密閉容器内三次元火炎伝ば*

(第2報, 実験結果と計算結果の比較)

田 中 豊**

Three-Dimensional Flame Development in a Closed Vessel
(2nd Report, Comparisons between Measured and Theoretical Results)

by Yutaka TANAKA

In the previous report, space difference and numerical methods were proposed for simulating three-dimensional laminar flame development after the mixture was ignited in a closed vessel. This report aims to raise this method to the level applicable to actual problems accompanied by pressure drop, therefore, by the heat transfer from gas to wall. The previous analysing method has been combined with those of the change of average quantities of states in both burnt and unburnt regions. It has become feasible to evaluate the change of the heat transfer rate and simulate more precisely the combustion process from ignition, maximum pressure, via burn-out of mixture to the time of slow decrease in pressure. The measured and calculated results have been compared with each other for laminar flames in a spherical and cylindrical vessels, and the effects of the point of ignition on the heat loss and pressure change have been examined.

Key Words: Combustion, Laminar Flame, Flame Development, Heat Loss, Theory, Measurement, Closed Vessel

1. 緒 言

前報では⁽¹⁾任意形状の容器内の一様混合気点火後の三次元層流火炎伝ばを解析するための空間差分法と数値解析法を表した。円筒容器を用いた場合のモデル計算を行い、この解析法の特質について検討するとともに、点火後の状態量の変化に及ぼす点火位置の影響を調べた。

本報は既燃領域と未燃領域それぞれの平均状態量の推定を行う方法を導入して器壁への熱損失量の評価を可能とし、解析の実際への適用能力を高めることを目的としている。このような容器内の燃焼経過を正確に表現するためには燃焼温度、熱損失の時間的変化を正しく知ることが重要である。ピストン運動に基づいて生じる平均流がある場合の熱伝達については数多くの報告があるが⁽²⁾、これらの式では静止していた混合気が点火された場合の点火位置と火炎面の時間的変化の相違によって生じる最大圧力と最大圧力以降の圧力降下速度の差異を表現することはできない。ここでは、この点についても考慮しつつ、前報の三次元火炎解析

と組合せることができる形式で点火から最大圧力、完全燃焼を経て圧力が次第に低下していく容器内の燃焼経過を一貫して表現するための解析方法を示す。球形、円筒容器内の層流火炎伝ばの問題へ本報を応用したときの解析結果と実験結果を比較する。点火位置が熱損失、圧力変化に及ぼす影響についても調べる。

2. 主 要 記 号

A, A_f, A_w : 面積, 火炎表面積, 容器内表面積
 C_p : モル定圧比熱
 C_b : 黒体の放射定数
 G : 質量
 h, H : エンタルピーおよびモルエンタルピー
 L : 放射ガス層の有効厚さ
 p : 圧力
 q : 単位質量当たりの入熱量
 R : 一般ガス定数
 r, R : 半径および容器半径
 s_u, s_b : 燃焼速度と火炎伝ば速度
 t : 点火からはかった時間
 T : 絶対温度
 u, u_u : 流速(速度)と未燃ガス圧縮速度
 v, V : 比容積と容積

* 昭和60年11月2日 関西支部第245回講演会において講演。原稿受付 昭和60年5月23日。

** 正員、岡山大学工学部(〒700 岡山市津島中 3-1-1)。

w : 分子量

x, X : モル分率と燃焼容積割合

y, Y : 質量分率と燃焼質量割合

α_c, α_r : 対流熱伝達率と放射熱伝達率

ϵ_g, ϵ_w : 気体の放射率と器壁での吸収率,

$$\epsilon_w = 0.55^{(3)}$$

ϕ : 当量比

添字

i : 領域および状態を表し, 0 (初期), a (基準), u (未燃ガス), b (既燃ガス), e (最終)

j : 領域または状態 i において考慮した化学種を意味し, 未燃ガスに対しては燃料, O_2 , N_2 , H_2O (O_2 と N_2 の容積比率を 0.21/0.79), 既燃ガスに対しては O_2 , N_2 , H_2O , CO_2 , CO , H_2 , OH , NO , O , H , ガス状 C , N の 12 成分を表す

微分記号

Δ : 初期状態からの変化量

d/dt : 時間微分

3. 解析モデルと基礎式

解析にあたり次の仮定を導入する.

(1) 燃焼容器内のガスは無限小厚さの火炎面を隔てて未燃ガスと既燃ガスに分けられる.

(2) 容器容積と容器内のガスの質量は不変であり, 圧力は一様であるとする.

(3) 既燃・未燃ガス領域内のガスそれぞれの平均状態に対して完全ガス状態方程式と運動エネルギーを無視した熱力学第 1 法則が成立する. 既燃・未燃ガス領域内で一様と考えた温度, 組成などの変化に着目することにより解析の単純化をはかる.

(4) 未燃ガスの組成は不変である. 既燃ガスは全ガスが燃焼し終えるまで化学平衡を保ちながら変化する. その後については, 組成が凍結する場合と化学平衡を保ち変化する場合の二通りの考え方のもとで結果を得, 両結果の相違を調べる.

(5) 未燃, 既燃領域間の物質, 熱交換はない. 両領域から器壁 (壁温はガスの初期温度 T_0 に保たれる) への熱損失として, 既燃・未燃ガスからの対流熱伝達と既燃ガスからの放射熱伝達を考慮するが, 未燃ガスの変化を断熱 (等エントロピ) 変化とするため, 未燃ガスの熱損失分は既燃ガスの熱損失に含ませる.

以上の仮定のもとに基礎式をたてると次のようになる. i 領域または状態に対する完全ガス状態方程式, 平均分子量 w_i と i 内の化学種 j のモル分率 x_j , 質量分率 y_j の関係は, $i=0, a, u, b, e$ について

$$p w_i V_i = G_i R T_i, \quad v_i = V_i / G_i \quad \cdots \cdots (1)$$

$$w_i = \sum_j x_j w_j, \quad x_j = w_j y_j / w_i \quad \cdots \cdots (2)$$

ここで $\sum_j$ は領域 i 中の化学種 j について総和をとることと規約する. 容器内の混合気が容積割合 $X = V_b / V$, 質量割合 $Y = G_b / G$ だけ燃焼し終えているときには, 未燃・既燃領域内の平均比容積 v_u, v_b と圧力 p , 分子量 w_u, w_b の間に次の関係が成立している.

$$v_0 = (1 - Y) v_u + Y v_b \quad \cdots \cdots (3)$$

$$X p / p_0 = Y w_u T_b / (w_b T_0) \quad \cdots \cdots (4)$$

質量割合 Y の既燃ガスと $(1 - Y)$ の未燃ガスについて初期状態との差について考える. 未燃ガス, 既燃ガスそれぞれの単位質量当たりのエンタルピー変化は標準モル生成エンタルピー $H_j(T_a)$ を用いて

$$\left. \begin{aligned} \Delta h_u &= \frac{1}{w_u} \sum_j x_j \left[\int_{T_a}^{T_u} C_{pj} dT + H_j(T_a) \right] \\ &\quad - \frac{1}{w_u} \sum_j x_j \left[\int_{T_a}^{T_0} C_{pj} dT + H_j(T_a) \right] \\ \Delta h_b &= \frac{1}{w_b} \sum_j x_j \left[\int_{T_a}^{T_b} C_{pj} dT + H_j(T_a) \right] \\ &\quad - \frac{1}{w_u} \sum_j x_j \left[\int_{T_a}^{T_0} C_{pj} dT + H_j(T_a) \right] \end{aligned} \right\} \quad \cdots \cdots (5)$$

であり, それぞれのガスについて入熱 Δq_i があるとき次の熱力学第 1 法則が成立するが,

$$\Delta q_i = \Delta h_i - \int_{p_0}^p v_i dp \quad \cdots \cdots (6)$$

容器内ガスについての和をとると仮定 2 より

$$\Delta q = (1 - Y) \Delta h_u + Y \Delta h_b - v_0 (p - p_0) \quad \cdots (7)$$

圧力が質量割合 Y の燃焼に伴って p_0 から p に変わるとき, 未燃ガスの温度は T_0 から T_u まで変化する.

$$T_u = T_0 (p / p_0) R / C_{pum} \quad \cdots \cdots (8)$$

ただし, 等エントロピ条件での上式中の C_{pum} は対数平均モル定圧比熱である.

$$C_{pum} = \sum_j x_j \int_{T_0}^{T_u} \frac{C_{pj}}{T} dT / \ln(T_u / T_0) \quad \cdots \cdots (9)$$

等エントロピ条件での未燃ガスのエンタルピー変化は式 (1), (6), (8) より, 未燃ガスがなす工業仕事に等しく

$$\Delta h_u = -p_0 v_0 \frac{C_{pum}}{R} [1 - (p / p_0) R / C_{pum}] \quad \cdots \cdots (10)$$

容器内ガスから器壁への熱伝達量 Δq は

$$\Delta q = \frac{-1}{G} \left[\int_0^t (\alpha_{cb} A_{wb} + \alpha_r A_f) (T_b - T_0) dt + \int_0^t \alpha_{cu} A_{wu} (T_u - T_0) dt \right] \quad \cdots \cdots (11)$$

ここに A_f, A_{wb}, A_{wu} はそれぞれ火炎表面積, 既燃・未燃ガスと接する壁面積を表し, 三次元火炎伝ばの解

析より決定される。Nusselt と Eichelberg の経験式⁽²⁾を組合せ、容器内流れの影響を考慮に入れた次式を用いて、既熱・未燃ガスと壁面間の対流熱伝達率 α_{cb} , α_{cu} を評価する。 α_c , p , T をそれぞれ $W/(m^2 \cdot K)$, kPa, K 単位とすると、

$$\alpha_{ci} = C_1(1 + C_2 \sqrt{s_{bm}}) \cdot \sqrt{p^2 T_i}, \quad i = u \text{ と } b \quad \dots\dots\dots(12)$$

C_1 と C_2 は点火位置によって定まる定数であることが、後の実験と計算の比較により示されるが、第1項めは自然対流による熱伝達を、第2項めは火炎伝ばに伴って増強される熱伝達を意味する。 s_{bm} は火炎の平均伝ば速度であり

$$s_{bm} = (dV_b/dt)/A_f \quad \dots\dots\dots(13)$$

放射熱伝達率 α_r は式 (14) で算出され、放射率 ε_g は式 (15) の Schack の近似⁽³⁾ により決定される。

$$\alpha_r = \frac{C_b}{1/\varepsilon_g + (A_f/A_w)(1/\varepsilon_w - 1)} \times \left[\left(\frac{T_b}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_0}{100} \right)^4 \right] / (T_b - T_0) \quad \dots\dots\dots(14)$$

$$\varepsilon_g = 0.7 \sqrt{\frac{p_{CO_2} L}{101.3}} / \sqrt{\frac{T_b}{100}} + 7.0 \left(\frac{p_{H_2O} L}{101.3} \right)^{0.8} / \left(\frac{T_b}{100} \right) \quad \dots\dots\dots(15)$$

p_{CO_2} , p_{H_2O} はそれぞれ領域 b 内の CO_2 , H_2O の分圧 (kPa 単位) を表す。 L は放射ガス層の有効厚さであるが、本報のような三次元火炎に対しての計算は困難であるから、代表的な容器形状についての Hottel らの解析⁽³⁾ を参考として、球形容器内火炎については火炎直径 $\times 0.6$, 円筒容器内火炎に対しては無限大平行面間のガスによる放射と考えて、火炎最大高さ $\times 1.8$ で近似した。

図 1 計算方法

燃焼速度 s_u は混合気の種類、当量比 ϕ , p , T_u によって定められた経験式を使って算定されるが、 C_3H_8 燃料, $\phi=1$ に対して得られた Metghalchi と Keck の式⁽⁴⁾を用いる。

$$s_u = 0.319 \left(\frac{T_u}{298} \right)^{2.13} \left(\frac{p}{101.3} \right)^{-0.17} \quad [m/s] \quad \dots\dots(16)$$

局所の火炎伝ば速度 s_b は s_u と未燃ガスの圧縮速度 u_u の和として求められる。

$$s_b = s_u + u_u \quad \dots\dots\dots(17)$$

初期火炎面を地球儀状の経線と緯線からなる火炎面素に分割し、その後の火炎発達過程において経・緯線に垂直方向に火炎が伝ばすることを利用して u_u と s_b を計算し、時間ごとの新たな経・緯線、火炎面素、容積素を計算していく⁽¹⁾。得られた面積・容積割合を用いて式 (1) から (13) を連立させて解くことにより、既燃焼領域の組成変化を含めて、 T_u , T_b , p , Δq など必要な状態量を一度に求めることができる。この計算の流れ図を図 1 に示すが、既燃焼領域の組成決定には JANAF 表のデータと C_3H_8 の比熱式を利用した⁽⁴⁾⁽⁵⁾。

とくに、球形容器内のガスを中心で点火した場合に対しては上記の計算手続きは次のように簡単化される。

u_u については初期 (または等圧変化の) 容積膨張率 a_0 を用いて初期圧縮速度 u_{u0} , 圧縮速度 u_u が次式で精度良く算定される⁽¹⁾。

$$u_{u0} = (a_0 - 1) s_{u0} \quad \dots\dots\dots(18)$$

$$u_u = u_{u0}(1 - X) \quad \dots\dots\dots(19)$$

球形容器内燃焼に対して

$$s_b = dr/dt, \quad X = V_b/V = (r/R)^3 \quad \dots\dots\dots(20)$$

が成立することを利用すると

$$X^{-2/3} \frac{dX}{dt} + \frac{3u_{u0}}{R} X = \frac{3u_{u0}}{R} \left[1 + \frac{s_u}{u_{u0}} \right] \quad \dots\dots(21)$$

火炎半径が 0 から r まで変化する間の時間 t として、

$$t = \frac{R}{3u_{u0}l^2} \left\{ \frac{1}{2} \ln \frac{X^{2/3} + lX^{1/3} + l^2}{(X^{1/3} - l)^2} + \sqrt{3} \tan^{-1} \frac{\sqrt{3}X^{1/3}}{X^{1/3} + 2l} \right\} \quad \dots\dots\dots(22)$$

図 2 実験装置の構成

ただし

$$l^3 = 1 + s_{um}/u_{u0} \quad \dots\dots\dots(23)$$

s_{um} は火炎半径が 0 から r まで変化する間の平均燃焼速度を表し、式 (22) で $X=1$ とおくと混合気が燃焼し終える時間 t_e が得られる。

4. 実験装置および方法

図 2 に実験装置の構成を示す。燃焼器として内径 15 cm の鋼製球形容器と内径 9 cm, 内面最大高さ 4.5 cm の円筒鋼製容器を用いた。後者の上下面には透明アクリル樹脂製ののぞき窓が設けられている。側壁面に取付けられた締切弁を介して真空ポンプと予混合気ポンベが接続されている。混合気の充てん後 30 min 以上経過したのち制御回路を作動させ、トランジスタ点火器を介して混合気の点火を行うとともに水冷した半導体圧力変換器を通して得られた圧力波形をシグナルアナライザと 512 KB メモリ付 A-D 変換器に採り込む。得られたデータはパーソナルコンピュータ画面 (640 × 400 ピクセル, 16 色) 上で計算結果と比較表示され、ハードコピー装置に画像出力されるとともにディスクケットに記録保存される。この論文で引用した圧力波形のすべてにこの画像出力結果を用いてあり、そのため波形にはいくらかの測定ノイズと画像処理時の階段状効果 (staircase effect) が乗っている。

円筒容器の高さ Z_{max} は 4.5, 3.4, 2.4, 1.3 cm の四とおりとし、点火位置は図 3 に示すように半径方向 $r/$

$R=0, 0.5, 0.95$, 高さ方向 $Z/Z_{max}=0.5, 0.25, 0.05$ の九とおりの組合せとしたが、これらの点火位置を以降では図 3 のように A から I の記号で表す。初期圧力 p_0 は 50.66, 101.3, 202.7 kPa の三とおりとしたが、初期温度 T_0 は実験当日の室温 (282~287 K) となっている。圧縮空気をシリカゲル容器に通して水蒸気を除いた空気を用いて C_3H_8 燃料との量論混合気を作製したが、空気が完全に乾燥空気となっている保証がないため、空気中の H_2O 成分の影響についての検討も行う。

5. 結果および考察

5.1 球形容器内燃焼 表 1 は球形容器内の C_3H_8 -空気量論混合気を容器中心で点火した後の主要な状態量として、3 種の初期条件のもとで混合気が燃焼し終える時間 t_e (球形容器内燃焼では t_e までの熱損失量が少ないので最大圧力となる時間 t_{ep} とほとんど一致する) とその時の圧力 p_e , 温度 T_{ue} , T_{be} と $t=75$ ms における圧力 p_{75} , 温度 T_{b75} について実験結果と後述の条件による計算結果を比較してある。表 1 の下部には相対湿度 20% の空気との量論混合気を用いた場合と放射熱伝達のみを考慮した場合の結果を示してある。

図 4 は燃焼容積割合 X と T_b/T_0 , T_u/T_0 , p/p_0 燃焼質量割合 Y の間に成立する一般的関係を示す。図 4 中には熱損失なしで燃焼した時の状態を実線で、表

表 1 球形容器内での燃焼状態

Initial states		Experimental data			Theoretical data					
p_0 kPa	T_0 K	t_{ep} ms	p_e kPa	p_{75} kPa	$t_e(t_{ep})$ ms	p_e kPa	T_{ue} K	T_{be} K	p_{75} kPa	T_{b75} K
50.7	284	37±0.5	487±3	380±10	A	37.61	491.0	512.1	2597	Frozen/Equilibrium
					B	37.66	483.5	510.2	2562	396/ 417 2099/2236
101.3	285	41.5±1.5	975±5	820±10	A	41.87	988.9	514.8	2630	
					B	41.92	974.8	512.9	2597	840/ 874 2230/2349
202.7	285	47.0±1.5	1905±10	1693±10	A	46.85	1997	516.0	2661	
					B	46.90	1971	514.3	2629	1774/1824 2367/2448
101.3	285	air of relative humidity 0.2			A	41.94	987.0	514.5	2626	
					B	41.99	972.9	512.6	2592	836/ 872 2226/2344
101.3	285	no convection heat loss			C	41.92	975.3	513.0	2598	985/ 918 2385/2459

A : No heat loss, B : With convection and radiant heat loss, C : Without conv. heat loss

図 3 点火位置と記号

図 4 燃焼状態の一般的関係

図 5 球形容器内燃焼時の圧力変化

1と図5の熱損失を伴う条件の結果を破線で示す。熱損失の有無により T_0 と p にいくらかの差異が認められるほかは他の変量における差異は微小であり、初期状態の相違に基づく差異もこの整理方法のもとでは小さい。

図5は表1の3種の初期状態に対して得られた圧力の時間的変化について実験結果と計算結果を比較している。球形容器内燃焼では、 α_{ci} の第2項は無関係であり、放射熱損失と t_e までは α_{cu} の第1項、それ以降は α_{co} の第1項が熱損失に関与する。このことから $p_0 = 101.3$ kPa 条件での t_e 以降の実験による圧力の絶対値と圧力降下曲線において凍結条件の考え方による計算結果がほぼ完全に一致する値として $C_1 = 0.0689$ W/($\text{m}^2 \cdot \text{kPa}^{2/3} \cdot \text{K}^{4/3}$) を選定した。以降の計算では C_1 としてこの値を使用する。 p_0 , T_0 の設定誤差を 0.3% 以内に収めた場合、連続した実験における圧力経過の差

はほとんどなかったが、日を隔てて行った実験では、混合気割合割と点火位置のわずかな差、火炎が常に球状に発達するとは限らないため測定結果には表1に示すような差が生じた。図5中にはこのうち t_e が最小のものとして最大のものの一対を表示した。

表1, 図4と図5を検討し次の結論が得られる。

熱損失と最大圧力に及ぼす空気中の水蒸気含有量の影響は小さい。器壁に火炎が到達するまでの熱損失は放射によるものと未燃ガスからの対流熱伝達によるが、後者による圧力降下量はきわめて小さい。したがって最大圧力 p_e は放射熱伝達に依存すると言えるが、 $p_0 = 50.7, 101.3$ kPa 条件での p_e についての理論と実験の一致から Schack の式が良く適合していることがわかる。 $p_0 = 202.7$ kPa では両者の間に差が見られるが、これは一部の混合気の不完全燃焼と式(15)では分圧 p_{CO_2} , $p_{\text{H}_2\text{O}}$ が高い場合において誤差が生じるためと見られる。

t_e 以降の圧力の降下速度は組成が t_e の時のものに固定(凍結)されているとみなすほうが大であるが、 $p_0 = 101.3$ 以下の条件ではその差は小さい。考え方として凍結、化学平衡のどちらが優れているかについてはおそらく成分測定によっても判定できないと思われる。

図中の英文字 A~I: 図3の点火位置

図6 円筒容器内燃焼状態
($Z_{\text{max}} = 4.5$ cm, $p_0 = 101.3$ kPa)

図7 火炎の三次元的発達過程のグラフィック描写

る。この点については反応動力学的な判定を必要とするので、ここでは優劣についての検討を行わないことにする。

t_e 付近での圧力曲線の丸みは火炎が完全な球状として発達しないためである。計算による t_e が実測値より大きめであるのは、Metghalchi らによる s_u 式 (16) が 290~700K までの広い T_u に対して適用できるように定数を定めたためであり、かえって常温付近での s_u が低くなっていることに原因する。[文献 (4) の図 8 参照] しかし、ほかに適当な経験式がないため以降の円筒容器内の混合気燃焼に対しても同式を利用する。

5.2 円筒容器内燃焼 円筒容器内燃焼については、 C_3H_8 -乾燥空気量論混合気、 $T_0=285K$ の条件で時間 t_e 以降を t_e での組成に凍結させて得られた計算結果を示し、同じ条件下で $T_0=285\pm 1K$ の設定誤差内にある測定結果と比較する。

図 6 は $p_0=101.3kPa$ で点火位置を A から I まで変えた場合の圧力変化曲線の測定と計算結果、質量燃焼速度 dY/dt の計算結果を示す。図 7 は計算より得られた代表的な火炎伝ばの模様を透視し、時間ごと殻状に火炎面を重ね合せ表示したものである。A 点火では 7.5 ms おき 4 段階、B 点火では 6 ms おき 4 段階、D 点火では 6 ms おき 5 段階の火炎面を示す。A 点火では火炎が四方に向かって、B 点火では低面に向かって、また D 点火では対辺に向かって拡大していく様子、とくに隅角に向かう火炎面素が伸張されていく様子が描写されている。

熱伝達の見積もりにおいて、 t_e までは容器内に火炎伝ばに伴って生じる流動があり、これにより熱伝達が促進されるとの考えから代表速度として平均火炎伝ば速度 s_{bm} を用い式 (12) の第 2 項に $C_2\sqrt{s_{bm}}$ の形で熱伝達促進効果を含ませた。しかし、火炎伝ばの初期の段階で壁面に接触した火炎からの熱伝達は時間の進行に伴って壁面に対する温度こう配が低下するため、そ

れ以降に接触した火炎からの熱伝達よりも小さいはずである。この影響を具体的に評価するには図 7 で示したような過去の殻状火炎位置をすべて記憶させることのできる大容量計算機が必要であるが、現在この方法は困難であるから、実験と計算の最大圧力値 p_{ep} が一致するように係数値 C_2 を選択するにとどめる。実測との比較から C_2 として、A 点火の $16(s/m)^{1/3}$ から I 点火の $1(s/m)^{1/3}$ まで変化させればよいことが知られたが、平均的な値を使った場合の測定値と計算値の比較のため図 6 では $C_2=4(s/m)^{1/3}$ を用いた時の計算結果を示した。

点火位置を容器中心より離すほど t_{ep} が大きくなる反面、最大圧力 p_{ep} は小さくなり、その付近での圧力変化がなめらかとなる。しかし、圧力が下降に転じた後の降下曲線においては、点火位置を中心より離すほど高い圧力となっている。この傾向は熱損失が過大評価された周壁近くの点火 (G, H, I) を除き、中心軸上点火グループ (A, B, C) と中間半径の点火グループ (D, E, F) それぞれの中の計算曲線で良く表現されている。それぞれのグループ内の圧力変化は類似しており、計算でも同様な傾向が見られる。これはそれぞれのグループ内での質量燃焼速度の時間的な変化が類似しているためである。なお、図 6 の実験と計算結果における最大圧力の不一致は、前述のように、 C_2 として平均値を用いたための熱損失の過小評価と過大評価に原因している。

熱損失のため最大圧力は燃焼終了時よりも早まる ($t_{ep} < t_e$) が、時間差の推定は解析を通じてはじめて可能となる。A から C の点火では t_e と t_{ep} の差は 1 ms 以内であるが、D から F では 2.5~6.5 ms、G から I では 6.5~18 ms も t_{ep} が t_e より先行する。

図 8 は同じく C_2 を $4.0(s/m)^{1/3}$ とおいて得た時間 t_{ep} の計算結果を実測値と比較している。図 8 中の英文字により点火位置を変えて得られた時間を表す。図 6 の条件に対し $p_0=202.7kPa$ としたものを小文字で、

図 8 最大圧力になるまでの時間の比較

図 9 初期圧の相違と圧力変化曲線 ($Z_{max}=4.5\text{ cm}$)

図 10 容器の高さを変えたときの圧力変化と熱損失変化 (A 点火)

$Z_{\max}$ を 4.5, 3.4, 2.4, 1.3 cm と低下させた場合は反時計回りに 90° ずつ回転させた大文字でプロットした。Metghalchi 式は低い燃焼速度を与えるため、計算による t_{ep} のほとんどは実測値より大きくなっているが、両結果の相関は良く、 C_2 の値を $4.0 \text{ (s/m)}^{1/3}$ に固定しても燃焼過程の評価が可能であると結論しえる。

図 9 は $Z_{\max}=4.5 \text{ cm}$ の容器を使用し、3 種の p_0 条件で得た圧力変化を、図 10 は $Z_{\max}$ の異なる 4 種の容器で得た圧力変化と熱伝達積算量の熱発生量に対する割合を示す。図 9, 10 とも点火 A であり、 $C_2=16 \text{ (s/m)}^{1/3}$ とおいた。 s_u 式が実際より低い値を与えることもあって最大圧力となるまでの圧力変化と図 10 の $Z_{\max}$ が小さい場合の圧力変化において実測値と計算値の間にわずかの差が見られるが、このことを除くと両結果の一致はきわめて良い。このことは正確な s_u 式と C_2 に関するデータさえあれば本法でもって火炎伝ば過程を精度良く予測し得、本法が高い実用性を有していることを意味する。

全熱伝達量は壁面と接する A_{wb} の増大に伴って加速度的に増大するが、 t_e 以降の増加は緩慢となる。放射熱伝達量の増加は小さい。 $Z_{\max}=4.5 \text{ cm}$ では点火後

しばらくの間放射熱伝達量が対流熱伝達量をしのいでいるが後者の急上昇により t_e の時点では対流熱伝達量が放射熱伝達量の 3 倍に達している。 $Z_{\max}$ が小さいほどこの比率は大きく、 $Z_{\max}=1.3 \text{ cm}$ では 9 倍にもなり、全熱損失量は発熱量の 5 割近くになる。この場合 p_{ep} が等容燃焼の圧力の 5 割に低下していないのは、化学平衡による組成変化を伴っているためである。

6. 結 言

本報では前報の解析法に対し、既然と未燃焼領域それぞれの平均状態量の推定を行う方法を導入し、器壁への熱損失量の評価を加え、点火から最大圧力、完全燃焼を経て圧力が次第に低下していく容器内の混合気燃焼経過を一貫して表現する解析法を表した。球形および数種の高さの円筒容器に対して行ったこの解析法による結果と実測結果の比較検討を行い、この解析法の実用性がきわめて高いことを示した。得られた主要な結果を要約すると次のようになる。

(1) 熱損失の推定に対し、放射熱損失には式 (14) と式 (15) の Schack の式、対流熱損失には式 (12) を適用できる。式 (12) において係数 C_1 は球形・同筒容器に対し、 $0.0689 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{kPa}^{2/3} \cdot \text{K}^{4/3})$ が適用できること、係数 C_2 は点火位置ごとに異なる値をとることが望ましいが、平均値 $C_2=4 \text{ (s/m)}^{1/3}$ を用いても点火位置の相違による圧力変化曲線の差異を表現しえる。とくにそれぞれの点火位置に対して適切な C_2 の値を見い出せば、計算により実際の圧力変化を精度良く表現できる。

(2) 球形容器内燃焼において t_e までは放射熱損失のみを考慮すればよく、 $p_0=101.3 \text{ kPa}$ 以下ならば計算の最大圧力は実測値とよく一致する。円筒容器内燃焼では最大圧力までの放射熱損失は最大の中心点火でも全熱損失の 1/4 程度であり、容器高さを減ずるほどこの割合は小さくなる。

文 献

- (1) 田中, 機論, 52-475, B (昭 61), 掲載予定。
- (2) 例えば, Woschini, *Mortortech. Z.*, 26-4 (1965), 128.
- (3) 例えば, 日本機械学会編, 伝熱工学資料 (昭 44-11), 93, 101, 日本機械学会。
- (4) Metghalchi, M. and Keck, J.C., *Combust. Flame*, 38 (1980), 143.
- (5) 田中・ほか 2 名, 機論, 51-469, B (昭 60), 2964.
- (6) 田中, 日本機械学会 P-SC53 分科会報告, (昭 59-8), 129.

討 論

〔質問〕 西 脇 一 宇〔立命館大学理工学部〕

(1) Nusselt および Eichelberg の式は乱流でかつ複雑な流動のある実際のエンジン燃焼室について求められた経験式であるが、ほぼ層流と考えられる本実験に適用されたのはなぜか。

(2) Nusselt と Eichelberg の式を混合した形をとられたのはなぜか。いずれも経験式であるので各項の物理的意味はあいまいであり、それぞれの式全体の形が重要であると思われる。

(3) 上の質問に関連して、式(12)の C_2 の値が条件により 1 から 16 まで大幅に変わるのは熱伝達率式が本研究のケースにはよくあてはまらないことを示すように思えるがいかがか。

(4) 非定常熱伝達でとくに考えねばならないのは圧縮仕事にもとづく項(エネルギー式の dp/dt の項)と発熱分布の移動であり、定常熱伝達との大きな相違点である。これらを取り入れた計算法でかつ貴研究のケースに最も近いのは一色ら(付1)のモデルと思われる。著者のお考えをお聞かせ願いたい。

三次元火炎伝ばをシミュレートする基礎的研究として興味深く拝見した。

〔回答〕 (1) これらの経験式を適用した理由は、(a)点火位置を中心から離すほど、燃焼完了後、火炎内部には複雑な流れが誘起されうることもあるが、(b)Nusselt 式はもともと定容容器内の火炎伝ば実験より得て、それを低速ガス機関の熱伝達に応用し

たものであること、Eichelberg 式はその改良版であり、両式は実エンジン燃焼室の熱伝達計算だけに限定されているわけではないことによっている。このことから、この経験式は過去にも定容容器内の熱伝達推定に応用されている(付2)。

(2) Nusselt 式では熱伝達を速度に一次比例としているため速度の項の影響が大きくなりすぎること、Eichelberg 式では圧力項の影響が実際の変化にそぐわなくなるためこのような形式を採用した。なお、速度の影響をさらに小さく(三乗根よりも小さいべき乗と)すれば、点火位置の相違による C_2 の変化を小さくできる。

(3)、(4) 合せて回答する。

このような熱伝達率式の利用は、結論的にはご指摘のような結果となったが、この原因は最高圧力までの熱損失の相違を適切に表現できなかったためである。一色の式を利用しなかった理由は、同式では火炎厚さを指定する必要がある(本研究では厚さを零と置いている)、厚さの仮定方法によって結果が大きく変わることが予想されたためである。ただし、同種の考え方をを用いて熱伝達の場所的、時間的变化を表現しようとする試みを次のステップとして発表を予定しています(付3)。

(付1) 一色・ほか4名, 機論, 39-328 (昭48), 3761-3070.

(付2) 若井・ほか3名, 機論, 50-454, B (昭59), 1624.

(付3) 田中, 第23回燃焼シンポジウム前刷集, (昭60-12), 265.