ブラフボデーを用いた高速水素拡散燃焼における保炎特性の計測* (第2報, 燃料噴射による循環流構造の変化と渦放出)

齊藤 剛^{*1}, 池田 裕二^{*2}, 中島 健^{*3}
黒澤 要治^{*4}, 田丸 卓^{*4}

Effect of Fuel Flow Rate to the flow Structure and Vortex Shedding behind a Bluff Body

Takeshi SAITO^{*5}, Yuji IKEDA, Tsuyoshi NAKAJIMA,
Yoji KUROSAWA and Takashi TAMARU

^{*5} Kobe University, Dept. of Mechanical Engineering, Rokkodai, Nada, Kobe, Hyogo, 657-8501 Japan

A fiber Laser Doppler Velocimeter (LDV) was used to measure a flow field behind a bluff body at high fuel flow rate condition which was considered to be close to the real operating circumstances in reacting flow. These results were compared to that of low fuel flow rate condition in smooth combustion in order to understand the reason of the onset of rough combustion characterised by flame stretch, noise generation and oscillating combustion. It was found that as the fuel flow rate increased, the reverse flow regions started to show very complex shapes because of the fuel jet penetration. At the end, the recirculation zones combined surrounding the jet. This recirculation zone combination hindered the growth of the recirculation zone itself. Therefore, the air entrainment flow rate into the flame holding regions was not proportional to the increase of bulk air velocity and fuel flow rate. Oscillating frequency was observed in velocity power spectrum at high fuel flow rate. The very sharp peak at high frequency was due to the vortex shedding. The main reason of rough combustion at high fuel flow rate were found to be the lack of air entrainment caused by the combination of the recirculation zones together with the vortex shedding behind the bluff body.

Key Words: LDV, Diffusion Combustion, Shear Flow, Oscillating Combustion, Recirculation Zone, Entrainment, Vortex Shedding

1. はじめに

マッハ数3~5で飛行する超高速航空機用推進機関としてラムジェットエンジンが注目され、エンジン開発に不可欠な燃焼特性の研究が進められている^{(1)~(4)}。著者らはブラフボデー保炎器後流の保炎機構と混合特性の解明を目指し、ブラフボデー後流に形成される循環流と循環流から放出される大規模渦に着目して研究を進めてきた⁽⁵⁾⁽⁶⁾。

第1報⁽⁷⁾においては水素燃料を用いて、ブラフボデー後流の燃焼流のLDV計測を行い、以下の知見を得た。(1)ブラフボデー後流は燃焼により流れが加速され、流れ場の三次元性が増す。(2)ブラフボデーの後流で二つの渦が形成され、この渦を通じて未燃の水素が保炎領域に達する。(3)循環流は約5kHzで振

動している、などである。

しかし、実機の燃焼器の入口空気速度は40m/sから100m/sと広い作動条件を満たしていなければならない。第1報では40m/sの条件下における保炎構造を詳細に報告してきた。本報ではこの入口条件をパラメータとして用い、異なった作動条件における実験について報告する。高速条件においては燃焼効率の低下や火炎の伸びが報告されており⁽⁸⁾、これらの問題を解決するためには高速条件における燃焼流の流動特性を明らかにしなければならないからである。

そこで本実験ではラムジェットエンジンの着火条件と考えられる断面平均流速80m/s、当量比 $\phi=0.8$ における流れ場の特性を明らかにする。本条件において燃焼効率の低下や火炎の伸びはすでに報告してきた⁽⁸⁾。この原因と考えられているのは渦放出現象と考えられる。しかし、本実験条件のような平均流速が80m/sの亜音速領域での渦放出⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾に関する研究はほとんど報告されていない。高速で非定常な流れ場で燃焼させると渦放出がなくなるという報告⁽¹¹⁾やスクリーチ音とともに渦放出が確認された報告⁽¹²⁾などさまざまな報告があるが、燃焼に対する渦の影響に関する知

* 原稿受付 1999年3月15日。

^{*1} 正員, 神戸大学大学院 (☎ 657-8501 神戸市灘区六甲台町1)。

^{*2} 正員, 神戸大学機器分析センター。

^{*3} 正員, 神戸大学工学部。

^{*4} 正員, 航空宇宙技術研究所 (☎ 182-8522 調布市深大寺東町7-44-1)。

E-mail: saito@ms-5.mech.kobe-u.ac.jp

見は定まっていない。そこで渦の燃焼に対する影響を実験的にとらえることが困難なために Durbin⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾ や細川⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾ らはブラフボデー後流の非定常計算を行い、数値実験において変動流の解析を行っている。

本報では安定燃焼状態 [断面平均流速 40 m/s : 当量比 $\phi=0.4$ (低燃料噴射量)] と不安定な燃焼状態 [断面平均流速 80 m/s : 当量比 $\phi=0.8$ (高燃料噴射量)] との流れ場の比較を行い、その流れ場の変化から不安定な燃焼の原因を考察するとともに不安定燃焼時における渦放出現象を把握することを目的とする。

2. 実験装置および方法

実験装置は航空宇宙技術研究内にある ABE 二次元実験装置を使用した⁽⁸⁾。実験装置の詳細は第1報⁽⁷⁾と同じである。

ブラフボデーの形状および計測断面を図1に示す。使用したブラフボデーは水素燃料を後方から噴射する配管を施したために一辺 $S=8.8$ mm, 頂角 60° の正三角形の後方に長さ 8 mm の矩形部を設けた形状をしている。噴射孔は直径 1.6 mm, ピッチ 4 mm で 11 個設けられている。計測断面は噴射孔の中心軸を含む縦断面(A断面), 噴射孔と噴射孔の中間断面(C断面), および A断面と C断面の中間断面(B断面)である。本ブラフボデーのブローケージ比は 17.6% である。

実験条件を表1に示す。Case 1は主流空気の流れを明らかにするために非燃焼状態で主流空気のみ ($U=40$ m/s) を流した。Case 2は燃料噴流の挙動を把握するために Case 1の条件に当量比 $\phi=0.4$ の水素燃料を非燃焼で噴射した。Case 3は Case 2の燃焼状態である。以上までは第1報で報告している。そこ

で本報では実際の作動条件に近い不安定燃焼の流れ場を把握するために Case 5 ($U=80$ m/s : $\phi=0.8$: 燃焼) の条件で流速計測を行い、比較のために Case 4 ($U=40$ m/s : $\phi=0.8$: 燃焼) について流速測定を行った。

本論文において位置はすべてブラフボデーの幅 ($S=8.8$ mm) で無次元化して表記している。

3. 実験結果および考察

3.1 燃料噴射量変化による流れ場の変化 高燃料噴射量条件における燃焼効率の低下や火炎の伸長が認められた燃焼状態 Case 5 ($U=80$ m/s : $\phi=0.8$: 燃焼) と低燃料噴射量で安定な燃焼状態 Case 3 ($U=40$ m/s : $\phi=0.4$: 燃焼) での流れ場の構造を比較し、不安定な燃焼の原因について調べる。

まず、燃料噴流の挙動を明らかにするために Case 3 ($U=40$ m/s : $\phi=0.4$: 燃焼) と Case 5 ($U=80$ m/s : $\phi=0.8$: 燃焼) の各断面における軸方向速度とその乱れの軸方向分布を図2に示す。

Case 5における水素燃料噴流の速度は、計測点の中で最も燃料噴射孔に近い $x/S=0.23$ で 153 m/s である。この値は $x/S=1.14$ までほとんど変化していない。燃料噴流の速度は Case 3 のとき $x/S=0.23$ の 92 m/s に比べ 1.7 倍に増加している。しかし、燃料配管と試験部との差圧より求めた燃料噴流速度は Case 5 で 820 m/s になり、計算より求めた速度に比べて計測された速度は非常に小さい。燃料噴流にはシーディング粒子を挿入していないことを考えると、燃料噴射孔付近で計測された速度は実際のものよりかなり低くなっている可能性がある。しかし、ここで注目すべき

Table 1 Experimental conditions

	Case 1	Case 2	Case 3	Case 4	Case 5
Inlet bulk air velocity (m/s)	40	40	40	40	80
Equivalence ratio	0.0	0.4	0.4	0.8	0.8
Combustion	no	no	yes	yes	yes

Fig. 1 Schematic layout of a Bluff body

ことは Case 5 では A 断面のみに燃料噴流が存在していることである。 $x/S=0.23$ で B, C 断面では逆流になっているが A 断面のみ燃料噴流による高速流が存在しているため、Case 3 の流れ場とは大きく異なっ

Fig. 2 Mean axial velocity and its rms value (Case 3 and Case 5)

ている。また、Case 3 では $x/S=1.14$ までに各断面とも最大速度になり、それ以降では断面間の速度差が小さくなっている。しかし、Case 5 では $x/S=1.14$ 以降で最大速度が現れて $x/S=3.41$ で断面間の速度差が小さくなる。燃焼が進行することにより断面間の速度差がなくなってきたと考え、Case 3 ではおもに燃焼が起こっている領域は循環流領域付近であるのに対して、Case 5 では循環流領域のかなり後方まで燃焼領域が続いている。乱れを見ると、Case 3 のときは C 断面の $x/S=0.45$ にピークがあり、ここで隣り合う燃料噴流が干渉する。Case 5 では B, C 断面の軸方向速度が上昇するに従い rms 値も上昇し、B 断面では $x/S=0.68$ で、C 断面では $x/S=0.91$ で最大値となる。この最大値の変化は燃料噴流の Z 方向への広がりを表しており、C 断面の $x/S=0.91$ で隣り合う燃料噴流同士が干渉していると考えられる。

次に循環流領域の変化を明らかにするために Case 3 ($U=40$ m/s : $\phi=0.4$: 燃焼) と Case 5 ($U=80$ m/s : $\phi=0.8$: 燃焼) での A, B, C 断面における軸方向速度の等速度線図を図 3 に示す。図 3 中、斜線部で囲まれた領域が逆流領域を示す。Case 5 と Case 3 とのいちばん大きな違いは逆流領域の形である。逆流領域を表す斜線部は Case 5 の AB 断面では上下に分かれていたが C 断面で結合し、一つの大きな逆流領域を形成している。これは、環状のプラフボデーを用いた非燃焼実験の結果⁽⁴⁾と一致する。燃料噴射量が上がると燃料噴流の運動量が増加し、噴流の周囲への広が

Fig. 3 Axial velocity distribution (Case 3 and 5)

りが小さくなったためである。Case 5 の逆流領域の長さは A, B, C 断面の順に, 7.9, 8.8, 8.8 mm となっており, Case 3 のときに比べて循環流が軸方向に長くなっている。A 断面は燃料噴流の運動量増加によって循環流が後流に引き延ばされたためと考えることができる。それに対して B, C 断面は, A 断面からの燃料噴流の広がりが遅くなることにより, 主流空気の巻込みによる逆流領域が噴流に干渉されずに残っているためである。また, 最大逆流速度は Case 5 の C 断面での -64.5 m/s であり, Case 3 の -20 m/s と比べると約 3 倍, 主流速度で無次元化してみても Case 5 で 0.81, Case 3 の 0.5 に比べて約 1.6 倍に逆流速が大きくなっている。

以上から, 燃料噴射量の増加は循環流を後流に引き伸ばし, 燃料噴射孔間の中間断面で一つに結合させることがわかった。

高燃料噴射量条件における燃料噴流の広がりを詳しく調べるために, 図 4 に主流に直交する断面における軸方向速度分布を示す。高燃料噴射量条件 Case 5 ($U=80$ m/s : $\phi=0.8$: 燃焼) において $x/S=0.23$ ($x=2$ mm) では A 断面に明らかに燃料噴流を示す速度のピークが計測されている。また, 貫通した噴流と噴流の間の断面(C 断面)では, 逆流領域が燃料噴流を取り囲むように存在している。それに対して低燃料噴射量条件 Case 3 ($U=40$ m/s : $\phi=0.4$: 燃焼) では, 燃料噴流の形が主流空気の巻込みによる循環流に押されてブラフボデー方向(z 方向)に広がり, 噴流と噴流の

間の断面には逆流領域は存在しない。このように, 高燃料噴射量条件 Case 5 の場合には燃料噴流の運動量が大きいために主流空気の逆流を完全に貫通し, 燃料噴射孔の形状に依存した流れ場になっていることがわかる。この燃料噴流の貫通に伴う流れ場の影響はかなり後方にまで残っており $x/S=2.27$ ($x=20$ mm) の位置においても A 断面に高速領域が存在している。こ

Fig. 4 Axial velocity profile on the orthogonal cross section to main flow in combustion (Case 3 and 5)

Fig. 5 Axial turbulence distribution (Case 3 and 5)

の燃料噴流の貫通は水素燃料の拡散を妨げ、燃料空気
の混合を遅らせることになると考えられる。

燃料噴流の貫通状態が異なる流れ場における混合の
違いについて、乱れの特性から考える。図5に Case
5 ($U=80$ m/s : $\phi=0.8$: 燃焼) と Case 3 ($U=40$
m/s : $\phi=0.4$: 燃焼) の軸方向成分に関する乱れの分
布を示す。

Case 5 では特に乱れが強くなっているのは逆流領
域に挟まれている領域で、それぞれの断面で燃料噴流
と循環流との干渉が現れている。それに対して Case
3 では第1報でも述べたが乱れの分布に断面差が少な
く、燃料噴流の回り込みにより断面による流れ場の違
いがあまり現れていない。Case 5 の A 断面において
は強い乱れがプラフボデー中心軸で後方まで伸びてい
る。A 断面では燃料噴流のもつ乱れが、燃料噴流の貫
通により後方まで保存しているものと考えられる。そ
れに対し、B, C 断面では $x/S=1.14$ で Case 3 で見ら
れたような“V 字形”をしている。B, C 断面は燃料
噴流と循環流とのせん断層の領域で乱れが生成され、
乱れ強さが大きくなっている。さらにプラフボデーの
エッジ近傍を見ると、Case 5 では C 断面で乱れが強
く現れている。この乱れの原因は、C 断面において逆
流領域が結合しているため、流れの状態が非噴射状態
に近い状態であることを考えると大規模な渦放出現象
を表している可能性がある。しかし、渦放出現象を明
らかにするためにはさらに高時間分解能で時系列解析
を試みる必要がある。

以上より、高燃料噴射量条件 Case 5 においては燃
料噴流の貫通が強くなり、流れ場は燃焼噴射孔の配列
に依存してくる。高燃料噴射量条件では貫通した噴流

と噴流の間で二つの循環流領域が結合し、三次元的な
保炎機構になる。また、噴流の貫通が強くなるため、
燃料と空気の混合が遅れ、燃焼領域を後方に移動する
ことがわかった。

3・2 相対逆流量比 循環流領域で行われる保炎
状態は、従来、循環流の長さ、および循環流内での滞
留時間により決定されるといわれている⁽⁸⁾。しかし、
実際には逆流してくる燃焼ガスの流量も大きな問題で
ある。一般的には循環流領域が大きく逆流量が多いほ
うが熱容量が大きくなり保炎に適していると考えられ
ることができる。そこで保炎特性を熱容量の観点から評価
するために、Case 3 ($U=40$ m/s : $\phi=0.4$: 燃焼) と
Case 5 ($U=80$ m/s : $\phi=0.8$: 燃焼) での相対逆流量
 V_{rev} を次式で定義し、その分布を図6に示す。比較の
ために非燃焼状態 Case 2 ($U=40$ m/s : $\phi=0.4$: 非
燃焼) も併記している。

$$V_{rev} = \frac{\int_{y_1}^{y_2} u(y) \cdot h dy}{V_{air}} \dots\dots\dots (1)$$

h : プラフボデーの奥行き (=50 mm)

$y_1 \sim y_2$: 逆流の存在する位置 m

$u(y)$: y における軸方向速度 m/s

V_{air} : 流入空気量 m^3/s

非燃焼状態より燃焼状態のほうが明らかに逆流量が
多い。これは循環流の長さを見ても明らかであり⁽⁷⁾、
燃焼による体積膨張の影響が大きいと考えられる。二
つの燃焼状態を比較すると Case 5 における燃料流量
は、実質的には Case 3 のときの4倍になっているに
も関わらず、最大相対逆流量を生じる位置はともに
 $x/S=0.45$ で変化しない。これは、燃料噴射量や主流
速度を上げても循環流の中心は x 軸方向にはほとん
ど変化しないことを示している。また、逆流速度は主
流速度と噴流速度の増加に伴い約3倍 (-21 m/s $\rightarrow$
 -64.5 m/s) になるが、最大相対逆流量は7.2%であ
り、増加率は1.9倍にとどまっている。このことは燃
料流量、主流速度の変化率に比べて逆流領域が増加し
ていないことを示している。高燃料噴射量条件におい
ては、流速分布から燃料噴流が主流空気の逆流に対し
て完全に貫通するため燃料噴射孔形状の影響が強く現
れることは前に述べた。燃料噴流を取り囲むようにし
て存在している循環流が、燃料噴流の流量増加ととも
に成長するが、隣り合う循環流の結合とともにそれ以
上の成長を阻害され、干渉し始めるために逆流量の増
加は抑制される。

以上より、燃料噴射量の増加は燃料噴流周りの循環
流を成長させ、循環流同士の干渉を引き起こす。循環

Fig. 6 Reverse flow ratio

Fig. 7 Velocity vector diagram along the V-gutter edge

流同士の干渉は循環流領域の拡大を抑制するため、そこに巻き込む流れも制限され保炎性能が悪化することがわかった。

3・3 燃焼状態でのエントレインメント流 循環流による保炎および循環流下流における燃焼状態は、これらの領域に流入する酸化剤としての空気の入流量に強く関係している。そこで、本節では循環流および循環流下流の燃焼が盛んな領域に流入する周囲空気量を定量的に把握する。

ブラフボデー背後では、周囲流体が保炎器下流の負圧領域に巻き込まれるエントレインメント流が形成される。そこでエントレインメント流量を詳細に把握するため、ブラフボデーエッジ延長線上における速度を二次元、かつ三つの燃焼条件下で測定した。すなわち Case 3 ($U = 40 \text{ m/s}$; $\phi = 0.4$; 燃焼), Case 4 ($U = 40 \text{ m/s}$; $\phi = 0.8$; 燃焼), および Case 5 ($U = 80 \text{ m/s}$; $\phi = 0.8$; 燃焼) の場合におけるブラフボデーエッジの速度ベクトルを図 7 に示す。図 7 中に非燃焼非噴射条件 Case 1 ($U = 40 \text{ m/s}$; $\phi = 0$; 非燃焼) のデータも併記している。循環流領域は Case 1 の燃料非噴射条件で約 15 mm, Case 2 の水素燃料噴射時で 5 mm であったが、Case 3 の燃焼時には 6 mm と少し伸びているだけであることは第 1 報⁷⁾ で述べた。その成長に伴ってエントレインメント流も次第に強くブラフボデー中心軸方向に流れ込んでいることがわかる。Case 3 と Case 4 ではエントレインメント流に断面変化はないが、Case 5 においては C 断面のベクトルの巻き込み角度(中心軸方向に向かう角度)が小さく、中心軸方向

Fig. 8 Entrained mass flow rate

への巻き込み量が減少していることを示している。Case 3 のときにはエントレインメント流は循環流の後部で生じていたものが、Case 5 となると循環流の頭部、つまりブラフボデー背後より生じ、エントレインメント流の分布も変化してきている。Case 5 では、A 断面の循環流が二つに分かれているが、C 断面では合体していることを考えると循環流の結合がエントレインメント流に与えた影響は大きいと考えられる。しかし、燃料噴射による貫通力によって誘引されたことを考慮すべきであるため、燃焼を加味した考察をする必要がある。

エントレインメント流の質量流速は、計測された Z 方向流速に入口空気温度 (600 K) から求めた密度 ρ

を乗じて求めた。つまり、次式から求め図8に示す。

$$Ge(x) = \rho \times V_x \dots\dots\dots (2)$$

ただし、

V_x : x における鉛直方向速度 m/s

まず、燃料噴射量変化によるエントレインメント流の違いを見るため、Case 3 ($U=40$ m/s: $\phi=0.4$: 燃焼), Case 4 ($U=40$ m/s: $\phi=0.8$: 燃焼) を比較する。エントレインメント (Y 方向) の最大質量流束は、Case 3 で 10.9 m/s に対して、Case 4 では 17.2 m/s に上昇し、最大質量流束の生じる位置も燃料噴射量が高い条件で上流に移動している。一方、当量比が同じで主流流速の異なる Case 4 ($U=40$ m/s: $\phi=0.8$: 燃焼) と Case 5 ($U=80$ m/s: $\phi=0.8$: 燃焼) を比較

すると、最大質量流束の位置は同じであるが、最大質量流束の値が Case 5 では約2倍となっている。つまり、エントレインメントの最大質量流束は噴流の絶対速度に関係しており、最大質量流束の発生する位置は燃料噴射量によって決まることがわかる。ただし、Case 5 の条件では、エントレインメント流束も各断面で大きく異なっている。これは循環流の形状が各断面ごとに大きく変化しているためであり、この変化により燃焼状態も各断面でかなり異なっていると考えられる。

エントレインメントした周囲空気が燃料と混合することにより燃焼が進んでいくとすると、燃焼状態とエントレインメントの総流入量は密接な関係があると考えられる。そこで、 x/S で積分したエントレインメント流量、つまり式(3)で定義される積分エントレインメント流量を図9に示す。

$$I = \int_0^x Ge(s) \cdot h ds \dots\dots\dots (3)$$

ただし

$$2 < x < 30(\text{mm}) (0.23 < x/S < 3.41)$$

h : プラフボデーの奥行き (50 mm)

ここで、A 断面 $x=0$ 付近で見られた負のエントレインメントは空気のみが吹出していると仮定して算出している。 $x/S=1.2$ までエントレインメント流量は急激に増加している。主流流速が 40 m/s の条件において Case 1 ($U=40$ m/s: $\phi=0$: 非燃焼), Case 3 ($U=40$ m/s: $\phi=0.4$: 燃焼), Case 4 ($U=40$ m/s: $\phi=0.8$: 燃焼) と条件変化させるとエントレインメント流量の増加は早まるが、 $x/S=1.2$ 以降では総流入量はほぼ一定値となる。Case 5 ($U=80$ m/s: $\phi=0.8$: 燃焼) で循環流内に取り込まれる量は他の条件に比べて大きい。流入が減少する位置 ($x/S=1.2$) は他の条件とほぼ同じである。つまり、この V ガッタ形状においてエントレインメントの総量は主流空気流速により決定され、燃料噴流の運動量が増加しても流入量の変化はないことがわかる。このことは高燃料噴射量条件において保炎器背後で酸化剤が不足し、燃料と周囲空気の混合が遅れることを示している。

上述したエントレインメントによる流入空気量に対して燃料が燃焼するのに十分な量であるかを判定するために、各条件で噴射された水素が完全に燃焼するのに必要な空気量とエントレインメント流量の比を図10に示す。図10は、噴射された水素が完全に燃焼するのに必要な空気量に対するエントレインメント流量の比である。図10より、 $x/S=1.2$ 程度までの空気比の上昇は各条件でほぼ一致していることがわかる。循

Fig. 9 Integrated entrained mass flow rate

Fig. 10 Local equivalence ratio

Fig. 11 Velocity histogram

環流内への水素燃料流量に対するエントレインメント流量の比は、ブラフボデー形状によって決定されている。Case 3 ($U=40$ m/s : $\phi=0.4$: 燃焼) と Case 5 ($U=80$ m/s : $\phi=0.8$: 燃焼) でほとんど一致しており、 $x/S=1.2$ で燃焼に必要な空気量の約 25% が供給されている。しかし、実験結果として Case 5 において火炎伸長が認められた⁽¹⁷⁾。それは Case 5 で噴流の貫通が強くなるため巻き込まれた空気と燃料との混合が遅れ、火炎の伸長を招いているものと考えられる。Case 4 ($U=40$ m/s : $\phi=0.8$: 燃焼) のときはブラフボデーより外側の流れから内側に取り込まれる空気量は $x/S=1.2$ まで積分しても 18% 程度と他の条件に比べて低い。この条件では航空宇宙技術研究所の燃焼実験において撮影された OH 発光の写真⁽¹⁷⁾ から明らかに噴射燃料の貫通力が増し、この断面では火炎が上下に分断されていると考えられる。中心軸上では空気と燃料との混合が進んでいないため火炎が伸びている。

3・4 速度変動と渦放出 高燃料噴射量条件になると燃料噴流が循環流を完全に貫通することにより流れ場が大きく変化し、その時間平均的な燃焼への影響について述べてきた。次にこの流れ場の時間変動特性、特にブラフボデーより渦放出が行われることについて報告する。

渦放出現象は、低いレイノルズ数ではカルマン渦列として報告されている。著者らの研究では高レイノルズ数においても渦放出があることを非燃焼実験で示してきた。本報では燃焼状態でも渦放出が生じているか

Fig. 12 Velocity fluctuation

Fig. 13 Velocity histogram and power spectrum distribution at exit

を検討する。図 11 に Case 5 ($U=80$ m/s : $\phi=0.8$: 燃焼) での軸方向速度のヒストグラムを示す。 $x/S=9.1$ における軸方向速度が周囲より低くなっている領域 ($y/S=0, 0.11, 0.57$: それぞれ点 A, B, C) の 3 点における軸方向速度のヒストグラムである。点 B では明らかにヒストグラムに二つのピークが存在している。この点 B での低速側での速度ピークはブラフボデーエッジで形成された渦の放出か、もしくは噴流の振動と考えられる。点 A → C での高速側のピークに着目すると速度ピークが重なっている。これも渦の放出もしくは組織渦の存在が原因と考えられる。点 B と点 C の間隔が 4 mm であることより、 $x/S=9.1$ における渦の大きさは 2~4 mm である。つまり、ここで言及できることは、LDV においても単に平均値と rms のみの流れ場の解析は不完全であり、ヒストグラムやスケールの評価も必要である。また、高いデータレートで計測し、速度変動のパワースペクトルで卓越周波数が得られない場合においても、このように明らかに渦が存在することである。

Case 5 ($U=80$ m/s : $\phi=0.8$: 燃焼) の条件では速度変動の卓越周波数とともにスクリーチ音が観測され

た⁽¹⁷⁾。そこでこの放出されている渦を把握するために速度変動のスペクトル解析結果を図12に示す。非燃焼場においても速度変動の卓越周波数は観測されている⁽³⁾。単純に比較することはできないが、どちらもkHzにオーダの卓越周波数をもっている。つまり、非常に周期性が強い渦がブラフボデーから放出されており、燃焼状態を不安定にさせているために、火炎の伸長やスクリーチ音の発生を促していると考えられる。

渦放出が行われているときの燃焼器内での流れを明らかにするため、Case 3 ($U=40$ m/s: $\phi=0.4$: 燃焼) と Case 5 ($U=80$ m/s: $\phi=0.8$: 燃焼) のときの燃焼器出口における流速のヒストグラムと速度変動のスペクトル解析結果を図13に示す。Case 3でのヒストグラム上では燃料噴流と主流空気の干渉を示すような広がり認められない。同様に速度変動のパワースペクトルにおいても卓越周波数は観測されない。しかし、Case 5のときには燃焼器出口である $x/S=25$ ($x=220$ mm), $y/S=1.7$ ($y=15$ mm) の速度のヒストグラムはCase 3のものと比べて速度分布範囲が明らかに広く、乱れが大きいことがわかる。つまり高燃料噴射量条件では燃料噴流の貫通力が強いので、試験部を出てもまだ燃料噴流は主流空気と干渉し続けていることがわかる。また、試験部出口での速度変動のパワースペクトルから卓越周波数が観測されているので、ブラフボデーから放出された渦が試験部の外まで流れていることがわかる。

以上より、高燃料噴射量ではブラフボデー後流には周期的な渦が放出されており燃焼器出口まで渦が流れていることを明らかにした。

4. 結 論

ブラフボデー保炎器後流の保炎と混合を明らかにするため保炎器後流の循環流と燃料噴流に着目し、光ファイバLDVで保炎器後流の速度計測を行った。本実験より得られた結論を以下に示す。

(1) 高燃料噴射量条件においては、燃料噴流が完全に貫通するために流れ場は非常に複雑になる。その結果、逆流領域は燃料噴射孔間の中間断面で結合す

る。さらに、この逆流領域の結合はブラフボデーへのエントレインメント流の発達を妨げていることがわかった。

(2) エントレインメント流量は断面平均流速によって決定され、燃料噴流の影響は少ない。

(3) 計測された各条件において、ブラフボデー背後にエントレインメントされる主流空気の流量は $x/S=1.2$ までに急速に取り込まれ、燃料流量から求められる完全燃焼に必要な空気量のうち約25%の空気が保炎用に用いられていることがわかった。

(4) 高燃料噴射量条件において、ブラフボデー後流より渦放出が起こっていることを明らかにした。

文 献

- (1) Tamaru, T., *Proc. Symp. (Int.) Japan's National Project Super/Hyperson. Transport Propuls.*, (1992), 69-75.
- (2) Hussaini, M. Y., Kumar, A. and Vortg, R. G. eds., *Major Research Topics in Combustion*, (1992), 1-20, Springer-Verlag.
- (3) 久保田浪之介・桑原卓雄, ラムジェット工学, (1996), 24, 日刊工業新聞社.
- (4) Hottel, H. C., ほか4名, *Proc. 9th Sym. (Int.) Combust.*, (1961), 923-935.
- (5) Hosokawa, S., Ikeda, Y., Minato, M. and Nakajima, T., *Proc. 31st Aerosp. Sci. Meet. Exhibit*, (1993), AIAA Paper 93-0020.
- (6) Ikeda, Y., Hosokawa, S., Minato, M. and Nakajima, T., *Proc. 11th ISABE*, (1993), 449-456.
- (7) 齊藤剛・池田裕二・中島健・黒沢要治・田丸卓, 機論, **65**-633, B (1999), 309-317.
- (8) 黒沢要治・山本武・齊藤隆・田丸卓, 第33回航空原動機・宇宙推進講演会講義集, (1993), 206-211.
- (9) 日野幹雄, 流体力学, (1992), 363, 朝倉書店.
- (10) Lyn, D. A., Einav, S., Rodi, W. and Park, J. H., *J. Fluid Mech.*, **304** (1995), 285-319.
- (11) Davies, T. W. and Beer, J. M., *Proc. 3th Symp. (Int.) Combust.*, (1968), 631-638.
- (12) Rogers D. W. and Marble F. E., *Jet Propuls.*, **26** (1956), 456-462.
- (13) Durbin, P. A., *Annu. Res. Briefs, Center for Turbulence Research*, (1994), 97-105.
- (14) Durbin, P. A., *AIAA J.* (1995), 659-664.
- (15) Hosokawa, S., Ikeda, Y. and Nakajima, T., *Proc. 33rd Aerosp. Sci. Meet. Exhibit*, (1995), AIAA Paper 95-0802.
- (16) Hosokawa, S., *Proc. 32nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Prop. Conf.*, (1996), AIAA Paper 96-3130.
- (17) 池田裕二・齊藤剛・中島健・田丸卓, 熱工学講演会, (1993), 58-60.