

特集：燃焼現象

「燃焼現象」特集号に寄せて

川口 修^{*1}

KAWAGUCHI Osamu

地球環境問題が取りざたされ、化石燃料資源の近い将来の枯渇まで話題になっている今日だが、エネルギー変換機器として重要な役割を担っているガスタービンについても熱効率の向上、環境汚染物質の排出低減のために今後も一層の努力を続けることが必要である。特に、燃料を燃焼させることによって燃料の持つ化学的ポテンシャルを熱エネルギーに変換する役割を持つ燃焼器の重要性は大きく、その内部で行われる燃焼現象について掘り下げて考えることは非常に有意義なことと思われる。

高圧、高速空気中で燃料を燃焼させ、高温高圧の燃焼ガスを発生させる役割を担う燃焼器は圧縮機やタービンなどとは異なる性格を持っており、燃焼現象の複雑さを知らない人には高速空気流中で燃料を燃焼させて環境汚染物質のなるべく少ない高温排出ガスにすることの難しさがなかなか理解できないだろう。燃焼器内部における物理過程、化学反応過程は他の構成要素と違って基礎工学に基づく解析が非常に難しく、その開発や改良にはそれまでの経験や実験によるデータの蓄積と活用が重要である。

圧縮機を経て燃焼器に流入する高圧空気と外部から供給される燃料は拡散、混合を経て着火し、化学反応によって高温、高圧の燃焼ガスとなって下流のタービンに送られる。燃焼器内の高速乱流中では空気中への燃料の拡散、下流の高温燃焼ガス中の反応活性基による燃料／空気混合気への着火で高乱流中の定位置で燃焼が継続して行われ、定常燃焼に至る。液体燃料が使われる場合にはこれらに先立って微粒化、噴霧の気流中への分散、蒸発の物理過程が必要となる。このように乱流中で非定常、非線形な現象が行われる燃焼器であるが、燃焼器内部における極めて短い滞留時間のうちに必要な物理過程、化学反応過程を終了して燃焼負荷の変化に対しても安定な燃焼状態を保持しながら環境汚染物質の少ない高温高圧の排気をタービンに送る機能を維持しなければならない。特に製鉄所の高炉ガスや空気吹きガス化炉を利用する石炭ガス化ガスなどの発熱量の低い燃料においては、良好で安定な燃焼状態を保持するための燃焼学的な基礎知識が必要となる。

このように燃焼器内部の複雑な現象の理解は燃焼器の性能評価と改良、新規開発に欠かせないが、近年におい

ては目覚ましい光学計測技術とデータ解析技術の発達、高速、大容量化した計算機による数値解析、シミュレーション技術の助けによって得られたデータが環境性能に優れ、高い安定性を持つ燃焼器の設計、改良に活用されるようになってきている。

近年は燃料の高いエネルギー密度を利用したマイクロ燃焼が注目され、マイクロ燃焼器の研究開発だけでなく、様々な燃焼器を念頭に置いた燃料の着火特性の計測や燃焼化学反応の研究ツールとしてマイクロ燃焼が利用されている。その研究成果は燃焼器における基礎的な燃焼現象の理解に役立てられる可能性を持っており、今後が期待されている。

燃焼器内の三次元、非定常な燃焼現象は光学計測技術によってかなりの程度理解が進んでいるが、実機内部における詳細な現象の理解には未だ程遠い。しかし、計算機能力および数値計算手法の著しい進歩もあって非定常な燃焼場の三次元構造を詳細な反応機構と輸送機構を取り入れた数値シミュレーションで理解しようとする試みが盛んに進められており、高速乱流中の火炎の詳細構造の解析事例が報告されている。

燃焼器内部の高速流における渦流は液体燃料の蒸発促進、燃料と酸化剤の混合促進、火炎安定化や燃焼域における滞留時間の確保などに非常に有効であることは周知の事実である。渦流の燃焼場に及ぼす影響について単純化した予混合渦流燃焼器を用いた研究が行われており、そのような場で生じる高速火炎伝播現象である「ボルテックスバースティング」の火炎伝播限界の拡張、縮小のメカニズムについて報告が行われており、燃焼器内の現象の理解に役立つことが期待される。

航空用ガスタービンや非常用の小型ガスタービンでは液体燃料を使う必要があり、燃料噴霧の燃焼の理解が重要である。液体燃料を単一燃料液滴、液滴列、液滴群を用いた蒸発、着火、燃焼過程の実験研究は数多くあるが、それらは直接噴霧燃焼の理解にはつながらない。それらの知見を噴霧燃焼につなげるために気流中に噴霧が分散している予混合噴霧において液滴間の燃え広がりや噴霧の群燃焼の発現に至る過程を表現するモデルが考えられている。

Chiuらの提案した噴霧火炎を油滴群の燃焼として捉えた群燃焼理論は噴霧燃焼を評価する際に用いられてきたが、噴霧燃焼場を時間、空間的に高精度な時系列デー

原稿受付 2016年1月25日

*1 慶應義塾大学名誉教授

タとして捉える複合光学システムが開発され、その計測結果は群燃焼場を検証するのに役立てられている。すなわち、流れ場中の乱れや油滴間相互干渉が噴霧火炎の燃焼特性を支配し、噴霧の不均質性が群としての挙動を作り出し、その時空間的变化が噴霧の燃焼機構と深く結びついていることが明らかにされている。

化石燃料を構成する炭化水素等の詳細化学反応機構を用いた実用解析は非常に困難であるが、反応性流体解析を効率的に行うための化学反応方程式の高速積分手法を用いて詳細反応機構と数値流体力学（CFD）による解析を一体化する試みが行われており、実機スケールへの適用を可能とする燃焼反応モデルについての研究も行われている。

ガスタービン燃焼器への応用を目的とした回転デト

ネーションの研究も行われている。デトネーションエンジンではデトネーション波が衝撃波を伴って自走的に管内の混合気内を伝播することで化学反応が極めて短時間に完了可能であり、また圧縮機の負荷を軽減することで定圧燃焼サイクルよりも高い熱効率が得られる可能性があり、燃焼器が小型化できる点が注目されている。

本特集号は燃焼器の内部で行われる複雑な現象の把握のために行われている基礎的な研究や光学計測による燃焼場の時間、空間的な観測、さらには高乱流中の燃焼現象の解析あるいはシミュレーション技術の現状について、それぞれの専門家の方々にご執筆頂いた。その内容は将来の環境性に優れた高性能な燃焼器の開発、改良を目指す技術者、研究者にとって大いに役立つものと考えられるので、是非ともお読みいただいて参考にされたい。

特集：燃焼現象

温度分布制御マイクロフローリアクタによる ガスタービン燃料の着火特性評価

中村 寿^{*1,*2}
NAKAMURA Hisashi

丸田 薫^{*1,*3}
MARUTA Kaoru

キーワード：マイクロ燃焼，微弱火炎，着火，化学反応

Microcombustion, Weak Flame, Ignition, Chemical Kinetics

1. 緒言

予混合火炎の特性を代表する基礎燃焼特性値として、層流燃焼速度、乱流燃焼速度、消炎限界等が挙げられる。伝ば火炎の性質を精緻に把握し、これを再現するモデルを構築・検証することは、ガスタービンをはじめとする実燃焼器の燃料多様化、高熱効率化、低エミッション化に向けた設計開発に資する重要な基礎研究要素の一つである。一方で乱流火炎基部の安定性や火炎形態について予熱乱流予混合バーナ火炎を用いて調べた最近の研究により、乱流火炎に及ぼす着火特性の重要性が指摘されている⁽¹⁾。着火特性としては、着火遅れ時間、燃焼反応が起こる温度、オクタン価などがある。一般に、着火特性は燃料の分子構造に強く依存し、着火特性の代表である着火遅れ時間が、わずかな分子構造の違いにより10倍以上異なる値となることがよくある。したがって、特にガスタービン燃焼器の燃料多様化を進めるにあたり、予混合火炎の伝ば特性だけでなく着火特性に着目することが重要と考えられる。着火遅れ時間の計測には、衝撃波管や急速圧縮試験機（RCM: Rapid Compression Machine）が広く用いられ、幅広い温度・圧力・濃度・燃料種の条件について、継続的にデータが取得されてきた⁽²⁾。得られた着火遅れ時間を数値計算結果と比較し、反応機構の検証が進められている。

本稿では、マイクロ燃焼技術^{(3),(4)}を応用した新しい着火特性の評価法を紹介する。マイクロ燃焼とは消炎距離（火炎が細い隙間に入った場合に周囲の壁への熱損失により火炎が維持できなくなる最大の隙間距離）と同等かそれ以下の代表スケールにおける燃焼を指し、その研究開発の主目的は当初、燃料の高エネルギー密度を利用した小型の動力源・電源の実現に限られていた。一方我々

の研究グループでは、熱再生を模擬した加熱微小管内における火炎動態の基礎研究から得た知見^{(5),(6)}を元に、（3節で後述する）Weak flame観察による着火特性評価という新たな応用展開を進めている⁽⁷⁾。試験装置「温度分布制御マイクロフローリアクタ」（以下、マイクロリアクタ）の概略、マイクロ燃焼と着火との関連性を記述した後、マイクロリアクタを用いたガスタービン燃料の着火特性に関する最近の研究例を紹介する。

2. 温度分布制御マイクロフローリアクタ

図1に温度分布制御マイクロフローリアクタの概略図を示す。消炎直径（多くの炭化水素燃料で約2.5mm程度）以下の内径を持つ石英管をリアクタとして用いる。この石英管を外部熱源により加熱することで図1に示すような温度分布を管内壁に沿って形成する。外部熱源として電気ヒータやバーナ等を用いるが、管内の火炎の視認性を良くするため、主に水素/空気予混合平面火炎バーナを用いている。管内壁の温度分布はリアクタ出口側から挿入したK型熱電対（インコネルシース、シース直径0.25mm、素線露出型、素線径50 μ m）を用いて計測している。マイクロリアクタ内に低温側から試験対象予混合気を流入させると、予混合気が下流側に流れるにつれて壁との熱交換により予混合気の温度が上昇し、ある位置で火炎が形成される。管内に形成された火炎をCHフィルタ付一眼レフカメラやイメージインテンシファイア付高速度カメラで撮影する。マイクロリアクタ

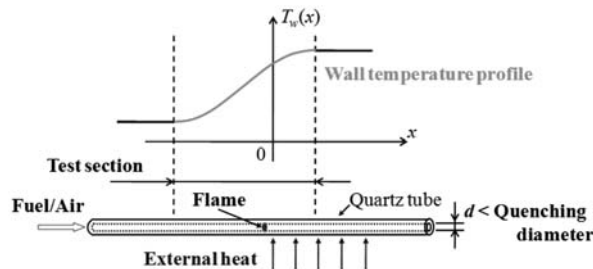


Fig. 1 Schematic of a micro flow reactor with a controlled temperature profile.

原稿受付 2016年2月3日

*1 東北大学 流体科学研究所

〒980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1

*2 独立行政法人科学技術振興機構、さががけ

〒332-0012 川口市本町4-1-8

*3 ICE Lab., Far Eastern Federal University,
Russky Island, Vladivostok, Russia

の出口は大気開放であるが、ここに背圧調整弁を設けることで、数気圧程度の昇圧実験も可能である^{(8)–(11)}。また高圧容器内で実験することで、さらに高圧の条件でも試験可能である⁽¹²⁾。

数値計算はPREMIXをベースに、エネルギー方程式に壁との熱伝達項（次式左辺の最終項）を追加した計算コードを用いている。

$$\dot{M} \frac{dT}{dx} - \frac{1}{c_p} \frac{d}{dx} \left(\lambda A \frac{dT}{dx} \right) + \frac{A}{c_p} \sum_{k=1}^K \rho Y_k V_k c_{pk} \frac{dT}{dx} + \frac{A}{c_p} \sum_{k=1}^K \dot{\omega}_k h_k W_k - \frac{A}{c_p} \frac{4\lambda Nu}{d^2} (T_w - T) = 0 \quad (1)$$

ここで、熱伝達項の T_w には計測した管内壁温度分布を与えている。マイクロリアクタでは、管径が小さいことから、流れ場は層流で、定圧条件下の燃焼反応が起こる。流れ場が非常にシンプルであり、特に後述するWeak flame条件では火炎からの発熱による壁面温度の変化を無視できることから、実験と計算の定量比較が可能である。

図2に量論混合比のメタン/空気予混合気を用いた場合にマイクロリアクタで得られる三種類の火炎動態および火炎位置（火炎位置における壁面温度）と予混合気の流れ速度（ U_0 ）の関係を示す。リアクタの内径（ d ）は2 mmである。高流速域においては、予熱された予混合気に相当するNormal flameが観察される。流入した予混合気は下流の高温域で着火し上流側に向かって伝ば、その後、燃焼速度と流入予混合気の流れがつりあう位置で定在する。流速低下に伴い火炎位置は上流の低温側に移動し、ある流速まで低下すると、低温壁への熱損失の増大により、火炎は消失する。すると、流入予混合気は再び下流の高温側で着火し、火炎が上流の低温側に向かって伝ばし、消失し、を繰り返す。この着火と消失を繰り返す非定常火炎をFREI（Flames with Repetitive Extinction and Ignition）と呼んでいる。さらに流速を低下させると、非常に微弱な定常火炎が形成される（Weak flame）。発光が極めて微弱であるため、数分から数十分の長時間露光により撮影している。これらの火炎動態は理論解析と数値計算でも確認されている。このとき、FREIが観察される領域は点線で示される不安定解が存在する領域と一致する。

3. Weak flameと着火の関係

前述の火炎動態のうち、著者らの研究グループではWeak flameを利用した燃料の着火特性および酸化過程の計測を進めてきた。ここで、Weak flameの特徴と着火との関係について述べる。理論解析から、図2のNormal flame, 中間流速域の不安定解, Weak flameからなるS型の解はFendell曲線に相当することが分かった⁽¹³⁾。すなわち、Normal flameの解はデフラグレーションブランチ、FREIの着火位置とWeak flameの解は着火ブラ

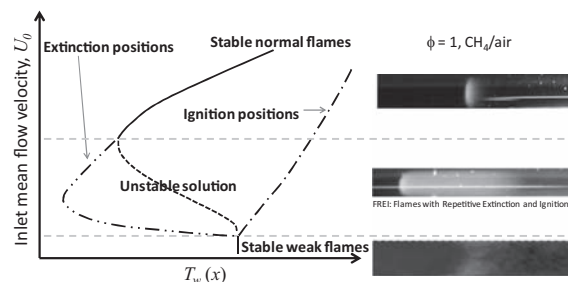


Fig. 2 Schematic of flame responses for a stoichiometric methane/air mixture in the micro flow reactor.

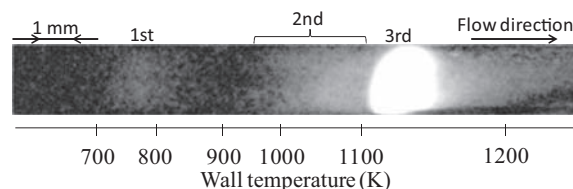


Fig. 3 Image of weak flames for a stoichiometric *n*-heptane/air mixture ($P = 1$ atm; $d = 2$ mm; $U_0 = 3$ cm/s)⁽⁸⁾.

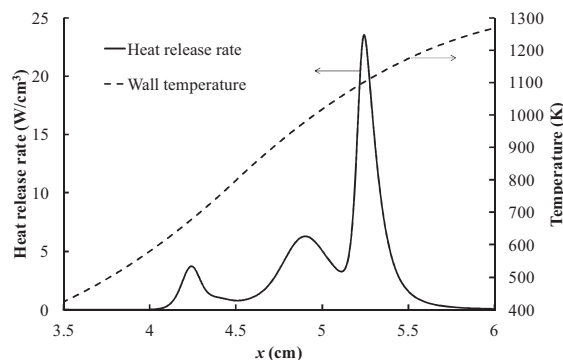


Fig. 4 Computed heat release rate profile of weak flames for a stoichiometric *n*-heptane/air mixture ($P = 1$ atm; $d = 2$ mm; $U_0 = 3$ cm/s; chemical kinetics developed by Seiser, et al.⁽²⁰⁾ was used)⁽⁸⁾.

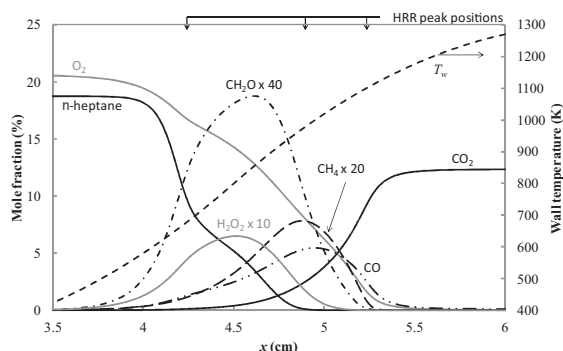


Fig. 5 Computed species profiles of weak flames for a stoichiometric *n*-heptane/air mixture ($P = 1$ atm; $d = 2$ mm; $U_0 = 3$ cm/s; chemical kinetics developed by Seiser, et al.⁽²⁰⁾ was used)⁽⁸⁾.

ンチに相当する。Weak flameは非常に燃焼速度の遅い定常伝播火炎でありながら着火特性を代表する、特異な位置づけにある。

Weak flameは数cm/s以下という微小流速条件で得ら

れる。マイクロリアクタの管径が小さいことから、予混合気の流量も小さく（数cc/min以下）、投入燃料の発熱量は1 W以下である。また、リアクタ管の熱容量は気相の熱容量より十分に大きい。これらにより、気相温度は強く所与の壁面温度分布に拘束され、火炎帯においても気相温度の上昇は数十Kである^[14]。この微小な気相と壁面の温度差は流速の低下と共に小さくなり、流速が0.2cm/sのとき温度差がゼロに近づく。このとき、排気分析から反応が進行しなくなる（燃料が消費されなくなる）も確認された^[14]。外部熱源で温度を補償しているにもかかわらず、反応が進行しなくなる極限がWeak flameの流速下限界で得られた。これは、反応の初期過程で形成されるラジカルが拡散によって散逸するために起こると推定される^[14]。一方、流速を増加させると気相と壁面の温度差はわずかに増加する。Weak flameの流速上限界（約2 cm/s）では、気相温度の上昇により反応速度が急増し、熱暴走に至り着火が起こる。このため、図2に示すように、Weak flameの流速上限界はFREIの着火位置の流速下限界に接続している。Weak flameは反応が進行しなくなる極限から、熱暴走を経て着火に至る直前までの、着火の初期過程を代表している。また通常、時間スケールの短い非定常着火現象の初期過程を定常現象として安定化できている。

Weak flameの特性をより詳細に調べるため、ジメチルエーテル^[15]や*n*-ヘプタン^[8]を燃料に検討を行っている。ここでは、*n*-ヘプタンの結果について述べる。*n*-ヘプタンはガソリン基準燃料の一つであり、その反応過程が詳細に調べられている。*n*-ヘプタン/空気予混合気は、低温（約600–800K）でおこる冷炎と熱炎とからなる二段着火を呈することが知られている^[16]。また、往復動機関の特定条件（膨張行程における着火や強度の希釈により着火時の熱発生が緩やかになる条件）において熱炎が分離し、冷炎・青炎・熱炎からなる三段着火も観察されている^{[17]–[19]}。

図3にマイクロリアクタに量論混合比の*n*-ヘプタン/空気予混合気によるWeak flameの画像を示す^[8]。また、図4には数値計算により得られた熱発生速度分布を示す^[8]。数値計算にはSeiserらによって開発された*n*-ヘプタンの簡略化反応機構^[20]を用いた。実験・計算のいずれにおいても、三段の反応帯が観察され、反応帯の位置する壁面温度もおおよそ一致している（上流側から約750, 1000, 1100K）。各反応帯における酸化反応過程を調べるために、主要化学種の分布を数値計算により調べた（図5）。一段目の反応帯において、燃料と酸素の一部が消費され、CH₂OとH₂O₂が生成されている。二段目の反応帯において、一段目に残った燃料と一段目で生成されたCH₂OとH₂O₂が消費されている。一段目に残った酸素は一部消費されているが、二段目でも残っている。また、CH₄, CO, CO₂が生成されている。最後の三段目において、残った酸素、CH₄, COが消費され、CO₂が生成さ

れている。なお図5の化学種のうち酸素、CH₂O, CH₄, CO, CO₂について、ガス分析による計測でも同様の結果が得られている^[8]。

これらの化学種分布から、一段目の反応帯で低温酸化反応、二段目で部分酸化反応、三段目で最終的な完全酸化反応が起きていることが分かる。これらの酸化反応過程はそれぞれ冷炎・青炎・熱炎の酸化反応過程と同じである^[8]。すなわち、マイクロリアクタを用いることで、非定常現象である着火過程をWeak flameで定常的に分離観察できることが示された。薄い火炎帯で起こる反応過程を引き延ばして温度域ごとに分離観察していることから、本手法を「火炎クロマトグラフィ」とも呼んでいる。

4. 燃料の着火特性計測

前述の通り、一見関連のなさそうな「微小流路における火炎」と「着火」が理論的背景を持って結び付けられ、実際に*n*-ヘプタンの酸化反応過程（着火過程）をこれまでにない形で観察することが可能になった。この特徴を利用し、各種燃料の着火特性をマイクロリアクタで調べた。

図6に量論混合比のガソリンPRF (Primary Reference Fuel) /空気予混合気を用いた場合のWeak flameの画像を示す^[9]。ここでガソリンPRFとは、オクタン価0の*n*-ヘプタンとオクタン価100の*iso*-オクタンの混合燃料である。図中のPRFに続く数字が燃料中の*iso*-オクタン分率を示しており、リサーチオクタン価に相当する。オクタン価は、厳密には燃料のアンチノック性を示す指標であるが、一般にアンチノック性が高い燃料は反応性が低いことから、着火性の指標としてもよく利用される。図6において、オクタン価が増加すると、点線で囲まれた領域の冷炎の輝度が弱くなる傾向がみられる。（なお、点線で囲まれた領域は画像処理で他の領域より輝度を増幅させている。）また、オクタン価が増加すると、熱炎の定在位置が高温側に移動する傾向が見られる。いずれの傾向も、オクタン価が増加するにつれて燃料の反応性が低下することを示しており、オクタン価とWeak flameの応答に相関がみられた。図7にCurranらによって開発されたガソリンPRFの詳細反応機構^{[21], [22]}を用いて計算した熱発生速度分布を示す。実験と同様に、オクタ

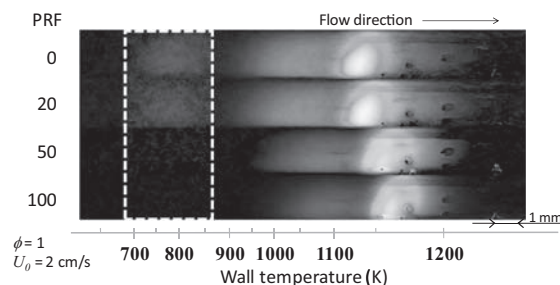


Fig. 6 Responses of stoichiometric gasoline PRFs on weak flames ($P = 1$ atm; $d = 2$ mm; $U_0 = 2$ cm/s)^[9].

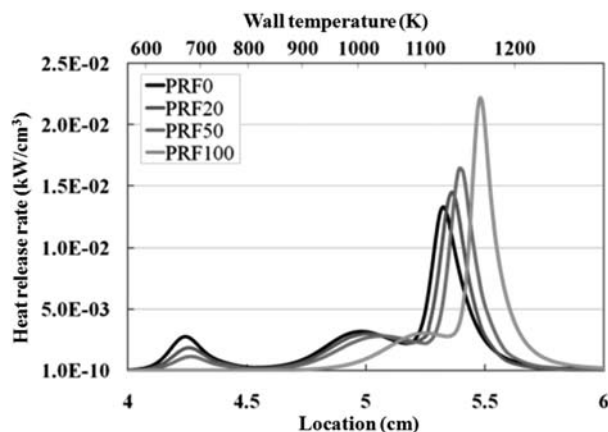


Fig. 7 Responses of stoichiometric gasoline PRFs on computed heat release rate profiles ($P = 1$ atm; $d = 2$ mm; $U_0 = 2$ cm/s; chemical kinetics developed by Curran, et al.^{[21], [22]} was used)^[9].

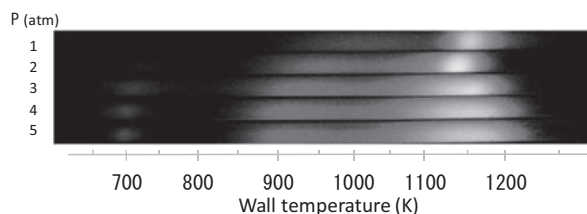


Fig. 8 Pressure dependence of weak flames for a stoichiometric *n*-heptane/air mixture ($d = 1$ mm, $U_0 = 2$ cm/s)^[9].

ン価の増加に伴い冷炎での熱発生が小さくなり、熱炎の定在位置が高温側に移動している様子が確認できる。

図8に量論混合比の*n*-ヘプタン (PRF0) /空気予混合気のWeak flameの圧力依存性を示す^[9]。なお高圧時には消炎直径が小さくなることから、ここでは内径1 mmの石英管をリアクタとして用いた。図6のように部分的な画像処理を施さなくても、圧力が増加するにつれて冷炎を鮮明に観察できることがわかる。大気圧のとき約1000 Kに定在している青炎は、圧力上昇に伴い上流側に移動し、5気圧のとき約900 Kの位置に定在している。また、圧力上昇に伴い青炎の輝度が強くなっている。一方、圧力上昇に伴い熱炎は火炎帯が厚くなり、輝度が弱くなっている。図9にガソリンPRFの詳細反応機構^{[21], [22]}を用いて計算した熱発生速度の圧力依存性を示す。ここで、圧力に比例して燃料のモル濃度が増加し、熱発生速度が増加することから、圧力条件間の比較を行うために熱発生速度を圧力で除し、これをNormalized heat release rateとして縦軸に表記してある。実験と同様に、圧力上昇に伴い、冷炎と青炎における熱発生速度が増加している、青炎の位置が低温側に移動する、熱炎が弱くなる、という実験と同様の傾向が得られている。他のオクタン価のガソリンPRFについても圧力依存性が調べられ、定性的に同じ傾向が得られた。ただし、オクタン価が高くなるほど、圧力上昇に伴う冷炎の強化は弱くなった^[9]。

この他、Weak flameの応答を見ることで、ディーゼ

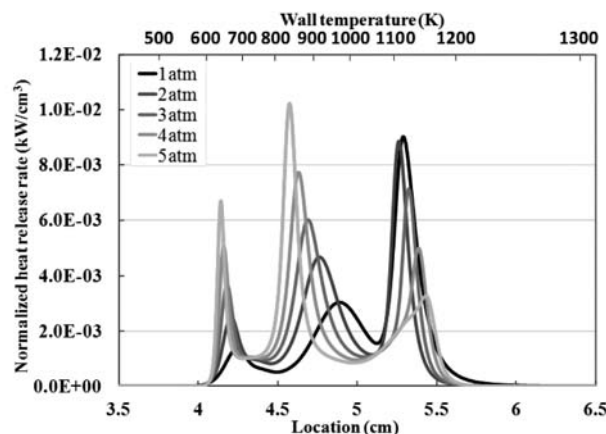


Fig. 9 Pressure dependence of computed heat release rate for a stoichiometric *n*-heptane/air mixture ($d = 1$ mm; $U_0 = 2$ cm/s; chemical kinetics developed by Curran, et al.^{[21], [22]} was used; normalized heat release rate = heat release rate / P)^[9].

ル代替燃料の一つであるジメチルエーテルの酸化反応過程評価^[15]、ディーゼル基準燃料 (*n*-セタン, *iso*-セタン, *n*-デカン, α -メチルナフタレン, *n*-セタンと*iso*-セタンの混合燃料) を対象にディーゼルノックの指標であるセタン価との関係^[23]、トルエンを添加剤とした場合の着火抑制効果の評価^[10]を行っており、さまざまな燃料を対象にマイクロリアクタの有効性が確認されている。なお、マイクロリアクタでは必要な試験燃料が少量ですむため (例えば*n*-ヘプタンの場合、一連の実験で使用したのは数ml)、高価な燃料や添加剤を試験対象とする場合のコストが低いという特徴も併せ持っている。

5. 天然ガス成分の着火特性

ガスタービン用燃料として一般的に使用されている天然ガスの成分毎の着火特性をマイクロリアクタで調べた^[24]。天然ガス成分の代表としてメタン、エタン、プロパン、*n*-ブタンを取り上げ、それらのWeak flame応答を調べた。図10にWeak flame画像を示す。また、図11に、実験および数値計算による火炎位置の壁面温度を示す。図11では縦軸のオクタン価で燃料種を整理している。

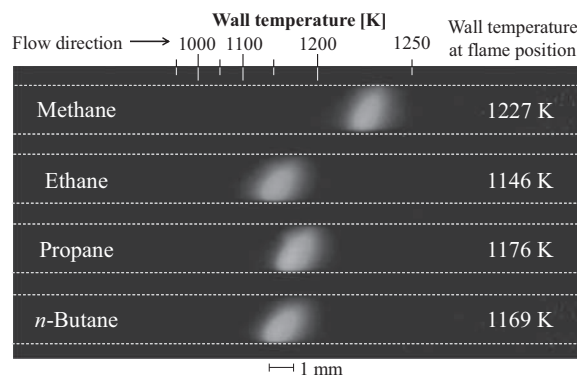


Fig. 10 Responses of stoichiometric natural gas components on weak flames ($P = 1$ atm; $d = 2$ mm; $U_0 = 2$ cm/s)^[24].

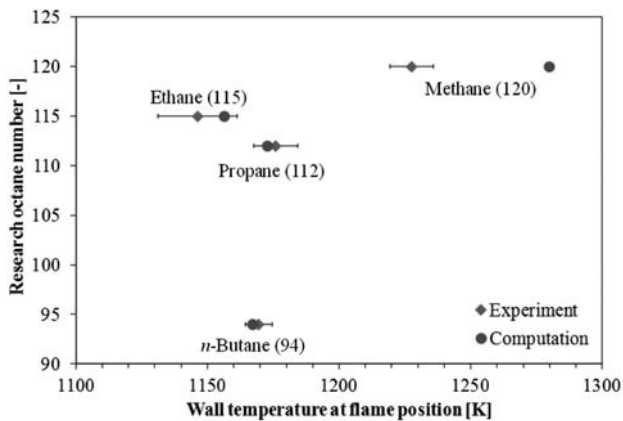


Fig. 11 Relationship between weak flame position at 1 atm and RON for natural gas components (chemical kinetics developed by Healy, et al.²⁸ was used)²⁴.

数値計算の詳細反応機構にはHealyらが開発したNatural Gas III²⁸を用いた。

これらの低級炭化水素燃料は低温酸化反応を示さないか、または低圧時は弱いため、図10に示すように流れ方向に一つの反応帯を示している。実験結果より、Weak flame定在位置は低温側からエタン、*n*-ブタン、プロパン、メタンとなっており、この傾向は数値計算でも再現されている。特にメタンのWeak flame定在位置は他の3燃料に比べて大きく高温側に位置しており、前述のガソリンPRFでオクタン価0-100の差異が熱炎定在位置の壁面温度で1130-1170 Kであったことを考慮すれば、メタンの非常に低い反応性が推察できる。数値計算で得られたWeak flame定在位置はエタン、プロパン、*n*-ブタンについては定量的に良く実験結果と一致しているが、メタンについては実験結果より高温側に位置しており、反応機構がメタンの反応性をやや過小評価している。図11よりオクタン価とWeak flame応答の相関を見ると、エタンは高オクタン価（低反応性）にもかかわらず、Weak flame定在位置は低温側に位置（高反応性）しており、両指標の反応性評価が逆になっている。これについては反応経路解析より、エタンの水素引き抜き反応からエチルラジカル (C_2H_5) が生成、 $C_2H_5 + O_2 \rightleftharpoons C_2H_4 + HO_2$ により HO_2 ラジカルが生成、 HO_2 ラジカルから直接または H_2O_2 を経由して OH ラジカルが生成、 OH ラジカルがエタンの水素引き抜き反応を促進、という反応ループが形成されること、これが低圧時には支配的となり、エタンの特異的な高い反応性を示す原因となっていることが分かった。実際、オクタン価の試験は高圧で実施されており、マイクロリアクタでも圧力を4気圧以上にとると、エタンのWeak flame定在位置はプロパンとメタンの間に位置した²⁴。以上のように、これらの低級炭化水素燃料の着火特性は燃料種ごとに大きく異なることが分かる。なお、メタンの大気圧～十数気圧・1000K付近の着火特性データは皆無である²⁶。これはメタンの低い反応性により着火遅れ時間が衝撃波管やRCMによる計測には長

すぎるためと考えられる。ガスタービン燃料の着火特性計測に対するマイクロリアクタの利点は、このように反応性の低い燃料についても着火特性計測ができる点にもあると考えられる。

次に、天然ガスの組成はその産地に大きく依存することから²⁷、天然ガス成分のうち低い反応性を示すメタンと高い反応性を示す*n*-ブタンの二種類を取り上げ、その混合比率がWeak flame応答に及ぼす影響を調べた。図12に燃料中の*n*-ブタンの割合を変化させた時のWeak flame画像を示す。*n*-ブタン割合が0%から25%に増加すると、Weak flame定在位置は大きく低温側に移動している。さらに、*n*-ブタン割合が25%から100%に増加すると、Weak flame定在位置は緩やかに低温側に移動している。すなわち、*n*-ブタン割合が小さいとき、その割合にWeak flame定在位置は敏感であり、燃料の反応性が急激に高くなっていくことが分かる。

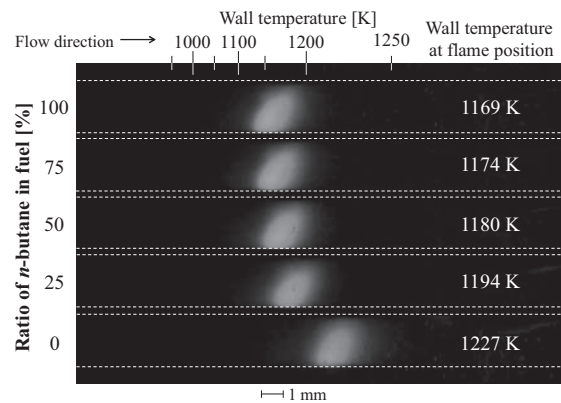


Fig. 12 Responses of stoichiometric methane/*n*-butane blends on weak flames ($P = 1$ atm; $d = 2$ mm; $U_0 = 2$ cm/s)²⁴.

このほか、石炭ガス化により生成された合成ガスを対象に、水素と一酸化炭素およびそれらの混合燃料に対する着火特性を調べている²⁸。空気吹き・酸素吹き等のガス化方法の違いにより、燃料中に含まれる希釈ガス成分が大きく異なるため、希釈ガスの種類と量が着火特性に及ぼす影響も調べている。また、将来のエネルギーキャリアの有力候補の一つであるアンモニアを対象にその着火特性を調べている²⁹。アンモニアや一酸化炭素も反応性の低い燃料の代表であり、また、強度の希釈条件では反応性が低下することから、こうした反応性の低い燃料の着火特性計測にはマイクロリアクタがふさわしいと考えられる。さらに、マイクロリアクタの熱損失を補償する特徴と反応過程を分離観察できる特徴を用いて、すす限界計測や多環芳香族の生成過程の計測にも応用³⁰、天然ガス成分毎の特性把握へも研究展開している³¹。

6. 結言

本報では、温度分布制御マイクロフローリアクタにより得られるWeak flameの特徴と着火との関係に関する

理論的背景を述べた後、実際に n -ヘプタン/空気予混合気をマイクロリアクタに適用した結果、三つの反応帯に分離したWeak flameが観察され、これらが着火過程で観察される冷炎・青炎・熱炎に相当することを解説した。さらに種々の燃料をマイクロリアクタに適用した結果、燃料の着火特性をマイクロリアクタで評価可能であることを示した。最後に、天然ガス成分の着火特性をマイクロリアクタで調べた結果を示した。なお、本稿で述べたマイクロリアクタの概要は、著者らが日本燃焼学会誌に執筆した記事⁽⁷⁾より多くを再掲して使用した。

7. 引用文献

- (1) Won, S.H., Windom, B., Jiang, B., Ju, Y., "The role of low temperature fuel chemistry on turbulent flame propagation", *Combustion and Flame*, Vol. 161 (2014), 475-483.
- (2) Sung, C.J., Curran, H.J., "Using rapid compression machines for chemical kinetics studies", *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 44 (2014), pp. 1-18.
- (3) Maruta, K., "Micro and mesoscale combustion", *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 33 (2011), pp. 125-150.
- (4) Ju, Y., Maruta, K., "Microscale combustion: Technology development and fundamental research", *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol.37, No. 6 (2011), pp.669-715.
- (5) Maruta, K., Park, J.K., Oh, C.K., Fujimori, T., Minaev, S.S., Fursenko, R.V., "Characteristics of Microscale Combustion in a Narrow Heated Channel", *Combustion, Explosion and Shock Waves*, Vol. 40 (2004), pp. 516-523.
- (6) Maruta, K., Kataoka, T., Kim, N.I., Minaev, S., Fursenko, R., "Characteristics of combustion in a narrow channel with a temperature gradient", *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 30 (2005), pp. 2429-2436.
- (7) 中村寿, 手塚卓也, 長谷川進, 丸田薫, "マイクロ燃焼の新応用: 燃料の着火特性計測と燃焼化学反応の研究ツール", *日本燃焼学会誌*, Vol. 55, No. 73 (2013), pp. 264-271.
- (8) Yamamoto, A., Oshibe, H., Nakamura, H., Tezuka, T., Hasegawa, S., Maruta, K., "Stabilized three-stage oxidation of gaseous n -heptane/air mixture in a micro flow reactor with a controlled temperature profile" *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 33 (2011), pp. 3259-3266.
- (9) Hori, M., Yamamoto, A., Nakamura, H., Tezuka, T., Hasegawa, S., Maruta, K., "Study on octane number dependence of PRF/air weak flames at 1-5 atm in a micro flow reactor with a controlled temperature profile" *Combustion and Flame*, Vol. 159 (2012), pp. 959-967.
- (10) Hori, M., Nakamura, H., Tezuka, T., Hasegawa, S., Maruta, K., "Characteristics of n -heptane and toluene weak flames in a micro flow reactor with a controlled temperature profile", *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 34 (2013), pp. 3419-3426.
- (11) Nakamura, H., Yamamoto, A., Hori, M., Tezuka, T., Hasegawa, S., Maruta, K., "Study on pressure dependences of ethanol oxidation by separated weak flames in a micro flow reactor with a controlled temperature profile", *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 34 (2013), pp. 3435-3443.
- (12) Kikui, S., Kamada, T., Nakamura, H., Tezuka, T., Hasegawa, S., Maruta, K., "Characteristics of n -butane weak flames at elevated pressures in a micro flow reactor with a controlled temperature profile", *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 35 (2015), pp. 3405-3412.
- (13) Minaev, S., Maruta, K., Fursenko, R., "Nonlinear dynamics of flame in a narrow channel with a temperature gradient", *Combustion Theory and Modelling*, Vol. 11 (2007), pp. 187-203.
- (14) Tsuboi, Y., Yokomori, T., Maruta, K., "Lower limit of weak flame in a heated channel" *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 32 (2009), pp. 3075-3081.
- (15) Oshibe, H., Nakamura, H., Tezuka, T., Hasegawa, S., Maruta, K., "Stabilized three-stage oxidation of DME/air mixture in a micro flow reactor with a controlled temperature profile", *Combustion and Flame*, Vol. 157 (2010), pp. 1572-1580.
- (16) Pilling, M.J., "Low-temperature combustion and autoignition" Elsevier Science (1997).
- (17) Yamada, H., Suzuki, K., Tezaki, A., Goto, Y., "Transition from cool flame to thermal flame in compression ignition process" *Combustion and Flame*, Vol. 154 (2008), pp. 248-258.
- (18) Sahashi, W., Azetsu, A., Oikawa, C., "Effects of N_2 and CO_2 mixing on ignition and combustion in a homogeneous charge compression ignition engine operated on dimethyl ether", *International Journal of Engine Research*, Vol. 6 (2006), pp. 423-431.
- (19) Yamasaki, Y., Iida, N., "Numerical analysis of auto ignition and combustion of n -butane and air mixture in the homogeneous charge compression ignition engine by using elementary reactions", *SAE Paper 2003-01-1090* (2003).
- (20) Seiser, R., Pitsch, H., Seshadri, K., Pitz, W.J., Curran, H.J., "Extinction and autoignition of n -heptane in counterflow configuration", *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 28 (2000), pp. 2029-2036.
- (21) Curran, H.J., Gaffuri, P., Pitz, W.J., Westbrook, C.K., "A comprehensive modeling study of iso-octane oxidation", Vol. 129 (2002), pp. 253-280.
- (22) Curran, H.J., Pitz, W.J., Westbrook, C.K., Callahan, C.V., Dryer, F.L., "Oxidation of automotive primary reference fuels at elevated pressures", Vol. 27 (1998), pp. 379-387.
- (23) Suzuki, S., Hori, M., Nakamura, H., Tezuka, T., Hasegawa, S., Maruta, K., "Study on cetane number

- dependence of diesel surrogates/air weak flames in a micro flow reactor with a controlled temperature profile”, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 34 (2013), pp. 3411-3417.
- (24) Kamada, T., Nakamura, H., Tezuka, T., Hasegawa, S., Maruta, K., “Study on combustion and ignition characteristics of natural gas components in a micro flow reactor with a controlled temperature profile”, *Combustion and Flame*, Vol. 161 (2014), pp. 37-48.
- (25) Healy, D., Kalitan, D.M., Aul, C.J., Petersen, E.L., Bourque, G., Curran, H.J., “Oxidation of C1-C5 Alkane Quaternary Natural Gas Mixtures at High Pressures”, *Energy and Fuels*, Vol. 24 (2010), 1521-1528.
- (26) Burke, U., Somers, K.P., O’ Toole, P., Zinner, C.M., Marquet, N., Bourque, G., Petersen, E.L., Metcalfe, W.K., Serinyel, Z., Curran, H.J., “An ignition delay and kinetic modeling study of methane, dimethyl ether, and their mixtures at high pressures”, *Combustion and Flame*, Vol. 162 (2015), pp. 315-330.
- (27) 天然ガス鉱業会編, “天然ガス”, Vol. 23, No. 7 (1980).
- (28) 高橋裕基, 手塚卓也, 長谷川進, 中村寿, 丸田薫, “温度分布制御型マイクロフローリアクタを用いた合成ガス組成に対するWeak flame応答に関する研究”, 第51回燃焼シンポジウム, A121, 東京, (2013).
- (29) Nakamura, H., Hasegawa, S., “Combustion and ignition characteristics of ammonia/air mixtures in a micro flow reactor with a controlled temperature profile”, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 36 (2017), submitted.
- (30) Nakamura, H., Tanimoto, R., Tezuka, T., Hasegawa, S., Maruta, K., “Soot formation characteristics and PAH formation process in a micro flow reactor with a controlled temperature profile”, *Combustion and Flame*, Vol. 161 (2014), pp. 582-591.
- (31) Dubey, A.K., Tezuka, T., Hasegawa, S., Nakamura, H., Maruta, K., “Study on sooting process in rich methane and ethane flames using a micro flow reactor with a controlled temperature profile”, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 36 (2017), submitted.

特集：燃焼現象

火炎詳細構造の数値解析

溝渕 泰寛^{*1}
MIZOBUCHI Yasuhiro

キーワード：火炎構造，詳細数値シミュレーション，層流火炎理論，モデリング

Flame Structure, Detailed Numerical Simulation, Laminar Flame Theory, Modelling

1. 緒言

近年再生可能エネルギーに注目が集まっているが，航空機エンジンのように特に大きなエネルギーを得るための手段としての燃焼の役割は依然として大きい。ただし今後年々厳しくなる環境基準に対応していくためには適切な制御により排出物の少ない高効率な燃焼を実現していかなければならない。そのためには時々刻々変化する三次元的な燃焼現象を理解しモデル化する必要がある。近年発達してきた光学計測技術を用いれば物理実験でも現象理解が可能になって来たところであるが，時間非定常な三次元火炎の振る舞いの詳細を理解することは未だ難しい。一方で計算機能力および数値計算手法の進歩も目覚ましく，数値解析によって燃焼現象を再現できるようになってきた⁽¹⁾。時間非定常に変化する燃焼現象の三次元構造を理解しうる手段としては現在，詳細な反応機構と輸送機構を取り入れた数値シミュレーションしかないと言える。本稿では，そのような解析の必要性，意義について述べた後に著者らの解析事例を紹介する。

2. 実用燃焼シミュレーションの進歩と課題

近年の計算機能力の発展および数値解析手法の進歩は著しく，数値シミュレーションが様々な分野で大きな役割を果たすようになってきている。燃焼の分野でも限られた燃焼形態ではあるが工学的な問題の予測が可能となって来た。これは一次元層流火炎理論⁽²⁾にもとづく火炎モデリング技術の発達によるところが大きい。実用問題における燃焼現象を詳細な化学反応機構および輸送機構を取り入れて解析しようとするとき非現実的な計算資源および計算時間が必要となるが，現在用いられている多くのモデルでは複雑な形状をしている火炎でも局所的には一次元的な火炎構造を持っていることを仮定することにより実用的なコストでの実用的解析を実現している。

一次元層流火炎理論では火炎の両極端な形態として予混合火炎と拡散火炎が定義される。前者は燃料と酸化剤

が完全に混合した未燃混合気の燃焼によって形成される火炎であり通常，未燃混合気に向かって火炎が伝播する。一方，後者においては燃料と酸化剤が別々に供給され，燃料と酸化剤は向かい合うようにその間に形成される反応帯に拡散し燃焼反応を起こす。ただし拡散火炎には予混合火炎のような伝播性はない。層流火炎理論では燃焼反応が有限速度ではあるが十分に速いことを前提に，火炎が，燃焼反応が起こる非常に狭い反応帯とその周りの拡散帯から成り，前者では分子拡散による燃料酸化剤の供給と化学反応による消費がバランスし，後者では対流による燃料酸化剤の輸送と分子拡散がバランスすると仮定している（図1）。このような仮定が成り立つとすれば分子拡散が反応の律速段階となりその構造をとらえれ

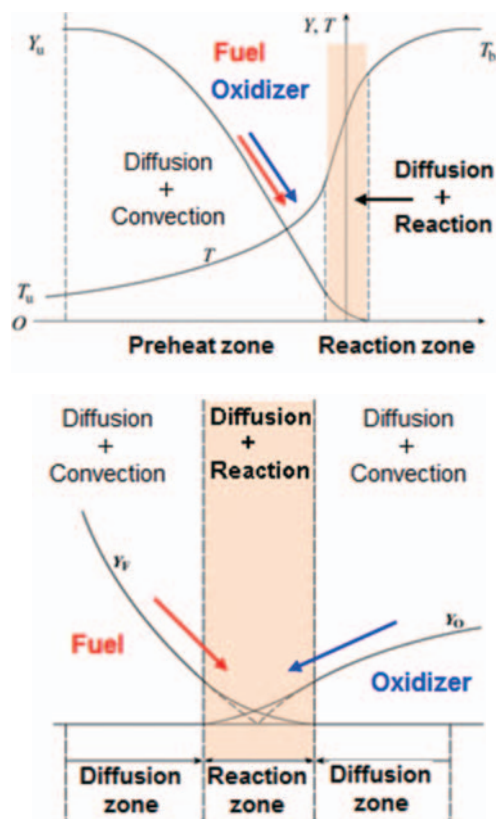


Fig. 1 Flame structure assumed in laminar flame theory, upper: premixed flame, lower: diffusion flame.

原稿受付 2016年1月7日

* 1 国立研究開発法人 宇宙航空研究開発機構 航空技術部門
数値解析技術研究ユニット
〒182-8522 調布市深大寺東町 7-44-1

ば反応帯内での複雑な化学反応を扱わなくても火炎の特徴をとらえることが出来ることは想像に難くない。様々な一次元層流火炎の計算の結果によれば、反応帯および拡散帯からなる構造が得られ層流火炎理論の前提は多くの場合において成り立っており、分子拡散の時間スケールで燃焼強度を整理できることが確認されている⁽³⁾。

一次元層流火炎理論は燃料流シミュレーションに大きな進展をもたらしているが、厳密には実際の燃焼機器のなかでその前提となる理想的な燃焼構造が形成されているとはかぎらない。以下に著者が思いつく課題を幾つか紹介する。

予混合火炎においては燃料と酸化剤が完全に均一に混合した予混合気を形成することは困難である。未燃混合気に成分濃度勾配があるとそこに形成される予混合火炎では火炎接線方向の成分濃度勾配により火炎垂直方向のみならず火炎接線方向にも質量および熱の拡散が生じる。従って未燃混合気中の濃度勾配が大きくなればなるほどその構造は一次元火炎からはずれていくはずである。完全に均一な予混合気に形成される予混合火炎の場合であっても混合気に流体運動があれば、例えば渦の影響で火炎は曲りその幾何学形状の影響で一次元火炎とは異なる性質を持つ。予混合火炎が曲率を持つ場合には火炎に向かって拡散していく燃料と酸化剤の拡散速度の差により、火炎直前の未燃混合気に濃度分布が生み出され燃焼強度にも分布が出来るためである⁽⁴⁾。また同様に熱と質量の拡散速度の差も燃焼強度を一次元火炎のそれとは異なるものとなる。不足成分のルイス数 ($= \kappa / D$, κ : 熱伝導係数, D : 拡散係数) が1よりも小さいときには火炎が未燃側に凸の場合には燃焼が強化され、凹の場合には弱化されると言われている。ルイス数が1よりも大きい場合は逆である⁽⁵⁾。曲率が小さな場合には一次元火炎からの延長線上の理論によって、その変化量が予測されうるが⁽⁶⁾、例えば曲率半径が火炎厚さ程度まで小さくなると、そのような近似は適用できなくなることが考えられる。

流れの乱れが強くなり渦が小さく強くなると微細渦が火炎の内部構造に影響を与えるようになる。渦の影響が拡散層にとどまる場合には層流火炎理論の延長で燃焼構造を記述することも可能かもしれないが、反応帯まで影響を及ぼすほど小さく強い渦が形成される場合があるとすると層流火炎理論の根底である反応帯での反応と分子拡散のバランスという前提が成立しなくなる。火炎と乱れのスケールの関係による予混合火炎の形態の分類についてはBorghi⁽⁷⁾やPeters⁽⁸⁾の予混合燃焼ダイアグラムに整理されているが、前者ではwell-reactor, 後者ではbroken reaction zone に相当し、もはや火炎と呼ばれる燃焼形態ではないケースである。

拡散火炎は強い伸張を受けると消炎する。火炎が引き伸ばされて薄くなると火炎と未燃混合気との間の温度勾配が大きくなり熱拡散による熱の損失が燃焼反応によっ

て生成される熱を上回るためである。局所的に消炎を起こした領域の構造は当然一次元的ではないので、その構造の説明には別のモデルの導入が必要である。

多くの輸送機の燃焼機器では液体燃料が用いられ、何らかの手法で液体燃料を微粒化および蒸発させることで可燃混合気が形成される。今、蒸発速度が非常に速いと仮定すると、蒸発後には液滴近傍では過濃混合気が、遠方では希薄予混合気が形成され、その間には理論混合比となる位置もできる。そこには過濃予混合火炎、希薄予混合火炎、そして過濃予混合火炎で燃え残った燃料と希薄予混合火炎で燃え残った酸化剤の反応による拡散火炎が形成されると考えられる (図2)。この形状は三重火炎と呼ばれ、その伝播速度は一次元火炎のそれとはまったく異なり、形状および伝播速度が燃料の濃度勾配によって変わってくることが実験的⁽⁹⁾、数值的⁽¹⁰⁾に明らかにされている。また実際は蒸発速度が必ずしも十分に速いとは限らない。蒸発過程が律速過程になっている可能性があり、更に言えば微粒化過程が律速過程になっている可能性もある。そのような場合には分子拡散を律速過程とする一次元火炎理論は適用することができないであろう。

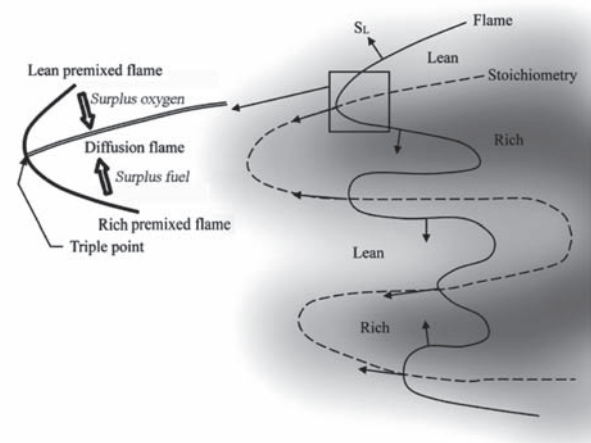


Fig. 2 Triple flame structure in stratified mixture.

3. 火炎詳細構造解析とその意義

現在のモデリング技術を駆使しても適用できる燃焼現象の範囲は限られていると言わざるを得ない。その一方で近年急速に進歩しつつある計算機能力を活用したなるべくモデルを使わない詳細な計算にも注目が集まりつつある。従来そのような計算は実在しないほど小さな領域にかぎられていたのが、PetaFLOPS計算の時代にはいった今では実験室レベルのスケールの燃焼流であれば解析できるようになってきたためである⁽¹¹⁾。

しかしながら工学的な燃焼デバイスのシミュレーションを実施するには現在でも計算機能力が絶望的に不足しており、最も計算負荷が小さい気相燃焼に限っても実燃料の詳細な化学反応を取り入れた数値シミュレーションは困難である。詳細な反応機構で表現される火炎構造を

解像するためには非常に高い空間分解能が求められ、常温常圧の火炎でも $10\mu\text{m}$ オーダの解像度が求められるため計算セル数が膨大となる。また実燃料は分子量が大きく、燃焼反応過程に現れる化学種数が1000以上、素反応過程は10000以上になることもあるため、支配方程式の数および演算量も膨大となる。中でも分子拡散に関する計算量が深刻な問題となる。現在詳細化学反応を取り入れた数値シミュレーションの多くでは多成分中の分子拡散速度をCurtis-Hirschfelder^[12]などの手法で近似することが多いが、そこで使用される相互拡散係数を求めるための演算量が化学種数の自乗で増大するためである。多体問題として拡散速度をより正確に評価する場合にはなおさらである。また化学反応の時間スケールが流体運動の時間スケールに比べてはるかに小さいために、計算の時間刻みを大きく取れないこと(stiffness)は燃焼反応に限らず反応性流体の数値シミュレーション共通の課題である。

以上の理由で詳細な化学反応と輸送機構を取り入れた数値シミュレーションを三次元非定常的な工学問題に適用することは当面現実的ではない。しかし、一方で物理実験では観察することが難しい詳細な燃焼構造の観察が可能な数値実験としての役割はますます大きくなっている。また前章にあげたような現象についての詳細燃焼構造の解析にもとづいたモデリングへの期待も高まっている。もちろん層流火炎理論の範囲内の火炎要素が非定常に動き回る場を時間平均(RANS)的あるいは空間平均(LES)的に見た時のclosureモデリングも詳細計算の重要な役割である。

詳細計算の計算負荷低減、計算速度向上のための研究も継続的に行われている。例えば、拡散項の計算負荷を軽減する試みの一つとしてバンドル法が提案されており、化学種を幾つかのグループに分類し、そのグループごとに拡散係数を計算することにより許容できる誤差の範囲内で計算負荷を大幅に削減することに成功している^[13]。化学反応項のstiffnessへの対処は従来、生成項を陰的に扱う手法^[14]が主流であったが、反応系が大きくなると陰解法に必要なヤコビアン計算の負荷が激増するため、最近では陽的な時間積分法を工夫することによる計算高速化が成果を上げつつある^{[15], [16]}。

詳細反応および輸送機構を取り入れたシミュレーションの意義は現象の解明および理解、そしてモデリングへの寄与にある。その際には限られた計算資源の中で適切な問題設定を行い現象理解、モデリングに必要な情報を抽出することが重要である。

4. 水素噴流浮き上がり火炎の詳細解析

21世紀初頭著者らは国立研究開発法人宇宙航空研究開発機構JAXA(当時は独立行政法人航空宇宙技術研究所NAL)のスーパーコンピュータを用いて水素噴流浮き上がり火炎の数値シミュレーションに取り組んだ^[17]。ノズルから空気中に燃料を噴射することによって得られる燃料噴流火炎は、噴流速度が小さい時には火炎がノズルに付着し典型的な層流拡散火炎を形成する(図3a))。噴流速度を上げていくと噴流が乱流に遷移し、火炎は乱流拡散火炎となる(図3b))。更に噴流速度を上げると、火炎はノズルに付着することが出来なくなり吹き消えを起こすが、ある噴流速度域では火炎がノズルから一程度離れた位置に定在することができる。これを噴流浮き上がり火炎という(図3c))^[18]。火炎が未燃混合気噴流に対して定在しているということは火炎が伝播性を持っているということであり、もともとの拡散火炎とは異なる性質が火炎先端には存在することが予想された。

計算条件はChengらの実験^[9]に従い、ノズル径 $D=2\text{mm}$ 、水素噴流速度 680m/s 、雰囲気空気温度 280K である。実験では7Dの浮き上がり高さの浮き上がり火炎が得られている。この浮き上がり火炎のシミュレーションでは反応モデルとしてWestbrookの9化学種17反応モデル^[20]を用い、熱輸送物性についてはJANAFテーブル^[21]から引用した。本稿では火炎近傍の計算格子幅を $50\mu\text{m}$ として総格子点数約2億点を用いた計算結果について紹介する^[1]。計測結果との比較については^[22]を参照願いたい。

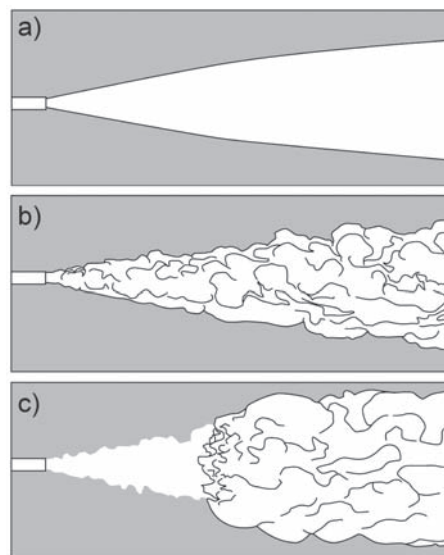


Fig. 3 Change of fuel jet flame structure with jet velocity. Jet velocity is greater in order of c) b) and a).

4.1 火炎構造解析

図4は水素消費速度の等値面であり、等値面の値は $10^4\text{mol/m}^3/\text{s}$ である。シミュレーションで得られた火炎の浮き上がり高さは約6Dである。水素消費速度の等値

面は局所の燃焼モードによって希薄予混合火炎を白色、過濃予混合火炎を黒色、拡散火炎を灰色で色づけしている。火炎モードの判定には局所の燃料混合分率 Z^{23} と Flame Index (F.I.)²⁴⁾を用いており、それぞれ、

$$Z = \frac{Z_H / W_{H_2} + 2(Y_{O_2,air} - Z_O) / W_O}{1 / W_{H_2} + 2Y_{O_2,air} / W_O}, \quad (1)$$

$$F.I. = \nabla Y_{H_2} \cdot \nabla Y_{O_2} \quad (2)$$

と定義される。ここに Y_s および W_s は化学種 s の質量分率および分子量、 Z_i は化学要素 i の質量分率である。 $Z < Z_{st}$ (本解析条件では $Z_{st} = 0.0285$)であれば希薄、 $Z > Z_{st}$ であれば過濃であり、 $F.I. > 0$ であれば予混合的燃焼、 $F.I. < 0$ であれば拡散的燃焼と判断することができる。この可視化により従来図3c)のように一つの火炎構造だと思われていた浮き上がり火炎が実際は3つの構造からなることが分かった。すなわち3つの燃焼モードが混在している先端火炎、火炎内側にある乱れの強い過濃乱流予混合火炎、そして火炎外側に島状に形成されている拡散火炎である。

図5a) は先端火炎付近の水素消費速度分布であり、予混合燃焼による消費を実線、拡散燃焼による消費を破線で描いている。太黒線は $Z = Z_{st}$ となる位置を示している。先端火炎は希薄/過濃予混合火炎と拡散火炎からなり、図2に図示したような三重火炎的な構造をもつことが分かる。この先端火炎は噴流中心軸から離れたところにあり減速された未燃混合気流速と希薄側の予混合火炎の伝播速度が時間平均的にバランスすることによって火炎全体の安定化をもたらしている¹⁷⁾。

火炎外側には拡散燃焼を起こしている領域が島状に形成されている。この島状の拡散燃焼体積の形成過程は2

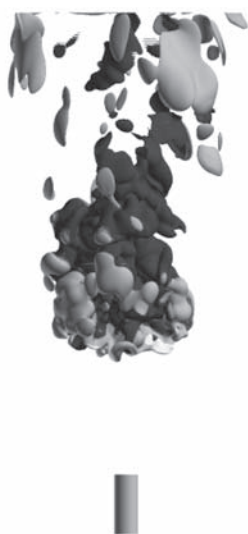


Fig. 4 Structure of simulated hydrogen jet lifted flame. Flame structure is presented by H_2 consumption rate at $10^4 \text{ mol/m}^3/\text{s}$, with surface color indicating the local combustion modes, white: lean-premixed, black: rich-premixed, gray: diffusive.

つあり、1つは火炎先端部における希薄予混合火炎が切り離されることによる生成、もう1つは内側の過濃乱流予混合火炎がその激しい乱れにより火炎外側の酸素分子拡散層に接触することによる生成である。どちらも水素噴流の強い乱れがその原因となっている²⁵⁾。

内側の過濃予混合火炎は水素噴流の乱れの影響を強く受けており、大きな特徴として図5a)とb)の上半分を比較して分かる通り、水素消費層と発熱層の形状が大きく異なり乖離していることが挙げられる。そこで、代表的な位置での乱れの長さスケールを数値的に計測し、その位置の濃度(当量比)の層流予混合火炎の火炎厚さと比較したところ乱流渦の大きさが火炎厚さと同程度の大きさの範囲に分布しており、乱流渦が火炎内部に影響を及ぼすことが出来る状況ができていているということが示された。また水素消費への分子拡散の影響を調べたところ分子拡散と化学反応の相関はほとんど見られず一次元層流火炎理論が全く適用できない燃焼構造が形成されていることが分かった²⁶⁾。

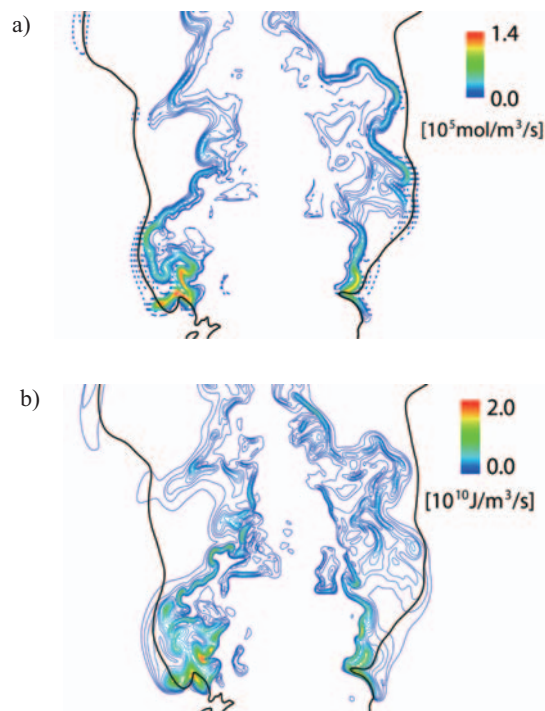


Fig. 5 Leading edge flame structure in 2-D plane including jet central axis, a): iso-lines of H_2 consumption rate, premixed mode by solid lines, diffusive mode by dashed lines, b): heat release rate. Bold lines indicate stoichiometric location.

4.2 モデリングへの展開

このようなシミュレーションで得られたデータは現象解明にとどまらずモデリングにもいかしていくべきである。著者らはRANSモデリングの観点からのデータ分析も実施した。得られた火炎を時間平均的に見ると、濃度(当量比)勾配を持つ乱流予混合火炎であるのでモデリングのよい題材であるためである。

濃度勾配がある中での予混合火炎 (partially premixed flame) を記述可能なモデルとして燃料混合分率 Z と反応進行度 c を用いる手法が提案されている。化学種によらず拡散係数が同一と仮定すると、燃焼流中の化学種の保存式は以下の燃料混合分率 Z と反応進行度 c の保存式となる²⁰。

$$\frac{\partial \rho Z}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u Z) = \nabla \cdot (\rho D \nabla Z), \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho c}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u c) = \nabla \cdot (\rho D \nabla c) + \frac{1}{\partial Y_i / \partial c} \left[\dot{\omega}_i + \frac{\partial^2 Y_i}{\partial c^2} \rho \chi_c + \frac{\partial^2 Y_i}{\partial Z^2} \rho \chi_Z + \frac{\partial^2 Y_i}{\partial c \partial Z} \rho \chi_{Z,c} \right], \quad (4)$$

$$\chi_Z = D \nabla Z \cdot \nabla Z, \quad \chi_c = D \nabla c \cdot \nabla c, \quad \chi_{Z,c} = D \nabla Z \cdot \nabla c.$$

χ_Z および χ_c はそれぞれ拡散火炎および予混合火炎のモデリングに現れる散逸速度であるが、このモデリングにおいては相互散逸項 $\chi_{Z,c}$ が含まれることが特徴的である。RANSモデリングのためにはこれらの散逸項の時間平均のモデリングが必要となる。時系列データの統計処理により、それらのPDF (Probability Density Function) の形状が対数正規分布を使ってうまくモデル化できることが分かった。一例として火炎先端付近での $|\nabla Z|$ の marginal PDF を図 6 に示す。詳細は文献²²を参照願いたい。また文献²⁸では混合気に濃度勾配があることが RANS で表現される火炎移動速度に与える影響などについて調査、議論しているので興味のある方は参照いただければ幸いである。

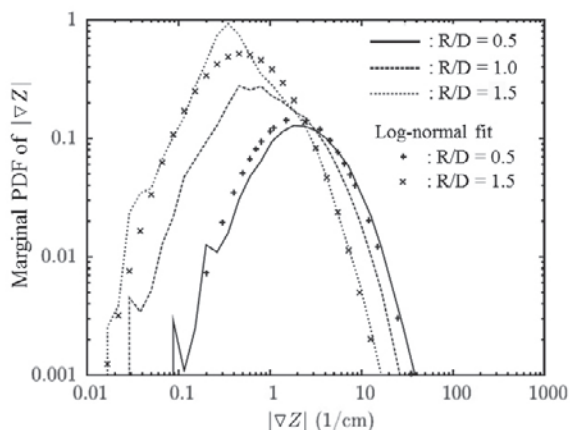


Fig. 6 Marginal PDF of mixture fraction gradient magnitude at three radial locations near the leading edge of the lifted flame²².

5. 結言

本稿では火炎詳細構造解析について著者らの活動とあわせて紹介した。今後はさらなる計算手法の発達、計算機能力の向上により、火炎とは呼べない燃焼構造を含め今まで観察できなかった現象の解明、それらのモデル化が進むことを期待する。

6. 引用文献

- (1) Westbrook, C. K. et al., Proc. Combust. Inst. 30 (2005), pp.125-157.
- (2) Williams, F. A., Turbulent Mixing in Nonreactive and Reactive Flows (1975), pp.189-208, Plenum Press.
- (3) Nishioka, M. et al., Proc. Combust. Inst. 26 (1996), pp. 1071-1077.
- (4) Mizomoto, M. et al., Proc. Combust. Inst. 20 (1984), pp.1933-1939.
- (5) Poinso, T. and Veynante, D., Theoretical and Numerical Combustion, 2nd ed., (2005), pp.79-80, R.T. Edwards, Inc.
- (6) Law, C. K., Proc. Combust. Inst., 22 (1988), pp.1381-1402.
- (7) Borghi, R., Recent Advances in the Aerospace Science (C. Casci, ed.), Plenum, New York (1985), pp. 117-138.
- (8) Peters, N., J.Fluid Mech. 384 (1999), pp.107-132.
- (9) Ko, Y. S., and Chung, S. H., Combust. Flame 118 (1999), pp. 151-163.
- (10) Ruetsch, G. R. et al., Phys. Fluids 7 (5) (1995), pp.1447-1454.
- (11) Chen, J. H., Proc Combust. Inst. 33 (1) (2010), pp.99-123.
- (12) Curtiss C. F. and Hirschfelder, J. O., J. Chem. Phys. 17 (1949) 550-555.
- (13) Lu, T. and Law, C. K., Combust. Flame 148 (3) (2007), pp.117-126.
- (14) Bussing, T. R.A. and Murman, E. M. J, AIAA 26 (9) (1988), pp.1070-1078.
- (15) Gou, X. et al., Combust. Flame 157 (6) (2010), pp.1111-1121.
- (16) Morii, Y. et al., AIAA paper AIAA2014-3920.
- (17) Mizobuchi, Y. et al., Proc Combust. Inst. 29 (2002), pp.2009-2015.
- (18) Takeno, T., and Kotani Y., Acta Astronaut. 2 (1995), pp.999- 1008.
- (19) Cheng, T. S. et al, Combust. Flame, 91 (1992), pp. 323-345.
- (20) Westbrook, C. K., Combust. Sci. Tech., 29 (1982), pp.67-81.
- (21) JANAF Thermo-chemical Tables, Clearinghouse for Federal Scientific and Technical Information, Washington, DC, 1965.
- (22) Ruan, S. et al., Combust. Flame, 159 (2012), pp.591-608.
- (23) Bilger, R. W., Proc. Combust. Inst., 22 (1988), pp.475-488.
- (24) Yamashita, H. et al, Proc. Combust. Inst. 26 (1996), pp.27-34.
- (25) Mizobuchi, Y. et al., Proc Combust. Inst. 30 (2005), pp.611-619.
- (26) Mizobuchi, Y. and Oka, H., J. JIME, 42 (1) (2007), pp.126-130.
- (27) Bray, K. et al., Combust. Flame 141 (2005), pp.431-437.
- (28) Ruan, S. et al., Combust. Sci. Tech., 186 (3) (2014), pp.243-272.

特集：燃焼現象

渦流中での火炎の挙動

下栗 大右^{*1}
SHIMOKURI Daisuke

キーワード：渦流，火炎伝播，ボルテックスバースティング，ルイス数効果

Vortex flow, Flame propagation, Vortex bursting, Lewis number effect

1. 緒言

言うまでもなく、渦流は、あらゆる燃焼器において利用されている。渦流によってもたらされる効果は液体燃料の蒸発促進、未燃領域における燃料と酸化剤の混合促進、火炎の安定化や既燃ガスの滞留時間拡張など多岐にわたり、また、その利用目的に応じた様々な形態の燃焼器、例えば乱流旋回燃焼器やサイクロン燃焼器、管状火炎燃焼器等が存在する。これまでに、それらの燃焼器に対して数多の基礎的・実用的研究がなされ、その成果の枚挙には暇がない（例えば文献⁽¹⁾⁻⁽⁶⁾）。渦流を利用したバーナー燃焼、すなわち、渦流中における定在火炎については、ある程度その特性が理解されたと言えよう。

一方で、渦流中における火炎「伝播」については未解決の問題がある。渦流中における高速火炎伝播現象「ボルテックスバースティング」である。これは渦流中特有の燃焼現象の一つで、既燃ガスと未燃ガスの間に生じる圧力差によって火炎が高速に駆動されるものである。これまで、この現象は主に基礎燃焼学的観点から興味の対象とされ様々な研究が行われてきたが、そのメカニズムは未だ完全には理解されていない。

このボルテックスバースティング現象は、実用には関わりが浅いように思われる。しかし、火炎形成限界や逆火に関連するため、実用的にも重要な現象である。特に最近の研究において、ボルテックスバースティング現象によって、場合によっては可燃限界を超えた超希薄、あるいは超濃な混合気中においても火炎が伝播できる可能性が示されており、これを利用できれば超希薄燃焼を実現できる可能性もある。

そこで本稿では、渦流中における特有の火炎の挙動として、高速火炎伝播現象「ボルテックスバースティング」を取り上げ、これまでの研究成果、および近年明らかになりつつある、渦による火炎伝播限界の拡張／縮小のメカニズムについて紹介する。

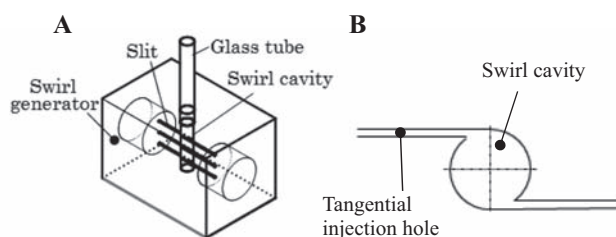
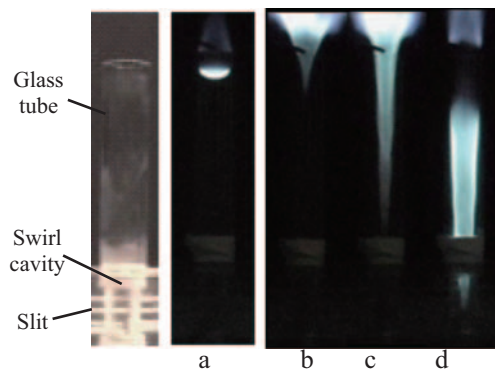
2. 渦流中における高速火炎伝播現象

2.1 ボルテックスバースティングメカニズム

図1は、最近のボルテックスバースティングに関する研究^{(7),(8)}で用いられた渦流燃焼器の概略、図2は内径10mmの渦流燃焼器を用いて得られたボルテックスバースティング発生時の火炎外観の一例である。渦流燃焼器は、図1Aの旋回発生装置（Swirl generator）と石英管（Glass tube）で成り立っている。旋回発生装置では、図1Bのように旋回発生部（Swirl cavity）に対して接線方向に小孔が設けられている。なお、形成される渦流の旋回強度は、次の式(1)で求められるスワール数 S で見積ることができる^{(1), p.156}。

$$S = \frac{\pi D_e D_0}{4 A_T} \quad (1)$$

ここで、 D_e にはガラス管出口内径 [m]、 D_0 には旋回発生装置内径 [m]、 A_T は接線方向吹き出し口断面積 [m²]

Fig. 1 Schematic of the vortex combustor⁽⁷⁾Fig. 2 Appearance of flames⁽⁸⁾ (a: flash back in non-rotating flow, b ~ d: vortex bursting in vortex flow, methane/air, $D_g = 10.0\text{mm}$).

原稿受付 2016年1月17日

* 1 広島大学大学院 工学研究科 機械物理工学専攻
〒739-8527 東広島市鏡山1-4-1

を用いる。実験では、接線方向吹き出し口の径と個数の異なる、つまり A_T の異なる旋回発生装置を複数用意し、旋回強度を変化させて実験を行っている。

図2は内径10mm, $S = 10.2$ の渦流燃焼器を用い、メタン空気混合気に対して得られた火炎外観である。図2aは比較のため、渦無し流れ、すなわちガラス管下方から旋回を与えずにガスを供給し、ガラス管出口（図中、ガラス管上端）で着火した場合の火炎の外観である。図のような渦無しの場合の管内火炎伝播は、供給混合気流量が十分に低い条件で得られる（図2aは混合気供給流量 $Q = 2.0\text{L/min}$, 当量比1.0）。これは管内の未燃ガスの軸方向流速が十分に低いため、燃焼速度がそれに勝り、いわゆる「逆火」によって火炎が管内を上流側に伝播している状態である。

一方で、渦流中での火炎外観が図2b～dに示されている。供給空気流量を一定の 30L/min とし、当量比 $\phi = 1.5$ となるように燃料を加えて管出口において着火すると、管外から管内に鋭く突き出すように火炎が安定化される。この条件から燃料流量を低下させて行くと、当量比1.4付近で鋭い火炎が渦芯に沿って浸入し、上流側（下方）へ向かって高速に伝播、旋回発生部に至って安定化される。この時の図2b～c間での平均伝播速度はおよそ 5m/s と、この条件における燃焼速度の10倍を超えている。また、火炎に対向する未燃混合気の管内平均流速は 6.3m/s にも達しており、このことから、火炎先端は未燃ガスに対して極めて高速に伝播していることがわかる。

このような渦芯に沿った火炎の高速伝播は、古くはMoore⁽⁹⁾らによって報告されており、特にChomiak⁽¹⁰⁾によって、この現象に対して「Vortex Bursting Mechanism」として理論的考察がなされて以来、最近まで多くの研究が行われてきた^{(11)–(16)}。結果、この高速火炎伝播機構、そしてその伝播速度に対して様々なモデルが提唱されてきた。ここでは理解を容易にするため、最もシンプルなChomiakによる理論を紹介する。

まず、渦芯を原点に半径方向距離 r をとり、ランキンの組み合わせ渦、すなわち、周方向速度 V_θ が以下で表される未燃ガスの渦流を考える。

$$\begin{aligned} r=0 \rightarrow a & : V_\theta = r\omega \quad (\text{剛体渦}) \\ r=a \rightarrow \infty & : V_\theta = \frac{\omega}{r} \quad (\text{自由渦}) \end{aligned} \quad (2)$$

ここで a ：渦核直径（＝剛体渦直径）であり、 $r=a$ における周方向速度を最大周速度 $V_{\theta-\max}$ とする。一方で、渦流中では、流体にかかる遠心力によって半径方向に

$$\frac{dp}{dr} = \rho \frac{V_\theta^2}{r} \quad (3)$$

なる圧力勾配が生じる。これに対して剛体渦の領域（ $r = 0 \sim a$ ）と自由渦の領域（ $r = a \sim \infty$ ）で、それぞれ(2)の条件のもと式(3)を半径方向に積分すると、無限遠方での圧力 P_∞ に対し、渦芯上（ $r = 0$ ）では、

$$P - P_\infty = \rho_u V_{\theta-\max}^2 \quad (4)$$

なる圧力低下が生じることになる。ここで、渦芯上のある1カ所で着火すると、燃焼によってガス密度が直ちに低下する上、ガスの粘度が増加して渦が減衰する。そうすると既燃ガス領域ではガスに作用する遠心力が著しく低下して、渦芯上での圧力低下が失われてしまう。結果、渦芯に沿って、未燃ガス領域と既燃ガス領域で圧力差 ΔP が生じ、これによって既燃ガスが軸方向へ駆動されることが考えられる。そうすると、

$$\rho_b V_b^2 = \Delta P = \rho_u V_{\theta-\max}^2 \quad (5)$$

なる関係から、

$$V_b = \sqrt{\frac{\rho_u}{\rho_b}} V_{\theta-\max} \quad (6)$$

のように、既燃ガスの移動速度 V_b が未燃ガス密度、既燃ガス密度 ρ_u, ρ_b と最大周速度 $V_{\theta-\max}$ によって表され、渦の最大周速度に比例して火炎の伝播速度が増加することが示される。

このChomiakのボルテックスバースティング理論は、最もシンプルで現象の理解に役立つものの、ボルテックスバースティングによる火炎伝播時に実測される火炎伝播速度よりも高い値が得られることから、火炎伝播速度を精度良く再現できる理論ではないことが知られている。このボルテックスバースティング現象時の火炎の伝播速度は基礎研究の興味の対象となり、数々の火炎伝播速度に対する理論が提唱されてきた。しかし、式(6)にも含まれる密度比の影響、あるいは後に示すようなルイス数効果が精度良く記述された理論式は未だ提案されていない。

2.2 渦流中における火炎伝播の限界

ボルテックスバースティングはどのような条件において発生するのであろうか。一例として、内径10mm, $S = 10.2$ の管内におけるメタン空気混合気での渦流（回転流）中、渦無し流れ（非回転流）中での火炎の伝播限界を図3に示す。この結果は図1の実験装置で、各条件において管出口で着火後、形成された火炎がガラス管内を伝播して上流端（図1下端）に到達できた場合に火炎伝播可と判断し、その限界をプロットしたものある。このプロットで囲まれた領域が火炎伝播範囲となる。縦軸には当量比、横軸には空气の供給流量 Q_a （L/min）、および以下で得られる管内平均軸方向流速 V_x をとる。

$$V_x = \frac{Q}{A} \quad (7)$$

Q は供給空気流量、 A は管断面積である。ここで、本来であれば Q には供給混合気流量を用いるべきであるが、燃料流量が空気流量の10%程度であることから、比較を容易にするため、空气の流量を用いることとする。

まず非回転流中、すなわちガラス管下方から旋回を与えずにガスを供給した場合（図3中+）、 V_x が十分に低い条件、例えば $Q_a = 1.0\text{L/min}$, $V_x = 0.2\text{m/s}$ の条件では、

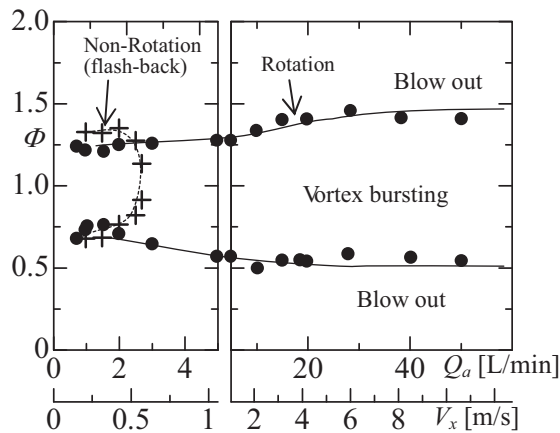


Fig. 3 Mapping of flash back, blow out, and bursting limits of methane-air mixture in 10-mm tube⁽⁸⁾.

火炎はいわゆる逆火によって $\phi = 0.7 \sim 1.3$ の範囲で管内を伝播することが出来る。しかし、供給流量の増加に伴いその伝播可能な範囲は狭まり、 V_x が 0.6 m/s を上回ると管内での火炎伝播は不能となる。

一方で、渦流中では（図3中●）， V_x が低い条件（ $V_x < 0.6 \text{ m/s}$ ）においては、火炎は非回転流の場合と同様の挙動、つまり逆火によって管内を伝播する。これは供給流量が低く接線方向への吹き出し速度が低いため、旋回不足によって渦無しの場合とほぼ同じ挙動を示すためである。しかし、渦流中では、渦無しの場合に火炎が伝播不能であった $V_x > 0.6 \text{ m/s}$ の条件においても火炎が伝播可能となり、 V_x が 10 m/s を超えるまで、 $\phi = 0.55 \sim 1.4$ の広い範囲で火炎が管内を伝播することが出来るようになる。このようにボルテックスパースティング現象によって、火炎に対向する未燃ガスの流速が 10 m/s を超える条件においても、幅広い当量比条件で火炎が伝播可能となる。また、ここで空気供給流量を比較すると、渦流中では、渦無しの場合の限界流量（ $Q_a = 2.9 \text{ L/min}$ ）に比べ、10倍以上である $Q_a = 40 \text{ L/min}$ でも管内での火炎伝播が可能である。このことは、同じ管内において、渦流を用いることで渦無しの場合の10倍以上の熱出力条件でも火炎が伝播・形成可能となることを示している。

ボルテックスパースティング現象は高速火炎伝播現象であるが故、火炎の伝播速度に注目が集まり、それに対する様々な実験的・理論的研究が展開されてきたが、その一方で、発生限界についてはあまり研究がなされてこなかった。しかし最近になって、「マイクロ燃焼器」に関する研究が活発化する中で、渦流による火炎伝播範囲の拡張効果が注目され、それを契機にボルテックスパースティングの発生限界についてもさらに詳細な研究が進められるようになった。

2.3 細管内におけるボルテックスパースティング

マイクロ燃焼器の研究は、現代の社会的な問題の一つである、小型電力源の不足を発端に始まった⁽¹⁷⁾⁻⁽¹⁹⁾。

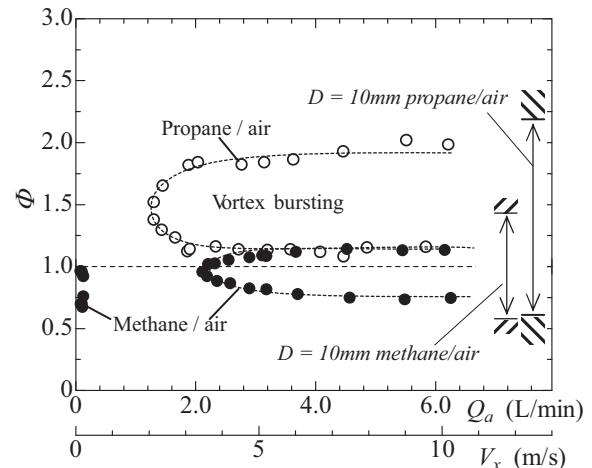


Fig. 4 Mapping of bursting limits of methane-air and propane-air mixture in 3.6-mm tube.

MEMSに代表されるように電子機器の劇的なスケールダウンが進む中で、電力源がそれに追従不能なのである。そこで注目されたのが、従来のバッテリーの100倍近いエネルギー密度を有する炭化水素燃料、そしてそのエネルギー変換機装置である小型燃焼器である。この小型燃焼器では、ガスの滞留時間の短縮や壁面による熱的・化学的冷却の影響が顕著となるため、狭い流路内において、如何に火炎を安定化させるかが問題となる。これに対する有効な手段のひとつとして渦流の利用が注目され、ミリメートルオーダーの渦流燃焼器において、気体燃料⁽²⁰⁾のみならず液体燃料^{(21),(22)}に対しても安定な燃焼が実現できることが報告されている。さらに最近では、小型渦流燃焼器を利用した携帯可能なサイズの渦流燃焼発電システムが開発されている⁽²³⁾。

このような背景のもと、細管内に形成された渦流中における火炎伝播現象について詳細な研究が行われている。その結果の一例として、図4に内径 3.6 mm 、 $S = 10.8$ の装置において測定された、メタン空気混合気、およびプロパン空気混合気における火炎伝播限界を示す。縦軸は当量比、横軸は Q_a 、 V_x を示す。なお、管内を火炎が伝播可能な範囲（未燃混合気流量（流速）、当量比）は、管内径の減少とともに壁面の熱的・化学的冷却効果によって狭まり、ある径以下では火炎が形成不能となることが知られている。この火炎形成のための限界直径は「消炎直径」と呼ばれ、メタン空気、およびプロパン空気混合気では $3.0 \sim 4.0 \text{ mm}$ の間に存在する^{(24),(25)}。したがって、ここで示す 3.6 mm の結果は、消炎直径近傍におけるもので、壁面の影響を強く受けていると言える。

図4において、メタン空気混合気では（図4中●）， V_x が 0.4 m/s を下回る場合には、供給流量が低く接線方向吹き出し速度が低いため、渦無しの場合と同様に逆火によって火炎が管内を伝播する。しかし、その低速側の伝播領域は図7の結果に比べて狭まっている。これは、前述のように壁面による熱的・化学的冷却の影響による。

しかし、 V_x が3.5m/s（供給流量 $Q = 2.0\text{L/min}$ ）を超えると、渦流によるボルテックスバースティングによって火炎が管内を伝播する。火炎伝播範囲は供給流量を増加させても狭まることはなく、 $V_x = 10\text{m/s}$ を超える条件においても $\phi = 0.75 \sim 1.1$ の範囲で伝播可能である。

これに対してプロパン空気混合気では（○）、高流量側のボルテックスバースティングの発生限界のみ示しているが、より低速側の $V_x = 2.0\text{m/s}$ （ $Q = 1.2\text{L/min}$ ）からボルテックスバースティングが発生する。注目すべきはその当量比範囲で、 $\phi = 1.1 \sim 1.8$ と、メタン空気混合気と比べると過濃側に大きく偏っていることがわかる。ここで図中に斜線で示している内径10mmの管内で得られたメタン空気、プロパン空気混合気のそれぞれの火炎伝播限界と比較すると、内径10mmの管内では、メタン空気混合気では $\phi = 0.55 \sim 1.4$ 、プロパン空気混合気では $\phi = 0.6 \sim 2.1$ の範囲で伝播可能であったのに比べると、3.6mmの管内では、メタン空気混合気は過濃側の範囲が狭まり、プロパン空気混合気では希薄側の範囲が大幅に狭まっていることがわかる。なお、渦流燃焼器の巡回強度を $S = 4.0 \sim 10.8$ の範囲で変化させてもほぼ同様の結果が得られており、上記の結果は巡回強度に依存しないものであることが確認されている。

このように細管内でのボルテックスバースティングでは、管内径の減少に伴って希薄・過濃側の伝播範囲が均等に狭まるのではなく、燃料の種類に依存した特殊な挙動を示すことが明らかにされている。これはルイス数効果によるものである。

2.4 ボルテックスバースティングにおけるルイス数効果

図5に、ボルテックスバースティング時の火炎先端付近における熱と物質の輸送に関する概略を示す。ボルテックスバースティングのように、火炎面が未燃混合気の流れと直交しない場合、流れを横切る方向に熱・物質が輸送される^{(26),(27)}。火炎先端における温度と化学種濃度の勾配を考えれば（図5右）、火炎先端では熱が外周側の流れに向けて発散する方向に輸送され（図5右、熱流束 q ）、一方で物質は渦芯側に向けて輸送される（図5右、拡散流束 j ）。この時、火炎先端における熱の発散（熱損失）に対し、混合気の不足成分（燃料希薄であれば燃料、過濃であれば酸素）の供給が不十分であれば、火炎先端からの熱損失が燃焼による発熱を上回り、燃焼は弱められることになる。逆に不足成分の供給が十分であれば、火炎先端の燃焼が強化されることになる。このような熱と物質の発散・供給のバランスを定性的に記述するために用いられるのが、以下の不足成分のルイス数（Lewis number of deficient reactant）であり、このルイス数に代表される燃焼の強化／弱화를ルイス数効果と呼ぶ。

$$Le = \frac{\alpha}{D} \quad (8)$$

ここで、 α は未燃混合気の熱拡散係数（ m^2/s ）、 D は不足成分の主成分に対する物質拡散係数（ m^2/s ）で、

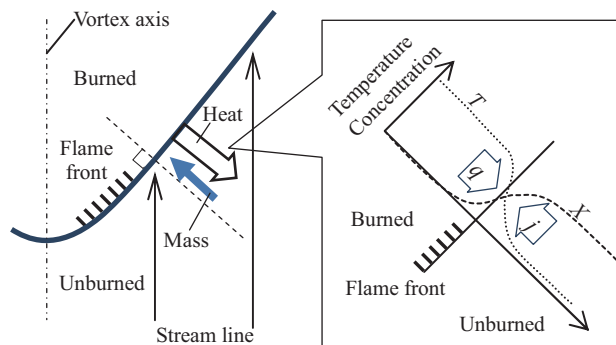


Fig. 5 Images of the transport of the heat and mass on the flames in the vortex flow.

Table 1 Transport properties and Lewis numbers on lean and rich conditions of methane and propane air mixture.

Mixture	ϕ	α (cm^2/s)	D (cm^2/s)	Le
CH ₄ / Air	0.8	0.2129	$D_{(\text{CH}_4/\text{N}_2)}$	0.2211
CH ₄ / Air	1.3	0.2136	$D_{(\text{O}_2/\text{N}_2)}$	0.2064
C ₃ H ₈ / Air	0.8	0.1963	$D_{(\text{C}_3\text{H}_8/\text{N}_2)}$	0.1144
C ₃ H ₈ / Air	1.3	0.1880	$D_{(\text{O}_2/\text{N}_2)}$	0.2064

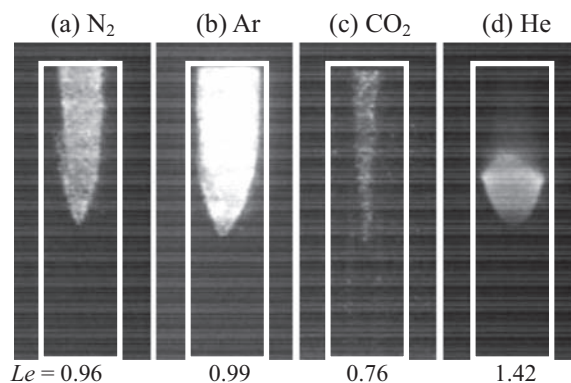


Fig. 6 Appearance of flames for various diluents⁽⁸⁾ (propagating from the top to the bottom of image, $Dg = 10.0\text{mm}$, $V_x = 1.8\text{m/s}$, $\beta = 0.21$, $\phi = 0.9$).

例えば、メタン空気混合気の燃料希薄側では、 D はメタン（不足成分）の窒素（主成分）に対する物質拡散係数となる。 $Le > 1$ の時には熱の発散が不足成分の供給を上回り火炎先端の燃焼は弱化、一方で $Le < 1$ の時には強化されるといわれる。参考に、表1には、メタン空気、およびプロパン空気混合気の希薄側・過濃側での輸送物性値⁽²⁸⁾、およびルイス数を示す。表に示されるように、メタン空気の過濃側とプロパン空気の希薄側において Le が1より大きく、特にプロパン希薄側では $Le = 1.7$ と、ボルテックスバースティングの火炎先端が著しく弱化する可能性がある。図4を見ると、細管内におけるボルテックスバースティングは、明らかにこのルイス数効果を受けており、 $Le > 1$ のメタン空気の過濃側と、プロパン空気の希薄側の伝播限界が大幅に狭まっている。このようなボルテックスバースティングにおけるルイス数効果は、内径10mmや31mmといった大きいスケール

Table 2 Quenching diameter, burning velocity, Lewis number and related properties for various mixtures⁽⁸⁾ ($\beta = 0.21$, 300K).

Diluent	Quenching diameter d_0 [mm]	Thermal diffusivity α [cm^2/s] ($\Phi = 1.0$)	S_u [cm/s] ($\Phi = 1.0$)	Adiabatic flame temp. T_{ad} [K] ($\Phi = 1.0$)	Le_{Fuel} ($\Phi = 0.8$)	Le_{O_2} ($\Phi = 1.2$)
N ₂	3.19	0.213	43.0	2224	0.962	1.034
Ar	1.54	0.213	94.0	2520	0.988	1.088
CO ₂	14.81	0.132	3.4	1783	0.771	0.865
He	5.85	0.977	135.0	2520	1.448	1.262

の管内でも、火炎先端の輝度に変化が現れるといった形で認められている。しかし火炎伝播限界が可燃限界から大きく離れた値をとることはなかった。これに対して細管内では、プロパン空気の希薄側では伝播不能となるほどルイス数効果が強く現れている。これは管内径の減少により伝播する火炎先端が細くなり、いわゆる強い「伸長」を受けて火炎面からの熱損失が大きくなることや、壁面による熱的冷却効果が顕著となるため、火炎伝播のためには $Le < 1$ の状態における火炎先端の燃焼強化が不可欠となるためと考えられている。

2.5 火炎伝播限界の拡張/縮小

このボルテックスバースティングの発生限界に対するルイス数効果の影響について詳細に明らかにするべく、未燃混合気の熱拡散係数や物質拡散係数を変化させた実験が行われている⁽⁸⁾。これは空気代わりに、酸化剤として空気中の窒素とヘリウム、あるいは二酸化炭素、アルゴンと置き換えたガスを用いることで容易に達成される。図6にはその一例として、内径10mmの管内で、同一当量比の $\Phi = 0.9$ において観察された火炎外観と、それぞれの条件におけるルイス数を示している。この実験は、同一の空気力学的条件下、すなわち未燃ガスの平均軸方向流速、最大周速度がほぼ同じ条件で行われている。にもかかわらず、希釈剤の種類によって伝播する火炎外観が大幅に異なっている。特にルイス数が1より十分に大きいヘリウム混合気では、火炎後流側の輝度が高いのに対して先端の輝度が著しく低下していることが見て取れる。

また、図6の画像は、管出口(画像上端)で着火後、火炎がガラス管の中間地点に達したときに撮影されたものであるが、そこに至るまでの経過時間が全く異なり、火炎伝播速度に大きな差が生じている。アルゴンの場合に最も高速で、窒素、二酸化炭素、ヘリウムの順に火炎伝播速度は低下していく。ここで表2には、各希釈剤混合気における消炎直径や輸送物性値、燃焼速度を示すが、各混合気の燃焼速度 S_u に注目すると、ヘリウム混合気で最も高速で $S_u = 135\text{cm/s}$ 、二酸化炭素混合気で 3.4cm/s と最も低速である。この傾向は、特にヘリウムにおいて火炎伝播速度が遅いというボルテックスバースティングの傾向と異なる。このことから、ルイス数効果は火炎伝播速度にも大きな影響を与えていることは明白

である。ちなみに、以上の結果をこれまで提案されてきた火炎伝播速度の理論式に照らし合わせると、それらのほとんどにおいて矛盾が生じる可能性があることが示されている。

次に図7には、各希釈剤を用いて測定した内径10mmの管に対する火炎伝播限界を示す。縦軸は当量比、横軸は供給酸化剤流量 Q_{oxi} (L/min) と、平均軸方向流速 V_x (m/s) である。図のように、火炎伝播限界はアルゴンを希釈剤に用いた場合に最も広く、続いて窒素、二酸化炭素、ヘリウムの順に狭まる。無論、各希釈剤を用いることで、表2に示すように消炎直径や断熱火炎温度、燃焼速度等が様々に変化しているため、直接的に比較することは適切ではない。そこで各希釈剤混合気の伝播限界を、それぞれの可燃限界と比較して、どれだけ拡大、あるいは縮小したかの比較を行う。

表3には、燃料にメタンを用いる場合の、各混合気の酸素濃度21%における可燃限界⁽²⁹⁾と(左)、ボルテックス

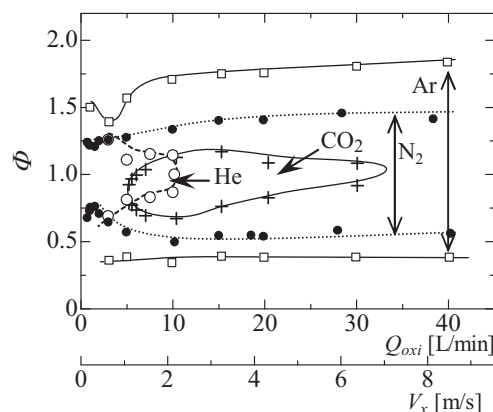
Fig. 7 Mapping of the vortex bursting limits for various inert mixture⁽⁸⁾ ($D_g = 10.0\text{mm}$, $0.21\%\text{O}_2$).

Table 3 Flammability limits and flame propagation limits for various inert mixture.

Inert gas	Flammability limit		Propagation limit	
	Lean	Rich	Lean	Rich
N ₂	0.53	1.56	0.50	1.45
Ar	0.40	1.93	0.35	1.70
He	0.48	1.78	0.85	1.20
CO ₂	0.93	0.93	0.65	1.30

バースティングによる火炎伝播限界（右）をそれぞれ示している。ボルテックスバースティングによる火炎伝播の希薄／過濃の限界値は、図7で示されたそれぞれの混合気における伝播範囲の、最小／最大当量比を示している。但しヘリウムの場合のみ、 Q_{oxi} が5 L/min以上においてボルテックスバースティング特有の火炎形状、および伝播速度が観測されたため、 $Q_{oxi} > 5$ L/min以上における最小／最大値を火炎伝播限界として示している。

表より、希釈剤に窒素、アルゴンを用いた場合には、火炎伝播限界は可燃限界と極めて近い値をとっていることがわかる。特筆すべきはヘリウムと二酸化炭素の結果である。ヘリウム混合気の場合、可燃範囲は $\phi = 0.48 \sim 1.78$ と、一覧中では最も広い。さらに表2に示されるように消炎直径は5.85mmであり、管内径10mmはこれよりも十分に大きく壁面の影響も小さいと考えられる。しかし、火炎伝播範囲は $\phi = 0.85 \sim 1.20$ と、最も狭い結果となっている。つまり、ヘリウムを希釈剤に用いる場合では、渦流によって伝播範囲が縮小していると言える。

一方、二酸化炭素の場合、可燃限界は希薄、過濃共に0.93と、可燃限界の標準測定法では一当量比条件でしか火炎伝播が観測されていない。さらに、消炎直径は14.8mmと細管内径10mmより大きく、通常であれば壁面の影響もあって火炎は管内に侵入不可能である。ところが火炎伝播範囲は $\phi = 0.65 \sim 1.30$ と、可燃限界を大幅に上回っている。つまり二酸化炭素を希釈剤に用いる場合では、ヘリウムとは逆に、渦流によって伝播範囲が大幅に拡大していると言える。

表2においてこれらの混合気のルイス数を比較すると、ヘリウム混合気では希薄・過濃側共に不足成分のルイス数が1より十分大きく、二酸化炭素混合気では1より十分小さい。したがって、ルイス数効果により、ヘリウム混合気ではほぼ全当量比範囲において火炎先端が弱められ、一方で二酸化炭素混合気では強められることになる。結果、ルイス数が1より十分小さい二酸化炭素混合気では、渦流の利用により可燃限界を大幅に超えて火炎が伝播したものと考えられる。近年では、二酸化炭素貯蔵技術を容易に実現するための燃焼技術として、燃料と酸素を再循環された排気ガス中の二酸化炭素のみで希釈するOxy-fuel燃焼が提案され、実用化の段階に至っている³⁰⁾。今後二酸化炭素排出規制が導入され、あらゆる燃焼器にCCSのためのOxy-fuel燃焼が適応される可能性を考えれば、二酸化炭素希釈下での渦流による火炎伝播限界の拡張は極めて重要であると考えられる。

2.6 火炎伝播限界の支配因子：限界火炎温度

最後に、ボルテックスバースティングにおける最新の研究動向について記す。ここまでに示したように、火炎伝播限界の拡大／縮小は不足成分のルイス数によって定性的に説明されるが、ルイス数効果による火炎先端の強化／弱化は、火炎先端温度の増加／低下として現れると考えられる。そこで最近、各希釈剤混合気の火炎伝播限

界付近の条件において、火炎先端の温度を測定する試みがなされている^{31),32)}。これまでに、伝播中の火炎に対するラマン分光計測や、OH-LIFによる非接触での瞬間的な温度測定が行われ、その結果、ボルテックスバースティングの発生限界付近では、いずれの希釈剤混合気においても、火炎先端温度が各混合気条件における断熱火炎温度とは大きく異なること、さらには、その温度が各混合気の「限界火炎温度」^{29),33)}、すなわち燃焼反応を維持するために最低限必要な火炎温度と極めて近い値をとることが示されている。

つまり現段階においては、ボルテックスバースティングによって伝播する火炎の先端温度が、ルイス数効果や火炎伸長によって断熱火炎温度から大きく異なる値をとることが確認されているのみならず、火炎先端においていわゆる限界火炎温度が達せられた時、ボルテックスバースティング現象が発生する可能性が示されている。これらの事実は基礎燃焼学的に興味深い事実であるのみならず、安全の観点からも極めて重要な事実であり、今後のメカニズム解明、将来的な実用への応用が期待される。

3. 結言

本稿では、渦流中における火炎の挙動と題し、未だ完全には理解されていない渦流中における火炎の特異な高速伝播現象「ボルテックスバースティング」を取り上げ、これまでの研究成果から最新の動向まで記した。特に最近確認された、細管内における可燃限界を超えた条件でのボルテックスバースティング現象は、基礎燃焼学的にに興味深いのみならず、安全の観点からも極めて重要であり、今後のメカニズム解明、実用への応用が期待される。

4. 参考文献

- (1) Syred, N., Beer, J. M., "Combustion in Swirling Flows", Combustion and flame, Vol. 23 (1974), pp. 14-201.
- (2) Beer, J. M., Chigier, N. A. "Combustion Aerodynamics", (1972).
- (3) Gupta, A. K., Lilley, D. G., Syred, N., "Swirl Flows", (1984).
- (4) Ishizuka, S., Dunn-Rankin, D., "Tubular Combustion", Momentum press (2013).
- (5) Cortes, C., Gil, A., "Modeling the Gas and Particle Flow inside Cyclone Separators", Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 33 (2007), pp. 409-452.
- (6) Ying Huang, Vigor Yang, "Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion", Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 35 (2009), pp. 293-364.
- (7) Shimokuri D, Honda Y, Ishizuka S, "Flame propagation in a vortex flow within small-diameter tubes" Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 33 (2011), p.3251.

- (8) Shimokuri D, Kratsu Y, Ishizuka S, "Effects of inert gases on the vortex bursting in small diameter tubes" Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 34 (2013), p.3403.
- (9) Moore, W. P. N., Martin, G. D., "Flame propagation in vortex flow", Fuel, Vol. 32 (1953), p.393.
- (10) Chomiak, J., "Dissipation fluctuations and the structure and propagation of turbulent flames in premixed gases at high reynolds numbers", Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 16 (1977), pp. 1665-1673.
- (11) Ishizuka, S., "Flame propagation along a vortex axis", Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 28 (2002) pp. 477-542.
- (12) Daneshyar, H., Hill, P.G., "The structure of small-scale turbulence and its effect on combustion in spark ignition engines", Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 13 (1987), pp.47-73.
- (13) McCormac, P. D., Scheller, K., Mueller, G., Tisher, R., "Flame propagation in a vortex core", Combustion and Flame, Vol. 19 (1972), pp. 297-303.
- (14) Hasegawa, T., Nishikado, K., J. Chomiak, "Flame propagation along a fine vortex tube", Combustion Science and Technology, Vol. 108 (1995), pp. 67-80.
- (15) Asato, K., Wada, H., Hiruma, T., Takeuchi Y., "Characteristics of flame propagation in a vortex core: Validity of a model for flame propagation", Combustion and Flame, Vol. 110 (1997), pp. 418-428.
- (16) Umemura, A., Takamori, S., "Wave nature in vortex-bursting initiation" Proceedings of the Combustion Institute, Vol.28 (2000), pp. 1941-1948.
- (17) Fernandez-Pello C A, "Micropower generation using combustion: Issues and approaches", Proceedings of the Combustion Institute, Vol.29 (2002), p.883.
- (18) Dunn-Rankin, D., Leal, E. M., and Walther, D. C., "Personal power systems", Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 31, (2005), p. 422.
- (19) Maruta K, Ju Y, "Microscale combustion: Technology development and fundamental research", Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 37 (2011), p.669.
- (20) Wu, M., Wang, Y., Yang, V., Yetter, R. A., "Combustion in meso-scale vortex chambers", Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 31 (2007), p.3235.
- (21) Sirignano, W. A., Pham, T. K., Dunn-Rankin, D., "Miniature-scale liquid-fuel-film combustor", Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 29 (2002), p.925.
- (22) Mattioli, R., Pham, T. K., Dunn-Rankin, D., "Secondary air injection in miniature liquid fuel film combustors", Proceedings of the Combustion Institute, Vol.32 (2009), p.3091.
- (23) Shimokuri, D., Hara, T., Matsumoto, R., "Development of a small-scale power system with meso-scale vortex combustor and thermo-electric device", Micromech. Microeng. Vol. 25 (2015), 104004.
- (24) Potter, A. E., Combustion Science and Technology, Vol. 1 (1960) pp.145-181.
- (25) Lewis, B., Elbe, G., Combustion Flames and Explosions of Gases, Academic Press, (1987).
- (26) Law, C. K., "Combustion Physics", Cambridge University Press, (2006).
- (27) 石塚 悟, "定在火炎における火炎伸長とその静的特性", 燃焼研究, Vol. 116, (1999), p. 49-70.
- (28) Bird, B. R., Stewart, E. W., Lightfoot, N. E., Transport phenomena (2001), p. 276.
- (29) Egerton, A., Powling, J., Proceedings of Royal Society of London, Series A. Vol. 193 (1948), pp. 190-209.
- (30) Fujimori, T., Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 34 (2013), pp.2111-2130.
- (31) 栗本 崇志, 下栗 大右, 山本 健太郎, 原 隆之, 石塚 悟, "渦流中での火炎伝播限界に及ぼす不活性ガスの影響 (第3報)", 第51回燃焼シンポジウム講演論文集, (2013), pp.10-11.
- (32) 菊田 宗弘, 下栗 大右, 石塚 悟, "渦流中における限界火炎温度", 第52回燃焼シンポジウム講演論文集, (2014), pp.258-259.
- (33) Zabetakis, M. G., Lambiris, S., Scott, G. S., "Flame Temperatures of Limit Mixtures", Symposium (International) on Combustion, Vol. 7 (1958), pp.484-487.

特集：燃焼現象

液滴燃焼から噴霧燃焼へ

三上 真人^{*1}
MIKAMI Masato

キーワード：液滴燃焼，噴霧燃焼，燃え広がり，群燃焼発現，パーコレーションモデル

Droplet Combustion, Spray Combustion, Flame Spread, Group Combustion Excitation, Percolation Model

1. はじめに

噴霧燃焼は，ガスタービン燃焼器，油焚き炉，ディーゼルエンジン，液体ロケットエンジンなどにおいて幅広く用いられている液体燃料燃焼法であるが，燃料の微粒化，液滴の気相への分散，蒸発，燃焼といった過程が同時に相互作用を及ぼしあいながら進行し，複雑な現象である。

噴霧燃焼では気体燃料の燃焼と異なり，燃料液滴が燃料蒸気の供給源であり，燃焼特性に影響を与える。燃料噴霧を構成する液滴に注目した要素研究として，単一液滴の蒸発・燃焼研究がある。ご存知のとおり，微小重力状態では液滴まわりに形成される火炎は球形状となり（図1左），現象は半径方向一次元に簡略化できることから，古くから多くの微小重力実験が行われてきている^{(1),(2)}。また，このような球対称一次元の現象には数学的な定常解の存在が知られており，単一液滴の蒸発・燃焼研究は理論的にも多くの研究がなされてきている⁽³⁾。これまでに， d^2 則を始め，圧力の影響，多成分効果，多段着火，干渉効果など多くの知見が得られている。

一方，噴霧燃焼では単一液滴の燃焼時とは異なり，ほとんどの燃料噴霧は集合火炎に包まれ，いわゆる液滴群燃焼を行う（図1右）。群燃焼の代表的な研究にChiuによる群燃焼理論がある。Chiu・Liu⁽⁴⁾は球形状の単分散液滴群の定常燃焼を解析し，燃焼モードを分類する群燃焼数 G を提案した。Chiuら⁽⁵⁾は液滴群の燃焼を， $G < 10^{-2}$ において個々の液滴が単独で燃焼する状態， $10^{-2} < G < 10^{-1}$ において内部群燃焼， $10^{-1} < G < 10^2$ において

外部群燃焼， $10^2 < G$ において外殻燃焼，と分類している。ただし，この群燃焼理論は定常状態を仮定した解析に基づくものである。実際の噴霧流の燃焼では，上流において液滴レベルのスケールの現象が影響し合って燃料蒸発が決まり，上流で供給され消費されない燃料蒸気は下流に蓄積して燃焼するなど非定常である。よって，単一液滴の燃焼の知見から噴霧燃焼の理解へと繋ぐ際に，定常解析に基づく知見を用いると，理解を誤る可能性が高いため注意が必要である。

本稿では，液滴燃焼から得られた知見を噴霧燃焼の理解に繋げるうえで重要なキーワードとして，予混合噴霧と液滴間の燃え広がりを取り上げ，最後に燃え広がりにより液滴群の群燃焼発現を表現するパーコレーションモデルについて紹介する。

2. 液滴燃焼と群燃焼

2.1 単一液滴の燃焼

単一液滴の微小重力場での燃焼研究は半世紀以上前にKumagai・Isoda⁽¹⁾により始められ，1957年に研究成果が発表された。微小重力場では単一液滴まわりの現象は球対称一次元の現象となるが，その中には，気相における熱・物質の輸送のみならず，液相における熱・物質の輸送および気液界面における相変化も含まれており，不均質系燃焼の最も基本的な形態である。

図2に微小重力場における代表的な液滴燃焼の結果⁽⁶⁾を示す。液滴直径 d の二乗値は時間 t の経過とともに直線的に減少しており，いわゆる d^2 則

$$d^2 = d_0^2 - kt \quad (1)$$

が成立している。ここで， d_0 は初期液滴直径であり， k は液滴直径の二乗値 d^2 の時間的な減少率として定義される燃焼速度定数である。球対称一次元の液滴燃焼には数学的な定常解が存在しており，それを用いた準定常理論から燃焼速度定数は

$$k = -\frac{d(d^2)}{dt} = 8a(\rho_g / \rho_l) \ln(1 + B) \quad (2)$$

と求められる。ここで， a は温度伝導率， ρ_g / ρ_l は気液

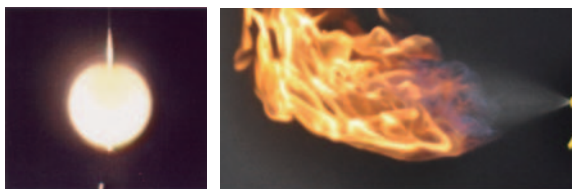


Fig. 1 Droplet combustion in microgravity (left) and spray combustion (right).

原稿受付 2016年1月12日

*1 山口大学大学院理工学研究科
〒755-8611 宇部市常盤台2-16-1

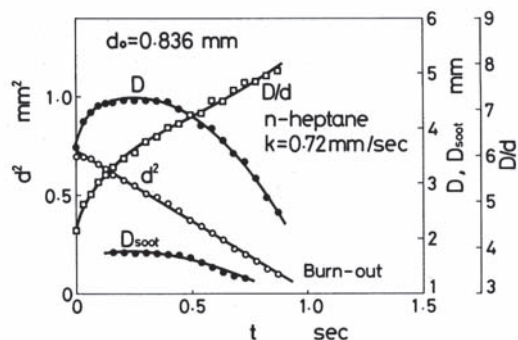


Fig. 2 Temporal variations of droplet diameter squared, d^2 , flame diameter, D , flame stand-off ratio, D/d in microgravity⁽⁶⁾.

密度比, B は蒸発の抵抗力に対する駆動力を表す伝達数である。式(2)の燃焼速度定数は時間に依存しない定数であることから, 式(1)の d^2 則はこの準定常理論からも得られることがわかる。実験により得られた燃焼速度定数の初期液滴直径 d_0 への依存性⁽⁷⁾を図3に示す。この図より燃焼速度定数の初期液滴直径依存性は小さいことがわかる。式(2)からも燃焼速度定数は初期液滴直径に依存していないことがわかる。このように, 燃焼速度定数が初期液滴直径に依存しない場合の液滴燃焼は熱伝導・拡散律速であり, 代表長さとして初期液滴直径 d_0 を用いて空間スケールを無次元化し, 代表時間として熱伝導時間 d_0^2/a を用いて時間を無次元化した相似則が近似的に成立するといえる。初期直径がある程度以上小さいと反応律速となり, また, 数ミリを超えるくらい大きくなると輻射熱損失が無視できなくなり, 相似性は成立しなくなる。

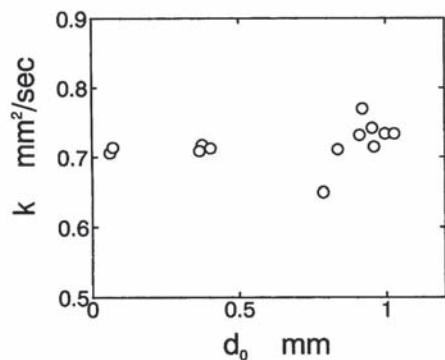


Fig. 3 Dependence of burning-rate constant of n-heptane droplet⁽⁷⁾.

図2より, 火炎直径 D は一旦増大し, 最大値をとった後減少しており, 液滴直径に対する火炎直径の比 D/d は時間とともに増大する。準定常理論からは D/d は時間に依らず一定となるという結果が得られ, 実際と異なっている。これは, 液滴近傍においては気液密度差に起因するステファン流と熱伝導または拡散とがつり合い準定常的であるが, 遠方になるほど熱伝導や拡散が支配的となり非定常性が増すためである。

図4に液滴の燃焼時間の圧力依存性⁽⁸⁾を示す。周囲気体圧力 P は燃料の臨界圧力 P_{cr} で無次元化されている。これより, $P/P_{cr} < 1$ の亜臨界圧力では液滴の燃焼時間は圧力の増大に伴い減少するが, $P/P_{cr} > 1$ の超臨界圧力では逆に増大することがわかる。亜臨界圧力の燃焼時間減少については, 沸点上昇による蒸発潜熱の減少の観点から式(2)の準定常理論による燃焼速度定数を用いても説明が可能である。一方, 超臨界圧力での燃焼時間の増大は準定常理論では説明ができない。液滴の蒸発が完了した後も, 火炎内には燃料蒸気が残っており, それは拡散燃焼する。この蒸発完了後の燃料蒸気の燃焼は周囲気体圧力が高いほど全燃焼時間内での割合が増える。周囲気体圧力が臨界圧力を超えると, 燃焼中に液滴表面が燃料と周囲気体の混合物の臨界点に達する可能性が出てくる。この状態になると, 気液密度差はなくなり, 燃料蒸気の拡散燃焼のみとなる。燃料蒸気の拡散燃焼時間は拡散係数が圧力に反比例して増大するため, 周囲気体圧力が高いほど大きくなる⁽⁹⁾。

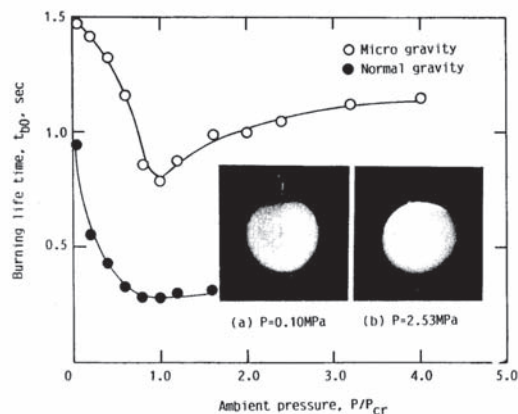


Fig. 4 Dependences of burning lifetime of n-octane droplet on ambient pressure in normal and microgravity⁽⁸⁾.

2.2 液滴の干涉燃焼

図5に微小重力場で二液滴の同時着火を行った場合の火炎の代表的な写真⁽¹⁰⁾を示す。個々の液滴のまわりにそれぞれ個別のエンベロープ炎が形成される場合と二液滴を取り囲む群火炎が形成される場合とがあるが, これらの火炎形状モードは初期液滴間隔 S/d_0 だけでなく, 時間にも依存して変化する。 S は二液滴の中心間距離である。図6に火炎形状モードを時間と初期液滴間隔に対して示す。着火時に火炎が分離しているのは S/d_0 が7程度であるが, S/d_0 が11以下では燃焼中に群火炎への遷移が見られる。

このような二液滴燃焼についても定常解析がなされており, 単一液滴の蒸発速度に対する二液滴の蒸発速度として定義される干涉係数 η は

$$\eta = 2 \left\{ (S/d)^2 - 1 \right\}^{1/2} \sum_{n=0}^{\infty} \left[1 + \left[S/d + \left\{ (S/d)^2 - 1 \right\}^{1/2} \right]^{2n+1} \right]^{-1} \quad (3)$$

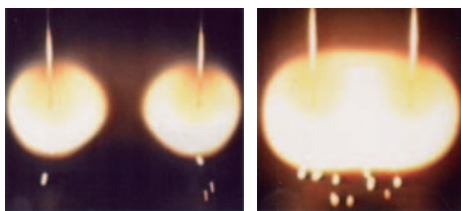


Fig. 5 Interactive burning of two droplets in microgravity⁽¹⁰⁾.

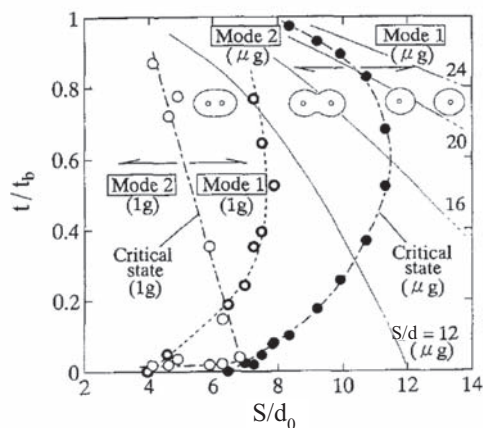


Fig. 6 Dependences of flame-shape mode of two droplets in normal and microgravity on time, t/t_b , and initial inter-droplet distance, S/d_0 . The horizontal axis title is changed from the original in Ref. 9 by the author.

液滴間隔 S と液滴直径 d との比 S/d のみの関数として表される⁽¹¹⁾。二液滴燃焼では、液滴直径に加え代表長さとして液滴中心間距離 S が重要となる。この定常燃焼理論では図5に示された火炎形状モードは S/d のみに依存しているが、実際には時間とともに変化する。Umemura⁽¹²⁾は非定常性を考慮した二液滴燃焼の解析を行い、図6の火炎形状モードの時間変化を解析的に示している。このように、干渉を伴う二液滴燃焼においても、非定常性は重要である。

Chiuら⁽⁵⁾は球形単分散液滴群の定常燃焼解析により、液滴群の燃焼を群燃焼数 G を用いて分類している。簡単のため、液滴蒸発に与える対流の影響を無視すると、群燃焼数 G は

$$G = 1.5N^{2/3} / (S/d) \quad (4)$$

と表わされる。ここで N 、 S および d はそれぞれ、液滴総数、液滴中心間距離、液滴直径である。図7に示されるように、 $G < 10^{-2}$ において個々の液滴が単独で燃焼する状態、 $10^{-2} < G < 10^{-1}$ において内部群燃焼、 $10^{-1} < G < 10^2$ において外部群燃焼、 $10^2 < G$ において外殻燃焼、と分類している。ここで半径 R_c の液滴群を各液滴を中心とする直径 S のセルの集合と考え、群燃焼数は

$$G = 1.5(2R_c/d)^2 / (S/d)^3 \quad (5)$$

と液滴直径 d に対する二つの代表長さの比 R_c/d および S/d を用いて表現される。

液滴は有限の時間内で消滅するため、液滴の影響の及ぶ距離もまた有限である。二液滴燃焼においては、個々の液滴の影響が重なり合うことで干渉効果が発生すると考えられる。Mikamiら⁽¹³⁾は液滴近傍のステファン流による準定常的な影響距離と遠方の拡散や熱伝導による影響距離の観点から干渉効果を捉え、燃焼時間に対する干渉効果の圧力依存性や多成分効果を考察している。液滴群の燃焼では、ある液滴の影響が距離 S ほど離れた液滴に及ぶことで液滴間干渉が生じるが、その影響が半径 R_c の液滴群全体に及ぶかどうかは液滴蒸発時間と拡散または熱伝導時間との関係で決まる。また、単一液滴および二液滴の場合と同様に、蒸発により供給された燃料蒸気は群火炎内に蓄積され、火炎径も時間とともに変化する。Segawaら⁽¹⁴⁾は六方最密充填構造に配置された正エイコサン粒子を航空機による微小重力場において燃焼室内の高温空气中に挿入することにより、49液滴群の着火時の初期火炎挙動を調べている。図8の条件では、初期には個々の液滴まわりにそれぞれ個別のエンベロープ炎が見られるが、時間とともに火炎が結合し、群火炎へと移行している。このように、液滴群燃焼の場合にも、燃焼状態は瞬間的な R_c/d および S/d のみでは決まらず、群燃焼数 G のみでは決まらないと言える。

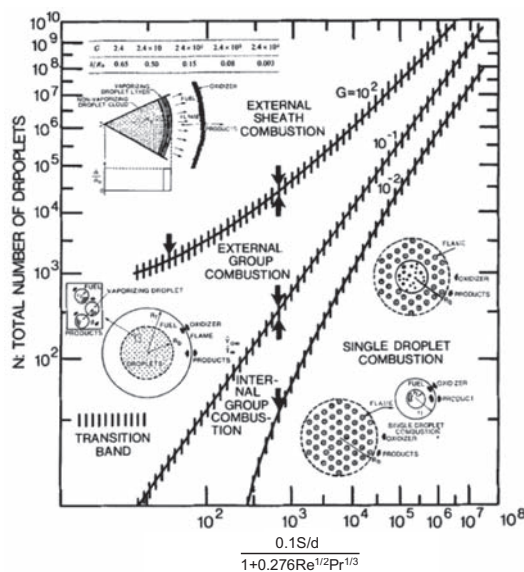


Fig. 7 Group combustion mode map of droplet cloud⁽⁵⁾. The horizontal axis title is changed from the original in Ref. 5 by the author.

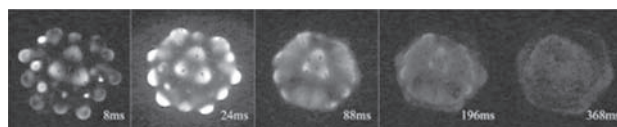


Fig. 8 Transition from individual flames to group flame for 49 eicosane droplet cluster with $S=10$ mm, $d_0=1.0$ mm⁽¹⁴⁾.

3. 予混合噴霧の非定常燃焼過程と群燃焼の発現

3.1 群燃焼と予混合噴霧

実機の噴霧燃焼では安定燃焼のためには群燃焼状態が必要である。群燃焼が発生するまでには様々な過程を経る。例えばディーゼルエンジンでは、液体燃料の微粒化、噴霧の分散、液滴加熱、蒸発、化学反応、着火、噴霧中の燃え広がり、などが生じた後に群燃焼に至る。また、ガスタービンのように燃料が連続供給される場合にも、燃料噴霧の空気中への分散が微粒化の過程で生じ、その後、着火および燃え広がりといった過渡的過程を経て群燃焼が生じる。燃料噴霧と空気の混合物を以下、予混合噴霧と呼ぶことにする。以上のように群燃焼の発現に到る過程では燃料は予混合噴霧状態を経ており、予混合噴霧の特性が群燃焼特性を左右していると考えられる。

予混合噴霧の特性を表すものとして、供給された燃料と噴霧領域内の酸化剤による噴霧流当量比、液滴径、予蒸発割合、希釈率が考えられ、群燃焼の発現を議論するためにはこれらを系統的に変えた研究が必要である。

図1右のように燃料噴霧が連続燃焼する場合には、火炎基部において予混合噴霧流に対する燃え広がりが生じていて、その後流で群火炎が形成される。そこで、群燃焼の発生を考える前に、予混合噴霧中の燃え広がり考えることにする。燃え広がりにおいては揮発性の低い燃料を用いた場合などにおいて個々の液滴の寄与が顕著となる場合がある。この基本的な検討のために、3.2節ではまず、液滴間の燃え広がりについて述べる。

3.2 液滴間の燃え広がりと群火炎の発生

図9に微小重力場における液滴列の燃え広がりの代表的な写真^[5]を示す。等間隔に配置された正デカン液滴列の一端の液滴が着火され、燃え広がりが生じる。この条件では、各液滴の着火時には一つの液滴まわりに独立したエンベロップ炎が形成されるが、その後、燃え広がり前の液滴まわりの火炎と結合し、群火炎を形成している。図10に燃え広がり機構の概念図^[6]を示す。大気圧・室温条件において、正デカン液滴表面の気相当量比は0.1程度であり、下限可燃限界当量比より小さい。よって、このような条件において液滴間の燃え広がりが可能となるためには、未燃液滴は直前の液滴まわりに形成される火炎から加熱され、未燃液滴まわりに可燃性混合気層が形成される蒸発活性化が必要である。さらに、可燃性混合気層が加熱され反応が活性化されることで、可燃性混合気層中で着火が生じ、予混合火炎伝播が生じ、液滴まわりに新たなエンベロップ拡散火炎が形成される。

図11に梅村^[7]によって提唱された液滴間燃え広がりモードを示す。これによると図9に示された燃え広がりモード3に相当する。モード3では火炎が分離した状態で飛び石状に未燃液滴へ燃え移っていく。逆に、液滴間隔が非常に近い場合には、未燃液滴が蒸発活性化する前に直前の拡大する拡散火炎に取り込まれ、拡散火炎内で蒸発が活発となることでさらに拡散火炎を進行方向へ

と拡大させるモード1となる。高揮発性燃料を用いた場合や高温雰囲気条件など燃料と周囲気体条件によっては、直前の火炎からの加熱がなくとも未燃液滴まわりに可燃性混合気層が形成される。液滴間隔がある程度大きい場合には、この条件でもモード3が生じるが、個々の液滴まわりの可燃性混合気層が結合すると、予混合火炎伝播モードとなる。逆に、液滴間隔が大きすぎると燃え広がりには生じない蒸発モードとなる。

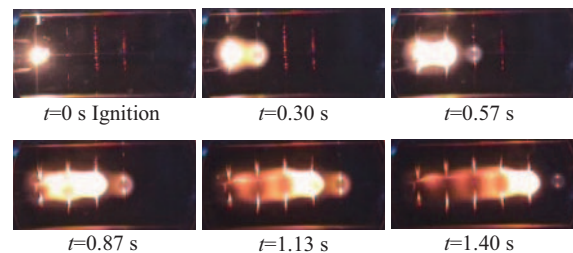


Fig. 9 Flame-spread behavior of n-decane droplet array for $S/d_0=8$ at $T_a=300\text{K}$ ^[5].

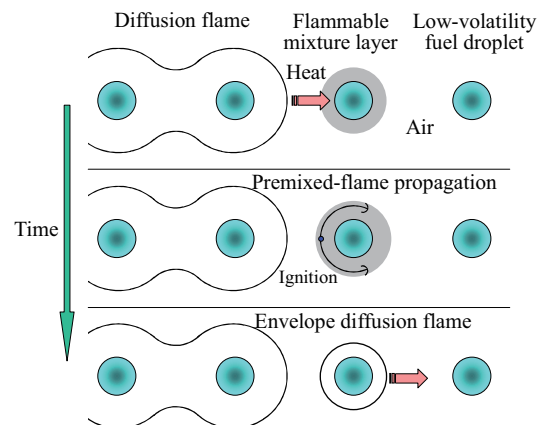


Fig. 10 Schematic of flame spread along a linear droplet array with a low-volatility fuel^[6].

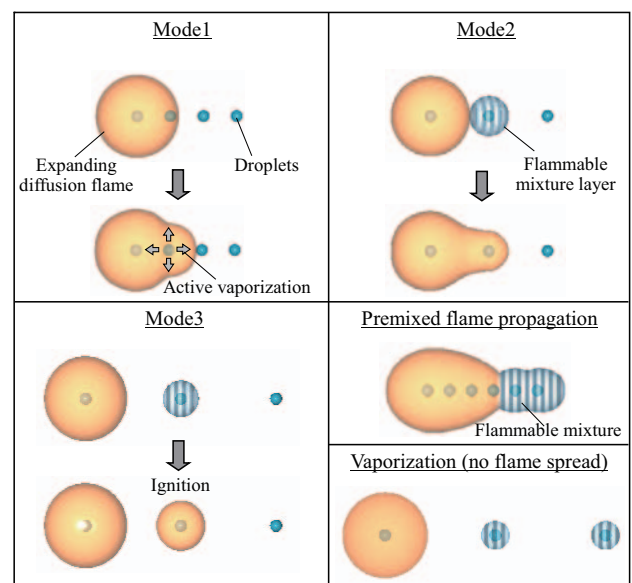


Fig. 11 Flame-spread modes of linear droplet arrays^[5].

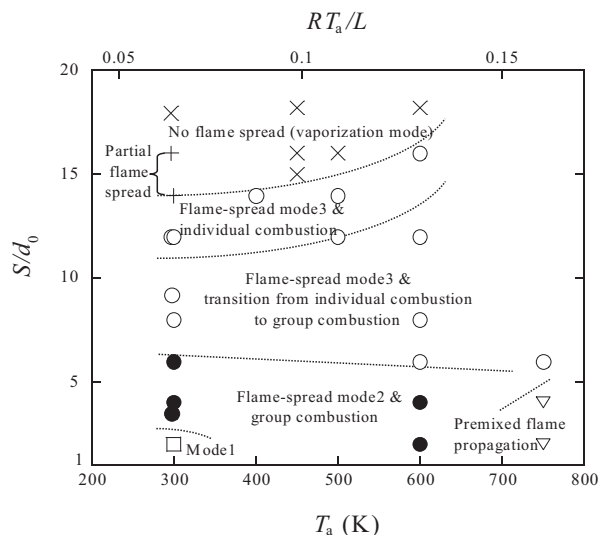


Fig. 12 Mode map for flame spread and burning of n-decane droplet arrays in microgravity^[5].

図12に微小重力場での正デカン液滴の燃え広がりモードを初期液滴間隔 S/d_0 と周囲気体温度 T_a に対して示す^[5]。 $T_a=300\text{K}$ では、 $6 < S/d_0 < 14$ においてモード3の燃え広がりが生じるが、 $S/d_0 < 11$ では図9と同様に個々の液滴まわりに形成される火炎は結合し、群火炎が形成される。この群火炎が形成される限界の液滴間隔は高温ほど大きくなることからわかる。 $T_a=300\text{K}$ では、 $S/d_0 > 14$ では燃え広がりが生じないため、 $S/d_0=14$ が燃え広がり限界液滴間隔 $(S/d_0)_{\text{limit}}$ である。 $(S/d_0)_{\text{limit}}$ は高温ほど大きくなっている。この燃え広がり限界の概念は3.4節の群燃焼発現のパコーレーションモデルにおいて重要となる。

3.3 予混合噴霧流の燃焼における燃え広がり群火炎の発生

本節では、予混合噴霧中の燃え広がりについて、予混合噴霧流中に定在化された火炎をもとに述べる。予混合噴霧流中に定在化された火炎と静止予混合噴霧中を燃え広がる火炎のアナロジーにより、燃え広がり火炎前縁の構造を知ることができると考えられる。

図13に上方から供給される空気流と対向して下方から供給された予混合噴霧流中に形成された火炎^[6]を示す。噴霧流当量比は $\phi_{\text{SJ}}=0.85$ である。火炎の下部は青色であり、中央部から上部は黄色となっている。黄色の発光は拡散火炎内で生成されたすすの固体発光によるものであるが、青色の火炎は必ずしも予混合火炎を意味するわけではない。図14にイメージインテンシファイア付き高速



Fig. 13 Counterflow premixed n-decane-spray combustion ($\phi=0.85$, $d_{32}=101\text{ }\mu\text{m}$)^[6]. The premixed spray is supplied from the lower side and air is supplied from the upper side.

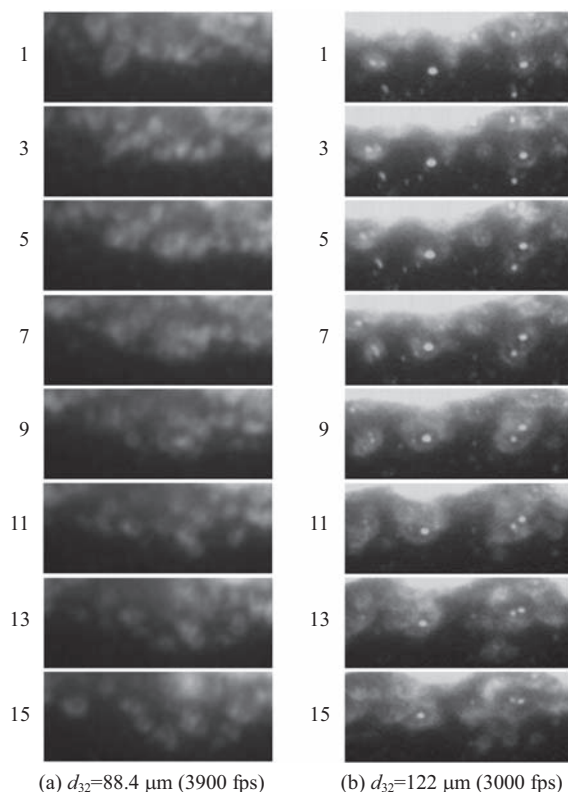


Fig. 14 Intensified high-speed video images showing flame spread to droplets in lower parts of premixed n-decane-spray flame ($\phi=0.85$)^[6].

度カメラを用いて撮影された火炎下部つまり火炎前縁付近の燃焼挙動の詳細^[6]を示す。火炎前縁付近では未燃液滴へ燃え移ることによりエンベロープ炎が形成され、その後エンベロープ炎が群火炎に取り込まれていることがわかる。

このような予混合噴霧流中に定在化された火炎の前縁付近の特性は静止予混合噴霧中における燃え広がり火炎の特性を通して理解できるものと考えられる。そこで、3.2節で述べた燃え広がり示す最も基本的な多液滴系である直線液滴列の燃え広がりに関する知見に基づき、予混合噴霧火炎前縁付近の燃焼機構の概念図^[6]を図15に示す。低揮発性燃料を用いた場合、未燃液滴は拡散火炎から熱伝導により加熱され、各液滴周りに可燃性混合気層が形成される。混合気層内で着火が生じ、予混合火炎が混合気層内を伝播し、液滴周りに青色のエンベロープ拡散火炎が形成される。エンベロープ炎の直径は時間とともに増大する。拡散火炎間で過度の酸素不足が生じると個々の液滴周りに形成されていたエンベロープ炎は結合し、液滴クラスター回りに群火炎を形成する。群火炎内の燃料過濃領域で滞留時間が十分長い領域ではすすの生成が生じ、すすの発光による黄色の輝炎が生じる。青炎部は、可燃性混合気層内を伝播する予混合火炎だけでなく、滞留時間の短いエンベロープ炎、初期の群火炎も含まれる。

Mikamiら^[8]は空気中において $\phi_{\text{SJ}} > 1$ の過濃予混合噴霧

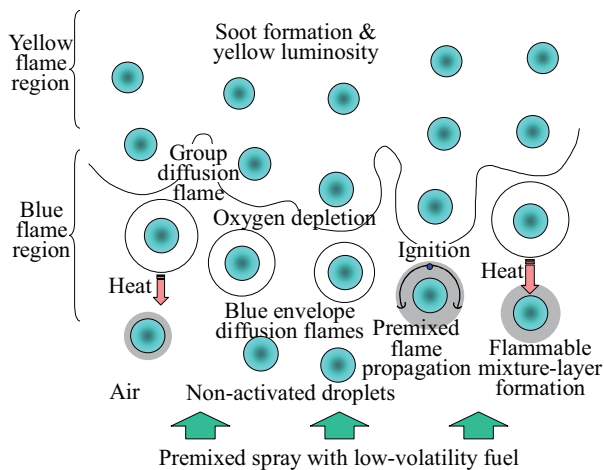


Fig. 15 Schematic of premixed-spray combustion with a low-volatility fuel^[6].

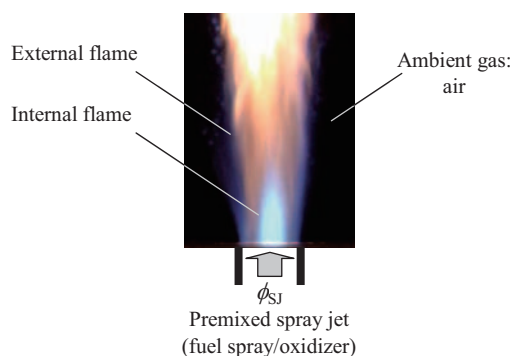


Fig. 16 Typical photograph of burning premixed n-decane-spray jet with spray-jet equivalence ratio $\phi_{SJ}=8.6^{[8]}$.

流の燃焼を行い、条件によって噴霧流内部に火炎を伴う二重火炎構造が見られることを報告している（図16）。また、三上ら^[9]はこの内部火炎の特性も予混合噴霧中の燃え広がり火炎とのアナロジーの観点から考察を行い、噴霧流当量比 ϕ_{SJ} がある程度以上大きい場合には、燃え広がり特性時間内に各液滴の占有空間が過濃可燃限界を超え、内部火炎が消滅するとしている。

以上のとおり、予混合噴霧流中に定在される火炎の前縁での群火炎の形成は液滴間の燃え広がりとその後の液滴間干渉効果を通して理解ができる。周囲気体温度が高くなると、未燃液滴まわりに形成される可燃性混合気層における予混合火炎伝播の寄与が大きくなると予想される。

3.4 群燃焼発現のパーコレーションモデル

3.3節で示したとおり、予混合噴霧流中に定在される火炎の前縁付近では液滴間の燃え広がりが生じている。多くの液滴を一つの火炎が取り囲む群火炎が形成されるかどうかは、燃え広がり後の液滴間の干渉に依存する。群火炎が形成されない場合でも、燃え広がりにより燃焼の影響が予混合噴霧中に広がっていくため、そのような場合も含めて、「群燃焼」という概念を以後用いることにする。本節では、液滴間燃え広がりの知見に基づき予混合噴霧における群燃焼の発現条件を記述するパーコ

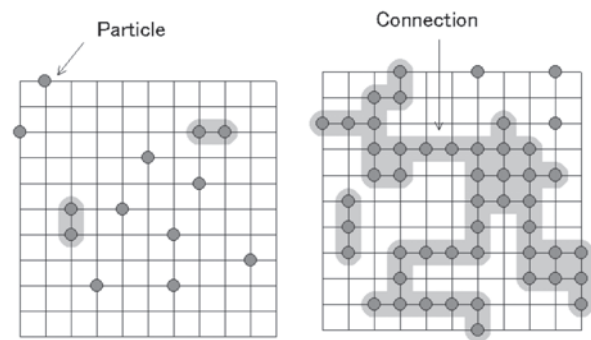


Fig. 17 Particle connection and appearance of large scale cluster. Left: small number of particles, right: large number of particles^[22].

レーションモデルについて紹介を行う。

パーコレーション理論とは分散系の繋がり特性を表す一般理論である^[20]。ランダムに分散した粒子のマクロ特性は局所の粒子の繋がりルールと粒子濃度とによって決まる。図17に示されるように、有限の大きさの正方格子上にランダムに粒子が配置された場合に、隣り合って粒子が存在した場合を粒子間の繋がりが生じたと定義する。繋がった粒子群をクラスターと呼ぶと、格子点における粒子の占有率がある程度以上大きくなると、クラスターは格子のすべての辺に到達する巨大クラスターが出現する。巨大クラスターの発現確率は占有率に対して増加するが、ある占有率付近で急激に増大する。この占有率の条件を臨界点と呼ぶ。格子サイズが無大となると、この増加関数はステップ関数となり、臨界占有率以下では発現確率が0で、臨界占有率以上では発現確率が1となる。

パーコレーション理論を噴霧燃焼に適用すると、粒子は液滴、粒子の局所の繋がりには液滴間の燃え広がりと考えられる。巨大クラスターは粒子群のスケールにわたって粒子の繋がりの影響が及んだものと言えるため、液滴群のスケールにわたって燃え広がりにより燃焼の熱的影響が及んだ状態を群燃焼が発現した状態と考えることにする。

Umemura・Takamori^[21]はランダム分散液滴群の群燃焼発現のパーコレーションモデルを構築した。このモデルでは、液滴間の燃え広がりとしてモード1の燃え広がり（3.2節参照）を用いた。ある着火された液滴まわりに形成される火炎が拡大する際に、その火炎内に別の液滴が取り込まれたら、その液滴を含めて干渉燃焼が行われ、次々液滴が取り込まれることでランダム分散液滴群の燃え広がりが進行するとした。ただし、3.2節において図12によっても示したとおり、比較的液滴間隔が大きい場合に現れるのはモード3の燃え広がりであり、パーコレーション理論の臨界点付近を議論するうえでは、モード3による燃え広がり、さらには燃え広がり限界の考慮が重要となると考えられる。そこで、Oyagiら^[22]は図18に示される燃え広がりルールをパーコレーションモデルに用いた。燃焼液滴まわりには燃え広がり限界距離

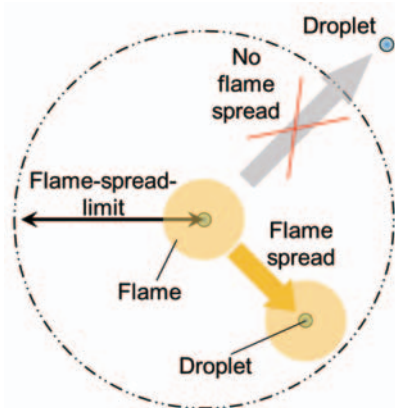


Fig. 18 Flame-spread model of randomly distributed droplet cloud considering flame-spread-limit distance.

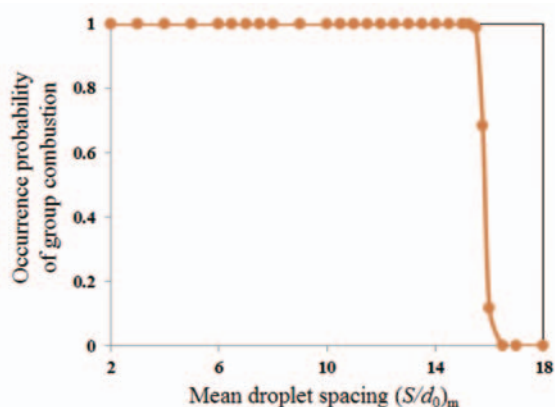


Fig. 19 Dependence of occurrence probability of group combustion on mean droplet spacing for randomly distributed droplet cloud with 3-D droplet arrangement²³.

が存在し、その距離以内に存在する未燃液滴には燃え広がるが、その距離より遠くに存在する未燃液滴には燃え広がらないとした。

燃え広がり限界距離として、微小重力場において等直径液滴列の燃え広がりから得られた燃え広がり限界液滴間隔を用いることで、ランダム分散液滴群の燃え広がり挙動や群燃焼発現確率などが求められている^{22,23}。図19に3次元配置された正デカン液滴群における群燃焼発現確率を平均液滴間隔 $(S/d_0)_m$ に対して示す²³。これより、ある平均液滴間隔付近で群燃焼発現確率が急激に変化する臨界平均液滴間隔が存在することがわかる。図20に臨界平均液滴間隔における火炎分布を示す。群燃焼発現に関する臨界点では火炎は複雑なルートを通して燃え広がる。

3.3節で述べたとおり、予混合噴霧流当量比がある程度以上大きい場合には過大となった液滴干渉の影響により燃え広がり不可能となることが予想されるが、本モデルには液滴干渉の影響は考慮されていない。図12に示される直線液滴列の燃え広がりでは $S/d_0 < 11$ において液滴間干渉により火炎が結合した群火炎が発生したことから、液滴干渉を考慮しない本モデルが適用できるのはおよそ $(S/d_0)_m > 11$ の液滴群である。

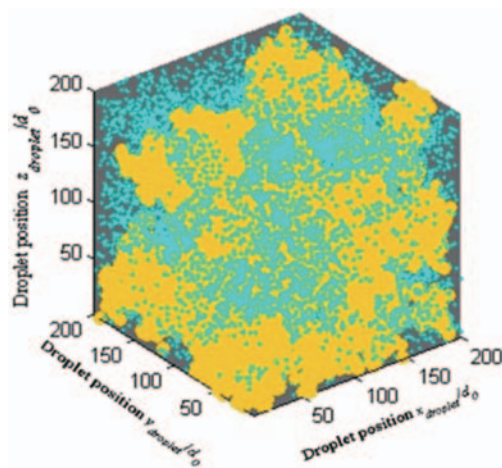


Fig. 20 Flame distribution for the critical mean droplet spacing²³.

臨界点付近の条件のように比較的平均液滴間隔の大きい液滴群においても、液滴配置がランダムであるため、局所液滴間隔が小さいところでは、液滴干渉燃焼により局所燃え広がり限界距離が増大することが予想される。Oyagiら²²は微小重力場において不等間隔液滴列の燃え広がり実験を行い、燃え広がり限界液滴間隔が干渉二液滴の間隔が小さいほど大きくなることを示し、一次元ランダム分散配列液滴群の燃え広がりにより、臨界点も局所干渉の影響を受けることを示した。Mikamiら²⁴は微小重力実験により干渉燃焼二液滴まわりの燃え広がり限界距離分布を求めている。局所液滴干渉が燃え広がり限界距離分布に与える影響を3次元配置液滴群燃え広がりのパーコレーションモデルに組み込む試みもなされている²³。

4. おわりに

液滴燃焼から得られた知見を噴霧燃焼の理解に繋げるうえで重要なキーワードとして、予混合噴霧と液滴間の燃え広がりを取り上げ、燃え広がりにより液滴群の群燃焼発現を表現するパーコレーションモデルについて紹介した。パーコレーション理論によれば、ランダム分散した粒子群のマクロな特性は局所の粒子の繋がりルールによって決まる。予混合噴霧の燃焼における火炎前縁の特性および群燃焼発現の特性も局所の燃え広がり特性によって決まると考えられ、液滴間燃え広がり重要な要素研究といえる。最近では、ジェットエンジンの高空再着火条件を考慮した負圧零気圧条件から高圧条件までの液滴間燃え広がり限界特性に関する研究^{25,26}、異なる直径の液滴間の燃え広がり特性に関する研究²⁷など、微小重力実験を中心に新たな知見が蓄積されつつある。さらに、干渉液滴を含む液滴群要素の燃え広がり機構を詳細に調べ、それを二次元配置した100個前後のランダム分散液滴群の燃え広がりにおいて検証する実験が、国際宇宙ステーション日本実験棟「きぼう」において計画されており²⁸、2016年度の実施が予定されている。これらの

一連の研究が複雑と言われる噴霧燃焼の理解の一助となれば幸いである。

5. 引用文献

- (1) Kumagai, S. and Isoda, H., "Combustion of Fuel Droplets in a Falling Chamber", *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 6 (1957), pp. 726-731.
- (2) Kono, M., Ito, K., Niioka, T., Kadota, T. and Sato, J., "Current state of combustion research in microgravity", *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 26 (1996), pp. 1189-1199.
- (3) Williams, F.A., "Combustion Theory, 2nd Ed. (1985), Benjamin/Cummings.
- (4) Chiu, H.H. and Liu, T.M., "Group Combustion of Liquid Droplets", *Combustion Sci. Technol.*, Vol. 17 (1971), pp. 127-142.
- (5) Chiu, H.H., Kim, H.Y. and Croke, E.J., "Internal Group Combustion of Liquid Droplets", *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 19 (1983), pp. 971-980.
- (6) Hara, H. and Kumagai, S., "Experimental Investigation of Free Droplet Combustion under Microgravity", *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 23 (1990), pp. 1605-1610.
- (7) Hara, H. and Kumagai, S., "The effect of initial diameter on free droplet combustion with spherical flame", *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 25 (1994), pp. 423-430.
- (8) Sato, J., Tsue, M., Niwa, M. and Kono, M., "Effects of Natural Convection on High-Pressure Droplet Combustion", *Combust. Flame*, Vol. 82 (1990), pp. 142-150.
- (9) Spalding, D.B., "Theory of Particle Combustion at High Pressures", *ARS Journal*, Vol. 29 (1959), pp. 828-835.
- (10) Mikami, M., Kato, H., Sato, J. and Kono, M., "Interactive Combustion of Two Droplets in Microgravity", *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 25 (1994), pp. 431-438.
- (11) Umemura, A., Ogawa, S. and Oshima, N., "Analysis of the Interaction between Two Burning Droplets", *Combust. Flame*, Vol. 41 (1981), pp. 45-55.
- (12) Umemura, A., "Interactive Droplet Vaporization and Combustion: Approach from Asymptotics", *Progress Energy Combust. Sci.*, Vol. 20 (1994), pp. 325-372.
- (13) Mikami, M., Habara, O., Kono, M., Sato, J. and Dietrich, D.L., "Interactive Effects in Two Droplet Combustion of Miscible Binary Fuels at High Pressure", *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 27 (1998), pp. 2643-2649.
- (14) Segawea, D., Yoshida, M., Nakaya, S. and Kadota, T., "Autoignition and early flame behavior of a spherical cluster of 49 monodispersed droplets", *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 31 (2007), pp. 2149-2156.
- (15) Mikami, M., Oyagi, H., Kojima, N., Wakashima, Y., Kikuchi, M. and Yoda, S., "Microgravity Experiments on Flame Spread along Fuel-Droplet Arrays at High Temperatures", *Combust. Flame*, Vol. 146 (2006), pp. 391-406.
- (16) Mikami, M., Mizuta, Y., Tsuchida, Y. and Kojima, N., "Flame Structure and Stabilization of Lean-premixed Sprays in a Counterflow with Low-volatility Fuel", *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 32 (2009), pp. 2223-2230.
- (17) 梅村章, "微小重力下での直線燃料液滴列に沿った火炎伝ば 第1報 液滴間火炎伝ば様式マップの作成", *日本機械学会論文集 B編*, 第68巻672号 (2002), pp. 254-260.
- (18) Mikami, M., Yamamoto, K. and Kojima, N., "Combustion of Partially Premixed Spray Jets", *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 30 (2005), pp. 2021-2028.
- (19) 三上真人, 中本圭太, 小嶋直哉, 森上修, "過濃予混合正デカン噴霧流の総当量比が火炎構造に与える影響", *日本燃焼学会誌*, 第50巻153号 (2008), pp. 248-254.
- (20) Stauffer, D. and Aharony, A., "Introduction to Percolation Theory", Revised 2nd Ed. (1994), CRC Press.
- (21) Umemura, A. and Takamori, S., "Percolation theory for flame propagation in non- or less-volatile fuel spray: A conceptual analysis to group combustion excitation mechanism", *Combust. Flame*, Vol. 141 (2005), pp. 336-349.
- (22) Oyagi, H., Shigeno, H., Mikami, M. and Kojima, N., "Flame-spread Probability and Local Interactive Effects in Randomly Arranged Fuel-droplet Arrays in Microgravity", *Combust. Flame*, Vol. 156 (2009), pp. 763-770.
- (23) Saputro, H., "Study of Group Combustion Excitation in Randomly Distributed Droplet Clouds Using Percolation Approach Based on Flame-spread Characteristics in Microgravity", Doctor Dissertation (2015), Yamaguchi University.
- (24) Mikami, M., Hirose, T., Watari, H., Seo, T., Moriue, O. and Kikuchi, M., "Experimental Study on Flame Spread of Droplet-cloud Elements with Two-droplet Interaction in Microgravity", *ILASS-Europe 2013* (2013).
- (25) 三上真人, 佐野成太, Saputro, H., 渡利英利, 瀬尾健彦, "低圧における液滴間燃え広がり微小重力実験", *日本マイクログラビティ応用学会誌*, Vol. 31, No. 4 (2014), pp.172-178.
- (26) Sano, N., Motomatsu, N., Saputro, H., Seo, T. and Mikami, M., "Flame-spread characteristics of n-decane droplet arrays at different ambient pressures in microgravity", *Int. J. Microgravity Sci. Appl.*, Vol. 33, No. 1 (2016), to appear.
- (27) Motomatsu, N., Sano, N., Saputro, H., Seo, T. and Mikami, M., "Flame-spread behavior between two n-decane droplets with different droplet diameters in microgravity", *ISPS-6* (2015).
- (28) Mikami, M., Kikuchi, M., Kan, Y., Seo, T., Nomura, H., Suganuma, Y., Moriue, O. and Dietrich, D.L., "Droplet Cloud Combustion Experiment "Group Combustion" in KIBO on ISS", *Int. J. Microgravity Sci. Appl.*, (2016), to appear.

特集：燃焼現象

詳細化学反応機構を用いた 反応性流体解析における高効率解析手法

森井 雄飛^{*1}
MORII Youhi

寺島 洋史^{*2}
TERASHIMA Hiroshi

キーワード：反応性数値流体解析，詳細反応機構，高速積分法，火災厚さ拡大モデル

Numerical Simulations of Reactive Flow, Detailed Chemical Kinetic model, Fast Integration Method, Artificial Thickened Flame

1. 緒言

新たな燃料設計や高効率・低公害燃焼器開発において、着火特性や消炎現象の予測を正確に行う必要がある。そのため、実機開発においても詳細化学反応機構を用いた数値流体力学（Computational Fluid Dynamics Analysis: CFD）解析の実施は、近年重要視されている。詳細化学反応機構を用いたCFD解析は、古くから利用されており、現在では多くの燃焼CFD解析を取り扱う市販ソフトウェアでも利用できる一般的な手法である。しかし、解析負荷が非常に大きいため、詳細化学反応機構を用いたCFD解析が利用されている例は少ない。もちろん、計算機の進歩とともに、詳細化学反応機構を用いたCFD解析は徐々に増えてきているが、現在の学術研究においても、使用される詳細化学反応機構は化学種数の少ない水素燃料に留まることが多い。つまり、実用解析で多くの場合必要となる炭化水素等の詳細化学反応機構を用いた実用解析を実施するのは、現在の計算機では非常に困難である。そのため、多くの解析では、化学反応現象を再現するために、詳細化学反応モデルではなく、Flameletモデル⁽¹⁾等の簡素化モデルを用いることが一般的である。今後、計算機能力向上が見込まれる一方で、詳細反応機構をCFD解析に適用するためには、高効率な数値解析法や効果的な数値モデルが必要不可欠である。

本稿では、詳細反応機構とCFD解析の効率的な一体化を目指した我々の研究を紹介する。まず、反応性流体解析を高効率に行うために最も効果的な化学反応方程式の積分手法について紹介する。更に、実機スケールへの適用を目的とした燃焼反応モデルに関する研究を紹介する。本稿が詳細化学反応機構を用いたCFD解析を実施する際の指針となれば幸いである。

2. 詳細化学反応機構を用いたCFD解析

2.1 支配方程式

支配方程式として、熱的完全気体を仮定し、各化学種保存方程式を加えた圧縮性Navier-Stokes方程式を考える。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + p \delta - \boldsymbol{\tau}) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [(E + p)\mathbf{u} - \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u} + \mathbf{q}] = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial (\rho Y_s)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho Y_s \mathbf{u} - \rho D_s \nabla Y_s) = \dot{\omega}_s \quad (4)$$

ここで、 ρ は密度、 t は時間、 \mathbf{u} は速度ベクトル、 p は圧力、 δ は単位テンソル、 $\boldsymbol{\tau}$ は粘性応力テンソル、 E は全エネルギー、 \mathbf{q} は熱流束ベクトル、下付き添え字 s は化学種 s 、 Y_s は化学種 s の質量分率、 D_s は化学種 s の拡散係数、 $\dot{\omega}_s$ は化学種 s の反応速度を表す。

解析を実行する際には、支配方程式(1)–(4)に対して、流体と化学反応の時間スケールが大きく異なることを考慮し、時間分離法⁽²⁾を適応する。つまり、ある時間ステップにおいて、流体解析を解く際に、化学反応を凍結した状態（ $\dot{\omega}_s = 0$ ）として解き、化学反応部分を計算する際には流体運動を無視して、体積と内部エネルギー一定の条件で解き進める。この仮定のもと、解くべき化学反応方程式は、支配方程式(1)–(4)から、

$$\frac{dY_s}{dt} = \frac{\dot{\omega}_s}{\rho} \quad (5)$$

$$\frac{dT}{dt} = - \frac{\sum_{s=1}^{N_s} e_s \dot{\omega}_s}{c_v \rho} \quad (6)$$

となる。ここで、 T は温度、 c_v は定積比熱を表す。詳細化学反応機構をCFD解析に組み込んだ際に最も解析負荷が大きい（多くの場合、全解析負荷の90%を容易に超える）のは式(5)(6)の解析である。よって、効率的に解析するには式(5)(6)を高速に解く手法を利用すればよい。

原稿受付 2016年1月15日

*1 宇宙航空研究開発機構
〒252-5210 相模原市中央区由野台3-1-1

*2 北海道大学
〒060-0808 札幌市北区北13条西8丁目

2.2 化学反応方程式の解法

化学反応方程式(5)(6)を解く際に問題となるのは、化学反応方程式が持つ強い硬直性である。化学反応方程式の強い硬直性は古くから問題とされ、VODE⁽³⁾等の陰解法を使うことによって解決可能であることが知られている。これらの手法は流体解析と連成した解析でない条件、例えば、0次元の着火問題などでは非常に優れた性能を持っている。一方で、CFD解析との組み合わせを考えた際には、CFL条件によって時間刻み幅が非常に小さく制限されるため、陰解法の主な解析負荷はヤコビ行列の計算となる。また、ヤコビ行列の計算は化学種数の自乗に比例するため、化学種数に単純に比例する移流方程式の解析に比べて非常に大きく、詳細化学反応機構を用いたCFD解析において解析負荷の大部分を占めている⁽⁴⁾。

ヤコビ行列の計算負荷を軽減することを目的に、GPUを用いることで高速化させる研究⁽⁵⁾や、化学反応方程式におけるヤコビ行列のスパース性に注目したSpeedCHEM⁽⁶⁾の開発等、様々な研究が進んでいる。また、全く異なるアプローチとして、ヤコビ行列を必要としない堅牢な陽解法の開発も進んでいる。例えば、Mottらによる準定常仮定 (Quasi-Steady-State: QSS) を用いたCHEMEQ2⁽⁷⁾や、GouらによるMTS法⁽⁸⁾が提案されている。これらの手法は陰解法に比べて高速に解析可能である⁽⁹⁾。しかし、硬直性の強い条件などでは安定性・精度に問題が存在し、いまだに陰解法に置き換えられるには至っていないのが現状である (後に議論する図2を参照頂きたい)。さらに、Shiらは、陽解法と陰解法の利点を最大限に生かすべく、陰解法VODEと陽解法CHEMEQ2の併用を提案している⁽¹⁰⁾が、VODEとCHEMEQ2は精度の決定のプロセスが異なり、解の不一致が存在しているため、実用するには問題が残っている。そこで、我々は堅牢かつ高速な陽解法の開発を独自に進め、Extended Robustness-Enhanced Numerical Algorithm (ERENA) 法を開発した⁽¹¹⁾。本積分法は堅牢かつ高速でありながら、非常に簡素なアルゴリズムであるため、50行程度で書くことができ、開発コストも非常に少ない。現状、ERENAは大規模な詳細化学反応機構を用いたCFD解析を実施するのに必要不可欠な手法である。

3. 堅牢・高速な積分法

3.1 化学反応方程式における支配方程式及び保存則

時間分離法を用いた解析を実施する際には、化学反応方程式の支配方程式は式(5)(6)である。積分法の安定性の評価及びERENA構築に必要な保存則は、質量分率及び反応速度に関するもので、下記に示す。

$$\sum_{s=1}^{N_s} Y_s = 1 \quad (7)$$

$$\sum_{s=1}^{N_s} \dot{\omega}_s = 0 \quad (8)$$

3.2 Euler陽解法の安定性・保存則

まず、Euler陽解法を用いた際の保存則の成立性を調査する。式(5)をオイラー陽解法で書き下すと、

$$Y_s^{n+1} = Y_s^n + \Delta t^n \frac{\dot{\omega}_s^n}{\rho} \quad (9)$$

となる。ここで、上付き添え字 n は n ステップ目、 Δt は時間刻み幅を表す。次に、保存則の保存性を調査する。式(7)(8)(9)から、

$$\sum_{s=1}^{N_s} Y_s^{n+1} = \sum_{s=1}^{N_s} Y_s^n + \Delta t^n \sum_{s=1}^{N_s} \frac{\dot{\omega}_s^n}{\rho} = 1 \quad (10)$$

を得ることが可能であり、Euler陽解法を用いた解析では $(n+1)$ ステップ目でも式(7)の保存則が厳密に成立する。

次に、化学反応方程式に対するEuler陽解法の安定性を調査する。生成速度 c と特性時間 τ を使うと式(5)は、

$$\frac{dY_s}{dt} = c_s - \frac{Y_s}{\tau_s^n} \quad (11)$$

と書ける。Euler陽解法を使って式(11)を書き下すと、

$$Y_s^{n+1} = Y_s^n + \Delta t^n \left(c_s^n - \frac{Y_s^n}{\tau_s^n} \right) \quad (12)$$

が得られる。線形安定性解析により、 $\Delta t^n \leq \tau_s^n$ で単調収束、 $\Delta t^n \leq 2\tau_s^n$ で安定である。ただし、化学反応方程式において質量分率は定義上、正でなければならないので、 $\Delta t^n \leq \tau_s^n$ が満たされる必要がある。したがって、時間刻み幅は $\Delta t^n \leq \min(\tau_s^n)$ に制限される。硬直性の強い方程式である化学反応方程式では特性時間の最小値は非常に小さいため、時間刻み幅は非常に小さい値を選択する必要がある、陰解法が適応される理由もこの時間刻み幅の制限が要因である。

以上より、Euler陽解法を化学反応方程式に適用すると、保存則の成立に関しては利点を持つものの、時間刻み幅は特性時間によって非常に小さな値を取る必要がある欠点を持つ。

3.3 QSS法の安定性・保存則の調査

Euler陽解法では時間刻み幅が大きく取れないという問題があった。そこで、QSS法⁽⁷⁾を利用することを考える。生成速度 c と特性時間 τ が定数であるとする、式(11)から厳密解は簡単に求めることができ、

$$Y_s^{n+1} = Y_s^n \exp\left(-\frac{\Delta t^n}{\tau_s^n}\right) + c_s^n \tau_s^n \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta t^n}{\tau_s^n}\right)\right] \quad (13)$$

となる。式(13)は式(12)と異なり、特性時間に依存しない。つまり、QSS法は安定性の面でEuler陽解法に比べて利点を持っている。次に、保存則については、式(13)から、

$$\sum_{s=1}^{N_s} Y_s^{n+1} \neq 1 \quad (14)$$

が得られる。よって、質量分率の保存則である式(7)は成立しない。この保存則の非保存性に対する誤差は蓄積し、解析が不安定になる可能性がある。

以上より、QSS法を用いた解析では、時間刻み幅は特性時間に依存せずに決定できるが、保存則は成り立たず、

これが要因で不安定になる可能性があることが分かった。

3.4 ERENA法

本節では、化学特性時間に依存せずに安定かつ毎時間ステップにおいて保存則を満たす積分法を提案する。つまり、第3.2, 3.3節で述べた欠点を無くした積分法を構築する。そこで、式(13)で得られる厳密解にLagrange未定乗数法を使い、式(7)の質量分率の保存則を満たすように修正実施する。つまり、QSS法によって得た質量分率を Y_i^* とし、保存則からの誤差を修正した質量分率を Y_i^{n+1} とすることを考える。修正による変化量を最小にするために、残差平方和が最小となるように修正値を選択するならば、

$$\begin{cases} \text{残差平方和} & z(Y_s^*, Y_s^{n+1}) \text{が最小} \\ \text{質量分率の和} & \sum_{s=1}^{N_s} Y_s^{n+1} - 1 = 0 \end{cases} \quad (15)$$

となるように修正を実施すればよい。式(15)からLagrange未定乗数法を使うと、以下の式を解けば良い。

$$\sum_{s=1}^{N_s} \frac{1}{2\eta_s} (Y_s^{n+1} - Y_s^*)^2 + \lambda (\sum_{s=1}^{N_s} Y_s^{n+1} - 1) = \psi \quad (16)$$

ここで、 η_s は適当な重み、 λ はLagrange未定乗数、 ψ は λ と Y_s^{n+1} の関数である。我々は、 η_s を Y_s^* と設定している。 Y_s^{n+1} を求めるためには以下の (N_s+1) 個の方程式、

$$\frac{\partial \psi}{\partial \lambda} = 0 \quad (17)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial Y_s^{n+1}} = 0 \quad (18)$$

を解けばよい。式(16)(17)(18)から、

$$Y_s^{n+1} = Y_s^* + \frac{Y_s^*}{\sum_{s=1}^{N_s} Y_s^*} \left(1 - \sum_{s=1}^{N_s} Y_s^* \right) = \frac{Y_s^*}{\sum_{s=1}^{N_s} Y_s^*} \quad (19)$$

$$\lambda = \frac{1 - \sum_{s=1}^{N_s} Y_s^*}{\sum_{s=1}^{N_s} Y_s^*} \quad (20)$$

が得られる。このようにして、保存則の不成立による不安定性を抑え、堅牢性を増した手法をここではRobustness-Enhanced Numerical Algorithm (RENA)と呼ぶ。

さらに、精度を保持するために、修正度合を示す λ がある閾値 ϵ で制限することを考える。つまり、 λ を計算し、閾値 ϵ に比べて大きい場合は時間刻み幅 Δt^n を閾値 ϵ よりも λ が小さくなるように再設定する。このように、常に精度によって時間刻み幅を自動設定するように拡張した手法をExtended RENA (ERENA) 法と呼ぶ。詳細は省くが、図1にERENAのフローチャートを示す。図1からもERENAが簡素であることが分かって頂けると思う。

3.5 ERENA法を用いた0次元着火問題

ERENAの性能を示すため0次元着火解析を実施する。当量比1の予混合気 CH_4/air , $\text{n-C}_7\text{H}_{16}/\text{air}$, $\text{n-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{air}$ を用い、初期圧力0.1, 1 MPa, 初期温度1300Kの0次

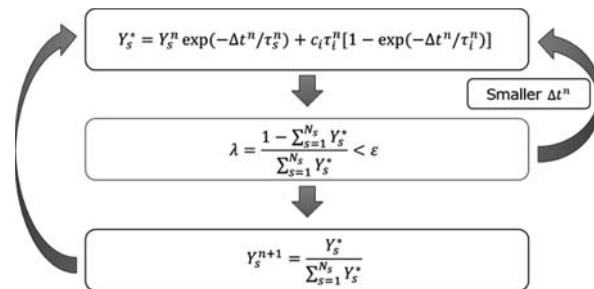


Fig. 1 Flowchart of ERENA.

元着火解析とした。ここで用いた詳細化学反応機構はKUCRS¹²⁾を用いたものである。ERENAの誤差閾値は $\epsilon = 1 \times 10^{-8}$ と設定した。

図2に、堅牢性を調査するため、時間刻み幅を 1×10^{-5} sと設定した $\text{n-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{air}$ の0次元着火解析を実施した。時間刻み幅を大きく設定したのは硬直性を強くするためである。実際のCFD解析においては、値の小さな化学種が移流してくるため、着火問題よりも硬直性が強く、この硬直性の影響を時間刻み幅の大きさに模擬している。比較に用いた積分法はVODE, CHEMEQ2, ERENA, MTSである。図2から、第2節で簡単に述べたMTSとCHEMEQ2を用いた解析結果には発散や平衡温度の不成立等の硬直性が強い条件では堅牢性に難があることが分かる。ERENAはVODEと一致した結果を得ており、他の陽解法と比べて堅牢性が高いことが分かる。

図3に、実際のCFD解析で使われる程度の時間刻み幅である 1×10^{-8} sと設定し、VODEとの計算時間の比較をまとめている。縦軸は、VODEの解析時間をERENAの解析時間で割ったものであり、1より大きい場合、ERENAがVODEよりも早いことを示す。図3から、ERENAを使えば、VODEに比べて最大で800倍程度の高速度が可能であることがわかる。これは、VODEはヤコビ行列生成の必要性から、解析時間が化学種数の自乗で大きくなるのに対し、ERENAはヤコビ行列の生成が必要ではなく概ね化学種数に比例するため、大きな化学種数を持つ詳細化学反応機構を利用した際には、ERENAを利用すれば高速化が可能である。

4. 実機開発に向けた燃焼モデル

ERENAを用いることによって、解析負荷を大幅に減少させることが可能となり、以前では解析不可能と考えられていた解析も可能となっている¹³⁾。しかし、実機スケールの解析を実施するには、まだまだ解析負荷が大きい。これは、Direct Numerical Simulation (DNS) 解析を用いて燃焼現象を正確に解析するには、反応帯に数十点の格子点を配置しなければならないことに起因する。そこで、格子で解像できない燃焼現象を高い精度で予想する燃焼モデルが様々提案されており¹⁴⁾、これらのモデルを組み合わせることで、近い将来詳細反応機構を用いて実機スケールの解析が可能となることが期待さ

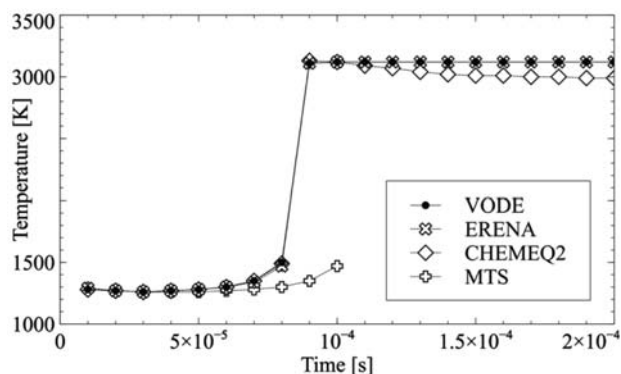


Fig. 2 Temperature profiles using VODE, ERENA, CHEMEQ2, MTS on $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{air}$ at $\Delta t = 1 \times 10^{-5}$ s, $p_0 = 0.1$ MPa, $T_0 = 1300$ K.

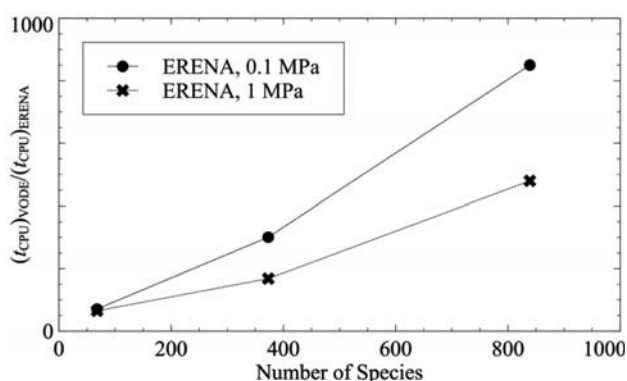


Fig. 3 Total computational time ratios of ERENA using $\varepsilon = 1 \times 10^{-8}$ on CH_4/air , $n\text{-C}_7\text{H}_{16}/\text{air}$, and $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{air}$ at $\Delta t = 1 \times 10^{-8}$ s, $p_0 = 0.1, 1$ MPa, $T_0 = 1300$ K.

れる。本稿では、燃焼モデルの中でも、詳細化学反応モデルを扱いやすく、導入も容易と考えられるArtificial Thickened Flame model (ATF)^[15]について述べ、その性能を示す。ATFは層流燃焼速度を保つように火炎を人工的に厚くすることにより、比較的粗い格子でも火炎帯を正確に捉えるモデルである。

5. ATFを使った検証

5.1 支配方程式

ATFを考慮した圧縮性Navier-Stokes方程式は、式(1)の質量保存式はそのまま用い、他の方程式を

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u \otimes u + p\delta - F\tau) = 0, \quad (2')$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [(E + p)u - F\tau \cdot u + q] = 0, \quad (3')$$

$$\frac{\partial(\rho Y_s)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho Y_s u - \rho F D_s \nabla Y_s) = \frac{\dot{\omega}_s}{F} \quad (4')$$

と修正する。ここで、 F はFlame Thickening Factor (FTF)を表す。 $F=1$ の時、ATFを用いない一般的なNavier-Stokes方程式(1)-(4)となる。ATFを用いることで、拡散係数が F 倍され、反応速度は $1/F$ 倍されるが、平均の拡散係数 D 及び反応速度 W を使うと、層流燃焼

速度は \sqrt{DW} に比例するため、 F を用いた変換を行っても一定に保たれる。また、紙面の関係上、詳細は省くが、我々は独自にFTFに関して解析前に火炎厚さの計算を必要とせず、火炎帯のみ F が作用するように工夫したFTF開発している^[16]。

$$F = \max(\log_{10}|\lambda/\varepsilon|, 1) \quad (21)$$

ここで用いた λ と ε はERENAで用いるパラメータである。この簡単な修正による効果を以降で述べる。

5.2 解析手法及び条件

数値解析手法として、数値流束をHLLC^[17]により評価し、minmod limiterを用いたMUSCL^[18]で高精度化を実施した。時間発展は3次精度TVD Runge-Kutta^[19]を用いた。また、化学反応方程式の時間積分方にはERENA法を用いた。 H_2/Air の化学反応モデルにはUT-JAXAモデル^[20]を用いた。本解析では固定時間刻み幅を用いている。解析領域及び初期条件を図4に示す。図4の火炎は混合気 $2\text{H}_2/\text{O}_2/3.76\text{N}_2$ 、圧力0.1MPa、温度300Kの条件で断熱火炎計算を実施した結果を貼り付けた。衝撃波はマッハ数2.5として流入させた。未燃領域は混合気 $2\text{H}_2/\text{O}_2/3.76\text{N}_2$ 、圧力0.1MPa、温度300Kである。計算格子は格子解像度の影響を調査するため格子幅が $2.5\text{--}20.0\mu\text{m}$ の等間隔直交格子を用意した。格子点数及び格子幅は表1に示す。本解析は、まず衝撃波と火炎が干渉し、その後、先頭衝撃波が反射衝撃波として伝播し、最終的に爆轟に遷移する現象である。本現象の詳細は過去の研究^[21]を参考していただきたい。

Table 1 Summary of conditions.

Case name	Grid points	Grid size [μm]	ATF
NS1	1001x201	20.0	No
NS2	2001x401	10.0	No
NS3	4001x801	5.0	No
NS4	6001x1201	3.3	No
NS5	8001x1601	2.5	No
ATF1	1001x201	20.0	Yes
ATF2	2001x401	10.0	Yes
ATF3	3001x601	6.7	Yes

5.3 解析結果

図5、6にATF1, NS1, NS5を用いた場合の温度の瞬間場を示す。NS5はDDT遷移時間や位置から、格子収束しており、ここでは参照解としている。図5は解析開始から $12.5\mu\text{s}$ 後の結果を示している。ATFを組み込んだ結果であるATF1は人工的に火炎を厚くしているにも拘わらず、ATFを入れていないNS1の結果に比べて火炎の面積が小さく、火炎帯も薄い。つまり、火炎帯を正確にとらえていないNS1の結果は、大きく参照解から離れており、火炎帯を正確にとらえることは非常に重要であることが分かる。次に、図6は爆轟遷移が始まった瞬間

の温度場を示している。ATF1の結果は、参照解NS5と同じ時刻・領域で爆轟が開始しているが、NS1では図5で見たように火炎も厚くなっていたため、他の条件と比べて早く爆轟遷移してしまっている。

図7に解析領域内で2000K以上の面積を計測し、解析領域全体の面積で割った結果を示す。つまり、火炎の面積を正確にとらえられているかを見ている。主な現象によって、衝撃波と火炎の干渉領域 (Shock/Flame)、反射衝撃波と火炎の干渉領域 (RS/Flame)、爆轟伝播領域 (Detonation) の三つに分けている。火炎構造をとらえる難しさは、Shock/Flame, RS/Flame, Detonationの

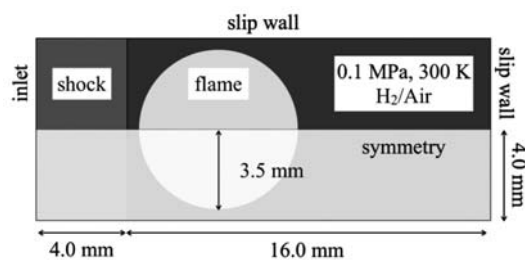


Fig. 4 Schematics of initial conditions of shock/flame interactions.

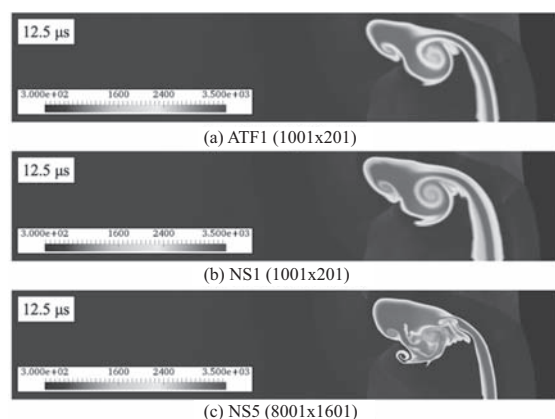


Fig. 5 Instantaneous temperature profiles under shock/flame interaction conditions.

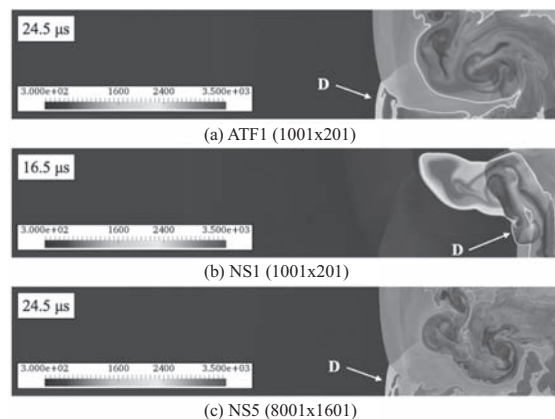


Fig. 6 Instantaneous temperature profile at the time when detonation initiated. D in the figures means that the detonation starts to propagate.

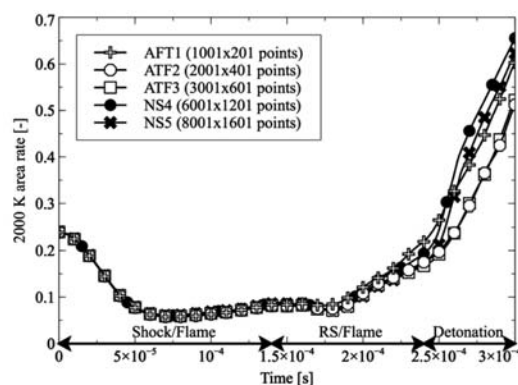


Fig. 7 2000 K area rate for the results which is DDT time is around 24 μ s.

順に火炎厚さが薄くなるため、この順で解析が困難となる。爆轟遷移 (24.5 μ s 近傍) 前の結果を見ると、参照解としたNS5は格子収束した結果であることがわかる。ATFを入れた結果を見るとATF2とATF3は、NS5と同じ結果が爆轟遷移前まで得られている。そのため、一次元方向に格子幅を4倍程度大きく取れることになる。本計算は2次元解析ではあるが、3次元解析を実施した場合、空間及び時間方向にそれぞれ4倍にできるので、 4^4 (=256) 倍高速化可能である。また、爆轟遷移後を見てみると、ATF2とATF3は格子収束していることが分かるが、先ほどから参照解としてきたNS5は格子収束が得られていない。よって、ATFを用いない結果として格子収束した結果を得られてはいないため、正確な議論はできないが、爆轟伝播をとらえることを考えると、さらなる高速化が可能であることが示唆される。

この様に、ATFを組みこんだ結果、更なる高速化の可能性を示すことができた。一方で、ATFモデルでは、反応率を修正しているため、自着火時間に影響を与えていることや、乱流効果の導入にモデル修正の余地が残されている。我々の研究グループでは、これら問題点を解決すべく研究を進めており、詳細化学反応機構を用いたCFD解析の更なる効率化や適用範囲の拡張を目指している。

6. 結言

大規模詳細反応機構を効率的に組み込むことを目的とし、我々が開発した高速積分法を紹介した。さらに、実機スケールでの解析への道筋として、我々が近年進めているATFモデルについて紹介した。これらを組み合わせることによって、大幅に解析負荷を削減することが可能となることが示された。実機スケールでの解析を現実的なレベルまで高速化できるよう研究を進めていきたい。

ERENAプログラムのご利用に関しては、下記JAXA新事業促進センター HPからご連絡頂きたい。(http://aerospacebiz.jaxa.jp/jp/patent/license.html)

7. 謝辞

宇宙航空研究開発機構・嶋英志ユニット長、清水太郎主任研究員、横浜国立大学・越光男教授にはERENA開発の際に貴重なご意見、技術支援を頂いた。また、計算力学研究センター・青野淳也主任には、ATF法の開発にあたり、情報交換をして頂いた。ここに感謝の意を表す。

8. 参考文献

- (1) Peters, N., "Laminar diffusion flamelet models in non-premixed turbulent combustion," *Progress in energy and combustion science*, Vol. 10, No. 3 (1984), pp. 319-339.
- (2) Fedkiw, R.P., Merriman, B. and Osher, S., "High accuracy numerical methods for thermally perfect gas flows with chemistry", *Journal of Computational Physics*, Vol. 132, No. 2 (1997), pp. 175-190.
- (3) Brown, P.N., Byrne, G.D. and Hindmarsh, A.C., "VODE: A variable-coefficient ode solver", *SIAM Journal on Scient. and Stat. Comput.*, Vol. 10, No. 5 (1989), pp. 1038-1051.
- (4) 寺島洋史, 森井雄飛, 越光男, "大規模詳細反応機構の適用を可能とする高効率反応性流体解析手法の提案", *流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム講演集* (2014).
- (5) Stone, C.P., and Roger, L.D., "Techniques for solving stiff chemical kinetics on graphical processing units.", *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 29, No. 4 (2013), pp. 764-773.
- (6) Perini, F., Galligani and E., Reitz, R.D., "An analytical Jacobian approach to sparse reaction kinetics for computationally efficient combustion modelling with large reaction mechanisms", *Energy&Fuels*, Vol. 26, No. 8 (2012), pp. 4804-4822.
- (7) Mott, D.R., Oran, E.S. and van Leer, B., "A quasi-steady-state solver for the stiff ordinary differential equations of reaction kinetics", *Journal of Computational Physics* Vol. 164, No. 2 (2000), pp. 407-428.
- (8) Gou, X., Sun, W., Chen, Z. and Ju, Y., "A dynamic multi-timescale method for combustion modeling with detailed and reduced chemical kinetic mechanisms", *Combust. Flame*, Vol. 157, No. 6 (2010), pp. 1111-1121.
- (9) 森井雄飛, 寺島洋史, 越光男, 清水太郎, "硬直性の強い化学反応方程式に対する高速時間積分法の評価", *日本燃焼学会誌*, Vol. 56, No. 176 (2014), pp. 156-165.
- (10) Shi, Y., Green, W.H., Wong, H.W., and Oluwale, O.O., "Accelerating multi-dimensional combustion simulations using gpu and hybrid explicit/implicit ode integration", *Combust. Flame*, Vol. 159, No. 7 (2012), pp. 2388-2397.
- (11) Morii, Y., Terashima, H., Koshi, M., Shimizu, T. and Shima, E., "Fast and robust time integration method for stiff chemical kinetic ODEs", 50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, (2014), AIAA2014-3920.
- (12) Miyoshi, A., KUCRS software library. see the web: <http://www.frad.t.u-tokyo.ac.jp/~miyoshi/KUCRS/> for update information.
- (13) Terashima, H. and Koshi, M., "Mechanisms of strong pressure wave generation in end-gas autoignition during knocking combustion", Vol. 162, No. 5 (2015), pp. 1944-1956.
- (14) Menon, S., McMurtry, P.A. and Kerstein, A.R., "A linear eddy mixing model for large eddy simulation of turbulent combustion.", *LES of Complex Engineering and Geophysical Flows* (1993), pp. 287-314.
- (15) Butler, T.D. and O'Rourke, P.J., "A numerical method for two dimensional unsteady reacting flows". *Int. Symposium on Combustion*, Vol. 16, No. 1 (1977), pp. 1503-1515.
- (16) Morii, Y., Terashima, H., Shimizu, T. and Aono, J., "On-the-fly flame thickening factor determination in ATF". *Int. Symposium on Combustion* (2016), Submitted.
- (17) Kim, S.D., Lee, B.J., Lee, H.J. and Jeung, I.S., "Robust HLLC Riemann solver with weighted average flux scheme for strong shock", *Journal of Computational Physics*, Vol. 228, No. 20 (2009), pp. 7634-7642.
- (18) Van Leer, B., "Flux-vector splitting for the Euler equation, Springer, (1997).
- (19) Gottlieb, S. and Shu, C.W., "Total variation diminishing Runge-Kutta schemes", *Mathematics of Comput. of the American Math. Society*, Vol. 67, No. 221 (1998), pp. 73-85.
- (20) Shimizu, K., Hibi, A., Koshi, M., Morii, Y. and Tsuboi, N., "Updated kinetic mechanism for high-pressure hydrogen combustion", *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 27, No. 2 (2011), pp. 383-395.
- (21) 森井雄飛, 寺島洋史, 清水太郎, 青野淳也, "爆燃・爆轟伝播現象に対するATF/詳細化学反応機構を用いたモデリング", 第53回燃焼シンポジウム講演集 (2015).

特集：燃焼現象

噴霧燃焼の光学計測

赤松 史光^{*1}

AKAMATSU Fumiteru

キーワード：噴霧燃焼，光学計測，油滴群燃焼，時系列データ

Spray Combustion, Optical Measurement, Droplet Group Combustion, Time-series data

1. はじめに

エネルギー資源，とりわけ化石燃料の枯渇が叫ばれる中，今もって我々の生活は石油をはじめとする化石燃料の燃焼に大きく依存している。一方，化石燃料の燃焼が地球規模での環境破壊を引き起こす要因となっていることも紛れもない事実であり，より高度な燃焼制御にもとづいたクリーンかつ高効率な燃焼技術の出現が早急に望まれる。

液体燃料の燃焼形態としては，高負荷燃焼が可能で制御の応答性が良いという理由から，工業的には噴霧燃焼が多用されており，その用途は，ロケット，航空機，船舶，自動車等の各種エンジンおよび加熱炉など多岐にわたっている。

しかし噴霧燃焼は，燃料の微粒化，油滴の気相への分散，蒸発，燃焼といった素過程が同時に相互作用を及ぼしあいながら進行する反応性二相乱流であり，その燃焼制御技術の多くは，試行錯誤的な経験工学に基づくものである。

今，1 mlの液体燃料が粒径 $20\mu\text{m}$ の油滴に微粒化されたとすると，約2.4億個もの油滴が出現することになり，実際の噴霧火炎中には天文学的な数の油滴が存在していることになる。しかも，微粒化によって生成される油滴は本質的に粒径分布を有しており，この油滴粒径の違いが現象をさらに複雑化している原因となっている。

計測の面から考えると，噴霧火炎内の現象や構造をよく理解するには，分散相である液滴と気相の両方を観測する必要がある。しかし，過去に用いられたサンプリングプローブ法では，それぞれの相の情報を分離することがむずかしい上に，時間分解能・空間分解能が低く，複雑な火炎構造の変化に対応できる計測ができない。また，現在気体燃料の火炎（ガス火炎）に対して用いられている種々のレーザ計測法の中にも，油滴の存在によって容易には適用できないものがある。したがって，ガス火炎と比べると，噴霧火炎に関して計測可能な物理量の数がどうしても制限されてしまうために，実験的知見が未だ

十分に得られていないというのが実情である。

また，実際の噴霧火炎中では，液滴は個々の単滴としてではなく，互いに干渉しあいながら蒸発・燃焼している。そのような考えのもとで，Chiuら⁽¹⁾は何千，何万という数の油滴の集まりを群（クラスター）として扱い，その燃焼挙動を理論的に解析し，油滴の粒径および空間数密度によって，油滴群の燃焼挙動が異なることを予測した。しかし，この分野における過去の実験的研究は少なく，近年の急速なレーザ計測技術の発達を待って，ようやく多くの実験的知見が明らかになりつつある。

筆者らは，従来の時間平均的統計量の測定に代わり，高時間・高空間分解能かつ高精度な変動量の時系列データの多チャンネル同時測定により，Chiuらの油滴群燃焼理論⁽¹⁾を定量的に検証することに成功した⁽²⁾⁻⁽⁶⁾。その結果，流れ場中の乱れや油滴間相互干渉の影響が噴霧火炎の燃焼特性を支配し，噴霧の不均質性が群としての挙動を作りだすこと，さらにこの群挙動の時空間的变化が，噴霧の燃焼機構と深く結びついていることが明らかとなった。

本稿では，近年，噴霧燃焼計測に不可欠となったレーザシートによる噴霧断面像の可視化法と，火炎中の局所領域からのラジカル発光計測について述べるとともに，著者らが開発した噴霧断面像と局所ラジカル発光の同時時系列計測システムを紹介する。また，実際に噴霧火炎に適用した場合の結果を示し，噴霧火炎中での油滴群の燃焼挙動について考察する。

2. 複合光学計測による噴霧燃焼の詳細構造の観察

前述したように，実際の噴霧火炎中では，液滴は個々の単滴としてではなく，互いに干渉しあいながら蒸発・燃焼している。Chiuら⁽¹⁾は油滴の集まりを群（クラスター）として扱い，その燃焼挙動を理論的に解析し，油滴の粒径および数密度によって，油滴群の燃焼挙動が異なることを予測した。当初Chiuら⁽¹⁾は，等間隔で配置された直径 d の均一粒径油滴からなる直径 D_c の球形油滴群において，油滴群に含まれる油滴の総蒸発率と拡散による油滴群内外のガス成分交換率の比と定義される群燃焼数 G を用いて，油滴の群燃焼形態を分類している。

原稿受付 2016年1月7日

*1 大阪大学・大学院工学研究科機械工学専攻
〒565-0871 吹田市山田丘2-1

$$G = 1.5Le(1 + 0.276Sc^{1/3}Re^{1/2})n_T^{2/3}(d/L) \quad (1)$$

ここで、 Le はルイス数、 Sc はシュミット数、 Re は油滴粒径とスリップ速度を用いた油滴レイノルズ数、 n_T は油滴群内部に含まれる油滴総数、 d は均一油滴直径、 L は平均油滴間距離である。

この群燃焼数 G によって分類される4つの燃焼モードを図1に示す。

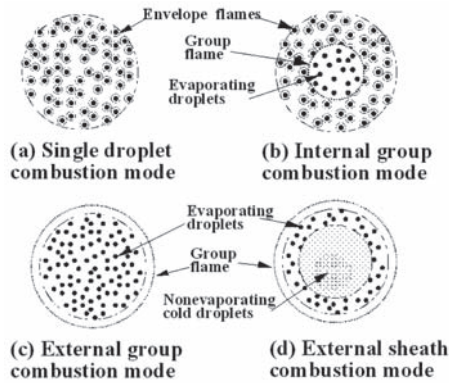


Fig. 1 Various modes of droplet group combustion⁽¹⁾

(a) $G < 10^{-2}$ 「単滴燃焼」

個々の油滴は、十分な酸素濃度の雰囲気中で、全周炎に包まれて燃焼する。

(b) $10^{-2} < G < 1$ 「内部群燃焼」

油滴群中心部で酸素が不足し、群火炎が形成されるが、その周囲には単滴燃焼が存在する。

(c) $1 < G < 10^2$ 「外部群燃焼」

油滴群内部への酸素の供給が大きく不足し、油滴群外部に群火炎が形成される。

(d) $10^2 < G$ 「外殻燃焼」

油滴群中心部では油滴の蒸発がまったく起こっておらず、その周囲に油滴の蒸発領域と火炎領域が存在する。

また、無次元油滴間距離 S を、

$$S = (L/10d)/(1 + 0.276Sc^{1/3}Re^{1/2}) \quad (2)$$

と定義すると、群燃焼数 G は、 S と油滴群内の油滴総数 n_T を用いて次のように表せる。

$$G = 0.15Le \cdot n_T^{2/3}/S \quad (3)$$

ここでルイス数 $Le = 1$ とすれば、図2に示すように、

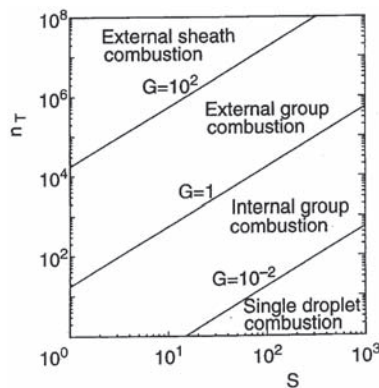


Fig. 2 Various regimes of droplet group combustion⁽¹⁾

S - n_T 平面に等 G 線と各群燃焼形態の現れる領域を示すことができる。

噴霧燃焼を油滴群の燃焼として取り扱い、初めてその挙動を理論解析した「油滴群燃焼理論」ではあるが、モデルの構築過程で、次のような仮定が置かれていることに注意しなければならない。1) 油滴群は球形であり静止雰囲気中に存在する。2) 油滴群は均一粒径の油滴からなる。3) 群火炎は非常に薄いシート状に形成される。すなわち、いずれの仮定も実現象とは大きく異なっており、本理論の妥当性の評価には、実験的裏付けが不可欠であった。

2.1 予混合噴霧火炎バーナ

実際の噴霧火炎中での現象を実験室レベルで理想化して抽出するには、工業用バーナなどで見られる噴射ノズル近傍での微粒化過程の影響や保炎器後流に形成される循環流や大規模渦を極力排除した、より単純化された流れ場が必要となる。予混合噴霧は、微粒化の完了した油滴を空気流に浮遊させ、油滴と気相の速度差を極力抑えた二相流であり、水谷ら⁽⁷⁾によって燃焼研究に導入され、中部ら^{(8),(9)}によって噴霧火炎の詳細構造に関する研究が行われた。

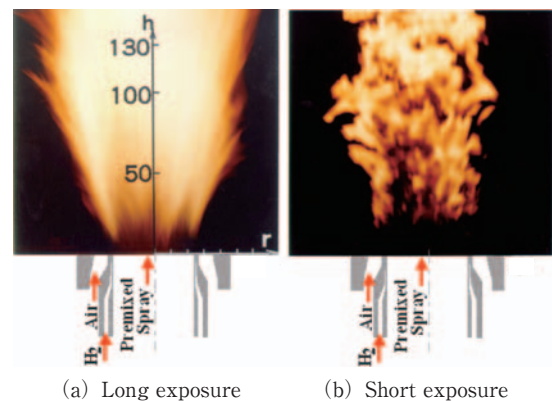


Fig. 3 Premixed-spray burner and the flame

図3(a)に、実験に用いた予混合噴霧火炎バーナ⁽²⁾と火炎の直接写真(露光時間1/15s)を示す。この写真に捉えられている火炎像は、目視による火炎の外観に対応している。バーナポートは内径52.7mmで、周囲に幅1.0mmの環状の水素拡散パイロットバーナを有している。バーナポート上流440mmに設置された二流体噴射弁により微粒化された液体燃料(白灯油)は燃焼用空気と混合され、予混合噴霧としてバーナポートから上方に噴出する。実験条件は、燃焼用空気の断面平均流速5.5m/s ($Re = 19400$)、灯油-空気質量流量比0.045kg/kg(供給当量比0.75)とした。計測の際の座標系としては、バーナポート中心を原点とし、火炎下流方向に h 軸を、半径方向に r 軸をとった。

2.2 火炎中の噴霧における油滴群燃焼挙動

図3(b)に火炎の短時間露光(1/1000s)の直接写真⁽²⁾を示す。目視では、前述の図3(a)のようになめらかな

形状をもつように見える噴霧火炎も、瞬間的には多数の不均質な火炎塊から構成されていることが確認できる。実はこれこそが噴霧火炎中の油滴群燃焼 (1) の存在を端的に示している。

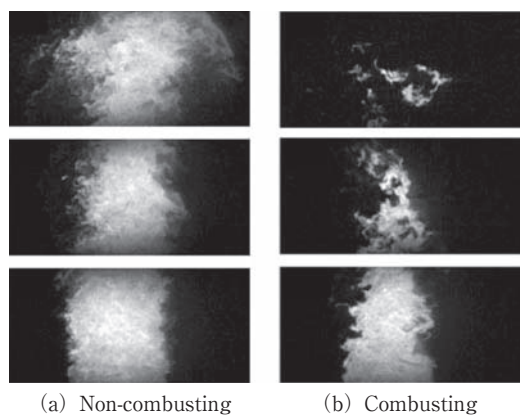


Fig. 4 Unburned spray images

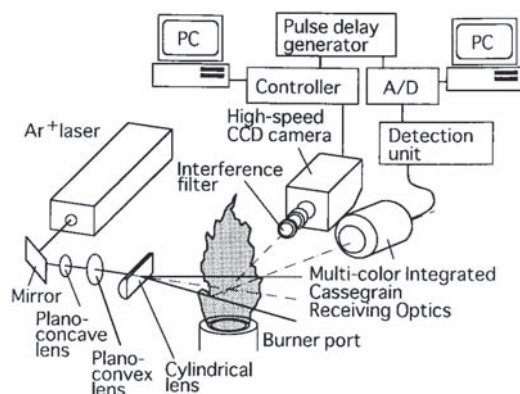


Fig. 5 Measurement system

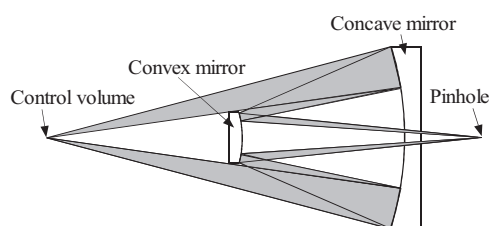


Fig. 6 Configuration of MICRO

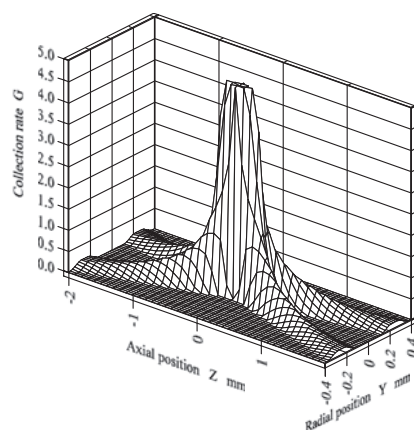


Fig. 7 Spatial distribution of collection rate of MICRO

図4は、予混合噴霧中にレーザシート光を照射し、噴霧断面を可視化したものであり、(a)が非燃焼時、(b)が燃焼時のものである。非燃焼時には連続して存在していた噴霧流が部分的に消失して、燃え残った噴霧領域が、油滴群 (クラスター) として存在していることが分る⁽²⁾。

したがって、このように時空間的に非常に不均一な構造をとる火炎中の噴霧の燃焼過程を議論する場合には、位相ドップラー流速計 (Phase Doppler Anemometer: PDA) 等の単独計測により、一点における油滴と速度を計測し、その時間平均的な統計量を得るだけでは不十分であり、油滴クラスターの存在や燃焼反応の有無といった複数の情報を、同時かつ時系列で連続的に計測することが必要不可欠であることが理解していただけよう。

2.3 火炎中での油滴クラスターの形成過程の観察

噴霧火炎中での油滴クラスターの形成過程を詳細に観察するために、噴霧断面像と火炎中の局所領域からのOHおよびCHラジカル自発光の同時時系列計測光学系を構築し、前述の予混合噴霧火炎に適用した⁽⁵⁾。図5に計測システムを示す。以下では、それぞれの光学系について詳述していくこととする。

2.3.1 噴霧断面像撮影用光学系

火炎中の噴霧断面像撮影の光源には、アルゴンイオンレーザ (Spectra-Physics, Stable 2017, 発振波長514.5 nm, 出力2 W) を用いた。レーザ光は、平凹レンズ、平凸レンズ、シリンドリカルレンズにより厚さ約0.3 mmシート光となり、バーナの中心軸を含む垂直断面を照射する。照射された油滴からのMie散乱光像は光干渉フィルタ (日本真空光学製, 中心波長514.5nm, 半値幅1.0nm) により背景光を除去された後に、高速度カメラ (Kodak, Ektapro HS Model 4540) により、9000frame/sで連続2048枚撮影される (撮影時間228msに対応)。得られた画像データは、有効画素数128×256pixel (実空間で70×140mmに対応) で256階調に変換されデジタル記録される。

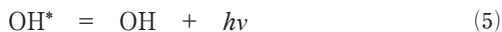
2.3.2 局所ラジカル自発光計測用光学系

火炎中の化学発光 (Chemiluminescence) とは、原・分子種が燃焼反応による余剰エネルギーによって励起され、基底状態に遷移する際に放出する発光であり、各化学種によって放出する波長が異なることから、反応領域の検出や、火炎構造の観察に広く用いられている。中でも、炭化水素系燃料の火炎では、OH, CH, C₂ラジカルによる発光が顕著で、いずれも明瞭な帯構造 (band structure) を持つことから、計測の対象となることが多い。

Dyerら⁽⁶⁾によると、OHラジカルは寿命時間が長いために燃焼ガス中に広く分布するが、OHラジカル自発光は、

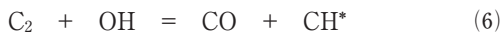


なる反応で生じた励起状態にあるOHラジカル、OH* (*は励起状態を表す) が、

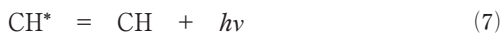


のように基底状態に遷移する際に発する紫外域の306.4nmをバンドヘッドとする発光が主である。ここで、 h はプランク定数、 ν は発光の周波数である。その強度はOHラジカル自身の濃度ではなく、反応(4)の律速因子であるCHラジカル濃度と対応して、燃焼反応領域を中心に出現する。

また、CHラジカル自発光は、



なる反応⁽¹¹⁾で生じた励起状態にあるCHラジカル、 CH^* が、



のように基底状態に遷移する際に発する431.5nmをバンドヘッドとする発光が顕著である。その強度は反応(6)の律速因子である C_2 ラジカル濃度と対応しており、おもに炭化水素の初期反応領域で観察される。

これらのラジカル発光信号は燃焼反応と結びついているので、火炎の診断上、非常に有効な手がかりとなる。しかしながら、火炎からの自発光信号の計測には、従来、市販のガラスレンズを数枚用いた単純な光学系が用いられており、波長による焦点位置の違い（色収差、Chromatic Aberration）や、レンズの内側と外側を通過する光線の集光位置の違い（球面収差、Spherical Aberration）のために空間分解能が低いなどの短所があった。

筆者らは局所領域からの多波長の火炎発光受光用に、カセグレン光学系を用いることで色収差の問題を解消し、凹面鏡と凸面鏡の組み合わせを最適化することで球面収差を最小化し計測の空間分解を向上させMulti-color Integrated Cassegrain Receiving Optics (MICRO) を開発した⁽¹²⁾。

図6にMICROの構成を示す。測定体積からの発光は凹面鏡および凸面鏡により反射され、光ファイバの端面に集光される。光線追跡法を用いて測定体積の大きさを評価した結果、図7に示すように光軸方向に約1.6mm、最小ウエスト径が約0.2mmであり、従来のレンズ光学系よりも集光率分布に優れていることが確認された⁽¹²⁾。

燃焼反応領域と油滴の存在領域の関係について考察を加えるために、火炎中のOHおよびCHバンドの発光信号にあわせて、油滴からのMie散乱光信号を同時に計測した。MICROによって集光された多色混合光は、光ファイバーを介して高速波長分離器に送られ、ダイクロイックミラーによって波長選択された後に、OH発光用フィルタ（中心波長306.6nm、半値幅9.3nm）、CHバンド発光用フィルタ（中心波長431.1nm、半値幅3.0nm）、Mie散乱光用フィルタ（中心波長514.5nm、半値幅1.0nm）により各波長に分離され、それぞれの光電子増倍管(PM)によって検出される。光電子増倍管からの出力電流はI/V変換器により電圧に変換され、V/Vアンプで増幅された後、A/Dコンバータにより、サンプリング周波数100kHz、12bitでデジタル記憶される。高速度

カメラとA/Dコンバータの同期には、パルスディレイ・ジェネレータ(Stanford Research Systems製、WC Model DG535)を用いた。

2.3.3 実験結果および考察

図8にバーナポート近傍の $h = 15 \sim 85\text{mm}$ における噴霧断面連続像と、 $h = 50\text{mm}$, $r = 15\text{mm}$ の位置（画像中に+印で表示）で検出されたOHラジカル自発光信号 I_{OH} 、CHバンドの火炎発光信号 I_{CH} 、および油滴からのMie散乱光信号 I_{MS} の同時時系列測定結果を示す。

前述の図4に示した、以前に行った噴霧断面連続像のみの観察⁽²⁾から、バーナポート近傍において、未燃噴霧流が非常に早い速度で部分的に消失する現象が確認された。その一方で、非燃焼時には同様の現象が確認されなかったことから、未燃噴霧流の消失が燃焼反応によるものであることが推察されたが、噴霧断面像は単に油滴の存在の有無を示しているにすぎず、噴霧断面像中の燃焼反応領域について考察を加えることは出来なかった。しかし本計測システムでは、噴霧断面像と火炎からの発光信号を同時に計測することで、噴霧流の消失原因について、噴霧の存在領域と燃焼反応領域の関係にまで踏み込んだ考察が可能となった。

図8を見ると、 $t = 57\text{ms}$ 前後（図中A1～A5の時間帯）において、図中の白矢印で示すように、連続噴霧流が半径方向に急速に消失していく様子が観察される。この時、OH信号、CH信号はともに大きく立ち上がっており、図中+印の領域において燃焼反応が起こっていることがうかがえる。このことより、噴霧の消失は燃焼反応によるものであり、その燃焼反応領域が速い速度で噴霧流中を特定の方向に移動すること（これを選択的な火炎伝ばと呼んでいる）で、噴霧流が分断されていることが分る。さらに、図中A2～A3の時間帯において、Mie散乱光信号と火炎発光信号が同時に立ち上がっている。このことは、噴霧境界の内部にまで燃焼反応領域が存在していることを意味している。

次に、 $t = 64\text{ms}$ 前後（図中B1～B5の時間帯）における、噴霧断面像を観察すると、 $t = 62.7\text{ms}$ （B1に対応）

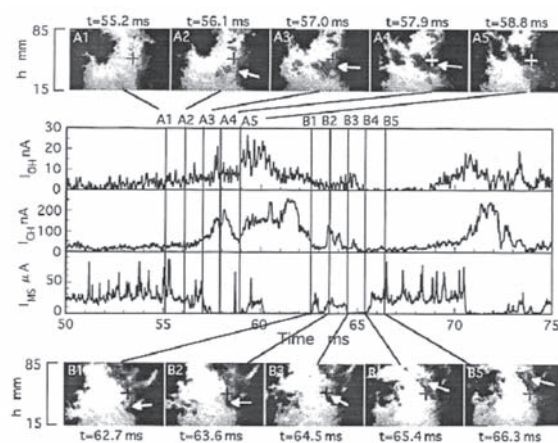


Fig. 8 Simultaneously monitored time-series data

において、図中矢印で示した位置から、火炎伝播が始まろうとしている。その後、火炎は図中矢印で示すように、左斜め上方に向かって伝播していくことが分る。つまり、この位置より上流側にあった噴霧流は何らかの理由で、火炎の伝播を妨げたと考えられる。このことは、図中のB4～B5で示されるMie散乱光信号の立ち上がっている時間帯では、火炎発光信号の立ち上がりは見られないことから確認できる。

2.4 火炎中の油滴クラスターの群燃焼数挙動の観察

本説では、前節で詳述した連続噴霧流の分断によって形成された油滴クラスターの燃焼過程について考察を加える。

図9は計測システム⁽⁶⁾の概要である。図5の計測システムに、位相ドップラー流速計（PDA）が追加されており、高速度カメラによる噴霧断面像と、火炎中の1点における、OHラジカル自発光信号、CHバンドの発光信号、油滴からのMie散乱光信号とPDAによる油滴粒径と速度の計1画像と5つの局所信号の同時時系列計測が可能となっている。

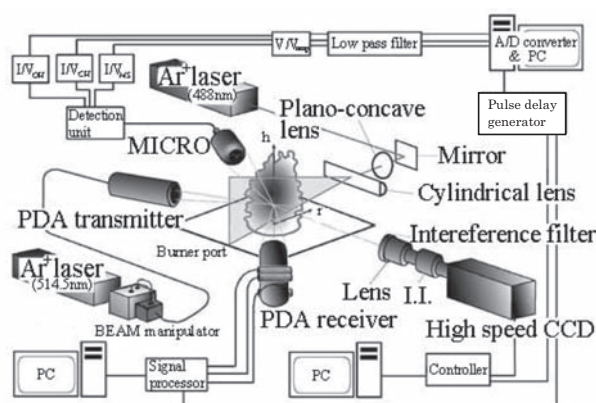


Fig. 9 Simultaneous measurement system

2.4.1 噴霧断面像撮影用光学系

PDA送光系の光源にアルゴンイオンレーザの514.5nmの波長を用いるため、レーザシート光用にはアルゴンイオンレーザ（Spectra Physics製、BeamLock 2080、出力10W）の488nmの波長を用いた。シート光により照射された油滴からのMie散乱光像は、光干渉フィルタ、イメージンテンシファイア（IL）（浜松フォトニクス製、C6653MOD）を通して、レーザシートに垂直方向に設置された高速度カメラ（Kodak製、Ektapro HS Model 4540）により、13500駒/sで連続4096枚（撮影時間303msに対応）撮影される。得られた画像データは、有効画素数128×128pixel（実空間で30×30mmに対応）で256階調に変換されデジタル記録される。

2.4.2 位相ドップラー流速計（PDA）

受光系および信号処理器には市販の装置（DANTEC社製、57X10および58N10）を用いた。また、送光系の光源には、波長514.5nmのアルゴンイオンレーザ（Spectra Physics社製、Stable2017）を使用した。レー

Table 1 Specification of PDA

Transmitting optics	
Wavelength of laser beam [nm]	514.5
Focal length [mm]	310
Spot diameter [μm]	145
Fringe spacing [μm]	5.0
Fringe number	29
Receiving optics	
Focal length [mm]	310
Width of spatial filter [μm]	100
Range of size and velocity measurement	
Maximum diameter [μm]	96.5
Maximum velocity [m/s]	15.0
Minimum velocity [m/s]	-5.0
Bandwidth of signal processor [MHz]	4.0
Frequency shift [MHz]	40

ザ光は光ファイバにより送光系に導かれた後に送光系内で二分割され、そのうち的一方がブラッグセルにより40MHzの周波数変調をうける。送光系から射出される2本のレーザ光は、焦点位置で交差して測定体積を形成する。測定体積を通過する油滴からのドップラ光は、光軸に対して70.3°の方向に配置された受光系により検知され、信号処理器で処理された後、パーソナルコンピュータに記録される。この受光角は、常温で屈折率が1.42の白灯油の油滴に対して、レーザ光の反射光成分が落ち込み、1次屈折光が支配的になる角度である⁽¹³⁾。

本実験で用いたPDAの仕様を表1に示す。

2.4.3 測定方法および測定領域

画像撮影領域の中心に位置する1点において、前述の高空間分解能を有する集光光学系MICRO⁽¹²⁾による油滴Mie散乱光信号、OHラジカル自発光信号、CHバンドの発光信号と、PDAによる油滴粒径、速度の5つの局所信号を同時計測した。画像撮影装置、PDAシステム、A/Dコンバータの同期には、パルスディレイ・ジェネレータ（Stanford Research Systems製、WC Model DG535）を用いた。

計測の際には、画像中心のh座標を代表高さ h_r とした。画像撮影領域は、油滴群が頻繁に観察される $r = -15 \sim 15\text{mm}$ 、 $h_r = 100, 110, 120, 130, 140, 150, 160\text{mm}$ の7領域とした。

2.4.4 個々の液滴群の群燃焼数の算出方法

実験データから個々の油滴群の群燃焼数を算出するために、前述のChiuら⁽¹¹⁾に理論解析における均一油滴直径 d を油滴群内部に含まれる油滴の算術平均粒径 d_{10} で置き換え、油滴群直径 D_c としては、画像処理により油滴群の断面積 S を算出し、それと等しい断面積をもつ等価球の直径 l_c を用いた。

$$l_c = \sqrt{4S/\pi} \quad (8)$$

予混合噴霧を用いているため油滴と気相とのスリップ速度には非常に小さいため油滴レイノルズ数 $Re = 0$ とし、ルイス数 $Le = 1$ とおくと、前述の式(3)より、火炎中

の個々の油滴群の群燃焼数 G_C は,

$$G_C = 1.5n_T^{2/3} \cdot d_{10}/L \quad (9)$$

となる。ここで、平均油滴間距離 L はPDAの時系列データを用いて次式により算出した。

$$L = \sum_i^{N_c} (t_{i+1} - t_i) \cdot V_i / (N_c - 1) \quad (10)$$

ただし、 N_c は個々の油滴群内で計測されたPDAデータ個数、 t_i は i 番目の油滴のアライバルタイム、 V_i は i 番目の油滴速度である。また、油滴群内の油滴総数 n_T は、直径 l_c の球形油滴群の内部に油滴が等間隔 L で充填されているとし、次式により求めた。

$$n_T = (\pi/6 \cdot l_c^3) / L^3 \quad (11)$$

2.4.5 実験結果および考察

以上の手順により、画像撮影により確認された火炎中の個々の油滴群の群燃焼数 G_C を算出し、前述の図2の S - n_T 平面にプロットしたものを図10に示す。個々の油滴群の群燃焼数 G_C はChiuらの理論解析で予測された範囲に収まっていることが分る。単滴燃焼のものは油滴総数が10個以下のものに限られており、支配的となっている群燃焼形態は、内部群燃焼と外部群燃焼である。

次に、個々の油滴群に注目し、求めた G_C をChiuらの理論による群燃焼形態の分類に当てはめた場合、実際に観察される群燃焼状態と一致するかを検証した。図11に、 $h_r = 110$ mmにおけるOHラジカル発光信号、CHバンドの発光信号、油滴Mie散乱光信号、油滴粒径と速度、および噴霧断面画像の同時時系列データを示す。MICROにより得られた発光信号は、最大値で正規化している。画像中の+印で示した点が画像中心、すなわちMICROとPDAの計測点である。噴霧断面像との同時計測を行った結果、どのような形状の油滴群が計測点をどのように通過したのかが確認できる。噴霧断面の連続画像とMICROによるMie散乱光信号との対応がよく取れている。

(a) の油滴群は、 $G_C = 1.28$ であり、Chiuらの分類によれば、群燃焼形態は外部群燃焼に相当する。MICROの時系列データを見ると、全体的には、油滴群に対応する油滴Mie散乱光信号の持続期間の前後にOHラジカル

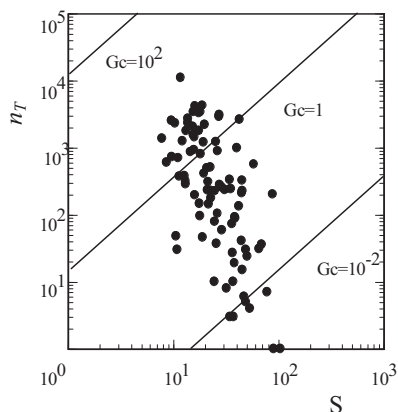


Fig. 10 G number of individual droplet clusters

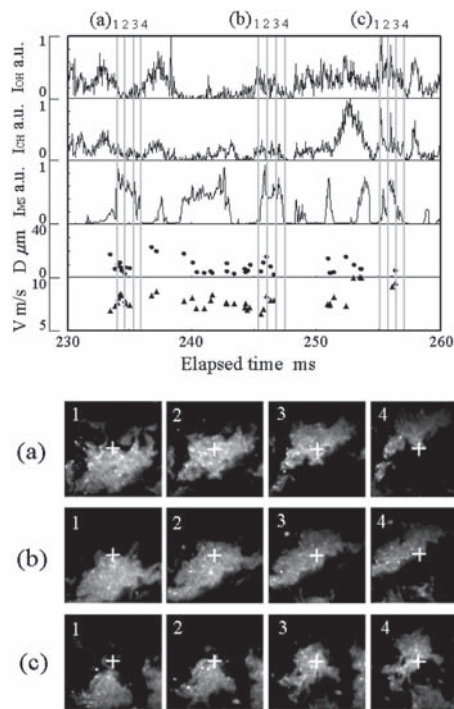


Fig.11 Simultaneously monitored time-series data and images

自発光、CHバンドの火炎発光信号が強く、油滴群内部では火炎発光信号は微弱であることから、油滴群を取り囲むように燃焼反応領域が存在し、その内部では燃焼反応がほとんど起こっていないといえるので、この油滴群全体の燃焼形態は、外部群燃焼と判断できる。よって、この油滴群の実際の燃焼形態は、求めた G_C をChiuらの分類にあてはめた場合と合致しているといえる。しかし、この油滴群の下端へいくにつれ、油滴Mie散乱光信号は弱くなっており、逆に火炎発光信号は強くなる傾向にある。このように、油滴群全体では、その燃焼状態がChiuらの群燃焼形態の分類と合致しているといえども、局所的には、油滴群内の噴霧特性、あるいはその他の条件、例えば、雰囲気温度、燃料蒸気濃度、酸素濃度等の不均一さにより、同一の油滴群内部においても燃焼形態が異なることが分かる。

次に、(b) の油滴群に注目すると、 $G_C = 0.422$ であり、Chiuらの分類によれば、その群燃焼形態は内部群燃焼に相当する。MICROの時系列データより、油滴群内部で火炎発光信号が検出されているものの、その中心部付近では火炎発光信号強度は弱くなっており、内部群燃焼に近い燃焼状態であると考えられ、この油滴群の群燃焼形態は、Chiuらの分類と一致している。

(c) の油滴群は $G_C = 0.0677$ であり、Chiuらの理論解析によれば、その群燃焼形態は内部群燃焼に相当する。発光信号の時系列データを見ると、火炎発光信号はMie散乱光信号と似た波形を示している。つまり、油滴群全体で燃焼反応が起こっており、単滴燃焼の群燃焼状態であると考えられる。 $G_C = 0.0677$ なので、その群燃焼形態は、単滴燃焼に近い内部群燃焼であると考えられるが、

Chiuらの分類とは一致しない結果となった。

Chiuらの群燃焼形態の分類と実際に観察される群燃焼形態がどの程度一致するのかを、観察されたすべての油滴群について定量的に確認するために、それぞれの油滴群について、油滴群がMICROの測定点を通過する時間内にOHラジカル自発光が検出される時間割合 R_{OH} と G_C の関係を調べた結果を図12に示す。図中の曲線は、Chiuらの理論解析による分類にしたがう場合に予想される結果である。これらの図から分るように、 G_C と R_{OH} には強い相関はなく、 G_C が対応する4つの群燃焼形態と一致しない油滴群が多数観察されることが確認された。

このようなChiuらの群燃焼形態の分類と実際に観察される群燃焼形態の不一致の原因としては、理論解析の際に用いられている様々な仮定が、本実験で対象とした乱流予混合噴霧火炎中で観察される油滴群には当てはまらないことも挙げられるが、Chiuはこの実験事実をうけて、従来の群燃焼数 G を幾何学的群燃焼数 (geometrical group combustion number) G_C とし、実際の油滴群の群燃焼形態は、次式の新しい群燃焼数、

$$G = C_v G_C \quad (8)$$

により決まるとした¹⁴⁾。ここで、 C_v は蒸発修正係数 (Gasification correction factor) で、気流中の相互干渉する油滴群の蒸発率と静止した単独の油滴群の蒸発率の比である。このことは、最新の計測技術を用いた同時時系列データによる詳細な実験結果を提示したことで、20余年の時を越えて理論と実験の距離が縮小し、実験的知見と理論的考察が有効に結びついた結果であり、大変意義深い。

また、このような火炎の瞬間構造こそが、窒素酸化物 (NO_x) やすす等の有害物質の排出特性に直接的に関与しており、火炎の詳細燃焼機構を知ることは、高効率・クリーン燃焼を実現するためには必要不可欠である。

3. おわりに

本稿では、レーザシート法による噴霧断面像の可視化と火炎内局所ラジカル発光の同時時系列計測システムを紹介し、実際に予混合噴霧火炎に適用した場合の計測結果を示した。

従来の、レーザシート法、PDA計測、火炎発光計測等を単独で用いる方法ではなく、それらを統合して同時時系列計測システムを構築することで、より詳細な観察が可能となり、噴霧火炎中における選択的な火炎伝ば現象によって噴霧流が分断されて油滴クラスターが形成され群燃焼することが明らかとなった。

このような複数の計測機器を統合して燃焼診断に用いる例が増加しており、今後、燃焼研究の分野に新たな知見をもたらすことが期待される。その一方で、大量の計測データの中に潜む現象の本質を見失うことがないように、研究者には今後、計測法、解析手法等のより広範な知識が求められるであろう。

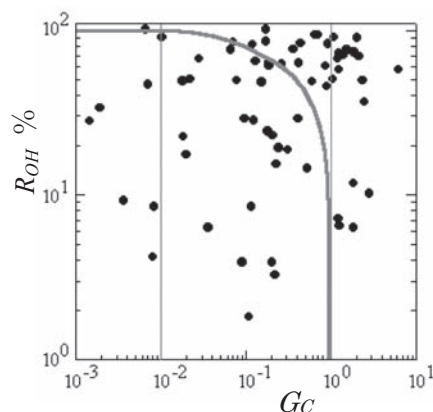


Fig.12 Relations between G_C and R_{OH}

謝 辞

本研究の遂行にあたり、筆者が学生時代より直接ご指導戴きました、大阪大学名誉教授 水谷幸夫先生、香月正司先生、京都大学教授 中部主敬先生に深謝致します。また、当時の大学院博士課程学生 津島将司氏 (現：大阪大学教授)、齊藤寛泰氏 (現：芝浦工業大学准教授)、をはじめとする共同研究者の皆様に感謝致します。

引用文献

- (1) H.H. Chiu, H.Y. Kim and E. J. Croke, Proc. of the Combustion Institute, 19 (1982), 971.
- (2) F. Akamatsu, Y. Mizutani, M. Katsuki, S. Tsushima, Y.-D. Cho, K. Nakabe, Atomization and Sprays, 7-2 (1997), 199.
- (3) F. Akamatsu, Y. Mizutani, M. Katsuki, S. Tsushima, Y.-D. Cho, Proc. of the Combustion Institute, 26 (1996), 1723.
- (4) 赤松, 水谷, 香月, 津島, 趙, 機論, 62-596B (1996), 1622.
- (5) 津島, 斎藤, 赤松, 香月, 機論, 66-648B (2000), 307.
- (6) 赤松, 石田, 斎藤, 香月, 第40回燃焼シンポジウム講演論文集, (2002), 491.
- (7) 水谷, 西本, 機論, 38-311 (1972), 1844.
- (8) 中部, 水谷, 谷村, 機論, 53B-486 (1987), 636.
- (9) 中部, 水谷, 平尾, 機論, 55B-516 (1989), 2517.
- (10) M. J. Dyer and D. R. Crosley, Proc. Int. Conf. Lasers '84, STS Press, 1985, pp.211-218.
- (11) A. G. Gaydon and H. G. Wolfhard: "Flames; Their Structure, Radiation and Temperature, 3rd Edition", Chapman and Hall, (1970), p.227.
- (12) F. Akamatsu, T. Wakabayashi, S. Tsushima, M. Katsuki, Y. Mizutani, Y. Ikeda, N. Kawahara, T. Nakajima, Measurement Science and Technology, 10 (1999), 1240.
- (13) Dantec PDA Manual, (1992), p.38, Dantec Inc.
- (14) H. H. Chiu, Proc. of the Combustion Institute, 28 (2000), 1095.

特集：燃焼現象

回転デトネーションエンジンの概要とその研究の現状

笠原 次郎^{*1}
KASAHARA Jiro

キーワード：ガスタービン、デトネーション、回転デトネーションエンジン、パルスデトネーションエンジン
Gas Turbine, Detonation, Rotating Detonation Engine, Pulse Detonation Engine

1. はじめに

ガスタービンエンジン及びロケットエンジンの燃焼器応用を目的とした、デトネーションエンジンの研究が活発である⁽¹⁾⁻⁽²⁾。デトネーション波⁽³⁾⁻⁽⁴⁾とは、極超音速（2～3 km/s）で衝撃波を伴い自走的に伝播する燃焼波であり、管内に充填された混合気の化学反応を極めて短時間で完了させることが可能である。また、デトネーション波の前面は衝撃波であり、前方の気体を圧縮するため、ガスタービンの燃焼器をデトネーションエンジンに置換した場合、圧縮機の負荷を低減することが可能である。つまり、デトネーション波によって加熱するサイクル（デトネーション燃焼サイクル）を考えると、定圧燃焼サイクルより高い熱効率を有することになる。これはデトネーションエンジン関連の研究者が最も注目している利点であり、ゆえに、システムレベルでその利点実現のため、様々な試みが行われている。

デトネーション波を管内でパルス状に発生させる、パルスデトネーションエンジン（pulse detonation engine,

PDE）や、連続的に発生させる回転デトネーションエンジン（rotating detonation engine, RDE）があるが、本稿では、後者の回転デトネーションエンジンの概要とその研究の現状に関して述べる。

2. 回転デトネーションエンジンの概要

図1に典型的な回転デトネーションエンジンの概要図を示す。この回転デトネーションエンジンは、2重円筒から構成されている。内側の円筒と外側の円筒の間の空間においてデトネーションによる燃焼を行う。まず、2重円筒の下部に配置されたインジェクターから、図の上方（2重円筒の軸方向）に向けて燃料（水素、気体炭化水素）と酸化剤（酸素または空気）を噴射・混合しながら充填する。その充填された混合気（未燃ガス）を周方向に伝播するデトネーション波によって燃焼させる。デトネーション波自体の開始には、数J程度以上のエネルギーが必要であり、イニシエータとよばれるデトネーション管を用いてエネルギーを発生させることが多い。

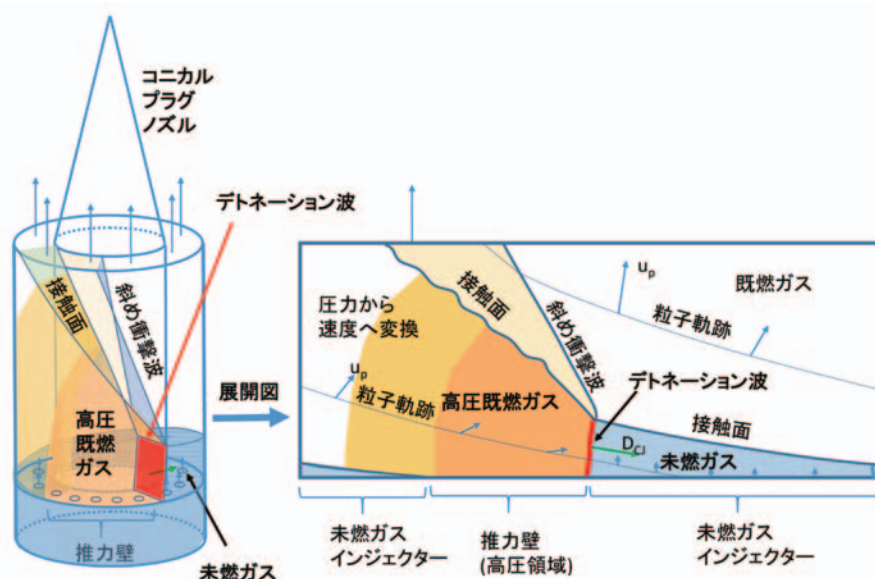


Fig. 1 Schematic picture of a rotating detonation engine

原稿受付 2016年1月18日

*1 名古屋大学大学院工学研究科航空宇宙工学専攻
〒464-8603 名古屋市千種区不老町

図1では、開始過程から十分な時間（100ミリ秒程度）が経過した後の定常的なデトネーション伝播状態を示しており開始過程は表現されていない。

デトネーション波（マッハ数5程度の衝撃波と化学反応領域から構成される）の後方は高圧既燃ガス領域となり、この高圧ガスが、2重円筒の底部の推力壁領域で、壁面に推力を発生させている（この間、インジェクターからの未燃ガスの流入は停止することになる）。高圧既燃ガスは、主に軸方向（図の上方向）に膨張し、既燃ガス自体を加速する。この膨張過程において、既燃ガスは、（デトネーション波が一回転する前の）前サイクルの既燃ガスを軸方向に押し出す。両既燃ガスの接触面を図1に示している。接線方向に速度差があるため、この面は流体力学的には不安定となる（図2のSchwer et al.^[5]の3次元数値計算による温度分布では、不安定性が明瞭である）。接触面より上方に、「押し出し」によって生成された斜め衝撃波が存在する。既燃ガスは、2重円筒の上端部から排出される。

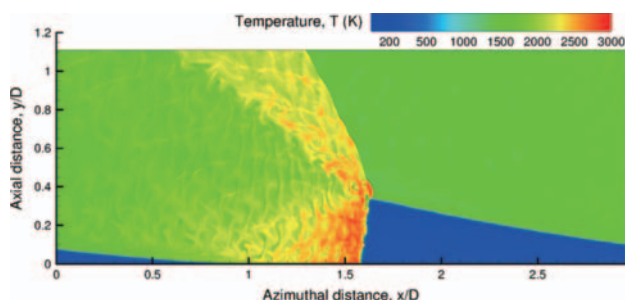


Fig. 2 Temperature distribution of flow field in a rotating detonation engine (Schwer et al.^[5])

図1の場合は、既燃ガス排出後も、コニカルプラグノズルにて、加速され、ノズル面でも推力を獲得する。

図1に破線にて、デトネーション波面座標系から見た流体粒子の軌跡を示し、矢印にて、静止座標系から観測した流体粒子の速度ベクトルを示した。インジェクターから、軸方向に噴射されたガスは、デトネーション波によって、周方向（図1右向き）の速度成分が与えられ、その後膨張によって、上方へ加速する。二重円筒の円筒部の長さが、未燃ガスの充填長さより、十分大きい場合は、既燃ガスを音速近傍まで加速可能である。

図3に示すように、Cocks et al.^[6]によるインジェクター近傍の可視化実験・数値計算によって、デトネーション波と考えられる波面の存在が確認されている（図3左は実験によって撮像されたOHラジカルの自発光、図3中・右は、数値計算による発熱領域である。デトネーション波は左向きに伝播しており、破線まで未燃ガスが充填されている）。

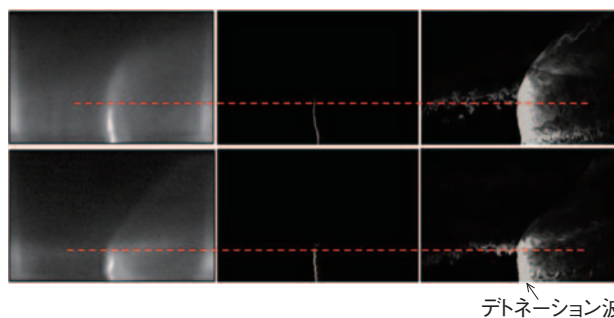


Fig. 3 Comparison of mean experimental OH* chemiluminescence images (left) to instantaneous images of heat release plotted with two different scales (middle and right), (Cocks et al.^[6])

3. デトネーション燃焼サイクル

回転デトネーションエンジンが、ガスタービンに応用するための燃焼器として研究が行われている背景は、前述のとおり、デトネーション燃焼サイクルの熱効率が高いためである。

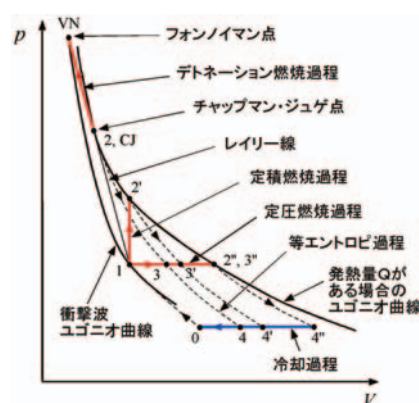


Fig. 4 Comparison of pressure-volume diagram of constant-volume, constant-pressure, and detonation combustion cycles.

デトネーション燃焼サイクルのp-v線図を、図4に示す。Zeldovich^[7]による説明法を用いて、以下に解説する。回転デトネーションエンジン中の気体粒子が全て同じ過程を経ると仮定する。図4の状態1はガスの初期状態である。ガスは衝撃波によって高温高圧となり、衝撃波ユゴニオ曲線及びレイリー線上の交点であるフォンノイマン点（VN）に不連続に移動し、発熱反応に伴って状態2（CJ点）までレイリー線上を右下方向に移動する。その後、等エントロピー膨張を仮定すると、2→3と変化する。図4で圧縮機での圧縮過程0→1、タービンでの膨張過程3→4を考慮すると、0→1→VN→2→3→4→0が1サイクルとなる。図4を用いて、デトネーション燃焼サイクルと、定積燃焼サイクルと、定圧燃焼サイクルとを比較することが可能である。点1の状態から発熱量Qを伴うユゴニオ曲線上の2'点と2''点は、定積燃焼過程後の状態及び定圧燃焼過程後の状態にそれぞれ相当する。よって定積燃焼サイクルは1→2'→3'→1（圧縮器、タービンのあ

る場合は $0 \rightarrow 1 \rightarrow 2' \rightarrow 3' \rightarrow 4' \rightarrow 0$), 定圧燃焼サイクルは,
 $1 \rightarrow 2'' \rightarrow 1$ (圧縮器のある場合は $0 \rightarrow 1 \rightarrow 2'' \rightarrow 4'' \rightarrow 0$, ガス
 タービンエンジンのモデルサイクル) である。熱効率は

$$\eta = W/Q = (\hat{h}_{in} - \hat{h}_{out})/Q \quad (1)$$

と表現できる。各サイクルで \hat{h}_{in} (流入エンタルピー), Q
 が等しいとすると, \hat{h}_{out} (流出エンタルピー) が小さいほ
 ど, 熱効率は大きい。圧縮機, タービンでの過程を等エ
 ントロピー過程で近似できる場合は, h_3, h_3', h_3'' の大小関
 係を比較すればよい。

$$dh = Tds + vdp + \sum_i \mu_i dn_i \quad (2)$$

であるが, 状態 $3, 3', 3''$ では, 圧力が等しく, またが
 一定であることから化学組成も等しいと近似でき, 結
 局, 状態 $3, 3', 3''$ についてのエンタルピー差については
 $dh = Tds$ となる。図4のデトネーションユゴニオは, レ
 イリー線が時計方向に回転するほどエントロピーが増大す
 るという性質を持っているので, $s_2 < s_2' < s_2''$, したがっ
 て, $s_3 < s_3' < s_3''$ となる。 $dh = Tds$ より h の大小関係と s の
 大小関係とは一致するから, $h_3 < h_3' < h_3''$ となる。つまり熱効率は,
 η_D (デトネーション燃焼サイクル) $> \eta_V$ (定
 積燃焼サイクル) $> \eta_P$ (定圧燃焼サイクル) となる⁽⁸⁾⁻⁽¹⁰⁾。

ただし, 現実の回転デトネーションエンジンでは, 部
 分的なデフラグレーション燃焼 (衝撃波を伴わない通常
 の亜音速燃焼) が存在したり, 混合不十分な未燃ガス中
 を有限曲率のデトネーション波が伝播し, 壁面熱損失・
 インジェクター部での圧力損失・逆流が存在するため,
 高熱効率の実現には, これらの影響を低減する研究が必
 要である。

4. 回転デトネーションエンジン研究の現状

ロシアのLavrentyev Institute of Hydrodynamicsの
 Bykovskii et al.⁽¹¹⁾の先駆的な多数の研究によって, 図5
 に示す多様な形状での回転デトネーションエンジン内で,
 デトネーション波が存在し得ることが示されている。図
 5でFは燃料のインジェクター, Oは酸素のインジェク
 ターを示している。

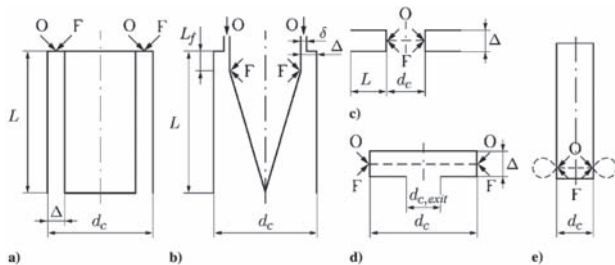


Fig. 5 Schemes of detonation-combustion chambers (Bykovskii et al.⁽¹¹⁾).

4.1節では, 図5(a) (2重円筒型), 4.2節では, 図5(d)
 (2平面型) に関して研究の現状を示す。

4.1 二重円筒型回転デトネーションエンジン研究

Kato et al.⁽¹²⁾によるインジェクター部分を含む二重円
 筒型回転デトネーションエンジンの概要図を図6, 図7
 に示す。図7は, 燃料, 酸化剤のプレナム室からイン
 ジェクターにかけての拡大図である。燃焼器の入口には,
 スリット型の酸化剤 (酸素) インジェクターと, ホール
 型の燃料 (エチレン) インジェクターが直交するように
 配置されている。

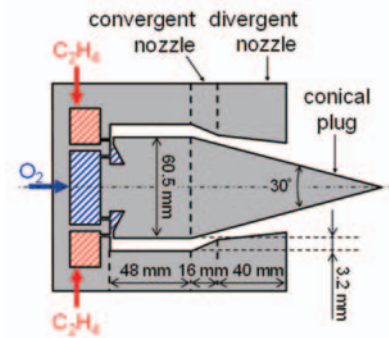


Fig. 6 Schematic of annular detonation combustor with divergent converging nozzle (Kato et al.⁽¹²⁾).

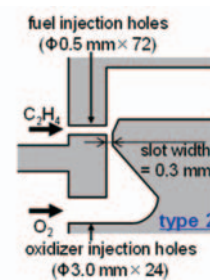


Fig. 7 Enlarged view of annular detonation combustor (Kato et al.⁽¹²⁾).

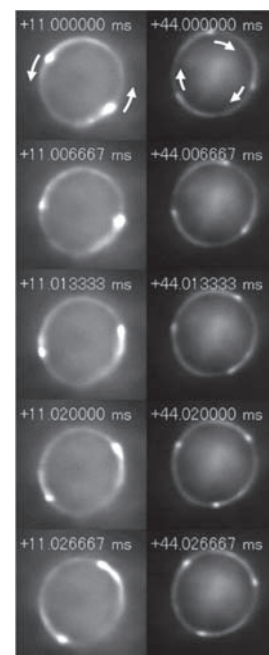


Fig. 8 Chemiluminescence image from rear view of an annular detonation combustor (Kato et al.⁽¹²⁾).

作動中の回転デトネーション波を燃焼器出口から撮影した画像を図8に示す。この図より、3つの波面が存在することがわかる。この波面は時計回りに1750m/sで伝播しており、その計測結果を図9に示す。作動開始後、波数2となるが、50ms後に、波数3となっている。回転方向は、波数が2の際に逆方向（反時計回り）となったことが確認されている。

一般に、比較的反応性が低い予混合気（空気を用いたり、インジェクターでの混合度が低い）の場合、波数は少なく（1～3）、反応性が高まると波数は多くなる（4以上）と、考える研究者が多い。

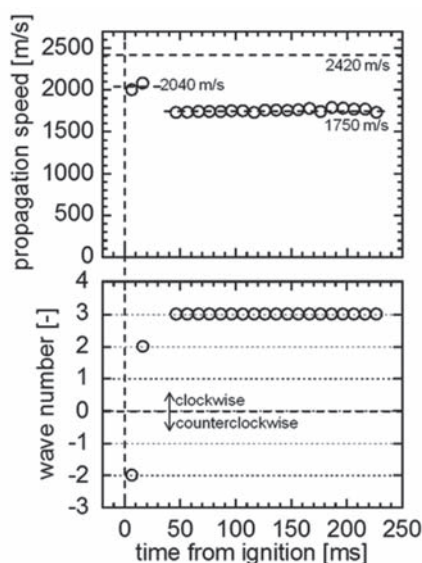


Fig. 9 Wave propagation speed and wave number of an annular detonation combustor (Kato et al.^[12]).

混合気の理論的なデトネーション波の伝播速度（C-J速度）は、2420m/sであり、実験は理論の72%であった。この伝播速度の低下の原因は、インジェクター近傍での不完全混合、接触不連続面近傍でのデフラグレーション燃焼、波面が曲率を有することなどが考えられている。

この燃焼器では、小型ながら高い特性排気速度効率を達成しており、小型軽量が求められる航空用のガスタービンや、ロケットエンジンへの応用が期待される。すでに、図10で示す試験機にて、推力200N、加速度3m/s²、燃焼時間2秒の世界初の滑走実験に成功している。この実験は、名古屋大学、慶応大学、JAXA/ISAS、室蘭工業大学との共同研究として実施され、室蘭工業大学の高速走行軌道装置を用いている。

以上のように、2重円筒型回転デトネーションエンジンは、小型で高い燃焼完結度を有するロケットエンジンとして期待できる。ただし、壁面への熱流束は、空気を用いた場合で、1～2 MW/m² (Theuerkauf, et al.^[13])、酸素を用いた場合で5～10 MW/m²程度が観測されている^{[12],[14]}。図11に示すように、局所短時間ではさらに一桁大きい熱流束の存在も確認されている。



Fig. 10 Sled test of a rotating detonation engine (Kato et al.^[12]).

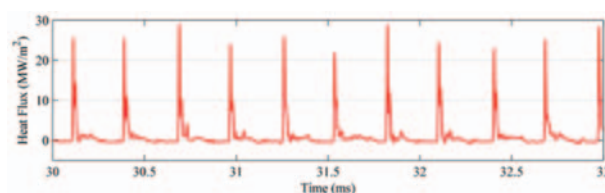


Fig. 11 Heat flux to the inner surface of the outer wall 18mm above the fuel plate (Theuerkauf et al.^[13]).

二重円筒型回転デトネーションエンジンは、極めて短距離で燃焼を完結させる特徴がある（燃焼器の小型化が可能）一方、壁面への熱伝達の制御は不可避である。Falempin and Daniau^[14]は、C/SiC複合材を用いた放射冷却型の二重円筒型回転デトネーションエンジン試験を実施している。

また、ガスタービンエンジンの燃焼器としての利用のため、インジェクターの圧力損失を低下させ、燃焼器での圧力増大を得るための研究が多数実施されている^{[15]–[17]}。一般に、プレナム圧よりも高い燃焼圧を実現するためには、インジェクターの圧力損失を低下させ、かつ燃焼器からプレナムの逆流を妨げる必要があるが、両者は相反する要求であるので、簡単ではない。

4.2 二平面型回転デトネーションエンジン研究

二平面筒型回転デトネーションエンジンを図12に示す。燃焼器の入口には、ホール型の燃料・酸化剤インジェクターが平行に配置されている。このような燃焼器では内部の可視化が容易であり^{[18],[19]}、図13のように、インジェクターからの噴射流れ及びデトネーション波伝播の構造が解明されている。内部圧力も、2重円筒型回転デトネーションエンジンより、大きい場合が報告されている。

図14には、自発光及びシャドウグラフによる内部の可視化結果を示す^[19]。燃焼波の最外部の周方向伝播速度は1260m/sであった。超音速の伝播であるにもかかわらず図14右のシャドウグラフ写真に衝撃波は撮影されていない。二平面筒型回転デトネーションエンジンの研究例は2例のみであり、未解明現象も多く、今後のさらなる研究が期待されるエンジンである。

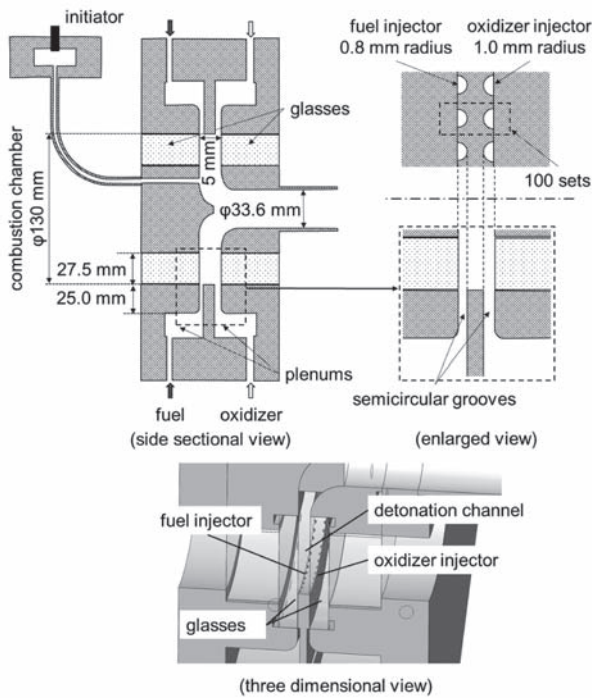


Fig. 12 Two-parallel-plane rotating detonation combustor (Nakagami et al. ⁽⁹⁾)

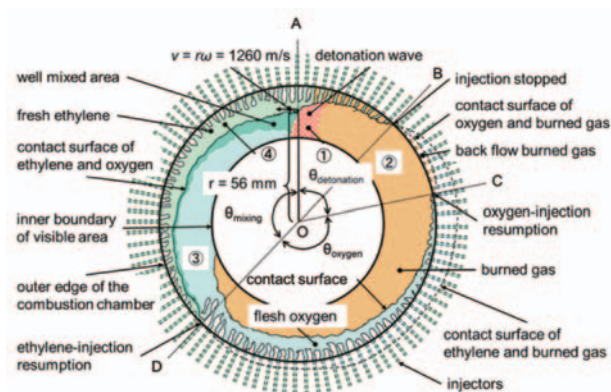


Fig. 13 Detonation and flow structure in a two-parallel-plane rotating detonation combustor (Nakagami et al. ⁽⁹⁾)

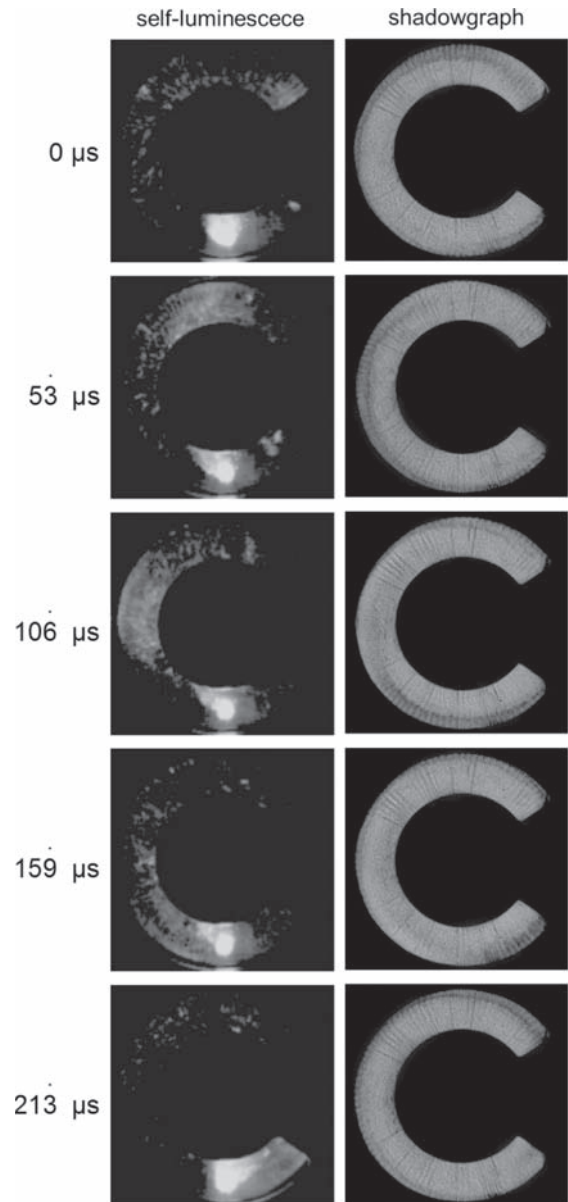


Fig. 14 Self-luminescence and shadowgraph visualization in a two-parallel-plane rotating detonation combustor (Nakagami et al. ⁽⁹⁾)

おわりに

ガスタービンエンジン及びロケットエンジンの燃焼器応用を目的とした回転デトネーションエンジン及びその研究現状を紹介した。回転デトネーションエンジン内では、短距離で燃焼を完結させることができることは、実験・数値解析で確認されており、このエンジンは既存燃焼器を小型化可能である。しかし、壁面への熱伝達制御は必須である。高熱効率獲得のため、プレナム圧より高い燃焼器圧実現のため、現在、様々な燃焼器形状にて実験・解析が実施されている。本稿では、二重円筒型及び二平面型回転デトネーションエンジンを取りあげ、その研究を紹介した。また、米国航空宇宙学会(AIAA)内に、Pressure Gain Combustion プログラム委員会⁽²⁰⁾が2015年より設置され、回転デトネーションエ

エンジンの燃焼器内の高圧力生成手法に関する情報交換をすすめている（参加機関はNASA, AFRL, NRL, GE, RR, P&W, Aerojet, Cambridge大等、日本からは名大、慶応大、JAXA）。回転デトネーションエンジンが、ガスタービン燃焼器として早期に実用化されることを願い、今後も研究をすすめる。

謝辞

本稿の紹介内容の多くは、名古屋大学と、慶応義塾大学の松尾重紀子教授、JAXA/ISASの船木一幸准教授、IHIエアロスペースエンジニアリングの名出智彦氏、NETSの中村秀一氏、広島大学の遠藤琢磨教授、横浜国大の石井一洋教授との共同研究の成果である。実験研究は、名古屋大学の松岡健助教、加藤優一氏、中神壮馬氏、石原一輝氏、後藤啓介氏によって実施されている。また、回転デトネーションエンジン滑走試験は、室蘭工業大学の棚次亘弘教授、東野和幸教授、中田大將助教との共同研究として実施した。滑走試験機実験はJAXA/ISAS戦略的開発研究（工学）にて実施し、可視化研究は科学研究費補助金基盤（A）（24246137）にて実施している。燃焼器の圧力増大研究はNEDOエネルギー・環境新技術先導プログラムにて実施している。ここに記して謝意を表する。

引用文献

- (1) Lu, F. K., and Braun, E. M., "Rotating Detonation Wave Propulsion: Experimental Challenges, Modeling, and Engine Concepts", *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 30 (2014), pp. 1125-1142.
- (2) Wolański, P., "Detonative Propulsion", *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 34 (2013), pp.125-158.
- (3) デトネーション研究会編, デトネーションの熱流体力学 1 基礎編, (2011), 理工図書
- (4) Detonation Phenomenon, J. H. S. Lee, Cambridge University Press., New York, 2008.
- (5) Schwer, D. A., Corrigan, A., and Kailasanath, K., "Towards Efficient, Unsteady, Three-Dimensional Rotating Detonation Engine Simulations" 52nd AIAA Aerospace Sciences Meeting, 13-17 January 2014, Maryland, USA, AIAA 2014-1014.
- (6) Cocks, P. A. T., Holley, A. T., and Rankin, B. A., "High Fidelity Simulations of a Non-Premixed Rotating Detonation Engine", 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, 4-8 January 2016, San Diego, USA, AIAA-2016-0125 (2016).
- (7) Zeldovich, Ya. B., "To the Question of Energy Use of Detonation Combustion", *Journal of Propulsion Power*, Vol. 22 (2006), pp.588-592. (translation of article originally published in Russian in *Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki* 10: 1453-1461 (1940)).
- (8) Heiser, W. H., and Pratt, D. T., "Thermodynamic Cycle Analysis of Pulse Detonation Engines", *Journal of Propulsion Power*, Vol. 18 (2002), pp. 68-76.
- (9) Wu, Y., Ma, F., and Yang, V., "System Performance and Thermodynamic Cycle Analysis of Airbreathing Pulse Detonation Engines", *Journal of Propulsion Power*, Vol. 19, pp. 556-567 (2003).
- (10) 遠藤琢磨, 八房智顕, 滝史郎, 笠原次郎, パルスデトネーションタービンエンジンの性能に関する熱力学的解析, *Science and Technology of Energetic Materials*, Vol.65, No.4, 2004, 7月-8月, pp.103-110
- (11) Bykovskii, F. A., Zhdan, S. A., and Vedernikov, E. F., "Continuous Spin Detonations", *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 22 (2006), pp. 1204-1216.
- (12) Kato, Y., Ishihara, K., Matsuoka, K., Kasahara, J., Matsuo, A., and Funaki, I., "Study of Combustion Chamber Characteristic Length in Rotating Detonation Engine with Convergent-Divergent Nozzle", 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, 4-8 January 2016, San Diego, USA, AIAA 2016-1406.
- (13) Theuerkauf, S. W., Schauer, F. R., Anthony R. Paxson, D. E., Stevens, C. A. and Hoke, J. L. "Comparison of Simulated and Measured Instantaneous Heat Flux in a Rotating Detonation Engine", 54th AIA Aerospace Sciences Meeting, 4-8 January 2016, San Diego, USA, AIAA 2016-1200.
- (14) Falempin, F., and Daniau, E., "Pulsed and Continuous Detonation Wave Engines Towards Large Scale Feasibility Demonstration", ISABE-2007-1193.
- (15) Schwer, D., and Kailasanath, K., "Numerical investigation of the physics of rotating-detonation-engines", *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 33 (2011), pp. 2195-2202.
- (16) Schwer, D., and Kailasanath, K., "Fluid dynamics of rotating detonation engines with hydrogen and hydrocarbon fuels", *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 34 (2013), pp. 1991-1998.
- (17) Schwer, D., and Kailasanath, K., in 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting, AIAA 2013-1178, 2013.
- (18) Bykovskii, F. A., Mitrafanov, V. V., Vedernikov, E. F., "Continuous Detonation Combustion of Fuel-Air Mixtures," *Combustion, Explosion and Shock Waves*, Vol. 33 (1997), pp. 344-353.
- (19) Nakagami, S., Matsuoka, K., Kasahara, J., Kumazawa, Y., Matsuo, A., Funaki, I., "Schlieren-System-Visualization of Combustion Phenomena in a Two-Parallel-Plane Rotating Detonation Combustor", 51st AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, 27-29 July, 2015, Orlando, USA, AIAA 2015-4102.
- (20) <https://info.aiaa.org/tac/pc/PGCPC/default.aspx>



学校で習わない英語 (4)

吉中 司*1
YOSHINAKA Tsukasa

－B－章 (続き)

【英語】 : To beat about the bush

【意味】 : 「回り道する」, 「本題に入らない」

【説明】 : この言葉の由来は、16世紀にも遡るようです(参考資料1)。イギリスで小動物のハンティングをする場合、ハンター達が狩猟犬に「藪に入って走りまくれ」と命じていたそうです。その後、狩猟犬では役に立たなかったからでしょうか、何人かの人を雇い、長い棒を持たせて目の前の藪に入らせ、周囲の草木を叩かせていたとの事です。この音と騒ぎでビックリした小動物や鳥が藪から逃げ出した際、ハンター達は、待っていましたとばかりに、それらを射止めたのです。

ここでは本命はあくまでハンティング。藪の中の入って音を出すのは、必要なプロセスではあっても、あくまで二次的なものです。そういう事から、現在では、この言葉、「回り道をする」とか、「本題に入らない」という意味に使われます。

例えば、ミーティングで、一人の社員が、或る一つのテーマについて発表している、としましょう。彼は完全を期してでしょう、テーマの背景や今までのいきさつ、問題点の抽出と解析、そして解決への糸口など、全てをカバーしようとしたのです。一方、聞く側の社員達は、話の進度の遅さに最初はついていたのですが、何時まで経ってもテーマの中核に入って来ないため、中には、舟を漕ぎ始める者も出る始末になってしまいました。遂にいたたまれなくなった司会者が、「君、回り道ばかりしないで、テーマの中核に入ってくれよ。」と言う羽目に陥ってしまいました。これが英語だと、“Don't keep beating about the bush! Come to the point!” となります。

－C－章

【英語】 : A piece of cake

【意味】 : 「簡単な事柄」

【説明】 : 言葉通りに訳すと、正に「一切れのケーキ」です。ところが、口語では、とんでもない意味合いに使われるのです。例えば、弟に、「兄ちゃん、宿題、一寸手伝ってよ。」と頼まれた時、「いいよ。見せてごらん。」と言ったとしましょう。見てみると、簡単です。そこで、兄は「なんだ、簡単じゃないか。」と答えました。こういう状況の際に、この表現を使えます。英語だと、“Sure! Let me see…”と言った後、“It's a piece of cake.”と答えられるのです。

しかし、この表現、ざっくりばらんな響きがありますので、使えるかどうかは、状況によって判断する必要があります。家族や友達との軽い会話では使えます。またオフィスで同僚との会話でも使えますが、冗談半分に、でしょう。もっとあらたまった場とか、知り合いではない人達との会話では、使わない方が良いでしょう。

何故「一切れのケーキ」が「簡単な事柄」になるのか。私の調べた範囲内(参考資料1, 4)では、分かりません。

参考資料

1. QPB (Quarterly Paper Book Club) Encyclopedia of Word and Phrase Origins", by Robert Hendrickson, published by Facts On File, 2nd Edition, 2004
4. "Oxford Dictionary of English Idioms, Third Edition" Edited by John Ayto, Oxford University Press, 2009

訂正して、お詫びいたします。

「学校で習わない英語」のバックナンバーにて、誤りがございました。下記のとおり訂正させていただきます。

「学校で習わない英語」の正誤表

学会誌Vol, No, ページ, 行目	誤り	訂正
Vol.43, No. 5, 第51ページ, 左コラム, 下から14行目	The devil's advocate	Devil's advocate
Vol.43, No. 5, 第51ページ, 左コラム, 最下行	"Let me play the role of the devil's advocate"	"Let me play devil's advocate"
Vol.43, No. 6, 第63ページ, 左コラム, 第2行目	"To put something in the back-burner"	"To put something on the back burner"
Vol.43, No. 6, 第63ページ, 左コラム, 第4行目から5行目	ご存知のように、燃焼器とか炉の事です。	ご存知のような、燃焼器とか炉ではなく、調理用バーナーです。
Vol.43, No. 6, 第63ページ, 左コラム, 下から第10行目	Project B in the back-burner."	Project B on the back burner."

以上の訂正に使った参考資料: "Oxford Dictionary of English Idioms, Third Edition" Edited by John Ayto, Published by Oxford University Press, 2009

剥離を伴う遷音速タービン翼の非定常空力特性

Unsteady Aerodynamic Characteristics of Transonic Turbine Blades
with Flow Separation木村 泰徳^{*1}
KIMURA Yasunori柴田 貴範^{*1}
SHIBATA Takanori中野 晋^{*1}
NAKANO Susumu尾崎 修一^{*1}
OZAKI Shuichi平野 孝典^{*2}
HIRANO Takanori藤本 一郎^{*2}
FUJIMOTO Ichiro

ABSTRACT

The effect of flow separation on flutter characteristics of an oscillating turbine cascade has been studied by using a linear cascade wind tunnel. The middle blade in the linear cascade was oscillated in a pitching mode at up to 250Hz in this study. Unsteady aerodynamic forces were evaluated by strain gauges on the blade supporting bars, and their aerodynamic works were calculated by the influence coefficient technique to analyze the aerodynamic stability under all blade oscillation. Experimental conditions range from subsonic to supersonic outflow conditions whose inlet flow angles cover attached and separated flow regimes. Comparison with the CFD results showed that the effect of flow separation on flutter characteristics was not predominant because the flow separation on the blade pressure surface only affects pressure distributions in the flow separated area, where pressure fluctuations are small.

Key words : Turbine, Flutter, Shock Wave, Separation, Unsteady, Transonic

1. 緒言

近年、蒸気タービンの出力、効率向上のため、低圧タービン最終段の長翼化が進んでいる。しかし、長翼化は動翼の曲げ剛性の低下につながるため、翼振動によるトラブルを誘発させやすい。

翼振動によるトラブルの一つに翼列フラッタがある。これは、翼振動と流れの連成によって生じる自励振動の一種であり、翼が振動することにより、流れからエネルギーを得て、さらに振動が増幅する現象である。

フラッタの発生は流れ場に強く依存し、特に衝撃波が発生している場合や、剥離域を伴う場合に発生しやすいとされている。例えば超音速流出タービン翼列を対象としたフラッタ研究の一つに花村^{(1),(2)}らの研究がある。彼らは、剥離を有しないタービン翼列について、流出マッハ数が増加するほど、空力励振エネルギーが増加すると結論づけている。また、Eguchi⁽³⁾らは、部分負荷時における流入角が背打ちとなり腹側に大きな剥離域を生じる

流れ場では、並進振動モードが不安定化する可能性があるとしている。

さらに長翼では、構造面の工夫として、翼先端部や翼中間部にシュラウドやタイボスをそれぞれ設け、隣接翼との連結を強めた構造を採用することが多い。このような連結構造により翼の振動モードとしては、ねじりと曲げが混在した連成モードとなり、特にねじり振動による曲げ方向に受ける仕事が支配的となって不安定化に寄与することが指摘されている⁽⁴⁾。

しかし、そのような連成モードの影響を、遷音速タービン翼列において調査した研究例は限られており、実験と解析の両面からの分析が求められている。

本報告では、遷音速タービンを対象に、直線翼列風洞を用いた振動翼列試験と数値解析を実施した。それらの結果を基に、流出マッハ数の増加や剥離の有無により、非定常空力特性がどのように変化するかを明らかにする。

2. 振動翼列試験

2.1 実験設備

本試験では、超音速の翼列流れを実現し、その流れの中で翼の高振動加振を実現するため、図1に示す拓殖大学所有の密閉式の回流式風洞⁽⁵⁾を使用した。この風洞は、

原稿受付 2015年1月20日

校閲完了 2016年2月26日

*1 三菱日立パワーシステムズ(株) 研究所
〒312-0034 ひたちなか市堀口832-2

*2 拓殖大学

内圧を負圧に保ったまま試験が可能で、流路途中の熱交換器により気流空気を常温程度に保持可能という特徴をもつ。このため、翼にかかる流体力が軽減されるうえ、気流の高温化による翼の材料強度の低下も回避できる。

図2に示すように、風洞テストセクションに9枚の翼を設置した。衝撃波反射を抑えるため下側の後流板は多孔板とした。本試験では、中央翼のみをねじり加振し、各翼の非定常空気を計測した。中央の加振翼は、翼前縁から32%コード位置を中心にして加振する。計測対象は、加振翼に加え、上流側の翼2枚と下流側の翼3枚とした。加振翼は加振装置に、静止翼は風洞側壁のフランジ面にそれぞれ取り付けられている。静止翼はフランジ面とともに回転可能であるため、翼に対する流入角を変化させた試験が可能となっている。

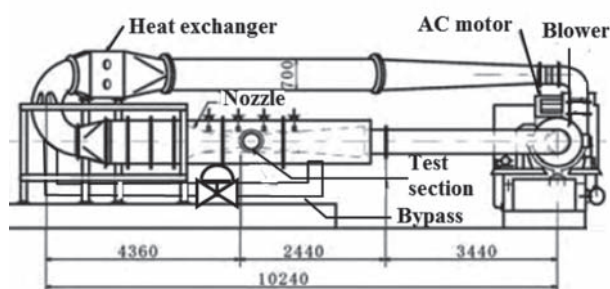


Fig. 1 Overview of the wind tunnel

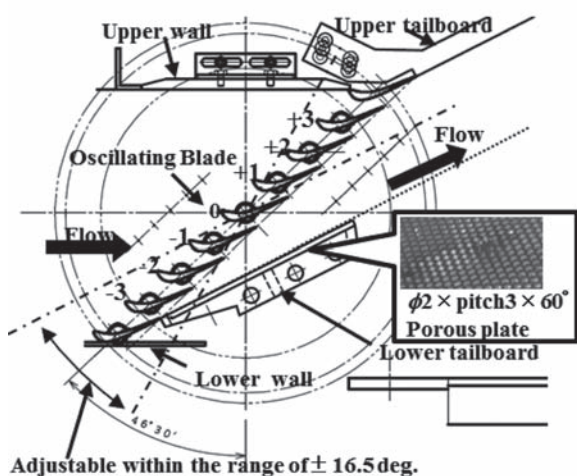


Fig. 2 Test section of the wind tunnel

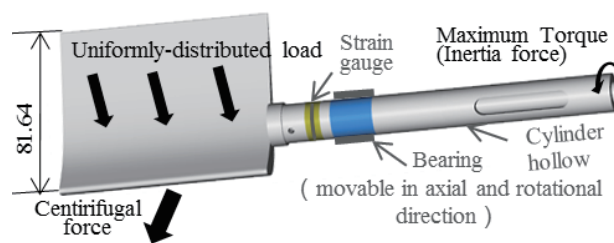
翼の加振装置としては、カム式加振機⁽⁵⁾を利用した。カム式加振機は、モーターの回転を伝える入力軸と加振翼とともにねじり振動する出力軸を持つ。入力軸には波状の溝が施されており、出力軸にはローラーが繋がれている。入力軸の回転により、ローラーが溝に沿って動くことで、出力軸は翼とともにねじり振動する。翼の振動時における慣性力を軽減するため、加振翼の材質には比強度の高いTi-6Al-4Vを採用した。図3(a)に加振翼とその支持部を示す。翼はパイプ状の支持部によって片持ち支持されており、その表面には歪ゲージが貼付されている。パイプの端部は、カップリングによりカム加振機の

出力軸と接続され、パイプの途中には軸受けが設置されている。この際、翼の固有振動数を高めるため、軸受けと翼の間の距離は可能な限り近づけるよう配慮した。また、翼の固有振動数には、パイプ部の軸径も関与しており、パイプ部に添付した歪ゲージの出力と翼の固有振動数の背反関係を考慮し、パイプの軸径を選定した。

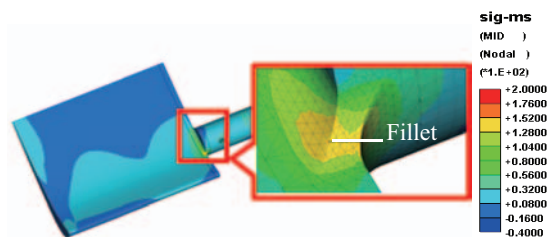
加振翼は、250Hzという高振動数で振動するため、過大な慣性力がカム加振機や加振翼に掛かることとなる。加振の振幅を小さくすれば、その慣性力を軽減することが可能だが、反面、発生する非定常流体力が微弱になり、計測が難しくなる。そこで、振動によって生ずる流体力の大きさとカム加振機に掛かる慣性力の両面を考慮し、最終的には翼の振幅を片振幅0.7°とした。

FEMにより、加振翼の強度信頼性を評価した結果を図3に示す。計算条件は図3(a)中に示す。慣性力の最大値をパイプ端部に与え、定常的な流体力を翼部に分布させた。更に、ねじり振動による遠心力を各計算要素に分布させた。ただし、FEMは振幅2°で計算したため、安全側の評価となる。

得られたミーゼス応力分布を図3(b)に示す。翼とパイプの接合部に最大応力となる領域が存在する。最大値が十分な安全率を確保するよう、接合部のフィレット半径の大きさを設計した。また、平均荷重として定常流体力を、振動成分として慣性力と遠心力を与えた疲労強度も評価し、各部の応力振幅が許容応力振幅以下であることを確認している。



(a) Model overview



(b) Von Mises stress contour map

Fig. 3 FEM analysis of the oscillating blade

2.2 翼列諸元と実験条件

翼列の主な諸元を以下に述べる。翼のコード長は81.64mm, ピッチコード比は0.65である。翼列流れの二次元性に影響を与える翼のアスペクト比は, 1.22とした。翼の両端には空気力によるたわみを許容するため, 間隙を設けた。

実験条件を表1に示す。流出マッハ数 M , 流入角 α , 及び無次元振動数 $k=2\pi fc/U$ をパラメータとして変化させた。ただし, f, c, U はそれぞれ振動数, コード長, 流出速度である。流出マッハ数は, 亜音速の0.8から超音速の1.2まで変化させた。また流入角は, 付着流れから剥離流れまでを再現するように30度(インシデンス:-20.83度)から63度(インシデンス:-53.83度)の範囲で変化させた。流入角が大きいとき, 翼腹側前縁に剥離域が生じている。振動数は最大で250Hzで, これは $M=1.1$ のときの無次元振動数0.37に相当する。

なお, 後述する粘性計算の結果, 流出マッハ数を固定した場合, 流出角は, 流入角に依らずほぼ一定であったことから, 流出マッハ数を規定することは, タービン翼列出口の修正流量を規定することと同一であると言える。

Table 1 Experimental Conditions

Inflow angle α [deg.]	30-63
Outflow Mach number M [-]	0.8-1.2
Stagger Angle [$^{\circ}$]	58.14
Inlet Flow Angle [$^{\circ}$]	30-63
Frequency f [Hz]	0-250
Reynolds number [-]	9.0×10^5

2.3 計測方法

非定常空力力の計測は, 翼支持部に添付した歪ゲージで行った。本計測では, 歪量が微小であるため半導体歪ゲージ(共和電業 KSP-2-120-E4)を用い, 歪に対する感度を高めた。半導体歪ゲージは, 通常ゲージよりも温度依存性が高いことが知られているが, 本試験で使用した風洞では熱交換器により気流温度を一定に保っているため, 温度依存性によるゲージ率の変化は1%以内にとどまっており, 計測精度上問題とならない。

歪ゲージ貼付部の詳細を図4に示す。ただし, ねじり軸周りの回転角を α とし, ねじり軸と垂直な x, y 平面を定義する。 x 軸は, 翼列の軸方向と17.4°なす角度とする。歪ゲージはねじり軸方向と軸と45°方向に円周上を90°おきに3枚貼付した。この貼付方法により, x, α 方向の感度を高めることができる。

翼に作用する力が静的である時, 各方向の力 F_x, F_y とモーメント F_a は, 3ヶ所の歪量 $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ と定数 $K_{i,j}$ から図4左下の式を用いて求められる。ただし, F_x, F_y, F_a は, 翼スパン方向の分布を平均し, 単位スパンあたりの値とする。また, 定数 $K_{i,j}$ は事前に較正試験により求めるが, 貼付の仕方が理想的な場合, 式中の4成分が

0になる。

翼に作用する非定常力を計測する際には, 静的な歪と力の関係と異なる点が二つある。一つは, 慣性力の影響である。加振翼には非定常空気力の他に慣性力が働くため, 通風時の計測値から慣性力を除去した。慣性力は無風状態で翼を加振して求めた。もう一つは, 非定常空気力の振動数 f が系の固有振動数と近いことによる, 振幅の増幅と位相の遅れが生じる問題である。本試験では, 1自由度減衰強制振動モデルを適用し, 図5に示すような振幅倍率 x/x_{st} と位相遅れ ϕ を式(1)により固有振動数 f_n と減衰率 ζ から求め, その分を計測値から補正した。固有振動数と減衰率の算出には打撃試験を実施した。

$$\frac{x}{x_{st}} = \frac{1}{\sqrt{(1-\beta^2)^2 + (2\zeta\beta)^2}}, \quad \phi = \tan^{-1} \left(\frac{2\zeta\beta}{1-\beta^2} \right), \quad \beta = \frac{f}{f_n} \quad (1)$$

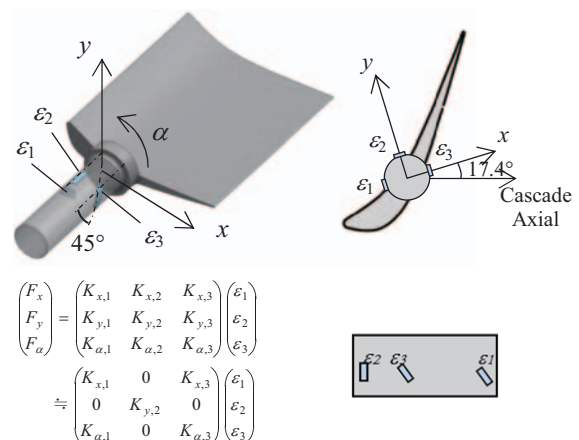


Fig. 4 Method to measure aerodynamic forces

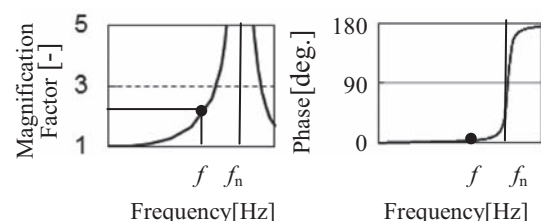


Fig. 5 Effect of high frequency

2.4 分析方法

非定常空力特性の判定は, 全翼が一定の位相差で振動している翼列(全翼振動)中に作用する空力仕事を評価することで行う。空力仕事为正のとき翼列は不安定となる。実験装置の簡便化のため空力仕事取得には一翼振動法⁶⁾を採用した。一翼振動法は, 全翼振動中に作用する非定常空気力は, 各翼からの影響を影響係数の和という形で線形に分離できるといった仮定に基づいた理論である。影響係数は, 一翼のみ振動している翼列(一翼振動)中に作用する非定常空気力を計測することにより求められる。なお, 以下では図2のように中央翼を0番翼, その下流翼を1番翼などと名付けた。

非定常空気力は, 空気力の方向と翼番号を添え字に持

つ複素数 $\tilde{f}_{i,n}$ を用いて表され、振動翼の変位に同期した実部と速度に同期した虚部から構成される。非定常空力は、全圧 p_0 、出口静圧 p_s 、加振翼の振幅 A 及びコード長 c を用いて、以下のように無次元化される。

$$\tilde{c}_{\alpha,n} = \frac{\tilde{F}_{\alpha,n}}{(p_0 - p_s)Ac}, \tilde{c}_{x,n} = \frac{\tilde{F}_{x,n}}{(p_0 - p_s)Ac}, \tilde{c}_{y,n} = \frac{\tilde{F}_{y,n}}{(p_0 - p_s)Ac} \quad (2)$$

ただし、振幅 A は片振幅であり、単位はラジアンとする。このとき、全翼振動時の j 方向の非定常空力 \tilde{c}_j は、翼間位相差 σ を考慮した重ね合わせにより、式(3)のようになる。

$$\tilde{c}_j = \sum_{n=-2}^3 \tilde{c}_{j,n} e^{in\sigma} \quad (j = \alpha, x, y) \quad (3)$$

ただし、重ね合わせに用いた翼は、流れ場の周期性が保たれている $-2 \sim 3$ 番翼とした。また、 \tilde{c}_α のうち虚部はねじり加振によるねじり軸周りのモーメントによる空力仕事を意味している。

空力仕事と翼面圧力分布は局所仕事 $L\hat{w}_\alpha$ によって関連づけられる。局所仕事は、翼面上の翼素 dl に作用するモーメントが翼に対してする仕事である。局所仕事は、無次元圧力振幅 \tilde{c}_p と位相 ϕ_p を用いて式(4)のように表せる。

$$L\hat{w}_\alpha = \left| l \right| \frac{\tilde{c}_p}{A} \sin \phi_p, I(x) = \left\{ \left(\frac{\vec{r}}{c} \right) \times \vec{n} \right\} \frac{dl}{dx} \quad (4)$$

ただし、 \vec{r} はねじり中心からの位置ベクトル、 \vec{n} は翼面上の単位面積ベクトル、 l は翼面に沿った座標である。式(4)を l について翼周りを1周積分すると、前述の空力仕事となる。

2.5 数値解析

本研究では、二次元の非粘性および粘性解析を実施した。

非粘性解析には、山下ら⁽⁷⁾が開発した線形化オイラーコード^{(8),(9)}を使用した。本計算の格子条件は、格子数約9000点、最小格子幅0.05mmとした。空間方向の離散化には、中心差分を用いた有限体積法を、時間方向にはマルチステップのルンゲ・クッタ法⁽¹⁰⁾（2次精度）を使用している。計算の収束加速のため、ローカルタイムステップとマルチグリッド技術⁽¹¹⁾を用いている。本手法は、翼振動時における非定常流体力を短時間に評価可能であり、主に非定常流れ場の評価に利用した。

粘性解析には、市販の流れ解析ソフトAnsys CFX (Ver.13.0)を使用した。本計算の格子条件は、格子数約10万点、最小格子幅0.01mmとした。ただし、疑似的に2次元計算をするために翼高さ方向に3層の格子を重ね、両端面は、スリップ境界とした。粘性計算実施にあたり、事前に乱流モデルと、乱流遷移の影響について検討した。乱流モデルの影響は、主に剥離域に現れた。SSTモデルは $k-\epsilon$ モデルと比べて、翼腹側前縁部の剥離

領域を大きく評価し、その大きさは実験結果と一致した。乱流遷移の影響は、衝撃波入射位置に現れた。遷移モデル($\gamma-Re_\theta$)を用いると、遷移モデル無の計算の場合と比べて、翼背側の衝撃波入射位置における衝撃波と境界層の干渉をより実験結果に近い形で再現することが可能となった。したがって、本研究では、SST乱流モデルに、遷移モデル($\gamma-Re_\theta$)を組み合わせた方法を採用することとした。本手法は、翼振動を含む非定常解析では多大な計算時間を要するため、主に定常流れ場における粘性効果の評価に利用した。

3. 結果及び考察

3.1 非加振時の流れ場

$M=1.1$ における流れ場をシュリーレン法により可視化した。シュリーレン法では、衝撃波や剥離剪断層等の密度勾配が大きい部分が影となって現れる。可視化結果と密度勾配絶対値の分布（粘性計算結果）を図6で比較する。流れ場の特徴として衝撃波と翼腹側の剥離が挙げられる。

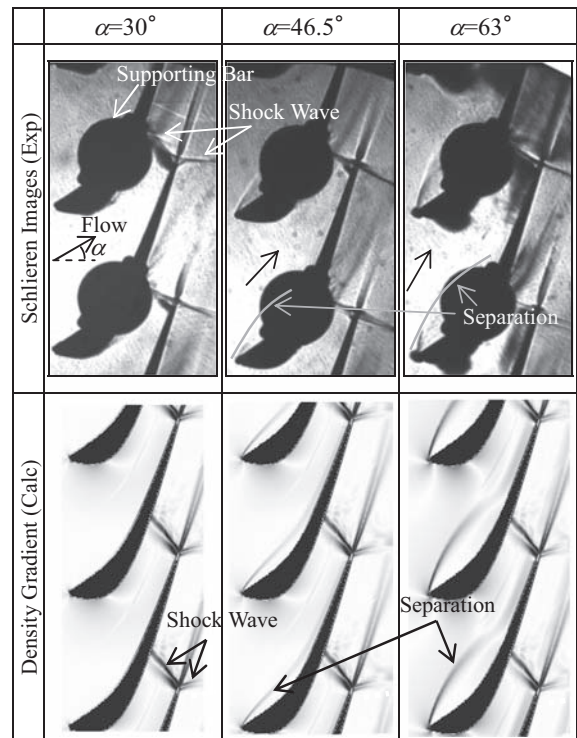


Fig. 6 Flow visualization ($M=1.1$)

$\alpha=30^\circ$ の流れを見ると、衝撃波は、翼後縁から背、腹側双方向へ伸展していることが分かる。衝撃波の一方は隣接翼の背側コード位置約50%位置に入射している様子が実験、計算結果の双方に見て取れる。 $\alpha=46.5^\circ$ 、 $\alpha=63^\circ$ の可視化結果を見ると、こうした衝撃波の形態は流入角による影響を受けていないことが分かる。

また、実験結果から、剥離域の大きさは流入角に依存していることが分かる。剥離域は、 $\alpha=46.5^\circ$ のときには、

翼前縁からコード40%, $\alpha=63^\circ$ のときには65%まで及んでいる。この剥離域は、低マッハ数領域となり、有効流路面積を減少させている。そのため、図7(a),(b)を見ると、 $\alpha=46.5^\circ$ や $\alpha=63^\circ$ の分布は、等エントロピマッハ数が剥離域で $\alpha=30^\circ$ の分布と比べて増加していることが分かる。しかし、その他の大部分、即ち、剥離再付着点下流や背側ではマッハ数分布は流入角に依存して変化しない。したがって、翼面上マッハ数分布に対して、剥離の影響は剥離域のみに限定的に現れることが分かった。

しかも、図7(c)の非粘性解析結果と実験結果の比較結果を見ると、 $\alpha=30^\circ$ はもちろん、 $\alpha=46.5^\circ$ についても、剥離域以外では、非粘性解析でマッハ数分布を模擬できていることが分かる。ただし、剥離域の大きい $\alpha=63^\circ$ では計算が収束しなかったため結果を省略した。

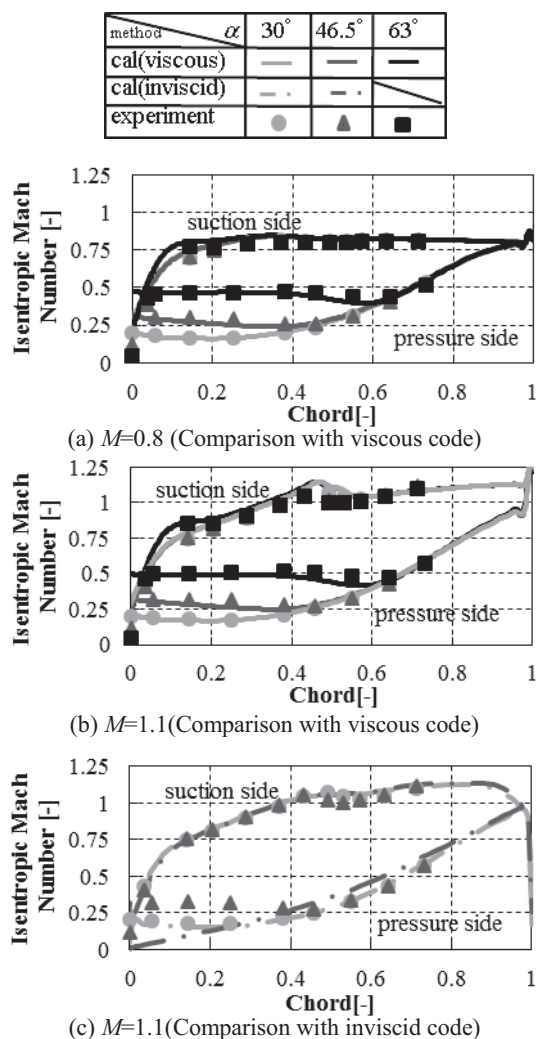


Fig. 7 Blade surface Mach number in chord direction

3.2 加振時の流れ場

翼加振時のねじり軸周及び曲げ方向の非定常空気を分析し、非定常空力特性への剥離の影響を見ていく。

ねじり軸周りの非定常空気を空力仕事について述べる。図8に流入角 30° , 46.5° , 63° 及び、マッハ数0.8,

1.1における空力仕事の翼間位相差依存性を示す。横軸は翼間位相差を、縦軸は空力仕事を表しており、空力仕事正のとき、翼振動が不安定となる。流入角やマッハ数に依らず空力仕事の分布は、翼間位相差に対する1倍波長に近い形状となっており、さらに、翼間位相差が正の範囲で大きくなっていることが分かる。

こうした特徴は各翼の影響係数の大きさからも説明できる。式(3)から、空力仕事を各翼の影響に分離すると、0番翼の影響は全翼間位相差の平均値、 $\pm n$ 番翼からの影響は n 倍波長となって表れる。図8によれば、 $M=1.1$ のときには $M=0.8$ のときと比べて2倍以上の高調波成分が大きくなるが、高調波の原因となる ± 2 番翼や3番翼は、風洞後流板における衝撃波反射の影響も含むため、妥当性の評価は難しい。しかし、図9で-2番翼から2番翼の影響係数の大きさを見ると、0番翼と ± 1 番翼の影響係数が大きく、空力仕事の分布形状を支配的に決定すると言える。したがって、-1番翼から1番翼までの翼を重ね合わせることで、少なくとも定性的には空力仕事のマッハ数や流入角、振動数に対する傾向を見ることができる。

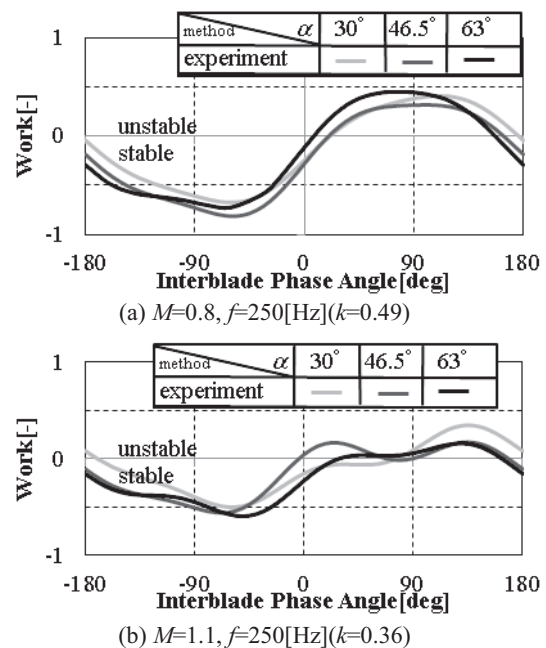


Fig. 8 Effect of inflow angle on aerodynamic work

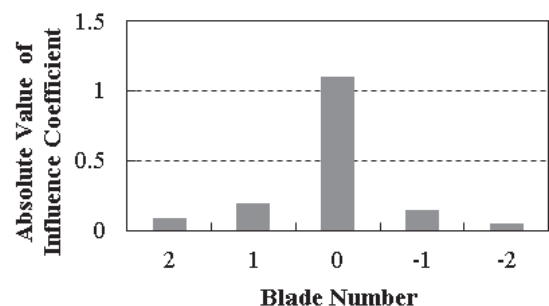


Fig. 9 The Absolute Value of Influence Coefficient \bar{c}_{an} ($M=1.1, k=0.36$)

そこで、1倍波長成分に着目して、流入角やマッハ数の空力仕事への影響を見ていく。図8によれば、流入角とマッハ数の影響を比べると、後者の方が大きく、 $M=1.1$ のときには $M=0.8$ のときに比べて、空力仕事の最大値と最小値の差が小さくなっている。翼列の安定性を左右する空力仕事の最大値に着目すると $M=1.1$ のときには、低下していることが分かる。空力仕事の最大値のマッハ数や流入角に対する傾向を分析するため、-1番翼から1番翼の影響係数を重ね合わせて空力仕事を算出し、その最大値を3通りの振動数について図10にまとめた。また、表2には、マッハ数、加振振動数と無次元振動数の関係を示した。

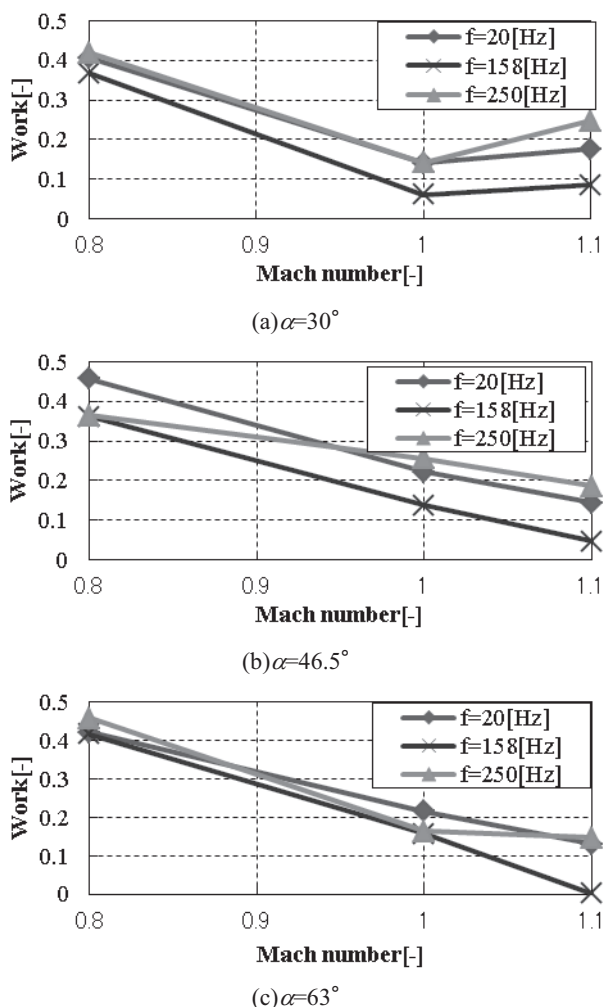


Fig10 The transit of maximum works as a function of Mach number at each frequency

Table 2 Dependency of Reduced frequency k on Mach number

	$f=20[\text{Hz}]$	$f=158[\text{Hz}]$	$f=250[\text{Hz}]$
$M=0.8$	0.04	0.31	0.49
$M=1.0$	0.03	0.25	0.40
$M=1.1$	0.03	0.24	0.37

図10と表2を用いて2通りの無次元振動数について、マッハ数や流入角を変化させたとき影響を考察する。まず、 $k=0.03 \sim 0.04$ の場合について述べる。加振振動数20Hzのとき、無次元振動数は十分低く、 $M=0.8 \sim 1.1$ の範囲では、 $k=0.03 \sim 0.04$ とほぼ一定値となる。このとき、 $M=1.0$ 以上の遷音速では、 $M=0.8$ の亜音速のときと比べて空力仕事小さくなり、安定化していることが分かる。次に $M=1.1$ のときの最大の無次元振動数となる $k=0.37$ のときの特性を見ていく。 $M=0.8, 1.1$ のとき $k=0.37$ に相当する空力仕事は、加振振動数158[Hz]と250[Hz]の空力仕事の幅の中に入ると考えられる。しかし、 $k=0.37$ に相当する空力仕事は幅のなかのどこにあったとしても、 $k=0.03 \sim 0.04$ のときと同様に $M=1.0$ 以上の遷音速では、 $M=0.8$ の亜音速のときと比べて空力仕事小さくなるこ

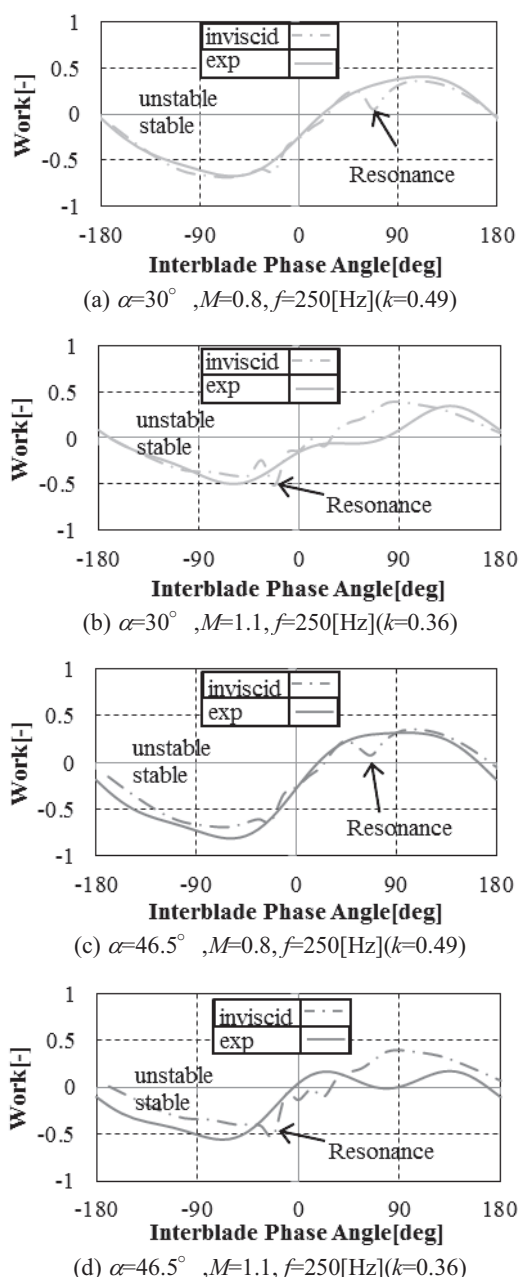


Fig.11 Aerodynamic work on each interblade phase angle

とが分かる。しかも、いずれの無次元振動数においても、こうした空力仕事のマッハ数に対する傾向は流入角の違いによる差よりも大きい。

図11(a)~(d)で、各流入角、マッハ数において空力仕事を非粘性解析結果と比較した。各グラフとも翼間位相差の依存の傾向を見ると、実験では翼枚数に限りがあるため、resonance¹²点で差異が生じている。しかし、少なくとも、resonance点を除けば、 $\alpha=30^\circ$ 、 $M=0.8$ のときには解析結果と実験結果がよく一致しており、計測は妥当に行われていると考えられる。

図12にはコード垂直方向の非定常空気力の振幅、位相を示す。翼間位相差正で位相進み、負では位相遅れとなる。翼間位相差の絶対値が大きくなるほど振幅が大きくなることは、スロート幅の変化が大きくなることから納得がいく。振幅が最大となる翼間位相差 180° 、 -180° 付近で、非粘性解析が振幅を5割から6割程度過大に評価しているものの、振幅の翼間位相差への依存性や位相はよく一致している。流入角の違いにより、振幅に差異が見られるが、位相は各グラフの間で大きな違いは見られないため、位相と翼間位相差の関係は流入角にあまり影響されないと言える。フラッタ安定性を決定づけるのは位相であるため、非粘性解析によって定性的な傾向は捉えられていると言ってよい。

このように、ねじり軸周りに及び曲げ方向の空気力はいずれも、空力仕事は剥離の有無により、あまり変化しない。その原因を分析するため、翼面圧力分布の非定常挙動を見ていく。

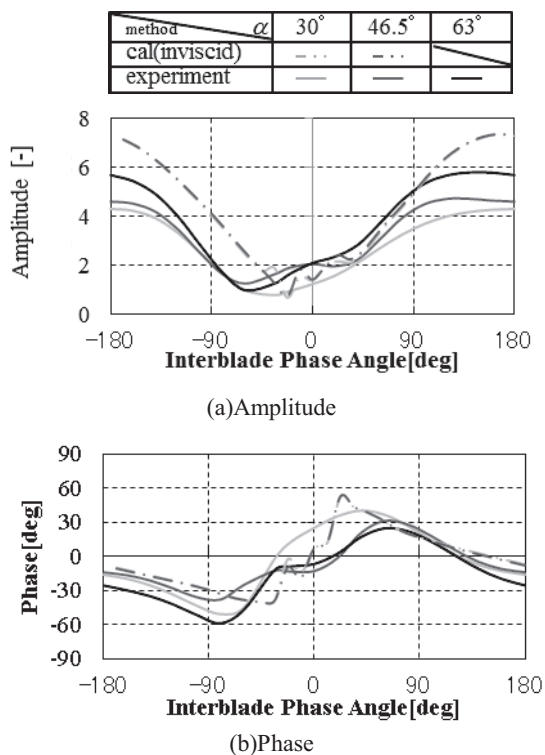


Fig.12 Unsteady aerodynamic force in perpendicular direction to chord ($M=1.1$, $k=0.36$)

図13は、非粘性解析で求めた、翼間位相差 90° のときの翼面局所仕事の分布である。流入角とマッハ数の影響への依存性が示されている。 $M=1.1$ のときの $\alpha=30^\circ$ と 46.5° の結果を比較すると、流入角により局所仕事分布がほとんど変化しないことが分かる。一方、 $M=0.8$ と 1.1 の分布と比較すると、背側50%の衝撃波入射位置付近に急峻な負の局所仕事の領域が現れることが見て取れる。

マッハ数と流入角の変化による、翼の各領域空力仕事の変化を評価した。翼面上を剥離相当域、剥離下流相当域、背側の3領域に分割し、各領域で局所仕事を積分し、図14のようにグラフ化した。ただし、剥離相当域は腹側前縁から40%コード位置までとした。 $M=1.1$ のとき、衝撃波の入射により、翼の背側で負の局所仕事が生じ、 $M=0.8$ のときと比べて、安定化に寄与することが分かる。一方、流入角を $\alpha=30^\circ$ から 46.5° に変化させても、剥離下流相当域や背側ではほとんど変化しないことが分かる。本報では省略するが、粘性解析を用いた準定常解析による分析でも同様の結果が得られたこともあり、流れの剥離が他の領域へ及ぼす影響は小さいと考えられる。その上、剥離相当域の局所仕事は、剥離の有無に関わらず常に小さいままである。そのため、剥離発生の有無によらず、翼全体の空力仕事への流入角の影響は小さいと考えられる。

以上の結果から、今回の翼列では、空力仕事が剥離の影響をあまり受けず、翼列安定性はマッハ数の影響が支配的となって決まると言える。

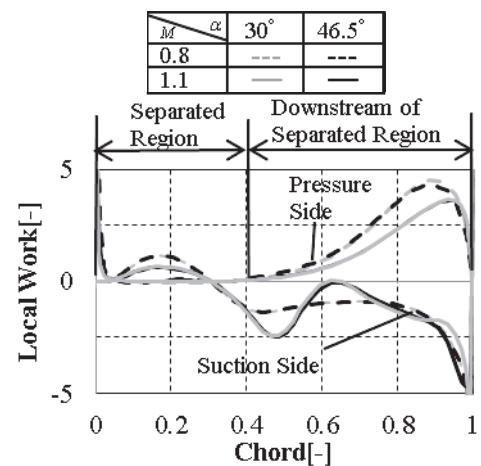


Fig.13 Local work

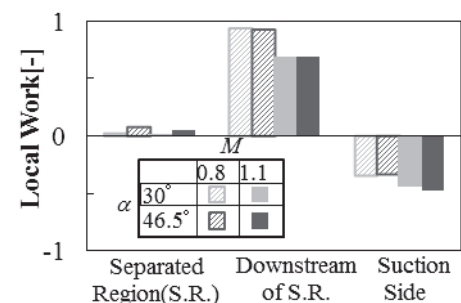


Fig.14 Contribution of three regions to overall work

4. 結言

翼腹側前半部に剥離を有する遷音速タービンにおいて、流出マッハ数の増加や剥離の有無により、非定常空力特性がどのように変化するかを直線翼列試験により調査した。流入角 30° から 63° 、流出マッハ数0.8から1.1の範囲で試験を実施し、以下の知見を得た。

- (1) 翼面腹側の剥離再付着位置の下流や背側では、流入角の変化により定常的な圧力分布が変化せず、剥離の影響は剥離域のみに限定的に表れることが分かった。
- (2) 試験で得られた空力仕事は、流入角よりもマッハ数に強く依存することから、空力仕事は非粘性効果が支配的となって決まる。
- (3) その原因として、剥離が発生しても剥離域の局所空力仕事は小さい上に、剥離の影響が剥離域以外の局所仕事にほとんど現れないことが挙げられる。

5. 謝辞

本研究には、拓殖大学の平本政明氏、川端康介氏、三菱日立パワーシステムズ株式会社の荻原邦弘氏、平野敦也氏、関根裕一氏のご協力を頂いた。ここに記して謝意を表する。

6. 参考文献

- (1) 花村庸治, 山口和夫, “フロン風洞による翼列空力減衰力測定実験-低転向角タービン翼列の場合”, 日本機械学会論文集B編, Vol.52, No.482 (1986), pp.3248-3434.
- (2) 花村庸治, 山口和夫, 平野孝典, 鈴木和富, “遷音速タービンの翼間空力減衰力に及ぼすマッハ数の影響”, 日本機械学会論文集B編, Vol.55, No.512 (1989), pp.951-959.
- (3) Eguchi, T. and Wiedermann, A., “Numerical Analysis of Unstalled and Stalled Flutter Using a Navier-Stokes Code with Deforming Meshes”, Unsteady Aerodynamics & Aeroelasticity of Turbo Machines, (1995), pp.237-254, Elsevier Science
- (4) Rice, T., Bell, D. and Singh, G., “Identification of the Stability Margin between Safe Operation and the Onset of Blade Flutter”, ASME GT2007-27462 (2007), pp.637-648.
- (5) 齊藤正和, 平野孝典, 田中英穂, 平本政明, 藤本一郎, “遷音速圧縮機翼列に生じる翼間衝撃波の変動特性に及ぼす一翼振動の影響”, 日本機械学会論文集B編, Vol.69, No.680 (2003), pp.779-785.
- (6) Hanamura, Y., Tanaka, H. and Yamaguchi, K., “A Simplified Method to Measure Unsteady Forces Acting on the Vibrating Blades in Cascade”, Bulletin of JSME, Vol.23, No.18 (1980), pp.880-887.
- (7) Yamashita, Y., Namura, K., Shikano, Y. and Yamazaki, Y., “Unstall Flutter Analysis for a Continuously Coupled Blade Structure”, Proceedings of the 9th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity of Turbomachines (2000), pp.780-790
- (8) Hall, K. C. and Crawley, E. F., “Calculation of Unsteady Flows in Turbomachinery Using the Linearized Euler Equation”, AIAA Journal, Vol.26, No.6 (1989), pp.777-787.
- (9) Hall, K. C. and Clark, W. S., “Linearized Euler Prediction of Unsteady Aerodynamic Loads in Cascades”, AIAA Journal, Vol.31, No.3 (1993), pp.540-550.
- (10) Jameson, A., Schmidt, W. and Turkel, E., “Numerical Solution of the Euler Equations by Finite Volume Methods Using Runge Kutta Time Stepping Scheme”, AIAA Paper 81-1259 (1981), pp.1-14.
- (11) Jameson, A., “A Solution of the Euler Equations by a Multigrid Method”, Applied Math, and Computation, Vol.13 (1983), pp.327-355.
- (12) Bolcs, A. and Fransson, T. H., “Aeroelasticity in Turbomachines, Comparison of Theoretical and Experimental Cascade Results”, Communication du Laboratoire de Thermique Appliquee et de Turbomachines, (1986), p.217, Lausanne, EPFL

重合格子法を用いたコールドフロー数値解析の航空用燃焼器設計への適用

Cold-flow Numerical Simulation with Overset Grid Method
utilized in Design Process of Aero Engine Combustor牧田 光正^{*1}
MAKIDA Mitsumasa中村 直紀^{*2}
NAKAMURA Naoki野崎 理^{*3}
NOZAKI Osamu林 光一^{*4}
HAYASHI A.Koichi

ABSTRACT

Numerical simulation was utilized in the developing process of Rich-Lean type aero engine combustors for small aircraft, which was conducted in the framework of JAXA TechCLEAN project. To apply the numerical method to the screening process of combustor design, we used a cold-flow simulation code UPACS with overset grid method. In this report, the method was applied to a single-sector combustor with practical geometry and verified by experimental data of mass flow and pressure loss. Then the method was utilized in the development process of the aero engine combustor; in the screening process which compares combustor geometries and in the investigation of the difference between full annular and multi-sector combustors. Obtained technical knowledge through the development process is reported in this paper.

Key words : 航空用エンジン, リッチリーン型燃焼器, CFD, UPACS, 非燃焼解析, 重合格子法, 燃焼器設計, 圧力損失, 空気量配分, マルチセクタ燃焼器, 環状燃焼器

Aero engine, Rich-Lean type combustor, Cold-flow simulation, Overset grid method, Combustor design, Pressure loss, Mass flow ratio, Single-sector combustor, Full annular combustor.

1. はじめに

宇宙航空研究開発機構 (JAXA) では平成15年より「航空エンジン環境技術研究開発プロジェクト」(TechCLEAN) を実施し, その中で航空機エンジン用燃焼器からの有害排出物, 特に窒素酸化物 (NO_x) を低減するための燃焼技術の研究開発を実施してきた。その枠組みの中で, 経済産業省・NEDOが進めている「環境適応型小型航空機用エンジン研究開発」(小型エコエンジンプロジェクト) への支援の一環として, 燃焼器の要求仕様に合致するJAXA独自の小型航空機エンジン用燃焼器の開発を行った⁽¹⁾⁻⁽³⁾。その開発過程の各段階においては, モデル燃焼器の燃焼試験と併せて, 数値流体解析 (CFD) を設計支援に活用した。大気圧での単管燃焼器試験から実際の運転条件下での環状燃焼器試験へと徐々に燃焼器モデル及び試験条件を実際の燃焼器に近づけることにより改良を行い, 環状燃焼器形態での実温実圧試験においてNO_x排出を国際民間航空機関 (ICAO)

のCAEP4排出基準値⁽⁴⁾の38%に低減する事に成功している。

上記燃焼器の開発は燃焼実験を中心に行われたが, コストと時間と労力が要求される燃焼実験では多くの燃焼器モデルの試験を行うことは容易でないため, 著者らは燃焼器設計に適用して有用な知見を得るための効率的な解析手法を模索してきた。一般的に航空用燃焼器内部流の解析では, 燃焼器がカウル, 燃料ノズル, 旋回用スワラ, 希釈空気孔等多くの部品で構成され構造が複雑であることに加えて, 液体燃料噴霧の蒸発・燃焼現象を扱わなければならない。燃焼器内部の現象をCFDで把握する研究としては, 初期の基礎的な燃焼器モデルについての研究^{(5),(6)}から, 実機に近い研究⁽⁷⁾⁻⁽¹²⁾まで多く行われているが, 燃焼器全体に対して現実的な時間内に厳密な解を得ることは現時点では難しい状況と言える。そこで本研究では, 主として初期設計段階でのスクリーニング作業に役立てることを目的として, 比較的短時間で多くの燃焼器モデルの流れ場が解析可能で, 取捨選択作業に適した計算手法として, 形状パラメータを変更しながら効率的に計算を行う事が可能な, 重合格子法と併せたコールドフロー解析を用いた。燃焼器内部流れの把握に限っても, 実際には燃焼場では温度上昇により流れ場が変わるため, コールドフロー解析では厳密な解は得ら

原稿受付 2015年4月21日

校閲完了 2016年2月26日

*1 宇宙航空研究開発機構 航空技術部門
〒182-8522 調布市深大寺東町7-44-1

*2 エイ・エス・アイ総研

*3 高知工科大学 システム工学群

*4 青山学院大学 機械創造工学科

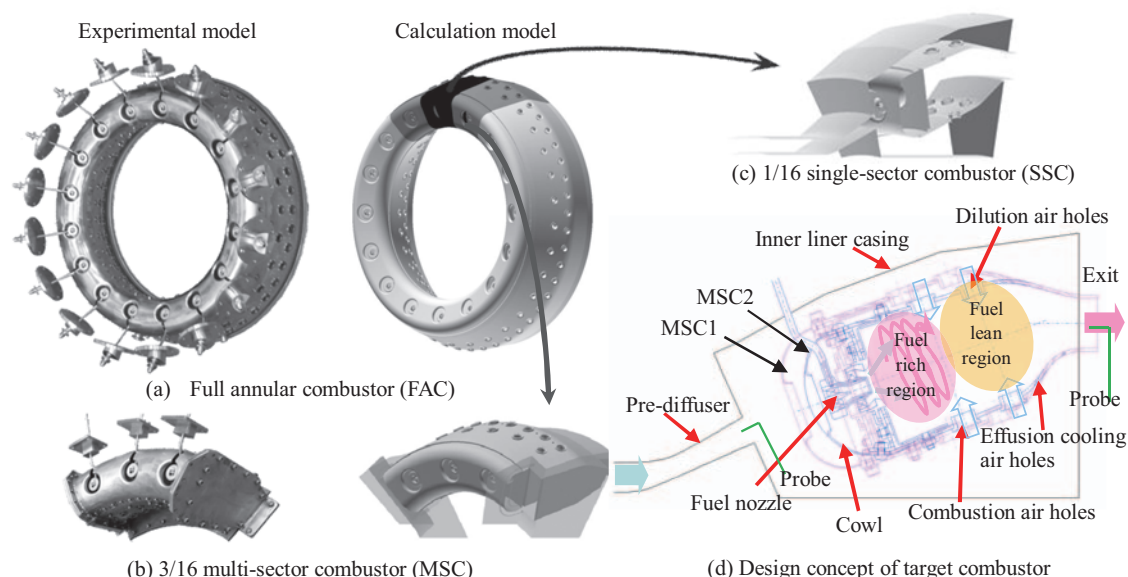


Fig. 1 Target aircraft combustor models and calculated region with schematic sectional drawing.

れないが、その影響を前提として念頭におけば、コールドフロー解析でも燃焼器設計の初期段階に必要な情報は幾つか得ることが可能であると考ええる。そこで本研究では、コールドフロー解析を実機複雑形状燃焼器の内部流解析に適用する際の具体的な手法、実形状の燃焼器解析に適用しての検証、上記燃焼器の設計過程での具体的な活用例と、そこで得られた技術的知見を報告する。

2. 解析対象の燃焼器と計算用モデル

今回解析対象とした燃焼器を図1に示す。一般的な航空エンジン用燃焼器と同様に、図1(a)のように燃料ノズル1個分の区画を環状に並べた形態となっており、今回対象としている燃焼器では燃料ノズル16本で構成されている。燃焼試験においても、初めから環状燃焼器を対象とはせず、燃料ノズル1個分の区画（1/16シングルセクタ、及び3個分の区画（3/16マルチセクタ）の燃焼器モデルを用いた試験を繰り返すことにより燃焼性能の調整

を行い、目標達成の見通しが付いた後に環状燃焼器での試験を行っている。数値解析においても、シングルセクタ形態（図1(c)）を対象とした低コストのパラメトリックスタディーを主に行い、必要に応じてマルチセクタ形態（図1(b)）、環状形態（図1(a)）に拡張した計算を行った。

また、本燃焼器では、全体当量比0.1～0.35までの広い作動範囲に渡って安定した燃焼を確保しつつ低NO_x排出を実現する手段として、Rich-Lean燃焼方式⁽¹³⁾を採用している。即ち図1(d)に示すように、上流の1次燃焼領域で燃料の濃い状態で燃焼させた後に希釈用空気と急速に混合し、2次燃焼領域で薄い状態で燃焼させることにより、NO_xが多く発生する当量比1に近い領域を出来るだけ小さくすることを狙った。この際、燃料ノズルからの流入空気割合は1割未満となるため、燃料ノズルと燃焼用・希釈用空気孔への空気量配分の把握・調整が燃焼性能に大きな影響を与える。多くの研究^{(14)–(17)}がこれ

Table 1 List of calculation and experimental combustor models with configuration parameters.
(Shaded cells show parameters modified from previous model.)

Calculation model	Liner	Cowl	Air hole size(mm) and number (st. : staggered)				Experimental model			
			Combustion	Dilution		Cooling	MSC	FAC		
Single-sector Calculation Model										
S1h1	L1	C1	φ 10. 2x4	φ 9. 4x6			MSC1			
S1h2	L1	C1	φ 10. 2x4	φ 11. 4x6						
S1h2c2	L1	C2	φ 10. 2x4	φ 11. 4x6						
S1h2c3	L1	C3	φ 10. 2x4	φ 11. 4x6						
S2h2	L2	C1	φ 10. 2x4	φ 11. 4x6			MSC2	FAC1		
S2h2st	L2	C1	φ 10. 2x4 st.	φ 11. 4x6						
S2h3st	L2	C1	φ 10. 8x4 st.	φ 11. 4x6					φ 3. 5x4	
S2h3stcool	L2	C1	φ 10. 8x4 st.	φ 11. 4x6					φ 3. 5x4	φ 3. 3x46
S2h4st	L2	C1	φ 10. 2x4 st. (Trans.)	φ 10. 9x6					φ 3. 5x4	
Multi-sector Calculation Model										
M2h3st	L2 (x3)	C1	φ 10. 8x4 st.	φ 11. 4x6	φ 3. 5x4		MSC2			

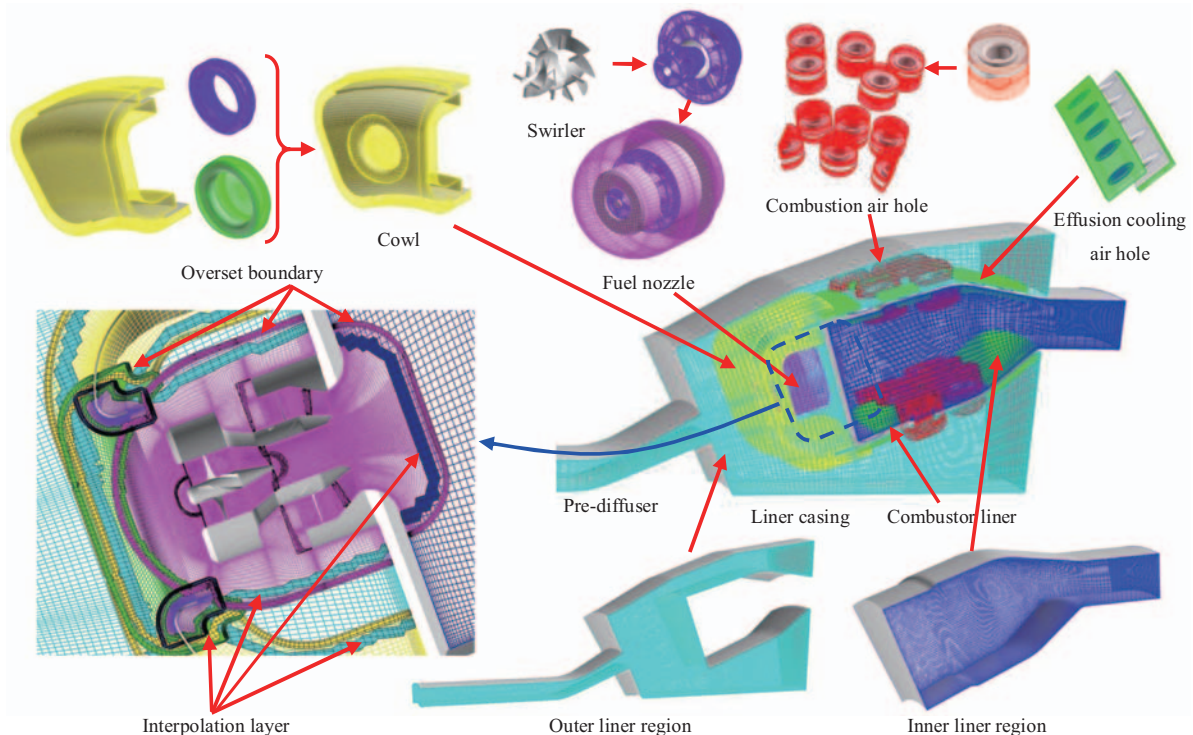


Fig. 2 Setup of combustor calculation grid and interpolation layer along overset boundary.

らの因子に対して行われ、本燃焼器の開発においてもその調整に多くの労力が注がれた。今回の解析においても、空気孔の大きさ、数及び配置をスクリーニング作業のパラメータとして用い、また、燃料ノズルと各空気孔への流入を再現するために、圧縮機出口のプレディフューザの入り口から燃焼器出口までの、カウルなどの複雑な形状や燃焼器ライナ外側の領域を含んだ解析を行った。ただし、ライナ壁面の温度上昇を抑えるために約200個空けられている $\phi 1\text{ mm}$ のエフュージョン冷却孔については、計算コスト低減のため、4章で扱う検証用の1ケースでのみ計算対象に含めた。

今回解析対象としている試験モデルは、燃焼試験で用いたマルチセクタ燃焼器 (Multi Sector Combustor) MSC1とMSC2、及び環状燃焼器 (Full Annular Combustor) FAC1とFAC2の4形態である。MSC2はMSC1よりも燃焼器全体の圧力損失を低減するよう改良されており、図1(d)に示すようにライナ形状を変更し、燃焼用と希釈用空気孔径も拡大している。環状燃焼器FAC1は、MSC2のシングルセクタ領域(1/3区画)を16個並べた形態となっており、空気孔径も同一としている。FAC1の燃焼試験結果を受けて更に空気孔径などの調整を行い、最終形態のFAC2を得た。計算モデルのリストを表1に示すが、前述の試験モデルに対応したモデルと、それらの間をパラメトリックに形状変更したモデルを設定した。形状パラメータとしては、ライナ・カウル形状、燃焼用・希釈用空気孔径と配置、冷却空気孔の有無の5つを用いて、表中では、前モデルからの変更箇所をハッチングで強調した。また、対応する試験モデルがある場

合は、マルチセクタもしくは環状燃焼器の試験モデルを示した。

3. 解析手法

2章で述べたように、主として初期設計段階でのスクリーニング作業に役立てることを目的として、比較的短時間で数多くの燃焼器モデルの流れ場解析を行うのに適した計算手法を用いた。ライナやカウル形状のみならず、空気孔の大きさや配置を容易に変更可能とするために、これらをパーツに分けてプログラムで作成した後にそれぞれのパーツを組み合わせるように、重合格子法とマルチブロック構造格子法に対応して大規模な並列計算も可能なJAXA開発の3次元圧縮性コードUPACS (Unified Platform for Aerospace Computational Simulation) を使用した。本コードでの解析手法の詳細は参考文献¹⁸⁾を参照されたいが、完全気体の3次元RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) 方程式をセル中心の有限体積法によって離散化し、対流項FluxにはMUSCL法で高精度化したRoeスキームを、拡散項には2次精度中心差分を用い、時間積分にはMFQS法による陰解法を用いた。また、乱流モデルはSpalart-Allmarasモデル¹⁹⁾を用いた。

本手法を適用して生成した燃焼器格子の例を図2に示す。環状燃焼器を周方向に16分割した領域(シングルセクタ)を切り出し、プレディフューザとインナケーシングを含んだ範囲を計算領域とした。また、形状パラメータを容易に変更できるように、各構成部品の格子はJAXA開発のプログラムによって線、面、ブロック、グ

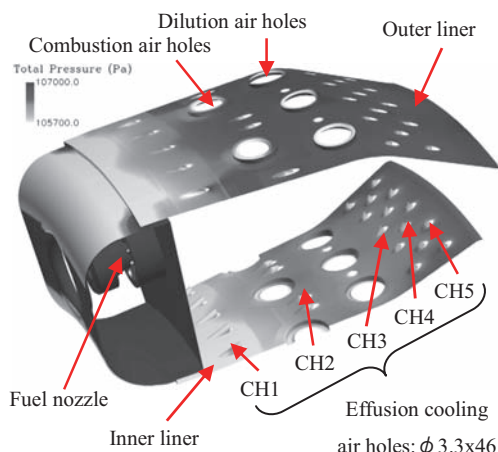


Fig. 3 Setup of combustor calculation grids of S2h3stcool including effusion cooling air holes, shown with distribution of total pressure on combustor liners.

ループの順に作成され、図2上図に示すカウル、燃料ノズル、空気孔等の格子を個別に作成し、下図の燃焼器ライナ内外の背景格子と重合境界で結合した。図2左図は燃料ノズル周辺の格子の重合状態を示しており、重合境界に沿って内側に2セルの厚さの補間点層が生成されている。重合している領域には重合境界と補間点層の両方が含まれるため、10セル以上重なるように格子を作成した。UPACSでの重合格子法の詳細については、参考文献²⁰⁻²²を参照されたい。また、燃焼器内の圧力損失の多くはケーシングや燃料ノズル、ライナの壁付近で生じると考えられるため、壁付近での y^+ が3程度に抑えられるように壁付近に格子を集めた。

境界条件は、周方向に分割した面は周期境界とし、プレディフューザ入口と燃焼器出口の間に与える圧力損失を試験に合わせて設定した。流入空気温度はMSCの大気圧試験に合わせて500Kとした。例えば圧力損失が9%の場合、燃料ノズルの出口付近でのレイノルズ数は約47,000、スワール数は約0.5となった。

なお、複雑形状に対応する手法として非構造格子法も候補としてあげられ、また、本手法では重合境界での内挿処理で計算精度が落ちる恐れがあるが、上記のように形状パラメータを変更しながら数多くの計算を行う利点を優先させた。

4. 解析手法の検証

実形状燃焼器の設計にコールドフロー解析を適用して得られる重要な情報の一つに、燃料ノズルや空気孔への空気量配分が挙げられる。設計の際には各空気孔の実面積と流量係数から各部の有効開口面積を見積もるが、燃焼器内の流れ（流れの角度、全圧分布）によって各空気孔への流入量が変わるため正確に見積もることが困難であり、各開口部等で生じる圧力損失のバランスで決まる燃焼器全体としての圧力損失を見積もることが難しい。実験でも各孔で生じる圧力損失を計測することは困難で

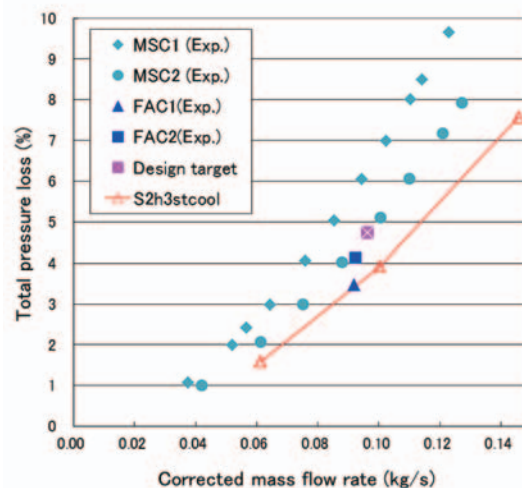


Fig. 4 Comparison of total pressure loss for experimental models and calculation model S2h3stcool.

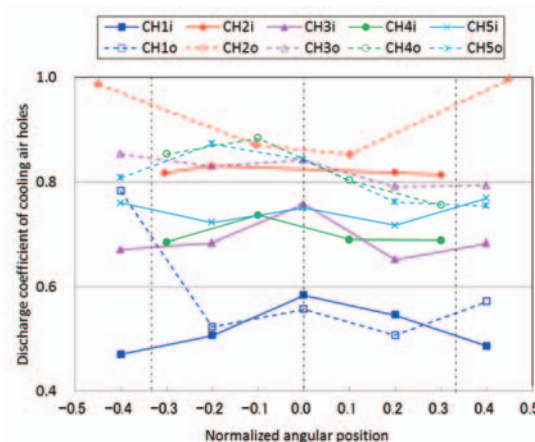


Fig. 5 Distribution of overall discharge coefficient of effusion cooling air holes. (i: inner liner, o: outer liner.)

あり、図1に示したプレディフューザの出口と燃焼器出口での全圧プローブの差で燃焼器全体の圧力損失が計測されている。数値解析で燃焼器全体の圧力損失を見積もるためには、燃焼器ライナ上の開口部を可能な限り再現しなければならない。実際の燃焼器ではライナ上に $\phi 1$ mmのエフュージョン冷却孔がシングルセクタ区画あたり約200個空いているが、ここでは、冷却孔の総開口面積を合わせ、かつ冷却孔の軸方向位置による流量配分の変化も再現するため、 $\phi 3.3$ mmの冷却孔を5列に分けて合計46個配置した解析を行った。図3に壁面冷却孔を空けた計算モデルS2h3stcoolのライナ外観と、数値解析結果の全圧分布を示す。総格子点数は約2,600万点、格子ブロック数は約560の大規模な解析となった。

解析結果の比較対象として、図4に各試験モデルMSC1, 2及びFAC1, 2の流量-圧力損失の計測結果を示す。MSC1, 2については、大気圧下で入口温度を500Kとし、空気流量を数点変化させて取得したデータ、FAC1, 2についてはエンジン設計点 (Design target) の高温高圧条件で周方向にトラバース計測された平均のデータが“Exp.”で示されている。横軸の修正空気流量 (W_{acr}) は

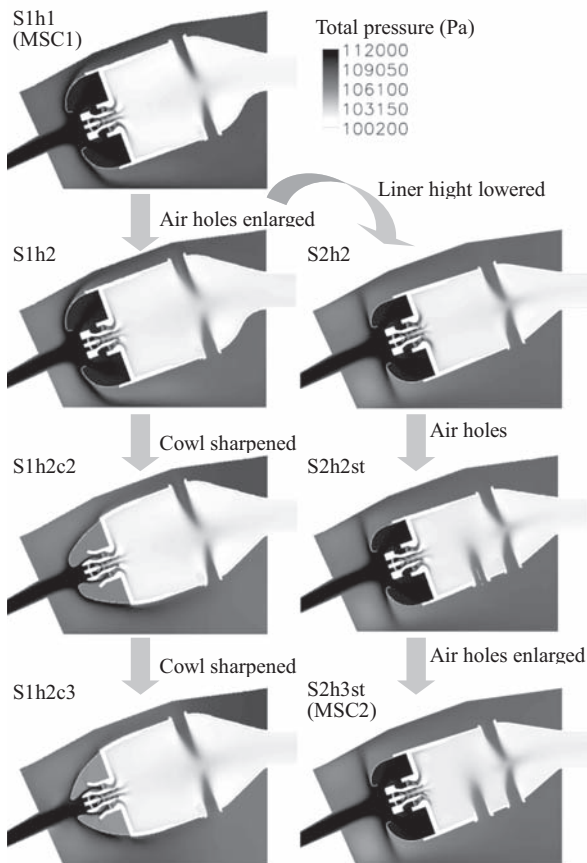


Fig. 6 Transition of combustor configurations shown with calculated total pressure.

以下の式(1)で算出した。ここで、 Wa はシングルセクタ区画の流入空気流量で、添え字“ref”は参照状態を表し、ここでは $T_{ref}=288.15K$, $P_{ref}=0.1013MPa$ としている。

$$Wa_{cr} = Wa \sqrt{\frac{T}{T_{ref}}} \frac{P}{P_{ref}} \quad (1)$$

同じグラフに計算で得られたS2h3stcoolの流量-圧力損失の結果を示すが、対応する試験モデルFAC1の圧力損失とはほぼ一致している。個々の燃料ノズルや空気孔等での比較では無く、また、冷却孔については $\phi 1mm$ の孔を $\phi 3.3mm$ で置き換えているため詳細な議論は出来ないが、燃焼器内の各部で生じる圧力損失のバランスで決まる全体の圧力損失が実験値と近い値となっているため、各部での圧力損失についても大きな差は生じていないと考えられる。これにより、今回用いている解析手法が妥当であると考えられる。

さらに、個々の冷却孔への流量配分を調べるため、図5にインナ・アウトライナ上の冷却孔の流量係数の周方向分布を示した。横軸はシングルセクタ区画の角度で規格化した周方向角度を示し、0が燃料ノズルの中心位置に対応する。流量係数の算出に用いる差圧としてはライナ差圧を用いた。冷却孔列には上流側からCH1～5の記号を付け、インナライナ (-i)・アウトライナ (-o) も区別して表示している。一部を除いて周方向のばらつきは大きくないが、軸方向に配置された列毎には大きな差

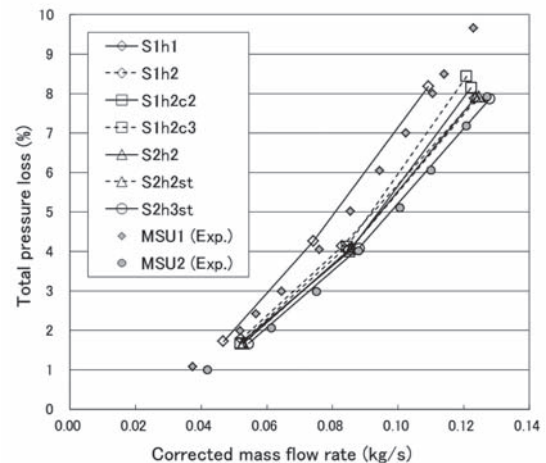


Fig. 7 Effect of combustor configuration on total pressure loss of model combustors, shown with experimental values.

が生じており、ライナのインナ側とアウト側の比較でもアウト側の流量が多い傾向がある。これは、燃焼器が環状形態であるためアウト側流路の断面積・流量が多くなり、またライナの外側では下流ほど速度が遅くなることにより、ケーシング付近から回り込み流れの圧力損失が小さくなり、図3に示したようにライナ上の全圧に分布が生じたためと考えられる。これらの冷却孔の流量係数を単純平均すると約0.7となるが、軸方向位置（上流・下流）及びインナ側とアウト側で空気量配分に差が生じていることも燃焼器設計の際に考慮することにより、燃焼器全体の有効開口面積の見積もり精度が向上することが判った。

5. 燃焼器設計におけるコールドフロー解析の適用例

5.1 燃焼器形状の影響

燃焼器設計の初期段階で、燃焼器形状の変更が燃焼器ライナ外側流路内の流れ場と全体の圧力損失に与える影響を調べた。解析モデルS2h3stcoolではライナ上の冷却空気孔を模擬したが、計算負荷が大きいため、以降は冷却孔を省略し燃料ノズルと燃焼用及び希釈用空気孔のみ再現している。これにより、計算格子点数は1,200万点、格子ブロック数は約180に軽減された。

図4には燃焼器圧力損失の設計点もプロットされているが、初期のマルチセクタ試験モデルMSC1の圧力損失は設計値より高めとなったため、後続モデルのMSC2では2章で述べたようにライナ形状を図1(d)の様に變更し、燃焼用及び希釈用空気孔径を表1の様に拡大することで、設計点に近い圧力損失に調整した。表1に示したように試験モデルMSC1, MSC2には解析モデルS1h1, S2h3stがそれぞれ対応しており、その間でライナ・カウル形状、空気孔径・配置等の形状パラメータを少しずつ変更したモデルについて数値解析を行い、どのパラメータが圧力損失に効いているかを調べた。

図6に解析モデル形状と中心断面での全圧分布の推移を示すが、S1h1から空気孔の径を拡大した形状S1h2、

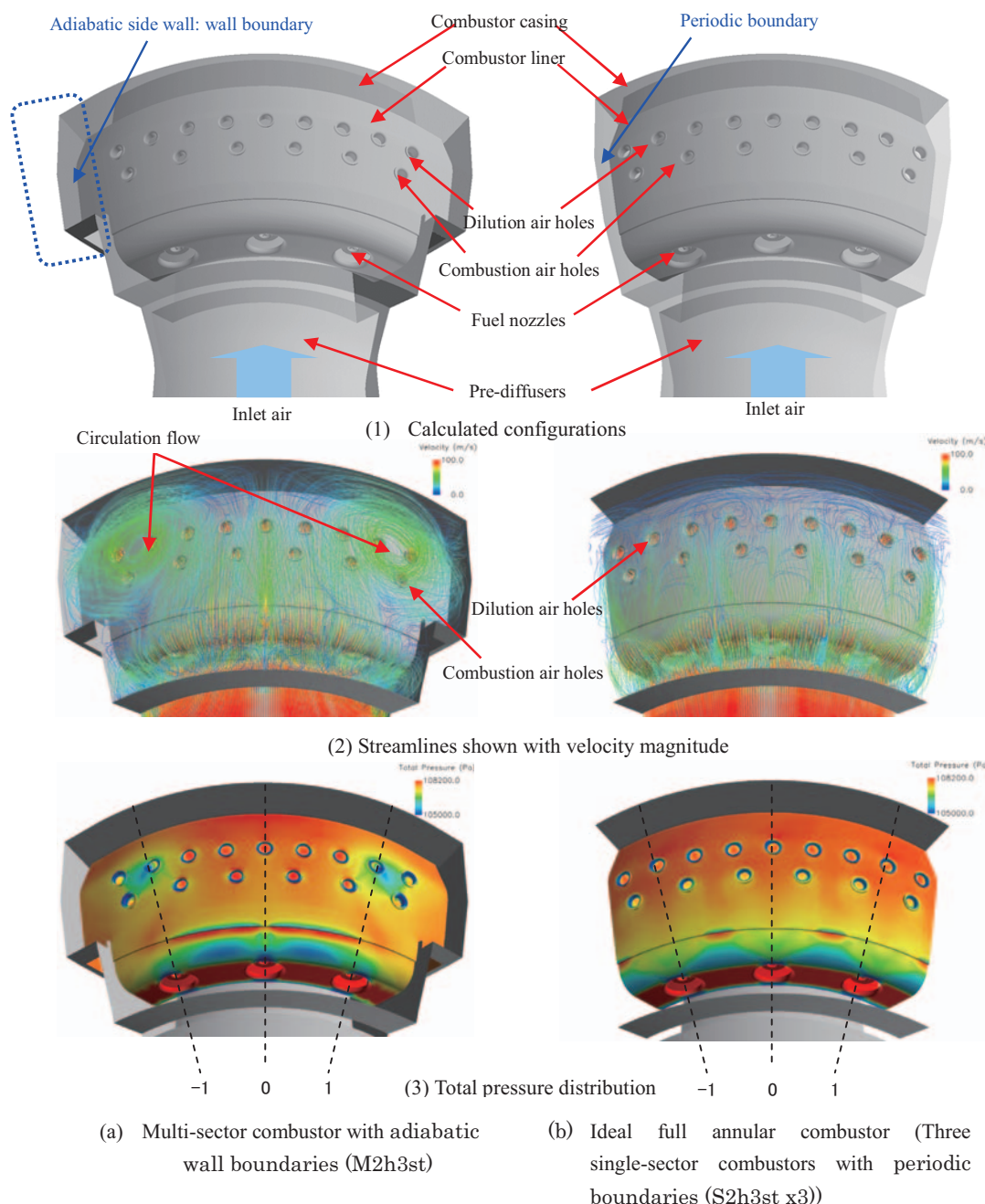
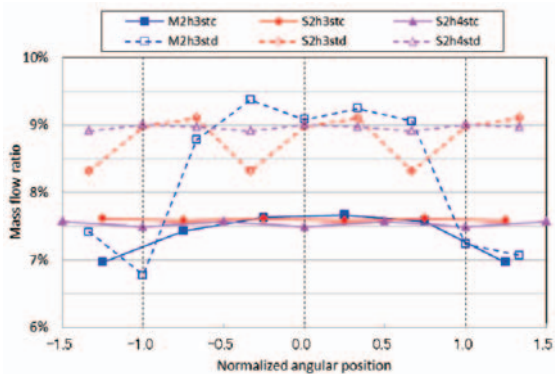


Fig. 8 Comparison between multi-sector and ideal full annular configurations.

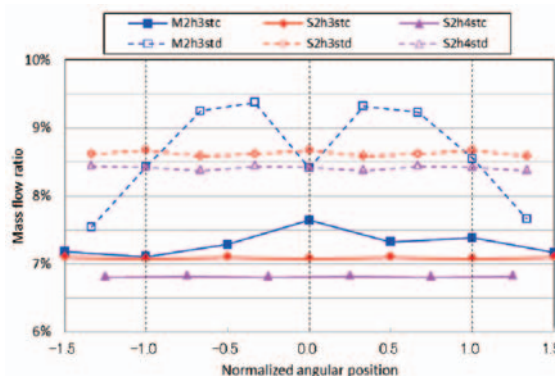
そこからカウルの形状を鋭くしたS1h2c2とS1h2c3, S1h2からMSC2の高さまでライナを低くした形状S2h2, 燃焼用空気孔をインナ・アウトライナで千鳥配置としたS2h2st, 希釈用空気孔間に $\phi 3.5$ の孔を追加したS2h3stについて, 圧力損失を1～9%の間で3点変化させ, 流入空気量との関係を調べた。修正空気流量と圧力損失の関係を実験での計測値と併せて図7に示す。本解析では冷却空気孔を省略しているため, どの解析モデルも試験モデルMSC1, 2の圧力損失より高く見積もるはずであったが, 5.2章に示したようにマルチセクタ形態が持つ側壁板の影響でライナ外側の流れ場が阻害されることにより, 上記のシングルセクタ形態の解析モデルではマルチセクタ形態のモデルM2h3stよりも圧力損失を少なめに

見積もるため, 結果的に, 対応する解析モデルS1h1とS2h3stは試験モデルの圧力損失と比較的近い値を示している。

図7から, S1h1に比べてS1h2, S1h2c2, S1h2c3, S2h2は圧力損失が同程度減少していることが判る。従って, S2h3stでの圧力損失の減少には空気孔の拡大が最も効いていると言える。一方で, カウル形状の変更によっても多少の圧力損失変化は確認される。カウル形状C2, C3では鋭角化することにより圧力損失低減を期待したが, S1h2c2とS1h2c3では逆に圧力損失は高くなる結果となったため, 燃焼試験用のモデルは作成されなかった。また, 燃焼試験結果から燃焼用空気孔を千鳥配置に変更したS2h2stでは圧力損失に大きな変化は無く, 更に希釈



(a) Distribution on outer liner



(b) Distribution on inner liner

Fig. 9 Comparison of mass flow ratio distribution between multi-sector and ideal full annular combustor models.

(-c: combustion air holes, -d: dilution air holes.)

用空気孔間に $\phi 3.5\text{mm}$ の孔を追加したMSC2に対応するS2h3stについては、開口面積が増えた分だけ圧力損失が低下している。

このように、冷却孔を省略した比較的計算負荷の軽い解析モデルでは、圧力損失について定量的な議論は困難だが、形状パラメータを変更したモデル間の圧力損失の変化など定性的な評価が可能となり、燃焼試験と併せて本燃焼器の設計に活用された。

5.2 マルチセクタ燃焼器と環状燃焼器の差の評価

燃焼試験及びコールドフロー解析により、図1(b)のマルチセクタ燃焼器の開発段階においてNO_x排出低減を含めた燃焼性能、着火と保炎性能について良好な結果が得られ、その結果を基にMSC2と同じ形状パラメータで図1(a)の環状燃焼器FAC1を設計・製作し、実温実圧条件下での燃焼試験を行った。しかしその結果、図4に示したようにMSC2で予測していたよりFAC1の全体の圧力損失が低下し、また、空気量配分にも差が生じたため、燃焼性能もMSC2より悪化した^{(2),(3)}。

マルチセクタ燃焼器MSC2と環状燃焼器FAC1の差について様々な要因を検討する中で、MSC2の試験で用いた断熱用側壁板周辺の付加領域が流れに与える影響を調べることとし、数値解析で図8(1)に示すようにシングルセクタ区画相当のS2h3stを3つ接合し、左右の周期

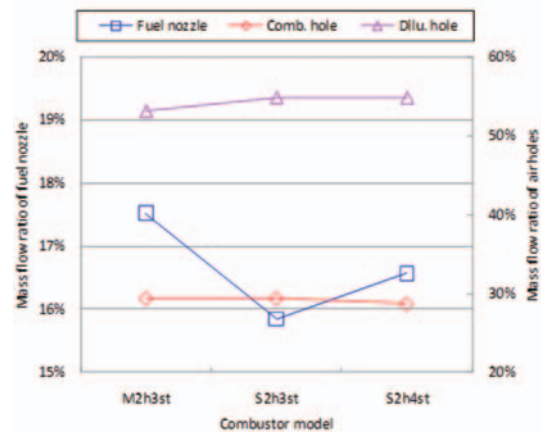


Fig.10 Comparison of mass flow ratio among multi-sector and ideal full annular combustor models.

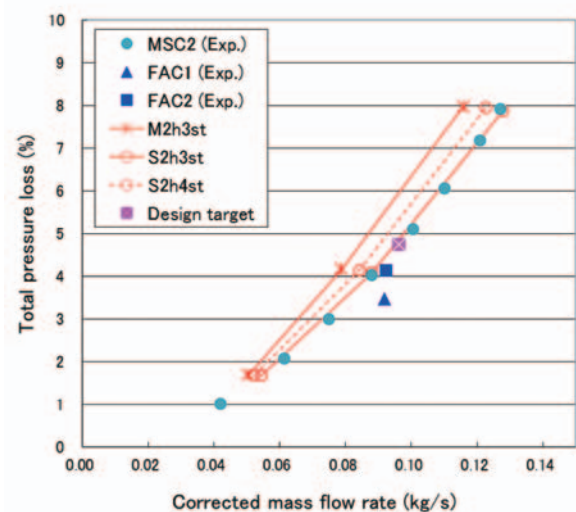


Fig.11 Comparison of total pressure loss among multi-sector and ideal full annular combustor models.

境界に試験モデルと同じく側壁領域を付加した計算モデルM2h3stに対して解析を行った。計算で得られた流れ線を図8(2)に、ライナ上の全圧分布を図8(3)に示すが、M2h3stの結果(a)と、環状燃焼器FAC1相当(シングルセクタS2h3stの結果を3つ並べた)の結果(b)を比べると、M2h3stでは側壁付近に循環流が発生することにより圧力損失が生じ、燃焼用と希釈用空気孔への空気量配分が減っている事が判る。即ち、S2h3stに相当するFAC1では想定以上に空気孔からの流入が増えていることが考えられた。その分の是正を図り、燃焼用と希釈用空気孔を縮小した計算モデルS2h4stについて解析を行い、アウト及びインライナの燃焼用と希釈用空気孔への空気流量配分をM2h3stとS2h3st、S2h4stで比較した結果を図9に示す。横軸は図5と同様に中央の燃料ノズルの中心を0としてシングルセクタ分の角度で規格化された周方向の位置を表し、3つの垂点線は3つの燃料ノズルの中心位置を示す(図8(3)の点線も同様)。S2h3stとS2h4stはシングルセクタ区画に対する同じ結果を3つ並べて表示している。M2h3stについては、特に希釈用空気孔

(-d)での流量配分の変化が大きく、側壁付近に生じた循環流により、後方への流れが阻害されていることが判る。

次に、燃料ノズルと燃焼用及び希釈用空気孔への流量配分をM2h3st, S2h3stとS2h4stで比較した結果を図10に示す。S2h3stではM2h3stよりも、流量係数の小さいノズルへの流量が1割以上少なくなっており、全体の圧力損失が低下した原因の1つと考えられる。改良型のS2h4stではノズル流量の半分程度の回復が見られ、図11に示すように全体の圧力損失もM2h3stとS2h3stの中間程度に増加している。この解析結果を受けて、環状燃焼器試験モデルFAC2はS2h4stを元に設計変更し、図11に示すように圧力損失がMSC2に近づいた。燃焼性能でもMSC2に近づいて良好な結果が得られ、NO_xはICAO CAEP4基準値の38%まで低減することに成功した。なお、FAC2では製作の都合上燃焼用空気孔の配置が上下ライナで逆になり、S2h4stもそれに合わせた配置とし、表1では“Trans.”と表記されている。

6. まとめ

実形状の航空用燃焼器設計の初期段階のスクリーニング作業に用いることを目的とした効率的な解析手法として、重合格子法とマルチブロック構造格子法を併用したコールドフロー解析を提案した。本手法をJAXA TechCLEANの一環として行ってきた小型航空エンジン用燃焼器の開発過程に適用し、下記の結論を得た。

- (1) 実験結果との燃焼器全体の圧力損失の比較により本手法の妥当性が確認された。
- (2) ライナ上の冷却空気孔の有効開口面積が上流からの位置により大きく変わる事が確認された。
- (3) 本手法により空気孔毎の流量配分の予測が可能となり、燃焼器設計において全体有効開口面積をより精度良く見積もる事が可能となった。
- (4) 燃焼器の形状パラメータの変更が全体の圧力損失に与える影響が予測可能となり、スクリーニング作業において本手法が有効である事が確認された。
- (5) マルチセクタ燃焼器を扱う際には側壁の影響を考慮することが重要であることが判り、数値解析の結果を元に行った改良により、燃焼試験でもNO_x排出の更なる低減など、良好な結果が得られた。

参考文献

- (1) 牧田光正, 他, “航空エンジン環境技術研究開発プロジェクトにおける燃焼器開発 (マルチセクタ燃焼器による実温実圧試験)”, 第34回ガスタービン定期講演会前刷り集, 2006, pp.187-192.
- (2) 牧田光正, 他, “航空エンジン環境技術研究開発プロジェクトにおける燃焼器開発 (フルアニュラ燃焼器による性能確認)”, 第35回ガスタービン定期講演会前刷り集, 2007, pp.23-26.

- (3) M. Makida et al, “Verification of low NO_x performance of simple primary rich combustion approach by a newly established full annular combustor test facility”, ASME GT2008-51419, 2008.
- (4) IPCC, “Aviation and the Global Atmosphere, A Special Report of IPCC Working Group I and III”, 1999, Cambridge Univ. Press.
- (5) O'Rourke P. J., “Collective Drop Effects on Liquid Spray,” Ph. D Thesis of Princeton Univ., 1982.
- (6) A. K. Tolpadi, “Calculation of Two-Phase Flow in Gas Turbine Combustors,” J. Eng. for Gas Turbines and Power, Vol.117, 1995, pp.695-712.
- (7) R. E. Malecki, et al, “Application of an Advanced CFD-Based Analysis System to the PW6000 Combustor to Optimize Exit Temperature Distribution -Part I-,” ASME 2001-GET-62, 2001.
- (8) CITS, “2005 Annual Technical Report,” Stanford Univ., 2005.
- (9) CERFACS, “Scientific Activity Report,” Jan.2004-Dec. 2005.
- (10) S. Menon, et al, “Subgrid Modeling for Simulation of Spray Combustion in Large-Scale Combustors”, AIAA J., Vol. 44, No. 4, 2006, pp.709-723.
- (11) E. Fedina, “Combustion LES of CESAR Multi-Burner Annular Combustor”, AIAA 2011-785, 2011.
- (12) S. Hermeth, et al, “LES evaluation of the effects of equivalence ratio fluctuations on the dynamic flame response in a real gas turbine combustion chamber”, Proc. of Comb. Inst., 34, 2013, pp.3165-3173.
- (13) Lefebvre, A. H., “Gas Turbine Combustion,” 2nd Edit., 1998, TAYLOR&FANCIS.
- (14) W. I. Dodos, et al, “Design of Modern Turbine Combustors”, 1990, ACADEMIC PRESS.
- (15) N. K. RIZK, et al, “Three-dimensional NO_x modeling for rich/lean combustor,” AIAA PAPER 93-0251, 1993.
- (16) Hasegawa, et al, “Effect of Pressure on Emission Characteristics in LBG-Fueled 1500C-Class Gas Turbine,” ASME Paper No.97-GT-277, 1997.
- (17) Blomeyer, et al, “Mixing Zone Optimization of a RQL Combustor,” J. of Propulsion and Power, 15, 2, 1999, pp.288-295.
- (18) R. Takaki, et al, “The Development of the UPACS CFD Environment”, Proc. of 5th Int. Sym. ISHPC 2003, pp.307-319.
- (19) Spalart, P.R., et al, “A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows”, AIAA Paper 92-0439, 1992.
- (20) 松村洋祐, 他, “UPACS の重合格子解析における重合境界設定手法について”, ANSS 2004 論文集, JAXA-SP-04-12, 2004, pp.248-253.
- (21) 山根敬, 他, “流体・熱伝導連成数値解析における重合格子法の活用手法について”, 第36回ガスタービン定期講演会前刷り集, 2008, pp.31-35.
- (22) T. Yamane, et al, “Introduction of Combined Usage of Overset Grid Method in Conjugate Heat Transfer Simulation,” ASME GT2008-59832, 2009.

対向噴流混合における流路形状の影響 (混合性能)

Influence of Flow-Pass Shape on Opposing Jet Flow (Mixing Performance)

長尾 隆央^{*1}
NAGAO Takahisa松野 伸介^{*1}
MATSUNO Shinsuke林 光一^{*2}
HAYASHI A.Koichi

ABSTRACT

In order to evaluate a mixing of fuel with dilution air in jet engine, an unsteady turbulent flow analysis is performed in a simplified combustor. The flow channel consists of the opposed jets and cross-flow, which are normal to each other. A mixing performance and mixing behavior are studied using parameters, spacing of jet holes (S), height of duct (H), jet diameter (D) and momentum flux ratio of jet and crossflow (J). As a result, we find that mixing performance is estimated by the parameter $C=S/H*\sqrt{J}$ when $H/D=5$ or less and becomes well when C is large. When H/D is larger than 5, say 7.5 and 10, there exist the conditions where mixing performance becomes worse. Because the interaction between two opposed jets occurs downstream the potential core, it is considered in this case that mixing performance by opposed jet interaction is weakened. When H/D is small, the interaction between two opposed jets occurs in the potential core. It suggested that the mixing performance is sensitive by the positional relation with a potential core and collision plane of two jets.

Key words : ジェットエンジン, 燃焼器, 対向衝突噴流, 混合, LES
Jet Engine, Combustor, Opposed jets, mixing, LES

1. 緒言

ガスタービンエンジンの効率を上げるために、燃焼器温度は年々上昇している。また、重量を低減するために小型化することも重要となってきた。しかし、高温化や小型化は燃焼によって生成する高温ガスの温度が上がり、混合する距離が短くなることであり、燃焼器出口での温度分布を悪化させる要因となる。もし出口温度分布に高温のホットスポットが存在するなら、タービンの寿命に大きな影響を与えることが懸念されるため、出口温度分布は十分に一様であることが望ましい。

図1にRQL (Rich-burn Quick-quench Lean-burn) 燃焼器⁽¹⁾の断面図の概略図を示す。実際の形状は、この断面をガスタービン軸で回転させた環状の形状となっている。過濃燃焼領域では、ノズルから噴射された燃料がスワール保炎器で空気と混合して燃焼するが、空気量は化学量論比より少ないため未燃燃料が残存する。保炎器の下流において、希釈空気が流入し、過濃燃焼領域の高温燃焼ガス・未燃燃料と急速に混合し、未燃燃料が燃焼す

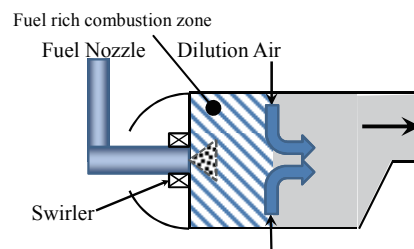
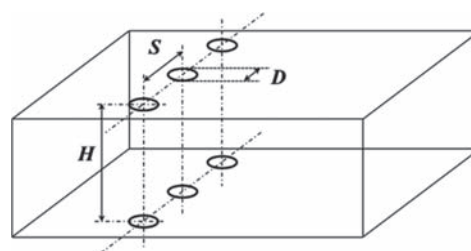


Fig. 1 Schematics of RQL gas turbine combustor

Fig. 2 Explanation of geometric parameters S, H, D

る。RQL燃焼器の温度分布は、希釈空気によって調整されるため、その流動を把握しておくことは重要である。

希釈空気による流れは、主流に直交に流入する対向噴流としてモデル化され、古くから検討されている。HoldemannとWalker^{(2),(3)}は、図2のような矩形流路に直交に噴出する対向噴流と非対向噴流について研究を行い、

原稿受付 2015年5月25日

校閲完了 2016年2月26日

*1 株式会社IHI 熱・流体研究部

〒235-8501 横浜市磯子区新中原町1番地

*2 青山学院大学 理工学部 機械創造工学科

〒252-5258 相模原市中央区淵野辺5-10-1

孔形状, 孔径 D , 孔間隔 S , 高さ H , 噴流と主流の運動量流束比 (momentum flux ratio) J を変えた場合の混合状態をまとめている。運動量流束比 J は次の式で表される。

$$J = \frac{\rho_j u_j^2}{\rho_m u_m^2} \quad (1)$$

ここで ρ :密度, u :流速, 添字 j :噴流, 添字 m :主流

また, Holdeman⁽⁴⁾は実験により, 直交流中の噴流混合は以下のパラメータ C で整理できることを見出した。

$$C = \frac{S}{H} \sqrt{J} \quad (2)$$

ここで S :噴流間隔, H :流路高さ。

C は, 噴流1つあたりの流路の扁平度 (S/H) と, 主流に対する噴流運動量流速比 J の平方根に比例する。 J が増加すると噴流の貫通距離は上昇し, J が一定で H が増加すると H に対する噴流の貫通距離は下がることになる。Liscinskyら⁽⁵⁾は, 対向噴流の場合は $C=2.5$ が出口分布を最も均一化できる値としているが, 一方, J が大きいほど混合が良いとも報告⁽⁶⁾しており, 検討の余地がある。

我々の以前の研究では, 燃焼器をモデル化した形状において対向衝突噴流をLES解析し, 噴流に直交する主流の無い条件⁽⁷⁾と主流の流速を変化させた条件⁽⁸⁾で, 対向衝突噴流による非定常混合現象を調べた。その結果, 主流に対して噴流運動量が大きい場合は噴流の衝突面に生成される円盤状のジェット付近での混合が支配的なのに対し, 主流がある場合は, 上下の噴流が互いに干渉して非定常な振動を引き起こし, 混合が促進されていることが判明した。主流が非常に速い場合には, 上下噴流が干渉せず, 混合も弱くなる傾向であった。ただし, この解析では流路形状は一定であり, 噴流間隔や流路高さの影響が不明だった。

現在, 噴流間隔 S と流路高さ H をパラメータとした解析を行い, 混合メカニズムと混合性能に与える影響を明らかにするための検討を進めている。本論文の目的は, 噴流間隔 S , 流路高さ H とパラメータ C が全体的な混合性能へ与える影響について報告することである。図3に示すように, パラメータ領域を広げた影響を見るため, Holdemannらによる先行研究⁽²⁾⁻⁽⁶⁾において行われていない形状パラメータ領域と, 実機燃焼器に合わせた領域を解析条件に選んだ。

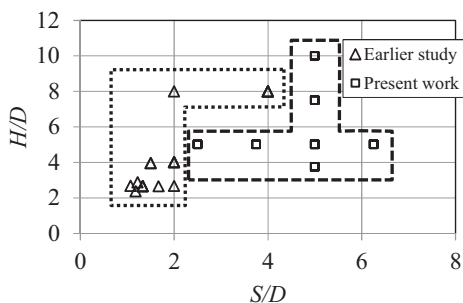


Fig. 3 Geometric parameters of earlier and present study

2. 対象形状・解析モデル

流路構成としては, 先行研究⁽⁷⁾と同じように, 矩形流路に直交する対向噴流を有する流れを採用した。噴流口は Z 方向 (奥行き方向) の中間に位置している。図4に対象とする形状を示す。 D は噴流孔径, S は噴流孔間隔, H は流路高さ, V_j は噴流流速, V_m は主流流速, X_j は主流入口と噴流孔の距離である。 X, Y, Z 軸の原点位置は上下噴流入口中心線上の中間点である。図上で S は流路幅として表示されているが, 手前側と奥側の境界に周期境界を設定しているため, 噴流孔間隔も S となる。

流路の左端から主流が流入する。右端は大気開放である。噴流は厚みを持ったオリフィスを通することで生成される。オリフィスの厚さは $0.5D$ であり, 図5のように, オリフィス上流に $9.5D \times 5D \times 5D$ ($X \times Y \times Z$ 方向)の立方体形状の導入部がある。オリフィス部の平均流速が $V_j = 20\text{m/s}$ となるように入流速を設定した。オリフィス部のレイノルズ数は $D=20\text{mm}$ を基準長さとした場合, 約 2.0×10^4 である。流入流速は, オリフィス上流と主流の両方とも一様とした。主流・噴流は空気であり, 温度は 300K である。

今回は S/D , H/D , J を変化させて解析を行った。設定条件の一覧を表1に示す。

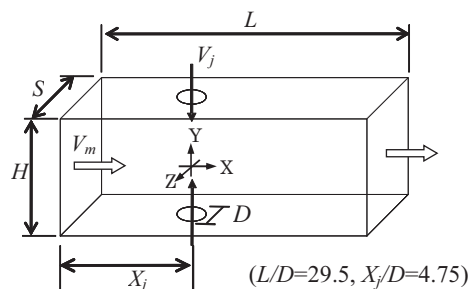


Fig. 4 Outline of flow passage configuration

Table 1 Configurations and conditions of calculated cases

S/D	H/D	Name	J
5.0	5.0	S5-H5	4,9,16,36,64
5.0	3.75	S5-H3.75	4,9,16,36
5.0	7.5	S5-H7.5	4,9,16,36
5.0	10.0	S5-H10	9,16,36,64
2.5	5.0	S2.5-H5	4,9,16,36
3.75	5.0	S3.75-H5	4,9,16,36
6.25	5.0	S6.25-H5	4,9,16,36

3. 数値解析手法

数値解析にはOpenFOAM 2.1.0のreactingFoamを使用した。OpenFOAMは広く利用されており, 例えば, 密度の異なるガスの乱流混合を検証した研究⁽⁹⁾や, 超音速主流中に流入する直交噴流の燃焼解析⁽¹⁰⁾等の研究に使われており, 実験と定量的に一致したと報告されている。また, 紙面の都合上詳細は記さないが, 我々の実験結果⁽⁷⁾と本コードの解析結果を比較したところ, 定量的に一

致する結果を得た。本コードにより対向噴流を計算することは妥当と考える。今回はパラメータを変化させた解析のため条件数が多いが、オープンソースの利用によりソフトウェアの費用を削減できたので、大規模並列解析が可能となり、短期間で解析結果を得た。

表2に計算モデルを示す。気体の物性は主流と噴流で同一とするが、混合を評価するため独立した化学種として扱う。支配方程式には非圧縮性Navier-Stokes方程式を用い、Large Eddy Simulationモデルを採用した。図5に解析格子例を示すが、最小格子幅は0.2mm、流路内の平均格子幅は2mmである。格子密度を一定としたため、格子点数は計算領域の体積に比例して約250～500万点となった。

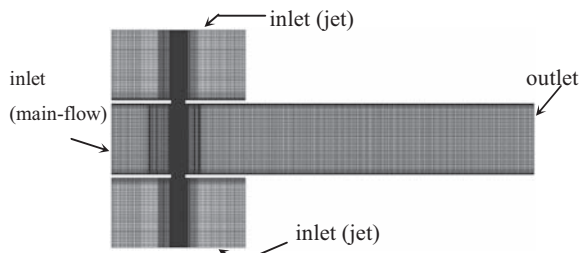


Fig. 5 Numerical mesh model (cross section at center of jet)

Table 2 Numerical methods and mesh conditions

CFD code	OpenFOAM 2.1.0 reactingFOAM
Equation	Incompressible Navier-Stokes
Turbulent	Smagorinsky model (LES)
Wall	Spalding law
Cell	Unstructured, Hexahedron
Discretization	Blended 2nd order central with 1st order upwind (9 : 1)
Parallelization	Region splitting, 100 CPUs
Min., Ave Δx	0.2mm, 2mm

4. 結果と考察

混合度合を評価するに当たり、Vranosら⁽⁴⁾は空間的な未混合度であるUnmixedness (U_s) という量を定義した。 U_s は以下の式で表される。

$$U_s = \frac{C_{rms}}{C_{avg}} = \frac{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\bar{C}_i - C_{avg})^2}}{w_m / (w_j + w_m)} \quad (3)$$

C_{rms} は評価部位濃度RMS, C_{avg} は完全混合時濃度, \bar{C}_i は局所時間平均濃度, w_m は主流流量, w_j は噴流流量である。ここで, \bar{C}_i は, ガス種として主流と噴流を定義した時の主流の体積分率を表す。 U_s が減少するほど, 断面内の濃度分布が均一となり, 完全に均一になれば0となる。

混合は滞留時間に応じて進行する。そのため, 平均流速が異なる条件間で比較を行う場合は, 同じ位置ではなく, 同じ滞留時間となる断面で比較することが重要となる。滞留時間 T_r は次のようになる。

$$T_r = \frac{X}{(Q/A)} \quad (4)$$

ここで, X は主流方向位置, $Q=Q_m+Q_j$, Q_m は主流体積流量, Q_j は噴流体積流量, A は流路断面積である。

ここでは, パラメータ C による未混合度の評価と H/D が大きい場合の結果の考察, 形状パラメータが混合性能に与える影響, 混合挙動について述べる。

Cによる未混合度の評価

本論文では, 一定の滞留時間 ($T_r=0.04$) が経過した後の未混合度 U_s を混合性能として評価する。図6に一定の滞留時間 ($T_r=0.04$) が経過した後の U_s を示す。 H/D がそれぞれ10, 7.5, 5以下となる点に対する近似曲線を記した。Holdemanら⁽⁴⁾は, 噴流から一定距離の断面における混合度合が C で整理できると報告しているが, 本研究では, C によって, 混合性能に一定の傾向が見える結果が得られた。図6によると, H/D が5以下の場合, $C=1 \sim 3$ では U_s にあまり変化がないが, $C>3$ では C が大きいほど混合性能は良くなる結果となる。 H/D が7.5以上では, C が大きくなると混合が悪くなる結果となった。

図7に, 未混合度 U_s が滞留時間 T_r に応じてどのように減少するかを示した代表例を示す。同一の C となる条件での解析で得られた結果を(a)～(d)としてまとめた。図7において, C が同一である場合は, 未混合度は比較的近い値に収束していく傾向にあるが, $C=3.0$ と4.0では一部の条件で大きく外れるものがあった (図7(c), (d))。これは図6でも同じ傾向が見られたが, H/D が7.5, 10と大きい場合である。 $H/D=7.5, 10$ の条件について細かく見ると, $C=1.5, 2$ の場合においても他の条件に比べて若干外れる傾向にあるが, C が減少するにつれて U_s の差は

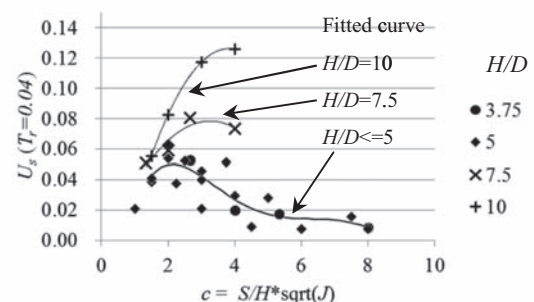


Fig. 6 Effect of C on Unmixedness at $T_r = 0.04$

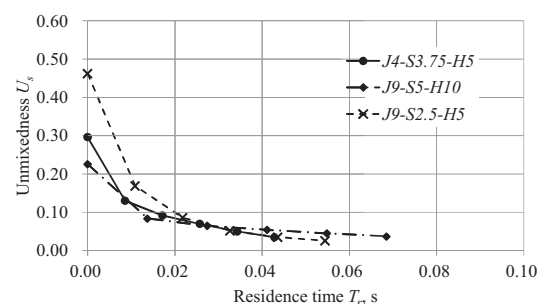
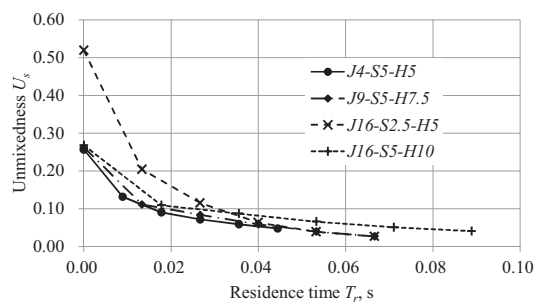
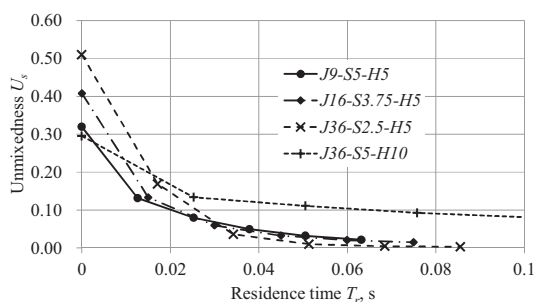
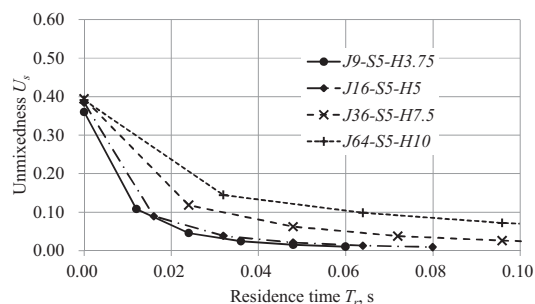


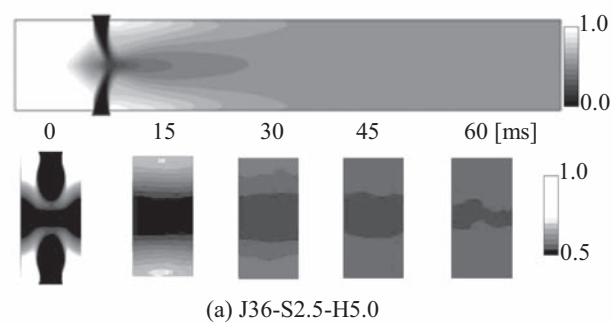
Fig. 7(a) Unmixedness distribution at $C=1.5$

Fig. 7(b) Unmixedness distribution at $C=2.0$ Fig. 7(c) Unmixedness distribution at $C=3.0$ Fig. 7(d) Unmixedness distribution at $C=4.0$

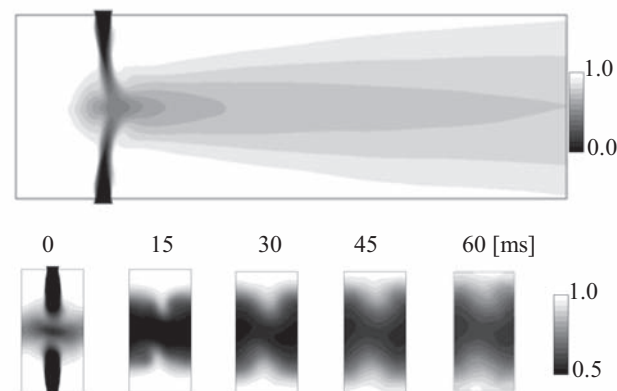
縮まっている (図 7 (a),(b),(c))。 C と H/D が大きい条件において、混合性能が悪化する傾向の現象は次項で考察する。

H/D が大きい条件の考察

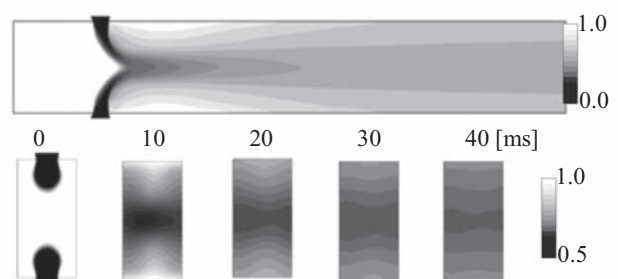
図 8 に $C=3.0$ 、図 9 に $C=1.5$ の場合の時間平均主流モル分率を表す。図 6、図 7 で見られたような、 C と H/D が大きい場合に混合性能が悪化する条件が存在する原因は、図 8 (b) にみられるように、ポテンシャルコアが消滅したのちに上下噴流の干渉が発生するため、その部分の流速が減衰し、噴流同士の干渉による混合の促進効果が弱まることが原因と考えられる。図 6 の近似曲線にも表される通り、 $H/D \leq 5$ の場合と、 $H/D > 7.5$ の場合の混合性能は、 C が小さくなるにつれて U_s の差が縮まっている。図 9 ($C=1.5$) のケースでは、図 7 (a) に示すように、 U_s と滞留時間 T_r の関係は H/D によらずに同一の曲線で表されており、これらの結果から、 C が小さいケース (主流が強く、噴流同士が干渉しない条件) では、 H/D が大きい場合に混合性能が悪化する現象は発生しないと考えられる。



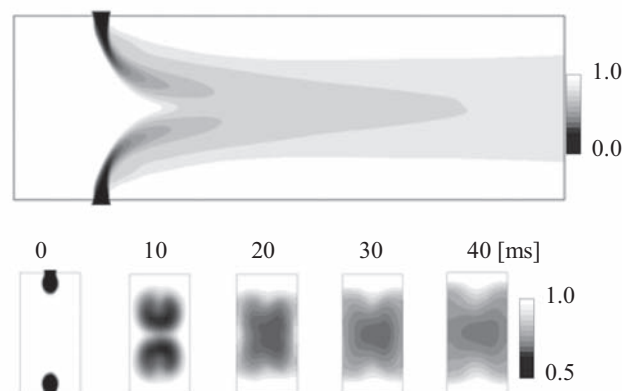
(a) J36-S2.5-H5.0



(b) J36-S5.0-H10.0

Fig. 8 Time averaged mole fraction of cross flow on $C=3.0$ (top: XY-plane ($Z=0$), bottom: YZ-plane (Specific T_r))

(a) J9-S2.5-H5.0



(b) J9-S5.0-H10.0

Fig. 9 Time averaged mole fraction of cross flow on $C=1.5$ (top: XY-plane ($Z=0$), bottom: YZ-plane (Specific T_r))

形状パラメータが混合性能に与える影響

図10に噴流と主流の運動量流束比 J と S/D が混合性能に与える影響を、図11に J と H/D が混合性能に与える影響を、図12に各 S/D における混合挙動を示す。

図10にみられるように、 H/D 一定の場合、 J が9以下の場合には S/D に比例して U_s が増加するが、 $J=16$ の場合は S/D に比例して U_s が低下する。 $J=36$ の場合は S/D による違いは小さくなった。これは、図12に示すように、 S/D が大きいと噴流幅に対する流路の割合が大きいため、 $J=4$ のように主流が速い場合は流路幅まで十分拡散できないからである。それに対して、 $J=16$ のように上下噴流が衝突する場合は、 S/D が大きい方が衝突によって噴流が横に広がることで拡散できる。 $J=36$ では噴流衝突が、衝突面に円盤状ジェットが生成するほど強くなり、円盤状ジェットや循環渦が発生することによる混合が支配的となるため、 S/D の影響を受けにくくなると考えられる。このように J が強い時は上下噴流の衝突と干渉によって混合が促進されると考えられ、我々の以前の論文^{(7),(8)}で議論されている。

図11によると、 S/D 一定の場合、 $J=4$ の場合は U_s に変化はないが、 J が9以上の場合には H/D に比例して U_s が増加する。増加割合は J が大きいほど大きい。これは、 H/D が大きい場合は、 J が同じでも距離が離れるために上下噴流の干渉が弱まり、混合が悪化するためと考えられる。NASA等の先行研究⁽²⁾⁻⁽⁶⁾や以前の我々の研究⁽⁸⁾でも J が大きくなると混合性能は上がる傾向となっており、図11では H/D が5以下の場合にはそのようになっているが、7.5以上では混合性能が逆転している。 S/D が一定で H/D を大きくすると C が大きくなるため、前項にも記したとおり、 C と H/D が大きい場合に混合性能が悪化している。この一番の理由は、 H/D が10の場合は、噴流が衝突した場合の混合促進の効果が低く、噴流の軌道が断面内のどの位置を通っているかで混合度が決まることによる。例示すると、図8(b) ($H/D=10$, $J=36$)と図9(b) ($H/D=10$, $J=9$)で、 $J=36$ の場合は、 J が大きいため噴流が中心付近まで到達し、上下噴流が干渉するが、干渉後の混合は弱く中心付近の噴流成分濃度が高いままなのに対し、 $J=9$ の場合は噴流同士は干渉しないが、噴流成分は中心に到達せずに拡散するので、噴流がより広い領域に分散している。

今回の解析条件においては、先行研究⁽⁴⁾にあるような、特定の C の値で最適混合となる、すなわち U_s が極小値を示す傾向は見いだせない。これは、形状パラメータが本研究の場合は S/D が2～6.25であるのに対し、先行研究では多くが2以下の条件であることが考えられ、本研究の範囲では極小値を示さない可能性がある。先行研究⁽⁵⁾においても $S/D=4$ の場合では J に比例して混合が良くなるとされており、本研究と同じ傾向となっている。これらの結果から、 S/D により混合挙動が異なる可能性が見いだされた。

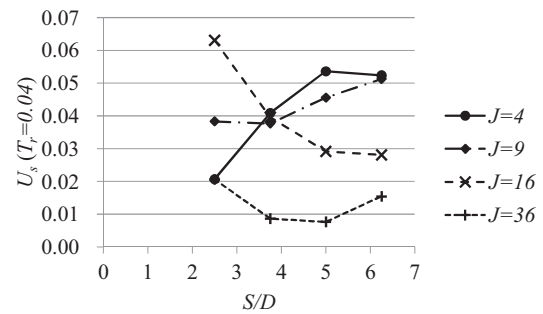


Fig. 10 Effect of S/D on Unmixedness at $T_r = 0.04$ ($H/D = 5$)

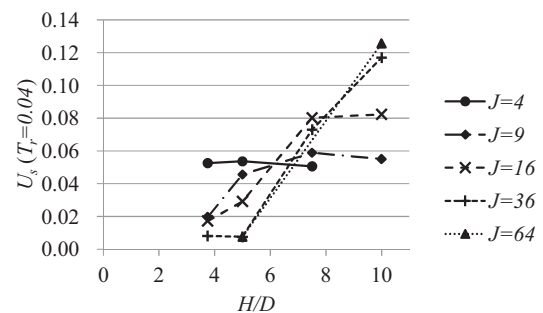


Fig. 11 Effect of H/D on Unmixedness at $T_r = 0.04$ ($S/D = 5$)

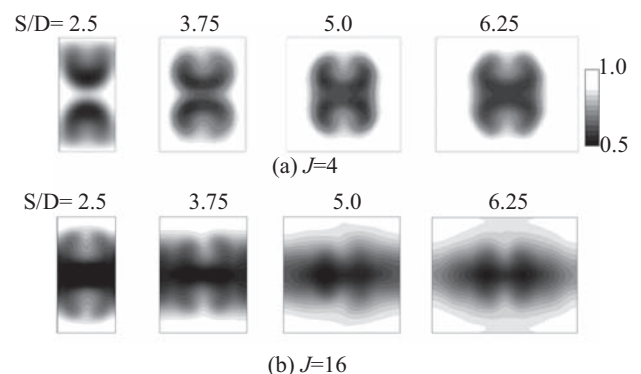


Fig. 12 Time averaged mole fraction of cross flow on $H/D=5.0$ (YZ-plane, $T_r=6\text{ms}$)

混合挙動について

図13に、 $C=2.0$ の場合の時間平均主流モル分率を表す。同一の C でも混合の挙動は、 $J4-S5.0-H5.0$ では噴流が衝突して左右に広がっているのに対し、 $J16-S2.5-H5.0$ では衝突後に左右に広がらずに流路中心の濃度が高いままというように、条件によって異なった結果が得られる。これは、ダクトの S/D が異なることで、噴流衝突後の流れが異なることが原因と考えられるが、我々の以前の研究⁽⁷⁾においても示されたように、衝突部分の混合は流れの非定常性が重要となっており、詳細に議論するには非定常的結果の検討が必要と考えられる。この点は今後の課題として引き続き検討したい。

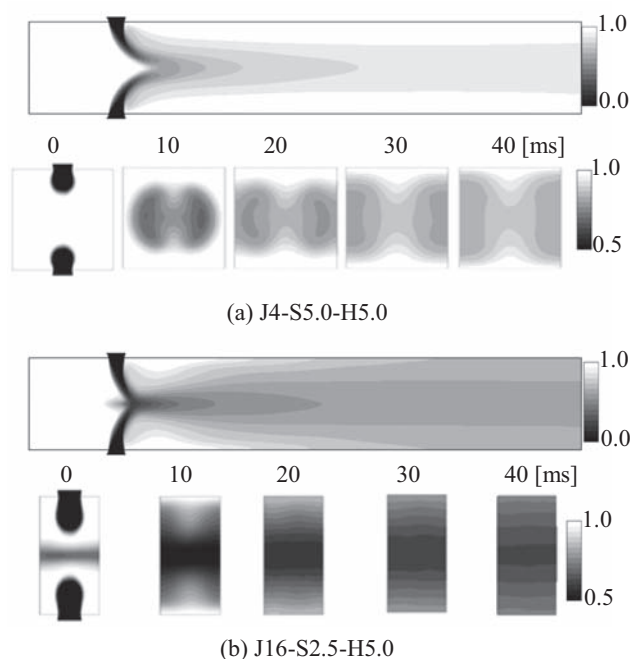


Fig. 13 Time averaged mole fraction of cross flow on $C=2.0$ (top: XY-plane ($Z=0$), bottom: YZ-plane (Specific T_7))

5. 結論

主流と、それに直角に流れる上下2つの噴流で、孔間隔 S 、流路高さ H を変化させた解析を行うことで、流路形状を変化させたことによる混合性能・混合挙動の評価を行った。その結果、以下の結果が得られた。

- ・ H/D が5以下の場合、パラメータ C が1～3では混合性能はほぼ同じとなる。 $C>3$ の場合は C が大きいほど混合性能は良い傾向となる。
- ・ 先行研究にあるような、特定の C において U_s が極小値を示す傾向はみられない。これは形状パラメータ(S, H)範囲が異なるためと考えられる。
- ・ $H/D=7.5, 10$ の場合、混合性能が悪化する条件が存在する。これは、ポテンシャルコアよりも下流で上下噴流の干渉が発生するため、干渉による混合の促進効果が弱くなるためと考えられる。主流が強く、噴流同士が干渉しない条件では、 H/D が大きくても C で整理できる可能性がある。
- ・ H/D が一定の場合、噴流と主流の運動量流束比 J が9以下の場合は S/D が大きくなると未混合度 U_s が増加するが、 J が16の場合は U_s が低下する。 J が36の場合は S/D に対して大きな影響は無い。
- ・ C が同じでも混合の挙動は同一ではない。

ただし、本研究においては噴流径 D 、噴流流速 V_j を一定として解析しており、噴流レイノルズ数が異なる場合については、上記結論が当てはまらない可能性がある。

実機燃焼器を考えた場合、温度については、先行文献⁽¹⁾においても、式(1)に示されるように、運動量流束比として考えれば噴流軌道は整理できることが示されてい

るが、レイノルズ数が異なることから、噴流境界層における乱流スケール・乱流強度が異なることが推測できる。これらの違いが衝突噴流に与える影響については更なる検討が必要である。

今後、スケール変更の影響・レイノルズ数の影響などについても検討し、さらに、ポテンシャルコアに関する考察や、非定常流れ場の考察など、さらに詳細な検討を行い、 S/D と H/D の違いによる混合の現象面からの解明を行いたい。

参考文献

- (1) Lefebvre, A. H. and Ballal, D.R., "Gas Turbine Combustion", Third Edition (2010), CRC Press
- (2) Holdeman, J. D., and Walker, R. R., and Kors, D. L., "Mixing of Multiple Dilution Jets with a Hot Primary Airstream for Gas Turbine Combustors", AIAA Paper 73-1249 (1973).
- (3) Holdeman, J. D., and Walker, R. R., and Kors, D. L., "Mixing of a Row of Jets with a Confined Crossflow", AIAA Journal, Vol. 15, No. 2 (1977), pp.243-9.
- (4) Holeman, J. D., "Mixing of Multiple Jets With a Confined Subsonic Crossflow", NASA Technical Memorandum 104412, AIAA-91-2458 (1991)
- (5) Liscinsky, D. S., True, B., Holdeman, J. D., "Experimental Investigation of Crossflow Jet Mixing in a Rectangular Duct", NASA Technical Memorandum 106152, AIAA-93-2037 (1993)
- (6) Liscinsky, D. S., True, B., Holdeman, J. D., "Experimental Study of Cross-Stream Mixing in a Rectangular Duct", NASA Technical Memorandum 105694, AIAA-92-3090 (1992)
- (7) 長尾 隆央, 松野 伸介, 林 光一, "矩形流路内での対向噴流による流体混合", 日本ガスタービン学会誌, Vol.41, No.6 (2013), pp.506-511
- (8) Nagao, T., Matsuno, S., Hayashi, A.K., "Effect of Cross-flow Momentum on Opposing Jet Mixing", International Journal of Gas Turbine, Propulsion and Power Systems, Vol. 6, Num. 3 (2014), pp.1-8
- (9) Mack, A., Spruijt, M.P.N., "Validation of OpenFoam for heavy gas dispersion applications", Journal of Hazardous Materials, Vol. 262 (2013), pp.504-516
- (10) Shekarian, A. A., Tabejamaat, S., Shoraka, Y., "Effects of incident shock wave on mixing and flame holding of hydrogen in supersonic air flow", International journal of Hydrogen Energy, Vol 39 (2014), pp.10284-10292
- (11) Vranos, A., Liscinsky, D.S., True, B., and Holdeman, J.D., "Experimental study of cross-stream mixing in a cylindrical duct," NASA Technical Memorandum 105180, AIAA-91-2459, 1991.

第44回ガスタービンセミナー報告

西江 俊介

NISHIE Shunsuke

「ガスタービンの最新技術と新しい航空機に向けた推進技術の動向」と題して、第44回ガスタービンセミナーが、2016年1月21日(木)、22日(金)の両日、帝京大学板橋キャンパスにて開催された。99名の方々に参加いただき、盛況の下、無事終了した。講師には、産業用・航空用ガスタービンのメーカー、研究機関およびユーザーの第一線でご活躍されている方々を迎え、10件のご講演をいただいた。また、2日目にはパネルディスカッションが開催され、座長と13名のパネリストを迎えて、ご討論いただいた。以下に概要を報告する。

第1日目は、「将来航空機推進技術」、「航空機用エンジンの最新技術(1)」、「発電用ガスタービンの最新技術」の3つのセッションから、6件の講演が行われた。

はじめに、航空エンジンへの脱化石燃料適用技術の研究状況として、液化水素燃料の実証エンジンでの試験紹介とともに航空エンジンへの適用の可能性を講演いただいた(JAXA, 小林氏)。同じく、電動航空機推進機の最新研究動向として、航空機推進系動力の電動化に関する研究事例について紹介いただいた(東京大学, 岡井氏)。次に、航空機の“Geared”化について、タービンの動力でギアを介してファンを駆動する“Geared”エンジンの仕組み、利点及び伝達効率向上技術と今後の展望を紹介いただいた(川崎重工, 吉富氏)。HF120ターボファンエンジンの制御システム開発では、開発期間短縮と低コスト化を実現した制御システムの概要とシミュレーションを用いた検証手法について紹介いただいた(本田技術研究所, 河井氏)。また、発電用高効率ガスタービンの開発状況として、タービン入口温度1600℃を達成したJ形ガスタービンを中心に最新鋭の高効率ガスタービンの開発状況と運用について紹介いただいた(MHPS, 由里氏)。1日目の最終講演は、火力発電所監視制御技術の動向と今後の取り組みについて、ICTを活

用した監視制御システムの概要と役割、将来に向けた方向性について紹介いただいた(日立製作所, 清水氏)。

第2日目は、「航空機用エンジンの最新技術(2)」、「ユーザー運用技術」の2つのセッションから、4件の講演が行われた。

はじめに、JAXAにおけるグリーンエンジン技術の研究開発と展望として、最近の世界航空事情を中心にJAXAの研究活動と将来の方向性について紹介いただいた(JAXA, 二村氏)。次に、GE Passport 20エンジンの開発では、多くの高度技術を導入した最新エンジンの開発状況、エンジンの技術的特徴を運転試験の映像を交えて紹介いただいた(IHI, 土屋氏)。また、ガスタービン自家発電設備のユーザー運用技術の紹介では、ユーザー会の不具合事例、改善事例や余寿命診断など各ユーザーの実施例を交えて講演いただいた(東京ガス, 寺澤氏)。航空機エンジンのユーザー運用技術の紹介では、航空会社の信頼性向上に関する運用技術や運用における運航費、整備費への工夫について講演いただいた(JALエンジニアリング, 細川氏)。

2日目の最終セッションとして、パネルディスカッションが開催された。NEDOから2015年2月に採択された「再生可能エネルギー大量導入時代の系統安定化対応先進ガスタービン発電設備の研究開発」をテーマとして、各パネリストからはこれまでの研究成果を紹介いただき、今後の国家プロジェクトへの計画についても論じられた(座長: 東京大学, 渡辺氏)。

講義毎に活発な質疑が行われ、御参加頂いた方々に非常に有意義な時間を提供できたものと考えます。

最後に、貴重な内容をご発表いただきました講師、パネリスト、座長の方々に感謝すると共に、会場を提供して頂いた帝京大学の関係者各位に深く感謝いたします。

(集会行事委員会委員)



講義風景



パネルディスカッション

「公益社団法人日本ガスタービン学会 2015年度通常総会」 招集通知発送のお知らせ

正会員各位には当学会2015年度通常総会招集通知を3月中に発送いたします。

招集通知がお手元に届きましたら、内容をご確認のうえ、ご出席くださいますようお願い申し上げます。
なお、当日ご出席願えない場合は、書面またはインターネットによって議決権を行使することができますので、
2016年4月13日(水)午後5時30分までに議決権を行使くださいますようお願い申し上げます。

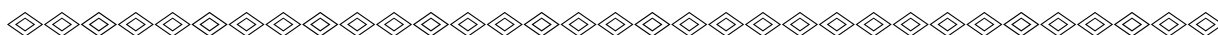
(総会等の概要)

日 時： 2016年4月15日(金) 14:00～16:00

場 所： 川崎重工業(株)東京本社 2階 会議室 (東京都港区海岸1-14-5)

次 第： 公益社団法人日本ガスタービン学会 2015年度通常総会
学会賞授与式

終了後、特別講演会(16:00～17:00)、懇親会を開催いたします。



Asian Congress on Gas Turbines 2016 (ACGT2016)開催のお知らせと講演募集

ACGT2016実行委員会

日本ガスタービン学会では2005年にアジア地域のガスタービン国際会議 Asian Congress on Gas Turbines (ACGT) を立ち上げ、以来、2005年のソウル、2009年東京、2012年上海、2014年に再びソウルと、4回のACGTを共催・主催してまいりました。これまでの日中韓3ヵ国に加えて、インドが共催に加わることがACGT2014の会期中に正式に決定され、この度、2016年11月にムンバイ(インド)で第5回のACGT2016が開催されることになりました。アジア地域のガスタービン・エネルギー関連分野の情報交換の場として貴重な機会ですので、皆様、奮ってご参加下さいますよう、よろしく申し上げます。

なお、ACGTは8月の開催が恒例となっておりましたが、今回は気候(暑さ)を考慮して、11月となりました。アブストラクト提出締切が4月15日(金)と迫っております。会議の詳細ならびに講演申込みの詳細は、下記ウェブサイトをご覧ください。

記

会議名：アジア・ガスタービン会議2016 (Asian Congress on Gas Turbines 2016, ACGT2016)

会期：2016年11月14日(月)～16日(水)

場所：インド工科大学ボンベイ校 (Indian Institute of Technology Bombay, インド, ムンバイ)

スケジュール：アブストラクト締切 4月15日

アブストラクト採否通知 5月31日

最終論文締切 9月5日

参加登録費：一般 US\$250, 学生 US\$100

会議ウェブサイト：<http://www.aero.iitb.ac.in/acgt2016/> (本会ホームページにもリンクしています)

第27回ガスタービン教育シンポジウム開催のお知らせ（予告）

学生および技術者（ガスタービン初心者）を対象とした標記シンポジウムを開催しますので、奮ってご参加下さい。

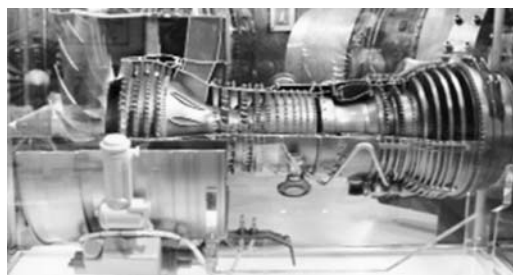
1. 日時： 2016年7月7日(木)、8日(金)
2. 場所： 株式会社IHI 航空宇宙事業本部 瑞穂工場（東京都西多摩郡瑞穂町殿ヶ谷229）
昭島事業所（東京都昭島拝島町3975-18 IHI昭島ビル）
3. プログラム：
 - ・ガスタービン概論
 - ・ガスタービンと流体工学／伝熱工学／燃焼工学／材料工学／制御工学
 - ・IHI 特別講演
 - ・懇親会（無料）
 - ・見学会： 瑞穂工場 航空エンジン生産設備・試験設備（官学参加者）
IHIの航空機用ガスタービン技術の紹介・IHIそらの未来館（昭島事業所 1F）（企業参加者）
4. 募集概要： 対象者：大学，大学院，高等専門学校在籍者，ならびにガスタービン初心者の社会人



IHI そらの未来館の様子



日本初のジェットエンジン（ネ20）



ジェットエンジンカットモデル

- ・教育シンポジウムの詳細及び申し込み方法等は本誌5月号，ポスター及びホームページをご覧ください。
- ・IHI 瑞穂工場の見学は官学参加者に限らせて頂きますので，予めご了承下さい。
- ・本ガスタービン教育シンポジウムに2日間参加された方には，「ガスタービン教育シンポジウム受講証」を発行します。

★ 今年度は関西地区において，第28回ガスタービン教育シンポジウムを2016年9月8日(木)，9日(金)に川崎重工業株式会社 明石工場で開催する予定です。

（画像提供：株式会社IHI）

○ 本会協賛行事 ○

主催学協会	会合名	共催 /協賛	開催日	会場	詳細問合せ先
東京大学生産技術研究所, 宇宙航空研究開発機構, 日本原子力研究開発機構	文部科学省HPCI戦略プログラム 第6回分野4次世代ものづくりシンポジウム (最終成果報告会)	協賛	2016/3/23-24	東京大学生産技術研究所 コンベンションホール	東京大学生産技術研究所革新的シミュレーション研究センター事務局 TEL:03-5452-6661, FAX:03-5452-6662 E-MAIL:office@ciss.iis.u-tokyo.ac.jp
日本機械学会 関西支部	第343回講習会 「破壊力学の基礎と最新応用 (実験実習・計算演習付き)」	協賛	2016/5/17-18	(株)島津製作所 三条工場研修センター	日本機械学会関西支部 TEL:06-6443-2073 FAX:06-6443-6049 E-mail:info@kansaijsme.or.jp
日本計算工学会	第21回計算工学講演会	協賛	2016/5/31-6/2	朱鷺メッセ;新潟コンベンションセンター	日本計算工学会 事務局:石塚 講演会担当者:渡邊 TEL:03-3868-8957, FAX:03-3868-8957
可視化情報学会	第44回可視化情報シンポジウム	協賛	2016/7/19-20	工学院大学 新宿キャンパス	可視化情報学会事務局 http://www.visualization.jp/event/detail/symp2016.html
日本実験力学学会	日本実験力学学会2016年度 年次講演会	協賛	2016/9/1-3	近畿大学 東大阪キャンパス	新潟大学医学部保健学科内 小林公一 TEL:025-368-9310, E-mail:office-jsem@clg.niigata-u.ac.jp
日本流体力学会	日本流体力学会 年会2016	協賛	2016/9/26-28	名古屋工業大学	日本流体力学会年会2016実行委員会 E-mail:nenkai16@lab-ml.web.nitech.ac.jp



▷ 入 会 者 名 簿 ◁

〔正会員〕

吉見 亨祐(東北大学)

内ヶ崎 健一郎(東北電力)

生駒 万洋(東北電力)

大村 尚登(三菱日立パワーシステムズ)

〔学生会員〕

齋藤 拓海(法政大学)

中須 崇文(法政大学)

榎本 大晟(水産大学校)

〔賛助会員〕

B&B-AGEMA GmbH

(株)IDAJ

次号予告 日本ガスタービン学会誌2016年5月号 (Vol.44 No. 3)

特集「ガスタービンの活躍の場」

巻頭言 壹岐 典彦(産業技術総合研究所)

東北電力における事例(仮題) 阿部 雅宏(東北電力)

中部電力における事例(仮題) 赤羽 孝之(中部電力)

ガスタービン自家発電設備の活躍の場 寺澤 秀彰(日本ガスタービンユーザー会)

虎ノ門ヒルズバックヤードにおける事例(仮題) 大塚 幸夫(森ビル)

JAXAにおける事例(仮題) 田口 博晃(宇宙航空研究開発機構)

JALにおける事例(仮題) 中野 宏一(JALエンジニアリング)

※タイトル, 執筆者は変更する可能性があります。

2月末、本号の出張校正を終え高知に戻ると雪が降っていました。翌朝には屋根にうっすらと雪が積もっていました。今年は暖冬と聞いた気がしますが、例年より寒く感じます。雪と言えば、本号が会員の皆様のお手元に届く頃には北海道新幹線がそろそろ開業する頃かと思います。当学会が函館（大沼）で開催した秋季講演会で幹事を担当させていただいたのが1998年だったように記憶していますが、それから20年近く経って北海道にも新幹線が走る事となり、感慨もひとしおです。昨年の金沢に続き北海道と、日本中に新幹線が行き渡ったような錯覚に陥りかけましたが、残念ながら四国にはまだ新幹線は走りそうもありません。

さて本号は「燃焼現象」という特集を組ませていただきました。ガスタービン燃焼器は、空力のみならず、化学反応、微粒化などの複雑な現象が生じており、また高温化とNOx低減の両立が求められる設計の難しい要素と言えます。これまで「燃焼器」という要素に関連した特集はあったかと思いますが、今回はガスタービン／ジェットエンジンの燃焼器に特化した技術よりも燃焼現象そのものに踏み込み、最新技術ガスタービンに関係するかも知れない技術等についても紹介していただけるよう企画し、燃焼の研究では第一線で活躍される方々に執筆をお引き受けいただきました。

まず巻頭言で、ガスタービン燃焼器の中でどのような現象が起きているか、何が課題でそれらに対してどう取り組まれているか、等について川口先生に概説していただいたから、専門の方々から化学反応と着火、火炎の詳細構造、旋回流れ中の火炎、噴霧燃焼等に関して詳しく

解説いただき、さらに詳細化学反応解析、噴霧燃焼のレーザー計測、デトネーションエンジンといった最新技術について具体的にご説明いただきました。燃焼器が専門の方々はもちろん、普段はあまり馴染みのない方々にとっても参考になるのではないかと思います。

最後になりましたが、ご多忙中のところ執筆をご快諾下さいました皆様、またこの特集を企画するにあたり貴重なご意見・ご協力をいただいた方々に、心より御礼申し上げます。この特集が会員の皆様のお役に立つ事を願っております。

（野崎 理）

● 3月号アソシエイトエディター

野崎 理（高知工科大学）

● 3月号担当委員

荒木 秀文（MHPS）

齋木 正則（中部電力）

山根 喜三郎（防衛省）

（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。

- ・「火災詳細構造の数値解析」……………（P.76～80）
- ・「液滴燃焼から噴霧燃焼へ」……………（P.88～95）
- ・「噴霧燃焼の光学計測」……………（P.102～108）

だより

♣事務局 ☒ ♣

今年の桜の開花は関東では平年並みかやや早め、と予想されています。本号が皆様のお手元に届く頃には蕾が膨らみ始め、開花まで秒読みといったところでしょうか。

私の生まれ育ったところは果樹栽培の盛んな地域で、桜と丁度同じ頃に白いスモモの花が咲き始めます。昔に比べて栽培面積は減ってしまいましたが、満開になると農村地帯が一面の白い花につつまれ、とても美しい風景が広がります。毎年真夏の収穫期には帰省し、出荷作業の手伝いをしてありますが、栽培者の高齢化に後継者不足、近年の異常気象など、農家をとりまく厳しい状況が身近に伝わってきます。今年も無事にスモモの花が開き、故郷の実りを収穫できることを願いつつ、東京の桜を眺めようと思います。

さて、学会では世間より一足早く今月より新年度を迎え、4月の総会に向けて新体制でスタートする準備が進

んでいます。会員の皆さまには、近日中に総会のご案内をさせていただく予定です。総会は学会の運営に関わる重要な意思決定をするための場です。出席されない場合は、どうか皆様の大切な権利である議決権の行使をしていただきますよう、お願い申し上げます。学会ウェブサイトの会員専用ページ内には、インターネットによる議決権行使として電子投票をご用意しておりますのでご利用ください。今年度は会員専用ページ内のコンテンツも少々充実させる予定です。まだログインされたことがない方は、ぜひこの機会にご利用になってみてください。

4月は転勤、異動の時期でもあります。年間かなりの数の学会誌が迷子になり、事務局に戻ってまいります。お忙しいとは存じますが、転居される方は事務局へも届出下さいますようお願い致します。

（山本由香）

学会誌編集および発行要領（抜粋）

2015年4月23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。
2. 依頼原稿および投稿原稿は、論説・解説、講義、技術論文、速報（研究速報、技術速報）、寄書（研究だより、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
速報	4ページ以内
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. 依頼原稿の執筆者は、本会誌の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引用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、本学会の事務局（学会事務局）から原則として謝礼（図書カード）を贈呈する。
8. 依頼原稿および投稿原稿の執筆者には、抜刷を10部贈呈する。
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：山田 鈴子
〒105-0004 東京都港区新橋5-20-4
TEL：03-5733-5158
FAX：03-5733-5167
E-mail：eblo_h3@eblo.co.jp

技術論文投稿要領（抜粋）

2015年3月10日制定

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) 原稿執筆要領に従って執筆された、モノクロの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、1ページにつき16,000円の著者負担で4ページ以内の増ページをすることができる。
3. 著者がカラー1ページあたり50,000円を負担する場合には、カラー印刷とすることができる。
4. 投稿者は、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、所定の論文表紙および英文アブストラクト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、論文査読に関する内規に従って査読を行い、論文委員会が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.44 No.2 2016.3

発行日 2016年3月18日

発行所 公益社団法人日本ガスタービン学会

編集者 壹岐 典彦

発行者 田沼 唯士

〒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)

〒105-0004 東京都港区新橋5-20-4

Tel. 03-5733-5158 Fax. 03-5733-5167

©2016, 公益社団法人日本ガスタービン学会

複写をご希望の方へ

本学会は、本誌掲載著作物の複写に関する権利を一般社団法人学術著作権協会に委託しております。

本誌に掲載された著作物の複写をご希望の方は、一般社団法人学術著作権協会より許諾を受けて下さい。但し、企業等法人による社内利用目的の複写については、当該企業等法人が公益社団法人日本複写権センター（一般社団法人学術著作権協会が社内利用目的複写に関する権利を再委託している団体）と包括複写許諾契約を締結している場合にあっては、その必要はございません（社外頒布目的の複写については、許諾が必要です）。

権利委託先 一般社団法人 学術著作権協会

〒107-0052 東京都港区赤坂9-6-41 乃木坂ビル3F

FAX：03-3457-5619 E-mail：info@jaacc.jp

複写以外の許諾（著作物の引用、転載、翻訳等）に関しては、(社)学術著作権協会に委託致していません。直接、本学会へお問い合わせください。