旋回火炎における運動量および熱の乱流輸送特性* (旋回による混合の抑制と逆こう配拡散現象)

高城 敏美**, 岡本 達幸**, 田地 正憲***
中 筋 善 淳†, 近 藤 武 文††

Turbulent Transport of Momentum and Heat in a Swirling Flame (Retardation of Mixing and Counter-Gradient Diffusion)

Toshimi TAKAGI, Tatsuyuki OKAMOTO, Masanori TAJI
Yoshizumi NAKASUJI, and Takefumi KONDOH

Simultaneous measurements of two velocity components and temperature were made in swirling and non-swirling turbulent diffusion flames confined in a tube. Turbulent fluxes of momentum and heat, turbulence kinetic energy and intensity of temperature fluctuation in Favre-averaged form were obtained by correlating the velocity components and/or temperature fluctuation for flames with and without swirl to investigate the effects of the swirl. It was pointed out that the turbulent fluxes of momentum and heat, turbulence kinetic energy and intensity of the temperature fluctuation are suppressed in the presence of the swirl. The magnitude of the generation terms of the transport equations of the turbulent fluxes of momentum and heat and the intensity of the temperature fluctuation was estimated and the dominating terms were revealed to interpret the interactions of turbulence, density non-homogeneity and pressure gradient induced by the swirl.

Key Words: Swirling Flame, Two-Colour Laser Doppler Velocimeter, Simultaneous Measurements of Velocity and Temperature, Turbulent Transport of Momentum and Heat, Retardation of Mixing, Counter-Gradient Diffusion

1. ま え が き

実用の燃焼器の多くは旋回乱流場で拡散火炎が形成される。このとき、旋回が運動量、熱または物質の乱流輸送を抑制したり、促進したりする作用があり、このため、旋回によって混合や燃焼の遅延や促進が生じる。従来の旋回火炎に関する研究の多くは、旋回流を利用して混合と燃焼を促進することを主眼にしている⁽¹⁾⁽²⁾。しかし、一方では、スクリーンの回転により周囲空気流に回転を与えると混合が抑制されること⁽³⁾⁽⁴⁾、管内に形成された旋回火炎では混合と燃焼が遅延し、火炎が伸張すること⁽⁵⁾⁽⁶⁾などが指摘されている。しかし、従来の研究は主として火炎の観察^{(3)~(6)}、温度分布の測定^{(3)~(6)}、または濃度分布の測定⁽⁶⁾によって旋回の影響を調べているが、火炎内の運動量や熱の乱流輸送流束の直接測定はなく、旋回による混合の抑制現象などの原因は明らかにされていない。

本研究の動機は(1) 運動量や熱の乱流輸送におよ

ぼす旋回の影響を明らかにすることは旋回火炎を用いる各種燃焼器内の混合と燃焼の特性を理解し、制御するのに役立つと考えられること、(2) 混合や燃焼を遅延させることは、たとえばラジアントチューブ燃焼器のような細長いダクト内に長い火炎を形成する場合などに必要であること、(3) 乱れや密度の不均質性と旋回によって生じる圧力こう配との干渉に起因する乱流輸送特性を基礎的に調べ、その原因を明確にしておくことは混合の促進と遅延に関する旋回の影響についての基本的因子がわかることになり、また、シミュレーションのための乱流輸送モデルの検証や構築に役立つと考えられることである。

本研究では旋回火炎と非旋回火炎において、2速度成分と温度の同時測定を行い、それらの変動の相関を求めることによって密度変動をも考慮した運動量と熱の乱流輸送流束や乱れの運動エネルギー、温度の変動強さなどを求め、旋回のある場合とない場合を対比することによって旋回の影響を明確にする。また、熱および運動量の乱流輸送流束、乱れの運動エネルギー、温度の変動強さなどに関する輸送方程式の生成項に着目し、旋回によって生じる諸現象の原因を明確にしようとする。

* 昭和61年11月23日 関西支部第246回講演会において講演、原稿受付 昭和61年2月3日。

** 正員、大阪大学工学部 (〒565 吹田市山田丘2-1)。

*** 三菱重工業(株) (〒652 神戸市兵庫区和田崎町1-1-1)。

† 日本碍子(株) (〒467 名古屋瑞穂区須田町2-56)。

†† 学生員、大阪大学大学院。

2. 実験装置および方法

図1に燃焼器の概略を示す。空気は旋回羽根を通過した後内径60 mmのガラス製直円管内を上向きに流れる。旋回の強さは8枚の旋回羽根の傾き角 θ を変化させることによって調整する。ガス燃料(H_2 と C_3H_8 の体積比が1:1)をガラス管と同軸の燃料ノズル(内径7 mm, 外径8 mmの円管)より軸方向に噴出させる。レーザドップラー流速計(LDV)による流速測定時の散乱粒子としては公称平均粒径 $3\mu m$ のタルク粉体を用い、空气中に浮遊させ、回路中に設けたサイクロン形の容器により大径粒子を除去する。火炎は大気圧のもとで、ガラス管内に形成する。測定断面にはガラス管にレーザ光入射用の細いスリットと散乱光を取り出すためのガラス板の窓を設けた。

図2に測定およびデータ処理系の概略を示す。流速の検出には総出力2 Wのアルゴンレーザを光源とする2カラーLDV(3ビーム形)を用い、2台の周波数トラッカにより、軸方向流速 U と半径方向流速 V または軸方向流速 U と旋回方向流速 W の組合せで同時測定を行う。流速の測定体積は最大の長さ直径がそれぞれ1.5 mmと0.15 mmである。また、温度 T

図1 燃焼器概略

図2 測定とデータ処理系

の測定には電氣的に応答遅れを補償した熱電対(Pt-Pt Rh 13 %, 線径 $25\mu m$)を用い, LDV と組合せることにより, 2 速度成分と温度の同時測定を行う。流速と温度の同時測定法とその手順は文献(7)と同様である。流速と温度の信号はディジタル解析器に入れ, 時間平均や変動強さを求め, さらに, 流速や温度の密度加重(Favre)平均や相互相関の処理にはデータレコーダに記録したアナログデータをディジタル化し, はん用コンピュータで演算する。A/D 変換のサンプリング速度は3~5 kHz でサンプリングデータの個数はそれぞれの測定量に対して8 000~40 000 である。

3. 実験結果

3.1 時間平均流速と温度およびそれらの変動強さの分布 燃料および空気の流量条件として, ガラス管入口の平均空気流速を5.3 m/s, 燃料ノズル出口における平均燃料流速を1.7 m/s とそれぞれ一定として, 旋回のある場合とない場合の典型的な2種の火炎を作った。旋回のない場合には旋回羽根角度 $\theta=0^\circ$, 旋回のある場合は $\theta=30^\circ$ とした。旋回のある場合のスワール数は, 燃料ノズルの先端断面で軸方向と周方向流速の分布を測定した結果より0.26であった。以下, この二つの火炎について測定を行った。測定位置は燃料ノズル先端から300 mm 下流の断面とした。

図3は旋回のある火炎とない火炎における時間平均流速と乱れ強さの半径方向分布を示す。一, ~はそれぞれ通常の時間平均と密度加重(Favre)時間平均を表す。 u_{RMS} , v_{RMS} , w_{RMS} はそれぞれ軸方向, 半径方向, 周方向流速の変動強さ(変動成分の二乗平均根)である。横軸の R は火炎中心からの半径方向距離である。 $\bar{U}$ と $\tilde{U}(\tilde{U}=\bar{\rho U}/\bar{\rho}, \rho$:密度), $\bar{W}$ と $\tilde{W}$ の差は小さいこと, 軸方向流速の半径方向こう配の大きいところで u_{RMS} は極大値をとり, u_{RMS} の値は $\theta=30^\circ$ の旋回火炎の場合のほうが非旋回火炎の場合より小さいこと, 周方向流速は中心部では剛体回転的であるが, 外側では減少する傾向があること, $\theta=30^\circ$ の場合には v_{RMS} と w_{RMS} の分布は似ており, u_{RMS} よりかなり小さいことなどがわかる。

図4には時間平均温度 $\bar{T}$, $\tilde{T}$ および温度の変動強さ T_{RMS} の分布を示す。 $\bar{T}$ と $\tilde{T}$ の分布形状は類似しているが, 温度変動強さの大きい位置では $\bar{T}$ と $\tilde{T}$ の差は無視できない。旋回火炎での温度分布は中心軸付近で温度が下がっているが, これは中心部では局所当量比が1より大きく, 燃料過剰であるためであることが各種ガス組成濃度分布の測定から確かめられた⁽⁶⁾。また, 火炎中心部近傍で旋回のない火炎のほうが平均温度が

低くなっている理由として、旋回のない火炎では温度変動が大きく、変動の確率密度分布が高温から低温まで分散する傾向があるが、旋回火炎ではその確率密度分布が高温の狭い範囲に集中することによることが確かめられた。このことは目視による火炎形状が旋回火炎では中央部に集中し、旋回のない火炎では火炎が分散する傾向があること⁽⁶⁾と対応する。

3・2 運動量および熱の乱流輸送等の特性 旋回のある火炎 ($\theta=30^\circ$) とない火炎 ($\theta=0^\circ$) において、運動量や熱の乱流輸送流束や乱れ特性量を流速と温度の同時検出に基づき測定した。

(a) 旋回火炎

(b) 非旋回火炎

図3 流速とその乱れ強さの分布

図5には軸方向運動量の半径方向流束 $\overline{\rho u'' v''}$ の半径方向分布を示す。'または''はそれぞれ通常の時間平均または密度加重時間平均値に相対的な変動量を表し、密度加重平均等の定義から次式の関係がある。

$$\overline{\rho u'' v''} = \overline{\rho u' v'} + \overline{\rho' u' v'} - \overline{\rho' v'} \cdot \overline{\rho' u'} / \overline{\rho} \cdots (1)$$

u と v は軸方向と半径方向の流速成分の変動量である。軸方向と半径方向の瞬時流速 U と V ならびに瞬時温度 T の同時測定結果から、まず通常の時間平均量と変動量を求め、式(1)の右辺を計算することによって $\overline{\rho u'' v''}$ を得る。瞬時密度 ρ は瞬時温度 T から完全ガスの状態式を用いて算出した。本実験の測定範囲では燃焼ガスのガス定数はほぼ一定であることを確かめている。図5から、旋回によって軸方向運動量の半径方向流束が著しく減少することがわかる。

図6, 7に軸方向運動量の軸方向流束 $\overline{\rho u'' u''}$ と乱

図4 温度とその変動強さの分布

図5 $\overline{\rho u'' v''}$ の半径方向分布

れの運動エネルギー $\bar{q} = (\overline{\rho u'' u''} + \overline{\rho v'' v''} + \overline{\rho w'' w''}) / 2\bar{\rho}$ の半径方向分布を示す。 $\overline{\rho u'' u''}$ や $\bar{q}$ を求める方法は上記の $\overline{\rho u'' v''}$ を求める方法と同様であり、式(1)において、 u, v の代わりに対応する速度成分を適用した式により算出する。ただし、旋回のない火炎においては $\overline{\rho w'' w''}$ (w : 旋回方向速度の変動成分) の測定を行っていないので、それは $\overline{\rho v'' v''}$ に等しいと近似して $\bar{q}$ を求めた。図6, 7などから、乱れの運動エネルギー $\bar{q}$ は旋回によって減少し、その傾向がとくに火炎中心部で著しいこと、 $\overline{\rho u'' u''}$ が $\bar{q}$ の中に占める割合が大きいこと、 $\overline{\rho u'' u''}$ が旋回によって著しく減少し、これが旋回によって $\bar{q}$ が減少する原因になっていることなどがわかる。

図8, 9には $\overline{\rho v'' T''}$ および $\overline{\rho u'' T''}$ の半径方向分布を示す。これらはそれぞれ密度変動をも考慮した半径方向および軸方向の乱流熱流束に比例する量であり、式(1)において、 u または v を T に置きかえた式の右辺から、 U, V および T の同時測定に基づき算出する。旋回のない場合には $\overline{\rho v'' T''}$ は正となり、図4の温度分布と対応させると、半径方向に時間平均温度が減

少する方向に熱が輸送されることがわかる。これは熱のこう配拡散モデルに対応する。他方、旋回のある場合は $\overline{\rho v'' T''}$ は負となり、時間平均温度の低いほうから高いほうへ熱が輸送される逆こう配拡散が生じていることがわかる。逆こう配拡散現象は予混合乱流火炎において見られることが指摘されているが⁽⁸⁾⁻⁽¹⁰⁾、水素を燃料とした非旋回乱流拡散火炎⁽⁷⁾や本実験の旋回のない場合においてはそのような現象が見られないこ

 図8 $\overline{\rho v'' T''}$ の半径方向分布

 図6 $\overline{\rho u'' u''}$ の半径方向分布

 図9 $\overline{\rho u'' T''}$ の半径方向分布

 図7 $\bar{q}$ の半径方向分布

 図10 $\overline{\rho T'' T''}$ の半径方向分布

とから、乱流拡散火炎における逆こう配拡散は旋回によって誘起されていると考えられる。

$\overline{\rho u'' T''}$ は旋回、非旋回いずれの火炎でも正の値をもつが、これは文献(7)に指摘しているように、 $\tilde{T}$ の軸方向こう配に依存するよりも $\tilde{U}$ と $\tilde{T}$ の半径方向こう配が同符号のとき正になる傾向に近いと考えられる。また、旋回によって $\overline{\rho u'' T''}$ は減少する傾向がある。

図10には密度加重の温度変動強さ $\overline{\rho T'' T''}$ の半径方向分布を示す。温度変動強さは旋回によって減少することがわかる。

図11には旋回火炎における $\overline{\rho u'' w''}$ と $\overline{\rho w'' T''}$ の半径方向分布を示す。これらの量は後に述べるように、運動量と熱の乱流輸送のうちとくに重要な $\overline{\rho u'' v''}$ と $\overline{\rho v'' T''}$ の輸送方程式の生成項に現れ、 $\overline{\rho u'' v''}$ と $\overline{\rho v'' T''}$ に対して旋回の影響をもたらす項である。 $\overline{\rho w'' T''}$ は正であるが、 $\overline{\rho u'' w''}$ は火炎中央部で負、周辺部で正になる傾向がある。 $\overline{\rho u'' w''}$ の正負は軸方向と半径方向流速 $\tilde{U}$ と $\tilde{W}$ の半径方向分布のこう配が同符号か否かに対応する傾向がある。

4. 考 察

運動量や熱の乱流輸送流束や乱れの運動エネルギー、温度変動の強さなどにおよぼす旋回の影響を検討するために、 $\overline{\rho u_i'' u_j''}$ 、 $\overline{\rho u_i'' T''}$ および $\overline{\rho T'' T''}$ を特性づける輸送方程式の各項とくにその生成項の大きさを比較するのが有効である。それらの輸送方程式は直角座標では次式で表される。

$$\frac{\partial}{\partial x_k} (\tilde{U}_k \overline{\rho u_i'' u_j''}) = -\overline{\rho u_k'' u_j''} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_k} - \overline{\rho u_k'' u_i''} \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_k}$$

図11 $\overline{\rho u'' w''}$ と $\overline{\rho w'' T''}$ の半径方向分布

$$-\overline{u_j''} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_i} - \overline{u_i''} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_j} + \overline{D_M} \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_k} (\tilde{U}_k \overline{\rho u_j'' T''}) = -\overline{\rho u_k'' u_j''} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_k} - \overline{\rho u_k'' T''} \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_k} - \overline{T''} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_j} + \overline{D_T} \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_k} (\tilde{U}_k \overline{\rho T'' T''}) = -2\overline{\rho u_k'' T''} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_k} + \overline{D_F} \dots\dots\dots (4)$$

添字 i, j, k は座標軸の方向を示し、 P は圧力である。方程式の左辺は対流項であり、右辺は最後の項以外は生成項である。 $\overline{D_M}$ 、 $\overline{D_T}$ 、 $\overline{D_F}$ はそれぞれ拡散項、消散項および圧力変動を含む項からなるが、簡単のためそれらの詳細な記述は省略している。式(2)～(4)は運動量の保存式と比熱を一定と仮定したエネルギー保存式から得られる。これらの方程式の生成項に注目し、それらを円筒座標で書き直すと表1のようにまとめられる。ここで、 ϕ は $\overline{\rho u_i'' u_j''}$ 、 $\overline{\rho u_j'' T''}$ または $\overline{\rho T'' T''}$ であり、それに対応する生成項を $S(\phi)$ としている。 r と z は半径方向と軸方向座標である。ただし、表1では軸対称で境界層近似がなりたつとし、 $\tilde{U} \gg \tilde{V}$ 、 $\partial/\partial r \gg \partial/\partial z$ の近似を用いている。この近似は本実験の直円管内旋回火炎等では逆流域が形成されなく、軸方向への状態変化が比較的少ないため妥当であると考えられる。

表2はレイノルズ応力(乱流による運動量流束)について、表3は乱流熱流束と温度変動強さについて、各輸送方程式の生成項の大きさを旋回火炎と非旋回火炎のいくつかの半径位置において見積もったものである。各項の大きさの見積りは測定値に基づいているが、 $\overline{\rho v'' w''}$ は測定していないので、 $\overline{\rho v'' w''} \leq \bar{\rho} v_{RMS} w_{RMS}$ で見積もり、その上限値を示している。 $\overline{w''}$ については、非旋回火炎では求めていないので、 $\overline{w''} \leq \rho_{RMS} w_{RMS} / \bar{\rho}$ でその上限を見積もった。半径方向と軸方向の圧力こう配は半径方向と軸方向の運動量の保存式で $\tilde{V}$ を零と近似して求めた。表2から次のことが言える。

(1) 旋回のない火炎では $-2\overline{\rho u'' v''} \frac{\partial \tilde{U}}{\partial r}$ が $\overline{\rho u'' u''}$ に対する主要な生成項である。 $\overline{\rho v'' v''}$ と $\overline{\rho w'' w''}$ に対する生成項は非旋回火炎では無視できる。このため、 $\overline{\rho v'' v''}$ と $\overline{\rho w'' w''}$ は生成項以外の項によって $\overline{\rho u'' u''}$ から移行することによって増加すると考えられる。旋回火炎では $\overline{\rho u'' u''}$ の生成項である $-2\overline{\rho u'' v''} \frac{\partial \tilde{U}}{\partial r}$ は旋回のない火炎におけるものよりかなり小さくなる。これが旋回火炎では非旋回火炎よりも $\overline{\rho u'' u''}$ が小さくなる原因である。また、旋回火炎では $\overline{\rho v'' v''}$ と $\overline{\rho w'' w''}$ に対して、表2のように $\overline{\rho v'' w''}$ を含む生成項が生じる。しかし、実測によると、旋回火

炎においても $\overline{\rho u'' u''}$ が $\overline{\rho v'' v''}$ や $\overline{\rho w'' w''}$ より大きいので、 $\overline{\rho u'' u''}$ の生成が $\overline{\rho v'' v''}$ や $\overline{\rho w'' w''}$ の生成より上まわっていることが予想される。 $\overline{\rho u'' u''}$ 、 $\overline{\rho v'' v''}$ および $\overline{\rho w'' w''}$ の和からなる乱れの運動エネルギー $\bar{q}$ は旋回によって減少する傾向があるが、これは $\bar{q}$ の中で大きい部分を占める $\overline{\rho u'' u''}$ が旋回によって減少することが主原因である。旋回によって $\overline{\rho u'' u''}$ の生成項 $-2\overline{\rho u'' v''} \partial \bar{U} / \partial r$ が減少するのは、次項で述べるように、旋回によって $\overline{\rho u'' v''}$ が減少するからである。

(2) 非旋回火炎では、 $\overline{\rho u'' v''}$ に対する生成項として、 $-\overline{\rho v'' v''} \partial \bar{U} / \partial r$ が支配的である。しかし、旋回火炎では $-\overline{\rho v'' v''} \partial \bar{U} / \partial r$ 以外に $-\overline{u''} \partial \bar{P} / \partial r$ と $\overline{\rho u'' w''} \bar{W} / r$ が重要な生成項となる。 $-\overline{u''} \partial \bar{P} / \partial r$ は大きい負の生成項となり、旋回火炎における $\overline{\rho u'' v''}$ を減少させる主要因となる。 $-\overline{u''} \partial \bar{P} / \partial r$ が大きい負の値をとる原因は、旋回による遠心力によって半径方向の圧力こう配が大きくなることと、密度変動と軸方向流速の間に負の相関を生じるために $\overline{u''} (= -\overline{\rho' u' / \rho})$ が正の値をとることに起因する。密度変動を生じない流れ場ではこの値

は零となる。生成項の $\overline{\rho u'' w''} \bar{W} / r$ は旋回火炎の中心部では $\overline{\rho u'' w''}$ が負であるため負になり、 $\overline{\rho u'' v''}$ を減少させる作用をもつ。この項は密度変動がない乱流場でも零とはならず、剛体うず的な旋回速度分布をもつ領域で $\overline{\rho u'' v''}$ を減少させる主要な項となると考えられる⁽¹¹⁾。旋回火炎周辺部で自由うず的な旋回速度分布をもつ領域では $\overline{\rho u'' w''}$ が正すなわち $\overline{\rho u'' w''} \bar{W} / r$ が正となり $\overline{\rho u'' v''}$ を増加させる作用をもつ。

(3) レイノルズ応力のうち $\overline{\rho u'' w''}$ と $\overline{\rho v'' w''}$ は

表 1 輸送方程式の生成項

ϕ	$S(\phi)$
$\overline{\rho u'' u''}$	$-2\overline{\rho u'' v''} \partial \bar{U} / \partial r - 2\overline{u''} \partial \bar{P} / \partial z$
$\overline{\rho v'' v''}$	$2\overline{\rho v'' w''} \bar{W} / r - 2\overline{v''} \partial \bar{P} / \partial r$
$\overline{\rho w'' w''}$	$-2\overline{\rho v'' w''} \partial \bar{W} / \partial r$
$\overline{\rho u'' v''}$	$-\overline{\rho v'' v''} \partial \bar{U} / \partial r + \overline{\rho u'' w''} \bar{W} / r - \overline{u''} \partial \bar{P} / \partial r - \overline{v''} \partial \bar{P} / \partial z$
$\overline{\rho u'' w''}$	$-\overline{\rho u'' v''} \partial \bar{W} / \partial r - \overline{\rho v'' w''} \partial \bar{U} / \partial r - \overline{w''} \partial \bar{P} / \partial z$
$\overline{\rho v'' w''}$	$-\overline{\rho v'' v''} \partial \bar{W} / \partial r + \overline{\rho u'' w''} \bar{W} / r - \overline{w''} \partial \bar{P} / \partial r$
$\overline{\rho u'' T''}$	$-\overline{\rho v'' T''} \partial \bar{U} / \partial r - \overline{\rho u'' v''} \partial \bar{T} / \partial r - \overline{T''} \partial \bar{P} / \partial z$
$\overline{\rho v'' T''}$	$-\overline{\rho v'' v''} \partial \bar{T} / \partial r + \overline{\rho u'' T''} \bar{W} / r - \overline{T''} \partial \bar{P} / \partial r$
$\overline{\rho w'' T''}$	$-\overline{\rho v'' T''} \partial \bar{W} / \partial r - \overline{\rho v'' w''} \partial \bar{T} / \partial r$
$\overline{\rho T'' T''}$	$-2\overline{\rho v'' T''} \partial \bar{T} / \partial r$

表 2 運動量の乱流輸送流束に対する生成項の見積もり

R mm		Swirling flame ($\theta=30^\circ$)						Non-swirling flame ($\theta=0^\circ$)					
		3	6	9	12	15	18	3	6	9	12	15	18
$S(\overline{\rho u'' u''})$	$-2\overline{\rho u'' v''} \partial \bar{U} / \partial r$	0.13	0.78	1.1	5.4	5.1	2.0	4.7	12.6	22.9	17.9	9.9	4.5
	$-2\overline{u''} \partial \bar{P} / \partial z$	0.01	0.04	0.5	2.7	0.2	0.02	2.2	5.2	7.3	2.4	0.7	0.3
$S(\overline{\rho v'' v''})$	$2\overline{\rho v'' w''} \bar{W} / r$	<42	<25	<23	<25	<34	<41	0	0	0	0	0	0
	$-2\overline{v''} \partial \bar{P} / \partial r$	0.22	2.3	7.4	7.6	11.3	5.0	-0.08	-0.19	-0.29	-0.24	-0.30	-0.06
$S(\overline{\rho w'' w''})$	$-2\overline{\rho v'' w''} \partial \bar{W} / \partial r$	<26	<12	<4.2	<1.8	<3.3	<4.7	0	0	0	0	0	0
	$-\overline{\rho v'' v''} \partial \bar{U} / \partial r$	3.5	7.7	21.7	18.7	17.3	11.1	12.5	22.3	31.4	18.3	10.8	7.0
$S(\overline{\rho u'' v''})$	$\overline{\rho u'' w''} \bar{W} / r$	-1.2	-1.0	0.76	2.7	1.4	0.58	0	0	0	0	0	0
	$-\overline{u''} \partial \bar{P} / \partial r$	-0.52	-2.3	-22.6	-44.0	-17.0	-3.8	-0.38	-0.50	-0.72	-0.63	-0.52	-0.13
	$-\overline{v''} \partial \bar{P} / \partial z$	0.001	-0.01	-0.04	-0.12	-0.03	-0.01	0.12	0.49	0.73	0.23	0.10	0.04
	$-\overline{\rho u'' v''} \partial \bar{W} / \partial r$	-0.31	-0.37	-0.06	0.15	0.26	0.23	0	0	0	0	0	0
$S(\overline{\rho u'' w''})$	$-\overline{\rho v'' w''} \partial \bar{U} / \partial r$	<2.8	<6.4	<21	<17	<16	<10	<16	<30	<43	<26	<16	<8
	$-\overline{w''} \partial \bar{P} / \partial z$	0.001	0.01	0.04	0.34	0.04	0.01	<2.1	<2.3	<4.6	<1.6	<0.5	<0.4
	$-\overline{\rho v'' v''} \partial \bar{W} / \partial r$	-16.3	-7.4	-2.2	1.0	1.7	2.7	0	0	0	0	0	0
$S(\overline{\rho v'' w''})$	$\overline{\rho u'' w''} \bar{W} / r$	16.9	10.4	12.0	10.9	13.5	18.1	0	0	0	0	0	0
	$-\overline{w''} \partial \bar{P} / \partial r$	-0.14	-1.2	-3.7	-11.1	-6.5	-5.6	<0.7	<0.5	<0.9	<0.8	<0.7	<0.1

表 3 熱の乱流輸送流束および温度変動強さに対する生成項の見積もり

R mm		Swirling flame ($\theta=30^\circ$)						Non-swirling flame ($\theta=0^\circ$)					
		3	6	9	12	15	18	3	6	9	12	15	18
$S(\overline{\rho u'' T''})$	$-\overline{\rho v'' T''} \partial \bar{U} / \partial r$	-20	-380	-3300	-1800	-1300	-150	800	4600	5100	3500	2000	440
	$-\overline{\rho u'' v''} \partial \bar{T} / \partial r$	-6.5	99	240	1980	1160	420	510	2000	4100	2700	2000	1600
	$-\overline{T''} \partial \bar{P} / \partial z$	6.6	37.2	263	1200	120	5.5	1000	1700	3800	1440	350	200
$S(\overline{\rho v'' T''})$	$-\overline{\rho v'' v''} \partial \bar{T} / \partial r$	-350	1960	9200	13700	7900	4700	2700	7400	11200	5700	4300	4900
	$\overline{\rho u'' T''} \bar{W} / r$	210	760	1100	3000	1300	640	0	0	0	0	0	0
$S(\overline{\rho w'' T''})$	$-\overline{T''} \partial \bar{P} / \partial r$	-860	-4100	-23400	-39600	-19800	-2500	-340	-330	-750	-750	-540	-170
	$-\overline{\rho v'' T''} \partial \bar{W} / \partial r$	96	370	330	-100	-180	-40	0	0	0	0	0	0
$S(\overline{\rho T'' T''})$	$-\overline{\rho v'' w''} \partial \bar{T} / \partial r$	<280	<1600	<8700	<13000	<7500	<4200	<3400	<9600	<15000	<7700	<6500	<5500
	$-2\overline{\rho v'' T''} \partial \bar{T} / \partial r$	0.4×10^4	-20	-280	-270	-160	-13	33×10^4	300	310	210	160	63

注：表 2 と表 3 における単位は kg, m, s, K による。

旋回のない火炎においては運動量の保存式や他のレイノルズ応力の輸送方程式の中に現れてこないのが重要ではない。しかし、旋回火炎ではそれらは周方向運動量の保存式や表1に示すように他のレイノルズ応力の輸送方程式の中に現れる。 $\overline{\rho u'' w''}$ に対する生成項である $-\overline{\rho u'' v''} \partial \tilde{W} / \partial r$ は旋回火炎の中央部では負、周辺部では正となるが、この傾向は旋回火炎では $\overline{\rho u'' w''}$ が中央部では負、周辺部で正となる傾向と対応している。ただし、 $\overline{\rho u'' w''}$ の他の生成項である $-\overline{\rho v'' w''} \partial \tilde{U} / \partial r$ の値と符号が不明確であるので、 $\overline{\rho u'' w''}$ の傾向がどちらの項で支配されているかは不明である。

旋回火炎では $\overline{\rho v'' w''}$ に対する生成項である $\overline{\rho w'' w''} \tilde{w} / r$ は常に正であるが、 $-\overline{\rho v'' v''} \partial \tilde{W} / \partial r$ は火炎中心部の $\partial \tilde{W} / \partial r > 0$ の領域では負、周辺部の $\partial \tilde{W} / \partial r < 0$ の領域では正となる。一方、 $\overline{w''} \partial \tilde{P} / \partial r$ は常に負である。三つの項の和を考えると周辺部では正の生成項が支配的となる傾向がある。このため、周辺部では $\overline{\rho v'' w''}$ が正になることが予想されるが、これが正であると、 $\overline{\rho u'' w''}$ の生成項 $-\overline{\rho v'' w''} \partial \tilde{U} / \partial r$ も正となり、周辺部で $\overline{\rho u'' w''}$ が正となる実験結果と符合する。

表3から次のことが言える。

(4) 軸方向乱流熱流束に比例する量 $\overline{\rho u'' T''}$ に対する生成項は非旋回火炎では $-\overline{\rho v'' T''} \partial \tilde{U} / \partial r$ 、 $-\overline{\rho u'' v''} \partial \tilde{T} / \partial r$ および $-\overline{T''} \partial \tilde{P} / \partial z$ である。通常の熱のこう配拡散モデルでは軸方向乱流熱流束 $\overline{\rho u'' T''}$ は軸方向温度こう配 $\partial \tilde{T} / \partial z$ に関係づけるが、表3のようにむしろ半径方向こう配 $\partial \tilde{T} / \partial r$ と $\partial \tilde{U} / \partial r$ に関係することがわかる。このため、非旋回火炎でも、後述の旋回火炎でも、 $\overline{\rho u'' T''}$ をこう配拡散モデルとして $\partial \tilde{T} / \partial z$ と関係づけることの合理的な理由はないことがわかる。

旋回火炎における $\overline{\rho u'' T''}$ については、その生成項である $-\overline{\rho v'' T''} \partial \tilde{U} / \partial r$ は $\overline{\rho v'' T''}$ が負であるため負になること、また $\overline{\rho u'' v''}$ と $\overline{T''}$ が旋回によって減少するため $\overline{\rho u'' T''}$ の他の生成項 $-\overline{\rho u'' v''} \partial \tilde{T} / \partial r$ と $-\overline{T''} \partial \tilde{P} / \partial z$ が減少することがわかる。旋回火炎で $\overline{\rho u'' T''}$ が減少するのは旋回によって上記三つの生成項が減少することに原因がある。

(5) 半径方向熱流束に比例する量 $\overline{\rho v'' T''}$ について考えると、非旋回火炎では $-\overline{\rho v'' v''} \partial \tilde{T} / \partial r$ が支配的な生成項である。このことは、半径方向に温度が減少する ($\partial \tilde{T} / \partial r < 0$) ときに $\overline{\rho v'' T''}$ が正となる実験結果 (図8で $\theta = 0^\circ$ のとき) と対応し、通常のこう配拡散モデルのように、 $\overline{\rho v'' T''}$ を $\partial \tilde{T} / \partial r$ に関係づけることは合理的であることがわかる。

旋回火炎では、 $-\overline{\rho v'' v''} \partial \tilde{T} / \partial r$ が非旋回の場合と同様に正の生成項であるが、 $-\overline{T''} \partial \tilde{P} / \partial r$ が大きい負の

生成項となる。これは、旋回による遠心力によって生じる半径方向圧力こう配が大きくなること、 $\overline{T''} (= -\overline{\rho' T'} / \bar{\rho})$ が密度変動と温度変動の相関によって正になることによる。 $-\overline{T''} \partial \tilde{P} / \partial r$ の項は半径方向の温度こう配 $\partial \tilde{T} / \partial r$ の正負に無関係に、常に乱流熱流束 $\overline{\rho v'' T''}$ を圧力の高い周辺部から圧力の低い中心部へ駆動する。この項が他の生成項よりも支配的なために、図8で $\theta = 30^\circ$ の場合のように逆こう配拡散を誘起することがわかる。

(6) 旋回のない火炎では $\overline{\rho w'' T''}$ はエネルギー保存式や他の乱流輸送方程式の中に現れないが、旋回火炎では $\overline{\rho v'' T''}$ の生成項の中に現れる。旋回火炎では図11によると $\overline{\rho w'' T''}$ は正であることから、その生成項 $-\overline{\rho v'' w''} \partial \tilde{T} / \partial r$ は火炎周辺部では負の生成項 $\overline{\rho v'' T''} \partial \tilde{W} / \partial r$ をしのぐ正の値になることが予想される。このことは、火炎周辺部では $\overline{\rho v'' w''}$ が正になるとする予想 [上記(3)] と符合する。

(7) 温度変動強さ $\overline{\rho T'' T''}$ に対する生成項 $-\overline{\rho v'' T''} \partial \tilde{T} / \partial r$ は旋回のない火炎では正であるが、旋回火炎では、測定位置ではほとんど負である。これは $\overline{\rho v'' T''}$ が非旋回火炎では正、旋回火炎では負になることによる。このことが、図10のように、旋回火炎における $\overline{\rho T'' T''}$ が非旋回火炎の場合よりも小さくなる原因であると考えられる。

5. ま と め

旋回火炎および非旋回火炎において、2速度成分と温度の同時測定を行い、それらの変動の相関を求めることによって、密度変動をも考慮した運動量と熱の乱流輸送流束や乱れのエネルギー、温度変動の強さなどを求め、旋回のある場合とない場合を対比することによって旋回の影響を明確にした。その結果、旋回によって運動量や熱の乱流輸送が抑制されること、半径方向への乱流熱流束については逆こう配拡散が生じること、乱れの運動エネルギーや温度変動強さが減少することなどを明らかにした。

これらの現象の原因を明確にするために、乱流輸送流束などの輸送方程式の生成項の大きさを実測値から予測し、相互の関連性を調べた。得られた結果を要約すると次のとおりである。

(1) 旋回によって軸方向運動量の半径方向流束 $\overline{\rho u'' v''}$ が抑制される原因は主として、旋回によって誘起される圧力こう配 $\partial \tilde{P} / \partial r$ ならびに密度変動と流速変動の相関によって生じる $\overline{u''} (= -\overline{\rho' u'} / \bar{\rho})$ よりなる $-\overline{u''} \partial \tilde{P} / \partial r$ が $\overline{\rho u'' v''}$ に対して負の生成項となるためである。また、 $\overline{\rho u'' v''}$ に対する他の生成項である

$\overline{\rho u'' w''} \bar{W}/r$ もとくに火炎中心部で $\overline{\rho u'' v''}$ を減少させるように作用する。

(2) 旋回により $\overline{\rho u'' u''}$ が減少する理由はその生成項である $-2\overline{\rho u'' v''} \partial \bar{U}/\partial r$ が減少することである。この生成項が減少する原因は上記(1)で述べたように、旋回により $\overline{\rho u'' v''}$ が減少するためである。

乱れの運動エネルギーが旋回によって減少するのはその大きい部分を占める $\overline{\rho u'' u''}$ が旋回により減少することによる。

(3) 半径方向の乱流熱流束に比例する量 $\overline{\rho v'' T''}$ は旋回によって負になり、逆こう配拡散現象を示す。この主要な原因は、旋回によって誘起される半径方向圧力こう配 $\partial \bar{P}/\partial r$ ならびに密度変動と温度変動の相関によって生じる $T''(=-\bar{\rho}' T'/\bar{\rho})$ よりなる $-T'' \partial \bar{P}/\partial r$ が $\overline{\rho v'' T''}$ に対して負の生成項となるためである。

(4) 旋回によって $\overline{\rho v'' T''}$ が負になり、また $\overline{\rho u'' v''}$ が減少するため、軸方向熱流束に比例する量 $\overline{\rho u'' T''}$ や温度変動強さ $\overline{\rho T'' T''}$ の生成項が減少したり負になったりする。これが、旋回によって $\overline{\rho u'' T''}$ や $\overline{\rho T'' T''}$ を減少させる理由である。

(5) 旋回のない火炎においては半径方向への運動量流束 $\overline{\rho u'' v''}$ と半径方向への熱流束 $\overline{\rho v'' T''}$ の生成はもっぱら、それぞれ軸方向流速の半径方向こう配や温度分布の半径方向こう配に比例する項である $-\overline{\rho v'' v''} \partial \bar{U}/\partial r$ と $-\overline{\rho v'' v''} \partial \bar{T}/\partial r$ による。このことは、半径方向への運動量や熱の乱流輸送についてのこう配拡散モデルの妥当性を支持している。

しかし、運動量や熱の軸方向流束 $\overline{\rho u'' u''}$ や $\overline{\rho u'' T''}$

についても半径方向の流速こう配や温度こう配に比例した項が支配的な生成項となっており、軸方向の乱流輸送が流速や温度の軸方向こう配に比例するとするこの配拡散モデルは不合理である。

一方、旋回のある火炎では運動量や熱の半径方向乱流輸送流束に対する生成項には、流速や温度の半径方向こう配に比例する項以外に圧力こう配と密度変動が関連する項および周方向流速成分が関係する項が大きく影響する。このときには、運動量や熱のこの配拡散モデルが不合理となる。

本研究は当時大阪大学学生 今村義弘氏と阪谷徹氏に協力いただいた。また、文部省科学研究費(特定研究(燃焼現象)および一般研究C)による補助を受けた。ここに記し、感謝の意を表します。

文 献

- (1) Syred, N. and Beer, J. M., *Combust. Flame*, 23-2 (1974), 143.
- (2) Lilley, D. G., *AIAA J.*, 15-8 (1977), 1063.
- (3) Emmons, H. W. and Ying, S. J., *Proc. 11th Symp. (Int.) Combust.*, (1967), 475, The Combustion Institute.
- (4) Chigier, N. A., ほか3名, *Combust. Flame*, 14-2 (1970), 171.
- (5) Beer, J. M. and Chigier, N. A., *Combust. Flame*, 16-1 (1971), 39.
- (6) Takagi, T., ほか2名, *Proc. ASME • JSME Thermal Eng. Conf.*, 4 (1983), 131.
- (7) 高城・ほか2名, 機論, 47-420, (昭56), 1629.
- (8) Moss, J. B., *Combust. Sci. Technol.*, 22-3, 4 (1980), 119.
- (9) Yanagi, T. and Mimura, Y., *Proc. 18th Symp. (Int.) Combust.*, (1981), 1031, The Combustion Institute.
- (10) Shepherd, I. G., ほか2名, *Proc. 19th Symp. (Int.) Combust.*, (1983), 423, The Combustion Institute.
- (11) 平井ほか2名, 機論, 52-476, B編(昭61), 1608.

討 論

〔質問〕 小 沼 義 昭〔豊橋技術科学大学〕

(1) 貴実験における、空気流に旋回がある場合とない場合の火炎形状および大きさについてご説明願いたい。

(2) 多くの燃焼器におけるように、燃料を周囲空気流より速い速度で放射状に噴出した場合の旋回流の効果について、貴研究の結果からどのような考察ができるか。

〔回答〕 (1) 旋回がない火炎は、燃料ノズルから単調に広がる分散した火炎形状をもち、火炎長は約600 mmである。旋回がある場合の火炎はノズル近傍で広がるが流れにそって広がらず、中心軸近傍に集中した細長い形状となり、火炎長は約800 mmであ

る。これらの目視による火炎形状は別途行った化学種濃度や温度の分布と対応する。

(2) 燃料を放射状に高速で噴出する場合でも、通常、燃料よりも空気(酸化剤)のほうの運動量が相当大きいので、空気の旋回が火炎内の流動と混合に大きく影響すると考えられる。実用燃焼器では、応い空間に旋回流を噴出させ、逆流域を形成させて混合を促進させることが多いが、このような場合でも、燃料を放射状に噴出させても、火炎内では本研究におけるように剛体渦的な旋回流域があり、火炎中心部は周辺よりも温度が高い状態となる。このとき、本研究で得られたような旋回による混合の抑制現象が生じるはずである。

最近の著者らの研究(付1)によると、逆流を伴う旋回火炎では、本研究で得られた結果(旋回による運動量や熱の乱流輸送の抑制現象)を考慮しなければ逆流域の形成を適正に数値予測できないことを示している。

混合には対流と乱流輸送の効果が重畳し、逆流域や放射状流れがあると流線が外向きとなり、流れが広がるので対流の影響によって混合が進む。対流の影響は

数値予測の場合には不確定性がなく数式に表現できるが、乱流輸送については不確定性が多く、その特性を把握しておく必要がある。本研究はこの乱流輸送に対する旋回の影響を対流の影響を分離して明確にしているものである。

(付1) 岡本・高城, 旋回火炎の流動, 混合および燃焼の数値解析, 第24回燃焼シンポジウム講演論文集, (昭61), 286.