

水素酸素ロケット燃焼室内の拡散燃焼シミュレーション

滝 史郎* 藤原俊隆**

Numerical Simulation Method for Combustion in a Oxyhydrogen
Rocket Motor

Shiro TAKI

Department of Mechanical Engineering, Fukui University

Toshitaka FUJIWARA

Department of Aerospace Engineering, Nagoya University

ABSTRACT

Numerical simulations of unsteady phenomena in the combustion chamber of an oxyhydrogen rocket motor were made in an attempt to develop a computer code for use in investigating such phenomena as vibrating combustion. The combustion in this system is controlled by diffusion, the effect of which works much slower than sound or pressure waves, so that diffusions are usually solved using the implicit finite difference method for unlimited time step size caused by stability criterion. However, the gases flow so fast, accompanied by unsteady pressure waves, that an explicit method is adopted to solve this problem. The way of modeling the turbulent diffusion combustion is very important in this simulation. The fine structures of turbulence and diffusion flame could not be calculated by a finite difference method because of the limited ability of computers. It is presumed that the size of the space difference should be less than or the same order as that of the small eddies. In the present example of simulation, eddy equations are not solved; rather the reasonable transport coefficients for small eddies are simply used. Chemical reactions are also simplified. The gases assumed consist of three components, i.e., fuel, oxidizer and product. In turbulent diffusion burning, rate constants for chemical reactions are to be smaller than those in premixed gas, for the composition at a lattice point is not exact but averaged. Especially for diffusion combustion, the artificial diffusion included in the finite difference scheme must be smaller than the actual diffusion. A brief estimation shows that the space mesh size should be the same order as the turbulent diffusion coefficient divided by flow velocity. An example of simulation using MacCormack's explicit method is shown, where vibrations appear after ignition, followed by attenuation. The results indicate the possibility of numerical simulation of unsteady phenomena in an oxyhydrogen rocket motor, though it is still necessary to make comparisons with experiments to fix some parameters.

* 福井大学工学部

** 名古屋大学工学部

1. 序 論

水素酸素ロケット燃焼室内の現象の数値シミュレーションが試みられる。振動燃焼のような非定常現象を調べるためのシミュレーション・コードは未だ開発されておらず、本報告はそのための問題提起といえる。まず第一に数値計算法として何を用いるかが問題となる。圧縮性気体の運動であるので差分法で解くのが適当であると考えられる。振動燃焼のような非定常現象では強い圧縮波が高速で流動する気体中に存在する。このように気体の運動の時定数は短く、差分法でも陽的方法が適している。しかしながら、この系の燃焼を支配する拡散は圧力波の伝播や気体の流動に比べて極めて遅い。流れは乱流であり、拡散は乱流に依存していて、分子拡散よりもかなり速くなるがそれでも音速に比べるとかなり小さい。このような時定数の長い現象の解析には一般に陽的差分法よりも陰的差分法の方が適している。時定数の短い現象と長い現象のいずれもが重要な役割を果たしている場合を解く場合には、陽的方法と陰的方法の混合法か、或いは安定条件に時間差分間隔の制約のない陰的方法のみで解くのが一般的な考え方である。陰的差分法では、現象が定常に近いか、あるいは時定数の長い、遅い現象には時間差分を大きくとることができるが、本問題のような場合にはそのような利点は少く、逆に計算法の煩雑さのためにCPU時間が長くなってしまいう危険性が大きい。Euler座標系で表現した場合、状態変化が速いので、混合法でも陰的方法の利点が少く、やはりCPU時間の短縮は期待できない。したがって本問題ではむしろ陽的差分法が適しているものとして、本報告では陽的Mac Cormack差分法が採用される。第二の問題点は空間差分格子の大きさである。一般に拡散は燃焼反応に比べ極めて遅く、火炎面モデルとして火炎の厚さを零に近似できる程である。このような場合を差分法で解くためには空間格子を細くせねばならず、計算は困難となる。一方、流れは乱流であり、乱流の微細構造まで解くためにはやはり格子間隔をかなり小さくせねばならず、現実的な問題を解くことが困難であることはよく知られている。乱流の微細構造は解かないで平均的な量として扱うことにな

る。乱流の場を近似するためにいろいろな工夫がなされているが、ここでは最も簡単に、微小な渦による輸送に対して輸送係数を一定の値の乱流輸送係数において近似する。拡散燃焼も乱流では火炎面が極めて入り乱れた形状になり、乱流のモデル化にあわせて平均的な状態で表現することになるため、反応速度定数に現われる衝突頻度定数はみかけ上ごく小さくせねばならない。拡散係数として乱流拡散係数を採用することによってその大きさはかなり大きくなるが、それでも後述のように空間差分格子の大きさは乱流拡散係数によって制約される。

2. モデル化

(1) 乱流・輸送

すでに序論で基本的な考え方は述べられた。乱流の表現には、最近よく用いられる2方程式モデルのようなものが良いかも知れないが、本報告ではそこには重点を置かないで最も単純なモデルが採用される。輸送係数には乱流輸送係数として適当な値が選ばれるが、それらの間には次の関係があるものとする。

$$\tilde{\mu} = \sum_i \mu_i X_i \quad (2-1)$$

$$\lambda = \mu \left\{ \sum_i c_{pi} Y_i + \frac{5}{4} R^\circ \sum_i \frac{Y_i}{M_i} \right\} \quad (2-2)$$

$$\tilde{D} = \frac{1}{\rho} \sum_i \frac{\tilde{\lambda}}{c_{pi} Y_i} \quad (2-3)$$

ここで $\tilde{\mu}$ 、 $\tilde{\lambda}$ 、 \tilde{D} は混合気の平均の粘性係数、熱伝導係数、拡散係数であり、 μ_i 、 X_i 、 Y_i 、 c_{pi} 、 M_i はそれぞれ組成 i の粘性係数、モル分率、質量分率、単位質量当りの定圧比熱、分子量である。また R° は普遍気体定数で、 ρ は密度である。

(2) 化学反応

酸素水素の化学反応は比較的良好に知られており、その機構は炭化水素燃料の燃焼に比べ簡単ではあるが、連鎖反応を考えるとその成分を表現するための独立変数が多くなってしまふ。さらにそれ以上に問題になるのは連立微分方程式がstiffになってしまつて組成変化を正しく解くのがやっかいになり、それを避けるのに計算時間がかなり増えてしまふ危険性

があることである。そこで、ここでは3成分系の単純な反応とみなすことにする。すなわち〔燃料〕+〔酸化剤〕→〔生成物〕とする。酸素水素系では



となる。反応速度定数は二次反応の形でアレニウス型に近いものとする。酸素水素反応は発熱反応に比べ誘起反応が遅いので二段階反応とする：

誘起反応のパラメーター α は最初1から次の速度で減少する。

$$w_\alpha \equiv \frac{d\alpha}{dt} = -k_A Y_{H_2}^2 Y_{O_2} \rho \exp(-\theta_A/T) \quad (2-5)$$

但し、 $1 \geq \alpha \geq -1$ 。 α が減少して零になると次の発熱反応が開始する。

$\alpha < 0$ のとき

$$\left. \begin{aligned} w_{H_2O} &\equiv \frac{dY_{H_2O}}{dt} = k_B Y_{H_2}^2 Y_{O_2} \rho^2 \exp(-\theta_B/T), \\ w_{H_2} &\equiv \frac{dY_{H_2}}{dt} = -\frac{1}{9} w_{H_2O}, \\ w_{O_2} &\equiv \frac{dY_{O_2}}{dt} = -\frac{8}{9} w_{H_2O}, \end{aligned} \right\} \quad (2-6)$$

$\alpha \geq 0$ のとき

$$w_{H_2O} = w_{H_2} = w_{O_2} = 0, \quad (2-7)$$

ここで Y_i ($i = H_2O, H_2, O_2$)は化学種 i の質量分率で、 ρ, T, p はそれぞれ密度、温度、圧力である。 $k_A, k_B, \theta_A, \theta_B$ はいずれも反応の定数である。

3成分系としたために実際の組成とは差が生ずる。 Y_i は形式的な質量分率で、実際には目安の量にすぎない。流れの場にそれが強く影響するのは発熱量である。ここでは水素と酸素とが反応してすべて水蒸気になると考えた場合の発熱量の7割程度の発熱量しかないとしておけば妥当な第一次近似となるであろう。

もう一つ注意すべき点は、流れが乱流であって、状態量が平均的な値として各格子点で求められるために反応速度に及ぼす影響である。ここでは衝突回定数に相当する k_A, k_B の値を、予混合気におけるそれらの値よりかなり小さくすることによってその影響を近似した。しかしその値をどれだけにしたら適当かはさらに検討が必要である。

(3) 燃焼室

数値シミュレーションを試行するには単純な形状で二次元のものが都合よい。しかし円筒座標系で軸対称にしたのでは振動燃焼のような現象を調べるには不都合と考え、非現実的ではあるがデカルト座標系で二次元の燃焼室を考えることにする。図1に示されるような形状の燃焼室へ気体になった水素と酸素がほぼ音速の速さで流入する。流量比は量論比の2対1(モル比)である。計算領域は推進剤が流入する入口から出口のスロート部までとし、本計算例ではその長さは30 cmである。

3. 基礎方程式

反応性気体の運動を支配する方程式は、二次元デカルト座標で、次の準保存形に表わすことができる。

$$\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \mathbf{H} = 0 \quad (3-1)$$

ここでベクトル $\mathbf{f}, \mathbf{F}, \mathbf{G}$ 及び \mathbf{H} の成分は次のようになる。

$$\mathbf{f} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho e \\ \rho \alpha \\ \rho Y_{H_2O} \\ \rho Y_{H_2} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{H} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ -\rho w_\alpha \\ -\rho w_{H_2O} \\ -\rho w_{H_2} \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p + \tau_{xx} \\ \rho uv + \tau_{xy} \\ \rho u \left(e + \frac{p}{\rho} \right) - \tilde{\lambda} \frac{\partial T}{\partial x} + \rho \left(\sum_{i=1}^3 V_{xi} c_{pi} T - qV_{xH_2O} \right) + u\tau_{xx} + v\tau_{xy} \\ \rho u \alpha + \rho V_{x\alpha} \\ \rho u Y_{H_2O} + \rho V_{xH_2O} \\ \rho u Y_{H_2} + \rho V_{xH_2} \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho vu + \tau_{yx} \\ \rho v^2 + p + \tau_{yy} \\ \rho v \left(e + \frac{p}{\rho} \right) - \tilde{\lambda} \frac{\partial T}{\partial y} + \rho \left(\sum_{i=1}^3 V_{yi} c_{pi} T \right) \end{bmatrix}$$

$$\left[\begin{array}{l} -qV_{yH20} + v\tau_{yy} + u\tau_{yx} \\ \rho v\alpha + \rho V_{ya} \\ \rho vY_{H20} + \rho V_{yH20} \\ \rho vY_{H2} + \rho V_{yH2} \end{array} \right] \quad (3-2)$$

次の状態方程式が成立するとする。

$$e = \left(\sum_{i=1}^3 c_{vi} Y_i \right) T + \frac{1}{2} (u^2 + v^2) - qY_{H20} \quad (3-3)$$

$$p = \rho TR^0 \sum_{i=1}^3 Y_i M_i \quad (3-4)$$

但し、

$$\left. \begin{array}{l} \tau_{xx} = -\frac{2}{3} \tilde{\mu} \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right), \\ \tau_{yy} = -\frac{2}{3} \tilde{\mu} \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \right), \\ \tau_{xy} = \tau_{yx} = -\tilde{\mu} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right), \\ V_{xi} = -D \frac{\partial Y_i}{\partial x}, V_{yi} = -D \frac{\partial Y_i}{\partial y}, (i=1,2,3) \end{array} \right\} \quad (3-5)$$

ここで u, v はそれぞれ x, y 方向の流速で、 R^0, q はそれぞれ普遍気体定数、発熱量である。

4. 差分法

よく知られているように、多次元空間を時間方向に数値積分するのに、時間分割法を用いて一次元空間に対する差分法で二次精度でもって可能である。すなわち微分方程式(3-1)に対する差分方程式の解；

$$\mathbf{f}_{j,k}^n = L(\Delta t) \mathbf{f}_{j,k}^n \quad (4-1)$$

ここで L は微分方程式(3-1)に対する差分演算子、は時間分割して得ることができる。式(3-1)を分割した微分方程式；

$$\left. \begin{array}{l} \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\mathbf{H}}{2} = 0, \\ \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\mathbf{H}}{2} = 0 \end{array} \right\} \quad (4-2)$$

に対する差分演算子をそれぞれ L_x, L_y とすれば、

$$\mathbf{f}_{j,k}^{n+1} = L_x \left(\frac{\Delta t}{2} \right) L_y(\Delta t) L_x \left(\frac{\Delta t}{2} \right) \mathbf{f}_{j,k}^n \quad (4-3)$$

として得た解は解(4-1)と二次精度で一致する。

輸送効果も現象に大きな影響を与えるので、微分方程式(4-2)の形の代わりに輸送項を別にして、

$$\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \Theta = 0 \quad (4-4)$$

の形の微分方程式として差分スキームを説明することにする。差分法としては陽的Mac Cormack法¹⁾が基本的に用いられた。しかし本問題のように燃焼反応による大きな発熱がある場合、それによる不安定が生ずることがあるため、振動を抑えるためにBoris等²⁾によるFlux-Corrected-Transport (diffusion-antidiffusion)法があわせて用いられた。この不安定性は、微小な温度擾乱が、条件によっては発熱反応を促し温度上昇を導くために擾乱を分散させることによって生ずる。微分方程式(4-4)に対して、用いられた差分スキームは以下ようになる。

Mac Cormack法；

予測子；

$$\begin{aligned} \mathbf{f}_i^* &= \mathbf{f}_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} (\Phi_{i+1}^n - \Phi_i^n) \\ &\quad - \frac{\Delta t}{\Delta x^2} (\Psi_{i+1}^n - 2\Psi_i^n + \Psi_{i-1}^n) - \Delta t \cdot \Theta_i^n \end{aligned} \quad (4-5)$$

修正子；

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{f}}_i^{n+1} &= \frac{1}{2} \left(\mathbf{f}_i^n + \mathbf{f}_i^* - \frac{\Delta t}{\Delta x} (\Phi_i^* - \Phi_{i-1}^*) \right) \\ &\quad - \frac{\Delta t}{\Delta x^2} (\Psi_{i+1}^* - 2\Psi_i^* + \Psi_{i-1}^*) - \Delta t \cdot \Theta_i^* \end{aligned} \quad (4-6)$$

Boris法(FCT)；

拡散；

$$\hat{\mathbf{f}}_i^{n+1} = \hat{\mathbf{f}}_i^{n+1} + \eta (\mathbf{f}_{i+1}^n - 2\mathbf{f}_i^n + \mathbf{f}_{i-1}^n) \quad (4-7)$$

逆拡散；

$$\mathbf{f}_i^{n+1} = \bar{\mathbf{f}}_i^{n+1} - (\delta_{i+\frac{1}{2}}^2 - \delta_{i-\frac{1}{2}}^2) \quad (4-8)$$

ここで

$$\left. \begin{array}{l} \delta_{i+\frac{1}{2}}^2 = S \cdot \text{Max} \{ 0, \text{Min} \{ S \cdot \Delta_{i-\frac{1}{2}}, |\hat{\Delta}_{i+\frac{1}{2}}|, \\ S \cdot \Delta_{i+\frac{3}{2}} \} \}, \\ \Delta_{i+\frac{1}{2}} = \bar{\mathbf{f}}_{i+1}^{n+1} - \bar{\mathbf{f}}_i^{n+1}, \hat{\Delta}_{i+\frac{1}{2}} = \eta (\hat{\mathbf{f}}_{i+1}^{n+1} \\ - \hat{\mathbf{f}}_i^{n+1}), S = \text{sgn} \{ \hat{\Delta}_{i+\frac{1}{2}} \} \end{array} \right\} \quad (4-9)$$

FCT法に現われる拡散係数 κ は原理的には任意の大きさであるが、経験的に1/8が最適であると思われる。

境界条件についてはいくらか検討が必要となるが、ここでは壁における輸送効果を無視するなど単純化される。壁では鏡面反射則が成立するものとされる。曲面でも曲率半径が差分格子間隔に比べて無限大とみなしうる程大きければ、鏡面反射則でよく近似できると考えられる。

差分法には人工拡散が含まれ、これが実際の乱流拡散に比べ小さくなければならない。序論で述べたように空間差分格子間隔の大きさが問題となる。いま検討が容易になるように、次のような線形化された微分方程式について考えてみる。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + C \frac{\partial f}{\partial x} - D \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = 0 \quad (4-10)$$

ExplicitなMac Cormack法の差分スキーム(4-5), (4-6)で近似したとすると、 f^* が消去できて

$$\begin{aligned} f_i^{n+1} = & f_i^n - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} C (f_{i+1}^n - f_{i-1}^n) \\ & + \frac{\Delta t}{\Delta x^2} D (f_{i+1}^n - 2f_i^n + f_{i-1}^n) \\ & + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta t}{\Delta x} \right)^2 c^2 (f_{i+1}^n - 2f_i^n + f_{i-1}^n) \\ & - \frac{1}{2} \frac{\Delta t^2}{\Delta x^3} cD (f_{i+2}^n - 2f_{i+1}^n + 2f_{i-1}^n \\ & - f_{i-2}^n) + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta t}{\Delta x^2} \right)^2 D^2 (f_{i+2}^n - 4f_{i+1}^n \\ & + 6f_i^n - 4f_{i-1}^n + f_{i-2}^n) \end{aligned} \quad (4-11)$$

いま f^n を f_i^n のまわりにTaylor展開して、例えば

$$f_{i+1}^n = f_i^n + \Delta x \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)_i^n + \frac{\Delta x^2}{2} \left(\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right)_i^n + \dots$$

のように展開して式(4-11)に代入すれば

$$\begin{aligned} f_i^{n+1} = & f_i^n - \Delta t \cdot c \frac{\partial f}{\partial x} + \Delta t \cdot D \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\Delta t^2}{2} c^2 \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \\ & - \Delta t \cdot cD \frac{\partial^3 f}{\partial x^3} + \frac{1}{2} \Delta t^2 D^2 \frac{\partial^4 f}{\partial x^4} - \frac{\Delta t \cdot \Delta x^2}{6} c \frac{\partial^3 f}{\partial x^3} \\ & - \frac{\Delta t \cdot \Delta x^2}{12} D \frac{\partial^4 f}{\partial x^4} + \frac{\Delta t \cdot \Delta x^2}{24} c^2 \frac{\partial^4 f}{\partial x^4} \\ & - \frac{\Delta t^2 \cdot \Delta x^2}{4} cD \frac{\partial^5 f}{\partial x^5} + \frac{\Delta t^2 \cdot \Delta x^2}{12} D^2 \frac{\partial^6 f}{\partial x^6} \end{aligned}$$

$$+ 0(\Delta t \cdot \Delta x^4) \quad (4-12)$$

しかるに f_i^{n+1} は、時間に関して展開すれば

$$\begin{aligned} f_i^{n+1} = & f_i^n + \Delta t \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\Delta t^2}{2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} \\ & + \frac{\Delta t^3}{6} \frac{\partial^3 f}{\partial t^3} + 0(\Delta t^4) \end{aligned} \quad (4-13)$$

もとの微分方程式(4-10)から形式時に演算子を

$$\frac{\partial}{\partial t} = -c \frac{\partial}{\partial x} + D \frac{\partial^2}{\partial x^2} \quad (4-14)$$

とおけば、式(4-13)は

$$\begin{aligned} f_i^{n+1} = & f_i^n - \Delta t \cdot c \frac{\partial f}{\partial x} + \Delta t \cdot D \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \\ & - \frac{\Delta t^2}{2} c^2 \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} - \Delta t^2 \cdot cD \frac{\partial^3 f}{\partial x^3} \\ & + \frac{1}{2} \Delta t^2 \cdot D^2 \frac{\partial^4 f}{\partial x^4} + 0(\Delta t^3) \end{aligned} \quad (4-15)$$

となる。式(4-12) - (4-15)から、差分方程式は結局、次の微分方程式を解いていることになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + c \frac{\partial f}{\partial x} - D \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = & -\frac{c}{6} \Delta x^2 \frac{\partial^3}{\partial x^3} \\ & \left(1 + \frac{D}{2c} \frac{\partial}{\partial x} \right) f - \frac{\Delta t \cdot \Delta x^2}{4} c^2 \frac{\partial^4}{\partial x^4} \left(\frac{1}{6} - \frac{\partial}{\partial x} \right) \\ & + \frac{D^2}{3c^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) f + 0(\Delta t^3, \Delta x^3) \end{aligned} \quad (4-16)$$

式(4-16)の右辺第1項に比べ第2項は Δt のオーダーだけ小さいので、第2項以降を無視する。拡散係数 D は c に比べ極めて小さいので右辺第1項のカッコ内の第2項も無視できる。そうすれば、式(4-16)は近似的に

$$\frac{\partial f}{\partial t} + c \frac{\partial f}{\partial x} - D \left(1 - \frac{\Delta x^2}{6} \frac{c}{D} \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = 0 \quad (4-17)$$

となる。カッコ内は形式的には Δx^2 のオーダーの微小項は1に比べ無視できることになるが、拡散係数 D が c に比べ一般にかなり小さいために、実際には Δx が十分に小さくしなければ無視できなくなる。すなわち

$$\frac{\Delta x^2}{6} \frac{c}{D} \frac{\partial}{\partial x} \ll 1$$

あるいは

$$\frac{\Delta x}{6} \left(\Delta x \cdot \frac{\partial}{\partial x} \right) \ll \frac{D}{c} \quad (4-18)$$

拡散方程式では f は成分の質量分率であり、式(4-18)の左辺のカッコ内の大きさは1より相当小さい。結局 Δx は

$$\Delta x \sim A \cdot \frac{D}{c} \quad (4-19)$$

のオーダーの大きさであればよいと考えられる。但し A は比例定数で、10～100程度と思われる。

5. 計算例と検討

図1に示される燃焼室モデルで予備的なシミュレーションが行なわれた。その結果が図2～4に示さ

れる。図2は水素と酸素が燃焼室に噴出を開始した直後の速度ベクトルと酸素のモル分率の分布とを示すものである。水素と酸素はいずれも気体の状態で音速で噴出されると、それらの速度比は4倍にもなるため強いせん断が働き、少し酸素が水素に引きずられるものの、水素だけが燃焼室のかなりの部分をしめるようになる。図2に示された時刻の少し後、約50 μ sec頃に酸素の噴出口の横で点火される。十分混合された気体中への点火であり、火炎は急速に伝播し、圧縮波を発生する。図3は生成物のモル分率の分布の時間経過を示し、図4は圧力分布の時間経過を示す。圧力波は横方向への振動を伴いながら伝播し、断面縮小部で強い反射波が生ずる。圧力波

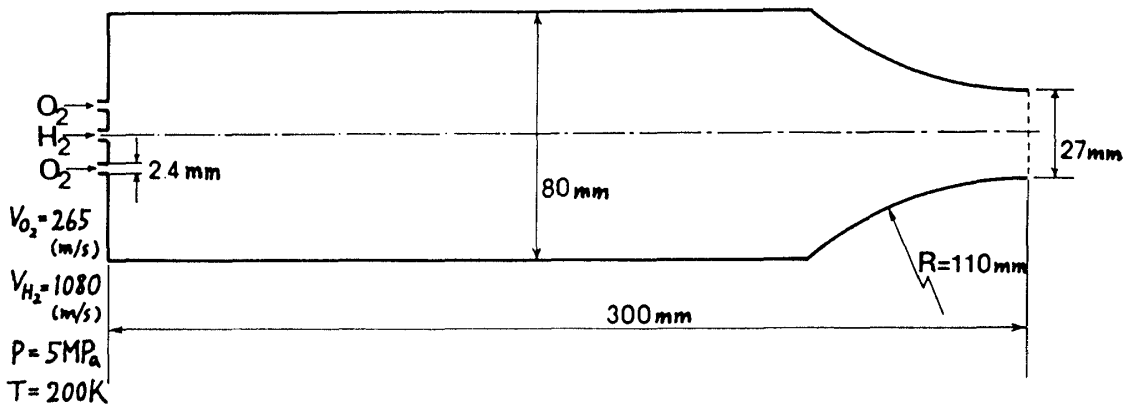


図1 燃焼室のモデル。二次元の燃焼室で、水素・酸素はいずれも気体で噴射される。

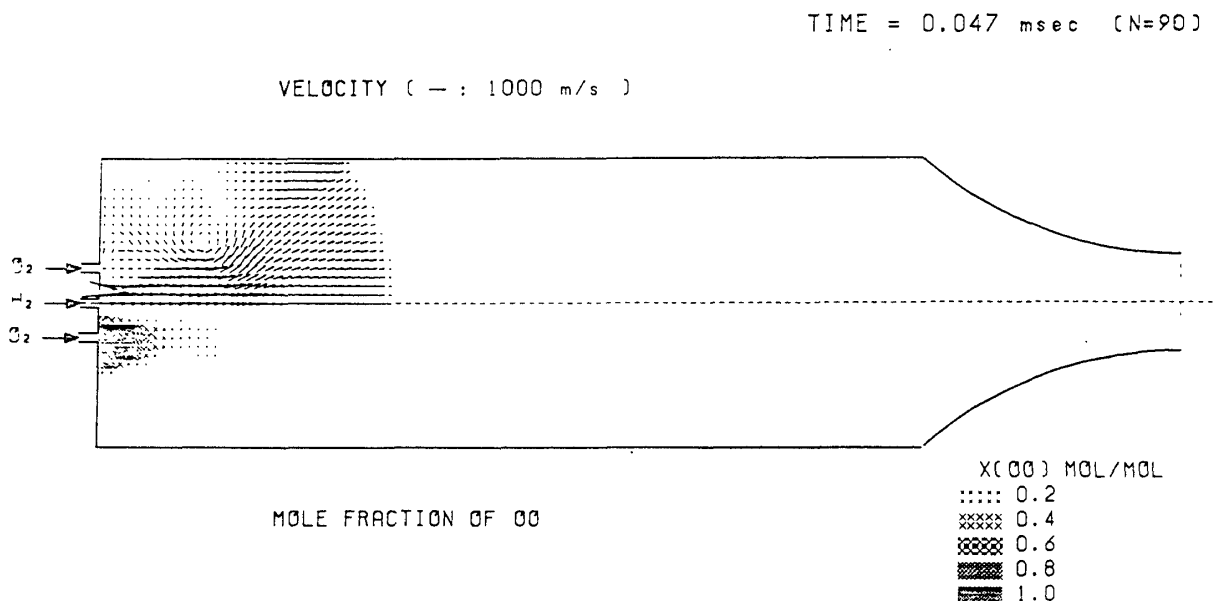


図2 水素と酸素が燃焼室に噴出され始めた直後(約47 μ sec後)の状態。速度分布と酸素のモル分率の分布。

MOLE FRACTION OF HOH

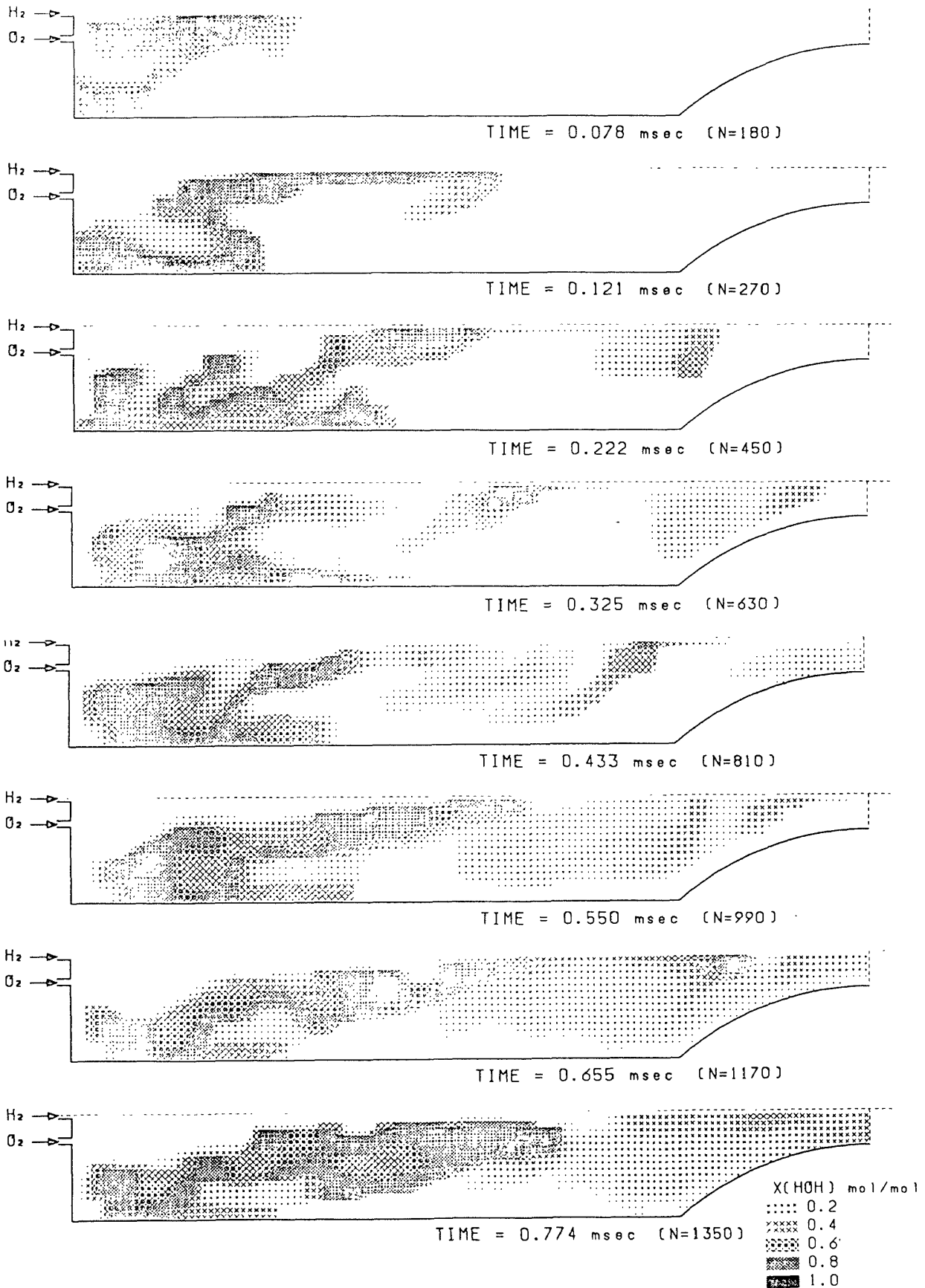


図3 点火後の生成物 (H_2O) のモル分率の分布の時間経過

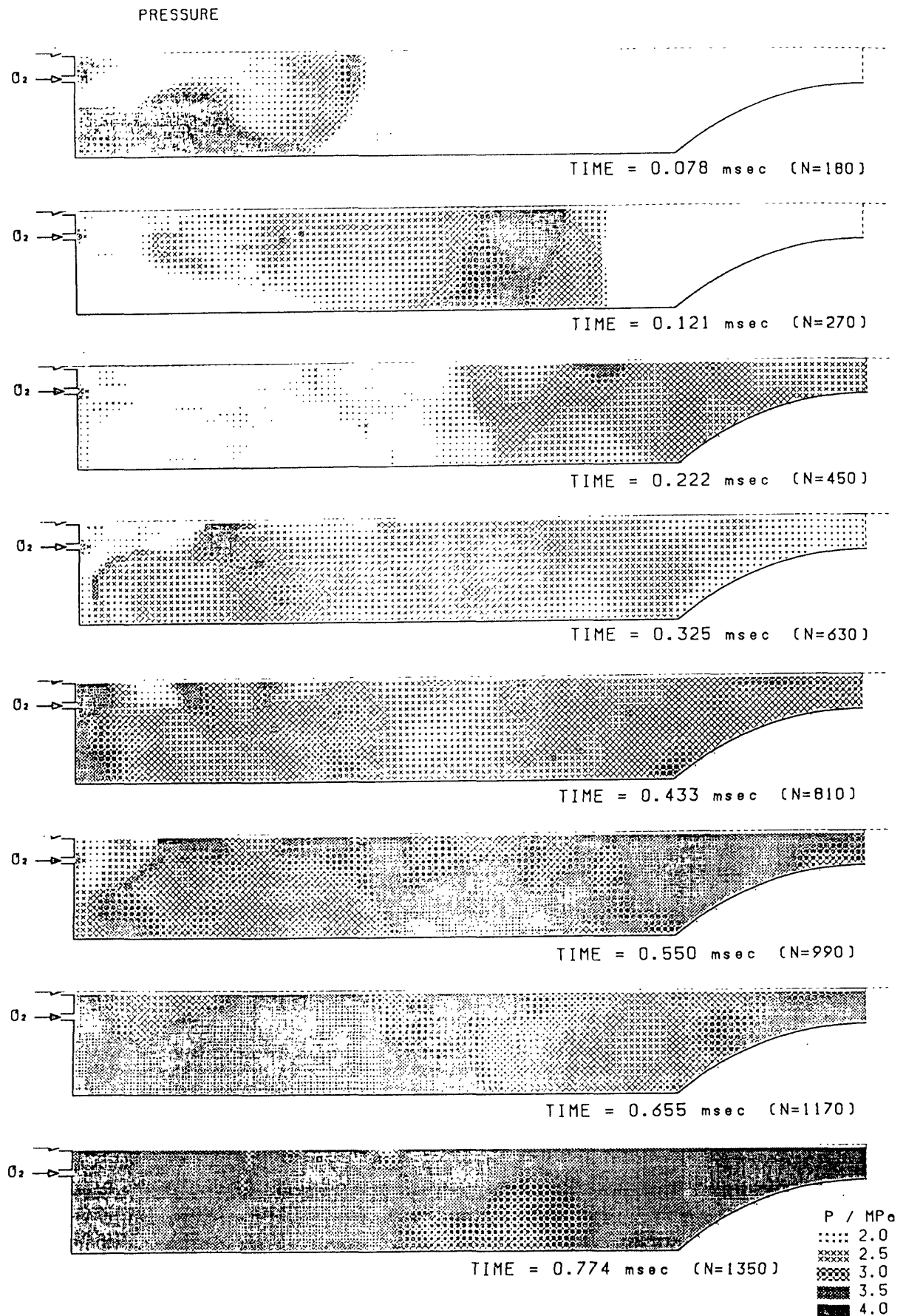


図4 圧力分布の時間経過。図3と同時刻が示される。

は逆方向へ伝播した端板で反射するのがみられ、たて方向にも振動することがわかる。しかしこの計算では振動は減衰する。図3に見られるように生成物の分布が広くなるにつれ、燃焼室内の圧力は全体として上昇してくる。

点火後の非定常な現象がシミュレートされたが、実験との比較による裏付けが必要であろう。反応モデルと速度定数、及び乱流輸送係数の大きさ及び壁との作用などが未解決であり、今後の課題である。しかしながら、この方法で燃焼室内の非定常現象がシミュレートできる見通しがつけられた。

参 考 文 献

- 1) MacCormack, R.W.; Numerical Solution of the Interaction of a Shock Wave with a Laminar Boundary Layer, Lecture Notes in Physics, Vol. 8, pp. 151-163, Springer-Verlag, New York (1971).
- 2) Book, D.L., Boris, J.P., and Hain, K.; Flux-Corrected Transport II: Generalization of the Method, J. of Computational Physics, Vol. 18, pp. 248-283 (1975).

