旋回流燃焼器近傍の空力特性 *

(第1報 拡大管中の等温一様剛体旋回流)

萩原 明房^{*1}, S. BORTZ^{*2}Near Field Aerodynamics of Swirl Burners
Part 1 Isothermal expanding swirling flows

Akifusa HAGIWARA and Steven BORTZ

Isothermal expanding swirling flows initially in solid body rotation with a uniform axial velocity were investigated in order to gain a better insight into the flow structure in the region near swirl burners. The velocity measurements using an LDA system revealed that two inviscid flows at different total energy flux levels were present in the regions before and after expansion, and the kinetic energy loss necessary for the transition between these flows took place at the exit of the expansion. The inviscid solution used was found to be capable of predicting the measured velocity profiles in the expansion, and hence the occurrence of a recirculation zone. The momentum theorem, with the assistance of the inviscid solution, well estimated the energy loss for the transition as a function of both the vortex diameter expansion ratio and the initial swirl number.

Key Words: Combustion, Swirl Burner, LDA, Inviscid Flow, Flow Pattern, Recirculation Zone, Vortex Breakdown

1. 緒 言

旋回流は工業用燃焼器において、火炎の安定化及び燃料と空気の混合を制御する有効な手段として広く利用されている。実用規模の旋回流燃焼器については、長年にわたって IFRF (International Flame Research Foundation) で系統的な研究が行なわれており、旋回流火炎の特性が概観的に知られるようになった。^{(1),(2)}しかし、近年の低品位燃料の燃焼や低公害性に関する要求を満足させるには的確な火炎制御が前提となり、旋回流の基礎現象の正確な把握と流動特性の定量的予測が以前にも増して必要になってきている。特に燃焼器近傍に形成される再循環領域の予測は火炎を最適化するのに不可欠である。

旋回流中の再循環領域の出現は、航空力学の分野においてデルタ翼上で生じる渦崩壊現象に関連して理論及び実験的な研究が進められてきている。^{(3),(4),(5)}この中で非粘性流体解析を用いた理論解析は旋回流中において慣性波がコリオリ力によって引き起こされるとともに、再循環領域の形成がこの波動現象と密接に結びついていることを示唆している。スワール数の臨

界値を超えた強い旋回流は亜臨界流と呼ばれ、慣性波動を許容し流れの様相は超臨界流と比べて一変する。このことは旋回流火炎の特性がスワール数の臨界値において急変する傾向にあることと符合する。

本研究では旋回流によって作り出される再循環領域の特性を把握するために、拡大管中の等温一様剛体旋回流をレーザ流速計を用いて詳細に測定するとともに、非粘性流体解析による拡大管中の流れ場の予測との比較を行ないながら、そこにみられる物理過程の推移の詳細を明らかにしようとするものである。

記号説明

- A : 拡大管入口直径 $A = D_0$
 B : 拡大管出口直径
 C : 回転流の循環 $C = W \cdot r$
 D : (3.1) 式における波動の振幅に関する定数
 D_0 : 剛体旋回流発生器の出口直径
 D_r : 拡大管後流の円筒室の直径
 E_0 : 全エネルギー束

$$= E(U) + E(W) + 1.5 \{E(u) + E(w)\} + E(P)$$

- $E(U)$: 平均軸流速による運動エネルギー流束
 $E(W)$: 平均旋回流速による運動エネルギー流束
 $E(u)$: 乱流軸流速による運動エネルギー流束

* 昭和62年7月14日 東海支部三重地方講演会において講演、原稿受付 昭和61年10月16日。

^{*1} 正員、日本ファーンズ工業(株) (〒230 横浜市鶴見区尻手2-1-53)。

^{*2} KVB (18006 Skypark Bld. P. O. Box 19518, IRVINE, CA, USA)。

- $E(w)$: 乱流旋回流速による運動エネルギー流束
 $E(P)$: 静圧によるエネルギー流束
 ΔE : エネルギー損失
 k : $k = 2Q/U_0$, $k \cdot R = 4 \cdot S$
 Lx : 角運動量流束
 M : (3.3) 式、(3.4) 式における定数
 M_r : 各断面における再循環領域内の逆流量
 M_0 : 全質量流量
 M_x : 軸運動量流束 (圧力による軸推力は除く)
 N : (3.3) 式、(3.4) 式における定数
 P : 圧力
 Q : 全体積流量
 r : 半径方向距離
 R : 剛体旋回流発生器出口の半径
 S : 初期スワール数 $S = Lx/(M_x \cdot 2R)$
 S' : 局所スワール数 $= Lx/(M_x \cdot R)$
 u : 軸流速の乱流成分
 u' : 一様軸流速の乱れの RMS 値
 U : x 軸方向成分流速
 U_0 : 拡大管上流の一様流の軸流速
 w : 旋回速度の乱流成分
 W : 旋回方向成分速度
 X : 拡大管入口を原点とする管中心軸方向距離
 X_0 : 剛体旋回流発生器出口からの軸方向距離
 X_f : 拡大管出口を原点とする管中心軸方向距離

 α : 慣性波の波数、拡大管の振り角の半角
 γ_n : $J_n(\gamma_n) = 0$ を与える数値
 λ : 慣性波の波長
 Ω : 剛体回転流の角速度
 ψ : 流れ関数

また添え字 "0" は旋回器出口における初期値を示している。

2. 実験装置と方法

一様剛体回転流を発生させるために、ここでは回転円筒型の旋回流発生器を使用した。この回転円筒は内直径 $\phi 190$ mm、長さ 400 mm のもので、内側にはハニカム格子が固定されている。円筒外表面に刻まれたギアに伝達ベルトをかけて、直流モータで駆動することにより円筒に回転を与えることができる。回転数は 0-2000 rpm の範囲で連続的に変化させることができ、主流速度 $U_0 = 5$ m/s としてスワール数を 0-1.70 の範囲で変化させることに対応する。旋回器に導入され

る流れは整流筒で整流され、壁面境界層の厚さが管直径の 1 % 程度で平均流速に対して 1 % 前後の誤差で一様な軸流速分布を持っている。また、乱流のレベルも $u'/U_0 = 0.2\%$ と非常に低く押さえられている。

拡大管とその下流側に取り付けられる円筒の形状と寸法が図 1 に示されている。旋回流が下流条件によって影響されるのを考慮して、円筒室出口では絞りを取り付けられるようになっている。本論文中で使用される、形状寸法に関する記号も図中に示してある。測定は 20 種類の異なった条件のもとに行なわれたが、本報では典型的な 2 種のものについて重点的に述べてゆく。

流速の測定は主にレーザ流速計を使って行なった。この流速計は 3 W の Ar イオンレーザを光源とする後方散乱型で、ドップラー信号の解析には 64 チャンネルの狭帯周波数フィルターで構成されるフィルターバンク方式のものを使用した。各計測ごとに、2048 個のドップラー信号をマイクロコンピュータに取り込み、統計的に異常データを排除した後に、平均流速と乱流成分を決定した。計測は、軸流成分と旋回成分の 2 成分についてのみ行なった。

3. 実験結果と検討

3.1 直円管中の流れ まっすぐな円管中での剛体回転流の挙動から見てゆく。図 2 にはこの剛体旋回器によって作り出された回転流の流速分布を各スワール数ごとに示している。測定は $\phi 190$ mm $\times$ 4000 mm の円管中で x 型プローブを使用した熱線流速計を用いた。測定断面は剛体旋回器出口から $X_0/D_0 = 0.16$ 後流の断面において行なわれた。図に見られるようにスワール数の低い流れでは、管断面にわたってほぼ一様な軸流速分布を持ち旋回速度分布も完全な剛体回転のものとなっている。しかし、大きなスワール数に対しては軸流速分布の一様性は失われる。ただし、円管内の他の断面における流速分布の測定により、この流速分布は x 軸方向の各断面で異なり、またその変化は周期的であることがわかった。図 3 にはこの円管の中心軸上での軸流速の変化がしめされている。スワール数が 0.97 以上では、軸流速は周期的に変化するようになり旋回流が波動を生じていることがわかる。

ここで見られる波動は、Batchelor⁽⁴⁾ の非粘性流体解析によって与えられる慣性波である。すなわち、直円管内の一様剛体旋回流はスワール数 $S > 0.96$ において、流れ関数が次式のようにあらわされる慣性波を許容する。

図 1 試験流路形状

図 2 直円管中での流速分布

$$\psi = U_o \cdot r^2 / 2 + D \cdot r \cdot J_1(\gamma_n \cdot r / R) \cdot \sin[2(k^2 R^2 - \gamma_n^2)^{0.5} X / R] \quad (3.1)$$

ここで U_o は断面平均軸流速、 D は波動の振幅に関する定数、 R は円管の半径、 J_1 は第一種のベッセル関数、 γ_n は $J_1(\gamma_n) = 0$ を与えるもので、第1次モードでは $\gamma_n = 3.83$ をとる。またこの波動の波数 $\alpha (= 2\pi/\lambda)$ は次式で規定される。

$$R(4\Omega^2/U_o^2 - \alpha^2)^{0.5} = \gamma_n \quad (3.2)$$

一般的に、スワール数の臨界値を境にこのような波動を許容する流れを亜臨界旋回流と呼び、許容しない弱い旋回流を超臨界旋回流と呼んでいる。

図4では図3より得られた慣性波の波長をスワール数の関数として示し、(3.2)式で計算される波長と比較した。両者は非常に良く一致しており、亜臨界旋回流における慣性波の存在がこの非粘性解によって予測されることが確認された。

図 3 円管軸上での流速の変化

図 4 慣性波の波長

3.2 平均流速と乱流成分 図5には拡りの半角 $\alpha = 20^\circ$ 、直径増大率 $B/A = 2$ の拡大管と、長さ $L_t/A = 21$ 、直径 $D_t/A = 2.3$ の円筒室（出口絞りなし）を使用した時の平均流速分布が示されている。図5(a)では初期流れはスワール数 $S = 0.7$ の超臨界状態にあり、図5(b)では $S = 1.2$ の亜臨界状態にある。

超臨界流れでは、拡大管手前の直管部 $X = -35 \text{ mm}$ において、流れは一様剛体回転流となっている。拡大管中 ($X = 0 \sim 260 \text{ mm}$) で流れが拡るにしたがって中心軸上

で軸流速が減少してよどみ点が生じる。 $S = 1.2$ の場合には、よどみ点は拡大管上流の直管部に既に形成されており、初期旋回流の軸流速分布の一様性は失われている。同一の旋回流が直管中にあった場合には波動現象は見られるが、このようなよどみ領域を生じるようなことはない。これは下流条件が上流の流れに影響を及ぼすという亜臨界旋回流の特性を表わしているものと考えられる。

拡大管中での逆流速度は非常に小さく、図6に示さ

れるように相対逆流量 M_r/M_0 にして $S = 0.7$ で 2.6 %、 $S = 1.2$ の場合で 3.8 % 程度である。しかし、拡大管出口直後では逆流速度は急激に増加し強い再循環領域が形成されるようになる。相対逆流量は $S = 0.7$ で $M_r/M_0 = 45\%$ 、 $S = 1.2$ で $M_r/M_0 = 60\%$ において最大に達する。

図 7 のように平均流線図を見ると再循環領域は細胞渦構造を持つことがわかる。拡大管中の細胞渦は逆流速度は非常に少ないが、中心軸上で下流向きの流速を持ち下流側の条件や Reynolds 数の変化によって微妙に影響を受ける特異なものである。これに対して後流側の細胞渦は大きな逆流速度を持ち、回転の方向も通常考えられる向きと同じである。

乱流速度成分の分布は図 8 に示されている。ここで使用された旋回器の主流乱れは非常に小さく、拡大管中においても乱れは増加しない。しかし、拡大管出口から再循環領域の終端に至る領域で乱流強度は著しく増加する。この乱流は極度に非等方的で、軸流成分が

旋回成分に卓越している。再循環領域のはるか後流では乱流強度は再び減少し、乱れの等方性も回復する。

3.3 非粘性仮定の検証 図 9 に流線上での循環の保存の様子を示している。局所での循環 $C = W r$ は流れ関数 $\psi/\psi_0 = 1$ の流管上での初期値 $C_0 = \Omega \cdot R^2$ によって無次元化され ψ/ψ_0 の関数として表わされている。したがって、初期の剛体回転の循環が流線上で保存される場合には、 $C/C_0 = \psi/\psi_0$ の直線となる。再循環領域外側に沿う流れにおいて流れが拡大管中にある時は ($X = 0-200\text{mm}$)、管壁近くでの角運動量の損失を除いて全般的に循環は保存されており、ここでは流れがほぼ非粘性的にふるまっていると考えてよい。しかし、拡大管出口より下流側 ($X=310\text{mm}$ 以降) で循環は断面にわたって一様に再配分され、渦流は再循環領域境界付近を除いて非回転流となる。この再配分は拡大管直

(a) $S = 0.7$, $U_0 = 4.7 \text{ m/s}$

(b) $S = 1.2$, $U_0 = 4.2 \text{ m/s}$

図 5 平均流速分布

図 6 再循環領域内の逆流量の変化

図 7 流れ関数 ψ による流線分布

後の乱流強度の大きい領域で急激に進行しており、循環の輸送が乱流粘性によって行なわれていることを示していると考えられる。

拡大管中で循環が保存されることより、流体は非粘性にふるまうと考えてよい。Batchelor⁽⁴⁾は非粘性・非圧縮性流体で、管断面積の変化がゆるやかな場合の拡大管・縮小管内の流れに対して、管断面変化後の軸流速 U と旋回流速 W の分布をそれぞれ次式で与えている。

$$U = U_0 + M \cdot k \cdot J_0(k \cdot r) + N \cdot k \cdot Y_0(k \cdot r) \quad (3.3)$$

$$W = \Omega \cdot r + M \cdot k \cdot J_1(k \cdot r) + N \cdot k \cdot Y_1(k \cdot r) \quad (3.4)$$

J_0, J_1, Y_0, Y_1 はそれぞれベッセル関数の1種と2種のもので、添え字はその次数を示している。 Ω は剛体回転の角速度、そして $k = 2\Omega/U_0$ 、 M 、 N は定数で旋回強度と流路直径変化前後での各半径の値から算出

される。図10には(3.3)、(3.4)式の実験値と非粘性解による計算値の比較が示されている。 $S = 0.7$ の場合について行なっている。理論値と実験値はよく一致しており、この領域において理論式が適用できる事が分かる。ただし、再循環領域の境界付近では粘性の効果が重要となるために両者の値に差異が生じるようになる。また、よどみ点下流では再循環領域境界上で $U = W = 0$ となると仮定して求めている。(これは図中の測定値が $\psi = 0$ でこの仮定を満足しており妥当であると考えられる。) このように等温旋回流が拡大管中を流れてゆく場合には、外部からの同伴流がなく流れの外側境界の位置が知られていれば非粘性解によって十分に流れが記述されることがわかった。ただし拡大管の拡角 α が 45° になると流れは壁面から剥離するようになり理論式の適用が難しくなる。

図8 乱流速度成分

 図9 循環 $C = W \cdot r$ の流線上での分布

 図10 流速分布の非粘性解との比較 ($S = 0.7$)

3.4 再循環領域に沿う流れの遷移過程 循環の再配分によって示されたように拡大管前後で流れの特性が著しく変化することが分かった。この領域における物理過程を明らかにするため、各種フラックス量の流れ方向の変化を図11に示した。物理量 q のフラックス F は次式で定義される。

$$F(q) = 2\pi \int_0^R q \cdot U \cdot r \, dr \quad (3.5)$$

ここで R は各断面での管の半径である。図中における記号は記号説明を参照されたい。静圧分布は壁静圧の測定値から $dP/dr = W^2/r$ の関係を使って計算した。したがって円筒流の仮定が成立しない再循環領域前方のよどみ点付近では計算は省略した。

まず全エネルギーを見ると拡大管中ではエネルギーがほぼ一定に保たれており、流体が非粘性的に振舞っていることがわかる。流れが円筒室に入った時点で、全エネルギー流束は急激に減少し始め、同時に乱流運動エネルギー流束の増加も見られる。全エネルギー流束の減少は再循環領域が最大逆流量を持つ位置まで続き、それよ

り後流では再びエネルギー流束一定の領域となる。局所スワール数は拡大管前後で 0.7 から 1.1 に変化し、下流側では亜臨界状態にあると考えられる。このことは下流側に絞りを入れた時に、再循環領域後流の流れが絞りより上流で中央加速流を形成するPrecontraction効果が見られることで確認されている。したがって旋回流の渦直径が充分大きく拡げられる時、流れは再循環領域を挟んで超臨界流から亜臨界流へと遷移し、その際にエネルギー損失が要求されると考えられる。

初期の流れが亜臨界流であるときも、上記の超臨界流の場合と同様な傾向を示す。亜臨界流で特筆されるべきことは、図11(b)に示されるように拡大管上流の直管中で軸運動量流束(M_x には圧力による軸推力が含まれていない。)が初期の一樣剛体回転流のものと同く著しく増加している点である。これは、図5(b)に見られたように、流速分布が再循環領域の存在により、管壁近くに速い流速を持つためである。したがって局所スワール数も $X=0$ で0.7となり流れは超臨界流になっている。このように旋回流発生器を出た直後に流れは亜臨界流から超臨界流に移行するが、その際に

図11 エネルギー流束の軸方向距離での変化

図12 エネルギー損失の理論値との比較

はほとんどエネルギーは消失を伴わない。

遷移の際の損失エネルギーは理論的に見積もることができる。即ち遷移前の上流側では非粘性解を使用して流速分布と圧力分布が求められ、拡大管出口での軸運動量流束とエネルギー流束を計算することができる。これに対して下流側では角運動量が保存され、かつ再び一様剛体回転流になると仮定すれば、運動量定理により圧力分布を決定することができる。これにより下流側でのエネルギー流束が求められ、遷移に必要なエネルギー損失は上流側と下流側のエネルギーレベルの差として求めることができる。図12にはその結果を実測値と比較している。ここで縦軸の損失エネルギーは近付き流れの軸方向成分の動圧で無次元化されている。エネルギー損失は渦の拡大率 Df/A が増加、或いはスワール数の増大に従って増加していく。実測値は理論曲線と一致しており、流れの遷移過程がよく近似されていることが分かる。

4. 結 論

詳細な速度測定と非粘性流体解析を利用して、剛体回転にある等温旋回流が拡大管を通過して拡大してゆく過程を明らかにした。その結果をまとめる以下のようになる。

(1) 一様剛体回転流はスワール数 $S=0.96$ においてその流動特性が一変することが実験的に確かめられた。強い旋回流では直円管中に波動が生じたり、下流側条件によって上流側の流れが変化を受けるようになる。

(2) 旋回流の渦直径が拡大するに従って管軸上の軸流速は減速し再循環領域の形成に至る。この拡大管中での流動は循環領域内部を除いて非粘性解析によって予測できる。

(3) 再循環領域前後の流れは非粘性過程として取り扱えるが、流体の持つ全エネルギーは拡大管出口直後で急激に失われるため、下流側のエネルギーレベルは低くなっている。このエネルギー損失は流れの超臨界流から亜臨界流への遷移に対応して生じる。

(4) 遷移の際のエネルギー損失は非粘性解と運動量定理より理論的に求められる。旋回流が大きく拡大するほど、またスワール数が多いほどエネルギー損失は増大する。

本研究はIFRFにおける「旋回流バーナ近傍の流れの空気力学に関する研究」の一環として行なわれたものであり、その際多くの貴重な助言がワーキング・グループのメンバーから与えられたことを記しておく。また本論文執筆にあたっては航空宇宙技術研究所の藤井昭一氏と早稲田大学の永田勝也教授よりコメントをいただいた。また、IFRFの会長と役員会から、この論文の発表を許可していただいた。ここに謝意を表する。

文 献

- (1) Beer, J.M. and Chigier, N.A., Combustion Aerodynamics, Applied Science Ltd., (1972).
- (2) Fricker, N. and Leuckel, W., IFRF document no. G02/a/18, (1969).
- (3) Sarpkaya, T., J. Fluid Mech., vol. 45, part 3, (1971), 554.
- (4) Batchelor, B.K., An introduction to fluid mechanics, Cambridge Press, (1967), 559-564.
- (5) Benjamin, B., J. Fluid Mech., vol. 14, (1962).

討 論

〔質問〕 佐藤 一 教

〔バブコック日立鋼鉄研究所〕

詳細な実験に対し敬意を表す。許される範囲で回答願いたい。

(1) 実験が拡大管広がり角や拡大管出口径を固定して行われているが、旋回現象を結論に述べられているような一般化した物理的プロセスとして断定することは果たして可能か。知見を持ちあわせておられれば、拡大管出口と円筒の径比あるいは拡大管広がり角などを变化させた条件下の挙動と関連づけて説明願いたい。

(2) 3411 ページ右欄下から4行めと結論(1)にある「下流側条件により上流側流れが変化を受ける」現象を具体的に説明していただきたい。

(3) 旋回流発生器の構造をできれば図示していただきたい。

(4) 円筒内気流の平均レイノルズ数はどの程度か。実用機との相似性を配慮されているかと思われるが、それとの関連でうかがいたい。

(5) 実用器バーナの多くは中心に燃料噴射による軸方向流が存在する。3412 ページ目にある拡大管中の細胞渦は安定に生成すると考えられるか。この渦の燃焼に対する影響についてはどのようにお考えか。

〔回答〕 (1) 旋回流による再循環領域の形成は、渦崩壊現象に見られるように剛体回転に近い渦のコア直径が拡大してゆくときに起こる。本報ではその剛体回転部を取り出し、特にその拡大過程が非粘性的に取扱える場合について考えている。したがって、初期流れの渦形式が異なったり、拡大管中ではく離を生じたり、また、壁面で角運動量が著しく失われる場合には若干の考慮が必要である。例えば、拡大管広がり角は大きいとはく離が生じ、渦直径の拡大率は拡大管の幾何学的拡大率よりも小さくなり、また、広がり角が小さいと拡大管が長くなり角運動量の減衰が著しくなってしまうので、これらの効果を加味する必要がある。ご指摘のパラメータの効果については続報で述べてゆく予定であるが、本報の結論はいずれの条件においても大略的に正しいことが確認されている。

付図 1 剛体回転流発生器

(2) 亜臨界旋回流の下流で流れが半径方向に変位を受ける場合、その上流側での流れもそれに応じて変化する。変位が渦直径の拡大であれば3.2節の記述のようになり、絞りを与えられたときには上流側の管軸上で高い軸流速を持つようになり、流れはあたかも上流側であらかじめ絞られたようになる。特に、中心軸上に物体が置かれた場合はTaylor-Proudman column (付1)と呼ばれる特異な柱状の流れが上流側に形成される。

(3) 付図1参照

(4) 筒内平均流速をもとに求めた平均レイノルズ数は約25000である。レイノルズ数を 10^5 程度まで変化した場合でも相似な流れが得られているので、実用器に対しても同様の相似性を期待できると考える。

(5) 続報に述べる予定であるが、結論的に言えば拡大管中の細胞渦は、ブラフボディや非旋回の一次空気が存在した場合には消失する。したがって、一般の実用器ではこの細胞渦は重要でない。やはり、燃焼に重要なのは後流側の渦である。この領域で見られるエネルギー損失を再循環領域とその外側流との混合の強さを示す指標と考えれば、このエネルギー損失レベルを制御するのは火炎の安定化に重要であると考えられる。

(付1) Taylor, G. I., *Proc. R. Soc. A*, 102 (1922) 180-189.