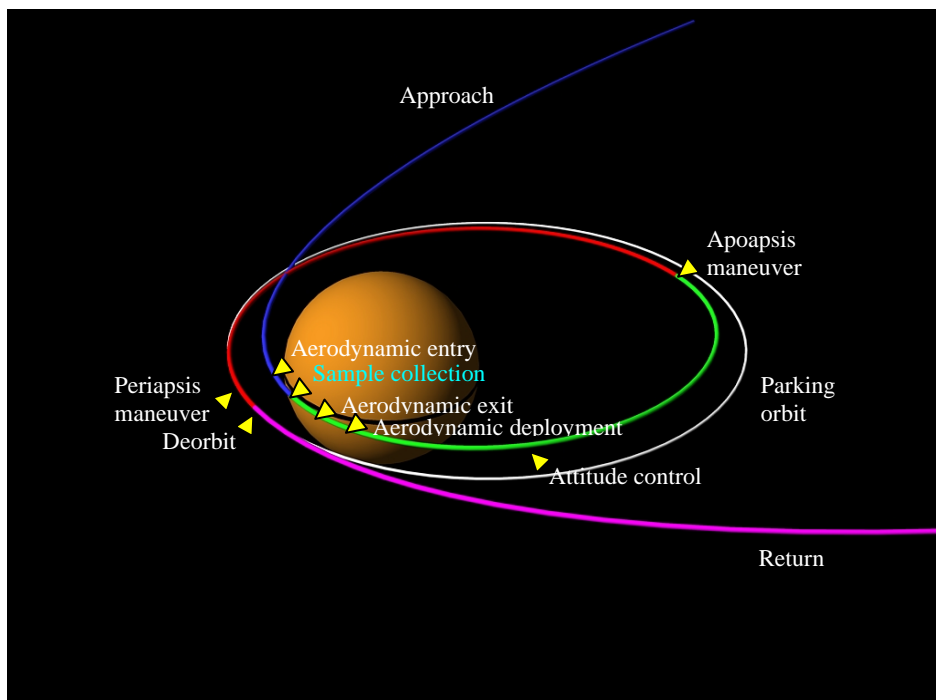


Fig.1 Mars aero-flyby sample return sequence.

運用方法としては、①複合探査システムを火星軌道へ投入する前に無着陸サンプルリターンシステムを分離して惑星間軌道から直接エントリさせる方法 ($V_{\infty} \sim 3.8$ km/s) と、②複合探査システムを初期軌道 ($300\text{km} \times 7R_m$ の楕円軌道; R_m は火星半径) へ投入後に無着陸サンプルリターンシステムを分離してエントリさせる方法の 2 つが考えられる。①は大気突入速度が大きく容易に高度 30~40 km へ到達できるが、大気突入時の軌道決定精度や運用上の制約からパーキング軌道へ投入するのが②の場合よりも難しいため、②の方法が現実的である。しかし②の方法では大気突入速度が小さくなるため、高度 30~40 km まで飛行させるためにはパーキング軌道の高度を低くする必要がある。この様子を Fig.2 に示す。図で corridor は $L/D = 0.3$ の機体に対してパーキング軌道へ投入可能な飛行経路角の範囲を示している。また各パーキング軌道に対する到達可能な高度を Fig.3 に示す。図示したように、揚抗比の違いにより到達可能高度も異なってくる。corridor が広がるとともに到達可能高度も低くなるが、軌道計算によると軌道高度を下げ過ぎると地球帰還軌道へ移行するのに必要な ΔV が増加し、帰還システムのペイロード重量比が小さくなる。ここでは詳細は示さないが、帰還システムの検討によるとパーキング軌道としては $150\text{km} \times 500\text{km}$ あたりが最適であり、飛行高度 30~40 km を実現して上記パーキング軌道に投入できる機体の弾道係数は 500~700 程度となる。そこで本稿では、もっとも低高度まで飛行可能な弾道係数 700 で揚抗比 0.4 を達成可能なエアロシェルの検討を以下に行う。

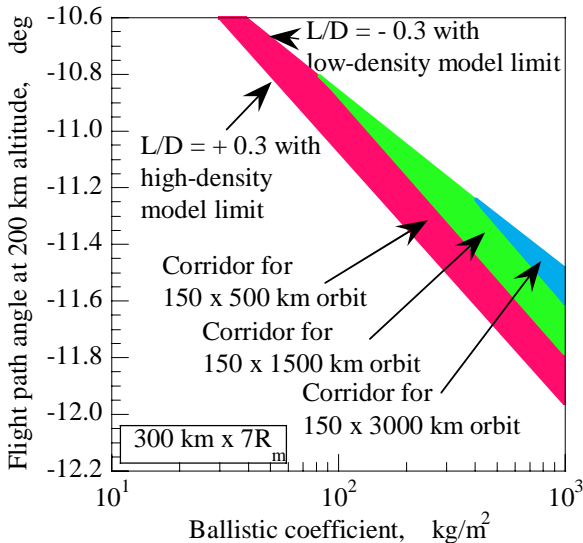


Fig.2 Flight path corridors for different target orbit under atmospheric density uncertainties from the primary elliptic orbit with $300\text{ km} \times 7R_m$ altitude.

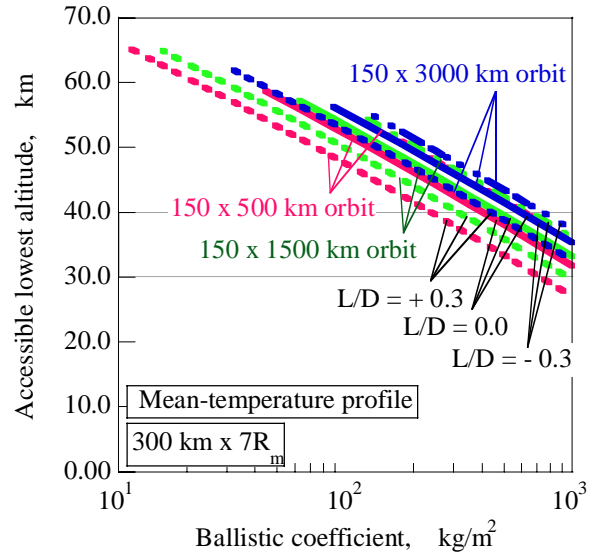


Fig.3 Accessible lowest altitude during aeroassist orbit transfer from the primary elliptic orbit with $300\text{ km} \times 7R_m$ altitude.

3. エアロシェル形状の検討

エアロシェル形状の検討には修正ニュートン流理論³⁾を用いた。本研究においては表 1 に示す球頭円錐体、回転楕円体、修正回転楕円体の 3 つのパターンに対して上記条件を満たす形状を検討した。複合探査システムへの組み込みを考慮して底面の直径は 1.5m で固定とした。

表 1 各エアロシェルにおけるパラメータ

形状	パラメータ
球頭円錐体	θ , 0.75
回転楕円体	0.75, 0.75
修正回転楕円体	L , b_2 , 0.75
	2.0

3.1 球頭円錐体

球頭円錐体形状において、球頭部の半径 R と円錐部の半頂角 θ をパラメータとして計算を行った。Fig. 4, 5 に $\theta = 20$ 度とし R を変化させたときの揚抗比と弾道係数を示す。 R が大きくなるにつれて $C_L/C_D, B_m$ ともに小さくなっていくことがわかる。一方、 $R = 0.3$ とし θ を変化させたときの揚抗比と弾道係数を Fig. 6, 7 に示す。この場合も同様に θ が大きくなるにつれて $C_L/C_D, B_m$ ともに小さくなっていくことがわかる。つまりどちらの場合にも球の割合が小さく、全長が長い方が $C_L/C_D, B_m$ ともに大きくなることがわかる。

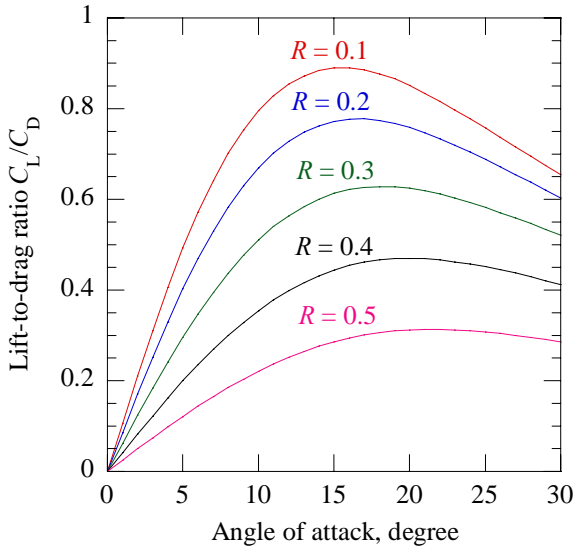


Fig.4 Lift-to-drag coefficients with several sphere radii at $\theta = 20$ degree.

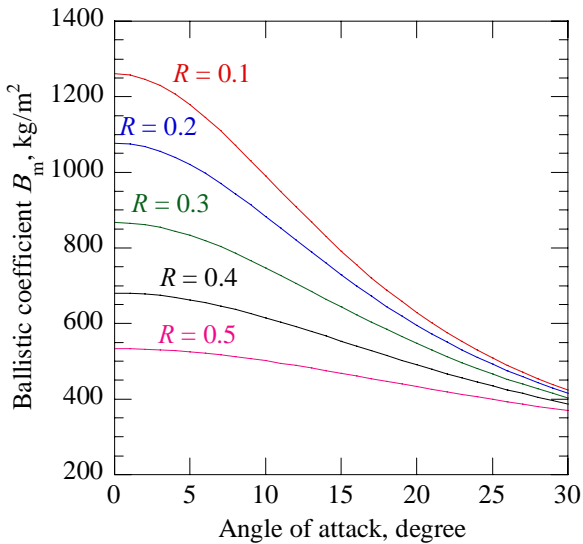


Fig.5 Ballistic coefficients with several sphere radii at $\theta = 20$ degree.

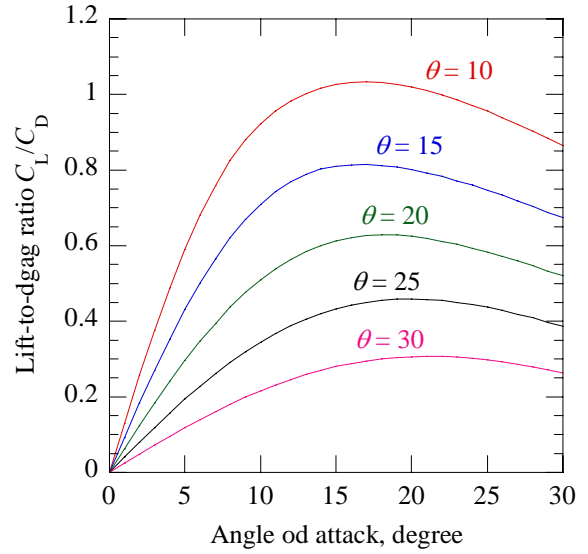


Fig.6 Lift-to-drag coefficient variation with several half apex angle of the cone at $R = 0.3m$

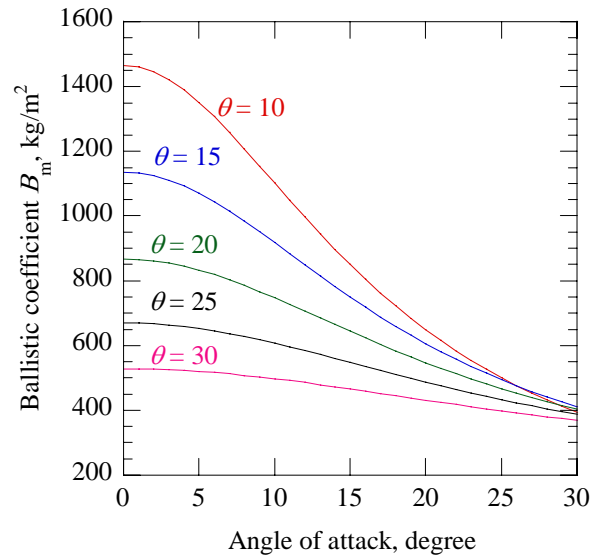


Fig.7 Ballistic coefficient variation with several half apex angle of the cone at $R = 0.3m$

3.2 回転楕円体

回転楕円体形状において、底面の直径 D を $1.5m$ で固定し、全長 L をパラメータとしたときの揚抗比と弾道係数を Fig. 8, 9 に示す。この結果、全長 L が長くなるにつれて揚抗比、弾道係数ともに大きくなっていくことがわかる。要求の弾道係数 $700kg/m^2$ 、揚抗比 0.4 を満たすためには $L=2.0 \sim 2.5$ 程度にすればよいことがわかる。

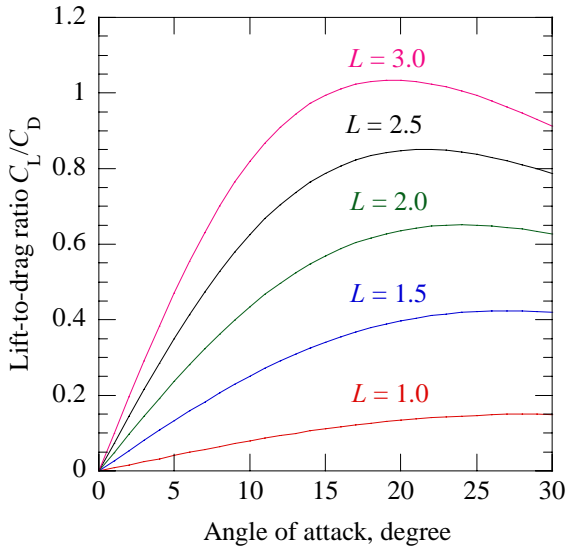


Fig.8 Lift-to-drag coefficient variation with several length of the ellipse at $D = 1.5\text{m}$

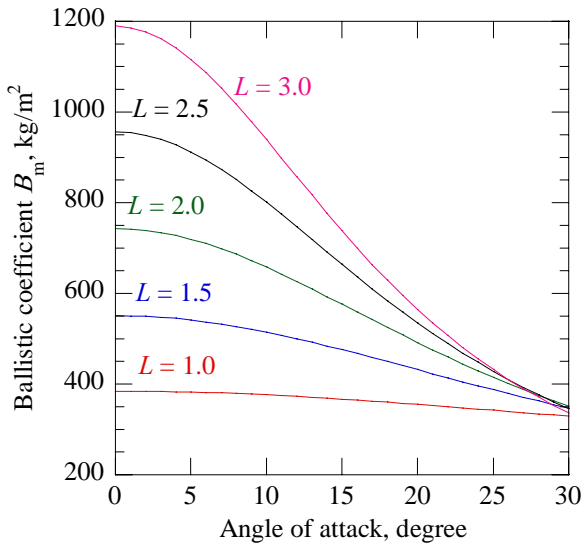


Fig.9 Ballistic coefficient variation with several length of the ellipse at $D = 1.5\text{m}$.

3.3 修正回転楕円体

上下異なる回転楕円体からなる修正回転楕円体形状においては、底面の直径を 1.5m で固定することはできないため、底面の上部、下部短半径 b_1, b_2 の和が 1.5m とし、底面積が同一となるようにして変化させたときの揚抗比と弾道係数を Fig. 9, 10 に示す。この際、底面の長半径と全長はそれぞれ 0.75m, 2.0m, で固定して計算した。すると修正回転楕円体では上部の割合が大きくなるにつれて揚抗比 0.4 を満たす角度が大きくなっていき、その際の弾道係数も大きくなっていく。一方、底面の半径を上面 $b_1 = 1.125\text{m}$, 下面 $b_2 = 0.375\text{m}$ で固定し、全長を変化させたときの揚抗比と弾道係数を Fig. 10, 11 に示す。この場合は回転楕円体と同様に全長が長くなるにつれて弾道係数、揚抗比ともに大きくなっていくことがわかる。この結果から修正回転楕円体によって回転楕円体よりも短い全長で要求を満たせることがわかる。すると修正回転楕円体では上部の割合が大きくなるにつれて揚抗比 0.4 を満たす迎角が大き

くなっていき、その際の弾道係数も大きくなっていく。この結果から修正回転楕円体によって回転楕円体よりも短い全長で要求を満たせることがわかる。

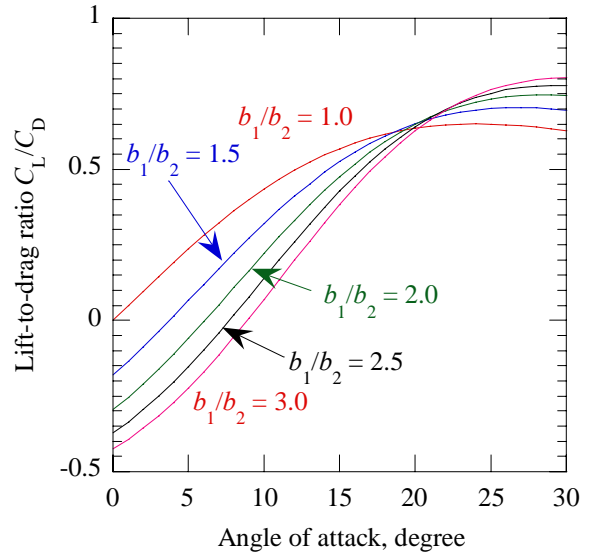


Fig.10 Lift-to-drag coefficient variation with several ratio of the upper shot radius to lower one of the modified ellipse.

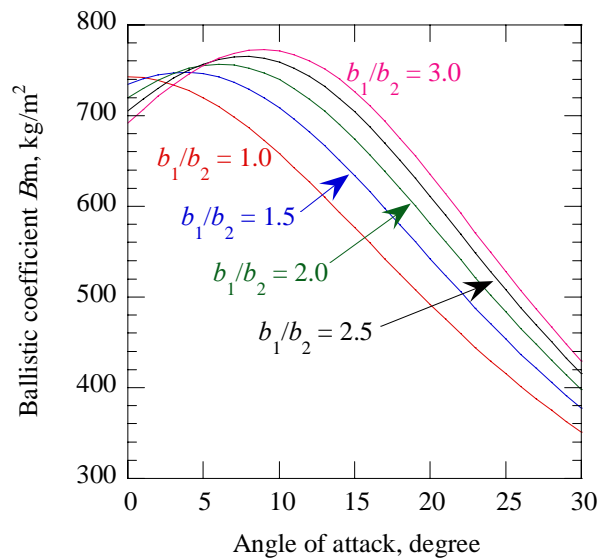


Fig.11 Ballistic coefficients with several ratios of the upper shot radius to lower one of the modified ellipse.

3.4 各エアロシェル形状における最適形状

これまで見てきたようにどの形状においても全長を長くすることによって弾道係数、揚抗比ともに大きくなっていき、妥当な形状を選ぶことによって弾道係数 700, 揚抗比 0.4 を満たすことが可能であることがわかった。各形状における要求を満たす形状とその際のトリム角をまとめると表 2 のようになった。本研究においては製造のしやすさと空力係数の予想しやすさという観点から球頭円錐体を用いることとした。

表 2 各エアロシェルにおける最適形状

形状	トリム角	揚抗比	弾道係数
球頭円錐体	9.0	0.40	695
回転楕円体	8.4	0.40	703
修正回転楕円体	13.4	0.40	700

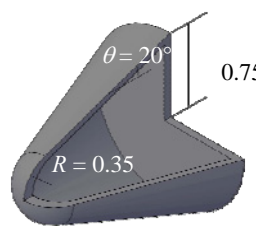
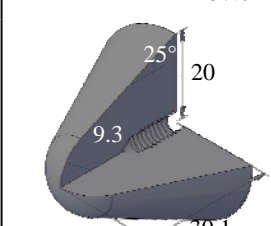


表 4 試験模型

模型名称	揚抗比
MASC15	20
MASC20	47.9
MASC25	20



4. 極超音速風洞試験

次に先に行った球頭円錐体形状における空力係数の妥当性を検証するために東京大学柏キャンパスにおいて開発されている極超音速風洞において実験を行った。本実験における気流条件を表 3 にまとめた。また本実験においては用いた試験模型を表 4 に示した。底面の直径は本極超音速風洞におけるブレイク限界である直径 40mm とし、半頂角を 15 度、20 度、25 度の 3 パターンを用いて実験を行った。求められた空力係数を Fig12~15 に示す。本研究においてはオイラー方程式を用いた CFD も行ったためその結果も各グラフにあわせて示す。どの空力係数に対しても修正ニュートン法、CFD、実験結果ともある程度よい一致を示した。これらの結果を比較すると CFD、修正ニュートン法、風洞試験結果において 15% 程度の誤差でトリム時の揚抗比、弾道係数が評価された。今後、調布航空宇宙センターに設置の極超音速風洞においても実験を行い、さらに高迎角のデータを取得するとともに今回の実験結果と比較し、実験結果の精度評価を行っていく予定である。

表 3 風洞気流条件

作動気体	空気
澱み点圧力	0.95MPa
気流マッハ数	7.1
澱み点温度	600K
動圧	7.5kPa
レイノルズ数	$1.6 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$
迎角	-10~10
通風時間	60s

5. 重心位置に対するトリム角

最後に先に求めた半径 0.35m、半頂角 20 度の球頭円錐体形状を用いて重心位置に対するトリム角について修正ニュートン法の計算結果を用いて検討した。流れ方向に対する重心位置が澱み点から 0.20, 0.40, 0.60 それぞれの位置におけるトリム角に対する高さ方向の重心位置を表すと Fig.16 のようになった。ここでこの機体の空力中心は澱み点から 1.01m の点である。この図から重心位置が空力中心に近づくにつれてトリム角への重心位置のずれの影響が大きくなることわかる。今後、重心位置は機体の安定性にも大きく影響を与えるため、今後、安定性解析を併せて行っていく。

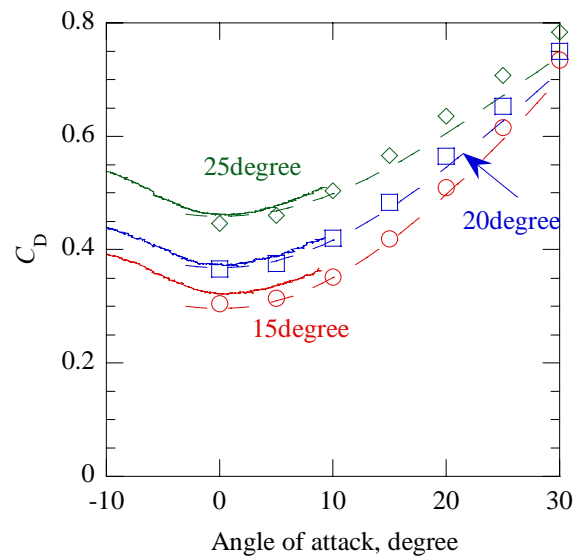


Fig.12 Drag coefficients with several half apex angles; solid lines show experimental results, points do CFD ones, and dotted lines do the ones by modified Newton theory

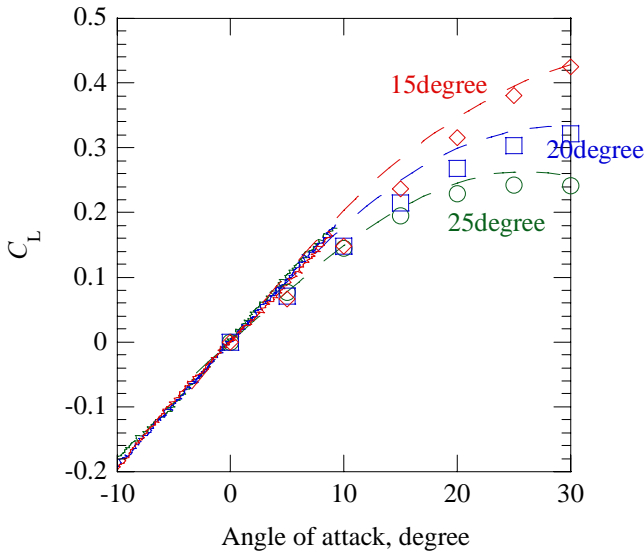


Fig.13 Lift coefficients with several half apex angles; solid lines show experimental results, points do CFD ones, and dotted lines do the ones by modified Newton theory

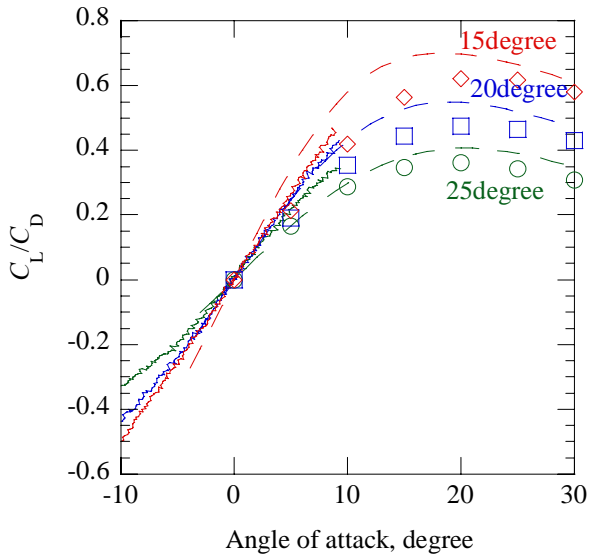


Fig.14 Lift-to-drag coefficients with several half apex angles; solid lines show experimental results, points do CFD ones, and dotted lines do the ones by modified Newton theory

6. 結論

現在 JAXA で検討中の火星無着陸サンプルリターンシステムを実現するための揚抗比 0.4, 弾道係数 700kg/m^2 のエアロシェル形状について検討を行い, 以下のような結論を得た.

- 1) 修正ニュートン法を用いて球頭円錐体, 回転楕円体, 修正回転楕円体について検討した結果, どの形状を用いても必要な揚抗比, 弾道係数を実現可能であることがわかった.
- 2) 製造のしやすさからと空力係数の予測しやすさという観点から本研究においては球頭円錐体形状を用いることとし, CFD とともに極超音速風洞試験を行った.
- 3) その結果, CFD, 修正ニュートン法, 風洞試験結果において 15%程度の誤差でトリム時の揚抗比, 弾道係数を評価することができた.

参考文献

- 1) Satoh, T., Kubota, T., Okada, T. Mitsuoka, A., Imamura, T., Ogawa, N., Miyamoto, H., Terada, N., Seki, K., and Fujita, K., "Japan's Mars Exploration with a Lander and Orbiters (MELOS): An Overview," Paper 2009-k-22, 27th International Symposium on Space Technology and Science, Tsukuba, Japan, 2009
- 2) Ogawa, N., Morimoto, M., Yamada, T., Fujita, K., Yamaguchi, T., Kawakatsu, Y., Kubota, T., and Kawaguchi, J., "Preliminary Mission Analysis and Orbit Design for Next Mars Exploration," Paper 2009-k-23, 27th International Symposium on Space Technology and Science, Tsukuba, Japan, 2009
- 3) 柳沢三憲、菊池一雄：ニュートン流理論を用いた三次元物体の動安定微係数の計算, 航空宇宙技術研究所報告, NAL TR-722、1982

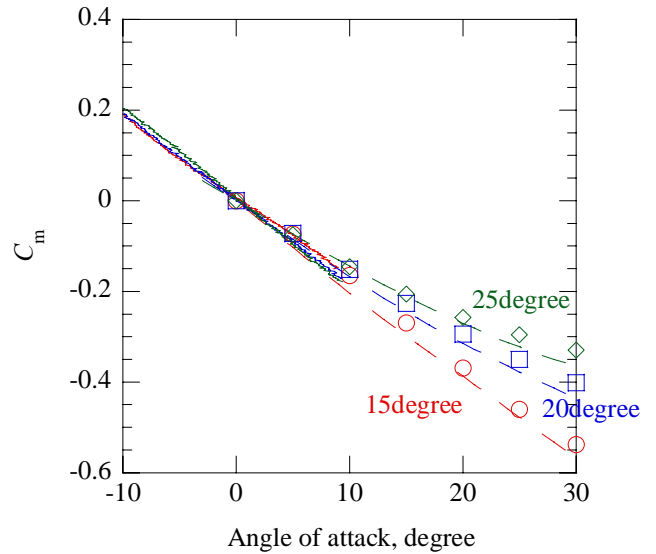


Fig.15 Pitching moment coefficients with several half apex angles; solid lines show experimental results, points do CFD ones, and dotted lines do the ones by modified Newton theory

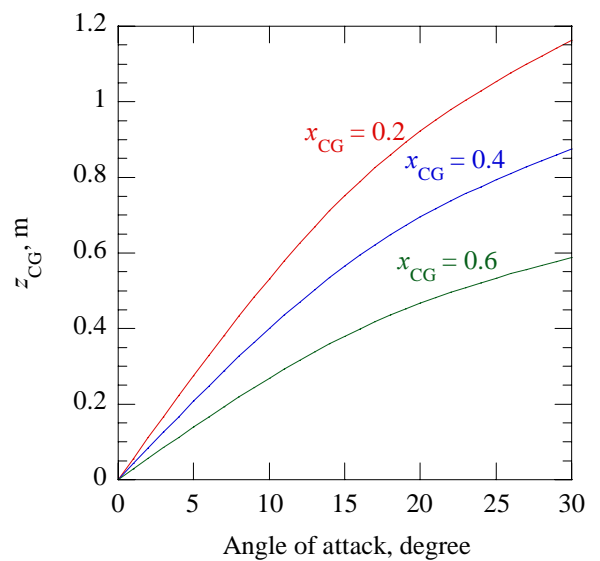


Fig.16 Height of the center of gravity for several trim angles.

触媒性再結合反応モデル構築に向けた触媒性計測装置内部希薄流れ場の数値解析

鈴木俊之*, 大澤弘始†, 高柳大樹*, 水野雅仁*, 藤田和央*, 澤田恵介†

*宇宙航空研究開発機構

†東北大学大学院工学研究科

Numerical Analysis of Rarefied Flowfield in ICP test chamber for Material Catalysis Measurement

by

Toshiyuki Suzuki, Hiroshi Osawa, Hiroki Takayanagi, Masahito Mizuno, Kazuhisa Fujita, Keisuke Sawada

ABSTRACT

Direct simulation Monte Carlo code is developed to study a catalytic process of atomic oxygen on thermal protection material surface. The present method employs the phenomenological electronic excitation model and the heterogeneous catalytic model. Numerical method is applied to simulate the flowfield around a test piece put into the rarefied dissociating oxygen test flow. The calculated number density ratio of oxygen to argon is compared with the measured emission intensity ratio of oxygen line to argon line. The sensitivity analysis is made by varying Eley-Rideal reaction cross section under the several conditions of collisional desorption cross section, sticking coefficient, and total number of surface site. It is found from the study that the probability value of Eley-Rideal reaction for the test piece made of a sintered silicon carbide is about 0.035, while the value of about 0.1 is deduced for the test piece made of copper.

1. はじめに

宇宙機が地球大気圏に再突入する際は過酷な空力加熱にさらされるため、予め空力加熱環境を正確に予測し、適切に熱防御システムを設計・配置する必要がある。再突入時の空力加熱は機体前方に生じる強い離脱衝撃波背後の高温気体からの熱流束によって生じるが、特に高温気体中で解離した酸素原子や窒素原子が機体壁面において再結合することによる加熱が無視できない¹⁾。これは機体熱防御材の表面触媒性に大きく影響されることから、熱防御材として用いられる材料表面の触媒性を正確に評価することが必要とされている²⁾。

このような背景のもと、JAXA 研究開発本部では小規模実験室レベルで耐熱材料の触媒特性を計測する実験装置の開発・整備を推進している。本触媒性計測装置の概略を図 1 に示す。本装置は少量のアルゴンを混入した酸素あるいは窒素気流をガラス管内に導入し、誘導コイルに高周波電流を流すことによりプラズマを発生させるものである。熱防御材料供試体周辺の発光強度を計測することにより、供試体表面で生じる触媒性再結合反応による化学種の数密度変化を評価するものである。

近年、大澤等は酸素原子同士の触媒性再結合反応に着目し、触媒性計測装置を用いて SiC や Cu 材料の触媒性の解明に取り組んでいる³⁾。これまで実施された予備実験によると、本装置を用いて生成された酸素プラズマ気流は著しい熱的非平衡状態にあり、また本装置作動条件の範囲内では気流圧力が低く、Kn 数が約 0.03 程度の希薄流れであることがわかっている。そのため供試体表面で衝突・脱励起した酸素原子の多くは、その後の流れ場において電子との衝突頻度が低いために励起状態に戻りにくくなることが予想され、これにより光学的な手法によって供試体周囲の酸素原子の数密度を正確に計測することが困難となり、それに伴い触媒性定量化に大きな不確かさを残している。

本研究では触媒性計測装置内部流れ場の数値解析を行い、酸素原子触媒性を詳細に評価することが可能な数値解析手法の構築を目的とする。本研究ではまずモンテカルロ直接法に基づく基本コードを開発する。また電子励起モデルの導入を導入し、供試体表面で生じる原子の失活が光学計測に与える影響について検討する。また SiC や Cu 表面における触媒性再結合反応モデルを構築し、実験結果との比較を通して触媒性の定量化を行う。

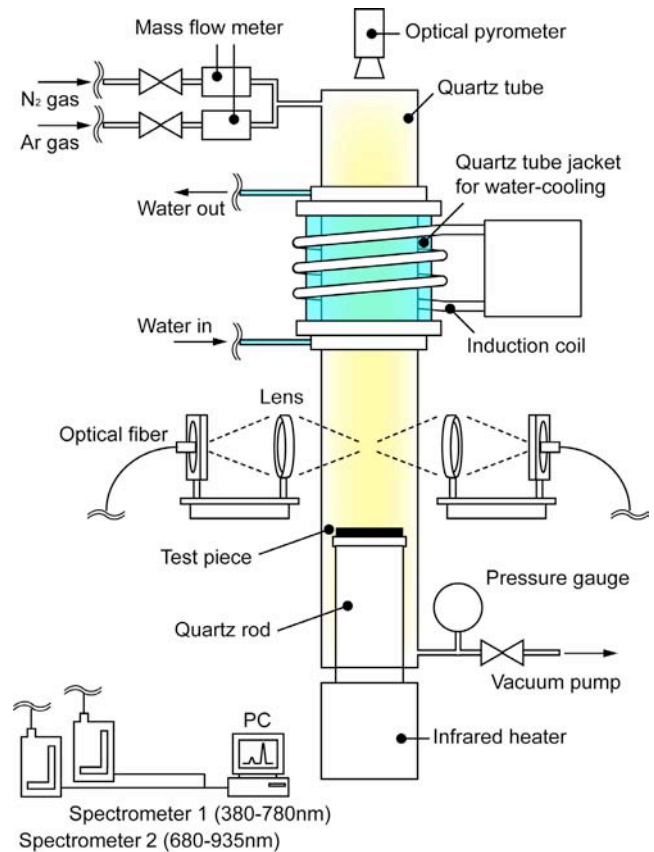


図 1 JAXA 研究開発本部における触媒性計測装置。

2. 解法

モンテカルロ直接法

触媒性計測装置内部の希薄酸素プラズマ流れ場を解析するため、モンテカルロ直接法 (DSMC) に基づく数値解析コードの開発を行った。本数値解析コードに導入した手法やモデルについて以下に示す。まず単位時間当りに生じるサンプル分子同士の衝突回数は Bird によって考案された NTC 法⁴⁾を用いて求め、分子間衝突モデルには VHS モデルを用いた。計算に用いた格子は構造格子であり、格子の

セル幅は流れ場の平均自由行程と同程度となるよう決定した。更にセル内部にサブセルを配置し、衝突分子対の選択は分子が属するサブセルあるいは隣接するサブセルから行う。また時間刻み幅は分子の平均自由時間の 20%とした。計算開始後、計算領域内にあるサンプル分子の総数に変化がなくなった時点で流れ場が定常状態にあると判断し、その後時間平均データの取得に向けてサンプリングを開始する。

触媒性計測装置内部流れ場を解析するにあたり、 O_2 、 O 、 Ar の合計 3 化学種を考慮する。非弾性衝突における酸素分子の並進、回転、振動モード間のエネルギー再分配には Borgnakke-Lasen (BL) モデル⁵⁾を用いた。また酸素分子の振動は非調和振動子を仮定し、振動エネルギーは量子化された Herzberg の経験式で与えた⁶⁾。更に振動緩和モデルには Landau-Teller 緩和方程式を用い、緩和パラメータは Millikan-White による値を用いた。本研究では高温の酸素気流を取り扱うため酸素分子の解離・再結合反応を考慮する。本コードに導入された反応モデルは分子の振動励起モデルに密接に関係しており、BL モデルによるエネルギー再分配において振動励起準位が最大準位を超えた場合に解離反応が生じるとしている^{4, 7)}。また再結合反応の反応確率に関しては反応断面積と衝突断面積の比を平衡衝突理論から与えている⁴⁾。また電子の運動の記述には Boyd の平均電子モデル⁸⁾を用いた。

電子励起モデルと励起断面積の評価

供試体表面における励起分子の脱励起とその後の再励起を記述するため、電子励起モデルを導入する。現在のところ様々な電子励起準位を考慮した詳細なモデルも提案されているが、本研究では簡単のため Bird や Carlson によって開発された現象論的モデルを用いる^{9, 10)}。本モデルでは一つのサンプル分子に一つの電子励起状態を割り当てるのではなく、ボルツマン分布から与えられる平均電子励起エネルギーを割り当てる。すなわち基底状態以外にあるサンプル分子の電子励起エネルギーは以下で与える。

$$e_e = \sum (N_j/N) e_j \quad (1)$$

$$N_j/N = \frac{g_j \exp(-e_j/kT)}{\sum g_j \exp(-e_j/kT)} \quad (2)$$

上式の和を取る際に考慮される原子及び分子の電子状態は文献⁹⁾にまとめられている。

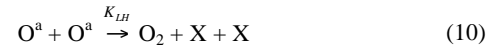
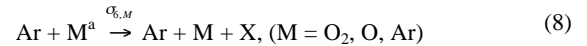
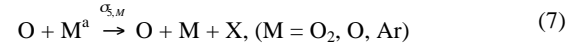
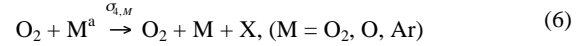
電子衝突励起断面積の評価には Bird 等の手法を用いた。電子と重分子との衝突断面積は O(-15)であるのに対し電子衝突励起断面積は O(-16)であり、この結果電子励起確率は 0.1 程度と推測される。すなわち基底状態にある分子は電子との衝突回数が数十回に達した後に電子励起状態に遷移すると考え、(1)式で定義された電子励起エネルギーを与える。本研究で用いる電子励起に至る電子衝突回数は、いくつかの数値実験により表 1 の通りとした。これについては後ほど詳細を述べる。電子衝突による分子振動エネルギー緩和と時間の評価には、Candler 及び Park のモデルを用いた¹¹⁾。

表 1 電子励起に至る衝突回数

化学種, s	励起衝突回数, Z_{e-s}
O_2	50
O	50
Ar	50

材料表面触媒性再結合反応モデル^{12, 13)}

材料表面上における原子及び分子の振舞いとしては以下の式で表される反応モデルを考慮した。



ここで X は吸着することが可能な材料表面上のサイトを表し、各化学種の上付き添字 a はサイト上に吸着していることを表す。式(3)~(5)の正反応と逆反応はそれぞれ材料表面への吸着及び材料表面からの熱脱着を表し、その反応速度は $k_{i,f}$ 、 $k_{i,b}$ ($i=1, 2, 3$)で表される。式(6)~(8)は流れ場の原子・分子が材料表面上に吸着した原子・分子に衝突することで脱着させるものであり、その頻度は衝突断面積 $\sigma_{i,M}$ ($i=4, 5, 6$)で表される。式(9)及び(10)はそれぞれEley-Rideal(ER)再結合反応、Langmuir-Hinshelwood(LH)再結合反応を表し、その頻度はそれぞれ衝突断面積 σ_{ER} と反応速度 K_{LH} で表される。

材料表面上に吸着した各化学種に関して表面数密度の時間変化は以下のように表される。

$$\frac{\partial n_{O_2^a}}{\partial t} = k_{1,f} n_S f_{O_2} - k_{1,b} n_{O_2^a} - n_{O_2^a} \sum_M f_M \sigma_{4,M} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{O^a}}{\partial t} &= k_{2,f} n_S f_O - k_{2,b} n_{O^a} - n_{O^a} \sum_M f_M \sigma_{5,M} \\ &\quad - n_{O^a} f_O \sigma_{ER} - 2K_{LH} n_{O^a} n_{O^a} \end{aligned} \quad (12)$$

$$\frac{\partial n_{Ar^a}}{\partial t} = k_{3,f} n_S f_{Ar} - k_{3,b} n_{Ar^a} - n_{Ar^a} \sum_M f_M \sigma_{6,M} \quad (13)$$

ここで f_M ($M = O_2, O, Ar$)は単位時間単位面積当りに材料表面に到達する分子の数である。また n_M^a は材料表面上に吸着している各化学種の表面数密度を表し、以下の関係式が成り立つ。

$$n_T = n_{O_2^a} + n_{O^a} + n_{Ar^a} + n_S \quad (14)$$

ここで n_T は材料表面上の総サイト数を表し、 n_S はまだ吸着されていない空きサイトを表す。

本研究では吸着と熱脱着に関する反応速度はそれぞれ以下のように表される。

$$k_{i,f} = S_{0,i} / n_T \quad (15)$$

$$k_{i,b} = \frac{k\theta_d}{h} \exp\left(-\frac{\Delta H}{RT}\right) \quad (16)$$

ここで $S_{0,i}$ は初期吸着係数と呼ばれ、材料表面に衝突した分子が吸着される確率を表す。また $k_{i,b}$ は遷移状態理論¹⁴⁾から導出された反応速度であり、 θ_d は材料のデバイ温度、

ΔH は吸着熱である。他の文献によると銀や白金の清浄な (110) 面上における初期吸着係数は 0.2~0.5 であり、吸着熱は 153~332kJ/mol^{15, 16)}である。一方、SiC 材料のデバイ温度は約 1430K であることが知られており、これらをもとに $k_{i,b}$ の逆数である材料表面の滞留時間を求めると、表面温度 300K で 10^{38} 秒である一方表面温度 1600K では 10^{-4} 秒程度である。

本研究で取り扱う SiC 材料に関して初期吸着係数 $S_{0,i}$ や材料表面上の総サイト数 n_T 、衝突脱着の衝突断面積 $\sigma_{i,M}$ についてはその多くが未だよくわかっておらず、SiC 材料に関する ER 再結合反応の衝突断面積 σ_{ER} や LH 再結合反応の反応速度 K_{LH} を特定するためにはまずパラメトリックな感度解析を必要とする。

DSMC による流れ場解析を行う際は、流れ場解析から得られた f_M を用いて式(11)~(13)を同時に解き、各時刻における各化学種の表面数密度 n_M^a を求める。サンプル分子が材料表面に衝突した場合、確率値:

$$k_{i,f}n_S = S_{0,i} \left(1 - \frac{n_{O_2^a} + n_{O^a} + n_{Ar^a}}{n_T} \right) \quad (17)$$

で吸着が生じると考え、サンプル分子を流れ場から取り除く。また熱脱着により単位面積当りの材料表面から時間ステップ Δt の間に流れ場に加わる各化学種の分子数は $k_{i,b}n_M^a\Delta t$ である。材料表面に衝突した化学種 M の分子が表面に吸着していた O_2 、 O 、 Ar 分子を脱着させる確率はそれぞれ $n_{O_2}\sigma_{4,M}$ 、 $n_{O}\sigma_{5,M}$ 、 $n_{Ar}\sigma_{6,M}$ である。また表面に衝突する O 分子が ER 再結合反応を起こす確率は

$$P_{ER} = n_{O^a}\sigma_{ER} \quad (18)$$

である。上記いずれのイベントにも参加しない場合、材料表面に衝突する分子は材料表面上で完全適合後に拡散反射すると仮定する。

計算領域と計算条件

図 2 に本研究で考慮する触媒性計測装置内部の計算領域を示す。石英管に沿った方向はコイル直下から供試体表面までの 80mm と供試体から下流の 20mm の合計 100mm、半径方向は石英管壁までの 25mm を計算領域とした。x 軸に垂直な境界面の流入境界条件は大澤等によって行われている触媒性計測装置内部の発光分光試験結果^{3, 17)}と Bauer 及び高柳によって行われた装置内部の吸収分光試験結果¹⁸⁾をもとに与えた。これら分光試験の試験条件と試験結果から推定された流れ場の状態を表 2 に示す。

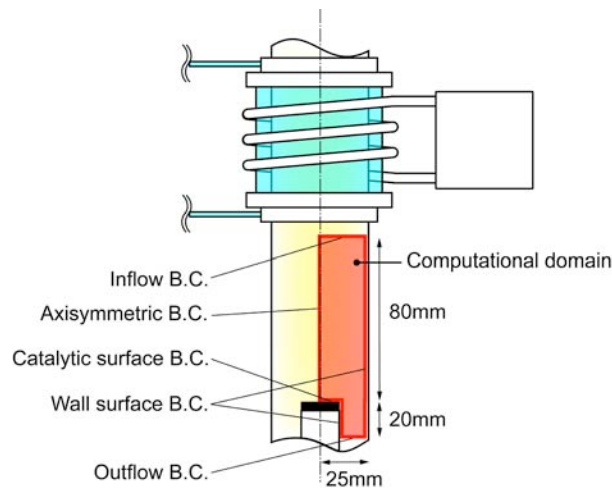


図 2 計算領域と計算条件.

表 2 試験条件と気流評定により推定された流れ場の諸量

試験条件	
投入電力	1kW
コイル稼働周波数	13.56MHz
O ₂ 流量	2sccm
Ar 流量	1sccm
石英管内圧力	11Pa
流れ場諸量 ^{3, 18)}	
O ₂ 振動温度	7000 ± 5000K
O 並進温度	400 ± 50K
電子温度	7000 ± 5000K
数密度比 O ₂ : O : Ar	0.4864 : 0.1883 : 0.3254
主流流速	0.47m/s

3. 結果および考察

電子励起緩和衝突数の推定

石英管内に供試体を設置しない場合と SiC や Cu の供試体を設置した場合について、石英管中心軸に沿って計測された Ar の発光強度分布を図 3 に示す。供試体がない場合では Ar の発光強度は石英管中心軸にそってほぼ一定である。供試体を設置した場合、圧縮性により供試体に向かって Ar 数密度が増加することにより発光強度も増加する。しかしながら供試体極近傍で発光強度は減少している。これは電子励起状態にある Ar 分子が供試体に衝突することにより脱励起するものの、その後の流れ場において電子衝突頻度が小さく、再び電子励起し発光するまで時間がかかっていることが原因と思われる。また供試体として SiC を用いた場合と Cu を用いた場合との比較においては差異はほとんどない。これは Ar 分子は供試体表面においてその触媒性による再結合反応を起こさないためである。

数値解析によって得られた Ar の数密度分布を図 3 に合わせて示す。本解析結果は様々な電子励起緩和衝突数 Z_{e-Ar} を仮定することによって得られた電子励起状態にある Ar の数密度分布を示している。 $Z_{e-Ar} = 50$ と仮定した場合、実験で得られた Ar の発光強度分布と数値解析により得られた電子励起状態にある Ar の数密度分布が定性的によく一致することがわかる。このように本解析手法に電子励起モデルを導入することによって、数値解析によって得られた数密度分布と実験で得られた発光強度分布とを関連付けて考えることができる。次セクションでは両者を比較することにより表面触媒性による発光強度の変化を議論する。

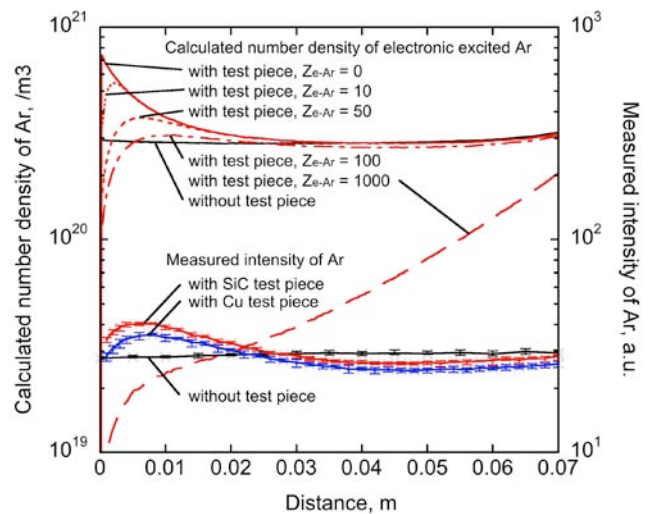


図 3 数値解析によって得られた Ar 数密度と Ar 発光強度計測結果との比較.

O 及び O₂ 分子は供試体表面に衝突する際に、衝突による脱励起に加えて表面触媒性による再結合反応を生じる場合がある。したがって Ar のように数密度と発光強度比との単純な比較を通して緩和衝突数 Z_{e-O} や Z_{e-O₂} を決定することは難しい。そのため本研究では O 及び O₂ 分子に関しては Ar と同程度の電子衝突回数で再励起を生じると仮定し、これらの緩和衝突数について Z_{e-O}=Z_{e-O₂}=50 と仮定した。

材料表面上の各要素反応の感度解析を通じた ER 反応断面積及び ER 再結合反応確率の特定

本セクションでは表面触媒性を記述する様々な反応パラメータの感度解析を行い、SiC と Cu における再結合反応断面積σ_{ER}と反応確率 P_{ER}の評価を行う。特に断らない限りまずは初期吸着係数 S₀を 0.5、衝突脱着断面積については全化学種で共通の値としσ_{A,M} = σ_{S,M} = σ_{6,M} = σ_{CD} = 1.0×10⁻²⁰ m²、表面総サイト数 n_Tを 3.0×10⁻¹⁹ 個/m²と仮定する。

数値解析によって得られた石英管中心軸上の O 及び Ar の数密度分布を図 4 に示す。本解析結果は電子励起緩和衝突数 Z_{e-s}を表 1 に示した通りに固定し、σ_{ER}を変化させることによって得た。図よりσ_{ER}が増加するに従い、Ar 分子の数密度分布には変化がないものの、O 分子の数密度分布が供試体表面に向かって減少している。これは式(18)に示す通りσ_{ER}が大きくなると ER 再結合反応確率 P_{ER}が増大するため、供試体に衝突する O 分子の内、供試体表面上で O₂ 分子に変化するものが増加するからである。

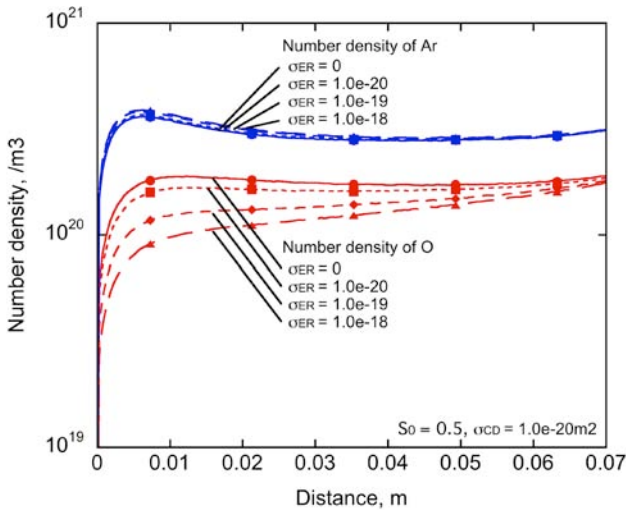


図 4 ER 反応断面積の違いによる各化学種の数密度分布への影響 (初期吸着係数 S₀=0.5、衝突脱着断面積σ_{CD} = 1.0×10⁻²⁰ m²、表面総サイト数 n_T = 3.0×10⁻¹⁹ 個/m²)

図 4 に示した O 分子の数密度を Ar 分子の数密度で除することにより得られた数密度比の分布を図 5 に示す。同図には SiC 供試体と Cu 供試体を用いた発光強度計測で得られた O と Ar の発光強度比を合わせて示す。図より、Cu 供試体を用いた場合には SiC 供試体を用いた場合に比べて発光強度比が供試体表面に向かって大きく減少している。これは SiC に比べて Cu の表面触媒性が大きく、より多くの O 原子が ER 反応によって消費されているためである。数値解析結果との比較では、σ_{ER}=1.0×10⁻²⁰ m²を用いた場合に SiC の発光強度比分布を再現し、σ_{ER}=5.0×10⁻²⁰ m²を用いた場合に Cu の発光強度比をよく再現している。供試体近傍で一致がよくないが、これは本解析で用いた O と O₂ 分子の電子励起緩和衝突数に不確かさを残しているためであり、より詳細なモデルを使用することにより改善されると思われる。

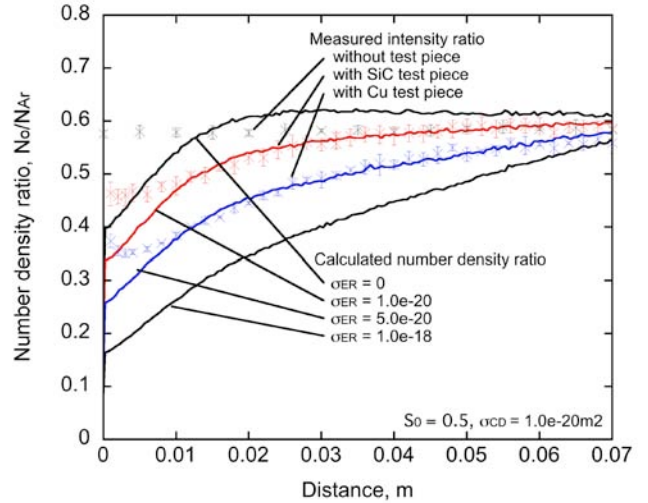


図 5 数値解析によって得られた O/Ar 数密度比と実験によって得られた O/Ar 発光強度比の比較 (初期吸着係数 S₀=0.5、衝突脱着断面積σ_{CD} = 1.0×10⁻²⁰ m²、表面総サイト数 n_T = 3.0×10⁻¹⁹ 個/m²)

図 5 では S₀ = 0.5、n_T = 3.0×10⁻¹⁹ という条件のもと、衝突脱着断面積σ_{CD} が 1.0×10⁻²⁰ m² の場合について、SiC と Cu を用いた実験結果を再現する再結合反応断面積σ_{ER}を求めた。今度は様々なσ_{CD}を用いた数値解析を実施し、実験結果と同様の比較を行うことで実験結果を再現するσ_{ER}を求め、更に式(18)から ER 再結合反応確率 P_{ER}を求めた。得られた結果を図 6 に示す。図より、σ_{CD}が大きくなるとともに実験結果を再現するσ_{ER}は大きくなるのがわかる。これは式(12)に示されるように、σ_{CD}を大きくすることにより供試体表面上に吸着した分子の脱離が促進されることに起因する。このような状況では供試体表面上に吸着している O 分子の数が少なくなるため、σ_{CD} が小さい場合に比べてσ_{ER}を大きくしないと同じ回数の再結合反応が生じないからである。結果として得られた P_{ER}はσ_{CD}に依らずほぼ一定であり、SiC については約 0.035、Cu については約 0.1 であることがわかる。

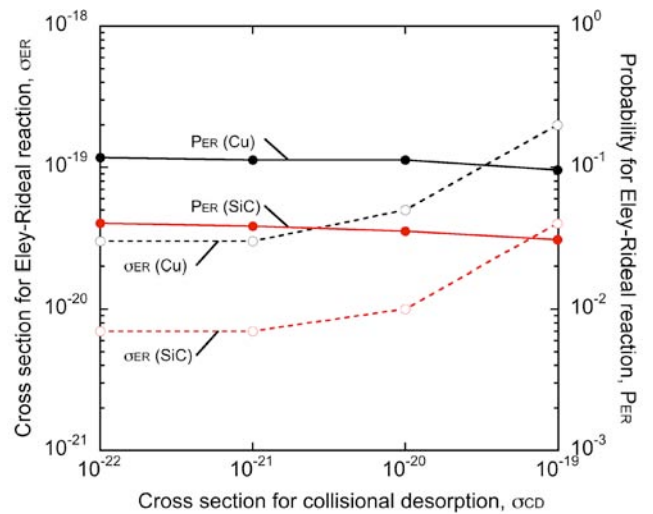


図 6 実験結果を再現する ER 反応断面積と ER 反応確率、及び両者に与える衝突脱着断面積σ_{CD}の影響 (初期吸着係数 S₀=0.5、表面総サイト数 n_T = 3.0×10⁻¹⁹ 個/m²)

初期吸着係数 S_0 が表面触媒性に与える影響を調べるため、様々な S_0 を用いて数値解析を行い、上記と同様に実験結果との比較を行った。本解析では $\sigma_{CD} = 1.0 \times 10^{-20} \text{m}^2$, $n_T = 3.0 \times 10^{19} \text{個/m}^2$ を仮定した。得られた結果を図 7 に示す。図より、 S_0 が小さい場合では実験結果を再現するために必要な σ_{ER} も大きくなるのがわかる。これは S_0 を小さくすることにより表面に吸着している O 分子の数が少なくなるためである。結果として得られた P_{ER} は、 σ_{CD} の場合と同様に S_0 に依らずほぼ一定であることがわかる。

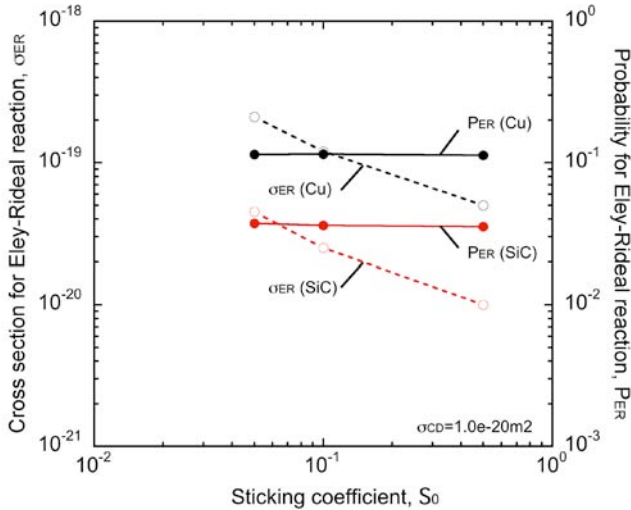


図 7 実験結果を再現する ER 反応断面積と ER 反応確率、及び両者に与える初期吸着係数 S_0 の影響（衝突脱着断面積 $\sigma_{CD} = 1.0 \times 10^{-20} \text{m}^2$, 表面総サイト数 $n_T = 3.0 \times 10^{19} \text{個/m}^2$ ）

最後に単位面積当りの総サイト数 n_T が表面触媒性に与える影響を調べるため、様々な n_T を用いて数値解析を行い上記と同様に実験結果との比較を行った。本解析では $S_0 = 0.5$, $\sigma_{CD} = 1.0 \times 10^{-20} \text{m}^2$ を仮定した。得られた結果を図 8 に示す。図より、 n_T が大きい場合では実験結果を再現するために必要な σ_{ER} は小さくなるのがわかる。これは n_T を大きくすることにより表面に吸着することができる O 分子の数が増えるためである。結果として得られた P_{ER} は、 σ_{CD} や S_0 の場合と同様に n_T の大小に依らずほぼ一定であることがわかる。

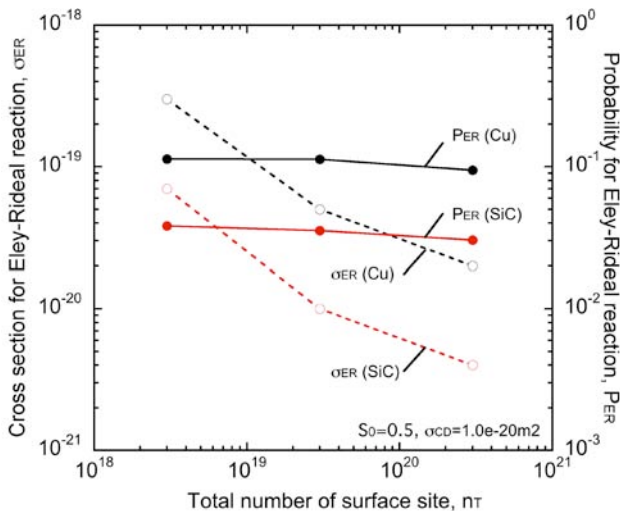


図 8 実験結果を再現する ER 反応断面積と ER 反応確率、及び両者に与える表面総サイト数 n_T の影響（初期吸着係数 $S_0 = 0.5$, 衝突脱着断面積 $\sigma_{CD} = 1.0 \times 10^{-20} \text{m}^2$ ）

4. 結論

本研究では DSMC 解析コードに表面触媒性モデルを導入し、触媒性計測装置内部の希薄流れ場解析を行った。現象論的電子励起モデルを導入することにより、励起分子の供試体表面における脱励起及びその後の電子衝突による再励起を考慮した。発光分光計測結果との比較により、Ar 分子の電子励起緩和衝突数は約 50 と推定された。しかしながら O と O₂ 分子に関しては電子励起と触媒性の切り分けが困難であり、緩和衝突数の特定には至っていない。また SiC や Cu 供試体表面上における酸素原子触媒性の定量化を試みた。初期吸着係数や衝突脱離断面積、及び表面総サイト数に関わらず、Eley-Rideal 再結合反応確率は SiC に関して約 0.035, また Cu に関しては約 0.1 と推定される。

参考文献

- 1) Kurotaki, T., "Construction of Catalytic Model on SiO₂-based Surface and Application to Real Trajectory," AIAA Paper 2000-2366, AIAA 34th Thermophysics Conference, 19-22 June, 2000.
- 2) Balat, M. J. H., Czerniak, M., and Badie, J. M., "Ceramics Catalysis Evaluation at High Temperature Using Thermal and Chemical Approaches," *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 36, No. 2, 1999, pp. 273-279.
- 3) Osawa, H., Suzuki, T., Takayanagi, H., Fujita, K., Sawada, K., "Experimental and Numerical Investigation of Catalytic Efficiency of Atomic Oxygen Recombination on TPS Surfaces," AIAA Paper 2009-3934, AIAA 41st Thermophysics Conferences, 22-25 June, 2009.
- 4) Bird, G. A., *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*, Oxford, England, UK, 1994.
- 5) Borgnakke, C., and Larsen, P. S., "Statistical Collision Model for Monte Carlo Simulation of Polyatomic Gas Mixtures," *Journal of Computational Physics*, Vol. 18, 1975, pp. 405-420.
- 6) Herzberg, G., *Molecular Spectra and Molecular Structure, I: Spectra of Diatomic Molecules*.
- 7) Carlson, A. B., Bird, G. A., "Implementation of a Vibrationally Linked Chemical Reaction Model for DSMC," NASA TM-109109, April 1994.
- 8) Boyd, I. D., "Monte Carlo Simulation of Nonequilibrium Flow in a Low-Power Hydrogen Arcjet," *Physics of Fluids*, Vol. 9, No. 10, pp. 3086-3095, 1997.
- 9) Bird, G. A., "Nonequilibrium Radiation During Re-Entry at 10km/s," AIAA Paper 87-1543, AIAA 22nd Thermophysics Conference, 8-10 June, 1987.
- 10) Carlson, A. B., Hassan, H. A., "Radiation Modeling with Direct Simulation Monte Carlo," AIAA Paper 91-1409, AIAA 26th Thermophysics Conference, 24-26 June, 1991.
- 11) Candler, G.V. and Park, C., "The Computation of Radiation from Nonequilibrium Hypersonic Flows," AIAA Paper 88-2678, June 1988.
- 12) Karipides, D. P., Boyd, I. D., Caledonia, G. E., "Detailed Simulation of Surface Chemistry Leading to Spacecraft Glow," AIAA paper 98-2848, AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference, Albuquerque, NM, 15-18 June, 1998.
- 13) Dogra, V. K., Collins, R. J., Levin, D. V., "Modeling of Spacecraft Rarefied Environments Using a Proposed Surface Model," *AIAA Journal*, Vol. 37, No. 4, 1999, pp. 443-452.
- 14) Bergemann, F., "A Detailed Surface Chemistry Model for the DSMC Method," *Rarefied Gas Dynamics: Proceedings of the 19th International Symposium*, edited by J. Harvey and G. Load, Oxford Univ. Press, Oxford, England, UK, 1995, pp. 947-953.

- 15) Vattuone, L., Rocca, M., Boragno, C., and Valbusa, U., "Initial Sticking Coefficient of O₂ on Ag(110)," *Journal of Chemical Physics*, Vol. 101, No. 1, 1994, pp. 713-725.
- 16) Wartnaby, C. E., Stuck, A., Yeo, Y. Y., King, D. A., "Microcalorimetric Heats of Adsorption for CO, NO and Oxygen on Pt(110)," *Journal of Physical Chemistry*, Vol. 100, No. 30, 1996, pp. 12,483-12,488.
- 17) Fujita, K., and Abe, T., "Development of a Radiation Analysis Code for Hypervelocity Reentry Applications," The Institute of Space and Astronautical Science Report SP No. 17, The Institute of Space and Astronautical Science, Sagamihara, Japan, March 2003, pp. 70-82.
- 18) Takayanagi, H., Bauer, C., Osawa, H., Suzuki, T., Fujita, K., and Komurasaki, K., "Catalytic Efficiency of Atomic Oxygen Recombination for SiC Deduced with Laser Absorption Spectroscopy", 2009-e-02, The 27th International Symposium on Space Technology and Science, Tsukuba, Japan, 5-12 July, 2009.

気象観測と CFD を利用した後方乱気流シミュレーション

加藤 博司¹, 三坂 孝志², 大林 茂¹, 山田 泉³, 奥野 善則⁴

1 東北大学 流体科学研究所, 2 ドイツ航空宇宙センター, 3 電子航法研究所, 4 宇宙航空研究開発機構

Simulation of Wake Turbulence Using Weather Observation and CFD

Hiroshi Kato, Takashi Misaka, Shigeru Obayashi, Izumi Yamada, Yoshinori Okuno

ABSTRACT

For the wake turbulence simulation, initial and boundary conditions need to be set according to the actual condition. In this paper, the Computational Fluid Dynamics (CFD) simulation of wake turbulence was performed by employing weather prediction data as the initial and boundary conditions. The weather prediction data was provided by the Down-Scaling Simulation System which was developed as mesoscale model by Atmospheric Science Laboratory, Tohoku University, and it showed qualitative agreement with actual weather observed at Sendai airport. In this wake turbulence simulation for the case of the horizontal roll convection currents in sea breeze, the initial and boundary condition obtained from the Down-Scaling Simulation System was employed. From the present results, the advection and decay process of wake turbulence affected by the horizontal roll convection currents in sea breeze was observed. And also the comparison to the simulation of wake turbulence with the uniform boundary and initial flow condition, which was set based on the weather observation value (10 minutes average value of wind velocity, direction of the wind) provided by Japan Meteorological Agency was conducted. The comparison confirmed that the more detail behavior of wake turbulence can be obtained with the initial and boundary condition provided by the Down-Scaling Simulation System.

1. はじめに

後方乱気流は、飛行中の航空機後方に発生し、後続の航空機にとって非常に危険である。また、後方乱気流は離発着時の航空機後方で最も強くなることが知られており、現在 ICAO によって離発着にはある一定の間隔が定められている。しかし、この離発着制限が空港管制を非効率にしている。また、今後 20 年の間に航空輸送量は約 2.5 倍に増加することが予想されており¹⁾、この離発着制限を緩和することが求められる。

効率的な離発着間隔を設定するためには、後方乱気流の挙動を把握することが重要である。後方乱気流に関する詳細な情報を得るためには、数値シミュレーションの利用が有効と考えられる。しかし、初期・境界値が不変かつ一様な理想状態を仮定する従来のシミュレーション技術をもって、実大気環境の影響を強く受ける後方乱気流の挙動を正確に再現するのは困難である。

そこで、筆者らはこれまでに、データ同化手法の一種である 4 次元変分法を応用した計測融合シミュレーションに取り組んできた^{2), 3)}。データ同化とは、大気のような時間発展する複雑なシステムの状態を、観測データと数値モデルに基づいて高精度に推定する方法のことであり、気象学の分野で主に発展してきた。この手法を使えば、数値モデルに必要な高精度の初期値を推定できる。この方法により後方乱気流の詳細な構造の解析、挙動の予測を精度良く実施できることが確認されている。

今後、後方乱気流の挙動予測を広範囲に行うためには、計算領域の拡張を考えていかなければならない。しかし、現在用いている手法の計算コストは莫大なものであるため現実的に不可能である。そこで、本研究の今後の方向性の一つとして、気象予報値を利用した後方乱気流の解析が考えられる。現在の気象予報は、データ同化手法を用いて適切な初期・境界値を推定し高精度な予報が可能となっている。また、気象予報値は、日々入手可能なデータとしてシステムが確立されている。この気象予報値を計算領域内の初期・境界値条件として設定してシミュレーションを行うことができれば、現在よりも高効率に後方乱気流の挙動予測を行うことができるはずである。

このシミュレーションシステムの概要を図 1 に示す。航空機の離発着時刻はスケジュール化されており、気象予報値同様に前もって入手することが可能である。つまり、それら離発着時刻において、その時の気象予報値を用いたシミュレーションを実施することができる。そして、そのシミュレーション結果をもとにした離発着間隔の設定を前日まででき、効率的な空港運営を行える可能性がある。

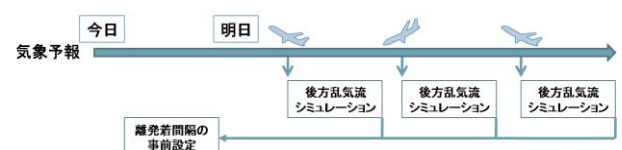


図 1 気象予報を利用した後方乱気流シミュレーション

そこで、本研究では、仙台空港の気象予報値を利用した後方乱気流の挙動解析を目的とする。

2. 解法

2. 1 流れ場の基礎方程式と数値解法

本研究では LES 解析を実施する。基礎方程式は 3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式である。乱流のサブグリッドスケール成分には、渦中心での過剰な渦粘性の生成を抑える工夫を施した Smagorinsky モデルを採用した⁴⁾。数値解法としては、対流項に対して MUSCL 法（リミター無し）により 3 次精度化した基本変数を用いて、Roe の流束差分法により数値流束を求めた。粘性項には 2 次精度中心差分を用いた。時間積分には 4 次精度ルンゲ・クッタ法を用いた。表 1 には、数値計算法の概略を示す。

表 1 数値計算法

支配方程式	圧縮性 NS 方程式
移流項	Roe の FDS+MUSCL (制限関数なし)
粘性項	2 次精度中心差分
時間積分	4 次精度ルンゲクッタ
乱流のサブグリッドスケール成分	渦粘性を考慮した SGS モデル

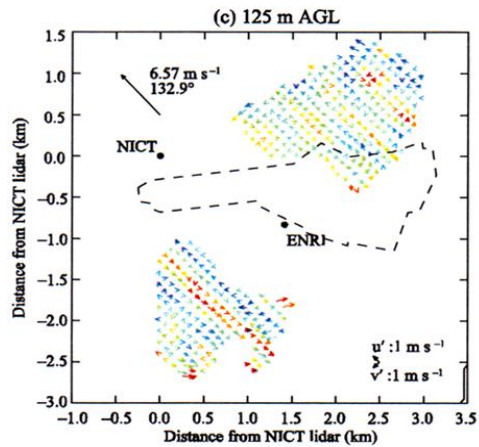
2. 2 局地気象予測システム

本解析の初期・境界条件として用いる仙台空港の気象予報値は、東北大学大学院理学研究科流体地球物理学講座のグループによって開発されている局地気象予測システム「Down-Scaling Simulation System (以下、DS³)」⁵⁾を用いて得られたものである。この DS³ は、局地気象の解析のために従来の気象予報モデルよりも高解像度のスケールで局地気象を解析する手法である。このシステムは現時点では開発途中であるが、これまでに従来の気象予報モデルでは捉えられなかった海風中に生成する水平ロール対流の現象を捉えることに成功している。

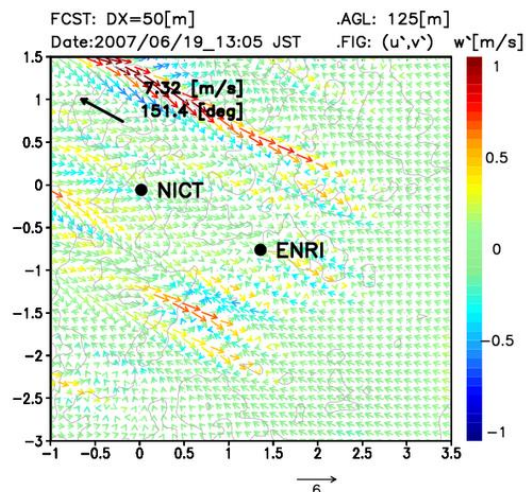
2. 3 解析条件

本解析に用いた DS³ の解析値（水平解像度 50m）を観測値とともに図 2 に示す。これは、2007 年 6 月 19 日 13 時 5 分における観測・解析値である。これと同時に、仙台空港において集中的な観測イベントが行われ、2 台の Coherent Doppler Lidar (以下 Dual-CDL) を用いて海風前線の水平ロール対流が捉えられている。図 2 に示す DS³ の解

析によっても定性的に一致しており、その妥当性が確認されている。ここで、図中のカラーは、鉛直風の平均場からの偏差を示している。



(a) Dual-DCL



(b) DS³

図 2 2007 年 6 月 19 日 13 時 5 分の観測・解析結果

計算領域は、図 3 に示すように、仙台空港の滑走路の半分を覆うように 2km×2km×0.4km の大ききで設定した。



図 3 計算領域の設定

このように設定した DS^3 の解析値をそのまま利用しても後方乱気流の解析を行うことはできるが、後方乱気流の挙動は数 m 規模の空間スケールの現象である。しかし、現在利用している DS^3 の水平解像度は 50m であり、そのため、後方乱気流の挙動を解析するためには、さらに空間解像度を高める必要がある。そこで、今回の解析では水平解像度 4.5m へと線形補間させた DS^3 の解析値を用いて解析を行った。線形補間には、式 (1) を用いた。

$$\begin{aligned}
 f_p = & (1-\xi)(1-\zeta)(1-\eta)f_{i,j,k} + \xi(1-\zeta)(1-\eta)f_{i+1,j,k} \\
 & + (1-\xi)\zeta(1-\eta)f_{i,j+1,k} + \xi\zeta(1-\eta)f_{i+1,j+1,k} \\
 & + (1-\xi)(1-\zeta)f_{i,j,k+1} + \xi(1-\zeta)\eta f_{i+1,j,k+1} \\
 & + (1-\xi)\zeta\eta f_{i+1,j+1,k+1} + \xi\zeta\eta f_{i+1,j+1,k+1}. \quad (1)
 \end{aligned}$$

式(1)は、点 P 上の物理量 f_p が格子点の各頂点の量 $f_{i,k,j}$ などから補間されることを示している。 ζ, ξ, η は点 P を囲む格子点からの位置を示すパラメータであり、 $0 \leq \zeta, \xi, \eta \leq 1$ である。

こうして得られた初期・境界条件（等値面：渦度，カラー：密度）を図 4 に示す。図 4 中には、水平ロール対流の渦度等値面（緑色）が確認できる。

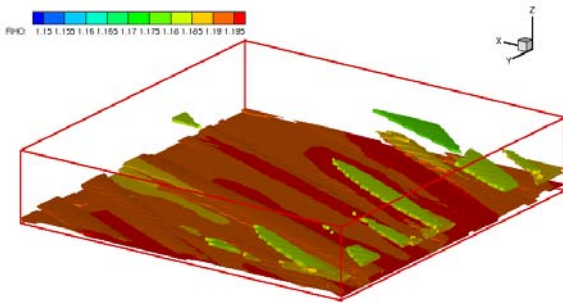


図 4 初期・境界条件

この初期流れ場に、式(2)で表される Hallock-Burnham 渦を後方乱気流と仮定して配置した。図 5 には、配置した擬似後方乱気流の渦度等値面（カラー：密度）を示す。ここで渦の強さを決めるパラメータは、B777 を模擬したものを用いた。 Γ_0 は循環で 600.0[m²/s]、 b_0 は渦対の間隔で 60.9[m]、 h_0 は渦対の高さで 60[m]、 r_c は渦のコア半径で 2.0[m]とした、 r はそれぞれの渦中心からの距離[m]である。

$$\begin{aligned}
 v = & \frac{\Gamma_0}{2\pi} \frac{-(z-h_0) + (z+h_0)}{r^2 + r_c^2}, \\
 w = & \frac{\Gamma_0}{2\pi} \frac{(y - \frac{b_0}{2}) - (y + \frac{b_0}{2})}{r^2 + r_c^2}. \quad (2)
 \end{aligned}$$

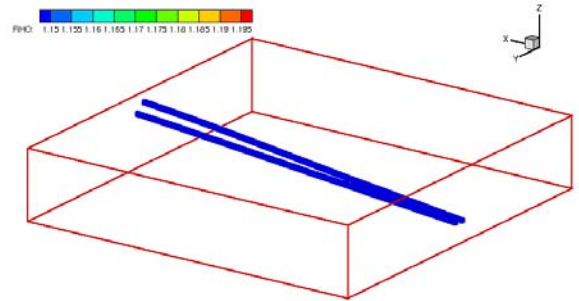
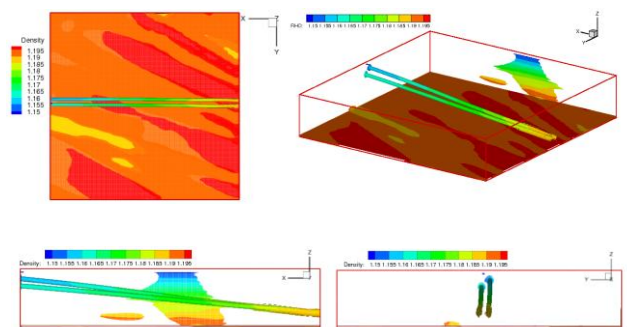


図 5 配置した擬似後方乱気流

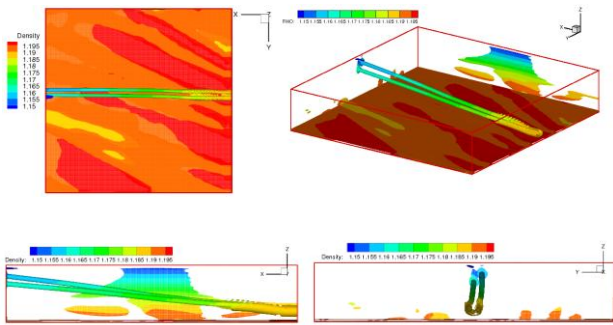
3. 結果および考察

図 6 (a)~(i)には、後方乱気流の移流・減衰過程のシミュレーション結果を示す。それぞれ、側面図（XY 断面，XZ 断面，YZ 断面），全体図を示している。等値面は渦度(0.2)を表し、カラーは密度を表している。XY 断面図，YZ 断面図のこれらの結果から、配置した擬似後方乱気流が横風に乗って移流していく様子が確認できる。また、XZ 断面図からは、渦が一様に減衰せずに不均一に減衰していく様子が確認できる。これは、図 7 に示すように、配置した擬似後方乱気流が水平ロール対流による影響を受けたためであると考えられる。

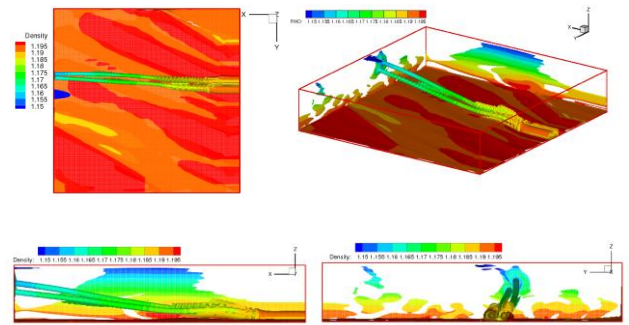


(a) Time = 10[s]

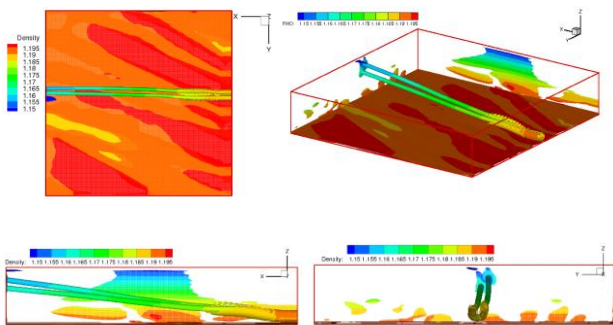
図 6 渦度等値面図（カラー：密度）



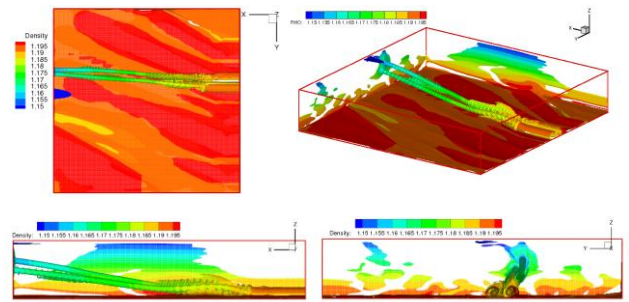
(b) Time = 20[s]



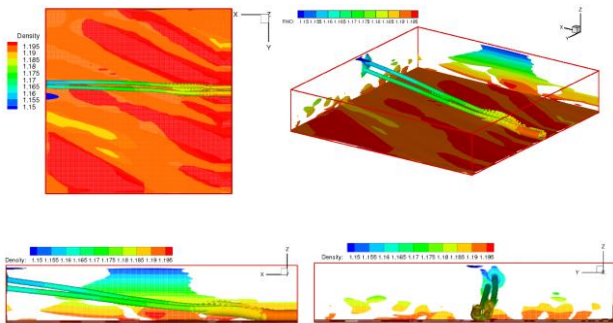
(f) Time = 60[s]



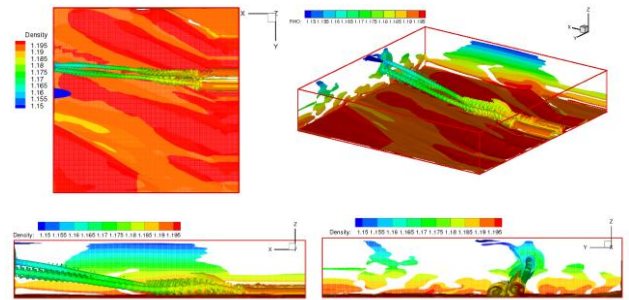
(c) Time = 30[s]



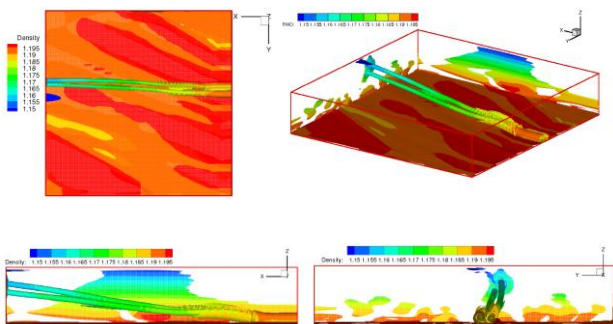
(g) Time = 70[s]



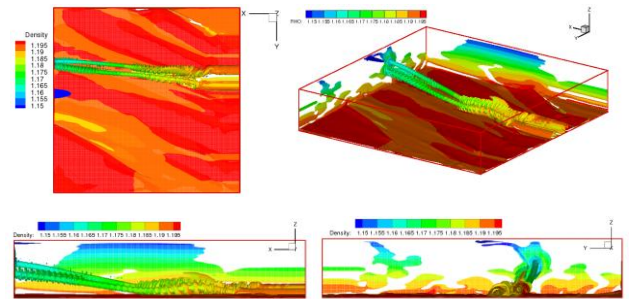
(d) Time = 40[s]



(h) Time = 80[s]



(e) Time = 50[s]



(i) Time = 90[s]

図6 渦度等値面図 (カラー: 密度) (続き)

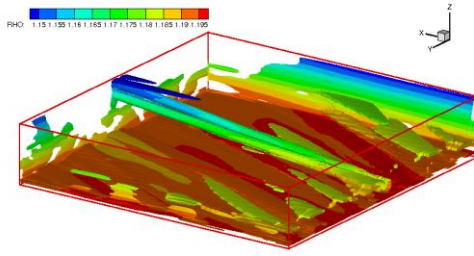
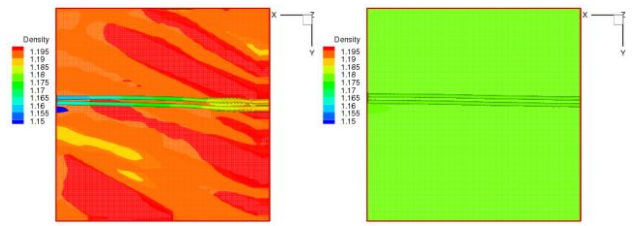


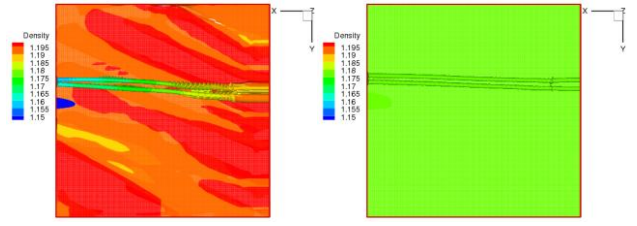
図 7 水平ロール対流との干渉の様子

また、今回の解析とは別に、局地気象予測モデル DS^3 の解析値を用いず、この時刻における気象観測値（気象庁が提供する風速・風向の 10 分間平均値）を計算領域内に一様に設定した擬似後方乱気流のシミュレーションを行った。

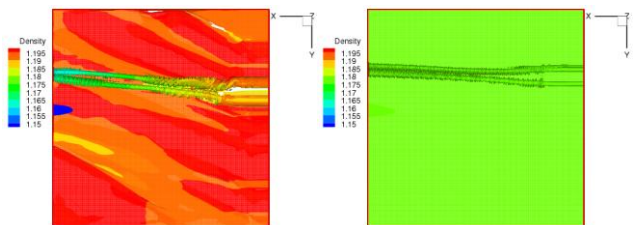
図 8 (i)~(iv) (a)~(c)には、そのシミュレーション結果と初期・境界値を DS^3 により設定したシミュレーション結果との比較を、それぞれ全体図、側面図（XY 断面、XZ 断面、YZ 断面）で示している。XZ 断面図の比較結果(iii)から、気象観測値を一様に設定した時のシミュレーション（右）では、擬似後方乱気流（渦対）が一様に減衰する様子が確認できる。しかし、局地気象予測モデル DS^3 の解析値を用いたシミュレーションではそのような様な減衰は確認できない。この結果から、後方乱気流のシミュレーションにおいて、初期・境界値を DS^3 などの気象解析値を用いてより詳細に設定する必要性が確認できる。



(a) Time = 30[s]

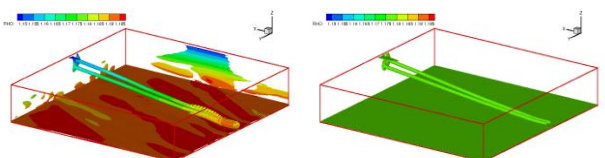


(b) Time = 60[s]

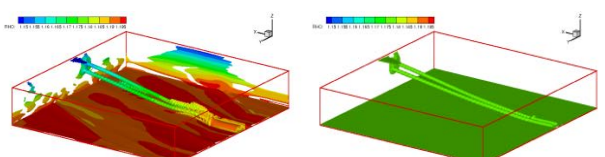


(c) Time = 90[s]

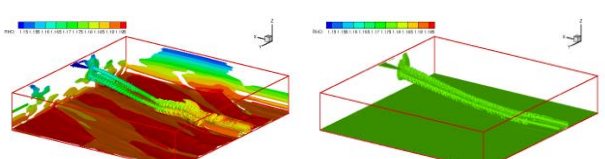
(ii) 側面図 (XY 断面)



(a) Time = 30[s]

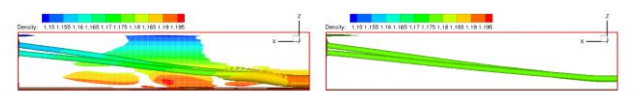


(b) Time = 60[s]

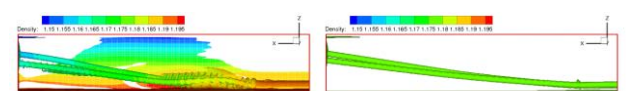


(c) Time = 90[s]

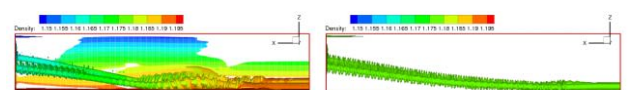
(i) 全体図



(a) Time = 30[s]



(b) Time = 60[s]



(c) Time = 90[s]

(iii) 側面図 (XZ 断面)

図 8 比較結果（左：局地気象予測モデル DS^3 ，右：気象観測値のみ）

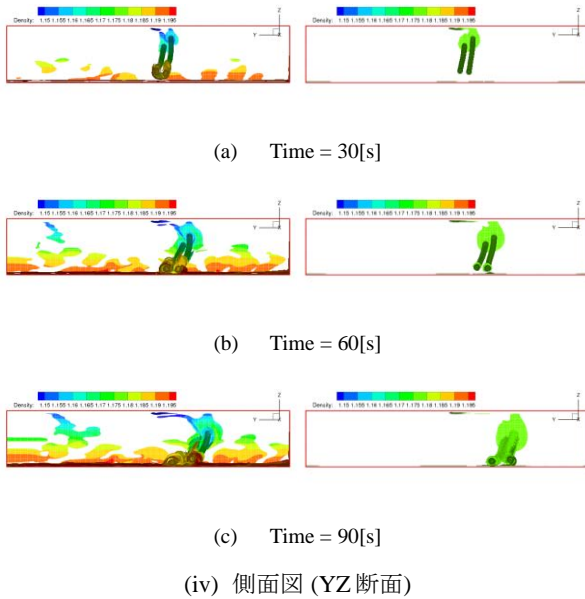


図8 比較結果 (左: 局地気象予測モデル DS^3 , 右: 気象観測値のみ) (続き)

4. 結論

本研究では、局所気象予測システム DS^3 によって得られた解析値を利用し、後方乱気流シミュレーションを実施した。解析結果から海風前線の水平ロール対流中での後方乱気流の挙動の様子を明らかにした。また、このように、気象予報値をシミュレーション内の初期・境界値として設定することで、CFD利用法の新たな側面を示した。

参考文献

- 1) 泉耕二. JAXA の航空と世界の動き. 日本流体力学学会, Vol. 25, No. 6, pp. 525-532, 2006.
- 2) T. Misaka, T. Ogasawara, S. Obayashi, Y. Izumi, and Y. Okuno. Assimilation experiment of lidar measurements for wake turbulence. Journal of Fluid Science and Technology, Vol. 3, No. 4, pp. 512-518, 2008.
- 3) 加藤博司, 三坂孝志, 大林茂, 山田泉, 奥野善則, 実大気環境を考慮した後方乱気流予測技術. 日本航空宇宙学会北部支部 2009 年講演会講演論文集, 2009.
- 4) Shen, S., Ding, F., Han, J., Lin, Y., Arya, S. P. and Proctor, F. H. Numerical Modeling Studies of Wake Vortices: Real Case Simulations, AIAA paper 99-0755, 1999.
- 5) 田村一卓. 局地気象予測システムによる仙台空港周辺の海風に関する数値的研究. 東北大学修士論文, 2009.

JAXAにおけるEFD/CFD融合に向けた試み

— デジタル/アナログ・ハイブリッド風洞構想 (第2報) —

口石 茂, 渡辺 重哉, 加藤 裕之, 青山 剛史, 村上 桂一, 橋本 敦, 藤田 直行, 松尾 裕一 (JAXA)
船江幸弘, 荻野純 (株式会社菱友システムズ)

A Trial towards EFD/CFD Integration

- JAXA Digital/Analog Hybrid Wind Tunnel (Second Report) -

by

Shigeru Kuchi-Ishi, Shigeya Watanabe, Hiroyuki Kato, Takeshi Aoyama, Keiichi Murakami, Atsushi Hashimoto,
Naoyuki Fujita, and Yuichi Matsuo (JAXA)
Yukihiko Funae and Jun Ogino (Ryoyu Systems Co., Ltd.)

ABSTRACT

As a trial of the integration of Experimental Fluid Dynamics (EFD) and CFD, development of a system called Digital/Analog Hybrid Wind Tunnel is introduced. The aim of the system is to improve efficiency, accuracy, and reliability of the aerodynamic characteristics evaluation in aerospace vehicle developments through the complementary use of EFD and CFD. In the present article, key functions of the system determined as a series of preliminary design are described in detail and technical issues in the system development are addressed from the viewpoint of the EFD/CFD integration.

1. はじめに

航空宇宙機の空力特性の予測は、風洞等を用いた実験流体力学 (Experimental Fluid Dynamics, EFD) 的アプローチと数値流体力学 (Computational Fluid Dynamics, CFD) 的アプローチが両輪である。設計開発における効率性および予測精度に対する要求は厳しさを増す一方で、EFD/CFD単独による予測は精度/信頼性において自ずから限界が生じる。そのため両者の技術的な連携、融合による新たな高精度かつ高効率な空力特性予測技術の創出が、航空宇宙機の国際競争力の獲得のためには重要な課題である。

宇宙航空研究開発機構 (JAXA) ではこのような状況を踏まえ、情報化技術の導入により現状の風洞 (実流れを対象とした「アナログ風洞」) に対してCFD (数値シミュレーションという意味での「デジタル風洞」) を強く連携させたコンカレントなEFD/CFD融合システムである、デジタル/アナログ・ハイブリッド風洞 (以下、「ハイブリッド風洞」という) の構築を現在進めている。

本稿では、文献1)において第1報として報告した概念検討に引き続き、予備設計作業として実施されたハイブリッド風洞のシステム仕様策定結果に基づき、システム概要、デジタル/アナログ風洞の高度化に関する検討状況、機能要素の検討結果の詳細、およびEFD/CFD融合技術に係る研究開発要素について報告する。

2. ハイブリッド風洞概要

2.1 背景及び目的

ハイブリッド風洞構築の背景となるEFD/CFDの個別技術課題や融合の必要性については文献1)に詳しいので、ここでは割愛する。ハイブリッド風洞ではEFD/CFD両者に固有な弱点・技術課題を相補的に解決するとともに、EFD/CFD両データを統一的に生産、管理して対等な比較検証が可能なプラットフォームを整備することにより、EFD (風洞) /CFD両者の有用性を向上させ、航空・宇宙機的设计時間/コスト/リスクの低減、設計データ精度/信頼性の改善を行うことを目指す。

2.2 基本コンセプト

図1にハイブリッド風洞の基本コンセプトを示す。機体設計において風洞試験模型形状が定義されたのち、デジタル風洞側では試験実施に先立って事前CFD解析を行う。事前CFDには模型と風洞壁/模型支持装置を含めた解析 (風洞丸ごと解析) を含み、結果はアナログ風洞側に送られて試験計画や模型設計 (支持装置形状、圧力孔位置等) の最適化、壁/支持干渉の高精度補正の基本データとして使われる。風洞試験においては、計測データの事前CFDデータとの統合可視化・比較処理による風試結果の準リアルタイムな健全性評価を可能とする。また、主要な風試データは随時デジタル風洞側に戻され、模型変形に合わせて格子を変

形させた詳細なCFD解析の再実施、乱流モデルの選択や計算格子改良等、風試データを有効に利用した高精度CFD解析等がなされ、風洞試験全体が終了した時点では、完全に対等な条件でのEFD/CFDデータおよび両者を融合させた最も確からしい空力特性データがユーザーに提供されると同時にデータベース化され、以降の風洞試験やCFD解析、設計開発に活用される。

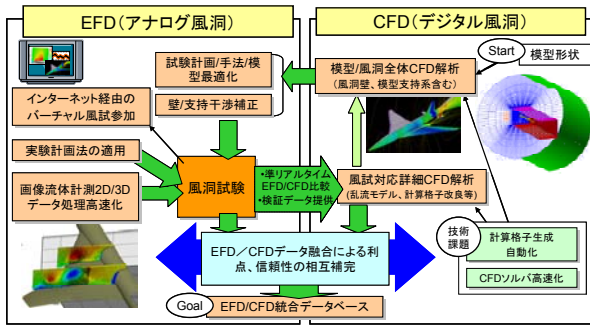


図1 ハイブリッド風洞基本コンセプト

ハイブリッド風洞の当面の適用先はJAXA風洞群で最も稼働率の高い2m×2m遷音速風洞であるが、将来的には他速度域の大型風洞へも適用を広げていく計画である。

2.3 システム構成

図2に予備設計において検討したハイブリッド風洞のシステム構成を示す。

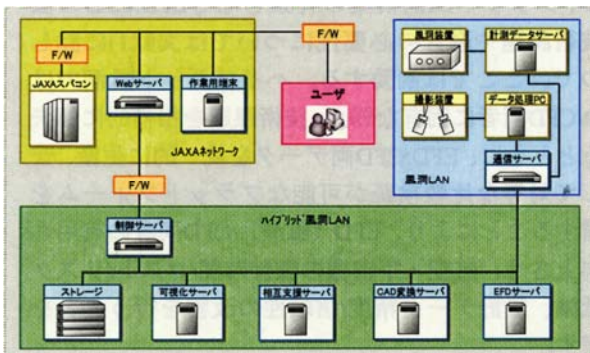


図2 ハイブリッド風洞システム構成

現在JAXA大型風洞群はセキュリティ確保のためJAXA内の共通ネットワークからは独立しており、データをネットワークから直接参照することはできない。今回は風洞計測システムに通信サーバを新設し、これをハイブリッド風洞LANと接続することによって、ユーザーはハイブリッド風洞を介してのみWeb上での風試データ取得が可能となるようにする。ハイブリッド風洞自体は図の「ハイブリッド風洞LAN」で示したハードウェアおよびソフトウェアの集合体である。CFD解析はJAXAスパコン（JSS）上で実行されることを基本とする。システム開発の母体となるフレームワークとしては、システムを構築するための基本的な機能

（ユーザ管理、ジョブ管理、データベース連携など）をまとめた基盤ミドルウェアである、RCM System Software²⁾を導入する。

3. デジタル/アナログ風洞の高度化

先に示したハイブリッド風洞のコンセプトを実現するためには、デジタル風洞では計算格子生成の自動化とCFDソルバの高速化、アナログ風洞ではPIV等の光学計測において計算負荷のかかる、画像計測データの処理高速化が必須となる。ここではこれらの検討状況について簡単に述べる。

3.1 デジタル風洞用格子生成法、ソルバ開発

格子生成については、(株)計算力学研究センターとJAXAが共同開発した非構造格子生成ソフトHexaGrid³⁾を改良の上、適用する。直交格子を基本として物体表面近辺にはプリズム格子を配置することで、複雑形状への対応と高速自動生成を図っており、(STLデータ量にもよるが)航空機周りに1000万点の格子をPCを用いて10分程度で生成することが可能である。また、風洞丸ごと解析に必要な風洞壁と支持装置を含めた格子生成においても良好に機能することを確認している(図3)。

ソルバはハイブリッド風洞用にJAXAで開発中の非構造格子用CFDソルバFaSTAR⁴⁾(FaST Aerodynamic Routine)を標準装備する。コードのチューニングや収束加速法の適用により、市販ソルバと比較して1/10以下の解析時間で結果が得られる見込みである。また、共同開発管理ソフト(バージョン管理、課題管理等)やコーディングルールを採用することにより、コードのメンテナンスを容易にしている。

HexaGrid、FaSTAR共にハイブリッド風洞への適用に関してはユーザーフレンドリー性を重視し、CFDの専門家以外でも使用可能とする。また用途に応じてEulerとNSを使い分け、必要最小限の計算負荷となるようにする。

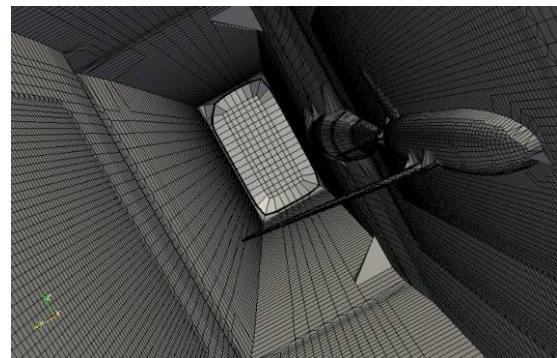


図3 HexaGridを用いた風洞/模型格子生成

3.2 アナログ風洞画像計測データ処理高速化

PIVデータ処理に関しては、処理PCにアクセラレータを導入することにより、ハードウェア面からの高速化を図る。アクセラレータの候補としては、Cell、GPGPU、FPGA、PCクラスタなどがあげられるが、高速性、価格、安定供給等を総合的に評価した結果、Cellを導入する方向で作業を進めている。ベンチマーク試験により、Cellにより現状のCPUと比較して100倍以上の高速化が達成されることが確認された⁵⁾。これは実際の風試においてはデータ取得後約10分で結果の確認を可能とし、かつ試験50ケース程度までは試験当日中にデータ処理を終了させることが可能となる。

4. ハイブリッド風洞機能要素

予備設計においては、ハイブリッド風洞に要求されることが想定される機能要素についてそれらの必要性、技術的実現性をインハウスで検討し、さらにユーザ（主要航空宇宙機メーカー）ニーズ調査結果を反映して機能の追加、優先順位付けを行った。以下に主要な機能要素の検討結果を示す。

風試セッティングシミュレーション

CAD上に風洞設備、模型、支持装置、スティング、計測機材をセッティングすることにより、支持装置サイズの検討や光学計測におけるカメラ系機材配置の事前検討を効率化する。

事前CFD

風試前に全風洞試験ケースの1/5程度についてCFD解析を実施し、さらに模型変形解析や壁・支持装置を付けた解析を行って、風洞試験計画や模型/支持装置検討に供する。

FEM変形解析

風洞試験模型が試験状態で空力荷重によりどの程度変形するかを試験前に流体構造連成解析により推算し、模型設計に有益な情報を提供する。

模型圧力孔位置/試験条件設定支援

事前CFDで得られた解析結果から、各条件に対する圧力分布および空力係数の応答曲面を作成し、模型圧力孔位置および試験条件の設定支援情報を提供する。

風洞壁・支持干渉補正

事前CFDの結果を用いて、風洞壁・支持装置の存在が空力係数へ及ぼす影響を評価し、合わせて風洞試験の不具合確認で用いる空力係数の算出や模型サイズの検討を行う。さらに詳細CFD（後述）の結果を用いて、風洞壁・支持装置の存在が空力係数へ

及ぼす影響をより高精度に評価、補正する。

風試/CFD統合可視化および風試健全性評価

風試データとCFDデータを統合的に表示して準リアルタイムで比較し、風洞試験中に計測値異常がないかを随時自動確認する。さらにデータの一致度の分析や統計処理も可能とする。

風試モニタリング

風洞試験中の計測結果（CL- α 、CL-CD等）を遠隔地からインターネット経由でモニタリング可能にする。

詳細CFD

模型変形量を含む風試データを用いて解析モデルの改良（乱流モデル選択等）を行い、そのモデルを用いて風洞試験を補完する情報や風洞試験では得るのが困難な流れ場情報（物理量空間分布、壁面・支持装置の影響度など）を高精度に算出する。

風試/CFD不確かさ解析

風試/CFD両者について不確かさ解析を実施し、不確かさを考慮した上で両者を比較すると共に、ノミナル値とあわせてデータベース化する

空力特性データ最尤値推定

空力係数などの空力特性について風試データ、CFD両データを融合させることにより、最も確からしい値（最尤値）を算出する。

実際の開発においては、優先順位の高い機能からステップアップ的にシステムを構築するとともに、機能の見直しを随時実施する予定である。

5. EFD/CFD融合技術に係る研究開発要素

ここでは先にあげた機能要素の実現に必要なEFD/CFD融合技術を、1)データ比較、2)CFDによるEFD支援、3)EFDによるCFD支援、4)データ融合の4種類に大別し、詳細に説明する。

5.1 データ比較

「風試/CFD統合可視化」機能が相当する。定量的/定性的両面での比較を想定しており、風洞試験進行に合わせた即時のユーザの判断を補助すること、比較を通じてEFD/CFD双方の技術課題を明確化し解決に役立てることを目的とする。EFD/CFDデータの単純重ね合わせのイメージであり、技術的実現は比較的容易と考えられるが、試験/解析条件の差異を埋めるための高速かつ高精度な内挿手法や可視化技術を駆使した流れ場情報の抽出・強調化等に関してチャレンジング

な課題が存在する。

5.2 CFDによるEFD支援

「模型圧力孔位置/試験条件最適化」、「風洞壁・支持干渉補正」、「風試健全性評価」の各機能が相当する。いずれもCFDの精度・信頼性保証が最大の課題であり、さらに多数のケースについてCFD解析を実施する必要があるため、ソルバの高速化が実用的観点からは重要になる。風洞丸ごと解析については内部流解析となるため収束性が悪化し、また流入/流出部や風洞壁（多孔壁/多溝壁等）での境界条件をいかに適切に設定するかが課題となる。CFDによる風洞壁・支持干渉補正は、パネル法等による既存手法と比較して、多大な計算労力に見合うだけの精度向上が見込める方法について今後詳細な検討が必要である。

5.3 EFDによるCFD支援

「詳細CFD」において、風試データを用いた乱流モデルの最適選択や計算格子の最適化等を検討している。いずれも最適化の一種と考えられ、既存の最適化手法をうまく導入することによって実現可能と考える。計測データを利用した数値シミュレーションの高精度化、信頼性向上という観点からは、気象や海洋の分野で実績のあるデータ同化（Data Assimilation）手法⁶⁾の適用可能性を検討中である。当然ながらCFD検証のための高精度な風試データ蓄積という観点も重要であり、ハイブリッド風洞はCFD検証用データベースという役割も併せ持たせて、将来的なCFDの高精度化に向けて有効活用する予定である。

5.4 データ融合

「空力特性データ最尤値推定」において、データ融合技術は、EFD/CFD両データに基づく最も確からしい空力特性の推定を目的とする。EFD/CFD共に不確実要素を含む中でいかに最も確からしい値を推定するかという意味で、研究要素としては統計手法等を用いた数理的な側面が強くなる。また、データ解析技術の一環としてノイズフィルタリングやカルマンフィルタ、ベイズ推定のような応用数理手法の中に有効な手段が存在するのではないかと考え、目下候補となる技術の調査を通じて課題を抽出している段階である。データ融合技術の実用化を念頭においた本格化な取り組みは、世界的に見ても今後の課題である。実機飛行性能の正確な予測は空力技術として最大の目標の一つであり、ハイブリッド風洞におけるデータ融合技術は、それを実現するための有効な手段と捉えている。

EFD/CFD融合技術は研究要素の強い課題である。システム開発においては、ハイブリッド風洞として最低限実現すべき機能をミニマムサクセスとして先行的

に実装し、難易度の高いEFD/CFD融合技術関連については並行して研究活動を進め、実用化の目処がついた時点で随時システムをアップデートするという段取りで作業を進めていく予定である。

6. まとめ

EFD/CFD融合技術および情報化技術を用いて風洞/CFD両者の有用性を向上させ、航空宇宙機の空力特性取得、空力設計技術を多面的に改善することを目的として開発を開始したデジタル/アナログ・ハイブリッド風洞について、その概要および基本機能要素を報告した。今後作業は本格的なシステム設計/製作フェーズに移行するが、個々の機能要素についてはユーザヒアリングの継続的な実施や開発途中段階における試行的運用を通じて常に見直しを行い、途中段階の仕様変更にも柔軟に対応可能な開発体制を持って臨む予定である。実験/数値シミュレーション技術の融合の先導的な例として、ぜひ有効なシステムを開発し、将来的には他分野にも展開したいと考えている。

また、EFD/CFD融合技術は先進的でありかつ多くの技術分野を含むため、大学、研究機関を主とした産学官の研究者、技術者との連携を強化して関連研究を活性化し、先進的な技術を積極的にシステムに取り込んで行くような仕組みを構築していきたい。

参考文献

- 1) 渡辺他, “JAXAにおけるEFD/CFD融合に向けた試みーデジタル/アナログ・ハイブリッド風洞構想ー,” 第40回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2008講演集, 1C12, June 2008.
- 2) 上島, 西原, “XMLデータベースを用いた実験・シミュレーション統合Webシステム,” 第40回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2008講演集, 1C14, June 2008.
- 3) Hashimoto, et al., “Lift and Drag Prediction Using Automatic Hexahedra Grid Generation Method,” AIAA-2009-1365, Jan. 2009.
- 4) 橋本他, “JAXAデジタル/アナログ・ハイブリッド風洞: デジタル風洞の開発,” 第2回EFD/CFD融合ワークショップ, Feb. 2009 (JAXA-SP化予定)
- 5) 加藤他, “Cell及びGPGPUによるPIV処理高速化,” 第41回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2009講演集, 1C9, June 2009.
- 6) 中村, 上野, 樋口, “データ同化: その概念と計算アルゴリズム,” 統計数理, Vol. 53, No. 2, 2005.

極超音速ソニックブームの圧力波形輸送に関する研究

深川寛也 (東大院), 上野篤史 (東大新領域)
綿貫忠晴 (東大工学系), 今村宰 (東大工学系), 鈴木宏二郎 (東大新領域)

Study on Sonic-Boom Propagation of Hypersonic Vehicle

by

Tomoya Fukagawa, Atsushi Ueno
Tadaharu Watanuki, Osamu Imamura, Kojiro Suzuki

Abstract

Inviscid numerical analysis using the Space-Marching Method was conducted to simulate the sonic-boom propagation, emitted from an axisymmetric palaboric object at Mach 2 and 5. A near-field waveform at four times the body length from the body axis ($h/l=4$) was calculated using Time-Marching Method. Using Space-Marching Method, the near-field waveform was extrapolated to the mid-field ($h/l=8\sim 30$). Comparison with the results obtained from using only time-marching method shows that the present Space-Marching Method is an accurate, high resolving and time-efficient method for predicting sonic-boom propagation. Comparison with the linear supersonic theory clarifies that the sonic-boom prediction by the linear theory becomes inconsistent with numerical results in hypersonic flows. Near-field pressure distributions of an axisymmetric palaboric object at Mach 7 were obtained from the hypersonic wind tunnel experiments, and compared with the numerical results.

1 はじめに

近年宇宙航空研究開発機構 (JAXA) の長期計画の中に極超音速輸送機 (HST: Hyper Sonic Transport) の開発が盛り込まれ、日本における HST の開発気運が高まっている。次世代超音速・極超音速開発のための課題として挙げられるのは、技術の完成、市場の成立、環境適合性の確保である。特に、環境保全の課題には、(1) エンジンの騒音をもたらす空港騒音問題、(2) 超音速飛行時に生じる衝撃波が地上で引き起こすソニックブームの問題、(3) エンジン排気中の窒素酸化物 (NO_x) によるオゾン層破壊の問題の三項目が挙げられる [1]。この中でもソニックブームの問題が特に SST、HST 開発の実現を難しくしており、超音速飛行特有の問題であるソニックブームはその他の環境適合性の問題とともに早急に解決されなければならないというのが世界の共通認識である。

ソニックブームに関する研究は長年にわたって超音速領域では数多く為されており、超音速線形理論を基にしたソニックブーム強度解析手法が数多く開発されている。その一方で、極超音速機に目を向けると、ソニックブーム強度の評価方法についての議論は多くなされていない。本研究では、超音速線形理論から導かれるソニックブーム強度の簡易推算法である Whitham の修正線形

理論による解析と数値解析を行い、超音速領域 (Mach 2) と極超音速領域 (Mach 5) における軸対称物体の近傍場でのソニックブーム強度を比較し、Whitham の修正線形理論が極超音速領域においても妥当であるか確かめた。また、数値計算法の一つである空間進行法 [2][3] を用いることで極超音速領域において圧力波形を遠方場に正確に輸送することが可能であるか時間進行法の解と比較することで確かめた。さらに、空間進行法の初期解として使うことを想定し、極超音速風洞実験から物体近傍場での圧力波形の取得を試みた。

2 極超音速域への超音速線形理論推算法適用の限界

超音速域においてソニックブーム強度評価方法の議論の出発点となるのが超音速線形理論に基づく Whitham の修正線形理論である。この理論が極超音速域にも適用できるか調べるために、Whitham の理論から解析的に圧力上昇値が求められる軸対称放物面体についての数値計算を行い結果を比較した。

2.1 Whitham の修正線形理論

Whitham の修正線形理論は、ソニックブーム強度を見積もるための簡易推算法である。Whitham の理論で

は、超音速流中の微小変動理論より流れ場の線形解を求め、その解より軸上の各場所でのマッハ角を決定する。マッハ線は大気温度差で局所音速が変化し非線形効果によりその伝播経路が変形する。線形理論から求められたマッハ線と実際の厳密なマッハ線は物体軸から h 離れた点で等しい値をとると仮定している。厳密な二本のマッハ線が交差した場合はそのマッハ線の二等分線を衝撃波として扱う。回転体から発せられるマッハ線群はやがて物体の先端と後端に二つの衝撃波を生じる。Whitham の理論よると遠方場におけるソニックブーム強度は次のように表される。

$$\frac{\Delta p}{p_{\text{ref}}} = \frac{2^{\frac{1}{4}} \gamma (M_{\infty}^2 - 1)^{\frac{1}{8}}}{(\gamma + 1)^{\frac{1}{2}}} h^{-\frac{3}{4}} \left[\int_0^{\eta_0} F(\eta) d\eta \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

Δp : 圧力変化 p_{ref} : 一様流静圧 γ : 比熱比
 M_{∞} : マッハ数 h : 機軸からの距離
 η_0 : $F(\eta) = 0$ の根でこの積分の最大値を与える値

被積分関数 F は、 F 関数と呼ばれ、細い回転体から遠く離れたところでその回転体が生じるわき出しと影響の分布を表す関数である。物体軸方向断面積分布 $S(x)$ を用いて次のように表される。

$$F(\eta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\eta} \frac{S''(x)}{\sqrt{\eta - x}} dx \quad (2)$$

本研究では、式 (1) を用いて軸対称放物面体の近傍場におけるソニックブーム強度を h/l をパラメータに取り見積もる。ここで、 h/l は機軸からの距離 h を機体長 l で無次元した値である。以後ソニックブーム強度の評価は $\Delta p/p_{\text{ref}}$ として行う。

2.2 数値解析結果と Whitham の理論との比較考察

前述の Whitham の修正線形理論から解析的に求められる回転放物面体の圧力上昇値と比較するために数値的に流体解析を行った。本研究で用いた数値解析手法を表 1 に示し、また図 1 に二次元軸対称放物面体周りの流れ場の数値解析に用いる計算格子を示す。計算格子は、軸対称物体の軸方向に ξ をとり、物理空間で物体軸からの垂直方向は $h/l = 16$ まで計算領域をとる。計算領域は 3 つの領域で構成されている。物体表面・対称表面を含む格子からなる領域、衝撃波角に沿って $h/l = 16$ まで伸びる四辺形の領域、そして前二者を滑らかに接続する領域である。本計算は軸対称物体周りの流れ場を解くので、 $\xi = 1$ は対称面となっており、物体表面以外の点での境界条件はすべて対称条件としている。

図 2, 3 は各マッハ数における Whitham の修正線形理論と数値解析 (時間発展法) から求められた圧力上昇値 $\Delta p/p_{\text{ref}}$ と h/l の両対数をとった値を表しており、

表 1: 計算条件

支配方程式	2D axisymmetric
対流項	Yee Symmetric TVD [4]
時間積分	2 step Runge Kutta
主流マッハ数	2, 5
格子点	421x801

この一次関数の傾きが圧力上昇値を Whitham の理論で計算する際の h/l のべきに相当する。Whitham の修正線形理論の式 (1),(2) から放物面体の圧力上昇値を計算すると、ソニックブーム強度は h/l の-0.75 乗で表される。そのため図 2 にあるように、Whitham の修正線形理論ではそのグラフの傾きが-0.75 に一致する。一方で数値解析から得られる傾きは-0.73 となり、修正線形理論の-0.75 に近い値となった。マッハ数 5 において数値解析結果のグラフの傾きは-1.04 となることから、高いマッハ数領域において、圧力上昇値と物体軸からの距離の関係における減衰傾向は、超音速線形理論から導かれる修正線形理論よりも大きいことが分かった。よって極超音速領域では、圧力上昇値を推算するのに線形を仮定した Whitham の理論式を用いるのは妥当ではないという文献 [5] と一致する結果が得られた。

3 空間進行法による圧力波形輸送

高いマッハ数 (Mach 5) では、超音速線形理論から導かれる Whitham の式から解析的にソニックブーム強度を計算するのは適していないため、極超音速領域でソニックブーム強度を評価する際には非線形性を考慮した数値解析法に頼らざるをえない。しかし、時間発展的に全波形輸送領域の数値解析を行うのは、計算コストの面でも望ましくない。そこで本研究では、定常超音速流計算を時間発展法に比べて短時間で計算することができる空間進行法を用いる。2 次元軸対称物体の空間進行法 [6][7] を用いた差分式は、

$$\hat{E}_{i+1,j} = \hat{E}_{i,j} - \frac{\Delta \xi}{\Delta \eta} (\hat{F}_{i,j+\frac{1}{2}} - \hat{F}_{i,j-\frac{1}{2}}) - \Delta \xi \hat{H} \quad (3)$$

であり、 \hat{E} , \hat{F} と \hat{H} は一般座標系の流速ベクトルと軸対称項である。

3.1 空間進行法と時間発展法の比較検証

マッハ数 2 の流れに置かれた回転放物面体が生じる圧力波形を $h/l = 8$ まで二通りの数値解析方法で輸送し比較を行う。一つは、時間発展法で全圧力波形輸送領域の数値解析を行う方法である。時間発展法による CFD の結果は前節の計算で得ており $h/l = 8$ における圧力波形は図 4 で示される。もう一つの方法は、物体

近傍場を時間発展法で数値解析を行い、得られた流れ場の物理量を入力値として空間進行法で遠方まで波形を輸送する方法である。この計算領域の拡張方法の模式図を図 5 に示す。空間進行法を用いる手法では、時間発展法で得られた $h/l = 4$ 近辺 (空間進行法の初期入力波形を与える境界線が物体軸に対して傾いているため) での圧力波形を入力波形として、空間進行法のプログラムの初期条件に設定し計算した。 $h/l = 8$ での圧力波形は図 6 のようになった。これらの結果から、 $h/l = 8$ におけるピーク圧力上昇値を比較すると 0.025 と 0.027 で空間進行法を用いる方が圧力の減衰が小さく収まる。減衰が抑えられた理由としては、空間進行法で流速ベクトルの差分を計算する際に 3 次精度 MUSCL 法を用いたこと、また計算格子が衝撃波と直交しており、格子による衝撃波の解像度が高いことが考えられる。また、一ケースを計算する場合の時間コストはものの数秒であり、効率的な計算が可能である。以上のことから近傍場波形を遠方場に輸送する手段として、空間進行法の有効性が確認された。

3.2 極超音速領域での圧力波形輸送計算結果

空間進行法により波形の輸送を行った。計算から得られた最大圧力上昇値を h/l に対してプロットした図が図 7 である。圧力上昇値に対する h/l のべきを計算すると -0.97 となり近傍場波形の数値解析 (時間発展法) 結果である -1.04 に近い値が得られた。このことから極超音速領域では、 $h/l = 30$ の遠方場まで高い圧力減衰が保たれることが確認された。

4 極超音速風洞実験での近傍場波形取得

物体近傍場の圧力波形は、時間発展法や空間進行法を用いる数値解析からだけでなく風洞実験からも初期の圧力波形データを取得するため、柏の極超音速高エンタルピー風洞 [9] を利用して実験を行った。

4.1 実験方法

実験の対象となる模型は、全長 25mm、最大直径は 7mm の回転放物面体である。揚力によるソニックブームの影響を無視し、物体体積による圧力変化だけを考慮するため模型を気流に対して水平に支持した。模型は直径 6mm の模型支持棒の先端に取り付け、風洞測定室の中心から 100mm の前方で固定した。圧力波形の取得は、静圧孔の開いた圧力測定プローブを物体軸方向に水平に移動させることで行った。圧力測定プローブはプローブ支持台に取り付けられており、プローブ支持台はトラバーサーに固定した。マッハ 7 では衝撃波角が小さくな

ることが予想され、測定室の大きさとの兼ね合いから、圧力測定プローブは風洞模型直下 $h/l = 1$ の位置を移動させた。模型および風洞実験測定機器の模式図を図 8 に示す。また本研究の実験の条件を表 2 に、実験開始前と終了時のシュリーレン写真を図 9,10 示す。

表 2: 実験条件

マッハ数	7
P_0	950kPa
T_0	650 ~ 700K
通風時間	60sec
模型	風洞測定室内固定

4.2 実験結果

実験での圧力変化が 10[Pa] のオーダーと小さいため、圧力測定には相対圧センサーを用いた。風洞模型周りの圧力分布は、相対圧センサーを用いて以下の二通りの方法で得られた。一つ目の方法は、風洞模型が気流中に設置されている場合の圧力測定プローブの静圧孔で測定されるプローブ圧 P_{prb} と測定室内に位置し気流の外に設けられた静圧孔で測定されたポート圧 P_{prt} の差圧の空間分布を測定し、次に風洞模型が気流中ではない場合の同じ差圧を測定し、その二つの差圧の差を取ることで、二つの実験で測定した背圧の効果を相殺しプローブが静圧孔で測定する絶対圧を得るという方法である。二つ目の方法は、プローブ圧 P_{prb} と測定室内の圧力 P_{prt} の差圧に P_{prt} の絶対圧を二つの値を足し合わせることで、プローブ圧 P_{prb} の絶対圧を算出する方法である。図 12 は、本研究の実験で得られた圧力波形と模型先端からの距離を模型長で無次元化距離の関係を示した図である。図中の実験 1・2 はそれぞれ、前述した二つの異なる圧力測定方法を用いて得た圧力波形である。比較のために数値計算 (時間発展法) から得られた波形も表している。この数値計算では、二次元軸対称 NS 方程式を支配方程式として風洞模型周りに格子 (図 11) を作成して流体解析を行った。計算条件を表 3 に示す。模型実験で測定された無次元圧力上昇値 $\Delta p/p_{ref}$ は 0.3 で数値計算結果より約 50% 大きい値が得られた。また衝撃波の最大圧力上昇値の位置は実験から取得した波形の方が $x/l=0.5$ だけ前方に現れた。誤差の原因は、数値計算では圧力測定プローブが流れに及ぼす影響を考慮していないためと考えられる。そこで、新たな数値解析を二つ行った。一つは、圧力測定プローブのみを解析対象として格子を作成し、3 次元 NS 方程式を支配方程式として流体解析を行い、静圧孔位置での圧力と主流静圧を比較した (表 4)。プローブ周りの計算格子と圧力分布を図 13 に示す。この計算結果から、主流静圧 P_{ref} が 219.3[Pa] に対して静圧孔位

置での圧力 P_{prb} が 227.4[Pa] となり、静圧孔位置での圧力はプローブ先端から生じる衝撃波の影響は大きく受けず、圧力は主流静圧に対して 8[Pa] 程度しか高くないことがわかった。また風洞模型と圧力測定プローブの二物体が流れ場に置かれた場合を二次元 Euler 方程式を支配方程式として流体解析を行った(表5)。計算格子と圧力分布の図 14 に示す。風洞模型の先端から生じる衝撃波が圧力測定プローブに反射しており、反射した点の背後で強い圧力上昇が現れた。より実験に近い状況を模擬するために、今後重合格子を用いた三次元計算を行うつもりである。

表 3: 計算条件

支配方程式	2D axisymmetric NS Eq.
対流項	Yee Symmetric TVD
時間積分	2 step Runge-Kutta
主流マッハ数	7
格子点	101 x 75

表 4: 計算条件

支配方程式	3D NS Eq.
対流項	Yee Symmetric TVD
時間積分	Implicit MFGS [8]
主流マッハ数	7
格子点	101 x 51 x 51

表 5: 計算条件

支配方程式	2D axisymmetric Euler Eq.
対流項	Yee Symmetric TVD
時間積分	2 step Runge-Kutta
主流マッハ数	7
格子点	371 x 71

現段階では実験値と数値解析の結果に誤差が見られるものの、空間進行法で極超音速飛行体のソニックブームを計算する際の初期データとして、時間進行法による機体近傍流れの解のみならず、極超音速風洞実験の計測結果も利用可能となるものと期待される。

5 まとめ

軸対称方物面体の近傍場 ($h/l = 2\sim 8$) における圧力上昇値を Whitham の修正線形理論と数値計算(時間発展法)を用いて比較した。その結果、Whitham の修正線形理論の与える圧力上昇値は、超音速領域(Mach2)の数値計算結果とよく傾向が一致するが、極超音速域(Mach 5)では Whitham の修正値は、正しい減衰傾向を示さな

かった。よって超音速線形理論を基に導かれた Whitham の修正線形理論は、高マッハ数では適用できない可能性があることがわかった。

そこで、高いマッハ数領域において非粘性の影響を考慮したソニックブーム強度の解析的な評価を正確に行うために、数値計算法の一つである空間進行法を用いて、圧力波形輸送計算を行った。機体近傍場での数値計算(時間発展法)から得られた圧力分布を入力波形として、物体から $h/l = 2\sim 30$ での圧力上昇値の評価を行った。その結果、時間発展法より正確かつ計算時間も短く圧力波形を輸送することができた。近傍場における圧力波形は、時間進行法による数値解析だけでなく極超音速風洞実験からも得ることが可能であった。

参考文献

- [1] 久保田弘敏,'超音速機飛行時の環境課題に関する研究',平成9年度研究費成果報告書,1997年3月
- [2] 藤井孝蔵,'流体力学の数値計算法',東京大学出版会
- [3] Kandil,O.A., Yang,Z.Bobbit,P.J.,"Prediction of Sonic Boom Signature Using Euler-Full Potential CFD with Grid Adaptation and Shock Fitting," AIAA 2992-2542, 2002"
- [4] Yee,H.,Warming,R.,"Implicit Total Variation Diminishing(TVD) Schemes for Steady-State Calculations," Journal of Computational Physics 57,327-360,1985.
- [5] Darden,C.M.,"Limitations of Linear Theory for Sonic Boom Calculations," *Journal of Aircraft*,Vol. 30, No.3, May-June 1993, pp.309-214
- [6] Korte,J.J.,"An Explicit Upwind Algorithm for Solving the Parabolized Navier-Stokes Equations," NASA TP-3050,1991
- [7] Tanehill,J.C.,Anderson,D.A.,Pletcher,R.H.,"Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer," McGraw-Hill,1984
- [8] Yoon,S.,Jameson,A.,"An LU-SSSOR Scheme for the Euler and Navier-Stokes Equations," AIAA Paper 87-0600,1987
- [9] 今村宰,綿貫忠晴,鈴木宏二郎,柏風洞WG,'東京大学柏キャンパス極超音速風洞の気流特性について',第39回流体力学講演会/ANSS2007,JAXA-SP-07-016,pp.50-55,2008

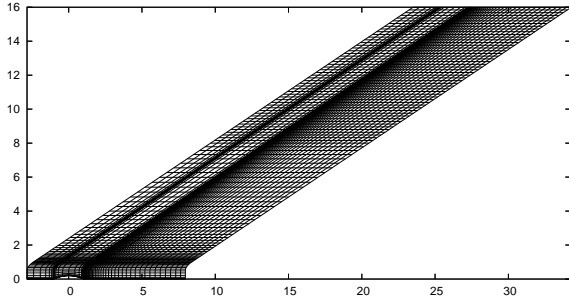


図 1: 計算格子

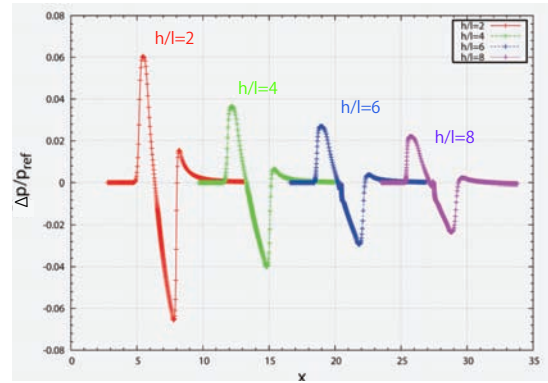


図 4: 時間発展法による圧力波形 (Mach 2)

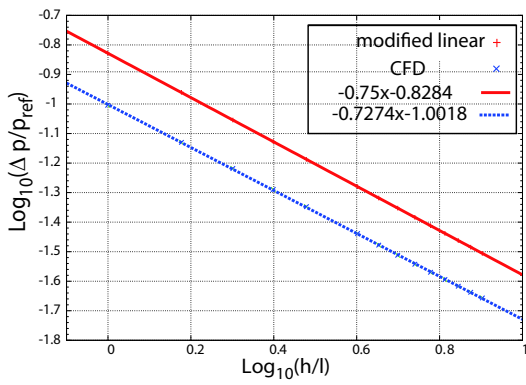


図 2: 圧力上昇値 Mach2 $h/l = 1 \sim 8$

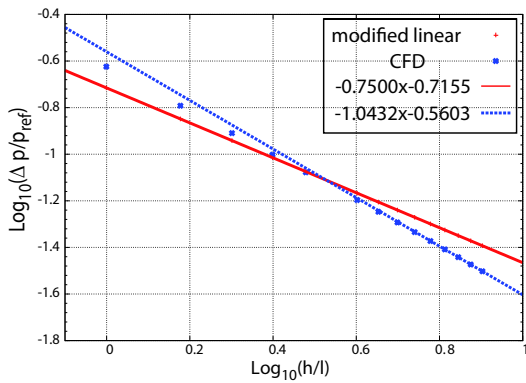


図 3: 圧力上昇値 Mach5 $h/l = 1 \sim 8$

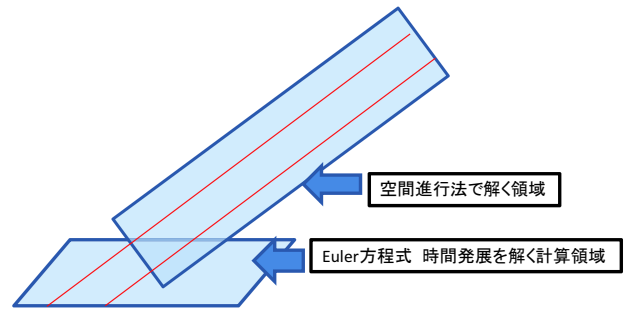


図 5: 計算領域拡張方法模式図

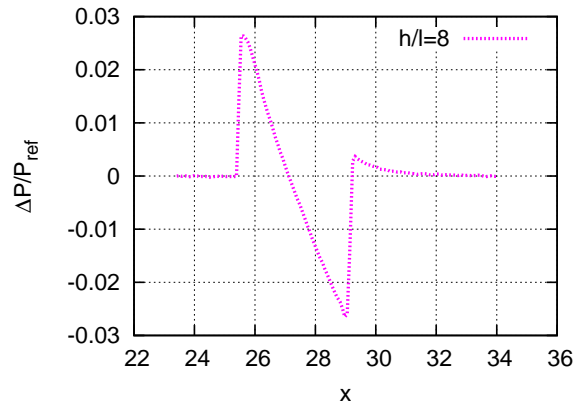


図 6: 空間進行法による圧力波形 (Mach 2)

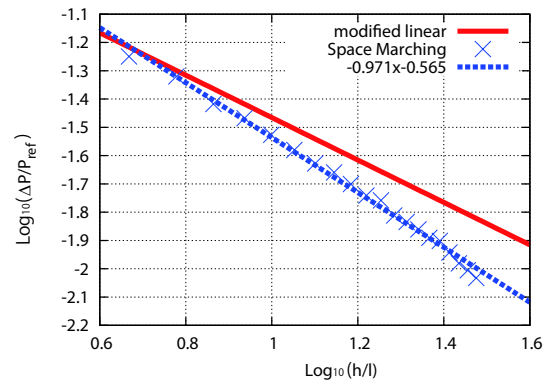


図 7: 圧力上昇値 Mach5 $h/l = 5 \sim 30$

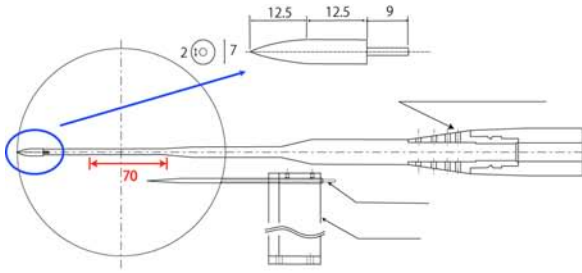


図 8: 測定室内の模型および計測機器

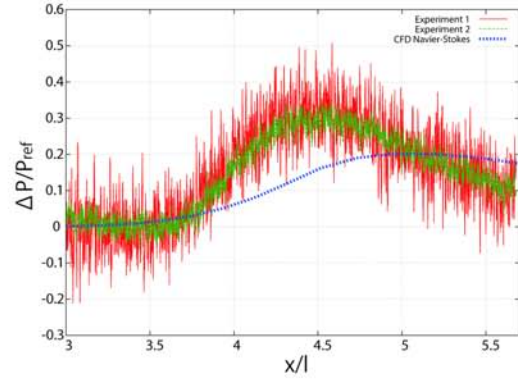


図 12: 風洞実験と CFD の無次元圧力上昇値比較

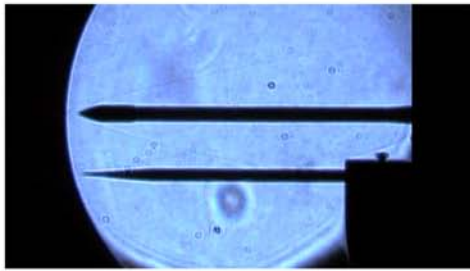


図 9: シュリーレン写真 (実験開始時)

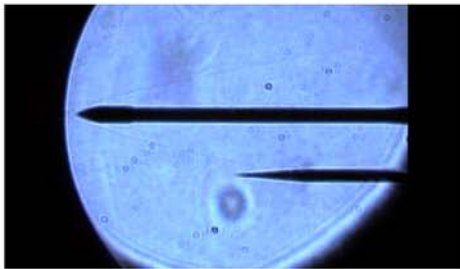


図 10: シュリーレン写真 (実験終了時)

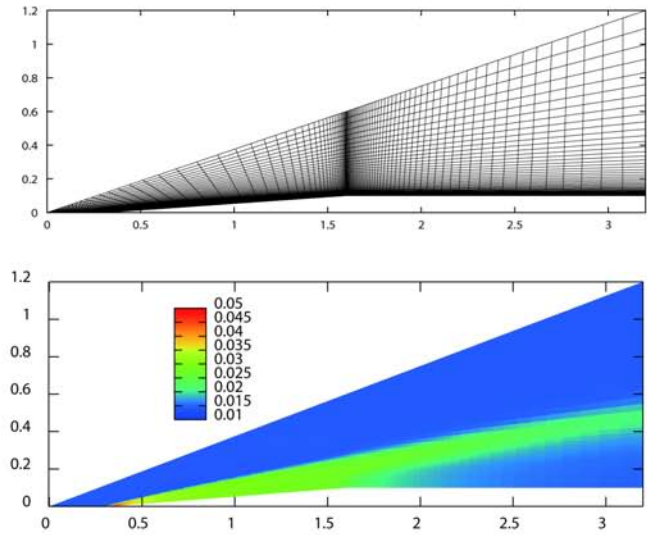


図 13: 圧力測定プローブ周りの計算格子・圧力分布

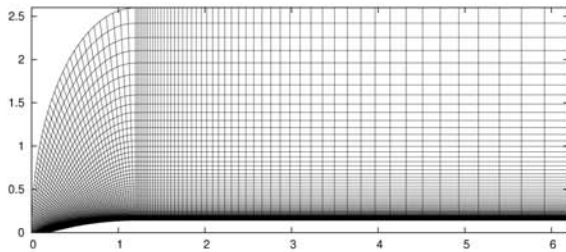


図 11: 風洞模型周りの計算格子

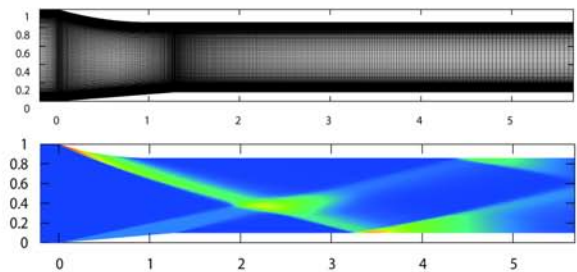


図 14: 風洞模型・圧力測定プローブ周りの計算格子・圧力分布

バリステックレンジを用いた超音速複葉翼低ブーム特性の検証実験

豊田篤, 大久保正幸, 大林茂
東北大学 流体科学研究所
清水克也, 佐宗章弘
名古屋大学大学院 工学研究科

Experiment of the Low Sonic Boom Characteristics of the Supersonic Biplane with the Ballistic Range

by

Atsushi Toyoda, Masayuki Okubo and Shigeru Obayashi (Institute of Fluid Science, Tohoku University)
Katsuya Shimizu and Akihiro Sasoh (Department of Engineering, Nagoya University)

ABSTRACT

To demonstrate the low boom characteristic of the supersonic biplane, supersonic biplane model was flown using the ballistic range. Before the experiment, to actually build the experimental model, the ideal wing configuration had to be modified. To evaluate the change in the configuration, the computational simulation was carried out. The result indicated that by modifying the distance between the wings, the shock wave cancellation become closer to the ideal. The experiment was carried out using the model designed with the computational simulation and for the comparison, the monoplane was also launched. In the experiment, to observe the shock waves created from the models, the shadowgraph images were captured using the high speed camera. The captured images indicated that the supersonic biplane model created the shock waves as predicted by the computational simulation and close to ideal shock wave cancellation was observed. Secondly, the pressure waves were measured underneath the flight path. The measured pressure history indicated that the supersonic biplane model can mitigate the shock wave propagates to the ground to one third of that of the shock waves created from the monoplane model. The low boom characteristic of the supersonic biplane was proven with the free flight experiment using the ballistic range for the first time.

1. はじめに

現在多種多様な航空機が運行されている。しかし、現在高速機として販売、運行されている機体でも巡航速度はマッハ 0.9 以下である。その為長距離フライトでは飛行時間が 10 時間を越えるフライトも珍しくない。そのような長時間のフライトでは例えファーストクラスで飛行したとしても、精神的、肉体的に大きなストレスとなる。その上、長時間のフライトはエコノミークラス症候群に代表される健康問題を引き起こす可能性がある。また時間価値の上昇等からも移動時間の短縮が求められ、超音速旅客機への需要が高まってきている。

過去、旅客機の歴史の中で製造された超音速旅客機は二機存在するが、両機とも既に運航終了している。これらが運航終了した理由はいくつか存在するが、特に超音速巡航時に機体から発生するソニックブームが重大な問題であった。この問題のため陸地上空を超音速で飛行することは Federal Aviation Regulation(FAR)により禁止されており、FAR は多くの国や地域で航空法の原則として採用されている。つまりソニックブームを低減できていなければ、たとえ超音速で飛行可能な旅客機を開発したとしても、日本-ヨーロッパ間などほぼ全行程で陸地上空を飛行するようなルートでは超音速飛行する事が法律で禁止されてしまうため、飛行可能経路が限定されてしまう。陸地上空も超音速で飛行するには超音速飛行が禁止される最たる原因のソニックブームの低減が必要である。

我々の研究グループでは Adolf Busemann によって提案された超音速複葉翼を採用した超音速複葉機の研究、開発に取り組んでいる¹⁾。Busemann の超音速複葉翼では図 1 に示してあるように、上下翼それぞれから発生した衝撃波を翼間で干渉させ衝撃波を打ち消す事で、低抵抗、低ブームを実現している²⁾。

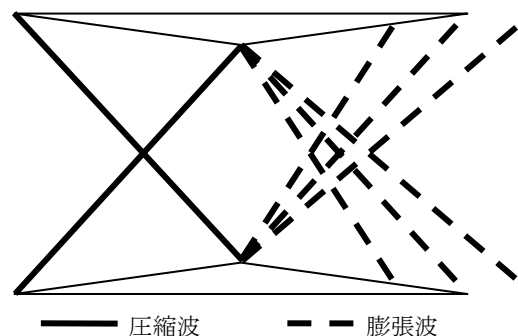


図 1 Busemann 複葉翼

現在までの研究により、超音速複葉翼を採用することで地上に伝播する衝撃波が単葉翼から発生する衝撃波と比べて弱いことが数値シミュレーションによって確認されている³⁾。また、風洞試験において超音速複葉翼の翼間での衝撃波干渉も確認されている⁴⁾。しかしながら風洞試験では模型の支持部から衝撃波が発生するため、模型から離れた空間で支持部の影響を除いて計測することが難しい。こうした理由から、超音速複葉翼から発生し伝播する衝撃波が単葉翼に比べ弱い事は実験では未だ確

認められていない。そこで数値シミュレーションを用いて実験模型を設計した後、名古屋大学電離気体力学研究室に設置されているバリスティックレンジ⁵⁾を用い、超音速複葉翼を自由飛行させ発生する衝撃波の様子を観測すると共に、衝撃波を計測し超音速複葉翼の低ブーム性能を確認する。

2. 実験

2. 1. 自由飛行実験設備

実験では名古屋大学電離気体力学研究室に設置されているバリスティックレンジを用いて実験を行った。本実験に用いたバリスティックレンジの概念図を図2に示す。バリスティックレンジでは圧縮気体により試験模型を目的とする速度まで加速させ、試験チャンバー内で試験模型は自由飛行する。この設備では模型を自由飛行させる為、模型にかかる力の計測をすることは難しいが、模型を支える必要がないため模型から発生する衝撃波のみを計測することが出来るという利点がある。今回の実験では実験的に複葉翼から発生する衝撃波が単葉翼から発生する衝撃波より弱いことを証明することを目的としており、模型のみから発生する衝撃波を計測する必要があるため本設備を使用した。

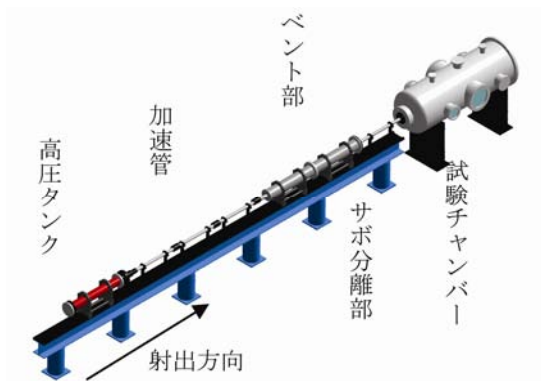


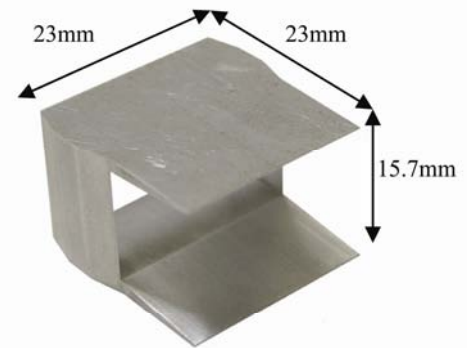
図2 バリスティックレンジ概念図

今回の実験では図2左手前の部分に駆動ガスとなる圧縮ヘリウムを2.1MPaまで充填し、図右側の試験部の圧力を60kPaまで減圧させ実験模型をマッハ数 $M \approx 1.7$ で飛行させた。飛行体の速度は試験チャンバーの観測窓に二本のレーザーを100mm間隔で設置し、物体がレーザー間を飛行するのにかかった時間から飛行速度を求めた。また、試験模型から発生する衝撃波の様子を観察するために高速度カメラを使用してシャドウグラフを行った。それに加え試験模型の飛行経路より337mm下方(機体長の約14.7倍)に圧力センサを設置し、試験模型から発生する圧力波形の計測を行った。

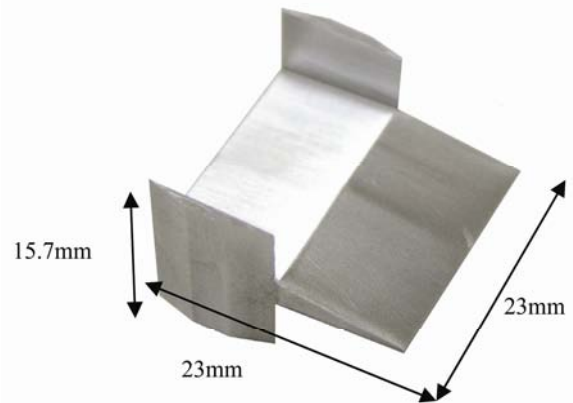
バリスティックレンジとは本来その名の通り弾道の飛行試験を行う為の装置であるため加速管断面が円形である事が多い。その為、今回の実験模型の様な非軸対象物体の飛行試験を行う際には試験模型のロール制御が難しいという問題がある。しかし、今回使用したバリスティックレンジでは複雑形状の飛行に対応するため断面形状が正方形であるので模型がロール方向に回転しないという利点がある。

2. 2. 自由飛行実験模型

実験模型はA7075(超々ジュラルミン)で製作した。模型形状を図3に示す。



(a)複葉翼模型



(b)単葉翼模型

図3 自由飛行実験模型

模型の全長及び全幅は23mmとなっている。これは正方形の加速管断面の一边が25mmなので、それに収まるサイズとした。

理想的なBusemann複葉翼形状では図1に示してあるように先端の厚みが0mmの鋭利な先端であるが、模型を実際に製作する上で先端及び後端を理想的なBusemann複葉翼の形状にすることは難しい。そこで、今

回の実験模型では先端を 0.3mm 残してある。以下の図 4 に本実験に使用した超音速複葉翼の断面を示す。

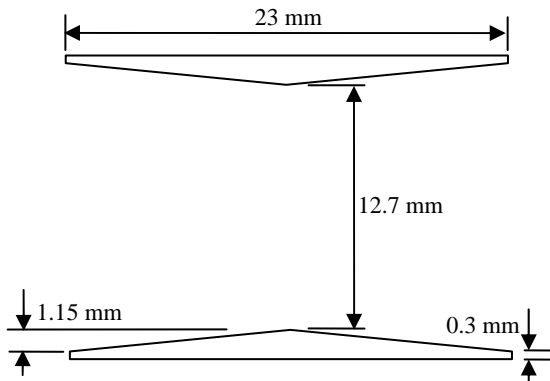
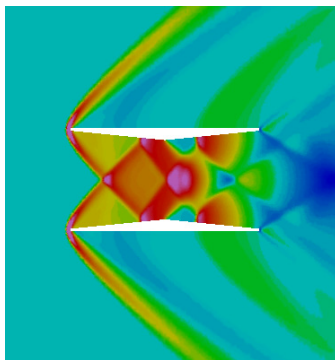
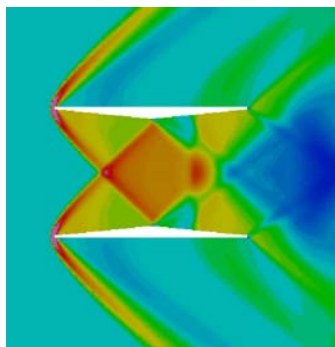


図 4 実験に使用した超音速複葉翼断面

この翼型の形状変更の影響を確認するために数値シミュレーションを行った。図 5 に数値シミュレーションの結果を示す。数値シミュレーションでは、Tohoku University Aerodynamic Simulation Code⁶⁾を用いて行った。格子点約 300 万点、一様流速度はマッハ 1.7 で支配方程式には Euler 方程式を用いた。



(a) 翼間調整前：翼間 9.6 mm



(b) 翼間調整後：翼間 12.7 mm

図 5 試験模型の数値シミュレーション結果(C_p 分布)

理想的に鋭利な前縁の場合、翼間距離は 9.6mm で理想的な衝撃波干渉が行われるが、0.3mm 残った先端がある為先端から発生する衝撃波角が理想的な Busemann 複葉

翼形状より大きくなり翼中間の頂点より前に衝撃波が当たってしまっていることが図 5(a)より確認できる。これを回避するため翼間距離 12.7mm に広げることで対応した。図 5(b)を見ると前縁から発生した衝撃波が複葉翼の頂点に当たり、理想的な衝撃波干渉が起きていることが確認できる。

また、複葉翼模型には上下翼を支えるために翼端板を取り付けている。翼端板を設置することで翼間流れが 2 次元の流れに近づき、より理想的な衝撃波干渉が起こる。しかし、2 次元の超音速複葉翼は設計マッハ数に達する前に流れがチョークしてしまい、強い衝撃波の発生とともに抵抗が増大するという問題がある。このチョークした不始動状態に超音速複葉翼が陥ってしまうと超音速複葉翼の低ブーム性能は発揮されず、マッハ 2.2 まで加速しないと始動状態に戻ることは事ない。翼端板を翼前縁から後縁まで全て塞ぐように取り付けてしまうと、このチョーク現象が発生してしまい、衝撃波が上手く干渉できないことを数値シミュレーションにより確認した。そこで、これを回避するために高圧になる翼前縁から頂点までの翼端板を取り外すことにより横流れを発生させ、翼間の圧力を下げることによりチョークを回避させた⁷⁾。翼端板を頂点から後縁部までのみ設置すると重心が後方に偏るという問題があるが、模型の安定性を考慮すると重心は前方にあるほうが好ましい。しかし、実験では飛行マッハ数 $M = 1.7$ 、飛行距離約 3m であることから模型の不安定性により姿勢が崩れてしまう前に試験が終了すると考え、これを無視した。

また、超音速複葉翼との比較対象用に単葉翼模型を製作した。単葉翼模型は複葉翼の上下翼を張り合わせたダイヤモンド翼を採用した。この模型も、複葉翼同様に先端を 0.3mm 残している。また、単葉翼模型には上下翼を支えるための翼端板は必要ないが、複葉翼模型と同じ翼端板を設置することにより、衝撃波の計測を行う際に体積の違いによる衝撃波強度の差が少なくなるようにした。また、両模型はそれぞれ 5 発ずつ飛行実験を行った。

2. 3. 加速用サボ

バリスティックレンジでは駆動ガスにより試験模型を射出する。そこで試験模型後方に駆動ガスをシールする必要がある。また、実験時に加速管を傷つけないように試験模型は加速用のサボに収める。図 6 に今回の実験で使用した加速用サボを示す。

加速用サボ後方はブリッジマンシールとなっている。これにより加速管をシールし後方の高圧駆動ガスを逃がすことなく圧力を受け、模型を加速させる事が出来る。実験時に模型と共に加速されたサボは、試験部直前のサ

ボ分離部管内で模型との抵抗差により自然分離する．今回使用したサボは加工の都合上，図 6 の赤色部分に工具の逃げの部分を作る必要があったため，加工の後図 6 赤色部分をパテで埋めた．

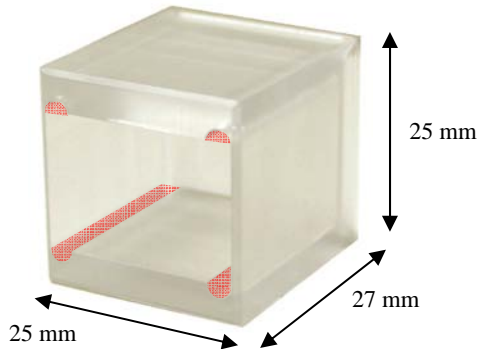


図 6 加速用サボ（パテで埋めた部分を赤色で示す）

3. 実験結果

3. 1. シャドウグラフによる可視化

今回のシャドウグラフには高速度カメラを用い，1 フレームを $16\mu\text{s}$ とし露光時間は $2\mu\text{s}$ で撮影を行った．

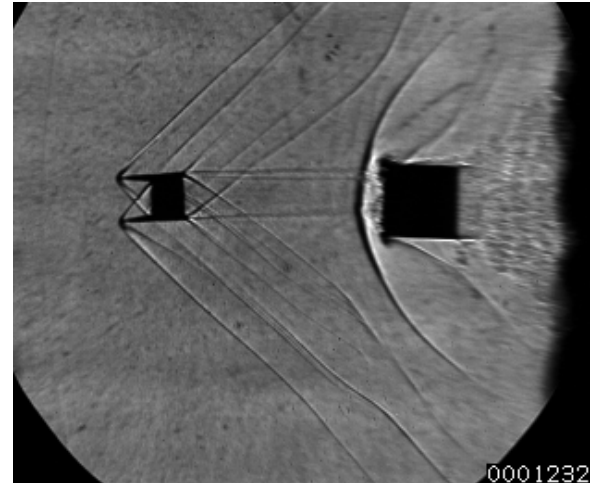
今回の実験に用いた設備ではロール方向の回転を抑えることは可能であるが，ピッチ方向及びヨー方向に関しては制御することは出来ず，サボとの分離の際のずれにより模型に迎角が付く結果となった．従って，各々5回実験した複葉翼模型及び単葉翼模型の飛行実験の中で最も水平飛行に近い状態の結果に関して議論を進める．図 7(a)には超音速複葉翼の迎角が約 -3° の場合，図 7(b)に単葉翼の迎角が約 -23° の可視化図を示す．

図 7(a)より超音速複葉翼の翼間では，先端から発生する衝撃波は設計通り反対側の翼の頂点にほぼ正確に当たっていることが確認できた．しかし，模型後方からも衝撃波が漏れ出ており，流れの非線形性や干渉が境界層や迎角の影響により多少崩れてしまっていることを示している．また，翼前縁には加工のため残した厚みから局所的に強い衝撃波が発生していることが確認できる．

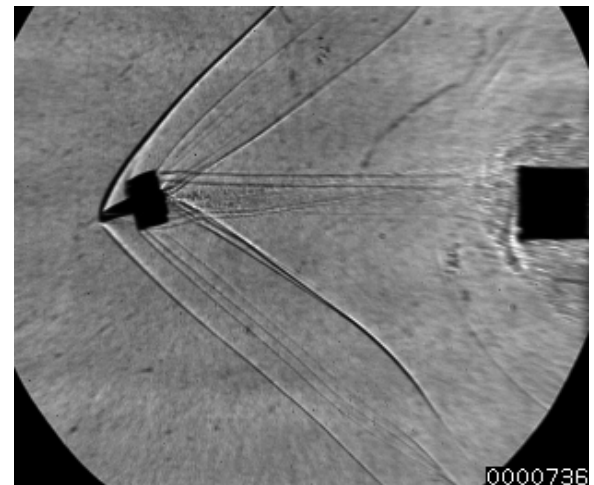
図 7(a)を見ると試験模型の直後に加速用サボが飛行している．今回の実験では，試験模型の質量が約 3g で加速用サボの質量が約 8.5g と試験模型に対し加速用サボの質量が大きかった．そのため加速用サボの運動量が大きく，サボ分離部から試験チャンバーに達するまでにサボが十分に減速されなかったため，試験模型と加速用サボの分離距離が十分でなかったことが図より確認できる．

また単葉翼模型の実験では図 7(b)から見て取れる様に，大きな負の迎角が付いてしまっている．単葉翼模型の実験ではサボの加工時に出来た窪みをパテで埋めて使用し

たが，主たる試験模型と加速用サボの接触面がパテで埋めた部分であり，パテの表面の面精度が非常に悪いため分離の際に模型がスムーズに加速用サボから分離されなかったと考えられる．今後の実験で改良が必要である．



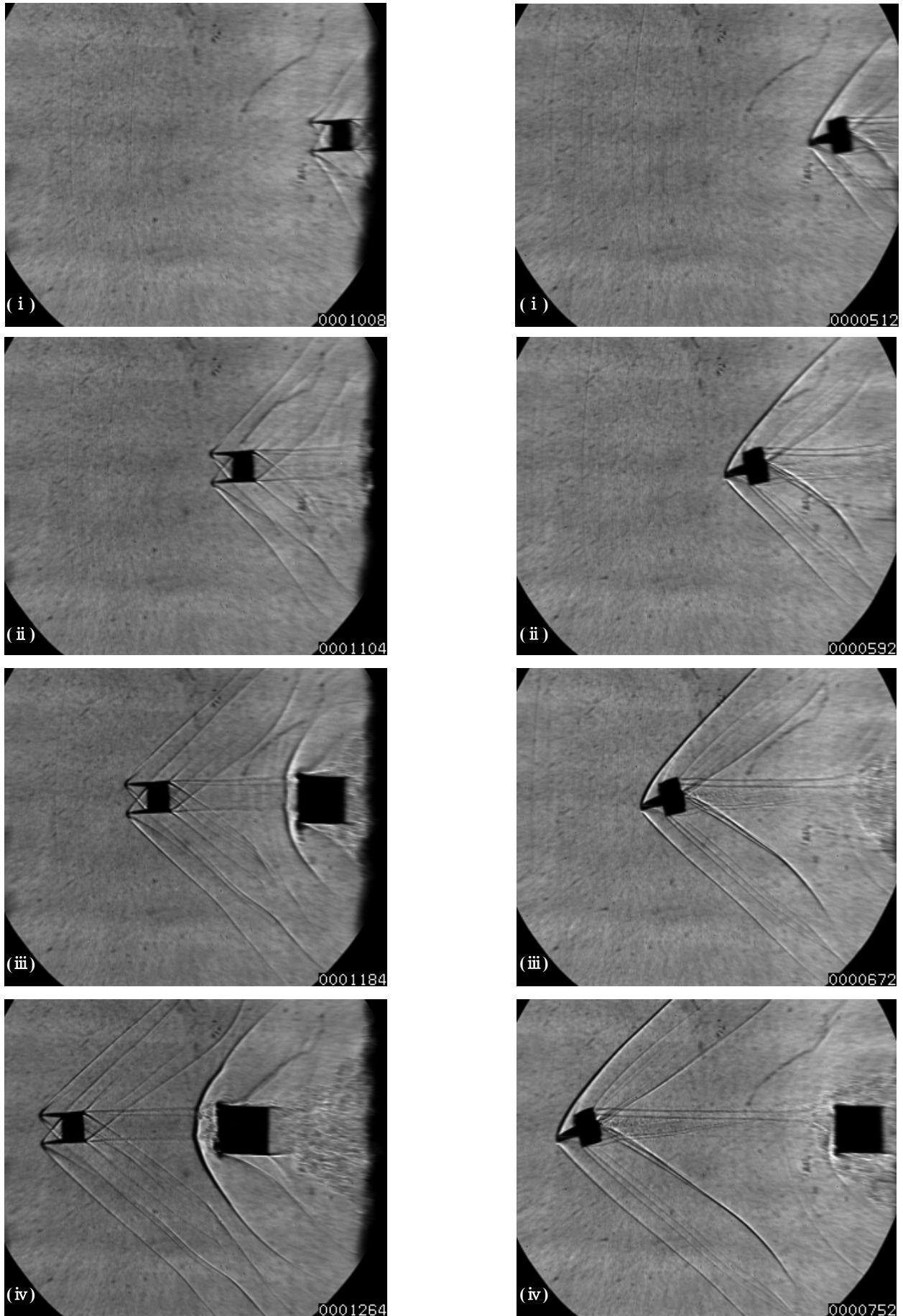
(a) 複葉翼模型



(b) 単葉翼模型

図 7 シャドウグラフによる衝撃波の可視化

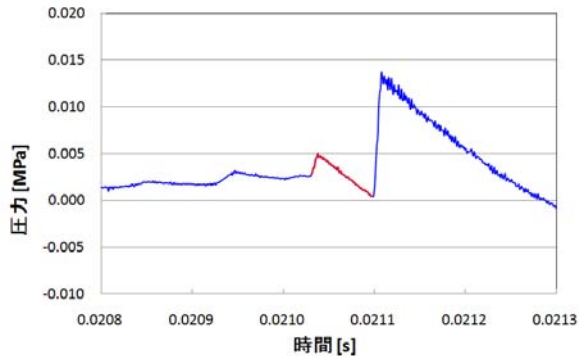
図 8 は実験模型の姿勢の時間変化を表している．図 8(i) から(iv)の時間間隔はそれぞれ $80\mu\text{s}$ である．今回の実験ではチョーク現象を回避するために翼端板を模型の後半部分にのみ設置したため，模型の重心が後方にあり，模型の安定性が悪いという問題が存在した．そのため，試験飛行中に模型が回転してしまう事が懸念された．しかし図 8 の時間履歴を見ると単葉翼模型の場合は多少模型がピッチ方向に回転している事が確認できるが，複葉翼模型の場合は模型の迎角の変化がほとんど確認されなかった．従って模型の不安定性は無視してよい事が確認できた．



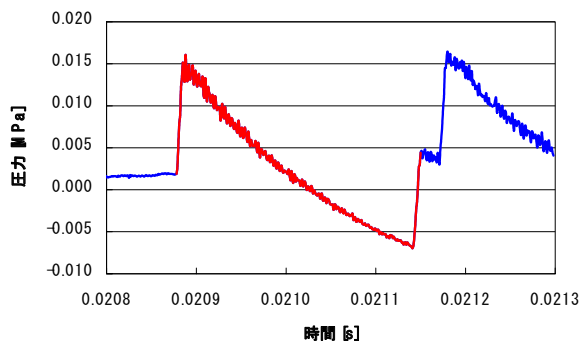
(a) 複葉翼模型 (b) 単葉翼模型
 図 8 模型姿勢の時間変化 ((i)→(iv)に時系列で並べてある. 時間間隔は 各々80 μ s)

3. 2. 圧力波計測

本実験装置では、模型の飛行経路から 337mm 下方に圧力センサを設置し、衝撃波の計測を行った。図 9 に計測結果を示す。



(a) 超音速複葉翼模型から発生した圧力波
(ハイライト部分)



(b) 単葉翼模型から派生した圧力波
(ハイライト部分)

図 9 飛行経路より 337mm 下部で計測した実験模型から発生した圧力波

図 9 の単葉翼模型と超音速複葉翼模型から発生した衝撃波の正のピーク値を比較すると、単葉翼模型から発生した衝撃波の正のピーク値が約 17.3kPa なのに対して、超音速複葉翼模型から発生した衝撃波のピーク値は約 5kPa と非常に弱いことが確認できた。今回単葉翼模型の値と使用した結果は、大きな負の迎角を持つ結果であり、迎角がゼロの時よりもピークは弱く計測されているはずである。しかし、超音速複葉翼から発生する衝撃波は単葉翼の約 3 分の 1 程度であり、超音速複葉翼の衝撃波低減性能は非常に強力であることが証明された。

一方、超音速複葉翼の場合では図 7 のシャドウグラフの図からも見て取れるがサボから発生した圧縮波が模型から発生した衝撃波と干渉しており、圧力波の負のピークを正しくとらえることができなかった。これはサボと

模型の分離距離が十分でなかった為である。今後の実験ではサボの軽量化が必要不可欠である。

4. 結言と今後の課題

本実験では超音速複葉翼および比較対象に単葉翼模型を自由飛行させた。シャドウグラフの結果から、超音速複葉翼翼間では数値シミュレーションを用いて予測した通り衝撃波干渉が行われている事が確認された。また、圧力計測の結果より超音速複葉翼から発生する衝撃波は単葉翼から発生する衝撃波に比べ弱いことが確認され、超音速複葉翼の低ブーム特性が実験的に証明された。

しかし、今回の実験では超音速複葉翼から発生する衝撃波の正のピークを確認することは出来たものの、負のピークはサボから発生する衝撃波が干渉してしまい計測することができなかった。超音速複葉翼から発生する衝撃波を正確に計測するためには、サボを軽量化することによりサボと模型の分離距離を長くする事が必要不可欠である。

参考文献

- 1) Kusunose, K., et al., *Aerodynamic Design of Supersonic Biplane: Cutting Edge and Related Topics*, Tohoku University Press, Sendai, 2007.
- 2) 米澤誠仁, 山下博, 後藤悠一郎, 楠瀬一洋, 大林茂, 「Busemann's Biplane による超音速飛行の基礎研究」, 第 15 回設計工学・システム部門講演会, 札幌, pp. 64-65, 2005.
- 3) 山下博, 米澤誠仁, 後藤悠一郎, 楠瀬一洋, 大林茂, 「超音速二枚翼型における衝撃波の CFD 解析」, 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, 東京, 2005.
- 4) Kuratani, N., Nagai, H., Asai, K., Ogawa, T., and Obayashi, S., "Visualization of Interacting Flow Field Between Busemann's Biplane in Supersonic Flow", 13th International Symposium on Flow Visualization, ISFV13(301), Nice, France, July, 2008.
- 5) 佐宗章弘, 大芝慎, 佐藤武志, 「超音速飛行実験のための加速管内サボ分離技術」, 第 44 回飛行機シンポジウム, 1A10, 2006.
- 6) Ito, Y., and Nakahashi, K., "Direct Surface Triangulation Using Stereolithography (STL) Data," AIAA Paper 2000-0924, 2000.
- 7) 大久保正幸, 豊田篤, 大林茂, 「バリステックレンジを用いたフリーライト実験のための複葉翼実験模型形状の研究」, 日本航空宇宙学会北部支部 2009 年講演会, 仙台, U-2, 2009.

超音速機主翼の大域的な多分野融合最適設計

瀬戸 直人
首都大学東京大学院

牧野 好和
宇宙航空研究開発機構

鄭 信圭
東北大流体研

金崎 雅博
首都大学東京

Global Multidisciplinary Design Optimization for a Supersonic Wing

by

Naoto Seto (TMU), Yoshikazu Makino (JAXA), Jeong Shinkyu (IFS/Tohoku Univ.), and Masahiro Kanazaki (TMU)

Abstract

Multidisciplinary design optimization for supersonic wing geometry is carried out. The objective functions are to maximize lift to drag ratio and to minimize sonic boom intensity at supersonic cruise respectively, and to minimize wing weight. Multi-Objective genetic algorithm (MOGA) is applied as an optimizer, which Kriging model is used to reduce computational cost. For Kriging model construction, 75 sample points are evaluated. To obtain the information of the design space, functional Analysis of Variance (ANOVA) which is one of the knowledge discovery techniques is applied. According to their results, there is trade-off relationship among 3 objective functions. ANOVA results say that the cambers of the wing section at root and kink are effective in lift to drag ratio, the inner wing sweep back angle is in sonic boom intensity, camber of wing section at kink and aspect ratio are in wing weight. Considering the calculation cost of objective functions, time-wise effective MDO tool has been constructed.

1. 序論

近年の航空機開発においては、環境適合性を含めた多様な性能要求を満たす航空機の効率的な開発が求められており、高度な計算機支援による手法が期待されている。特に、ソニックブームの問題が解決されていない超音速旅客機など、未解決な事柄が多い機体形状開発にはそうした技術の適用が効果的であり、世界的にも研究が盛んである。文献 1 では、超音速ビジネスジェットを対象に応答曲面法を用いた Multi-fidelity 最適手法が適用され、ソニックブームを含む多分野融合最適化(Multi-Disciplinary Optimization: MDO)問題の解決が試みられた。我が国の超音速航空機 (Super Sonic Transporter: SST) 関連研究においても宇宙航空研究開発機構 (JAXA) で計算機支援による手法が検討され、1990 年代から無推力実験機 NEXST-1 開発等に適用されている[2]。それに続いて、ソニックブームの低減を実証するための静粛超音速実験機 (Silent Super Sonic Technology Demonstrator: S³TD)の開発 (図 1) が 2000 年台から行われており、それに伴って超音速概念設計ツールの開発[3] とそれに基づく MDO[4]も行われている。

文献 4 では Euler 方程式などのフィデリティの高い支配方程式を用いて流れ場を計算しており、こうした研究では、実設計に適用できる有用な設計データを取得することが出来、詳細設計に適している。一方で、この実験機の技術を継承する次世代ビジネスジェットなどの初期概念設計を短期間で行うには計算コストの負荷が問題となる。

そこで本研究では次世代超音速旅客機の初期概念検討を効率的に行うため、多目的遺伝的アルゴリズム (Multi-Objective Genetic Algorithm; MOGA)と Kriging 法、データマイニング法などを主体とした多目的設計探索[5]の着想を取り入れ、効率的に MDO を行うことができるツールの構築及び、汎用化を試みる。また、このツールを試験的に JAXA の静粛超音速研究機主翼の多分野融合設計に適用し、使用感を確認する。

最適設計では SST で重要な要素である空力・ソニックブーム・翼重量の低減を目的関数とした。空力評価は線形ポテンシャル方程式を解くことにより行う。また、設計効率の高さを生かし、制約条件として水平尾翼の舵角をトリム安定が取れるようにし、現実の問題に即したものとした。

最適設計では SST で重要な要素である空力・ソニックブーム・翼重量の低減を目的関数とした。空力評価は線形ポテンシャル方程式を解くことにより行う。また、設計効率の高さを生かし、制約条件として水平尾翼の舵角をトリム安定が取れるようにし、現実の問題に即したものとした。



図 1 静粛超音速実験機モデル

2. 適用する最適設計法

2. 1 多目的設計の効率化

最適化問題を解く際には様々な手法が提案されているが、本研究では低計算コストで MDO ツールを構築するために下記に記した計算方法を用いてツール構築を行った。

2. 1. 1 Kriging 法

低計算コストな MDO ツール構築を目指し、計算コスト削減のために近似手法を取り入れた。複数の目的関数を同時に評価する本研究では大域的な解情報を得るために MOGA を適用するが、MOGA は多点同時探索を行うので

解が収束するまでの計算コストが高く、解空間の傾向をつかむまでに時間がかかる。そこで、計算コスト削減のために解空間を近似する手法の一つである Kriging 法[6]を取り入れた。Kriging 法は数点のサンプル点同士の相関を考慮した近似手法であり多峰性が予想される問題においても高い精度で近似解を構築することができることが知られている。Kriging 法による任意の設計点 x^i での近似解 $y(x^i)$ は次式で与えられる。

$$y(x^i) = \mu + \varepsilon(x^i) \quad (i=1, \dots, N) \quad (1)$$

N は設計変数の数、 μ は解空間全体の平均値、 $\varepsilon(x_i)$ は μ からの偏差である。本研究における初期のサンプル点は 75 点とし、実験計画法の一つであるラテン超方格法[6]により取得した。

2. 1. 2 多目的遺伝的アルゴリズム

Kriging 法による近似解上での非劣解探索には、大域性に優れた領域分散遺伝的アルゴリズム(Divided Range MOGA; DRMOGA)[7]を適用した。GA は生物界における進化過程を模した計算アルゴリズム(図 2)で、多点同時探索により大域的な解を得られることが知られている。優れた個体を選択し、交差や突然変異といった遺伝的操作を行うことにより、次の世代を形成し最適解を探索するというのが基本的な概念である。DRMOGA は得られている解を着目する目的関数値順にソートを行い、サブ集団を形成する。そのサブ集団内で MOGA を行う手法である。

本研究では集団サイズ 24、分割数 4、移住間隔 8、640 世代の探索を行った。

2. 1. 3 分散解析

設定した目的関数に対する設計変数の寄与率を調べるために多変量解析の一種である分散解析を行った。近似解上での設計変数の主効果や相互作用を分解して推算する。設計変数 x_i に対する主効果は次式で定義される。

$$\mu_i(x_i) \equiv \int \dots \int y(x_1, \dots, x_n) dx_1, \dots, dx_{i-1}, dx_{i+1}, \dots, dx_n - \mu \quad (2)$$

また、設計変数 x_i と x_j に対する相互作用は次式で定義される。

$$\mu_{i,j}(x_{i,j}) \equiv \int \dots \int (x_1, \dots, x_n) dx_1, \dots, dx_{i-1}, dx_{i+1}, \dots, dx_{j-1}, dx_{j+1}, \dots, dx_n - \mu_i(x_i) - \mu_j(x_j) - \mu \quad (3)$$

ここで μ は近似解空間上全体を積分した値である。各設計変数に対する目的関数の変動分 ε_{main} は次式で定義される。

$$\varepsilon_{main} = \int [\mu_i(x_i)]^2 dx_i \quad (4)$$

設計変数による 1 目的関数への寄与率 P_{main} は

$$P_{main} \equiv \frac{\varepsilon_{main}}{\int \dots \int [y(x_1, \dots, x_n) - \mu]^2 dx_1, \dots, dx_n} \quad (5)$$

で定義される。また 2 つの設計変数の相互作用に対する目的関数への変動分 ε_{inter} は

$$\varepsilon_{inter} = \int [\mu_{i,j}(x_{i,j})]^2 dx_i dx_j \quad (6)$$

であり、2 つの目的関数に対する相互作用に対する寄与率 P_{inter} は

$$P_{inter} \equiv \frac{\varepsilon_{inter}}{\int \dots \int [y(x_1, \dots, x_n) - \mu]^2 dx_1, \dots, dx_n} \quad (7)$$

で定義される。

2. 2 目的関数の計算手法

2. 2. 1 空力計算

空力評価には JAXA 開発による CAD-based Automatic Panel Analysis System(CAPAS)[3]を用いた。CAPAS では下記の線形化されたポテンシャル方程式 (8) を市販の線形パネル法コード Panair を用いて解いている。

$$(M_\infty^2 - 1)\phi_{xx} - \phi_{yy} - \phi_{zz} = 0 \quad (8)$$

但し、 Φ は速度ポテンシャル、 a は音速、 M_∞ は主流マッハ数である。式 8 の一般解はラプラス方程式に従い、CAPAS では線形パネル法により数値解を求める。図 4 に表面圧力分布の解析結果例を示す。

式 8 により機体直下の近傍場圧力波形が推算されるが、ポテンシャル方程式を解くだけでは衝撃波本来の非線形的な伝播が考慮されない。衝撃波の伝播を考慮するために Whitham の理論に基づいた非線形修正を施している[8]。この推算では機体表面の圧力分布より式 9 で Whitham の F 関数を求めており、式 10 で推算される波形の歪み Δx を求めて近傍場圧力波形を修正する。擾乱の伝搬速度の違いから結果として 2 値以上の値を有してしまった波形を等面積則[9]に従い補正を施し衝撃波による不連続圧力上昇を模擬している。

$$F(x) = \sqrt{\frac{\beta\gamma}{2}} C_P \quad (9)$$

$$\Delta x = -\frac{(\gamma+1)}{\sqrt{2\beta^3}} \sqrt{r} F(x) \quad (10)$$

$$(\beta = \sqrt{M^2 - 1}, \quad r: \text{伝搬距離(m)}, \quad \gamma: \text{比熱比})$$

M はマッハ数であり、上記で修正した圧力波形に基づいて Thomas の波形パラメータ法[10]により大気の影響を含めた地上におけるソニックブーム圧力波形が推算される。

2. 2. 2 主翼重量推算

主翼重量については、主翼にかかる想定荷重を (空力荷重) \times (荷重倍数) \times (安全率) と定義した[4]。荷重倍数は無人機を想定しているため 6G、安全率は 1.25 と設定した。内翼の強度要求を満たすようにスキン材とフレーム材を任意に設定し、また外翼の強度要求に対しても複合材の繊維方向と積層数を設定した。この解析においては、汎用の有限要素コードである MSC/NASTRAN 2005R3 を用いて行った。

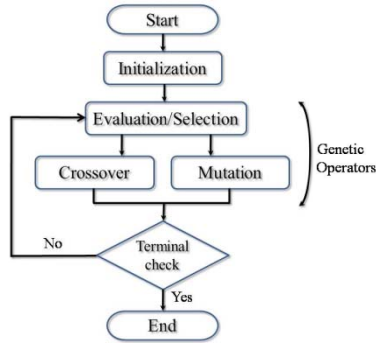


図 2 Genetic Algorithm

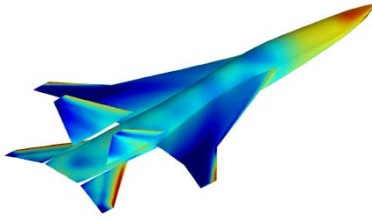


図 3 解析結果

3. 問題設定

3. 1 設定対象

対象機体は JAXA 静粛超音速研究機 2.5 次形状であり、胴体長 13.8m、全幅 7.2m、離陸総重量 4000kg である。主翼の内翼は NACA64 シリーズ、外翼はレンズ翼として構成される。飛行条件はマッハ数 $M=1.6$ 、巡航高度は 14.0km である。

設計は主翼を対象とし、内翼・外翼それぞれの後退角と翼根・キंक・翼端 3 断面での断面形状を定義することによって行う。それぞれの設計変数とその設計範囲を表 1 にまとめる。内翼は亜音速前縁、外翼は超音速前縁となるようにした。

3. 2 主翼構造モデル

主翼構造に関しては機体製作や検証試験やコストを考慮し、内翼をアルミ材、外翼を複合材とする。内翼は翼厚が十分にあるとみなし外板と桁骨を有する板骨構造である。外板と桁骨の接合は剛結合とし、後方の主要な荷重を受け持つ桁は NEXST-1 の構造に準じて、5 本桁とした。図 4 に解析モデルの平面形と構造様式を示す。

外翼はフルデプス・ハニカム・サンドイッチ構造を想定し、板厚方向に分割しないシェル要素とした。図 4 にハニカム・サンドイッチ構造の模式図を示した。各節点での翼厚から表面と裏面のスキン材の板厚を差し引いた厚みをコア材としてある。前縁・後縁と翼端では翼厚が薄いためコア材の厚みをゼロとしたが、スキン材厚は減ることなく厚みを保持した。なお、内翼と外翼の接合は十分な剛性を持つビーム要素で結合されている。

本研究では静荷重のみを考慮し、内翼の強度要求は全要素で Mises 応力が 200Mpa 未満、外翼複合材の破壊判定は複合材では広く用いられている Tsai-Wu クライテリアの初期破損を採用した[11]。

3. 3 目的関数

空力性能向上・ソニックブーム低減・主翼重量の低減についての多分野融合最適化を行う。多目的設計問題にお

る目的関数は式 11 で定義され、揚抗比 (L/D) の最大化と図 6 におけるブームカーペットにおける圧力変化 ΔP の最小化、及び主翼重量の最小化 (設計揚力係数: $C_L=0.105$) である。

$$\begin{cases} \text{maximize} & L/D \\ \text{minimize} & \Delta P \\ \text{minimize} & \text{wing weight} \end{cases} \quad (11)$$

3. 4 制約条件

所定の C_L に対してトリム安定を取るために、重心と風圧中心が同じ点に来るよう舵角を設定した。トリム安定を取る舵角設定のために、2 つ舵角での CFD 評価により風圧中心位置を求め、得られた風圧中心位置から補間して重心と一致する舵角についての空力性能を再度評価した。この制約を満たすために 1 サンプルにつき 3 度の評価を要する。

また、モーメント基準点を固定するため、平均空力翼弦長の機軸方向の 25% 位置を固定し従属的に翼胴の接合位置を変化させた。これらを制約条件として与えることで、より実機を意識した現実的な解が期待できる。

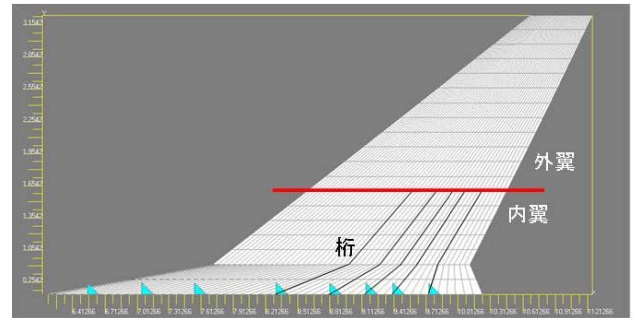


図 4 解析モデルの平面図と構造様式[11]

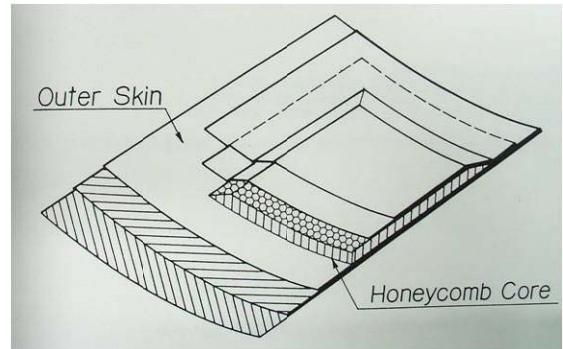


図 5 ハニカム・サンドイッチ構造[11]

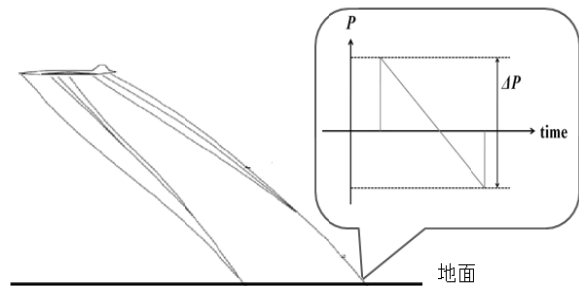


図 6 ΔP の定義

表 1 設計変数とその範囲

設計番号	設計変数	設計範囲
dv1	内翼後退角	57~69(度)
dv2	外翼後退角	40~50(度)
dv3	ねじり(翼根)	0~2(度)
dv4	ねじり(キंक)	-1~0(度)
dv5	ねじり(翼端)	-2~-1(度)
dv6	最大翼厚(翼根)	3~5(%)
dv7	最大翼厚(キंक)	3~5(%)
dv8	最大翼厚(翼端)	3~5(%)
dv9	アスペクト比	2~3
dv10	内翼キャンパー(25%コード長)	-1~2(%)
dv11	内翼キャンパー(75%コード長)	-2~1(%)
dv12	外翼キャンパー(25%コード長)	-1~2(%)
dv13	外翼キャンパー(25%コード長)	-2~1(%)
dv14	翼端キャンパー(25%コード長)	-1~2(%)

4. 結果

4. 1 構築された近似解空間

75 点のサンプル点計算により近似解を構築した。この近似解空間の精度を見積もるために交叉検定を行った。交叉検定とは、サンプル点のある点の計算値 F と、その点を除いて構築された近似解の点での近似値 f を評価するものである。図 7(a), (b), (c) は空力性能・ソニックブーム・重量それぞれの交叉検定の結果である。グラフに示されている直線は計算値と近似値が等しい値であることを示しており、この直線付近に点が集合していることが望ましい。何れの結果も解空間の傾向を概ね示している。しかしながら、低ブーム・低重量領域で有意な誤差が見られる傾向にもあり、次節以降の考察には注意を要する。

4. 2 近似解空間上でのパレート解

4-1 節による近似解空間上で MOGA による非劣解集合を探索した。640 世代までの各目的関数間の探索結果を図 8 に示す。図に示される点は 3 目的間の非劣解集合を L/D と ΔP を軸とした散布図として示す。また、各個体の重量により色付けをしてある。図中の矢印が最適方向、星印が文献 4 により設計された 2.5 次形状の値である。 L/D を増加する場合、 ΔP も増加してしまうことから L/D と ΔP のトレードオフを確認できる。また 2.5 次形状から、さらに L/D を増加させようとすると ΔP の悪化分がより増加する傾向があることが確認できる。

また、 ΔP が小さい領域では翼重量が増加することから ΔP と翼重量でもトレードオフがある。

4. 3 分散解析

各目的関数に対して分散解析を行った。結果を図 9(a), (b), (c) に示す。図 9(a) から翼根、キंकキャンパーが L/D を決定する大きな要因となっていることがわかる。これは超音速巡航では内翼でのキャンパーを取ることで揚力を積極的に得ているためと思われる。また、図 9(b) からは内翼後退角が ΔP に対して大きく寄与していることも示されている。これは後退角により衝撃波の発生位置を遅らせ衝撃波同士が整理統合するのを防ぐためと思われる。さらに、図 9(c) から、主翼重量に寄与しているのはキंक

キャンパー、アスペクト比、翼根最大翼厚であることが分かった。空力荷重により翼重量が推算されるので、キंकキャンパーが負の値をとることにより空力荷重を減らし、また、アスペクト比を小さくすることにより構造負荷を減らしたと思われる。

どの目的関数間でも内翼形状を決定する設計変数の寄与が大きい。これは内翼の前縁が亜音速前縁であることに起因すると考えられる。

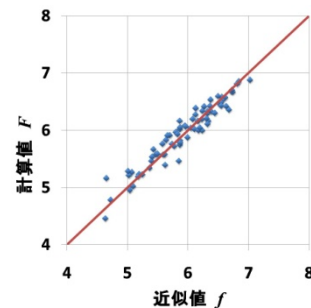
4. 4 形状から見る目的関数への影響

図 10 は 75 サンプルの中で、各目的関数評価が最も良かった設計の平面形と翼根・キंक・翼端の各断面、表面圧力分布を示している。また表 2 では目的関数値と水平尾翼の舵角をそれぞれ個体について示している。

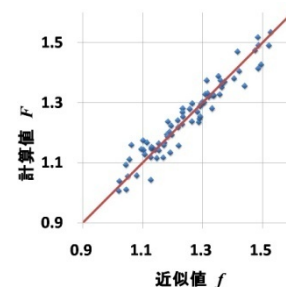
図 10(a) に示すように L/D 最大の個体は翼根・キंकにおける翼断面が薄い。超音速飛行では翼厚を薄くすることで特に内翼での造波抵抗を軽減できたと思われる。

また図 10(b) から、 ΔP 最小の個体は内翼が高後退角であり衝撃波の発生を遅らせたと思われる。分散解析の結果から、内翼後退角が ΔP に高い寄与を示しており、内翼後退角が重要なパラメータであると確認できる。

図 10(c) に示す翼重量最小の個体については、翼根・キंकにおいて逆キャンパーになっている。本来主翼で重量を支えるのに十分な揚力を発生させなければならないが、この個体については主翼とともに水平尾翼で揚力を発生しているため、主翼で発生する空力荷重が少なくなり、必要な構造重量の減少につながったと考えられる。これは制約条件を満たすようトリム安定を取るための計算を行ったためであり、高効率な手法の導入によって初めて得られた知見と言える。



(a)



(b)

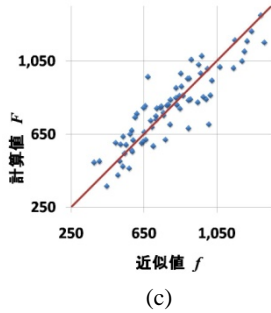


図 7 交叉検定 (a) L/D (b) ΔP (c)wing weight

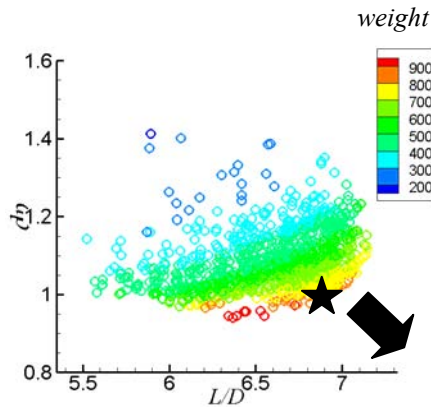


図 8 パレート解の分布

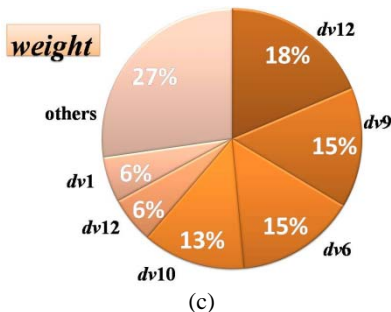
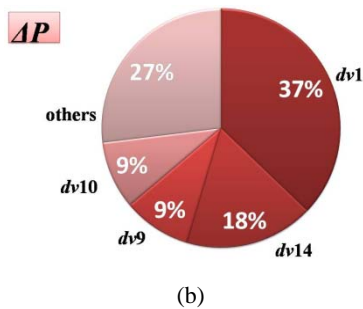
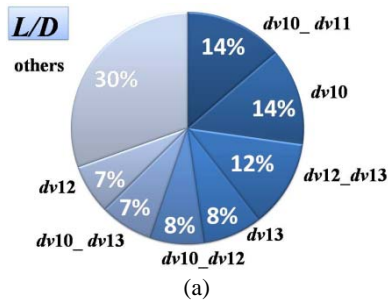
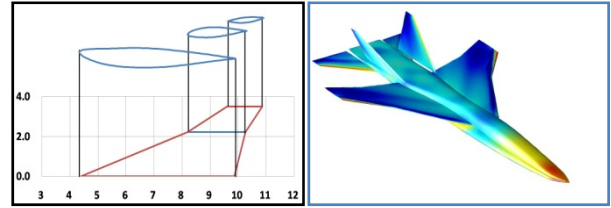
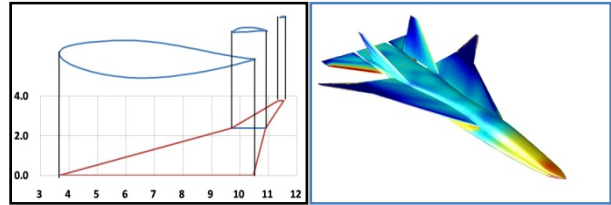


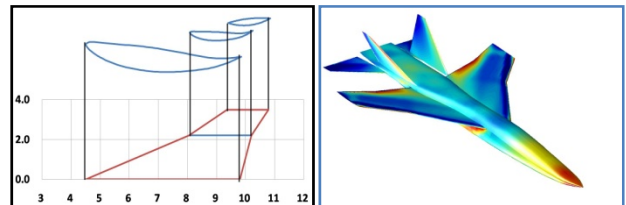
図 9 寄与度解析結果 (a) L/D (b) ΔP (c)wing weight



(a)



(b)



(c)

図 10 極限解 (a) L/D (b) ΔP (c)wing weight

表 2 極限解の各目的関数値

	L/D	$\Delta P(\text{psf})$	weight(kg)	舵角(度)
L/D max	7.03	1.20	612.31	-2.20
ΔP min	6.13	1.02	910.67	-5.63
weight min	3.70	1.53	377.64	4.17

5. まとめ

本研究では高効率で汎用性の高い超音速航空機 MDO ツールの構築とその適用を試みた。その設計プロセスに Kriging 法を用いることで、効率の高さを実現し、MOGA による大域的な探索を利用して汎用的な設計情報構築ツールとした。また、空力評価を CAPAS で行うことで、計算コストの低減を図った。

本ツールに対して、JAXA 静粛超音速研究機の主翼形状を対象に設計を行った。目的関数は揚抗比の最大化とブーム強度の最小化、主翼重量の最小化の最適化問題である。また、効率的な設計手法を用いることで、舵角の変化による計算量増加に伴うトリム安定の確保を制約条件として付与することが出来た。

MOGA による探索結果から各目的関数間の解空間を把握することができ、3 目的関数間におけるトレードオフ情報を取得した。また、分散解析により目的関数への設計変数寄与率を調査した結果では、翼根とキंकキャンパーが揚抗比に、内翼後退がブーム強度に、主翼重量はキंकキャンパーとアスペクト比が大きく関わっていることが確認できた。

今後は、さらに高精度な解空間把握のため低重量・低ブーム領域での追加計算を行い、再度多目的探索を行う予定である。また本研究での翼重量推算是静荷重のみを考慮したものであり、フラッター要求を満たした MDO ツールの構築を行いたい。

謝辞

構造計算に関しては、宇宙航空研究開発機構研究開発本部機体構造グループ 高戸谷 健 博士にご助言をいただきました。この場をかりてお礼申し上げます。

参考文献

- [1] Choi, S., Juan, J, Alonso., Iian, M, Kroo., : Multi-Fidelity Design Optimization of Low-Boom Supersonic Business Jet, AIAA2004-4371, 2004.
- [2] Horinouchi, S., Onuki., T.and, Yoshida, K., : Results of the Supersonic Experimental Airplane NEXST-1 Basic Design, JAXA-RR-05-044, pp. 1-162, 2006
- [3] 牧野好和, 牧本卓也: 超音速機概念設計ツール CAPAS の開発, 第 40 回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, pp.275-276, 2008.
- [4] Chiba, K., et al.: Multidisciplinary Design Exploration of Wing Shape for Supersonic Technology Demonstrator, AIAA Paper2007-4167, 2007.
- [5] Jeong, S., and Obayashi, S.: Multi-objective Optimization Using Kriging Model and Data Mining, *Korea Society International Journal*, pp.1-12, 2007.
- [6] 鄭信圭, 金崎雅博, 村山光宏: Kriging 法を用いた高揚力装置の最適設計, 宇宙航空研究開発機構特別資料, JAXA-SP-04-012, pp.151-154, 2005.
- [7] 廣安知之, 三木光範, 渡邊真也: 領域分散型多目的遺伝的アルゴリズム, 情報処理学会論文誌 tom3 号, pp. 79-89, 2000.
- [8] G.B. Whitham: The Flow Pattern of a Supersonic Projectile. Communication in Pure and Applied Mathematics, pp. 301-348, 1952
- [9] 牧野光雄: ソニックブーム—その理論と現象, 産業図書, 2000.
- [10] Thomas, C. L.: Exploration of Supersonic Boom Pressure Signatures by the Waveform Parameter Method, NASA TN D-6832, 1972.
- [11] 高戸谷 健, 他 : 静粛超音速機の多目的最適形状設計 (構造関連), 第 40 回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2008 論文集, pp.279-282, 2008.

勾配計算法の再検討と新手法について

嶋英志

宇宙航空研究開発機構

Reinvestigation and new method on gradient computation in MUSCL approach

by

Eiji Shima(JAXA)

ABSTRACT

Reconstruction method is the key for the spatial accuracy of MUSCL type CFD schemes. A new gradient calculation method based on WLSQ (weighted least square method) merging the benefit of G-G(Green-Gauss) method is presented. The method, named GLSQ (G-G based weighted least square method), has second order accuracy for non-orthogonal and non-constant linear mesh and gives proper gradient for thin curved mesh for which LSQ shows huge error. Although GLSQ is originally developed for hybrid mesh that combines octree and layered mesh, it also shows better accuracy in usual rectangle and triangle mesh.

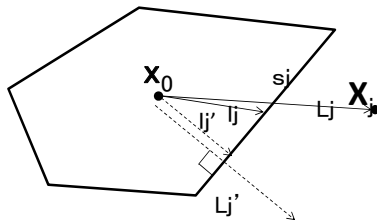


図1 計算セルと各変数の定義

- L :セル中心間距離
- l :セル中心とセル境界面中心距離
- L' : L のセル面法線ベクトル成分
- l' : l のセル面法線ベクトル成分
- s :セル面の面積
- q :セル中心の基本変数
- \bar{q} :セル面の基本変数
- V :セル体積
- $\tilde{\mathbf{F}}$:セル界面に垂直な非粘性流束
- $\tilde{\mathbf{F}}_v$:セル界面に垂直な粘性流束
- $\vec{\mathbf{X}} = (X, Y, Z)^T$:セル中心座標
- $\Delta\vec{\mathbf{x}} = (\Delta x, \Delta y, \Delta z)^T$:セルからセル面へのベクトル
- $\vec{\mathbf{x}}_n = (x_n, y_n, z_n)^T$:セル面の単位法線ベクトル
- $\vec{\mathbf{x}}_i$:隣接セル方向への単位ベクトル
- α :セル面内挿値の内挿係数
- β :混合公式の重み係数
- Δ :セル中心間の差分
- w :重み付最少自乗法の重み関数

添え字

- i, j :周辺セルのインデックス
- o :着目するセルのセル中心値
- $()_{o,j}$:セル"o"の隣接セル"j"との境界面上の値

1. はじめに

八分木 (2次元では四分木) 直交格子と物体境界近くの層状格子を組み合わせたハイブリッド格子は高レイノルズ数流れのCFD解析における現実的複雑形状の解析手法として有望である。そのソルバーとして、様々なセル(検査体積)を任意多面体のセルとして統一的に扱うセルセンター型FVM(有限体積法)は最もシンプルな選択となりうる。更に、この様な手法が高精度かつ堅牢に構成できれば既存の構造・非構造格子生成手法による格子も全てを同じソルバーで対応することが可能になり応用の幅が大きく広がると予想される。

FVMの圧縮性流体のCFD解析手法としてMUSCL型スキームが幅広く用いられている。MUSCLではセル内物理量勾配算出が必要であり、任意の多面体に対する勾配計算法は既に幾つか存在する^[1-3]。その中で、LSQ(最小自乗近似)による方法は点の配置に関わらず、線形分布を厳密に再現できる利点が知られる。他方、G-G (グリーン・ガウスの方法) はきれいな (対称性・等間隔性の良い) 格子以外では、線形分布を再現しない。しかし、LSQは薄い歪んだ格子の場合に極めて誤差が大きくなりうること、一方、G-Gはそれほど酷い状況にはならないこと、WLSQ(重み付き最小自乗法)では、改善されること、等が報告されている^[1]。

本研究の目的は、ハイブリッド格子を含む任意の多面体に対し、既存の勾配計算方は不十分であることを明らかにし、堅牢で、それを保てる範囲で高精度な新手法を構築することである。特に堅牢性に関して再構築での単調

性維持の課題を取り上げ、単調性を指針に、歪んだ格子で、堅牢性と精度を調整する手法を提案する。

2. 基礎方程式並びにスキームの基本

NS方程式は積分形式で次のように書ける。

$$\int \mathbf{Q}_t dv + \oint \tilde{\mathbf{F}} ds = \oint \tilde{\mathbf{F}}_v ds \quad (2-1)$$

これを多面体のセルに適用することでFVMの基礎式が得られる。

$$(\mathbf{VQ}_t)_o + \sum_j (\tilde{\mathbf{F}}s)_{o,j} = \sum_j (\tilde{\mathbf{F}}_v s)_{o,j} \quad (2-2)$$

MUSCL型スキームでは、非粘性流束は、隣り合うセル中心から外挿されたセル界面両側の物理量を用い、近似Riemann流束などを用いて次のように計算される。

$$\tilde{\mathbf{F}}_{o,j} = \tilde{\mathbf{F}}(\bar{\mathbf{q}}_{o,j}, \bar{\mathbf{q}}_{j,o}, \bar{x}_{no,j}) \quad (2-3)$$

セル界面値の外挿には様々な方法があるが、ここではセル中心での勾配を用いて次のように求める。

$$\bar{\mathbf{q}}_{o,j} = \mathbf{q}_o + \phi_o (\nabla \mathbf{q}_o, \Delta \bar{x}_{o,j}) \quad (2-4)$$

ここで ϕ は単調性を保つための勾配制限関数^{[4][5]}である。勾配制限関数は原則的に衝撃波などの不連続に対応するためであり、歪みの小さい格子^{上(6.3参照)}での亜音速流れでは不要、即ち $\phi=1$ で充分のはずである。本稿では勾配制限関数は考慮せず、セル中心での勾配 $\nabla \mathbf{q}$ の算出法に集中する。また、セル中心勾配は、乱流モデルや粘性流束にも必要で、計算法構築の重要課題の一つである。

3. 既存の勾配計算法

3.1 WLSQによる勾配計算

WLSQ(Weighted Least Squares Method)による勾配計算は、

$$\Pi = \sum_j \omega_j (\nabla \mathbf{q} \cdot \Delta \bar{\mathbf{X}}_j - \Delta q_j)^2, \quad \omega_j > 0 \quad (3-1)$$

を最小にするように勾配 $\nabla \mathbf{q}$ を決めるものである。停留条件から次の連立一次方程式が導出される。

$$\mathbf{M} \nabla \mathbf{q} = \sum_j \omega_j L_j \Delta q_j \bar{x}_{t,j} \quad (3-2)$$

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} I_{XX} & I_{XY} & I_{ZX} \\ I_{XY} & I_{YY} & I_{YZ} \\ I_{ZX} & I_{YZ} & I_{ZZ} \end{pmatrix} \quad (3-3)$$

$$I_{AB} = \sum_j \omega_j \Delta A_j \Delta B_j \quad (3-4)$$

3.2 WLSQの空間2次精度条件

ω_j としてセル中心間の距離 L_j を用いて

$$\omega_j = L_j^{-N} \quad (3-5)$$

とする方法を、ここではWLSQ(N)と呼ぶ。重みなしの

LSQはWLSQ(0)として統一的に扱う。直線格子の交点上の点などの対称性のある点分布に対してはWLSQ(3)が空間2次精度を与えることが示される。

3.3 G-Gによる勾配計算

G-G(Green-Gauss)の定理により領域 Ω の平均勾配は、領域境界 $\partial \Omega$ での表面積分を用いて次式で与えられる。

$$\nabla q = \frac{1}{V} \int_{\partial \Omega} q \bar{x}_n ds \quad (3-6)$$

この公式を多面体に適用し面内の平均を \bar{q} とする。その値として下記の隣り合う格子点の内挿値

$$\bar{q}_i = q_o + \alpha_i \Delta q_i = (1 - \alpha_i) q_o + \alpha_i q_i \quad (3-8)$$

を用いると近似勾配は次のように求められる。

$$\nabla q = \frac{1}{V} \sum_i s_i \alpha_i \Delta q_i \bar{x}_{ni} \quad (3-9)$$

4. 既存の手法の問題点

4.1 G-Gの問題点

G-Gはセル界面での平均値が正確であればセル内の正確な平均勾配を与えるが、数値的には界面の平均値が近似的にしか分からないので、一般には線形分布すら保存できない。また不等間隔格子では高々1次精度である。

4.2 WLSQ(N)での非等方点分布

図2のような非対称の点分布を考える。図中の曲線で構成される検査体積にG-Gを適用すると、セル界面の白丸で真の平均値が与えられれば、境界の面積が適切な重みとして働くことで、二次精度で勾配を算出することができる。一方、WLSQ(N)の場合には、点数の多い側の重みが大きくなり、極端な場合、片側差分となってしまう。

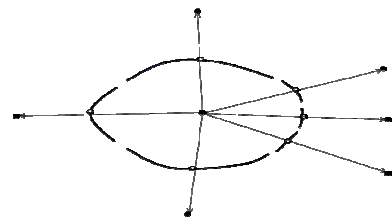


図2 非等方的な点分布の例

4.3 WLSQ(N)での曲がった薄いセルでの勾配算出

図3左に示す、僅かに曲がって並んだ薄いセルを考える。ここでは、各方向では、等間隔格子と考える。対称性から重み関数は左右(ω_1)および上下(ω_2)で同じとすると、WLSQを用いてy方向勾配は次のように求められる。

$$q_y = \frac{\omega_1 \Delta y_1^2 \frac{1}{\Delta y_1} \left(q_0 - \frac{q_1 + q_3}{2} \right) + \omega_2 \Delta y_2^2 \frac{q_2 - q_4}{2 \Delta y_2}}{\omega_1 \Delta y_1^2 + \omega_2 \Delta y_2^2} \quad (4-1)$$

一方、差分近似による参照値は、

$$q_y = (q_2 - q_4) / (2\Delta y_2) \quad (4-2)$$

となる。(x 勾配は両者で一致) よって、式(4-1)は、分子前半の格子の曲がりによる誤差成分と式(4-2)と同じ後半の上下の点の差分との重み付き平均になっており、式(4-1)が式(4-2)に近似するには、次の条件が必要である。

$$\omega_1 \Delta y_1^2 \ll \omega_2 \Delta y_2^2 \quad (4-3)$$

格子の曲がり(角度)が小、すなわち、このケースの表記では、

$$\Delta y_1 / L_1 \ll 1 \quad (4-4)$$

かつ、 $\Delta y_2 / L_2 \cong 1$ の条件のもとでは

$$\omega_j = L_j^{-N}, N \geq 2 \quad (4-5)$$

は適切な重み関数であることが分かる。

一方、図3右のように逆に縦に細長い格子($L_1 \ll L_2$)の場合に対しても、式(4-1)は同様に成立し、このケースも考慮すると $N=2$ 、即ち WLSQ(2) のみが適切である事が分かる。

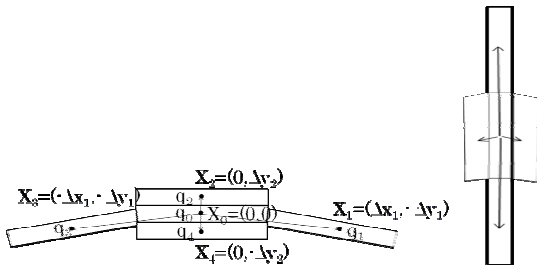


図3 曲率のある格子の例

5. 新しい勾配計算法

5.1 G-G の特徴を模擬する重み関数

4.2 で述べた非等方格子点分布に対する G-G 点の特長は、セル界面の面積が適切な重み関数として働くことによる。WLSQ の定義式(3-2)と G-G の式(3-9)を比較すると、右辺の Δq_i に関わる係数は、各々、

$$\text{WLSQ: } \omega_i L_i \Delta q_i \bar{x}_{i_i} \quad (5-1)$$

$$\text{G-G: } \frac{1}{\sqrt{V}} s_i \alpha_i \Delta q_i \bar{x}_{ni} \quad (5-2)$$

となっている。直行性の良い格子では、 $\bar{x}_{ni} \approx \bar{x}_{i_i}$

であり、定数係数は WLSQ では無視できるので、

$$\omega_i = \alpha_i s_i / L_i \quad (5-3)$$

であれば式(5-1)と式(5-2)は、同等になることが分かる。次に図4のような、一次元不等間隔格子を例に、空間二次精度の勾配算出を実現する重み関数を考える。内挿係数 α を

$$\alpha_{w_i} = (2l_i / L_i)^2 \quad (5-4)$$

のように定義すれば、この内挿係数を用いた重み関数は

$$\omega_j = (2l_j / L_j)^2 s_j / L_j = 4s_j l_j^2 L_j^{-3} \quad (5-5)$$

となり、 $s_j l_j$ が一定であること考慮すると、二次精度の WLSQ(3) と同等となる。ただし、一般のセルの場合には α を定義する l_j, L_j の選び方は自明ではない。歪の大きいセルでの堅牢性および後述する八分木格子への対応を考慮しセル面に垂直な方向の射影長 l_j', L_j' (図1参照) を用いて α を定義する。

$$\alpha_{w_i} = (2l_i' / L_i')^2 \quad (5-6)$$

最終的に

$$\omega_j = (2l_j' / L_j')^2 s_j / L_j \quad (5-7)$$

を用いた WLSQ を WLSQ(G) と呼ぶ。

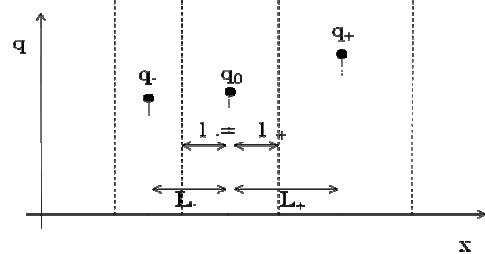


図4 一次元不等間隔格子の例

5.2 G-G と WLSQ の混合公式

後述するように、WLSQ(G) は、少なくとも妥当な勾配を算出する。しかし、WLSQ(G) を含む WLSQ 全般において、近似精度が高くとも再構築に用いた場合には大きなエラーを生じる危険がある。それに対し、G-G は、そのような問題を生じにくい。そこで WLSQ では対処できない場合に G-G に滑らかに切り替えられるよう、次のような G-G と WLSQ の混合公式を考える。(Appendix.B 参照)

$$\begin{aligned} & [\beta_o \mathbf{M}_o + 2D(1 - \beta_o) \mathbf{V}] \nabla q_o = \\ & \beta_o \sum_j \omega_j L_j \Delta \bar{x}_{i_j} \Delta q_j + 2D(1 - \beta_o) \sum_j \alpha_{G_j} s_j \bar{x}_{n_j} \Delta q_j \\ & \beta \in [0, 1] \end{aligned} \quad (5-8)$$

これは $\beta=1$ で WLSQ、 $\beta=0$ で G-G の勾配を与える。

WLSQ として WLSQ(G) を用いると次元調整用の定数 D は 1 で良いので次の式を得る。

$$\begin{aligned} & [\beta_o \mathbf{M}_o + 2(1 - \beta_o) \mathbf{V}] \nabla q_o = \\ & = \sum_j (\beta_o \alpha_{w_j} \bar{x}_{i_j} + 2(1 - \beta_o) \alpha_{G_j} \bar{x}_{n_j}) s_j \Delta q_j \end{aligned} \quad (5-9)$$

これを GLSQ(G-G based WLSQ) と名付ける。 β の算出法については 6.3 項で述べる。WLSQ と同様に 3×3 行列の反転を必要とするが格子が時間不変であれば初期に一回

計算しておけばよいので、計算量は、ほとんど増えない。

6. WLSQ(G)による改良

GLSQは、6.3項で述べるようにセルの縦横比が大きい場合以外にはWLSQ(G)として振舞うので、ここではWLSQ(G)の性質を述べる。

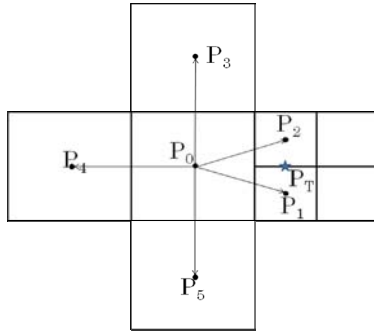


図5 四分木格子の例

6.1 非等方点分布の場合

例として、図5のような二次元格子を考える。点 P_j の座標、物理量を x_j, q_j のように表す。大きい正方形格子の辺長を h とし、対称性から、 P_1, P_2 の重みを ω_a 、 $P_3 \sim P_5$ の重みを ω_b とすると、WLSQのx方向勾配は次のようになる。

$$q_x = \left(\frac{9}{8} \omega_a + \omega_b \right)^{-1} \left(\frac{9}{8} \omega_a \frac{1/2(q_1 + q_2) - q_0}{3/4 h} + \omega_b \frac{q_4 - q_0}{h} \right) \quad (6-1)$$

次に、図6中の P_T に仮想点を設け、平均値 $(q_1 + q_2)/2$ を置いて、 P_1, P_2 の代りに用いた勾配を求める。(WLSQ(G)を用いれば2次精度近似となる。)

$$q_x = \left(\frac{9}{16} \omega_T + \omega_b \right)^{-1} \left(\frac{9}{16} \omega_T \frac{q_T - q_0}{3/4 h} + \omega_b \frac{q_4 - q_0}{h} \right) \quad (6-2)$$

(3-25)、(3-26)を比較すると、

$$\omega_T = 2\omega_a \quad (6-3)$$

の条件のもとで、式(6-1)の勾配は P_T の位置に P_1, P_2 の平均値を置いたものと一致し、WLSQ(G)では式(6-3)が成立し不等間隔性を正しく考慮できることが分かる。

6.2 曲がった薄いセルの場合

4.3項と同様のセルに対して、WLSQ(G)の重み関数式(5-7)および

$$\begin{aligned} s_1 &= s_3 \approx L_2 \\ s_2 &\approx s_4 \approx L_1 \\ V &\approx L_1 L_2 \end{aligned} \quad (6-4)$$

の関係を用いると、重み関数は、下記となり、定数係数を除くとWLSQ(2)に一致する。

$$\omega_1 = \frac{s_1}{L_1} \left(\frac{L_1'}{L_1} \right)^2 \approx \frac{1}{4} \frac{L_2}{L_1} \approx \frac{1}{4} \frac{V}{L_1^2} \quad (6-5)$$

$$\omega_2 = \frac{s_2}{L_2} \left(\frac{L_2'}{L_2} \right)^2 \approx \frac{1}{4} \frac{L_1}{L_2} \approx \frac{1}{4} \frac{V}{L_2^2}$$

したがって、WLSQ(G)は、この場合でも適切である。

6.3 歪んだセルでの単調性維持の課題

WLSQ、G-Gのいずれにおいても、セル界面の物理量外挿値は次のようにあらわされる。

$$\bar{q}_{o,j} - q_o = \Delta \bar{q}_i = \sum_j C_{ij} \Delta q_j \quad (6-9)$$

例えば、GLSQでは次のように書ける。

$$C_{ij} = \left(\Delta x_i \cdot [\beta_o \mathbf{M}_o + 2(1 - \beta_o) \mathbf{M}]^{-1} \sum_j (\beta_o \alpha_{w_j} \bar{x}_{ij} + 2(1 - \beta_o) \alpha_{G_j} \bar{x}_{nj}) s_j \right) \quad (6-10)$$

ここで、次のような単調性条件を要求する。

$$|\Delta \bar{q}_j| < |\Delta q_j| \quad (6-11)$$

したがって係数行列には、次のような条件が要求される。

$$|C|_{\max} \equiv \max(|C_{ij}|) < 1 \quad (6-12)$$

例えば、滑らかな構造格子に中心差分を適用した場合には、下記が成立する。

$$|C|_{\max} \approx 0.25 \quad (6-13)$$

G-Gの係数行列は下式であらわされるが、セル界面が平面で、各層の厚みが滑らかに変化する層状格子では状況は構造格子と同様であることを示せる。

$$C_{ij} = \Delta \bar{x}_i \cdot \frac{(s \bar{x}_n)_j}{2V_o} \quad (6-14)$$

GLSQでは式(6-12)を満足するようにセル毎に β を決める。 $\beta \ll 1$ を仮定すると、式(2)は β の1次までの展開で次のように書ける。なおここでは $\alpha_G = 1/2$ としている。

$$C_{ij} \approx \Delta x_i \cdot \frac{s_j}{2V_o} \left\{ \bar{x}_n + \beta_o \left(\alpha_{w_i} \bar{x}_i - \frac{1}{2V_o} \mathbf{M}_o \bar{x}_n \right) \right\}_j \quad (6-15)$$

これより十分条件として次式が導かれる。

$$\beta_o < \min \left(\frac{\left| \frac{2V_o}{s_i} - |\bar{x}_{ni} \cdot \Delta \bar{x}_j| \right|}{\left| \left(\alpha_{w_i} \bar{x}_{ni} - \frac{1}{2V_o} \mathbf{M}_o \bar{x}_{ni} \right) \cdot \Delta \bar{x}_j \right|} \right) \quad (6-16)$$

WLSQのマトリックス \mathbf{M} のため式(8)を満たす β は自明

ではないが WLSQ(G)では下記が成立する。

$$\text{分子} \approx \frac{2V_o}{s_i} \quad (6-17)$$

$$\text{分母} < |\Delta \bar{x}_j| \quad (6-18)$$

これらを想定し、ハイブリッド格子での数値実験により次の定義式が十分であることが分かった。

$$\beta_o = \min \left(1, \frac{V_o}{\max(\Delta x_j) \cdot \max(s_j)} \right) \quad (6-19)$$

例えば、矩形格子の場合、縦横比が 2 までは完全に WLSQ(G)で、それ以上では徐々に G-G の比率が増すことになる。したがって、ハイブリッド格子の直交格子部では WLSQ(G)のみが有効となる。

7. 数値例

7.1 円柱周り格子の例

図 7 に示すような半径 1 の円柱周りの格子において関数 $q=r^2$ に対し半径方向微係数 q_r を G-G、WLSQ(0)、WLSQ(3)、WLSQ(G)で評価し厳密解と比較した。図 8,9 に矩形格子、三角形格子の結果を示す。まず、WLSQ(G)は、いずれのケースでも比較的誤差が小さい。次に、両ケースの WLSQ(0)、三角形格子の WLSQ(3)は物体近傍で $q_r \neq 0$ となって 100%近い誤差を生じている。また、三角形格子では G-G の定式化で仮定する隣合うセル中心間に境界線の中点があるという点配置の前提条件が崩れるため誤差が常に大きい。ここには示さないが GLSQ は WLSQ(G)と G-G の中間なので物体近傍では G-G にそれ以外では WLSQ(G)と同様に振る舞う。

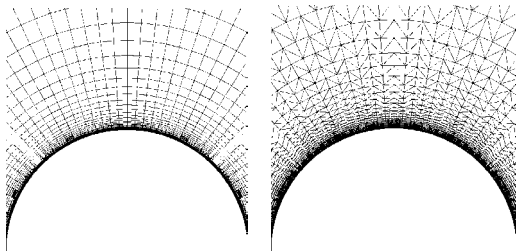


図 7 円柱周りの格子(左、矩形、右三角形)

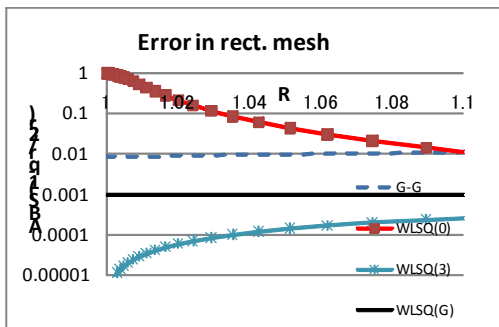


図 8 矩形格子の場合の誤差分布

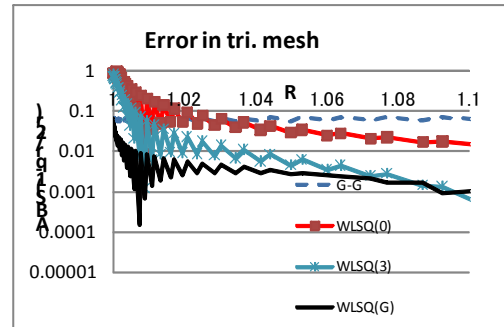


図 9 三角形格子の場合の誤差分布

7.2 単調性維持の確認

図 10,11 に示されるような球(SPHERE)および NACA0012 翼型(AIRFOIL)まわりの高レイノルズ数計算用のハイブリッド格子において、6.3 項で述べた単調性条件の成立を確認する。表 1 に式(6-9,12)で定義される $|C|_{\max}$ の全空間での最大値を示す。単調性条件を満足するには $|C|_{\max} < 1$ が必要であるが、表に示されるように、G-G、GLSQ、WLSQ(0)以外は、単調性を維持していない。この単調性の破れは、セルの縦横比が大きいところで生じる。縦横比の大きなセルでは G-G に切り替わる GLSQ が単調性を維持していることも、これを裏付けている。WLSQ(0)が単調性を維持しているのは、薄い層方向の勾配を実質的に無視しているからであり、勾配算出精度は低い。(4.3、7.1 項参照)

表 1 各勾配計算法による $|C|_{\max}$ 最大値

	AIRFOIL	SPHERE
G-G	0.443	0.556
GLSQ	0.606	0.517
WLSQ(G)	553	290
WLSQ(0)	0.971	0.442
WLSQ(1)	3.031	4.156
WLSQ(2)	445	253
WLSQ(3)	58418	18469

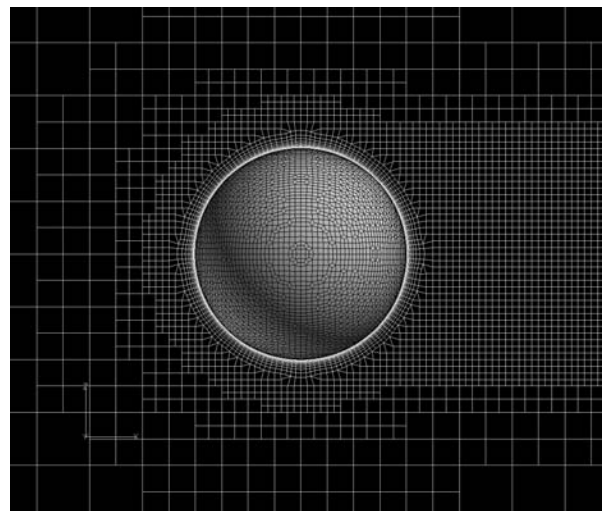


図 10 球周りのハイブリッド格子

7.3 2次元翼型の粘性計算

Mach数=0.3のNACA0012翼型まわり流れ場の圧力分布を図11に示す。手法の性質から、G-Gは格子間隔が急変するところで、WLSQ(0)は前縁付近の層状格子で問題を生じるはずであるが、このケースではGLSQがやや滑らかな等高線を示している以外大きな違いは見えない。WLSQ(1-3,G)は7.1項で示した単調性維持の問題のため安定に計算できなかった。

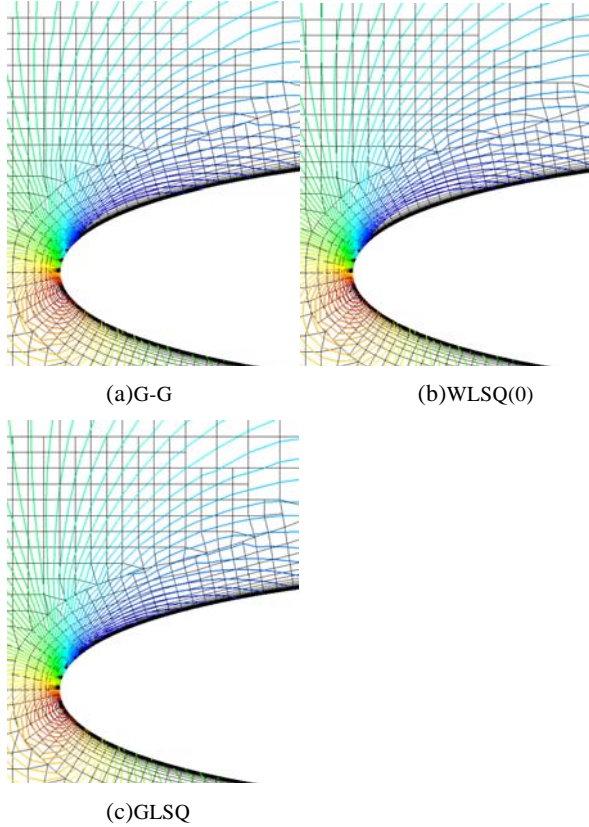


図11 翼型まわり流れの圧力分布比較

8. まとめと課題

ハイブリッド格子への適用を主眼に新しい勾配計算法GLSQの定式化を示した。GLSQは、(1)不等間隔格子でも最大2次精度、(2)曲がった格子においても適切な勾配を計算する。(3)点分布の非対称性に影響されにくい、(4)再構築での単調性の維持、等の特徴を持つ。

今後、現実的なケースで精度の検証が必要である。また、バーテックスセンター型FVM等の他のスキームにおいても有効性が期待される。

参考文献

- [1]D.J.Mavriplis, “Revisiting the least-squares procedure for gradient reconstruction on unstructured meshes”, AIAA-Paper 2003-3986, 2003
 [2]Z.-J.Wang ZJ, “A fast nested multi-grid viscous flow solver for adaptive Cartesian/Quad grids”, Int. J. Numer. Meth. Fluids, 2000; Vol.33, 657-680, 2000

[3]M.Aftosmis, Gaitonde D, Tavares TS, “On the accuracy, stability and monotonicity of various reconstruction algorithms for unstructured meshes”, AIAA Paper 94-0415, 1994

[4] T. J. Barth and D. C. Jespersen. “The design and application of upwind schemes on unstructured meshes. “, AIAA paper 89-0366, 1989

[5] V. Venkatakrishnan, “Convergence to steady state solutions of the Euler equations on unstructured grids with limiters”, Journal of Computational Physics, 118(1), 1995.

Appendix

A. GLSQ定式化のまとめ($\alpha_0=1/2$ の場合)

$$\begin{aligned} & [\beta_0 \mathbf{M}_o + 2(1 - \beta_0) \mathbf{V}_o \mathbf{I}] \nabla q_o = \\ & \beta_0 \sum_j \omega_j L_j \Delta \bar{x}_{ij} \Delta q_j + (1 - \beta_0) \sum_j s_j \bar{x}_{nj} \Delta q_j \\ & \beta_0 \in [0, 1] \end{aligned} \quad (\text{A-1})$$

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} I_{XX} & I_{XY} & I_{ZX} \\ I_{XY} & I_{YY} & I_{YZ} \\ I_{ZX} & I_{YZ} & I_{ZZ} \end{pmatrix} \quad (\text{A-2})$$

$$I_{AB} = \sum_j \omega_j \Delta A_j \Delta B_j$$

$$\omega_j = (2l_j' / L_j)^2 s_j / L_j \quad (\text{A-4})$$

β_0 はセル毎に次のように定義される。

$$\beta_0 = \min \left(1, \frac{V_o}{\max(\Delta x_j) \cdot \max(s_j)} \right) \quad (\text{A-6})$$

B. 最小自乗問題としてのG-Gの定式化と混合公式

G-Gによるx方向の勾配 q_x は形式的に次の関数の停留値とみなすことができる。

$$\Pi_{G-Gx} = \sum s_j x_{nj} \Delta x \left(\alpha_j \frac{\Delta q_j}{\Delta x_j} - q_x \right)^2 \quad (\text{B-1})$$

これを利用して停留値がG-GとWLSQの混合公式を与える次のような関数が考えられる。

$$\begin{aligned} \Pi_o &= \beta_0 \sum_j \omega_j (\nabla q_o \cdot \Delta \bar{X}_j - \Delta q_j)^2 \\ &+ 2(1 - \beta_0) D \{ \Pi_{G-Gx} + \Pi_{G-Gy} + \Pi_{G-Gz} \} \\ &\beta \in [0, 1] \end{aligned} \quad (\text{B-2})$$

ただし、 D は次元調整の正定数である。この停留値は次で与えられる。

$$\begin{aligned} & [\beta_0 \mathbf{M}_o + 2D(1 - \beta_0) \mathbf{V} \mathbf{I}] \nabla q_o = \\ & \beta_0 \sum_j \omega_j L_j \Delta \bar{x}_{ij} \Delta q_j + 2D(1 - \beta_0) \sum_j \alpha_j s_j \bar{x}_{nj} \Delta q_j \end{aligned} \quad (\text{B-3})$$

低速流れにおける前処理付き陰解法と低散逸流束関数の性能比較

北村圭一, 藤本圭一郎, 嶋英志
JAXA/JEDI

Z.J. Wang
Iowa State University

Performance Assessment of Low-Dissipation Euler Fluxes and Preconditioned Implicit Schemes in Low-Speed Flows

by
Keiichi Kitamura, Keiichiro Fujimoto, Eiji Shima, and Z.J. Wang

ABSTRACT

In low speed flow computations, compressible finite-volume solvers are known to A) fail to converge in an acceptable time and B) reach to unphysical solutions. These problems can be cured by A) preconditioning on the time-derivative term, and B) control of numerical dissipation, respectively. There have been many proposed methods thus far for A) and B) separately, but it is unclear which combination is “best” in low speed flows. We carried out a comparative study of well-known or recently-developed A) preconditioned implicit schemes coupled with B) low-dissipation Euler fluxes in the framework of steady flows. Then, accurate, efficient, and robust methods are suggested for low speed computations.

1. はじめに

近年の数値流体力学(CFD)においては、圧縮性の効果が小さいマッハ数が0.1以下の流れにおいても、圧縮性の解法が用いられるようになってきている。これは、

- ・ 既存の圧縮性コードをわずかに修正するだけで、低速流れが解ける。

という便利さを持つためであり、こうする事で

- ・ 低マッハ数～高マッハ数が共存する流れ解析 (例：ロケットエンジン内キャビテーション[1])
- ・ 低速における音響場解析[2]

など工学的に重要な解析へ適用できる可能性がある。

ただし、このような計算においては、解法を適切に選ばないと、A)収束性が劣化したり、B)解に大きな誤差が生じたりする事が知られている。これらの問題はそれぞれA)時間積分に関する前処理[3,4]およびB)数値粘性の制御[5-8]で回避可能であり、これまでに様々な手法が提案されている(文献[9]が詳しい)。しかし、A)とB)それぞれの中からどのような手法を組み合わせれば、効率良く、精度の高い計算を行う事ができるのかは、取り扱う問題や手法同士の相性に依存するため、これを数学的に示す事は困難である。

そこで本研究では、A)、B)について代表的な、または最新の、いくつかの手法を用いて低速流れの数値計算を行い、収束性や精度を比較する。ただし、本研究では対象を定常問題に限る。これらの数値実験により、低速流

れの定常解を早く精度良く得られる方法を提案する。

2. 数値計算法

解析コードは、現在JAXA/JEDIで開発している任意多面体対応の非構造格子圧縮性流体解析コード(LS-FLOW)である。LS-FLOWは再構築および時間発展法にいくつかのオプションを有するが、本研究において使用した数値計算法を第1表にまとめる。空間精度は2次となる。

第1表 数値計算法

支配方程式	圧縮性Navier-Stokes方程式	
空間離散化	有限体積法	
再構築	勾配	Green-Gauss法[10,11]*
	非粘性項	(第2表に示す流束関数)
	粘性項	Wangの方法[12]
時間発展	(第2表に示す陰解法)	

第2表 流束関数と陰解法

	ベース	低マッハ数への改良版
流束関数	Roe[13]	A-Roe[8]
	AUSM+[14]	AUSM ⁺ -up[5]
	SHUS[15]	SLAU[7]
陰解法	LU-SGS[16]	pLU-SGS[3] BLU-SGS[17]

* Green-Gauss法は、ハンギング・ノードのある直交格子には適用困難である反面、本研究で用いるような物体壁に沿う格子には適している[10,11].

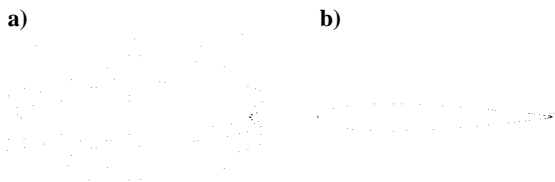
更に、流束関数と陰解法については第2表にまとめる。頁数の制約上、各々の手法の定式化については、各文献に譲る。ここで、

- ・ 低散逸流束関数には、いずれも（一様流マッハ数 M_∞ 以外に）「カットオフ・マッハ数 M_{cutoff} 」を必要としないものを選んだ（注：SLAU[7]では、 M_∞ も不要）。
- ・ A-Roe (All-Speed-Roe) [8]には圧力安定項が含まれるが、各係数は $c_2 = 0.05$, $\rho^* u^* = \rho_\infty u_\infty$ とした。
- ・ ここでは、一般的な「前処理行列を用いたLU-SGS[3]」の事をpLU-SGSと呼ぶ。
- ・ 前処理行列で用いる係数には任意性があるが、ここでは $K=1.0$, $M_{\text{cutoff}} = M_\infty$ とした。従って、前処理係数 $\varepsilon = \min(1, \max(M^2, M_\infty^2))$ となる[8,9]。
- ・ BLU-SGS (Block LU-SGS)[17]は、LU-SGSにおける対角行列のスカラー近似を行わない「広義の前処理付き陰解法[18]」である。

今後特に断らない限り、内部反復は1回（＝無し）、もしくは3回とし、クーラン数は安定性とコストの観点から $CFL=20$ とした。また、本研究で扱うような定常計算では、しばしば局所時間刻み法が使われるが、ここでは用いていない。更に、計算対象とする流れ場の条件（後述）から、制限関数および乱流モデルは用いていない。

3. 計算対象と計算条件

本研究における計算対象はNACA0012翼であり、以下の計算格子を作成した（第1図）。



第1図 計算格子：a) 非粘性計算用、b) 粘性計算用。

- ・ 2次元O型格子
 - ・ 周方向に201点、壁垂直方向に31点（非粘性計算）または51点（粘性計算）
 - ・ 最小格子幅（粘性計算）： $\delta=1.0e-3$ （コード長は1）
 - ・ 遠方境界：物体からコード長の50倍の位置
- 続いて計算条件を第3表に示す。迎角は0度である。

第3表 計算条件

ケース	条件	
0) 粘性	検証	$M_\infty=0.5, Re_\infty=5,000$ [18,20]
1) 非粘性	低速	$M_\infty=0.001 \sim 0.1$
2) 粘性		$M_\infty=0.01, Re_\infty=2,000$ [2,21]

ちなみに粘性計算には全ケースで共通の計算格子を用いているが、壁垂直方向の最小格子幅は $\delta=1.0e-3 < 0.1/\sqrt{\text{Re}}$ であり、本研究で行ういずれの条件におい

ても境界層に対し十分な解像度を持つ[19]。

4. 計算結果と考察 — 内部反復無し

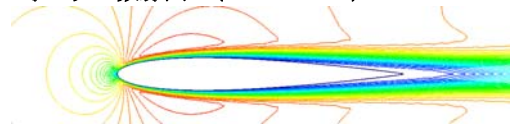
各条件における計算結果を第4表にまとめた。ここで、記号はそれぞれ以下を示す。

- ：計算が正常な解（例えば第4図b, 後述）に収束[†]。
- △：非物理的な解（例えば第4図a, 後述）に収束、もしくは解が振動。
- ×：計算が発散。

4-1) ケース0 ($M_\infty=0.5$ における検証計算)

このケースは多くの研究例でベンチマーク的に用いられている[18,20]。計算結果例を第2図に示す（LU-SGSとSLAUを使用）。第3図には抵抗係数 C_D の履歴を示す。

a) 等マッハ数線図 ($0 < M < 0.59$)



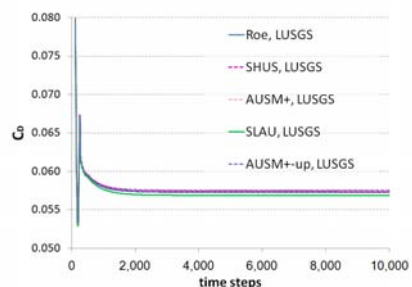
b) 剥離領域（等速度線図 $-0.01 < u < 0$ ；後縁付近の拡大図）



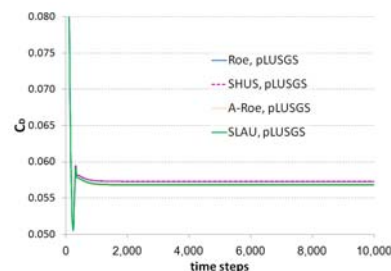
第2図 ケース0の計算結果例(LU-SGS/SLAU)。

このケースでは、後縁の剥離領域（第2図b中の逆流領域）の開始点について参照値（コード長の80～89%）が存在する。第4表中で“○”の結果が得られているいずれのケースでも、剥離位置はこの範囲に入っており、流れ場の可視化結果もほぼ同一である。従って、これらについては妥当な計算が行われたと言える。他に特

a) LU-SGS



b) pLU-SGS



第3図 ケース0 ($M_\infty=0.5$, 粘性計算)の抵抗履歴。

[†] 厳密ではないが、ここでは「密度のL2ノルムが初期の4桁以

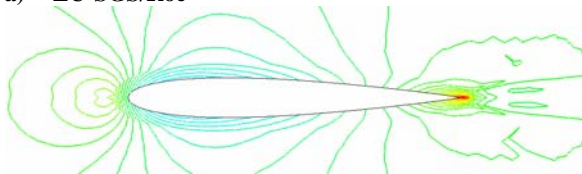
第4表 様々な陰解法・流束関数の組合せによる計算結果（内部反復無し，CFL=20）のまとめ（○：正常な解に収束，△：非物理的な解に収束もしくは振動，×：発散）。

		ケース0) (検証)	ケース1)			ケース2)
陰解法	流束関数	$M_\infty=0.5$	$M_\infty=0.1$	$M_\infty=0.01$	$M_\infty=0.001$	$M_\infty=0.01$
		$Re_\infty=5,000$	$Re_\infty=\infty$ (非粘性)			$Re_\infty=2,000$
LU-SGS	Roe	○	△	△	△	△
	A-Roe	△	△	×	×	×
	AUSM+	○	△	△	△	△
	AUSM ⁺ -up	○	×	×	×	×
	SHUS	○	△	△	△	△
	SLAU	○	△	△	△	△
pLU-SGS	Roe	○	×	×	×	×
	A-Roe	△	×	×	×	○
	AUSM+	×	×	×	×	×
	AUSM ⁺ -up	×	○	○	○	○
	SHUS	○	×	×	×	×
	SLAU	○	○	○	○	○

筆すべき点を以下に挙げる。

- LU-SGSを用いた場合，A-Roe以外の流束関数との組合せにおいて正しい解が得られている。
- LU-SGS/A-Roeは収束解が得られず解が振動してしまっているが，剥離位置は上記の範囲内である。
- 前処理行列による収束性の向上は特に見られず（第3図），むしろいくつかのケースで計算が発散してしまった。理由として，i) pLU-SGS/AUSM+の組合せによる不安定（後述）や，ii) pLU-SGSからLU-SGSへの切り替えとAUSM⁺-upの低速・高速モードの切り替えの相性の悪さなどが考えられる。

a) LU-SGS/Roe



b) pLU-SGS/SLAU



第 4 図 ケース 1 ($M_\infty=0.01$, 非粘性計算)の結果例(-1 < C_p < 1).

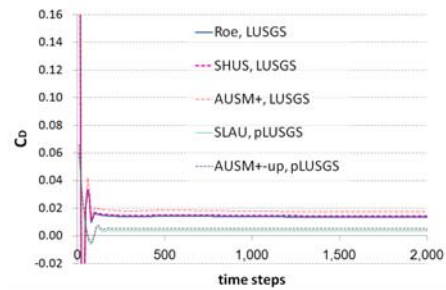
4-2) ケース1（低マッハ数における非粘性計算）

ここではマッハ数をパラメタに， $M_\infty=0.001, 0.01, 0.1$ の各ケースについて非粘性計算を行い，手法による解や収束性の違いを調べた。計算結果例を第4図に示す

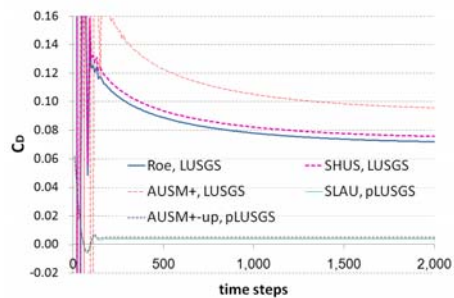
上低下した状態」を「収束」と呼ぶ事にする。

(LU-SGS/RoeおよびpLU-SGS/SLAUを使用)。また，第5図には抵抗係数 C_D [‡]の履歴を示す。

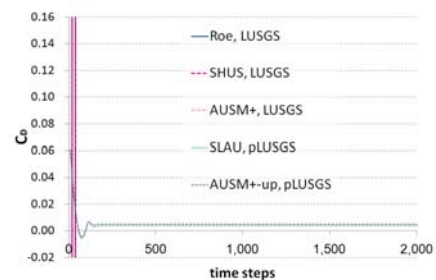
a) $M_\infty=0.1$



b) $M_\infty=0.01$



c) $M_\infty=0.001$



第 5 図 ケース 1 ($M_\infty=0.01$, 非粘性計算)の抵抗履歴。

[‡]非粘性流れなので，理論的にはゼロとなる。すなわち，計算結果として現れる抵抗値は「誤差値」である[7, 9]。

第6表 様々な陰解法・流束関数の組合せによる計算結果（内部反復3回，CFL=20）のまとめ
 (○：正常な解に収束，△：非物理的な解に収束もしくは振動，×：発散)。

		ケース0) (検証)	ケース1)			ケース2)
陰解法	流束関数	$M_\infty=0.5$	$M_\infty=0.1$	$M_\infty=0.01$	$M_\infty=0.001$	$M_\infty=0.01$
		$Re_\infty=5,000$	$Re_\infty=\infty$ (非粘性)			$Re_\infty=2,000$
LU-SGS	Roe	○	△	△	△	△
	A-Roe	○	○	×	×	×
	AUSM+	○	△	△	△	△
	AUSM ⁺ -up	○	×	×	×	×
	SHUS	○	△	△	△	△
	SLAU	○	○	○	○	○
pLU-SGS	Roe	○	×	×	×	×
	A-Roe	○	○	○ (× : CFL=200)	○	○ (○ : CFL=200)
	AUSM+	×	×	×	×	×
	AUSM ⁺ -up	×	×	○ (○ : CFL=200)	○	○ (○ : CFL=200)
	SHUS	△	×	×	×	×
	SLAU	○	○	○ (× : CFL=200)	○	○ (× : CFL=200)
BLU-SGS	A-Roe	×	/	×	/	×
	AUSM ⁺ -up	×		△		○
	SLAU	×		×		×

第4表と第4, 5図を照らし合わせると、次の事[§]が確認できる。

- LU-SGS/Roeの組み合わせのように、A)時間積分に関する前処理もB)数値粘性の制御も使わない場合、計算は実行できるが、過大な数値粘性が非物理的な振動として現れ、残ってしまう(第4図a) [2, 9]。
- pLU-SGS/SLAUのようにA), B)を組み合わせると、正しい解が早く得られる(第4図b)。
- pLU-SGS/RoeのようにA)のみを使うと、数値流束の数値粘性が正しくスケールされていない[3, 9]のために、即座に計算が発散してしまう。
- LU-SGS/SLAUのようにB)のみを使うと、多くの場合、計算が発散もしくは不安定な振動[2, 9]を示す。ただしこの振動は、内部反復の回数を増やす事で回避できる場合がある(後述)。しかしながら、これは当然、計算量の増加につながる。

以上をまとめると、第5表のようになる。

第5表 低マッハ数における計算結果の傾向

		流束関数	
		ベース	低散逸 (前処理B)
陰解法	LU-SGS	△ (収束遅く非物理的な解)	△ (収束遅いが正常な解、もしくは振動解)
	pLU-SGS (前処理A)	×	◎ (収束早く正常な解)

[§]文献[2], [3], [9]などでそれぞれ用いられた手法についての、既に個別に指摘されていた内容と一部、重複する。

更に、

- 調べた範囲のマッハ数においては、手法の振る舞いへのマッハ数の影響はほとんど見られない(第4表)。ただし抵抗特性(=誤差)については、 $M_\infty=0.1$ では前処理行列/低散逸流束関数の効果がほとんど見られないものの、マッハ数が更に低くなるほど顕著に現れる(第5図) [9]。

4-3) ケース2 (低マッハ数における粘性計算)

これは前処理の効果を簡単に調べるために文献[2], [21]で取り上げられているケースである。第4表から分かるように、計算結果は概して対応する非粘性計算であるケース1($M_\infty=0.01$)と同様であった。収束性についても、ケース1($M_\infty=0.01$)と同様であったため、これらへの粘性項による影響はほとんど無いと言える。

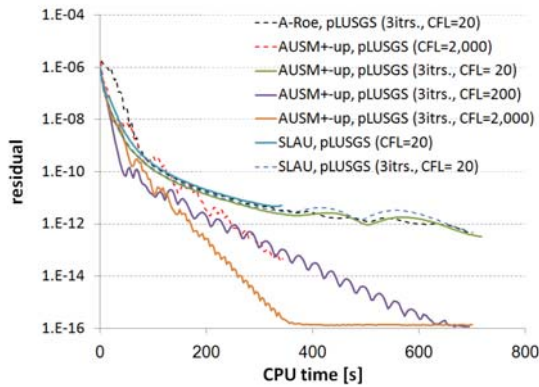
5. 計算結果と考察 — 内部反復有り

内部反復を3回 (BLU-SGSの場合は10回) 行った場合の結果を第6表にまとめた。大まかな傾向は、内部反復無しの場合と変わらないが、概して内部反復を行う方が、行わない場合よりも安定に計算ができていく(一部例外を除く)。この事は、特にA-RoeやBLU-SGSについて顕著である。

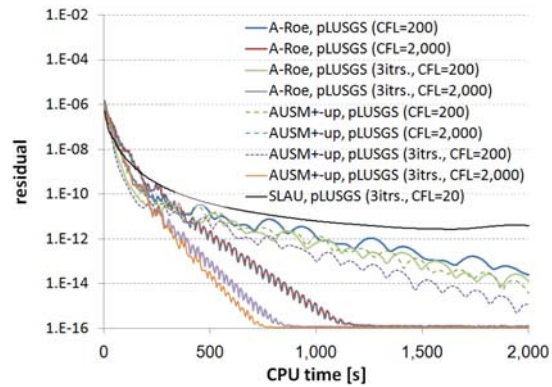
5-1) 計算効率について

計算効率の比較を、内部反復の有無を含め全てのケースについて行うために、残差履歴をCPU時間にて比較した。代表的な結果を第6図に示す。例えば、 $M_\infty=0.01$ においては、第6表に示したようにpLU-SGS/SLAUは粘性、非粘性のいずれの場合も、CFL=200では計算が発散してしまった(よってこの場合は第6図に示していな

a) ケース 1 : $M_\infty=0.01$ (非粘性)



b) ケース 2 : $M_\infty=0.01$ (粘性)



第 6 図 ケース 1(非粘性計算)およびケース 2(粘性計算)における残差履歴($M_\infty=0.01$)—内部反復無または 3 回

い) . これに対し, pLU-SGS/AUSM⁺-upはCFL=200でも安定な計算が可能であった. このとき, 残差が4桁低下するまでの計算時間はCFL=20の場合の約半分であった(第6図) .

このようにして各ケースの比較を行った結果, 第6図からも明らかなように, pLU-SGS/AUSM⁺-upが内部反復の有無によらず最も大きなCFL=2,000を取ることができ, 内部反復有りの場合, 全ケースの中で最も効率的である事が分かる.

5-2) 計算精度について

ケース1の非粘性計算において, 抵抗係数(数値誤差)が最小となるのはpLU-SGS/A-Roeで0.0019, 次いでpLU-SGS/SLAUで0.0037, そしてpLU-SGS/AUSM⁺-upで0.0049であった. 従って, 現れた数値誤差が最も小さかったのはpLU-SGS/A-Roeの組合せであった.

5-3) BLU-SGSについて

今回調べた中では, ケース2 ($M_\infty=0.01$, 粘性流れ)においてAUSM⁺-upと組み合わせた場合のみ, 正しく計算が行われた(第6表). この手法は内部反復を最大10回程度必要とし[17], 例えばpLU-SGS/AUSM⁺-upの場合に比べて11倍以上のCPU時間を必要としたため, 今回調べた範囲においては, あまり実用的と言えない. CFL数の制御の仕方や内部反復の回数など, 多くのパラメータが含まれる手法なので, 更に注意深く検討を進める必要があり, ここではこれ以上の議論は行わない.

6. 前処理付き手法の性能評価

以上より, pLU-SGSと低散逸流束関数(二つの前処理A)とB))の組み合わせを精度(accuracy), 効率(efficiency), 堅牢性(robustness)の3つの観点から総合的に評価すると, 第7表ようになる. ここで堅牢性とは, その手法を用いて行った全テストケースのうち, 安定に計算が行えたケース数の多さを表す. この表より, 一概に「ベストな手法」を決定できないものの, 例えば以下の使い分けが提案できる.

- A-Roe : 解をより正確に求めたい場合
- AUSM⁺-up : 計算結果を早く得たい場合
- SLAU : 計算が安定に実行可能か不明な場合

SLAUの堅牢性を残しつつ, A-RoeやAUSM⁺-upの数値粘性の求め方を組み合わせれば, より見通しの良い流束関数が開発できる可能性がある.

第7表 前処理付きLU-SGSと組み合わせた低散逸流束関数の性能評価

		精度 (Accuracy)	効率 (Efficiency)	堅牢性 (Robustness)
pLU-SGS	A-Roe	◎	○	×
	AUSM ⁺ -up	△	◎	△
	SLAU	○	△	○

7. 結論

いくつかの陰解法と数値流束を用いて低速流れの定常計算を行い, 以下の知見を得た.

- 前処理付き陰解法と低散逸流束関数を組み合わせると, 精度の良い結果が早く得られた. 中でも, 以下の事からpLU-SGS/A-Roeの組み合わせが精度, pLU-SGS/AUSM⁺-upが効率, pLU-SGS/SLAUの組み合わせが堅牢性の観点でそれぞれ最良である.
 - 非粘性計算における抵抗 (= 誤差) は, A-Roeで最小である.
 - AUSM⁺-upに比べると, A-Roe, SLAUはCFLを大きく取れない. よって, 「計算を安定に実行できる最大CFL数」を用いた比較では, AUSM⁺-upが最も収束性が良い. また, この事は内部反復の有無によらない.
 - 安定に計算で来たケースが最も多かったのはSLAUである. AUSM⁺-upは, $M_\infty=0.5$ 程度の流れにおいて計算が発散してしまう事例があった.

- ・ よって低散逸流束関数は、前処理付きLU-SGSと組み合わせ、例えば以下の使い分けができる。
 - A-Roe：解をより正確に求めたい場合
 - AUSM⁺-up：計算結果を早く得たい場合
 - SLAU：計算が安定に実行可能か不明な場合
- ・ 前処理付き陰解法と、数値粘性を制御しない流束関数を組み合わせると、計算が即座に発散した。
- ・ BLU-SGSは、使用する際のパラメタ設定にまだ検討の余地があると考えられる。
- ・ 以上はマッハ数や粘性の効果にあまり依存しない。今後は、局所時間刻み法や、pMFGS[7]など他の陰解法の利用、非定常問題や様々な速度場が混在するケース[1]への適用など、更に検討を続けていく予定である。

謝辞

本研究は、JAXA・アイオワ州立大学共同研究の一環として行われた。JAXA/JEDIセンター長・藤井孝蔵教授をはじめ、関係者の皆様に感謝の意を表す。また、JAXA/ISAS-JEDI併任の坪井伸幸准教授にも数々の貴重なご意見をいただいた。感謝の意を表す。

参考文献

- [1] 谷直樹, 津田伸一, 山西伸宏: 極低温化でのインデューサに発生するキャビテーション流れに関する数値的研究, 第49回航空原動機・宇宙推進講演会, B14 (2009).
- [2] 坪井伸幸, 吹場活佳, 嶋田徹: 前処理法による非定常圧縮性低速流れの数値解析—ハイブリッドロケット燃焼器内流れの解析に向けて, 第49回航空原動機・宇宙推進講演会, B05 (2009).
- [3] Weiss, J.M. and Smith, W.A.: Preconditioning Applied to Variable and Constant Density Flows, AIAA J., Vol. 33, No.11, pp.2050-2057 (1995).
- [4] Turkel, E.: Preconditioning Technique in Computational Fluid Dynamics, Annu. Rev. Fluid Mech, Vol. 31, pp.385-416 (1999).
- [5] Liou, M.S.: A Sequel to AUSM, Part 2 - AUSM⁺-up for All Speeds, J. Comp. Phys. Vol.214, pp.137-170 (2006).
- [6] Edwards, J.R.: Towards Unified CFD Simulation of Real Fluid Flows, AIAA Paper 2001-2524 (2001).
- [7] Shima, E. and Kitamura, K.: On New Simple Low-Dissipation Scheme of AUSM-Family for All Speeds, AIAA Paper 2009-136 (2009).
- [8] Li, X.S. and Gu, C.W.: An All-Speed Roe-Type Scheme and Its Asymptotic Analysis of Low Mach Number Behavior, J. Comput. Phys., Vol. 227, pp.5144-5159 (2008).
- [9] 嶋英志: AUSM 族全速度スキームと前処理付き陰解法, 第22 回数値流体力学シンポジウム, C7-4, 2008.
- [10] 嶋英志: 勾配計算法の再検討と新手法について, 第41回流体力学講演会/航空宇宙技術シンポジウム2009, 1D9 (2009).
- [11] Mavriplis, D.J.: Revisiting the Least-Squares Procedure for Gradient Reconstruction on Unstructured Meshes, AIAA Paper 2003-3986 (2003).
- [12] Wang, Z.J.: A Quadtree-based Adaptive Cartesian/Quad Grid Flow Solver for Navier-Stokes Equations, Computers and Fluids, Vol. 27, No. 4, pp.529-549 (1998).
- [13] Roe, P.L.: Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors and Difference Schemes, J. Comput. Phys., Vol.43, pp.357-372 (1981).
- [14] Liou, M.S.: A Sequel to AUSM - AUSM⁺, J. Comput. Phys., Vol.129, pp.364-382 (1996).
- [15] Shima, E.: Role of CFD in Aeronautical Engineering (No.14) - AUSM Type Upwind Schemes-, NAL-SP30, Proceedings of 13th NAL symposium on Aircraft Computational Aerodynamics, pp.41-46 (1996).
- [16] Jameson, A. and Turkel, E., Math. of Comp., Vol.37, pp.385-397 (1981).
- [17] Chen, R.F. and Wang, Z.J.: Fast, Block Lower-Upper Symmetric Gauss-Seidel Scheme for Arbitrary Grids, AIAA J., Vol. 38, No. 12, pp.2238-2245 (2000).
- [18] Sun, Y., Wang, Z.J. and Liu, Y.: Efficient Implicit Non-linear LU-SGS Approach for Compressible Flow Computation Using High-Order Spectral Difference Method, Commun. Comput. Phys., Vol. 5, pp. 760-778 (2009).
- [19] 藤井孝蔵: 流体力学の数値計算法, 東京大学出版会, 東京, p.180 (1994).
- [20] Mavriplis, D.J., Jameson, A., and Martinelli, L.: Multigrid Solution of the Navier-Stokes Equations on Triangular Meshes, AIAA Paper 89-0120 (1989).
- [21] Yamamoto, S.: Preconditioning Method for Condensate Fluid and Solid Coupling Problems in General Curvilinear Coordinates, J. Comput. Phys., Vol.207, pp.240-260 (2005).

非保存形の FEM 定式による衝撃波解析

真鍋圭司 西尾正富
福山大学工学部機械システム工学科

Shock Wave Analysis by Non-conservative FEM Formulation

by
Keiji Manabe and Masatomi Nishio

ABSTRACT

The hypersonic-flow including shock wave problems are usually analyzed by solving compressible flow equations written by conservative form. In this study, shock wave analysis is carried out by solving non-conservative form of governing equations by Finite Element Method (FEM). First, it is shown that the non-conservative form of 1-dimensional Burgers equation can be properly solved by using upwind scheme of Finite difference method (FDM). This FDM formulation for 1-dimensional non-conservative Burgers equation can be obtained from FEM by using 1-dimensional linear shape function and Upwind Petrov-Galerkin (SUPG) method. Consequently the same computational results of FDM and FEM for 1-dimensional Burgers equation is obtained. Second, compressible Navier-Stokes equations are changed to the non-conservative form. It is important for analyzing shock wave to consider artificial viscosity term, therefore, the non-conservative formulation is conducted for the equation including artificial viscosity term. The detail of the non-conservative formulations of governing equations are shown. This type of equations are introduced to the program of FEM, and the 2-dimensional axisymmetric problem is calculated. The calculation result of shock wave around the Re-entry capsule under the condition of Mach 10 are shown, and the good agreement with experimental result is obtained. It is concluded that non-conservative form of governing equations of compressible fluid can also analyze the shock wave by considering the artificial viscosity term.

1. はじめに

圧縮性流体における衝撃波を解析するには、保存形で表された支配方程式を数値的に解くのが一般的である。数値解法としては差分法 (Finite Difference Method; FDM) に基づくものが多いが、著者らの有限要素法 (Finite Element Method; FEM) による衝撃波解析も報告されている^{1, 2)}。

一方、非圧縮性流体の解析は、非保存形の式を用いて行われることが一般的であり、さまざまな流れの解析に実績を上げ、CFD (Computational Fluid Dynamics) の技術はほぼ完成していると思われる。

圧縮性流体解析においても、保存形の式から質量保存の式を消去して式変形すれば、非保存形の式が導かれる。双曲型問題において保存形は衝撃波のような不連続を弱解として捉えることができる。これを非保存形に書き直して解析する場合は、不連続部を人工粘性によりなめらかにして取り扱う。この人工粘性を 0 に近づけた極限の解が、保存形、非保存系の両者一致するかは数学的には明らかにされていない。しかし本研究は工学的立場から、非保存形での衝撃波捕獲解析の実用的構築を試みる。そこで非保存形で書かれた支配方程式を、FEM を用いて衝撃波解析を行った結果について報告する。

2. 非粘性 Burgers 方程式の解析

衝撃波を解析する場合、

- (1) 不連続の部分をシャープに取られる
- (2) 不連続の部分の移動速度は、弱解から導出される値と一致する。

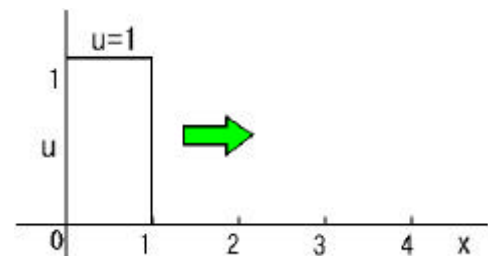
などの要求があり、それらに対し保存形の式を用いることが良いとされる。そこでまず衝撃波解析の基本方程式である 1 次元非粘性 Burgers 方程式を対象とし、上述のことが非保存形の式により解析できるか調べる。解析手法は、FDM、FEM の 2 種類とする。

2. 1 差分法による解析

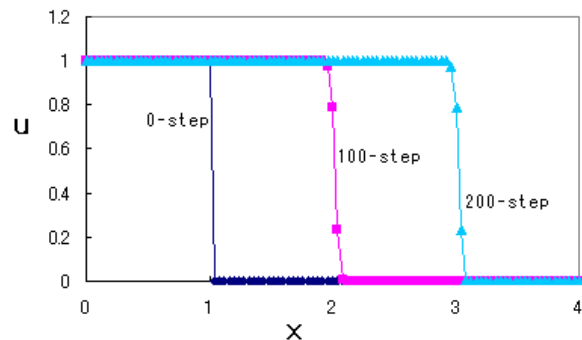
1 次元非粘性 Burgers 方程式は、非保存形では次式である。なお、 $u > 0$ する。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad \dots (1)$$

この式を FDM によって解析する。移流速度を U とし風上差分により式(1)を近似すれば、次式となる。



(a) u の初期分布



(b) 数値解析結果

図 1 Burgers 方程式の差分解析結果 (その 1)
($\Delta x=0.04, \Delta t=0.02, CFL=0.5$)

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} + U \frac{u_i^n - u_{i-1}^n}{\Delta x} = 0 \quad \dots (2)$$

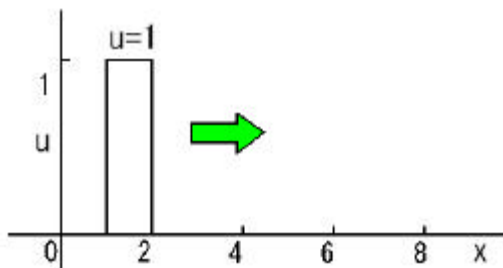
本報告では移流速度 U として、風上側 ($i-1$) との格子平均をとり、次のように近似する。

$$U = \frac{u_i^n + u_{i-1}^n}{2} \quad \dots (3)$$

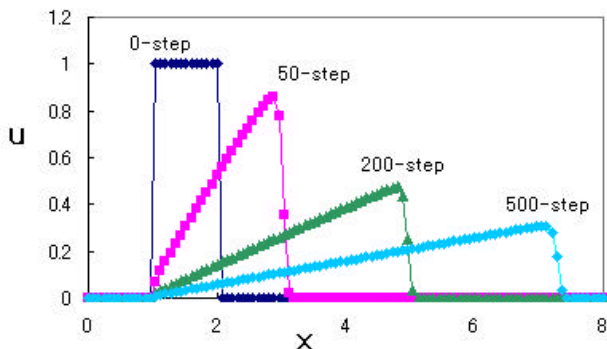
添字記号は通常用いるものと同様に、上の添字 n は時間ステップ、下添字 i は x 方向の格子の番号である。この差分スキームで、数値計算した結果を図1、図2に示す。図1は、図(a)に示すようにはじめ(0-step)階段状の不連続部分を持つ変数 u の分布を初期条件に与えている。時間とともに、右方向に不連続のシャープさを保ちつつ移動していることが分かる。また風上差分であるから1次精度だが、解になまりはあまりなく、振動もしていない。

不連続部の移動速度は、理論では不連続部の跳びの速度の1/2で、 $(0+1)/2 = 0.5$ であるから、この計算条件の $\Delta t = 0.02$ では100 Step で x は1だけ進むはずである。図より不連続部の移動速度はほぼ理論どおりとなっており、非保存形の式(1)でも妥当に解析できることがわかる。

図2は、初期に二つ不連続部があり、衝撃波と膨張波の存在する例題である。



(a) u の初期分布



(b) 数値解析結果
($\Delta x=0.08, \Delta t=0.04, CFL=0.5$)

図2 Burgers 方程式の差分解析結果 (その2)

図2からわかるように、振動もなく妥当に解析されていることが分かる。

ところで、式(1)を保存形で表した次式

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \quad f = \frac{1}{2} u^2 \quad \dots (4)$$

を風上差分すると次式になる。

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} + \frac{\frac{1}{2}(u_i^n)^2 - \frac{1}{2}(u_{i-1}^n)^2}{\Delta x} = 0 \quad \dots (5)$$

この式の第2項を因数分解して整理すると、式(2)が得られる。

Burgers 方程式は保存形の式を用いて解析するのがよいとされる(例えば文献3)が、本報告のように非保存形の式に変形しても解析可能と思われる。

2.2 有限要素法による解析

前項の Burgers 方程式を FEM で定式化する。式(1)に重み関数 w をかけて積分する。

$$\int w \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) dx = 0 \quad \dots (6)$$

積分項の第2項に SUPG(Streamline Upwind Petrov-Galerkin)法を導入して、風上差分的な効果を導入する。

$$\int w \frac{\partial u}{\partial t} dx + \int W U \frac{\partial u}{\partial x} dx = 0 \quad \dots (7)$$

$$W = w + \tau U \frac{\partial w}{\partial x}$$

τ は安定化パラメータであり、次式とおく。

$$\tau = \frac{\Delta x}{2U} \quad \dots (8)$$

1次元の1次要素で定式化し、式(7)の第1項目の行列を対角化し、時間積分に陽解法を適用する。そして、 U は要素内で要素両端の節点の値の平均値とした場合、FEM は前項で示した差分による定式と一致する。(この定式化の詳細は、本論文の最後の付録に示す。)

従って当然ながら FEM による計算結果は、FDM による図1、図2と全く同じである。そこで、次に衝撃波を解析することを目的に、保存形で書かれた支配方程式を非保存形に式変形するという方針で、定式化を行う。

3. 圧縮性流体の解析

3.1 保存形の支配方程式

流れの基礎式は質量保存、運動量保存、エネルギー保存の3種類の保存形で表される。すなわち、保存形の定式は次に示すとおりである。

$$\frac{\partial}{\partial t} \{\rho\} + \frac{\partial}{\partial x_k} \{v_k \rho\} = 0 \quad \dots (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \{\rho v_i\} + \frac{\partial}{\partial x_k} \{v_k \rho v_i\} - \frac{\partial}{\partial x_k} \{\sigma_{ik}\} = 0 \quad \dots (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \{\rho e\} + \frac{\partial}{\partial x_k} \{v_k \rho e\} - \frac{\partial}{\partial x_k} \{v_m \sigma_{mk} - q_k\} = 0 \quad \dots (11)$$

ここで記号は通常用いられるものと同じで、 ρ は密度、 v_i は速度、 e は全エネルギー、 σ_{ik} は応力である。なおこれらの式において添字 k および m には総和規約を用いている。これらの式をまとめて変数を次のように表示する。

$$U = \begin{Bmatrix} \rho \\ \rho v_i \\ \rho e \end{Bmatrix} \quad G_k = \begin{Bmatrix} 0 \\ \sigma_{ik} \\ v_m \sigma_{mk} - q_k \end{Bmatrix} \quad \dots (12)$$

この表示を用いれば、式(9)、(10)、(11)は次の形にまとめられる。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \{v_k U\} - \frac{\partial G_k}{\partial x_k} = 0 \quad \dots (13)$$

これは、圧縮性、非圧縮性流体の両方に成り立つ式である。圧縮性流体の解析は、通常の場合この式を用いて行う³⁾。

衝撃波を捕獲するには、右辺に人工粘性項を加える必要がある。 ν を定数 (安定化パラメータ) として、

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \{v_k U\} - \frac{\partial G_k}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \nu \frac{\partial U}{\partial x_k} \right\} \quad \dots (14)$$

この人工粘性項が衝撃波解析に対し重要な項となる。

3. 2 非保存形の支配方程式

次に、本研究の目的である非保存形式で解析を行うため、次の変数を導入する。

$$V = \begin{Bmatrix} 1 \\ v_i \\ e \end{Bmatrix} \quad \dots (15)$$

すなわち、 $U = \rho V$ であり、これを式 (14) に代入すると、

$$\frac{\partial \rho V}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \{v_k \rho V\} - \frac{\partial G_k}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \nu \frac{\partial \rho V}{\partial x_k} \right\} \quad \dots (16)$$

これを式変形して、

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (v_k \rho)}{\partial x_k} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\nu \frac{\partial \rho}{\partial x_k} \right) \right\} V \\ & + \rho \left(\frac{\partial V}{\partial t} + v_k \frac{\partial V}{\partial x_k} \right) - \frac{\partial G_k}{\partial x_k} \quad \dots (17) \\ & = \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \nu \rho \frac{\partial V}{\partial x_k} \right\} + \nu \frac{\partial \rho}{\partial x_k} \frac{\partial V}{\partial x_k} \end{aligned}$$

式(15)において、 $V=1$ 、 $G_k=0$ の場合の質量保存則は、次のようになる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_k \frac{\partial \rho}{\partial x_k} + \rho \frac{\partial v_k}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \nu \frac{\partial \rho}{\partial x_k} \right\} \quad \dots (18)$$

これを用いると、式(17)の第1項は消える。

運動量保存式は、式(15)で $V=v_i$ 、 $G_k=\sigma_{ik}$ の場合で、

$$\begin{aligned} & \rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \right) - \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} \\ & = \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \nu \rho \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \right\} + \nu \frac{\partial \rho}{\partial x_k} \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \quad \dots (19) \end{aligned}$$

エネルギー保存式も同様に、式(15)で $V=e$ 、 $G_k=v_m \sigma_{mk} - q_k$ の場合で、

$$\begin{aligned} & \rho \left(\frac{\partial e}{\partial t} + v_k \frac{\partial e}{\partial x_k} \right) - \frac{\partial}{\partial x_k} \{v_m \sigma_{mk} - q_k\} \\ & = \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \nu \rho \frac{\partial e}{\partial x_k} \right\} + \nu \frac{\partial \rho}{\partial x_k} \frac{\partial e}{\partial x_k} \quad \dots (20) \end{aligned}$$

となる。さらにこの式を、 ε を内部エネルギー、 C_V を定圧比熱として、

$$e = \varepsilon + \frac{1}{2} v_k v_k = \rho C_V T + \frac{1}{2} v_k v_k \quad \dots (21)$$

の関係から、運動量保存式を用いて書き換えると、式(20)は次のように温度 T を変数として次のように簡略化される。

$$\begin{aligned} & \rho C_V \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v_k \frac{\partial T}{\partial x_k} \right) - \sigma_{mk} \frac{\partial v_m}{\partial x_k} - \frac{\partial q_k}{\partial x_k} \\ & = C_V \left[\frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \nu \rho \frac{\partial T}{\partial x_k} \right\} + \nu \frac{\partial \rho}{\partial x_k} \frac{\partial T}{\partial x_k} \right] + \nu \frac{\partial v_m}{\partial x_k} \frac{\partial v_m}{\partial x_k} \quad \dots (22) \end{aligned}$$

これらの式は、ただ書き換えただけであるから、圧縮、非圧縮性流体のいずれにも成り立つ式である。
 以上をまとめると、密度、速度、温度を変数として、

$$\begin{Bmatrix} \rho \\ v_i \\ T \end{Bmatrix} \dots (23)$$

とする。これらを変数とし、支配方程式を非保存形で書くと、次のようになる。

○質量保存式

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \frac{\partial v_k}{\partial x_k} = \alpha \dots (24)$$

○運動方程式

$$\rho \frac{Dv_i}{Dt} - \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} = \beta_i \dots (25)$$

○エネルギー式

$$\rho C_V \frac{DT}{Dt} - \sigma_{mk} \frac{\partial v_m}{\partial x_k} - \frac{\partial q_k}{\partial x_k} = \gamma \dots (26)$$

ここで、 $D/Dt = \partial/\partial t + v_k \partial/\partial x_k$ は物質導関数である。これらの式は、非圧縮性流体や固体の解析によく出てくる形の式であり、それに人工粘性に相当する項 α 、 β_i 、 γ を加えた形になっている。

α 、 β_i 、 γ は、具体的には次式である。

$$\alpha = \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \mathbf{v} \frac{\partial \rho}{\partial x_k} \right\} \dots (27)$$

$$\beta_i = \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \mathbf{v} \rho \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \right\} + \mathbf{v} \frac{\partial \rho}{\partial x_k} \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \dots (28)$$

$$\gamma = C_V \left[\frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \mathbf{v} \rho \frac{\partial T}{\partial x_k} \right\} + \mathbf{v} \frac{\partial \rho}{\partial x_k} \frac{\partial T}{\partial x_k} \right] + \mathbf{v} \frac{\partial v_m}{\partial x_k} \frac{\partial v_m}{\partial x_k} \dots (29)$$

これら非保存形の式を用い、FEMによる基礎式の導出過程に従い、次の手続きで離散化を行う。

- (1) 重み関数 w をかけて積分する。移流項に掛ける重み W は SUPG 法に従う。すなわち、

$$W = w + \tau \mathbf{U}_k \frac{\partial w}{\partial x_k} \dots (30)$$

ここで、移流速度 U_k は、要素周りの節点の平均値とする。

- (2) 圧力、応力の項や、人工粘性の項は部分積分し、1階の微分にする。
- (3) 時間微分の項の行列を対角化し、時間積分に陽解法を

適用する。
 安定化パラメータである τ 、 ν は、次式⁴⁾を用いた。

$$\tau = \left\{ \left(\frac{2}{\Delta t} \right)^2 + \left(\frac{2|U_i|}{h} \right) \right\}^{-\frac{1}{2}}, \nu = \frac{h}{2} |U_i| \dots (31)$$

h は要素長さであり、 ν は衝撃捕獲項に基づく。

4. 結果および考察

以上で示した非保存形 FEM 定式を用い、再突入カプセル (MSUR) 周りの流れの解析を行う。カプセル模型は、図3に示すとおりであり軸対称の形状を有する。

計算条件は、既報の風洞実験と同条件で解析した。すなわち、一様流密度 $4.5 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3$ 、一様流速度 1,500 m/s 静温度 54K のマッハ 10 の条件である。

この模型まわりを要素分割した例を図4に示す。図は見やすくするため4つの要素を一つの要素で表している。このモデルでは、節点数 10,579、要素数 10,360 で軸対称モデルである。計算は時間増分 $\Delta t = 1.0 \times 10^{-7} \text{ (s)}$ で 4,000 step で行った。

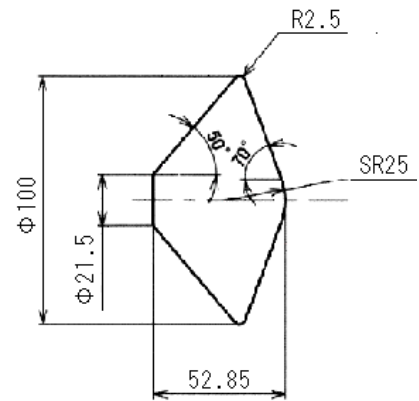


図3 カプセル模型の概要

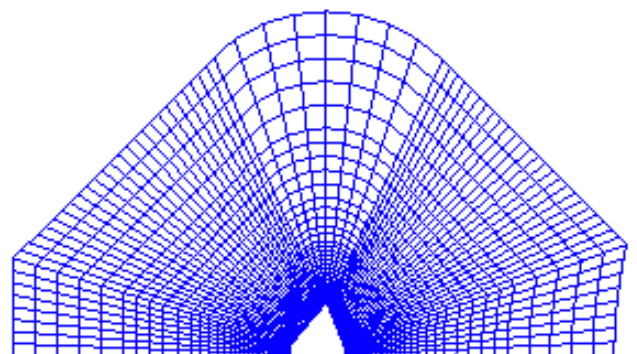


図4 カプセル周りの要素分割例

図5に、計算で得られた密度分布を示す。上半分が計算結果、下半分がシュリーレン法による実験結果である。この計算結果は、この計算結果は、保存形の基礎式による

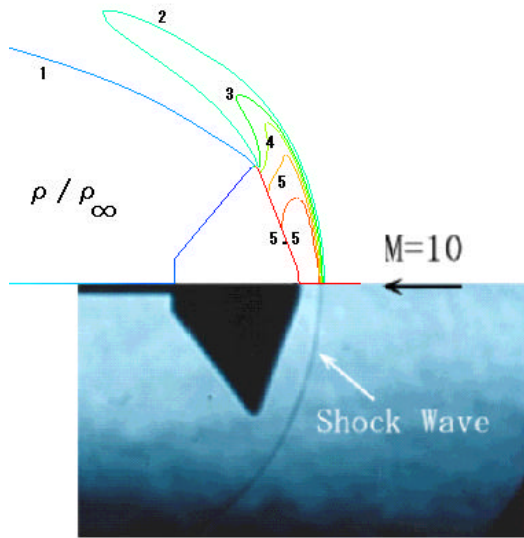


図 5 計算結果と実験結果の比較

既報¹⁾の計算結果とほぼ一致する。従って、非保存形の式を用いた場合でも、FEMにより衝撃波は妥当に計算できることがわかる。

非保存形の形式は、非圧縮性流体の解析によく用いられているが、圧縮性流体の解析も可能であることが明らかになった。ただ、人工粘性という人工的な項が必要という点で、理論的にはあいまいな部分が残ると思われる。

5. 結論

本研究の成果を以下にまとめる

- 1) 1次元非粘性 Burgers 方程式を、非保存形式の風上 FDMにより解析した。移流速度を上流側との平均を取ることにより、妥当な解が得られた。
- 2) この1次元非粘性 Burgers 方程式を FEMにより解析する場合、SUPG法を導入し、質量マトリックスを対角化すれば風上 FDMと一致する。(具体的定式化は付録参照)
- 3) 保存形で表示した流体の基礎式に人工粘性を加え、非保存形に式変形した。これにより FEM解析を行った場合、衝撃波が妥当に計算され、保存形により解析結果とほぼ一致した。

以上のことから、衝撃波の解析は、非保存形の式に人工粘性を加えることにより、FEMにより計算可能であることが分かった。

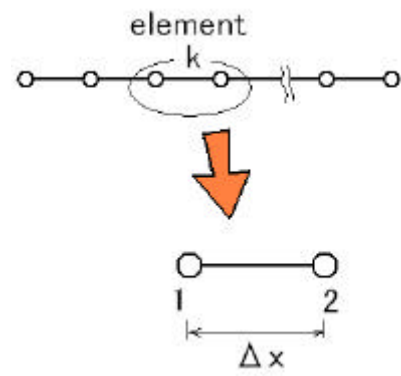
参考文献

- 1) 西尾、真鍋、中村、瀬崎：超音速/極超音速流れの新しい計算手法、日本航空宇宙学会論文集、Vol. 51, No.599, pp683-689(2003)
- 2) M.Nishio, K.Manabe, and H.Nakamura, New Calculation Method of Supersonic/Hypersonic Flow: Application to MESUR Capsule, Journal of Spacecraft and Rockets, Vol.43, No.4, 2006, pp.916-918.
- 3) 数値流体力学編集委員会編、数値流体力学シリーズ 2、圧縮性流体解析、東京大学出版会、1995, p.43.
- 4) 日本計算工学流れの有限要素法研究会編、続・有限要素法による流れのシミュレーション、シュプリンガー・ジャパン、2008, p.67,70.

付録. 1次元 Burgers 方程式の FEM 定式

1次元 Burgers 方程式は、非保存形式で、式(1)であり、FEMの定式化により、式(6),(7)を用いると次式になる。なお U は要素内で一定とする。

$$\int w \frac{\partial u}{\partial t} dx + \int wU \frac{\partial u}{\partial x} dx + \int \tau U^2 \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} dx = 0 \dots (付1)$$



付図 1 1次元領域の有限要素分割

いま、重み関数 w と変数 u を形状関数 ϕ を用いて、次式で近似する。付図 1 のように 1次元の領域を、長さ Δx の要素で等分割し、要素 k の両端の節点を 1、2 とすると、

$$w = \begin{pmatrix} w^1 & w^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^1 \\ \phi^2 \end{pmatrix} \dots (付2)$$

$$u = \begin{pmatrix} \phi^1 & \phi^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u^1 \\ u^2 \end{pmatrix}$$

これらを式 (付 1) に代入し、重み関数 w が任意という条件から、次式が要請される。

$$\int \begin{pmatrix} \phi^1 \\ \phi^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^1 & \phi^2 \end{pmatrix} dx \begin{pmatrix} \dot{u}^1 \\ \dot{u}^2 \end{pmatrix} + \int \begin{pmatrix} \phi^1 \\ \phi^2 \end{pmatrix} U \begin{pmatrix} \frac{\partial \phi^1}{\partial x} & \frac{\partial \phi^2}{\partial x} \end{pmatrix} dx \begin{pmatrix} u^1 \\ u^2 \end{pmatrix} + \int \tau U^2 \begin{pmatrix} \frac{\partial \phi^1}{\partial x} \\ \frac{\partial \phi^2}{\partial x} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial \phi^1}{\partial x} & \frac{\partial \phi^2}{\partial x} \end{pmatrix} dx \begin{pmatrix} u^1 \\ u^2 \end{pmatrix} = 0 \dots (付3)$$

ここでは、 $\frac{\partial u}{\partial t}$ を \dot{u} と書いた。

形状関数を1次線形関数とすると、次の積分値は次式になる。

$$\int \begin{pmatrix} \phi^1 \\ \phi^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^1 & \phi^2 \end{pmatrix} dx = \frac{\Delta x}{3} \begin{bmatrix} 1 & 1/2 \\ 1/2 & 1 \end{bmatrix}$$

$$\int \begin{pmatrix} \phi^1 \\ \phi^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial \phi^1}{\partial x} & \frac{\partial \phi^2}{\partial x} \end{pmatrix} dx = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix}$$

$$\int \begin{pmatrix} \frac{\partial \phi^1}{\partial x} \\ \frac{\partial \phi^2}{\partial x} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial \phi^1}{\partial x} & \frac{\partial \phi^2}{\partial x} \end{pmatrix} dx = \frac{1}{\Delta x} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix}$$

... (付4)

これらを用いると、式(付3)は、次式になる。

$$\frac{\Delta x}{3} \begin{bmatrix} 1 & 1/2 \\ 1/2 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \dot{u}^1 \\ \dot{u}^2 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} U \begin{pmatrix} u^1 \\ u^2 \end{pmatrix} + \tau U^2 \frac{1}{\Delta x} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} u^1 \\ u^2 \end{pmatrix} = 0$$

... (付5)

次に各行の値を対角項に加え、第1項目の行列を対角化する。すなわち、

$$\frac{\Delta x}{3} \begin{bmatrix} 1 & 1/2 \\ 1/2 & 1 \end{bmatrix} \longrightarrow \frac{\Delta x}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \dots (付6)$$

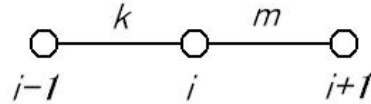
すると、式(付5)は次のようになる。

$$\frac{\Delta x}{2} \begin{pmatrix} \dot{u}^1 \\ \dot{u}^2 \end{pmatrix} + \frac{U}{2} \begin{pmatrix} u^2 - u^1 \\ u^2 - u^1 \end{pmatrix} + \tau \frac{U^2}{\Delta x} \begin{pmatrix} u^1 - u^2 \\ u^2 - u^1 \end{pmatrix} = 0$$

... (付7)

いま、安定化パラメータ τ を式(8)で、 $\tau = \Delta x / 2U$ とおくと、式(付7)は簡単になって、

$$\frac{\Delta x}{2} \begin{pmatrix} \dot{u}^1 \\ \dot{u}^2 \end{pmatrix} + U \begin{pmatrix} 0 \\ u^2 - u^1 \end{pmatrix} = 0 \quad \dots (付8)$$



付図2 要素方程式の全体への組み込み

これが、FEMの要素方程式である。FEMの手順で、これを全体行列に組み込む。

いま、付図2のように節点*i*の周りの要素*k*、*m*を考える。*U*は要素内で一定としたが、要素*k*の*U*を*U^(k)*、要素*m*の*U*を*U^(m)*とおくと、要素の方程式は、

○要素*k*について

$$\frac{\Delta x}{2} \begin{pmatrix} \dot{u}^{i-1} \\ \dot{u}^i \end{pmatrix} + U^{(k)} \begin{pmatrix} 0 \\ u^i - u^{i-1} \end{pmatrix} = 0 \quad \dots (付9)$$

○要素*m*について

$$\frac{\Delta x}{2} \begin{pmatrix} \dot{u}^i \\ \dot{u}^{i+1} \end{pmatrix} + U^{(m)} \begin{pmatrix} 0 \\ u^{i+1} - u^i \end{pmatrix} = 0 \quad \dots (付10)$$

となる。これを全体行列に組み込んだ場合、節点*i*に関する式は式(付9)の第2式、式(付10)の第1式を重ね合わせて、

$$\frac{\Delta x}{2} \dot{u}^i + U^{(k)} (u^i - u^{i-1}) + \frac{\Delta x}{2} \dot{u}^i + U^{(m)} \times 0 = 0 \quad \dots (付11)$$

すなわち、

$$\dot{u}^i + U^{(k)} \frac{u^i - u^{i-1}}{\Delta x} = 0 \quad \dots (付12)$$

となり、空間的に風上差分の式となる。*U^(k)*は要素内で要素の両端の節点(*i-1*),*i*の値の平均とする。

$$U^{(k)} = \frac{u^{i-1} + u^i}{2} \quad \dots (付13)$$

そして時間的には、第1項を前進差分化し、移流速度*U*に関して、要素*k*の両端節点の平均を取ると、本文式(2)(3)を用いたものと等しくなる。

(付録終わり)

極超音速境界層における表面圧力変動の計測

丹野英幸、小室智幸、佐藤和雄、伊藤勝宏、藤井啓介 (宇宙航空研究開発機構)

Measurement of surface pressure fluctuation in hypersonic boundary layer

TANNO Hideyuki, KOMURO Tomoyuki, SATO Kazuo, ITOH Katsuhiko^{*1}, FUJII Keisuke^{*2}

^{*1}Japan Aerospace Exploration Agency, Kakuda, Miyagi 981-1525

^{*2}Japan Aerospace Exploration Agency, Chofu, Tokyo 182-8522

Abstract

Surface pressure measurement of a 7° half-angle cone model was conducted under hypersonic high-enthalpy flow condition. The measurement was performed in the impulsive facility Hiest. To change the Reynold's number, stagnation enthalpy was varied from $H_0=3.5$ MJ/kg ($Re=6.0 \times 10^6/m$) to $H_0=8.2$ MJ/kg ($Re=1.6 \times 10^6/m$). On the cone model, Eighty-six miniature co-axial thermocouples were flush-mounted on the surface of the model to measure heat flux distribution. Surface pressure fluctuation was measured in order to observe the second-mode instability in the boundary layer. The heat flux distribution measurement indicated that transition occurred on the model at approximately $Re=4.0 \times 10^6$. Surface pressures exhibited peaks in their frequency spectra that were thought to represent second-mode instability.

1 はじめに

極超音速境界層遷移現象は、空力加熱、摩擦抗力を大きく変化させるために、大気圏再突入体、極超音速巡航機、あるいは惑星大気突入体の設計に重大な影響を及ぼす現象だが、遷移のメカニズムが明らかでないため、設計要求に耐えうる精度を有する予測法は未だに確立していない⁽¹⁾。特に、化学反応を伴う高エンタルピ条件では、信頼できる地上試験設備が限られていることもあり、小数の報告^{(2) (3)}をのぞいて殆ど手つかずの状態である。近年、米国では、この極超音速境界層遷移現象を重要な研究課題として位置付け、代表的な研究機関が連携しながら、鋭意研究を進めている。

極超音速流れ場における遷移は、超音速流れ場における1次モード不安定に対して、2次モード⁽⁴⁾不安定が支配的とされる。この不安定波の計測は比較的にマッハ数が低い流れ場においては、熱線流速計測法により、いくつかの報告がなされているが、高エンタルピ流れ場では、高い熱負荷により計測実施は困難であった。藤井は、円錐模型の表面圧力計測を、高速応答性の圧電型圧力トランスデューサを用いることで、極超音速風洞での2次モード不安定波の計測に成功した⁽⁵⁾。本報告では、藤井の計測法を極短時間試験流れ場に適用し、自由ピストン型衝撃風洞

Hiest⁽⁶⁾での高エンタルピ気流条件における2次モード不安定波の計測を試みた。Hiestは従来型風洞では再現できない、高いよどみ点条件を生成することが可能であり、実機飛行条件に近い気流条件での試験を、大型の模型を用いて行うことが可能なため、境界層遷移現象に関する貴重な試験データの産出が期待できる。

Hiestの風洞試験には、比較用の風洞試験結果、数値計算結果が豊富な半頂角7度の円錐模型⁽⁷⁾を用いた。模型表面には、高速応答性が確保できる小型同軸熱電対を86個取り付け、熱流束分布より遷移開始位置の計測を行った。遷移に先立って発生する2次モード不安定波の観測には、圧電型圧力トランスデューサを4個取り付け、時間変動を記録した。

2 円錐模型

本試験で用いた円錐模型を図1に示す。模型は全長1100mm、半頂角7度である。鈍頭半径2.5mmの先端部分は耐熱性を考慮し、耐熱合金であるCZCで製作した。熱流束分布計測用に模型表面には86個の熱電対を設置したが、本研究ではそのうち72個を用いた。尚、モデル表面の研磨は、熱電対を模型表面に取り付け後に行った。表面粗さは0.4S以下である。模型は4分割構造で、各部分で生じる段差は0.005mm未満を確保

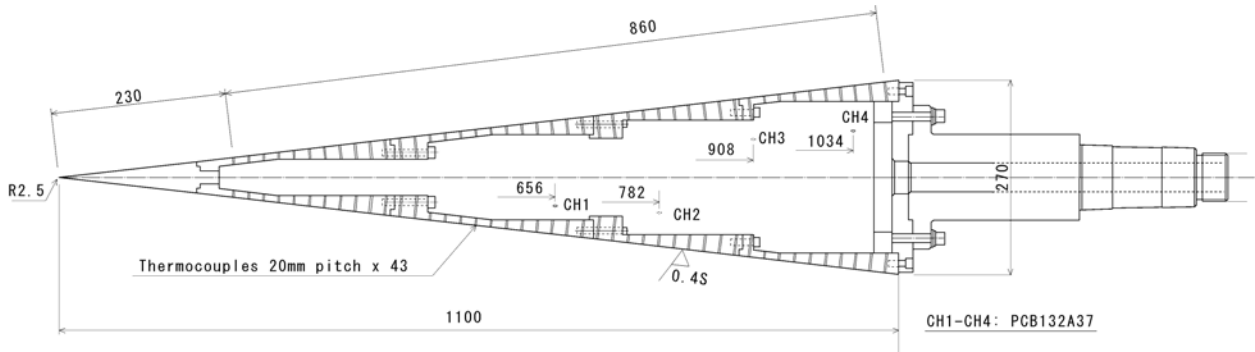


Fig.1 A 7° half-angle cone model. Four piezoelectric pressure transducers (PCB132A37) were mounted on the surface of the model at X=656mm, 782mm, 908mm and 1034mm.

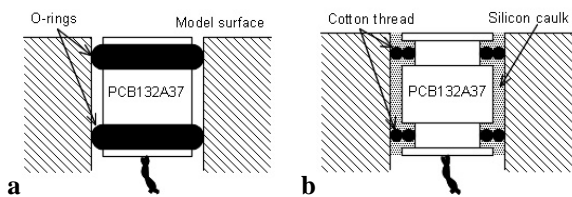


Fig.2 Schematics of pressure transducer installation on the model surface. a:Left-hand figure is a standard installation of PCB132A37 with o-rings. b:Right-hand figure shows the modified installation with cotton threads and silicone caulk.

した。

境界層内部の2次モード不安定を観察するために、高速応答性が確保できる圧電型圧力トランスデューサを模型表面に4個設置した。今回の試験条件では、圧力擾乱の周波数は数百kHzオーダーが見込まれるため、計測には、周波数応答性がMHzオーダーの圧力変換器が必要となる。ここでは、PCB132A37（共振周波数1MHz以上）を選択した。圧電型圧力トランスデューサは、加速度に対して極めて敏感であり、模型表面の機械振動が原因で、しばしば大きな雑音が発生する。模型からの機械振動を回避するために、圧力変換器のマウント法として以下の工夫を行った。

図2aは、メーカーが推奨するPCB132A37の従来の取り付け法である。o-ringで取り付けられるこの方法は、

o-ringによる振動ダンピングによって、機械振動に対して、ある程度の減衰効果は認められるが⁽⁸⁾、風洞試験前に行った打撃検査では、十分に機械振動を減衰することができなかった。図2bに本計測で用いた改良取り付け法を示す。o-ringの代わりに、更に振動減衰が期待できるシリコン・シーラントを模型と変換器のギャップに充填した。木綿糸は変換器が模型表面に直接接触しないように、変換器を中心に配置するために使用している。図3は打撃試験で得られた変換器の振動の周波数スペクトルを示す。振幅としては、極めて小さいが、130kHz、190kHzおよび340kHzの高い周波数が固有振動モードとして確認されている。

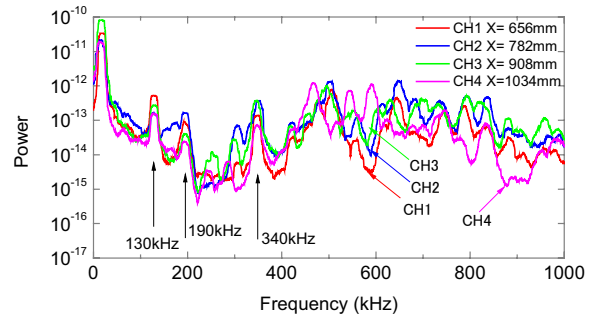


Fig.3 Frequency spectra of the surface pressure transducers. These spectra were obtained from a hammering test using a plastic hammer.

Table.1 Test flow conditions.

Shot No.	T_0 (K)	P_0 (MPa)	H_0 (MJ/kg)	T_∞ (K)	P_∞ (kPa)	ρ_∞ (kg/m ³)	V_∞ (m/s)	M_∞	Viscosity	Unit Re_∞ (1/m)
1717	2.72E+03	3.16E+01	3.26E+00	2.44E+02	2.67E+00	3.82E-02	2.41E+03	7.71E+00	1.57E-05	5.88E+06
1719	3.65E+03	2.74E+01	4.75E+00	3.95E+02	2.67E+00	2.36E-02	2.90E+03	7.28E+00	2.26E-05	3.01E+06
1721	5.21E+03	3.10E+01	8.17E+00	8.44E+02	3.97E+00	1.63E-02	3.72E+03	6.50E+00	3.74E-05	1.62E+06
1732	2.78E+03	3.08E+01	3.35E+00	2.52E+02	2.64E+00	3.65E-02	2.45E+03	7.68E+00	1.61E-05	5.55E+06

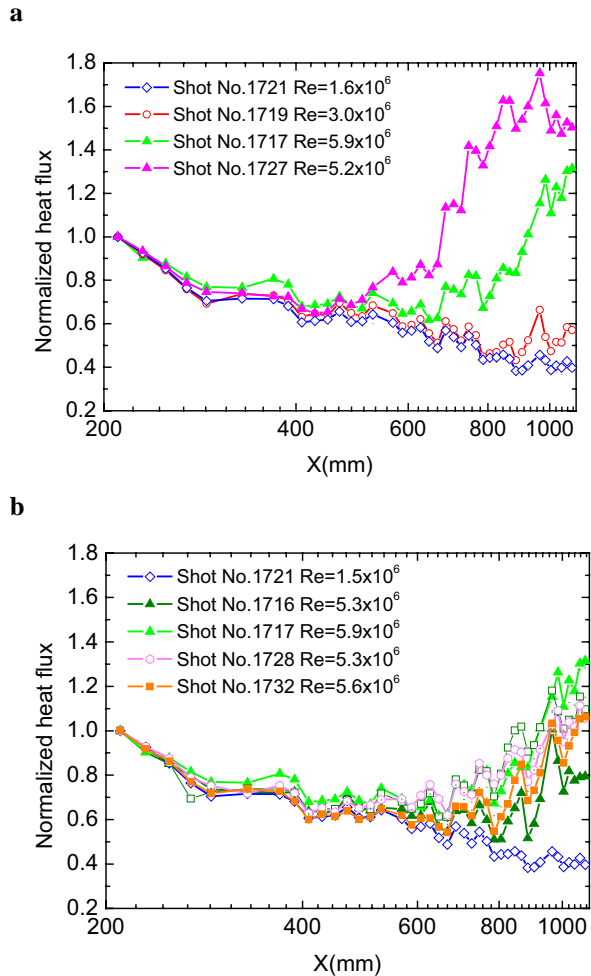


Fig.4 a(top): Heat flux distribution along the model axial direction. **b(bottom):** Repeatability of the each Shots. Heat flux distribution appears approximately similar from $Re=5.3 \times 10^6/m$ to $5.9 \times 10^6/m$.

3 風洞試験

風洞試験は自由ピストン型衝撃風洞HIESTを用いた。本試験では、よどみ点圧力 P_0 をほぼ30MPaとした。一方、よどみ点エンタルピー H_0 は、 $H_0=3.3 \text{ MJ/kg}$ から 8.2 MJ/kg で変化させた。表1に非平衡ノズル流計算コードNENZF⁽⁹⁾で算出した試験条件の代表例を示す。衝撃風洞では、衝撃波管の初期圧力を変えることにより tailoring 条件を容易に変更可能である。本試験では、tailoring 条件を変化させて、風洞driver 条件を変えることなく、よどみ点条件およびRe 数を変化させた。Under tailored 条件では、高いRe 数を得ることができるが、急激なよどみ点圧力の低下が憂慮される。今回の試験条件では、under tailored 条件でも、ほぼ定常圧力が2~4ms で得られた。

4. 風洞試験結果

4.1 熱流束測定

図4は、模型軸方向の熱流束分布を示す。熱流束は、

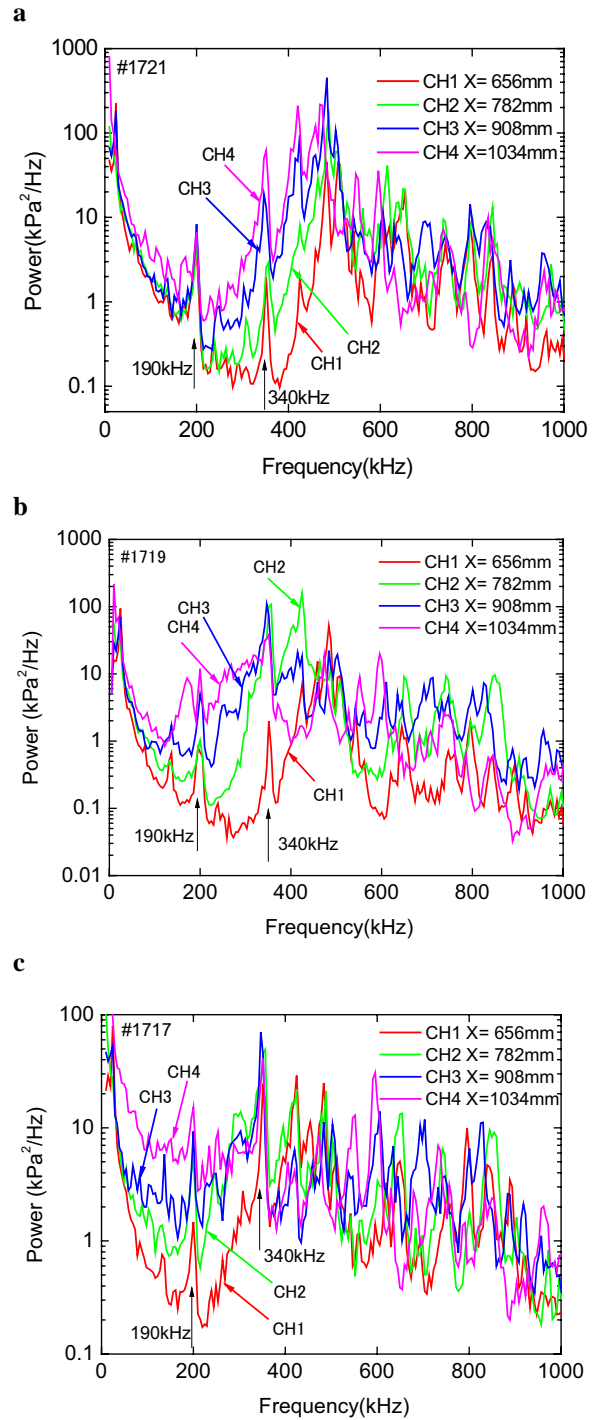


Fig.5 Frequency spectra of the surface pressure fluctuations. **a(top):** Shot No.1721 ($Re=1.6 \times 10^6/m$), **b(middle):** Shot No. 1719 ($Re=3 \times 10^6/m$) and **c(bottom):** Shot No. 1717 ($Re=5.6 \times 10^6/m$).

最上流配置の熱電対($X=230\text{mm}$)の計測値で無次元化している。各熱電対には個体差による出力の違いがあり、分布にある程度のばらつきが認められる。しかし、境界層遷移領域を識別するには空間解像度は

十分である。図4a中、Shot No. 1721 ($Re=1.6 \times 10^6/m$) は、層流境界層を狙った低Re数条件での結果である。熱流束はほぼ一様に低下し、境界層は全域で層流であると思われる。Re数を増加させた条件(Shot No. 1719)では、熱流束の増加が模型後端($X=1000mm$ 付近)で確認され、更にRe数を増加させたShot No. 1717 ($Re=5.9 \times 10^6/m$)では、 $x=700mm$ 付近で熱流束の上昇が確認され、境界層が遷移したものと認識される。図中には、強制的に遷移させた結果(Shot No. 1727)も、参考データとして表示した。この強制遷移は、 $Re=5.2 \times 10^6/m$ 条件で、表面を粗くした模型先端チップを用いることで得られた。また、今回の試験の再現性を確認するための、同じ条件での熱流束分布計測結果を図4bに示した。HIEST試験では、隔膜デブリおよび駆動気体中の煤が模型表面に高速で衝突するため、模型表面粗さが試験毎に変化する懸念があったが、図4bに示されるように、熱流束分布には、初期の試験結果と末期の試験結果間での変化は認められず、再現性は良好であることが確認された。

4.2 表面圧力測定

図5は、モデル表面の圧電型圧力変換器によって測定された表面圧力の変動スペクトルを示す。FFT解析は、4096点で処理を行った。計測系のサンプリングレートは20MHzなので、FFT分析の周波数分解能は4.88kHzである。測定されたスペクトルには、打撃試験で確認された振動モードの130kHz、190kHz、および340kHzが重畳していることに注意を要するが、定性的な傾向の確認目的としては、影響は少ない。

低Re数条件である図5aでは、2次モード不安定波と推定される周波数のピークが、圧力変換器の位置が下流になるにつれて、低周波にシフトすることが確認できる。スペクトルの形状にはあまり変化が認められない。Re数が増加した図5bの場合は、圧力変換器CH1のおよそ500kHzの周波数ピークは、CH2で、より低い周波数(およそ400kHz)にシフトし、スペクトルがブロード化する。更にCH2のスペクトルには、800kHz付近に他のピークが認められるが、これは恐らく、2次モード不安定波の高調波と思われる。CH3とCH4の計測結果では、スペクトルはさらにブロード化し、低周波から高周波まで、ほぼ全域に拡散する。最も高いRe数条件である図5cでは、CH2ですでに圧力変動のスペクトルがブロード化を起こしており、すでにブレークダウンしているものと考えられる。

5. おわりに

全長1100mm、半頂角 7° の円錐模型を用いて、高温衝撃風洞HIESTによる極超音速境界層遷移の風洞試

験を実施した。試験では、よどみ点エンタルピーを変更し、気流Re数を $Re=1.6 \times 10^6/m \sim Re=6.0 \times 10^6/m$ の範囲で変化させた。熱流束分布計測によると、境界層の層流-乱流遷移位置は、ほぼ $Re=4.0 \times 10^6/m$ である。また表面圧力計測により、2次モード不安定波と思われるスペクトルの確認に成功した。

参考文献

- (1)Schneider, S.P., "Hypersonic laminar-turbulent transition on circular cones and scramjet forebodies" *Progress in Aerospace Science*, Vol.40, 1-50, 2004.
- (2)Adam, P., Hornung, HG., "Enthalpy effects on hypervelocity boundary layer transition: Ground test and flight data", *J.Spacecraft & Rockets*, 34(5):614-619,1997.
- (3)Malik, MR., Anderson EC., "Real gas effects on hypersonic boundary-layer stability" *Phys. of Fluids A*, 3(5):803-821,1991.
- (4)Mack, LM., "Linear stability theory and the problem of supersonic boundary-layer transition", *AIAA J.* 13(3):278-289,1975.
- (5)Fujii, K., "Experiment of the two-dimensional roughness effect on hypersonic boundary-layer transition", *J.Spacecraft and Rocket*, Vol.43, No.4, 2006
- (6)Itoh, K., Ueda, S., Tanno, H., Komuro, T. and Sato, K., "Hypersonic Aerothermodynamic and Scramjet Research Using High Enthalpy Shock Tunnel," *Shock Waves*, Vol.12, 93-98, 2002.
- (7)Wadhams, T.P., E. Mundy, E., MacLean, M.G. and Holden, M.S., "Pre-Flight Ground Testing of the Full-Scale HFIRE-1 Vehicle at Fully Duplicated Flight Conditions: Part II", AIAA Paper No.2008-0639, 2008.
- (8)He, Y., "Transition and heat transfer in compressible boundary layer flow over a flat plate", PhD thesis, Dep. of Mech. Eng., Univ. of Queensland, 1991.
- (9)Lordi, J.A., Mates, R.E. and Mossele, J.R., "Computer program for numerical solution of nonequilibrium expansions of reacting gas mixtures", NASA CR-472, 1966.

ペットボトルロケットの非定常推力特性に関する研究

板倉嘉哉, 本田祐基 (千葉大学教育学部)

Unsteady Thrust Characteristics of Water Rocket

Yoshiya ITAKURA and Yuki HONDA (Chiba University, Faculty of Education)

Abstract

Unsteady thrust characteristics of water rocket have been investigated experimentally. The results of the observation by a high-speed camera show that the state of the operation fluid flow is classified into three patterns. The time history of the thrust is observed oscillating change, and the frequency characteristics are analyzed by FFT and DWT. However, all the causes of oscillating behavior of the thrust are not elucidated. The transition time from liquid-phase flow to churn flow buried in the oscillating thrust is detected as a discontinuous point in the thrust curve by applying wavelet transform technique.

1. 緒言

千葉大学教育学部機械工学研究室では、小学校や中学校における科学や技術、ものづくりに関する啓蒙教育の試みとして、紙飛行による飛行原理の理解、小型風洞による翼面上の剥離現象の可視化、ペットボトルロケットの推進原理などの教育実践をおこなってきた。飛行の原理を教授するばあい、我々には十分な予備知識があり、教材開発も比較的容易である。しかし、ペットボトルロケットの推力特性に関する情報は非常に少なく、渡辺による推力制御¹⁾や、太田による最適飛行条件²⁾に関するものなど、数編の学術論文しか存在しない。ペットボトルロケットを作用・反作用による推力発生原理の教材として採用するためには、自らの手で力学的特性を十分に把握し、教材研究をおこなう必要がある。また、ペットボトルロケットの推力発生原理は水と空気のみを使用した単純なものではあるが、わずかに1秒以内に速度域は亜音速から遷音速にまで変化し、作動流体も単相流から気液二相流に変化する非定常な混相流であり、流れ場中でのスロッシングや波動現象など、流体力学的な興味の尽きない題材でもある。

本報告では、ペットボトルロケットにおける時間的に変化する流れ場の高速度カメラによる撮影、ボトル内圧力および推力の時間変化を計測し、データの時間・周波数解析をおこなうことにより、その非定常特性を明らかにした。また、ペットボトルロケットが発生する推力の解析モデルを構築し、実験結果と比較することにより、その妥当性を検証した。

2. 実験装置および方法

ペットボトルロケットの推力およびボトル内圧の時間履歴を計測するために、本実験で使用した装置の概要を図1に示す。装置全体は直径48 mmの単管パイプで製作されており、地中500 mmの深さに土台部分を埋設し、水噴射時の衝撃力による振動を極力

抑える構造としたが、ロケット支持装置および力センサーを含めた計測系全体で、数種の固有振動が観測された。その詳細については3章冒頭で述べることにする。

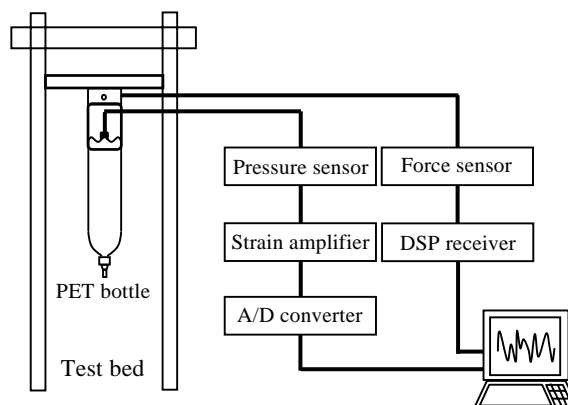


図1 実験装置概要

推力はペットボトルロケット支持部と架台間に設置された6軸力覚センサー（ニッタ株式会社 IFS67M25A25-I40）により検出され、DSPレシーバーボードを介してコンピュータに取り込まれる。なお、本実験で使用した6軸力覚センサーは最大8kHzでの測定が可能であり、時間的に変動する推力を計測するのに十分な性能を有している。ロケット内の圧力はボトル後端から耐圧ホースで圧力センサーに導かれ、動歪増幅器およびA/D変換器を介してパーソナルコンピュータに取り込まれる。噴射時の流れ場は高速度カメラ（カシオ計算機株式会社EX-F1）により記憶され、流れ場の様子や流動形態の切り替わる時刻などが計測される。また、実験では容量1500mlのペットボトルを使用し、表1に示すように、初期ボトル内水量を体積比で0~50%、初期内部圧力を0.1~0.4MPaに実験条件を変化させて推力および内部圧力の計測をおこなった。

表1 実験条件

Experimental conditions	
Bottle volume	1500 ml
Initial pressure	0.1 ~ 0.4 MPa
Initial water ratio	0 ~ 50 vol.%

3. 結果および考察

推力測定試験に先立ち、体積比で0~50%の水を注入したペットボトルを測定装置に取り付け、加振することにより得られた力センサーからの信号を周波数分析した。これは、計測系を含めた測定装置全体の固有振動を同定し、推力測定データから雑音となる振動成分を除去するための予備実験である。その結果、装置全体として、75Hzおよび175Hz近傍の二つの振動モードを有しており、その中心周波数はボトル内圧には依存しないが、初期水量の増加とともに低下することが確認された。水を注入したペットボトルを含む計測装置全体として、一種のばね-質量系を形成していると考えられる。

3. 1 流れ場の時間変化

図2の写真は、初期水量30%および初期内圧0.4 MPaにおける噴射時の様子を、高速度カメラにより撮影した画像である。流れ場は、噴射開始から0.298秒までは水のみ噴射であるが、その後、チャーネル流に移り、0.476秒以降は空気のみ噴射となり、3段階に分かれていることが確認された。特に、チャーネル流遷移への過渡的な状態においては、水自由表面のスロッシングから旋回流となった後、水噴射が終了するよりも前にチャーネル流へと移行しており、非常に複雑な流れ場を形成していることがわかる。

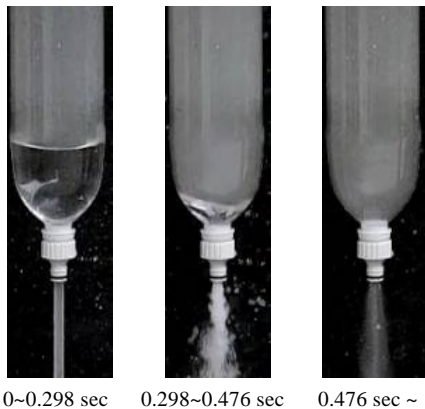


図2 噴射時の高速度撮影画像 (1200fps)

3. 2 ボトル内圧力の時間変化

図3は実験で得られた、初期水量30%、内圧0.4 MPaにおける、ボトル内圧(ゲージ圧)の時間変化であ

る。図中の0.298秒および0.476秒の線は高速度撮影から得られた、流動形態が変化する時刻を示している。チャーネル流へ遷移する0.298秒までは水のみが噴射しており、水の流出によりボトル内部の空気は膨張し、圧力は緩やかに低下していく。しかし、チャーネル流へ遷移後からは、内部空気自体の流出が始まるため、圧力は急激に低下することになる。また、空気噴射のみとなる0.476秒後からは、ボトル内・外の圧力比が低くなっていることもあり、圧力の低下は緩やかになっている。なお、図3からは判別しにくい、0.298~0.476秒のチャーネル流噴射時に、微かな圧力変動が確認された。

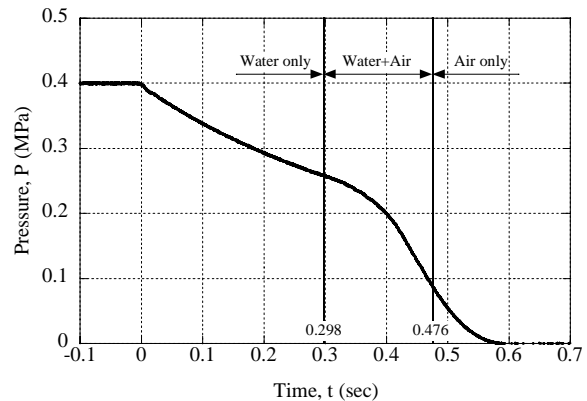


図3 ボトル内圧力の時間変化

3. 3 推力特性

推力の時間変化 初期水量30%、内圧0.4 MPaにおける推力の時間履歴を図4に示す。全噴射時間は0.55秒程度あるが、噴射終了後も推力が零とならないのは、作動流体の重量分が推力として残るためである。正味の推力は各時刻において噴射重量を差し引いたものとなるが、現時点では、その値を正確に見積もることができないので、力センサーで得られた推力をそのまま利用した。作動流体の流出によるボトル内の圧力が低下するとともに、流動形態が水→水+空気→空気と変化するため、推力は時間とともに変化するようになる。また、推力の時間変化において特徴的なのは、噴射直後の約0.1秒間およびチャーネル流噴射開始前後の0.2秒間に振動的推力が観察されることである。噴射直後の変動は、当初、内部空気中の膨張波が関係しているのではと思われたが、後述するように、その変動成分は支持装置全体の固有振動に起因するものであり、流体力学的な現象によるものではないことが判明した。また、高速度撮影結果からは0.298秒で単相流からチャーネル流へと遷移しているが、推力測定の結果からは遷移への前段階でスロッシングから旋回流が発生する0.283秒頃から推力の変動が観測されている。チャーネル流への遷移時刻は、この振動波形に内に埋もれており、図

4 の推力曲線からは特定することは困難である。

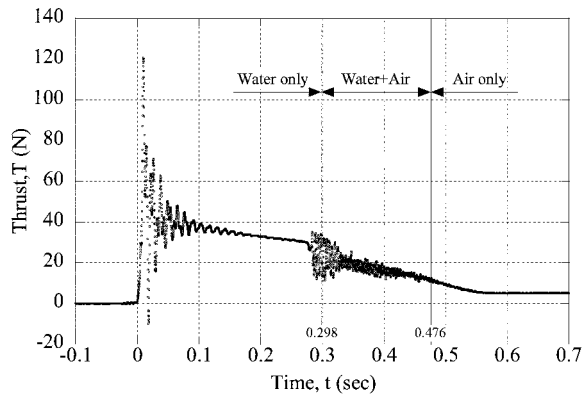


図 4 推力の時間変化

推力の周波数成分 図 4 の推力変化を FFT にかけ、周波数分析をした結果が図 5 である。噴射直後の推力変動は主に 2 つの周波数成分に分離され、その中心周波数はそれぞれ 75.4 Hz および 176 Hz であった。前述の加振実験からは、支持装置全体の固有振動周波数は 60~80 Hz および 150~200 Hz に局在しており、水量に反比例するがボトル内圧には依存しないことが確認されている。非常に強い 75.4 Hz および 176 Hz の振動成分は支持装置全体の振動であり、流体力学的な振動に起因するものではないと考えられる。

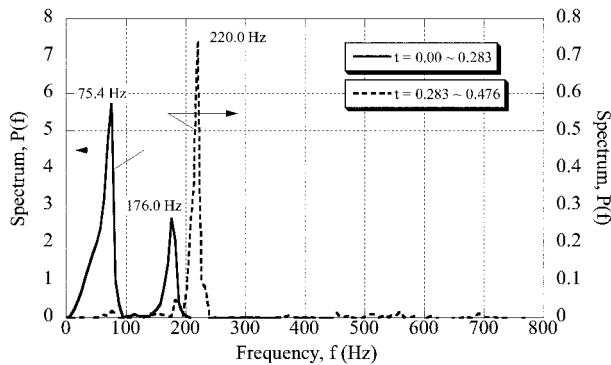


図 5 推力の周波数成分

時刻 0.283 秒からのチャーン流への遷移前後で観察される周波数成分は、220 Hz の大きな山と約 800 Hz まで連続的に分布する非常に振幅の小さな振動とに分離される。支持装置に起因すると考えられる 80 Hz および 180 Hz 近傍の成分もわずかに確認できるが、220 Hz の成分に比較して、その強度は極めて弱い。220 Hz の振動成分は、噴射流体のボイド率が時間的に変動することに起因して流れが間欠的となり、推力が変動するものと考えられる。前述した、チャーン流で観測されたボトル内の微小な圧力変動も、これに関係していると思われる。また、800 Hz まで連続的に観察される微小な振動成分は、チャーン流でのみ観察されており、気泡に起因するものと推察さ

れる。森岡により、混相流中での気泡の自由振動の周波数 f は式(1)で与えられることが導かれている³⁾。ここで、 p : 圧力、 ρ : 密度、 R : 気泡半径である。

$$f_{Bubble} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{3p}{\rho R^2}} \quad (1)$$

式(1)に本実験における代表的な値を代入し、その周波数を試算すると約 500 Hz となる。チャーン流中では、大小さまざまな気泡が存在することを考えれば、800 Hz までの連続的な振動成分はチャーン流中での、気泡の自由振動に起因するものとするのが妥当であるが、その検証は今後の課題である。

図 6 はチャーン流噴射時に観察された、主な振動成分の初期水量依存性を示しており、パラメータは初期圧力である。初期水量の変化に対して、550 Hz および 220 Hz 近傍で観察される振動成分の中心周波数はほとんど変化せず、ほぼ一定値となっている。このことは、チャーン流中で形成されている気泡の形状やボイド率変動の周期は、初期水量に依存しないことを示唆している。しかし、700 Hz 近傍で観察される振動成分の中心周波数は、初期水量の増加とともに低下しており、その依存関係が推察される。流れ場の高速度撮影結果からは、チャーン流への遷移時刻は初期水量により変化するが、チャーン流遷移時のボトル内に残存する水量はほぼ一定量であることが確認されており、水量が影響しているとは考えにくい。また、初期水量に対してチャーン流遷移時のボトル内圧は変化するが、パラメータである初期圧力に対する依存性は認められないことから、ボトル内圧の影響とも考えにくい。どのような流体力学的なメカニズムが、700 Hz 近傍の振動成分に影響を与えているかは、更なる研究課題である。

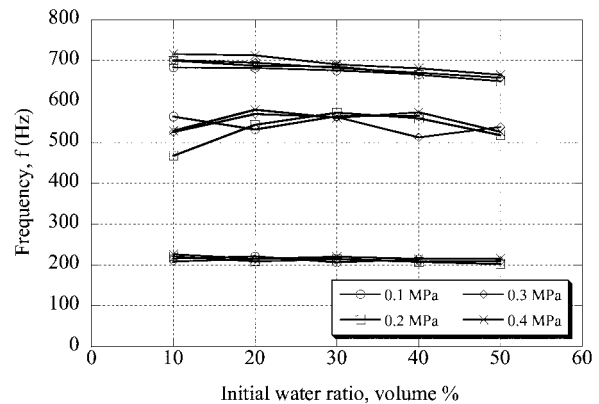


図 6 水+空気噴射時に観測された
主な周波数成分の初期水量依存性

推力の時間 - 周波数分析 図 7 は、図 3 の推力変化を離散ウェーブレット変換した結果である。ウェーブレット関数には、ドベシ⁴⁾により導かれた離散

数列 (N=8) を使用した。噴射直後に75.4Hzと176Hzの振動ははっきり捉えられており、176Hzの成分はわずかに遅れているが、ほぼ同時期に出現しているのがわかる。一方、220Hzの振動はチャン流への遷移時刻である0.298秒前後から出現しており、チャン流への遷移と密接に関係していることを裏付けている。また、読み取るのは非常に困難ではあるが、250Hz以上の振動成分はチャン流へ遷移後から時間的に遅れて出現しており、220Hz成分の発生源とは異なることを意味している。

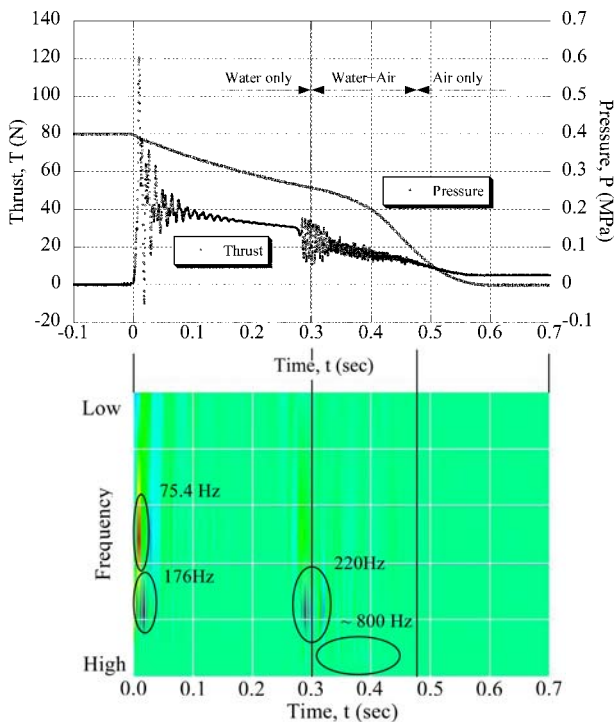


図7 推力の時間 - 周波数分析

ウェーブレット解析によるフィルタリング ウェーブレット解析の信号処理への応用として、ウェーブレット縮退によるフィルタリングが挙げられる。その手法を取り入れ、初期水量30%，初期圧力0.4 Mpaの推力データから、支持装置に起因する75.4Hzのノイズ成分を除去したものが図8である。

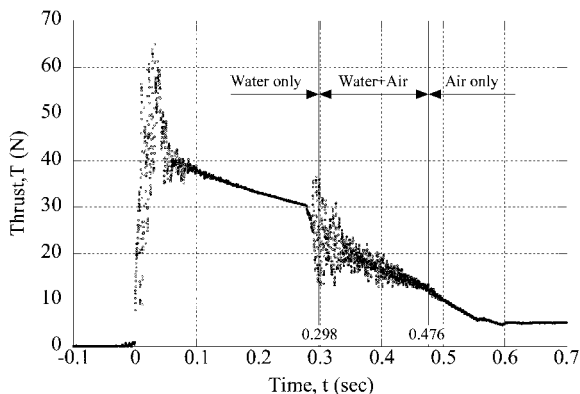


図8 75.4Hz成分除去後の推力変化

使用したウェーブレット関数の周波数分解能により、176Hz近傍の振動成分は除去できず、噴射直後に推力の振動がみられるが、実際の飛行時に発生している推力変化に一番近いものと考えられる。図9は前述の手法により、75.4Hz以上の高周波成分を除去したものである。振動成分に埋もれて判別不能であったチャン流への遷移時刻が、ウェーブレット変換によって推力変化の特徴が抽出され、不連続点として捉えられている。作動流体がチャン流へ遷移するとき、噴射速度は増加するが密度は急激に減少するため、噴射流体の運動量が不連続的に変化し、推力の不連続点として遷移点が検出可能となる。

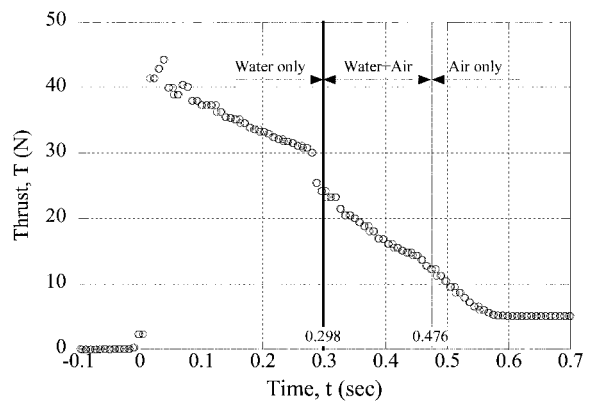


図9 高周波成分除去後の推力変化

3.4 解析モデル

解析モデルの構築 実験結果を理論的に裏付けるために、下記に示す6つの仮定を基に解析モデルを構築し、時間とともに変化するペットボトル内部の圧力および推力を推算した。

- ・ ペットボトルは円筒形状
- ・ 空気は非粘性・理想気体
- ・ 水は非粘性・非圧縮流体
- ・ ボトル内の状態は一樣
- ・ 気体は等エントロピ変化
- ・ 水と空気の噴射を完全分離

まず、水噴射時における計算手順の概略を示す。初期状態を基に、ノズル出口における作動流体の噴射速度 v_e を式(2)で見積もる。ここで、 P : 圧力、 ρ : 密度、 h : 液面高、 S_1 : ボトル断面積、 S_2 : ノズル断面積、 ξ : ノズル流量係数、添え字は a : ボトル内空気値、 w : ボトル内水値、 e : ノズル出口値を示す。

$$v_e = \sqrt{\frac{2(P_a - P_e + \rho_w gh)}{\rho_w \left(1 - \left(\xi \frac{S_2}{S_1}\right)^2\right)}} \quad (2)$$

次に、微小時間を設定し、その間に水噴射によるボトル内水量の変化を見積もり、ボトル内空気の膨張による圧力、密度、温度変化を、断熱膨張の仮定の基に計算し、諸量を更新する。以上の手順を全ての水が噴射されるまで繰り返す。

水噴射終了後は空気噴射に切り替え、等エンタルピ流仮定の基に、ノズル出口での噴射速度を式(3)で見積もることになる。ここで、 M : マッハ数, θ : 温度, γ : 比熱比, R : 気体定数である。

$$v_e = M\sqrt{\gamma R\theta_e} = \sqrt{\frac{2\gamma R\theta_e}{\gamma-1} \left(\left(\frac{P_e}{P_a} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right)} \quad (3)$$

式(3)にて空気の噴射速度を求めるときに、若干の注意が必要である。すなわち、ある初期圧力以上では、水噴射後もボトル内圧と外気圧との比が臨界状態以上になる場合が存在し、式(3)をそのまま適用すると噴射速度を過大に見積もってしまう危険がある。ノズル出口部で断面積は一定であり、一種のスロートを形成しているので、臨界圧力比以上ではノズル出口でマッハ数は1になると考えるが妥当である。実際の数値計算においては、繰り返し計算中で圧力比を監視し、臨界圧力比以上では式(3)のマッハ数に制限をかけて計算を実行する必要がある。以後の計算は前述とほぼ同じ手順となり、微小時間内に空気噴射による質量流量を見積もり、ボトル内空気の膨張による圧力、密度、温度変化を、断熱膨張の仮定のもとに計算し、諸量を更新する。以上の手順を圧力比が1になるまで繰り返す。ノズルからの噴射流体の密度および速度が得られれば、運動量理論を適用することにより、静止推力 T を式(4)で推算することが可能となる。ここで、 \dot{m} : 質量流量である。なお、検査面上は大気圧であると仮定している。

$$T = \dot{m}v_e \quad (4)$$

実験との比較 図10は、初期水量30%、初期圧力0.4 Mpa、流量係数1におけるボトル内圧の実験データと解析モデルを比較したものである。水噴射時のモデルによる圧力変化は実測値より低く見積もられており、断熱変化の仮定が必ずしも適切でないことを示唆している。事実、断熱変化を仮定しボトル内の温度を推算すると、氷点以下の温度まで低下することになるが、現実にはそこまでは低下していないことを簡単な予備実験で確認している。水噴射時は、流れ場の変化が緩やかであり、ボトル壁面および水面（こちらが支配的と思われる）を介して熱が流出していることを考えれば、ポリトロープ変化を仮定した方が現実的ではあるが、ポリトロープ指数を理論的に決定することは、現在の情報だけでは困難で

ある。チャーン流へ遷移後、実験での圧力勾配は連続的に急になっていくが、モデルではチャーン流を形成しないと仮定しているため、水から空気噴射への切り替え時に圧力は不連続に変化することになり、現実とは異なる圧力変化を再現することになる。空気噴射時の圧力変化は、時間的なずれはあるもの、その変化は同じ形状の曲線を描いており、平行移動させることにより両者はほぼ完全に一致する。これは、水面からの熱の流出が無くなったことにより、断熱変化に近づいたためと考えられる。最終的な噴射終了時刻は、理論モデルとの間に0.1秒程の差が見られる。理論モデルではチャーン流を形成しないと仮定しており、その結果、噴射終了時刻の見積もりに相違が生じることになる。チャーン流を適切にモデル化し計算に組み込むためには、周波数分析結果などからボイド率などを導き出す方法を確立することが必要となる。

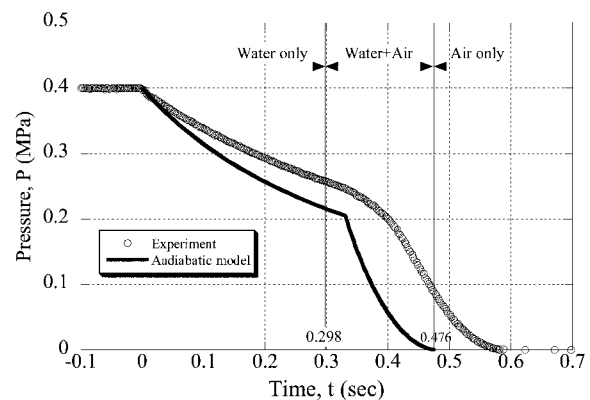


図10 内部圧力の時間変化（実験・解析モデル）

図11は、ノズル流量係数を0.9、ボトル内空気は等温もしくはポリトロープ変化するとして、内部圧力の変化を試算した結果である。流量係数を0.9とすることで、断熱変化を仮定した圧力曲線は実験値に近づくが、依然として、圧力変化を低く見積もることとなっている。なお、流量係数が1より小さいと、噴射速度は遅くなり、次に述べる運動量理論による推力の推算値は、実験値から大きくずれることになる。一方、等温変化を仮定すると、圧力は実測値よりもいくらか高めとなり、その低下率も緩やかになる。高速度撮影の結果からは、噴射開始直後から、ボトル内で霧の発生が確認されており、急激な温度低下が起こっていることを裏付けている。現実的には等温変化では無いにしろ、等温に近いポリトロープ変化であると思われる。図11中の一点鎖線は、実測値に合わせるべく、ポリトロープ指数を決定したものである。このとき、ポリトロープ指数は1.1なる値となったが、あくまで、実測値に合わせるために導いたものであり、その理論的根拠は乏しい。

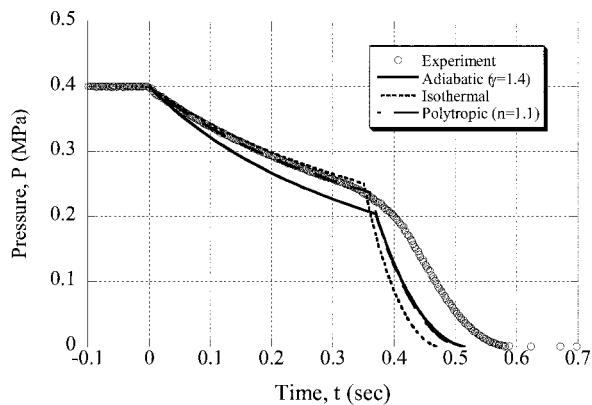


図 1-1 内部圧力の時間変化 (実験・解析モデル)

図 1-2 は、初期水量30%、初期圧力0.4 Mpa、速度係数1における静止推力の実験データと解析モデルを比較したものである。図中の○点は実験で得られた推力をウェーブレット変換により高周波成分を除去したものである。両者の比較では、解析モデルでの水噴射時の推力は時間の経過とともに実験値よりも小さく見積もることになっており、前述した断熱膨張からのずれが、推力変化にも影響を与えている。また、水から空気噴射への切り替わり時に、解析モデルでは急激な推力の低下が観察されるが、これは、作動流体の噴射速度は増加するが、密度は急激に低下（約1/1000）するためである。一方、空気噴射時の推力変化は実験値と同様な変化形状をしており、解析モデルの有効性が確認できる。課題となる、チャーン流の適切なモデル化により、推力の時間変化を単純な運動量理論でも正確に見積もることが可能となる。

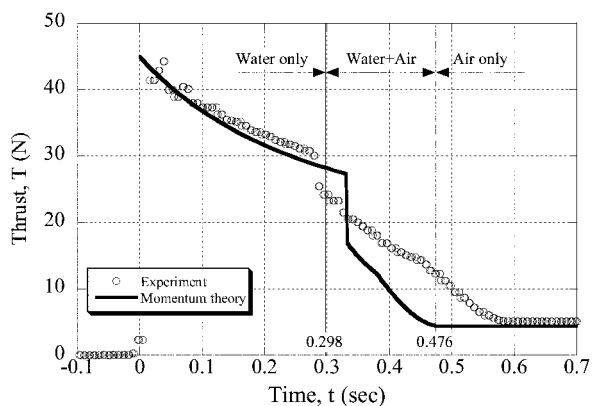


図 1-2 推力の時間変化 (実験・解析モデル)

4. 結言

初期水量および初期圧力を変化させ、ペットボトルロケット噴射時の流れ場の高速度撮影、静止推力およびボトル内圧の時間変化を計測し、その非定常特性を解明した。また、解析モデルを構築し、実験結果と比較することにより、その妥当性を検証する

とともに、モデルの問題点を抽出することができた。以下に、その成果をまとめて記す。

- 1) 流れ場は3段階に分かれており、水噴射→チャーン流噴射→空気噴射へと推移する。
- 2) 水面のスロッシング、旋回流を経て、チャーン流への遷移していくことが確認された。
- 3) FFTおよび離散ウェーブレット解析を適用することにより、静止推力の時間・周波数特性の全貌が解明された。
- 4) チャーン流中で観測される推力変動は、間欠的な流れによるボイド率の不連続変化および気泡の自由振動に起因するものと考えられるが、未解明な部分もあり、その検証は今後の課題である。
- 5) 理論モデルによる内部圧力および静止推力の推算は、定性的には現象を再現できているが、定量的に再現するには、チャーン流を適切にモデル化し取り込むことが必要となる。

今後は、チャーン流噴射時の音響解析などを実施することにより、推力振動のメカニズムを探るとともに、得られた情報からチャーン流モデルの構築を計画している。

将来的には、ペットボトルロケットづくりを単なる工作教育的な題材で終わらせるのではなく、理論と実際を結びつけた技術・科学的な題材として完成させたいと考えている。そして、何気ない身の回りにある遊具などの裏に隠れた、科学や技術に興味・関心を持つ子どもたちが、一人でも多く育ってくれればと願っている。

参考文献

- 1) 渡辺力夫, 富田信之, 竹前俊昭, 水ロケットの推力特性制御の一方法, 日本航空宇宙学会論文集, Vol.51, No.593, pp.314-320, 2003.
- 2) 太田貴之, 梅村章, 水ロケットにおける飛行最適条件の研究, 日本航空宇宙学会論文集, Vol.49, No.574, pp.382-387, 2001.
- 3) 日本流体力学会編集, 流体における波動, 第4章, 朝倉書店, 1995.
- 4) I. ドブシー, ウェーブレット10講, シュプリンガー・ジャパン, 2007.

ヘリコプタの流れ場解析におけるSLAUスキームの適用

田辺安忠, 齊藤 茂 (宇宙航空研究開発機構)
大谷一平 (東京ビジネスサービス)

Application of SLAU Scheme to Helicopter CFD

by
Yasutada Tanabe and Shigeru Saito (JAXA)
Ippei Otani (Tokyo Business Service Co., Ltd)

Abstract

The flowfield around a helicopter is generally very complicated. Unsteady flow regions where the dominant flow velocities ranging from the very slow to the transonic co-exist, cause computational difficulties for numerical schemes without pre-conditioning treatment. An efficient and robust all-speed scheme SLAU is incorporated into a moving overlapping grids approach and a new CFD code named rFlow (rotor Flow solver) is developed. Comparisons and validations of the new CFD code are performed and advantageous results are obtained. The capability of this new code is shown with samples of complicated flowfields around rotary wings.

1. はじめに

ヘリコプタはそのすぐれた飛行能力から、救急救難などの場面でますます多く使われるようになってきているが、その運用を阻害する要因としては騒音問題がよく挙げられる。また、乗り心地も一般的に振動が大きいといわれている。特に飛行状態によって、騒音の発生とともに振動も大きくなる傾向にある。これら騒音と振動の発生する主な空力的な原因としては、回転するブレードの後流と別のブレードが干渉することで、ブレード表面の圧力変化が激しく、空力荷重もそれに従って大きく変動することが挙げられる。よって、回転翼の空力騒音や振動を改善するためには、その発生メカニズムの詳細な解明が不可欠であり、実験手法とともに、CFDによる流れ場の解明も重要な手段として期待されている。

しかしながら、固定翼の一般的な流れ場と比較して、回転翼周りの流れ場においては、低速から遷音速までの流域が併存し、また、ロータ・ブレードが回転しながら、弾性変形を伴い、複雑な非定常運動を行っている[1,2]。そのため、低速から遷音速領域にわたって解析精度が保証できる全速度型数値計算スキームが望まれる。嶋によって提案されたSLAUスキーム[3,4]は在来JAXAのヘリコプタのCFDコードで用いてきたSHUSスキーム[5]をベースに修正したものであり、導入が容易で、また、嶋が示したように優れた安定性と堅牢性が保証できること[3,4]から、本研究で採用することにした。さらに、数値解法についても、より安定性が高く、計算効率にも利点があるDual time-stepping法[6]を採用し、有限体積法に基

づく定式化で、GCLを完全に満たせるようにした。移動重合格子法で移動変形するブレード格子と直交背景格子間で情報を交換しながら非定常計算を進めているが、各格子での計算においては、MPIによる自動計算領域分割で並列化している。また、領域間での情報交換量を少なくするため、DP-LUR解法[7]を用いた。新しく開発されたコードはrFlow (rotor Flow solver)と呼ばれ、単独胴体[8]や、ホバリング中のロータ[9]、ロータと胴体との干渉問題[10]などについて解析を行い、実験結果との比較などを通じて検証を行った結果について報告する。

2. 計算手法

移動変形する格子系において、時間と共に体積 $V(t)$ と境界 $S(t)$ が変化する計算セルに注目すると、Euler方程式は以下のALE (Arbitrary Lagrangian-Eulerian)形式で記述できる[11]。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{V(t)} \mathbf{U} dV + \int_{S(t)} \mathbf{F} \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad \text{--- (1)}$$

ここで、

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{v} \\ \rho e \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} (\mathbf{v} - \dot{\mathbf{x}}) \cdot \mathbf{n} \rho \\ (\mathbf{v} - \dot{\mathbf{x}}) \cdot \mathbf{n} \rho \mathbf{v} + p \mathbf{n} \\ (\mathbf{v} - \dot{\mathbf{x}}) \cdot \mathbf{n} \rho e + p \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \end{pmatrix}$$

\mathbf{v} は流れの速度ベクトルで、 $\dot{\mathbf{x}}$ は移動セル境界の速度ベクトル、 \mathbf{n} は境界に垂直で外部向けの単位ベクトルである。 ρ は空気の密度、 p は空気の圧力、 e は比全エネルギーである。完全気体においては、状態方程式

$p = (\gamma - 1)\rho(e - \frac{1}{2}\mathbf{v} \cdot \mathbf{v})$ が成り立ち、空気の場合は、 $\gamma = 1.4$ である。

式(1)を有限体積法で離散化し、時間刻みが Δt のとき、セル i について、以下の時間進行2ステップの陰解法スキームを得ることができる。

$$\frac{V_i^{n+1}\mathbf{U}_i^{n+1} - V_i^n\mathbf{U}_i^n}{\Delta t} + (1 - \alpha)\mathbf{R}_i^{n+1} + \alpha\mathbf{R}_i^n = 0 \quad \text{--- (2)}$$

ここで、 $\alpha = 0$ のときは一次時間精度の後退Euler法で、

$\alpha = 1/2$ のときは二次時間精度のCrank-Nicolson法となる。

また、 $\mathbf{R}_i = \sum_{j \in N(i)} \tilde{\mathbf{F}}_{ij} s_{ij}$ で定義され、 $N(i)$ はセル i

に隣接するセル群を表し、 s_{ij} はセル i とセル j が接する境

界面積で、 $\tilde{\mathbf{F}}_{ij}$ はセル i からセル j への数値流束である。数

値流束については、さまざまなものが提案されているが、今回は全速度領域で使用できるSLAUスキーム[3]を移動格子へ適用できるように拡張を行い、使用した。また、式(2)はDual-time stepping法で各time stepで収束解を得られるようにLU-SGS、またDP-LURなどの解法を用いた。

さらに、GCL (Geometry Conservation Law)を満足するために、境界面積 ij が時間ステップ n から $n+1$ の間における移動速度は以下のように求めた：

$$\begin{aligned} (v_n)_{ij}^{n+1/2} &= [\dot{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{n}]_{ij}^{n+1/2} = \left(\frac{V_i^{n+1} - V_i^n}{\Delta t} \right)_{ij} \left/ \left((1 - \alpha)s_{ij}^{n+1} + \alpha s_{ij}^n \right) \right. \\ \left(\frac{V_i^{n+1} - V_i^n}{\Delta t} \right)_{ij} \left/ \left((1 - \alpha)s_{ij}^{n+1} + \alpha s_{ij}^n \right) \right. &= \frac{\Delta V_{ij}^{n+1/2}}{\Delta t \left((1 - \alpha)s_{ij}^{n+1} + \alpha s_{ij}^n \right)} \quad \text{--- (3)} \end{aligned}$$

ここで、 $\Delta V_{ij}^{n+1/2}$ は境界面積 s_{ij} が時間ステップ n から $n+1$ の間にスイープした体積である。

回転翼機的全機解析に適した重合格子系として図1に示すように、外部直交背景格子、内部直交背景格子を設け、内部格子としては任意ブレード枚数の主ロータと尾部ロータの2系統の回転翼を想定し、さらに固定の胴体格子を設置できるようにした。

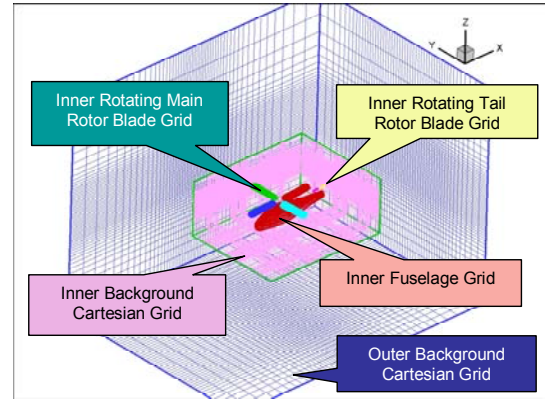
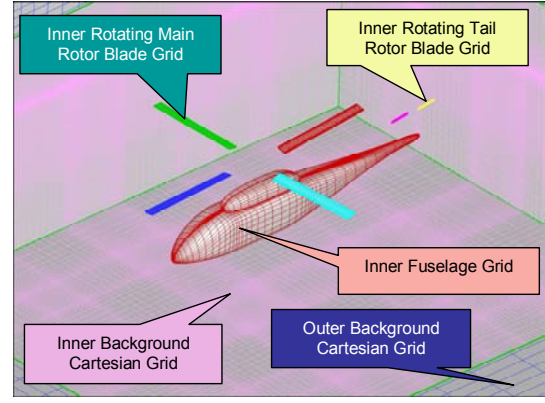


図1 回転翼機的全機計算重合格子例

重合格子間のデータ交換はTrilinear補間法を用いた。

3. SLAUスキームの移動格子への拡張

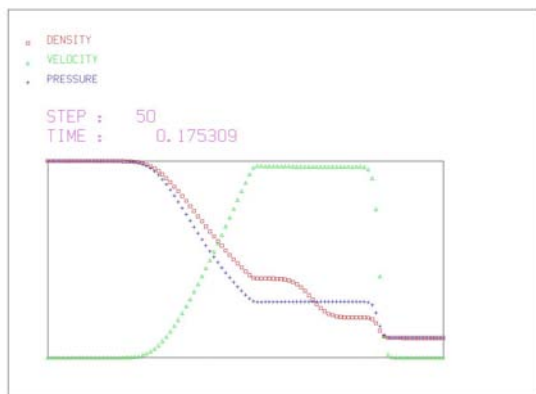
MUSCLなどの手法（本研究では4次精度のFCMT[12]を採用）で高精度に再構築された移動するセル境界の左 ($L, +$) と右 ($R, -$) の値を用いて、AUSM族に属するSLAUスキームの数値流束関数は以下のように表記される：

$$\tilde{\mathbf{F}} = \frac{\dot{m} + |\dot{m}|}{2} \Phi^L + \frac{\dot{m} - |\dot{m}|}{2} \Phi^R + \tilde{p}\mathbf{N} \quad \text{--- (4)}$$

ここで、

$$\Phi = \begin{pmatrix} 1 \\ u \\ v \\ w \\ h \end{pmatrix}, \quad \text{移動格子では } \mathbf{N} = \begin{pmatrix} 0 \\ x_n \\ y_n \\ z_n \\ v_n \end{pmatrix},$$

$$\text{また、 } h = (e + p) / \rho \quad \text{--- (5)}$$



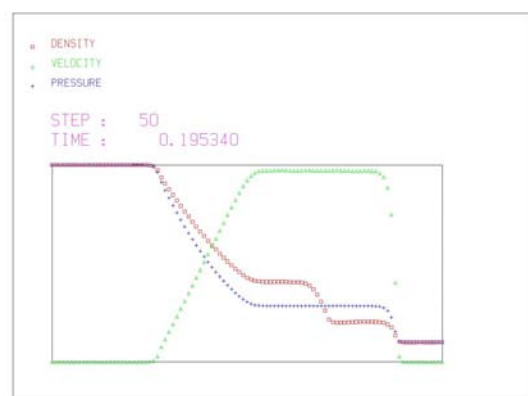
(a) Harten&Yee TVD(2nd)



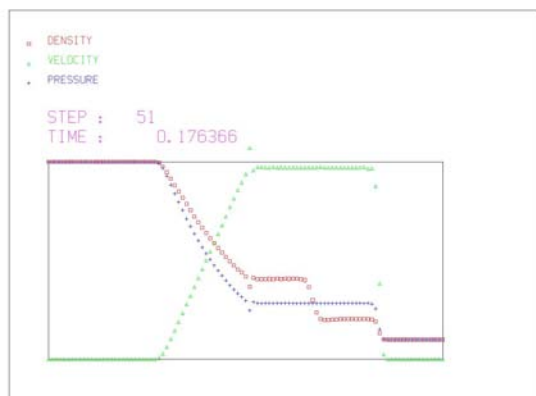
(d) SHUS+FCMT (4th)



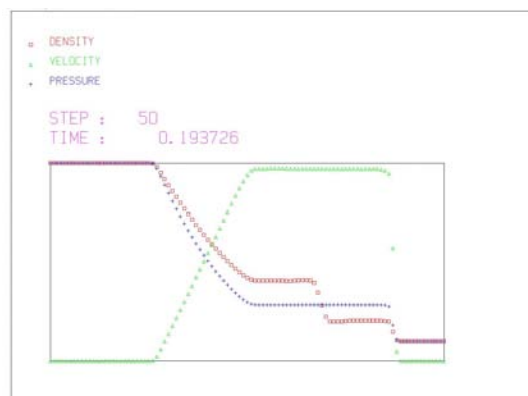
(b) MUSCL (3rd)



(e) SLAU+MUSCL+Albada Limiter (2nd)



(c) FCMT (4th)



(f) SLAU+FCMT (4th)

図2 圧力比10の衝撃波管内流れ

$$V_n = x_n u + y_n v + z_n w \quad \text{--- (6)}$$

と定義し、

$$\tilde{p} = \frac{p^L + p^R}{2} + \frac{\beta^+ - \beta^-}{2} (p^L - p^R) + (1 - \chi)(\beta^+ + \beta^- - 1) \frac{p^L + p^R}{2} \quad \text{--- (7)}$$

ここで、

$$\beta^\pm = \begin{cases} \frac{1}{4} (2 \mp M^\pm) (M^\pm \pm 1)^2, & |M^\pm| < 1 \\ \frac{1}{2} (1 + \text{sign}(\pm M^\pm)), & \text{otherwise} \end{cases} \quad \text{--- (8)}$$

$$M^+ = \frac{V_n^L - v_n}{\bar{c}}, \quad M^- = \frac{V_n^R - v_n}{\bar{c}} \quad \text{--- (9)}$$

$$\chi = (1 - \hat{M})^2 \quad \text{--- (10)}$$

$$\hat{M} = \min \left(1.0, \frac{1}{\bar{c}} \sqrt{\frac{(V_n^L - v_n)^2 + (V_n^R - v_n)^2}{2}} \right) \quad \text{--- (11)}$$

\hat{M} は移動境界に垂直な速度成分のみを考慮しており、オリジナルの定義式[3,4]と異なっていることを特記したい。質量流束は文献[4]に合わせ、

$$\dot{m} = \frac{1}{2} \left\{ \rho^L (V_n^L + |\bar{V}_n|^+) + \rho^R (V_n^R - |\bar{V}_n|^-) - \frac{\chi}{\bar{c}} \Delta p \right\} \quad \text{--- (12)}$$

$$|\bar{V}_n|^\pm = (1 - g) |\bar{V}_n|^+ + g |V_n|^\pm \quad \text{--- (13)}$$

$$g = -\max(\min(M^+, 0), -1) \cdot \min(\max(M^-, 0), 1) \quad \text{--- (14)}$$

$$|\bar{V}_n| = \frac{\rho^L |V_n|^+ + \rho^R |V_n|^-}{\rho^L + \rho^R} \quad \text{--- (15)}$$

$$\Delta p = p^R - p^L \quad \text{--- (16)}$$

$$\bar{c} = \frac{1}{2} (c^L + c^R) \quad \text{--- (17)}$$

となる。

4. 在来スキームとの比較と検証

(1) 衝撃波管問題

単純に10倍の圧力比の高圧室と低圧室の隔壁を瞬時に取り除いた場合に発生する衝撃波の流れを考え、全体の分割数100、CFL=0.8で、4 stages Runge-Kutta法で

計算し、在来よく用いられてきた種々のTVDスキームによる結果との比較を図2に示した。SLAU+FCMTで構成した空間4次精度のスキームは衝撃波と接触面の不連続面を鋭く捉えており、膨脹波の前方にはCarbuncleの発生もなく、膨脹波による速度の増加もほぼ線形的に再現できており、一番理論解に近い形の解が得られていた。

(2) NACA0012翼周りの流れ

一様流のMach数が小さいときの数値スキームの挙動を調べるため、図3に示すようなNACA0012翼型周りの単独格子を用いて、陽解法でHarten&YeeのTVD、SHUS+FCMTとSLAU+FCMTの比較を行った。

図4に示すように、TVD及びSHUSスキームのケースではCd値がそれぞれMach数0.3及び0.1辺りから発散し始めているが、SLAUスキームのほうはMach数0.005までCd値がゼロに漸近し、安定しており、全速度領域にわたり誤差の小さい解が期待できることが分かる。

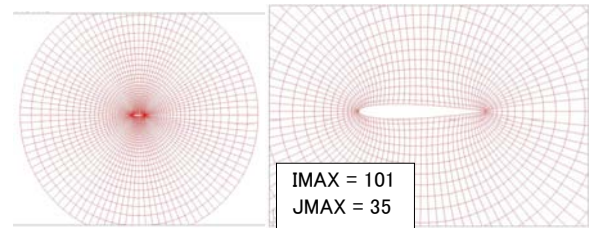
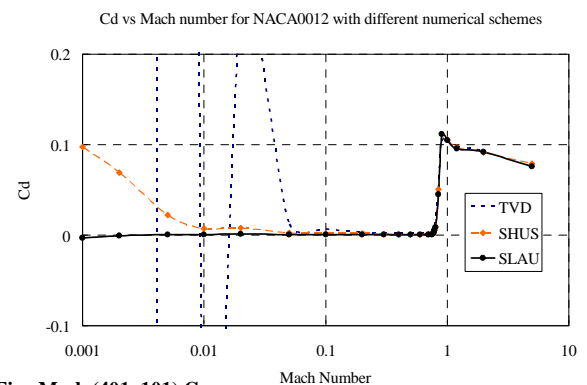


図3 NACA0012翼型周りの単独格子例



Fine Mesh (401x101) Case

図4 Euler解によるNACA0012翼型の圧力抵抗

5. 回転翼流れ場の計算例

SLAU+FCMTスキームをベースにした空間4次精度のrFlowコードは低Mach数における単独胴体[8]、ホバリング中のロータ[9]、及びロータと胴体との干渉問題

[10]についてテスト計算をしてみた。

図5はROBIN[8]というNASAで定義した一般的なヘリコプタ胴体形状が $M_\infty = 0.062$ 、迎角0度時の表面上の圧力分布を示す。図6はX/R=0.4669断面における圧力係数の比較を示しており、他の断面においても、計算値と実験値がよい一致をした。

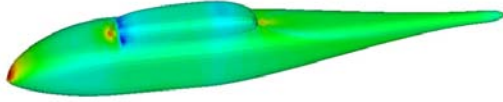


図5 ROBIN単独胴体の表面圧力分布
(迎角0deg, $M_\infty = 0.062$)

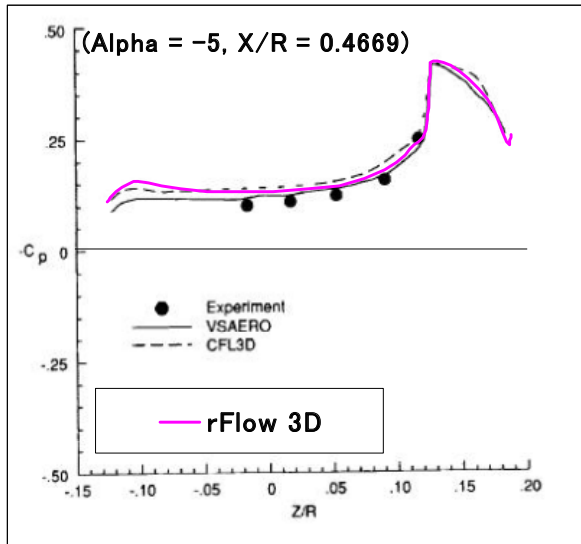


図6 ROBIN単独胴体の表面圧力分布比較[8]
(迎角0deg, $M_\infty = 0.062$)

図7はNASAで行ったCaradonnaら[9]の実験条件に基づく計算結果で、翼端渦の軌跡から分かるように、渦の減衰が小さく、下流において渦輪が徐々に崩壊している様子を捉えている。また、図8にブレード上面の圧力分布を示しているが、翼端部の細かい変化もよく捕らえられている。

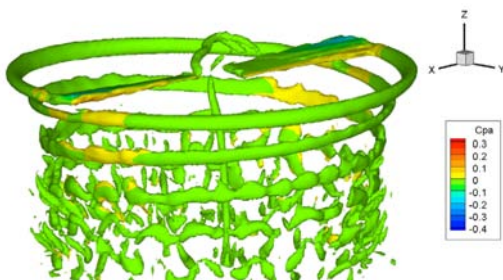


図7 ホバリング中のロータ[9]周りの渦度分布

($M_{tip} = 0.612$, $\theta_f = 8\text{deg}$)



図8 ホバリング中のロータ[9]ブレード上面の圧力分布
($M_{tip} = 0.612$, $\theta_f = 8\text{deg}$)

図9は前出のROBIN胴体の上に4枚のロータをおいた場合に起こるロータと胴体との干渉の様子で、図10にロータ・ブレードが胴体の上に来たときに胴体表面の圧力が局所的に大きく変化する様子を示している。

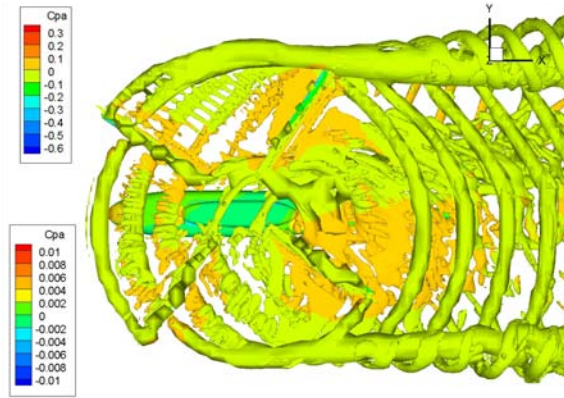


図9 ロータと胴体の干渉[10]における翼端渦の軌跡
($M_\infty = 0.088$, $M_{tip} = 0.55$, $C_T = 0.0063$)

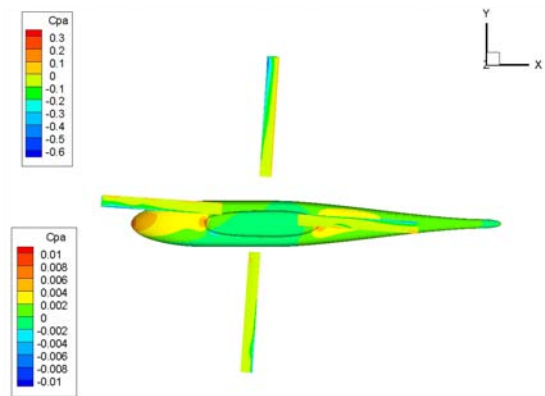


図10 ロータと胴体との干渉[10]における表面圧力分布
($M_\infty = 0.088$, $M_{tip} = 0.55$, $C_T = 0.0063$)

6. まとめ

回転翼機全機周りの流れ場における広い速度範囲の共存、非定常運動と弾性変形などの特性を考慮した移動重合格子法のCFDコード‘rFlow’を開発した。SLAUスキームを移動変形格子系へ拡張し、Dual-time stepping手法による陰解法で効率的な非定常解析を可能にした。衝撃波管、翼周りの流れなどについて検証計算を行い、在来の計算スキームよりも高精度で安定性に優れていることが明らかになった。また、回転翼機周りの流れ場について試験計算を行い、高い解析能力を有することが示された。

参考文献

- [1] Tanabe, Y., and Saito, S., “A Simple CFD/CSD Loose Coupling Approach for Rotor Blade Aeroelasticity,” 33rd European Rotorcraft Forum, Kazan, Russia, September 11-13, 2007.
- [2] Y. Tanabe and S. Saito, An integrated analyses code with CFD/rotor dynamics coupling developed in JAXA, AHS Specialists’ Conference on Aeromechanics, January 23-25, 2008.
- [3] 嶋英志、低マッハ数で誤差の小さい圧縮性CFD手法について、第40回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2008 (2008)。
- [4] 嶋英志、AUSM族全速度スキームと前処理付き陰解法、第22回数値流体力学シンポジウム (2008)。
- [5] Shima, E., and Jounouchi, T., “Role of CFD in Aeronautical Engineering (No.14) - AUSM Type Upwind Schemes -,” NAL SP-34, 1999, pp.7-12.
- [6] L.P. Zhang and Z.J. Wang, A block LU-SGS implicit dual time-stepping algorithm for hybrid dynamic meshes, Computers & Fluids, Vol.33, pp.891-916, 2004.
- [7] M.J. Wright, G.V. Candler and M. Prampolini, Data-Parallel Lower-Upper Relaxation Method for the Navier-Stokes Equations, AIAA Journal, Vol.34, No.7, pp.1371-1377, 1996.
- [8] M.S. Chaffin and J.D. Berry, Navier-Stokes and Potential Theory Solutions for a Helicopter Fuselage and Comparison With Experiment, NASA TM-4566, 1994.
- [9] F.X. Caradonna and C. Tung, Experimental and Analytical Studies of a Model Helicopter Rotor in Hover, NASA TM-81232, 1981.
- [10] R.E. Mineck and S.A. Gorton, Steady and Periodic Pressure Measurements on a Generic Helicopter Fuselage Model in the Presence of a Rotor, NASA TM-2000-210286, 2000.
- [11] C.W. Hirt, A.A. Amsden and J.L. Cook, An Arbitrary Lagrangian-Eulerian Computing Method for All Flow Speeds, J. Comp. Phys. Vol.14, pp.227-253, 1974.
- [12] S. Yamamoto and H. Daiguji, Higher-order- accurate upwind schemes for solving the compressible Euler and Navier-Stokes equations, Computers & Fluids, Vol.22, No.2/3, pp.259-270, 1993.

軌道上におけるリアクションホイール用玉軸受の 保持器挙動の数値シミュレーション

間庭和聡, 野木高, 小原新吾
宇宙航空研究開発機構

Numerical Simulation of Retainer Behavior for Ball Bearing used in Reaction Wheel on Orbit

by
Kazuaki Maniwa, Takashi Nogi and Shingo Obara

ABSTRACT

A three-dimensional dynamic simulation of a ball bearing was performed to examine the effect of gravity on retainer behavior taking account of the oil film and the roughness of retainer surface. In the dynamic simulation model of ball bearing, the mixed lubrication models based on hydrodynamic lubrication and solid-to-solid contact theories were applied for each retainer-race and retainer-ball contacting interface. The frictional torque, the retainer motion and its translational velocity were calculated for both gravity conditions on orbit (0 G) and on the ground (1 G). The calculation results show that an increase in the amount of oil causes high friction forces to the retainer surface, lead to the unstable motion of the retainer. Comparing the retainer behaviors on orbit and on the ground, the retainer moves the most severely when the bearing operates in horizontal shaft attitude on the ground. In addition, FFT analysis of the retainer motion showed that the retainer behavior under stable condition was characterized by the frequency corresponding to the retainer rotational speed. On the other hand, for the instable condition the kinetic energy of retainer increased in the calculated frequency range with no distinctive frequency peak.

1. はじめに

人工衛星の姿勢制御用機器であるリアクションホイールでは、回転体を支持するために Fig.1 に示す油潤滑玉軸受が使用されている⁽¹⁾。このホイール用軸受は、0~±6000 rpm の比較的高速での作動において極めて低い摩擦トルクと擾乱（軸受が発生する振動）特性が要求される。低摩擦トルクを維持するために、ホイール用軸受は極めて少ない油量で潤滑される。微量油量潤滑下で玉と内輪、玉と外輪の間に油膜を保持させるために、コットンベースフェノール保持器に油を含浸させてオイルリザーバの役割を持たせて使用する。このような軸受特性に対する厳しい要求を満足させるためには、軸受回転中に保持器の不安定現象（リターナインスタビリティ、以下 RI）が発生しないように、保持器寸法や油量を適切に設定する必要がある。

小原らは、軸受の動特性解析により重力が保持器挙動に与える影響を調べており、無重力環境（0 G）よりも Fig.2 (b) に示す地上（1 G）で水平軸の場合の方が RI は発生しやすいことを示している⁽²⁾。しかし、小原らのモデルでは保持器接触部（保持器/軌道輪案内面、保持器/玉）の油膜は考慮されておらず、軸受内部の油量の影響については議論されていない。無重力である軌道上における軸受保持

器の挙動を正確に予測するためには、保持器接触部の油膜を考慮した軸受動特性シミュレーションを行う必要がある。これまでに著者らは、保持器接触部における混合潤滑解析と摩擦試験を行い^{(3)・(4)}、保持器接触部の油膜と表面粗さを考慮した軸受動特性シミュレーションモデルを作成した⁽⁵⁾。そして、保持器ポケットの形状や保持器と軌道輪案内面、保持器と玉の間のすきまの大きさが RI の起こりやすさに与える影響を明らかにしてきた^{(5)・(6)}。

本研究では、保持器接触部における油膜と表面粗さを考慮した既報の軸受動特性シミュレーションモデル⁽⁵⁾を用いて、保持器挙動に与える重力と油量の影響を調べた。

2. シミュレーション方法

本研究では既報のシミュレーション方法⁽⁵⁾を用いた。すなわち、内輪回転、外輪固定とし、玉と保持器の 6 自由度の運動方程式を数値積分により解いた。玉と内輪および玉と外輪の間の接触力は、Hertz の式により計算した。また、潤滑油のトラクション、転がり抵抗を考慮した。保持器接触部については油膜と表面粗さの影響を考慮するために、以下の混合潤滑モデルを仮定した。

$$\text{荷重: } w = w_f + w_a \quad (1)$$

$$\text{摩擦力: } f = f_f + f_a \quad (2)$$

すなわち、保持器接触部における荷重 w は、油膜による支持力 w_f と粗さ突起支持力 w_a の和とした。摩擦力についても同様に、油膜の粘性せん断による摩擦力 f_f と粗さ突起支持部の摩擦力 f_a の和とした。

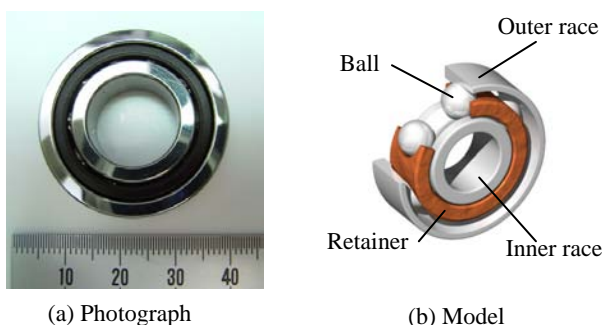


Fig.1 Ball bearing

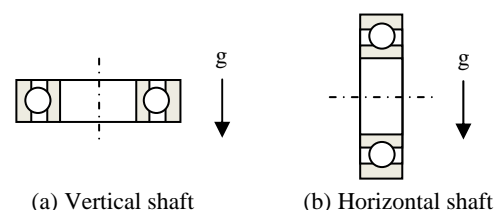


Fig.2 Bearing attitudes in 1 G (on the ground)

油膜による支持力は、流体潤滑理論の基礎式であるレイノルズ方程式を数值的に解き、保持器／軌道輪、保持器／玉の各接触部について以下に示すような荷重と潤滑条件の関係を表す近似式を求めた。

保持器／軌道輪：

$$w_f = \frac{\eta u l^3 \{1 - (h_0 + 0.43l \tan \alpha) / h_i\} \kappa}{4h_0^{0.74} (h_0 + l \tan \alpha)^{1.26}}, \tan \alpha < \frac{h_i - h_0}{l} \tag{3}$$

$$w_f = \frac{\eta u (h_i - h_0)^3 \{0.57(1 - h_0/h_i)\} \kappa}{4h_0^{0.74} h_i^{1.26} (\tan \alpha)^3}, \tan \alpha > \frac{h_i - h_0}{l} \tag{4}$$

保持器／玉：

$$w_f = 6\pi\eta u \sqrt{\frac{2R_x^2 R_y}{h_0} \left\{1 - (h_0/h_i)^{0.58}\right\}^2} \kappa \tag{5}$$

ここで、 η は潤滑油の粘度、 u は接触部のすべり速度、 h_0 はすきま、 h_i は入口油膜厚さ、 l 、 α は Fig.3 に示すように、それぞれ保持器が軌道輪と接触する部分の幅、保持器の傾き角である。保持器／玉接触における R_x 、 R_y は、それぞれ玉とポケットの転がり方向の等価半径、転がり方向と直交する方向の等価半径である。また、 κ は保持器表面の粗さ突起の影響を表す係数であり、保持器表面粗さ σ (Rq) を用いて以下のように表される。

$$\kappa = 1 - \exp\{-3(h_0/\sigma)^{0.88}\} \tag{6}$$

さらに、保持器表面の粗さ突起が支持する荷重 w_a は、接触圧力 p_a を積分して求めた。

$$p_a = 4.41 \times 10^{-5} KE'(4 - h/\sigma)^{6.8} \tag{7}$$

ここで、 K は定数で保持器／軌道輪接触の場合は 0.0003、保持器／玉接触の場合は 0.003 である。また、 E' は等価弾性定数である。

油膜の粘性せん断による摩擦力 f_f は、せん断応力

$$\tau = \eta u / h \tag{8}$$

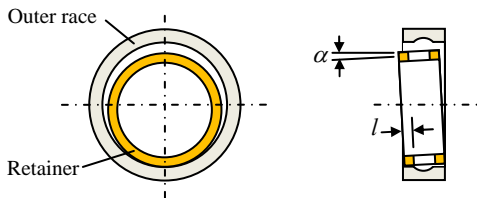


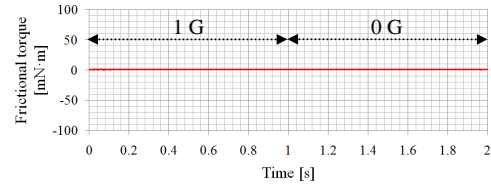
Fig.3 Geometric parameters in the retainer-outer race contact

Table 1 Simulation conditions

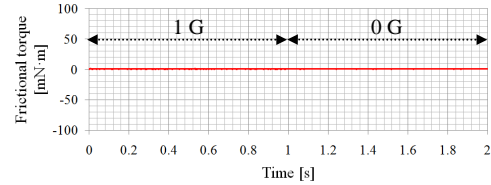
Rotational speed of inner race	6000 [rpm]
Viscosity of oil	0.096 [Pa·s] : corresponding to viscosity of multiply alkylated cyclopentane oil at 40 °C
Oil film thickness on retainer surface	1, 5, 10 [μ m]
Coefficient of friction in asperity contact region	0.1
Surface roughness of retainer	Guiding land: 2.9 [μ m] Pocket: 5.4 [μ m]
Bearing attitude	Vertical shaft Horizontal shaft
Simulation time	2 [s] 0-1 [s]: in 1 G 1-2 [s]: in 0 G

をすきまが入口油膜厚さを超えない領域で積分して求めた。また、粗さ突起支持部の摩擦力 f_a は、粗さ突起支持力 w_a に摩擦係数を乗じて求めた。

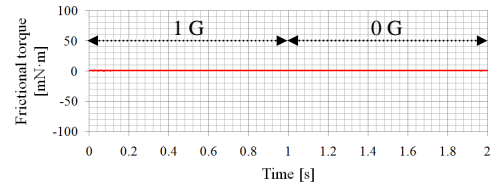
シミュレーション条件を Table 1 に示す。対象としたのは内径 15 mm、外径 32 mm、幅 9 mm で、保持器を外輪で案内する形式のアンギュラ玉軸受である。軸受回転速度は 6000 rpm、潤滑油粘度は 0.096 Pa·s (宇宙用潤滑油として主流となっている multiply alkylated cyclopentane の 40 °C に



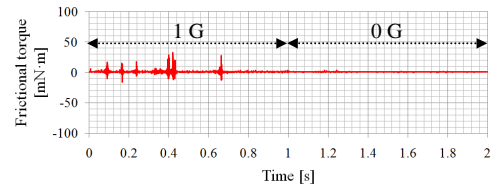
(a) Vertical shaft, oil film thickness 1 μ m



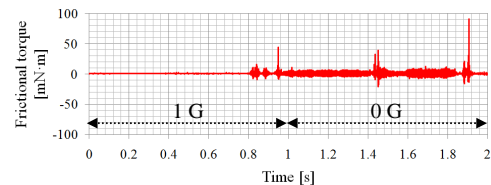
(b) Horizontal shaft, oil film thickness 1 μ m



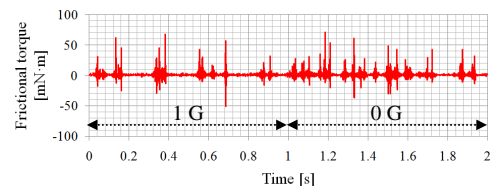
(c) Vertical shaft, oil film thickness 5 μ m



(d) Horizontal shaft, oil film thickness 5 μ m



(e) Vertical shaft, oil film thickness 10 μ m



(f) Horizontal shaft, oil film thickness 10 μ m

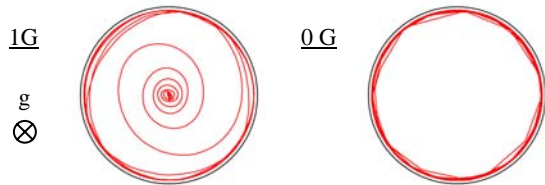
Fig.4 Change in frictional torque

ける粘度)とした。保持器はコットンベースフェノール製で、Table 1 に示すように比較的大きな表面粗さとなっている。計算パラメータは保持器表面の油膜厚さ(油量に相当する)、軸受姿勢である。シミュレーション時間は2sとし、0~1sでは1Gの計算を行い、1~2sでは0Gでの計算結果を初期条件として0Gの計算を行った。

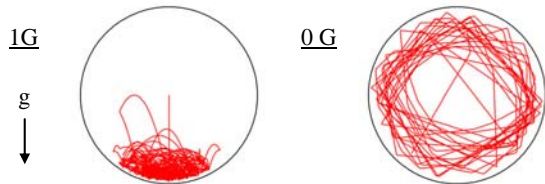
3. シミュレーション結果

Figures 4, 5に摩擦トルク、案内すきま内の保持器中心軌跡の計算結果を示す。Figure 5では1G(0~1s)と0G(1~2s)の計算結果を分けて示している。また、図中の円は保持器が運動できる範囲を示している。

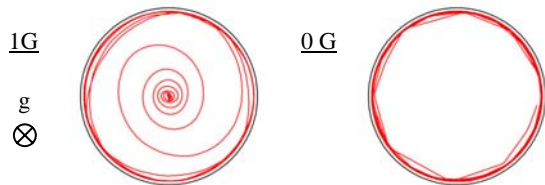
Figure 4 (a), (b)に示すように、油膜厚さ1μmでは



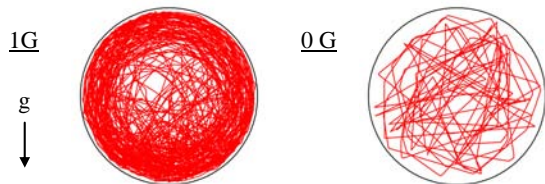
(a) Vertical shaft, oil film thickness 1 μm



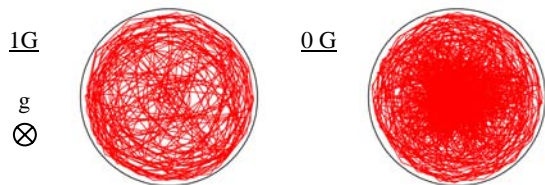
(b) Horizontal shaft, oil film thickness 1 μm



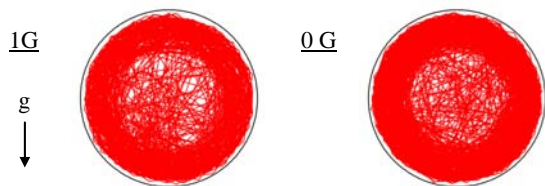
(c) Vertical shaft, oil film thickness 5 μm



(d) Horizontal shaft, oil film thickness 5 μm

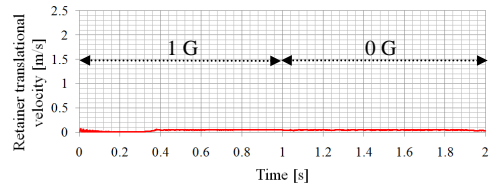


(e) Vertical shaft, oil film thickness 10 μm

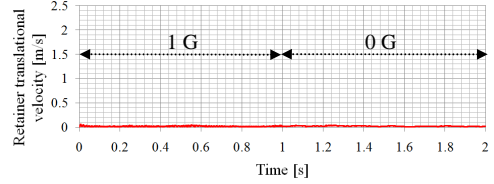


(f) Horizontal shaft, oil film thickness 10 μm

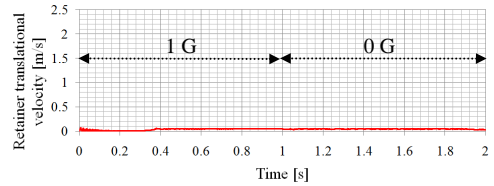
Fig.5 Retainer center loci



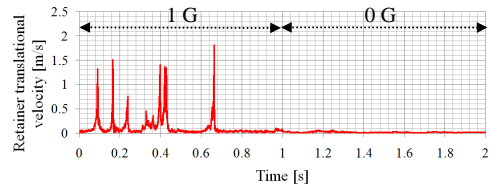
(a) Vertical shaft, oil film thickness 1 μm



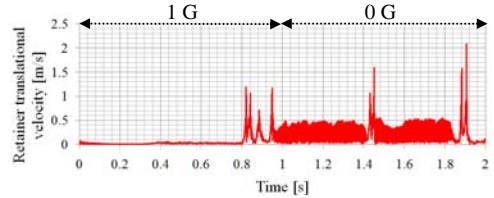
(b) Horizontal shaft, oil film thickness 1 μm



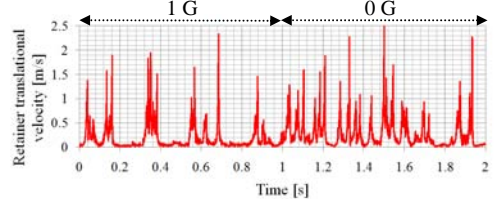
(c) Vertical shaft, oil film thickness 5 μm



(d) Horizontal shaft, oil film thickness 5 μm



(e) Vertical shaft, oil film thickness 10 μm



(f) Horizontal shaft, oil film thickness 10 μm

Fig.6 Change in retainer translational velocity

軸受姿勢，重力の有無に関係なく摩擦トルクは低く安定している．同図 (c)，(d) の油膜厚さ $5\ \mu\text{m}$ の場合には，1 G，水平軸においてトルク上昇が見られる．さらに油膜厚さ $10\ \mu\text{m}$ の場合には，軸受姿勢，重力の有無に関係なくトルク上昇が発生している．また，垂直軸よりも水平軸の方がトルク上昇は頻繁に生じていることが分かる．

続いて保持器挙動について見ていく．Figure 5 (a)，(b) の油膜厚さ $1\ \mu\text{m}$ の場合，垂直軸では 1 G，0 G ともに保持器は安定なホワール運動（保持器が外輪案内面を転がるような運動）を行っているが，1 G，水平軸では保持器は重力に従い落下している．同図 (c)，(d) の油膜厚さ $5\ \mu\text{m}$ の場合，垂直軸では油膜厚さ $1\ \mu\text{m}$ の場合とほぼ同様

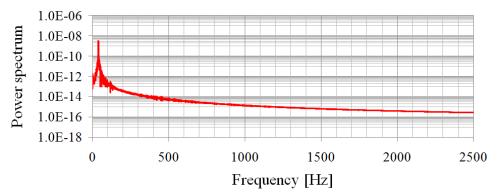
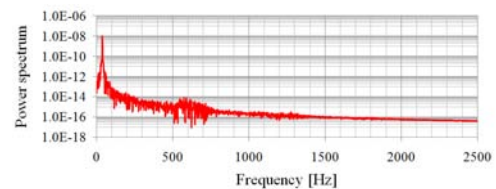
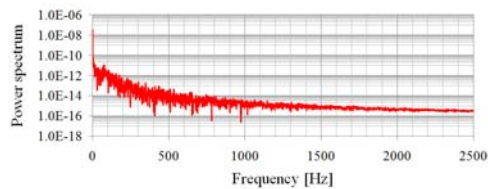
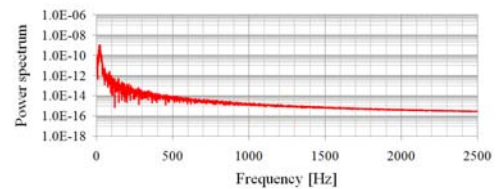
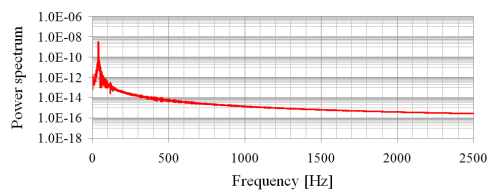
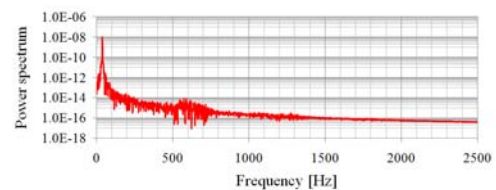
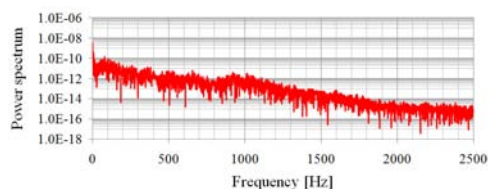
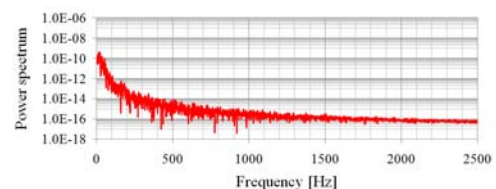
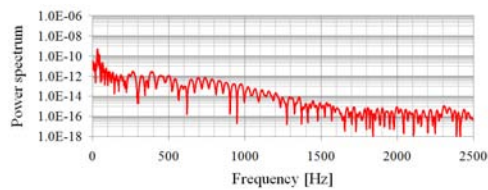
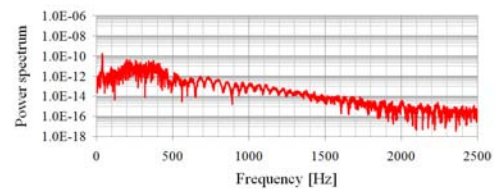
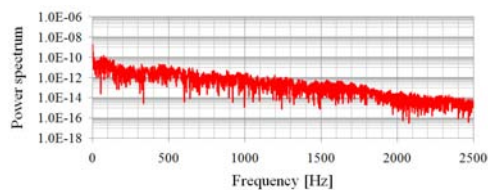
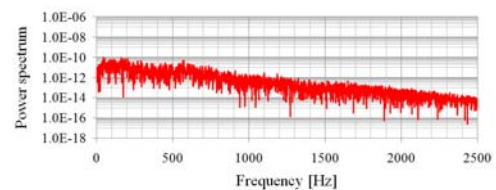
(a-1) 1 G, vertical shaft, oil film thickness $1\ \mu\text{m}$ (a-2) 0 G, vertical shaft, oil film thickness $1\ \mu\text{m}$ (b-1) 1 G, horizontal shaft, oil film thickness $1\ \mu\text{m}$ (b-2) 0 G, horizontal shaft, oil film thickness $1\ \mu\text{m}$ (c-1) 1 G, vertical shaft, oil film thickness $5\ \mu\text{m}$ (c-2) 0 G, vertical shaft, oil film thickness $5\ \mu\text{m}$ (d-1) 1 G, horizontal shaft, oil film thickness $5\ \mu\text{m}$ (d-2) 0 G, horizontal shaft, oil film thickness $5\ \mu\text{m}$ (e-1) 1 G, vertical shaft, oil film thickness $10\ \mu\text{m}$ (e-2) 0 G, vertical shaft, oil film thickness $10\ \mu\text{m}$ (f-1) 1 G, horizontal shaft, oil film thickness $10\ \mu\text{m}$ (f-2) 0 G, horizontal shaft, oil film thickness $10\ \mu\text{m}$

Fig.7 Power spectra of retainer motion

の結果となった。一方、水平軸では 1 G において RI が発生しており、これに伴い 0 G での保持器運動は比較的激しくなっている。さらに油膜厚さ 10 μm の場合には、軸受姿勢、重力の有無に関係なく保持器は案内すきま内を激しく運動しており、RI が発生していることが分かる。

Figure 6 に保持器の並進速度を示す。RI が発生していない油膜厚さ 1 μm 、水平軸および保持器が安定なホワール運動をしている油膜厚さ 1 μm と 5 μm の垂直軸については、並進速度は低く安定しており 0.1 m/s 以下である。この並進速度は、保持器と外輪、保持器と玉の相対すべり速度 (3 m/s 以上) と比較してかなり小さい。一方、RI が発生している油膜厚さ 5 μm 、水平軸および油膜厚さ 10 μm では、摩擦トルクの変動に同期した保持器速度の急激な上昇が見られ、最大で 2 m/s に到達することが分かる。

Figure 7 に保持器の鉛直方向変位 (Fig.5 における上下方向変位) を 1 G, 0 G に分けてフーリエ変換し、パワースペクトルを求めた結果を示す。まず垂直軸の結果を見ると、保持器回転速度に相当する 38 Hz 付近に周波数ピークがあることが分かる。また、水平軸においても、RI が発生していない条件では 38 Hz 付近に周波数ピークが見られる。しかし、RI が発生している油膜厚さ 10 μm 、水平軸では明確な周波数ピークが見られず、RI が発生していない条件と比較して全体的にパワースペクトルが増加していることが分かる。

Figure 8 は、各計算条件における保持器並進速度の標準偏差と平均の比⁽⁷⁾ (本報では *retainer instability index* と呼ぶ) を円の大きさで示した図である。*Retainer instability index* は保持器の速度変動が大きいほど値が大きくなり、保持器の不安定さを表す指標と言える。なお、0 G において、垂直軸と水平軸で円の大きさに差が生じているが、これは初期条件の違いによるものである。Figure 8 より、重力条件については 1 G、水平軸、油膜厚さについては大きい方が保持器は不安定になることが分かる。

4. 考察

油量と重力が保持器挙動に与える影響について考察していく。

Figure 5 の結果より、油量が増加するほど保持器挙動は不安定になりやすことが分かった。これは油量の増加に

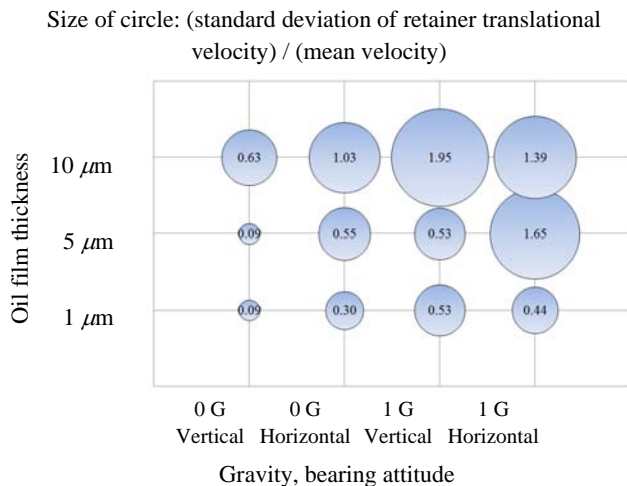


Fig.8 Retainer instability index

より油膜の粘性せん断力、すなわち摩擦力が増加し、保持器が玉や外輪に接触した際に大きなエネルギーを受け取り保持器/玉、保持器/外輪の頻繁な衝突が生じるためと考えられる。これは、不安定時の保持器並進速度が安定時と比較して、20 倍以上に増加することからも分かる。Figure 4 (e), (f) の摩擦トルクの上昇は、RI 発生中の保持器が玉、外輪と激しく衝突するために生じたものと考えられる。

重力の影響については、1 G、水平軸で最も保持器は不安定になりやすいことが分かった。これは 1 G、水平軸の場合、重力により保持器は案内すきま内で常に落下と衝突を繰り返すため、遠心力によりホワール運動を行う垂直軸と比較してエネルギーを受け取りやすく不安定になるものと思われる。無重力状態の保持器挙動については、油量、初期条件に依存するが、保持器がエネルギーを受け取りやすい 1 G、水平軸と比較して安定になると考えられる。本解析では、1 G、垂直軸で保持器挙動は安定、水平軸で不安定になりやすい結果となったが、この傾向は小原らの解析結果⁽²⁾と一致する。

保持器変位のフーリエ解析では、RI が発生している場合、保持器のパワースペクトルは全体的に増加し、明確な周波数ピークを持たない結果となった。しかし、RI 発生時の保持器挙動は、保持器接触部の剛性と保持器質量から決まる固有振動数を持つという報告がある⁽⁸⁾。また、著者らも、本研究で対象としたホイール用軸受と同サイズの軸受で RI が発生した時に、保持器運動に 1 kHz 以上の周波数ピークが生じることを実験により確認している。本解析で保持器運動に周波数ピークが生じなかったのは、保持器接触部の剛性を考慮していなかったためと思われ、RI の発生条件をより詳細に予測するためには保持器接触部の剛性も考慮した接触モデルを構築する必要があると考えられる。

5. 結論

リアクションホイール用軸受を対象として、保持器接触部における混合潤滑を考慮した玉軸受の動特性シミュレーションを行い、重力および油量が保持器挙動に与える影響を調べた。得られた結論は以下の通りである。

- (1) 重力条件 (0 G または 1 G) に関係なく、保持器表面の油量が多いほど保持器/玉、保持器/軌道輪の各接触部に働く摩擦力が大きくなり、保持器は不安定になりやすい。RI が起こると、保持器並進速度は安定時と比較して 20 倍以上に増加し、保持器と外輪および玉との衝突により摩擦トルクは急激に上昇する。
- (2) 軌道上 (0 G) と地上 (1 G) における保持器挙動を比較すると、1 G、水平軸において保持器は重力の作用により案内すきま内で落下と衝突を繰り返すため、最も不安定になりやすい。一方、1 G、垂直軸では保持器は遠心力の作用によりホワール運動を起こしやすく、最も安定な挙動を示す。
- (3) 保持器運動が安定な時、保持器はその回転速度に一致する周波数ピークを持つ。一方、保持器が不安定な時は、安定時と比較して計算した周波数領域全体に渡って運動エネルギーが増加する。

参考文献

- (1) 井澤克彦, 市川信一郎, 成田伸一郎, 橋本樹明, 菊池均, 佐藤典夫, 次世代高性能フライホイールの研究開発, 第50回宇宙科学技術連合講演会 (2006) 313-316.
- (2) Shingo Obara and Makoto Sato, Numerical Investigation of

Influence of Gravity on the Performance of Ball Bearings Assembled in a Space Device, Proc. 2nd World Tribology Congress (2001).

- 3) 間庭和聡, 野木高, 小原新吾, 宇宙用油潤滑玉軸受の保持器接触部における混合潤滑解析, トライボロジー会議2007秋佐賀 (2007) 177.
- 4) 間庭和聡, 野木高, 小原新吾, 宇宙用油潤滑玉軸受の保持器と外輪案内面における摩擦特性, トライボロジー会議2008春東京 (2008) 147.
- 5) Takashi Nogi, Kazuaki Maniwa and Shingo Obara, Dynamic Analysis of Minimally Lubricated Ball Bearings for Space Applications, Proc. STLE/ASME International Joint Tribology Conference (2008).
- 6) Takashi Nogi, Kazuaki Maniwa and Shingo Obara, Numerical Analysis of Cage Instability in Minimally Lubricated Ball Bearings, World Tribology Congress 2009 (2009) 596.
- 7) Niranjan Ghaisas, Carl R. Wassgren and Farshid Sadeghi, Cage Instabilities in Cylindrical Roller Bearings, ASME J. Tribol., 126 (2004) 681.
- 8) E. A. Boesiger, A. D. Donley and S. Loewenthal, An Analytical and Experimental Investigation of Ball Bearing Retainer Instabilities, ASME J. Tribol., 114 (1992) 530.

飛行モードによる羽ばたき音の特性の違いについて

稲田 喜信¹⁾, 前田 将輝²⁾, 森山 貴司^{2)*}, 青野 光³⁾, 劉 浩²⁾, 青山 剛史¹⁾¹⁾ 宇宙航空研究開発機構, ²⁾ 千葉大, ³⁾ ミシガン大

Flapping Sound Characteristics under Different Flying Modes

by

Yoshinobu Inada (JAXA), Masateru Maeda (Chiba University), Takashi Moriyama (Chiba University), Hikaru Aono (University of Michigan), Hao Liu (Chiba University), and Takashi Aoyama (JAXA)

ABSTRACT

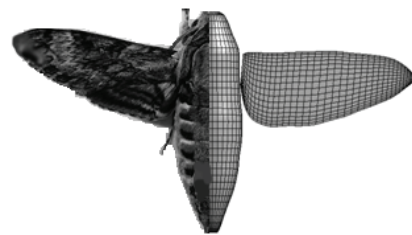
Flapping motion consists of combined motions of wing reciprocation and rotation, and thus generates complex flow field and pressure change around the wing, which produce typical sound sources such as dipole or quadrupole sources. This implies the control of flapping sound is an important issue to realize practical flapping wing air vehicles. For this purpose, we developed a numerical scheme to analyze sound generation and transmission of flapping wing by combining CFD and acoustic analyses. This scheme is applied to two types of motions, i.e. hovering and forward moving motion of insect (hawkmoth). Conspicuous similarity is found in both flying types, i.e. the dominance of fundamental frequency wave in front and the second or higher harmonic wave in side or bottom. Another similarity is found in the sound directivity, i.e. the strong sound transmission in the direction perpendicular to the flapping plane and the weak transmission in the direction parallel to the flapping plane. These results clearly represent the relationship between wing motion and sound characteristics, and thus providing us with insights on the control methods of flapping sound.

1. はじめに

目下、偵察や監視を目的とした無人飛行体が盛んに開発されている。重量が 100kg を超えるような大型の機体や、10~100kg の中型の機体が多数を占めるが、10kg 未満の小型の機体や、Micro Air Vehicle (MAV) と呼ばれる 1kg 前後の極小機体も開発されており、低コストや機動性の高さといった小型機の利点を生かした活用が検討されている¹⁾。本研究の対象はそういった小型飛行体の一種である羽ばたき型の飛行体で、鳥や昆虫が行う羽ばたき運動を用いて飛行する。羽ばたき翼の特徴は、従来の固定翼、あるいは回転翼が翼周りの循環による揚力を利用するのに対し、翼前縁から剥離した渦（前縁剥離渦）が翼面上に作る負圧を利用するもので、これによって固定翼では性能が低下しやすい低レイノルズ領域において高い揚力を発生することが可能である²⁾。また、回転翼の一種である二重反転プロペラにおいて、前方のプロペラが作った後流のエネルギーを後方のプロペラが回収する仕組みと同等のエネルギーの回収機構を、羽ばたき翼も備えている。例えば、トンボの後翅は前翅が作る後流の中を羽ばたいてエネルギーを回収し、効率的な飛行を実現しているほか、ハエのような二枚翅の昆虫でも、羽ばたきの繰り返しの過程で、前回の羽ばたきの周期で作られた後流の中を、新たな羽ばたきの周期で翼が移動することによって、後流のエネルギーを回収する「後流捕獲」と呼ばれる仕組みがある³⁾。従って、羽ばたき飛行は、低レイノルズ数領域で飛行する微小サイズの飛行体において、高い揚力と効率を実現できる可能性を持っており、昆虫サイズの超小型飛行体を実現する上で有望な飛行方法と言うことができる。

一方で、高速な往復運動を行なう羽ばたき翼はそれ自体がスピーカと同様な振動板であるため、周波数の高い羽ばたき運動を行う昆虫やハチドリなどの鳥では、我々の耳に聞こえる可聴域の羽ばたき音を発生する。この音は生物の種類ごとに異なる特徴を持ち、生物の中にはこの音を使って種類を区別したり、個体間のコミュニケーションを行ったりするものが存在する⁴⁾。また、発生する音が捕食者や敵に存在を知らせてしまうという意味では騒音源ともなるため、生物の中には音を有効に利用したり抑えたりといった羽ばたき音を「制御する」能力を身につけているものが存在すると考えられる。一方で、現在開発されている羽ばたき型の飛行体の中には周波数が 120Hz になるものがあり⁵⁾、このような飛行体が我々の身近を飛行することになれ

ば、昆虫やハチドリと同様に周囲に音を放出しながら飛行するため、何らかの騒音対策が必要となる。また逆に、生物と同様に羽ばたき音を情報伝達に利用するという考え方もある。そこで、本研究では、羽ばたきによって生じる音を制御するための技術を開発するため、CFD や音響解析を用いた羽ばたき音の解析ツールを開発し、それを用いて音の生成や伝播の特性を解析することを研究の目的とする。具体的には、CFD を用いて羽ばたき翼周りの流れ場を解析し、音源となる流れの乱れや翼表面上の圧力変動を分析する音源解析と、その結果を用いて、後述する FW-H 法を用いて任意の観測点における音圧の変動や音の指向性などを解析する伝播解析の 2 種類の解析を研究の対象とする。解析の対象はスズメガ(hawkmoth)と呼ばれる昆虫であるが、筆者らは過去にスズメガのホバリング飛行中の翼の運動を



(a) 実際の昆虫の形状（左半分）と、それを参考にして作成した 3 次元モデル（右半分）

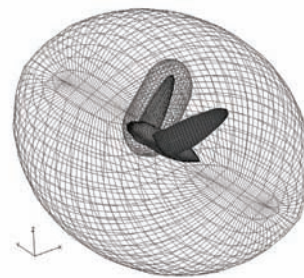
(b) 胴体格子と翼格子
(外側の格子は胴体格子の形状を示すもので、最外格子ではない。また翼の格子は右翼のみを示す。)

図 1 計算格子

*2009 年 4 月より三菱電機(Mitsubishi Electric)に在籍中

用いて羽ばたき音の特性を解析した経験があり⁶⁾、今回は新たに前進飛行を加えた解析を行って、運動の違いと音の特性の違いについて分析した。以下にその詳細を報告する。

2. 解法

2.1 CFD ソルバ、計算格子

CFD ソルバは擬似圧縮法を用いた 3 次元の Navier-Stokes 方程式を有限体積法により離散化したもので^{7,8)}、時間差分に対しては陰解法(Euler implicit scheme)を用い、高速化とメモリ節約のために因数分解による線形化(approximated factorization)を行っている。対流項には 3 次元風上差分の MUSCL 法を適用し、粘性項は中心差分によって離散化している。計算格子は O-O 型で、まず最初に実際の昆虫の形状を参考にして図 1(a)に示すような胴体と翼の 3 次元モデルを作成し、これをもとに、翼や胴体の周囲にそれぞれの形状の違いを考慮した適合格子系を作成する。図 1(b)に示した外側の大きな格子は胴体用の格子で、その内部に見える小さな格子が翼用の格子である(図では右翼用の格子のみを表示)。それぞれの格子の大きさは、胴体用が 45x45x51、翼用が 37x33x16 である。翼用の格子は羽ばたきに伴って胴体格子の内部を移動し、羽ばたき運動を再現する。ブロックが重なり合う領域では、オーバーセット格子法を導入して胴体側と翼側の格子間で物理量の補間を行う(その他の詳細については文献 7,8 を参照されたい)。

2.2 翼の運動モデル

翼の運動は図 2(a)に示すように 3 つの運動成分からなり、胴体に対して翼を上下に動かす Flapping と、翼のひねり運動である Feathering、及び Flapping によって作られる羽ばたき面に対して垂直方向に翼を動かす Lead-lag 運動からなる。これらの運動については、ケンブリッジ大学の Ellington らによって、ホバリングと前進飛行における角度の時系列的な変化が計測されており⁹⁾。本研究では CFD や音響解析の中で数式の形で運動を表現する必要があるため、Ellington らの計測値をもとに各成分を 3 次のフーリエ級数で近似し、下記のように定式化する。

$$\phi(t) = \sum_{n=0}^3 [\phi_{cn} \cos(2knt) + \phi_{sn} \sin(2knt)] \quad (1)$$

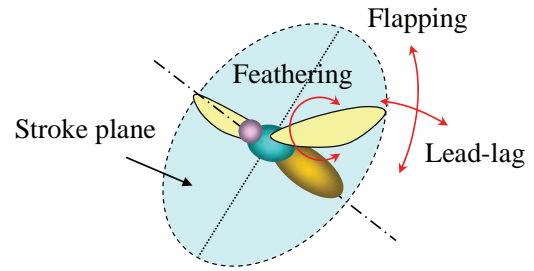
$$\theta(t) = \sum_{n=0}^3 [\theta_{cn} \cos(2knt) + \theta_{sn} \sin(2knt)] \quad (2)$$

$$\alpha(t) = \sum_{n=0}^3 [\alpha_{cn} \cos(2knt) + \alpha_{sn} \sin(2knt)] \quad (3)$$

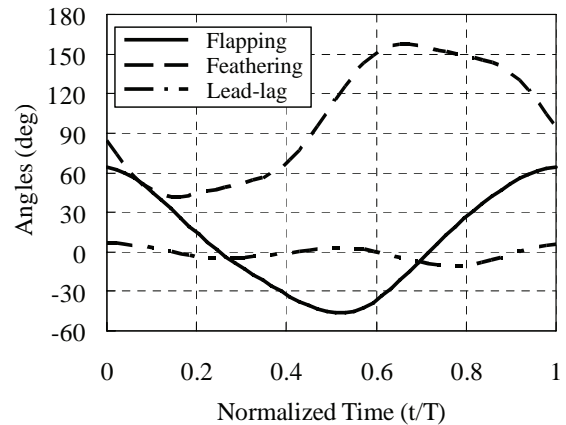
$\phi(t)$, $\theta(t)$, $\alpha(t)$ はそれぞれ Lead-lag, Flapping, Feathering の角度で、式中の $\phi_{cn, sn}$, $\theta_{cn, sn}$, $\alpha_{cn, sn}$ は計測値から求めたフーリエ係数、 k は無次元振動数(reduced frequency)である。これらの角度の一周あたりの変化の様子を図 2(b), (c)に示す。CFD では、翼周りの格子を上式に従って移動させ、翼と胴体周辺の流れ場、揚力、抗力、及び翼と胴体表面の圧力変動などを計算する。音響解析においても、音源となる翼面の移動を上式で表現する。

2.3 音響解析 (伝播解析)

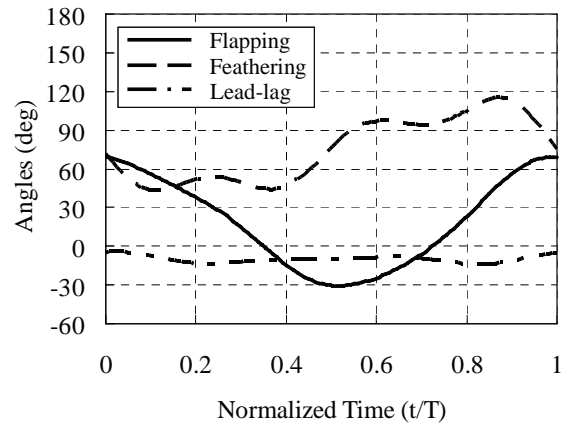
羽ばたき音の解析に用いる方法は、Lighthill の音響アナロジーにもとづく Ffowcs Williams and Hawkings(FW-H)方程式¹⁰⁾を用いた音響コードである。音源には単極子、双極子、四重極子という種別があるが、それぞれの音のバワは流速の 4 乗、6 乗、8 乗に比例し、流速が遅い羽ばたき運動の場合は四重極子音を無視し、単極子と双極子音のみを考慮して解析することが可能である。そこで、オリジナルの FW-H 方程式から四重極子音の寄与を除外し、移動表面から発



(a) 羽ばたき運動の 3 成分



(b) ホバリング時の翼の運動



(c) 前進飛行時(V=2.9m/s)の翼の運動

図 2 翼の運動

する音の解析に適した形にした Farassat Formulation 1¹¹⁾を用いる。Farassat Formulation 1 は以下の式で表される。

$$p(x, t) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\partial}{\partial t} \int \frac{\rho_0 v_n}{rA} d\Sigma + \frac{1}{c_0} \frac{\partial}{\partial t} \int \frac{p_b \cos \theta}{rA} d\Sigma + \int \frac{p_b \cos \theta}{r^2 A} d\Sigma \right) \quad (4)$$

$$A \equiv (1 + M_n^2 - 2M_n \cos \theta)^{1/2} \quad (5)$$

ここで、式中の $p(x, t)$ は観測点 x における音圧、 ρ_0 は空気密度、 v_n は翼面の法線方向の流速、 c_0 は音速、 p_b は翼面の圧力、 θ は翼面の法線方向から見た観測点の角度、 r は翼面の音源と観測点との距離、 Σ は音源となる影響面、 M_n は翼面の法線方向の速度の Mach 数を表す。(4)式右辺の第 1 項は、厚みを持つ翼が空気を押し分けながら移動する際

に生じる音で「翼厚音(thickness noise)」と呼ばれ、第 2、第 3 項は翼表面の荷重(圧力)の変化によって生じる音で「荷重音(load noise)」と呼ばれる。

3. 結果および考察

本研究では、スズメガのホバリング、および前進飛行という 2 つの運動モードに対して CFD と音響解析を行った。使用したスズメガの形状、および運動パラメータの主なものを表 1 に示す。2 つの運動モードの間で最も大きな違いは、羽ばたき面(Stroke plane angle)と胴体の角度(Body angle)であり、図 3 に示したパラメータの定義から、ホバリング時は胴体を立てて翼を水平に近い面内で動かしているのに対し、前進飛行時は胴体を横に寝かせて、翼を斜め前方に傾いた面内で動かしていることがわかる。それぞれの運動モードにおいて計算した結果を以下に述べる。

3. 1 CFD の解析結果

図 4 に CFD によって計算された流れ場の様子を示す。この図の白い面は等渦度面、紫色の面は速度の下向き成分の等速度面を表示したものであるが、ホバリング、前進飛行ともに翼の近傍で複雑な渦群が生成され、それがホバリングの場合は下方に、前進飛行の場合は後下方に移動していく様子が示されている。これらはそれぞれの羽ばたき面に対してほぼ垂直な方向であることから、後流に与えた運動量変化の反作用として生成される推力も、羽ばたき面に対してほぼ垂直な方向を向くことがわかる。従って、上で述べた運動モードによる羽ばたき面の角度の違いは、必要に応じて推力の向きを調整するためであり、ホバリングの場合は推力を上向きに、前進飛行の場合は前上方に向けるための角度の調整とみなすことができる。続いて、図 5 に計算された翼と胴体表面上の圧力分布を示す。図 5(a), (b) はそれぞれ打ち下ろしの初期、中期の圧力分布で、図 5(c), (d) はそれぞれ打ち上げの初期、中期の圧力分布である。図 5(a), (b) の背中側から見た画像を見ると、打ち下ろしの初期から中期にかけて、翼の上面側の前縁付近に負圧領域が広がっていることが明確に示されている。これは前縁剥離渦(Leading edge vortex)と呼ばれる渦が翼の前縁に沿って発生し、打ち下ろしの過程で継続的に翼の前縁付近に貼り付いているためで、渦のコア付近の負圧の影響によってその近辺に負圧領域が形成されている。一方で、腹側から見た画像では翼の下面側が平均して圧力が高いことが示されており、上面側の負圧領域と共同して翼を上向きに押し上げる力を形成していることがわかる。翼は打ち下ろしの最下点の前後でひねりを加えた後に打ち上げ運動を行なうため、図 5(c), (d) では翼の上面と下面が入れ替わって、背中側から見た画像が翼の下面側、腹側から見た画像が翼の上面側を示している。これらの画像を見ると、打ち上げ時にも翼の上面側の前縁付近に前縁剥離渦による負圧領域が存在することがわかる。また、打ち下ろし時と同様に下面側では圧力が高くなっており、上面側の負圧と共同して翼を上へ押し上げる力を発生していることがわかる。

以上の結果から、羽ばたき時に翼の表面に生じる圧力変動は、ほぼ一周期にわたって上面側で負圧、下面側で正圧となって翼を押し上げる揚力を生成し、特に上面側の負圧領域の形成には、前縁剥離渦が大きく寄与していることが確認された。この際、翼の片面に注目すると、一周期間に圧力が負圧から正圧へと変化し、反対側の面も位相を半周期ずらしながら圧力が変化し、それが羽ばたきに伴って周期的に繰り返されている。これは音源という観点から見れば双極子音源としての性格を持ち、前節で述べた FW-H の Farassat Formulation 1 を用いた解析が可能である。また、昆虫の翼では翼が薄いことから、Farassat Formulation 1 に

表 1. 形状と運動のパラメータ

Parameters	Hovering	Forward moving
Wing (one wing)		
Span length (single wing), R (mm)	48.5	52.1
Mean chord length, C_m (mm)	18.3	18.3
Moving speed, V (m/s)	0.0	2.9
Wing beat frequency, f (Hz)	26.1	26.1
Flapping cycle, T (sec)	0.0383	0.0383
Reynolds number, Re	6167	5623
Reduced frequency, k	0.2968	0.3256
Stroke plane angle, β (deg)	15.0	44.4
Body angle, χ (deg)	39.8	19.9

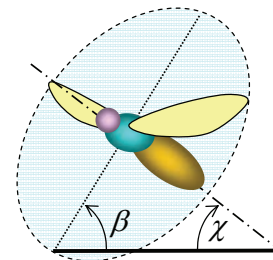
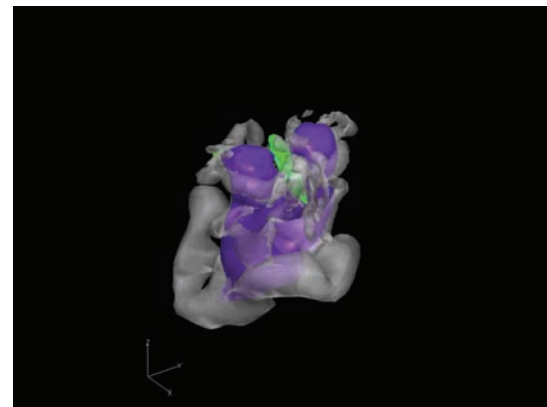
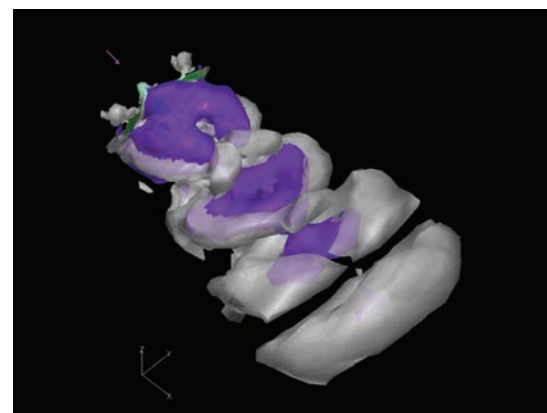


図 3 胴体と羽ばたき面の角度



(a) ホバリング飛行



(b) 前進飛行(V=2.9m/s)

図 4 翼と胴体周辺の流れ場

ける翼厚音(単極子音)の寄与は小さいと考えられ、CFD で得られた翼面上の圧力変動を音源とする双極子音源が主要な音源となることが予想される。

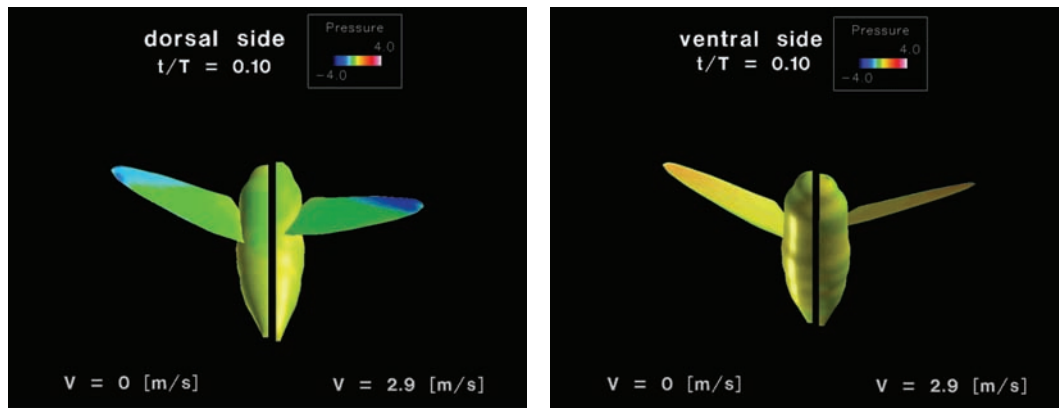
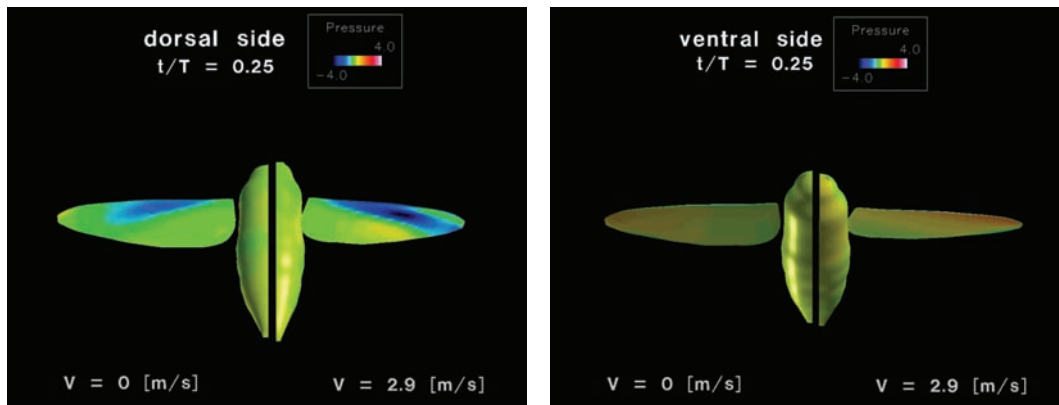
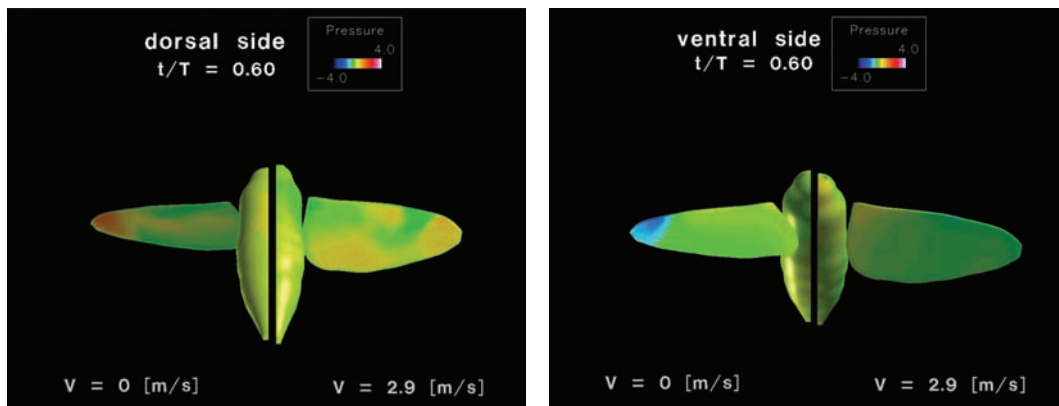
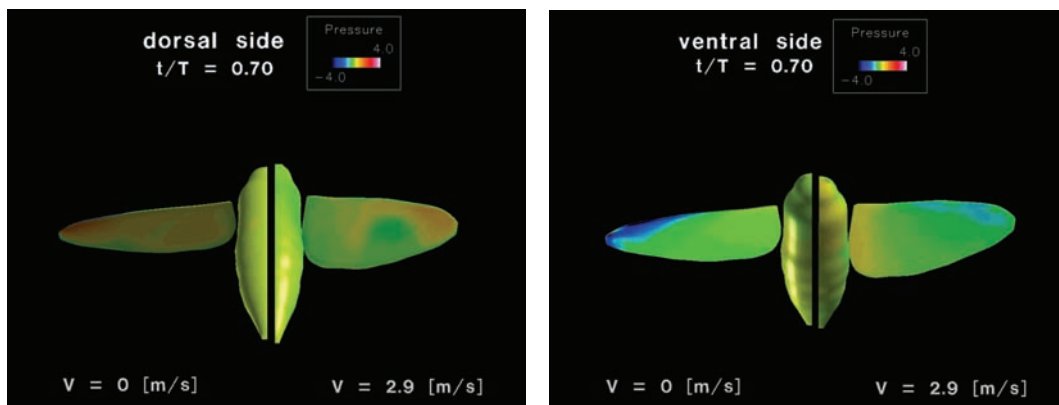
(a) 打ち下ろし初期 ($t/T = 0.10$) (左: 背中側, 右: 腹側)(b) 打ち下ろし中期 ($t/T = 0.25$) (左: 背中側, 右: 腹側)(c) 打ち上げ初期 ($t/T = 0.60$) (左: 背中側, 右: 腹側)(d) 打ち上げ中期 ($t/T = 0.70$) (左: 背中側, 右: 腹側)

図5 翼と胴体表面の圧力分布

各図の左半分はホバリング飛行、右半分は前進飛行($V=2.9\text{m/s}$)を示す。また翼面上の圧力分布が見やすいように双方の胴体の角度を合わせてある。

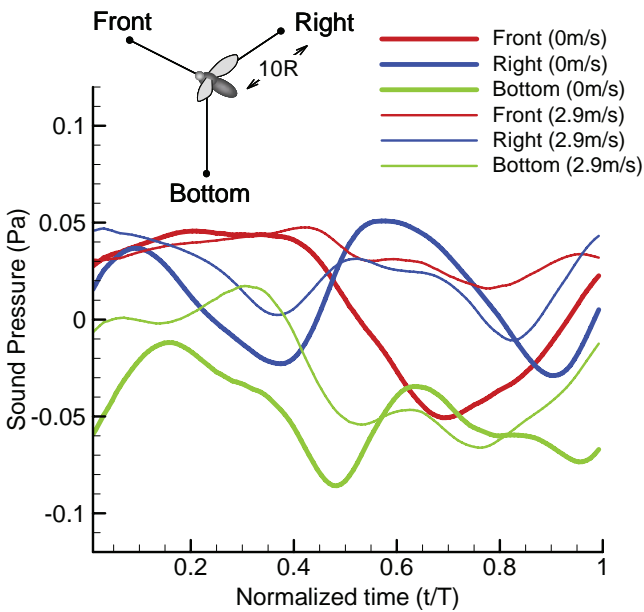
3. 2 音響解析結果

CFD によって得られた結果に基づいて FW-H 方程式の Farassat Formulation 1 によって求めた音圧の変動を図 6 に示す。観測点はスズメガの前方、側方、下方の 3 箇所につき、スズメガからの距離は片翼のスパン長の 10 倍の距離とした。図 6(a)を見ると、観測点の位置ごとに音圧の波形が異なることがわかる。例えば、前方観測点のホバリング時の波形（赤の太線）を見ると、ほぼ羽ばたきと同じ周波数（＝基本周波数）で変動しているが、側方や下方の観測点の波形（それぞれ青と緑の太線）を見ると、一周の間に正負のピークが 2 回存在し、2 倍の周波数の波が支配的であることがわかる。前進飛行の場合も、下方では基本周波数の波が支配的であるものの、前方では基本周波数、側方では 2 倍周波数の波が顕著である。この違いは図 6(b)の周波数スペクトルで見ると明白で、前進飛行の下方を除いて、前方では基本周波数、側方や下方では 2 倍、あるいはさらに高

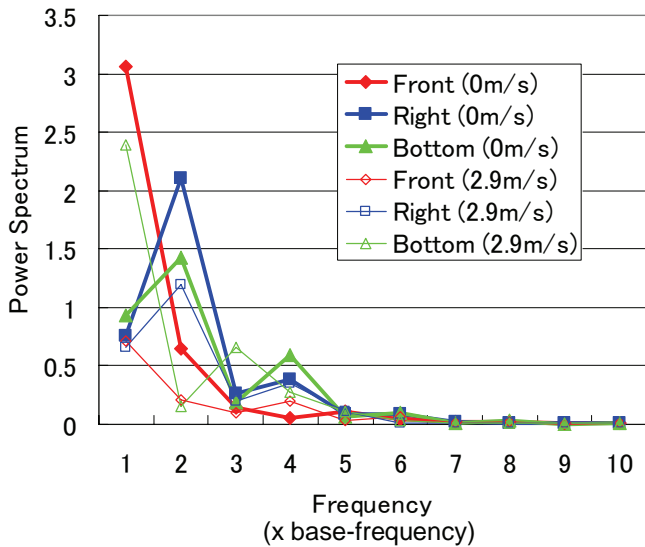
次の周波数が顕著であることがわかる。この理由としては、図 7 に示した翼と観測点との位置関係が考えられる。この図は翼の周囲の空気の圧力と観測点との位置関係を示したものであるが、一般的には図 5 に示したように翼の下面側で空気の圧力が高く、上面側で低くなっており、このため前方に観測点がある場合は、図 7(a)に示すように打ち下ろしの際に翼の下面の正圧側が観測点の方を向き、打ち上げの際は翼のひねりによって上面と下面が入れ替わるために上面の負圧側が観測点に向く。これによって観測点で一周の間に圧力の変動が一回起こるため、羽ばたきの周期と同じ基本周波数の音圧の変化が観測されると考えられる。一方で、観測点が側面にある場合は、図 7(b)に示すように翼と観測点が接近する瞬間が羽ばたきの一周の間に 2 回存在し、その都度翼の周りの正圧と負圧の空気が観測点と干渉するために、一周の間に圧力の変動が 2 回生じて、2 倍の周波数の音が顕著になったと考えられる。

図 6 では音圧の振幅の違いも確認できるが、一般的には音圧の振幅はホバリングで大きく、前進飛行では下方を除いて小さくなっていることが確認できる。言い換えれば、前進飛行よりもホバリングの方が羽ばたき音が大きくなる傾向を持つと言うことができる。これは、前進飛行においては流入速度の運動量を利用することができるため、推力を生成する際の翼の表面上の圧力の変動幅がホバリングに比べて小さくなり、その結果音源自体も弱くなるためと考えられる。

続いて、羽ばたき音が伝わりやすい方向を示すために、スズメガを中心とした半球面上に音圧を表示したものを図 8 に示す。半球はスズメガから片翼のスパン長の 10 倍の半

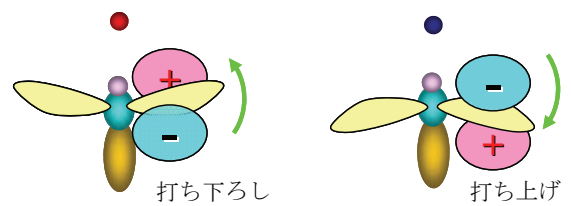


(a) 観測点における音圧の変動

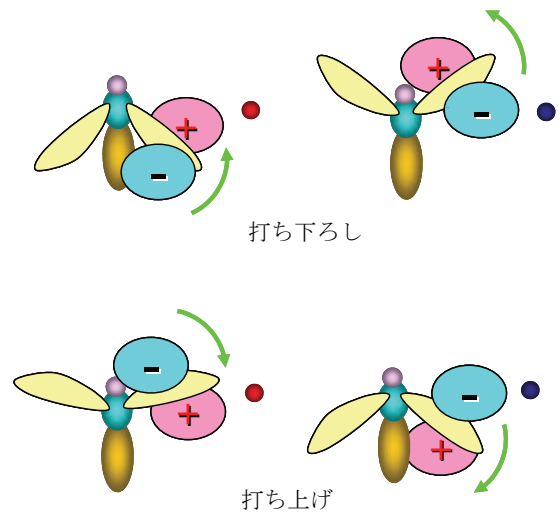


(b) 音圧のスペクトル

図 6 計算された羽ばたき音



(a) 翼の周囲の圧力と前方観測点との干渉



(b) 翼の周囲の圧力と側方観測点との干渉

図 7 翼の周囲の圧力と観測点との干渉

径を持ち、この上に音圧の一周期の平均値がデシベル値で表示されている。この図を見ると、ホバリング、前進飛行ともに音が伝わりやすい方向が決まっています。双方とも後下方が最も音が伝わりやすいことがわかる。ただし、音圧の最大点は、ホバリングよりも前進飛行の方が 10° 程度後方に寄っている。この方向は図に示したようにスズメガの胴体が向く方向に近いが、羽ばたき面に対しては直角な方向に近い。一方で、スズメガの側面には音が伝わりにくい領域が存在し、これは羽ばたき面に対してほぼ平行な方向になっている。以上より、羽ばたき音は羽ばたき面に垂直な方向に伝わりやすく、平行な方向に伝わりにくいと言える。この理由は生成される推力の向きと関係していると考えられる。推力は空気を押す力の反作用として生じるため、推力の向きに空気が強く押されて圧縮と伸長を繰り返し、その結果、生成される音も同じ方向に伝わりやすくなると考えられる。推力の向きは 3.1 節でも述べたように羽ばたき面に対して垂直な方向であり、このために図 8 に示したように、羽ばたき面に対して垂直な方向に音が伝わりやすいという指向性が生じたと考えられる。一方で、羽ばたき面に平行な方向には空気は圧縮されにくいいため、この方向に羽ばたき音が微弱な領域が形成されたと考えられる。図 8 を見ると、この微弱な領域の広さはホバリングよりも前進飛行の方が広がっているが、この原因は前にも述べた音圧の振幅が前進飛行で小さいことに起因すると考えられる。ただし、図 6 にも示されているように、下方の圧力変動は前進飛行においても大きく、その結果図 8 においても後下方の音圧レベルはホバリングと同等か、若干大きくなっている。また、音の最大点が前進飛行で若干後方に寄る理由は、羽ばたき面の傾きがホバリングに比べて大きいためと考えられる。

4. 結論

本研究では、小型飛翔体の駆動機構の一つの形式として羽ばたき翼に注目し、羽ばたき翼を持つ昆虫の一種であるスズメガを対象として、羽ばたき運動によって生じる音を CFD や音響解析の技術を用いて解析した。その結果、羽ばたきに伴って翼の回りには各種の渦を中心とした複雑な流れ場が形成され、それらの流れの寄与によって翼面上に周期的な圧力変動が生じることが明らかになった。この圧力変動は音源としての性質を持ち、FW-H 法に基づいた音響解析により、以下に示すような羽ばたき音の特性が明らかになった。

- 1) 羽ばたき音は、スズメガの前方では羽ばたきと同じ基本周波数の波が顕著であり、側面や下方では 2 倍あるいはそれ以上の周波数の波が顕著に現れる。
- 2) 羽ばたき音の振幅は、下方を除いて前進飛行よりもホバリングの方が大きい。即ち、前進飛行よりもホバリングの方が羽ばたき音が大きくなる傾向がある。
- 3) 羽ばたき音は、羽ばたき面に垂直な方向に伝わりやすく、平行な方向には伝わりにくいという指向性を持つ。
- 4) 前進飛行の羽ばたき音の指向性は、ホバリングよりも若干後方で強くなる。また、羽ばたき面に平行で音が伝わりにくい領域の広さは、前進飛行の方がホバリングよりも広い。

以上の結果は、羽ばたき飛行における翼の運動や飛行速度の違いと、それによって生じる羽ばたき音との関係を明確に示すものであり、羽ばたき型の小型飛翔体を開発する際に、飛行時の騒音対策を検討する上で有効な情報になると考えられる。また、生物学的にも、鳥や昆虫が羽ばたき音

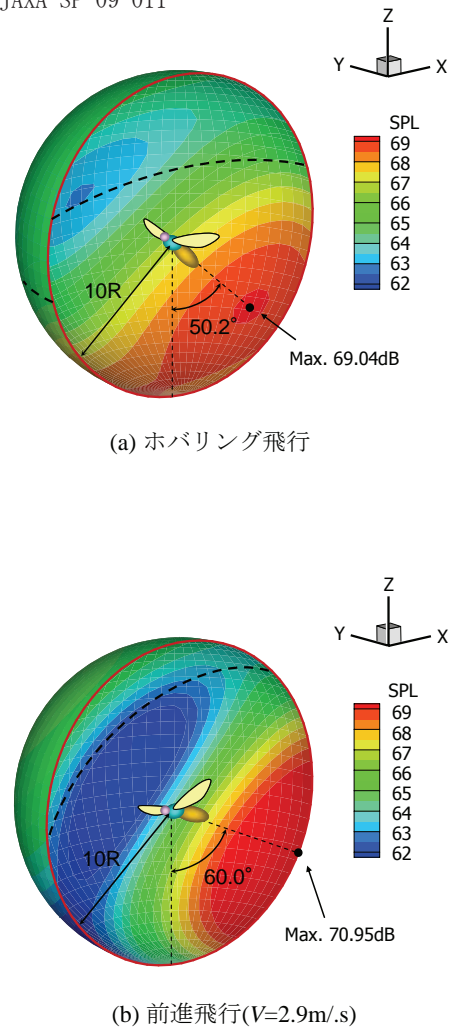


図 8 半球面上に表示された音圧レベルの分布
(半球面上の破線は羽ばたき面との交線)

を個体間の情報伝達に利用したり、その発生を抑えたりする機構を分析する上で、注目すべき特性と考えられる。

参考文献

- 1) U. S. Office of the Secretary of Defense, *UAS Roadmap 2005-2030* (2005).
- 2) Sane, S. P., *J. Exp. Biol.*, 206, pp.4191-4208 (2003).
- 3) Lehmann, F. O. Sane, S. P., and Dickinson, M. H., *J. Exp. Biol.*, 208, pp.1362-1377 (2005).
- 4) Drosopoulos, S. and Claridge, M. F. (ed), *Insect Sound and Communication, Physiology, Behavior, Ecology, and Evolution*, CRC press, Taylor and Francis Group, Florida, USA, (2006).
- 5) R.J. Wood, *IEEE Trans. on Robotics*, 24(2), pp.341-347, April (2008).
- 6) Inada, Y., Aono, H., Liu, H., and Aoyama, T., *Theor. Appl. Mech. Jap.*, 57, pp.437-447 (2009).
- 7) Liu, H., and Kawachi, K., *J. Comput. Phys.*, 146, pp.124-156 (1998).
- 8) Aono, H. et al., *J. Exp. Biol.*, 211, pp.239-257 (2008).
- 9) Willmott, A. P. and Ellington, C. P., *J. Exp. Biol.*, 200(21), pp.2705-2722 (1997).
- 10) Ffowcs Williams, J. E., Hawkings, D. L., *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, A 264, pp. 321-342 (1969).
- 11) Farassat, F., *NASA TR*, R-451, Dec. (1975)

NACA0012 切り落とし翼端から発生する渦の LES 解析

今村太郎 (宇宙航空研究開発機構), 平井亨 (菱友システムズ)

横川謙, 榎本俊治, 山本一臣 (宇宙航空研究開発機構)

Large Eddy Simulation of Vortices from a Blunt tip NACA0012 Airfoil

by

Taro Imamura (JAXA/APG), Tohru Hirai (Ryoyu Systems)

Yuzuru Yokokawa, Shunji Enomoto and Kazuomi Yamamoto (JAXA/APG)

ABSTRACT

Three-dimensional unsteady flow around NACA0012 wingtip is simulated numerically to investigate the cause of flap-edge noise generation. The vortical flow structures around the NACA0012 are known to be similar to that of a flap-edge. Therefore, it is assumed that noise generation mechanism is similar as well, although its geometry is simpler than a flap-edge. Since the Reynolds number of the flow is high, a zonal LES/RANS hybrid method is used to reduce the overall computational cost. The power spectral density of the pressure coefficient is compared with the experiment, and several issues regarding, the number of sub iteration for implicit time integration, sensitivity to Smagorinsky constant, grid overlap points at block-block interface, and grid resolution, are discussed. Subsequently, two longitudinal vortical structures around the wingtip, that show different characteristics, are investigated to understand its generation mechanism.

1. はじめに

本研究では, 航空機機体空力騒音の中でも相対的に大きな騒音源として知られている高揚力装置フラップ端近傍の流れ場の解析を念頭に, 単独翼翼端周りについて解析した結果について報告する. 一般に高揚力装置周りの流れ場は形状の複雑さに加え, 剥離や再付着を伴う複雑な流れ場であり, 三次元非定常計算の実行は困難であるが, 形状を単純化することにより翼翼端渦の構造やその非定常運動について詳細な検討が可能となる. フラップ近傍の流れ場は, 翼上面の端面近くに発生する 1 次渦と, 翼端面側に発生する 2 次渦からなり, これらの渦は後縁近くで合流して大きな渦になることが知られている. この流れ場の構造は McNerny らが行った単独翼翼端周りの実験結果⁽¹⁾と類似した流れ場である.

これまで著者らは NACA0012 単独翼翼端周り流れ場の解析を実施し, 流れ場の定常成分については Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) 解析と実験結果が定量的に一致することを明らかにした⁽²⁾. また LES/RANS hybrid 解析^(3,4)より, 定常成分及び非定常成分について実験結果^(5,6)と比較し, 定性的に一致した結果を得ている. しかしながら, 定量的な比較となると, 一致しない点が存在した.

そこで本研究では, JAXA で開発中の UPACS-LES による計算において問題となりうるいくつかの点を取り上げる. 具体的には, 1) 陰解法の内部反復回数の影響, 2) 翼下流側の格子解像度の影響, 3) 標準スマゴリンスキーモデルの定数の影響, 4) Block 境界の精度の影響である. また本計算結果から, 翼翼端近傍流れ場について考察する.

2. 計算手法

CFD 解析ツールとして, JAXA で開発を進めている CFD 共通基盤プログラム UPACS⁽⁷⁻¹⁰⁾を改変した UPACS-LES を使用する. UPACS はマルチブロック構造格子に対応した有限体積法による三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式ソルバーである. 数値流束の評価に Kobayashi の 6 次精度コンパクトスキーム⁽¹¹⁾を採用し, 空間解像度を向上させる. 数値振動を抑えるために 6 次精度の空間フィルター⁽¹²⁾を用いている. また, 粘性項の評価には, 二次精度中心差分を用いる. 時間積分は MFGS 陰解法⁽¹³⁾にニュートン反復を組み合わせた時間 2 次精度計算である.

3. 結果および考察

3. 1 計算モデル及び計算格子

計算用のモデルは 2m×2m JAXA-LWT2 低速風洞で実施した風洞実験模型 (図 1 参照) に基づいている. 対象とした NACA0012 翼は, 翼弦長を 0.4m とし, スパン方向長さ 1.0m の矩形翼で, 翼翼端は直角に切り落とされている. 着陸時の流れ場を模擬するため一様流マッハ数は 0.175 (風速 60m/s 相当) とし, コード長を代表長さとしたレイノルズ数が 1.5×10^6 , 迎角は 12° である.



図 1 JAXA-LWT2 風洞に設置された NACA0012 翼翼端模型

計算格子のトポロジーと境界条件を図 2 に示す. 計算格子は図 3 に示すように 2 種類用いる. 一つ目は翼翼端後縁部下流部分の格子を徐々にストレッチさせた約 2000 万点からなる格子 (Grid A), 二つ目は翼翼端渦の存在する領域を下流 1 コードに亘り翼翼端面近傍と同様に細かい格子を用意した約 3400 万点からなる格子 (Grid B) である. いずれの格子においても, 翼翼端近傍においては, 渦の等方的な発達を促すため, これまでの研究^(3,4)と同様にほぼ等方的な格子が用いられている. 翼翼端近傍の上面側にも渦が生じることから, 格子の細かい領域は, スパン方向に $0.15c$ ほど内舷側

まで広がっている。本研究では、図4に示すように、翼端近傍では LES 解析，翼根側ではスパン方向に十分な格子が取れないため，RANS 解析 (Spalart-Allmaras モデル) を実施する。

$$F_{switch} = \begin{cases} 1 & -0.15 \leq y/c \dots \text{LES} \\ 0 & y/c \leq -0.25 \dots \text{RANS(S-A)} \\ 10(y/c)+2.5 & -0.25 \leq y/c \leq -0.15 \dots \text{Transient Region} \end{cases}$$

両者の間の領域については，LES の SGS モデルと RANS の渦粘性モデルを線形につなぎ，計算する。

$$v_T = F_{switch}(\text{SGS model}) + (1 - F_{switch})(\text{Eddy viscosity of RANS})$$

計算条件については，表1に概要をまとめる。

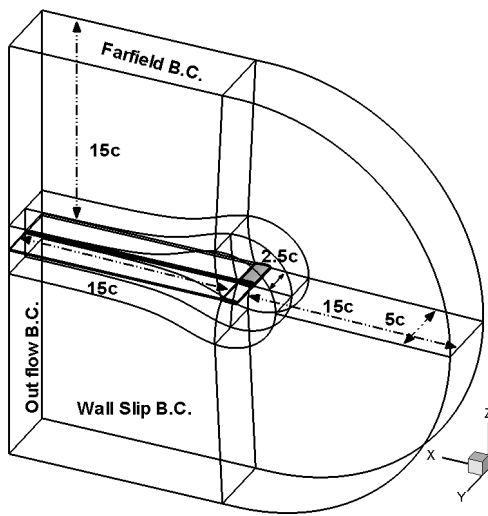


図2 格子トポロジーと境界条件

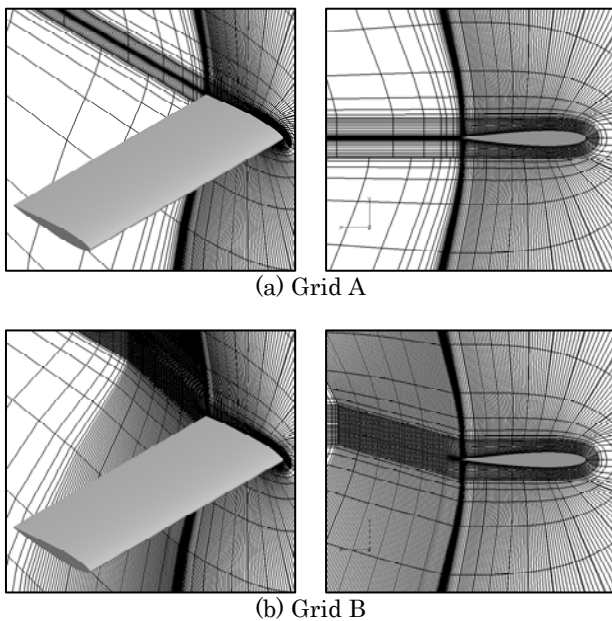


図3 計算格子分布 (4点毎を表示)

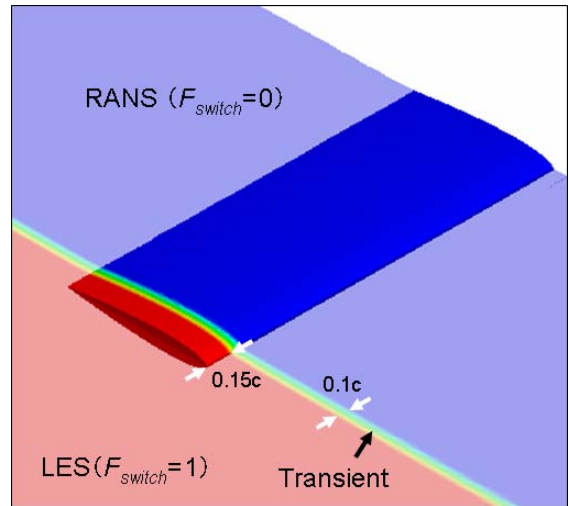


図4 LES/RANS 領域の設定

表1 計算ケース表

		Cs	Grid	Sub-itr	Overlap	dt*	Steps	T*
Case 1	LES	0.1	A	3	2	1.75e-5	100000	1.75
Case 2	LES	0.1	A	5	2	1.75e-5	100000	1.75
Case 3	LES	0.2	A	5	2	1.31e-5	120000	1.58
Case 4	LES	0.1	A	5	8	1.31e-5	120000	1.58
Case 5	LES	0.2	B	3	2	1.31e-5	151154	1.98
Case 6	RANS		A	-	2			
Case 7	RANS		B	-	2			

*Time is non-dimensionalized using free stream velocity and chord

4. 計算結果

4.1 計算結果の検証 (定常成分)

図5に LES/RANS 解析 (Case 4) の時間平均流れ場における渦度等値面とコード一定断面上の流れ方向渦度成分分布を示す。翼上下面の圧力差に誘起され，下面側から上面側に向けて流れが発生し，2つの大きな渦構造が生じる。これら2つの渦を，上面側渦および端面側渦と定義する⁽³⁾。上面側渦および端面側渦はそれぞれ端面の上下角部から発生しており，下流側で，一つの大きな翼端渦へと成長する。2つの渦の中心速度について着目すると，端面側渦については，一様流より減速する (Wake type) のに対し，上面側渦は，一様流より加速する (Jet type) ことが実験及び計算結果から確かめられている⁽²⁾。

図6は翼端近傍の圧力係数分布である。図6(a)は翼端におけるキャンパーライン上の圧力係数分布を表す。x/c=0.5近傍の極値は，翼端近傍を通過する渦の位置がキャンパーラインのそばを通過することによって生じるピークである。実験と比べると，計算ではこのピークの高さが過小評価されている。図6(b)は翼端からスパン方向に y/c=0.0225 だけ内舷側に移動した断面上の圧力係数分布を示す。上面側には2つのピークがある。上流側のピーク (x/c=0.3 近傍) は上面側渦が y/c=0.0225 上を通過する場所に相当する。その後上面側渦は，下流へと向かうにつれ翼上面から離れるが，側面側渦が上面側へと移動し，合体する過程において，再び翼上面に接近し，下流側のピーク (x/c=0.8 近傍) が形成される。2つのピークは上面側渦と翼上面の距離に依存している。これらの傾向は，RANS 及び LES/RANS で捕らえられているが，LES/RANS 解析はいずれも，上流側のピーク高さが実験や RANS の結果と比べて 0.2 程度低くなっており，LES 領域における格子解像度不足が原因と考えられる。

図 7 は横軸に流れ方向座標 (x/c)，縦軸に圧力係数 (C_p) をとり，図 7 左側に示す各渦中心位置における C_p 分布を示す．端面側渦の渦中心圧力は，前縁部（よどみ点）直後に大きく減少し，その後徐々に上昇している．前縁近傍を除くと，流れ方向に逆圧力勾配が形成されるため，渦中心流れは Wake type となる．一方，上面側渦については，下流に行くほど渦中心圧力が低下している．流れ方向に順圧力勾配が形成されるため，渦中心流れは Jet type となる．

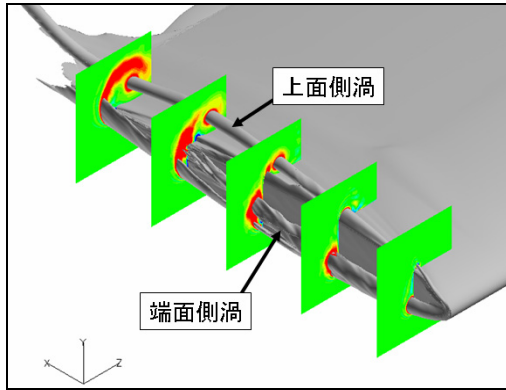


図 5 時間平均流れ場における渦度の等値面とコード一定断面上の流れ方向渦度分布 (Case 4)

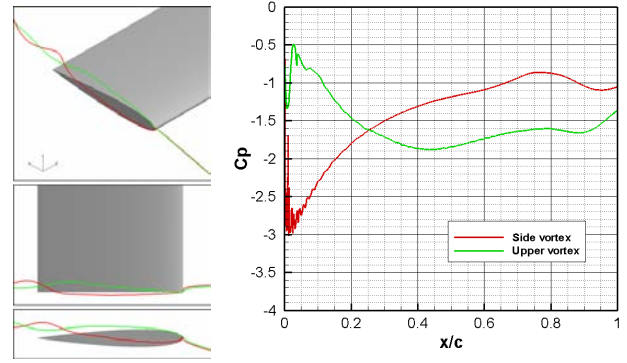
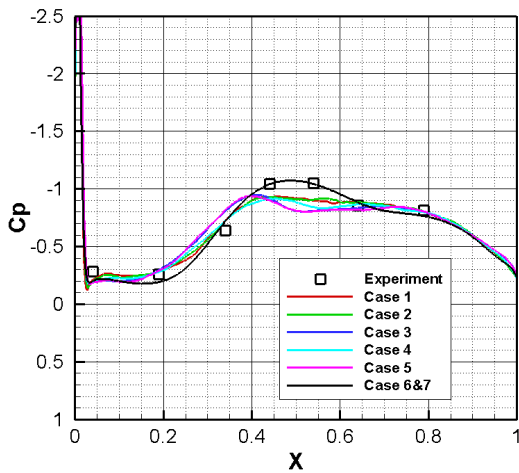


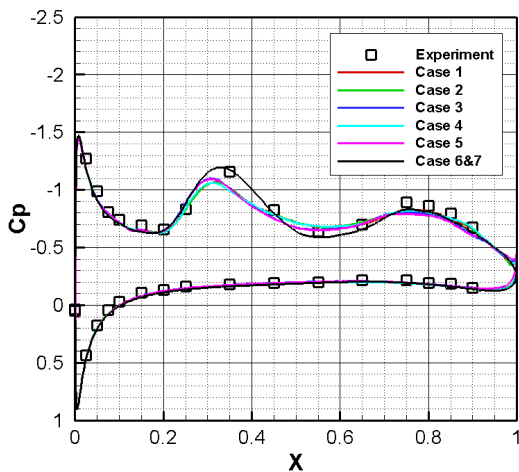
図 7 渦中心における圧力係数分布

4. 2 計算結果の検証 (非定常成分)

図 8 に，翼端端面側及び上面側における非定常圧力の時間履歴図を示す（計測位置は図 9 を参照）．この図から，圧力の時間履歴はドリフトしておらず，十分に発達した非定常流れが来ていることが確認できる．

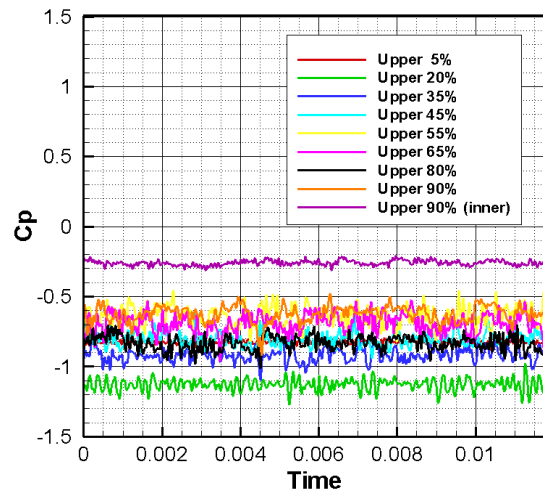


(a) 翼端面 Camber line 上

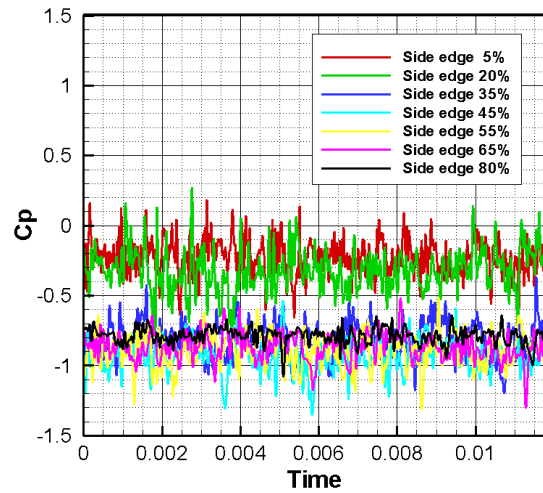


(b) $y/c=0.0225$ 断面上

図 6 翼端近傍の C_p 分布の比較



(a) 端面側非定常圧力点



(b) 上面側非定常圧力点

図 8 非定常圧力の時系列データ

表面 C_p 変動のパワースペクトル密度 (PSD) 分布について実験と比較した結果の一部を図 10, 11 に示す. 図 9 に, 実験模型に取り付けられた非定常圧センサー位置の内, 本論文で比較した点を赤で示す. はじめに上面側の点について比較すると, $x/c=0.20$ の点においては, $C_s=0.1$ の Case 1,2,4 では実験より高めに, 逆に $C_s=0.2$ の Case 3,5 では, 低めに出ている. 上面側の前縁付近はスケールが小さく弱い渦が生成している領域であり, C_s に対する感度が大きい. 一方下流側 $x/c=0.65$ においては, いずれのケースにおいても実験と定量的に一致した結果が得られている. 続いて端面側の点については, 上流・下流ともに実験と一致した結果が得られている. $x/c=0.65$ 断面においては, Case 1,2 では 10kHz 付近にピークが見られる. これに関しては, Block 境界の接続精度が原因と考えられる⁽⁴⁾. Block 境界の接続精度は, $C_s=0.2$ では問題とならなかった. SGS モデルによる拡散と Block 境界精度との相対的なバランスが影響していると考えられる.

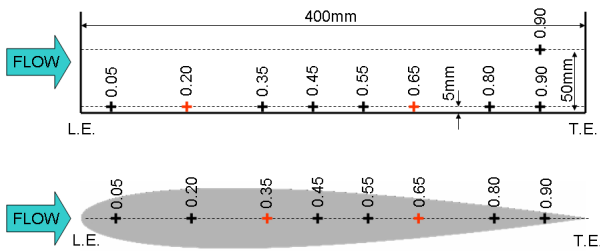
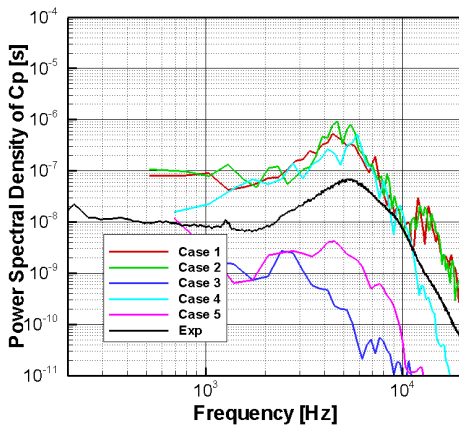
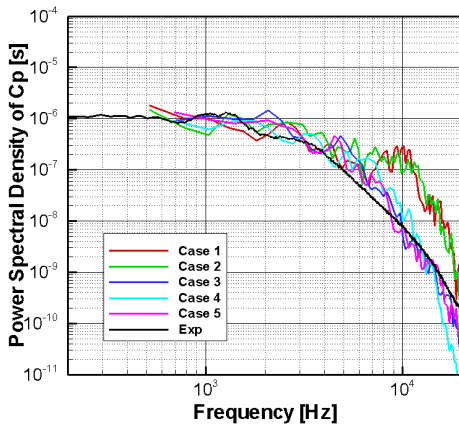


図 9 風洞試験における非定常圧力センサーの位置

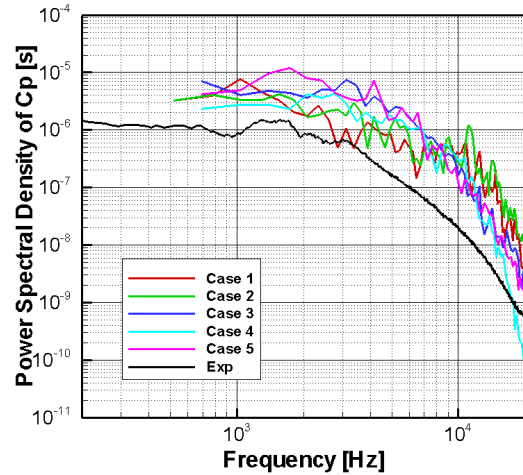


(a) $x/c=0.20$

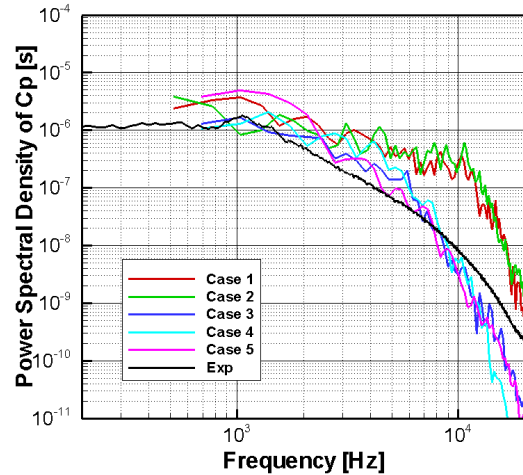


(b) $x/c=0.65$

図 10 翼端近傍のパワースペクトル分布の比較 (端面側)



(a) $x/c=0.35$



(b) $x/c=0.65$

図 11 翼端近傍のパワースペクトル分布の比較 (上面側)

以上まとめると, 標準スマゴリンスキーモデルの定数の感度は上流側では大きい, 下流側においてはその影響はほとんどない. 一方, 内部反復回数, 翼下流の格子解像度に対する感度は本問題においては小さいことが示された.

4.3 翼端近傍流れ場の考察

翼端近傍の非定常流れ場を可視化するため, 速度勾配の第二不変量の正の等値面を観察する.

$$Q = \frac{1}{2}(\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}) = -\frac{1}{2} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} > 0$$

図 12 に Case 4 の可視化結果を示す. 大きな 2 つの渦構造以外にも小さなスケールの渦が存在する. 翼端面側においては, 翼端下角部からのせん断層が上面側に巻き上がる過程においてより細かな渦へと崩壊している.

Case 4 について, C_p の PSD 分布を異なる 5 断面について計算した結果を, 図 13 に示す. 断面は, $x/c=0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9$ の 5 断面で, 周波数に関しては, 2.2, 4.4, 8.8 kHz の 3 ケースである. 翼端の前縁部及び, 下側角部からは, 広帯域の変動が観察される. これは, 端面側渦を形成するせん断層の圧力変動に起因していると考えられる. 一方, 後

縁近くの上面側渦中心付近においては、低い周波数成分が卓越している。上面側渦の周囲には、端面側から巻き上がったせん断層が巻きつく構造になっている。

以上まとめると翼端近傍の流れ場は5つの領域に分類できる。最初の領域は、翼端部の前縁付近である。非常に強い渦が生成され、その変動成分は広帯域である。2つ目の領域は、翼端部下側角部である。この領域の変動もやはり広帯域である。この角部から発生したせん断層は、上流側では端面側渦に巻きつき、下流側では上面側渦に巻きつく。3つ目の領域は、端面側渦である。1つ目の領域で強い渦が形成されるため、その後端面側からの渦の供給があるにも関わらず、端面側渦が強くなる。そのため、渦中心圧力は流れ方向に逆圧力勾配となり、Wake type の渦が形成されると考えられる。4つ目の領域は、翼端部上側角部である。ここではせん断層が上面側渦へと供給される。5つ目の領域は、上面側渦である。端面側とは異なり、上面側渦には、翼端前縁部領域は影響しない。つまり、4つ目の領域からの渦の供給によってのみ上面側渦が強められる。従って、渦中心では流れ方向に順圧力勾配となり、加速流れとなると考えられる。この渦は後縁付近で、せん断層と比べると低い周波数が卓越している。この変動は、端面側からのせん断層と上面側渦との干渉によって生じていると考えられる。

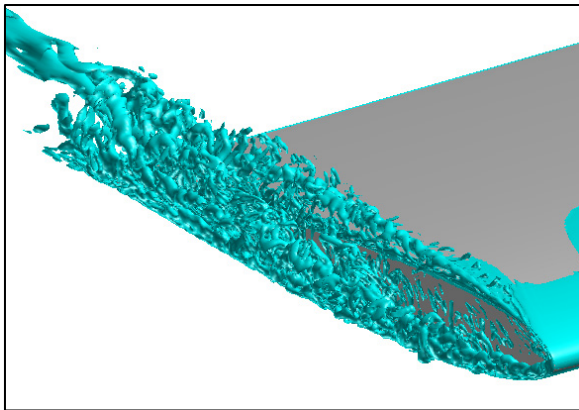


図 1 2 速度勾配の第二不変量 (Case 4)

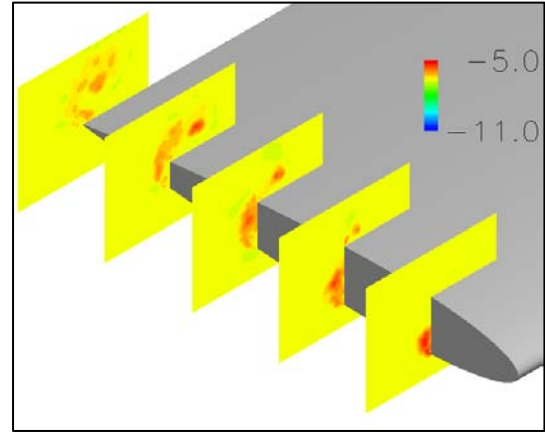
5 まとめ

航空機高揚力装置のフラップ端から発生する騒音メカニズムを探るために、NACA0012 切り落とし翼端周りの LES 解析を実施した。計算において問題となりうるいくつかの点を取り上げ、比較検証計算を実施した。いずれの項目も、近傍場スペクトルの観点からは影響が小さいことが明らかになった。その中で本問題において感度が大きかった点は、標準スマゴリンスキーモデルの定数であり、Dynamic モデルへの移行を含めた LES モデルの検討が必要であると考える。

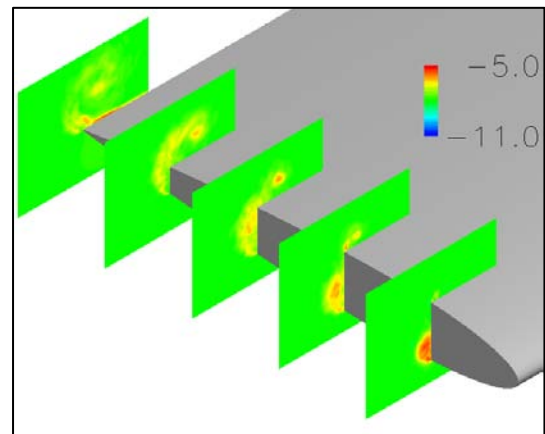
流れ場については、端面側渦と上面側渦の2つの渦構造と、これらの渦の生成に影響するせん断層との係わりが明らかになった。今後は、フラップ端流れ場の解析に向けた研究を進める予定である。

謝 辞

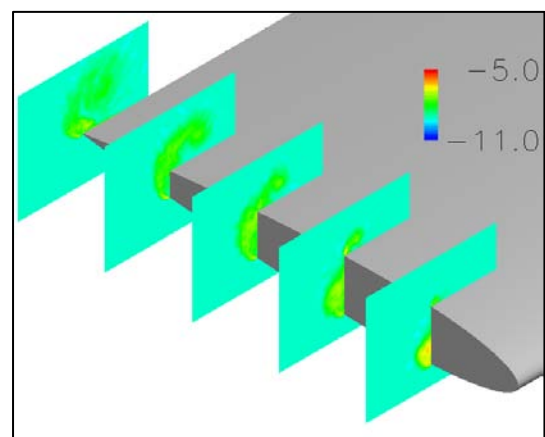
翼端近傍の渦構造の発達に関して、東北大学大学院工学研究科の福西祐先生から貴重なアドバイスを頂いた。ここに感謝の意を表す。



(a) $f=2211$ Hz



(b) $f=4422$ Hz



(c) $f=8844$ Hz

図 1 3 C_p のパワースペクトル密度の対数分布図(Case 4)

参考文献

- 1) McInerny, S. A. *et al.*, "Pressure Fluctuations in the Tip Region of a Blunt-Tipped Airfoil", AIAA Journal, Vol.28, No.1, 1990, pp. 6-13
- 2) Imamura, T. *et al.*, " Numerical Simulation of NACA0012 Wingtip Flow Leading to Noise Generation ", AIAA paper 2005-2864 2005
- 3) Imamura, T. *et al.*, "Noise Generation around NACA0012 Wingtip using Large-Eddy-Simulation", 25th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences (ICAS) Hamburg Germany, 3 Sep. 2006
- 4) Watanabe, S., and Kato, H., "Stereo PIV Applications to Large-Scale Low-Speed Wind Tunnels", AIAA Paper 2003-0919 Jan. 2003.
- 5) 今村太郎, 平井亨, 榎本俊治, 横川譲, 山本一臣, "UPACS-LES を用いた NACA0012 切り落とし翼端の数値解析", 第22回数値流体力学シンポジウム講演論文集 CD-ROM, 2008/12/17-19
- 6) Watanabe, S. *et al.*, "CFD code Validation via Particle Image Velocimetry (PIV)", Proceedings of Aerospace Numerical Simulation Symposium 2004, JAXA SP 2004 (in Japanese).
- 7) Yamane, T. *et al.*, "Development of a Common CFD Platform - UPACS -," in Parallel Computational Fluid Dynamics - Proceedings of the Parallel CFD 2000 Conference, Trondheim, Norway, Elsevier Science B. V., 2001, pp. 257-264.
- 8) Takaki, R. *et al.*, "The Development of the UPACS CFD Environment," in High Performance Computing Proceedings of 5th International Symposium, ISHPC 2003, Ed. Veidenbaum *et al.*, Springer, 2003, pp307-319.
- 9) Murayama, M. *et al.*, "Validation of Flows on High-Lift Configurations by Structured- and Unstructured- Mesh Method", AIAA Paper 2005-1226, Jan. 2005.
- 10) Yamamoto, K. *et al.*, "CFD Sensitivity of Drag Prediction on DLR-F6 Configuration by Structured Method and Unstructured Method," AIAA Paper 2004-0398, Jan. 2004.
- 11) Kobayashi, M. H. "On a Class of Pade Finite Volume Methods", J. Comp. Phys. 156 1999 , pp.127-180.
- 12) Gaitonde, D. V., and Visbal, M. R., "Pade-Type Higher Order Boundary Filters for the Navier-Stokes Equations", AIAA Journal, Vol.38, No.11, 2000, pp2103-2112.
- 13) Shima, E., "A Simple Implicit Scheme for Structured/Unstructured CFD," Proceedings of 29th Fluid Dynamics symposium, Hokkaido, Japan, 1997, pp.325-328. (in Japanese)

JAXA 主脚騒音模型の遠方場特性

横川 謙、今村 太郎、山本 一臣

宇宙航空研究開発機構 航空プログラムグループ

浦 弘樹、小林 宙

宇宙航空研究開発機構 研究開発本部

内田 洋

I H I エアロスペースエンジニアリング

Far-field Characteristics of JAXA Main Landing Gear Noise Research Model

by

Yuzuru Yokokawa, Taro Imamura, Kazuomi Yamamoto, Hiroki Ura, Hiroshi Kobayashi, Hiroshi Uchida

ABSTRACT

A far-field characteristic of a landing gear noise is assessed through low-speed wind tunnel test in large scale anechoic facility of Railway Technical Research Institute. To understand landing gear noise generation of regional jet airliner during the approach phase, 40% of two-wheel type main landing gear scale model which is called LEG (Landing gear noise Evaluation Geometry) model is installed in open-jet test section. The model is designed in detail in order to reproduce flow field similar to that of around an actual landing gear, which is equipped with small instruments as well as large components such as a tire, a strut, a door and a brace. As a result, spectrum of sound pressure level for fully dressed model configuration was obtained. The spectrum roughly corresponds to the empirical data given by EUDS database. Reynolds number effect and directivity in noise generation appeared at certain flow condition. In addition, the contribution and behavior of each component of the landing gear model to the total noise level was also assessed. The tire, the door and the brace were comparatively large noise source. It was shown that the spectrum of fully dressed configuration was reproduced by summation of the spectrum of each component, but some narrow band peaks were appeared depending on the model configuration.

1. はじめに

近年の民間航空機開発において主要な課題となっている空力騒音の予測・低減技術構築の背景には、航空機の騒音規制とそれに伴う空港着陸料増加および運用時間帯の制約による運航経済性の悪化という問題が存在している[1-2]。これまで亜音速旅客機の騒音問題は推進系の騒音低減に主眼を置いた議論や技術向上が行われ、エンジンについては大幅な静粛化が図られた。しかしながら結果として、高揚力装置や脚装置から発生する機体騒音がエンジン騒音よりも相対的に顕著となる状況が見受けられるようになった。さらに、現在開発中の国産旅客機 MRJ (Mitsubishi-Regional-Jet) [3]やカナダボンバルディア社の小型旅客機 C シリーズ[4]では大幅な低騒音化が期待できる GTF エンジン (Geared-Turbo-Fan エンジン) [5]の搭載が決定しており機体騒音静粛化に対する要求は今後より一層大きくなることが予想される。これに応えるためには、特にエンジン出力が小さくなる着陸時において、機体騒音レベルを大幅に低減する取り組みが必要である。

高揚力装置と並ぶ主要な騒音源である脚装置 (図 1 に概略を示す) については、これまで様々なスケールや形状の模型を用いた風洞試験および飛行試験が実施されてきており、低騒音化のための設計指針や騒音低減デバイスの提案も行われている[6-12]。しかしながら、それぞれの構成部品の音源としての振舞い、またそれらが組み合わされた際の空力干渉や騒音特性の変化について十分な理解がなされているとは言い難く、実機において騒音低減効果を期待できる技術も存在していないのが現状である。

JAXA では、想定実機 40%スケールの二輪式主脚装置詳細模型を用い、騒音発生メカニズム理解、実機騒音予測技術ならびに低騒音設計指針の構築に向けた研究を風洞試験および CFD の両面から推進している[13-15]。

本報告では、低騒音風洞にて取得した遠方場騒音データについて、基本特性ならびに脚装置構成部品の寄与や相互干渉について考察することを目的とする。

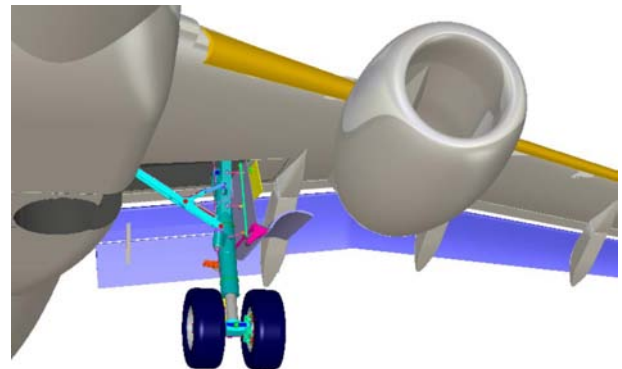


図 1 降着装置

2. 模型

使用した模型は、100 人乗りクラスのリージョナルジェット機を想定し研究用に概念設計した LEG (Landing gear noise Evaluation Geometry) の 40%スケール模型であり、本研究ではこのクラスの機体で一般的な二輪式の主脚を取り扱っている。図 2 には主脚の主たる構成部品名称を加えた CAD モデルを、表 1 にはそれらの代表寸法を示す。なお、後述する試験における模型設置の都合上、CAD モデルは実機とは上下が逆になった形態となっている。

本モデルには、タイヤ、支柱 (シリンダーとピストン)、脚扉、サイドブレースといった主構造物だけでなく、ブレーキキャリパ、トルクリンク、脚扉駆動ロッド、アンロックアクチュエータ、アップロック用ピン、更には油圧配管や電気系統の配線などの詳細な模擬部品も設置されている。また、実機における脚収納室についても間口面積と容積を概算し模擬している。なお、タイヤ部の収納スペースは省

略している。模型の高さは、キャビティから外に出ている部分、すなわち一様流に曝される部分が 1.078m である。実機では起こり得ない層流剥離等による狭帯域音の発生を防ぐため、タイヤ上の上流淀み点（幾何学的 0°）を中心として±55°の位置、および支柱上の上流淀み点（幾何学的 0°）を中心として±60°の位置にジグザグテープならびにディスクラフネスをそれぞれ設置し[11]、さらに脚扉後縁についても直径 4mm のトリップワイヤを設置した。なお、本稿中においては、全ての構成部品が組み付けられた模型の形態を「基本形態」と称する。

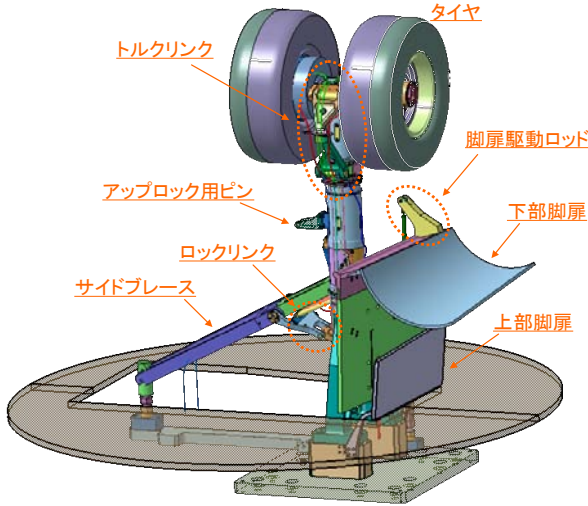


図2 LEG 模型の CAD モデル

Level) の狭帯域スペクトルは 185 回の平均結果を評価している。

主流風速は実機着陸時の流速を想定し $U=68\text{m/s}$ を基準としたが、レイノルズ数効果検証や狭帯域音の比較用に 27.2、54.4、80m/s も実施している。また横滑り角は 0 度とした。

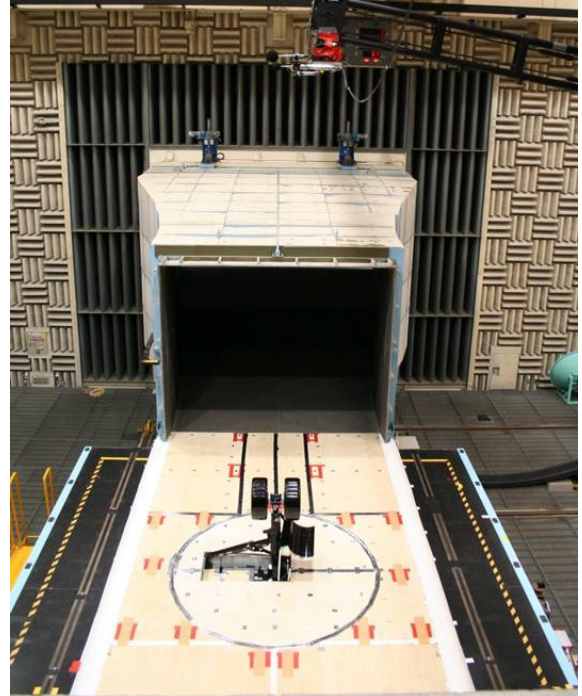


図3 低騒音風洞測定部に設置された LEG 模型

表1 主要な構成部品の代表寸法

構成部品	寸法
タイヤ	0.417m(直径)／0.163m(幅)
支柱	0.1m(最大)／0.061m(最小)
サイドブレース	0.036m(厚さ)
トルクリンク	0.083m(最大)／0.016m(最小)
脚扉	0.001m(厚さ)
配管	0.004m(直径)

3. 風洞試験

試験は、鉄道総合技術研究所大型低騒音風洞において実施した。模型は図3に示すとおり、無響室内のオープンジェット（幅 3m、高さ 2.5m）測定部の模型支持台車上に設置された地面盤上に上向きに取り付けた。ノズル出口面から模型（支柱中心）までの距離は 3m であり、この位置での地面盤上面境界層の 99%厚さは約 130mm となっている。地面盤表面は反射壁であり、端面は発泡性材料により滑らかに整形されている。

音響計測は図4に示すよう、上方（実機下方相当）、両側方に設置した無指向性マイクロフォン（B&K4939）により行った。前者は地面板上から 5m 直上に、後者は模型支柱中心から 4.5m の真横位置に設置した。このうち上方については指向性把握のため、上流側 5.356m、下流側 3.750m の範囲での計測も特定のケースについて実施しており、その詳細については後述する。サンプリング周波数は 200kHz とし、FFT により得られた SPL（Sound Pressure

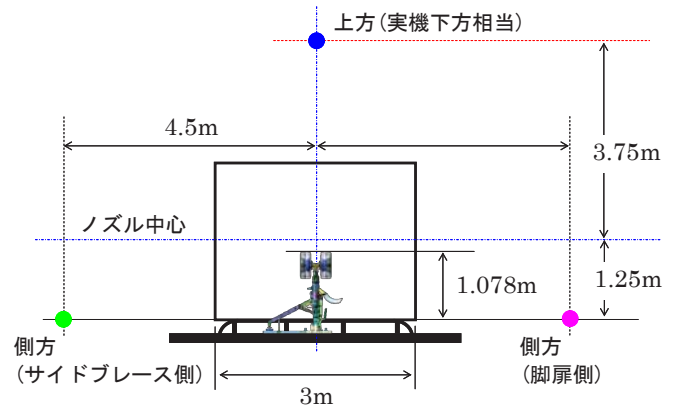


図4 無指向性マイクロフォン設置位置概略

4. 結果および考察

本章では、特に断りのない限り主流風速 68m/s における計測結果を示すものとする。また狭帯域スペクトルの周波数分解能は 12.2Hz としている。

4-1. 基本特性

図5に基本形態に対し測定した SPL の狭帯域スペクトルを示す。なお、両側方での計測データについては上方計測値との比較のため、同じ距離である 5m 位置での値に換算して示している。図より3方向に対してレベルが比較的近い騒音が放射されていることがわかる。スペクトルの定性的な特徴としては、①0.1~0.3kHz でのゆるやかなピーク、

②0.7kHz 付近の狭帯域ピーク、③1kHz 以上の広帯域領域に大別できる。①については直上で特に顕著に観察されており、これは脚収納キャビティからの発生音であることをキャビティ有り無し形態に対する結果比較により確認している。②は、車軸付近に設置されたピン（直径 20mm の円柱）から発生するエオルス音であることをピン有り無し形態に対する結果比較により確認している。このピンは制動時にブレーキディスクの回転を制止するために実機においても取り付けられているものであり、注目すべき音源である。③については様々な音源が寄与しているものと考えられるが、広帯域スペクトル上に重なった鋸状の複数ピークについては、特に側方において顕著であることから、支柱や脚扉などの後縁からの 2 次元的な剥離が原因である可能性も考えられる。

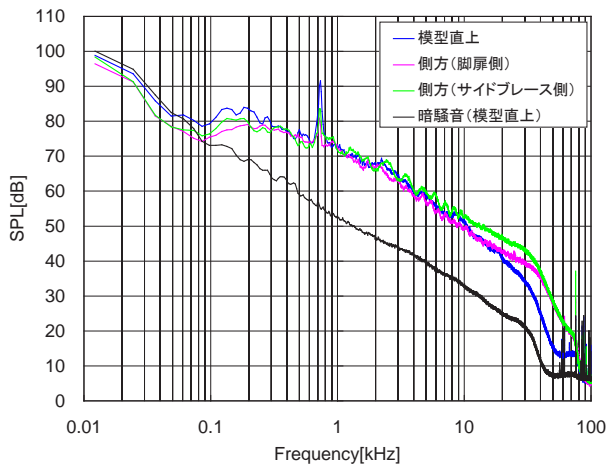


図 5 3 計測点における騒音特性の比較

図 6 に直上における 1/3 オクターブバンド SPL スペクトルとデータベース値 (ESDU[16]による) の比較を示す。なお、データベース値を実験値と同等のスケール、風速、測定距離に換算して示している。図より、スペクトルのエンベロープは概ね一致しており 40%スケール詳細模型について本試験で得られた騒音特性が大域的には実機の状態を再現していることが確認できた。SPL のレベル自体には 10dB 程度の差が存在するが、模型形状とデータベースで対象としている脚形状とは同一ではないためこの定量的なずれを評価の対象とすべきではない。

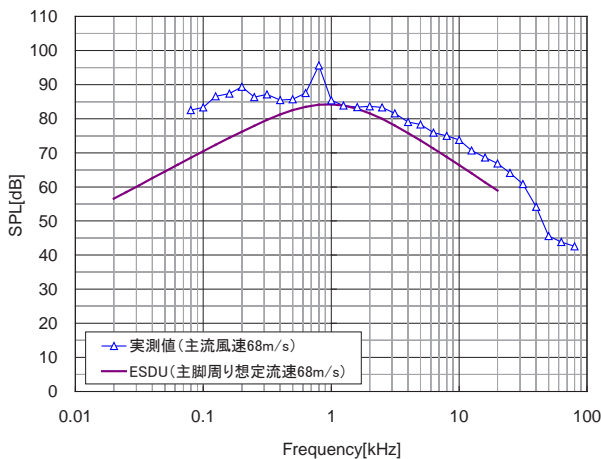


図 6 遠方場スペクトルとデータベース値の比較

図 7 にはタイヤ上と支柱上にラフネスを設置した場合としていない場合の、直上における SPL スペクトルの比較を示す。なお、ラフネスを設置した際には確実に境界層が遷移することを可視化により確認している。図より、0.7kHz 近傍の狭帯域ピークの周波数とレベルが多少変化するものの全体としてラフネス設置効果による有意な差は観察されない。すなわち層流剥離に起因した音源は存在していないことがわかる。狭帯域ピークの特長変化については、ラフネス設置効果によりタイヤ間の流速が僅かに変化し、音源である前述のピン周辺でも流速変化が生じたことによるものと考えられる。

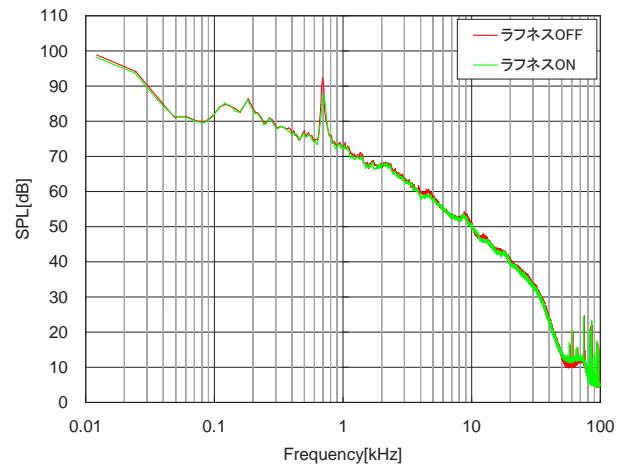


図 7 ラフネス効果

図 8 に直上における SPL スペクトルの速度依存性を示す。縦軸は、本模型の音源が全て 2 重極であるという仮定の下に速度の 6 乗則[3]を用いて 68m/s へ換算した値としている。また横軸については主流速度と単位長さで無次元化した値で示している。全体的な傾向として、54.4m/s 以上ではスペクトルのレベルが近く、類似した物理現象により騒音が発生しているものと考えられる。しかしながら完全にはレベルが一致しておらず、また広帯域スペクトル上に重なった鋸状のピークについても必ずしも定性的な一致が見られない。すなわち、構成部品ごとのローカルな現象に起因する音源成分については完全な 6 乗則では補正できず、2 重極であること以外の効果についての補正が必要であることがわかる。一方、27.2m/s については前述②の狭帯域ピークを除きスペクトルの全体的レベルも大きくずれており、これはレイノルズ数効果によるものと考えられる。

次に上方への放射音の流れ方向の指向性を評価する。図 9 に示すよう、計測はマイクをトラバースさせて地板から高さ 5m の各位置（青点で示す）にて行い、これを模型支柱根元と平板上面の交点を原点とした半径 5m の円弧上での値（青丸で示す）に換算した。さらに主流速度分の移流補正を加味した点（ピンク点で示す）のオーバーオール値 (OASPL) を求めた。OASPL は実機での評価範囲 50Hz ~10kHz を想定し、40%スケール換算で 125Hz ~25kHz の範囲を積分し求めている。図 10 に結果を示す。図より、上方で観測される騒音は指向性を有し、模型直上付近ではレベルが低く、下流側でよりレベルが高くなる様子が観察される。この点については参考文献[3]においても言及されており、ストローハル数が大きい場合に特に顕著になることが示されている。なお、最上流の点は騒音レベルが大きく低減しているが、これは風洞ノズルとの干渉によるものと考えられる。

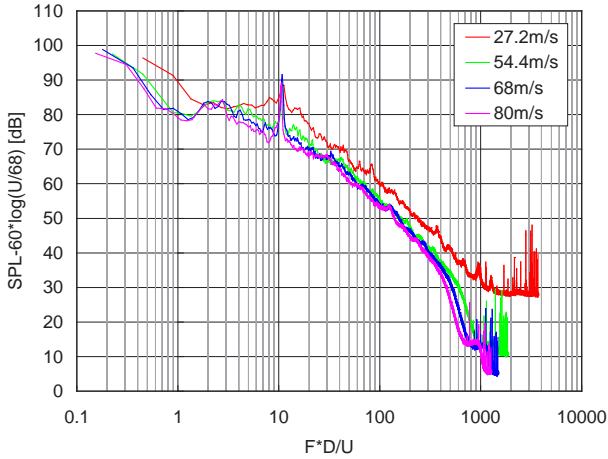


図8 模型直上計測点での風速依存性比較

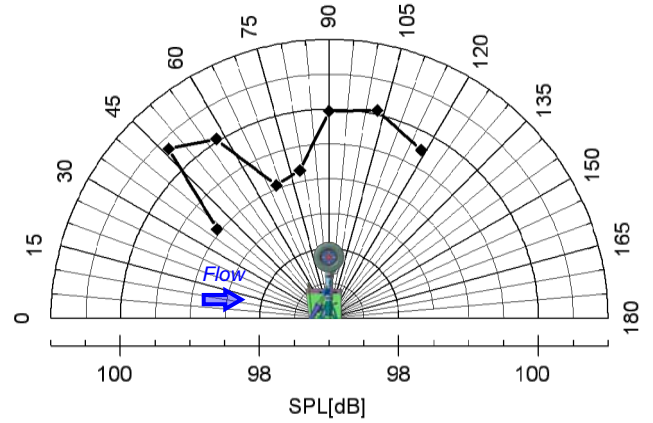


図10 放射音の流れ方向指向性

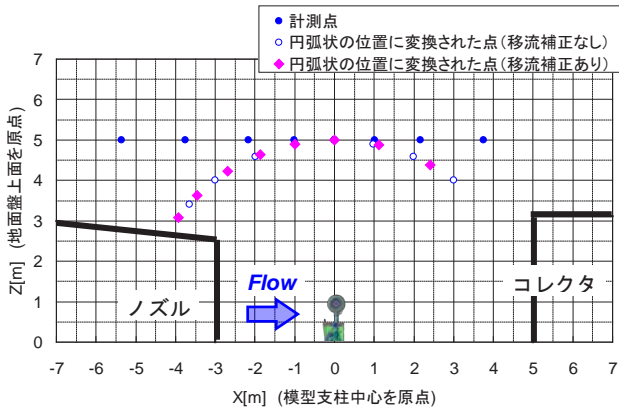


図9 流れ方向の指向性計測位置

4-2. 構成部品単体の騒音レベル

次に、脚収納用キャビティと支柱を設置した状態を基準とし、図11に示すよう脚を構成する各部品を単独で取り付けた場合（以下、パーツ ON 効果試験）の放射音特性の評価を行った。図12に模型直上における OASPL を示す。まず、支柱のみの形態“2”に対して、配管“3”や車軸“4”を設置しても騒音レベルの上昇は見られない。車軸については、前項で述べたとおりピンが併せて設置された形態“5”では狭帯域ピークが突出することによる約 3dB の OASPL の増加がある。その際、更にトルクリンクを設置した効果“6”は微小である。比較的スケールの大きな構成部品について見ていくと、サイドブレース“8”およびタイヤ“9”は約 5dB、脚扉“7”は 2dB 程度と大きな騒音源となっていることがわかる。

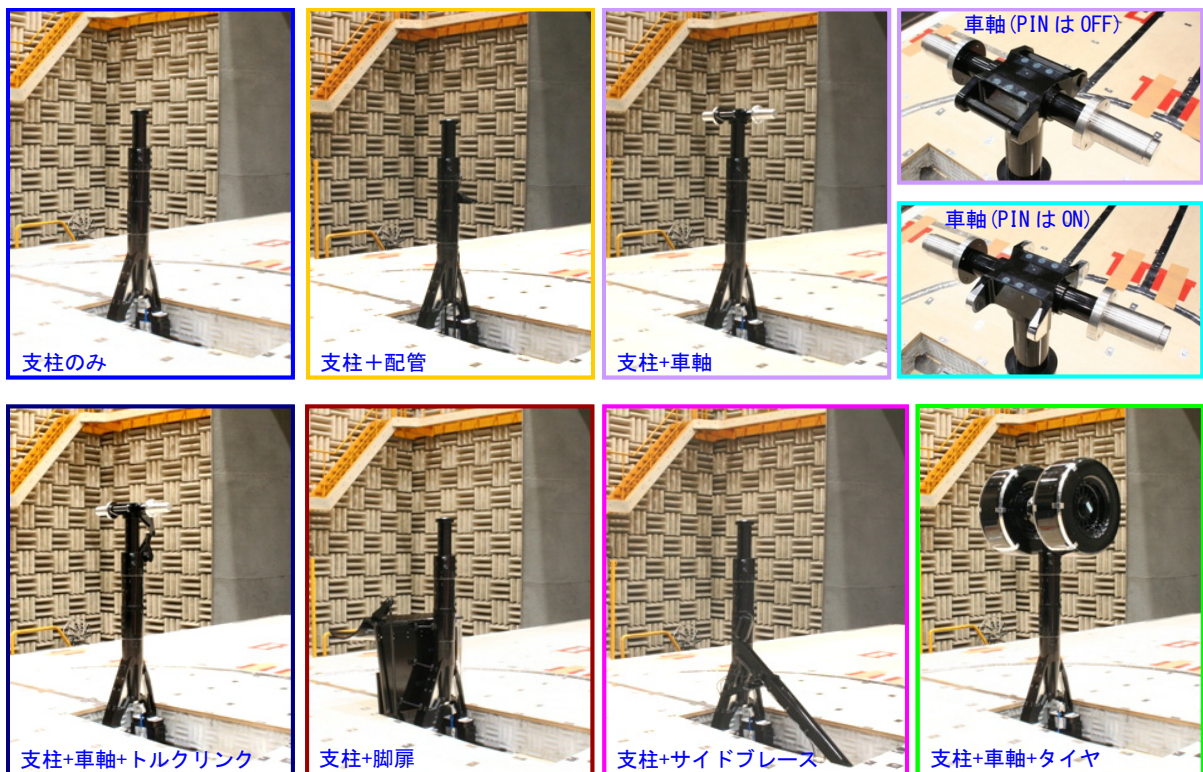


図11 構成部品 ON 効果試験における模型形態

ここで、支柱に車軸とタイヤが設置された“9”のレベルが、全パーツを設置した基本形態“10”のレベルよりも大きくなっている様子が見られるが、これには2つの理由が考えられる。一つは、基本形態として全部品が組み合わされたことによる流れ場の干渉により模型上の各音源の特性が変化し、トータルとしての騒音レベルが変化したことにより起るもの。また、もう一つには、前述した車軸付近のピン周りの流れ場が変化したことにより、相対的にレベルの高いこの音源での騒音レベルが上昇し、全体の騒音レベルを押し上げてしまったことに起因するものがある。

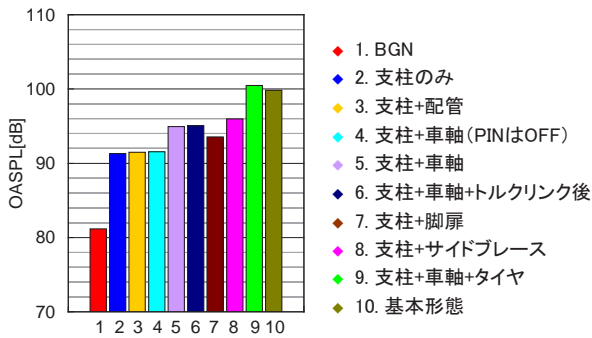


図 1 2 各部品設置形態に対する OASPL の比較

図 1 3 に上方への放射音に対する各構成部品の寄与率分布を示す。本図は、パーツ ON 効果試験で得られたそれぞれの模型形態に対する SPL を一旦線形値に戻し、差し引きにより各構成部品単体が発生する値を求め、それらの周波数ごとの比率を算出したものである。すなわち、図中のある周波数におけるそれぞれのパーツの寄与分はパワーの比率を表すものであり、SPL の絶対値を示すものではない。

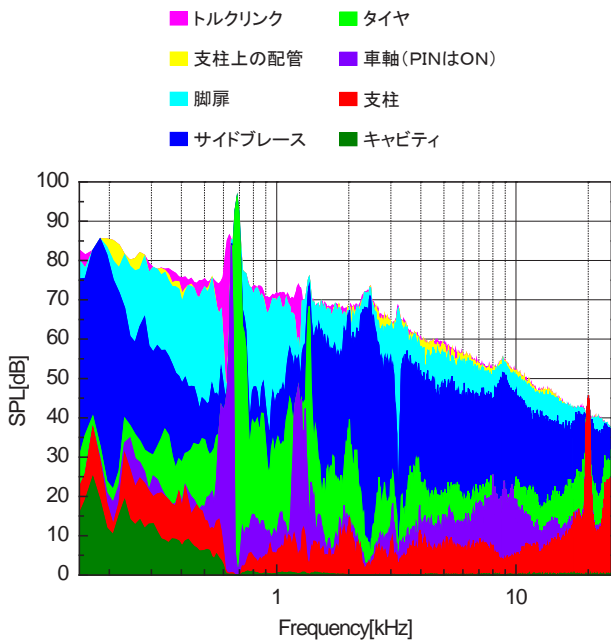


図 1 3 各構成部品の騒音寄与率の比較

図より、図 1 2 で示された大きな騒音源となっている部品に関し、サイドブレースと支柱は 2kHz 以上での広い周波域で寄与が大きい一方で、タイヤと脚扉については比較

的低い周波数域での寄与が大きいことがわかる。ここで、タイヤのデータ上 0.7kHz 付近に極めて寄与率の大きい領域が観察されるが、これは前述した車軸付近のピンに当たる流れの局所速度がタイヤを設置した場合としない場合とで異なりピーク周波数とレベルが変化したため、この周波数帯域ではタイヤ単体の寄与を純粋に分離することができなかったことに起因したものである。

4-3. 構成部品間の干渉

図 1 4 に、模型直上において基本形態に対し測定した狭帯域スペクトルと、パーツ ON 効果試験結果を用いて分離した構成部品単体 (図 1 4 上のイラストに示す各部品) が発生する騒音レベルを積算したスペクトルとの比較を示す。図より、積算スペクトルと基本形態に対する計測結果とは全体的なレベルを見る限り比較的よい一致をしていることがわかる。一方で、積算スペクトルの結果には 1kHz ~ 4kHz 付近に複数のピークが存在している。すなわち、脚を構成する各部品はそれらが組み合わされて設置された状態でも互いの干渉により特性を大きく変化させることはなく、基本的にはそれぞれが独立した音源として振舞うものの、前項で明らかとなったような構成部品設置形態に依存した流れ場の変化とそれに伴う騒音レベルの増減が局所的には起こりうるということが明らかとなった。

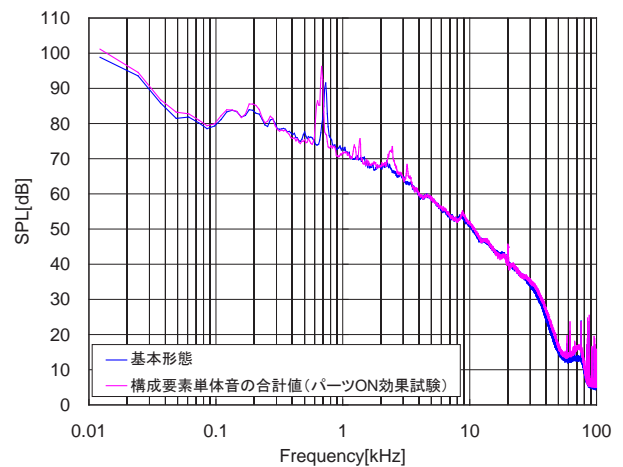


図 1 4 各構成部品からの騒音の積算スペクトル

最後に、今後の進め方としては様々な模型形態に対して、それぞれのパーツ周りの流れ場と音源としての特性を詳細に検証する必要があるものと考えられる。そのようにして

単体音源の振る舞いおよび他パーツとの干渉の度合いを把握できれば、脚を低騒音化する場合、少なくとも二輪のケースについては構成部品レベルでの対処の有効が確立できる。また、同じパーツであっても、特定の形態に対してはピーク音源として振る舞い、また別の形態に対しては広帯域の音源として振る舞う点について詳細が明らかになれば、スケール効果や今回6乗則での補正が不十分であった速度依存性の解明、さらにはその結果としての脚騒音予測精度の向上にもつながるものと考えられる。

5. 結論

想定実機 40%スケールの二輪式主脚模型を対象に遠方場計測を実施した。結果として、基本的な特性を把握した他、脚装置を構成する部品各々が騒音のオーバーオール値に与える寄与分や周波数特性についての知見が得られた。これらの部品は同時に組み付けられた場合にも互いの干渉は大きくはなく、独立した騒音源とみなしても脚装置全体騒音レベルの良い推算が可能であると考えられる。これにより、二輪式脚装置の低騒音化を行う場合、構成部品レベルでの対処も有効であるものと考えられるが、レイノルズ数効果や局所流速の変化等による特性の差も観察されたことから、こうした点には十分注意を払う必要がある。今後は、部品ごとにより詳細な騒音発生メカニズムの理解を行い、実機レイノルズ数での騒音レベルおよび特性の予測と低騒音化に向けた取り組みを推進する。

謝辞

風洞試験の実施にあたり、鉄道総合技術研究所諸氏ならびに宇宙航空研究開発機構航空プログラムグループ国産旅客機チーム諸氏から多大なる協力ならびに技術的アドバイスをいただいた。ここに感謝の意を表する。

参考文献

1) S. Schwanke, T. Baehr, W. Schmidt, "Support of cost-benefit analyses of noise control measures around a generic airport", AIAA Paper 2007-1034, 2007.

- 2) <http://www.boeing.com>
- 3) <http://www.mrj-japan.com>
- 4) <http://www.bombardier.com>
- 5) <http://www.pw.utc.com/Products/Commercial/PurePower+PW1000G>
- 6) Dobrzynski, W., Buchholz, H., "Full-Scale Noise Testing on Airbus landing Gears in the German Dutch Wind Tunnel ", AIAA paper 1997-1597, 1997.
- 7) Dobrzynski, W., Schöning, B., Chow, L.C., Wood, C., Smith, M., Seror, C., "Design and Testing of Low Noise Landing Gears", AIAA paper 2005-3008, 2005
- 8) Guo, Y., "Experimental Study on Aircraft Landing Gear Noise", Journal of Aircraft 2006 Vol.43, No.2 pp.306-317, 2006.
- 9) Molin, N., Piet, J. F., Chow, L.C., Smith, M., Dobrzynski, W., Seror, C., "Prediction of Low Noise Aircraft Landing Gears and Comparison with Test Result", AIAA paper 2006-2623, 2006.
- 10) Guo, Y., "A Study on Local Flow Variations for Landing Gear Noise Research", AIAA paper 2008-2915, 2008.
- 11) Manoha, E., Bulté, J., Caruelle, B., "Lagoon : An Experimental Database for the Validation of CFD/CAA Methods for Landing Gear Noise Prediction", AIAA paper 2008-2816, 2008.
- 12) 磯谷和秀, 越智章生, 葉山賢司, "航空機機体騒音(脚騒音)の風洞試験およびCFDによる評価", 第40回流体力学講演会/数値シミュレーション技術シンポジウム 2008 講演集, 2008.
- 13) 今村太郎, 平井亨, 横川譲, 山本一臣 "主脚騒音計測用模型周り定常流れ場の数値解析", 日本航空宇宙学会第40期年会講演会 CD-ROM, 2009.
- 14) 浦弘樹, 横川譲, 今村太郎, 山本一臣 "航空機降着装置の騒音源計測", 日本機械学会 2009 年度年次大会講演論文集(2), pp.269-270, 2009.
- 15) 阿部雄一郎, 鈴木雅人, 鈴木康方, 藤田肇, 小林宙 "航空機小型主脚模型から発生する空力騒音の特性", 日本機械学会 2009 年度年次大会講演論文集(2), pp.271-272, 2009.
- 16) <http://www.ihsjapan.co.jp/esdu/index.html>

地上燃焼試験における固体ロケットモータの音響計測

石井達哉, 生沼秀司, 賀澤順一, 福田紘大, 堤誠司,
宇井恭一, 峯杉賢治, 藤井孝藏 (宇宙航空研究開発機構)

Acoustic Measurement of Solid Rocket Motors in Static-Firing Tests

Tatsuya Ishii, Hideshi Oinuma, Junichi Kazawa, Kota Fukuda, Seiji Tsutsumi,
Kyoichi Ui, Kenji Minesugi, Kozo Fujii (JAXA)

Abstract

High-speed and high-temperature gas flow of the rocket motor radiates enormous level of sound while launching, leading to crucial damage on the payload. Alleviation of such acoustic damage is a key to a reliable and competitive rocket system. JAXA, planning an advanced solid rocket system, started design of the launch-pad with less acoustic impact. Semi-empirical model such as NASA-SP-8072 and numerical model by computational aero-acoustics (CAA) have been introduced to establish better design guideline. However, more experimental data in static firing tests should be obtained for validation and improvement of both models. Meanwhile, we had an opportunity of testing three solid rocket motors; NAL735, M24 and KM-V1 since December in 2007. This paper outlines acoustic measurement carried out in the ground firing tests of these motors.

1. はじめに

近年、ロケットの音響問題への関心が高まっている。打ち上げ時の音は、生活環境への影響よりもむしろ衛星等機器の存立を左右するという決定的な存在だからである。特に固体ロケットモータの有する高い推力は、通常の流体機械の騒音問題とはかけ離れたレベルの高音圧の源となる。具体的には、ノズルから排出される高速高温ブルームは、それ自身が音源となるとともに、排気流と射場（例えば、デフレクタや煙道）と干渉して新たな音源を形成する。こうして発生した音は、射場構造物との反射や空気伝播を経て上昇中の機体に到達して、フェアリング内部の搭載物を加振する。予想される加振レベルが高い程、搭載物の耐振設計余裕を増す必要が生じる。ロケット打ち上げ時の様々な音源の特性を把握して射場設計など適切な音響対策を施すことができれば、次世代固体ロケット等の信頼性・コストにおいて競争力を高めることができる。

ロケットモータの音源特性把握には、幾つかの手法が考えられる。一つは、NASA-SP-8072に代表される半経験的モデルである⁽¹⁾⁽²⁾。このモデルに基づく解析は簡便であるため、設計初期の検討には有効なツールである。モデル改善のために、更なる実測データを蓄積して放射効率、指向性などに手を加える余地は残されている。もう一つの手法は、数値計算による音場予測である。近年、高速排気流れ場とそれを取り巻く放射音響場を解析する、計算空力音響 (CAA: Computational Aero-Acoustics) の発達が目覚しく、ノズル排気流れと複雑な射場形状を

反映した音響予測に注目が集まっている。JAXAでも、CAAを次世代固体ロケットの射場設計に活用することを目指してコードの改良が進められてきた⁽³⁾。数値計算の魅力は音源の原因把握にヒントを与えてくれる点であるが、適用周波数、音圧レベル、グリッド生成等、改善すべき課題は残されている。音場予測精度向上のためには、半経験的手法同様に、より多くの実測データに基づいたコード検証や音環境モデルの合わせ込みなどが必要となる⁽⁴⁾⁽⁵⁾。

ロケットの音響が、燃焼ガスによる圧力変動、排気流れと周囲空気との乱流混合、発射棟、煙道、デフレクタ等との干渉、など多様な要因が混在する事情を考慮すれば、当面は半経験的手法とCAAを相互に補完させつつ活用するのが妥当である。そして、いずれの手法に共通して必要なのが実機或いは模型による実測データの蓄積であるとの認識に至った。

このような背景の下、2007年12月から2008年12月にかけて、用途・推力の異なる三種類の固体ロケットモータの地上燃焼試験が実施される機会を活用して、音響計測試験を計画した。地上燃焼試験は、秋田県のJAXA能代多目的実験場 (NTC: Noshiro Testing Center) にて実施された。地上燃焼試験は元々音響計測を想定したものではなかったため、気象条件、音環境、構造物など制約条件があったものの、放射音計測、近接音計測、オーバープレッシャー捕捉、音源探査、熱画像など実施することができた。本報は、紙面の都合で、一連の地上燃焼試験における音響計測法を中心に報告する。なお、本試験は、

宇宙輸送ミッション本部、情報・計算工学 (JEDI) センター、宇宙科学本部並びに研究開発本部によるJAXAの横断的体制の下、実施された。

2. 供試モータ

2-1. NAL735

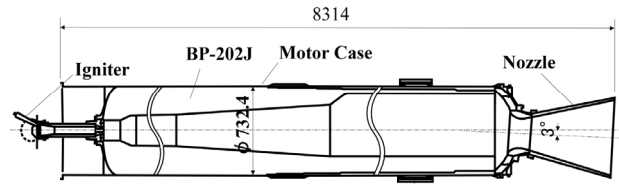
NAL735 (図1-1) は、旧宇宙研(ISAS)と旧航技研(NAL)が共同開発した単段式ロケットで、小型超音速実験機の推進装置として活用された。モータは門型スタンドに固定してNTCの真空燃焼棟内に水平設置された。排気は海に向かって噴出されるが、コンクリート地面を除いて排気と直接干涉する構造物は存在しないため、フリージェット条件を想定した。全燃焼時間は48秒、最大推力は260~269kN、モータ内圧は3.8~4.0MPaである。特徴としては、推力方向が実験機の重心を貫くよう設定された約3°のノズルカント角が付いている点、軸方向の形状から燃焼振動が予想される点である。音響計測の他に推力、振動、超音波による燃焼速度計測などが行われた。二本のモータが用意され、一回目(以後NAL735-1と略記)が2007年12月17日に、二回目(同NAL735-2)が同22日に予定通り試験された。

2-2. M24⁽⁶⁾

M24モータは(図1-2)、旧ISASによるM-Vロケットの第二段目にあたる。モータはスタンドに固定してNTC内の大気燃焼棟内に水平設置された。排気は海に向かって放出されるが、ノズルから下流約35mにあるコンクリート製デフレクタの存在によって排気が偏向される。全燃焼時間は96秒、最大推力は1027kN、モータ内圧は5MPaを超える。内部形状からNAL735に比べて燃焼振動は深刻ではない反面、点火直後に過大な圧力変動が観察された。音響計測の他に、推力、振動、燃焼速度、電波干涉、旋回流等の計測を実施した。放射音計測に用いる大気燃焼棟南側の領域は未整地の起伏がある土地であって、試験当時には積雪があったことを考慮すると、前述のNAL735の場合に比べて音環境は劣ると予想される。地上燃焼試験は2008年3月7日に予定通り実施された。

2-3. KM-V1

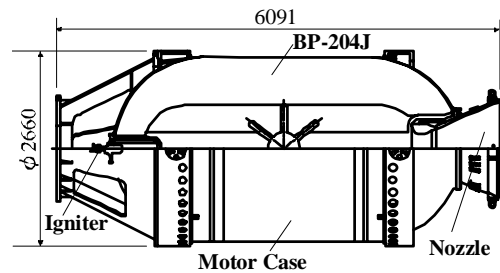
KM-V1モータ(図1-3)はキックステージの推進装置である。今回は大気開放条件での燃焼試験となった。モータはNAL735と同様、真空燃焼棟内に水平設置された。上記二種類のモータに比べて、推力や排気流の影響範囲が小さい上、放射音計測用のマイクロホンスタンドも全て整地コンクリート上に配置できることを考慮すると、音環境は改善されている。ノズル開口径は地上試験に併せて加工した。全燃焼時間は72秒、予想最大推力67kN、モータ内圧は5MPaである。点火直後に投棄型点火器が放出されるため、マイクロホン配置に留意する必要がある。地上燃焼試験は2008年12月18日に実施された。



NAL735-1 (2007.12.17.)	NAL735-2 (2007.12.22.)
• T _{burn.} 48 sec.	• T _{burn.} 48 sec.
• Thrust 260 kN	• Thrust 269 kN
• Pressure 3.8 MPa	• Pressure 4.0 MPa



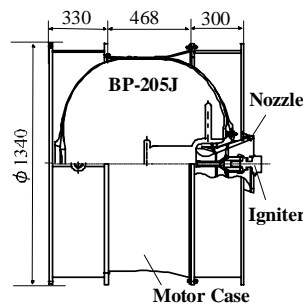
Fig.1-1 The NAL735 rocket motor.



M24-2 (2008.3.7.)
• T _{burn.} 96 sec.
• Thrust 1027 kN
• Pressure 5.27 MPa



Fig.1-2 The M24 rocket motor.



KM-V1 (2008.12.18.)
• T _{burn.} 72sec.
• Thrust* 67kN
• Pressure 5.07MPa



Fig.1-3 The KM-V1 rocket motor.

3. 音響計測方法

3-1. 計測規模の変遷

音響計測試験の計画段階では、燃焼時の音圧レベル、周波数特性に加えて、温度、湿度、風向風速等の環境条件、粉塵や排気ガスの影響範囲についての情報が不足していた。そこで、データ取得を優先した計測を原則とし、段階的にセンサ種別と個数を増加させる計画を立てた。まず、NAL735-1ではノズル遠方5点の音響計測から開始し、NAL735-2では排気近傍4点の音響計測を加えてCAA結果との対比を試みた。M24では排気流に沿って2点の圧力変動と高速熱画像を加えた。最後に、KM-V1では排気流方向の圧力分布計測とマイクロホンアレイによる音源探査まで規模を拡張した。

3-2. 音・圧力計測

図2に、NTCでのロケットモータとマイクロホン配置を示す。表1にノズル出口中心を原点とした時のマイクロホンの座標情報を示す。使用するマイクロホンについて、予想される排気エネルギーと放射効率から音圧を概算して、適用可能な三種類のマイクロホン、1/4インチコンデンサ型 (B&K社製4939)、高音圧用1インチ圧電型 (ENDEVCO社製2510M4A)、1/4インチエレクトレット型 (ACO社製4156N) を採用した。

コンデンサ型は広いダイナミックレンジで高感度を有する。これを高さ1.45mのスタンド上に設置した。マイクロホンカートリッジには専用の防水グリッド (例えば、GRAS社製RA0127) を装着して (図3-1左、図3中上)、

透過損失レベルを最小限に抑えつつ、降雨/雪、海水飛沫、粉塵等の侵入を燃焼時間程度回避することとした。防水グリッドは短時間の防水等には有効であるが、排気煙に直接曝されると、煙に含まれるアルミナ粒子がグリッドをすり抜けてマイクロホンの受圧面に付着してしまう (図3-1右上は試験前、同右下は試験後)。M24及びKM-V1では排気軸から20度方向のマイクロホンが排気煙に曝される結果となった。

圧電型マイクロホンは、高温 (260°C)、高音圧 (180dB以上) に対応でき、モータ近傍の高音圧場計測に有効である。使用にあたり、金属製専用ボックスを試作した。専用ボックスには、上面で受圧面が面一になるようにマイクロホンを内側に取り付け (図3-1左、同中下)。ボックスを地面又はスタンド下部に固定して、受圧面には防水グリッドを装着する。マイクロホンで電荷出力された音圧信号は、ボックス内部で低ノイズケーブルを介してチャージコンバータ (ENDEVCO社製2771B01など) で信号変換され、同軸ケーブルを経由して収録装置に信号出力される。

ICP仕様のエレクトレット型は、同軸ケーブル1本で電源供給と信号出力を併用できる点で設置が容易であって、安価であるため多チャンネル計測に有効である。その反面、上限音圧レベルと温度ドリフトに留意する必要がある。主に遠方場用のマイクロホンスタンドに設置した。コンデンサ型と同じく、防水グリッドを必要とする (図3-1左)。

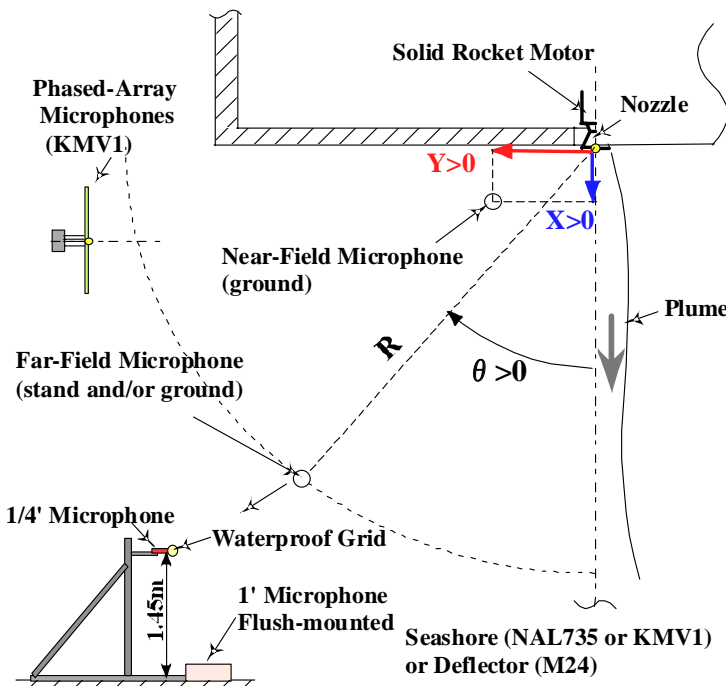


Fig.2 Outdoor Measurement Setup.

Table 1. Microphone Position.

CH.	NAL735-2		M24		KM-V1	
	R(m)	θ(deg)	R(m)	θ(deg)	R(m)	θ(deg)
1	39	80	60	80	7.45	35
2	39	65	60	65	12.5	35
3	39	50	60	50	17.6	35
4	39	35	60	35	17.6	20
5	39	20	50	20	33.2	20
6	X=7	Y=10	60	80	33.2	27.5
7	X=10	Y=10	60	65	33.2	35
8	X=13	Y=10	60	50	33.2	40
9	X=10	Y=13	60	35	33.2	45
10	39	80	50	20	33.2	50
11	39	65	30	50	33.2	55
12	39	50	80	50	33.2	60
13	39	35	-	-	-	-
14	39	10	-	-	-	-



Fig.3-1. A microphone stand and a microphone box on the ground (left).
A water-proof grid installed on the microphone (middle top), inside the box (middle bottom).
Influence of Alumina particles (right top: normal, right bottom: contaminated).

放射音の他に排気流に沿った圧力計測を試みた。これは、点火直後の圧力波伝播や排気に沿った音源分布を調べるためである。図3-2はM24ノズル軸から4mの地点に設置した圧力センサを示す。熱対策のために、圧力導入孔を空けたコンクリート製U字溝内側に圧力変換機（JTEKT社製,PD104SW）を固定した。

3-3. 収録装置

NTCでは燃焼試験時に真空燃焼棟や大気燃焼棟は勿論のこと、砂防堤よりも海側の立入を制限されるため、収録装置とこれを制御する操作者の間には数百mの距離を要する。この制約条件の下でデータ収録には2つの方式が考えられる。1つは、退避勧告前に収録装置を始動させておくこと、もう1つは収録装置との間でリアルタイム通信する手段を講ずることである。

試験では、装置の異常発生時の遠隔回復措置と収録装置に課される記録容量を考慮して、リアルタイム方式を採用した。具体的には、現場と計測室との間に2本の光ケーブルを敷設して、独立の通信システムを確立した。それぞれの系統につき、異種の収録装置（主系：OROS社製OR36,16CH×51.2kHz-Sampling、及び副系：TEAC社製LX110,16CH×25.6kHz-Sampling、いずれも24bit分解能）を割り当てて、無停電電源装置とともに温度調節機能付き密閉ケース内に収納した。密閉ケースは冬季の温湿度環境や燃焼時のアルミナ粒子の影響を排除するためである。密閉ケースには、メジャリングアンプ（B&K社製NEXUS）とICP仕様アンプフィルタを設置した。なお、M24試験からは作業性向上のために、試験場にプレハブを仮設して、その内部に密閉ケースと機材を設置した。

3-4. 環境計測他

地上燃焼試験の計測環境条件（風向風速、温度勾配、マイクロホンスタンド振動など）はデータが少なく、今後も重要な課題となる。現在までに、排気流周辺やマイクロホン付近数点を選定して、温度センサ（感温フィルム及びK型熱電対）、風向風速計（熱線型KANOMAX社製6332及び超音波型Climatec社製CYG-81000）を使って音計測環境の突発的な変化を監視している。これらのデータは高速サンプリングを要しないため、点火前から収録装置（Keyence社製GR3500）に記録を開始する。音と流れの関係を推測する手段として、高速熱画像の撮影も行っている。例えば、図4はM24モータ点火直後（同図上）と定常燃焼時（同図下）の熱画像比較である。点火直後では、定常燃焼時に見られない巨大な気塊がノズル下流に押し出されている。この現象に伴う圧力上昇は、排気流に沿って設置した圧力センサ（図3-2）並びに放射場に置かれたマイクロホンの初期の時間波形でも確認されている。

4. データ処理法

図5-1はNAL735-2のモータ内圧変化を、図6-1は同じくM3地点（半径39m、排気軸から50°方向）のコンデンサ型マイクロホンの音響信号を、点火直前から燃焼終了まで記録した結果である。CAA結果の検証や半経験的モデルの構築には音場が安定した時の時系列データが望ましいため、燃焼と相関のある内圧レベルが平坦とみなせる時間帯を判別することとした。

燃焼特性はモータ固有であるため、個別の特性を吟味

する必要がある。例えば、NAL735では、モータ内圧が点火直後の高圧（図5-1中Stage-1）と燃焼後半の低圧（同Stage-3）の二段階に大別される。一方、M24では点火直後を除き、燃焼時間中平坦な内圧変化を示し、KM-V1は燃焼途中で内圧上昇を伴う（図5-2）。NAL735について時間帯（図ではStage-1,2,3）毎の1/3オクターブバンド分析結果は、広帯域のピークを持つ周波数特性を維持しながら、内圧に呼応して音圧レベルが低下する傾向を示す（図6-2）。これに対して、M24とKM-V1では燃焼中の音圧レベルの変化は比較的少ない。

音の時間波形にも留意する必要がある。時間波形（例えば、図6-1）に見られる非対称性は、マッハ波など音源特性、計測半径の不足、試験環境などが原因と考えられる。図7左は、NAL735-2について、最大振幅で正規化した圧力を縦軸にとり、分布を横軸に示す。参考のために正規分布をNormalとして表記した。点火直後（図5-1でのStage-1）や内圧漸減時（同Stage-2）に比べて、低圧時（同Stage-3）は僅かではあるが上下対称性が改善される傾向がうかがえる。図7右は、定常燃焼時のM24、KMV1

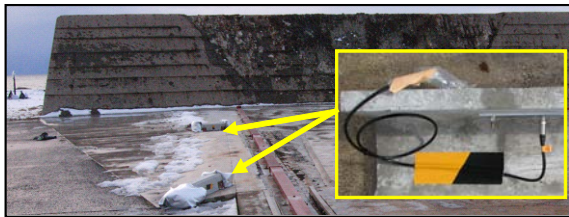


Fig.3-2 Pressure transducers along the exhaust flow.

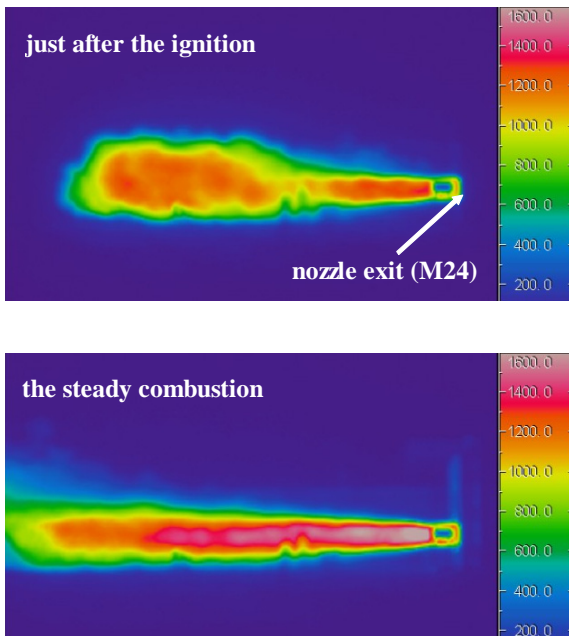


Fig.4 Pictures by a Thermo-Camera, just after the ignition (top) and the steady combustion (bottom).

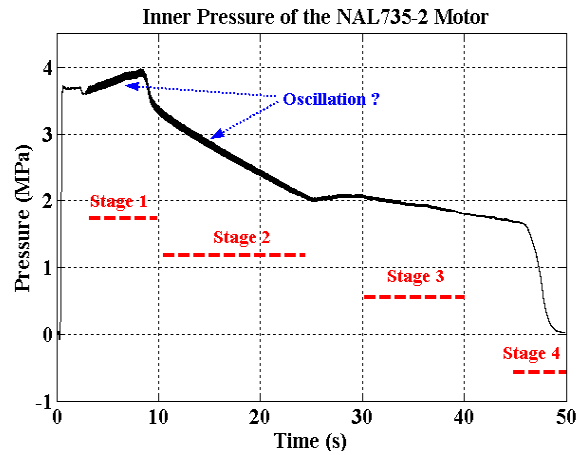


Fig.5-1 Inner Pressure of NAL735-2.

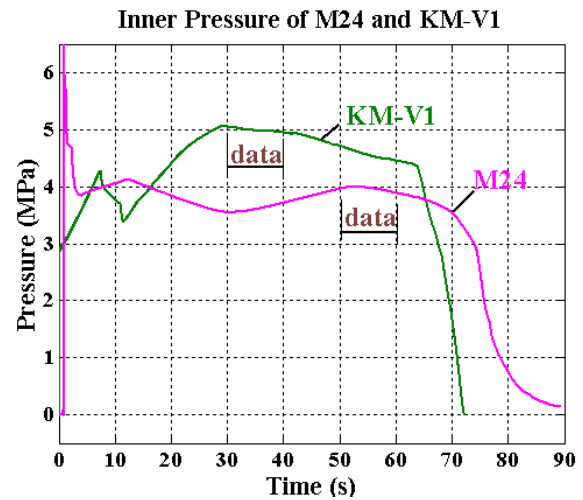


Fig.5-2 Inner Pressure Patterns (M24 and KM-V1).

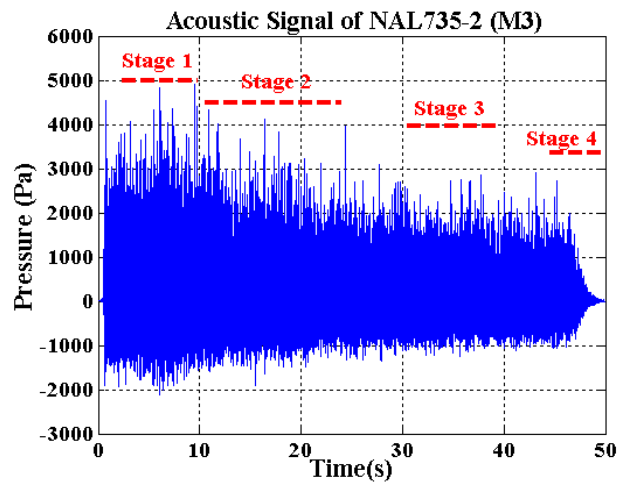


Fig.6-1 Far-Field Acoustic Signal (NAL735-2, M3).

及び別の試験日におけるNAL735の振幅分布を比較した。

NAL735-2でStage3を選定した別の根拠は、内圧信号の変動が25秒以降で弱まっている点にある。例えば、図5-1の線が太くなっているところは、狭帯域分析では75Hz付近の離散周波数振動を示しており、モータ内部形状から予想される燃焼振動を示している。これに対して、M24、KM-V1では、図5-2では内圧変動は少ないことが予想され、狭帯域分析結果もそれを裏付けている。

図8は上記の判断によって選定した各モータの定常音について周波数分析を行った結果である。同じ放射方向の計測点で音圧レベルを比較した。音圧レベルは、推力、排気速度、音響放射効率（ここでは1%）の積、つまり音源パワーで無次元化した。図中エラーバーは周波数分析の平均化の過程で生じる最大値、最小値を示す。NAL735とKM-V1は高周波数側で良い一致を示す。M24でも傾向は同様であるが、 $St=0.1$ 付近における音圧レベルの欠損が見られる。大気燃焼棟側のデフレクタ、地面性状、気象条件などの要因が考えられる。

5. まとめ

ロケット打上時の音響予測CFD検証や経験モデル改良の礎となる実測データを得るために実施した地上燃焼時の音響計測法について概説した。これらの計測結果は、半経験モデルやCAAの改良に活用できるとともに今後の試験立案に有効な指針を与えるものである。実機モータを使った音響データ取得は今後も継続する予定である。

最後に、JAXA関係部署、参加企業及び能代市から多大な御支援、御指導をいただいた。この場を借りて感謝する。

参考文献

- (1) K.M.Eldred, "Acoustic Loads Generated by the Propulsion System", NASA-SP-8072, (1971).
- (2) Varnier, J., "Experimental Study and Simulation of Rocket Engine Freejet Noise", AIAA-J., vol.39-10, (2001). Pp.1851-1859.
- (3) Tsutsumi, S., et. al., "Numerical Study on Acoustic Radiation for Designing Launch-Pad of Advanced Solid Rocket", AIAA-2008-5148, (2008).
- (4) Fukuda, K., et.al., "Acoustic Measurement and Prediction of Solid Rockets in Static Firing Tests", AIAA-2009-3368, (2009).
- (5) 福田他, 「ロケットモータ地上燃焼試験における地面効果の評価手法の検討」, 41回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, (2009).
- (6) 高野他, 「M-V型ロケットの推進性能」, 宇宙科学研究所報告特集, 第47号, (2003) .

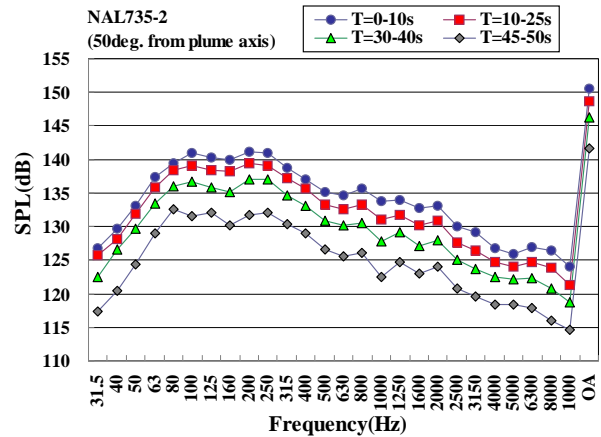


Fig.6-2 1/3 Octave Band Response, NAL735-2.

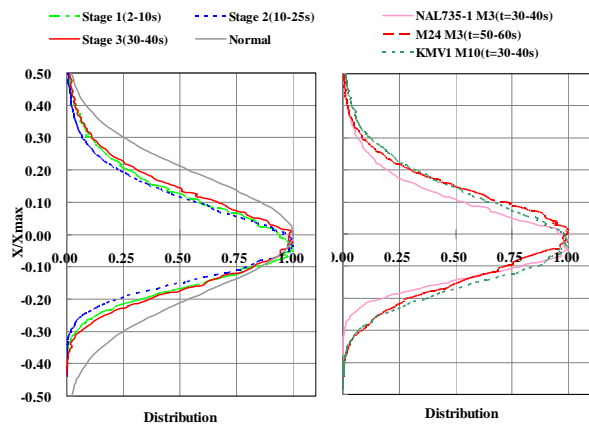


Fig.7 Distribution of amplitude compared by combustion stages (left) and rocket motors (right).

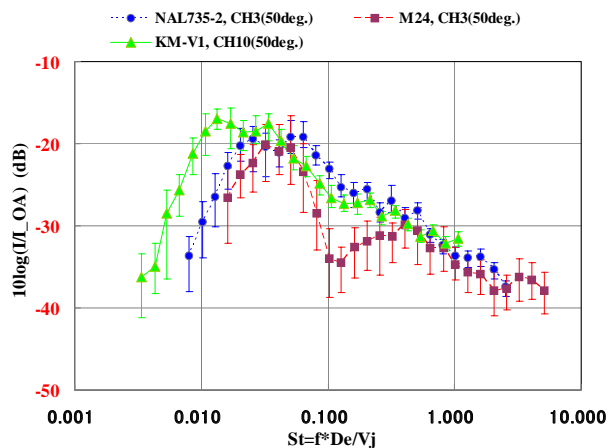


Fig.8 Comparison of Frequency Responses, (NAL735-2, M24 and KM-V1).

JAXA Supercomputer System (*JSS*) の構成と特徴

藤田直行、高木亮治、松尾裕一
宇宙航空研究開発機構

Configuration and features of JAXA Supercomputer (*JSS*)

by

Naoyuki Fujita, Ryoji Takaki and Yuichi Matsuo

ABSTRACT

JSS is JAXA's newly installed supercomputer system, which consists of three parts. Compute engines part has totally 141TFLOPS computing power which consists of four types of compute engines. *M-System* and *P-System* are 3,008 CPUs (12,032 cores) and 384 CPUs (1,536 cores) distributed memory processor system, *A-System* is scalar CPU shared memory processor system which has 1TB main memory, *V-System* is vector CPU shared memory processor system. Storage part has about 1PB disk space and 10PB LT04 tape cartridge space. Integrating distributed environment part realizes integrated secure user environment on geographically distributed condition. Some *JSS* features, which are efficiency of parallelization on large number of parallelism (62%~97%), a large amount of main memory (94TB), correspondence of variety of computing needs (four types of computers), distributed user environment (*JSSnet*, *L-System*, and *J-SPACE*), and energy saving approach on cooling, are discussed.

1. はじめに

宇宙航空研究開発機構 (JAXA) では、旧 3 機関時代からの経緯で、調布航空宇宙センター、角田宇宙センター及び、相模原キャンパスの 3 ヶ所にスーパーコンピュータ (スパコン) を保有してきたが、調布航空宇宙センターと角田宇宙センターのスパコンがほぼ同時にリースアウトするのを機に、JAXA 次期スーパーコンピュータシステム (*JSS*) として整備を行い、2009 年 4 月から全システムの稼働を開始した。*JSS* は、スパコンによる数値シミュレーション技術を宇宙開発等の JAXA 事業に本格的に活用することを企図すると共に、宇宙 3 機関統合のシンボリックな位置付けで導入されたものである。本報では、*JSS* の構成とその特徴について述べる。

JSS は、地理的に分散して存在した 3 個のスパコンが 1 ヶ所に統合され運用が行われることを考慮し、遠隔地からの利用の利便性確保と、多様な計算需要を扱えるシステム構成をとっている。スカラプロセッサとベクトルプロセッサを持つ総演算能力 141TFLOPS の計算エンジン部、RAID5 ディスク 1PB、LT04 テープ 10PB の容量を持つストレージ部、計算エンジン部のフロントエンド機能の遠隔配置や遠隔ファイルシステム等を用いて、分散した利用場所の統合利用環境を提供する分散環境統合部により構成される。

本報では、2 章で *JSS* のシステム構成を紹介し、3 章で、並列化効率 62~97% を実測した高並列高効率計算、総メインメモリ容量 94TB の大規模メモリ、4 種類の計算機群による多様な計算需要への対応、主要機能の遠隔配置と SINET3 による遠隔地利用環境、計算機室の省エネへの配慮といった *JSS* の特徴について述べる。

2. システム構成

本章では、*JSS* のシステム構成を述べる。最初に、*JSS* の全体構成を述べる。図 1 に *JSS* の全体構成図を示す。*JSS* は、大きく、①計算エンジン部、②ストレージ部、③分散環境統合部から成る。

2. 1 計算エンジン部

計算エンジン部は、演算器の種類、演算器と主記憶メモリの接続方式、及び運用方式の違いにより、4 種類のシステムから構成される。この 4 種類のシステムを、*M* システム、*P* システム、*A* システム、*V* システムと呼ぶ。

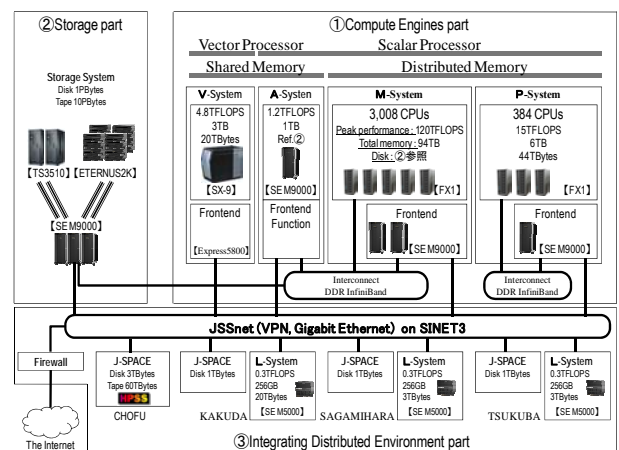


Fig. 1 *JSS* Configuration

2. 1. 1 *M* システム (高並列スカラシステム)

M システムは、富士通 (株) 製 FX1 で構成され、3,008 個の CPU を持つ分散メモリ計算機 (DMP: Distributed Memory Processor) である。CPU は SPARC64VII プロセッサ⁽¹⁾を採用している。ユーザは、フロントエンド計算機を介して FX1 を使用する。フロントエンド計算機

は、富士通(株)製 SPARC Enterprise M9000(SEM9000)であり、1 ノード当たり 8 個の CPU と 256GB の主記憶メモリを持つ共有メモリ計算機を 2 ノード有し、2 台は冗長構成を組んでいる。

2. 1. 2 P システム (並列スカラシステムのセキュア運用)

P システムは、M システムと基本的に同じ演算ノードを持つが、その総数が 384 個であること、1 ノード当たりのメインメモリが 16GB であるところが異なる。M システムと同様にユーザはフロントエンド計算機を介して P システムを利用する。また、セキュア運用をする点から、後述のストレージ部とは接続せず、P システム内部の専用 RAID 装置を用いてファイルシステムを構成している。M システムで採用している DMP 方式、マルチコアプログラミングモデル、高速同期機構は同様に備えている。機密性の高い計算をシステムを占有して実行する運用を提供するシステムである。

2. 1. 3 A システム (大容量主記憶システム)

A システムは、SEM9000 で構成され、4 コア 32CPU の共有メモリ計算機(SMP:Shared Memory Processor)で、主記憶メモリは 1TB である。市販アプリケーションソフトウェア等、大容量のメモリを必要とする計算に使用する。現在、市販アプリケーションとして、NASTRAN、FLUENT、ANSYS、FIELDVIEW、Gridgen を実行できる。ファイルシステムは、後述のストレージ部を用いて構成してあるため、M システムとのファイル共有が可能となっており、M システム上の自作研究プログラムでの計算結果ファイルを、A システムで読み込み可視化等の解析ができるようになっている。

2. 1. 4 V システム (ベクトルシステム)

V システムは、日本電気(株)製 SX-9 で構成され、3 個の演算ノードを持つ。CPU は 1 台 0.1TFLOPS のベクトルプロセッサである。ユーザは、フロントエンド計算機 Express5800 を介して SX-9 を使用する。1 ノード当たり 16 個のベクトルプロセッサと 1TB の主記憶メモリを持つ SMP である。スカラプロセッサでの高速化が望めないプログラムや、ベクトルプロセッサチューニングされた既存プログラムの効率的実行に用いる。V システムの演算能力が M システム等スカラプロセッサのシステムに比較して少ないため、運用面においては、ベクトル化率の高いジョブを選別して V システム上で実行させる予定である。

このように、JSS は、高並列計算(M システム)、機密性の高い計算(P システム)、大容量単一メモリ空間を

要する計算(A システム)、ベクトル計算(V システム)と、多様な需要に応える複数の計算機を総合的に運用する構成になっている。表 1 に、JSS の計算エンジン部の 4 つのシステムの一覧を示す。太枠は各システムの特徴を示す仕様である。

Tbl.1 Compute Engine Classification

System name	M-System	P-System	A-System	V-System
Processor type	Scalar	Scalar	Scalar	Vector
Processor-memory connection type	Distributed	Distributed	Shared	Shard
Usage	General	Special/Secure	General	General
# of nodes	3,008	384	1	3
# of CPUs	3,008	384	32	48
# of cores	12,032	1,536	128	48
Peak TFLOPS	120	15	1.2	4.8
Total main memory	94TB	6TB	1TB	3TB
Memory per node	32GB	16GB	1TB	1TB
Brand	Fujitsu FX1	Fujitsu FX1	Fujitsu SEM9000	NEC SX-9

Bold Cell: Specialty of each system

2. 2 ストレージ部

ストレージ部は、実効容量 1PB、総実効転送性能 25GB/s の RAID5 装置と、総容量 10PB、LT04 ドライブ 40 台、LT03 ドライブ 8 台の LTO ライブラリ装置から構成される。図 2 に、ストレージ部の構成詳細を示す。ストレージ部は、ネットワークファイルシステム、ローカルファイルシステムと階層ストレージ管理、OS のデバイスドライバ、ストレージエリアネットワーク、ストレージデバイスから構成される。ネットワークファイルシステムはネットワークへのインターフェースとして

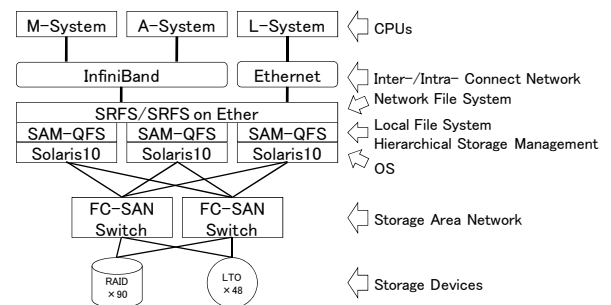


Fig.2 Storage Part Configuration

InfiniBand と Ethernet を持つ。InfiniBand インターフェースにより M システムと A システムを、Ethernet インターフェースにより遠隔地システムを収容できる。ローカルファイルシステムからストレージデバイスまでは冗長構成をとっており、各部分の一部に故障が発生しても、迂回経路やバックアップ機能を用いてユーザへのファイルシステムサービスを継続できるようになっている。ストレージ部では、数千並列という高並列度演算においても、総実効転送性能 25GB/s を確保しつつ、ファイルシステムが自動的に排他制御を実現するシステムを構築することにより、ユーザのプログラム開発の時間を

確保するよう努めた。また、物理的なストレージ媒体のエラー等によるデータ消失に備えるため、合計 11PB の容量を持つストレージ装置では、ディスク装置は RAID5 構成をとり、テープ装置へのアーカイブ時には同時に 2 つのテープ媒体に書き込みを行っている。

2. 3 分散環境統合部

分散環境統合部は、SINET3⁽²⁾上に仮想専用線ネットワーク (VPN) 技術を用いて作成したバックボーンを持つ *JSSnet* に、JAXA 事業所内外から *JSS* を利用するためのシステム (*L* システム、*J-SPACE* 等) を接続し、地理的に離れた場所からの *JSS* の利便性向上を目指している。

3. システムの特徴

3. 1 高並列高効率計算

JSS の *M* システムでは、高並列の計算を高効率に実行するための技術が導入されている

3. 1. 1 DMP 方式

スカラプロセッサの並列計算機では、プロセッサ単体の実効性能がベクトルプロセッサと比べて高くないこと等から、多数のプロセッサで一つの主記憶メモリ空間を共有する SMP 方式をとることが多い。*JSS* の前システムのひとつである *CeNSS* もこの方式であった。しかし、SMP の場合、数値流体力学計算等メモリアクセス頻度が高い計算の場合、メモリの共有部分がボトルネックになり、CPU に十分なデータ供給がされず、CPU の演算性能を十分に引き出せないという傾向がある。また、SMP の場合、メモリの共有と同様に、I/O 機構も多数のプロセッサで共有することが多く、I/O 機構においてもメモリアクセス競合と同様のボトルネックが発生しがちである。

そこで、*JSS* では、一つの主記憶メモリ空間を一つの CPU が占有する DMP 方式を採用した。更に、CPU と主記憶メモリ間の接続部を通常の 2 倍の能力に強化することにより、CPU から見たメモリアクセス性能を向上させた。これにより、スカラプロセッサ並列計算機で B/F 比=1 を実現している。ここで、B/F 比とは、Byte/FLOPS の略で、演算性能 (FLOPS) に対するメモリアクセス性能 (Byte/s) の比であり、この数字が大きいほど、メモリアクセス性能が高い。図 3 に SMP と DMP の比較を、図 4 に CPU と主記憶メモリ間の接続部強化の様子を示す。

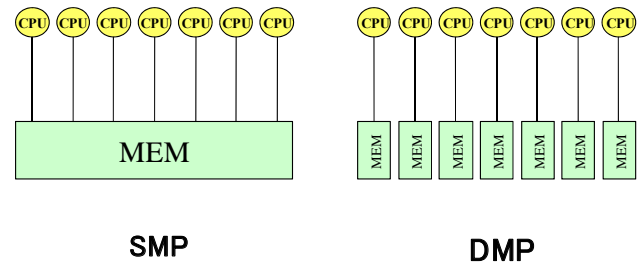


Fig. 3 SMP vs. DMP

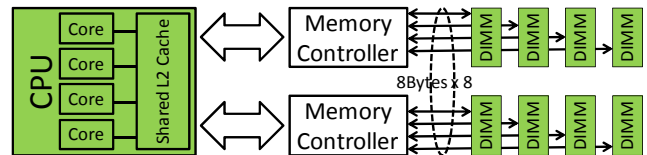


Fig. 4 CPU Main memory path

なお、DMP 方式の場合、CPU から見た主記憶メモリ空間が SMP 方式に比べ小さくなる傾向にあり、メモリを大量に使用する大規模数値シミュレーションができなくなる場合がある。この問題点を補うために、*JSS* では、*A* システムを用意している。

3. 1. 2 マルチコアプログラミングモデル

M システムに限らず、今後の並列計算機の CPU はマルチコア化していくことが予想される。ユーザは、CPU 内の複数のコアの並列性と複数の CPU 間の並列性の両方を意識してアプリケーションコードを開発することが求められることになるが、これはユーザにとって煩雑な作業であり、計算機技術で回避することが望ましい。

FORTRAN の DO ループにおいて、従来のスカラ並列計算機では、一般的に最外 DO ループを手動で並列化する必要があった。*M* システムでは、多重 DO ループをコンパイラが自動的にスレッド並列化 (図 5) し CPU 内のコアに割り当て、ユーザは複数 CPU 間の並列性に注力してアプリケーションコードの開発を行うというプログラミングモデルを実現した。このプログラミングモデルを、*VisIMPACT: Virtual Single Processor by Integrated Multi-core Parallel Architecture*⁽³⁾ モデルと呼ぶ。ここで、*VisIMPACT* モデルに対し、従来のプロセス並列モデルのことを *FLAT* モデルと呼ぶ (図 6)。また、マルチコアの並列実行割り当て技術は、スーパーコンピューティングに大きく貢献したベクトル計算機のコンパイラ技術を適用できるため、ベクトル計算機を凌ぐ高効率なコードを生成することができ、単体 CPU 実行性能の高効率化にも貢献している。

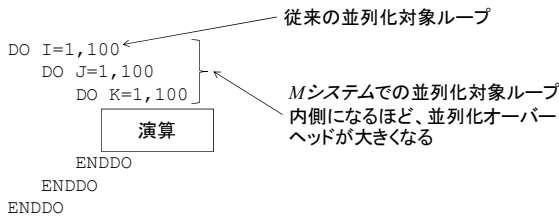


Fig.5 Parallelization DO loop

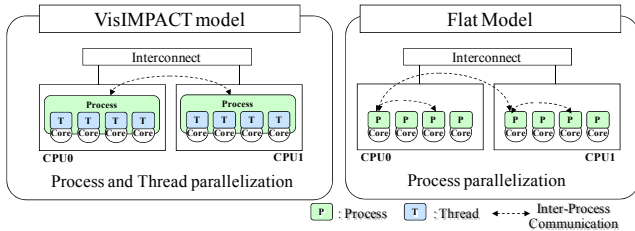


Fig.6 JSS M-System Programming Model

3. 1. 3 チップ内外の高速バリア同期機構

高効率計算を実現するための次の課題は、数百～数千台という多数のコアで、ひとつのアプリケーションコードを動作させる場合の同期処理オーバーヘッドの低減である。Mシステムは、12,032 コアを持つシステムである上に、IMPACT プログラミングモデルの採用により、最内 DO ループでの自動並列化が行われる機会が増えるため、同期処理の機会が FLAT プログラミングモデルに比べ増大している⁽⁴⁾。従って、Mシステムにおける高並列の計算を高効率で実行するには、同期処理の高速化が必須となる。

Mシステムでは、これに対応するために、CPU 内の 4 個のコア間にハードバリア機構を備えている。また、CPU 間は、高性能インターコネクトスイッチにより、ハードバリア同期機構や、OS が動作する時間とユーザプログラムが動作する時間を同期させる機構を有している。図 7 に Mシステムのインターコネクトの様子を示す。上半分が計算データを送受信するための DDR InfiniBand インターコネクト網であり、下半分が高性能インターコネクトスイッチによるハードバリア機構のためのインターコネクト網である。また、図 8 に CPU 間におけるハードバリアとソフトバリアの速度比較を示す。これより、並列度が高くなるに従ってハードバリア同期機構の効果が高くなることがわかる。

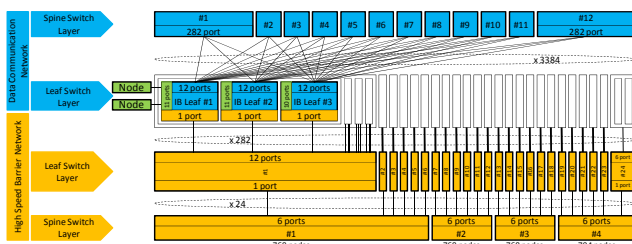


Fig.7 M-System interconnect

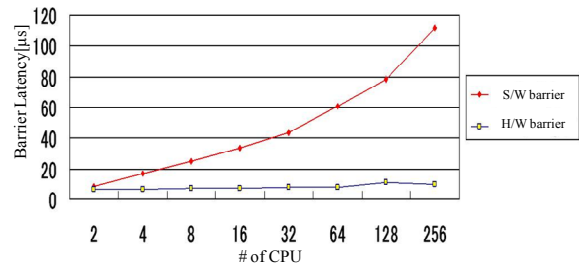


Fig.8 S/W barrier vs. H/W barrier

3. 1. 4 実行性能検証

ここでは、ベンチマークコードにより実行効率を見ることにする。表 2 は Mシステムで実行した 6 つのベンチマークコードの一覧である。また、表 3 はこれらベンチマークコードの実行効率である。ここで効率は、CPU 数の増加に伴って、問題サイズを大きくした場合のものを測定している。また、効率 e は、式(1)で計算した。

$$e = \frac{(a1 * \frac{b2}{a2}) / \frac{b3}{a3}}{b1} = \frac{a1 * b2 * a3}{b1 * a2 * b3} \dots (1)$$

ここで、 $\frac{b2}{a2}$ は問題サイズの増加率、 $\frac{b3}{a3}$ は計算機資源の増加率、つまり、コア数の増加率である。表 2 から、航空宇宙分野のコードにおいて 2,000 コア以上を使用した場合の効率は 62%から 91%であることが分かる。P6 は、スパコンの性能評価に広く用いられている LINPACK というプログラムであるが、このプログラムにおいて、97%以上の効率を示している。これは、Mシステムが高並列計算においても、高効率を維持していることを示している。

Tbl.2 JAXA's Parallel applications

Code	Application field	Numerical Method
P1	Combustion	FDM+Chemistry
P2	Aeronautics	FVM(Structured)
P3	Turbulence	FDM+FFT
P4	Space Plasma	PIC
P5	Aeronautics	FVM(unstructured)
P6	Linpack	(High Performance Linpack)

Tbl.3 Result of parallel execution performance

Code	Execution on single node			Execution on multi node			Efficiency
	Exec time [s]	# of grids (# of floating point operations)	# of cores	Exec time [s]	# of grids (# of floating point operations)	# of cores	
	a1	a2	a3	b1	b2	b3	
P1	131.0	1,728,000	4	143.3	1,285,632,000	2,976	0.914
P2	71.0	512,000	4	91.5	384,000,000	3,000	0.776
P3	346.8	1,572,864	4	491.7	805,306,368	2,048	0.705
P4	164.0	65,536	4	193.0	49,152,000	3,000	0.850
P5	142.0	4,173	4	181.6	2,492,921	3,000	0.622
P6	3566.4	(1.3361*10 ¹⁴)	4	218376.38	(2.4101*10 ¹⁷)	12,032	0.979

3. 2 大規模メモリ

M システムは、ピーク性能 40GFLOPS 当たり、32GB のメインメモリを持つシステムであり、システム全体の総メモリ資料は 94TB になる。大きなメモリ空間の利用により、数十億点規模の数値シミュレーションが可能となる。

3. 3 遠隔地からの利用

3. 3. 1 JSSnet

分散環境統合部のバックボーン JSSnet の帯域は最大 1Gbps であり、SINET3 の 4 ノード (JAXA 調布、JAXA 相模原、筑波大学、東北大学) を JAXA 各事業所に設置した VPN 装置により IPsec トンネルで相互接続することにより構築している。現在、SINET3 の“L2 サービス”の“L2VPN”及び“QoS”サービスを用いての仮想専用線ネットワーク構築実験を進めている。

3. 3. 2 L システム

L システムは、主要利用拠点に配置した、計算エンジン用のフロントエンド機能を有したシステムであり、ログインやコンパイル機能等のユーザのコード開発環境を、各利用拠点のローカルなネットワーク環境 (LAN) 上に提供している。また、L システムは図 1 のストレージ部の機能であるファイルマウントや高速同期機構を用いて、計算エンジン部とのデータ連携を実現している。

3. 3. 3 J-SPACE (遠隔共有ファイルシステム)

遠隔共有ファイルシステム (J-SPACE) は、米国エネルギー省の ASCI PSE (The Accelerated Strategic Computing Initiative, Problem Solving Environment) プロジェクトの成果物のひとつである HPSS⁽⁵⁾ を活用している。HPSS は、High Performance Storage System の省略形であり、マストレージというニッチな分野において、PSE の目的である知識と経験の複数の団体による共有を目指したものである。Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL)、Lawrence Berkeley National Laboratory (LBL)、Los Alamos National Laboratory (LANL)、Sandia

National Laboratories (SNL)、Oak Ridge National Laboratory (ORNL)、IBM が開発メンバーとして参加している。分散型階層ストレージ管理ソフトウェアで、ASCI を中心とした HPC のユーザを念頭に置いた設計が行われている。全世界 20 組織以上で、40 システム以上が設置され、ASCI、スパコンセンター、気象関係、大学、原子核物理研究所等で使用されている。日本では、理化学研究所、高エネルギー加速器研究機構、と JAXA で利用中である。特徴は高速性・拡張性であり、「下位の H/W 性能の 90% 以上を出せる」という設計方針がある。また、H/W を追加すれば、スケラブルに性能向上ができる分散型の設計である。JSS では、この HPSS の分散型の特徴を用い、Mover と呼ばれるユーザが直接 I/O を行うサーバを、主要事業所に分散配置することにより、単一名前空間を分散環境上に構築している。図 9 に J-SPACE の利用イメージを示す。

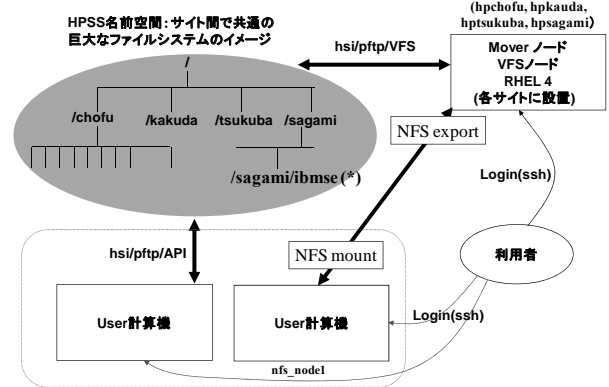


Fig. 9 J-SPACE Usage Example

3. 4 環境への配慮

JSS では、計算機システムと空調等建屋設備の連携、効率的な冷却手法の採用等により、スパコンシステム全体としての停止時間の削減を行い、稼働率の向上を目指している。図 10 に計算機室内の冷却流を示す。冷却効率を高めるため、冷気と暖気が混ざり合わないようになっている。

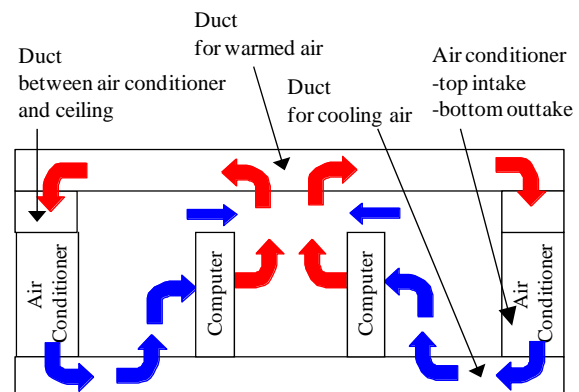


Fig. 10 JSS Cooling System

また、空調機吹き出し温度と計算機消費電力の関係を試算し、システム全体として省エネルギー運転を行うための検討も行っている(図 11)。表 4 に試算の結果を示す。空調機吹き出し口温度を 20℃と 25℃に設定した場合の、計算機消費電力の変化を推定し、空調機と計算機を合わせたシステム全体の消費電力量を比較した。なお、電力量は、空調機吹き出し温度が 20℃の場合の空調機消費電力を 1 とした時の比で表している。この結果から、空調機吹き出し温度は 20℃の方がシステム全体の電力消費は抑えられるということがわかる。

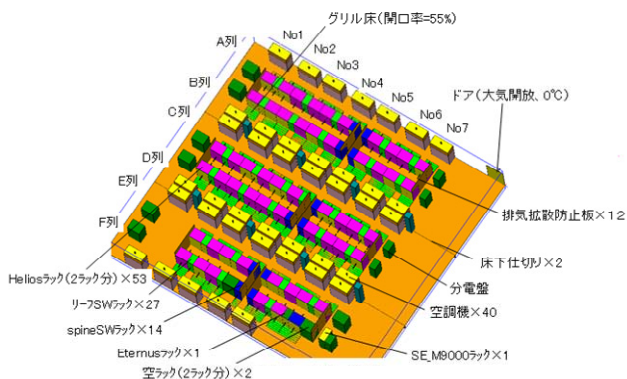


Fig.11 System wide Cooling Simulation Example

Tbl.4 System wide Power Consumption

Air con. outtake temperature [°C]	Air con. power ratio A	Computer Power ratio B	System wide Power ratio C=A+B
20	1 (base)	2.00	3.00
25	0.95	2.08	3.03

4. おわりに

2009年4月から全システムの稼働を開始した JAXA の新スパコン JSS のシステム構成を紹介すると共に、その特徴である並列化効率 62~97%を実測した高並列高効率計算、総メインメモリ容量 94TB の大規模メモリ、4種類の計算機群による多様な計算需要への対応、主要機能の遠隔配置と SINET3 による遠隔地利用環境、計算機室の省エネへの配慮について述べた。

今後は、計算性能の分析、ストレージ部の性能評価、遠隔環境の性能チューニング等スパコンシステム本来の性能向上へ向けた研究を行うと共に、大規模システムにおける故障発生の分析や保守の効率的実施方法等運用面の分析も進めていく予定である。

最後に、本稿作成にあたり、シミュレーション結果や図表の提供をいただいた、富士通株式会社に感謝の意を表す。

参考文献

- 1) “次世代テクニカルコンピューティングサーバ FX1 の特徴・仕様” , <http://pr.fujitsu.com/jp/news/2008/02/19a.pdf>, 2008
- 2) 国立情報学研究所, “学術情報ネットワークとは”, http://www.sinet.ad.jp/about_sinnet3
- 3) Fujitsu Limited, ” ホワイトペーパー:富士通 SPARC64TMVII プロセッサ” , <http://img.jp.fujitsu.com/downloads/jp/jhpc/sparc64vii-wpj.pdf>, 2008
- 4) 藤田直行、高木亮治、松尾裕一、 “JAXA 次期スーパーコンピュータシステム”JSS”の設計思想と構成概要”、第 41 回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2009、2D1、2009
- 5) HPSS Collaboration, ” High Performance Storage System” , <http://www.hpss-collaboration.org/hpss/index.jsp>

JSS V システムの効率的利用について

長嶺 七海, 百瀬 真太郎
日本電気株式会社

Effective use of JSS V System

by
Nanaumi Nagamine, Shintaro Momose, NEC Corporation

ABSTRACT

An SX-9 system has been installed as JSS V system to make good use of the program property written for the vector supercomputers. But the performance of the components of the supercomputer is not equally improved because of the technology trends and restrictions of hardware implementation. This paper introduces the performance characteristics of the SX-9 by comparing with those of the SX-6 and the knack of coding from the users' point of view especially focusing on the memory bandwidth and the performance of the processor (B/F ratio) and ADB (Assignable Data Buffer), a new feature of the SX-9. In some cases, the application programs run three times as fast as before by adding some directives and modifying a few loops. It is fruitful for the owner and the other users as well.

1. はじめに

JAXA JSS V システムは、ベクトル型スーパーコンピュータ向けに書かれたプログラム資産を有効活用するため、NEC 製 SX-9¹⁾が採用された。SX-9 は、単一コアの倍精度浮動小数点演算性能 100GFLOPS 超を世界で初めて実現、単一ノードは 16CPU の SMP 構成により、演算性能 1.6TFLOPS、共有メモリ容量 1TB を提供するベクトル型スーパーコンピュータである。本稿では、利用者の観点から SX-9 のハードウェア性能特性、及びその性能をより引き出すためのチューニング技法について、実際のアプリケーションを例に述べる。

2. SX-9 のハードウェア特性

2.1. SX-9 の特徴

SX-9 には大きく以下の 3 点の特徴がある。

- ①1CPU 当たり 102.4GFLOPS のパワフルプロセッサ
- ②1CPU 当たり 256GB/s の超広帯域メモリバンド幅
- ③16CPU/1TB 共有メモリの巨大 SMP ノード

SX-9 の CPU は単一コア構成であり、単一チップ当たりの倍精度浮動小数点演算性能において世界初となる 100GFLOPS 超を実現し、同時に演算性能にバランスした 256GB/s という超広帯域メモリバンド幅を実現している。図 1 にノード構成を示す。ノード構成は 16 個の CPU、及び 1T バイトのメモリを、均一に接続した SMP であり、総演算性能 1.6TFLOPS、総メモリバンド幅 4TB/s である。

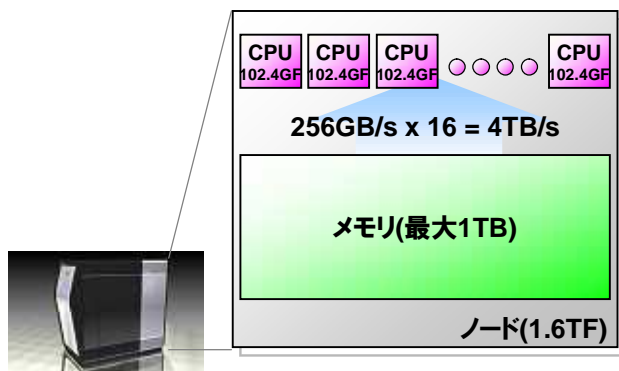


図 1 SX-9 のノード構成

表 1 に、角田 NSE、相模原 SSS で採用された SX-6 システムと JSS V システムで採用された SX-9 システムの性能比較を示す。表 1 に示されるように、各コンポーネントに

より 3.2 倍から 12.8 倍の性能向上を実現した。特に、ベクトル演算性能は、12.8 倍の高速化を実現している。

表 1 SX-6 と SX-9 の性能比較

	SX-6	SX-9	倍率
クロック	1GHz	3.2GHz	3.2x
ベクトル演算性能	8GF	102.4GF	12.8x
スカラ演算性能	1GF	3.2GF	3.2x
ロード性能/CPU	32GB/S	256GB/S	8.0x
ストア性能/CPU	32GB/S	128GB/S	4.0x

(注：相模原 SSS の SX-6 はすべて表 1 の 1.125 倍の性能)

2.2. SX シリーズとスカラプロセッサの性能トレンド

図 2 に、SX シリーズとインテル x86 プロセッサファミリの性能向上トレンドを示す。

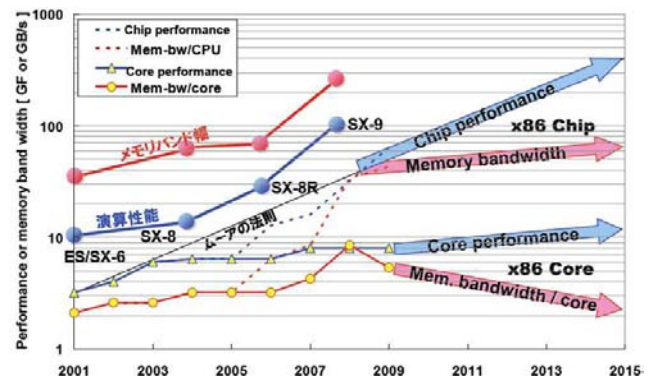


図 2 SX と x86 の演算性能/メモリバンド幅の変遷

x86 プロセッサは、2003 年頃まではムーアの法則に従う形で演算性能が向上している。その後、単一コアの演算性能向上は鈍化し、マルチコア化することにより CPU 演算性能向上率を維持している。しかし、メモリバンド幅の向上は、CPU の演算性能向上と比較して小さく、また、CPU がマルチコア化されるために、今後単一コア当たりのメモリバンド幅は一定、または低下するものと思われる。

SX は、SX-6(2001 年)から SX-9(2008 年)まで、単一コアの演算性能向上による CPU 演算性能向上を維持し、7 年間で 12.8 倍の CPU 高速化を実現した。さらに、高実効性能を実現するために、超広帯域メモリバンド幅向上を維持し、SX-9 は SX-6 の 8 倍となる、単一 CPU 当たり 256GB/s を実現している。

2.3. ADB の実装

実際のアプリケーションにおいて、高実効性能を実現するためには、演算性能とバランスしたメモリバンド幅が重要な要素の一つとなる。SXは高実効性能、及び高実行効率を実現するために、CPU当たり256GB/sの超広帯域なメモリバンド幅を提供し、演算性能に対するデータ供給能力を示す指標であるbyte/FLOP(B/F)は、SX-6が4.0、SX-9が2.5という高いB/Fを実現している。一方、スカラプロセッサはB/Fが1以下であり、今後更に低下することが予想されている。SX-9は高B/Fであるが、科学技術計算において更なる高実効性能を実現するために、B/Fの強化、メモリレイテンシの短縮、及びメモリバンク競合の回避を目的として、新たに Assignable Data Buffer(ADB)を導入した。

ADBはレジスタとメモリ間に実装されるHPC専用キャッシュ機構であり、従来型のキャッシュと異なり、再利用性の高いデータを選択的にADBに格納することにより、再利用性の低いデータによるキャッシュ汚染を防ぎつつ、高いキャッシュ利用効率を実現し、実際のアプリケーションにおける実効性能を更に高めるものである。

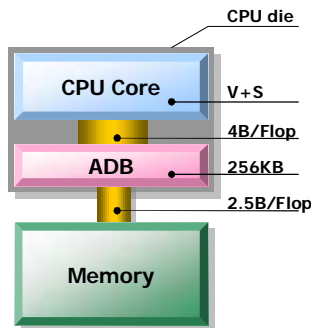


図3 ADB

2.4. メモリレイテンシとバンクサイクル時間

メモリアクセス性能を支配する要因として、メモリバンド幅の他に、1つのメモリアクセス命令を開始してから、終了するまでにかかる時間を示すメモリレイテンシがある。一般に、メモリレイテンシが長いと、メモリアクセス開始から終了までに時間を要することとなり、実効性能低下の要因となる。SXは、ベクトルロード命令、ベクトルストア命令などにより、単一命令で大量のデータを扱い、かつ、それら命令を図4aに示すように、連続実行するために、メモリレイテンシの隠蔽が可能であり、高実効性能を実現する。

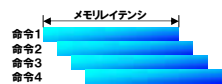


図4a メモリアクセス連続実行



図4b メモリアクセス連続実行不可による性能低下

一方、メモリアクセスの連続実行ができない場合を図4bに示す。メモリアクセスにおいて、リストベクトル(間接ベクトル)等、先行メモリアクセス命令と後続メモリアクセス命令間に依存関係がある場合(または依存関係が不明な場合)、実行順序保証のために後続メモリアクセス命令は先行命令の終了を待って、実行開始する必要があり、図4aのようなメモリアクセスの連続実行ができない。このため、メモリアクセス性能はCPU当たりの総メモリバンド幅ではなく、メモリレイテンシに支配されることになる。

メモリレイテンシとSMPサイズはトレードオフの関係にある。SX-9は、高実効性能実現やプログラミングのしやすさを実現するために1TBのメモリを16CPUにより完全対称形で共有するSMPアーキテクチャを採用している。一方、このような大規模SMPを実現するために各CPUと共有メモリ間の接続が複雑なものとなり、CPUとメモリ間の接続部がメモリレイテンシの40%以上を占める。

また、図5に示すようにメモリアクセス時に複数のメモリアクセス命令が同一バンクにアクセスすることによりバンク競合が発生した場合、一方のメモリアクセスが他方のメモリアクセス終了を待つ必要があり、メモリアクセスレイテンシが伸びる。

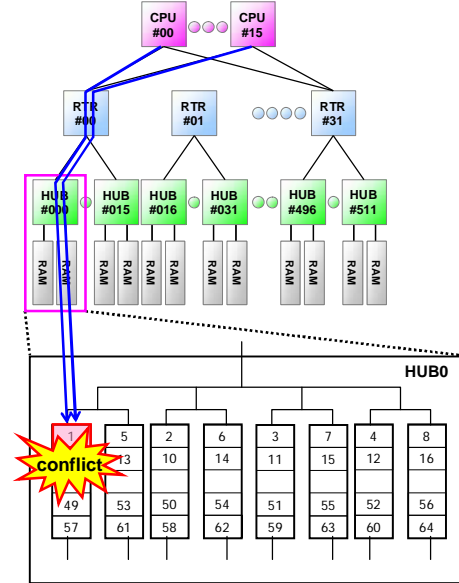


図5 バンク競合イメージ

1つのバンクがアクセスされてから、次にアクセス可能になるまでの時間をバンクサイクル時間と呼ぶ。SX-6以降のSXシリーズのバンクサイクル時間を図6に示す。バンクサイクル時間はRAM素子により決定されるものであり、SXの各世代において、バンクサイクル時間はほぼ一定であると言える。SX-8では、超短レイテンシメモリとしてFC-RAMが準備されたが、現在FC-RAMは妥当なコストでの採用は不可である。

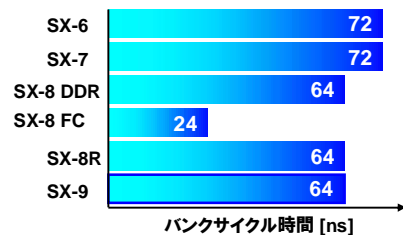


図6 バンクサイクル時間

SXはSX-6から、SX-9まで、CPUのクロックサイクルとしては、3倍以上高速化されている。一方、バンクサイクル時間はほぼ一定であるため、バンク競合時に伸長されるメモリアクセスレイテンシは一定であるが、SX-9はクロックサイクルが高速化されている分、バンク競合時に待たされるクロック数が多く、バンク競合が実効性能に与える影響が大きい。このため、SX-9のメモリは32,768という多数のバンクから構成されている。多バンク構成とすることにより、メモリアクセス時のバンク競合を最小限とし、高実効バンド幅の実現が可能となる。

以上より、SX-9 は、100GFLOPS 超の演算性能、及び 256GB/s のメモリバンド幅を有するパワフル CPU16 個により、演算性能 1.6TFLOPS、メモリバンド幅 4TB/s、メモリ容量 1TB の大規模ノード構成を採用することにより、容易な高実効性能の実現を可能とした。更に、多バンク構成、及び ADB の採用により、メモリバンド幅の強化、メモリレイテンシの短縮、及びバンク競合の回避を可能としている。一方で、メモリレイテンシが隠蔽できない場合や、バンク競合によるメモリアクセス速度の低下が、実効性能の低下を引き起こす場合があるため、メモリアクセスの連続実行、及びバンク競合回避のチューニングを行うことにより、高いメモリアクセス性能を引き出すことが必要である。

3. チューニング事例

SX-9 のハードウェア性能を引き出すためのチューニングとして、メモリアクセスを軽減する手法 4 点(外側ループのアンローリング、ループ交換によるリストベクトル削除、ADB の利用、外側ループのストリップマイニング)、またソフトウェア処理からハードウェア処理になった MAX/MIN 関数の活用例を挙げる。

3.1. 外側ループのアンローリング

アンローリングとは、例 1 のようにループ長を短くして、ループ内の演算数を増やす最適化技法である。

```

DO I = 1, 1024
  C(I) = A(I) + B(I)
ENDDO

↓ 4 段アンローリング

DO I = 1, 1021, 4
  C(I) = A(I) + B(I)
  C(I+1) = A(I+1) + B(I+1)
  C(I+2) = A(I+2) + B(I+2)
  C(I+3) = A(I+3) + B(I+3)
ENDDO
    
```

例1 単純なアンローリングの例

しかし、通常ベクトル化される最内側ループに対して適用すると、メモリアクセスが連続から飛びになるなどの理由により性能が悪化する場合がある。一方、通常ベクトル化されない外側ループに対して適用すると、メモリアクセス回数が減り高速化される場合が多い。例えば、例 2 にあるようなコード変形を行うと、最内側ループにおいて、X(I)のロード、ストア、及び A(I,K)のロードがいずれも半分となる。

```

DO J=1, 100
  DO I=1, N
    X(I)=X(I)+A(I, K)*B(K, J)
  END DO
END DO

↓ 外側ループのアンローリング

DO J=1, 99, 2
  DO I=1, N
    X(I)=X(I)+A(I, K)*B(K, J)
    & +A(I, K)*B(K, J+1)
  END DO
END DO
    
```

例 2 外側ループのアンローリング例

例 3 では、より実際のアプリケーションに近い HimenoBMT (<http://accr.riken.jp/HPC/HimenoBMT/program.2>

html)のサイズ L を用いて外側ループアンローリングの効果測定を行った例を示す。なお、ソース改変は行わず、指示行を 1 行追加したのみである。

```

!CDIR OUTERUNROLL=n OUTERUNROLL 指示行の追加
DO J=2, jmax-1
  DO I=2, imax-1
    S0= a(I, J, K, 1)*p(I+1, J, K)+a(I, J, K, 2)*p(I, J+1, K)
    & +a(I, J, K, 3)*p(I, J, K+1)
    & +b(I, J, K, 1)*(p(I+1, J+1, K)-p(I+1, J-1, K)
    & -p(I-1, J+1, K)+p(I-1, J-1, K))
    & +b(I, J, K, 2)*(p(I, J+1, K+1)-p(I, J-1, K+1)
    & -p(I, J+1, K-1)+p(I, J-1, K-1))
    & +b(I, J, K, 3)*(p(I+1, J, K+1)-p(I-1, J, K+1)
    & -p(I+1, J, K-1)+p(I-1, J, K-1))
    & +c(I, J, K, 1)*p(I-1, J, K)+c(I, J, K, 2)*p(I, J-1, K)
    & +c(I, J, K, 3)*p(I, J, K-1)+wrk1(I, J, K)
    SS=(S0*a(I, J, K, 4)-p(I, J, K))*bnd(I, J, K)
    WGOSA=WGOSA+SS*SS
    wrk2(I, J, K)=p(I, J, K)+OMEGA *SS
  enddo
enddo
    
```

例 3 HimenoBMT による効果測定

例 3 において、斜体で示す配列 p の J 次元方向アクセスについて、それぞれ J-1, J, J+1 のアクセスがあるため、外側のループアンローリングにより、メモリアクセス数の削減が期待できる。この効果はアンローリング段数(例 3 の 1 行目 n に相当)を増やすほど大きくなるが、過度の増加は最内側のコードが過大となり、ベクトルレジスタ溢れを引き起こすため逆効果となる。一般に最適なアンローリング段数はアプリケーションに依存し、完全に理論的に予測するのは困難であるため実験的に求めることになる。この例の場合、表 2 のようにアンロール 16 段の場合に最大実効性能が得られた。

表 2 Himeno-BMT による効果測定

段数	なし	2	4	8	16	32	64
性能値	16.5GF	20.9GF	25.8GF	28.7GF	29.0GF	22.9GF	12.4GF

最大75%高速化

3.2. ループ交換によるリストアクセスの回避²⁾

次に最内側のループを入れ替えることでリストアクセスを避ける例について述べる。

```

(オリジナル)
DO K=1,KF
  DO M=1,MF
    DO J=1,JF
      DO I=2,IF
        IL2=ilir(I,1)
        IL1=ilir(I,2)
        IR1=ilir(I,3)
        IR2=ilir(I,4)
        STBC=wstbc(I)
        DQR0=ain(I,J,K)
        DQR1=ain(IR1,J,K)
        DQR2=ain(IR2,J,K)
        DQL0=ain(I-1,J,K)
        DQL1=ain(IL1,J,K)
        DQL2=ain(IL2,J,K)
        :
      ENDDO
    ENDDO
  ENDDO

(チューニング後)
DO M=1,MF
  DO I=2,IF
    IL2=ilir(I,1)
    IL1=ilir(I,2)
    IR1=ilir(I,3)
    IR2=ilir(I,4)
    STBC=wstbc(I)
    DO JK=1,JF*KF
      DQR0=ain(JK,1,I)
      DQR1=ain(JK,1,IR1)
      DQR2=ain(JK,1,IR2)
      DQL0=ain(JK,1,I-1)
      DQL1=ain(JK,1,IL1)
      DQL2=ain(JK,1,IL2)
      :
    ENDDO
  ENDDO
ENDDO
    
```

例4 リストアクセス回避例(1)

例4におけるオリジナルでは、最内側のI方向のアクセスがリストになっているため、高実効性能実現を阻害する要因となっている。J方向とK方向のループを一重化し、さらに連続アクセスとなるように配列の入れ替えを行うことにより、図7に示すように約2.4倍の性能向上が得られた。

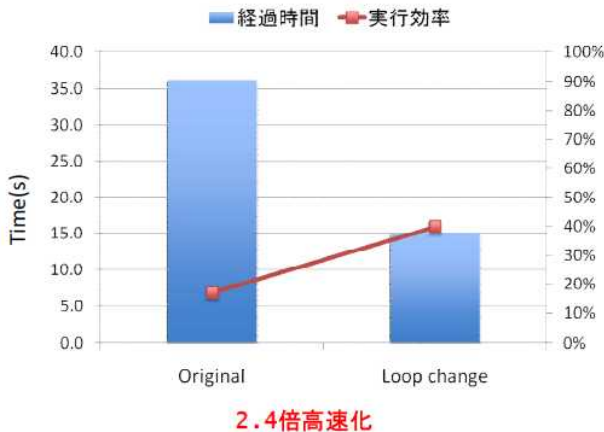


図7 リストアクセス回避例(1)

この手法は、配列の入れ替えを行っているため、一般にソース修正が広範囲に及ぶ可能性がある。IとJのループを入れ替えるだけでも一定程度の効果が期待できる。

例5に、IF文による条件判定をループ外に出すことによるリストアクセス回避法を示す。

```

(オリジナル)
DO IS=1,ITE
  DO JJ=0,CL-1
    IX=IBASE(I)+LL*JJ
    !CDIR NODEP
    DO KK=0,LL-1
      IF(LOC(KK,IS).NE.KK)THEN
        IVAL=LOC(KK,IS)
        VOL (IX+KK)=VOL (IX+KK)
        +ELM(KK,IS)
        *VT (IX+IVAL)
        VOL (IX+IVAL)=VOL (IX+IVAL)
        +ELM(KK,IS)
        *VT (IX+ KK)
      ENDIF
    ENDDO
  ENDDO
ENDDO

(チューニング後)
DO IS=1,ITE
  DO KK=0,LL-1
    IF(LOC(KK,IS).NE.KK) THEN
      IVAL=LOC(KK,IS)
    !CDIR NODEP
    DO JJ=0,CL-1
      IX=IBASE(I)+LL*JJ
      VOL (IX+KK)=VOL (IX+KK)
      +ELM(KK,IS)
      *VT (IX+IVAL)
      VOL (IX+IVAL)=VOL (IX+IVAL)
      +ELM(KK,IS)
      *VT (IX+ KK)
    ENDDO
  ENDIF
ENDDO
ENDDO
    
```

例5 リストアクセス回避例(2)

例5のオリジナルでは、IF文が最内側ループの内部にあり、それに続くVT,VOLの参照、代入がリストアクセスとなっている。チューニング例では、最内側ループにIF文の条件判定後に置くことにより、VT,VOLのリストアクセスを回避している。

表3 リストアクセス回避例(2)

	オリジナル	チューニング後
実行時間(秒)	11	3
MFLOPS	345	695
ベクトル長	128	99
ベクトル演算率(%)	98.6	95.1

IF文がベクトル化される場合、文中の処理は真偽にかかわらず全て実行され、マスク処理により真の場合だけが有効化される。本例では、チューニングによりIF文がベクトル対象外となったことから、真の場合のみ演算が実行されるようになり、ベクトル長とベクトル演算率は低下しているものの、実行時間は3分の1以下に高速化した。

3.3. ADBの利用

SX-9の新機能であるADBは、汎用スカラプロセッサと異なり、ADBに格納するデータを指示行で指定する。これにより、必要なデータだけをADBに格納し、容量が256KBのADBの利用効率を最大限上げることが可能となる。また、ADBはユーザアプリケーションが使用しない

場合、自動的にスカラキャッシュ、及びベクトルレジスタの一時退避領域に割り当てられる。ADB をユーザアプリケーションが使用する場合(ADB 使用の指示行記述時)は、指定されたデータ以外は ADB に格納されなくなるため、高実効性能のための ADB の最適利用については実験的に最適値を得る必要がある。

ADB は同一ループ中で同一配列を複数回参照する場合に効果を発揮する。例 5 では、配列 W は J 方向のみ次元を持ち、外側ループの繰り返し毎に同じ内容がロードされる。このため、W を ADB に格納することにより、I=2 以降の配列 W のロード時間を短縮できる。この例では約 1.7 倍の高速化を実現した。

```

DO I=1, NMAX
!CDIR ON_ADB(W)
DO J=1, NMAX
WD(I)=WD(I) + GD(J, I) * W(J)
ENDDO
ENDDO
    
```

例 6 ADB の利用例(1)

例 7 では、NN と KK の値が異なるため、ループ 40 とループ 50 は融合できないが、配列 NU の再利用性があるため、ADB に格納することにより高速な処理が可能となる。本例では図 8 の通り、約 1.5 倍の高速化を実現した。

```

DO 60 JJ = 1, NN
!CDIR ON_ADB(NU)
DO 40 II = 1, NN
MU = . . . . B(JJ) * A(L(II))
IF (MU.GT.SC) NU(II) = MU
. . . .
40 CONTINUE
!CDIR ON_ADB(NU)
DO 50 II = 1, KK
MU = NU(II) * S
. . . .
50 CONTINUE
. . . .
60 CONTINUE
    
```

例 7 ADB の利用例(2)

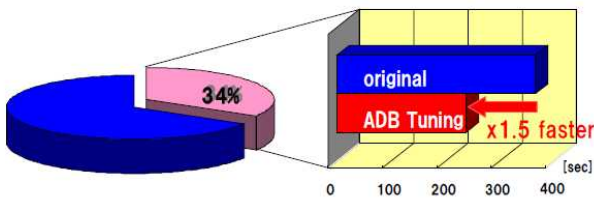


図 8 ADB の利用例(2)

3.4. 外側ループのストリップマイニング²⁾

例 8 にストリップマイニングの例を示す。ストリップマイニングとは、ベクトルレジスタ長(SX-9 の場合 256)以上のループをベクトルレジスタ長以下に分割する手法である。

```

DO I=1, 1000
A(I)=B(I)+C(I)
ENDDO
↓ Strip-mining
DO i=1, 1000, maxvl
l=MIN(1000-i, maxvl-1)
A(i:i+l)=B(i:i+l)+C(i:i+l)
ENDDO
---
maxvl はベクトルレジスタ長
    
```

例 8 単純なストリップマイニングの例

本手法を外側ループに適用することにより、最内側ループ内の演算がベクトルレジスタ上で実行され、アプリケーションにより程度の差はあるが、メモリアクセス回数が低減される。

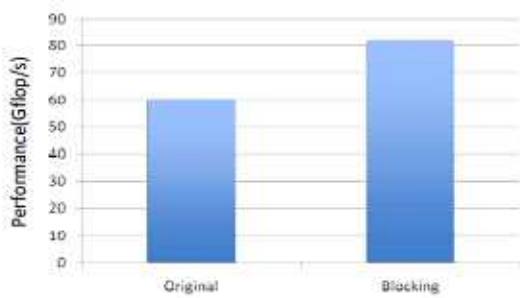
```

(オリジナル)
DO K=1, L
DO J=1, M
DO I=1, N
SUM(I, K, 1) = SUM(I, K, 1)
& + A(J, K, 1)*B(I, J, 1)
& - A(J, K, 2)*B(I, J, 2)
SUM(I, K, 2) = SUM(I, K, 2)
& + A(J, K, 1)*B(I, J, 2)
& + A(J, K, 2)*B(I, J, 1)
ENDDO
ENDDO
ENDDO

(チューニング後)
DO K=1, L
DO I2=1, N, 256
DO J=1, M
!CDIR SHORTLOOP
DO I=I2, MIN(N, I2+255)
SUM(I, K, 1) = SUM(I, K, 1)
& + A(J, K, 1)*B(I, J, 1)
& - A(J, K, 2)*B(I, J, 2)
SUM(I, K, 1) = SUM(I, K, 1)
& + A(J, K, 1)*B(I, J, 2)
& + A(J, K, 2)*B(I, J, 1)
ENDDO
ENDDO
ENDDO
ENDDO
---
!CDIR SHORTLOOP は直後のループ長がベクトルレジスタ長以下であることを指示する指示行
    
```

例 9 外側ストリップマイニングの例

例 9 も前例同様にストリップマイニングの例を示す。この例では、配列 SUM が J 方向の次元を持たないことから、I 方向でストリップマイニングしている。これにより I 方向、J 方向でループが実行されている間はメモリアクセスが行われなくなり、図 9 に示す通り約 37%の高速化が図られた。



約37%の実行効率の向上

図9 外側ストリップマイニングの例

用に寄与できるため、我々はメーカーの立場として、より簡便でより効果のあるチューニング手法を継続して紹介していきたい。

参考文献

- 1) S.Nakazato, S.Tagaya, N.Nakagomi, T.Watai and A.Sawamura. "Hardware technology of the SX-9 (1) main system", NEC TECHNICAL JOURNAL, 2008
- 2) T.Soga, A.Musa, Y.shimomura, K.Itakura, K.Okabe, R.Egawa, H.Takizawa and H.Kobayashi. "Performance Evaluation of NEC SX-9 using Real Science and Engineering Applications", In proceedings of the ACM/IEEE SC2009 conference, November 2009

3.5. IF文代替としてのMIN関数の利用²⁾

SX-9では、これまでソフトウェア処理であったMAX/MIN関数をハードウェア処理することにより、高速化を図っている。例10では、配列QVの値を見て、負数があれば、FLAG_EXECUTEを.TRUEにしている。作業変数とMIN関数を使い、条件判定をループ外に出すことで、図10に示す通り、約3.3倍の高速化を実現した。

```

(オリジナル)
DO KZ = 1, NZ
  DO JY = JYSTLC, JYENLC
    DO IX = IXSTLC, IXENLC
      IF (QV(IX, JY, KZ) < 0.0) THEN
        FLAG_EXECUTE = .TRUE.
      ENDIF
    END DO
  END DO
END DO

(チューニング後)
DO KZ = 1, NZ
  DO JY = JYSTLC, JYENLC
    DO IX = IXSTLC, IXENLC
      WRK = MIN(QV(IX, JY, KZ), WRK)
    END DO
  END DO
END DO
IF (WRK .LT. 0.0) FLAG_EXECUTE = .TRUE.

```

例10 MIN関数の利用

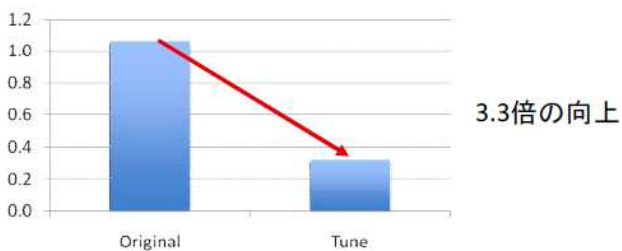


図10 MN関数の利用

4. 結論

以上より SX-9 は高実効性能を実現するスーパーコンピュータであるが、ハードウェア特性を意識したチューニングを実施することにより、更に高い実効性能を実現可能であることを示した。特に、ADBの利用、メモリアクセスレイテンシの隠蔽、及びバンク競合回避チューニングが有効である。また、本稿で述べたチューニング手法の多くは、ベクトル型スーパーコンピュータ特有のものではなく、スカラ型システムにも効果のある手法である。

個々のアプリケーションの性能が向上することにより、そのアプリケーションの利用者はもちろんのこと、計算資源をより多くの利用者に提供でき、システム全体の有効利

JAXA Supercomputer System (JSS) の初期性能評価

高木亮治, 藤田直行, 松尾裕一
宇宙航空研究開発機構

Preliminary Performance Assessment of JAXA Supercomputer System (JSS)

by

Ryoji Takaki, Naoyuki Fujita and Yuichi Matsuo (JAXA)

ABSTRACT

Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA) has long recognized the importance of numerical simulations using high performance computer and has strongly promoted the installation and operation of large scale high performance computing system. Since Oct. 2002, JAXA had operated an SMP-cluster type large scale parallel computing system, called NS-III. In April 2009, it was replaced with a multicore based scalable parallel cluster with approximately 12,000 cores, peak performance of 120 Tflops and 94 TBytes of main memory. The new system is called JAXA Supercomputer System (JSS). In this paper, after reviewing the overview of the newly installed system and parallel programming model on the new system, we present the results of preliminary performance evaluation for our current aerospace CFD applications as well as Linpack HPL on JSS.

1. はじめに

宇宙航空研究開発機構 (JAXA) は、前身の航空宇宙技術研究所 (NAL) および宇宙科学研究所 (ISAS) の時代から高性能計算機を用いた数値シミュレーション技術の重要性を認識し、高性能・高機能な大規模計算機システムの整備・運用を積極的に行ってきた。2002年10月から運用してきたNS-IIIシステムに換わるシステムとして2009年4月に新しい大規模並列計算機システムを導入した。新しく導入した計算機システムはJSS (JAXA Supercomputer System) と呼ばれ、JAXA統合後初めての導入となることから、これまで以上に宇宙開発等のJAXA事業への本格的な活用および宇宙三機関統合のシンボリックな位置づけ (One-JAXA) を意図して導入された。

JSSは図1で示す様に複数の計算機システムから構成される複合システムである。JSSの中で実際の計算の中核となるシステムは大規模並列計算機システムおよび共有メモリシステムであり、概要を表1に示す。大規模並列計算機システムはマルチコアCPUをベースにした富士通製FX1と呼ばれるスカラー超並列計算機で構成され、120TFlopsの演算性能と94TBytesの主記憶装置を有するM (メイン) システムと15TFlops、6TBytesのP (プロジェクト) システムから構成される。共有メモリシステムはA (アプリケーション) システムと呼ばれる1TBytesの共有メモリを有する富士通製SPARC Enterprise M9000とV (ベクトル) システムと呼ばれる、4.8TFlopsの演算性能と3TBytesのメモリを有するNEC製ベクトル計算機システムSX-9からなる。

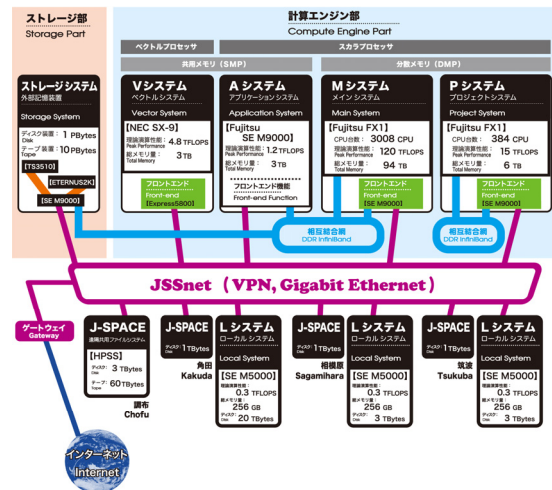


図1: JSSの概要¹⁾

表1: JSSの主要計算機システム

名称	JSS-M/P	JSS-A	JSS-V
CPU	Scalar	Scalar	Vector
System	MPP	SMP	SMP
ノード数	3008/384	1	3
CPU/ノード	1	32	16
Core/CPU	4	4	1
論理性能 [TFlops]	120/15	1.2	4.8
ノード性能 [GFlops]	40	40	1,600
総メモリ [TBytes]	94/6	1	3
メーカー	富士通 FX1	富士通 SEM9000	NEC SX-9

本報告では、JSSにおいて計算の中核となる大規模並

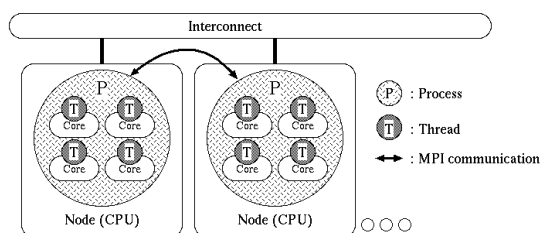
列計算機システム (JSS-M) に関して、新しい並列プログラミングモデルについて紹介する。またJAXAで利用されている代表的なCFDプログラムやベンチマークとして一般的なLinpackなどを用いた性能評価結果について報告する。

2. JSS-Mシステム

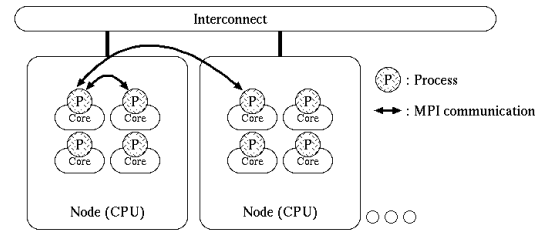
JSS-Mは1つのマルチコアCPUを1ノードとし、ノード間をInfiniband (トポロジーはFAT-Tree) で接合したMPP (Massively Parallel Processor) システムである。JSS-Mでは、並列プロセス数の増加に伴う並列オーバーヘッドとそれによるスケラビリティ向上のボトルネック解消のために以下の2つの取り組みがなされている。1つ目は並列プロセス数の削減としてマルチコアの有効活用技術、2つ目はプロセス間通信のオーバーヘッド削減としての高機能スイッチの採用である。

2.1 マルチコアの有効活用技術

JSS-MのCPUはSPARC64VIIプロセッサで1個のCPUに4個のコアを搭載し、クロック周波数は2.5GHzとなる。プリフェッチ機能、アウトオブオーダー実行、4個の浮動小数点演算の同時実行機能を有し、1CPUあたりの理論ピーク性能は40GFlopsとなる。このCPUに搭載された4個のコアを利用する技術としてVirtual Single Processor by Integrated MultiCore Parallel Architecture (VisIMPACT) と呼ばれるマルチコアの密結合性を活かした技術が採用されている。H/W技術としてコア間における共有L2キャッシュおよび高速バリアの実現、またS/W技術として自動細粒度並列化コンパイラ技術、更には高いメモリバンド幅 (1Byte/Flops) を実現する専用チップセットの連携によりスレッド並列の高性能化を実現している。図2にJSS-Mにおける並列化モデルを示す。マルチコアの代表的な使い方として、VisIMPACTを利用したVisIMPACTモデルと各コアにMPIなどのプロセスを配置するフラットMPIモデル (XPFortranでも同様にVisIMPACTモデルを利用できる) があるが、通常はVisIMPACTモデルを推奨している。VisIMPACTモデルでは、各ノード (各CPU) にMPIなどのプロセスを配置し、ノード (CPU) 内の各コアには自動並列によるスレッドを配置するいわゆるハイブリッド並列となる。



a) VisIMPACTモデル



b) フラットMPIモデル

図2: JSS-Mでの並列モデル

VisIMPACTモデルではプロセス (MPI/XPFortranなど) 並列に関してはユーザーが明示的に並列プログラムを作成する必要があるが、スレッド並列に関してはコンパイラによる自動並列化が行われ、ユーザーが明示的に並列化を記述する必要はない。コンパイラによる自動並列化は従来も用いられていたが、以下で述べる理由のため性能的に満足いくものではなかった。もともと自動スレッド並列ではループの並列化が基本となるが、図3で示すように、CFDなどで一般的な多重ループでは自動スレッド並列が対象とするループをどれにするかが問題となる。一般に最外ループでの並列化の方がオーバーヘッドが小さく、高い性能が期待できるため、できるだけ外側ループをスレッド並列の対象ループとするのが有利である。しかしながら実際問題としてはコンパイラの構文解析能力が十分ではなく、ループ構造が少し複雑になると最外ループでの並列化が実施できず、内側ループでの並列化を行う場合が多かった。内側ループでの並列化ではスレッド間の同期など並列化にともなうオーバーヘッドが大きくなってしまい、思ったようにスレッド並列の性能が出せないという問題があった。これに対してVisIMPACTでは、前述したコア間の共有L2キャッシュおよびコア間的高速H/Wバリアによりスレッド並列におけるオーバーヘッドを大きく削減することが可能となり、その結果内側ループのスレッド並列化でも十分な並列性能が出せるようになった。内側ループでのスレッド並列でも十分な性能が出せるようになった事およびコンパイラのデータ依存関係やループ構造などの解析能力の強化により従来よりも自動スレッド並列での性能向上が見込めるようになった。また、最内ループを対象に並列化を実施する事はベクトル化と同じ方法論となり、最内ループでの高効率な自動スレッド並列化の実現によりベクトル計算機向けに作成されたプログラムでも、そのまま自動スレッド並列での性能が期待できるようになった。ベクトル化の場合は、一部のデータ依存関係 (逆方向依存) が存在する場合はベクトル化ができなかったが、VisIMPACTではそのような場合でも自動スレッド並列化が可能となり、より広い範囲に適用できることとなった。

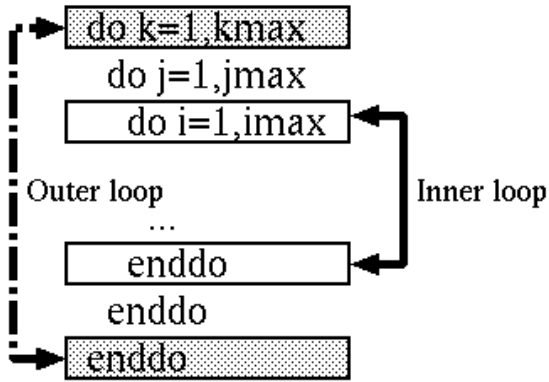


図3：自動スレッド並列化対象ループ

図4にVisIMPACTの有効性の一例を示す。この図ではJSS-Mの1CPU (VisIMPACTあり) とJSS-M (FX1) とほぼ同じスペックを有する富士通HX600 (VisIMPACTなし) の1CPUの性能をベンチマーク (DAXPY) で比較したものである。HX600のCPUはAMD ShanghaiでJSS-MのCPUと同じCPUクロック (2.5GHz)、コア数(4)を有する。HX600ではVisIMPACTを使わない富士通の自動並列コンパイラによる自動スレッド並列を行っている。この図で横軸はループ長、縦軸は性能を表しているが、ループ長が短い細粒度並列においてVisIMPACTの有効性が確認できる。

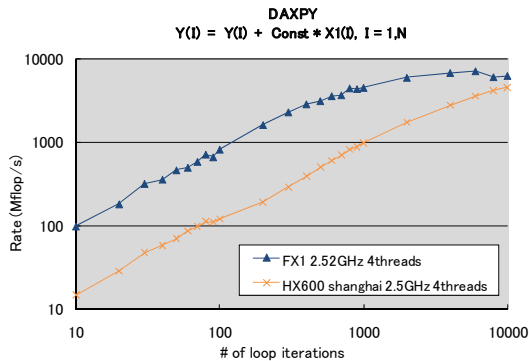


図4：VisIMPACTの有効性 (DAXPYベンチ)

2.2 高機能スイッチ

プロセス数増加にともない、プロセス間での集合通信やバリア同期の高速化が必要となる。そのためにJSS-Mでは通常のプロセス間でのデータ通信を行う Infinibandのネットワークとは別に、バリア同期や集合通信を専門に行うネットワークおよび高機能スイッチを採用した。この高機能スイッチでは、プロセス間の集合通信やバリア同期機能を専用のH/Wを用いて実装しており、S/Wによる処理に比べてより高速な処理を実現した。高速なバリア同期機能はOSジッタの対策としても有効に機能し、リダクション演算が少ないアプリケーションでも、有効な機能である。図5に高機能スイッチの有

無によるMPIバリア性能の測定結果を示す。

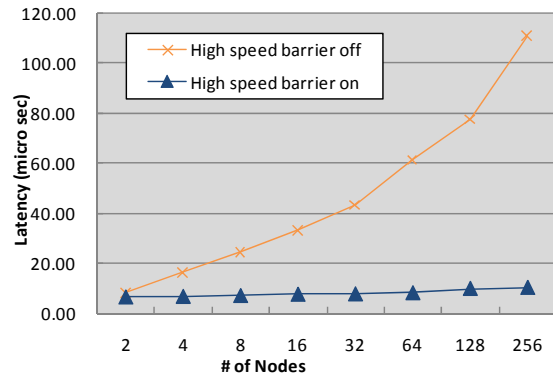


図5：高機能スイッチの性能 (MPIバリア)

図では256ノードまでの測定結果が示されているが、ノード数が増えても高機能スイッチの効果でバリア同期のコストがほとんど増加しないことがわかる。一方、高機能スイッチを利用しない場合は、ノード数の増加にともない、飛躍的にバリア同期のコストが増加していることがわかる。高機能スイッチは最大768ノードまで結合することが可能であり、768ノード内ではここで測定されたレベルの高性能が期待できる。768ノードを超えた場合はS/Wによるバリア同期となるため、例えば1024ノードでは248.51マイクロ秒となり極端に性能が悪化する。768ノードを超えた大規模並列解析におけるバリア同期の高速化は今後の課題である。

3. 性能評価

JSS-Mに関して一般的なベンチマークのLinpackや実際にJAXAで使われている実アプリケーションによる性能評価を行った。

3.1 Linpack HPL

高性能計算機の代表的なベンチマークであるLinpack HPLを用いてJSS-Mの性能評価を行った。JSS-M向けにチューニングを行い表2の結果を得た。

表2：Linpack HPL 実行結果

ノード数	3,008
コア数	12,032
Rmax	110.6TFlops
Rpeak	121.3TFlops
実行効率	91.19%
実行時間	60時間40分

測定の結果91.19%という高い実行効率を得たが、世界でもトップクラスの性能である。またLinpackは計算負荷が大きくシステムに大きな負担がかかる計算である。

Linpackを実行したのはJSS導入初期であるが、この時期にトラブルも発生せずに60時間強の計算実行を完遂できたことはシステムとしての高い安定性と信頼性を実証できたと考えられる。

3.2 JAXAアプリによる性能評価

JAXAの代表的なアプリケーション（JAXAベンチ）による性能評価を行った。表3にJAXAベンチの概要を示す。

表3：JAXAベンチ一覧

名称	適用先	計算手法	並列化
P1	燃焼	FDM+化学反応	MPI+VisIMPACT
P2	航空	FVM（構造）	MPI+VisIMPACT
P3	乱流	FDM+FFT	XPF+VisIMPACT
P4	プラズマ	PIC	MPI+VisIMPACT
P5	航空	FVM（非構造）	MPI+VisIMPACT

図6は測定したJAXAベンチの特性を示す。この図では計算負荷、メモリアクセス負荷、データ通信負荷のうち、どの特性が相対的に顕著かを示している。図で上部に位置するアプリケーションは相対的にデータ通信の割合が大きく、右領域に位置するアプリケーションはメモリアクセスの割合が大きいことを示している。左下に位置するアプリケーションは計算負荷が大きいことを示す。そのため、各アプリケーションの特性としてはP1とP4は演算負荷が大きいアプリケーション、P2とP5はメモリアクセス負荷が大きいアプリケーション、P3はネットワーク負荷が大きいアプリケーションである。

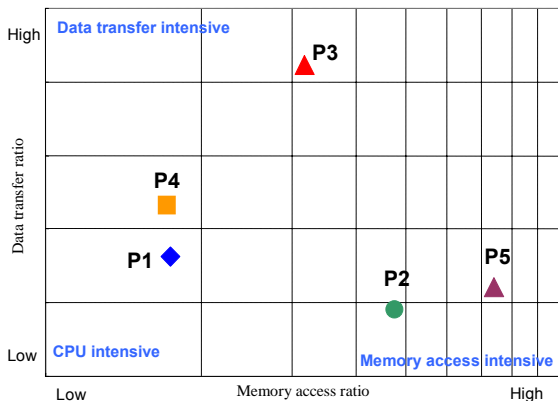


図6：JAXAベンチの特性

表4に測定結果を示す。この結果よりJAXAの実アプリケーションに対してJSS-MはCeNSS（以前のシステムであるNS-IIIの中核計算機）より平均で11倍以上高速で

あることがわかる。P2とP4の性能比が他よりも高いが、P2は自動スレッド並列コンパイラの性能向上によりスレッド並列の範囲が広がったためと考えられる。またP4はMPIの集合通信の改善が主な理由と考えられる。逆にP3が悪いのは他アプリケーションと異なり、演算負荷に対して相対的にデータ転送負荷が大きく経過時間ではほぼ同程度となる。JSS-Mでは通信性能比（対CeNSS比で2倍にしかならない）は演算性能比（周波数：2倍、コア数：4倍、その他）に比べて悪いいため、全体の性能比が悪くなったと考えられる。

表4：JAXAベンチによる性能評価

名称	CPU数	CeNSS [sec]	JSS-M [sec]	性能比
P1	744	1380.4	143.3	9.63
P2	750	1468.6	91.5	16.05
P3	512	3517.0	491.7	7.15
P4	750	3061.7	193.0	15.86
P5	750	1447.2	181.6	8.13
平均	-	-	-	11.36

JAXAの代表的な実アプリの一つであるUPACS²⁾を用いてJSS-Mの性能評価を行った。UPACSは構造体、動的配列、ポインター、モジュールといったFortran90の機能を活用して作成された汎用的な圧縮性流体解析プログラムであり、3次元マルチブロック構造格子および重合格子を扱うことができる。UPACSを用いたスケールアップ評価を図7に示す。

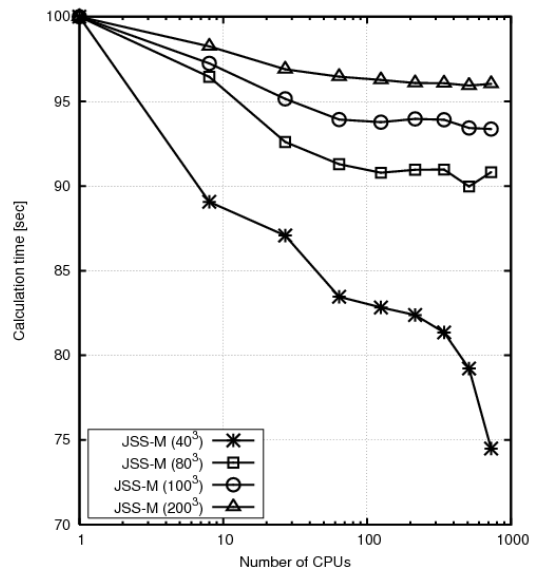


図7：UPACSによるスケールアップ評価

使用するCPUを増やす度に計算規模を増大させるスケールアップ評価では729CPUまで74%（ブロックサイズは403）～96%（ブロックサイズは2003）といった良い並

列効率を示した。ブロックサイズが大きくなると相対的に並列性能は良くなる。何故なら、ブロックの1辺をNとすると演算量はN³に対して通信量はN²に比例するため、Nが大きくなる、つまりブロックサイズが大きくなると相対的に通信によるオーバーヘッドが減少するからである。

図8に並列モデル（フラットMPIモデルとVisIMPACTモデル）の違いによる性能差を示す。

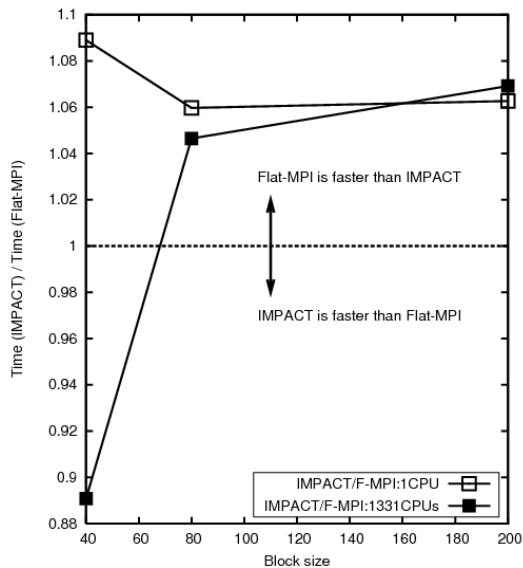


図8：並列モデルの比較

横軸はブロックサイズ、縦軸はVisIMPACTとフラットMPIとの計算時間の比を示している。図の上半分はフラットMPIの方がVisIMPACTよりも高速であることを示す。今回の計測条件ではVisIMPACTとフラットMPIの性能比は10%程度であることがわかる。VisIMPACTとフラットMPIで、どちらが良いかは色々な条件の影響を受ける。例えば、CPU内並列を考えた場合、VisIMPACTの並列性能は自動並列コンパイラの能力に依存するが、フラットMPIではユーザーが明示的に並列化を行うことで高い並列性能が期待できる。一方、プロセス間通信を考えた場合、VisIMPACTはプロセス数を減少させることができるので、高プロセス並列においても性能劣化が低い、フラットMPIの場合はプロセス数がコア数倍増えるため、高プロセス並列においては性能劣化が大きいと考えられる。またアプリ側の問題として計算格子のブロックサイズが大きくなるとフラットMPIが有利となる。これは前述したようにブロックサイズが大きくなると通信のオーバーヘッドが小さくなるからである。この影響は図からも読み取れ、プロセス数を固定(1331)した場合、ブロックサイズが小さくなる(40)と、プロセス並列のオーバーヘッドが大きくなり、フラットMPIよりもVisIMPACTの方が有利となっている。ここではプロセス数が1331でしか計測できていないが、

プロセス数が増えるとその性能が逆転するブロック数は大きくなると考えられる。アプリケーションの特性に大きく依存するが、現状のJSSの規模ではVisIMPACTよりもフラットMPIの方が若干有利かもしれないが、今後更なるスケールアップ（コア数、ノード数）を考えた場合、フラットMPIの限界が見えてきたと考えている。

次にこれもJAXAの代表的なアプリの一つであるLANS3D³⁾を用いてJSS-MおよびJSS-Vの評価を行った。LANS3Dは航空宇宙分野で比較的初期に開発された先駆的なCFDプログラムでFortran77をベースに構造化プログラミング的な考え方で設計され、主にベクトル計算機向けに実装された典型的な圧縮性流体解析プログラムである。並列化に関しては基本的に自動スレッド並列による並列化を行っている。プロセス並列化としてはMPIを用いた領域分割に一部対応しているが、多数プロセスによる並列計算は現実的でないためここでは最大8プロセスまでとした。このLANS3Dを用いてJSS-M/Vのスピードアップ評価を行った。

表5：LANS3Dによるスピードアップ評価

システム	プロセス	スレッド	(ブロックサイズ) ×ブロック数	並列手法
JSS-M (FX1)	1	4	(320x320x320) x1	VisIMPACT
	2	8	(320x320x160) x2	MPI + VisIMPACT
	4	16	(320x160x160) x4	
	8	32	(160x160x160) x8	
JSS-V (SX-9)	1	1,2,4,8,16	(320x320x320) x1 (160x160x160) x8	自動並列
SSS (SX-6)	1	1,2,4,8	(320x320x320) x1 (160x160x160) x8	

問題規模として約3300万点の計算格子を固定して、CPU数を増やすことによる計算速度の向上を評価した。表5に計算の概要を示す。JSS-MではVisIMPACTを用いて、プロセス数として1~8プロセスまで測定を行った。プロセス数に応じて計算格子をブロック分割し1CPUに1ブロックを割り当てた。JSS-VおよびSSS（現在も相模原で運用中のNEC製SX-6）ではノード内並列に限定し、自動スレッド並列を用いてスレッド数1~16（SSSは8まで）で計測を行った。またベクトル長の影響を見るため、320x320x320が1ブロックの計算と160x160x160が8ブロックの計算を行った。

測定結果を図9、10に示す。図11は計算時間を比較したものの、図12は相対的実行効率を比較したものである。ここで相対的実行効率は計算時間の逆数をCPUのピーク性能で割った値であり、単位ピーク性能あたりの計算速度を示す。そのためこれらの値の比較は実行効率の比較と同じ意味を持つ。相対的実行効率は通常の実行効率とは異なり、比較を行う場合同じ問題規模でなければ意味がない（もちろん、格子点あたりの値を計算することで異なる問題規模での比較もある程度可能であるが）など利用範囲が限定されるが、ユーザーの実感に近い、計測が容易といったメリットがあるため、ここでは相対的実行効率を比較した。図9のグラフより、JSS-M(FX1)、JSS-V(SX-9)、SSS(SX-6)とも並列化効率（スピードアップ性能）はほぼ同じである。図10よりSSS(SX-6)とJSS-M(FX1)では実行効率で3倍程度の違いが見られるが、JS-V(SX-9)とJSS-M(FX1)では約2.5倍程度の違いに縮小していることがわかる。またJSS-V(SX-9)はSSS(SX-6)に比べてベクトル長が短くなると性能が悪化することもわかる。

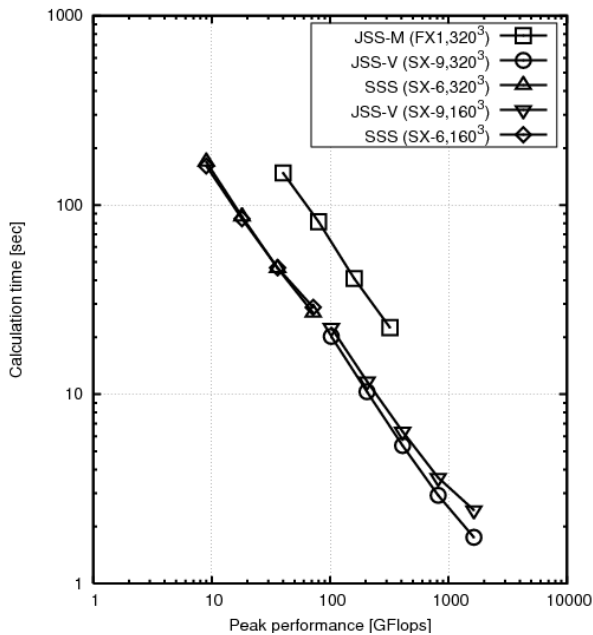


図9：計算時間の比較 (LANS3D)

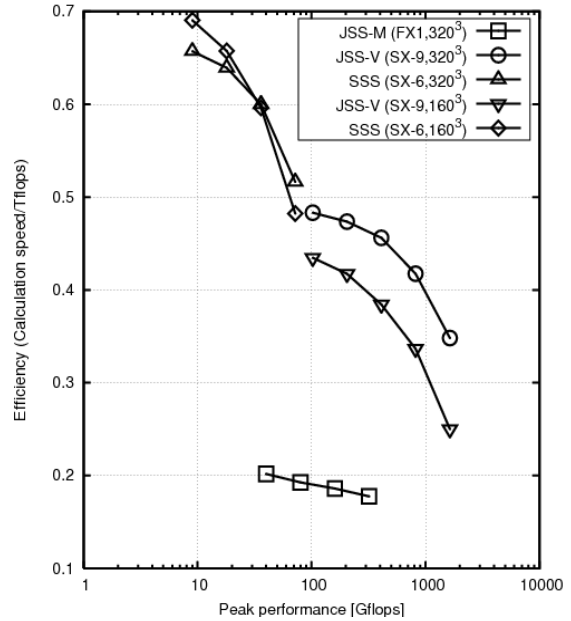


図10：相対的実行効率の比較 (LANS3D)

4. おわりに

JAXAの新しい計算機システムJSSの中核となる大規模並列計算機システム (JSS-M) についてシステム概要、並列化手法について紹介した。また共有メモリスシステム (JSS-V) も含めて性能評価結果を紹介した。今後も引き続き性能評価を予定している。

謝辞

本稿の執筆に際し、JSS運用チームおよび富士通株式会社の関係各位にご協力いただきました。ここに記して深く感謝いたします。

参考文献

1. 藤田直行、高木亮治、松尾裕一、“JAXA Supercomputer System (JSS)の構成と特徴”、第41回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2009、2D1, 2009
2. Takaki, R., et al, “The Development of the UPACS CFD Environment”, Lecture Notes in Computer Science 2858 Springer (2003), pp307-319, 2003
3. Fujii, K. and Obayashi, S., “High-Resolution Upwind Scheme for Vortical-Flow Simulations”, Journal of Aircraft, Vol. 26, No.12, pp. 1123-1129, 1989

液体燃料微粒化初期過程の数値解析

新城淳史、松山新吾、溝淵泰寛、小川哲
宇宙航空研究開発機構研究開発本部
梅村章
名古屋大学大学院工学研究科

Numerical Simulation of Liquid Fuel Primary Breakup

by
Junji Shinjo, Shingo Matsuyama, Yasuhiro Mizobuchi, Satoru Ogawa
Aerospace Research and Development Directorate, Japan Aerospace Exploration Agency
Akira Umemura
Department of Aerospace Engineering, Nagoya University

ABSTRACT

Large-scale numerical simulations of liquid fuel jet have been conducted to elucidate the physical mechanism of primary atomization near the injection nozzle. The grid resolution is made fine enough to resolve the smallest physical scale that is determined by the Weber number, i.e. surface tension effect. Such calculations have not been performed before, and this paper reports the world's first results on primary atomization in a turbulent spray. Physical processes are well captured such as surface instability development, ligament formation and droplet generation. While the aerodynamic force plays a role in developing surface instability, surface tension becomes more dominant in ligament and droplet formation. The droplet pinch-off is mostly dominated by the short-wave pinch-off mode, as the ligaments have tips. This is consistent with our previous research on droplet pinch-off from slow laminar liquid jets and provides insights into modeling. By these results, our understanding is made deeper on what is actually occurring inside a turbulent spray. The computational performance of JAXA's new supercomputer JSS is also described. Combined with the VisIMPACT parallelization method, this kind of large-scale computation can be easily implemented. With the reduction in I/O time, large unsteady simulations like this have been becoming possible.

1. はじめに

液体微粒化は工学の幅広い分野において応用されている。航空・宇宙・自動車・船舶等の液体燃料エンジンでは燃料の微粒化性能がエンジン燃焼性能や排気ガス特性に重大な影響を与える。また、化学加工、印刷、食品加工、医薬品製造などの諸分野でも液体微粒化は広く用いられている。しかし、特にエンジンでは乱流状態で用いられることが多いことも相まってその物理機構はまだ完全には理解されていない。したがって、よく分からないままに経験的に利用しているのが現状である[1]。そのため機器の設計は試行錯誤的要素が強くなっている。

噴霧の数値シミュレーションにおいても、特に一次微粒化領域（噴射ノズルに近く液体比率が大きい領域、後述図1のA領域）においては現象がよく分かっていないことから精度の低いモデルしか存在しない。しかし、この領域は噴霧数値シミュレーションの入射境界条件を与えるところであり、実行してみればすぐに分かることであるが液滴をLagrange的に追跡するような噴霧シミュレーションでは入口条件を少し変えると流れ場が大きく変わる。したがって、モデルの精度向上は重要でありそのために噴霧の物理をより理解する必要がある。まだ理解の足りない現時点では、現実には噴霧モデルのパラメータについて実験データを見ながらチューニングし数値解析結果を合わせ込んでいく操作を行うことが多い。しかし、これは本末転倒であり実験データを得るのが困難なエンジン内部の流れではいよいよ数値解析による予測の信頼性は低いものにならざるを得ない。

我々は、このような液体微粒化を取り巻く状況を打破すべく、噴霧の研究を行ってきた。これまで、ウェーバー数（慣性力と表面張力の比）が1のオーダーになる条件で一本の液糸（糸状の液体構造）を模擬した低速層流噴射液から液滴が生成される過程を理論・実験・数値計算の観点から考察してきた[2-7]。この形態での研究は過去の例も多いが[1]、我々はこれまで看過されてきた伝播性の表面張力波が重要な役割を果たしていることを明らかにした。そこで、本研究では、実際の液体噴流からどのように液糸が

できるかを解明し、一本の液糸の結果と接続できるようにすることを目的に数値解析を行う。

図1に乱流噴霧の模式図を示す。上述のこれまでの研究はBの領域に当たり、本研究はAの領域（一次微粒化領域）に当たる。一次微粒化領域では液体の比率が高いため、気液ともEuler的に扱う、つまり液体の形状を追跡する数値解析が必要になる。また、気液干渉、表面張力の作用により液噴流コア表面から次第に小さい構造が分離していくのでそれらを正しく解像できる格子系を用いなければならない。条件によっては必然的に大規模な計算機リソースを必要とするため計算が困難になる場合もある。これまで、噴流コアの分裂過程を見るための同様の計算はいくつか行われてきているが[8-10]、液噴流形態で格子解像度を十分に持った計算例はこれまでのところほとんどない。実のところ、格子解像度が足りない計算をしても噴霧の大局的な構造としてはもっともらしい結果が出る。しかし、そこでは表面張力によって最終的に液滴が分断されている物理的に正しい機構ではなく、単に格子解像度未満になった液体構造が数値的に切れるという偽の現象が起きているだけである。このような結果からは正しい物理的知見は得られない。

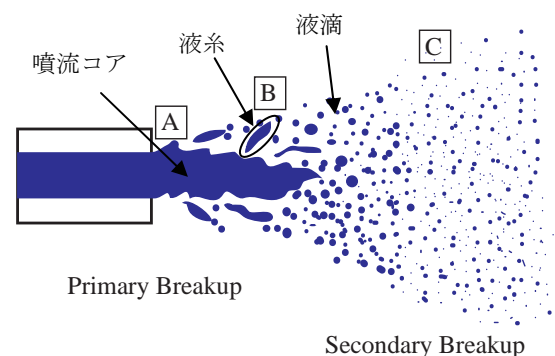


図1 液体噴霧の模式図

本計算では、これまででない細かい解像度で計算を行い、液糸および液滴生成過程を正しく捉えることを目的とする。これにより乱流噴霧で起こっている物理過程を把握し、実機器への応用を目的とした噴霧 LES へのモデル化の知見を得ることにする。また、JAXA に 2009 年 4 月に導入したスパコン JSS で実現可能になった最初の大規模計算ということで、計算環境についても若干の記述をしたい。

2. 計算条件および計算環境

数値計算の基礎方程式は非圧縮の 3 次元ナビエ・ストークス方程式とし気液界面には表面張力を入れた。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$$

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right] = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{F}_{SV} \quad (1)$$

\mathbf{F}_{SV} は表面張力の項であり、CSF 法によって評価した。すなわち

$$\mathbf{F}_{SV} = \sigma \kappa \frac{\nabla \phi}{(\phi_{\max} - \phi_{\min})} \quad (2)$$

である。ここで σ は表面張力係数、 κ は局所曲率である。 ϕ は密度関数でありここでは液体を 1、気体を 0 と定義し、密度と粘性係数は密度関数を用いて気液それぞれのものを線形結合して与えた。界面の捕獲にはレベルセット法を用い、体積保存性の悪いところを VOF 法の発展版である MARS 法で補うことにした。レベルセット関数は界面からの距離で定義し以下の移流方程式に従う。

$$\frac{\partial F}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) F = 0 \quad (3)$$

F と ϕ はヘビサイド関数を用いて変換した。移流の計算には CIP 法を用いた。なお、計算法の詳細は文献[6,7]を参照されたい。

表 1 計算条件

ケース	噴孔直径 $D=2a$	霧 囲 気圧	液体 密度	液体 粘性	表面 張力
1-3	0.1mm	3MPa	848kg/m ³	2870e-6 Pa·s	30.0e-3 N/m

ケース	液体速度 U_{inj}	気体速度	液体レイノ ルズ数 $Re = \rho U a / \mu$	噴射ウエー バー数 $We_{bulk} = \rho U^2 a / \sigma$
1	30m/s	0m/s	440	1260
2	50m/s		740	3600
3	100m/s		1470	14400

計算には、JAXA に新規に設置された JSS システムを使用した。JSS はいくつかのサブシステムから成るが、その中核は富士通 FX1 ベースのスケラブルクラスタである。FX1 クラスタは、クロック周波数 2.5GHz クアッドコアの SPARC64™ VII チップ 1 個を搭載したノードが、Infiniband を使ったフルバンドの Fat tree トポロジーで 3,008 個結合された形態のものである。ノードは、40GFLOPS の理論ピーク性能と 32GB のメモリ空間を有する。CPU は、コア間ハードバリア、6MB 共有 L2 キャッシュ、高メモリバンド幅及び先進コンパイラ技術を核とする Virtual Single Processor by Integrated Multi-core Parallel Architecture (これ以降、

VisIMPACT と呼ぶ) と呼ばれるメカニズムを実装し、OpenMP 指示行追加などのユーザへのプログラミング負担を最小にしつつ CPU 内での高速自動スレッド並列実行を可能とする。FX1 クラスタでは、ノード間通信は、基本はフルバンドの Fat tree ネットワークにより行なわれるが、集合通信の高速化、ノード間バリア、計算ノード間の OS ジッタ低減のために高機能スイッチを使った高速バリアネットワークを別に持っている。VisIMPACT 及び高速バリアネットワークを利用することにより、マルチコア CPU 利用時におけるプログラミングモデル変更や MPI 大規模並列における並列化効率低下をあまり気にすることなく大規模問題にアタックすることができる。また、FX1 クラスタは、1PB の RAID ディスク装置と 10PB のテープ装置から成る大規模ストレージを擁し、25GB/秒の実行転送性能による入出力が可能である。

オリジナルコードは Fortran77 で書かれている。並列化は、XPFortran を用いて行なった。XPFortran は、富士通が開発したデータ並列タイプの並列化 Fortran 言語の一種である。ループレベル並列性に基いているため、並列プログラミングが比較的容易であり、インクリメンタルな開発が可能 (逐次に戻れる) である。XPFortran にはグローバルメモリ空間という概念があり、並列計算機システムの各ノードが持つ物理メモリを論理的に 1 つのメモリ空間に見せる機能がある。これにより変数が連続した一つの空間内に割り付けられているように見えるために、ノード間のデータ転送を意識することなくプログラミングができる。XPFortran では、プロセス間でのバリア同期を多用するため、高速バリアネットワークが有効に機能している。VisIMPACT 並列は、コンパイル時に -Kimpact オプションを指定すればよい。XPFortran と VisIMPACT 並列を利用することにより、ユーザは大規模並列を容易に実行することができる。

今回、最も大きいケース 3 の場合では、1440CPU (5760 コア) を用い計算時間は 450 時間である。非定常流のため、時系列のデータ量が合計で 150TB ほど出てくるが、入出力速度がボトルネックにならないように工夫をした (3 章を参照)。

3. 結果および考察

3.1 流れ場

図 2 にケース 3 の噴霧形状の概要を示す。各ケースとも定性的には同じ流れ場になる。色は軸方向速度である。液柱先頭では、傘形状が形成されその背後の巻き込み渦と縦渦の作用により乱れた流れ場が形成される。液糸の生成は先頭の傘のエッジと液柱コア表面の両方から確認できる。液糸の先端からは液滴が生成している。計算格子の解像度が足りているかを知る簡便な方法には、生成される液糸が滑らかで表面には波打ちが見られること、生成した液滴が球形状になること、などがあるが、図 2 では実際にそのようになっている (次ページ)。

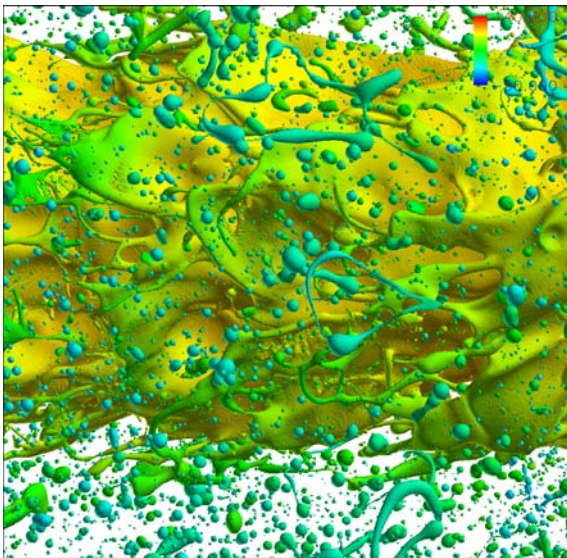
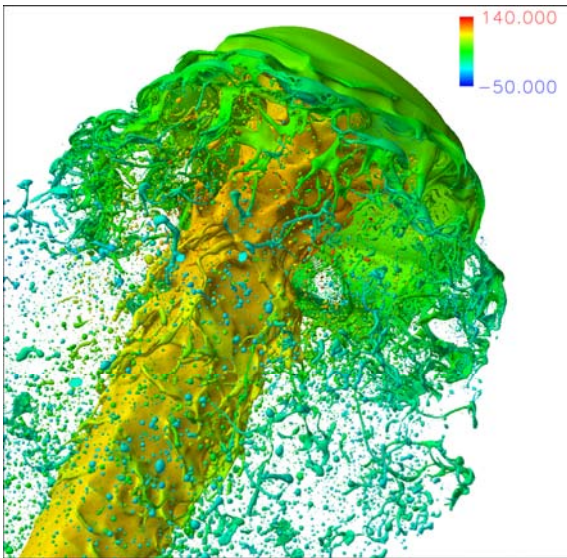


図 2 ケース 3 の全体図 (上) および液噴流コア付近の拡大図 (下)。表面色は軸速度(m/s)。

バルクのウェーバー数 (ここでは噴射速度と等価) が上がると、生成される構造が小さくなる。図 3 に噴流コア表面上に形成される波打ちの波長を記す。発達の仕方は完全な軸対称ではないためばらつきはあるが、噴射速度 (すなわち噴射ウェーバー数) が大きくなると形成される構造のスケールが小さくなること分かる。

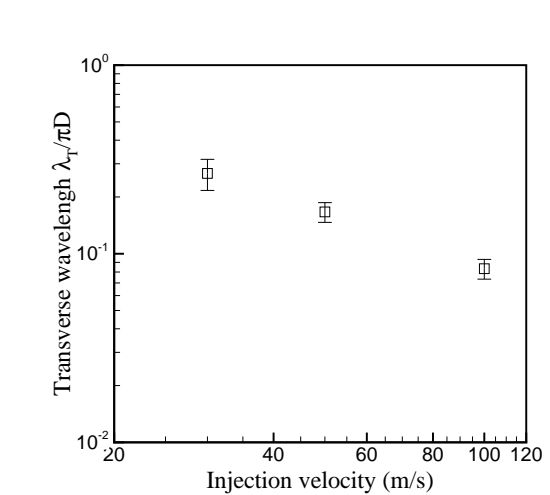
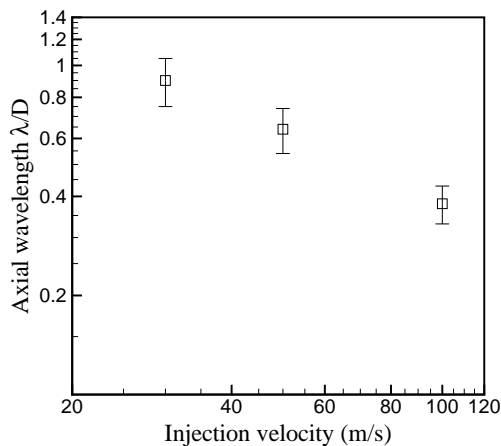


図 3 噴射ウェーバー数による生成構造のスケールの違い

液糸が形成されるのは、噴流先頭の傘からと噴流コア表面からである。傘では軸対称渦と縦渦が複雑に存在しており、渦の動きによって局所の液構造が形状を変え、最終的に分裂して液糸になる。噴流コア表面でも、同様に局所の気体の動きで表面の形状が変形し最終的に液糸になる。この様子は定性的にはどのケースでも確認されている。図 4 にケース 1、図 5 にケース 3 での表面液糸の形成の例を示す。ここで、時刻は噴射速度と液柱直径で無次元化した時刻を用いている。初期の時点で図の中央にうろこ状構造ができていく (図 4 : $t=18.27$ 、図 5 : $t=15.76$)。うろこの縁は表面張力によって丸まっているので真ん中は相対的に厚みが薄い。やがて、この真ん中の薄くなったところに穴が開く (図 4 : $t=18.97$ 、図 5 : $t=16.04$)。穴が開くと表面張力で急速に縁が丸まるため、糸状の輪のような形状になり (図 4 : $t=19.67$ 、図 5 : $t=16.91$)、その後複数の液糸に分かれていく (図 4 : $t=21.07$ 、図 5 : $t=17.20$)。このような動きが繰り返されている。

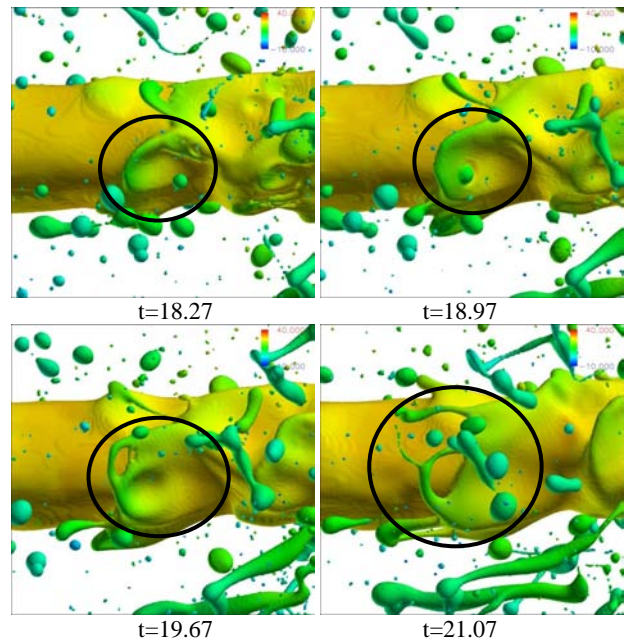


図 4 噴流コア上での液糸の形成 (ケース 1)

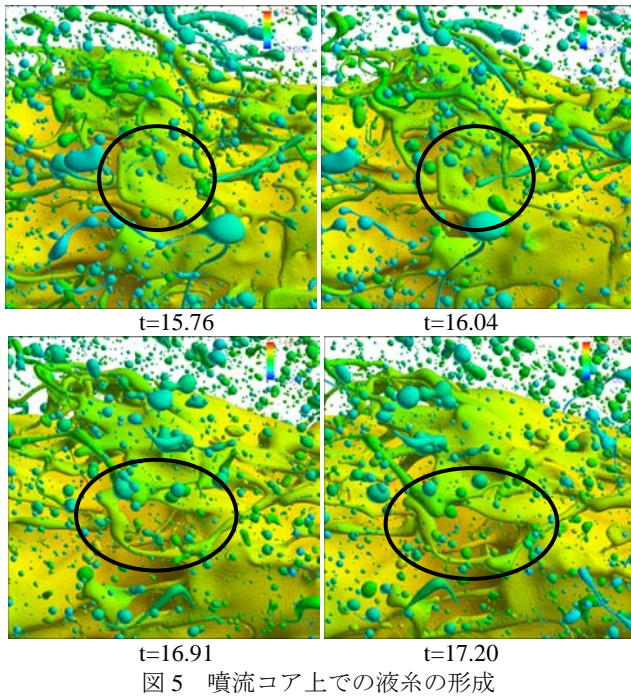


図5 噴流コア上での液糸の形成

液糸が形成される時点の局所の気体ウェーバー数を、

$$We_g = \rho_g |\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_l|^2 a_L / \sigma \quad (4)$$

で定義した。ここで添え字 g は気体、 l は液体、 L は液糸を表す。図 6 に 3 ケースの結果をプロットする。ばらつきはあるが、いずれも気体ウェーバー数が 1 のオーダーの付近に分布していることが分かる。このとき、空気力と表面張力が同程度の大きさになっており、その時に液糸の形成が起こる。噴射速度（噴射ウェーバー数）を上げると、この 1 のオーダーになるように液体構造が小さくなるため、結果として液糸や液滴のスケールは小さくなる。

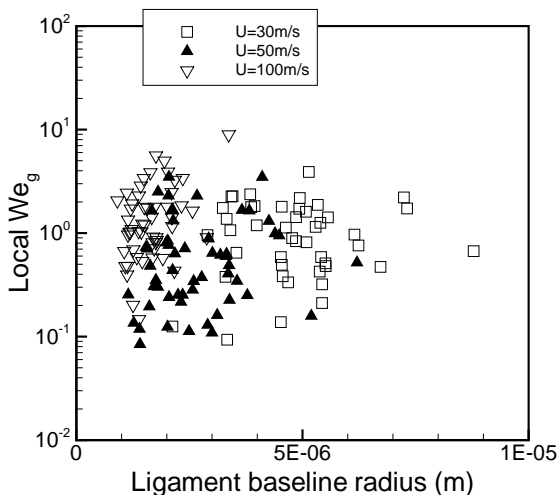


図6 液糸形成時の局所気体ウェーバー数

液糸からの液滴生成も直接追跡することができる。液糸からの液滴生成を模擬した実験室実験は層流低速噴射液を用いるが、この際、分断モードには 2 つあること（短波長モード：端面が収縮し液柱を押しこむことで表面張力波を発生させ端面の影響で不安定化して切れるモードであり切れる波長（間隔）は液柱半径の約 3.6 倍。長波長モード：いわゆる Rayleigh モードで、軸対称液柱上の長い変形は円周方

向と母線方向の表面張力の大小関係から不安定化しやすいというもの。分断波長（間隔）は液柱半径の約 9 倍で端面の存在は不安定化には必ずしも必要ない。実験室実験ではノズル出口で擾乱を与えその発達を見る形態が多いが、端面が擾乱源になっていることは最近梅村が指摘している[2-7]。）、噴射ノズルの影響があること、地上実験では重力加速の影響があることが分かっている[2-7]。この形態が、乱流噴霧中に置かれた液糸にどこまで対応しているかはまだ確認されていない。乱流噴霧中の実際の液糸は当然有限長であり端面を持っているので、短波長モードが主体であると予想される。

図 7 にケース 1 での液糸からの液滴生成過程を示す。ここで、図の圧力は断面内の

$$\Delta p = [p - (p_g + \sigma/a_L)] / (\sigma/a_L) \quad (5)$$

を示している。 p_g は気体圧力である。液糸が少し曲がっているため若干中心軸からずれた断面もあるが全体の特徴はよく見える。t=18.97 においては、既に液糸全体にわたって表面張力波の発達が見える。この波長は液糸半径の約 3-4 倍になっており、短波長モードであることが分かる。実際、液糸の先端液塊（図の右下）の部分は液柱を押しこめているので圧力が上がっている。この押しこめ動作が続くと先端液塊がさらに大きくなるのでそこでの圧力が下がり（t=19.67）、すぐ隣のくびれ部から液を吸い込むように発達する。さらに先端液塊の圧力が下がると（t=20.37）いよいよくびれ部は発達しその圧力が急上昇する。そのためそこに先端液塊に向かう液ジェットが形成され、t=21.07 で分断に至る。これは、我々が層流噴射液の模擬試験で見た短波長モードそのものである[2-7]。

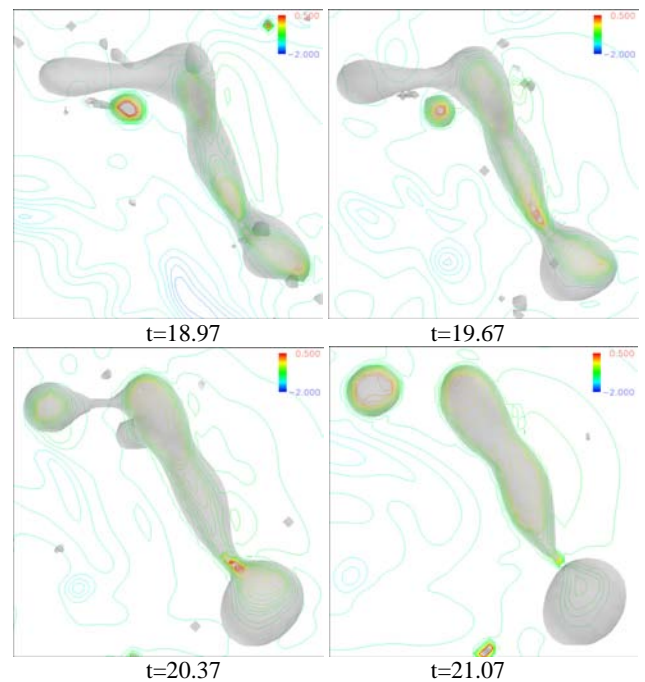


図7 液糸からの液滴生成（ケース 1）

同様の現象はどのケースでも確認でき、短波長モードが支配的であると考えられることができる。ただし、特に高速噴射であるケース 3 では、空力の作用により若干興味深い現象が起こるのでここで取り上げる。図 8 にケース 3 での液滴生成過程を示す。この場合、時刻が早い時間には液糸表面上の波長は短く見えるが、時間が経つにつれて長くなっていくように見える。しかし、このような両端を持つ短い

液系上に長波長モードが現れるのは液系が何も外から作用を受けていないなら考えにくい。

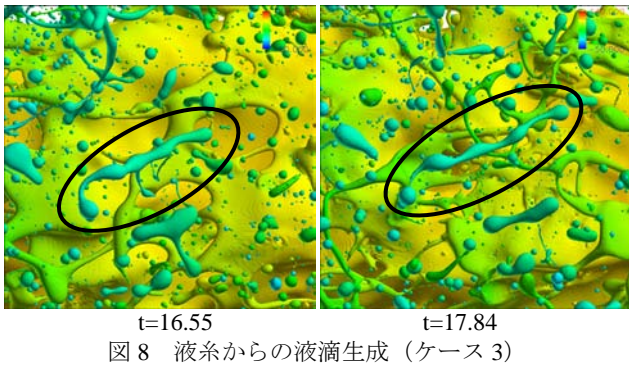


図 8 液系からの液滴生成 (ケース 3)

そこで、この液系について時間履歴を追ってみた。すると液系が伸長していることが分かった。図 9 に、この液系の伸長の様子を示す。横軸の時刻は、液系の分断の時間スケールでスケールリングし直した

$$t_L = t_{real} \frac{U_c}{a_L} = t_{real} \frac{1}{a_L} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_l a_L}} \quad (6)$$

としてある。点線は、流れのない空間にこの長さの液系が置かれたときに両端からの収縮によって予想される長さの履歴である。実線は実際の液系長さであり、明らかに長くなってきている。これは、周囲気体の運動により液系が次第に伸長されていっていることを示している。それに伴い、液系上に一旦形成された波長が（波の数は変わらないので）短波長モードの波長 $3.62a_L$ から長波長モードの波長 $9.02a_L$ に近づいて伸びて行っていることがわかる（一点鎖線）。長波長モードは本質的には、液系上の長い波長の変形は不安定であると言っているのみであるので、ここで起きた現象（端面収縮とそれに伴う表面の波形の成長）はあくまで短波長モード支配であり、外的要因によって最後は見掛け上長波長になったと考えるべきである。

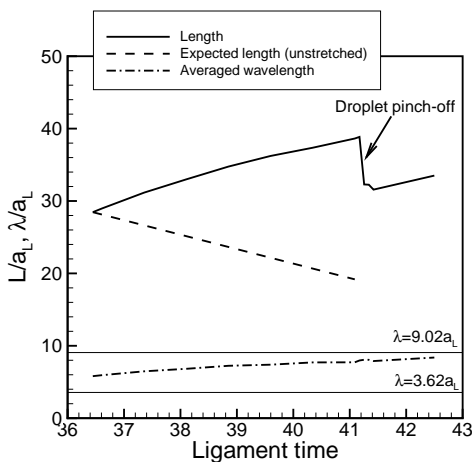


図 9 液系の伸長 (ケース 3)。図 7 に対応する。

このように、表面張力を入れた詳細計算により、これまで見ることができなかった噴霧内の細かい構造、運動が次第に明らかになってきた。もちろん、毎回のようにこのような大規模計算を行う訳にはいかないの、今後はモデル化の情報を抽出することが重要になる。

3. 2 計算機性能

このシミュレーションでは大量のデータを処理する必要があり、データ出力時間の短縮が大きな課題であった。今

回の計算では、1 回の出力データ量が 306GB、全体で 153TB のデータを出力する必要があり、データ出力時間が 3000 時間以上に及ぶことが明らかであった。この値は演算時間の 10 倍にあたる。この問題は 1440 ノード毎に計算されたデータを 1 台のマスターノードが集約してデータ出力するために発生している。更に、ファイルサーバを複数利用者が共有しているため、今回のような大規模シミュレーションでは専用サーバが必要と判断した。

そこで、各ノードで計算されたデータをそれぞれのノードからファイルサーバにデータ出力することによりデータ出力時間の短縮を図った。次に JSS が所有するファイルサーバを占有利用し、更に効率よくデータ出力する設定を行った。ファイルサーバは Infiniband ネットワークで接続されておりファイルシステムとして富士通製のネットワーク型ファイルシステム (SRFS) を採用している。各ノードからデータを出力する際には Fortran の I/O バッファキャッシュを経由する。1440 ノードから一斉に書き込みが行われた場合ファイルシステムに効率よくデータを書き込みが行われるようにシステム環境を変更した。Fortran の I/O バッファキャッシュサイズを SRFS の I/O ブロック長 (32MB) の整数倍になるように 512MB に設定した。更に、1440 ノード分のデータ量がファイルサーバのサーバキャッシュに収まるように SRFS のサーバキャッシュサイズを 1 回のデータ出力量以上の値に設定した。以上のような設定を行い 153TB のデータを 12.5 時間で行うことができた。これは演算時間の約 3% にあたる。これにより、入出力が計算のボトルネックになることはなくなった。

次に、XPFortran と VisIMPACT を融合させたマルチプロセスおよびマルチスレッドによる階層並列での実行性能結果についてのべる。マルチコア CPU の時代となり、マルチコアに適したプログラミングスタイルでは、高効率なスレッド並列化との階層化で、プロセス並列のプロセス数を少なくすることで、プロセス間通信に伴う性能低下を削減することが重要となる。

VisIMPACT を融合させることによる性能改善の効果を図 10 に示す。これは、使用する資源量に比例して計算処理量をスケールアップさせた場合の、単位時間あたりの処理量をプロットしている。図からわかるように「XPFortran+VisIMPACT」は「XPFortran」に対して同じプロセス数で 3 倍程度スピードアップしており、自動並列による効果が出ている。

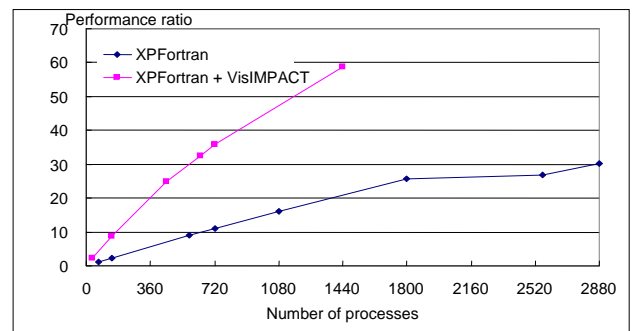


図 10 VisIMPACT による性能改善

次に、図 10 を使用する資源量(ノード数)で揃えて表示したグラフを図 11 に示す。「XPFortran+VisIMPACT」では、プロセスあたり「XPFortran」の 4 倍の資源量を必要とするが、同じ資源量の「XPFortran」と比較した場合、高並列では「XPFortran+VisIMPACT」の処理性能が上回っており、VisIMPACT を使用することで、1440 ノードの大規模並列でも性能が十分にスケールすることを示している。

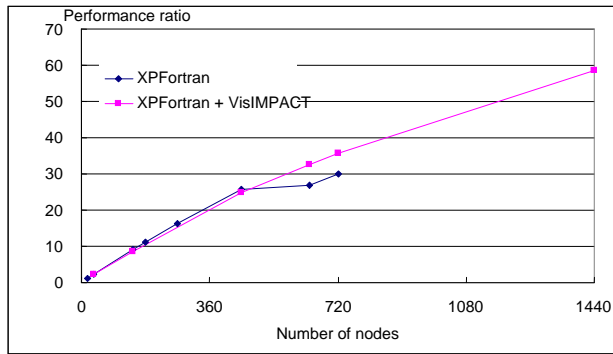


図 11 性能のスケールビリティ

and atomization: DNS and modelling study, *Intl. J. Multiphase Flow*, 35, pp.247–260 (2009)

4. 結論

このように、詳細な計算によって乱流噴霧内の液柱コア不安定性、液糸・液滴の生成過程の追跡が可能になった。個々の過程の詳細な解析は、まだ完全には終わっていないが、空力干渉や表面張力が果たす役割についての理解が深まった。液糸から液滴が生成される過程は、我々のこれまで低速層流噴射液からの知見と一致する結果である。今後は、さらにデータの解析を進め、さまざまな乱流統計量や液糸・液滴との相関を探っていく予定である。

本計算を実施した JSS システムについておよびその性能についても簡単に述べた。ユーザに過大な負担を強いることなく、このような大規模計算でも問題なく動作させることができた。

謝辞

本計算遂行や原稿作成にあたり、富士通スパコン運用チームおよび JAXA 情報・計算工学センターのご支援を受けました。ここに記して感謝いたします。

参考文献

- 1) Lin, S. P., *Breakup of Liquid Sheets and Jets*, Cambridge University Press (2003)
- 2) Umemura, A., Wakashima, Y., Atomization Regimes of a Round Liquid Jet with Near-Critical Mixing Surface at High Pressure, *Proc. Combust. Inst.*, 29, pp.633-640 (2002)
- 3) 梅村, 噴射液の自己不安定化機構の理論的研究 (第 1 報: 噴射液の不安定化に関連する表面張力波), 日本航空宇宙学会論文集, 55-640 (2007) 216-223
- 4) 梅村, 噴射液の自己不安定化機構の理論的研究 (第 2 報: 分断フィードバックループ), 日本航空宇宙学会論文集, 55-640 (2007) 224-231
- 5) 梅村, 噴射液の自己不安定化機構の理論的研究 (第 3 報: 短距離分断過程の一次元計算), 日本航空宇宙学会論文集, 55-643 (2007) 359-366
- 6) 新城, 小川, 梅村, 液膜端の収縮により発生する表面張力波の特性, 日本航空宇宙学会論文集, 55-641 (2007) 273-281
- 7) 新城, 松山, 溝渕, 小川, 梅村, 伝播性表面張力波による液糸からの液滴分断機構に関する数値解析, 微粒化 18-61 (2009) 36-43
- 8) Gorokhovski, M., Herrmann, M., Modeling primary atomization, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 40, pp.343-366 (2008)
- 9) Menard, T., Tanguy, S., Berlemont, A., Coupling level set/VOF/ghost fluid methods: Validation and application to 3D simulation of the primary break-up of a liquid jet, *Intl. J. Multiphase Flow*, 33, pp.510–524 (2007)
- 10) Lebas, R., Menard, T., Beau, P.A., Berlemont, A., Demoulin, F.X., Numerical simulation of primary break-up

埋め込み境界法を用いた機内空気流の LES の構築

齋藤英文*, 梶島岳夫**

*株式会社津製作所 航空機器事業部

**大阪大学大学院 工学研究科

Formation of LES of cabin air flow using immersed boundary method

by

Hidefumi Saito and Takeo Kajishima

ABSTRACT

We propose an analytical model as a process of understanding and improving cabin air in an aircraft. The model is based on Boeing 767 aircraft having two aisles in a wide body. In the model, interiors (i.e. ceilings, side wall, seats, and floor) and human bodies are taken into account. To deal with the complicated geometry of flow field efficiently, this model consists of Large Eddy Simulation (LES) based on Smagorinsky Model (SM) and is using IBM (Immersed Boundary Method) to adopt uniform staggered grids. The flow velocities at the immersed boundary cells are determined according to the volumetric fraction of solid. The effect of buoyancy is treated by Boussinesq approximation. The profiles of temperature and oxygen concentration are also calculated simultaneously. It is shown that the process is reproduced successfully for our purpose of optimizing cabin air quality.

1. はじめに

航空機の空調システムは、一般的な空調システムとは異なり、機内の与圧・換気・温度調節の3つの重要な機能を持つシステムでなければならない。特に航空機が上空を巡航している際は、与圧と換気の機能発揮がなければ、人体が生存可能な機内環境を維持することは困難になる。そのため、圧縮した機外空気を機内に取り込むことが必要であり、これに消費されるエネルギーは、空調システム運用時のエネルギー消費の大部分を占める。

航空機用空調システムは、軽量であることも必須の要件である。このため、相変化を利用する冷媒は使用されず、従来から空気の断熱圧縮・断熱膨張を基本としたエアサイクル方式が採用されている。また、その空気源はメインエンジンからの抽気（ブリードエア）とする方式が一般的である。メインエンジンの圧縮部で圧縮された機外空気の一部を、エンジンから抜き取って空調用空気源とし、断熱圧縮→冷却→断熱膨張という過程を経て、適切な圧力と温度の空気を確保する方式である。

しかし近年の地球温暖化や原油高騰への対策から、航空機においても運行時のエネルギー（燃料）消費を大幅に削減することが要請されており、空調システムの効率化も重要な課題となりつつある。その一つの解決方法として、空調システムの空気源を、エンジン抽気方式から電動圧縮方式に置き換える動きがある。

メインエンジンは飛行条件に応じて作動状態が変化するが、これに伴い抽気圧も大幅に変動する。抽気圧が変動しても空調システムに必要な圧力を確保するため、圧力余裕のある抽気ポートを設定し、抽気後に大きく圧力を絞る調整が行われている。このため、抽気方式ではエネルギー効率が低くなる。一方、エンジンシャフトから駆動される発電機を用いる場合は、消費電力に応じた負荷運用が可能となるため、エネルギー効率高い。昨今モータおよび電力素子技術が発達し、モータの小型化と高効率化が可能となったことから、航空機でも電力方式に移行する動きが進み始めている。

我々は、電力駆動による機外空気圧縮機を持つ空調システムに、快適性や安全性も向上させる機器を加えたシステムの研究を進めた¹⁾。航空機の機内は 2,438m (8,000ft) の高度の気圧まで低下することが許容されているが、この状態でも乗客の快適性維持のため、酸素分圧や湿度を改善した空気を乗客頭部付近に供給する方式を採用した。研究で

は、全てを統合した航空機空調システムとして、総合評価試験を進め、機能が効果的に発揮されることを検証した。

しかし、システム実証結果を得たものの、これを実用化して行くには、解決すべき課題が残っていた。その1つが、酸素分圧や湿度を改善した空気の、効果的な機内供給方法の確立である。実際の機内空間は、安全性の確保・搭乗者の居住性・乗客乗員の移動性・荷物収納の容易性等、あらゆる要素を考慮した設計となっており、これに基づく条件設定を行う必要がある。また機内空気は、規定量換気のために機体軸方向の空気流も存在しており、このような条件も付与する中で、酸素分圧を改善した空気を効果的に供給できる方法を検討することが必要となる。

以上の背景から、航空機の機内に対し、効果的な空気供給の形態を CFD により評価することを目的とし、機内空気の流れを表現できるモデル構築を進めた。

2. 解析モデルの要件とその構築

機内空気を解析するために、少ない計算処理にも拘らず流れの実体を的確に表現できる方法を志向する。

機内形状を模擬したモデル構築を行うにあたり、以下の要件を盛り込む。

- 機内には機体軸方向に、乗客に不快感を与えない程度 (0.3m/s 以下) の平均流が存在するが、シートや人体等の固体部分によって乱れを生じている。その乱れの状態が分かる解析を可能とすること。
- 人体等の温度による空気流への影響と酸素の濃度変化の解析が可能であること。
- 機内噴出し・吸込みに加え、乗客の呼吸による空気流の解析が可能であること。

これらの要件を考慮した結果、温度や酸素濃度の分布にも影響を与える比較的大きな乱れは、その影響状態を把握するためにも時間経過による変化も確認できることが必要となる。そこで、規模の小さな乱れは、格子内での渦拡散として係数化できる Smagorinsky Model (SM) を取り入れた Large Eddy Simulation (LES) を採用する。また、機内の構造物や人体などの存在に対しては、比較的粗い均一格子でも複雑な固体形状を取り扱うことを可能とするため、埋め込み境界法 (IBM, Immersed Boundary Method)²⁾を用いる。

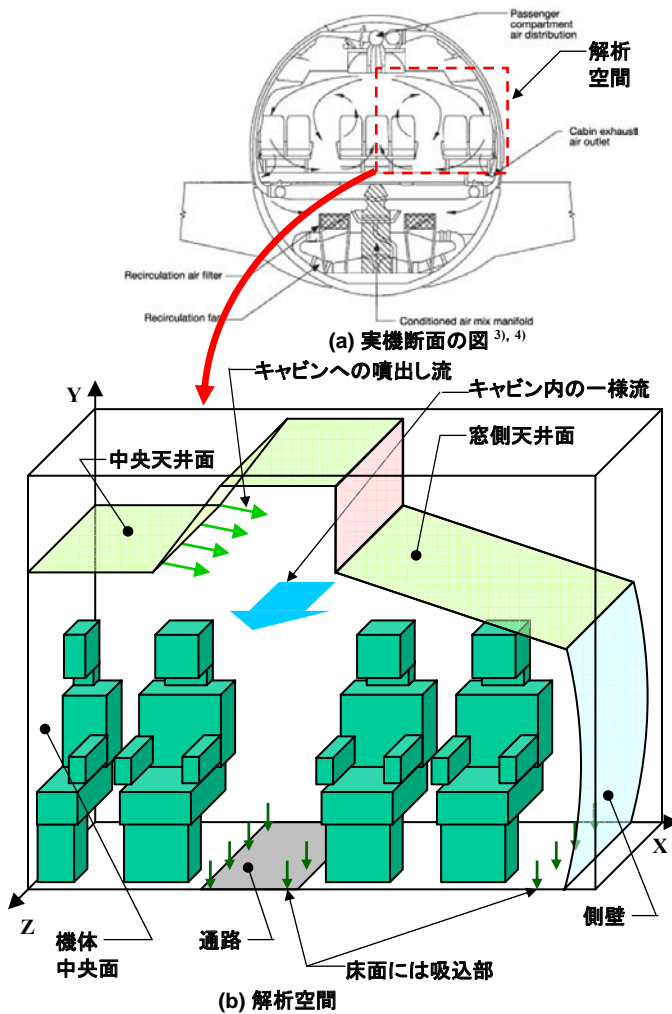


図1 機内空気の解析空間の形態

解析するモデルは、乗客の頭部から距離のある天井部分からの酸素分圧改善空気を供給した状態で評価することを考慮して、広胴中型機である Boeing767 機をベースに選んだ。この機体の客室形状で、一列分の座席状態を切り出し、さらに機体中央面で対称と仮定し、モデル空間を設定した(図1参照)。X, Y, Z 各軸は図示の方向で規定した。これにより、 $X=0\sim 2,420\text{mm}$, $Y=0\sim 2,120\text{mm}$, $Z=0\sim 800\text{mm}$ を解析範囲とする。

空間全体に $20\text{mm}\times 20\text{mm}\times 20\text{mm}$ の均一 Staggered 格子を張り、格子数 $i\times j\times k=121\times 106\times 40$ の解析空間を構成した。この格子に対し、機内構造物や人体等の固体部分を、埋め込み境界法により組み入れた。本モデルでは固体位置は固定としているため、各セルに含まれる固体の占める割合(固体率)は固定値となる。固体(速度=0)と流体(空気流として速度を持つ)の両方を内包したセルでは、固体率と流体率(=1.0-固体率)をそれぞれの速度に乘じ合算し、セル代表流速を得る。この操作により、固体を含む解析空間全体を「流体」とみなし一括解析が可能となる。

天井にあるスリット状の空気噴出し口と、床面に吸い込みを与える。天井の噴出し空気の全量を等分割し、床面の各吸込みセルの吸込み量として設定する。

各人体の口の位置には、呼吸を表現するため、吸込み・噴出しを有したセルを設定する。人体モデルは機体中央面側から側壁側に向かい No.1~4 の番号を付与し、No.1, 3

を呼気状態に No.2, 4 を吸気状態に設定し、呼気・吸気の流量は時間的に一定とする。なお、呼気流量の合計は吸気流量の合計に等しい。

機体軸方向である Z 方向は同じ座席列が繰り返し並ぶことから、Z 方向境界には周期境界条件を設定する。

3. 基礎式

本モデルでは、非圧縮性流体として密度の変化はないものとし、温度変化に伴う浮力は Boussinesq 近似で与える。

空気流および熱移動と物質拡散の基礎式を以下に示す。本研究では LES による解析とするため、フィルターにより格子以上のスケール(GS, Grid Scale)と、格子以下のスケール(SGS, Sub-Grid Scale)に分離する。格子以上のスケール(GS)は以下の基礎式を用いて直接解析する。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \dots(1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{u}) - \frac{1}{\rho} \nabla P + \nabla \cdot (2\nu \mathbf{D}) + \mathbf{f}, \dots(2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\nabla \cdot (\theta \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\alpha \nabla \theta), \dots(3)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -\nabla \cdot (\xi \mathbf{u}) + \nabla \cdot (D \nabla \xi), \dots(4)$$

ここに、

\mathbf{u} : 流速(m/s),

P : 圧力(Pa),

ρ : 密度(kg/m^3),

ν : 動粘性係数(m^2/s),

\mathbf{D} : ひずみ速度テンソルで

$$\mathbf{D} = \frac{1}{2} \left\{ (\nabla \mathbf{u})^T + \nabla \mathbf{u} \right\},$$

\mathbf{f} : 体積力(m/s^2),

θ : 温度(K),

α : 温度伝導率(m^2/s),

ξ : 酸素濃度,

D : 拡散係数(m^2/s).

係数の中で、 ν , α , D は格子以下のスケール(SGS)の渦粘性、渦拡散による影響分を含むものとして、以下の式により計算される。なお、 D は窒素に対する酸素の拡散係数を用いる。

$$\nu = \nu_0 + \nu_e, \dots(5)$$

$$\begin{aligned} \alpha &= \alpha_0 + \alpha_e \\ &= \alpha_0 + \frac{\nu_e}{Pr_{SGS}}, \dots(6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} D &= D_0 + D_e \\ &= D_0 + \frac{\nu_e}{Sc_{SGS}}, \dots(7) \end{aligned}$$

ここに、

ν_0 : 1 気圧・298.15K (25°C) 空気の動粘性係数(m^2/s),

ν_e : SGS 渦動粘性係数(m^2/s),

α_0 : 1 気圧・298.15K の空気の温度伝導率(m^2/s),

α_e : SGS 渦温度伝導率(m^2/s),

D_0 : 1 気圧・298.15K の酸素の拡散係数(m^2/s),

D_e : SGS 渦拡散係数(m^2/s).

(6), (7)式に示すとおり, α_e と D_e は, Pr_{SGS} (SGS プラントル数) と Sc_{SGS} (SGS シュミット数) を用いて ν_e から与えられる。本解析では 0 方程式モデルを採用し, Pr_{SGS} , Sc_{SGS} は共に 0.5 (一定値) をとする^{5),6)}。

SGS 渦粘性係数 ν_e は, SM に基づき, 次式により与えられる⁷⁾。

$$\nu_e = (C_s f_s \Delta)^2 |\mathbf{D}|, \dots(8)$$

ここに,

$$\Delta = \sqrt[3]{\Delta_x \Delta_y \Delta_z}, \dots(9)$$

$$|\mathbf{D}| = \sqrt{2D_{ij}D_{ij}} \dots(10)$$

C_s は Smagorinsky 定数で, $C_s = 0.10$ を採用する。

f_s は van Driest 減衰関数で次式による⁷⁾。

$$f_s = 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right), \dots(11)$$

ここに,

$$y^+ = \frac{lu_\tau}{\nu_0}, \dots(12)$$

また, $A^+ = 25$ とする。

(12)式に示されるとおり, y^+ は, 壁からの距離 l と摩擦速度 u_τ とにより計算される値である。本解析モデルのように, 解析空間内には複雑な形状の固体が多数存在する場合は, 流体領域での摩擦速度はその直近にある固体の形状によって異なる値になると予想される。しかし, 解析を容易にするために, あえて摩擦速度は解析空間内で一定とすることを試みる。摩擦速度の代表値を決定し, これを全領域に対し, (12)式での計算に適用する。

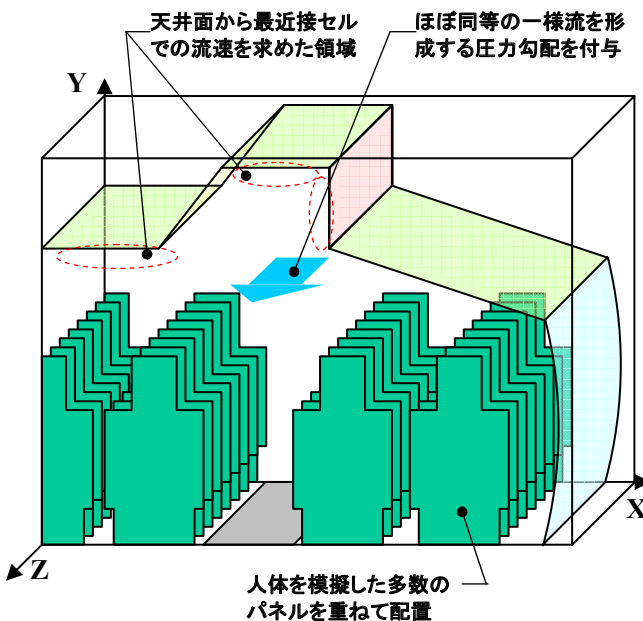


図 2 摩擦速度の代表値算定のためのモデル

摩擦速度の代表値を求めるため, 図 2 に示す, 同一の機内断面に対し, 座席と人体は板状のパネルを多数重ねて設置したような予備解析モデルを構築する。本解析モデルで与えるのと同じ一様流を, 予備解析モデルの機体軸方向に形成し, その際の各部の流速分布を調べた。一様流に平行な天井面 (固体表面) から第 1 層目となる流体セルで形成される Z 方向流速の平均値と, 流速規定位置での天井面からの距離 ($= \Delta/2$) とから摩擦速度 u_τ を決定した。

(12)式の距離 l については, 解析領域内の各セルに対し最も近い固体位置を求め, その距離を算出する。本モデルでは固体部分が動かないため l は固定値として, 解析に先立ち計算しておく。

温度変化に伴って発生する浮力を, Boussinesq 近似にて体積力として与えるため, (2)式の外力項 \mathbf{f} には, Y (鉛直) 方向成分のみに, 標準空気温度 θ_0 ($=298.15\text{K}$) からの温度偏差 $\Delta\theta$ (K) を用いて, 次式で計算される体積力を加算する。

$$f_y = \left[g \left(-\frac{\Delta\theta}{\theta_0} \right) \right], \dots(13)$$

ここに, g は重力加速度 $= -9.8067 \text{ m/sec}^2$ である。

機軸方向に一様流れを形成する。規定の流速を得るため, これを形成する圧力勾配と等価な駆動力を, (2)式の外力項 \mathbf{f} に, Z 方向成分に体積力として与える。

4. 解析アルゴリズムと解析条件

本モデルにおける流れ場の解析は, Staggered 格子を用い空間差分は 2 次精度中心差分による。移流項・粘性項の時間進行には 2 次精度 Adams-Bashforth 法による計算とし, SMAC 法を用いての流れ場と圧力場のカップリングの解を求めている。その際の圧力方程式は, 過緩和係数 $\beta=1.3$ を用いた逐次過緩和法 (SOR 法) により計算している。

温度場・濃度場の解析は, 流れ場と同一格子を用い空間方向に 2 次精度中心差分を行っている。流れ場で得られた流速を, 移流項と拡散項の計算に用いる。これらの時間進行は 2 次精度 Adams-Bashforth 法による。

本解析に用いた各数値を, 表 1 に示す。

表 1 解析に用いた各数値

代表摩擦速度 u_τ	$8.06 \times 10^{-3} \text{ m/s}$
機内空気の基準状態	$\theta = 298.15\text{K}$ (25°C) $P = 101325\text{Pa}$, a $\xi = 0.2094$ (20.94%)
各物性値 (m^2/s)	$\nu_0 = 1.574 \times 10^{-5}$, $\alpha_0 = 2.182 \times 10^{-5}$ $D_0 = 1.80 \times 10^{-5}$
Z 方向一様流の設定	Z 方向 0.00080Pa/m の圧力勾配に相当する体積力を付与
噴出し空気	$\theta = 298.15\text{K}$, $\xi = 0.2147$
呼気 ⁸⁾	$\theta = 310.00\text{K}$, $\xi = 0.1627$

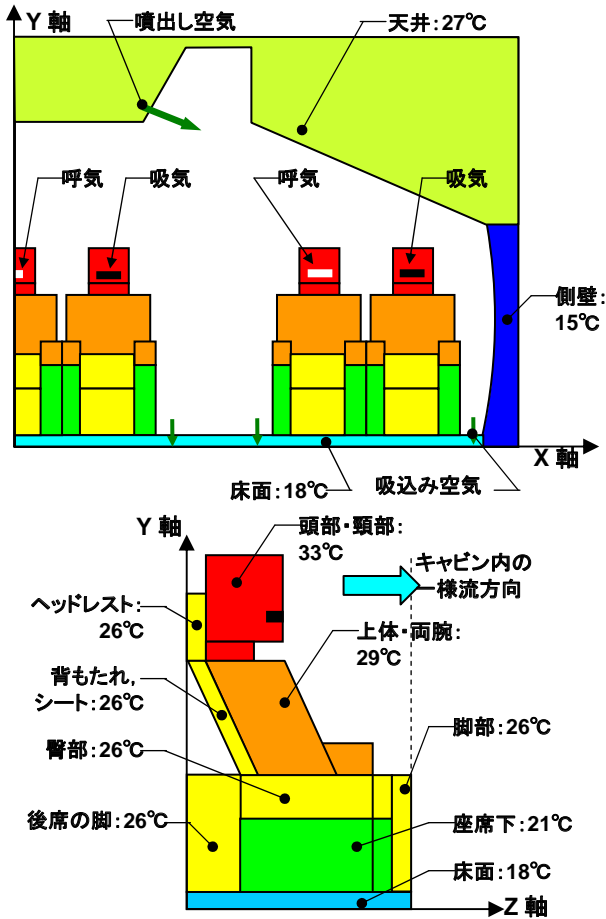


図3 温度条件の設定

本解析では、流速分布のみならず温度や酸素濃度も含めた空気流の状態を明確にすることに主眼を置くため、空気との熱交換に関わらず、固体内部での温度は初期設定値を維持する。各固体セル（固体率=1.0のセルで、人体・座席・機内構造物等）に対し、その表面温度を予想し、その値に設定する。図3に設定した各部位の温度を示す。

天井噴出し空気と乗客の呼気に対し、特定の酸素濃度と温度（表1参照）を規定する。これ以外の全領域の酸素濃度は、初期値として基準状態値 $\xi = 0.2094$ を与え、固体内部はこの初期値が変化しないものとする。

噴出し・吸込みセルは、今回のモデルでは、中央部天井面の端部1箇所に空気噴出し部を、床面は通路両端と側壁近くの3箇所に空気吸込み部を、それぞれスリット状に設ける。

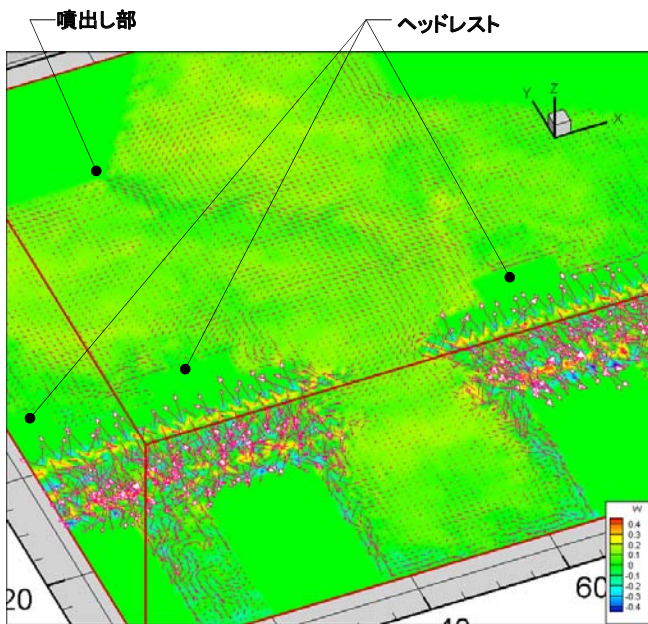
5. 解析結果

以上のモデル化に基づくプログラムを構築し、機内空気の解析を進めている。得られた解析結果を、Z軸に垂直な断面により図4～図8に示す。人体モデルに対する各断面の位置を示す補助図を、各図に付与する。図中にはX-Y面内の流速ベクトルを赤い矢印で示す。これらの図は、図8の右側の図を除き、すべて瞬間的な結果を示している。

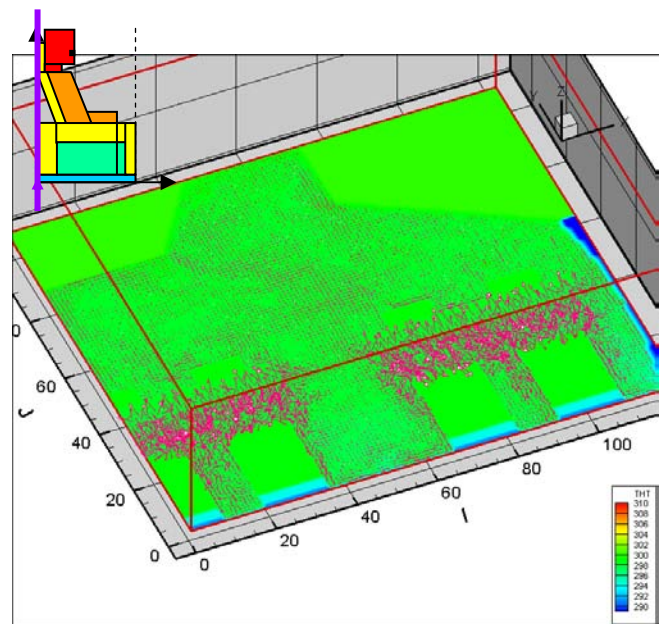
図4～図6は、左側の図はZ方向流速値により、右側の図は温度分布により、それぞれ図の色付けを行い、左側の図の方が中央部を拡大表示する。各図はその断面位置によって、それぞれ特徴のある流れ状態が観察されるが、いずれの図も、天井のスリット状噴出し口から噴出す空気流が共通して現れている。噴出し流れは両側に渦を形成しながら斜め下方に流れ、この噴出し流の存在部分は、Z方向の流速wが小さくなる傾向が認められる。

図4は、ヘッドレスト後面に近い位置での断面である。ここでは、Z方向一様流が座席の背もたれにぶつかり、大きく乱れた流れが確認される。複雑な固体形状に対して格子解像度や渦粘性の減衰関数が十分でないことによる影響も含まれていると考えられるが、変動は周期的かつ局所的であり、全体の流れには影響を及ぼしていない。

図5は、後頭部付近の断面位置で、断面のうち、かなりの割合が人体や座席（固体セル）で占められ、その部分は初期設定した温度が維持されている。図6は顔面の前方空間での断面で、左右の図共に呼気の影響が認められる。特に右図では温度の高い呼気の塊が明確に現れている。



Z方向流速分布により色付け



温度分布により色付け

図4 k=1面（ヘッドレスト裏面）の流れ場と温度分布

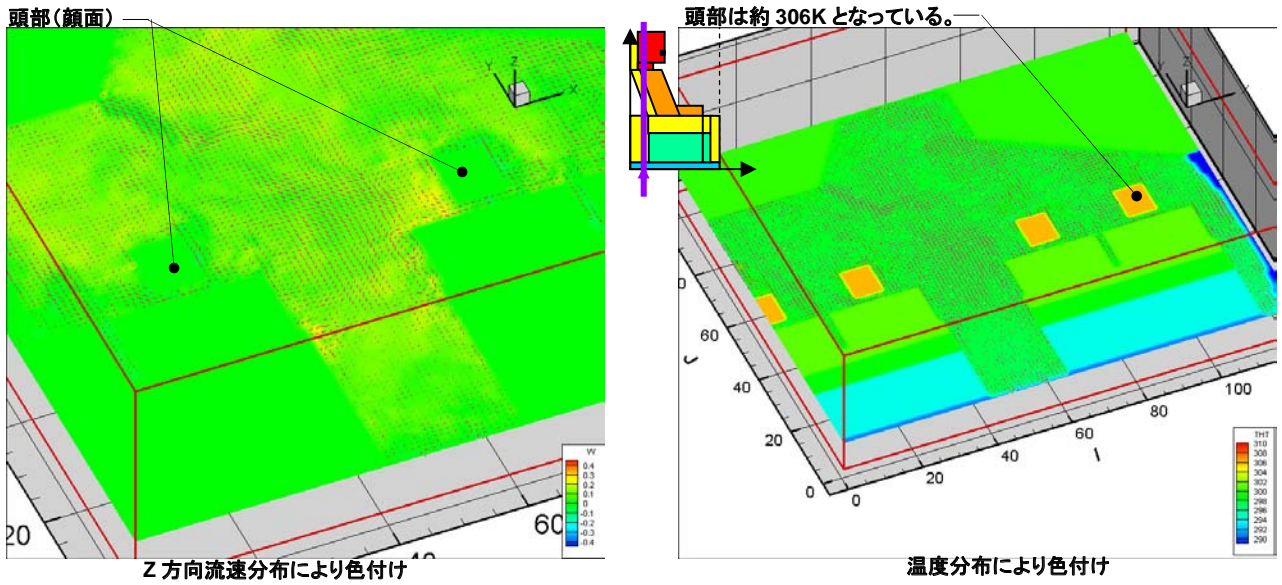


図 5 k=10 面 (顔面近く) の流れ場と温度分布

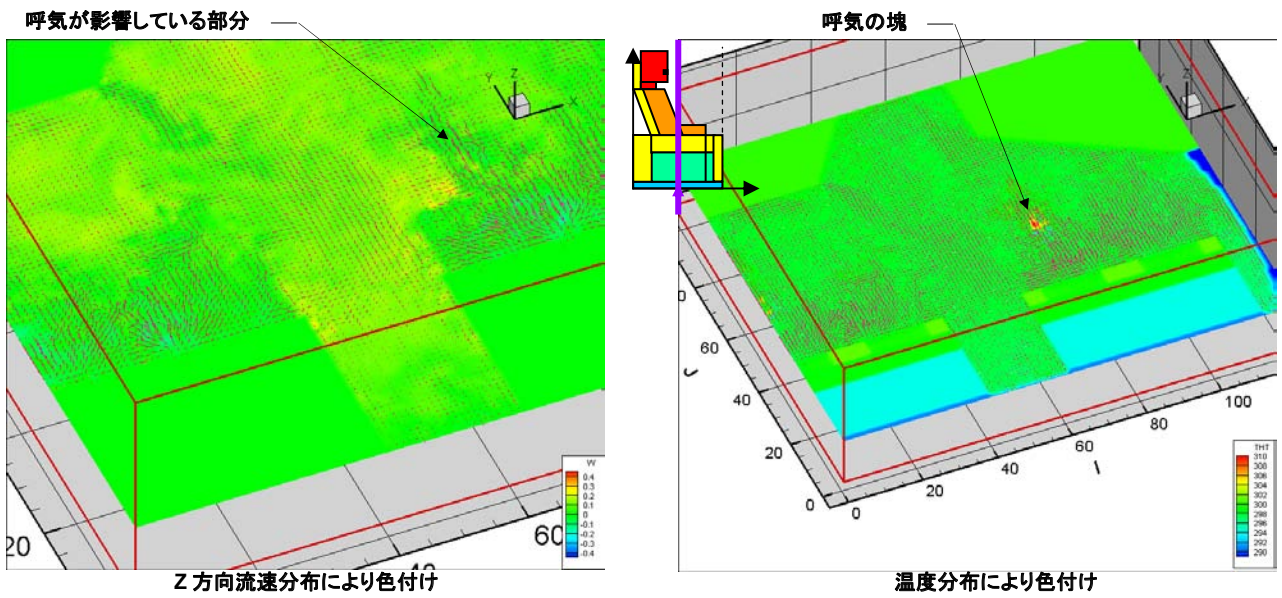


図 6 k=15 面 (顔面の前方) の流れ場と温度分布

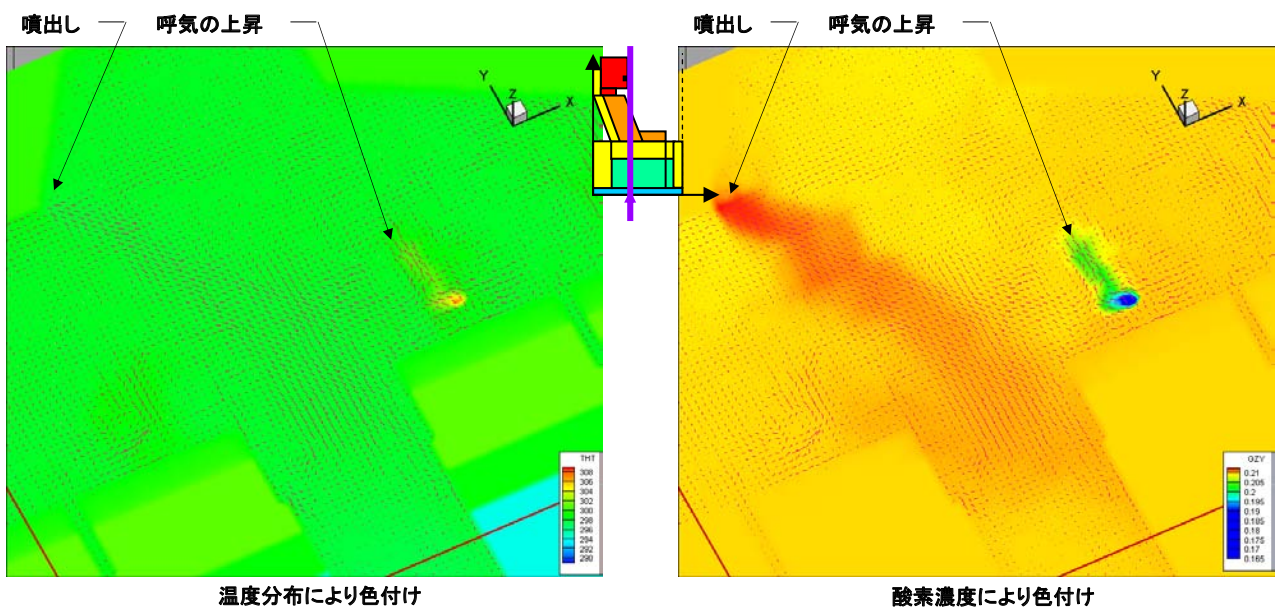


図 7 k=12 面 (顔面の表面付近) の温度分布と酸素濃度分布

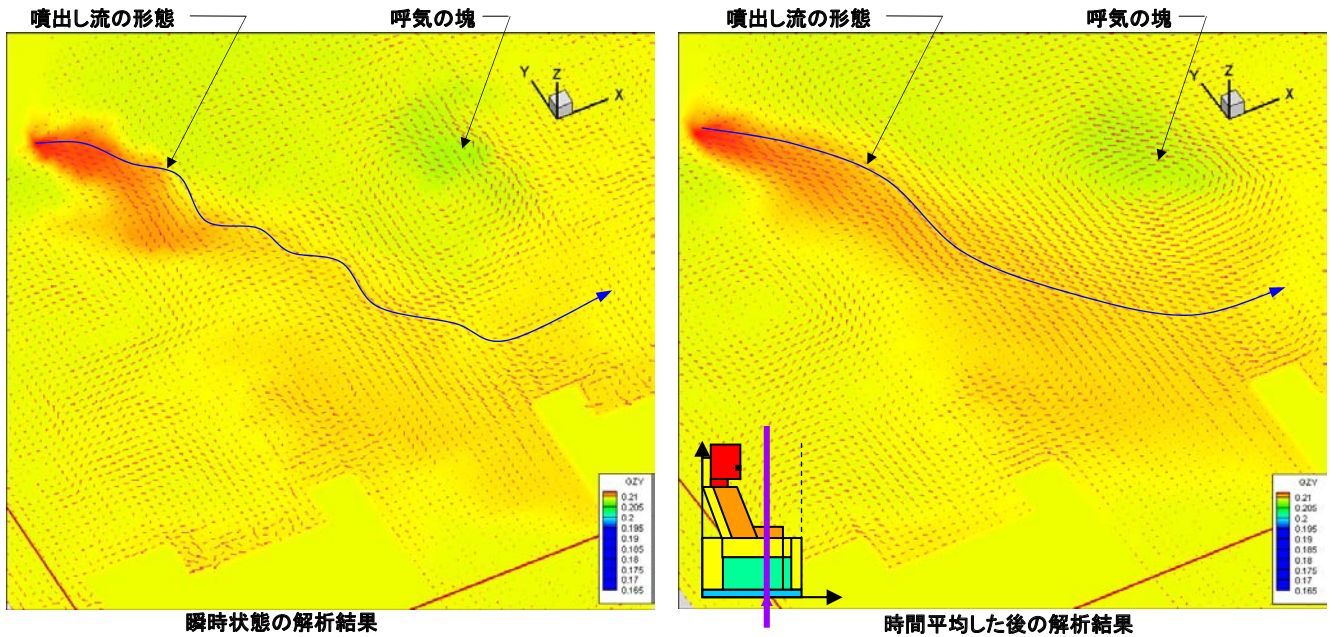


図 8 k=25 面、天井噴出し流部分の瞬時状態と時間平均状態（酸素濃度で色付け）

図 7 は、断面位置が顔面直近となる断面で、温度と酸素濃度によりそれぞれ色付けした図を示す。比較を容易にするため、両図はほぼ同じ尺度である。両図とも天井からの噴出し流と呼気の動きがよく現れている。特に呼気は、酸素濃度が低く温度が高い空気であるため、その存在が顕著であり、浮力の作用によって拡散しながら上昇している様子がよく分かる。

図 8 は人体前方の空間を断面位置として、瞬時状態の図と、その変化を時間平均した結果の図を示す。図の色付けは酸素濃度により、天井からの噴出し流の範囲を拡大している。両図はほぼ同じ尺度である。天井からの噴出し流は、左図では蛇行しており、その周囲には多数の渦も認められるが、右図では滑らかな動きになり、規模の大きな旋回となっている。流れの蛇行や小さな渦は、時間経過と共に移動するため、時間で平均化するとこれが消える。また、図の左上には酸素濃度の低い領域があり、呼気の塊が存在していることが認められる。

6. モデルに対する考察

以上の解析モデルについて、次の点を考察する。

SGS 渦粘性を取り入れるために SM を使った LES により機内空間の解析モデルの構築を目指す。この過程において空間全体を代表する摩擦速度を算定し、van Driest 減衰関数を構築し SM に組み込んでいる。これに対し、解析格子は $20\text{mm} \times 20\text{mm} \times 20\text{mm}$ と比較的粗い。そこで、Z 軸方向の一様流を与えた際の、天井面直近セルでの y^+ の値を試算すると $y^+ = 5.12$ が得られ、本研究の目的に対しては、十分な解像度を有するものと判断される。この結果、本解析モデルは固体表面の摩擦による影響と、複雑な固体形状を IBM によって処理することを両立することが可能になっており、機内空気流を把握するに有効なモデルが得られると考えられる。

7. 結論

航空機の機内で効果的な空気供給方法を検討するために、熱移動と酸素の物質拡散を含めた流れ場の解析モデルを構築し、解析を試みた結果、次の結論を得ている。

- ① SM を用いた LES により、比較的粗い格子を採用しても、機内空気の流れ状態と温度分布・酸素濃度分布を表現できるモデルが構築されている。
- ② 埋め込み境界法を用いることにより、人体や機内構造物を含む機内空間全体を、均一の直交格子で解析することが可能となっている。
- ③ 解析空間内に噴出し・吸込みセルを設け、噴出空気に対しては、その温度や濃度を設定することで、機内への空気供給口や呼気を模擬することができる。

今後このモデルを用いて、効果的な空気供給方法を模索するための研究を進めて行く。

参考文献

- 1) 斎藤ほか:「先進空調システムの技術開発（ノンブリード空調システム）」, 第 46 回飛行機シンポジウム講演 3D4, Oct. 2008
- 2) 小林他編「数値流体力学ハンドブック」丸善, p388～389, 2003
- 3) Boeing 社ホームページより <http://www.boeing.com/commercial/cabinair/ecs.pdf>
- 4) (財) 日本航空機開発協会ホームページより http://www.jadc.or.jp/10_AircraftD.pdf
- 5) 村田ほか:「渦励起による同軸混合噴流の流動制御と渦励起周波数の予測」生産研究, 53-1 p53～56, 2001
- 6) Eidson, T.M.: Numerical simulation of turbulent Rayleigh – Benard convection using subgrid scale modelling, J. Fluid Mech, 158, p245～268, 1985
- 7) 梶島著「乱流の数値シミュレーション」養賢堂, 第 7 章 2003
- 8) 広重他著「小生理学」南山堂, 第 5 章 1987