

特集：マルチフィジックスシミュレーションの進展

「マルチフィジックスシミュレーションの進展」の特集企画に際して

Perspectives for Progress of Multi Physics Simulations



加藤 千幸^{*1}
KATO Chisachi

本号は「マルチフィジックスシミュレーション」に焦点を当て、研究開発の現状や実用化への展望などに関する情報を提供することを目的とした特集を企画した。

マルチフィジックスシミュレーションは相互作用する複数の物理現象を対象としたシミュレーションであり、特に、本号では流体现象と相互作用する物理現象のシミュレーションを取りあげた。流れと相互干渉する物理現象としては、構造物の振動や構造物内の熱の移動、燃焼などの化学反応、音の発生と伝播、キャビテーションに代表される相変化、自由表面の挙動など、さまざまな現象がある。対象とする物理現象やその干渉の仕方により多くの数値解析方法が提案されている。

たとえば、ガスタービンの翼列や航空機の翼に発生する振動は、翼の破損や最悪の場合は機械全体の破損を引き起こすこともあるため、空力・構造連成問題は翼や翼列の構造設計において重要な課題である。解説記事「ジェットエンジンにおけるエアロメカ解析技術について」ではジェットエンジンに関係する、種々の空力・構造連成問題の特徴と、その特徴を考慮した解析手法に関して解説されており、実際の設計現場でどのような解析が行われているのかを垣間見ることができる。

構造物の健全性を担保したり、熱流体解析の精度を向上させたりするためには、流れと構造物内外の熱の移動を連成させて解析する必要がある。「石炭ガス化炉内現象の数値シミュレーション」および「分離反復型連成解法の開発と燃焼シミュレーションへの適用」は、CO₂のほぼ完全な回収と高い発電効率のために実用化に期待が集まっている、酸素燃焼方式の石炭ガス化複合発電(IGCC)の石炭ガス化炉の熱流動・構造連成解析に関する解説記事である。石炭ガス化炉内では、微粉炭のガス化燃焼、輻射による熱の移動、溶解スラグの流れ、構造物内の熱の移動とさまざまな物理現象が相互に干渉している。炉内の温度分布は内壁の温度分布や熱流束により大きく変化するが、従来、熱的な境界条件は経験的に

与えられていた。これらの記事では、構造物内の熱の移動(熱伝導)と炉の内部の燃焼流を相互に連成させて解析をすることにより、解析の高度化を狙ったものであり、将来技術として実用化が期待される。

いくつかの解説記事の内容を紹介したが、本特集を通じて、この分野の発展のための共通課題が見えてくる。まず、物理モデルの高度化が求められている。石炭の微粒子から揮発性の燃焼ガスが生じて燃焼したり、航空機エンジンのファンの動翼に砂が衝突し壊食が進んだりする複雑な物理現象に関して、高精度で実用的な物理モデルの開発が必要となる(解説記事「ジェットエンジンにおけるマルチフィジックスCFDシミュレーション」参照)。また、蒸気タービンの最終段内部流れなどでは、湿り蒸気为非平衡凝縮のモデル化が重要となる(解説記事「非平衡凝縮を伴うマルチフィジックス熱流動のシミュレーション技術」参照)。次に、マルチフィジックスシミュレーションでは、相互に干渉する物理現象の時間・空間スケールが大きく異なるため、この扱いも重要な課題である。構造物の振動がリミットサイクルに入ったり、温度分布が定常状態になったりする時間スケールは流体、特に、乱流の時間スケールよりもはるかに長い。このため、効率的な計算手法の開発が重要となる。また、熱の発生に起因する燃焼騒音の解析においても、音波の波長は乱流渦の空間スケールよりもはるかに長いので、乱流燃焼場と音場との解析は分離して行われることが多い(解説記事「Numerical Simulations of Combustion Noise」参照)。最後が高精度な数値解析アルゴリズムの研究開発である。液体ロケットの推進系などでは気液界面(自由表面)の高精度な解析が重要となり、精力的なアルゴリズム開発が行われている(解説記事「相変化を伴う自由表面流の数値解析」参照)。

以上、本特集ではガスタービンに直接的・間接的に関係するマルチフィジックスシミュレーションに関して、さまざまな分野の解析事例を紹介したが、この分野を展望する一助になれば幸いである。また、それぞれの解説記事の執筆者の方々に深謝する。

原稿受付 2019年10月21日

* 1 東京大学 生産技術研究所 機械・生体系部門
〒153-8505 目黒区駒場 4-6-1
E-mail: ckato@iis.u-tokyo.ac.jp

特集：マルチフィジックスシミュレーションの進展

ジェットエンジンにおけるマルチフィジックスCFDシミュレーション Multi-Physics CFD Simulations in a Jet Engine

鈴木 正也^{*1}

SUZUKI Masaya

山本 誠^{*2}

YAMAMOTO Makoto

キーワード：ジェットエンジン，マルチフィジックス，サンドエロージョン，CFDシミュレーション

Key Words：Jet Engine, Multi-physics, Sand Erosion, CFD Simulation

1. はじめに

現在，数値流体力学（CFD, Computational Fluid Dynamics）ソフトウェアは，ターボ機械，航空宇宙，自動車，造船，医療，電気・電子，化学，土木・建築などの多くの工学分野で設計および解析ツールとして採用されている。単相の流動現象（シングルフィジックス）に対するCFDは実用的な観点で十分に成熟していると言え，機械の高効率化や設計時間の短縮などに大きく貢献している。

一方，多くのマルチフィジックス現象が工学問題として存在し，様々な機械・機器の設計開発プロセスで考慮する必要がある。マルチフィジックス現象のほとんどは熱流体の力学と他の物理学で構成されており，異なる物理間の相互作用が現象を決定する非常に重要な要因となっている。流体・構造連成，固液・気液および固気二相流，固気液三相流，燃焼に代表されるような反応を伴う流れ，相変化を伴う着氷や粒子堆積，サンドエロージョン，キャビテーションエロージョン，コロージョン，電気化学加工，溶射，レーザー加工などはすべてマルチフィジックス現象^{(1)~(6)}であり，ジェットエンジンを始めとして多くの機械で遭遇する問題である。明らかに，このようなマルチフィジックス現象は機械やプロセスの開発において重要であるが，CFDの技術的な観点から見ると，マルチフィジックス現象は極めて複雑であり，熱流体以外の物理が熱流体現象に加わることによって，現象全体を数値予測することが非常に困難になっている。このため，これまでに数多くの実験的・数値的な研究が行われているにもかかわらず，マルチフィジックス現象のほとんどは未だ十分に解明されておらず，したがって，

その数値シミュレーション手法（我々は，流体をベースとするマルチフィジックス現象のシミュレーションを「マルチフィジックスCFDシミュレーション」と称している）も確立していないというのが現状である。これは，現在のコンピュータの処理速度・記憶容量がマルチフィジックスCFDシミュレーションを実行するのに十分ではなく，さらに，熱流体以外の物理モデルが実用上妥当な精度で確立されていないために生じていると考えられる。

周知のように，レイノルズ平均ナビエ・ストークスシミュレーション（RANS），ラージエディシミュレーション（LES），直接数値シミュレーション（DNS）といった乱流モデル・計算手法は実用上ほぼ確立されており，計算負荷と予測精度を考慮して適切なモデルを使用することができる。このような状況は，精度とモデルの複雑さを自由に選べるという点で，CFDユーザーにとってはかなり理想的な状況であろう。一方，熱流体以外の物理では，第一原理に基づくマイクロスケールモデル，または実験的測定に基づくマクロスケールモデル（経験則）が使用できるが，これらのモデルは，多くの場合，使用上の制約条件が厳しく，マルチフィジックスCFDシミュレーションの広汎な実行を妨げる原因となっている。したがって，近い将来，ジェットエンジンを始めとする各種機械・機器の設計開発プロセスにおいて，マルチフィジックスCFDシミュレーションを実用化するためには，さまざまな物理モデルと効率的なCFD技術を開発する必要があると言える。CFDの最新技術およびコンピュータの発達動向を考えると，マルチフィジックスCFDシミュレーションは，近い将来，非常に重要な技術になるであろうと予想される。

本稿では，ジェットエンジンにおけるマルチフィジックス現象，マルチフィジックスCFDシミュレーションの計算方法について簡単に説明し，その後，JAXAと東京理科大学との共同研究によって実施されたサンドエロージョン研究で得られた，代表的な数値計算結果を紹介

原稿受付 2019年9月22日

* 1 国立研究開発法人 宇宙航空研究開発機構

〒182-8522 調布市深大寺東町7-44-1

E-mail: suzuki.masaya@jaxa.jp

* 2 東京理科大学 工学部機械工学科

〒125-8585 葛飾区新宿6-3-1

E-mail: yamamoto@rs.kagu.tus.ac.jp

介することとする。本稿がジェットエンジンの設計や研究に携わる多くの読者の参考となれば幸いである。

2. ジェットエンジンにおけるマルチフィジックス現象

ジェットエンジンの各要素における典型的なマルチフィジックス現象を以下に列記する。

[ファン・圧縮機]

- ・ サンドエロージョン：吸い込んだ砂や火山灰などの微粒子が翼やエンドウォールの壁面に衝突し、壁面に機械的損傷（壊食）を生じる現象。
- ・ レインエロージョン：吸い込んだ水滴が壁面に衝突し、壁面に機械的損傷（壊食）を生じる現象。
- ・ 着氷：吸い込んだ過冷却水滴や氷粒子が壁面に衝突し、壁面に氷層を形成する現象。
- ・ 着塩：吸い込んだ海水が壁面に付着し、水分が蒸発して壁面に塩層を形成する現象。
- ・ フラッター：流れと翼が干渉することで自励振動を起こす現象。典型的な流体／構造連成問題。
- ・ 鳥吸込み：吸い込んだ鳥がファン動翼等に衝突し、機械的損傷を生じる現象。

[燃焼器]

- ・ 燃料の微粒化：燃料ノズルから噴射された燃料が気流によるせん断と表面張力のバランスの下で分裂し、微粒化していく現象。
- ・ 液滴燃焼：微粒化した燃料液滴がその表面から蒸発（相変化）し、燃焼反応を生じる現象。
- ・ 燃焼振動：燃焼反応が振動を起こし、構造と連成して燃焼器を振動させる現象。
- ・ 燃料ノズル・キャビテーション：燃料ノズル噴出孔付近において、燃料の流速が大きくなり、圧力が飽和蒸気圧を下回るために気泡が生成され、この気泡の圧壊に伴う高圧によってノズル壁面が機械的損傷（壊食）を生じる現象。

[タービン]

- ・ デポジション（粒子付着）：吸い込まれた固体粒子が燃焼器を通過する際に軟化あるいは溶融して液滴が形成され、タービンの壁面に衝突、急冷されることにより凝固し（相変化）、壁面に堆積層を形成する現象。
- ・ フラッター：圧縮機におけるフラッターと同様の流体／構造連成現象。
- ・ レインエロージョン：吸い込まれた液滴が燃焼器で蒸発し、蒸気となった流れがタービン内で生じる低圧により凝縮して液滴を形成し、これが壁面に衝突して機械的損傷を生じる現象。

[その他]

- ・ 流体・熱・構造の三連成問題
- ・ センサー内部の結露・着氷
- ・ 翼などの機械部品のレーザー加工、放電加工、電気

化学加工、溶射コーティング、コールドスプレーコーティングなど。

これらのマルチフィジックス現象のほとんどはCFD手法が確立しておらず、これまでは最終的に実験を行うことで設計時の評価の妥当性を確認せざるを得なかった。したがって、開発の最終段階において実施される、実機レベルの実験において不具合が発見されると、設計の上流段階まで遡って改良設計することが必要となり、開発期間と費用の大幅な増加や型式認証の大幅な遅れにつながってしまっていた。上述したような現象に対して、マルチフィジックスCFDシミュレーションが妥当な精度で行えるようになれば、ジェットエンジンの設計開発の点、国際競争力の点で有利なことは明らかであろう。

3. マルチフィジックスCFDシミュレーションの計算法

マルチフィジックス現象を数値計算するためには、各物理の相互作用の強さに応じて二つの計算手法が利用できる。

マルチフィジックス問題に含まれる各フィジックスには、時間、空間、速度などの特徴的なスケールが存在する。Fig. 1は、マルチフィジックス現象の時間スケールを模式的に示したものである。時間スケールとは、ある物理現象が起きる典型的な時間（代表時間）を意味する。例えば、長さスケール1 (m)、速度スケール10 (m/s) の流れがあったとすると、その時間スケールは $1/10=0.1$ (s) となる。

Fig. 1 (a) に示すように、二つの物理現象が存在し、それらの時間スケールが互いに重なり合ったり隣接したりしている場合、これら二つの物理は強く相互作用（すなわち、干渉）するため、これら二つの物理の相互作用を逐次考慮する、すなわち、二つの物理を相互作用を含めた形で同時に計算する必要がある。このタイプの現象を「強連成 (Strong coupling)」問題と呼ぶ。この計算は、非常に負荷の高い計算となるため、実用上、特に三次元計算の観点では計算時間がかかりすぎることを意味する。現在普及しているクラスタ・コンピュータの処理速度や記憶容量を考えると、工業上の三次元設計プロセスで強連成計算を使用するのはかなりハードルが高いと言えよう。

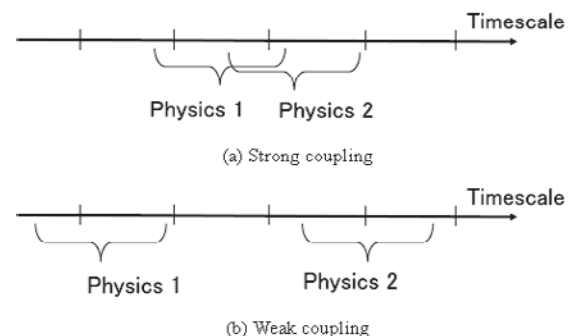


Fig. 1 Coupling of two physics based on timescale

一方、Fig. 1 (b) に示すように、一つの時間スケールが他の時間スケールから十分離れている場合、これら二つの物理は相互作用しない／しにくいいため、それらの間の相互作用を実用上無視することができる。この場合、各物理は個別に計算できるため、計算コストはそれほど高くない。このタイプの現象を「弱連成 (Weak coupling)」問題と呼ぶ。もちろん、両物理間の相互作用は、何らかの方法で、各物理の計算中で考慮することが望ましい。

Fig. 2は、強連成、弱連成の計算フローチャートを示したものである。このフローチャートから明らかなように、弱連成を用いた場合、既存のCFDソルバーを流用することが可能であり、ソフトウェア資産の活用点では弱連成の方が導入しやすく有利であると言える。

以上の諸条件を考えると、工学分野では、「弱連成」計算を使用してマルチフィジックスCFDシミュレーションを実現していくことが近未来の目標となるであろう。著者らは、弱連成計算を使用して、ジェットエンジンのファン・圧縮機で生じる着水、サンドエロージョン、タービン翼での粒子付着、圧縮機翼の電気化学加工プロセス、コールドスプレーコーティングなどの三次元マルチフィジックスCFDシミュレーションに成功している^{(7)~(9)}。また、最近では、着水やデポジションなどの数値シミュレーションにおいて実験ベースの経験則モデルを排除するため、流れ場を格子法により、第二の物理を粒子法により計算する格子法/粒子法ハイブリッド・マルチフィジックスCFDシミュレーション・コードの研究開発に精力的に取り組んでいる。

次章では、計算事例として、JAXAと東京理科大学で共同研究を進めているサンドエロージョン現象に関するマルチフィジックスCFDシミュレーションを紹介する。

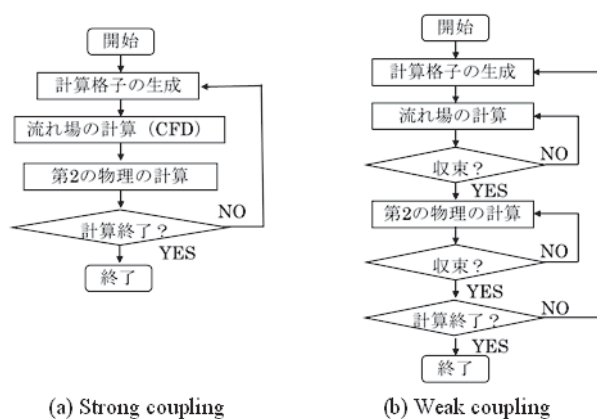


Fig. 2 Comparison of simulation algorithms

4. サンドエロージョン現象のマルチフィジックスCFDシミュレーション

4.1 サンドエロージョンの計算法

サンドエロージョンは、気流中に含まれる微小な固体粒子が構造材料に繰り返し衝突することで発生する減肉

現象である。したがって、気体と固体の二相流と材料損傷を考慮する必要がある。

ジェットエンジンではサンドエロージョンが長時間にわたって生じる（オーバーホール間隔がタイムスケールとして考えられる）ことから、壁面損傷の時間スケールが固気二相流の時間スケールに比べて十分大きい。したがって、固気二相流と壁面損傷に対して弱連成を用いることができる。

一方、固気二相流の扱いについては、弱連成と強連成のどちらのパターンも想定し得る。固気二相流に対しては、一般にone-way, two-way, four-wayと呼ばれる手法が適用される。one-wayは気相から固相への影響を考慮するが、逆の影響は無視する。two-wayは固相から気相への影響も考慮する。four-wayは固体粒子間の衝突・分裂も考慮する方法である。これらは固体粒子の濃度に応じて選択する必要がある、十分に希薄であればone-wayで十分であるが、濃度が濃い場合はtwo-wayやfour-wayでなければ妥当な精度は得られない。Fig. 3に、それぞれのフローチャートを示す。one-wayを採用する場合、既存の単相流CFDソルバーをそのまま使用できる。two-wayやfour-wayの場合はコードの大幅な書き換えが必要になる。ただし、定常流れに限定すれば、固相から気相にかかる反力をソース項として与えるだけでよく、比較的容易にtwo/four-wayを導入できる。逆にone-wayであっても非定常流れの場合、同じタイムステップで気相と固相を計算する必要がある、専用ソルバーの開発が必要である。

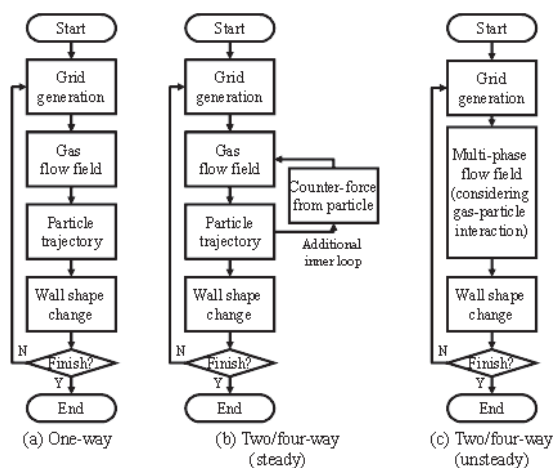


Fig. 3 Comparison in flowchart of sand erosion simulation for one-way, two-way and four-way couplings

また、計算にはオイラー座標系とラグランジュ座標系のどちらも適用し得るが、ここでは気相にオイラー解法、固相にラグランジュ解法を適用する (Fig. 4)。ラグランジュ解法は一般的に計算負荷が高いため、特段の理由がなければ適用しない方がよいと考えられる。しかし、サンドエロージョンが発生する場では、固体粒子は気流にほとんど追従せず、個々の粒子の挙動は空間的に大き

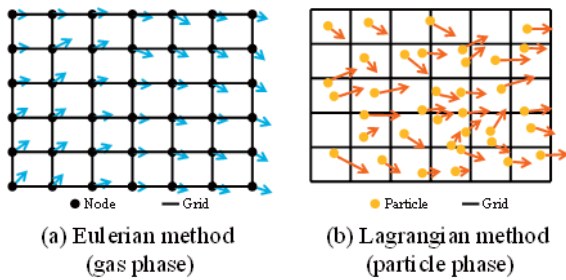


Fig. 4 Schematic diagram of Eulerian method and Lagrangian method

くばらつくことから、ラグランジュ解法を選択している。

壁面損傷量の予測には経験的なモデル⁽¹⁰⁾を使用する。これは、材料の損傷過程は物理的なモデルで計算するには複雑すぎるためである。固気二相流の計算により得られた衝突速度と衝突角度、実験的に得られた材料の物性値をモデルに与えることで損傷量が得られる。

詳細な計算手法については参考文献^{(11), (12)}を参照いただきたい。

4.2 ベンド管の計算事例

計算事例の一つとして、正方形断面を有する90°ベンドの例⁽¹¹⁾を示す。これは翼スパンとピッチの比が1:1の翼間流れに近い状態と考えられ、基礎的な場ながらも本学会の会員にとっても興味深い検証問題かもしれない。

Fig. 5は、エロージョン前後におけるミッドスパンの速度ベクトルの変化を示す。図中の実線は計算領域中の管の断面形状を表している。一般に、主流はベンドの屈曲の始まりで内壁側に偏り、その後、遠心力により急速に外側に偏向する。一方、サンドエロージョンによりキャビティが形成されると、そのキャビティ内は低速領域となり、下流の境界層が発達する。これにより逆側の

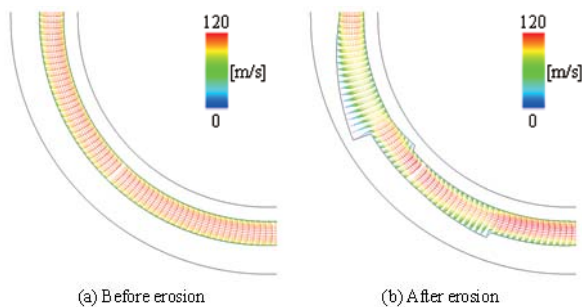


Fig. 5 Gas velocity at midspan in 90 degree bend

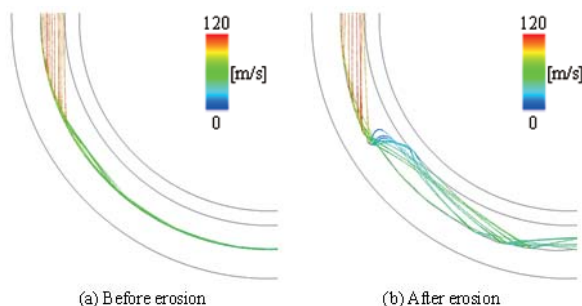


Fig. 6 Particle trajectories at midspan in 90 degree bend

壁に向かって主流は偏向し、その流れは加速する。壊食深さの深い断面ほど、流路の断面積が拡大するため、断面平均速度が減少する。このため、キャビティ付近で減速と増速を繰り返すことになる。

Fig. 6は、エロージョン前及び総投入粒子量の60%を投入した後における代表的な粒子軌道を示している。エロージョンの進行が粒子の跳ね返りパターンを変えることは明らかである。エロージョンが生じる前は、全ての粒子が非常に低角度で外壁に衝突する。ゆえに、粒子の跳ね返り角度も低く、粒子は外壁にのみ繰り返し衝突しながら下流へと流れていく。一方、エロージョンにより外壁にキャビティが形成されると、そこでの衝突角度が大きくなり、一部の粒子が内壁に衝突し始める。これは内壁のエロージョンの原因となる。

Fig. 7は、サンドエロージョンによる壁面形状の時間発展を示したものである。エロージョンによりベンド表面には、不規則なストリーク状のエロージョンパターンが形成される。まず、ベンド部に流入した粒子は、外壁に繰り返し衝突し、おおそベンド角10°から30°の範囲にキャビティを形成する。この外壁の一次的なキャビティの形成により粒子の衝突角度が変化し、粒子は内壁のベンド角50°付近へ衝突するようになる。さらに、内壁で跳ね返った粒子が、再び外壁へと衝突することで外壁に二次的な壊食が生じる。

Fig. 8は、壊食深さの計算結果と実験結果との比較である。正值は外壁の、負値は内壁の壊食を意味している。

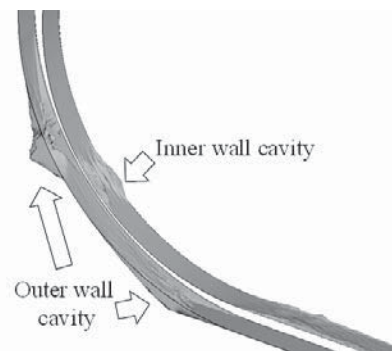


Fig. 7 Visualization of eroded surface of 90 degree bend

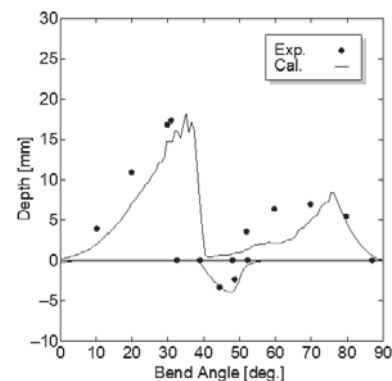


Fig. 8 Comparison in erosion depth of 90 degree bend between experiment⁽¹³⁾ and simulation

上述の外壁一次壊食、内壁一次壊食、外壁二次壊食は実験的にも観察されている。実験との完全な一致とは言えないが、良好な予測結果が得られたと考えている。ここでは、固気二相流のカップリングにone-way、乱流モデルに標準k- ϵ モデルを適用した計算コストの低い計算結果を示したが、予測精度改善のため、two-wayの適用¹²⁾、乱流モデルの比較¹⁴⁾等にも取り組んでいる。

4.3 圧縮機翼列の計算事例

続いて、単段軸流圧縮機のサンドエロージョンの計算例¹⁶⁾を示す。対象とする圧縮機は、ハブ直径およびチップ直径が軸方向に一定な二次元的設計である。

Fig. 9は、エロージョン発生前の最高効率点付近におけるミッドスパンのマッハ数分布を示している。この圧縮機は全領域が亜音速であり、局所的なマッハ数の最大値で0.3程度に収まっている。

Fig. 10に、代表的な粒子軌道のパターンを示す。粒

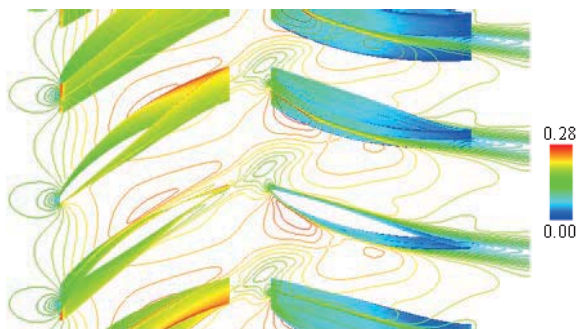


Fig. 9 Mach number contour in single-stage compressor

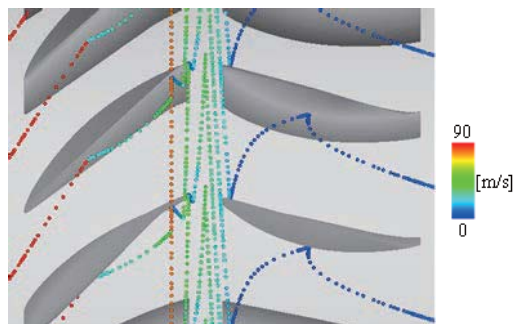


Fig. 10 Particle trajectory in single-stage compressor

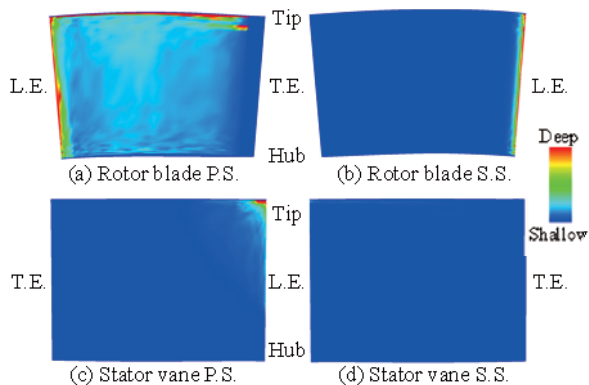


Fig. 11 Erosion depth of rotor blade and stator vane

子の色は、粒子の速度を意味している。流入した粒子は最初に動翼の正圧面に衝突し、その運動量のほとんどを失う。衝突後の低速な粒子は、遠心力によりチップ側へと移動する。この粒子はチップクリアランス内を徐々に下流へと移動し、翼端とシュラウドに衝突しながら動翼流路を抜けていく。静翼流路に到達する時点で、粒子の軸方向速度は小さく、静翼では前縁付近に衝突する。翼間では再び繰り返し衝突が生じるが、衝突速度の大きい初回の衝突が、静翼の主要な損傷要因となる。

翼表面の損傷深さの分布をFig. 11に示す。動翼は正圧面全体に損傷が発生しており、特に前縁とチップ付近が激しく損傷していることが明らかである。静翼は前縁とチップに損傷部が集中している。このような傾向はBalanらの実験¹⁵⁾でも観察されている。

Fig. 12は、エロージョン前後の渦構造を速度勾配テンソルの第二不変量で可視化したものである。全体的な渦構造に大きな違いは見られないが、動翼正圧面に、表面粗さの増加に伴う渦が多数見受けられる。

動翼と静翼の後縁における、エロージョンによる全圧損失の差分をFig. 13に示す。チップクリアランスが拡大するため、漏れ渦に起因する損失が著しく増加していることが分かる。また、翼の表面粗さが増加することで、翼面境界層の損失が増加している。加えて、翼前縁が鈍化するため、二次流れが増大し、翼面と端壁のコーナーで損失が増えている。

Fig. 14は、エロージョン前後における質量流量と段負荷の関係について、Balanらの実験¹⁵⁾と比較した結果である。高流量側で若干の不一致が見られるものの、計算結果は実験とが概ねよく一致している。

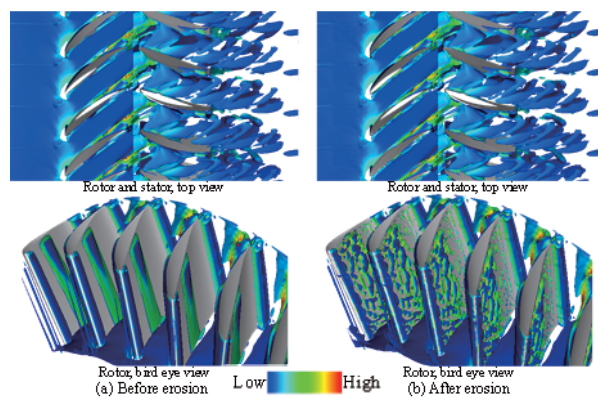


Fig. 12 Vortex structure in single-stage compressor

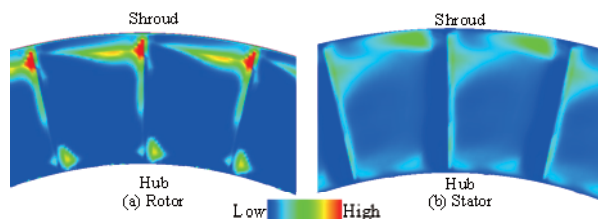


Fig. 13 Increment of total pressure loss at trailing edge section due to erosion in single-stage compressor

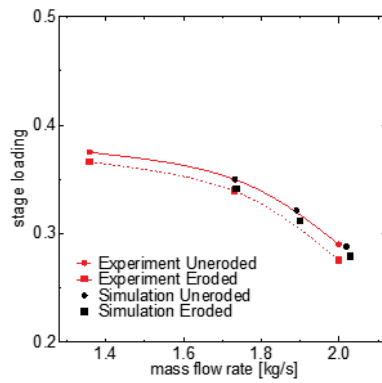


Fig. 14 Comparison in stage loading of single-stage compressor between experiment⁽¹⁵⁾ and simulation

4.4 現在進行中の取り組み

上記の計算事例のように、サンドエロージョンのマルチフィジックスCFDシミュレーションを行うことが可能となり、実験データとも良好な一致が得られるようになってきている。こうした状況を踏まえ、現在は主に三つの方向で研究を進めている。一つ目は技術移転であり、東京理科大学で開発されてきたシミュレーション技術を広く産業界で応用してもらうことを期待し、JAXAの汎用CFDコードUPACSに、サンドエロージョンを含むマルチフィジックスCFDコードの導入を行っている⁽¹⁷⁾。二つ目は精度向上に関わる研究で、材料試験によるデータベースの取得である。既に述べた通り損傷量の予測モデルには実験データが必要不可欠であることから、特に高温耐熱材料に着目してサンドエロージョン試験に取り組んでいる⁽¹⁸⁾。三つ目はこのシミュレーション技術の適用に関するもので、タービン翼の三次元設計による耐エロージョン性の向上に向けた研究に着手している⁽¹⁹⁾。

5. まとめ

本稿では、ジェットエンジンにおけるマルチフィジックス現象、マルチフィジックスCFDシミュレーションの計算方法について簡単に説明した後、計算事例としてサンドエロージョン現象に関する数値計算結果を紹介した。

マルチフィジックス現象に関する研究が進み、これまで勘と経験に依存して設計開発していた部分を削減することができれば、ジェットエンジンの性能や安全性の向上につながることを期待できるであろう。今後、多くの研究者・技術者が、さまざまなマルチフィジックス現象に対するCFD手法を研究開発し、ジェットエンジンの安全性向上を通じて社会の安全に貢献してもらえんことを期待してやまない。

参考文献

(1) Wright, W. B., Gent, R. W. and Guffond, D., DRA/NASA/ONERA Collaboration on Icing Research: Part II—Prediction of Airfoil Ice Accretion, NASA CR-

202349, (1997).

- (2) Wright, W. B., Validation Results for LEWICE3.0, NASA CR-2005-213561, (2005).
- (3) Yamamoto, M. et al., Development and Verification of Unified Ice Accretion Model for Multiphysics Icing Simulation, Computational Methods for Coupled Problem in Science and Engineering II, (2007), pp. 524-527, CIMNE.
- (4) Hourng, L. W. and Chang, C. S., Numerical Simulation of Electrochemical Drilling, Journal of Applied Electrochemistry, Vol. 23, No. 4 (1993), pp. 316-321.
- (5) Kozak, J., Mathematical Models for Computer Simulation of Electrochemical Machining Processes, Journal of Material Processing Technology, Vol. 76, No. 1-3 (1998), pp. 170-175.
- (6) Van Damme, S., Nelissen, G., Van den Bossche, B. and Deconinck, J., Numerical Model for Predicting the Efficiency Behavior during Pulsed Electrochemical Machining of Steel in NaNO_3 , Journal of Applied Electrochemistry, Vol. 36, No. 1 (2006), pp. 1-10.
- (7) Hayashi, R. and Yamamoto, M., Numerical Simulation on Ice Accretion Phenomena in Rotor-Stator Interaction Field, Proceedings of ASME Turbo Expo 2013, ASME2013-95448, (2013).
- (8) Hayashi, R. and Yamamoto, M., Numerical Simulation on Ice Shedding Phenomena in Turbomachinery, Journal of Energy and Power Engineering, Vol.9, No.1 (2015), pp. 45-53.
- (9) Fujisawa, T., Inaba, K., Yamamoto, M. and Kato, D., Multi-Physics Simulation of Electro-Chemical Machining Process for Three-Dimensional Compressor Blade, Transaction of ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.130, No.8 (2008), pp. 081602_1-081602_8.
- (10) Neilson, J. H. and Gilchrist A., Erosion by a Stream of Solid Particle, Wear, Vol. 11, No. 2 (1968), pp. 111-122.
- (11) 鈴木正也, 因幡和晃, 山本誠, 正方断面90°ベンドにおけるサンドエロージョン現象の数値予測, 日本機械学会論文集B編, Vol. 74, No. 743 (2008), pp. 1478-1487.
- (12) Suzuki, M., Hataya, T., Mamori, H., Fukushima, N. and Yamamoto, M., Multi-Physics Simulation of Particulate Erosion Phenomena Using One-Way and Two-Way Couplings, Proceedings of the 13th International Symposium on Experimental Computational Aerothermodynamics of Internal Flows, ISAE13-S-0123 (2017).
- (13) Mason, J. S. and Smith, B. V., The Erosion of Bends by Pneumatically Conveyed Suspensions of Abrasive Particles, Powder Technology, Vol 6, No. 6 (1972), pp. 323-335.
- (14) Suzuki, M., Inaba, K. and Yamamoto, M., Numerical Simulation of Sand Erosion Phenomena in Square-section 90 Degree Bend with Linear/Nonlinear RANS Turbulence Models, Proceedings of 5th Joint ASME/JSME Fluids Engineering Conference,

- FEDSM2007-37030 (2007).
- (15) Balan, C. and Tabakoff, W., Axial Flow Compressor Performance Deterioration, AIAA-84-1208 (1984).
 - (16) 鈴木正也, 山本誠, 単段軸流圧縮機におけるサンドエロージョンの数値予測, 日本機械学会論文集B編, Vol. 76, No. 765 (2010), pp. 795-803.
 - (17) Hataya, T., Suzuki, M. and Yamamoto, M., Numerical Simulation of Sand Erosion Using Unified Platform for Aerospace Computational Simulation, Proceedings of Asian Congress on Gas Turbines 2014, ACGT2014-0082 (2014).
 - (18) Suzuki, M. and Yamane, T., Development of High-Temperature High-Velocity Sand Erosion Apparatus, Proceedings of the ASME Turbo Expo 2018, GT2018-75044 (2018).
 - (19) 荒井直己, 福留功二, 山本誠, 鈴木正也, 大北洋治, タービンにおけるリーン翼のエロージョン特性と空力性能の数値シミュレーション, 第47回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集, C-13 (2019).

特集：マルチフィジックスシミュレーションの進展

非平衡凝縮を伴うマルチフィジックス熱流動のシミュレーション技術

Simulation Technology of Multiphysics Thermal-fluid Flows with Nonequilibrium Condensation

山本 悟^{*1}古澤 卓^{*1}

YAMAMOTO Satoru FURUSAWA Takashi

キーワード：マルチフィジックス熱流動, 非平衡凝縮, 実在気体効果, シミュレーション技術

Key Words: Multiphysics Thermal-fluid Flow, Nonequilibrium Condensation, Real Gas Effect, Simulation Technology

1. 緒言

8年ほど前に、「CFDからCFCへのパラダイムシフト」というタイトルで日本機械学会論文集の研究展望⁽¹⁾を執筆した際、理想気体の仮定では解けない熱流動問題を、今後は解明してゆく必要があると解説した。CFDはComputational Fluid Dynamicsで、数値流体力学であるが、CFCはComputational Fluid Chemistryで、その時は「計算流体化学」と訳した。世の中に、物質は周期表に載るだけあり、かつ、場の圧力と温度により、気体のみならず、液体や超臨界流体 (supercritical fluid) になっているにもかかわらず、各物質の熱物性は理想気体を仮定、もしくは一定値として近似されていたからである。汎用のCFDアプリでも、当時まだCFC問題を数値計算できる環境は整っていなかった。

付加的な物理現象を伴う熱流動はマルチフィジックス熱流動で、そのCFDはマルチフィジックスCFDと呼ばれている。最近では、様々な物理現象を伴うマルチフィジックス熱流動も研究されており、CFD研究の対象はますます複雑になってきた。ここでは、この8年間における筆者らのマルチフィジックスCFDに関する研究進展の状況を紹介するのに合わせて、その背景にある数理モデルの構築方法について改めて概説する。具体的には、非平衡凝縮 (nonequilibrium condensation) を伴う湿り空気や湿り蒸気の熱流動を模擬する数理モデル、さらに低圧のみならず高圧環境における非平衡凝縮を捕獲するための、実在気体効果を考慮した数理モデルについて概説する。また、それらを応用した具体的なマルチフィジックス熱流動問題の計算例について、いくつか紹介する。

2. 数理モデルの構築

熱流動の数理モデルは、いわゆる圧縮性ナビエ・ストークス方程式であるが、これだけでは方程式系が閉じていない。そのため、同時に解かれるのが理想気体の状態方程式である。付加的な物理を伴う熱流動は、これら方程式系に、その物理を模擬した数理モデルをさらに加えて同時に解く必要がある。当然ながら、その数理モデルは熱流動を考慮して構築しなければならない。以下には、マルチフィジックス熱流動の一つとして、筆者らが研究している非平衡凝縮流れの数理モデルが、どのようにして構築されるかについて、そのエッセンスを紹介する。

2.1 凝縮・凝集の数理モデル

凝縮・凝集を支配する一般力学方程式 (General Dynamic Equation, 略して GDE)⁽²⁾は、微小液滴の核生成と成長を考慮して次式で定義される。

$$\frac{Df}{Dt} = I\delta(v-v^*) + f_{coag} \quad (1)$$

ここで、 f は時間 t 、空間座標 x_j ($j=1,2,3$)ならびに半径 r の球形液滴の体積 v の関数、 $f=f(v, x_j, t)$ として定義される。式(1)の左辺は、次式のように展開される。

$$\frac{Df}{Dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{\partial v}{\partial t} f \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j f) \quad (2)$$

u_j ($j=1,2,3$)は粒子速度である。一方、式(1)の右辺第1項は、液滴の核生成率 I 、クロネッカデルタ $\delta(v)$ 、液滴体積ならびに臨界核半径 r^* における液滴体積 v^* からなり、 f_{coag} は凝集による生成項である。ただし、ここでは凝集は考えないことにして、これ以降、 f_{coag} は省略する。式(1)はそのまま解くのは困難であり、一般的にはモーメント法⁽³⁾により簡略化される。変形の過程はここでは省略するが、 ℓ 次モーメントを $M_\ell = \int_0^\infty v^\ell f dv$ と定義すれば、たとえば、0次、1次、2次モーメントの式は以下のよう導出される。

$$\frac{\partial M_0}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (M_0 u_j) = I \quad (3)$$

原稿受付 2019年9月3日

*1 東北大学大学院情報科学研究科

〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉6-6-01

E-mail: yamamoto@caero.mech.tohoku.ac.jp

E-mail: furusawa@caero.mech.tohoku.ac.jp

$$\frac{\partial M_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (M_1 u_j) = I v^* + \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} M_0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial M_2}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (M_2 u_j) = I v^{*2} + 2 \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} M_1 \quad (5)$$

式(3),(4),(5)からそれぞれ、液滴の生成、成長、分散を求めることができる。ここで、 $\bar{v}$ は局所平均された球形液滴の体積 v を意味する。

いま、同じ大きさの液滴が局所的に一樣に分布している単一分散系 (monodisperse) を仮定すれば、2次モーメントの式(5)は省略することができる。単位質量当たりの液滴の数密度 n 、液滴の質量分率 β 、混合流体の全密度 ρ 、ならびに、 $v = 4\pi \bar{r}^3/3$ を用いれば、式(3),(4)は次式のように変形できる。

$$\frac{\partial \rho n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho n u_j) = I \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho \beta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \beta u_j) = \frac{4}{3} \pi \rho_p \left(I \bar{r}^3 + 3 \rho n \bar{r}^2 \frac{d\bar{r}}{dt} \right) \quad (7)$$

ここで、 ρ_p は液滴の密度、 $\bar{r}$ は液滴の平均半径である。筆者らが研究対象にしているターボ機械系の非平衡凝縮流れにおいては、単一分散系の仮定から、式(6),(7)のみを解くのが、むしろ主流である。これらの式から、最終的に $\bar{r}$ は次式により代数的に求めることができる。

$$\bar{r} = \left(\frac{3\beta}{4\pi\rho_p n} \right)^{1/3} \quad (8)$$

筆者らも同様の数理モデルを採用している⁽⁴⁾。

2.2 液滴生成の自由エネルギー

液滴の核生成率 I を支配しているのは、液滴の自由エネルギーである。古典凝縮論 (classical nucleation theory)⁽⁵⁾では、局所的等温場ならびに理想気体の仮定に基づき、蒸気中にある半径 r の球形液滴内外におけるエネルギー差 ΔG は、次式のように導出される。

$$\Delta G = -\frac{4}{3} \pi r^3 \frac{k_B T}{v_{lm}} \ln S + 4 \pi r^2 \sigma \quad (9)$$

右辺第1項は液滴内外の自由エネルギーの差で、第2項は表面張力に基づく液滴表面のエネルギーになる。 k_B 、 T 、 v_{lm} はそれぞれ、ボルツマン定数、温度、液滴中における分子1個当たりの体積である。 S は過飽和度 $S = p_v/p_s$ で定義され、 p_s は飽和蒸気圧、 p_v は蒸気の圧力である。また、 σ は液滴の表面張力である。 ΔG は $S < 1$ のとき常に正の値であるのに対して、 $S > 1$ 、すなわち過飽和の時に極大値を持つ。 ΔG は、液滴が生成されるために最低限必要なエネルギー量に相当する。臨界核半径 r^* は、 ΔG が極大値を持つときの液滴の半径であり、次式のように導出される。

$$r^* = \frac{2\sigma v_{lm}}{k_B T \ln S} \quad (10)$$

また、この時の極大値 ΔG^* は次のように求まる。

$$\Delta G^* = \frac{4}{3} \pi r^{*2} \sigma \quad (11)$$

式(10),(11)を図示すればFig. 1のようになる。 ΔG^* の値は、 S の値が大きくなれば小さくなる。これは過飽和度が高い方が、液滴ができやすいことを意味する。また液滴がいったんできてしまえば、液滴半径 r が臨界核半径 r^* から離れると、 ΔG は減少することから、液滴半径 r が大きくなればなるほど、ますます液滴は成長し、小さくなればなるほど収縮する。古典凝縮論はこのシンプルなメカニズムに基づいている。臨界核半径 r^* の液滴は成長・縮小を待つ準安定な状態 (metastable) にある。蒸気が飽和状態になっても非平衡凝縮は起こらず、さらに圧力と温度が下降して、いわゆる過冷却の状態になり、場の自由エネルギーが液滴生成に必要な自由エネルギーを卓越した際に、急激に凝縮が開始される。その圧力と温度のターニングポイントは、ウイルソンポイント (Wilson point) と呼ばれ、凝縮に伴い潜熱が急激に放出され、温度が急上昇して最終的に飽和温度に漸近する。このようなメカニズムから、過冷却状態で起こる凝縮は非平衡凝縮と呼ばれる。この際、二次的に圧力も上昇する。たとえば、超音速領域で非平衡凝縮が発生すると、この圧力上昇により凝縮衝撃波 (condensation shock) と呼ばれる疑似的な衝撃波が発生する。

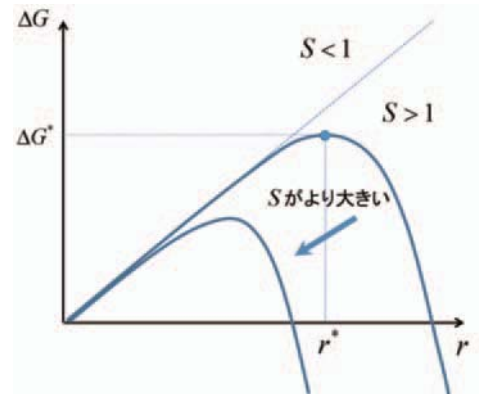


Fig. 1 Plot of free energy ΔG

2.3 核生成率の数理モデル

古典凝縮論に基づく液滴の核生成率 (nucleation rate) I はいくつかの研究グループが提案しているが、それぞれを紐解いてみると、実は基本的に同一の式である。その中で、非平衡凝縮流れでは次式が核生成率モデルとして広く用いられている⁽⁵⁾。

$$I = \alpha_c \sqrt{\frac{2\sigma}{\pi m^3}} \frac{\rho_v^2}{\rho_p} \exp\left(-\frac{\Delta G^*}{k_B T}\right) \quad (12)$$

α_c は凝縮係数 (Condensation coefficient)、 m は液滴を構成する分子1個の質量、 ρ_v は水蒸気の密度である。式(12)は指数関数に基づく ΔG^* の減衰関数になっており、均一核生成 (homogeneous nucleation) に基づき数理モデル化されている。この際の液滴は、純粋な蒸気中で無核状態から核生成する。一方、異物質の微小粒子が混在する蒸気では、この微小粒子を核とした凝縮が起こる

ため、過冷却にならず凝縮が開始する。そのような核生成は不均一核生成 (heterogeneous nucleation) と呼ばれ、潜熱の放出もわずかであり、圧力と温度は蒸気圧曲線に沿って変化することから、平衡凝縮 (equilibrium condensation) になる。

2.4 液滴成長率の数値モデル

式(7)の右辺第2項にある $d\bar{r}/dt$ は平均液滴半径を変数とする液滴成長率 (growth rate) である。一般的には、液滴の大きさがその自由行程 (mean-free path) よりも十分小さいと仮定して、液滴への蒸気分子衝突の出入りによる成長 (蒸発) を近似した、ヘルツ・クヌーセン (Hertz-Knudsen) 則に基づく次式が用いられる。

$$\frac{d\bar{r}}{dt} = \frac{\alpha_c}{\rho_p} \left(\frac{p_v}{\sqrt{2\pi RT}} - \frac{p_{s,r}}{\sqrt{2\pi RT_p}} \right) \quad (13)$$

ここで、 T_p は液滴の温度、 $p_{s,r}$ は半径 r の液滴における飽和蒸気圧である。ただし、湿り蒸気の液滴成長は、式(13)ではうまく再現できないことが知られており、Gyarmathy⁽⁶⁾とYoung⁽⁷⁾によって修正された式が用いられる。一方、Schnerr⁽⁸⁾は $T=T_p$ とさらに近似した。

2.5 非平衡凝縮モデルの検証ワークショップ

数種類のノズルを通る湿り蒸気流れについて、ケンブリッジ大学のYoungらのグループがワークショップを企画して13研究機関が計算結果を比較した。日本からは山本が唯一参加した。その結果をまとめたものが、Startzmannらにより英国機械学会 (IMEchE) から発表されている⁽⁹⁾。非平衡凝縮モデルの良し悪しを知る上で大変参考になるので、ご覧いただきたい。

3. 湿り蒸気・湿り空気流れの数値計算例

筆者らは、蒸気タービンの湿り蒸気流れや、ガスタービンコンプレッサーの湿り空気流れを解明するため、前述の数値モデルに基づく非平衡凝縮モデルと、圧縮性ナビエ・ストークス方程式、ならびにSST乱流モデルを、差分法により数値計算している。詳細については省略するが、たとえば、三菱重工が開発した実機蒸気タービン低圧最終三段の非定常湿り蒸気流れを数値計算した結果を、ASME Turbo Expo 2016に発表している⁽¹⁰⁾。典型的な計算結果として、Fig. 2に、計算により得られた三段静動翼列の、50%スパンにおける液滴の質量分率 (湿り度) を示す。1段目動翼下流辺りから、水蒸気が非平衡凝縮して液滴に変化している様子が示されている。湿り度は、下流に向かうにつれて上昇している。蒸気タービン低圧最終段における、非平衡凝縮の初生位置を推定することは重要である。非平衡凝縮に伴う潜熱放出により温度が上昇することから、タービン出口の温度は、この初生位置に強く依存することも明らかにした⁽¹¹⁾。

また、2019年にサンフランシスコで開催されたASME-JSME-KSME 2019 Joint Fluids Engineering Conferenceで、入口湿りの不均一性が、遷音速コンプレッサー

に与える影響について数値計算した結果を発表した⁽¹²⁾。NASA Rotor 37を対象に、入口から湿り度最大1%の不均一な湿りが流入する湿り空気流れを全周計算した。Fig. 3に、計算で得られた50%スパンにおける湿り度分布を示す。入口湿り度が相対的に低い領域では、動翼を通過した湿り空気は完全に蒸発しているのに対して、湿り度が相対的に高い領域では、動翼を通過しても一部まだ湿った状態にある。

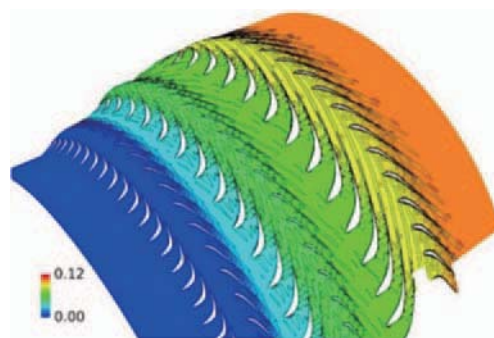


Fig. 2 Instantaneous wetness at 50% span in three-stage low pressure steam turbine

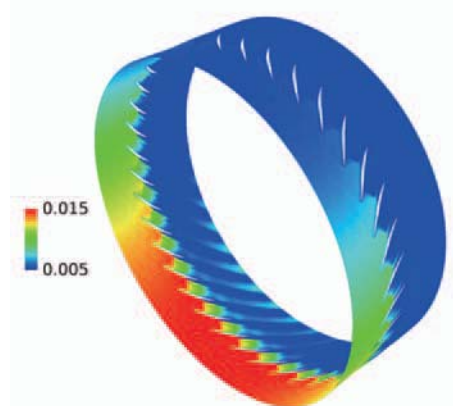


Fig. 3 Instantaneous wetness at 50% span in NASA Rotor 37

現在、筆者らは、蒸気タービンならびにガスタービンコンプレッサーを通る、湿り蒸気ならびに湿り空気流れを大規模数値計算する、マルチフィジックスCFDアプリ「数値タービン」を開発しており、すでに多段全周計算を実行できる段階にある。ただし、詳細については省略する。

ここでは、湿り蒸気流れの非平衡凝縮について、興味深い計算結果⁽¹³⁾を一つ紹介する。タービン低圧段ではFig. 2に示したように凝縮に伴う液滴が徐々に成長して下流に流動するが、すでに湿った状態 (primary wetness) においても別途新たに非平衡凝縮が開始する、二次凝縮 (secondary wetness) の可能性が指摘されている。筆者らはこれを検証するため、入口ですでに湿りがある二次元タービン翼列の湿り蒸気流れを数値計算してみた。Fig. 4に、半径 $0.15 \mu\text{m}$ を仮定した液滴入口湿り条件で計算して得られた湿り度を示す。入口ですでに

湿りがあり、下流に流動しているが、タービン翼列流路内部で新たに湿りが急激に増加しており、二次凝縮が開始していることを示している。Fig. 5は、タービン翼列流路内の流線に沿った核生成率と湿り度の分布であるが、流路内部で新たに核生成率が急激に上昇して二次凝縮が開始している結果が示されている。一方、半径 $0.05\mu\text{m}$ の液滴では二次凝縮は起こらなかった。この違いが何に起因するかを分析してみたところ、式(9)で定義されるエネルギーが、液滴半径が $0.05\mu\text{m}$ の場合には $0.15\mu\text{m}$ に比べて10倍以上の大きいことがわかった。言い換えれば、液滴生成のためのエネルギーが10倍必要であることを意味する。

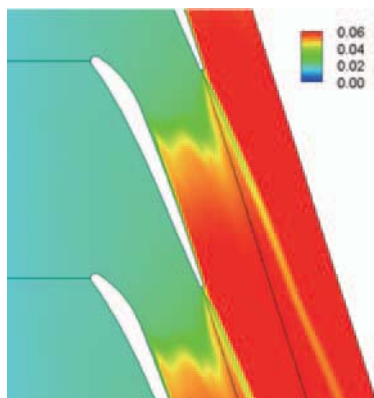


Fig. 4 Wetness in 2D turbine cascades

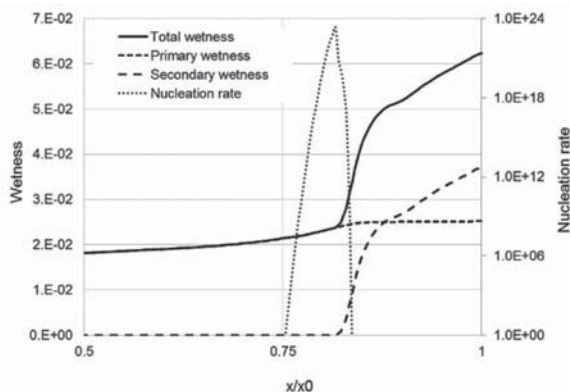


Fig. 5 Secondary wetness and the nucleation rate

次に、非平衡凝縮ではないものの、入口湿りを考慮した遷音速コンプレッサーについて、興味深い計算結果¹⁴⁾を一つ紹介する。これはFig. 3に対応する研究の前報に当たる。産業用ガスタービンでは、吸い込み空気温度上昇に伴う夏場の性能低下を改善するため、コンプレッサー入口で液滴噴霧することが知られている。流入した湿り空気は、圧縮に伴い液滴が蒸発する。その際に潜熱分を吸収して温度が低下することから、性能改善につながるとされている。Fig. 6に、NASA Rotor 37を対象に、入口湿り1%を仮定して、動翼を通る湿り空気流れを計算した場合に得られた湿り度を示す。動翼流路10%、



Fig. 6 Wetness in NASA Rotor 37(left: 10% span, middle: 50% span, right: 90% span)

50%, 90%において、入口湿りは下流に行くにつれて蒸発している様子が示されているが、翼チップ付近の90%では完全に蒸発しているのに対して、ハブ付近の10%では完全に蒸発していない。

Fig. 7には、乾き空気 (CASE 1)、入口湿り0.5% (CASE 2)、入口湿り1.0% (CASE 3) で計算して得られた翼の特性曲線を示す。CASE 1が示す分布は、NASA Rotor 37で一般的に知られている特性曲線に相当するのに対して、CASE 2、CASE 3の分布はチョーキング領域に大きくシフトした結果になっている。あくまで数値計算のみによる予測であるが、湿り空気がコンプレッサー性能に影響を与えていることを示唆している。たとえば、Fig. 3に示したような湿り度分布になった場合には、それぞれの流路で翼の特性が異なることになる。

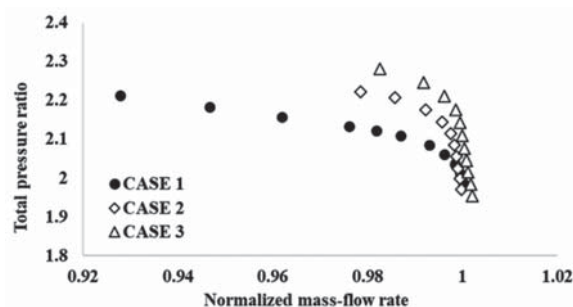


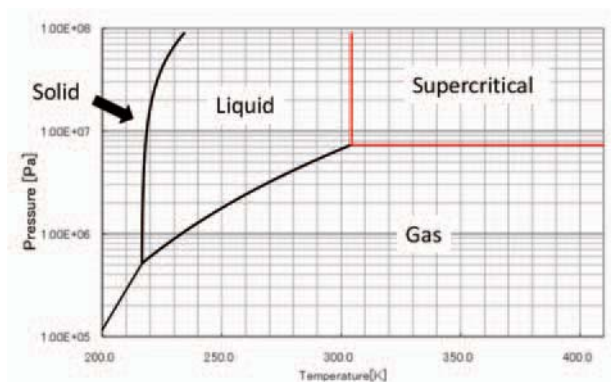
Fig. 7 Characteristic curves (CASE 1: dry air, CASE 2: 0.5% wetness, CASE 3: 1.0% wetness)

4. 高圧環境における非平衡凝縮

4.1 熱物性の数値モデル

非平衡凝縮は、常圧のみならず高圧環境でも起こり得る。Fig. 8に CO_2 の圧力・温度相関図を示す。飽和蒸気圧曲線は CO_2 の臨界圧力である 7.38MPa まで伸びており、飽和蒸気圧曲線を跨いで圧力・温度が下降すれば、どこでも非平衡凝縮は起こる可能性がある。物質の圧力と温度を臨界点以上に上昇させると超臨界流体になるが、特に臨界点近傍では、熱物性が特異的に変化することが知られており、その非線形性から、理想気体の状態方程式は熱物性を正確に評価できない。

高圧環境における非平衡凝縮を計算するためには、実在気体効果が考慮できる一般状態方程式を導入する必要がある。一般状態方程式には大きく分けて、三次方程式からなるCubic型と、多項式からなるVirial型の2

Fig. 8 Pressure-temperature diagram for CO₂

種類がある。Cubic型には、van der Waals状態方程式や、それを改良したPeng-Robinson状態方程式¹⁵⁾があるが、式が比較的単純である反面、圧力や温度の適用範囲が限定されることが知られている。一方、Virial型の状態方程式は多項式からなり、次のように定義できる。

$$p = \phi \rho RT \quad (14)$$

ここで、 ϕ は圧縮係数であるが、たとえばCO₂についてはIUPAC¹⁶⁾で定義されており、実際には ϕ は45項からなる多項式で構成される。幸い、Virial型状態方程式は、すでに熱物性データベースとして、NISTからREFPROP¹⁷⁾や、九州大学のグループからPROPATH¹⁸⁾などで提供されている。これらには、ほぼすべての物質に対して、主な熱物性が関数としてプログラムされていることから、様々な物質の熱流動計算に利用できる。筆者らは、流動の数値解法と熱物性データベースを完全にリンクする超臨界流体の数値解法¹⁹⁾を、8年ほど前に提案したが、当時の商用CFDアプリでは、まだ超臨界流体を計算することは困難であった。ただし、現在ではFluentなどでも同様の手法で計算することができるようになっている。実際には、REFPROPなどから、まず各熱物性の参照テーブル (look-up table) を作成した上で、そこから値を補間して計算することで、計算時間を大幅な短縮を図る。

4.2 高圧環境における核生成モデル

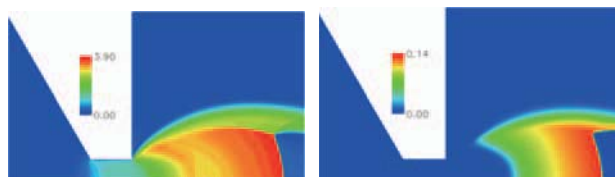
Debenedetti²⁰⁾は、高圧環境では古典凝縮論に基づく核生成モデルが正確ではないことを指摘した。その理由の一つには、液滴の自由エネルギーを算出した式(9)に理想気体の仮定が用いられていることがあげられる。高圧環境では熱物性が非線形的に変化するため、厳密には核生成モデルにも、実在気体効果を考慮した一般状態方程式の仮定が必要である。筆者らは、次のような関係式から、圧縮係数を再定義して、式(11)を導出し直した²¹⁾。

$$p = \rho_{real} RT = \phi \rho_{ideal} RT \quad (15)$$

ただし、 $\phi = \rho_{real} / \rho_{ideal}$ である。 ρ_{ideal} 、 ρ_{real} は、それぞれ理想気体を仮定した場合の密度と、一般状態方程式より得られた密度を示す。結果的に式(11)はまったく同じ形になり、臨界核半径 r^* だけが次式のように変形される。

$$r^* = \frac{2\sigma_{lm}}{\phi k_B T \ln S} \quad (16)$$

筆者らは、非平衡凝縮を伴う高圧CO₂流れの典型的な問題として、超臨界急速膨張法 (Rapid Expansion of Supercritical Solution, RESS) に伴う超臨界CO₂流れを数値計算した結果を発表している²²⁾。RESSは、イブプロフェンなどの高分子ポリマーを溶かし込んだ超臨界CO₂を、微小径ノズルから噴出して急速膨張させることにより、その微小粒子を生成するための方法である。超臨界CO₂はノズルから噴出後、膨張することで超音速になり、衝撃波を形成して、さらに非平衡凝縮する。一方、高分子ポリマーは、超臨界CO₂が超臨界から気体へと変化する際に、溶解度の急激な減少に伴い核生成する。Fig. 9に、典型的な条件で計算した際に得られた、CO₂流れのマッハ数分布と凝縮液滴の湿り度を示す。マッハ数分布には、ノズルから噴出したCO₂流れが膨張して超音速になり、マッハディスク (Mach disk) や、バレルショック (Barrel Shock) を形成している様子が示されている。CO₂は超音速域で非平衡凝縮してマッハディスク後方で蒸発している。なお、RESSプロセスに必要な数理モデルの詳細は、筆者が分担執筆した著書にも掲載した²³⁾。

Fig. 9 Supercritical CO₂ flow of RESS process (left: Mach number, right: mass fraction of CO₂ liquid)

ノズル内部は超臨界流体であるものの、ノズル噴流中で発生するRESSプロセスの非平衡凝縮は常圧環境であるため、実在気体効果を考慮する必要はない。一方、MITの研究グループは、ノズル内部で発生する高圧CO₂流れの非平衡凝縮を実験的に捉えた²⁴⁾。筆者らは、この実験条件に合わせて数値計算を行ってみた²⁵⁾。ノズル入口全圧、全温を、5.8MPa、310Kとした場合の実験による可視化結果と、計算により得られた非平衡凝縮に伴うCO₂液滴の質量分率を、それぞれFig. 10ならびにFig. 11に示す。いずれにおいても、ノズルスロート後方部分からCO₂液滴が発生していることが示されている。Fig. 12に、計算により得られたノズル内部の圧力を実験結果と比較した。まず理想気体を仮定した場合には、非平衡凝縮に伴い放出される潜熱に起因する圧力上昇を、まったく捕獲することができなかった。一方、実在気体効果を考慮することにより、この圧力上昇を再現することができた。実験結果との乖離は若干あるものの、高圧環境の非平衡凝縮を捕獲するためには、少なくとも実在気体効果を考慮する必要があること示唆している。この高圧ノ

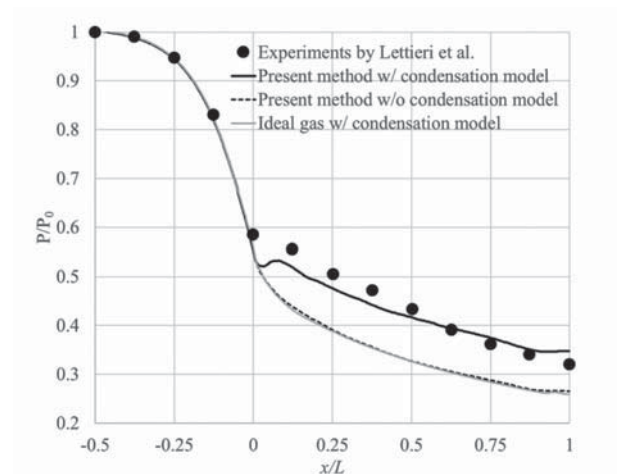
Fig. 10 Visualized CO₂ liquid in experiment ²⁴⁾Fig. 11 Simulated mass fraction of CO₂ liquid

Fig. 12 Pressure coefficient distributions at nozzle axis

ズルを通るCO₂流れは、将来の発電技術として期待されて、現在広く研究されている、超臨界CO₂発電²⁶⁾の遠心型圧縮機において発生することが懸念されているCO₂の非平衡凝縮を想定している。筆者らも現在、この遠心型圧縮機内部の超臨界CO₂流れを計算しているところである。

5. おわりに

非平衡凝縮を伴う湿り空気・湿り蒸気の熱流動を模擬する数理モデルの構築法と、いくつかの典型的な数値計算例を紹介した。また、高圧環境における非平衡凝縮の計算には、実在気体効果を考慮した一般状態方程式を解くことが不可欠であることも示した。今後、様々な物理現象の数理モデルとCFDアプリとを組み合わせた、マルチフィジックスCFDの研究が盛んになると思われるが、その際に、数理モデルの具体的な構築法やCFDアプリとの連成方法の知識は必須である。流動を伴う物理現象の数理モデルは、おおむね反応—移流（—拡散）方程式になり、その中で反応項のモデリングが鍵を握る。あいにく、数理モデリングの基礎的な解説書を筆者らは良く知らないが、山本は数理モデルの構築法とその数値解法の基礎、ならびに非平衡凝縮モデルの構築法と非平衡凝縮流れの数値解法に関する2つの講義ノート（英語

版)^{27),28)}をすでに公開している。数理モデリングの参考にしていただければ幸いである。

参考文献

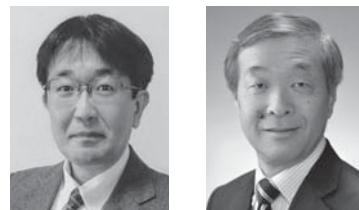
- (1) 山本悟, 研究展望, CFDからCFCへのパラダイムシフト, 日本機械学会論文集B編, Vol. 77, No. 774 (2011), pp. 195-204.
- (2) Seinfeld, J.H., Atmospheric Chemistry and Physics of Air Pollution, (1986), Wiley.
- (3) Pratsinis, S.E., Simultaneous Nucleation, Condensation, and Coagulation in Aerosol Reactors, Journal of Colloid and Interface Science, Vol. 124, No. 2 (1988), pp. 416-427.
- (4) Yamamoto, S., Computation of Practical Flow Problems with Release of Latent Heat, Energy, Vol. 30 (2005), pp. 197-208.
- (5) Frenkel, J., Kinetic Theory of Liquids, (1955), Dover.
- (6) Gyarmathy, G., Bases for a Theory for Steam Turbine, Bulletin, Institute for Thermal Turbomachines, Federal Technical University, Zurich, Switzerland, Vol. 6 (1964).
- (7) Young, J. B., Physicochemical Hydrodynamics, Vol. 3, No. 1 (1982), p. 57.
- (8) Schnerr, G. H. and Dohrmann, U., Transonic Flow around Airfoils with Relaxation and Energy Supply by Homogeneous Condensation, AIAA Journal, Vol. 28, No. 7 (1990), pp. 1187-1193.
- (9) Startzmann, J. et al., Results of the International Wet Steam Modeling Project, Proc. IMechE, Part A, Journal of Power and Energy, March, (2018), 21 pages.
- (10) Miyazawa, H., Furusawa, T., Yamamoto, S., Sasao, Y. and Ooyama, H., Unsteady Force on Multi-stage and Multi-passage Turbine Long Blade Rows Induced by Wet-steam Flows, Proceedings of ASME Turbo Expo 2016, GT2016-56360, (2016), 12 pages.
- (11) Miyazawa, H., Furusawa, T., Yamamoto, S., Numerical Analysis of Condensation Effects on Final-stage Rotor-blade Rows in Low-pressure Steam Turbine, Journal of Fluid Science and Technology, Vol. 12, No. 2 (2017), pp. 1-12.
- (12) Moriguchi, S., Endo, T., Miyazawa, H., Furusawa, T., Yamamoto, S., Numerical Simulation of Unsteady Moist-air Flows through Whole-annulus Rotor Blade Rows in Transonic Compressor, ASME-JSME-KSME 2019 Joint Fluids Engineering Conference, AJKFLUIDS2019-4782, (2019), 9 pages.
- (13) Yamamoto, S., Moriguchi, S., Miyazawa, H. and Furusawa, T., Effect of Inlet Wetness on Transonic Wet-steam and Moist-air Flows in Turbomachinery, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.19 (2018), 720-732. (Featured online on 'Advances in Engineering' as key scientific article < <https://advanceseng.com/free-energy-dominates-nucleation-condensation/> >)
- (14) Moriguchi, S., Miyazawa, H., Furusawa, T. and Yamamoto, S., Wetness Effect on Transonic Moist-air Flow through a Compressor Rotor, Proceedings of ASME 2018 5th-Joint US-European Fluid Engineering Division

- Summer Meeting, FEDSM2018-83422, (2018), 10 pages.
- (15) Peng, D.-Y. and Robinson, D.B., A New Two-Constant Equation of State, *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals*, Vol. 15 (1976), pp. 59-64.
- (16) Angus, S. et al., *International Thermodynamic Table of the Fluid State-3 Carbon Dioxide*, IUPAC, Vol.3 (1976).
- (17) REFPROP, NIST <<https://www.nist.gov/srd/refprop>>.
- (18) A PROGRAM PACKAGE FOR THERMO-PHYSICAL PROPERTIES OF FLUIDS, Vol. 12.1, PROPATH group.
- (19) Yamamoto, S., Furusawa, T. and Matsuzawa, R., Numerical Simulation of Supercritical Carbon Dioxide Flows across Critical Point, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 54, No. 4 (2011), pp. 774-782.
- (20) Debenedetti, P.G., Homogeneous Nucleation in Supercritical Fluids, *AIChE Journal*, Vol. 36, No. 9 (1990), pp. 1289-1298.
- (21) Furusawa, T. and Yamamoto, S., Mathematical Modeling and Computation of High-pressure Steam Condensation in a Transonic Flow, *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 12, No. 1 (2017), pp. 1-11.
- (22) Yamamoto, S. and Furusawa, T., Thermophysical Flow Simulations of Rapid Expansion of Supercritical Solutions (RESS), *Journal of Supercritical Fluids*, Vol. 97 (2015), 192-201. (Featured online on 'Advances in Engineering' as key scientific article <<https://advanceseng.com/general-engineering/thermophysical-flow-simulations-of-rapid-expansion-of-supercritical-solutions-ress/>>)
- (23) Yamamoto, S. and Furusawa, T., *Mathematical Modelling and Computation for Rapid Expansion of Supercritical Solutions (Chapter 13)*, *Supercritical and Other High-pressure Solvent Systems* (ed. by T. M. Attard and A. J. Hunt), Royal Society of Chemistry, August, (2018).
- (24) Lettieri, C., Paxson, D., Spakovszky, Z. and Bryanston-Cross, P., Characterization of Non- Equilibrium Condensation of Supercritical Carbon Dioxide in a De Laval Nozzle, *Proc. ASME Turbo Expo 2017*, GT2017-64641, (2017).
- (25) Furusawa, T., Miyazawa, H. and Yamamoto, S., Numerical Method for Simulating High Pressure CO₂ Flows with Nonequilibrium Condensation, *Proceedings of ASME Turbo Expo 2018*, GT2018-75592, (2018).
- (26) Wright, S. A., Radel, R. F., Vernon, M. E., Rochau, G. E. and Pickard, P. S., Operation and Analysis of a Supercritical CO₂ Brayton Cycle, SANDIA Report 2010, SAND2010-0171, (2010).
- (27) Yamamoto, S., Introduction to Mathematical Modeling and Computation <https://www.researchgate.net/publication/295290766_Introduction_to_Mathematical_Modeling_and_Computation>.
- (28) Yamamoto, S., Introduction to Multiphysics CFD <https://www.researchgate.net/publication/283084920_Introduction_to_Multiphysics_CFD>.

特集：マルチフィジックスシミュレーションの進展

相変化を伴う自由表面流の数値解析

Numerical Simulation for Free-surface Flows with Phase Change

姫野 武洋*¹ 渡辺 紀徳*¹

HIMENO Takehiro WATANABE Toshinori

キーワード：自由表面流，気液二相流，相変化，熱マネジメント，CFD，液体ロケット

Key Words：Free-surface Flow, Two Phase Flow, Phase Change, Heat Management, CFD, Liquid Rocket

1. 航空宇宙推進システムと気液二相流

航空機や宇宙機に搭載される推進システムは，熱流動現象をはじめとする様々な自然現象を，人間に都合の良い時間と場所でもって発生させ，それらを上手に組み合わせることで，化学エネルギーや熱を力学的仕事へ効率良く変換するサイクルである。

熱流動現象に注目すると，作動流体として，気体の空気，あるいは，液体の推進薬や潤滑油のような単相流だけでなく，気体と液体が混在する気液二相流が扱われる場面も少なくない。例えば，タンクなどの推進薬貯蔵系，配管系統・バルブ・ポンプ・噴射器などの推進薬供給系，軸受・歯車などの動力伝達系，熱交換器・凝縮器などの熱管理系などである。タンクやサイクロンでの気液分離，燃焼器での噴射微粒化，熱交換器での沸騰熱伝達などは，気液の密度差や潜熱を積極的に利用する例であるが，他方，タンクでのスロッシング発生，インデューサやポンプでのキャビテーション，蒸気タービン翼への凝縮液滴付着などは，嫌々ながら，気液二相流を相手にしなくてはならない例と言えよう。好むと好まざるとに関わらず，今後，航空宇宙推進システムや関連する流体機器の信頼性を向上させ，同時に開発コストと運用リスクの低減を目指すには，その設計・計画段階から作動流体の挙動と熱流動特性を定量的に予測する技術が求められる。

気液二相流は，我々が日常的に目撃する馴染み深い存在である。しかし，気相と液相を隔てる界面は，空間的な拘束を受けず，非定常流に伴って発展的に定まる自由表面であり，その形を説明し，動きを予測するのは容易ではない。このような認識から，著者らが所属する東京大学ジェット推進研究室では，単相流のみならず，約20年前から，気液二相流を自由表面流として記述する数値

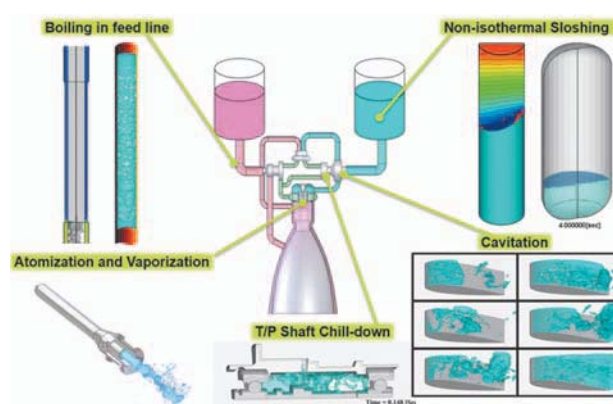


Fig. 1 Free-surface flows in a liquid rocket propulsion system.

解法の開発と，その検証を行う基礎実験に着手し，一定の成果を積み上げてきた。本稿では，自由表面流数値解法の要点を解説した後，幾つかの研究事例を紹介する。

気液二相流研究の応用例として，液体ロケットをはじめとする宇宙推進に関わる内容が中心となる。読者の皆様にはやや馴染みが薄い話題かと思われるが，極低温推進薬の利用や熱マネジメント高度化などは，近い将来の航空推進や陸船原動機にも共通する基盤技術研究としてご一読いただければ幸いである。

2. 研究背景：流体管理・推進薬管理

近年，人間の日常的な活動領域が地球周回軌道上まで拡大するに伴い，液体ロケットや人工衛星の推進薬タンクやエンジン，軌道上基地での熱制御装置など，地上とは異なる重力環境で気液二相流を利用する場面が増えつつある。一方，厄介なことに，推力や姿勢変動を伴うロケット飛行中の非定常加速度環境や，比重差による液体駆動を期待できず，界面張力が相対的に卓越する低重力環境では，液体を，①望ましい位置に保持し（捕獲），②思い通りに移し替え（搬送），③その温度と圧力を制御すること（熱制御）が難しくなる。そのため，「重いものほど下に沈む」という，地上での暗黙の経験に基づ

原稿受付 2019年10月7日

* 1 東京大学工学系研究科 航空宇宙工学専攻
〒113-8656 文京区本郷7-3-1
E-mail: himeno@aero.t.u-tokyo.ac.jp
E-mail: watanabe@aero.t.u-tokyo.ac.jp

いて設計された流体機器は、軌道上で想定した性能を発揮できないことが珍しくない。

このように特殊な加速度環境における気液二相流の挙動予測と制御は、宇宙工学分野で「流体管理 (fluid management)」,あるいは、宇宙推進分野に限って「推進薬管理 (propellant management)」と呼ばれる⁽¹⁾。流体管理の課題を解決に導くためには、地上での実験的再現が難しい熱流動現象に関する知見の獲得と蓄積が不可欠である。しかし、航空機や落下塔を用いた非定常加速度や低重力環境を獲得する機会は限られており、獲得できる特殊加速度環境の質と持続時間も制約を受ける。このことが軌道上で運用される機器の設計開発段階における試運転と試行錯誤を難しくしており、勢い設計は保守的にならざるを得ず、宇宙開発利用を展開していく技術の革新を阻んできた。このように、実験的再現が困難で、理論的にも複雑すぎる現象に切り込むには、数値モデリングと数値的模擬 (シミュレーション) に基づく予測手法の確立が、有用なアプローチとして期待されている。

記号

σ	: 界面張力	[N/m]
θ_c	: 接触角	[-]
ξ, η, ζ	: 計算空間の一般曲線座標	[m]
J	: ヤコビアン	[-]
∇	: ナブラ演算子	[1/m]

3. 自由表面流の数値解析

1990年代後半以降、自由表面流の分野でも、経験的な構成方程式やモデルをできるだけ排除した数値解析手法が精力的に提案され⁽²⁾⁻⁽⁵⁾、界面張力と濡れ性を考慮して、大変形しながら移動する気液界面を精度良く予測できる界面捕獲法の技術が確立されつつある。また、近年では、伝熱と相変化を考慮した自由表面流の数値解析も数多く試みられるようになり、理論と実験を補完する手段として数値解析手法を援用する機も熟しつつある。

東京大学と宇宙航空研究開発機構 (JAXA) も、広範な加速度環境に置かれた自由表面流を模擬できる数値解析法CIP-LSM (CIP-based Level Set & MARS)⁽³⁾の開発を行い、並行実施する実験結果を参照しながら、数値解の妥当性評価や境界条件の改良を進めている。

3.1 数値解法の概要

解析対象の一つである液体ロケットの推進薬タンク内部では、熱交換に伴う流体粒子の体積変化を無視できないため、非圧縮を仮定した数値解法を用いて熱流動を解析するのは適切でない。流動の速さは各相の音速と比べてかなり遅く、圧縮性流体解法を適用するのも難しい。気液界面を精度良く追跡しようとするれば、対流項の評価に数値的散逸の少ない計算スキームを適用すべきである。相変化を伴う伝熱現象の解析を視野に入れるなら、温度を従属変数とせず直接解く方が良い。

このような観点から、CIP-LSMでは、流体解法として、CIP-CUP法⁽²⁾の一種で、温度を独立変数とするTCUP法⁽³⁾を、界面捕獲法としてLevel Set法⁽⁴⁾とPLIC-VOF法の一種であるMARS法⁽⁵⁾を融合した手法をそれぞれ考案して用いている。流体解法については、文献(3)に詳しく述べているので、界面捕獲法の考え方を解説する。

3.2 MARS法による体積率の移流

簡単のため気液間の相変化を無視すると、自由表面を含む気液両相の熱流動は、均質二相流に関する質量、運動量、内部エネルギーの式に加えて、気液を区別するべく定義された識別関数 H_S の移流方程式、

$$\frac{DH_S}{Dt} = \frac{\partial H_S}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) H_S = 0, \quad (1)$$

但し、 $H_S = 0.5$: その点が液相に属する場合

$H_S = 0$: その点が界面に属する場合

$H_S = -0.5$: その点が気相に属する場合

$$\delta_S \vec{n}_S = \nabla H_S \quad (3)$$

により記述することができる。 $\vec{n}_S$ は気液界面の単位法線ベクトル、 δ_S は界面で値を持つデルタ関数である。

数値解析では、式(1)に有限体積的な離散化を施す。即ち、Fig. 2のような、各格子点に対応した検査体積 Ω 毎に H_S を体積積分し、これに含まれる各相の体積率 H_V を、

$$\frac{H_V}{J} = \int_{\Omega} H_S dV = \int_{k-1/2}^{k+1/2} \int_{j-1/2}^{j+1/2} \int_{i-1/2}^{i+1/2} H_S \frac{d\xi d\eta d\zeta}{J} \quad (4)$$

と定義して、独立な状態量とする。 H_V は $[-0.5, 0.5]$ を定義域とするボイド率 (VOF) である。しかし、これだけだと、空間的に分布している H_S が、Fig. 3 (a)のように、検査体積で平均され、気液界面の位置と形状の情報が失われてしまう。また、移流に伴う数値的誤差 (数値散逸) の原因にもなる。これを避けるためには、体積率の情報に加えて、Fig. 3 (b)のように、界面勾配の情報を追加することで、検査体積内のどちら側に液体 (気体) が偏在しているかを考慮する必要がある。

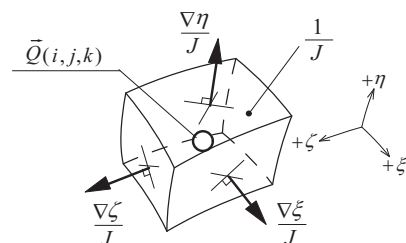


Fig. 2 Control volume Ω and metrics for the (i, j, k) -th stencil⁽³⁾.

これに対しMARS法では、Fig. 4に描くように、一般座標 ξ の一定面で Ω を切り取った断面を考え、この断面の面積分率 H_{ξ} を、

$$\frac{H_{\xi}}{J} = \lim_{\delta\xi \rightarrow 0} \left\{ \frac{1}{\delta\xi} \int_{k-1/2}^{k+1/2} \int_{j-1/2}^{j+1/2} \int_{\xi-\delta\xi/2}^{\xi+\delta\xi/2} H_S \frac{d\eta d\zeta}{J} \right\} \quad (5)$$

により定義する。そのうえで、 $|\xi - i| \leq 1/2$ の区間にお

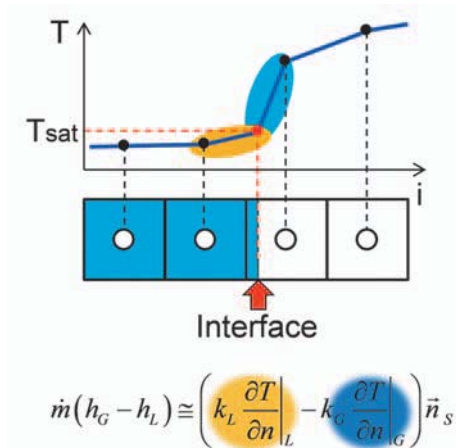


Fig. 6 Jump of heat fluxes through the gas-liquid interface, consumed by latent heat.

で、界面と、それを挟む気相側と液相側それぞれの格子点 (i) との間の温度勾配を、

$$\frac{\partial T}{\partial n} \cong \frac{\partial T}{\partial \phi} \cong \frac{T_i - T_{sat}(p)}{\phi_i} \quad (15)$$

により別々に推定できる。すると、界面を挟んだ気相側と液相側の熱流束の跳びが推算できるので、界面単位面積あたり相変化量 $\dot{m}$ を、

$$\dot{m}(h_G - h_L) \cong \left(\kappa_L \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_L - \kappa_G \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_G \right) \quad (16)$$

により推定する相変化モデルを構築できる。

4. 比重差に駆動される自由表面流

ここからは、液体ロケットの流体管理に関わる問題の例として、時間的に変化する加速度を受ける推進薬タンクの内部で発生する液体揺動（スロッシング）を予測する取り組みを紹介する。

4.1 再使用観測ロケット実験機のスロッシング

JAXA宇宙科学研究所 (ISAS) では、再使用型宇宙輸送機の実現へ向け、小型液酸液水エンジンを搭載したロケット実験機 (RVT) を製作し、比較的短秒時の垂直離着陸飛行試験を反復することで、関連技術開発の促進と研究課題の抽出を行ってきた。さらに、RVTの発展計画として、高層大気観測や長秒時無重力実験をミッションとする再使用観測ロケット (RSR : Reusable Sounding Rocket) を提案している。Fig. 7 (左図) に示す機体は、地上からの加速上昇の後、エンジンを停止して高度約120 kmに達する弾道飛行と大気圏への再突入を行った後、エンジンを再着火して減速下降し、所定の着陸点へ垂直着陸する。

推進系については、中断帰還 (アボート) を含む多様な運用形態に対応するため、ポンプ供給方式の液酸液水エンジンを4系統クラスタ化した冗長系が組まれている。万一、加速上昇中に1系統のエンジン故障が検知された場合、故障系統と対称に配置された系統のエンジンも停止させたうえで、残り2系統で地上帰還へ向けて飛行を

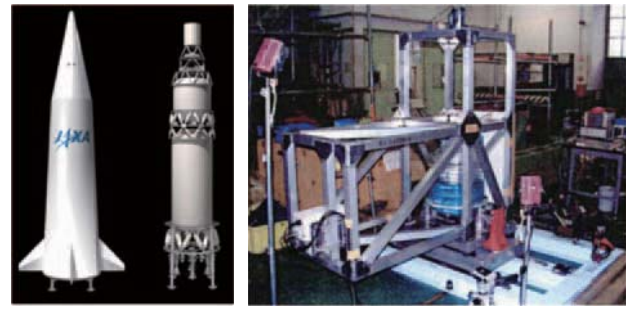


Fig. 7 Reusable Sounding Rocket (left : CG) and hydraulic exciter for sloshing test (right)⁽⁶⁾

継続する。その場合、故障発生から対系統エンジンの停止までの間には、推力の作用線が機体重心から大きく外れて機体姿勢が大きく変動し、横方向加速度が発生するため、推進薬タンク内での大振幅スロッシングの発生が懸念されている。

筆者らは、三菱重工業株式会社名古屋航空宇宙システム製作所と協力して、Fig. 7 (右図) のような、複数枚のリング状邪魔板を装着できる模型タンクを製作し、加振実験を実施すると共に、その数値解析を試みた⁽⁶⁾。計算では、模型タンクの頂部と底部がドーム形状である影響を無視し、タンク形状を円筒として簡略化したが、注目する揺動減衰器具であるリング状邪魔板は、厚みの無い薄板として直接考慮されている。

計算結果を実験結果と比較して時系列に並べ、液面を可視化してFig. 8に示す。リング状邪魔板の内縁付近に立ち上がる波頭の形状や、その後に多数の気泡が液体内部に取込まれる様子が計算でも再現された。また、数周期の揺動を経た後の液面傾斜についても、実験結果との良い一致が確認され、複数枚の邪魔板によるスロッシング減衰効果を適切に評価できると評価した。

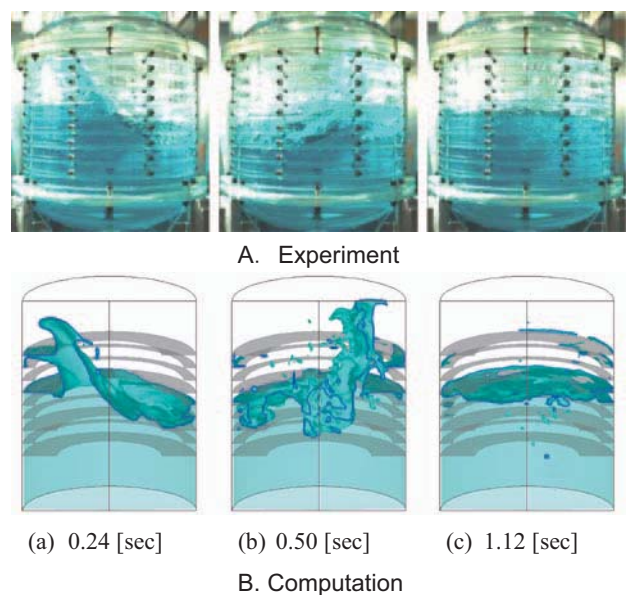


Fig. 8 Sloshing in the model tank of RSR with multiple baffles⁽⁶⁾

4.2 基幹ロケット上段推進系の慣性飛行

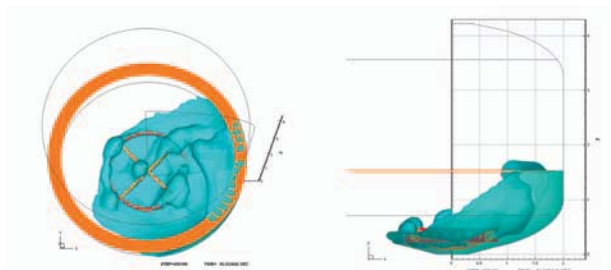
基幹ロケットの多用途化を目的としたH-IIA上段推進系の高度化では、上段エンジン（LE-5B）の再々着火が計画された。再着火から再々着火に至る長秒時慣性飛行中のタンク内残推進薬量は、タンク容積に対して数%にまで少なくなる。この間、機体はほぼ無重量環境にあるため、機体姿勢の僅かな変化による推進薬の過大なスロッシング発生や、再々着火時にアレジガスが供給配管へ混入することが懸念されていた。

この課題に対しては、Fig. 9に示すように、まず、数値解析の妥当性を検証するために、水を用いた模型タンク加振実験を実施し⁽⁷⁾、タンク内に艤装される邪魔板の配置を検討した。実験と並行して、同じくFig. 9に示すように、対応する数値解析結果が、広範な条件下において実験結果と一致することを確認した。そのうえで、Fig. 10に示すように、上段推進系の慣性飛行時における実機スケールでの数値解析を実施し⁽⁷⁾、低重力環境で外乱加速度が印加された際の液面挙動を飛行前に予測し、タンク内邪魔板配置の妥当性を評価した。



A Experiment

B Computation

Fig. 9 Sloshing with small residual (model scale)⁽⁷⁾Fig. 10 Computed deformation of liquid hydrogen during coasting flight of H-IIA upper stage induced by small disturbance (flight scale)⁽⁷⁾

5. 界面張力に駆動される自由表面流

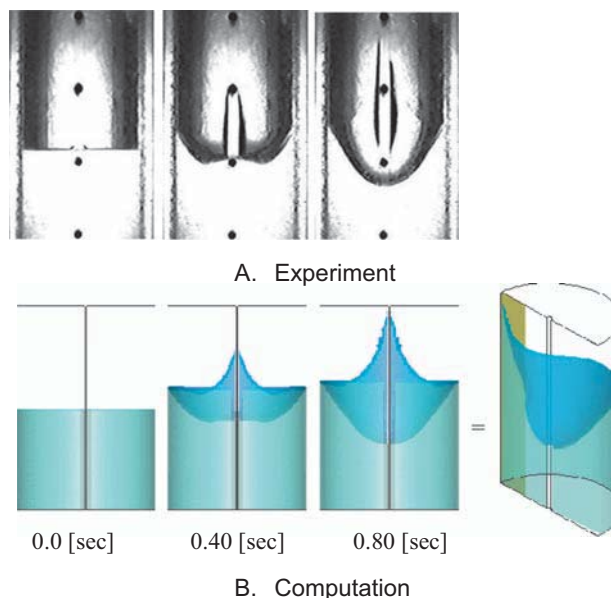
次に、低重力環境に置かれた貯蔵容器の内部で、界面張力と濡れ性に駆動されて大変形する界面について、実験と数値解析を試みた事例を紹介する。

5.1 液体捕獲デバイス：落下塔実験

軌道上の低重力環境で長期間に亘って運用される人工衛星の推進薬タンクでは、界面張力と濡れ性を積極的に利用し、推進薬を排出口近くに捕獲するデバイスが広く採用されている。筆者らは、落下塔設備（東京大学に設置）を用い、液体捕獲デバイスの最も基本的な形態であるベーンの捕獲性能を定量的に評価する基礎的な実験を行うと共に、対応する数値解析を試みた⁽⁸⁾。

実験では、アクリル製のベーン付円筒容器に供試液体であるエタノールを封入し、約1秒間の自由落下中における液面変形を観察した。Fig. 11に示す実験結果からは、重力がステップ的に消失して以降、壁面上を前進する接触線と、液面上を伝播する界面張力波が見取れ、容器中央部の界面は徐々に窪んでいく。特に、円筒内壁とベーンが作る隅部では、必然的に界面曲率が大きくなり、より強い界面力が作用するため、他の部分より速く接触線が前進している。結果として、液面はベーンに引き寄せられた三次元的な形になった。

計算により得られた界面形状を、実験と比較して同じくFig. 11に示す。図中、三次元的な液面形状を把握するため、別視点からの可視化結果も示す。液面形状に注目すると、両者に良好な一致を認められた。これより、低重力環境で界面張力と濡れ性に駆動される液体挙動についても、本数値解析法による再現が可能であると評価した。

Fig. 11 Liquid motion in a cylinder with a vane driven by capillary force. Ethanol and poly-acrylate resin, 80 mm in diameter⁽⁸⁾.

6. 伝熱・相変化と連成する自由表面流

相変化を考慮すべき現象に対しても、筆者らは、自由表面流の数値解法に適した相変化モデルの構築と妥当性の検証を進めている。

6.1 低重力環境におけるプール沸騰

Fig. 12に示すのは、矩形容器に溜められた水の沸騰シミュレーション結果である（講義用教材で2次元計算）。地上重力環境では、熱せられた底面で発生した気泡は、浮力により底面から離脱するとともに、冷たい水と入れ替わることが繰り返されて、伝熱が促進される。一方、重力の大きさを1/10, 1/100, 1/1000と減らしていくと、浮力の消失に伴って、泡がなかなか離脱せず伝

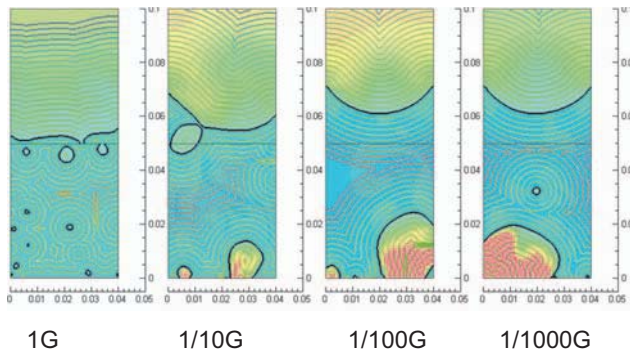


Fig. 12 Two-dimensional simulation of pool boiling under normal / reduced gravity. (demonstration)



Fig. 13 Visualization of a boiling flow in a transparent cylindrical tube by electrical heating (upper) and corresponding simulation (lower).

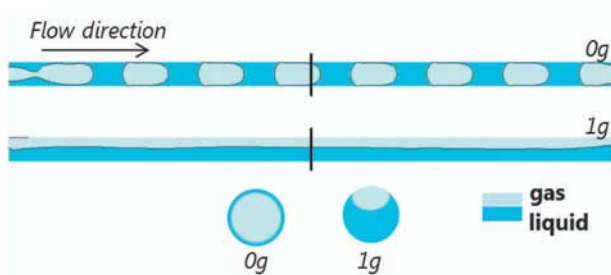


Fig. 14 Two-Phase flow patterns with / without gravity⁽⁹⁾

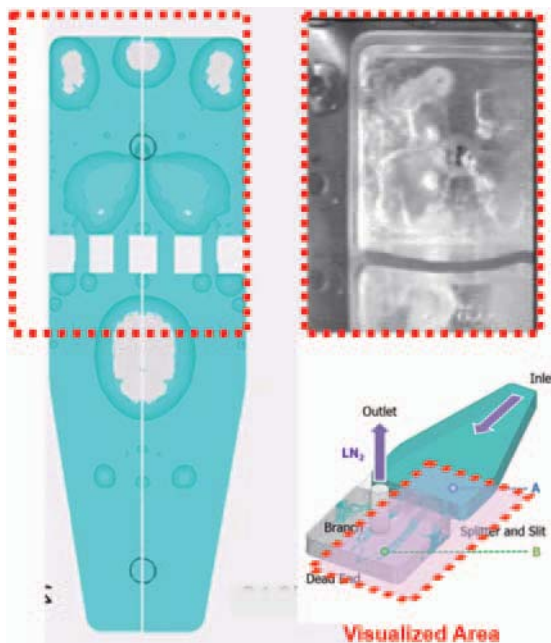


Fig. 15 Sounding rocket experiment on chill-down process with liquid nitrogen in a complex channel under reduced gravity condition.^{(10), (11)}

熱面に居座るようになる。こうなると伝熱は劣化する。つまり、推進薬管理に関する技術課題には、液体の「動き」だけでなく「熱」も含めた予測技術が求められる。

6.2 円管流路内の沸騰熱交換

Fig. 13に示すのは、銀を蒸着した半透明ガラス電熱管の内部で起こる、比較的少流量条件における沸騰二相流を可視化した実験結果と、対応する数値解析結果である。計算では、流体部分だけでなく、固体内部の熱伝導を連成するとともに、固液境界での沸騰核生成を適切にモデル化することにより、比較的少ない格子点数で、沸騰二相相流の圧力損失を適切に推定することを目指している。また、Fig. 14に示すように、重力の有無によって、配管内気液二相流の流動様式や圧力損失が大きく異なることが知られていることから、加速度をパラメータとした流動および伝熱特性の予測に取り組む方針である。

6.3 複雑形状流路内の沸騰冷却現象

一方、円管のように流路形状が比較的単純な場合だけでなく、狭窄部や分岐などを有する複雑形状流路内の気液二相流動を適切に予測することも、宇宙機推進系の設計と運用においては重要な課題となっている。

これらの課題に対し、JAXAと大学の混成チームにより基礎試験の計画が練られ、「ロケット慣性飛行中の二相流挙動および熱伝達特性の観測実験」(代表・東京大学)として採択された。実験では、観測ロケットS-310-43号機による弾道飛行で実現される約150秒間の微小重力環境で、液体窒素を用い、①低重力環境で極低温流体(液体窒素)が沸騰を伴いながら、Fig. 15に示すような複雑流路を通過する流れ場を実現し、②気体単相流から気液二相流を経て液体単相流へ至る流動様式の遷移(クエンチング)を可視化しうえ、③複雑流路の上下流配管における気液体積割合(ボイド率)を計測し、④温度・圧力計測に基づき、その間の伝熱特性と圧損特性を取得すること、などを目標に掲げた。

観測ロケットS-310-43号機は、2014年8月4日に打上げられ、実験は計画通り行われた。事前実施した地上実験では、重力の存在により鉛直方向の高い位置に冷媒が行きわたらず、局所的に冷却が進まない部分が生じたのに対し、飛行実験では、行止部を含めて等方的な冷却が進み、熱伝達は劣化どころかむしろ促進された⁽¹⁰⁾。これは、重力の不在によって相対的に支配的となる表面張力の効果で気液界面の形状が決定され(絞り部における液糸形成と微粒化、循環流の遠心力による気泡合体の促進、固体表面の濡れなど)、壁面全体を覆う液膜が形成された結果だということが、可視化画像からはっきりと確認できた。

このような流れ場を理解し予測するためには、現象を非定常な自由表面流として捉え、液面挙動と熱伝達特性を関連付ける視点が大切だと認識された。取得された実験データは、流路網解析や数値流体解析(CFD)などの数値解析手法に組込まれる気液界面熱伝達と相変化モ

デルを改良するために活用されている⁽¹¹⁾。

7. まとめ

様々な加速度環境における推進薬管理技術の確立へ向け、実験による知見の蓄積と、自由表面流解法の改良を通じた取り組みを紹介した。濡れ性モデルの高度化、乱流モデルや相変化モデルの組み込みに加え、移動境界熱流動現象について手法の妥当性を評価する更なる検証などを慎重に進めることが、今後の課題である。

推進薬管理技術の構築にあたっては、流体力学や伝熱学などの様々な学理を、極低温、超高压、微小重力といった極限的条件下に展開し、そこで獲得した知見を人工物の設計に反映させなくてはならない。そのためには、分析技術（分析科学）と統合技術（設計科学）の両方が必要であり、数値流体解析をはじめとする計算力学的手法の援用が強く期待されている。同時に、現象の理解とモデリング、および、解析技術を検証するため、実験が果たす役割は拡がっており、一層重要度を増していることを強調したい。

参考文献

- (1) Reynolds, W. C. and Statler, H. M., Liquid propellant behavior at low and zero g, The Dynamic Behavior of Liquids in Moving Containers, Abramson, H. N. (ed.), NASA SP-106 (1966), pp. 387-449.
- (2) Yabe, T. and Takei, E., A new higher-order Godunov method for general hyperbolic equations, J. Phys. Soc. Japan, Vol. 57 (1988), pp. 2598-2601.
- (3) Himeno, T., Negishi, H., Nonaka, S., Inoue, C., Watanabe, T. and Uzawa, S., Numerical Analysis of Free-surface Flows under Various Conditions in Acceleration (Improvement of CIP-LSM : CIP-based Level Set & MARS), Trans. JSME Ser. B, Vol. 76, No. 765 (2010), pp. 778-788.
- (4) Sussman, M., Smereka, P. and Osher, S., A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow, J. Comput. Phys., Vol. 114 (1994), pp. 146-159.
- (5) Kunugi, T. MARS for multiphase calculation, Computational Fluid Dynamics Journal, Vol. 9, No. 1 (2000).
- (6) T. Himeno, T. Watanabe, S. Nonaka, Y. Naruo, Y. Inatani and H. Aoki, Numerical and Experimental Investigation on Sloshing in Rocket Tanks with Damping Devices, AIAA 2007-5557 (2017).
- (7) K. Kinefuchi, et.al., Efforts for Cryogenic Propulsion Stage - Evolution Plan of Japanese Upper Stage Propulsion System-, JSASS 2012-4024 (2012).
- (8) Himeno, T., Watanabe, T. and Imai, R., Numerical Analysis of Free Surface Flows Driven by Interfacial Tension Effect, Journal of the Japan Society of Microgravity Application, Vol. 23, No. 2 (2006), pp.99-105.
- (9) Iwanaga, K., Himeno, T., Watanabe, T., Inoue, C., Sakuma, Y., Tateishi, A., Umemura, Y., Numerical Analysis of Two-Phase Flow in Pipes Under Accelerated Conditions, JSASS 2017-0033 (2017).
- (10) W. Sarae, K. Kinefuchi, Y. Umemura, H. Kobayashi, T. Himeno, S. Nonaka, et.al., Sounding Rocket Experiment on Chill-down Process with Liquid Nitrogen in a Complex Channel, AIAA 2015-4213 (2015).
- (11) Y. Umemura, T. Himeno, K. Kinefuchi, Y. Saito, et.al., Numerical Simulation on Liquid Hydrogen Chill-down Process of Vertical Pipeline, AIAA 2019-4439 (2019).

特集：マルチフィジックスシミュレーションの進展

Numerical Simulations of Combustion Noise



PILLAI Abhishek Lakshman^{*1} KUROSE Ryoichi^{*2}

Key words : Combustion Noise, Turbulent Spray Flame, Turbulent Non-Premixed Flame, Hybrid DNS/APE-RF Approach

1. Introduction

Combustion noise has been a topic of practical relevance since the early 1960s. In one of the earliest experimental investigations performed by Smith and Kilham⁽¹⁾ on the noise generated by turbulent premixed flames, it was clarified that combustion noise could be attributed to monopole sources that are statistically distributed throughout the combustion zone, and dominate the low-frequency emissions. Further experimental studies, such as those by Price et al.⁽²⁾, Strahle and Shivashankara⁽³⁾, and Rajaram and Lieuwen⁽⁴⁾ were conducted in the following years, to understand the generation mechanism and analyze the characteristics of combustion noise from turbulent premixed flames. Additionally, Kotake and Takamoto examined the influences of the shape and size of burner nozzle⁽⁵⁾, and the inflow velocity turbulence⁽⁶⁾ on combustion noise of premixed flames. Notable works on turbulent premixed flame combustion noise theory include the ones by Strahle^{(7), (8), (9)}, and Clavin and Siggia⁽¹⁰⁾. Experimental investigations have also been conducted for combustion noise generated by turbulent non-premixed flames, such as those by Ohiwa et al.⁽¹¹⁾, Klein and Kok⁽¹²⁾ and Singh et al.⁽¹³⁾. The main objectives of these studies were to elucidate the noise generation mechanism, and to unravel the noise characteristics, such as spectral content, acoustic power, directivity patterns, etc., and their dependence on various flow parameters. Recently, there has been a re-emergence of interest in combustion noise with regards to design of gas turbine combustors, since the contributions of other primary noise sources, such as turbomachinery (fan, compressor and turbine) noise and jet exhaust noise, in a commercial gas turbine have undergone drastic reductions. On the other hand, with the introduction of low-emission combustion

strategies, such as lean direct injection and lean premixed prevaporized combustion, combustion noise has become a major contributor to engine-core noise, since lean combustion is inherently unsteady and substantially louder⁽¹⁴⁾, and also increases the risk of occurrence of combustion instability⁽¹⁵⁾. Noise generated by combustion originates from two distinct processes. The first process is associated with the unsteady heat release rate fluctuations arising from the interaction between chemical reactions and turbulence, and is referred to as direct combustion noise. While, in the second process, noise is generated as a consequence of the acceleration of entropy inhomogeneities (temperature fluctuations created by combustion) through a non-uniform mean flow field (for e.g., across the turbine stages and nozzle beyond the combustor exit), and is called indirect combustion noise.

Combustion noise falls under the purview of intricate multi-physics problems, since it involves the simultaneous interactions between fluid dynamics (i.e., turbulence), chemical reactions and accompanying heat release, evaporation (in case of spray combustion where exchanges of mass, momentum and energy occur between the gas and dispersed phases), noise generation and subsequent propagation of acoustic waves. With significant improvement in computing power, numerical simulations are now a potent and cost-effective alternative to examine the combustion noise problem. Hence, several recent studies on combustion noise have been performed using the relatively new numerical framework called the hybrid Computational Fluid Dynamics/Computational Aero-Acoustics (CFD/CAA) approach. For example, the direct combustion noise of an experimental turbulent non-premixed flame was investigated by Ihme and Pitsch⁽¹⁶⁾ using a hybrid approach combining Large-Eddy Simulation (LES) and Lighthill's acoustic analogy. Similarly, Flemming et al.⁽¹⁷⁾ used a hybrid approach consisting of LES for the reacting flow field, and a CAA method that solves a system of 1st-order hyperbolic partial differential equations for acoustic wave propagation, to study the combustion noise of a turbulent non-premixed hydrogen flame⁽¹⁸⁾. More recently,

原稿受付 2019年 8月26日

* 1, * 2 Department of Mechanical Engineering and Science,
Kyoto University, Kyoto daigaku-Katsura,
Nishikyo-ku, Kyoto 615-8540, Japan.

* 1 E-mail: pillai.abhisheklakshman.2e@kyoto-u.ac.jp

* 2 E-mail: kurose@mech.kyoto-u.ac.jp

Bui et al.^{(19), (20)} applied a new hybrid approach combining LES and the Acoustic Perturbation Equations for Reacting Flows (APE-RF), to analyze combustion noise radiation and its source mechanisms for turbulent non-premixed flames. This APE-RF method is an extension of the original system of Acoustic Perturbation Equations (APE) developed by Ewert and Schröder⁽²¹⁾ for non-reacting flows, to multicomponent reacting flows.

Reviews of the progress made in comprehending direct and indirect combustion noise, using numerical, theoretical and experimental techniques have been reported by Strahle⁽⁹⁾, Dowling and Mahmoudi⁽²²⁾ and Ihme⁽²³⁾. However, it is worth mentioning that all the studies mentioned so far, mainly investigate the combustion noise phenomena of turbulent gaseous flames (premixed and non-premixed). Combustion noise generated by spray flames is not well documented in existing scientific literature. Therefore, this review article complements the previous reviews by primarily focusing on direct combustion noise using the hybrid CFD/APE-RF approach^{(19), (20)}, which is extended to an experimental turbulent spray flame⁽²⁴⁾, and also applied to a turbulent non-premixed flame⁽¹⁸⁾ for benchmarking. To simulate the reacting flow-fields of flames, Direct Numerical Simulations (DNS) are used instead of LES. Hence, the numerical framework employed in this study is termed as the hybrid DNS/APE-RF approach. The mathematical background of this hybrid approach is described in Section 2, along with the flame configurations and computation details. In Section 3, the hybrid approach is first applied to a turbulent non-premixed hydrogen flame⁽¹⁸⁾ to predict its combustion generated acoustic field, and its noise radiation is validated against measurements. Based on this validity of the hybrid DNS/APE-RF approach, it is then used to predict the acoustic field generated by an experimental turbulent spray flame⁽²⁴⁾ and its noise radiation characteristics are investigated. Conclusions of this article are presented in Section 4, along with possible future research opportunities.

2. Numerical Method: Hybrid DNS/APE-RF Approach

The hybrid DNS/APE-RF approach is a 2-step approach, wherein the first step consists of DNS of the reacting flow-field of turbulent flame. The DNS is performed on a relatively smaller computational domain, which is sufficiently large to contain the near-field of the flame within which the sources exciting acoustic waves are present. The second step of the hybrid DNS/APE-RF approach consists of the CAA simulation, wherein the system of APE-RF is solved and the acoustic wave propagation is captured all the way into the far-field. The computational domain of the CAA simulation is larger in size than that of the DNS domain and encloses

the complete source region of the flame. Additionally, the CAA grid is coarser than the DNS grid, since there is a large disparity between the characteristic fluid dynamic and acoustic length scales. For low Mach number reacting flows, the acoustic length scales of interest are more than an order of magnitude larger than the fluid dynamic length scales. Therefore, this hybrid approach is computationally efficient and cheaper compared to a compressible DNS of a turbulent flame, performed on a large computational domain extending up to the acoustic far-field.

2.1 Direct Numerical Simulations (DNS)

Two flames are investigated in this work, the first is a well-documented open turbulent non-premixed hydrogen flame of the TNF-workshop⁽²⁵⁾, designated as H3⁽¹⁸⁾. The second is an experimental open turbulent ethanol spray flame investigated at University of Sydney and designated as EtF3⁽²⁴⁾. The governing equations solved for the gas-phase, are conservation equations of mass, momentum, energy and species mass fraction applicable to DNS^{(26), (27)}. For the DNS of ethanol spray flame EtF3, an Eulerian-Lagrangian framework is employed in which the gas-phase is treated as an Eulerian continuum, while the dispersed evaporating fuel droplets are tracked as Lagrangian mass points. Phase coupling between the gas and dispersed phases is realized using the Particle-Source-In-Cell (PSI-Cell) approach⁽²⁸⁾. With the PSI-Cell approach, appropriate source terms to account for the interactions between gas-phase and dispersed-phase (fuel droplets) are incorporated in the governing equations. Detailed descriptions of the governing equations used to perform the DNSs of both flames, and the abovementioned source terms for phase coupling using the PSI-Cell approach in case of the spray flame EtF3, are provided in⁽²⁷⁾.

The simulations performed in this study are DNS in the sense that neither any turbulence model nor any turbulence-chemistry interaction model is used. However, the combustion of fuel in both flames is modeled using simplified reaction mechanisms to keep computational costs practical. For the non-premixed flame H3, the combustion of hydrogen is described using a one-step global reaction model⁽²⁹⁾, and in case of the spray flame EtF3 whose liquid fuel is ethanol, a two-step global reaction model⁽³⁰⁾ is used for the combustion of gaseous ethanol. The DNSs are restricted to relatively smaller computational domains, which are large enough to compute the near field of the turbulent flames within which the sources exciting acoustic waves are present. The physical sizes of the DNS domains are smaller compared to the respective CAA domains' sizes in case of each flame.

2.2 Acoustic Perturbation Equations for Reacting Flows (APE-RF)

To capture the propagation of acoustic waves produced by

turbulent flames in non-uniform mean flows with varying mean speed of sound (i.e., wave convection and refraction effects are considered), the APE-RF system^{(19), (20)} is solved in the CAA simulations. The system of APE-RF is given by the following set of partial differential equations

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho' \bar{\mathbf{u}} + \bar{\rho} \mathbf{u}') = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + \nabla (\bar{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{u}') + \nabla \left(\frac{p'}{\bar{\rho}} \right) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} - \bar{c}^2 \frac{\partial \rho'}{\partial t} = q_{e,rf} \quad (3)$$

where, the density ρ , velocity $\mathbf{u}$ and pressure p have been decomposed into time averaged mean ($\bar{\rho}$, $\bar{\mathbf{u}}$ and $\bar{p}$) and fluctuating (ρ' , $\mathbf{u}'$ and p') components as $\rho = \bar{\rho} + \rho'$, $\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}'$, and $p = \bar{p} + p'$. $\bar{c}$ is the mean speed of sound and $q_{e,rf}$ is the source term exciting acoustic waves in the turbulent flames expressed as

$$q_{e,rf} = -\bar{c}^2 \left[\left(\frac{\bar{\rho}}{\rho} + \frac{p - \bar{p}}{\bar{\rho} \bar{c}^2} \right) \frac{D\rho}{Dt} - \frac{1}{\bar{c}^2} \frac{Dp}{Dt} - \frac{\gamma - 1}{\gamma} \mathbf{u} \cdot \nabla \bar{p} - \nabla \cdot (\mathbf{u} \rho_e) - \frac{p}{\bar{c}^2} \mathbf{u} \cdot \left(\frac{\nabla \bar{p}}{\bar{\rho}} - \frac{\nabla \bar{\rho}}{\bar{\rho}} \right) + \frac{\rho_e}{\bar{\rho}} S_p \right] \quad (4)$$

here, γ is the ratio of specific heats and ρ_e is the excess density defined as $\rho_e = (\rho - \bar{\rho}) - (p - \bar{p})/\bar{c}^2$. The acoustic source term $q_{e,rf}$ contains various sub-mechanisms exciting acoustic waves in combustion noise. The first term with the substantial time derivative of density ($\bar{\rho}/\rho + (p - \bar{p})/(\bar{\rho} \bar{c}^2) D\rho/Dt$), implicitly takes into account the effects of unsteady heat release rate (one of the important and dominant source mechanisms of direct combustion noise), volumetric expansion due to non-isomolar combustion, species diffusion, heat diffusion and viscous effects. Apart from the substantial time derivative of density term, the other sub-mechanism contributions to combustion noise arise from the excitation of acoustic waves due to combustion at non-constant pressure via. the Dp/Dt term; the effect of acceleration of density inhomogeneities in the $\nabla \cdot (\mathbf{u} \rho_e)$ term; the contribution of fuel droplet evaporation rate source term S_p , which accounts for the density variations

caused by fuel droplet evaporation via. the $(\rho_e/\bar{\rho}) S_p$ term (note that this term is zero for the gaseous non-premixed hydrogen flame H3); and the remaining terms, i.e., $[-((\gamma - 1)/\gamma) \mathbf{u} \cdot \nabla \bar{p} - (p/\bar{c}^2) \mathbf{u} \cdot (\nabla \bar{p}/\bar{\rho} - \nabla \bar{\rho}/\bar{\rho})]$ account for the effects of non-uniform mean flow. For the spray flame EtF3 investigated in this study, it was found that the $(\rho_e/\bar{\rho}) S_p$ term is two orders of magnitude smaller than the dominant acoustic source mechanism represented by the substantial time derivative of density term. Further information on the APE-RF system and its acoustic source formulation are provided in^{(19), (20), (27)}.

2.3 Computational Setup

The schematics in Fig. 1 illustrate the computational domains used for the DNS of the two flames. Fig. 1(a) shows the computational domain parameters and inflow conditions for the non-premixed hydrogen flame H3, while Fig. 1(b) shows the same for the ethanol spray flame EtF3. The burner configuration of the H3 flame consists of a circular nozzle of diameter $D_{H3} = 8$ mm, through which a mixture of H_2 and N_2 gas issues out into a low velocity laminar co-flow of dry air⁽¹⁸⁾. On the other hand, the ethanol spray flame EtF3 uses a laboratory scale piloted spray burner⁽²⁴⁾, consisting of a central jet nozzle of diameter $D_{EtF3} = 10.5$ mm, through which a mixture of ethanol spray and carrier air issues out. The central nozzle is surrounded by a coaxial pilot annulus and this pilot flame stabilizes the main ethanol spray flame. The entire burner (central nozzle and annular pilot) is surrounded by an outer stream of co-flowing air as shown in Fig. 1(b). The pilot flame is composed of fully-burned products of the stoichiometric mixture of 5.08% acetylene (C_2H_2), 10.17% hydrogen (H_2) and 84.75% air by volume, at the burner exit. Further details regarding the burner setup/configurations of the H3 flame and EtF3 flame are described in⁽¹⁸⁾ and⁽²⁴⁾, respectively. The DNS of both flames are performed on non-uniform staggered Cartesian grids, consisting of approximately 0.17 billion grid points for the H3 flame, and

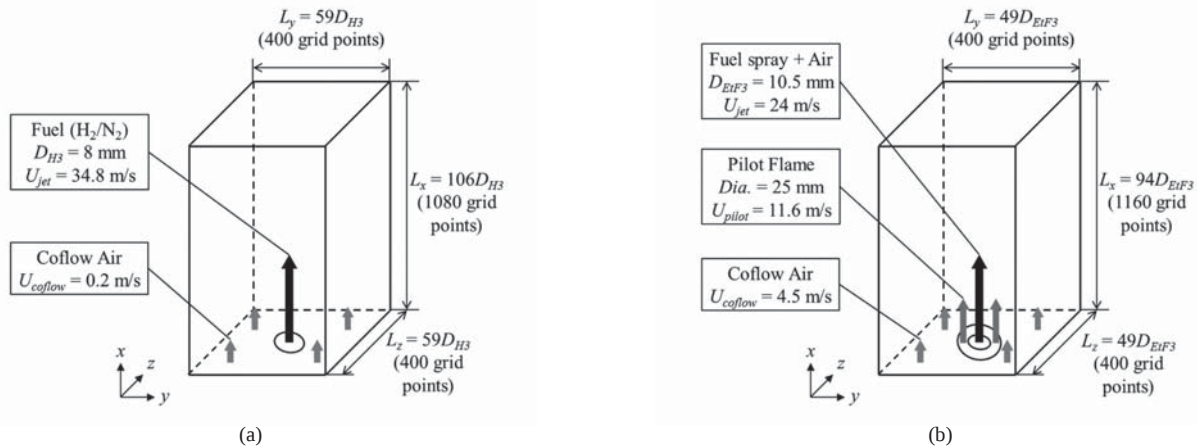


Fig. 1 Schematics of the computational domains for DNS of (a) turbulent non-premixed hydrogen flame H3 and (b) turbulent ethanol spray flame EtF3. (With permission from Elsevier).

0.19 billion grid points for the EtF3 flame. For the EtF3 flame, fuel droplets are injected from random positions at the inflow boundary, within the cross-sectional area of the central nozzle of the burner in a polydisperse fashion. Fuel droplet size distribution is prescribed using a best fit log-normal Probability Density Function (PDF) to the measured droplet size distribution data^{(26), (27)}. Relevant flow and computational parameters for both flames are summarized in Table 1.

Table 1 Flow and computational parameters of the H3 and EtF3 flames
 (“–” implies Not Applicable to that case).

Flame designation	H3	EtF3
Fuel	H ₂ /N ₂ : 50/50 (Vol%)	Ethanol (C ₂ H ₅ OH)
Jet diameter [mm]	$D_{H3} = 8$	$D_{EtF3} = 10.5$
Pilot diameter, D_{pilot} [mm]	No Pilot	25
Bulk jet velocity, U_{jet} [m/s]	34.8	24
Bulk velocity pilot (burned), U_{pilot} [m/s]	–	11.6
Co-flow air velocity, U_{coflow} [m/s]	0.2	4.5
Carrier air mass flow rate [g/min]	–	150
Liquid fuel injection rate [g/min]	–	45
Measured liquid fuel flow rate at exit [g/min]	–	30.7
Vapor fuel flow rate at exit [g/min]	–	14.3
Jet Reynolds number, Re [–]	10000	19700
Ambient temperature [K]	300	293.15
Jet Mach number, $M = U_{jet}/c_\infty$ [–]	0.1	0.07
Initial droplet temperature [K]	–	293.15
Pilot temperature [K]	–	2493
DNS grid points (x, y, z directions)	1080×400×400	1160×400×400
CAA grid points (x, y, z directions)	440×340×188	510×335×198
CPU time [hours]	639000	1105920
Number of MPI cores for DNS	1024	1024
Number of OpenMP threads for CAA	68	68

2.4 Numerical Procedure

The hybrid DNS/CAA simulations are performed using an in-house hybrid CFD/CAA code called FK³-CAA, which is a new extension of the previous FK³ in-house thermal flow

analysis code⁽³¹⁾. The CFD solver of FK³-CAA code uses a pressure-based semi-implicit algorithm for compressible flows. Numerical schemes used in the DNSs for discretization of spatial derivatives in the governing equations, and for time marching of the solution are detailed in⁽²⁷⁾, along with the velocity inflow conditions, and treatment of outflow and lateral boundaries of the DNS computational domains of both flames. For capturing the propagation of acoustic waves produced by the flames, the CAA solver of FK³-CAA code computes the APE-RF system in Eqs. (1)-(3). Descriptions of the numerical schemes used for evaluating the spatial derivatives in the APE-RF system, and for time integration of the APE-RF solution are provided in^{(20), (27)}, along with details of the non-reflective radiation boundary conditions that suppress spurious reflections at the boundaries of the CAA domain. The CAA simulations of the non-premixed flame H3 and spray flame EtF3 are performed on 3D non-uniform Cartesian grids. The number of grid points used in each Cartesian direction for both flames is listed in Table 1. The size of the CAA grid of H3 flame in the respective Cartesian directions is $-12 \leq x/D_{H3} \leq 85$, $-12 \leq y/D_{H3} \leq 77$ and $-12 \leq z/D_{H3} \leq 12$, while that of the EtF3 flame is $-10 \leq x/D_{EtF3} \leq 73$, $-14 \leq y/D_{EtF3} \leq 60$ and $-13 \leq z/D_{EtF3} \leq 13$. This ensures that the CAA domain completely encloses the acoustic source region of each turbulent flame. Quantities required for solving the APE-RF system in the CAA simulations, such as $\bar{\rho}$, $\bar{u}$, $\bar{c}$ and $q_{e,rf}$, are obtained from the DNS solutions of the reacting flow-fields of the flames in the first step. In the second step, these quantities are mapped onto the CAA grid from the DNS grid (using a trilinear interpolation algorithm) at the end of every DNS step, and then the APE-RF system is solved. The hybrid DNS/APE-RF simulations of both flames were performed on a CRAY-XC40 supercomputer at the Academic Centre for Computing and Media Studies (ACCMS), Kyoto University. The computational costs in terms of CPU time for both hybrid simulations are listed in Table 1.

3. Combustion Noise Characteristics

Results of the hybrid simulations are now presented. The instantaneous temperature fields obtained from DNS are shown in Fig. 2 for the H3 (left) and EtF3 (right) flames. The inflow configuration of the spray flame EtF3 is more complex than that of the gaseous non-premixed flame H3, since the spray flame EtF3 has an annular pilot flame between its central jet stream and the surrounding co-flow stream (see Fig. 1(b)). The EtF3 flame's temperature field in Fig. 2 also contains the dispersed fuel droplets (represented by grey entities). As the fuel droplets convect downstream with the carrier gas, they undergo evaporation resulting in droplet size reduction, which is followed by ignition of the vaporized fuel by the

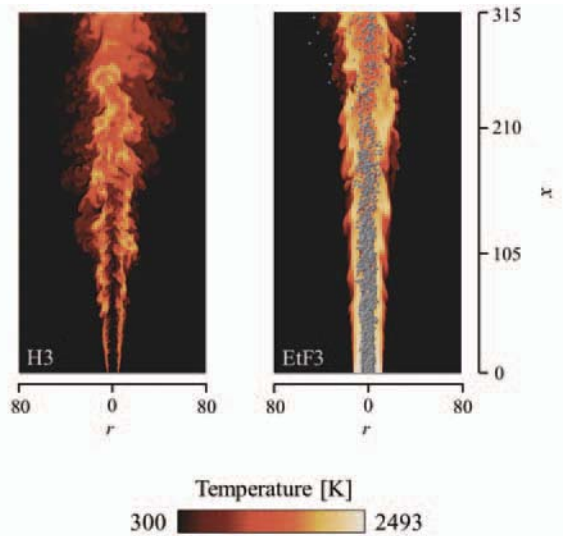


Fig. 2 Instantaneous snapshots of DNS computed temperature fields of the non-premixed hydrogen flame H3 and the ethanol spray flame EtF3 with fuel droplets (grey entities), in their respective central x - y planes. Dimensions shown in axial (x) and radial (r) directions are in mm. (With permission from Elsevier).

surrounding hot gas leading to further combustion. Due to evaporation of the convecting fuel droplets, a steady reduction in droplet count with increasing downstream location is evident. Moreover, simultaneous mixing occurs between the central jet (ethanol + air) and the pilot flame, between the pilot flame and the co-flow, and entrainment of co-flow air into the central jet stream. This promotes more droplet dispersion with increasing downstream distance from the burner exit. The flow-field quantities obtained from DNS of the H3 flame have been validated against measurements^{(18), (25)} in terms of 1st and 2nd order statistics of temperature, mixture fraction, and axial and radial velocity components. Similarly, the flow-field statistical quantities of the spray flame EtF3, such as axial and radial velocity statistics of droplets, and gas-phase temperature, computed from the DNS have also been

validated against measurements⁽²⁴⁾. These extensive validation results are available in our previous work⁽²⁷⁾, and will not be discussed here for the sake of brevity.

Fig. 3 illustrates the instantaneous perturbation pressure fields p' of both flames. Here, p' is a solution of the CAA simulations, and its distribution represents the acoustic fields generated by the flames. Also shown are the instantaneous distributions of acoustic source term $q_{e,rf}$ (colored contours), and the dispersed fuel droplets in the size range of $20\mu\text{m}$ - $40\mu\text{m}$ (yellow entities) in spray flame EtF3. The acoustic source term $q_{e,rf}$ is stronger in case of the spray flame EtF3 compared to the non-premixed flame H3. A piloted burner configuration is used for the EtF3 flame, and the presence of the high temperature annular pilot flame around the central ethanol/air jet results in stronger acoustic sources $q_{e,rf}$ compared to those in H3 flame. Consequently, the EtF3 flame generates a stronger perturbation pressure field than the H3 flame. Noise generation occurs along a wide axial spread owing to the spatial distribution of acoustic sources in both flames, and the strongest acoustic sources are primarily situated in regions influenced by the unsteady heat release rate. For the gaseous H3 flame, the amount of fuel available for combustion decreases with increasing stream-wise distance from the burner exit, therefore, the effect of unsteady heat release rate also diminishes with increasing stream-wise distance. However, for the spray flame EtF3 whose fuel consists of liquid ethanol droplets, there exist unburned fuel droplets that are convected further downstream and undergoing evaporation. This leads to the production of vaporized fuel necessary for heat release process at the far downstream regions, due to which strong acoustic sources tend to exist in these downstream regions. Hence, the acoustic source distribution of the EtF3 flame extends over a larger axial region compared to the H3 flame, and the acoustic fields generated by the two flames are different (see Fig. 3).

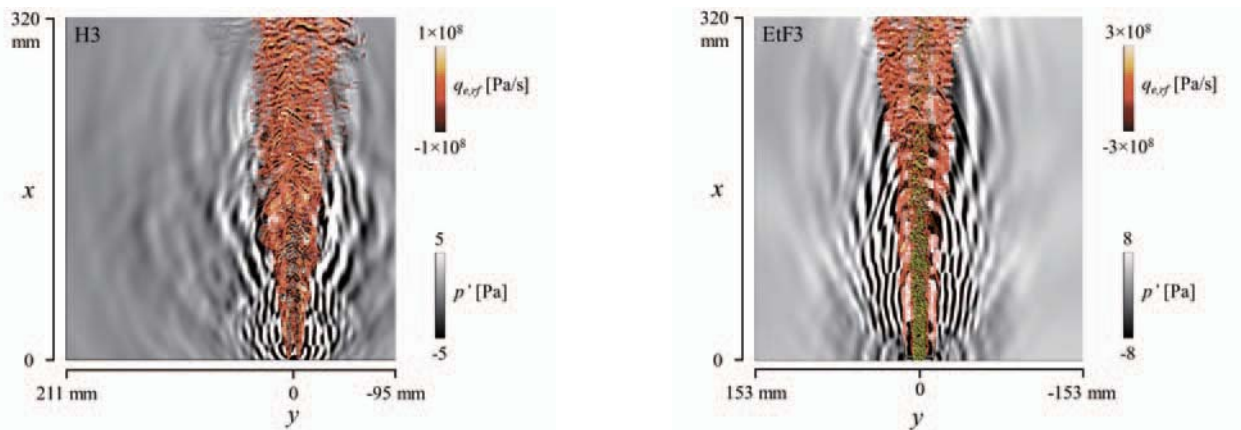


Fig. 3 Instantaneous fields of perturbation pressure p' (gray scale) calculated from CAA simulations, acoustic source term $q_{e,rf}$ (colored contours) and dispersed fuel droplets (yellow entities in the spray flame EtF3) computed from DNS and interpolated onto the CAA grid, for the turbulent non-premixed flame H3 (top) and spray flame EtF3 (bottom) in the central x - y planes of their respective CAA grids.

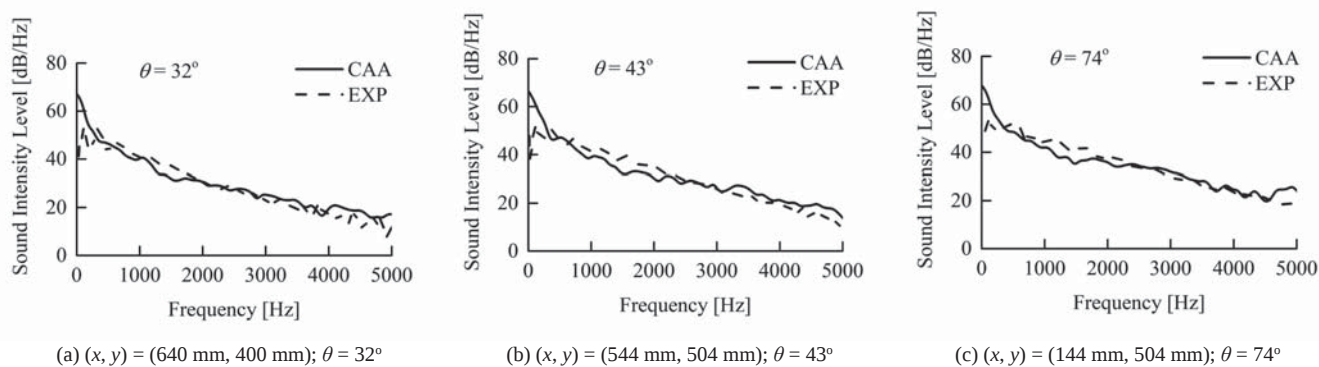


Fig. 4 Comparison of CAA results with measurements for the sound intensity level spectra of the H3 flame at different far-field positions. θ is the angle made by the measurement/computation position with the flame axis. (With permission from Elsevier).

Next, the combustion noise results obtained from the CAA simulation of the hybrid DNS/APE-RF approach for the non-premixed flame H3 are validated against measurements as depicted in Fig. 4. The computed sound intensity level spectra of the H3 flame are compared with the measured spectra at different far-field positions, and the overall agreement is favorable in terms of the sound intensity levels, spectral content and shape at all positions. Some minor discrepancies in the computed sound intensity levels are observed, which are attributed to errors induced in the acoustic source term $q_{e,rf}$ when it is interpolated from the DNS grid onto the CAA grid. Based on this validity of the hybrid DNS/APE-RF approach, it is now used to investigate the combustion noise generated by the spray flame EtF3. The power spectral density of EtF3 flame computed from the CAA simulation at various positions is shown in Fig. 5(a). These positions are at a fixed radial distance of $y = 400$ mm from the flame axis and at increasing stream-wise distances from the burner exit. It is observed that the acoustic power spectra have a power law dependence upon frequency (f) of the form $f^{2.4}$ (i.e., acoustic power decays with frequency as $f^{2.4}$), in the frequency range of $300 \text{ Hz} < f < 1000 \text{ Hz}$. This power law dependence of the EtF3 flame's acoustic power spectra is a peculiar feature found in the acoustic spectra of turbulent premixed flames, as reported in the previous experimental findings by Rajaram and Lieuwen⁽⁴⁾, of noise radiation from turbulent premixed flames. They found that the acoustic power rolls off at a decay rate as f^α , where α lies in the range $\alpha = 2.1 - 3.2$. Furthermore, Clavin and Siggia⁽¹⁰⁾ theoretically predicted a power law dependence of the acoustic power spectrum of turbulent premixed flames of the form $f^{2.5}$. Hence, the power law behavior of the acoustic power spectra of EtF3 spray flame in the frequency range of $300 \text{ Hz} < f < 1000 \text{ Hz}$, is consistent with previous studies^{(4), (10)} and is attributed to the partially-premixed nature of spray flame EtF3.

Fig. 5(b) depicts the Sound Pressure Level (SPL) spectra of combustion noise generated by the spray flame EtF3,

computed for the far-field positions at a constant radial distance of $y = 400$ mm from the flame axis, and various stream-wise locations. Each position makes an angle θ with the flame axis. Broadband character of the SPL spectra is evident, however the spectral content and shapes differ from those of the noise spectra of H3 flame (see Fig. 4). This is caused by the differences in strength and spatial distribution of the acoustic source $q_{e,rf}$ between the two flames, as discussed previously. Furthermore, the SPL spectra of spray flame EtF3 in Fig. 5(b) have virtually same shapes and SPL at all radiation angles θ for the low-frequencies, i.e., $f < 1000 \text{ Hz}$. It is observed that for positions corresponding to $\theta > 43^\circ$, the spectral shapes and SPL are quite similar for the entire frequency range, and this is attributed to the extended distribution of acoustic sources in the stream-wise direction in EtF3 flame. The SPL spectra for almost all the positions also contain a nearly constant sound pressure amplitude plateau in the frequency range of $1000 \text{ Hz} < f < 3000 \text{ Hz}$. Such a constant SPL plateau has also been observed in experimental measurements of combustion noise of turbulent non-premixed flames by Singh et al.⁽¹³⁾. This plateau arises due to the various sub-mechanisms within the substantial time derivative of density term⁽²⁰⁾ in Eq. (4), as discussed in Section 2.2. The SPL decreases in a linear manner for $f > 3000 \text{ Hz}$ at all positions, which is another feature found in the noise spectra of non-premixed flames⁽¹³⁾. Moreover, it is apparent in the SPL spectra for positions corresponding to $\theta < 43^\circ$, that the sound pressure amplitudes of high-frequencies (i.e. $f > 1000 \text{ Hz}$) undergo reduction. These positions correspond to $\theta = 37^\circ$ and 33° , and are situated far downstream of the burner exit. The suppression of high-frequency noise emissions is a result of the refraction effects arising from gradients in the speed of sound within the flame, which is caused by temperature inhomogeneities within the flame⁽⁸⁾. Such weak directivity of sound pressure of the high-frequencies has also been confirmed in previous studies on non-premixed flames^{(13), (16)}. High-frequency acoustic waves propagating in

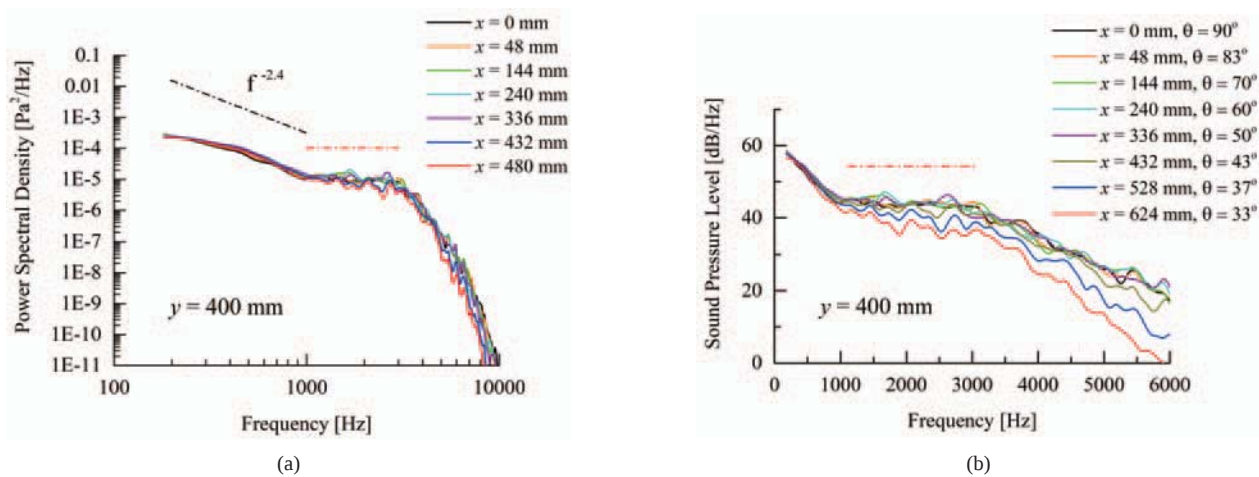


Fig. 5 (a) Acoustic power spectra and (b) Sound Pressure Level (SPL) spectra of spray flame EtF3, computed for positions at various stream-wise locations (x) and at a constant radial distance of $y = 400$ mm from flame axis. Black dash-dotted line in (a) represents the power law dependence of the form $f^{-2.4}$, and the red dash-dotted horizontal lines in (a) and (b) indicate the plateau of nearly constant acoustic power and sound pressure level, respectively. (With permission from Elsevier).

the flame downstream direction get refracted away from the flame axis upon interacting with temperature dependent sound speed gradients within the flame. The acoustic refraction effects are mainly dominant at the far downstream positions (at low radiation angles to the flame axis) of EtF3 flame, and the higher the noise emission frequency, the stronger the suppression of its SPL.

4. Conclusions and Future Research Opportunities

The recent progress on numerical simulations of direct combustion noise generated by turbulent spray and non-premixed (gaseous) flames, using a relatively new numerical framework termed as the hybrid DNS/APE-RF approach, was reviewed in this article. This approach is computationally efficient and cheaper than performing DNS on a large computational domain, as it takes advantage of the large disparity in the characteristic fluid dynamic and acoustic length scales. Therefore, the hybrid CFD/APE-RF approach is a promising new framework for further investigations on combustion noise problems.

Thus far, this approach has been mainly applied to simple unconfined jet flame configurations. Even in the context of simple jet spray flames, the influences of various parameters such as burner nozzle shape and size, fuel droplet loading, carrier mass flow rates, inflow velocity turbulence and flame temperature, on combustion noise behavior need further examination. The hybrid CFD/APE-RF approach is much suited for such investigations. With regards to simulating combustion noise generation from confined flames/combustion, like that inside a gas turbine combustor, the hybrid CFD/APE-RF approach cannot be applied directly in its current form. This is because the hybrid CFD/APE-RF approach discussed in this article and used in previous studies

consists of a one-way coupling alone, i.e., data obtained from the CFD simulation of turbulent flame's flow-field, is used to determine the acoustic sources and other quantities which are then used to solve the APE-RF system. The feedback of acoustics onto the flame was not considered. However, by coupling back the acoustic field computed from the CAA simulation into the CFD simulation, a two-way coupling can be implemented and the present CFD/APE-RF approach can be extended to confined flame configurations. Feedback of the combustion generated acoustics onto the turbulent combustion itself can be incorporated in the hybrid approach using an appropriate model.

This will enable us to perform hybrid simulations of combustion noise for real gas turbine combustor geometries. The computational cost of DNS for a real combustor is still exorbitant, instead an incompressible variable density LES can be used for the turbulent reacting flow field inside the combustor in conjunction with the APE-RF system to describe acoustic wave propagation. This way, the acoustic pressure perturbations can be clearly separated and the individual contributions of the source mechanisms corresponding to direct and indirect combustion noise can be investigated, along with their influences on the triggering of combustion instabilities. Data obtained from these hybrid CFD/APE-RF simulations can also be used to derive combustion noise models. Ultimately, all these efforts can help devise a strategy to suppress combustion noise at the source via. combustor design optimization, and pave the way for the development of next generation low noise and efficient gas turbine engines.

Acknowledgments

This research was partially supported by MEXT (Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology -

Japan) as “Priority issue on Post-K computer” (Accelerated Development of Innovative Clean Energy Systems), and by MEXT Grant in Aid (Nos. 16H04278 and 19H02076).

References

- (1) Smith, T. J. B. and Kilham, J. K., “Noise Generation by Open Turbulent Flames”, *Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 35 (1963), pp. 715-724.
- (2) Price, R. B., Hurlle, I. R. and Sugden, T. M., “Optical Studies of the Generation of Noise in Turbulent Flames”, *Symposium (International) on Combustion*, Vol. 12 (1968), pp. 1093-1102.
- (3) Strahle, W. C. and Shivashankara, B. N., “A Rational Correlation of Combustion Noise Results from Open Turbulent Premixed Flames”, *Symposium (International) on Combustion*, Vol. 15 (1975), pp. 1379-1385.
- (4) Rajaram, R. and Lieuwen, T., “Acoustic Radiation from Turbulent Premixed Flames”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 637 (2009), pp. 357-385.
- (5) Kotake, S. and Takamoto, K., “Combustion Noise: Effects of the Shape and Size of Burner Nozzle”, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 112 (1987), pp. 345-354.
- (6) Kotake, S. and Takamoto, K., “Combustion Noise: Effects of Velocity Turbulence of Unburned Mixture”, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 139 (1990), pp. 9-20.
- (7) Strahle, W. C., “On Combustion Generated Noise”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 49 (1971), pp. 399-414.
- (8) Strahle, W. C., “Some Results in Combustion Generated Noise”, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 23 (1972), pp. 113-125.
- (9) Strahle, W. C., “Combustion Noise”, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 4 (1978), pp. 157-176.
- (10) Clavin, P. and Siggia, E. D., “Turbulent Premixed Flames and Sound Generation”, *Combustion Science and Technology*, Vol. 78 (1991), pp. 147-155.
- (11) Ohiwa, N., Tanaka, K. and Yamaguchi, S., “Noise Characteristics of Turbulent Diffusion Flames with Coherent Structure”, *Combustion Science and Technology*, Vol. 90 (1993), pp. 61-78.
- (12) Klein, S. A. and Kok, J. B. W., “Sound Generation by Turbulent Non-Premixed Flames”, *Combustion Science and Technology*, Vol. 149 (1999), pp. 267-295.
- (13) Singh, K. K., Frankel, S. H. and Gore, J. P., “Study of Spectral Noise Emissions from Standard Turbulent Nonpremixed Flames”, *AIAA Journal*, Vol. 42 (2004), pp. 931-936.
- (14) Liu, Y., Dowling, A. P., Swaminathan, N., Morvant, R., Macquisten, M. A. and Caracciolo, L. F., “Prediction of Combustion Noise for an Aeroengine Combustor”, *Journal Propulsion and Power*, Vol. 30 (2013), pp. 114-122.
- (15) Candel, S., “Combustion Dynamics and Control: Progress and Challenges”, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 29 (2002), pp. 1-28.
- (16) Ihme, M. and Pitsch, H., “On the Generation of Direct Combustion Noise in Turbulent Non-Premixed Flames”, *International Journal of Aeroacoustics*, Vol. 11 (2012), pp. 25-78.
- (17) Flemming, F., Sadiki, A. and Janicka, J., “Investigation of Combustion Noise Using a LES/CAA Hybrid Approach”, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 31 (2007), pp. 3189-3196.
- (18) Pfuderer, D. G., Neuber, A. A., Früchtel, G., Hassel, E. P. and Janicka, J., “Turbulence Modulation in Jet Diffusion Flames: Modeling and Experiments”, *Combustion and Flame*, Vol. 106 (1996), pp. 301-317.
- (19) Bui, T. P., Schröder, W. and Meinke, M., “Numerical Analysis of the Acoustic Field of Reacting Flows via Acoustic Perturbation Equations”, *Computers & Fluids*, Vol. 37 (2008), pp. 1157-1169.
- (20) Bui, T. P., Ihme, M., Schröder, W. and Pitsch, H., “Analysis of Different Sound Source Formulations to Simulate Combustion Generated Noise Using a Hybrid LES/APE-RF Method”, *International Journal of Aeroacoustics*, Vol. 8 (2009), pp. 95-124.
- (21) Ewert, R. and Schröder, W., “Acoustic Perturbation Equations Based on Flow Decomposition via Source Filtering”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 188 (2003), pp. 365-398.
- (22) Dowling, A. P. and Mahmoudi, Y., “Combustion Noise”, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 35 (2015), pp. 65-100.
- (23) Ihme, M., “Combustion and Engine-Core Noise”, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 49 (2017), pp. 277-310.
- (24) Gounder, J. D., Kourmatzis, A. and Masri, A. R., “Turbulent Piloted Dilute Spray Flames: Flow Fields and Droplet Dynamics”, *Combustion and Flame*, Vol. 159 (2012), pp. 3372-3397.
- (25) Barlow, R., *Proceedings of the TNF Workshops*, Sandia National Laboratories, Livermore, CA, 1996-2004, available at www.ca.sandia.gov/TNF.
- (26) Pillai, A. L. and Kurose, R., “Numerical Investigation of Combustion Noise in an Open Turbulent Spray Flame”, *Applied Acoustics*, Vol. 133 (2018), pp. 16-27.
- (27) Pillai, A. L. and Kurose, R., “Combustion Noise Analysis of a Turbulent Spray Flame Using a Hybrid DNS/APE-RF Approach”, *Combustion and Flame*, Vol. 200 (2019), pp. 168-191.
- (28) Crowe, C. T., Sharma, M. P. and Stock, D. E., “The Particle-Source-In Cell (PSI-Cell) Model for Gas-Droplet Flows”, *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 99 (1977), pp. 325-332.
- (29) Marinov, N. M., Westbrook, C. K. and Pitz, W. J., “Detailed and Global Chemical Kinetics Model for Hydrogen”, in: S.H. Chen (Ed.), *Transport Phenomena in Combustion*, 1, Taylor and Francis, Washington, D.C. (1996), pp. 118-129.
- (30) Westbrook, C. K. and Dryer, F. L., “Simplified Reaction Mechanisms for the Oxidation of Hydrocarbon Fuels in Flames”, *Combustion Science and Technology*, Vol. 27 (1981), pp. 31-43.
- (31) Kurose R., (http://www.tse.me.kyoto-u.ac.jp/members/kurose/link_e.php).

特集：マルチフィジックスシミュレーションの進展

石炭ガス化炉内現象の数値シミュレーション

Numerical Simulation of Multiphysics Phenomena on a Coal Gasifier

渡邊 裕章^{*1}

WATANABE Hiroaki

キーワード：数値解析，モデリング，石炭ガス化，マルチフィジックス，混相流

Key Words：Numerical simulation, Modeling, Coal gasification, Multiphysics, Multiphase flow

1. 緒言

石炭は依然として世界の重要な一次エネルギーとして年々需要が増加しており，クリーン利用技術の確立は急務である。我が国では石炭高効率利用技術の一つ，石炭ガス化複合発電（IGCC）の商用運転が開始されて久しいが，この高い熱効率を損なわずにCO₂排出量を劇的に削減可能な技術として期待されているものに酸素燃焼方式（Oxy-fuel）IGCCがある。筆者らの机上検討によると1300℃級ガスタービンの採用により，ほぼ100%のCO₂回収率を実現し，かつ送電端効率は40%を超える⁽¹⁾。本稿で取り上げるO₂-CO₂吹き石炭ガス化炉は，oxy-fuel IGCC用ガスタービンへ燃料を供給する基幹設備であり，その内部は，微粉炭の乱流中分散から，揮発分放出，チャーガス化（固気）反応，および気相反応といった化学反応，熔融スラグの流動と排出，さらには輻射や対流による炉容器材も含む伝熱等のいわゆるマルチスケール，マルチフィジックスの混相乱流反応流が支配する場であり，大型試験機を建設する前に数値シミュレーションにより設計や運転条件の最適化を行うことが有効である。

石炭ガス化炉を対象とする数値シミュレーションは，国内外でIGCCの商用化プロジェクトが進んだ1990年代から，筆者を始めとして様々な研究者により進められてきている（例えば文献⁽²⁾⁻⁽⁷⁾）。しかしながら，それらのほとんどはいわゆるReynold-averaged Navier-Stokes法（RANS）をベースとしており，特に強い旋回流によって灰粒子を捕捉し熔融スラグとして石炭中灰分を排出するタイプのガス化炉の場合，炉内現象の予測精度が低いことが懸念される。一方，近年の計算機性能の向上に伴い，燃焼数値シミュレーションにより高い精度が期待できるLarge-eddy simulation（LES）が採用される例が増

えている。一般に石炭の反応容器は極めて巨大であり，実機LESを実現するには富岳やその先の計算機の登場まで待つ必要があると考えられるが，石炭反応のサブモデルについては，微粉炭燃焼分野で検証用データベース整備のための国際ワークショップ⁽⁸⁾が行われる等，基礎分野を中心に研究開発が盛んである。压力容器中で起こる石炭ガス化反応を直接観察する手段は限られているが，こうした場を活用したサブモデルの精度向上が進められている。また，国は文科省フラッグシップ2020 ポスト「京」プロジェクト⁽⁹⁾において，実機スケール石炭ガス化炉の石炭ガス化反応解析と熔融スラグ流解析をカップリングした固気液三相流LES，ならびに境界条件フリーと構造物耐久性評価を目指す固気液三相流LESと炉構造FEMとの連成解析手法の確立を目指す研究開発を進めている。

本稿では，著者らがポスト「京」プロジェクトにおいて携わる石炭ガス化炉の固気液三相流LES手法の開発を中心に，マルチフィジックスシミュレーションの取り組みについて紹介する。

2. 数値解析法

2.1 石炭ガス化反応モデリング

石炭のガス化反応は，Fig. 1に示すように主に熱分解による揮発分放出，チャーガス化（固気）反応，および気相反応の3種の化学的プロセスとして考えることができ，それぞれ別個にモデル化される。

熱分解による揮発分放出は，微粉炭が炉内に投入され粒子が昇温するに従い，まず始めに起こる現象である。石炭は，¹³C-NMR等の分析から多様な芳香族炭化水素モノマーとそれを繋ぐ結合，および官能基から構成される化学構造をもつと考えられるが，これを忠実に表現し，各結合の開裂によるメタプラスト生成とタール・軽質ガス放出を考慮すべく，いわゆるネットワーク型熱分解モデル⁽¹⁰⁾⁻⁽¹²⁾が提案されている。しかしながら，ネットワーク型モデルは化学構造の変化を扱うため計算負荷が高い。

原稿受付 2019年9月17日

*1 九州大学

〒819-0385 福岡市西区元岡744

E-mail: whiroaki@mech.kyushu-u.ac.jp

そこで数値解析では、半経験式を用いる単一次反応モデル^{(6),(7)}や、これをベースに2つの温度域における並列反応を解く2競合モデル⁽¹³⁾、多様な結合の開裂を活性化エネルギーの分布関数で表現するモデル⁽¹⁴⁾等、計算負荷の低いモデルが用いられることが多い。こうしたモデルは粒子の熱履歴に応じて揮発分組成や放出速度が変化する現象を捉えられないことに注意する必要がある。そこで近年では、ネットワーク型熱分解モデルを用いて予め単一次反応モデルの反応速度パラメータのデータベースを作成し、数値解析時にはデータベース参照のみを行うモデル⁽¹⁵⁾や、ネットワーク型モデルを直接数値解析コードに組み込むための拡張モデル^{(16),(17)}等、石炭の化学構造を考慮する数値モデルの提案がなされてきている。今後の高精度化には、石炭の化学構造の変化を如何に軽い計算負荷で捉えられるかが重要になるものと考えられる。

固気反応であるチャーガス化反応の反応経路には主に O_2 、 CO_2 、および H_2O の3種のガス化剤が考慮されることが多い。一般に、粒子温度が低温から高温になるに従い、反応律速領域から粒子内拡散律速領域、外部境界膜拡散律速領域へと移行する。反応律速領域の温度条件で構築された反応速度式に対して、Thiele数を用いる有効係数により粒子内拡散領域の反応速度も表すことができる⁽¹⁸⁾。外部境界膜拡散律速領域では、粒子外部のガス境界膜中のガス化剤の物質移動係数のみで見かけの反応速度が決まる。

通常酸素比は0.4程度に設定されるため、 O_2 は迅速に消費され、 CO_2 および H_2O ガス化が支配的となるが、これらの反応速度は比較的遅く、チャーガス化反応モデルの選定が系全体の特性予測に大きな影響を及ぼす。ガス化剤分圧は、 n 次式⁽¹⁹⁾またはLangmuir-Hinshelwood (L-H) 型式⁽²⁰⁾で考慮されるが、高圧条件では生成ガスによる反応阻害の影響を表すことが可能なL-H型式が用いられる。近年は、反応表面の活性点に対して混合ガス中 CO_2 と H_2O がどう吸着するのか、加算的、競合的、および部分共有的、それぞれの観点からモデル化がなされている⁽²¹⁾⁻⁽²⁴⁾。反応の進行に伴う反応表面積の変化は、反応率により整理されることが多い。Grainモデル⁽²⁵⁾は

チャー粒子を球状微粒子の集合体として捉え、それぞれの微粒子が表面から反応していくものと仮定する。細孔モデル⁽²⁶⁾はチャー粒子内部に円筒状の細孔が多数有るものとし、反応の進行とともにその内壁面が浸食されるものと仮定する。一般的な瀝青炭の反応速度は、反応の進行とともに一旦ピーク値を示した後に減少する傾向を示すが、細孔モデルはこの特徴をよく捉えることができる。これらのチャーガス化反応速度を反応率の関数として表すモデルについては、揮発分放出過程で多様な熱履歴をもつ粒子に対してどのように定義するか等克服すべき点もあり、さらなる検討を要する。

気相反応については、ほとんどの研究において、 CO 、 H_2 、および CH_4 の O_2 酸化反応と、 CH_4 改質反応および水性ガスシフト反応を考慮した総括反応モデルを用いている⁽³⁾⁻⁽⁷⁾。乱流の影響をどう考慮するかは使用する乱流モデルによるが、これらの研究はRANSをベースに渦崩壊モデル⁽²⁷⁾や渦消散モデル⁽²⁸⁾による反応速度と化学反応速度との律速を判断する方法で用いている。より計算負荷の高いLESにおいても総括反応モデルは主流である⁽²⁹⁾⁻⁽³¹⁾。Scale similarity filtered reaction rate model (SSFRM) はいわゆる直接クロージャモデルであり、総括反応のアレニウス式にフィルター操作を施してSubgrid-scale (SGS) の影響を考慮する⁽³²⁾。Partially stirred reactor (PaSR) モデルは乱流燃焼の特性時間は乱流混合と化学反応の特性時間の加算により決まると仮定する⁽³³⁾。このモデルは原理的に素反応モデルについても適用が可能である。素反応を考慮可能なモデルとして、近年Flameletモデルが微粉炭燃焼分野で注目されている^{(34),(35)}。微粉炭燃焼Flameletモデルでは、揮発分由来とチャー燃焼由来のガス燃料が生成するため、2つの混合分率を定義する必要がある。これに対して、石炭ガス化では、チャーガス化反応について CO_2 ガス化由来と H_2O ガス化由来の2種のガス燃料の生成があるため、揮発分由来と合わせ計3つの混合分率を定義しなければならない。なお、Flameletモデルでは粒子の熱履歴に応じて揮発分組成が変化する現象が原理的に捉えられないことに注意を要する。

2.2 溶融スラグ流モデリング

IGCCに採用される大型のガス化炉は、いわゆる噴流床方式が多い。ガス化炉の運転では生成ガス発熱量（冷ガス効率）を上げるための低酸素比化と、溶融スラグ安定排出のための高温化の相矛盾する要求の最適点を見出す必要がある。このため、溶融スラグ流れの予測技術開発も石炭ガス化反応解析と並行して進められてきた。最も簡易なモデルとしては、ガス化炉内壁面上を流下する溶融スラグ流を一定の厚さの定常流と仮定し、ガス層からの入熱と壁面への熱移動、灰溶融点等のバランス式から溶融スラグ層厚さを算出する壁方向1次元モデルがある⁽³⁶⁾。このモデルは、石炭ガス化反応解析とのカップリ

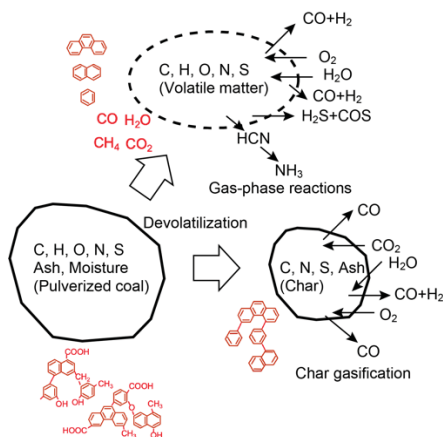


Fig. 1 Schematics of coal gasification process.

ング解析³⁷⁾や、さらには過渡応答に対応モデル³⁸⁾へと発展する。他方、内壁面上を流下する熔融スラグ流れをVolume of Fluid (VOF) 法等の気液二相流解析法を用いて直接解く取り組みも行われている³⁹⁾。熔融スラグ流解析の課題は、圧力容器内の熔融スラグ流を測定することは極めて困難であり、定量的検証が難しい点である。また、計算負荷が高くなるため、石炭ガス化炉反応流の固気二相流解析と熔融スラグ流の気液二相流解析をカップリングした固気液三相流解析については報告がなく、今後の課題である。

2.3 熱的境界条件について

容器内の燃焼数値解析を行う際の熱的な境界条件は常に問題となる。内壁面温度を固定するか、熱流束、または熱貫流率を与えるかして解くことになるが、通常これらは幅広い分布をもつので、実験的に正確に計測し適切に熱的境界条件として与えることが難しい。現状は何らかの代表値を与えることになる。また、今後は熱流体-構造双方向連成解析を行うことにより、熱流体側の熱的境界条件が構造側の熱伝導解析の結果から求まるようになることが望ましい(例えば文献⁴⁰⁾)。これは構造側の熱応力解析の熱的境界条件としても有効である。

3. 石炭ガス化炉のlarge-eddy simulation

本節では、筆者らが取り組む石炭ガス化炉のLESについて詳述する。解析対象は、ラボスケールのO₂-CO₂吹き石炭ガス化実験炉である。

3.1 解析手法

流体の計算では、LESフィルター操作が施された質量、運動量、エネルギー、および化学種質量分率の各保存式を解く。Subgrid-scale (SGS) 応力モデルには、Dynamic Smagorinskyモデル⁴¹⁾を用いる。粒子追跡は、Eulerian-Lagrangian法によりパーセル近似を用いて解く。固気相間の熱、物質、および運動量移動は、PSI-CELL法⁴²⁾により考慮する。輻射伝熱は、Discrete ordinate法⁴³⁾により解く。本解析には、非構造格子系有限体積法LESソルバー FFR-Comb (NuFD/ FrontFlowRed extended by Kyushu Univ., Kyoto Univ., CRIEPI and NuFD)^{(6),(7),(17),(29),(30)}を用いた。

石炭の揮発分組成については熱分解実験の測定値を用いた²⁴⁾。揮発分放出速度の算出には、単一一次反応モデルを用いた^{(6),(7)}。本モデルの反応速度パラメータは、FLAHSCHAINモデル⁴⁰⁾を用いて決定した。チャーガス化反応には、O₂、CO₂、およびH₂Oの3つの反応経路を考慮し、反応モデルには細孔モデル²⁶⁾とカップリングされた活性点部分共有型L-H式モデル²⁴⁾を用いた。本モデルの反応速度パラメータは¹³C-NMR分析と迅速熱分解実験により決定した。気相反応にはCO、H₂、およびCH₄のO₂酸化反応と、CH₄改質反応および水性ガスシフト反応に関する総括反応モデルを考慮した。SGS変動の影響はSSFRM³²⁾により考慮した。

本解析では石炭ガス化反応流LESと熔融スラグ流VOF法をカップリングして固気液三相反応流解析を行う。炉内を滞留する粒子は、ある程度炭素含有量が少なくなると灰分が熔融し熔融スラグ液滴となる。これが内壁面に付着することで熔融スラグ層を形成する。または、熔融スラグ層にチャー粒子が付着すると、スラグ層表面での反応の進行とともに次第に熔融スラグ層へ取り込まれる。こうした状況を再現するためには、VOF方程式に灰粒子の付着に伴う生成項を付加する必要がある。以下に液相の支配方程式を示す。

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \frac{\partial \rho u \phi}{\partial x_j} = \frac{\sum m_p}{\Delta V \Delta t} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x_j} = \frac{\sum m_p}{\Delta V \Delta t} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho H}{\partial t} + \frac{\partial \rho u H}{\partial x_j} = \frac{\sum m_p c_{p,p} T_p}{\Delta V \Delta t} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u Y_k}{\partial x_j} = \frac{\sum m_p Y_{k,p}}{\Delta V \Delta t} \quad (4)$$

ここで、 ϕ はボイド率、 H は全エンタルピー、 Y_k は化学種 k の質量分率である。各生成項の m_p は粒子質量、 $c_{p,p}$ は粒子比熱、 $Y_{k,p}$ は粒子中の各化学種質量分率、 T_p は粒子温度、 ΔV は各セル体積、 Δt は時間刻みである。熔融スラグの粘度はT-Shiftモデル⁴⁴⁾を、表面張力にはCSFモデル⁴⁵⁾をそれぞれ用いた。

3.2 解析条件

解析対象は、電力中央研究所が所有するラボスケール石炭ガス化実験炉である。ガス化炉はコンバスタとリダクタの2つの反応容器で構成される。コンバスタは比較的高い酸素比で運転され、リダクタにおけるガス化吸熱反応と灰分を熔融スラグとして排出するための熱を供給する。炉出口から流出する未燃チャーは回収され、コンバスタへ再投入される。解析条件は、石炭供給量100 kg/h、酸素比0.54、ガス化剤組成O₂/CO₂/N₂=25/25/50 vol%である。解析格子は、炉構造FEMとの双方向連成解析のため、流体格子と構造格子を境

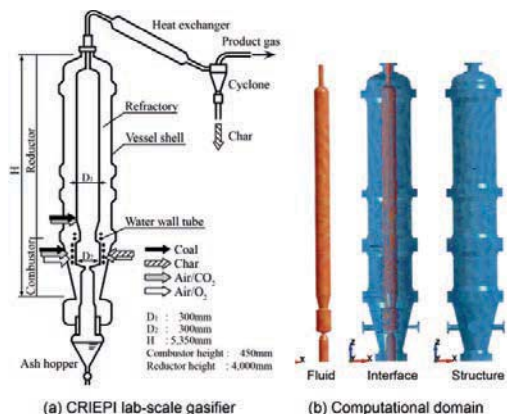


Fig. 2 Schematics of CRIEPI lab-scale gasifier.

界形状が完全に一致するように一体作成した（格子解像度は異なる）。Fig. 2に実験炉の概略と計算領域を示す。流体用の解析格子は約1億2千万要素である。合計250,000ステップを計算し、うち50,000ステップを統計量取得に用いた。京コンピュータの9,216コア並列計算により、約25万ノード時間を要した。

3.3 解析結果

Fig. 3に、中心軸上時間平均ガス温度分布の実験との比較を示す。ガス温度は、コンバスタにおいて高い値を示した後、リダクタバーナ付近で急速に低下する。これは吸熱反応であるガス化反応が促進されるためである。リダクタ内では徐々に温度が低下していくが、これは壁面からの熱損失が主であり、ガス化反応はリダクタバーナ周辺のみで顕著である。解析結果は実験結果を定性的に再現しているが、全体的に過度に見積もる傾向がある。この原因として熱的境界条件が挙げられるが、今後、熱流体構造双方向連成解析が実現すれば、精度向上が期待できる。Fig. 4に、ガス化炉出口生成ガス組成の実験との比較を示す。図より、COがやや過剰に予測されているものの、その他の化学種濃度はよく一致していることがわかる。以上の比較検証をベースとして、以後、炉内の詳細について観察していく。

Fig. 5に、水平断面上流速絶対値、軸方向流速、およびガス温度の瞬間分布をそれぞれ示す。流速絶対値から、コンバスタ内には強い旋回流が生じており、コンバスタとリダクタを繋ぐスロート部からリダクタ下部に掛けて中心軸上に低速域が、内壁面近傍に高速域があることがわかる。軸流速分布から、この強い旋回流はスロート部

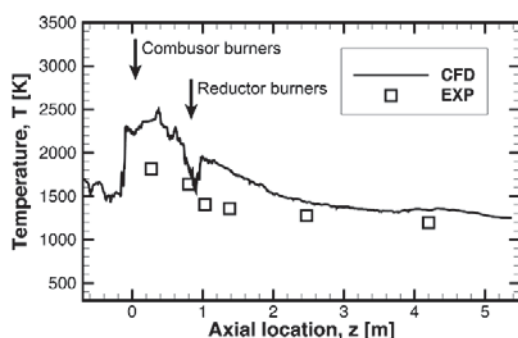


Fig. 3 Axial distribution of time-averaged gas temperature on axis.

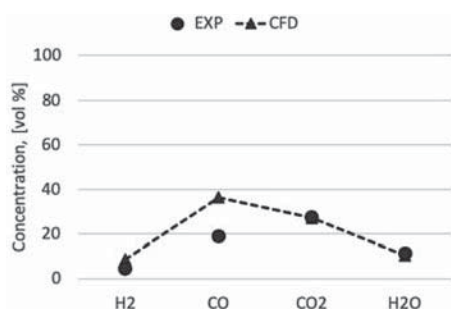


Fig. 4 Product gas composition at gasifier exit.

からリダクタ下部に掛けて下降流を生じていることがわかる。高い酸素比で高温となるコンバスタ内のガスはリダクタ下部で急速にその温度が低下することがわかる。これは前述の通り、吸熱反応であるガス化反応が顕著となるからである。上で見られたリダクタ下部の下降流により低温のガスがコンバスタ上部まで達するが、コンバスタ全体の温度を低下する程の影響は見られない。

Fig. 6に、 CO_2 とCOの質量分率、ならびに粒子の瞬間分布を示す。高い酸素比で運転されるコンバスタでは CO_2 の生成が顕著であるが、リダクタに入ると CO_2 ガス化反応が促進されるため、 CO_2 濃度は急速に低下し、 CO_2 ガス化反応の生成物であるCOの濃度が上昇する。石炭粒子は、炉内のあらゆる箇所に分散しているが、特にコンバスタ内では強い旋回流に伴う遠心力により、内壁面近傍により多くの粒子が滞留している。

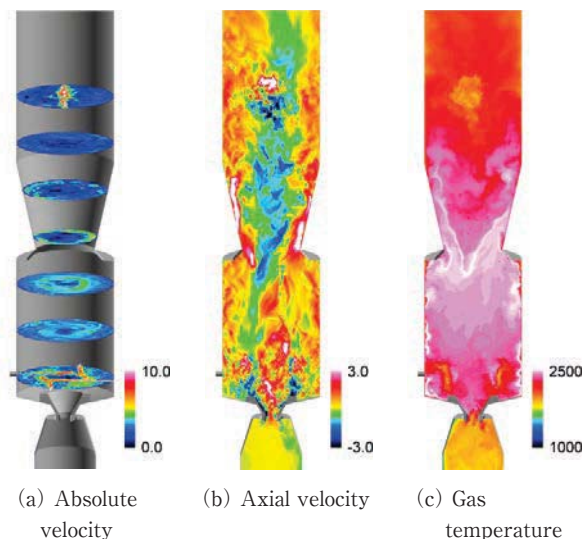


Fig. 5 Instantaneous distributions of (a) absolute velocity, (b) axial velocity and (c) gas temperature.

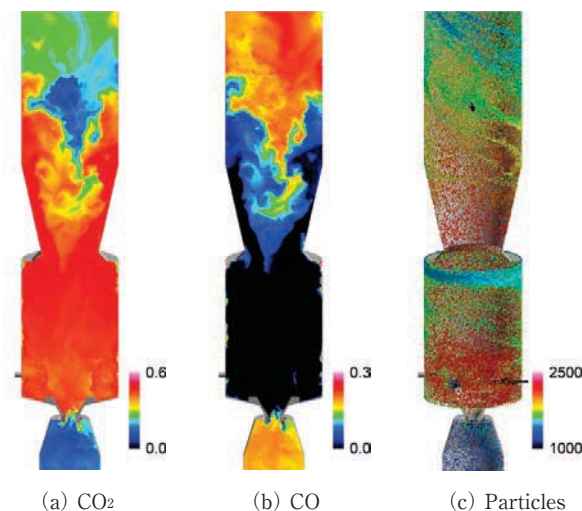
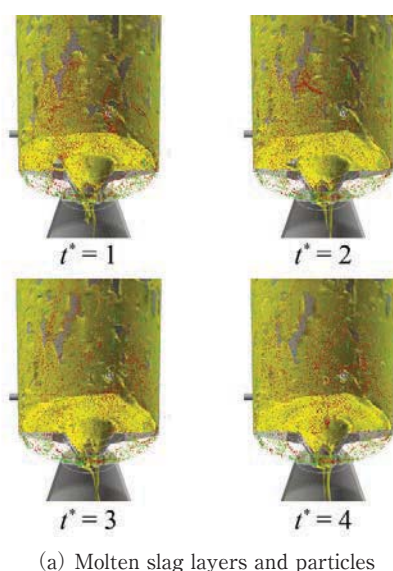


Fig. 6 Instantaneous distributions of (a) mass fraction of CO_2 , (b) mass fraction of CO, and (c) particle (gray-scale displays particle temperature).

Fig. 7に、コンバスタ内壁面上を流下する熔融スラグ流と粒子の瞬間分布、ならびに実験時に取得された熔融スラグ流の直接写真を示す。ただし本三相流解析は、前述の1億2千万要素格子によるガス化反応解析に続いて、1百万要素格子を用いて試みられたものである。また、図中の熔融スラグ流は、ボイド率0.9の等値面である。コンバスタ内を滞留する粒子は、強い旋回流に伴う遠心力により内壁面近傍を滞留する。可燃分を放出した灰粒子が内壁面、または熔融スラグ流表面にぶつくと、VOF関数へとその質量が変換され、熔融スラグ層が形成される。熔融スラグは垂直の内壁面上を流下し、コンバスタ底部に切られた2つの湯口により2筋の自由落下流れとなり、スラグホールから排出される。数値解析はこうした状況を再現している。压力容器内の熔融スラグ流を定量的に計測することは難しく、現状実験との定性的な比較に留まる。定量的な比較検証は今後の課題である。



(a) Molten slag layers and particles



(b) Direct photo of slag flow in experiment

Fig. 7 (a) Instantaneous distributions of molten slag layers and particles, (b) direct photo of slag flow in experiment.

4. 決言

本稿では、石炭ガス化数値解析に関わる種々モデルについてレビューするとともに、著者らがポスト「京」プロジェクトにおいて携わる固気液三相流LES手法の開発を中心に、マルチフィジックスシミュレーションの取り組みについて記した。現状の石炭ガス化数値解析は、ラボスケール実験と定性的な一致をみているが、産業界に

おける設計支援ツール確立のためには、熱流体・構造双方向連成解析による大規模マルチフィジックスシミュレーション手法の開発が大いに期待される。

謝辞

本研究の一部は、文部科学省フラッグシップ2020 ポスト「京」で重点的に取り組むべき社会的・科学的課題に関するアプリケーション開発・研究開発 重点課題⑥革新的クリーンエネルギーシステムの実用化／高圧燃焼・ガス化を伴うエネルギー変換システムにより、「京」コンピュータを用いて実施された (hp16220, hp170273, hp180203, hp190166)。また、実験データは、一般財団法人電力中央研究所から提供された。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- (1) Oki, Y., Inumaru, J., Hara, S., Kobayashi, M., Watanabe, H., Umemoto, S. and Makino, H., Development of oxy-fuel IGCC system with CO₂ recirculation for CO₂ capture, *Energy Procedia*, Vol. 4 (2011), pp. 1066-1073.
- (2) Choi, Y.C., Li, X.Y., Park, T.J., Kim, J.H. and Lee, J.G., Numerical study on the coal gasification characteristics in an entrained flow coal gasifier, *Fuel*, Vol. 80 (2001), pp. 2193-2201.
- (3) Watanabe, H. and Otaka, M., Numerical simulation of coal gasification in entrained flow coal gasifier, *Fuel*, Vol. 85 (2006), pp. 1935-1943.
- (4) Kumar, M. and Ghoniem, A.F., Multiphysics simulations of entrained flow gasification. Part II: Constructing and validating the overall model, *Energy & Fuels*, Vol. 26 (2012), pp. 464-479.
- (5) Ma, J. and Zitney, S.E., Computational fluid dynamic modeling of entrained flow gasifiers with improved physical and chemical submodels, *Energy & Fuels*, Vol. 26 (2012), pp. 7195-7219.
- (6) Watanabe, H., Tanno, K., Umetsu, H. and Umemoto, S., Modeling and simulation of coal gasification on an entrained flow coal gasifier with a recycled CO₂ injection, *Fuel*, 142 (2015), pp. 250-259.
- (7) Watanabe, H., Ahn, S. and Tanno, K., Numerical investigation of effects of CO₂ recirculation in an oxy-fuel IGCC on gasification characteristics of a two-stage entrained flow coal gasifier, *Energy*, Vol. 118 (2017), pp. 181-189.
- (8) International Workshop on Measurement and Simulation of Coal and Biomass Conversion <<http://www.cbc.uni-due.de>> (accessed on 11 September, 2019).
- (9) 文部科学省フラッグシップ2020 ポスト「京」重点課題⑥「革新的クリーンエネルギーシステム」<<https://postk6.t.u-tokyo.ac.jp>> (参照日 2019年9月11日)。
- (10) Niksa, S., Predicting the devolatilization behavior of any coal from its ultimate analysis, *Combustion and*

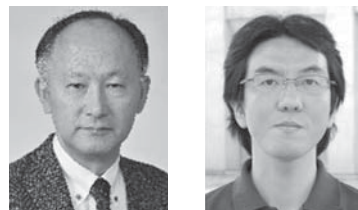
- Flame, Vol. 100 (1995), pp. 384-394.
- (11) Serio, M.A., Hamblen, D.G., Markham, J.R. and Solomon, P.R., Kinetics of volatile product evolution in coal analysis: experiment and theory, *Energy & Fuels*, Vol. 1 (1987), pp. 138-152.
 - (12) Grant, D.M., Pugmire, R.J., Fletcher, T.H. and Kerstein, A.R., Chemical model of coal devolatilization using percolation lattice statistics, *Energy & Fuels*, Vol. 3 (1989), pp. 175-186.
 - (13) Kobayashi, H., Howard, J.B. and Sarofim, A.F., Coal devolatilization at high temperature, *Symposium (International) on Combustion*, Vol. 16 (1977), pp. 411-425.
 - (14) Miura, K. and Maki, T., A simple method for estimating $f(E)$ and $k_0(E)$ in the distributed activation energy model, *Energy & Fuels*, Vol. 12 (1998), pp. 864-869.
 - (15) Hashimoto, N., Kurose, R., Hwang, S.M., Tsuji, H. and Shirai, H., A numerical simulation of pulverized coal combustion employing a tabulated devolatilization process model (TDP model), *Combustion and Flame*, Vol. 159 (2012), pp. 353-366.
 - (16) Umemoto, S., Kajitani, S., Miura, K., Watanabe, H. and Kawase, M., Extension of the chemical percolation devolatilization model for predicting formation of tar compounds as soot precursor in coal gasification, *Fuel Processing Technology*, Vol. 159 (2017), pp. 256-265.
 - (17) Zhang, W., Watanabe, H. and Kitagawa, T., Direct numerical simulation of ignition of a single particle freely moving in a uniform flow, *Advanced Powder Technology*, Vol. 28 (2017), pp. 2893-2902.
 - (18) Hong, J., Hecker, W. and Fletcher, T., Improving the accuracy of predicting effectiveness factors for m th order and Langmuir rate equations in spherical coordinates, *Energy & Fuels*, Vol. 14 (2000), pp. 633-700.
 - (19) Kajitani, S., Hara, S. and Matsuda, H., Gasification rate analysis of coal char with a pressurized drop tube furnace, Vol. 81 (2002), pp. 539-546.
 - (20) Kajitani, S., Suzuki, N., Ashizawa, M. and Hara, S., CO₂ gasification rate analysis of coal char in entrained flow coal gasifier, *Fuel*, Vol. 85 (2006), pp. 163-169.
 - (21) Everson, R.C., Neomagus, H.W.J.P., Kasaini, H. and Njapha, D., Reaction kinetics of pulverized coal-chars derived from inertinite-rich coal discards: gasification with carbon dioxide and steam, *Fuel*, Vol. 85 (2006), pp. 1076-1082.
 - (22) Roberts, D.G. and Harris, D.J., Char gasification in mixtures of CO₂ and H₂O: competition and inhibition, *Fuel*, Vol. 86 (2007), pp. 2672-2678.
 - (23) Chen, C., Wang, J., Liu, S., Zhang, J., Yin, J. and Luo, G., Effect of pyrolysis conditions on the char gasification with mixtures of CO₂ and H₂O, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 34 (2013), pp. 2453-2460.
 - (24) Umemoto, S., Kajitani, S. and Hara, S., Modeling of coal char gasification in coexistence of CO₂ and H₂O considering sharing of active sites, *Fuel*, Vol. 103 (2013), pp. 14-21.
 - (25) Sohn, H.Y. and Szekeley, J., A structural model for gas-solid reactions with a moving boundary-III: A general dimensionless representation of the irreversible reaction between a porous solid and a reactant gas, *Chemical Engineering Science*, Vol. 27 (1972), pp. 763-778.
 - (26) Bhatia, S.K. and Perlmutter, D.D., A random pore model for fluid-solid reactions: I. Iso thermal, kinetic control, *AIChE Journal*, Vol. 26 (1980), pp. 379-386.
 - (27) Spalding, D.B., Development of the eddy-break-up model of turbulent combustion, *Symposium (International) on Combustion*, Vol. 16 (1977), pp. 1657-1663.
 - (28) Magnussen, B.F. and Hjertager, B.H., On mathematical models of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion, *Symposium (International) on Combustion*, Vol. 16 (1977), pp. 719-729.
 - (29) Ahn, S., Tanno, K. and Watanabe, H., Numerical analysis of particle dispersion and combustion characteristics on a piloted coaxial pulverized coal jet flame, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 124 (2017), pp. 1194-1202.
 - (30) Ahn, S., Tainaka, K., Watanabe, H. and Kitagawa, T., Experimental and numerical analysis of turbulent pulverized coal flame in a coaxial burner, *Energy*, Vol. 179 (2019), pp. 727-735.
 - (31) Abani, N. and Ghoniem, A.F., Large eddy simulation of coal gasification in an entrained flow gasifier, Vol. 104 (2013), pp. 664-680.
 - (32) DesJardin, P.E. and Frankel, S.H., Large eddy simulation of a nonpremixed reacting jet: Application and assessment of subgrid-scale combustion models, *Physics of Fluids*, Vol. 10 (1998), pp. 2298-2314.
 - (33) Williams, F.A., *Combustion theory*, 2nd ed., (1985), pp. 680, New York, Benjamin/Cummings Publishing Co., Inc.
 - (34) Rieth, M., Kempf, A.M., Stein, S.T., Kronenburg, A., Hasse, C. and Vascellari, M., Evaluation of a flamelet/progress variable approach for pulverized coal combustion in a turbulent mixing layer, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 37 (2019), pp. 2927-2934.
 - (35) Wen, X., Luo, Y., Wang, H., Luo, K., Jin, H. and Fan, J., A three mixture fraction flamelet model for multi-stream laminar pulverized coal combustion, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 37 (2019), pp. 2901-2910.
 - (36) Seiggiani, M., Modelling and simulation of time varying slag flow in a Prenflo entrained-flow gasifier, *Fuel*, Vol. 77 (1998), pp. 1611-1621.
 - (37) Bi, D., Guan, Q., Xuan, W. and Zhang, J., Combined slag flow model for entrained flow gasification, *Fuel*, Vol. 150 (2015), pp. 565-572.

- (38) Pednekar, P., Bhattacharyya, D., Kasule, J.S., Turton, R. and Rengaswamy, R., Dynamic model of a slagging entrained-flow gasifier including models of slag transport, deposition, and slag layer, *Industrial & Engineering Chemistry Research*, Vol. 55 (2016), pp. 279-292.
- (39) Ni, J., Zhou, Z., Yu, G., Liang, Q. and Wang, F., *Industrial & Engineering Chemistry Research*, Vol. 49 (2010), pp. 12302-12310.
- (40) Yamada, T., Hong, G., Kataoka, S. and Yoshimura, S., Parallel partitioned coupling analysis system for large-scale incompressible viscous fluid-structure interaction problems, *Computers & Fluids*, Vol. 141 (2016), pp. 259-268.
- (41) Moin, P., Squires, K., Cabot, W. and Lee, S., A dynamic subgrid-scale model for compressible turbulence and scalar transport, *Physics of Fluids*, Vol. 3 (1991), pp. 2746-2757.
- (42) Crowe, C.T., Sharma, M.P. and Stock, D.E., The particle- source-in-cell method for gas and droplet flow, *Journal of Fluid Engineering*, Vol. 99 (1977), pp. 325-332.
- (43) Fiveland, W.A., Three-dimensional radiative heat-transfer solutions by the discret-ordinate method, *Journal of Thermophysics*, Vol. 2 (1988), pp. 309-316.
- (44) Browning, G.J., Bryant, G.W., Hurst, H.J., Lucas, J.A. and Wall, T.F., *Energy & Fuels*, Vol. 17 (2003), pp. 731-737.
- (45) Brackbill, J.U., Kothe, D.B. and Zemach, C., *Journal of Computational Physics*, Vol. 100 (1992), pp. 335-354.

特集：マルチフィジックスシミュレーションの進展

分離反復型連成解法の開発と燃焼シミュレーションへの適用

Development of Iterative Partitioned Coupling Analysis and Its Application to Combustion Simulation

吉村 忍*¹ 山田 知典*¹
YOSHIMURA Shinobu YAMADA Tomonori

キーワード：連成解析，分離解法，並列解析，流体構造連成解析，燃焼現象，石炭ガス化

Key Words：Coupled Analysis, Partitioned Approach, Parallel Computing, FSI, Combustion, Coal Gasification

1. 緒言

流体構造連成（Fluid Structure Interaction：FSI）現象は、流体と構造が相互作用し合う現象である。工学、科学、生命・医学や日常生活には様々なFSI現象が存在するため、それを正確に理解し、解くことは大変に重要である。構造問題に特化して考えてみても、次のような様々な連成現象がある。(a)流体構造連成、(b)熱流体構造連成、(c)電磁構造連成、(d)電磁流体構造連成、(e)音響構造連成、(f)地盤構造連成、(g)制御構造連成、(h)電磁音響制御構造連成。

多くの研究者らが精度向上、問題規模の拡大、安定性、ロバスト性、効率の向上を目指して、FSI数値解析法に関する研究開発を行ってきており、大きな進展を遂げてきた（たとえば(1)~(3)）。しかし、依然として、現実世界の複雑な形状を有する機械や構造物の連成解析をターゲットに、計算時間の短縮、問題規模のさらなる拡大、多様な連成解析の汎用的な解析を目指した研究開発に対する強い要望がある。筆者らは、多様な並列計算機環境において、実機の大規模連成解析を行うための、効率的でロバストな解析システムの研究開発を進めている(4),(5)。

一般に、連成現象は一括型（monolithic）解法か分離型（partitioned）解法によって解かれる。一括型解法では、流体と構造の支配方程式と連成界面の条件を、一つのマトリックス方程式系として定式化し解く。一方、分離型解法では、それらの方程式は、それぞれ個別に解く。

著者らの解析戦略では、流体と構造それぞれに適した既開発の方程式解法を採用できるように、分離型解法を採用する。その上で、分離型解法と反復解法を組み合わせる。分離反復（partitioned iterative）解法（たとえば(6)~(10)）は、単純な分離型解法と比べて、解析精度やロバ

スト性が遥かに向上するため、大きな注目を集めている。

本解説では、著者らが研究開発中の、並列分離反復解法と解析システムに関して解説する(4),(5),(10)。その後、現在、文部科学省ポスト「京」重点課題⑥「革新的クリーンエネルギーシステムの実用化」プロジェクト(11)において研究開発中のラボスケール石炭ガス化炉への適用事例を紹介する。

2. 解法と解析システム

2.1 支配方程式

Fig. 1に、典型的なFSI問題の模式図を示す。この問題は、2つの領域、流体領域 Ω^F と構造領域 Ω^S から構成され、両領域はFSI界面 Γ_{FSI} を共有している。

(1)流体領域

流体領域の支配方程式は、ALE（Arbitrary Lagrangian-Eulerian）形式のNavier-Stokes方程式

$$\rho^F \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} - \hat{\mathbf{u}}) \cdot \nabla \mathbf{u} \right) - \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}^F = \mathbf{f}^F \quad (1)$$

と連続の式

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2)$$

から構成される。ここで、 ρ^F は流体密度、 $\mathbf{u}$ は流体の流速ベクトル、 $\hat{\mathbf{u}}$ はALE座標系の速度ベクトル、 $\boldsymbol{\sigma}^F$ は流体の応力テンソル、 $\mathbf{f}^F$ は流体に作用する外力ベクトルである。流体場の応力テンソル $\boldsymbol{\sigma}^F$ は次式で表される。

$$\boldsymbol{\sigma}^F = -p\mathbf{I} + 2\mu\mathbf{D} \quad (3)$$

ここで、 p は流体圧力、 $\mathbf{I}$ は単位行列、 $\mathbf{D}$ は変形速度テンソルである。

(2)構造領域

構造領域は幾何学的非線形性を考慮した次の運動方程式で表される。

$$\rho^S \frac{\partial^2 \mathbf{d}}{\partial t^2} - \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}^S = \mathbf{f}^S \quad (4)$$

ここで、 ρ^S は構造密度、 $\mathbf{d}$ は構造の変位ベクトル、 $\mathbf{f}^S$ は構造に負荷される外力ベクトルである。構造の応力テ

原稿受付 2019年9月13日

* 1 東京大学工学系研究科・東京都文京区本郷7-3-1

E-mail: yoshi@sys.t.u-tokyo.ac.jp

E-mail: tyamada@sys.t.u-tokyo.ac.jp

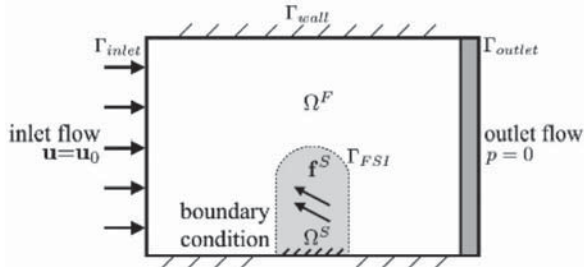


Fig. 1 Basic FSI problem

ンソル σ^S は次式で書ける。

$$\sigma^S = E \cdot \epsilon^S \quad (5)$$

ここで、 E は構造の弾性テンソル、 ϵ^S は構造のひずみテンソルである。

(3)流体構造連成界面

FSI界面 Γ_{FSI} では、次の連続条件と応力の平衡条件が満たされなければならない。

$$\int u dt = d \quad \text{on } \Gamma_{FSI} \quad (6)$$

$$\sigma^F \cdot n^F + \sigma^S \cdot n^S = 0 \quad \text{on } \Gamma_{FSI} \quad (7)$$

ここで、 n^F と n^S はそれぞれ流体領域の界面に立てた外向き単位法線ベクトル、と構造領域の連成界面に立てた外向き単位法線ベクトルである。

2.2 分離反復型連成解法

分離反復型連成解法は2.1節で述べたオリジナルのFSI問題を、流体解析 F 、構造解析 S 、メッシュ制御 M の3つのコンポーネントに分割して考える。

(1)FSI問題の再定義

F 、 S 、 M の3つのコンポーネントは、次式に示すような非線形問題として取り扱う。

$$X_{\Gamma}^{k+1} = M(d_{\Gamma}^k) \quad (8)$$

$$(u_{\Gamma}^{k+1}, p_{\Gamma}^{k+1}) = F(X_{\Gamma}^{k+1}) \quad (9)$$

$$d_{\Gamma}^{k+1} = S(u_{\Gamma}^{k+1}, p_{\Gamma}^{k+1}) \quad (10)$$

ここで、 X はメッシュ座標、 p は流体の圧力、 d は構造の変位ベクトル、 u は流体の速度ベクトルである。上付き添え字 k と下付き添え字 Γ はそれぞれ k 回目の反復と、連成界面上での変数であることを表す。各時間ステップにおいて、方程式(8)-(10)は解が収束するまで逐次的かつ反復的に計算が行われる。解が収束すると次式の非線形方程式が満足される。

$$d_{\Gamma} = S(F(M(d_{\Gamma}))) \quad (11)$$

上式の残差ベクトル r は次のように定義される。

$$r(d_{\Gamma}) \equiv d_{\Gamma} - S(F(M(d_{\Gamma}))) \quad (12)$$

つまり、分離反復解法は、式(12)の残差を最小化するFSI連成界面における構造の変位ベクトル d_{Γ} を探索する過程と考えることができ、ここに様々な非線形反復解法の適用が考えられる。

2.3 並列連成解析技術

著者らの並列連成解析手法は以下の3つの基本戦略に基づいて構築されている。

戦略(1)並列計算機用に最適化された様々なソルバー、たとえば並列構造解析ソルバー ADVENTURE⁽¹²⁾⁻⁽¹⁴⁾や並列LES (Large Eddy Simulation) 解析ソルバー FFB^{(15), (16)}など、を活用するために、分離型解法を用いる。

戦略(2)解析精度と強力な収束特性を保証する固定点反復法を用いる。この方法は、FSI問題では付加質量効果が大きくなると収束性が悪化することには留意する必要があるが、多くの工学問題では、実用的な反復回数で収束する。

戦略(3)2つあるいは3つ以上の独立した並列ソルバーを統合活用するために連成解析カプラを用いる。

さらに、これまで研究開発されてきた様々な反復連成アルゴリズムの中で、次の3つのクライテリア

- (a)収束特性に関するロバスト性
- (b)個別の並列解析ソルバーをほぼブラックボックスとして活用することができること
- (c)並列化が容易でありかつ効率的であること

に基づいて、最終的にGauss Seidel法、Matrix free Newton-Krylov法、Broyden法のような準Newton法、を選定し、それらを並列カプラに実装した。

Fig. 2に、並列カプラを用いた並列通信モデルを模式的に示す^{(4), (5), (10)}。流体と構造解析ソルバーはそれぞれ、MPIを用いて並列化されている。カプラは流体解析と構造解析の過程に対応するサブプロセスを用いて、連成界面における物理量を扱う。初期バージョンの並列カプラでは、流体解析のプロセス数を N_F 、構造解析のプロセス数を N_S とすると、カプラのプロセス数は $N_F + N_S$ で走るように実装した。最新バージョンでは、流体の連成界面を含むプロセス数と構造の連成界面を含むプロセス数の合計のプロセス数で稼働するように改良されている。また、初期バージョンのカプラでは、各ソルバーとカプラの間の通信にはUNIXソケットが用いられたが、最新

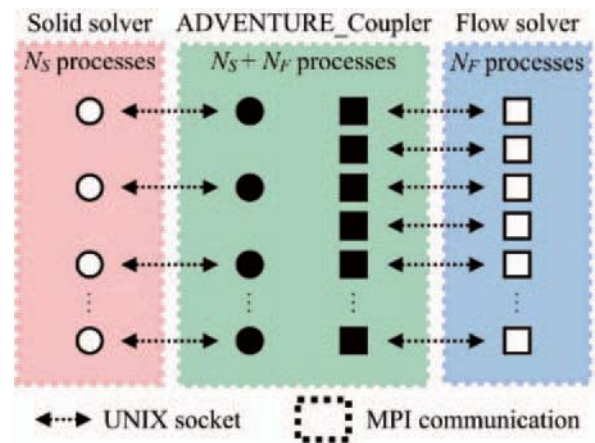


Fig. 2 Communication model of coupled analysis using ADVENTURE_Coupler

バージョンのカプラでは、この部分もMPI通信を採用している。

片方のメッシュから他方のメッシュへの連成界面物理量の転送と内挿はカプラ内で実行される。カプラは、流体領域と構造領域それぞれのモデルのメッシュ分割の相違や領域分割の相違を考慮しながら、複雑形状の連成界面の対応関係を自動構築する。その様子をFig. 3に模式的に示す。

並列連成解析を実行するためには、ADVENTURE_Couplerライブラリと名付けたいくつかの通信ライブラリを各並列ソルバに組み込む。各ソルバにおいては、いくつかのIO部分が、この通信ライブラリで置き換えられることになる。以上の結果、解析全体（各ソルバの計算、連成計算、通信）がすべて並列化される。

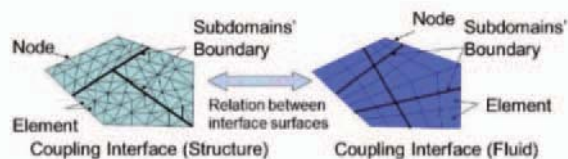


Fig. 3 Schematic view of automatic construction of mapping relation between complex-shaped interface surfaces

3. ベンチマーク解析による精度検証

著者らは、開発した並列連成解析システムを用いて様々な実用的な連成解析を行ってきた。その一例は次の通りである。

- (a)流体中の原子炉燃料集合体の地震応答解析^{(4),(17)}
- (b)薄板付き角柱周りの流れ解析⁽⁵⁾
- (c)弾性翼の羽ばたき飛行解析⁽⁵⁾
- (d)自動車走行時の流体励起振動騒音解析^{(18),(19)}

このうち、FSIのベンチマーク問題の一つである薄板付き角柱周りの流れ解析例を示す。Fig. 4にこの問題の形状モデルを示す。一様流入流れが角柱に当たると角柱周りで渦が発生し、角柱に設置してある薄板の振動を励起する。この問題は通常は2次元問題として解析される。著者らは、この問題を3次元FSI解析システムで解いた。流体領域のメッシュ分割をFig. 5 (a)に示す。流体領域は4面体一次要素でメッシュ分割されており、総要

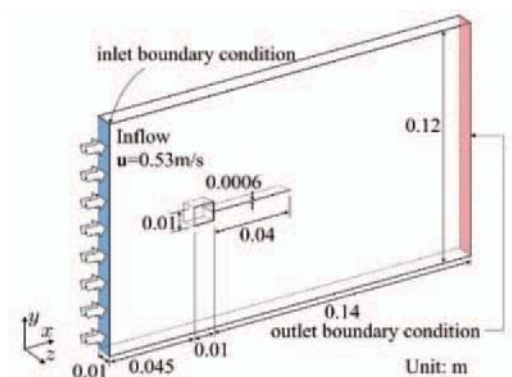


Fig. 4 Geometric model

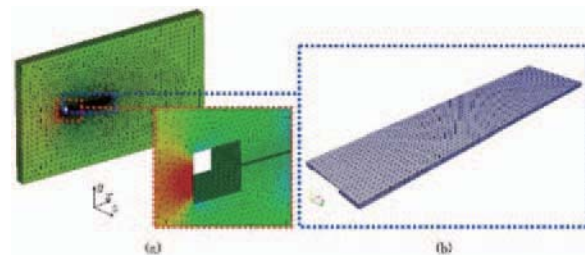


Fig. 5 Meshes of fluid domain (a) and structure domain (b)

素数と総節点数はそれぞれ156,312と31,187である。Fig. 5 (b)には構造領域のモデルを示す。薄板を4面体二次要素でメッシュ分割し、角柱は剛体としたので流体領域における壁としてモデル化した。構造領域メッシュの総要素数と総節点数はそれぞれ14,234と24,367である。解析モデルの物性値はそれぞれ、動粘性係数は0.35Pas, 流体密度は1.18kg/m³, ヤング率は2.5×10⁵Pa, 構造密度は100kg/m³である。解析には4台のPCからなるPCクラスターを用いた。

この解析では、はじめ流体解析のみを実行し、初期の流速と圧力場を推定する。渦の生成が始まったら、FSI解析を開始する。時間ステップは5.0×10⁻⁴sである。固定点反復の収束クライテリアは $\varepsilon_{tol}=10^{-3}$ とした。各時間ステップにおける反復回数は平均で4回であった。

Fig. 6に薄板の変形とその周りの圧力場の瞬間場を示す。Fig. 7には、薄板先端の垂直変位の時間履歴を示す。

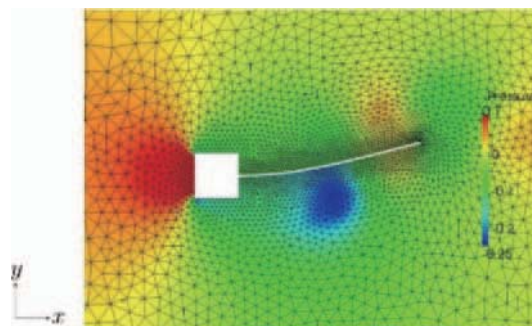


Fig. 6 Snapshot of pressure field showing the deformation of the model

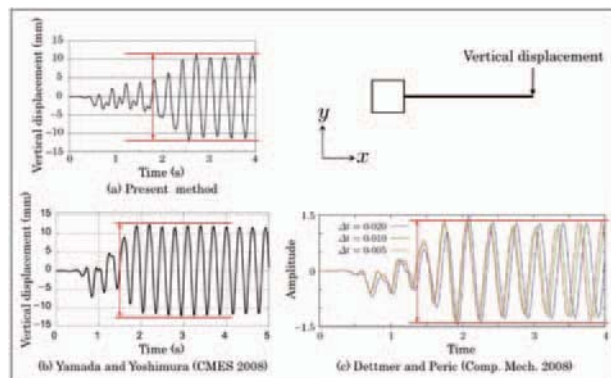


Fig. 7 Time history of the vertical displacement at the tip of plate

渦が大きくなるにしたがって、薄板の振動も次第に大きくなり、その後定常状態に達する。定常状態における変位の振幅は0.01m、振動の周期は3.2Hzであった。この値は、片持ち梁型の薄板構造自体の固有振動数3.03Hzとかなり近い。一方、渦生成の周波数はStrouhal数を0.2と仮定すると、約10Hzとなる。著者らの3次元FSI解析結果は、Fig. 7に赤線で示すように、他の2次元FSI解析結果^{(7),(8)}と振幅がよく一致した。

4. 燃焼シミュレーションへの適用

エネルギー資源小国である我が国にとって、エネルギー問題はエネルギーセキュリティの観点からも地球温暖化問題対応に向けた国際的責務の観点からも喫緊の課題である。著者らは、文部科学省ポスト「京」重点課題⑥「革新的クリーンエネルギーシステムの実用化」プロジェクトにおいて、超高効率・低環境負荷を実現する革新的クリーンエネルギーシステムの中核をなす複雑な物理現象の詳細解明と定量予測を、ポスト「京」(「富岳」)を駆使した超高精度解析によって実現し、革新的クリーンエネルギーシステムの実用化を大幅に加速するアプリケーション群の研究開発を進めている。その中で、2020～2030年代の実用化を目指して研究開発が進められているCCS (Carbon Capture and Storage) を伴う石炭火力発電システムの実現のカギを握る高圧燃焼・ガス化炉をターゲットとし、従来の計算機環境では実現が不可能であった炉全系高精度シミュレーション技術を研究開発している。このようなシミュレーションの実現により、高圧燃焼・ガス化プロセスの詳細定量評価が可能となり、適切な炉パラメータ探索の試行錯誤プロセスを大幅に削減し、国際競争力のある実用炉に必須となる高効率化・低環境負荷・高レジリエンス性能の実現を加速し、その実用化時期の早期化に貢献する。

4.1 並列連成解析スキーム

Fig. 8に、現在遂行中のラボスケール石炭ガス化炉(電中研炉)を対象とした各ソルバー群や各解析モデルの相互関係を示す。FVM (Finite Volume Method)に基づく並列LES燃焼解析コードFFR-Comb⁽²¹⁾⁻⁽²³⁾はガス化炉の燃焼部やスラグ流の固気液三相燃焼解析を担い、FEM (Finite Element Method)に基づく並列熱伝導解析コードADVENTURE_Thermalは、炉容器内の熱伝

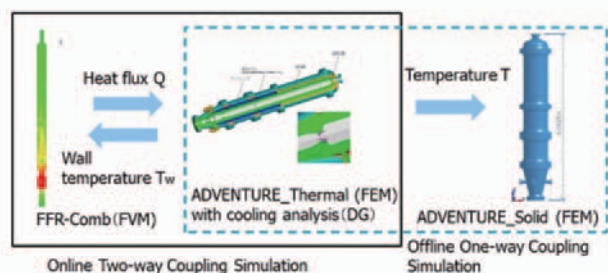


Fig. 8 Relations among FFR-Comb, ADVENTURE_Thermal, ADVENTURE_Solid and REVOCAP_Coupler

導解析を担う。なお、炉容器内表面には燃焼部より高熱負荷が加えられるが、同時に炉容器内に埋め込まれた冷却管を流れる冷却水によって強制冷却される。このため、ADVENTURE_Thermalには、冷却管内の1次元の移流拡散解析を担当する解析モジュールが追加実装されている。さらに、燃焼部の外表面、すなわち炉容器の内表面が連成界面となり、この部分で熱の授受が行われる。燃焼部外表面から炉容器内表面への熱流束Qの送受信と、炉容器内表面の壁面温度TwのFFR-Combへの送受信を通して、FFR-CombとADVENTURE_Thermalの双方向連成を実現する。並列計算実行中の、熱流束や炉容器壁面温度の物理量のオンライン送受信は、並列カプラー REVOCAP_Coupler⁽²⁴⁾ (2章で述べたADVENTURE_Couplerを元に開発された並列カプラー)によって実現する。さらに、一連の双方向連成解析が終了後は、得られた炉容器内の温度分布の時刻歴解析結果を、オフラインでFEMに基づく並列非線形構造解析コードADVENTURE_Solidに入力して解析することにより、炉容器の非線形熱応力挙動を評価することができる。

4.2 双方向連成解析事例

Fig. 9に双方向連成解析実行時の各ソルバーとカプラーのやりとりのイメージを模式的に示す。この電中研炉の解析は、スーパーコンピュータ「京」を用いて行った。Fig. 10に解析例を示す。燃焼部のFVMモデル規模は1.19億要素、炉容器部のFEMモデル規模は1.56要素、連成面モデル規模は流体部が63万節点、固体部が24万節点である。また、本非定常解析では、準定常状態の解を求めることが目的であることから、燃焼部と炉容器熱伝導部の特性に合わせて、1時間ステップあたり、流体部は 10^{-6} 秒、炉容器部は 10^{-2} 秒に設定した。Fig. 10の右側に、解析の一例として、燃焼部の温度分布やCO分布、炉容器部の温度分布、スラグ流発生時のスナップショットを示す。本解析では、流体部のLES燃焼解析に9,216領域分割、9,216コア (1,152ノード)、炉容器部の熱伝導解析に2,048領域分割、2,048コア (256ノード)を用いた。1時間ステップあたりの燃焼部の解析にかかった時間は2.68秒、炉容器の熱伝導解析は0.66秒、連成計算や通信等のその他の処理時間は0.13秒であった。

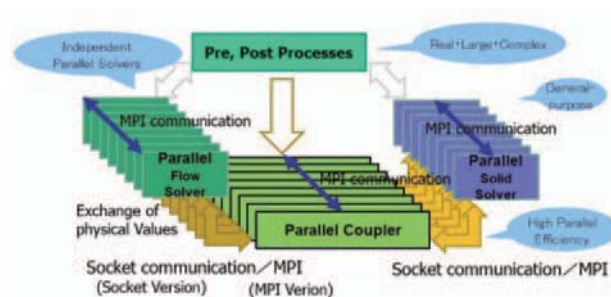


Fig. 9 Illustrative image of parallel partitioned coupling analysis on K computer

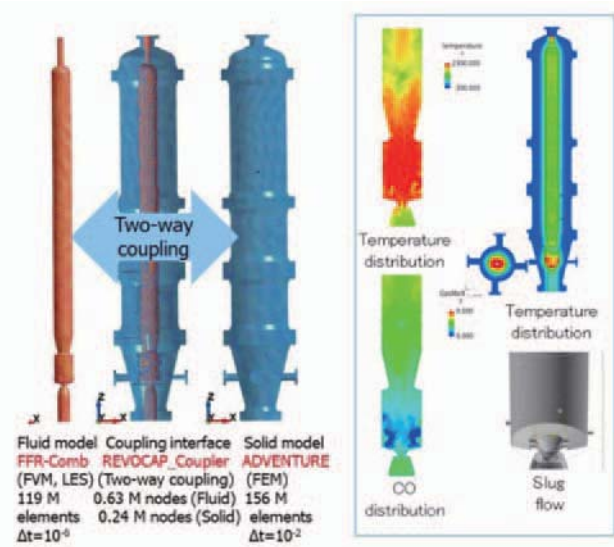


Fig. 10 Multi-physics simulation of lab-scale coal gasification reactor

5. おわりに

筆者らが研究開発中の分離反復法に基づく並列連成解析システムの概要の紹介を行った。そして、現在解析を進めているスーパーコンピュータ「京」を用いたラボスケール石炭ガス化炉の燃焼・熱伝導・冷却の並列連成解析事例を紹介した。

本解析システムを用いることにより、従来燃焼解析単独で行われることの多かった解析について、燃焼部を内包する炉容器における熱伝導解析と冷却管を通した強制冷却解析を双方向に連成して解くことができ、より高精度の解析が可能になると考えられる。

謝辞

石炭ガス化炉の解析に関しては、(財)電力中央研究所の梶谷史朗氏、牧野尚夫氏にデータの提供や助言をいただいている。また、京都大学の黒瀬良一教授と九州大学の渡邊裕章准教授にはFFR-Combの解析に関して共同研究をさせていただいている。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- (1) Mittal, S., Tezduyar, T. E., A Finite Element Study of Incompressible Flows Past Oscillating Cylinders and Aerofoils, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 15 (1992), pp. 1073-1118.
- (2) Farhat, C., CFD-based Nonlinear Computational Aeroelasticity., Stein E. et.al. (Eds.), *Encyclopedia of Computational Mechanics*, Vol. 3, Chapter 13, Wiley (2004).
- (3) Bazilevs, Y., Takizawa, K., Tezduyar, T. E., *Computational FSI : Methods and Applications*, Wiley (2013).
- (4) Kataoka, S., Minami, S., Kawai, H., Yamada, T., Yoshimura, S., A Parallel Iterative Partitioned Coupling

Analysis System for Large-scale Acoustic FSI, *Computational Mechanics*, Vol. 53, No. 6 (2014) pp. 1299-1310.

- (5) Yamada, T., Hong, G. W., Yoshimura, S., Kataoka, S., Parallel Partitioned Coupling Analysis System for Large-scale Incompressible Viscous FSI Problems, *Computers and Fluids*, Vol. 141 (2016), pp. 259-268.
- (6) Küttler, U., Wall, W. A., A Fixed-point FSI Solvers with Dynamic Relaxation, *Computational Mechanics*, Vol. 43 (2008), pp. 61-72.
- (7) Yamada, T., Yoshimura, S., Line Search Partitioned Approach for FSI Analysis of Flapping Wing, *Computer Modelling in Engineering & Sciences*, Vol. 24, No. 1 (2008), pp. 51-60.
- (8) Degroote, J., Bathe, K. J., Vierendeels, J., Performance of a New Partitioned Procedure versus a Monolithic Procedure in FSI, *Computers & Structures*, Vol. 87, Nos. 11-12 (2009), 793-801.
- (9) Minami, S., Yoshimura, S., Performance Evaluation of Nonlinear Algorithms with Line Search for Partitioned Coupling Technique for FSI, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 64, Nos. 10-12 (2010), pp. 1129-1147.
- (10) Yoshimura, S., Yamada, T., Parallel Partitioned Simulations of Real World's Coupled Problems, *Proc. Indian National Science Academy*, Vol. 82m No. 2 (2016), pp. 147-162.
- (11) <https://postk6.t.u-tokyo.ac.jp/> (参照日2019年10月1日)
- (12) Yoshimura, S., Shioya, R., Noguchi, H., Miyamura, T., Advanced General-purpose Computational Mechanics System for Large-scale Analysis and Design, *Journal of Computational and Applied Mathematics*, Vol. 49 (2002), pp. 279-296.
- (13) Ogino, M., Shioya, R., Kawai, H., Yoshimura, S., Seismic Response Analysis of Full Scale Nuclear Vessel Model with ADVENTURE System on the Earth Simulator, *Journal of the Earth Simulator*, Vol. 2 (2005), pp. 41-54.
- (14) Yoshimura, S., Hori, M., Ohsaki, M., High-Performance Computing for Structural Mechanics and Earthquake / Tsunami Engineering, Springer, (2015).
- (15) Kato, C., Kaiho, M., Manabe, A., An Overset Finite-large-eddy-simulation Method with Application to Turbomachinery and Aeroacoustics, *Trans. ASME Journal of Applied Mechanics*, Vol. 70 (2003), pp. 32-43.
- (16) Kato, C., Yamade, Y., Wang, H., Guo, Y., Miyazawa, M., Takaishi, T., Yoshimura, S., Numerical Prediction of Sound Generated from Flows with a Low Mach Number, *Computers and Fluids*, Vol. 36, No. 1 (2005), pp. 53-68.
- (17) Yamada, T., Yoshimura, S., Koide, Y., Onitsuka, S., Iijima, T., Verification and Validation of Dynamic Response Simulation Codes for BWR Fuel Assemblies under Seismic Loading, *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, Vol.167 (2018), pp.25-31.
- (18) Yamade, Y., Kato, C., Yoshimura, S., Iida, A., Iida,

- K., Onda, K., Hashizume, Y., Guo, Y., Prediction of Aeroacoustical Interior Noise of a Car, Part-1 Prediction of Pressure Fluctuations on External Surfaces of a Car, SAE Technical Paper 2015-01-0401, (2016).
- (19) Iida, K., Onda, K., Iida, A., Kato, C., Yoshimura, S., Prediction of Aeroacoustical Interior Noise of a Car, Part-2 Structural and Acoustical Analyses, SAE Technical Paper 2015-01-0235, (2016).
- (20) Dettmer, W., Peric, D., A Computational Framework for FSI: Finite Element Formulation and Applications, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 195, Nos. 41-43 (2006), pp. 5754-5779.
- (21) Moriai, H., Kurose, H., Watanabe, H., et.al., LES of Turbulent Spray Combustion in a Subscale Aircraft Jet Engine Combuster - Predictions of NO and Soot Concentrations, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 135 (2013), 091503.
- (22) Muto, M., Watanabe, H., Kurose, R., et.al., LES of Pulverized Coal Jet Flame-effect of Oxygen Concentration on NO_x Generation, Fuel., Vol. 142 (2015), pp. 152-163.
- (23) Kishimoto, A., Kurose, R., Application of a Non-adiabatic Flamelet/progress-variable Approach to LES of H₂/O₂ Combustion under a Pressurized Condition, Journal of Heat Transfer, Vol. 139 (2017), 124501.
- (24) Watanabe, H., et. al., Modeling and Simulation of Coal Gasification on an Entire Flow Coal Gasifier with a Recycled CO₂ Injection, Fuel, Vol. 142 (2015), 250-259.
- (25) Yoshimura, S., Yamada, T., Yonemura, N., REVOCAP_Coupler : General purpose CAE Platform for Large Scale Coupled Analyses, Proc Japan Society of Mechanical Engineers, Vol. 11 (2008), pp. 902-903.

特集：マルチフィジックスシミュレーションの進展

ジェットエンジンにおけるエアロメカ解析技術について

Aeromechanics Simulations in Jet Engines

青塚 瑞穂^{*1}

AOTSUKA Mizuho

立石 敦^{*1}

TATEISHI Atsushi

キーワード：ガスタービン，ジェットエンジン，エアロメカ，空力構造連成解析

Key Words : Gas Turbine, Jet Engine, Aeromechanics, Fluid Structure Interaction Analysis

1. 緒言

ジェットエンジン・ガスタービンにおけるマルチフィジックスの問題の一つとしてエアロメカの問題が挙げられる。エアロメカとは，空力を励振源とする構造の振動問題であり，翼の破損を引き起こし，最悪の場合にはエンジン全体を破壊することもある。

ガスタービンにおけるエアロメカに関する問題は，動静翼列間の干渉による振動のような回転同期振動と，回転に同期しない振動の2つに分けられる。回転非同期の振動問題（NSV：Non Synchronous Vibration）としては，いくつかのタイプが挙げられるが，中でも翼列フラッタが大きな問題となっている。

動静翼列間干渉においては，上流の翼列のウェークや，下流の翼列のポテンシャルとの干渉により，共振が生じる。空力により生じる励振により振動が生じるとともに，翼の振動は，空力による減衰を生じさせることとなる。空力減衰の大小は，空力と構造（振動数，モード形状）によって決まってくる。

また，翼列フラッタは，共振のような外部の励振源を持たずに，翼自身の振動により生み出された擾乱が隣接する翼列を振動させることで，振動が発散的に成長する。

その他のNSVについては，翼の失速に伴う剥離が励振源となることが多い。ただし，失速を伴わない流れ場においても振動が発生することがある。このような場合，渦の放出による周期的な変動を伴う流動現象が，構造の固有振動数と共振することにより生じると考えられている。

以降，これらの各現象の特徴と，それに用いられる解析技術について解説する。

2. 空力構造連成問題の解析手法

流れ中の翼振動現象を解析するためには，流動場・構造振動の2つの情報を何らかの形で組み合わせる必要があることから，必然的に空力構造連成問題となる。空力構造連成問題の解法には，古くは非定常揚力面理論による流体力を翼の運動方程式と組み合わせる，解析的な手法が用いられてきた。しかし，実機の形状や流れ状態を模擬した評価を行う必要があるため，現在はそのほとんどが数値流体力学（CFD）と有限要素法（FEM）を組み合わせた手法に置き換わっている。

一般に，空力構造連成問題を解析するにあたり，片方向連成と双方向連成の2種類の手法がある。片方向連成では構造解析の結果を受けて流体側の解析を行うため，解析の負荷は低い。ただし，着目する現象の周波数を事前に特定しておく必要がある。また，流体側の情報は構造側にフィードバックされないため，流体力によって構造解析の結果が大きく変わってしまうような現象に対しては適用できない。

双方向連成は，流体と構造を同時に解くため，片方向解析に比べて，ソルバのアルゴリズム開発や検証，前後処理が煩雑となる欠点がある。しかし，流体と構造の相互の干渉が強い現象や，対象となる現象の周波数が未知の場合（例えば，複数のモードの中から一つが選択される）にも適用が可能である。

2.1 片方向連成

構造解析と空力の解析を別々に行う手法で，構造解析から得られたモード形状，固有値の情報を空力解析に受け渡して解析を行う。空力解析の結果は，構造解析にフィードバックされることは少ない。ガスタービンの翼列においては，金属の中実翼が使用されることが多く，流体力と慣性力を比較すると，流体力のほうが小さく，構造側への寄与が小さいため，このような片方向の連成でも精度良く現象を捉えることが出来る。

流体解析の手法としては，非定常的に時間進行で解いていく時間領域の解法と，着目する現象の周波数に関し

原稿受付 2019年9月19日

*1 ㈱IHI

航空・宇宙・防衛事業領域
技術開発センター 要素技術部
システム・基盤技術グループ
E-mail: aotsuka9957@ihi-g.com

て線形化した方程式を解く、周波数領域の解法が広く用いられる。

2.2 双方向連成

構造と流体の方程式を同時に解く手法である。多くは時間領域の解法であり、1タイムステップごとに空力と構造の情報をやりとりしながら解析を行う。ほとんどの場合、構造モデルには有限要素法的全節点自由度を解くのではなく、固有値解析で求めた翼振動モード変位の運動方程式を用い、解析対象のモードを選択的に解く。解析に取り込むモード変位は翼1枚あたり高々5、6個であり、解析時間は片方向連成と大きく変わらない。

また、従来は時間領域の解法で空力と構造を連成させていたが、例えば共振時に大変形領域で振幅が飽和する「リミットサイクル現象」の振幅を求めたい場合に、この方法では収束解を得るのに多大な時間が必要であった。最近では、この現象を効率的に解析するため、空力・構造ともに周波数領域の解法で解き、その結果を連成させる手法も考案されている。^{(1),(2)}

3. 共振

3.1 特徴

回転翼列機械においては、ある翼列に対して上流・下流の翼は、相対的に運動している。したがって、1枚の翼が通過するごとに何らかの周期的な変動流体力を受けることになる。変動の要因としては、翼の後縁から生じる後流（ウェーク）や静圧場（ポテンシャル場）が挙げられる。

これらの変動成分は、変動の元となる翼列の翼枚数と隣接翼列との相対的な回転数によって、その周波数が決まる。翼の固有振動数と励振源の周波数が一致した点で共振することになる。

Fig. 1は共振点を示す図として、横軸に回転数、縦軸に周波数を取り、各翼の固有振動数をプロットしたものであり、一般にキャンベル線図と呼ばれる。励振源の周

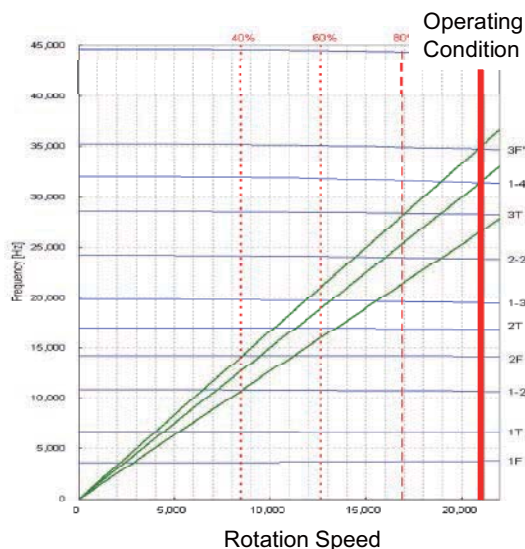


Fig. 1 Campbell diagram

波数は、翼の枚数×回転数となるので、図中で一定の傾きを持った直線として表される。励振源の線と、それぞれのモードの固有振動数を示す線が交わった点が共振点となる。このように、回転数のちょうど整数倍の振動数で生じる振動現象は回転同期振動と呼ばれ、後述のフラッタやNSVとは区別されている。

設計の段階では、想定する回転数範囲内において主要なモードが共振点を持たないように、翼型を設計する。ただし、すべてのモードについて十分なマージンを持って回避することは難しい。そこで、マージンが少ない場合には、シミュレーションによって事前に応答量を予測し、マージンが妥当かどうかを確認する必要がある。

3.2 解析例

共振時の翼振動応答を評価するには、まず、励振力と減衰を算出する必要がある。減衰は、材料・摩擦・空力の3つに分類される。材料減衰は、材料の物性に依存する値なので、試験片等で計測された値が使われる。摩擦減衰は、部品と部品との接触面の摩擦により生じる減衰であるが、接触条件の違いによって値が大きく異なるため、解析で値を求めることは非常に難しい。また、空力減衰は、翼の振動により生じる空気力が減衰として働く項である。

Fig. 2に、励振力と減衰を別々に解く場合の解析の流れを示す。まず、構造解析を実施し、対象となるモードのモード形状と固有値を算出する。それを元に、非定常段解析を用いて翼にかかる励振力を、また翼の振動を模擬した解析を行い、空力減衰をそれぞれ算出する。更に、構造減衰（材料減衰+摩擦減衰）を加味して翼振動の応答量を評価する。

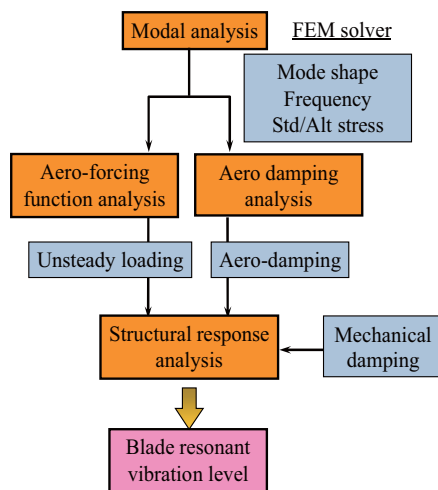
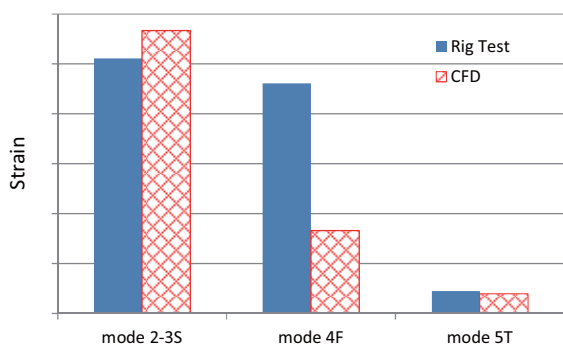


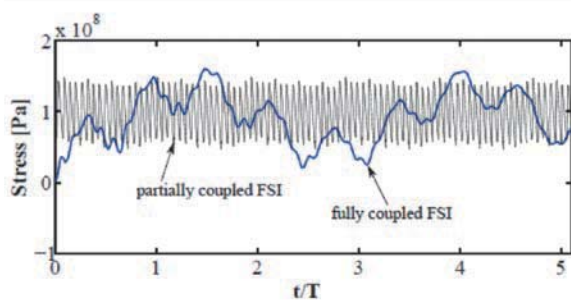
Fig. 2 Analysis procedure of forced response of the blades⁽³⁾

Fig. 3に、筆者らが圧縮機翼列を対象に解析を行った解析例を示す⁽³⁾。図は、圧縮機初段の動翼の高次のモード（2-3S, 4F, 5T）に関して解析を行っている。モード4Fに関しては、若干ズレが大きいですが、モード2-3S, 5Tに関しては、リグ試験で計測された応答に対して良く一致

Fig. 3 Forced response analysis results⁽³⁾

した解が得られている。

一方、Dhopade ら⁽⁴⁾は、双方向の空力構造連成解析を用いて共振による翼振動応答解析を実施している。Fig. 4は、双方向の連成による解析結果と部分的な連成解析により得られた応力の時間履歴を比較したものである。双方向連成解析の結果では、部分的な連成解析では捉えられない低次の励振による波形が捉えられている。これは、彼らの見解では空力と構造の連成により生じる非線形性が捉えられたことによるものであるとしている。

Fig. 4 Stress fluctuations obtained by two-way coupled FSI⁽⁴⁾

4. フラッタ

4.1 特徴

翼列フラッタは、ターボ機械の回転非同期振動 (NSV) のうち最も大きな問題の一つとして扱われ、様々な研究者により研究が行われてきた。フラッタは空力弾性による自励振動であり、一度発生すると振幅は増大し、最悪の場合翼の破損に至ることから、これを回避するような設計が求められる。

翼のフラッタは、翼振動により誘起される空気力自身が励振源となり振動が発散するが、曲げのみ、またはねじりのみの1自由度の振動の場合は、翼振動により誘起される空気力は多くの場合減衰力として作用する。そのため、航空機の翼のような単独翼におけるフラッタの場合は、基本的に曲げとねじりの連成した2自由度のフラッタが生じる。しかし、ターボ機械における翼列の場合には、円周上に配置された翼同士が空力的に連成することにより、1自由度のフラッタも生じる。このとき、各翼の位相差 (翼間位相差) ごとにフラッタの安定性は異なり、最も不安定な翼間位相差でフラッタが発生する。

翼間位相差は、翼の枚数分だけ自由度があり、フラッタ解析において重要なパラメータとなる。

翼列フラッタは、その発生メカニズムに応じていくつかのタイプに分類される。ファン動翼で観察されるフラッタをファン特性マップ上で分類した図をFig. 5に示す。ファンで発生するフラッタとしては、主に作動領域の絞り側で発生する亜音速/遷音速失速フラッタ、開き側の作動領域で発生するチョークフラッタ、高回転数側で発生する失速/非失速超音速フラッタ等に分類される。これらの中でも、絞り側の領域で発生する亜音速/遷音速失速フラッタは、ファンの安定作動領域を狭めるため、ファン設計において問題となるフラッタである。

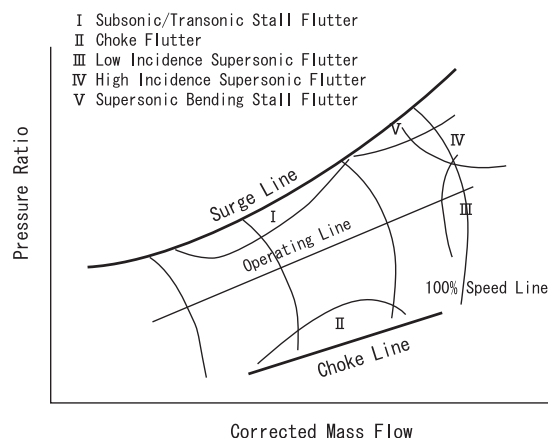
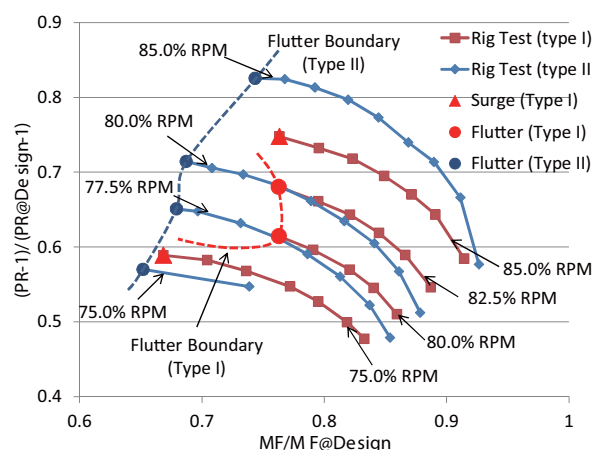


Fig. 5 Flutter map on fan characteristic map

一方、タービンでは亜音速のポテンシャルフラッタや超音速の衝撃波に伴うフラッタが発生する。航空機エンジンでは軽量化のため、蒸気タービンでは長翼化のため翼厚が薄くなりフラッタが発生しやすくなる傾向がある。タービンのフラッタは、設計点近傍の流れ場でも不安定になるケースがあり、設計時のフラッタ予測が重要な課題となっている。

4.2 解析例

筆者らは、フラッタ境界の異なる2種類のファン動翼を対象に遷音速フラッタ解析を行った⁽⁵⁾。Fig. 6に、リ

Fig. 6 Fan characteristic map (Rig Test)⁽⁵⁾

グ試験で得られたファンの特性曲線とフラッタの発生領域を示す。Type I の翼は、Type II の翼に比べると部分回転でのフラッタ不安定性が強く、フラッタ境界が作動領域に張り出した形となっている。これら2種類のファン動翼に対して、片方向連成の解析を用いてフラッタ安定性を評価した。Fig. 7に試験結果のフラッタ境界に合わせて実施したCFD解析結果を示す。試験の際に見られた Type I とII のフラッタ境界の違いが、解析でも再現されていることが分かる。

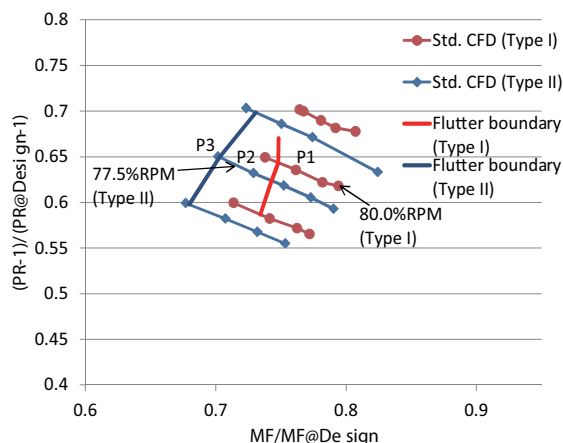


Fig. 7 Fan flutter analysis with one-way coupling method⁽⁵⁾

さらに、立石は Type I の翼型に対して双方向の流体構造連成解析を用いたフラッタ解析を行った⁽⁶⁾。その結果をFig. 8に示す。75 ~ 77.5%設計回転数の低い回転数では、CFDのほうが試験結果より高い流量でフラッタと判定されているが、80 ~ 85%設計回転数では試験結果と良く一致する結果となっている。さらに、Fig. 7の片方向連成の解析結果と双方向連成の解析結果を比較しても、両者はほぼ同程度の結果となっている。

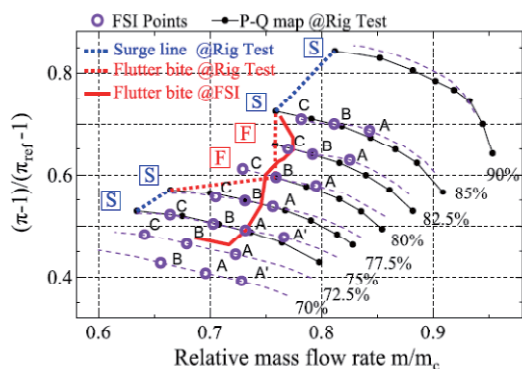


Fig. 8 Fan flutter analysis with two-way coupling method⁽⁶⁾

5. 回転非同期振動 (NSV)

5.1 特徴

回転非同期の振動は、様々なタイプの振動が報告されている。フラッタも回転非同期振動の一種である。回転非同期振動の中でフラッタの次に大きな問題となるのは、

失速に伴う振動である。特に失速域が回転する旋回失速は、古くから多くの研究が行われている。

失速のような流れ場の強い非定常性が存在しない条件においても大きな振動が発生することがある。そのような振動の例として、翼端漏れ渦の放出と翼の固有振動数が一致することで大きな振動が発生するというものである。

このタイプのNSVの特徴として挙げられるのが、ロックインと呼ばれる流体の周期的現象の周波数が、翼振動の周波数に“引き込まれる”現象である。Fig. 9は、このロックインが発生する領域を模式的に示した図⁽⁷⁾である。例えば、流れの中に置かれた円柱から発生するカルマン渦の周波数は、流速の変化とともに変わるが、カルマン渦の放出周波数と円柱の固有振動数が近接する領域では、渦の放出によって円柱が振動し、その円柱の振動によって渦の放出周波数が円柱の固有振動数に同期するという現象が起こることが知られている。

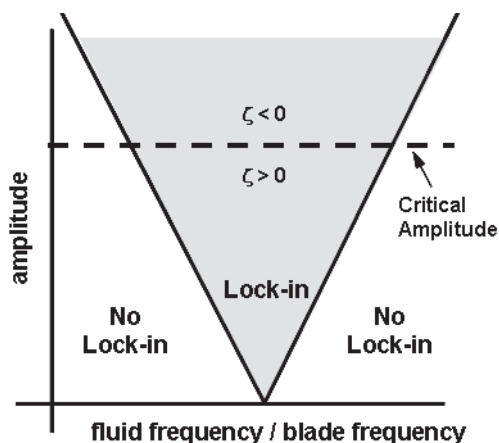


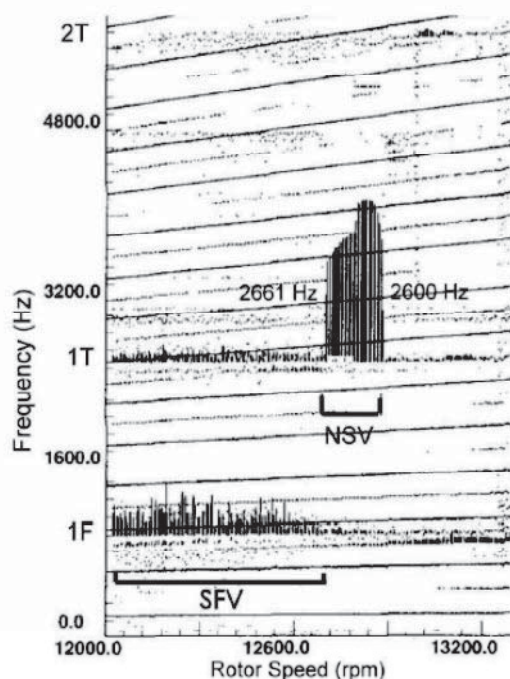
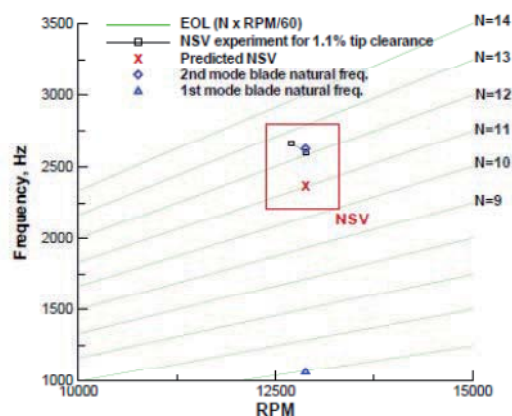
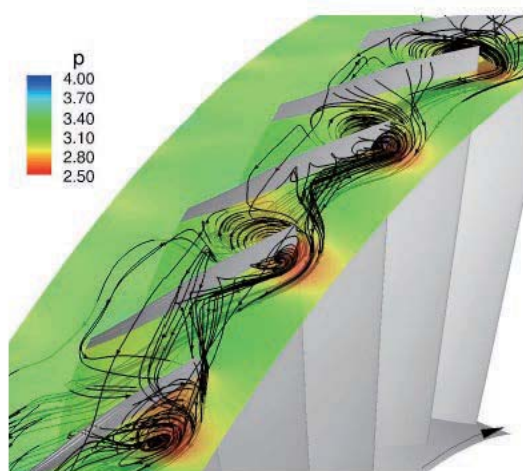
Fig. 9 Schematic view of lock-in region⁽⁷⁾

翼列において生じる周期的な流体現象は、作動条件や翼形状等の固有の条件に依存しており、試験前の予測が難しい。さらにその物理現象の振動数が構造側の振動数と合致するかどうか分からないことが多く、基礎的な現象解明に基づいた解析手法の確立や検証が求められている。

5.2 解析例

解析例としてZhaら⁽⁸⁾の軸流圧縮機で観察されたNSVの解析を紹介する。Fig. 10は圧縮機リグ試験において取得された歪ゲージ応答のキャンベル線図である。共振の場合には、共振点を中心にピークを持ち、共振点から外れた回転数では急激に振動は小さくなるが、NSVにおいてはある程度の回転数の幅を持った領域で大きな振動が観測される。このような幅を持つのは、前述のロックインが発生し、流体側の周期的変動が翼の固有振動数と同期するためだと考えられる。

Zhaらはこの圧縮機を対象に、双方向連成のコードを用いてCFD解析を行っている。その結果をFig. 11に示す。解析においても回転非同期の振動が観察された。た

Fig. 10 Strain gauge response under NSV⁽⁸⁾Fig. 11 NSV analysis result⁽⁸⁾Fig. 12 Stream line of tip clearance flow vortex⁽⁸⁾

だし、リグ試験においては、1Tモードでの振動が観察されたが、解析では、1Fモードでの振動が観察された。

Fig. 12に流れ場の詳細な観察結果を示す。チップクリアランスの漏れ渦が周方向に伝播する様子が捉えられており、この変動が振動の励振源となっていることが明らかになった。

6. まとめ

空力構造連成解析に関して、ガスタービンのエアロメカ問題における適用例を紹介した。エアロメカ問題として問題となる共振による翼振動応答やフラッタに関しては、片方向連成でも実用的な精度を持つことがわかる。

一方、NSVのような流体と構造の連成が強い問題に関しては、片方向連成では適用が難しく、双方向連成のほうが適している。双方向解析は適用可能な振動現象の幅が片方向解析に比べ広く、解析したい状況をまるごと模擬することが可能であるが、その利点を最大限に生かすには、結果の処理や解釈が非常に重要である。

今後、このような流体と構造の連成が無視できないような問題に対しては双方向連成解析が必要となってくるが、リソースや解析負荷は実用上の問題となってくる。2章で紹介したような周波数領域の解法が実用化されれば、設計の現場でも双方向連成解析が広く使われるようになると思われる。

参考文献

- (1) Cadel, A., Boum, G., Thouverez, F., Dugeai, A., Parent, M., Computing Fluid Structure Interaction Coupling Time Spectral Method (TSM) and Harmonic Balance Method (HBM), ASME Paper GT2017-64260, (2017)
- (2) Berthold, C., Frey, C., Schonenborn, H., Coupled Fluid Structure Simulation Method in the Frequency Domain for Turbomachinery Applications, ASME Paper GT2018-76220, (2018)
- (3) Aotsuka, M., Kato, D., Murooka, T., Numerical Analysis of Forced Response of High Pressure Compressor Cascade, I13-S2-3, Proceedings of ISUAAAT13, (2012)
- (4) Dhopade, P., Neely, A., Young, J., Shankar, K. High-cycle Fatigue of Fan Blades Accounting for Fluid-Structure Interaction, ASME Paper GT2012-68102, (2012)
- (5) Aotsuka, M., Murooka, T., Numerical Analysis of Fan Transonic Stall Flutter, ASME Paper GT2014-26703, (2014)
- (6) 立石敦, 流体構造連成とモード同定による多自由度翼列フラッター解析の研究, 東京大学博士論文, (2015)
- (7) Spiker, M., Kielb, R., Hall, K., Thomas, J., Efficient Design Method for Non-synchronous Vibrations Using Enforced Motion, ASME Paper GT2008-50599, (2008)
- (8) Gan, J., Im, H., Zha, G., Numerical Examination of Lock-in Hypothesis of Non-Synchronous Vibration in An Axial Compressor, ASME Paper GT2017-65244, (2017)

翼型熱交換器で構築した 軽量ICRエンジン搭載航空機のフューエルバーン

Fuel Burn of an Aircraft with Lightweight ICR Engines Using Airfoil Heat Exchangers

二ノ宮 竜成^{*1}
NINOMIYA Ryusei

伊藤 優^{*1*2}
ITO Yu

長崎 孝夫^{*1}
NAGASAKI Takao

ABSTRACT

Along with accommodating the recent increase in demand for aircraft passengers and cargos, the reduction of aircraft CO₂ emissions is an urgent task. It is expected that a reduction in fuel consumption of aircraft engines will greatly contribute to reducing CO₂ emissions. In this study, we focus on a lightweight ICR system using airfoil heat exchangers designed by Ito et al. This ICR system was mounted on the "GENx-1B64" base engine used in B787-8, based on the assumption that the total mass of the engine does not change. Three cases were investigated, namely the base engine, the ICR engine, and the ICR engine taking into consideration the reduction in loaded fuel mass as a result of the ICR system. We evaluated the effectiveness of this ICR system by calculating the fuel burn of the entire aircraft for the flight path between Narita Airport and Chicago O'Hare Airport.

キーワード：ガスタービン，ジェットエンジン，サイクル計算，翼型熱交換，フューエルバーン

Key words : Gas turbine, Jet engine, Cycle calculation, Airfoil heat exchanger, Fuel burn

1. 記号

A	面積
C_p	等圧比熱
Comb	燃焼機
D	内径
f	燃料消費量
HPC	高圧圧縮機
HPT	高圧タービン
HTM	熱輸送媒体
h	熱伝達係数
IC	中間冷却熱交換器
ICR	中間冷却再生熱交換器
L_c	翼弦長
LPC	低圧圧縮機
LPT	低圧タービン
M	マッハ数
m	重量流量
Nu	ヌセルト数
OPR	全体圧力比
Pr	プラントル数

Q	熱伝達量[W]
R	再生熱交換器
Re	レイノルズ数
SFC	1 エンジンの単位推力単位時間当たりの燃料消費率
T	推力
TIT	タービン入口温度
ΔT_{lm}	対数平均温度差
ε_{MA}	熱容量流量比 (=熱輸送媒体の熱容量流量/空気の熱容量流量)
Φ	入口での温度差と対数平均温度差の比
ϕ	温度効率
η	対向流熱交換器での統括熱伝達係数
ξ	迎角
ψ	熱流量の修正因子

添字

air	空気
aircraft	機体全体
entire	一つの翼型熱交換器の全体
in	入口
out	出口
htm	HTM (熱輸送媒体)

原稿受付 2018年11月21日

査読完了 2019年7月30日

*1 東京工業大学 工学院機械系

〒226-8502 横浜市長津田町4259-G3-33

*2 現所属 東京大学工学系研究科 航空宇宙工学専攻

2. はじめに

近年、グローバル化の背景で、Fig. 1に示すように、2037年までに航空機の旅客、及び、貨物の需要が、それぞれ2.4倍（ $=18587/73371$ 兆人・km）、2.2倍（ $=508/227$ 10億t・km）になると予測されている⁽¹⁾。この増大していく航空機需要に基づき、CO₂排出量の増加が予測されている航空機でも、地球温暖化対策として、CO₂削減が求められている。

ICAO（国際民間航空機関）は、2010年の第37回総会において、先進国も途上国も含めた中期目標として、2020年以降CO₂総排出量を現在より増加させないことを掲げた。航空機におけるCO₂排出量削減には、機体、及び、航空推進機（エンジン）の性能向上や軽量化による燃料消費量の削減が必要である。特に、航空推進機の性能向上は燃料消費量の削減に大きく寄与することが期待されている。さらに長期目標として、2005年を基準とし2050年までにCO₂総排出量を50%削減することを掲げており、その内の半分程度の削減に航空推進機の性能向上が貢献することを求めている⁽²⁾。

航空推進機におけるCO₂排出量の削減方法として、自動車と同様に電動化が注目されている。航空推進機は重量当たりの出力である出力密度が大きいことが要求されるが、電動航空推進機は、搭載するモータや電池の出力密度が小さいため、現状としては実用化には至っていない。電動航空推進機の実用化は、80席級のリージョナル旅客機で、2030年代に旅客、及び、貨物を積載しない状態でかろうじて飛行可能となる程度であり、これより大型機用の電動航空推進機の実用化には、更に時間を要すると予測されている⁽³⁾。

ゆえに、これから数十年においては、現状で航空推進機として圧倒的なシェアを誇る航空用ガスタービンエンジンの燃料消費量の削減、すなわち、低燃費化、高効率化が重要となる。低燃費高効率航空用ガスタービンエンジンとして、中間冷却器・再生器付き（ICR）エンジンが注目されている^{(4),(5),(6)}。中間冷却器（IC）システムでは、圧縮過程のコア流と、バイパス流で熱交換を行う。前段圧縮機で断熱圧縮されたコア流を冷却させることで、密度を増加させ、体積流量を減少させるため、後段圧縮機の仕事を低減させ、推力を増加させる。そのため、同一推力では、中間冷却器を搭載していないエンジンに比べて搭載したエンジンは小型化、軽量化できる。一方、再生器（R）システムは、燃焼器入口の空気流をコアエンジンからの高温排気ガスと熱交換させ、加熱することで燃料消費量を削減させる。

Wilfertら⁽⁷⁾は、ICRエンジンの要素試験を行い、基準エンジンと比較して単位推力・単位時間当たりの燃料消費率（SFC）が17%削減されることを報告した。しかし、Fig. 2に示すような従来のICRシステムは新たに付加した金属製のICとRとそれらとガスタービン各部を接続する高圧空気用の大径の金属製配管による重量増加の問題

が解決できず、実用化には至らなかった。

この重量増加の問題を解決するために、伊藤ら^{(8),(9)}は、Fig. 3に示す航空用ガスタービンエンジンに適した軽量熱交換器システムを提案した。この熱交換器システムは、液体や超臨界流体の熱輸送媒体（HTM）によって、高温部と低温部に設置された熱交換器の間を熱輸送する。HTMは、単位体積当たりの熱輸送能力が空気よりも高いため、空気よりも小径軽量の接続配管で、同じ熱輸送率を実現できる。また、既存の空気流路の変更が不要でガスタービンの出力低下をもたらすこともない。

さらに、伊藤ら^{(8),(10)}は、Fig. 4に示すように圧縮機固定静翼やガイドベーン等を伝熱面とする翼型熱交換器を考案し、これに前述のHTMを用いた軽量熱交換器システムを組み合わせ、航空機用ガスタービンエンジンに適用することを提案した。これにより、金属製のICとR、及び、高圧空気用の大径の金属製配管が不要な軽量ICR航空用ガスタービンエンジンの実現が期待されている。

本研究では、B787-8 に搭載されているGENx・IB64 を基準エンジンとし、翼型熱交換器を用いた軽量ICR システムを導入したケースにつき、航空機全体の重量を考慮したフューエルバーンの低減効果を検討した。前述のようにICを導入したエンジンは、同一推力では基準エンジンより小型化でき、その分、軽量となる。この重量が小さくなったマージンを用いて、軽量ICRシステムを導入し、ICRエンジンの総重量は基準エンジンと同一とした。このエンジン重量の仮定に基づき、基準エンジンを搭載したB787-8（Case1）、ICRエンジンを搭載したB787-8（Case2）、ICRエンジンを搭載したB787-8においてICRシステムにより削減される燃料を考慮し、あらかじめ搭載する燃料を減少させたB787-8（Case3）の3つの場合を想定した。そして、SwRL社のNPSS（Numerical Propulsion Simulation System）⁽¹¹⁾を用いて、サイクル計算を行った。この時、成田-シカゴ間のフライトパス（離陸-上昇-巡航-下降-着陸）を想定し、推力、SFCを計算した。そのSFC、推力、フライトにかかる時間から、機体全体のフライト当たりの総燃料消費量であるフューエルバーンを算出した。このフューエルバーンを比較することで、翼型熱交換器を利用したICRシステムの燃料消費低減の有効性を評価した。

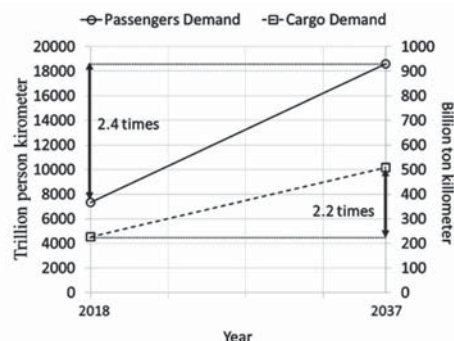


Fig. 1 Aircraft market forecast

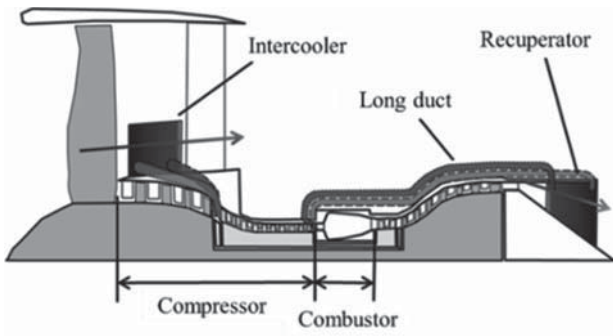
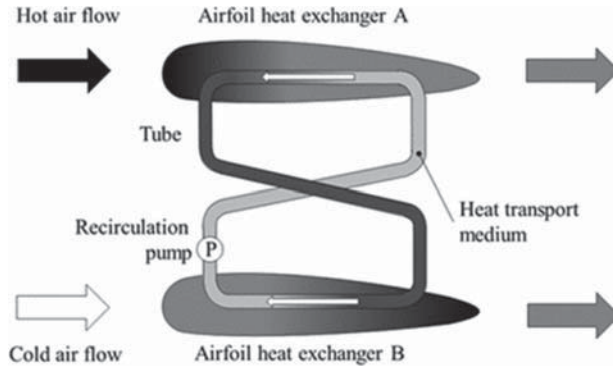
Fig. 2 Conventional ICR engine⁽⁴⁾

Fig. 3 Schematic of an airfoil heat exchanger system using a heat transport medium between a hot and cold sections

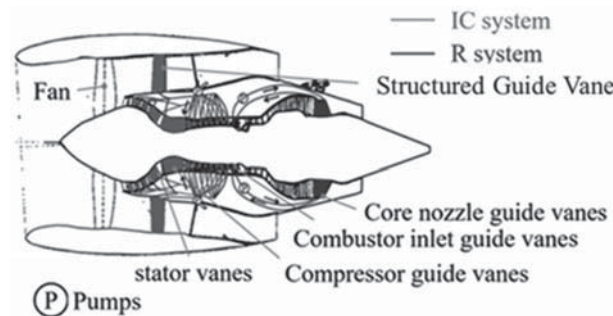


Fig. 4 New ICR system by using airfoil heat exchangers

3. 翼型熱交換器を利用したICRシステムの熱性能評価

伊藤らは、実験的に翼型熱交換器の性能を評価した^{(12),(13)}。本研究では、その結果である以下の関係を用いた。

翼型熱交換器の空気に接している翼面の熱伝達係数 h_{air} は、空気のヌセルト数 Nu_{air} によって計算した。

$$h_{air} = Nu_{air} \frac{k_{air}}{L_c} \quad (1)$$

$$Nu_{air} = 1.44 \times 10^{-1} Re_{air}^{0.67} \quad (2)$$

さらに、翼型熱交換器の冷媒に接触している円筒面の熱伝達係数 h_{htm} は、Dittus-Boelterの式を用いて、HTMのヌセルト数 Nu_{htm} により計算した。

$$h_{htm} = Nu_{htm} \frac{k_{htm}}{D_{htm}} \quad (3)$$

$$Nu_{htm} = 2.30 \times 10^{-2} Re_{htm}^{0.8} Pr_{htm}^{0.3} \quad (4)$$

翼型熱交換器の1枚の熱伝達量 Q は、(5)式で評価した。

$$Q = \psi \eta A_{htm} \Delta T_{lm} \quad (5)$$

ここで、 ψ はステンレス製の翼型熱交換器の修正因子である。実機で使用するチタン合金やニッケル基耐熱合金の熱伝導率は、ステンレスに近いので同じ(6)式の修正因子が適用できると仮定した。

$$\psi = \frac{0.1236\{0.02093|\xi| + 1\}}{\phi_{htm} - \exp\{-0.5 \times \min(1, \varepsilon_{MA})\}} + 1 \quad (6)$$

ξ は、入口空気側の翼の迎角である。温度効率 ϕ_{air} 、 ϕ_{htm} と熱容量流量比 ε_{MA} は、以下の式で書くことができる。

$$\phi_{air} = \frac{T_{air,in} - T_{air,out}}{T_{air,in} - T_{htm,in}} \quad (7)$$

$$\phi_{htm} = \frac{T_{htm,out} - T_{htm,in}}{T_{air,in} - T_{htm,in}} \quad (8)$$

$$\varepsilon_{MA} = \frac{m_{htm} C_{p,htm}}{m_{air} C_{p,air}} \quad (9)$$

m_{air} と m_{htm} は、空気とHTMの翼型熱交換器1枚当たりの重量流量であり、 $C_{p,air}$ と $C_{p,htm}$ は、空気とHTMの比熱である。また、 η は翼型熱交換器の熱抵抗を伴わない理想的な対向流熱交換器のための総括熱伝達係数であり、次式のように表される。

$$\eta = \frac{1}{\frac{1}{h_{htm}} + \frac{1}{h_{air}} \frac{A_{htm}}{A_{air}}} \quad (10)$$

A_{htm} は、1枚の翼型熱交換器のHTMの伝熱面積であり、 A_{air} は、1枚の翼と空気との伝熱面積である。 ΔT_{lm} は対数平均温度差であり、次式で表すことができる。

$$\Delta T_{lm} = \Phi(T_{air,in} - T_{htm,in}) \quad (11)$$

Φ は、入口空気温度とHTMの温度の間の対数平均温度差の比であり、次式のような関係式で表される。

$$\Phi = 1 \quad \text{for } \varepsilon_{MA} = 1 \quad (12)$$

$$\Phi = \frac{|\phi_{htm}| - |\phi_{air}|}{\ln \left[\frac{1 - |\phi_{air}|}{1 - |\phi_{htm}|} \right]} \quad \text{for } \varepsilon_{MA} \neq 1 \quad (13)$$

実際の熱交換量は、各段で $Q \times (\text{翼の枚数})$ によって推算した。また、流路壁を伝熱面として考慮しその面積に応じて、翼の枚数を付加した。

4. サイクル計算の計算手順

本研究では、B787-8に搭載したGENx-1B64のサイクル計算を行い、フライト全体での総燃料消費量であるフューエルバーンを算出し、翼型熱交換器で構築した軽量ICRエンジンの燃費性能を評価した。エンジンのサイクル計算には、ガスタービン用サイクル計算ソフトNPSSを用いた。NPSSには、設計点の目標推力を実現するために必要なガスタービンの構成要素（ファン、LPC、HPC、HPT、LPTの各段）の断面積を求める「設計モード」と、設計した構成要素の断面積を用いて非設

計点の推力を求める「非設計モード」が存在する。

4.1 NPSSによるモデルエンジンの設計

Table 1に示したように実機のGENx-1B64と同様の構成要素（2軸式、ファン1段、LPC4段、HPC10段、燃焼器、HPT2段、LPT7段）をNPSSに与えサイクル計算を行った。これは、FAA（アメリカ連邦航空局）のType Certificate Data SheetとEASA（欧州航空安全機関）のTYPE-CERTIFICATE DATA SHEETを元に作成した。はじめに、構成要素の設計パラメータ（圧力比、ポリトロープ効率、燃焼器効率など）を仮定した。次に、この設計パラメータを用いて、設計点としたTable 2に示す高空巡航時の運行条件、及び、高空巡航時のTITを用いて、「設計モード」により各構成要素の断面積を求めた。これが、実機のGENx-1B64の各構成要素の断面積と同じになるように設計パラメータを修正した。この過程を数回繰り返して実機のGENx-1B64と同じ各構成要素の断面積を持つモデルエンジンを設計した。さらに、このモデルエンジンを離陸時の運行条件を用いて「非設計モード」で離陸時推力を計算した。この離陸時推力がカタログ値298kNと同様となる時のTITを求めた。このTITが最大許容TIT以下であればモデルエンジンの設計は完了とした。一方、最大許容TITより高ければ、高空巡航時のTITを修正し、構成要素の設計パラメータの設計からやり直した。上記過程により、GENx-1B64と同等の性能・サイズを持つモデルエンジンを設計した。本モデルエンジンを「基準エンジン」とし、基準エンジンの重量はTable 1に示す実機のGENx-1B64と同重量とした。

4.2 ICRエンジンの設計

ICRエンジンの構成要素、及び、設計パラメータは基準エンジンと同様とした。はじめに、ICを導入する複数の構成要素、及び、Rを導入する構成要素を選定し、それぞれのIC,Rに流動させるHTMの流量を仮定した。次に、設計点である高空巡航時の運行条件、及び、高空

Table 1 Specifications of engines

Aircraft	Genx-1B64	Genx-2B67
Fan diameter [m]	2.82	2.66
Length [m]	4.95	4.31
Weight [kg]	5,816	5,623
Configuration	1-stage fan, 4-stage LPC, 10-stage HPC, 2-stage HPT, 7-stage LPT	1-stage fan, 3-stage LPC, 10-stage HPC, 2-stage HPT, 6-stage LPT

Table 2 Design parameters

Type	Base	ICR
Flight status	Cruise	
Altitude [m]	12192	
Flight Speed (Mach number)	0.85	
Airflow rate [kg/s]	386	
OPR	52.3	
TIT [K]	1780	

巡航時のTITを用いて、「設計モード」により各構成要素の断面積を求めた。

また、本研究では、Fig. 3で示した翼型熱交換器を使用した。その使用箇所をFig. 5に示す。中間冷却器は圧縮機の圧力比を等分する位置に配置すると効果的に圧縮空気の冷却が行えることが知られている。そこで、中間冷却の冷却部は、圧縮機内の圧縮比を考慮し、3か所選定した。具体的には、LPC4段目とHPC1段目の間のガイドベーン、HPC4段目、及び、6段目の静翼である。中間冷却器の放熱部には、ストラクチャードガイドベ

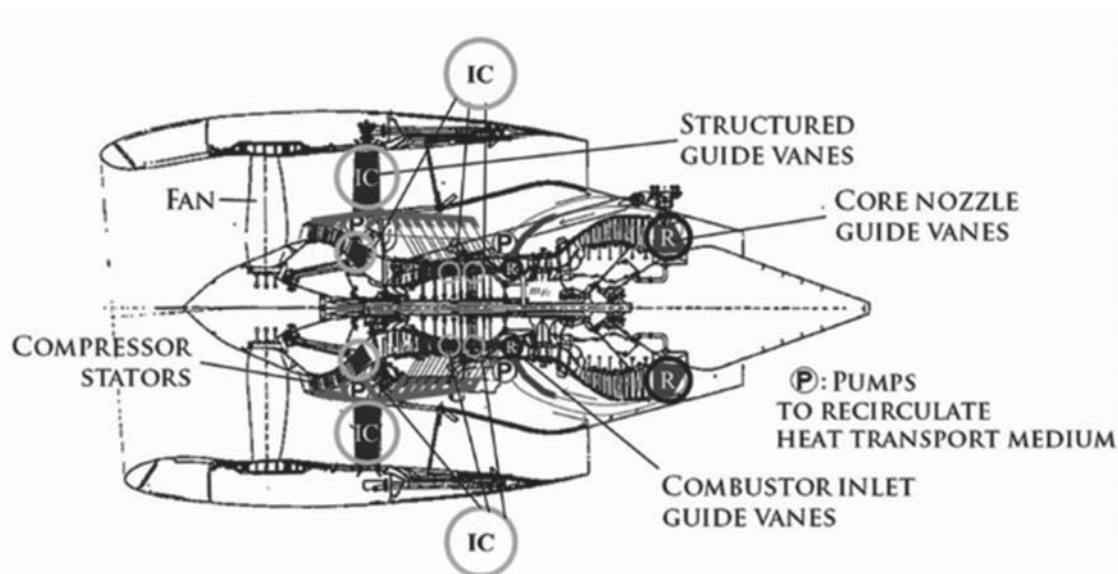


Fig. 5 Installation places of airfoil heat exchangers

ンを用いた。

一方、再生器は、加熱部として燃焼器入口部のガイドベーンを、吸熱部としてタービン出口部のガイドベーンを用いた。

HTMは、エンジン内の環境温度で液体であること、高い熱輸送能力（密度×比熱）を持つこと、高い熱伝導率を持つことから、液体金属のガリンスタンを選定した。ガリンスタンの諸元をTable 3に示す。

本研究において、NPSS上で、これらの翼型熱交換器によるICRシステムはNPSSのユーザー定義関数でコーディングした。この時、熱交換面積は流路壁も考慮し、冷却側と加熱側の熱伝達量 Q が釣り合うようにサイクル計算を行った。

以上の手順で設計したモデルエンジンを、これ以降「ICRエンジン」とした。

Table 3 Glinstan specifications

Density [kg/m ³]	6,440
Viscosity [Pa·s]	2.4×10^{-3}
Thermal conductivity [W/(m·K)]	16.5
Specific heat [J/(kg·K)]	320
Liquid phase range at atmosphere pressure [K]	254 to 1573

4.3 ICRエンジンの重量

ICRエンジンの総重量 W_{ICR} はFig. 3に示した軽量熱交換システムの重量 $W_{ICR,HT}$ と、それ以外のICRエンジン部分の重量 $W_{ICR,engine}$ の和で表される。

$$W_{ICR} = W_{ICR,HT} + W_{ICR,engine} \quad (14)$$

2章で述べたように推力同一条件下では、一般に $W_{ICR,engine}$ は基準エンジンの重量 W_{Base} に比べて軽くなる。本研究では、導入研究であるので、式(15)のように、ICRエンジンが軽量化したマージンを利用して軽量熱交換システムを導入した。

$$W_{ICR,HT} = W_{ICR} - W_{ICR,engine} = W_{Base} - W_{ICR,engine} \quad (15)$$

すなわち、ICRエンジンの総重量 W_{ICR} は基準エンジンの重量 W_{Base} と同一であると仮定した。この仮定は、ICRエンジンの導入に際して追加の補強材などが不要で機体側に与える影響が小さいという利点がある。

4.4 フライトパス

フューエルバーンを算出するモデルフライトとして、成田-シカゴ間の離陸、上昇、巡航、下降、着陸のフライトパス、すなわち、離陸から着陸までの所要時間と機速、高度の関係をFlight Aware社の提供するJAL7009便、及び、JAL7010便の2018年5月12日から同年6月8日までのフライトデータ⁽⁴⁾を平均して推定したものをFig. 6に示す。フライトデータのサンプル点は、Table 4に示す76点とし、各サンプル点に対してサイクル計算を行った。

Table 4 Calculation points in the average flight path from Narita to Chicago

Flight status	Calculation point
Take-off	11
Climb	15
Cruise	25
Descent at altitude of 3000 or more	5
Descent at altitude of 3000 or less	10
Land on	10
Total	76

4.5 必要推力の計算手法及び計算結果

飛行中の航空機にはFig. 7に示す力が作用している。この航空機に作用する力の関係から、飛行時の必要推力 $T_{req}(t)$ は、以下の式で計算される。

$$T_{req}(t) = \frac{W_{aircraft,initial} - f_{aircraft}(t)}{L/D(t)} = \frac{W_{aircraft}(t)}{L/D(t)} \quad (16)$$

このとき、 $W_{aircraft,initial}$ は燃料が充填された初期の状態の機体全体の重量であり、 $f_{aircraft}(t)$ は航空機全体（エンジン2基分を指す）での時刻 t までの積算燃料消費量であり、 $L/D(t)$ は時刻 t での揚抗比である。また、 $W_{aircraft}(t)$ は、時刻 t での機体の重量である。

本論文では、上昇、巡航、及び、3000m以下のフラップを下した下降時において、Table 5に示す各フライト状態における揚抗比を用いて、式(16)より必要推力を算出した。ただし、離陸時の必要推力は基準エンジンの最大推力である298kNとし、高空より3000mまでの下降はアイドリングと仮定した。Table 4に示した76点における必要推力、及び、機体重量 $W_{aircraft}(t)$ をFig. 8に示す。

4.6 評価した機体・エンジン・燃料搭載量の組み合わせ

本研究では、Table 6に示すCase1, Case2, Case3の機体・エンジン・燃料搭載量の3種類の組み合わせ比較・評価した。

Case1は、機体はB787-8、エンジンは基準エンジン、燃料搭載量はボーイング社の提供する787 Airplane Characteristics for Airport Planning⁽¹⁵⁾を参考に100,000 kgとした。本条件は、現在実際に運行されている航空機に相当し、他の条件の基準とした。

Case2は、機体はB787-8、エンジンはICRエンジン、燃料搭載量はCase1と同一とした。本条件の結果をCase1と比較することによりICRエンジンのフューエルバーン削減の直接的な効果を評価することができる。

Case3は、機体はB787-8、エンジンはICRエンジンで、Case2と全く同一の機体とエンジンであるが、ICRシステムによる消費燃料の削減を考慮し、予め燃料搭載量を減少させた条件とした。

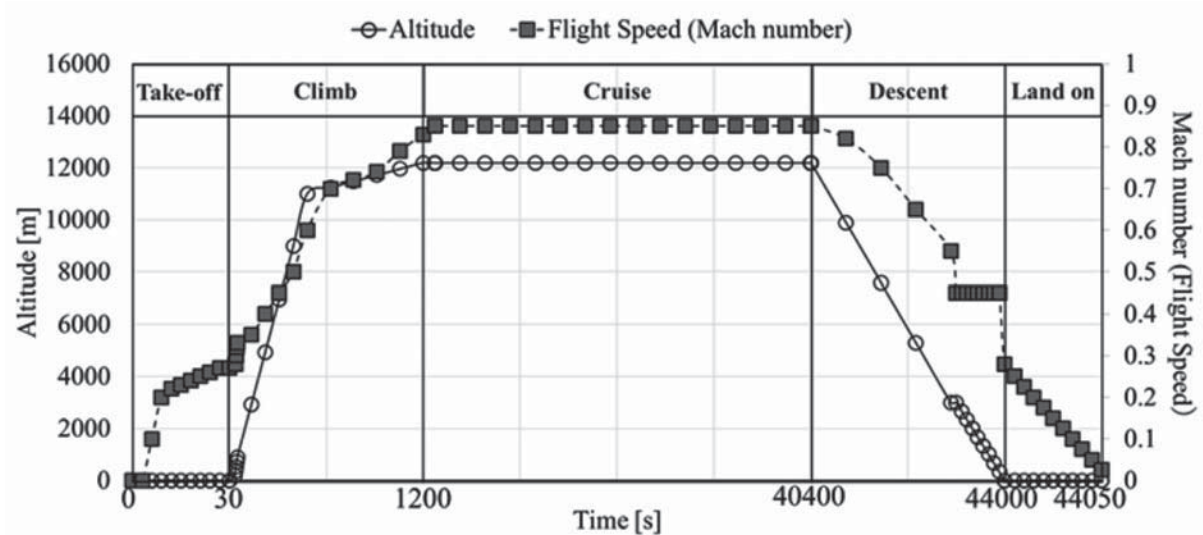


Fig. 6 Relationships between altitude, Mach number and time in the average flight path from Narita to Chicago

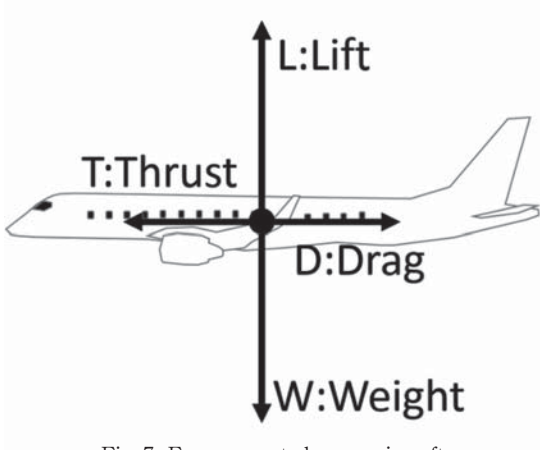


Fig. 7 Forces exerted on an aircraft

Table 5 Lift to drag ratio (L/D)

Flight Status	L/D
Climb at altitude of 3000m or less	10
Climb at altitude of 8980m or more	15
Cruise	20
Descent at altitude of 3000m or less	5
Land on	5

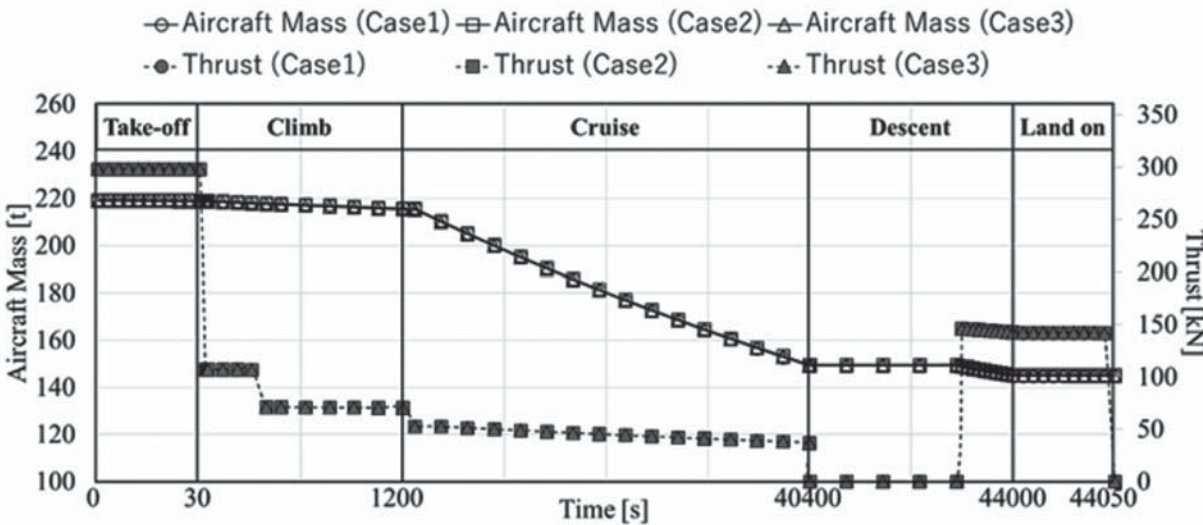


Fig. 8 Relationships between aircraft mass, thrust and time in the average flight path from Narita to Chicago

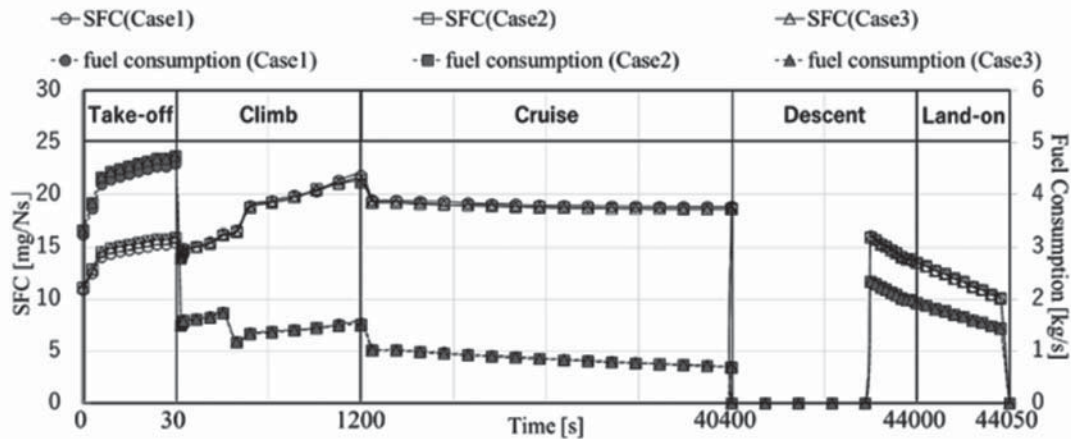


Fig. 9 Relationships between SFC, fuel consumption and time in the average flight path from Narita to Chicago

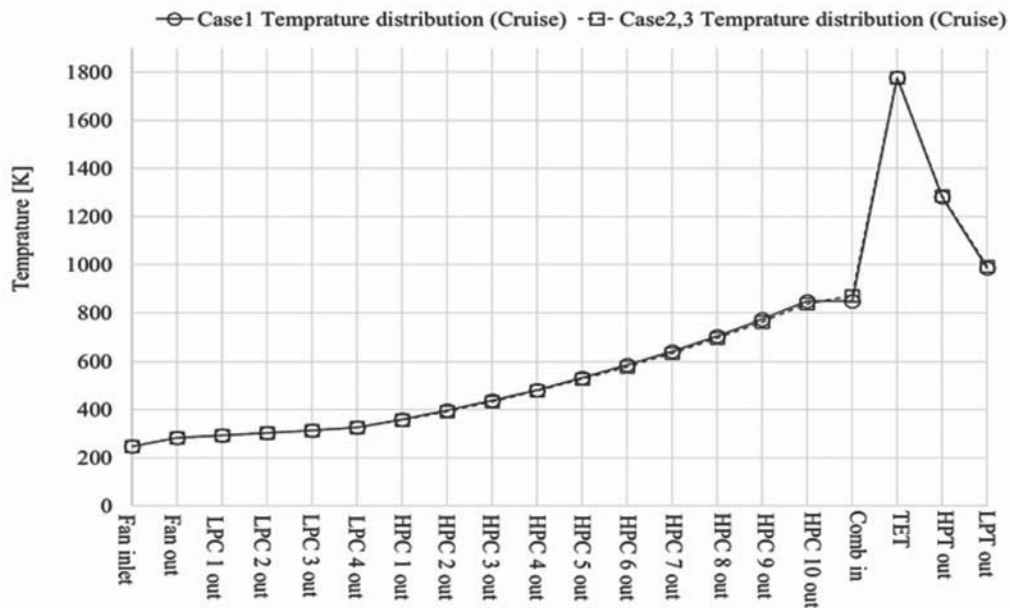


Fig. 10 The temperature distribution in cruise

4.7 フューエルバーンの計算手順

はじめに、機体重量、エンジン重量、燃料搭載量から初期機体重量 $W_{\text{aircraft,initial}}$ を計算した。これを基に、フライトデータのサンプル点において、Table 5から求められる $L/D(t)$ を用いて式(16)から飛行時の必要推力 $T_{\text{req}}(t)$ を算出した。B787-8はエンジンが2基搭載されているため、エンジン1基当たりの推力は $0.5T_{\text{req}}(t)$ となる。そして、機速、高度、エンジン1基当たりの推力を条件としてNPSSの「非設計モード」を用いて、単位推力単位時間当たりの燃料消費率 $S_{\text{FC}}(t)$ [kg/(N·s)] を算出した。このとき、エンジン2基分の瞬時の燃料消費率 $F_C(t)$ [kg/s] は

$$F_C(t) = T_{\text{req}}(t) S_{\text{FC}}(t) \quad (17)$$

となる。これをフライトパスに沿って積分した飛行中の燃料消費量 $f_{\text{aircraft}}(t)$ [kg] は、

$$f_{\text{aircraft}}(t) = \int_0^t F_C(t) dt = \int_0^t T_{\text{req}}(t) S_{\text{FC}}(t) dt \quad (18)$$

である。これを離陸から着陸までフライト全体で積算し

たものがフューエルバーンとなる。

Case1, Case2は機体重量、エンジン重量、燃料搭載量が等しいためTable 6に示したように $W_{\text{aircraft,initial}}$ は219,540 kgとおいた。一方、Case3は機体重量、エンジン重量はCase1, Case2に等しいものの、ICRエンジン導入によりフューエルバーンが減少する効果を見込んであらかじめ燃料搭載量を減少させた条件である。すなわち、着陸時の燃料の残重量がCase1と等しくなるように燃料搭載量を調整した条件で、Table 6に示したように $W_{\text{aircraft,initial}}$ は218,950 kgとおいた。

5. 計算結果

5.1 ICRエンジンのSFC・燃料消費率・温度分布

フライトデータの各サンプル点におけるSFC、及び、エンジン1基の瞬時の燃料消費率fuel consumptionをFig. 9に示す。また、設計点である巡航時の温度分布をFig. 10に示す。

巡航時は燃料消費率が重要であるためICとRを両方作

動させた。この時、ICにより高圧圧縮機出口（HPC 10 out）の空気は基準エンジンに比べて約10℃冷却された。また、Rにより燃焼器入口（Comb in）の空気はHPC 10 outの空気と比べて約35℃加熱された。これらの結果、巡航時のSFCがCase 2で約1%程度、Case 3で約1.3%程度減少した。

5.2 ICRエンジン搭載機のフューエルバーン

このSFCの変化が航空機全体の1フライト当たりの燃料消費量であるフューエルバーンの削減に与える影響を評価した。Fig. 11に示すように、Case 2で601 kgの削減、Case 3で814 kgの燃料消費量が削減された。

6. 結論

ICRシステムを航空エンジンに導入する場合、単位推力単位時間当たりの燃料消費率SFCではなく、フライト当たりの航空機全体の燃料消費量であるフューエルバーンで評価する必要がある。NPSSを用いて、サイクル計算を行い、成田空港-シカゴ・オヘア空港間のB787-8のフライトパス（離陸、上昇、巡航、下降、着陸）における、フューエルバーンを、基準エンジンを搭載したB787-8（Case 1）、基準エンジンと総重量が同じであるICRエンジンを搭載したB787-8（Case 2）、Case 2と全く同じICRエンジンを搭載したB787-8であるが、ICRシス

テムにより削減される燃料を考慮し、あらかじめ搭載する燃料を減少させたB787-8（Case 3）のそれぞれで計算した。その結果、現行のCase 1の機体をCase 2、Case 3と置き換えると、それぞれ601 kg、814 kg程度フューエルバーンが削減されることがわかった。

以上により、伊藤らの考案した翼型熱交換器を利用した軽量ICRシステムの有効性を確認した。

参考文献

- (1) Japan Aircraft Development Corporation, JADC Worldwide Market Forecast 2018-2037, Tokyo Japan, 2018.
- (2) THE ADVISORY COUNCIL FOR AERONAUTICS RESEARCH IN EUROPE (ACARE), Aeronautics and air transport: beyond vision 2020 (towards 2050): background document, 2010.
- (3) Nomura, T., Takahashi, N., Hisa, S., Miyahara, A., and Takakura, M., "Fundamental Feasibility Study of Fuel Cell Aircraft" 47th Aircraft Symposium, JSASS-2009-5043, pp. 235-240, 2009.
- (4) Andrew, R., Vishal, S., Florian, J., Joshua, S., "Scale Effects on Conventional and Intercooled Turbofan Engine Performance", ISABE-2017-22659, 2017.
- (5) Rolt, A.M. and Baker, N.J., Intercooled turbofan engine design and technology research in the EU Framework 6 NEW AC Programme, 18th International Symposium on Air Breathing Engines ISABE 2009, ISABE-2005-1156, 2005.
- (6) Lei, X., Konstantinos, K., Tomas, G., "Optimization Study of an Intercooled Recuperated Aero-Engine", JOURNAL OF PROPULSION AND POWER, Vol. 29, No. 2, 2013.
- (7) Wilfert, G., Kriegl, B., Wald, L., and Johanssen, O., "CLEAN - Validation of a GTF High Speed Turbine and Integration of Heat Exchanger Technology in an Environmental Friendly Engine Concept," ISABE-2005-1156, 2005.
- (8) Ito, Y., Nagasaki, T., "Suggestion of Intercooled and Recuperated Jet Engine Using Already Equipped Components as Heat Exchangers" AIAA-2011-6102, 2011.
- (9) Ito, Y., Inokura, N. and Nagasaki, T., Conjugate heat transfer in air-to-refrigerant airfoil heat exchangers, ASME Journal of Heat Transfer, vol. 136, 081703, 2014.
- (10) Ito, Y., Inokura, N., Nagasaki, T., "Intercooled and Recuperated Jet Engine Using Airfoil Heat Exchangers", ISABE-2015-20100, 2015.
- (11) Numerical Propulsion System Simulation Consortium, "NPSSTM User Guide", 2012.
- (12) Ito, Y., Goto, T., and Nagasaki, T., "Effect of Airflow on Heat Transfer of Air-to-Refrigerant Airfoil Heat Exchangers", AIAA-2015-1193, 2015.
- (13) 中西仁, 伊藤優, 長崎孝夫, 逆熱伝導解析による翼型熱交換器の伝熱性能評価, 日本ガスタービン学会誌, Vol. 46, No. 4 (2018), pp. 314-321
- (14) Flight Aware社Webページ, <https://ja.flightaware.com/>.
- (15) Boeing Commercial Airplanes, "787 Airplane Characteristics for Airport Planning", 2015-12.

Table 6 Calculation conditions

	Case1	Case2	Case3
Type	Base	ICR	ICR
Mass of Bare Engine per engine [kg]	5,816	5,685	
Total Mass Including ICR per engine [kg]	5,816	5,816	
Aircraft	B787-8		
Aircraft Mass Including loaded fuel [t]	219.54		218.94

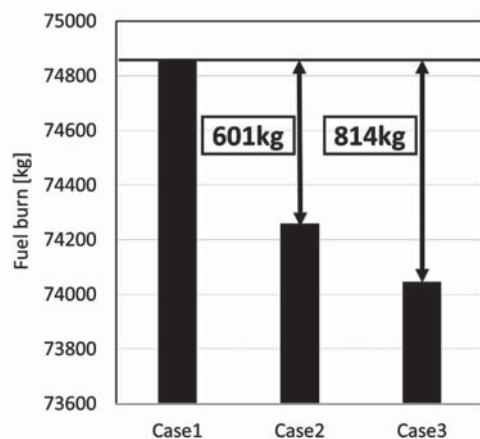


Fig. 11 Fuel burns of cases1, 2, and 3 from Narita to Chicago

3次元熱流体解析プログラムCONVERGEによるガスタービンの マルチフィジックスシミュレーション

Multiphysics Simulation of Gas Turbine Using CONVERGE

村上 駿^{*1}
MURAKAMI Shun

石川 正俊^{*1}
ISHIKAWA Masatoshi

Scott A. Drennan^{*2}

キーワード：ガスタービン，CFD，解適合格子，LES，LBO，固体熱連成，流体構造連成

Key Words：Gas Turbine, Computer Fluid Dynamics, Adaptive Mesh Refinement, Large Eddy Simulation, Lean Blow Out, Conjugate Heat Transfer, Fluid Structure Interaction

1. はじめに

試作コストが膨大にかかるガスタービン設計において、シミュレーションは今や必要不可欠な技術となっている。その中でもガス流動、乱流、燃料噴霧、燃焼、伝熱といった個々の物理現象を相互作用させる連成解析が近年のハードウェア性能向上に伴い比較的容易に実現できるようになっており、タービン翼の冷却性能など実用的な範囲まで解析対象が拡大している。

IDAJではそういった複合領域への解析機能を有しつつ、またメッシュ作成が不要、解析中に動的なメッシュ細分割が可能などの特徴を持つ3次元熱流体解析プログラムCONVERGEを提供している。使用するモデルを組み合わせることで高空再着火 (Fig. 1), NO_x発生 (Fig. 2), 3.1 節で紹介するLBO (Lean Blow Out: 希薄燃焼の吹き消え) などガスタービン燃焼器特有の現象も解析が可能である。本稿では同製品の機能とともに、これまで報告されているマルチフィジックスを考慮したガスタービンの解析事例について紹介する。

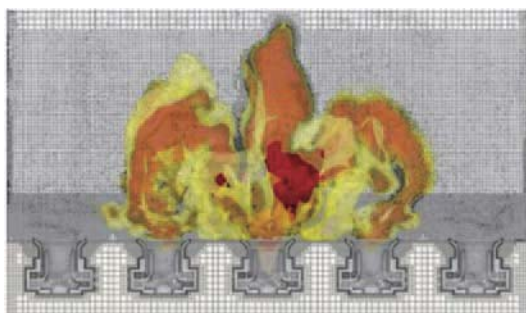


Fig. 1 Flame propagation by re-ignition⁽¹⁾

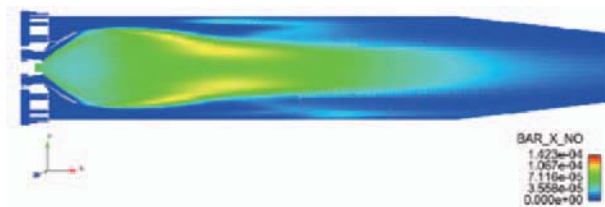


Fig. 2 Time-averaged NO mole fraction⁽²⁾

2. CONVERGEの概要

CONVERGEは米国Convergent Science⁽³⁾製の有限体積法熱流体解析プログラムであり、数多くの物理モデルや解析機能が搭載されている。ここではその中でも特にガスタービン解析において重要となるものを紹介する。

2.1 自動メッシュ生成

従来の流体解析ソフトウェアでは流体空間内部に計算格子をユーザー自身が作成する必要がある、また計算精度保持のためメッシュ形状品質にも気を配る必要があった。一方CONVERGEにおいては計算実行時に自動的に直交構造格子が計算領域全体に作成される。これによりユーザーは表面形状を用意するだけで、内部メッシュを自動生成して計算することができ、かつ計算誤差を最小限に抑えられる。

また表面形状近傍では直交メッシュが表面形状を構成する三角形サーフェスによりトリミングされ、多面体カットセルとなる。移動境界を使用する際は、毎時間ステップにおいて移動後の表面形状に合わせてカットセルが再構築される。

2.2 グリッドコントロール

2.2.1 局所メッシュ細分割 乱流境界層の発達した壁面近傍やインジェクタからの液体燃料噴射領域など、十分な空間解像度が要求される箇所に予め計算前にメッシュ細分割を指定できる。例としてインジェクタ下流の円錐形状領域内のメッシュを噴霧開始時に細分割させる、といったように細かい空間・時間指定が可能である。な

原稿受付 2019年9月5日

*1 (株)IDAJ

〒220-8137 横浜市西区みなとみらい2-2-1-1

横浜ランドマークタワー 37F

E-mail: murakami.shun@idaj.co.jp

*2 Convergent Science, Inc., 1619 E. Common St., Suite 1204,
New Braunfels, Texas 78130

お細分割においては配置された直方体格子が八分木法に従って段階的に分割される。

2.2.2 解適合格子 (AMR: Adaptive Mesh Refinement)

物理量の空間勾配に応じた解析中の動的な細分割が可能である。噴霧流近傍や火炎面近傍など流れの激しい場に対して必要な箇所が自動で細分割されつつ、さらに計算領域全体としては計算コストを抑えられる。

Fig. 3では、固体壁面近傍とインジェクタ後方に局所メッシュ細分割が配置されている。それと同時にライナ孔からの噴流の流速勾配が大きい箇所において、AMRによってメッシュが細分割されている。

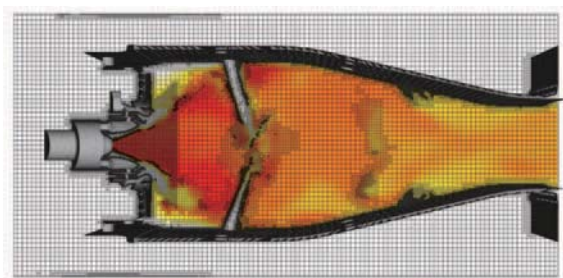


Fig. 3 Mesh embedded at boundaries and by AMR

2.3 豊富な物理モデル

2.3.1 乱流モデル 大まかな分類として、比較的計算コストの低いRANS、コストは高いが非定常現象の乱流再現精度の良いLES、RANSとLESのハイブリッドモデルであるDESの3種の乱流モデルが搭載されている。

2.3.2 噴霧モデル CONVERGEでは噴霧液滴をラグランジアン的に離散粒子として捉え、さらに物性の近い噴霧粒子群を一つの計算単位として扱うパーセル法を取り入れていることで計算コスト低減化を実現している。

一方で気液相ともに連続体と捉えるVOF (Volume of Fluid) 法も搭載しており、インジェクタ内部流れのような液体占有率の高い問題に対しても実績がある。

2.3.3 燃焼モデル 対象となる燃焼形態に応じた燃焼モデルが各種搭載されている。ガスタービン燃焼器においては、素反応レベルの化学式が記述された反応メカニズムを使用するSAGE詳細化学反応モデルがよく採用される。搭載されているモデルの中で最も再現性・適用性が高いが、反応式の本数により計算時間が増大する。CONVERGEでは精度を保ちながら計算負荷を低減させるため、当量比・温度により各セルをグループ化、反応式数を縮約するなどの手法を取り入れている。

一方で連続火炎に適用性の高いFGM総括反応燃焼モデルも搭載されている。このモデルでは予め素反応メカニズムをもとに0次元あるいは1次元のフレイムレット方程式から、混合分率と反応進行度の2変数で縮約されたルックアップテーブルを作成する。そのテーブルを3次元流動計算中に参照することで高速な反応計算が可能である。

また上記のSAGE、FGM燃焼モデルと合わせてNO_x、

Sootの生成量を予測するエミッションモデルも搭載されている。

2.3.4 固体熱連成 (CHT: Conjugate Heat Transfer)

固体領域にもメッシュを作成し流体-固体間の熱伝達を含めた連成伝熱計算も可能である。定常解析により流体・固体の定常状態の温度分布が得られる。なお非定常性の強い流動場を取り扱う場合では、一般的に固体の熱伝導速度は流体のそれに比べて非常に遅いため、流体解析の時間刻みスケールでは固体が定常温度に達するまでに長い計算時間を要してしまう。その問題を解決する手法として、一時的に流体の非定常解析を中断し固体のみの定常計算を行うことで固体温度収束を加速させるsuper-cycle機能が搭載されている。

3. ガスタービン解析事例

ここではガスタービンの燃焼器、タービン翼冷却に焦点をおいたCONVERGEによる解析事例を紹介する。なおいずれの事例もCONVERGE最大の特徴であるカットセルやAMR機能を活用している。

3.1 LES乱流モデルを使用した燃焼解析

Drennan et al.⁽⁴⁾は簡易的な正三角柱型保炎器の下流で発生する連続火炎のLES燃焼計算のメッシュサイズ収束性を検証した (Fig. 4)。同保炎器を用いた予混合燃焼時の流速や温度分布など数多くの実測値が得られており、希薄予混合燃焼解析の妥当性を判断するモデルとして採用されている。Fig. 5は保炎器後方横断面における実測温度分布との比較である。

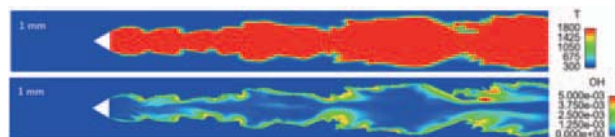


Fig. 4 Instantaneous temperature and OH mole fraction⁽⁴⁾

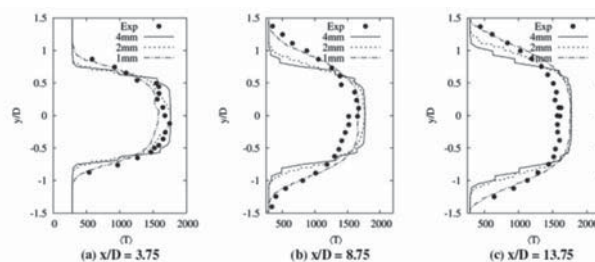


Fig. 5 Time-averaged temperature profile⁽⁴⁾

またHasti et al.⁽⁵⁾は実機形状におけるLBO現象について、セタン価の異なる2種の燃料の違いを踏まえて着目している。LES乱流モデルを使用し、反応メカニズムを3段階の詳細度で縮約した場合の定常火炎形状の再現性確認 (Fig. 6)、LBO発生限界当量比の予測とLBO発生プロセスの分析 (Fig. 7) を行っている。特に従来型ジェット燃料 (A-2) においては実験結果に近いLBO限界が再現されている。

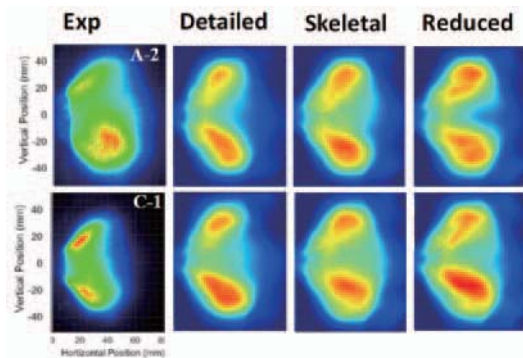


Fig. 6 Averaged mass fraction of OH from LES compared with experimental OH* from chemiluminescence⁽⁵⁾

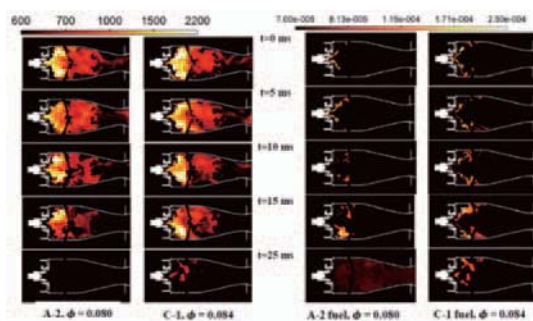


Fig. 7 Instantaneous temperature (left) and formaldehyde mass fractions (right) for A-2 and C-1 fuel during LBO⁽⁵⁾

3.2 固体熱連成による燃焼器ライナ壁温予測

Kumar & Drennan⁽⁶⁾は燃焼器ライナの冷却孔によるフィルム冷却の予測性能評価を実施している。内部流と流入冷却空気の流れ比3水準で固体熱連成解析が行われた。冷却孔を通過した空気のライナへの再付着や冷却孔後方の表面温度低下のパターン (Fig. 8) について、流速比違いによる明確な変化が示されている。ライナ表面温度分布については実測値に比べ妥当な再現精度が得られている。

また固体熱連成を使用していないが、タービン翼のフィルム冷却効率に焦点を置いた事例も報告されている。

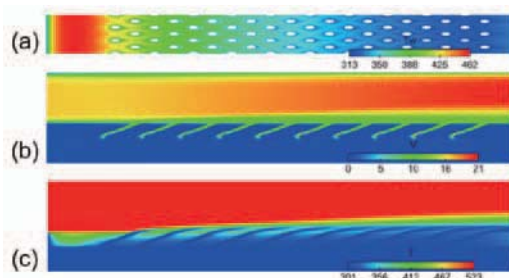


Fig. 8 (a) Solid wall temperature on the hot side wall, (b) Velocity at mid plane, (c) Temperature at mid plane⁽⁶⁾

4. おわりに

CONVERGEの機能概要、ならびに解析事例について紹介した。特に燃焼器内部の燃焼解析においてはSAGE詳細化学反応モデル、AMRが非常に強力である。

また現在開発中のバージョン3.0では流体構造連成機能が強化される。現行では流体力による剛体の並進・回転

運動を計算できるが、1次元ビーム要素解析機能と統合有限要素法解析プログラム SIMULIA Abaqus Unified FEA (以下, Abaqus) との双方向連成機能の搭載が予定されている。Fig. 9にAbaqus双方向連成を使用したリードバルブの振動解析結果を示す。CONVERGEからは流体力が、Abaqusからは固体の変位量が転送される。ガスタービンにおいても、曲げ振動と捩じり振動を考慮した圧縮機・タービン動翼でのフラッタ現象の解析が期待される。

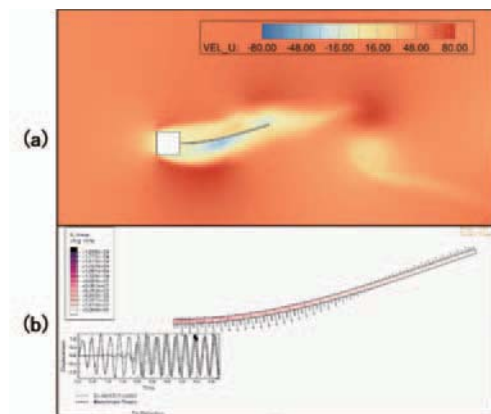


Fig. 9 Fluid-structure interaction on a reed valve by co-simulation between (a) CONVERGE and (b) Abaqus

参考文献

- (1) Drennan, S. A. and Kumar, G., "Accurate Predictions of Gas Turbine Ignition and Relight with Detailed Chemistry and Autonomous Meshing", 2018 Joint Propulsion Conference Session: Modeling and Simulation of Combustion II, AIAA 2018-4681.
- (2) Drennan, S. A. and Kumar, G., "Using LES Simulations to Predict Pilot Fuel Split Emissions Effects in an Industrial Gas Turbine Combustor with Automatic Meshing", 55th AIAA Aerospace Sciences Meeting Session: Combustion Technologies, Emissions II, AIAA 2017-1059.
- (3) Convergent Science<<https://convergecd.com>> (accessed on 23 August, 2019).
- (4) Drennan, S. A., et al., "Developing Grid-Convergent LES Simulations of Augmentor Combustion with Automatic Meshing and Adaptive Mesh Refinement", 55th AIAA Aerospace Sciences Meeting Session: Model Validation for Propulsion Workshop I, AIAA 2017-1574.
- (5) Hasti, V. R., et al., "A Numerical Study of Flame Characteristics during Lean Blow-Out in a Gas Turbine Combustor", 2018 Joint Propulsion Conference Session: Modeling and Simulation of Gas Turbine Combustion, AIAA 2018-4955.
- (6) Kumar, G. and Drennan, S. A., "Simulations of the Effect of Velocity Ratios on an Effusion Cooled Combustor Wall with Adaptive Mesh Refinement CFD and Conjugate Heat Transfer", 51st AIAA/SAE/ASME Joint Propulsion Conference Session: Compressors I, AIAA 2015-3740.

ガスタービンエンジン全系解析手法の紹介

Introduction of the Methodology for Full-engine Gas Turbine Simulation

清水 宏純^{*1}

SHIMIZU Hiroyoshi

キーワード：CFD, ガスタービン, フルエンジン流れ解析, AutoGrid5, HEXPRESS/Hybrid, FINE/Open with OpenLabs

Key Words：CFD, Gas Turbine, Full-Engine Flow Simulation, AutoGrid5, HEXPRESS/Hybrid, FINE/Open with OpenLabs

1. 諸元

ベルギーのブリュッセルに拠点を置くNUMECA社はCFDやマルチフィジックス設計・解析そして最適化分野で最もイノヴェイティブな企業である。

本稿では、フルエンジン流れ解析の事例を用いてAutoGrid5, HEXPRESS/Hybrid, FINE/Open with OpenLabsについて紹介する。

2. 製品概要

2.1 自動格子生成: AutoGrid5™

AutoGrid5™は、ターボ機械用の完全自動マルチブロック構造格子生成アプリケーションである。ターボ機械用途に応じたライブラリーを選択することで、適切且つ高品質格子の生成が可能である。標準的機能紹介は以前紹介⁽¹⁾した内容と重複するため割愛するが、特筆すべき点として、以前紹介した後で追加された新機能について簡単に紹介する。

(1) 並列共有メモリ

AutoGrid5™では、マルチコアの解析環境を活用することで格子生成時間を短縮することが可能である。検証モデルでは、1億セル数を16コア、約2分でメッシュ生成を行った。

(2) 船舶プロペラ用新トポロジー

Fig. 1に示す通り、船舶プロペラ用新メッシュトポロジーを適用することで、従来トポロジーで生成した格子品質と比較して高品質な格子生成が可能である。

2.2 自動格子生成: HEXPRESS™/Hybrid

HEXPRESS™/Hybridは、完全自動非構造格子生成アプリケーションである。自動ラッピング技術および優

れたAutoSeal機能を活用することで、CADデータのクリーニングや修正に時間を費やすことなく、高品質な格子を非常に短時間で生成することが可能である。Fig. 2にHEXPRESS™/Hybridを用いた格子生成例を示す。

サーフェイスメッシュは、三角形および四角形が主体となり、ボリウムメッシュには、インフレーション法または押し出し法による、高品質な境界層挿入が可能である。

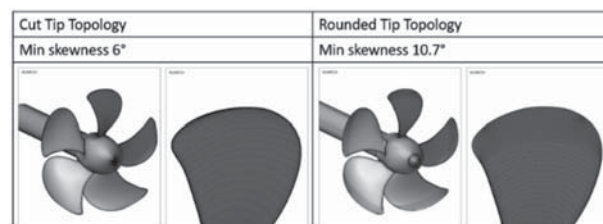


Fig. 1 Marine propeller mesh topologies

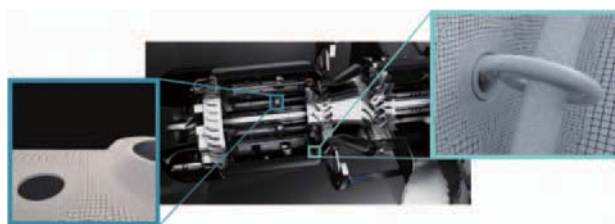


Fig. 2 Mesh on solid wall, components for the combustion chamber

HEXPRESS™/Hybridによる格子生成は並列処理が可能で、検証用モデル（約1,000万セル）では4並列処理で15分程度である。並列数を増加させることで、より短時間での格子生成も可能である。

2.3 流体解析ソルバー: FINE/Open with OpenLabs™

FINE™/Openは、非構造格子、有限体積法、密度ベース流体解析ソルバーである。過去に紹介⁽¹⁾した、ターボ機械に特化したFINE™/Turboに搭載されている非線形高調波法（Non-Linear Harmonic法、以下NLH）^{(2),(3),(4)}

原稿受付 2019年9月6日

* 1 NUMECA ジャパン(株)
技術部 ターボ機械設計ツールグループ
E-mail: hiro.shimizu@numeca.com

やCPUブースター技術も搭載している。ユーザカスタマイズ環境のOpenLabs™により独自の物理モデルを追加したり、モデル式のカスタマイズがソルバーコードの構成を気にせず、容易に実施可能である。Fig. 3はOpenLabs™の簡単なワークフローを示す。

FINE™/Openはターボ機械だけでなく、汎用的な解析にも適用が可能であり、事例としてFig. 4に、自動車室内空調事例を示し、Fig. 5には、動脈瘤解析事例⁽⁵⁾を示す。

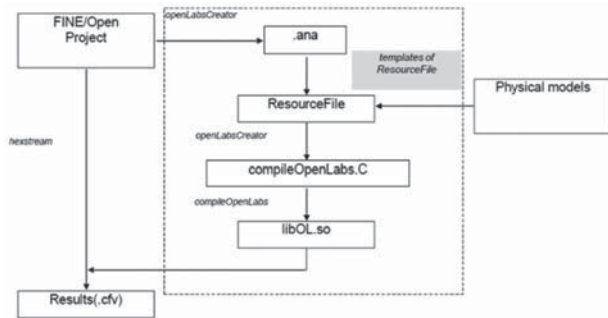


Fig. 3 OpenLabs™ working flow with FINE™/Open

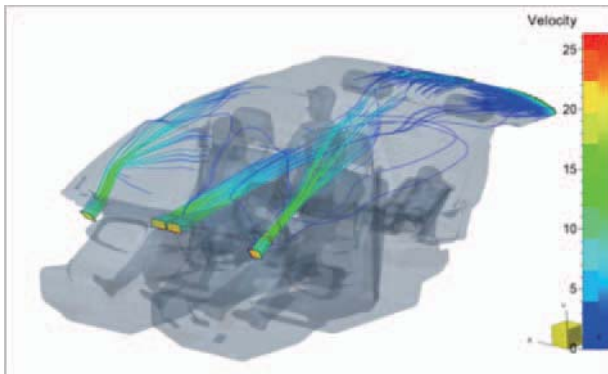


Fig. 4 Velocity streamlines for the automotive air conditioning

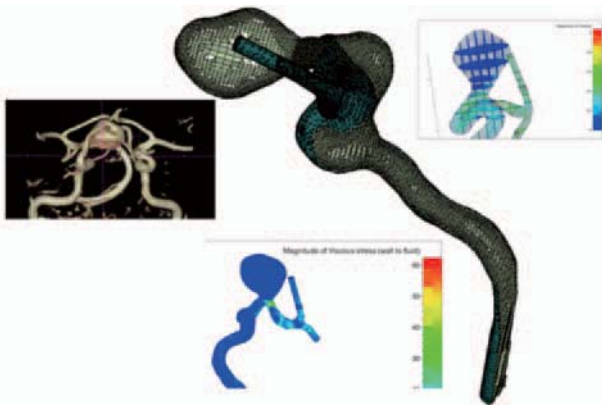


Fig. 5 Computation results and mesh configuration for the aneurysm

3. ガスタービンエンジン全系解析手法概要と事例

3.1 ガスタービンエンジン全系解析手法

解析をするうえで、ハードウェアとソフトウェアの向上は不可欠な要素ではあるが、これからの製品開発において、解析手法の向上はより重要性を増していると考える。

開発期間中における解析対象部位は、一般的に各要素それぞれにおいて実施されることがほとんどである。^{(2),(6),(7)} 本解析では、ガスタービンの入口から圧縮機、燃焼器を通過して高圧タービン、低圧タービン、そして排気ダクト全てを網羅して解析を実施したものである。

Fig. 6には本解析モデルのレイアウトを示し、Fig. 7は解析モデルの簡略図、各要素間インターフェイスにおける状態変数授受の概要を示す。

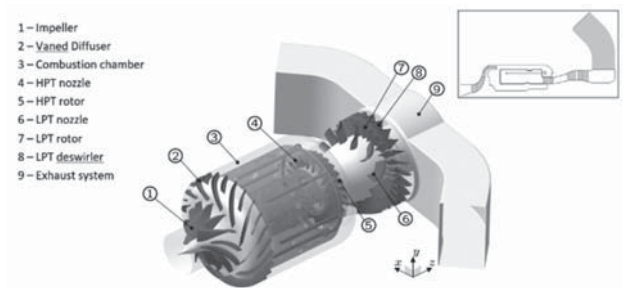


Fig. 6 The layout of KJ-66 gas turbine engine

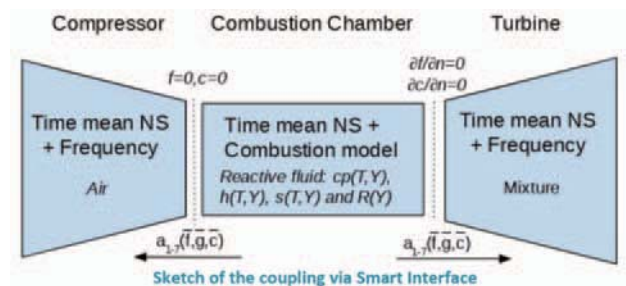


Fig. 7 The layout of KJ-66 simulation models with interfaces

3.2 全系解析の事例

本解析モデルでは、圧縮機約440万セル、燃焼器約850万セル、そして高圧と低圧タービンで約440万セル、排気ダクト約200万セルの合計約2,000万セルの解析モデルを作成した。

熱流体解析ソルバー FINE/Open with OpenLabsに搭載されているNLH、乱流モデルはYang Shih's $k-\epsilon$ モデルを回転要素に適用し、燃焼反応に対してはFlamelet Generated Manifold法⁽⁸⁾を適用した。

Fig. 8および9は解析結果の一部を示す。288並列での計算リソースに対し解析時間は約49時間程度となった。

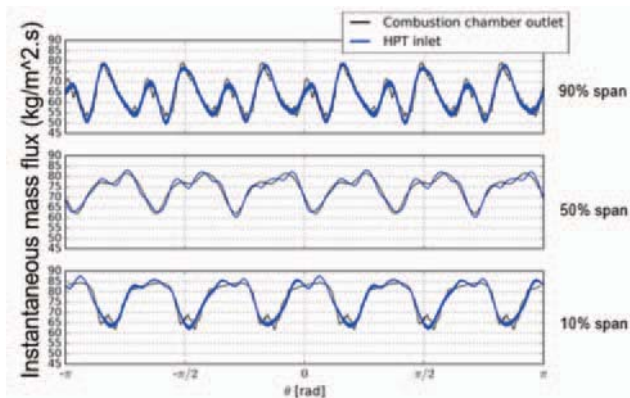


Fig. 8 Instantaneous mass flux for spanwise direction at the interface between combustion and high-pressure turbine

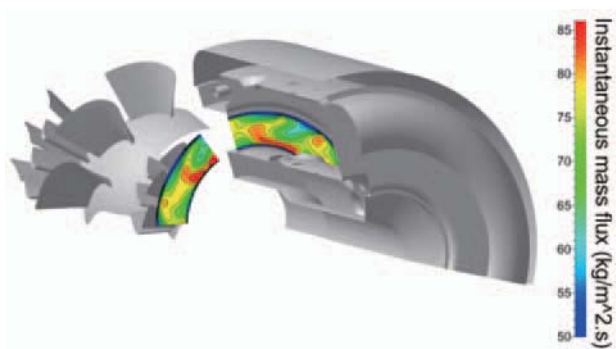


Fig. 9 The instantaneous mass flux contour view at the high-pressure turbine inlet

4. 結言

当社は1992年設立した。解析環境（ハードウェア）の飛躍的進歩に伴い、実務解析内容は当時と比べるとかなり高度化、高速化されており、変化するニーズに対応した機能向上を行ってきた。今後は、全系マップ解析や全系最適化など少し先を見据えたニーズを探求し、お客様とのコミュニケーションを深め、開発メンバーとの連携をさらに進めていく所存である。

参考文献

- (1) 竹腰義久, タービン開発効率を大幅に引き上げる流体解析統合ソリューション, 日本ガスタービン学会誌, Vol. 40, No. 6 (2012. 11), pp. 311-312.
- (2) Turner M., 2000, "Full 3D Analysis of the GE90 Turbofan Primary Flowpath", NASA/CR-2000-209951. Journal of Applied Mechanics, Vol. 51, No. 1 (1986), pp. 65-69.
- (3) He, L. and Ning, W.: Efficient approach for analysis of unsteady viscous flows in turbomachines, AIAA Journal, 36 (11), 1998.
- (4) Chen, T., et al.: Analysis of unsteady blade row interaction using nonlinear harmonic approach, AIAA Journal of Propulsion and Power, 17 (3), 2001.
- (5) 田沼唯士, 中込忠好, 笹尾泰洋, 南雲佳子, 脳動脈瘤を含む血管系の流体力と応力の評価, 日本機械学会 第24回バイオエンジニアリング講演会論文集, 2012.1.7-8.
- (6) Xiang, J., Schluter, J. U., Duan, F., 2016, "Study of KJ-66 Micro Gas Turbine Compressor: Steady and Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes Approach", Proc. IMechE, Part G, J. Aerospace Engineering, 9 Copyright© 2019 by ASME.
- (7) Gonzalez C.A., Wong K.C., Armfield S., 2008, "Computational study of a micro-turbine engine combustor using large eddy simulation and Reynolds averaged turbulence models", ANZIAM J. 49 (EMAC2007), pp. C407-C422, C407.
- (8) Gicquel, O., Darabiha, N., Thevenin, D., 2000, "Laminar premixed hydrogen/air counter flow flame simulations using flame prolongation of ILDM with differential diffusion", Proc. Combust. Inst. 28, pp. 1901-1908.

NuFD/FrontFlowRedを用いた解析事例のご紹介

Introduction to Analyses Using by NuFD/FrontFlowRed

張 会来^{*1}
ZHANG Huilai堀 高太郎^{*1}
HORI Kotaro西家 隆行^{*1}
NISHIE Takayuki齋藤 欣也^{*1}
SAITO Kinya

キーワード：NuFD/FrontFlowRed, ガスタービン, ジェットエンジン, フレームレット法

Key Words：NuFD/FrontFlowRed, Gas Turbine, Jet Engine, Flamelet model

1. はじめに

株式会社数値フローデザイン (NuFD) では, NuFD /FrontFlowRed (NuFD/FFR) の開発を通じて, ガスタービン分野に於ける数値流体解析の実用性の向上を目指し, ガスタービンに関わる様々な流体現象を再現するための要素技術の確立に注力している。

特に燃焼分野では, 非定常な燃焼現象を素反応モデルと比べて現実的な解析コストで計算可能なフレームレット法の応用範囲の拡大を, 回転機械に於いてはsliding meshによる計算の高速化と高精度化を目指している。

NuFD/FFRは, 有限体積法に基づく非構造格子系汎用流体解析ソフトウェアであり, 複雑な形状を有する実機での流体現象の再現が可能である。また各大学の大型計算機を始め様々な環境での稼働実績があり, 昨今大規模化する様々な流体解析のニーズに対応が可能である。

ここではNuFD/FFRのフレームレット法を用いた燃焼解析の事例と回転機械分野の例として遠心ポンプ解析の事例を紹介する。

2. 航空エンジン用シングルセクタ燃焼器燃焼解析

航空エンジン用燃焼器へのNuFD/FFRの適用事例として, Fig. 1に示した2種類のライナ冷却機構 (CASE-A及びCASE-B) の違いによるNO_x排出量を評価した事例¹⁾を紹介する。燃焼モデルにはFlamelet/progress-variable (FPV) 法を用いている。またNOの生成は流体のタイムスケールと同程度なため, NOについては化学種の質量分率をフレームレットデータベースから参照せずに生成項のみを参照し, 別途輸送方程式を解いている。

Fig. 2はCASE-AとCASE-Bの出口温度分布に於ける実験との比較であり, 実験結果を精度良く再現している。Fig. 3はCASE-AとCASE-Bの冷却機構の違いによるNO排出量の差の比較である。RANSを用いた解析結

果に対してLESを用いたNO排出量の解析結果が実験結果に近くなる結果を得た。

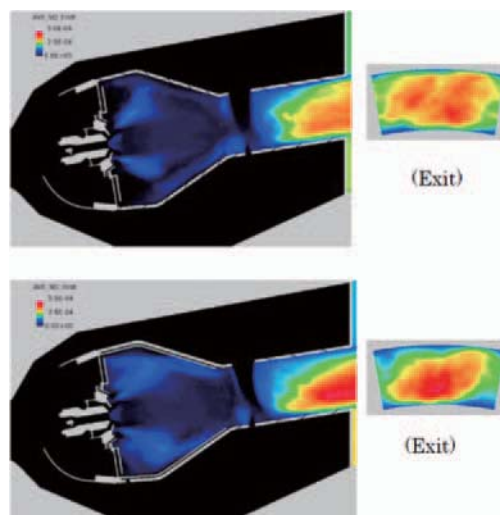


Fig. 1 LES results: Time-averaged NO concentration distributions (upper, CASE-A; lower, CASE-B)

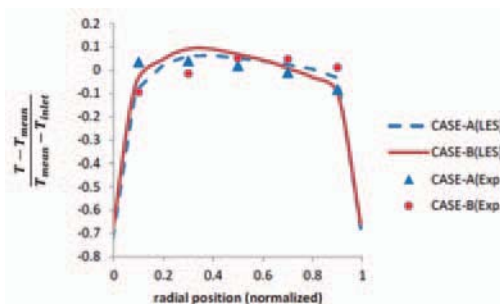


Fig. 2 LES results: Normalized combustor exit temperature distributions along the radial span with experimental data

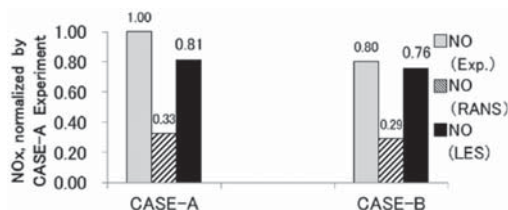


Fig. 3 Comparison of NO concentration at combustor exit among LES, RANS and experiments

原稿受付 2019年9月18日

*1 株式会社数値フローデザイン
〒141-0022 品川区東五反田1-10-10
E-mail: info@nufd.jp

3. 超音速流れ場における燃焼解析

NuFD/FFRは、非圧縮から超音速流れの幅広い領域の解析が可能である。Fig. 4及びFig. 5は、超音速燃焼器の解析事例⁽²⁾であり、超音速燃焼器内は衝撃波、境界層、燃料噴射、乱流混合や燃焼が相互に複雑に干渉し合い、これらの複雑な現象を高精度で予測する必要がある。また超音速燃焼器内の滞留時間はmsオーダーと極めて短く、超音速燃焼器の解析には着火・保炎安定性限界等の非定常現象の予測が重要であるので、本解析にはLESを適用した。しかし一般的に、膨大な数の素反応と化学種を含む詳細反応機構を、アレニウス型反応モデルを用いて現実的な計算時間で計算することは非常に困難である。そこで燃焼モデルには簡略化した反応モデル（8段階反応）やFPV法を使用して超音速燃焼流れ場を再現した。

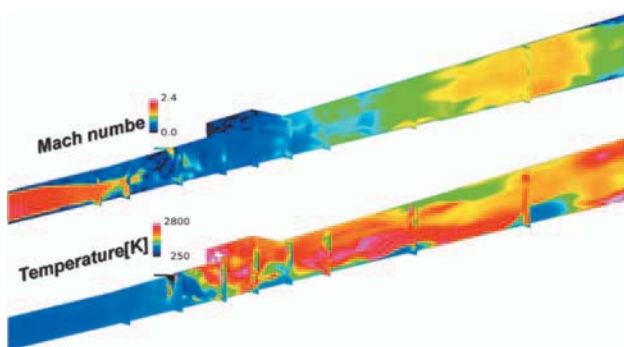


Fig. 4 Mach number (upper) and Temperature (lower) distributions

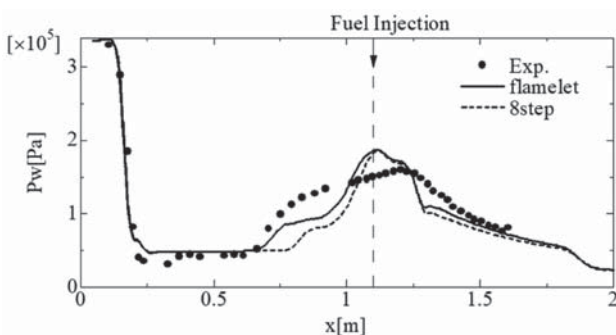


Fig. 5 Comparison of bottom wall pressure profiles among predicted values by FPV approaches, reduced mechanism (8step) and measured values

4. ラボスケール超臨界燃焼器燃焼試験解析

NuFD/FFRは超臨界燃焼の解析にも適用可能である。Fig. 6はラボスケール超臨界燃焼器燃焼試験を対象に解析した事例⁽³⁾であり、ここでは、実流体モデルとしてSoave-Redlich-Kwong (SRK) モデルを適用した。乱流燃焼モデルとしては、熱損失に伴う反応や化学組成の変化を考慮可能な非断熱Flamelet/progress-variable (NA-FPV) 法を適用した。超臨界燃焼器のような、高温・高圧燃焼下では、化学種の熱解離の影響が大きくなることが知られており、それらを考慮する燃焼モデルが不可欠である。

非断熱FPV法を適用し、熱損失の化学組成の影響を考慮することで、断熱FPV法に比べ燃焼器内温度が高く保たれていることがわかる。また、Fig. 7に示す壁面熱流束分布の試験結果との比較から、断熱FPV法では、熱流束を過小評価していたのに対して、非断熱FPV法では、試験結果と良好な一致がみられ本燃焼モデルの有用性を示した。

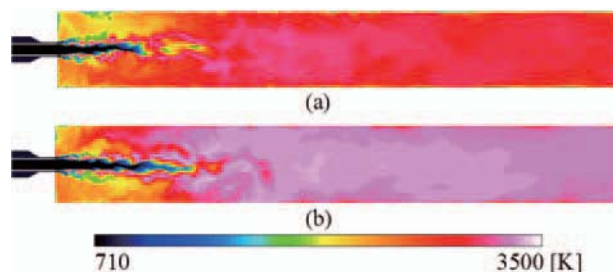


Fig. 6 Comparison of instantaneous temperature distributions between (a)FPV and (b)NA-FPV approaches

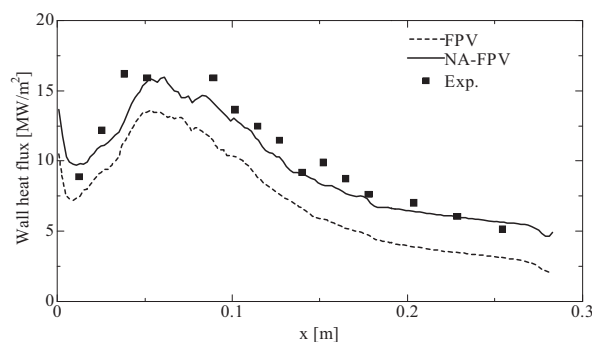


Fig. 7 Comparison of wall heat flux profiles among predicted values by FPV and NA-FV approaches and measured values.

5. 超臨界CO₂燃焼器燃焼解析

NuFD/FFRは流体-固体構造物と連成解析にも適用可能である。Fig. 8及びFig. 9は発電用GT用の超臨界CO₂燃焼器を対象に計算した事例⁽⁴⁾であり、ここでは、4章の事例同様、実流体モデルとしてSRKモデルを適用した。本対象では、燃焼モデルとして、dynamically thickened flameモデルを、反応機構として、Westbrookのメタン2段階総括反応を適用した。流体-固体構造物と連成解析では、流体部に加えて、固体構造物にも同様に解析格子を作成し、流体と構造物の熱交換を同時に解析している。

本解析では、約300気圧の超高压下の超臨界燃焼場をSRK実流体モデルを用いて再現した。燃焼器側壁からは、CO₂の壁面冷却ガスが流入されており、壁面温度を低く保っている。流体-構造連成解析を行うことで、壁面温度及び熱流束の高精度解析を行い、壁面冷却の効果の確認を行った。

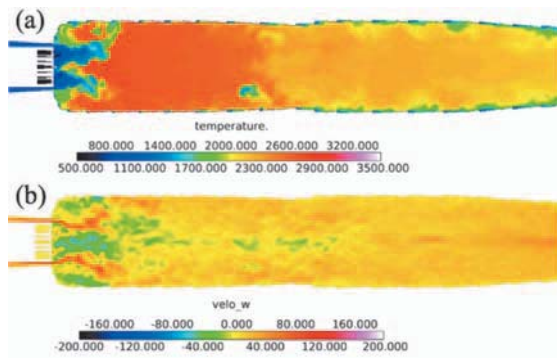


Fig. 8 Instantaneous distributions of (a)temperature (b)Z axis velocity inside supercritical CO₂ combustor

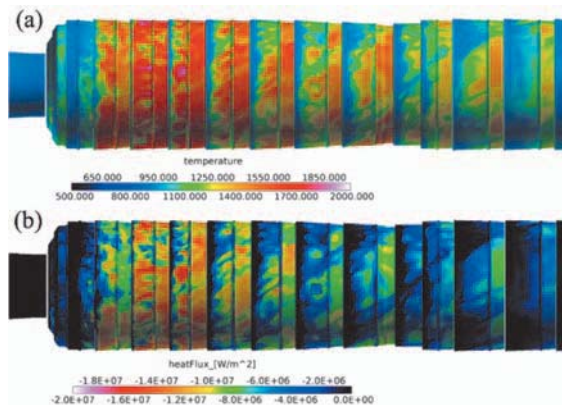


Fig. 9 Instantaneous distributions of (a)temperature and (b)heat flux on inner wall of supercritical CO₂ combustor

6. 遠心ポンプの非定常流動解析

NuFD/FFRはターボ機械の解析⁽⁵⁾にも適用可能である。Fig. 10は解析対象の遠心ポンプの概略図である。このポンプは流量1.5m³/minが設計点になっており、このポンプに対して20%流量、50%流量、100%流量の流量を解析した。その結果がFig. 11でありポンプ性能であるヘッドと軸動力が実験値に非常に近い結果が得られた。本解析は「ターボ機械HPC実用化分科会」のご協力により実施された。



Fig. 10 Overview of first single-stage pump

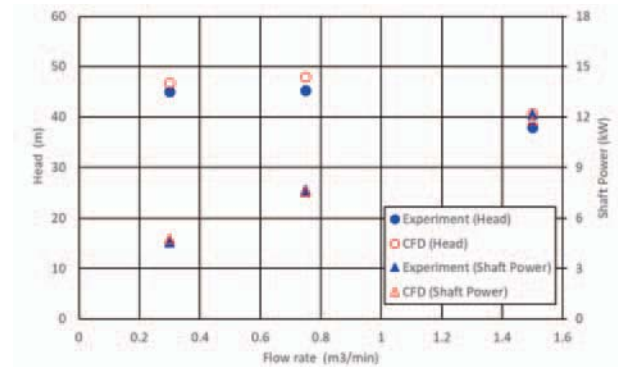


Fig. 11 Comparison of pump performance between CFD and measurement

謝辞

本稿は、京都大学大学院工学研究科機械理工学専攻の黒瀬良一教授、ならびに三菱重工航空エンジン株式会社の森合秀樹氏、三菱重工業株式会社の足立将基氏、東芝エネルギーシステムズ株式会社の岩井保憲氏、株式会社電業社機械製作所の富松重行氏と共同で実施した解析の成果をとりまとめたものである。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- (1) H. Moriai, K.Hori, R. Kurose and S. Komori, Large-eddy simulation of spray combustion in a sector combustor for regional jet aircraft engine - effect of double-wall liner on NOx formation, In Proc. of Ninth International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP-9), 2015, USB (2C-2, 6pages).
- (2) 森合秀樹, 齋藤欣也, 黒瀬良一, 超音速流れ場におけるフレイムレット型燃焼モデルLESの適用性に関する研究, 燃焼シンポジウム2015.
- (3) A. Kishimoto, H. Moriai, K. Takenaka, T. Nishiie, M. Adachi, A. Ogawara and R. Kurose, Application of a non-adiabatic Flamelet/progress-variable approach to Large Eddy Simulation of H₂/O₂ combustion under a pressurized condition, Journal of Heat Transfer, 139, 124501 (2017).
- (4) Y. Kobayashi, Y. Iwai, M. Itoh, T. Nishiie, and R. Kurose, "Large-eddy simulation of fluid-structure interaction for a supercritical CO₂ combustor, The Asian Congress on Gas Turbines 2018, ACGT 2018-TS42.
- (5) S. Tomimatsu and K. Saito, Prediction of Performance of Single-Stage Pump using LES, The 2nd IAHR-Asia Symposium on Hydraulic Machinery and Systems, IAHR-Asia 2019-P00147.

第48回ガスタービンセミナーのお知らせ

「ガスタービンの最新技術動向」をテーマとして、第48回ガスタービンセミナーを下記の通り開催致します。学会の会員、非会員を問わず、皆様のご参加をお待ちしております。

1. 日 時 : 2020年1月23日(木) 10:00 ~ 17:35 (受付開始 9:20)
1月24日(金) 9:50 ~ 16:25

2. 場 所 : 東京大学 山上会館 大会議室
〒113-8654 東京都文京区本郷7-3-1 (東京大学本郷キャンパス構内)
※東京メトロ丸の内線・都営地下鉄大江戸線「本郷三丁目」駅より徒歩約15分
※東京メトロ南北線「東大前」駅より徒歩約16分
※東京メトロ千代田線「湯島」駅・「根津」駅より徒歩約15分

3. 主 催 : 公益社団法人 日本ガスタービン学会
共 催 : 東京大学 大学院工学系研究科 航空宇宙工学専攻
将来航空推進システム技術創成社会連携講座

4. 協 賛 : エネルギー・資源学会, 可視化情報学会, 火力原子力発電技術協会, 計測自動制御学会, 自動車技術会,
コージェネレーション・エネルギー高度利用センター, スマートプロセス学会, ターボ機械協会, 電気学会,
日本液体微粒化学会, 日本エネルギー学会, 日本ガス協会, 日本機械学会, 日本金属学会,
日本航空宇宙学会, 日本航空技術協会, 日本材料学会, 日本セラミックス協会, 日本鉄鋼協会,
日本伝熱学会, 日本トライボロジー学会, 日本内燃機関連合会, 日本内燃力発電設備協会, 日本燃焼学会,
日本非破壊検査協会, 日本品質管理学会, 日本複合材料学会, 日本マリンエンジニアリング学会,
日本溶射学会, 日本陸用内燃機関協会, 日本流体力学会, 腐食防食学会, 溶接学会

5. セミナープログラム (予定) テーマ: 「ガスタービンの最新技術動向」

第1日目 【1月23日(木)】

※講演時間には質疑応答の時間を含む

「セッションⅠ: 発電用ガスタービンの最新技術」			
1	10:00-11:00	超臨界CO ₂ タービンの開発について	東芝エネルギーシステムズ(株) 高橋 武雄 氏
2	11:00-12:00	アンモニア直接燃焼マイクロガスタービンの最新技術と課題	(国研)産業技術総合研究所 壹岐 典彦 氏
3	13:20-14:20	発電用ガスタービンにおける水素利用	三菱日立パワーシステムズ(株) 岸田 宏明 氏
4	14:20-15:20	燃料問題改善に対するガスタービン燃焼技術の最新動向	GE Power 山口 雄一郎 氏
「セッションⅡ: 航空用ガスタービンのエネルギーマネジメント」			
5	15:35-16:35	機体・運航・動力源を統合した航空輸送エネルギー消費評価に向けた取り組み	(国研)宇宙航空研究開発機構 福山 佳孝 氏
6	16:35-17:35	航空用ガスタービンのサーマルマネジメントの動向	東京大学 伊藤 優 氏

第2日目 【1月24日(金)】

「セッションⅢ: 航空用ガスタービンの最新技術」			
7	9:50-10:50	軸流圧縮機における前方スウィープ動翼の効果	早稲田大学 太田 有 氏
8	10:50-11:50	航空機用エンジンにおける電動化に関する取り組み	(株)IHI 大依 仁 氏
9	13:10-14:10	航空エンジン用ギアボックスの先端技術と展望	川崎重工業(株) 坂野 孝彦 氏
「セッションⅣ: ガスタービンにおけるデジタルデータ活用」			
10	14:10-15:10	量産ジェットエンジンのフライトデータを用いたエンジニアリング解析と異常検知	(株)本田技術研究所 瀧口 祐 氏
11	15:25-16:25	電力分野でのAI活用のために必要なこと	(一財)電力中央研究所 堤 富士雄 氏

6. セミナーの内容

(1) 「超臨界CO₂タービンの開発について」

(東芝エネルギーシステムズ(株) 高橋 武雄 氏)

現在開発中の超臨界CO₂サイクル発電システムは、化石燃料を利用しつつ、温室効果ガスによる影響を抑える新しい火力発電技術であり、二酸化炭素(CO₂)を大気に排出せず、高純度かつ高压で容易に、ほぼ100%回収することが出来る。東芝エネルギーシステムズはシステムのキーコンポーネントであるタービンと燃焼器の開発を行っている。超臨界CO₂サイクル発電システムの特徴と当社の開発状況について紹介する。

(2) 「アンモニア直接燃焼マイクロガスタービンの最新技術と課題」

((国研)産業技術総合研究所 壹岐 典彦 氏)

水素基本戦略(2017)においてアンモニアは2020年代半ばまでの導入・利用開始を目指している。産総研はSIPプロジェクトのエネルギーキャリアにおいて、アンモニア燃焼ガスタービン発電を世界で初めて実証した。このプロジェクトは2019年3月に終了したが、ここで得られた最新技術について紹介する。さらに、今年度から開始されたNEDOプロジェクトのアンモニア混焼火力発電の液体アンモニア直接噴霧について課題を述べる。

(3) 「発電用ガスタービンにおける水素利用」

(三菱日立パワーシステムズ(株) 岸田 宏明 氏)

地球温暖化、また化石燃料の枯渇等の課題に対し、再生可能エネルギーの導入・普及に対する最大限の加速と、環境負荷に最大限配慮した化石燃料の有効活用等が求められている。また、将来の二次エネルギーとして、電気・熱に加えて、水素が中心的役割を担うことが期待されており、三菱日立パワーシステムズは水素を本格的に活用する技術の開発を進めている。水素利活用の手段の1つとして、ガスタービンによる発電があげられる。本稿では弊社における高効率大型ガスタービン、水素含有燃料を燃焼させる燃焼器、更なる技術開発の概要および今後の展望について述べる。

(4) 「燃料問題改善に対するガスタービン燃焼技術の最新動向」

(GE Power 山口 雄一郎 氏)

従来からガスタービンの燃焼器は天然ガスを主燃料として用いられてきた。しかし近年においては、排気ガスからの二酸化炭素等の低減や燃料費・燃料資料量の削減が大きく求められ、ガスタービン燃焼器においては、組成の異なる多様なガスに対してもその有効利用を可能とする要望が高まっている。GEではこれまで、それら多様なガスを扱い、その燃焼技術の確立や改善に取り組んできた。本講演では、これらの最新技術について紹介する。

(5) 「機体・運航・動力源を統合した航空輸送エネルギー消費評価に向けた取り組み」

((国研)宇宙航空研究開発機構 福山 佳孝 氏)

航空輸送のエネルギー消費低減に向けて各種システム(電気化・ハイブリッド推進、機体抵抗低減・境界層吸い込み、軽量材料など)の研究が進められているが、これらの効果を評価するには、機体・運航・動力源・エネルギー変換を統合したエネルギー消費評価システムが必要である。本講演では、JAXAで構築した簡易計算システムの概要、本システムで試算した運航およびエンジン性能の影響などの概要と今後の展開を紹介する。

(6) 「航空用ガスタービンのサーマルマネージメントの動向」

(東京大学 伊藤 優 氏)

航空用ガスタービンの電動化や機体エンジン統合化によりガスタービン及び周辺機器の熱管理は益々重要となっている。熱交換器は、温度効率、圧力損失、体積・質量の3要素がトレードオフの関係にある。特に、航空用ガスタービンに熱交換器を実装する場合には、質量の増加が飛行必要推力の増加に結びつくため、その成立性に体積・質量が重要な因子となる。本講演では体積・質量を考慮した航空用ガスタービンの熱管理について取扱う。

(7) 「軸流圧縮機における前方スweep動翼の効果」

(早稲田大学 太田 有 氏)

前方スweep動翼が軸流圧縮機の性能と失速初生特性に及ぼす影響を実験および数値解析によって調査した結果を紹介する。実験および数値解析では積重線を半径方向に積み上げたラディアル動翼と、前縁方向へ傾斜させて前方スweep形状を施したスweep動翼との比較・検討を行った。特に、翼端隙間が設計値より広い場合の失速初生形態の違いや、前方スweep動翼が持つスパン方向への負荷分散効果が吸込み不均一流れ(インレットディストーション)下で失速特性に及ぼす影響に焦点を当てる。

(8) 「航空機用エンジンにおける電動化に関する取り組み」

((株)IHI 大依 仁 氏)

2000年代以降の航空機技術革新の大きな流れとなったMEA(More Electric Aircraft:航空機システム電動化)と呼応するかたちでエンジン技術の革新をもたらすMEE(More Electric Engine:エンジン・システム電動化)、およびそれを起点とするパワーとサーマルの統合マネージメントについて、その技術動向ならびにIHIでの取り組みについて紹介する。

(9) 「航空エンジン用ギアボックスの先端技術と展望」

(川崎重工業(株) 坂野 孝彦 氏)

今後20年で世界の旅客機の数には現在の2倍になるとも言われ、航空機用エンジンの低燃費・低エミッション化の重要性はますます高まっている。一方、エンジンの低燃費化は、熱サイクル改善や高バイパス比化という従来の手法による改善が頭打ち傾向にあり、ブレイクスルーとして航空エンジンメーカー各社はGTFに代表されるGeared化に力を入れている。Gearedエンジンとそれを可能にする最先端のギアボックス技術について解説し、今後を展望する。

(10) 「量産ジェットエンジンのフライトデータを用いたエンジニアリング解析と異常検知」

(株) 本田技術研究所 瀧口 祐 氏)

GE Honda Aero Enginesにおいて開発されたターボファンエンジン、HF120の運転データは飛行中に記録され、本田技術研究所エアロエンジンセンターにおいてその管理・解析を行っている。エンジンの予知保全や異常検知に使い、お客様のご都合を最優先にしたメンテナンス計画を立てること、またメンテナンスにかかるコストを軽減すること等を目的とし、データを活用している。本講演では、これらのフィールドデータを使った活動の紹介を行う。

(11) 「電力分野でのAI活用のために必要なこと」

(一財) 電力中央研究所 堤 富士雄 氏)

高経年設備の増加、電力需要の長期的な伸び悩み、再生可能エネルギーの普及など、電気事業は大きなターニングポイントにある。これらの変化を乗り越える手段の一つとしてAIの活用が開始されている。しかし、AIは常識の通じない新しいルーキーである。そこで本講演では、このルーキーに活躍してもらうための3つのポイントをお伝えする。さらにAIは現在進行形で技術進展しているため、その最新動向および社会実装上の課題について補足する。

7. 参加要領

- | | | | |
|--------------|--------------|------------------------|--------------|
| 1) 参加費(税込) : | ◆主催および協賛団体会員 | 2日間 33,000円 | 1日のみ 25,300円 |
| | ◆学 生 会 員 | 5,500円 | |
| | ◆会 員 外 | 2日間 44,000円 | 1日のみ 33,000円 |
| | ◆会員外(学生) | 8,800円 | |
| | ◆資 料 の み | 1冊 5,500円(送料別, 残部ある場合) | |

- 2) 申 込 方 法 : 申込書に所属、氏名、加入学協会名、GTSJ会員は会員番号等必要事項を明記の上、下記事務局宛
2020年1月17日(金)までにお送り下さい。

日本ガスタービン学会ホームページからもお申込みいただけます。

また、参加費につきましては2020年1月22日(水)までに以下の方法にてお支払い下さい。

支払い期日に間に合わない場合には、事務局までご連絡ください。

・郵便振替 00170-9-179578

・銀行振込 みずほ銀行 新宿西口支店 (普) 1812298

・PayPal (クレジットカード決済) ※後日、支払先情報をメールにてお送りします。

*口座名はいずれも、「シャ)ニホンガスタービンガッカイ」です。

- 3) 事 務 局 : 公益社団法人 日本ガスタービン学会

〒160-0023 東京都新宿区西新宿7-5-13-402

Tel. 03-3365-0095 Fax. 03-3365-0387

URL. <http://www.gtsj.org> E-Mail. gtsj-office@gtsj.org

資料集・ネームカードは当日受付にてお渡しします。

第 48 回ガスタービンセミナー (2020 年 1 月 23、24 日)

参加申込書

日本ガスタービン学会 行 (FAX : 03-3365-0387 / E-mail : gtsj-office@gtsj.org)

会社名	
所在地	〒
TEL	

【参加者名】 (所在地・連絡先が所属により異なる場合には、本用紙をコピーして別シートにご記入下さい。)

フリガナ 氏 名	所 属	TEL Email	所属学協会 GTSJ 会員 No.	参加日 (○印)
				23・24
				23・24
				23・24
				23・24

【事務局への連絡事項】

	2 日間 (税込)	人数	1 日のみ (税込)	人数	合計金額
主催/協賛団体会員	33,000 円		25,300 円		円
学 生 会 員	5,500 円		5,500 円		円
会 員 外	44,000 円		33,000 円		円
会員外(学生)	8,800 円		8,800 円		円
支払予定日：	月	日	支払金額合計：		円

払込方法：(○をつけてください。)

- 銀行振込 (みずほ銀行 新宿西口支店 普通 1812298)
 - 郵便振替 (00170-9-179578)
 - PayPal (クレジットカード決済) ※後日、支払先情報をメールにてお送りします
- * 口座名はいずれも、「シャ）ニホンガスタービンガッカイ」

請求書の発行：要 (宛名：) ・ 不要

領収証の発行 (当日お渡しします)：要 (宛名：) ・ 不要

【連絡事項】

○ 本会協賛行事 ○

主催学協会	会合名	協賛	開催日	会場	詳細問合せ先
(国研)産業技術総合研究所	エネルギー技術シンポジウム2019 エネルギー材料開発・エネルギーシステム評価のための先端計測技術	協賛	2019/11/27	東京国際交流館 プラザ平成 国際交流会議場	(国研)産業技術総合研究所 省エネルギー研究部門 担当: 染矢 (総括研究主幹) TEL: 029-861-7247
航空機電動化 (ECLAIR) コンソーシアム	航空機電動化 (ECLAIR) コンソーシアム 第2回 オープンフォーラム	協賛 (後援)	2019/11/28	一橋大学 一橋講堂	URL: http://www.aero.jaxa.jp/publication/event/
日本機械学会 関西支部	ステップアップ・セミナー 2019「自動車関連技術開発の新展開」	協賛	2019/11/29	大阪科学技術センター 8階 中ホール	URL: http://www.kansaijsme.or.jp/
気象影響防御技術コンソーシアム	第4回 WEATHER-EYE オープンフォーラム	協賛	2019/12/11	一橋大学 一橋講堂	URL: https://www.weather-eye.jp/event/weye2018.html
日本内燃機関連合会	第29回CIMACバンクーバー大会報告講演会-燃料・環境・デジタリゼーションに関する世界の内燃機関技術開発動向-	協賛	2019/12/16	神戸国際会館 9階 大会場	日本内燃機関連合会 講演会事務局 TEL:03-6457-9789, FAX:03-6457-9787 E-mail:jicf_office@jicf.org
日本伝熱学会	日本伝熱学会関東支部セミナー「分野外の技術者にもわかる伝熱工学-最新の研究事例紹介-」	協賛	2020/1/24	新有楽町ビル2階Y202室	URL: http://www.htsj.or.jp/announcement/1946.html
日本機械学会 関西支部	第366回講習会「実務者のための振動基礎と制振・制御技術」	協賛	2020/1/27	大阪科学技術センター 8階 中ホール	URL: http://www.kansaijsme.or.jp/
日本工学会	第1回世界エンジニアリングデイ記念シンポジウム	協賛	2020/3/5	東京大学 山上会館 大会議室	日本工学会 TEL:03-6265-0672



▷ 入 会 者 名 簿 ◁

〔正会員〕

鹿田 翔平 (IHI) 竹村 誠洋 (科学技術振興機構) 加藤 大祐 (川崎重工業) 西村 将吾 (川崎重工業) 大坪 正典 (堀場製作所)

〔学生会員〕

野々村 弘樹 (東北大学大学院)

次号予告 日本ガスタービン学会誌2020年1月号 (Vol.48 No.1)

特集 発電機

論説・解説

巻頭言 (三菱電機)

大型・中型ガスタービン用発電機の開発 高橋 和彦 (三菱日立パワーシステムズ)

大容量水素間接冷却機の高効率化, 高信頼性化の最新技術 (仮) 岡野 紗耶 (三菱電機)

コンバインドサイクル向け両軸駆動650MVA水素間接冷却タービン発電機の開発

淵本 遼 (東芝エネルギーシステムズ)

タービン発電機の精密検査ロボットの開発 (仮) 片山 仁 (東芝エネルギーシステムズ)

火力・地熱用発電機 (仮) 日和佐 寛道 (富士電機)

4極突極形タービン発電機の開発事例紹介 谷川 和哉, 本間 優人, 倉澤 拓也, 村井 和也 (明電舎)

ほか1件

定期講演会報告

第47回日本ガスタービン学会定期講演会全体報告 渡邊 裕章 (九州大学)

先端技術フォーラム「ガスタービンの構造材料研究開発の最新動向と今後の展望」 吉岡 洋明 (東北大学)

東西南北地水火風

中村 有作 (IHI原動機)

※タイトル, 執筆者は変更する可能性があります。

2019年度役員名簿

会長 渡辺 紀徳 (東大)

副会長 識名 朝春 (IHI)

法人管理担当執理事 大石 勉 (IHI), 飭 雅英 (川崎重工), 寺本 進 (東大), 北山 和弘 (東芝ESS) (兼務)

公益目的事業担当執理事 伊藤 栄作 (三菱重工), 岡田 満利 (電中研), 岸部 忠晴 (MHPS), 佐藤 哲也 (早大), 高原 雄児 (防衛装備庁), 野崎 理 (高知工科大), 村田 章 (東京農工大), 山本 誠 (東京理科大), 壹岐 典彦 (産総研) (兼務)

理事 石井 達哉 (JAXA), 大塚 裕也 (本田), 黒瀬 良一 (京大), 千葉 秀樹 (酒田共同火力発電), 桜川 宏樹 (JALエンジニアリング)

監事 筒井 康賢 (元高知工科大), 松崎 裕之 (東北発電工業)

2019年度委員名簿 (順不同)

2019年10月31日現在

○は委員長

倫理規定委員会 ○飭 雅英 (川崎重工), 壹岐 典彦 (産総研), 大石 勉 (IHI), 寺本 進 (東大), 山本 誠 (東京理科大)

自己点検委員会 ○飭 雅英 (川崎重工), 壹岐 典彦 (産総研), 大石 勉 (IHI), 寺本 進 (東大), 山本 誠 (東京理科大)

運営委員会 ○寺本 進 (東大), 壹岐 典彦 (産総研), 大石 勉 (IHI), 飭 雅英 (川崎重工), 北山 和弘 (東芝ESS), 酒井 義明 (東芝ESS), 佐藤 哲也 (早大), 塚原 章友 (MHPS), 松沼 孝幸 (産総研), 山本 誠 (東京理科大)

企画委員会 ○壹岐 典彦 (産総研), 太田 有 (早大), 飭 雅英 (川崎重工), 北山 和弘 (東芝ESS), 佐藤 哲也 (早大), 塚原 章友 (MHPS), 寺本 進 (東大), 安田 聡 (MHPS), 山本 誠 (東京理科大), 輪嶋 善彦 (本田)

国際委員会 ○船崎 健一 (岩手大), 伊藤 優 (東大), 岡井 敬一 (JAXA), 北山 和弘 (東芝ESS), 小森 豊明 (MHPS), 佐藤 眞一郎 (本田), 谷 直樹 (IHI), 都留 智子 (川崎重工), 福田 雅文 (高効率発電システム研究所), 山根 敬 (JAXA), 山本 誠 (東京理科大)

学術講演会委員会 ○渡邊 裕章 (九大), 今野 晋也 (MHPS), 岡嶋 芳史 (三菱重工), 尾関 高行 (電中研), 槽谷 宏樹 (東芝ESS), 北村 英二郎 (本田), 富永 純一 (JFEエンジニアリング), 中山 健太郎 (川崎重工), 野崎 理 (高知工科大), 姫野 武洋 (東大), 平川 香林 (IHI), 平野 孝典 (拓殖大), 藤原 仁志 (JAXA), 松沼 孝幸 (産総研), 山形 通史 (富士電機)

集行事務委員会 ○山本 誠 (東京理科大), 安藤 友香 (防衛装備庁), 伊藤 栄作 (三菱重工), 伊藤 祐太 (本田), 小沢 寛二 (IHI), 金澤 直毅 (川崎重工), 河上 誠 (日立), 小島 充大 (富士電機), 澤徹 (東芝ESS), 泰中 一樹 (電中研), 西村 英彦 (MHPS), 桜川 宏樹 (JALエンジニアリング), 黛 健斗 (三井E&Sマシナリー), 吉田 征二 (JAXA)

ガスタービン技術普及委員会 ○岡田 満利 (電中研), 石田 克彦 (川崎重工), 垣内 大紀 (IHI), 窪谷 悟 (東芝ESS), 鈴木 正也 (JAXA), 高橋 康雄 (MHPS), 谷岡 忠輝 (MHPS), 長谷川 晃 (JALエンジニアリング), 村田 章 (東京農工大), 山本 誠 (東京理科大)

学会誌編集委員会 ○佐藤 哲也 (早大), 荒木 秀文 (MHPS), 壹岐 典彦 (産総研), 石井 達哉 (JAXA), 岩井 裕 (京大), 大塚 裕也 (本田), 加藤 千幸 (東大), 金子 雅直 (東京電機大), 黒瀬 良一 (京大), 渋谷 直紀 (東芝ESS), 高橋 俊彦 (電中研), 田尻 敬次 (荏原エリオット), 多田 暁 (JALエンジニアリング), 千葉 秀樹 (酒田共同火力発電), 辻田 星歩 (法政大), 寺澤 秀彰 (東京ガス), 寺本 進 (東大), 中野 賢治 (IHI回転機械), 新関 良樹 (徳島文理大), 野原 弘康 (ダイハツディーゼル), 八田 直樹 (三井E&Sマシナリー), 原 浩之 (MHPS), 北條 正弘 (JAXA), 松崎 裕之 (東

北発電工業), 松田 博和 (川崎重工), 宮入 嘉哉 (防衛装備庁), 村上 秀之 (物材研), 室岡 武 (IHI), 森澤 優一 (東芝ESS), 山下一憲 (荏原製作所)

論文委員会 ○村田 章 (東京農工大), 青塚 瑞穂 (IHI), 壹岐 典彦 (産総研), 小田 剛生 (川崎重工), 田頭 剛 (JAXA), 寺本 進 (東大), 中谷 辰爾 (東大), 姫野 武洋 (東大), 山田 和豊 (岩手大), 山根 敬 (JAXA), 山本 武 (JAXA), 山本 誠 (東京理科大), 吉岡 洋明 (東北大)

ガスタービン統計作成委員会 ○太田 有 (早大), 赤澤 弘毅 (川崎重工), 井田 真澄 (ターボシステムズユニテッド), 恵比寿 幹 (三菱重工エンジン&ターボチャージャ), 後藤 裕一 (IHI), 佐々木 慎吾 (MHPS), 澤 徹 (東芝ESS), 藤澤 信道 (早大), 山上 展由 (MHPS), 米田 幸人 (ヤンマー)

産官学連携委員会 ○岸部 忠晴 (MHPS), 壹岐 典彦 (産総研), 岡崎 正和 (長岡技術科学大), 及部 朋紀 (防衛装備庁), 金津 和徳 (IHI), 幸田 栄一 (電中研), 佐々木 隆 (東芝ESS), 野崎 理 (高知工科大), 原田 広史 (物材研), 二村 尚夫 (JAXA), 松崎 裕之 (東北発電工業), 吉田 英生 (京大), 笠 正憲 (川崎重工), 輪嶋 善彦 (本田), 渡辺 紀徳 (東大)

広報委員会 ○高原 雄児 (防衛装備庁), 壹岐 典彦 (産総研), 尾関 高行 (電中研), 酒井 義明 (東芝ESS), 谷 直樹 (IHI), 長谷川 晃 (JALエンジニアリング), 姫野 武洋 (東大), 吉田 征二 (JAXA)

表彰委員会 ○識名 朝春 (IHI), 壹岐 典彦 (産総研), 佐藤 哲也 (早大), 飭 雅英 (川崎重工), 山本 誠 (東京理科大)

調査研究委員会 ○川岸 京子 (物材研), 岡崎 正和 (長岡技術科学大), 長田 俊郎 (物材研), 笈 幸次 (首都大学東京), 金久保 善郎 (IHI), 貴志 公博 (三菱重工航空エンジン), 岸部 忠晴 (MHPS), 東部 泰昌 (川崎重工), 日野 武久 (東芝ESS), 福山 佳孝 (JAXA), 輪嶋 善彦 (本田)

将来ビジョン検討委員会 ○高橋 徹 (電中研), 小田 豊 (関西大), 賀澤 順一 (JAXA), 酒井 義明 (東芝ESS), 柴田 貴範 (三菱重工), 柴田 良輔 (本田), 多田 和幸 (東北電力), 寺本 進 (東大), 仲俣 千由紀 (IHI), 姫野 武洋 (東大)

男女共同参画推進委員会 ○都留 智子 (川崎重工), 旭 睦 (IHI), 川岸 京子 (物材研), 川澄 郁絵 (本田), 森川 朋子 (MHPS)

IGTC実行委員会 ○西澤 敏雄 (JAXA), 猪亦 麻子 (東芝ESS), 太田 有 (早大), 北山 和弘 (東芝ESS), 渋谷 直紀 (東芝ESS), 鈴木 正也 (JAXA), 塚原 章友 (MHPS), 寺本 進 (東大), 仲俣 千由紀 (IHI), 中村 恵子 (IHI), 牧田 光正 (JAXA), 安田 聡 (MHPS), 山根 敬 (JAXA), 吉田 征二 (JAXA)

IGTC総務委員会 ○山根 敬 (JAXA), 伊藤 優 (東大), 佐藤 眞一郎 (本田), 泰中 一樹 (電中研), 吉田 征二 (JAXA)

IGTC論文委員会 ○寺本 進 (東大), 壹岐 典彦 (産総研), 井上 智博 (九大), 大北 洋治 (JAXA), 岡井 敬一 (JAXA), 小田 豊 (関西大), 齋藤 敏彦 (三菱重工), 酒井 英司 (電中研), 柴田 貴範 (三菱重工), 鈴木 正也 (JAXA), 田頭 剛 (JAXA), 高橋 聡 (IHI), 谷 直樹 (IHI), 都留 智子 (川崎重工), 福田 雅文 (高効率発電システム研究所), 北條 正弘 (JAXA), 堀川 敦史 (川崎重工), 山本 誠 (東京理科大)

IGTC展示委員会 ○安田 聡 (MHPS), 赤澤 弘毅 (川崎重工), 高崎 恭子 (本田), 仲真 幸洋 (GEガスパワー), 藤木 貴子 (IHI), 分銅 克 (東芝ESS), 水野 拓哉 (JAXA), 山形 通史 (富士電機), 安形 友希子 (MHPS), 小森 豊明 (MHPS), 谷岡 忠輝 (MHPS), 塚原 章友 (MHPS), 渡部 丈 (MHPS)

IGTC行事委員会 ○仲俣 千由紀 (IHI), 石川智貴 (東芝), 長田 俊郎 (物材研), 川澄 郁絵 (本田), 高田 和正 (MHPS), 玉井 亮嗣 (川崎重工), 中村 恵子 (IHI), 南條 華子 (IHI)

IGTC財務委員会 ○渋谷 直紀 (東芝ESS), 猪亦 麻子 (東芝ESS)

エキスパート委員会 ○船崎 健一 (岩手大), 田沼 唯士 (帝京大), 二村 尚夫 (JAXA), 山脇 栄道 (アイ・エヌ・シーエンジニアリング)

日本ガスタービン学会入会のご案内

日本ガスタービン学会は、「エネルギー」をいかにして効率よく運用し、地球規模の環境要請に応えるかを、ガスタービンおよびエネルギー関連分野において追求する産学官民連携のコミュニティです。

会員の皆様からは、「ガスタービン学会に入会してよかったと思えること」の具体例として次の様な声が寄せられています：

- タテ（世代）とヨコ（大学、研究機関、産業界）の交流・人脈が広がった。
- 学会誌が充実しており、学会・業界・国外の専門分野の研究動向や技術情報が効率的に得られた。
- ガスタービンに熱い思いを持った人達と、家族的雰囲気ですら階層を意識せず自由な議論ができ、専門家の指導を得られた。

学会の概要（2019年3月現在）

会員数：2,028名（正会員 1,980名、学生会員 48名） 賛助会員：115社

会員の出身母体数：企業・研究機関・官公庁等 約300、学校 約100

会員のメリット

個人会員（正・学生会員）：

学会誌無料配布（年6回）、学術講演会の論文発表・学会誌への投稿資格、本会主催の行事の参加資格と会員参加費の特典、本会刊行物の購入資格と会員価格の特典、調査研究委員会等への参加賛助会員：

学会誌の無料配布、学会誌広告・会告掲載（有料）、新製品・新設備紹介欄への投稿、本会主催行事参加および出版物購入について個人会員と同等の特典

入会金と会費

会員別	入会金	会費（年額）	後期入会時 会費（初年度のみ）
正 会 員	500円	8,000円	4,000円
正 会 員（65才以上※）	500円	5,000円	2,500円
学生会員	500円	2,500円	1,250円
賛助会員	1,000円	一口 70,000円とし、一口以上	一口 35,000円

※当該年度3月1日現在

後期・・・9月1日～翌2月末まで

入会方法

学会ホームページにて入会手続きができます（<http://www.gtsj.org/index.html>）。

学会事務局にお電話いただいても結構です。申込書を送付致します。



公益社団法人

日本ガスタービン学会

Gas Turbine Society of Japan

〒160-0023 東京都新宿区西新宿7-5-13 第3工新ビル402

電話番号：03-3365-0095

E-mail: gtsj-office@gtsj.org

編集
後記

11月になり、ようやく秋らしくなってきました。会員各位におかれましては、いかがお過ごしでしょうか。

さて、本11月号では、数値シミュレーションにおけるパラダイムシフトの一つである、“マルチフィジックスシミュレーション”に関する特集を企画しました。当学会誌では、2007年、2012年、および2015年にも、11月号でCFDシミュレーションに関する特集を組んでおり、本号はその最新版とも言えます。解説記事のご執筆者は、いずれも当該分野の最前線でご活躍中の研究者・技術者の皆様であり、極めて造詣の深い記事を載くことができました。学生会員をはじめ、初学者の皆様には、難解な部分もあるかもしれませんが、これから、こうした数値シミュレーションで世界に伍するには、その肩に乗り、あるいはまた、全く異なる視点で臨まなくてはなりません。そうした活動の参考にして頂ければ幸いに存じます。

本特集で扱うマルチフィジックスシミュレーションは、当学会に縁が深いガスタービンやエネルギー機器に関する、いわゆるCAE解析です。その中で、本特集の多くが関連するCFDは、構造解析に比べて、やや遅れて進展を続けてきましたが、1990年代に、基盤となる考え方や枠組みがほぼ定着した後、今世紀に入り、特に“現実の場”への適用に大きな努力が払われてきました。その中心となるのがマルチフィジックス化であると思います。複数分野を融合するため、例えば、界面の現象や反応のモデル化、壁乱流のモデル化、現象により異なるタイムスケール等々（主にマルチスケールに因るものと思われる）課題がありますが、計算機性能の向上とともに驚くべき進化を遂げているように思われます。

数値シミュレーションは「第3の科学」とも言われますが、今後、これまでにない革新的な機器や装置の開発を担うには、理論や実験のように、手法として自立することが必要であると思います。本特集では扱うことがで

きませんでしたが、Verification & Validation手法の確立も極めて重要な課題でしょう。また、“現実の場”を扱うためには、リアルタイムなシミュレーションの実現や、モニタリングデータとの同化、機械学習との連携といった、帰納的（統計的）な手法との融合による信頼性の向上も期待されます。

最後になりましたが、当学会誌編集委員会では、今後とも、会員の皆様に有用な技術情報の提供のため、鋭意活動して参ります。引き続きご指導ご鞭撻のほど、よろしくお願い申し上げます。（高橋 俊彦）

- 11月号アソシエイトエディター
高橋 俊彦（電力中央研究所）
- 11月号担当委員
洪川 直紀（東芝エネルギーシステムズ）
北條 正弘（宇宙航空研究開発機構）
森澤 優一（東芝エネルギーシステムズ）

（表紙写真）

今回の表紙については、【論説・解説】の著者より流用およびお借りしています。

詳細については、下記記事をご参照ください。

- ・「ジェットエンジンにおけるマルチフィジックスCFDシミュレーション」……………（P.382～388）
- ・「相変化を伴う自由表面流の数値解析」……………（P.396～402）
- ・「Numerical Simulations of Combustion Noise」……………（P.403～410）
- ・「石炭ガス化炉内現象の数値シミュレーション」……………（P.411～417）

だより
♣事務局 ☒ ♣

雨上がりのある週末、現在の住まいのマンション自治会主催の防災訓練に参加しました。毎年秋恒例の行事で、管理センターからのアナウンス指示によって自室から各人階段をてくてく下り、集合場所で待機。一方防災担当者は最後に上階から全戸避難の確認をした後合流し、人数確認という極めてシンプルな流れで実施されました。

実施後に消防署職員立ち合いのもと、消火器やAEDの模擬体験ができる年度もあったなとこの訓練の形骸化をぼんやり感じていたところ、会の終わりに最上階在住のある老婦人が皆さんの前で近況をこう話し始められました。同居する主人は最近足が悪くとても夫婦二人では階段を最後まで降りる自信がない、そして実は認知症も発症している、と。

ポストに新聞を取りに行かれるお姿を見なくなったのは偶然ではなかったようでした。エレベーターで乗り合わせるとよそのお子さんに「学校楽しいか？」と声を掛けたり、時には「君、挨拶は相手の目を見て大きな声で！」と窘めてもくれるかくしゃくとした方だっただけに非常に衝撃的な内容の

告白でした。

高齢化がこの小さなコミュニティでも確実に進んでいること、自治会役員の方から高齢者はじめ介助が必要な世帯の把握が進んでいないこと、椅子型のストレッチャーは別棟の保管庫にあり訓練では実働できていないなど説明があり、実際に災害が起こった場合の援助含め様々な問題点を再認識しました。

この秋、大型台風や大雨などの異常気象で（今後は異常とは言えなくなるらしいですが）不測の事態に接していたこともあり、顔を合わせた場で皆が最近感じていた不安を共有し意見交換する場が持てたことが何より非常に有意義に感じられました。老婦人も皆さんからの「お手伝いしますよ！」の声がどんなに心の支えになったことかと。訓練の終わりに参加記念品のホイッスルボールペンミニライト一体型？便利グッズをいただき、温かな気持ちと生ぬるくなりがちだった防災意識を強くして家に持ち帰った秋の日となりました。

（細川 真子）

学会誌編集および発行要領（抜粋）

2018年7月13日改定

1. 本会誌の原稿はつぎの3区分とする。
 - A. 依頼原稿：学会誌編集委員会（以下、編集委員会）がテーマを定めて特定の人に執筆を依頼する原稿。執筆者は本学会会員（以下、会員）外でもよい。
 - B. 投稿原稿：会員から自由に随時投稿される原稿。執筆者は会員に限る。
 - C. 学会原稿：本学会の運営・活動に関する記事（報告、会告等）および会員による調査・研究活動の成果等の報告。
- 1.2. 技術論文の投稿については、「技術論文投稿要領」による。
- 1.3. 英文技術論文の投稿については、Instruction to Authors, JGPP (International Journal of Gas Turbine, Propulsion and Power Systems) による。
2. 依頼原稿および投稿原稿は、論説・解説、講義、技術論文、寄書（研究日より、見聞記、新製品・新設備紹介）、随筆、書評、情報欄記事の掲載欄に掲載することとし、刷り上がりページ数は原則として以下のとおりとする。

論説・解説、講義	6ページ以内
技術論文	「技術論文投稿要領」による
寄書、随筆	3ページ以内
書評	1ページ以内
情報欄記事	1/2ページ以内
3. 原稿の執筆者は、本会誌の「学会誌原稿執筆要領」に従って原稿を執筆し、編集委員会事務局（以下、編集事務局）まで原稿を提出する。編集事務局の所在は付記1に示す。
4. 依頼原稿は、編集委員会の担当委員が、原稿の構成、理解の容易さ等の観点および図表や参考文献の書式の観点から査読を行う。編集事務局は査読結果に基づいて、執筆者への照会、修正依頼を行う。
5. 投稿原稿のうち技術論文以外のものは、編集委員会が審査し、本会誌への掲載可否を決定する。
6. 投稿原稿のうち技術論文の審査、掲載については、「技術論文投稿要領」に従う。
7. 依頼原稿の執筆者には、学会事務局から原則として「学会誌の執筆謝礼に関する内規」第2条に定めた謝礼を贈呈する。
8. 非会員の第一著者には掲載号学会誌1部を贈呈する。
9. 本会誌に掲載された著作物の著作権は原則として本学会に帰属する。本学会での著作権の取扱いについては別途定める「日本ガスタービン学会著作権規程」による。
10. 他者論文から引用を行う場合、本会誌に掲載するために必要な事務処理及び費用分担は著者に負うところとする。

付記1 原稿提出先および原稿執筆要領請求先（編集事務局）
 ニッセイエブプロ(株) 企画制作部
 学会誌担当：高橋 邦和
 〒105-0003 東京都港区西新橋1-18-17 明産西新橋ビル
 TEL：03-5157-1277
 FAX：03-5157-1273
 E-mail：eblo_h3@eblo.co.jp

技術論文投稿要領（抜粋）

2018年7月13日改定

1. 本学会誌に技術論文として投稿する原稿は次の条件を満たすものであること。
 - 1) 主たる著者は本学会会員であること。
 - 2) ガスタービン及びエネルギー関連技術に関連するものであること。
 - 3) 「学会誌原稿執筆要領」に従って執筆された、日本語原稿であること。
 - 4) 一般に公表されている刊行物に未投稿であること。ただし、以下に掲載されたものは未投稿と認め技術論文に投稿することができる。
 - 本学会主催の学術講演会・国際会議のプロシーディングス
 - 特許および実用新案の公報、科学研究費補助金等にかかわる成果報告書
 - 他学協会の講演要旨前刷、社内報・技報、官公庁の紀要等の要旨または抄録
2. 原則として刷り上がり8ページ以内とする。ただし、「学会誌の掲載料に関する内規」第2条に定めた金額の著者負担で4ページ以内の増ページをすることができる。
3. カラー図は電子版と本学会ホームページ上の「技術論文掲載欄」に掲載し、冊子体にはモノクロ変換した図を掲載する。著者が「学会誌の掲載料に関する内規」第3条に定めた金額を負担する場合には、冊子体もカラー印刷とすることができる。
4. 投稿者は、「学会誌原稿執筆要領」に従って作成された印刷原稿または原稿電子データを、技術論文原稿表紙とともに学会誌編集事務局に提出する。
5. 投稿された論文は、論文委員会が「論文査読に関する内規」に従って査読を行い、掲載可否を決定する。
6. 論文内容についての責任は、すべて著者が負う。
7. 本技術論文の著作権に関しては、「学会誌編集および発行要領（抜粋）」9.および10.を適用する。

日本ガスタービン学会誌
 Vol.47 No.6 2019.11

発行日 2019年11月20日
 発行所 公益社団法人日本ガスタービン学会
 編集者 佐藤 哲也
 発行者 渡辺 紀徳
 〒160-0023 東京都新宿区西新宿7-5-13
 第3工新ビル402
 Tel. 03-3365-0095 Fax. 03-3365-0387
 郵便振替 00170-9-179578
 銀行振込 みずほ銀行 新宿西口支店
 (普) 1703707
 印刷所 ニッセイエブプロ(株)
 〒105-0003 東京都港区西新橋1-18-17
 明産西新橋ビル
 Tel. 03-5157-1277 Fax. 03-5157-1273

©2019, 公益社団法人日本ガスタービン学会

複写複製をご希望の方へ

公益社団法人日本ガスタービン学会では、複写複製に係る著作権を一般社団法人学術著作権協会に委託しています。当該利用をご希望の方は、学術著作権協会（<https://www.jaacc.org/>）が提供している複製利用許諾システムを通じて申請ください。