

■原著論文/ORIGINAL PAPER■

高圧環境における同軸酸素噴流拡散火炎の安定性に関する研究

On the Stability of Coaxial Oxygen-jet Diffusion Flame in a High Pressure Environment

熊上 学^{1*}・加藤 裕之²・白川 駿²・奥山 昌紀²・鈴木 拓朗²・大上 泰寛³・小林 秀昭⁴KUMAGAMI, Manabu^{1*}, KATO, Hiroyuki², SHIRAKAWA, Shun², OKUYAMA, Masaki², SUZUKI, Takuro², OGAMI, Yasuhiro³, and KOBAYASHI, Hideaki⁴¹ 日揮株式会社 〒220-6029 横浜市西区みなとみらい2-3-1
JGC Corporation, 2-3-1 Minato Mirai, Nishi-ku, Yokohama 220-6029, Japan² 東北大学大学院工学研究科 〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉6-6-01
Tohoku University, 6-6-01 Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan³ 秋田県立大学システム科学技術部 〒015-0055 由利本荘市土谷字海老ノ口84-4
Akita Prefectural University, 84-4 Aza Ebinokuchi, Tsuchiya, Yurihonjo 015-0055, Japan⁴ 東北大学流体科学研究所 〒980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1
Institute of Fluid Science, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai 980-8577, Japan

2012年5月1日受付; 2012年6月22日受理/Received 1 May, 2012; Accepted 22 June, 2012

Abstract : To clarify the stabilization mechanism of coaxial oxygen-jet diffusion flames at high pressure, experiments on flame lifting and blowout for pure-oxygen jet diffusion flame for two types of double tube burners were performed under the conditions of various jet and co-flow velocities and various methane mole fractions in co-flow diluted with nitrogen. At high pressure of 0.5 MPa, the flame stability was significantly enhanced in comparison with that at atmospheric pressure. Flame was formed in co-flow side at atmospheric pressure, while at high pressure the flame position moved to the jet-flow side. At atmospheric pressure, the flame base located close to the lip and then moves downstream of the lip with increase in methane mole fraction in co-flow and increase in jet velocity. In contrast, at high pressure, the flame base located close to the lip regardless of methane mole fraction in co-flow and approached the lip with increase in jet velocity. According to the observation results of stream line near the lip, at atmospheric pressure, the characteristic length scale of the recirculation zone was small and the flame base was located downstream of the recirculation zones, indicating that the oxygen-jet diffusion flame was stabilized by the balance between the local gas velocity and burning velocity of the premixed gas formed by diffusion. In contrast, at high pressure, the recirculation zone was formed in almost all experimental conditions, its characteristic length scale being larger than that at atmospheric pressure, and flame base located in the recirculation zones in some cases. This means that the stabilization of the flame base at high pressure is dominated by the existence of the recirculation zone. Therefore, the stabilization mechanism of the coaxial oxygen-jet diffusion flame changes depending of the ambient pressure and stability of the flame base is enhanced at high pressure.

Key Words : Oxy-fuel combustion, Oxygen-jet flame, Stabilization mechanism, Pressure effect

1. 緒言

近年注目を浴びている燃焼形態の一つとして、酸化剤に窒素を含有しない純酸素を用いる酸素燃焼がある。酸素燃焼の特徴としては、酸化剤に窒素を含有しないため、容易に高温を得ることが可能、燃焼ガス量の低減、シアン化合物や NO_x の排出がないことが挙げられ、さらに、燃焼機

器の小型化、熱利用効率の向上も期待できる。

酸素燃焼を用いる代表的な工業プロセスの一つとして、GTL (Gas To liquid) におけるオートサーマル改質炉を用いた合成ガス製造プロセスが挙げられる。これは、メタンを主成分とする天然ガスに水蒸気を添加し、酸素で部分酸化および水蒸気改質させることにより、一酸化炭素と水素の混合ガスである合成ガスに燃料改質する工業プロセスである。合成ガスは石油系燃料やアルコール系燃料等の様々な液体燃料に転換される。したがって、合成ガス製造プロセ

* Corresponding author. E-mail: kumagami.manabu@jgc.co.jp

スは、GTL プロセスにおいて最も重要な要素領域となっている。

オートサーマル改質炉は、高温・高圧条件下の水蒸気と天然ガス雰囲気中に純酸素を噴出することによって高総当量比の酸素噴流拡散火炎を形成させる。オートサーマル改質炉を用いた合成ガス製造の問題点の一つとして、酸素噴流管の出口先端部(リップ)が高温メタン/酸素火炎に晒されることにより、非常に短期間で熱損傷を引き起こす欠点がある。これを避けるため、火炎をリップ近傍に形成させず、酸素噴流の十分下流に過濃火炎を定在させることが考えられる。従来の噴流拡散火炎の安定性の研究は、リップ近傍に火炎を定在させることに主眼が置かれていたが、これとは異なる視点が必要である。

拡散火炎の安定性に関する研究は、Pitts [1,2]が燃料噴流拡散火炎の安定化メカニズムについて体系的にまとめており、火炎リフトおよび吹き飛びのメカニズムの解明にはさらなる研究が必要であるとしている。近年になって、Chung ら[3-5]はトリプルフラームと呼ばれる火炎構造が燃料噴流拡散火炎のリフト安定性に寄与していることを指摘した。

酸化剤に純酸素を用いた噴流拡散火炎の挙動については、Iino ら[6,7]によって研究されている。彼らは、噴流管からメタンを、周囲から純酸素を供給する形で燃料噴流拡散火炎を形成し、高圧下における火炎の挙動に明らかにしている。また、レーザードップラー流速計を用いた乱流計測により、噴流と周囲流の混合により形成される乱流場の解析を行っている。同時に、乱流モデルを用いた数値計算を行い、各乱流モデルの適用性評価を行っている。

Takahashi ら[8-11]は、燃料噴流拡散火炎の安定化メカニズムを明らかにしている。彼らは、燃料噴流管のリップ厚さが火炎のリフト限界・吹き飛び限界に及ぼす影響について、詳細に考察している。彼らはリップの厚さにより燃料噴流拡散火炎の安定化メカニズムが異なることを述べている。すなわち、リップ厚さが薄い場合には、火炎基部へ流入する混合気の流速と局所燃焼速度のつり合いによって火炎が維持されると述べている。また、リップの厚い場合にはリップ近傍の再循環領域の形成により火炎基部が安定化することを明らかにしている。

Otakeyama ら[12]は、様々なリップ厚さに対する噴流拡散火炎の安定化メカニズムを明らかにしている。リップの薄い場合には火炎基部における局所流速は予混合火炎の伝播速度程度であることから、火炎安定性は予混合火炎の伝播速度によって支配されていると述べている。さらに、リップの厚い場合においては、リフト限界・吹き飛び限界における伸長率が対向流拡散火炎の消炎限界と同程度であることから、この場合のメカニズムは伸長消炎によって説明できるとしている。

これらの研究は燃料噴流拡散火炎のリフト限界および吹き飛び限界に対して非常に有用な知見を与えている。しかしながら、燃料噴流および大気圧条件下に限定されている。

このため、オートサーマル燃料改質炉が運転される高圧条件下における酸素噴流拡散火炎の火炎安定性を明らかにした研究は未だにないのが現状である。このため、本研究では、大気圧および高圧環境における同軸酸素噴流拡散火炎のリフト限界・吹き飛び限界の圧力、周囲流中のメタン濃度およびリップ厚さに対する影響を測定した。さらに、非燃焼場における流跡線を観測し、高圧条件下における酸素噴流拡散火炎の安定化メカニズムを解明することを目的とする。本論文では、実験装置および実験方法に続いて、同軸酸素噴流拡散火炎の安定限界に見られる特徴を述べ、さらに、火炎形状およびバーナリップ近傍の流れ構造の観測結果を元に同軸酸素噴流拡散火炎の安定化メカニズムを考察する。

2. 実験装置および実験方法

2.1. 同軸噴流バーナ

本研究で用いた同軸噴流バーナを図1に示す。同軸噴流バーナは長さ200 mm、内径16 mmの石英ガラス管および黄銅製の噴流管で構成されている。噴流管には、内径 $d_i = 3$ mm、リップ厚み $t = 0.5$ mmのType Iと、 $d_i = 2$ mm、 $t = 0.1$ mmのType IIの2種類を用いた。以降、噴流管出口先端部をバーナリップと称する。バーナリップ厚みが所定の厚みになるように3°のテーパを施している。噴流管長さは、管内乱流の助走区間長さ $25d_i \sim 40d_i$ を考慮し、154 mmとした。また、周囲流の流速分布を一様にするため、バーナ底部にスチールウールおよびワイヤメッシュを、さらに、バーナリップ上流50 mmの位置にワイヤメッシュを設置した。

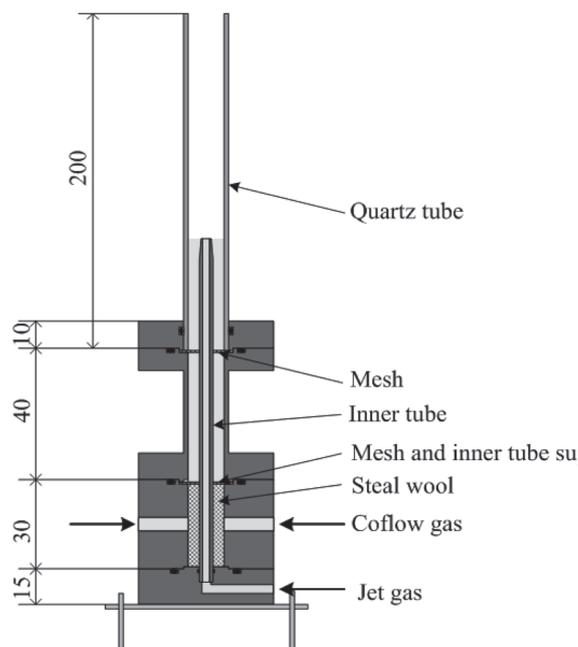


Fig.1 Coaxial jet burner

Table 1 Experimental conditions

Used jet tube	Jet tube type		Type I		Type II	
	Inner diameter	d_i [mm]	3.0		2.0	
Lip thickness	t [mm]	0.5		0.1		
Pressure	P [MPa]	0.1	0.5	0.1	0.5	
Composition	Jet	O ₂				
	mol fraction	X_{j, O_2} [-]	1			
	Co-flow	CH ₄ + N ₂				
	methane mol fraction	X_{c, CH_4} [-]	0.2, 0.3, 0.4			
Max. inlet velocity	Jet	U_j [m/s]	60	70	60	70
	Co-flow	U_c [m/s]	6.0	4.7	6.0	3.6
Inlet temperature	Jet	T_j [K]	298			
	Co-flow	T_c [K]	298			

2.2. 同軸酸素噴流拡散火炎燃焼実験

同軸酸素噴流拡散火炎の安定性を明らかにするために、燃焼実験を実施し、リフト限界および吹き飛び限界を測定した。リフト限界および吹き飛び限界の測定は、東北大学流体科学研究所の高圧燃焼反応流試験設備内にある内径 550 mm, 内部高さ 1150 mm の連続燃焼用高圧容器内に図 1 の同軸噴流バーナを設置して実施した。本研究の実験条件を Table 1 に示した。本研究では、酸素噴流拡散火炎の安定化メカニズムを解明するため、2.1. 節で述べた 2 種類の噴流管に対して、大気圧 ($P = 0.1$ MPa) および高圧 ($P = 0.5$ MPa) 条件下で燃焼実験を実施した。さらに、周囲流はメタンを窒素で希釈したガスを用い、メタンモル分率 X_{c, CH_4} を 0.2, 0.3 および 0.4 と変化させた。

火炎リフトおよび吹き飛びの測定は一定周囲流速中の付着火炎から、噴流速を増大させることによって測定した。火炎の観測には、デジタルビデオカメラ (日本ビクター, GC-PX1) を用いた。火炎位置および火炎基部位置同定のため、干渉フィルタ (中心波長: 432 nm, FWHM: 14.2 nm) 付デジタル CMOS カメラ (NIKON, D7000) を用い、CH ラジカルの発光強度分布を撮影した。火炎位置はバーナリップからの任意の高さにおける CH ラジカルの最大発光強度の水平方向位置、火炎基部位置は CH ラジカルの最大発光強度の 80% の位置と定義した。

2.3. バーナリップ近傍の流れ可視化実験

同軸酸素噴流拡散火炎の安定化メカニズムを解明するために、非燃焼場における流跡線の可視化を実施した。流跡線の可視化には、噴流および周囲流に空気を用いた。2.2. 節で述べた燃焼実験で用いたガス組成および空気の動粘性係数を表 2 に示した。表 2 から、動粘性係数はどの組成においても空気の動粘性係数とほぼ同じであり、空気を用いた測定の妥当性を示している。 $P = 0.5$ MPa 条件下においては、接写撮影を可能にするため内径 150 mm, 内部高さ 965 mm の小型高圧容器に納めて測定を実施した。流速条件は表 1 における酸素噴流拡散火炎燃焼実験と同じである。流跡線の可視化光源には、半導体レーザー (RGB Lasersystems, NovaPro, 波長 445 nm, 最大出力 1 W) を用い、ビームエキスパンダ (Edmund Optics, NT 64-418) およびシリンドリカルレンズを通過させることにより、厚み 0.75 mm のレーザー

Table 2 Kinematic viscosity

Unit: $\times 10^{-5}$ [m²/s]

Pressure	[MPa]	0.1	0.5
Air		1.58	0.316
O ₂		1.56	0.312
N ₂ + CH ₄	$X_{c, CH_4} = 0.2$	1.60	0.320
	$X_{c, CH_4} = 0.3$	1.61	0.323
	$X_{c, CH_4} = 0.4$	1.63	0.326

シートとした。周囲流に SiO₂ 粒子 (日本シリカ工業, SS-50F, 平均粒子径 1 μ m) を混入させ、レーザーシートからの Mie 散乱光をデジタル C-MOS カメラ (Nikon, D7000) で撮影した。

3. 実験結果および考察

3.1. 同軸酸素噴流拡散火炎の安定限界

図 2 に $P = 0.1$ MPa および 0.5 MPa における同軸酸素噴流拡散火炎のリフト限界および吹き飛び限界 (火炎安定限界) を示す。実験パラメータは、噴流速 U_j , 周囲流速 U_c , 周囲流中のメタンモル分率 X_{c, CH_4} および周囲気圧力 P である。白抜き記号 (Δ , \circ) が吹き飛び限界, 黒塗り記号 (\blacktriangle , \bullet) がリフト限界である。図 2 の原点を通る実線および破線の斜線は以下の式 (1) で示される総当量比 ϕ_{ov} が 1 となる組成を示している。

$$\phi_{ov} = \frac{1}{(X_f/X_o)_{st}} \frac{A_c U_c X_c}{A_j U_j} \quad (1)$$

式 (1) において、 X_i は噴流および周囲流ガス成分 i のモル分率、 $(X_f/X_o)_{st}$ は量論組成における燃料と酸素のモル比、 A は断面積、 U は流速、添字 f , o , c , j はそれぞれ、燃料、酸素、周囲流、噴流を表している。

図 2 において、周囲流速を一定に保ち噴流速を徐々に増大させると火炎リフトが生じるが、データ点が白抜きで示された条件では、火炎リフトが生じると同時に吹き飛び、

はじめに、リップ厚さが厚い噴流管 Type I において $P = 0.1$ MPa のデータに注目すると (図 2(a)), 周囲流中のメタンモル分率 $X_{c, CH_4} = 0.2$ では、周囲流速が増大すると火炎リフトまたは吹き飛びが発生する噴流速がやや減少した。この傾向は、Takahashi ら[9]によって報告されている。すなわち、周囲流に空気を用いた同軸燃料噴流拡散火炎のリフト限界および吹き飛び限界が周囲流速の影響を受け、火炎安定限界の噴流速が低下する傾向と一致している。Takahashi ら[9]の実験結果には、周囲流速を更に増大させると火炎が一切安定しない領域 (完全吹き飛び限界) が存在するのに対し、純酸素噴流を用いる本研究の流速範囲内に完全吹き飛び限界は見られなかった。

周囲流中のメタンモル分率を増大させると、リフト限界および吹き飛び限界の噴流速は増大するが、周囲流速の影

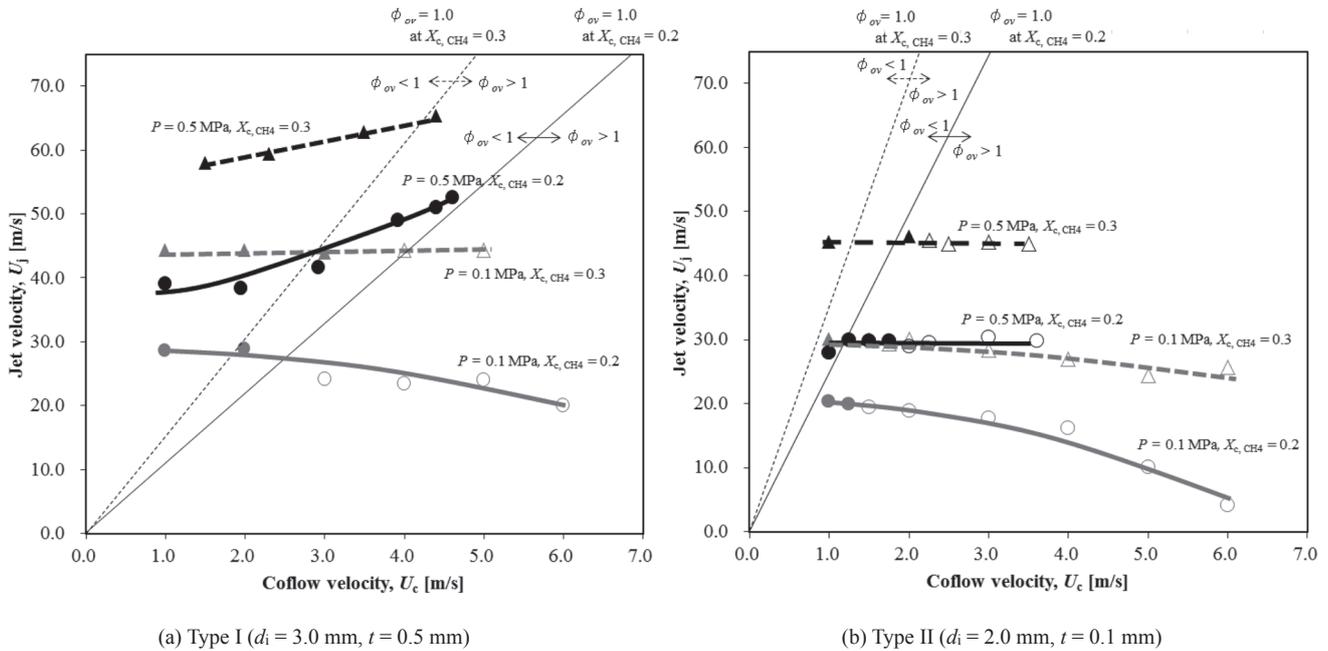


Fig.2 Flame lifting and blowout limit for the coaxial oxygen-jet diffusion flames at $P = 0.1$ and 0.5 MPa .

響はほとんどなくなることがわかる。また、興味深い特徴として、総当量比が1より小さい場合は火炎リフトが発生するが、総当量比が1より大きいとリフト火炎が安定せずに吹き飛ぶことである。オートサーマル改質炉では、最適なガス組成の観点から、燃料過濃条件下で火炎がリフトすることが好ましい。

ところが、雰囲気圧力が高い $P = 0.5 \text{ MPa}$ の場合、周囲流速が増大するとリフト限界の噴流速は逆に増大する方向に転じる。噴流管 Type I に対する高圧下における本実験では、供給可能な酸素量の限界から、総当量比が1を超えて火炎リフトおよび吹き飛びが生じる限界流速を測定できなかったが、吹き飛び限界における噴流速は非常に大きいと予想される。周囲流のメタンモル分率 $X_{c,CH_4} = 0.3$ の場合には、火炎安定限界流速は更に増大する。オートサーマル改質炉は一般に高圧下で運転されるので、圧力増大によって火炎リフト限界、ひいては火炎吹き飛び限界流速が大きく増大する特性は望ましいとは言えず、何らかの対策が必要であると考えられる。

図 2(b) に噴流管 Type II を用いた場合の火炎安定限界を示す。噴流管 Type II は噴流管 Type I よりも管径が小さいため低流量で高流の噴速を得ることが可能である。結果として、図からわかるように、総当量比が1より大きい領域に実験範囲が広がっている。また、バーナリップ厚みが $t = 0.1 \text{ mm}$ と薄いので、リップ厚みの影響を調べることもできる。実験結果は、 $P = 0.1 \text{ MPa}$, $X_{c,CH_4} = 0.2$ では、噴流管 Type I と同様に周囲流速増大とともに吹き飛び流速は低下するが、本実験範囲で完全吹き飛び限界は見られなかった。また、周囲流のメタンモル分率が増大すると ($X_{c,CH_4} = 0.3$)、リフト限界、吹き飛び限界の噴流速が増大すること、総当

量比が概ね1を超えるとリフト火炎が形成されずに吹き飛びが生じる特徴は噴流管 Type I と同様に見られる。

高い雰囲気圧力 ($P = 0.5 \text{ MPa}$) の影響に関して、噴流管 Type II の場合、噴流管 Type I に見られたような周囲流速の増大と共にリフトおよび吹き飛び噴流速が増大する様子は見られず、火炎安定限界流速の大きさと周囲流速による変化は $P = 0.1 \text{ MPa}$ 、噴流管 Type I の場合に近い。

3.2. 火炎形状および火炎基部位置の変化

図 2 に示された酸素噴流に対する同軸噴流拡散火炎のリフト限界、吹き飛び限界流速の特徴および周囲ガス濃度と雰囲気圧力の影響に関するメカニズムを明らかにするため、火炎形状と火炎基部位置の変化を調べた。

図 3 に $P = 0.1 \text{ MPa}$ および 0.5 MPa において、周囲流中のメタンモル分率を変化させた場合の火炎形状を示す。ここでは、火炎形状変化をより明確にするため $X_{c,CH_4} = 0.2$ および 0.4 に対して比較している。流速条件は噴流速 $U_j = 12.0 \text{ m/s}$ 、周囲流速 $U_c = 2.0 \text{ m/s}$ であり、総当量比はいずれも1より大きい。座標軸はバーナリップ外縁を原点とし、噴流管半径方向を r 、高さ方向を h としている。火炎形状は、CH ラジカル発光の強度分布から求めており、噴流管中心軸に対し左右火炎位置の算術平均である。各各条件における h が最小となるプロットが火炎基部位置に相当する。

図 3 から、いずれの条件においても周囲流中のメタンモル分率が小さい方が火炎は周囲流側に形成され、周囲流中燃料の窒素による希釈効果が現れている。このような周囲流中燃料のモル分率変化に起因する火炎位置の変化は、火炎面モデルに基づいた新岡[13]の対向流拡散火炎の理論解析結果から考察できる。すなわち、対向流拡散火炎の火炎

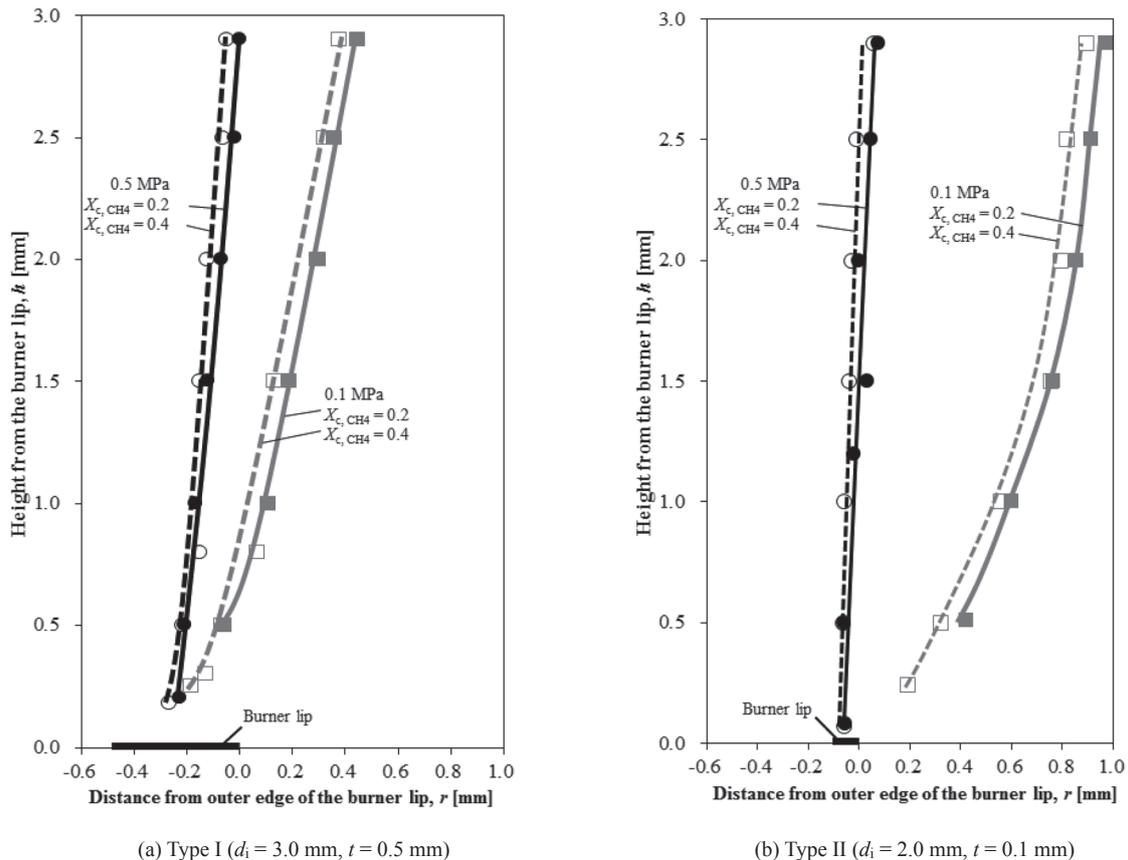


Fig.3 Flame position for the coaxial oxygen-jet diffusion flames under the conditions of $U_j = 12.0$ m/s, $U_c = 2.0$ m/s and $P = 0.1$ and 0.5 MPa.

位置は量論酸素燃料モル比 r_{st} (メタンでは $r_{st} = 2.0$) に対する燃料と酸素のモル分率比で変化する。燃料と酸素のモル分率が 2.0 の場合、よどみ面に火炎が形成されるが、燃料流を窒素で希釈することにより燃料モル分率が低下すると、火炎位置はよどみ面から燃料側に移動する。本実験における周囲流燃料希釈による火炎位置の変化についても同様に理解できる。

燃料流または酸素流の希釈による火炎位置の変化に関して、著者らは以前の研究で燃料噴流拡散火炎と純酸素噴流拡散火炎に対する周囲流希釈の影響を調べ、純酸素噴流拡散火炎の火炎基部は燃料噴流拡散火炎よりも噴流側に形成されることが純酸素噴流拡散火炎の一つの特徴であることを明らかにしている[14]。ここにも上述の対向流拡散火炎の火炎位置に関する理論的考察が適用できる。これらの火炎位置の測定結果および考察より、オートサーマル改質炉における過熱水蒸気や不活性ガスによる燃料ガスの希釈が火炎位置におよぼす影響を推測できる。

$P = 0.1$ MPa において、噴流管 Type I と Type II を比較すると、Type II に形成される火炎はバーナリップ外縁よりも大きく周囲流側に存在している。これは、噴流管径減少にともなうレイノルズ数の減少、および拡散流速増大が原因と考えられ、マイクロフレームにおける火炎形状形成[15-18]と類似したメカニズムによるものと考えられる。 P

$= 0.1$ MPa では、火炎が周囲流側に位置するほど火炎基部位置はバーナリップから下流(上方)に離れる様子が見られる。特に、火炎が明確に周囲流中にある噴流管 Type II では顕著である。このことから、 $P = 0.1$ MPa では火炎基部のバーナリップからの高さは周囲流の影響が大きいものと言えよう。噴流管 Type I では、火炎基部がバーナリップ上面の上方延長上にあるものの、後述するように周囲流がバーナ中心軸方向に入り込むため周囲流の影響を受け、図 2 に示された $P = 0.1$ MPa におけるリフト限界、吹き飛び限界に周囲流速の影響が現れていると考えられる。

これに対し、 $P = 0.5$ MPa における火炎形状を見ると、 $P = 0.1$ MPa に比べ火炎はバーナリップ部直上に位置している。原因として、バーナ軸方向の流れの特性時間が $P = 0.1$ MPa の場合に等しいのに対し、動粘性係数および物質拡散係数は圧力に逆比例するため、速度境界層および濃度境界層の発達が遅く、バーナリップ近傍の火炎の広がりが小さくなったことが考えられる。 $P = 0.5$ MPa における火炎形状のもう一つの特徴は火炎基部位置が周囲流中のメタンモル分率の影響をほとんど受けていないことである。

図 4(a) および (b) に、それぞれ噴流管 Type I と Type II において、周囲流燃料モル分率を変化させたときの火炎基部位置の変化および圧力の影響を示す。火炎形状と同様に、火炎基部位置も左右火炎基部位置の算術平均である。なお、

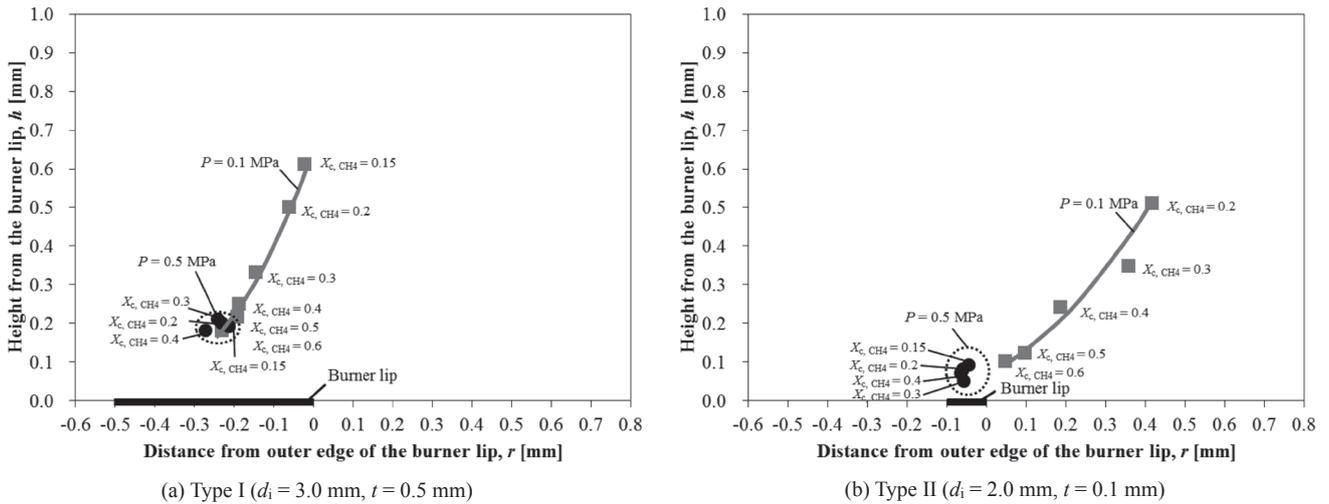


Fig.4 Flame base position varying with X_{c,CH_4} for the coaxial oxygen-jet diffusion flames under the conditions of $U_j = 12.0$ m/s, $U_c = 2.0$ m/s and $P = 0.1$ and 0.5 MPa.

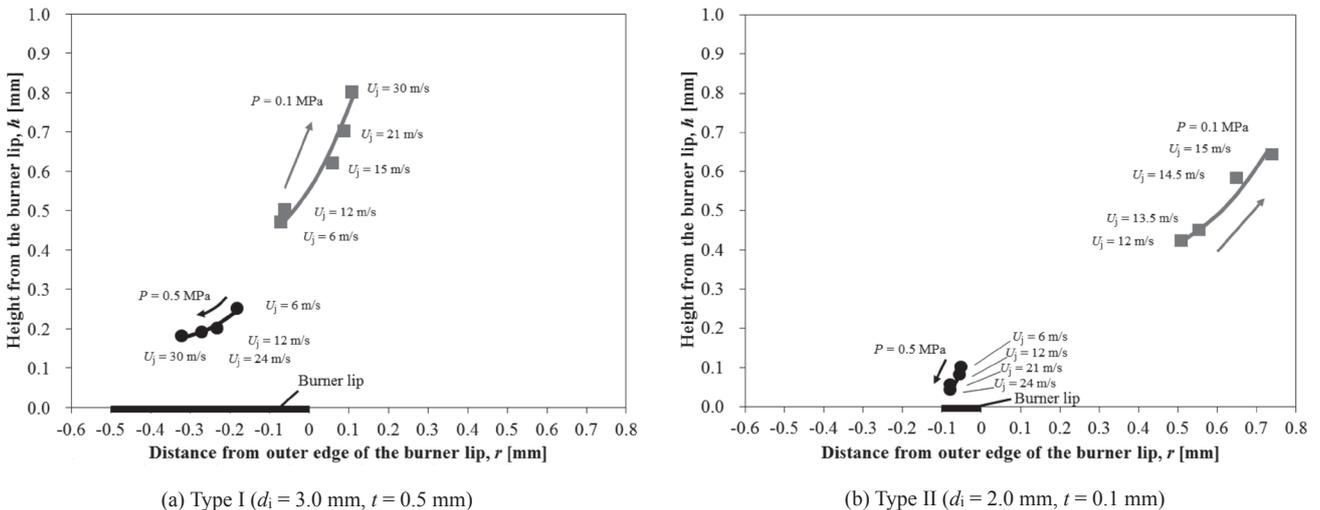


Fig.5 Flame base position varying with U_j for the coaxial oxygen-jet diffusion flames under the conditions of $X_{c,CH_4} = 0.2$, $U_c = 2.0$ m/s and $P = 0.1$ and 0.5 MPa.

流速条件は噴流速 $U_j = 12.0$ m/s, 周囲流速 $U_c = 2.0$ m/s である。

$P = 0.1$ MPa では, 噴流管 Type I および Type II のいずれも周囲流中のメタンモル分率が減少すると火炎基部位置は半径外側方向およびバーナリップから離れる方向に移動するのに対し, $P = 0.5$ MPa では, 火炎基部位置は周囲流中のメタンモル分率によってほとんど移動せずバーナリップ中心直上にある。大気圧下において炭化水素系燃料の量論混合気における消炎距離は 1.8 mm 程度[19]であり, 消炎距離は層流火炎帯厚さに比例, すなわち圧力増大と共に減少するため, $P = 0.5$ MPa における火炎基部はバーナリップ直上近傍に存在しうると考えられるが, 周囲流の燃料モル分率の影響をほとんど受けないことは興味深い現象である。

図 5(a) および (b) にそれぞれ噴流管 Type I と Type II において噴流速を変化させたときの火炎基部位置の変化および

圧力の影響を示す。これらの図には特徴的な圧力の影響が現れている。 $P = 0.1$ MPa では噴流速の増大にともない, 火炎基部は半径方向および高さ方向ともにバーナリップから離れていく。 $P = 0.1$ MPa における噴流速増大にともなうこのような火炎基部高さの増大は Takahashi ら[11]および Otakeyama ら[12]による同様の報告がある。これに対し, $P = 0.5$ MPa では噴流速の増大に伴い, 火炎基部は中心軸方向かつバーナリップに接近していく。噴流速の増大により, いずれは火炎基部がバーナリップから離れる方向に移動し, 火炎のリフトおよび吹き飛びに至るであろうが, 高压雰囲気においてはそこに至る過程で火炎基部がバーナリップに接近するメカニズムが存在するといえる。その結果, $P = 0.5$ MPa においては, 図 2(a) および (b) に示されるように, 特に噴流管 Type I において, 火炎リフト限界流速および吹き飛び限界流速が非常に高くなっていると考えられるのが

妥当である。

高圧下では拡散速度が小さいため、バーナリップごく近傍に火炎が形成される原因が拡散効果によるとは考えにくく、流体力学的効果を調べる必要がある。そこで、次節では、火炎基部の流跡線を拡大撮影することによって火炎基部位置と流れ構造との関係を考察することとする。

3.3. バーナリップ近傍の流れ構造におよぼす圧力の影響

図 6 に噴流管 Type I におけるバーナリップ近傍の流跡線撮影写真を示す。噴流速は図 3 および図 4 に等しく、噴流速 $U_j = 12 \text{ m/s}$ である。周囲流速は $U_c = 1.0 \text{ m/s}$ および 2.0 m/s で、圧力は $P = 0.1 \text{ MPa}$ および 0.5 MPa である。流跡線はいずれも周囲流から噴流に向かう勾配を持っていることがわかる。これは、噴流速が周囲流速より大きいため、噴流側の静圧が低いためである。 $P = 0.1 \text{ MPa}$ では、リップ近傍で流跡線が大きく屈曲するが、完全に逆流となる領域、すなわち再循環渦は小さい。一方、 $P = 0.5 \text{ MPa}$ では、再循環領域がバーナリップ上部に明確に観測された(図 6(c), (d))。また、 $P = 0.5 \text{ MPa}$ では、周囲流と噴流のせん断層付近で流れが乱れている様子が見られる。これは圧力増大によって噴流のレイノルズ数が増大したためであると考えられ、再循環領域の形成と相まって、火炎基部に予混合気を形成させやすい条件となっているといえる。

図 7 に噴流管 Type II の流跡線を示す。流速条件は図 6 と同様である。バーナリップ厚みが $t = 0.1 \text{ mm}$ と薄いため、 $P = 0.1 \text{ MPa}$ では噴流管 Type I に比較して流跡線の屈曲は大きくない。一方、 $P = 0.5 \text{ MPa}$ では、このような薄いバーナリップにおいても再循環渦が明確に見られる(図 7(c), (d))。再循環渦形成はステップ後流の剥離渦形成と同様の原理であり、レイノルズ数が大きいくほど剥離渦が形成されやすい。 0.1 mm という極めて薄いステップに対しても剥離渦が形成されることは興味深い。

ここで、再循環渦のスケールを定量化して示すことを試みる。図では必ずしも明確でないが、撮影された画像を拡大して調べると、流跡線の屈曲と再循環渦の違いを詳しく見ることができる。再循環渦は真円ではないので、本研究では再循環渦の上下方向の大きさを特性渦スケールとして、噴流速および周囲流速の影響を調べた。

図 8 および図 9 に、再循環領域の特性渦スケールと噴流速および周囲流速との関係をそれぞれ示す。流速条件は図 8 が周囲流速 $U_c = 2.0 \text{ m/s}$ 、図 9 が噴流速 $U_j = 12.0 \text{ m/s}$ である。また、特性渦スケールがゼロである点は再循環渦が形成されなかった条件である。 $P = 0.5 \text{ MPa}$ では、 $P = 0.1 \text{ MPa}$ と比較して再循環渦の形成される流速範囲が広く、かつ、特性渦スケールが増大している。

図 8 に示されるように、噴流管 Type I の $P = 0.1 \text{ MPa}$ における特性渦スケールは 0.1 mm 以下であって、図 4(a) および図 4(b) と比較すると、火炎基部は再循環渦の下流(上方)に位置している。噴流管 Type II において再循環渦は観測されなかった。よって、 $P = 0.1 \text{ MPa}$ の火炎安定メカニ

ズムは、Takahashi ら[8-11]および Otakeyama [12]が報告しているように、バーナリップが薄い場合における局所流速と拡散混合した未燃ガスの燃焼速度との釣り合いによるものと考えられる。この場合、図 2 に見られるように周囲流速が増大すると安定限界の噴流速が減少することも傾向が一致する。

一方、 $P = 0.5 \text{ MPa}$ における噴流管 Type I の特性渦スケールは $P = 0.1 \text{ MPa}$ に比較して約 10 倍程度大きい。図 4(a) および図 5(a) に示された火炎基部位置と比較すると、 $U_j = 12 \text{ m/s}$ において火炎基部は再循環渦の中であり、噴流管 Type II の特性渦スケールと比較しても、図 4(b) および図 5(b) に示された $P = 0.5 \text{ MPa}$ における火炎基部は、再循環渦の内部かごく近傍にあると考えてよい。すなわち、形成される火炎基部は、バーナリップ近傍の再循環渦による予混合化が支配的要因であると考えられる。

実際、Takahashi ら[8-11]は、大気圧下 ($P = 0.1 \text{ MPa}$) であるが、バーナリップが厚い場合には再循環領域内に火炎基部が存在し、再循環領域内の予混合ガスが希薄可燃限界以下になったときに火炎リフトが発生するという再循環領域内での火炎安定化メカニズムを報告している。高圧下では動粘性係数が減少するため、再循環渦の形成とその特性渦スケールの観点から、圧力増大はリップ厚さを厚くすると同等の効果をもたらしていると考えられる。したがって、高圧下においては Takahashi ら[8-11]の提唱する $P = 0.1 \text{ MPa}$ でのバーナリップが厚い場合における再循環領域内での火炎安定化と同様のメカニズムが、本研究における $P = 0.5 \text{ MPa}$ での火炎安定化のメカニズムであると言える。

図 5 では、 $P = 0.5 \text{ MPa}$ において、噴流速増大により火炎基部がバーナリップに接近するという現象が見られたが、図 8 において特性渦スケールが噴流速増大と共に減少することから、再循環渦内あるいはそのごく近傍に形成された火炎基部が特性渦スケール減少によってバーナリップに接近するためと考えられる。

図 2(a) に示したように、噴流管 Type I を用いた場合、 $P = 0.5 \text{ MPa}$ では、周囲流速の増大にともない火炎安定界流速は増大したが、噴流管 Type II では安定限界流速は概ね一定であった。これも、再循環渦スケールが関係していると思われるため、再循環渦スケールの大きさと周囲流速との関係を測定した結果を図 9 に示す。図から明らかなように、噴流管 Type I の場合、周囲流速の増大とともに $P = 0.5 \text{ MPa}$ では再循環渦の特性スケールは大きく増大する。一方で、 $P = 0.1 \text{ MPa}$ では増大するものの概ね 0.2 mm 以下である。従って、 $P = 0.5 \text{ MPa}$ では再循環渦の流体力学的効果によって火炎基部の予混合化が促進され、周囲流速増大と共に火炎安定限界流速が大きく増大する原因となっている。

実用オートサーマル改質炉において、純酸素噴流管の熱損傷を避けるために、高圧、高当量比下において火炎リフトあるいは火炎の完全な吹き飛びが必要である。しかしながら、図 2 から分かるように高圧下では大気圧下に比較して純酸素噴流拡散火炎のリフト限界流速、吹き飛び流速は

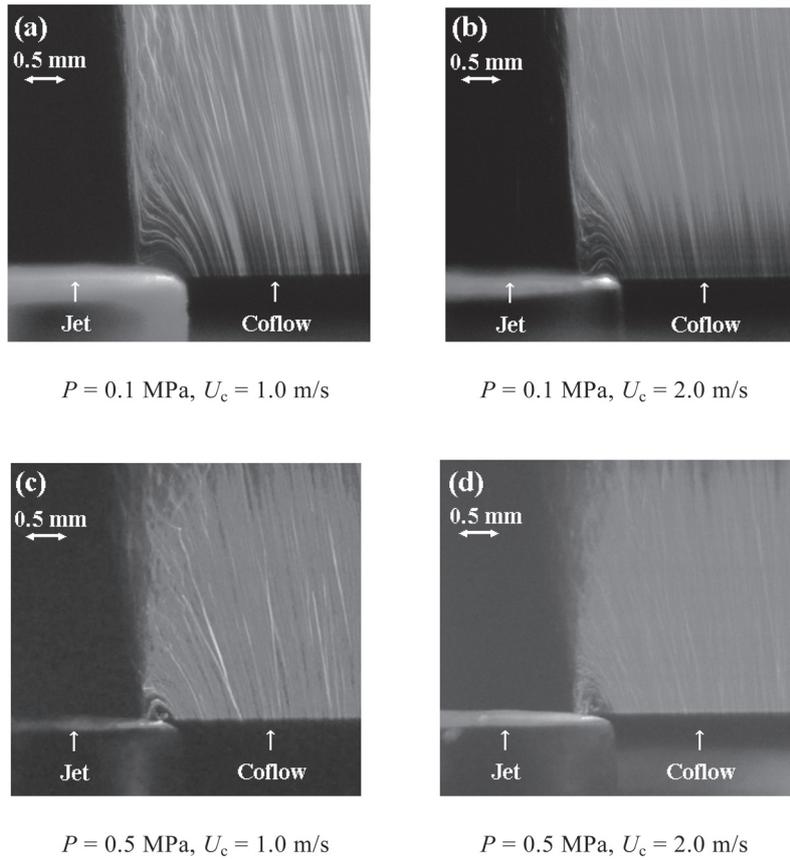


Fig.6 Stream lines near the burner lip at $U_j = 12.0 \text{ m/s}$ for Type I.

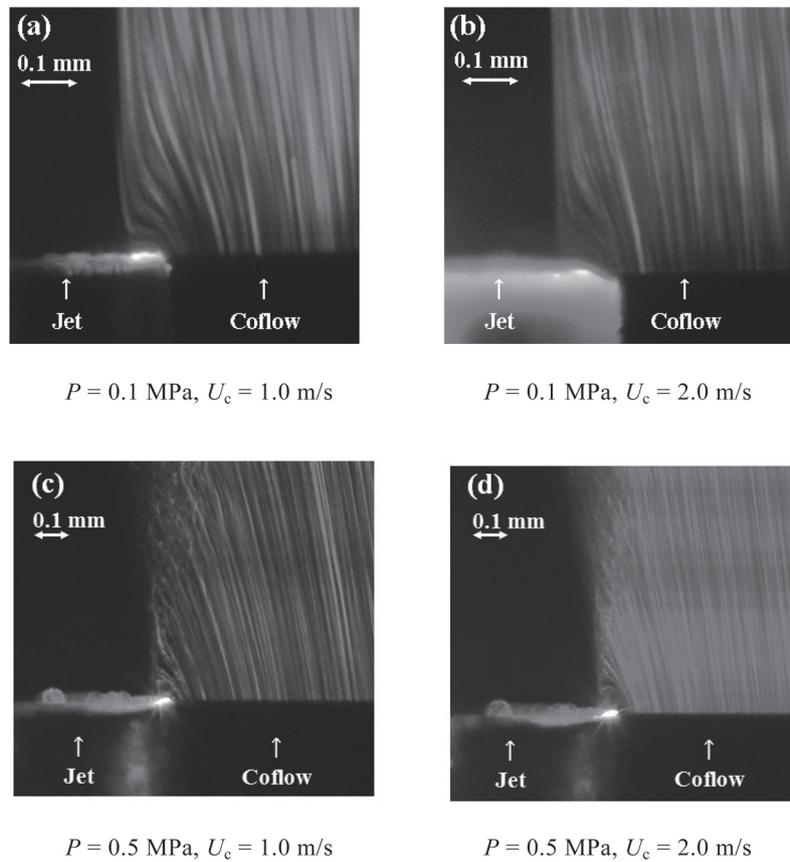
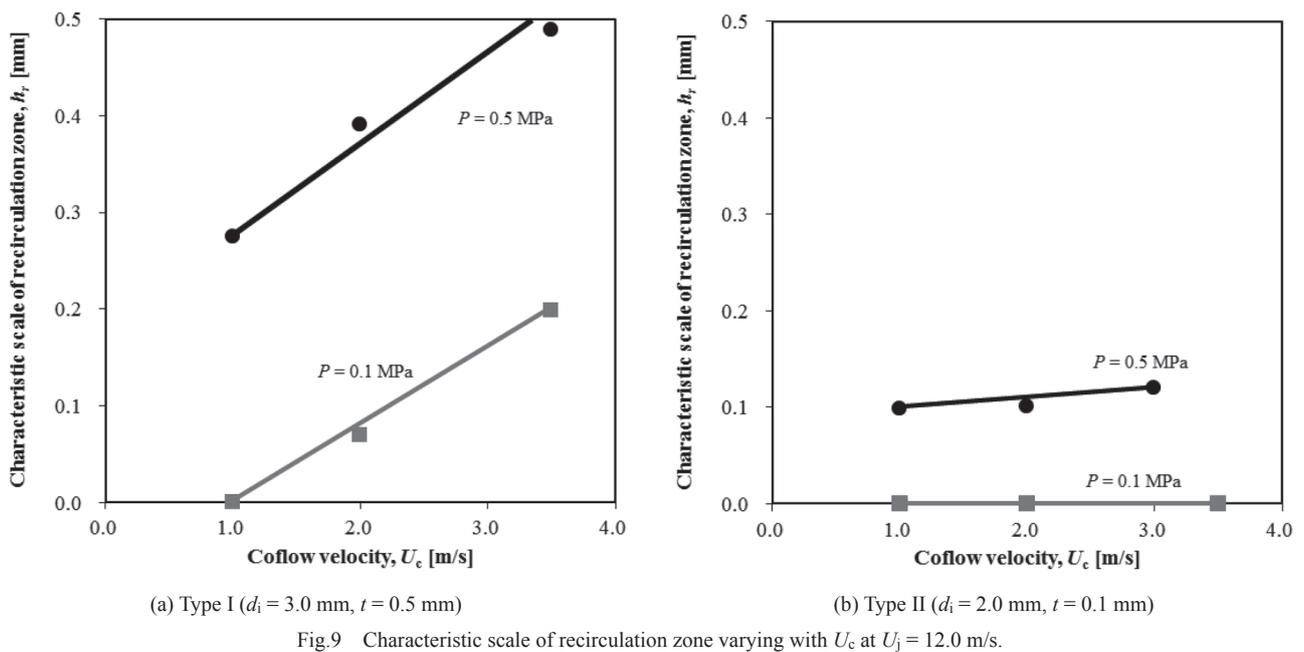
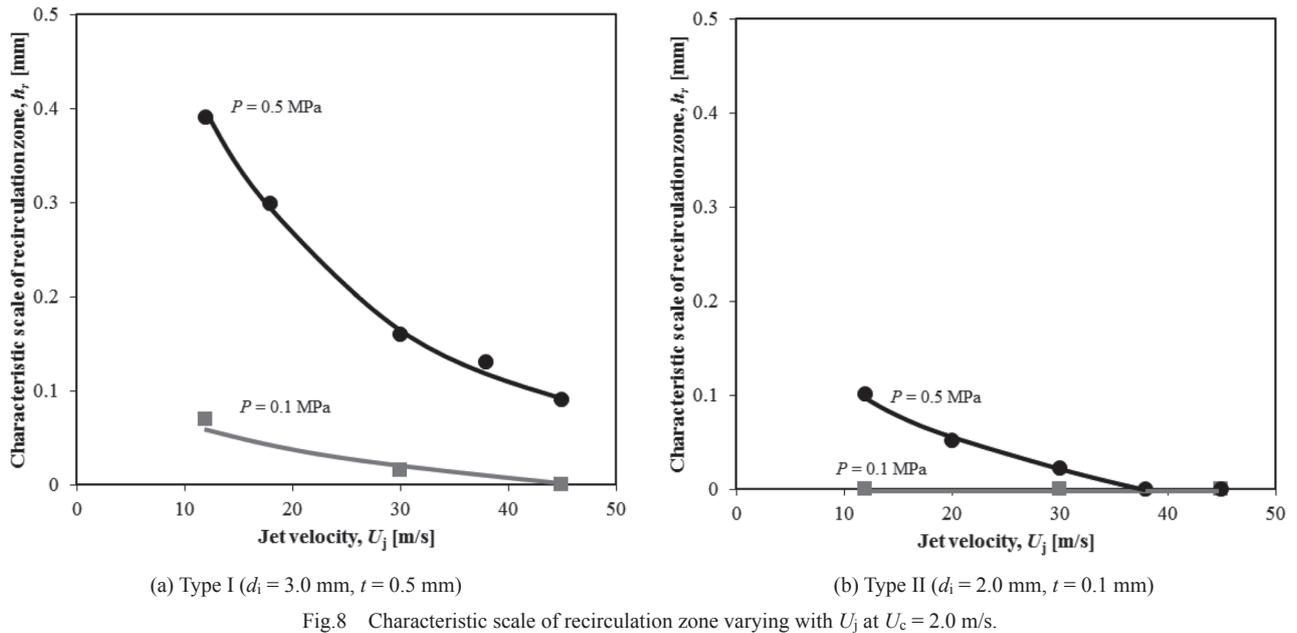


Fig.7 Stream line near the burner lip at $U_j = 12.0 \text{ m/s}$ for Type II.



非常に大きくなる。本研究により、高圧下で純酸素噴流管リップ近傍に火炎が安定化する主な要因は、噴流管リップ部に形成される再循環渦であることが明らかになった。高圧下で純酸素噴流火炎にリフトまたは吹き飛びを生じさせるには、周囲流中の燃料成分濃度を低下させる、あるいは、バーナリップ厚みの小さい噴流管を用いるなど何らかの方法でバーナリップ近傍における再循環渦形成を抑制する工夫が必要といえる。

4. 結言

二種類の同軸噴流バーナに対し、大気圧および高圧環境における火炎リフトおよび吹き飛び限界の測定、火炎形状および火炎基部位置の測定、バーナリップ近傍の流跡線の観測を実施し、高圧環境における同軸純酸素噴流拡散火炎の特徴と火炎安定メカニズム調べ、以下の知見を得た。

1. 同軸純酸素噴流拡散火炎の圧力に対する安定限界には、二つのモードが存在する。大気圧下では、周囲流速の増大にともない安定限界噴流速は低下する。一方で、高圧

- 環境では、周囲流速の増大にともない安定限界噴流速は一定または増大する。
2. 同軸純酸素噴流拡散火炎の火炎基部位置の特徴として、高圧環境において、火炎基部位置は周囲流中のメタンモル分率に依存せずほぼ一定の位置に定在し、さらに、噴流速の増大にともないバーナリップに接近する。
 3. 流跡線観測の結果、大気圧下では、流速条件によりバーナリップ直上に再循環領域が形成されない、もしくは、消炎距離以下の微小な再循環領域が観測された。一方で、高圧環境では、再循環領域が形成される流速範囲が広がり、再循環渦の特性スケールの増大が観測された。
 4. 同軸純酸素噴流拡散火炎の火炎安定メカニズムについて、大気圧下においては局所流速と拡散混合による未燃ガスの燃焼速度との釣り合いが要因であること、また、高圧環境ではリップ近傍の再循環渦による噴流と周囲流の予混合化が支配的であることが明らかになった。

References

1. Pitts, W. M., *Proc. Combust. Inst.* 22: 809-816 (1988).
2. Pitts, W. M., *Combust. Flame* 76: 197-212 (1989).
3. Chung, S. H., *Proc. Combust. Inst.* 31: 877-892 (2007).
4. Lee, B. J., and Chung, S. H., *Fuel* 85: 68-74 (2006).
5. Lee, B. J., and Chung, S. H., *Combust. Flame* 109: 163-172 (1997).
6. Iino, K., Kikkawa, H., Akamatsu, F., and Katsuki, M., *JHTS Trans.* (in Japanese) 31-1: 45-56 (2004).
7. Iino, K., Murakami, S., Kikkawa, H., Akamatsu, F., and Katsuki, M., *JHTS Trans.* (in Japanese) 31-2: 112-121 (2004).
8. Takahashi, F., Mizomoto, M., and Ikai, S., *Combust. Flame* 48: 85-95 (1982).
9. Takahashi, F., and Schmoll, W. J., *Proc. Combust. Inst.* 23: 677-683 (1990).
10. Takahashi, F., and Goss, L. P., *Proc. Combust. Inst.* 24: 351-359 (1992).
11. Takahashi, F., Schmoll, W. J., and Katta, V. R., *Proc. Combust. Inst.* 27: 675-684 (1998).
12. Otakeyama, Y., Yokomori, T., and Mizomoto, M., *Proc. Combust. Inst.* 32: 1091-1097 (2009).
13. Niioka, T., *Nenshougenschou no kaiseki*, Tohoku daigaku shuppankai, pp. 65-76 (2004).
14. Kumagami, M., Kato, H., Okuyama, M., Ogami, Y., and Kobayashi, H., *8th ASPACC*, p.247 (2010).
15. Matta, M. L., Neumeir, Y., Lemon, B., and Zinn, T. B., *Proc. Combust. Inst.* 29: 933-939 (2002).
16. Cheng, S. T., Chao, Y. C., Wu, C. Y., Li, Y. H., Nakamura, Y., Lee, K. Y., Yuan, T., and Leu, T. S., *Proc. Combust. Inst.* 30: 2489-2497 (2005).
17. Chen, C. P., Chao, Y. C., Cheng, T. S., Chen, G. B., and Wu, C. Y., *Proc. Combust. Inst.* 31: 3301-3308 (2007).
18. Nakamura, Y., Kubota, A., Yamashita, H., and Saito, K., *JSME Trans. B.* (in Japanese) 74: 699-706 (2008).
19. Kuo, K. K., *Principles of combustion*, p.329 (1986).