研究解説

応力方程式モデルによる乱流浮力プルームの数値解析
Numerical Simulation of Turbulent Buoyant Plume Based on DSM

青柳　敦*・加藤信介**・村上周三***
Tsutomu AOYAGI, Shinsuke KATO and Shuzo MURAKAMI

1. はじめに

火炎上部に形成されるプルーム性状を精度良く把握することは防災安全上重要である．横井[文1)]，Shabbir[文2)]によるプルーム式は火炎プルームの実験結果とよく一致する．本論文はこれらのプルーム式を指標としCFDによる火炎プルームの予測性能を確認することを目的としている．火炎プルームでは，乱れは浮力による強い非等方性を示すため，レイノルズ応力，乱流熱流束各々の評価はその輸送方程式に基づいたより厳密な取り扱いが望まれる．

本研究は，円形火源上の浮力プルームについて，応力・熱流束方程式モデル（以降，DSMと略記する）に基づく乱流解析を行い上記プルーム式及び標準k-εモデルとの対応を検討した．尚，本論文において「弱圧縮性」は，気体の密度を一定圧力下で理想気体の状態方程式から決定する低マッハ数流れ近似[文3)]を意味する．

2. 基礎方程式

応力・熱流束方程式モデルの基礎式を補足3に示す．圧力歪テンソルの近似にはLaunderら[文4)]によるIPモデルを用いている．

本計算では床以外に壁面境界を設けていないため，圧力歪み相関項，圧力温度勾配相関項における壁面反射項を無視できるものと仮定した．（補足3（c8），（c21））

3. 計算手法

2次元円筒座標系にて計算を行った．基礎方程式の対流項はすべて一次風上とした[注1)]．圧力・速度補正はSIMPLEC法，時間積分はEuler陰解法を用いた．

4. 計算概要

計算対象を図1に，計算に使用した格子を図2に示す．軸対称性を仮定し計算領域は図1の左半分とする．火源半径をr_0として高さ方向100 r_0，水平方向40 r_0の領域とする．

火源は半径0.188 m，発熱速度Q_0 = 8640 Wの円板状熱源とする．表1に解析条件（全て実次元）を示す．

火源面では，発熱速度をQ_0＝一定とし，周囲との温度差を800 Kに固定している．火源風量を弱圧縮性，非圧縮性で同一にするため，各々異なる吹き出し風速値を指定している．計算領域側面と上部では自由流出境界を設定している．火源面を除く計算領域底面ではプルーム流を安定さ

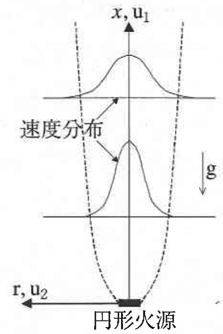


図1　浮力プルーム概観

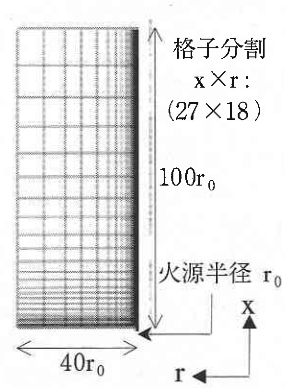


図2　計算格子

*富士通株式会社
**東京大学生産技術研究所　人間・社会大部門
***東京大学生産技術研究所　情報・システム大部門

表1　浮力プルーム解析条件

火源部の境界条件	弱圧縮性：$\overline{u_1}=0.3m/s$，$\overline{u_2}=0m/s$ 非圧縮性：$\overline{u_1}=0.08m/s$，$\overline{u_2}=0m/s$
	上記は、$u_1=Q/(\rho_0 C_P \Delta T_0 \pi r_0^2)$から算出。 ここで、Q=8637.8W，$C_P$=1006J $kg^{-1}K^{-1}$ 弱圧縮性：p_0=0.3kgm^{-3} 非圧縮性：p_0=1.2kgm^{-3}
	周囲温度20℃との差ΔT_0=800K
他面の境界条件	上面・側面： $p'-pgx=0, \partial\phi/\partial n=0, \phi$：その他物理量 底面（除.火源面）：$\overline{u_1}=10^{-6}m/s$，$\overline{u_2}=0m/s$
乱流モデル　（弱圧縮性／非圧縮性） ①応力・熱流束方程式モデル（IPモデル）　補足3参照 ②Viollet型k-εモデル（比較用）　補足4参照	
乱流モデルの境界条件 (当表中では添字について総和規約を用いない) 火源面：$\left\{\begin{array}{l} k=\frac{3}{2}\overline{u_i''u_i''}=10^{-3},\ \overline{u_i''u_j''}=0(i\neq j),\ \varepsilon=10^{-3} \\ \overline{u_i''h''}=10^{-20},\ \overline{h''h''}=10^{-20}\end{array}\right.$ 底面（火源部除く）：$\left\{\begin{array}{l} k=\frac{3}{2}\overline{u_i''u_i''}=10^{-6},\ \overline{u_i''u_j''}=0(i\neq j), \\ \varepsilon=10^{-6},\ \overline{u_i''h''}=10^{-20},\ \overline{h''h''}=10^{-20}\end{array}\right.$ 上面・側面：$\partial\phi/\partial n=0$，$f$：乱流統計量	

せるために弱い吹き出し風速を与えている．非圧縮性の計算を行う際，運動方程式の浮力項をBoussinesq近似とし，体膨張係数は一定値（周囲温度（293 K）の逆数）を与えた．乱流モデルに関する境界条件に関して，火源に与える乱流エネルギーは$k=0.001\ m^2s^{-2}$（約15％乱れ）とした．同境界値はレイノルズ応力テンソルのノルマル3成分に等分配して与えた．乱流エネルギー消散率は$\varepsilon=0.001\ m^2s^{-3}$とした．また比較のために弱圧縮性／非圧縮性標準k-εモデル（Viollet型）の計算を行った．

5. 結　　果

はじめに浮力プルームを特徴づけるパラメータ，M_0 (m^4s^{-2})，F_0 (m^4s^{-3})，L_M (m) を (1) ― (3) 式により定義する．

$$M_0=2\pi\int_0^{r_0}\overline{u_1}^2 r dr=\pi r_0^2\overline{u_{10}}^2 \quad\cdots\cdots(1)$$

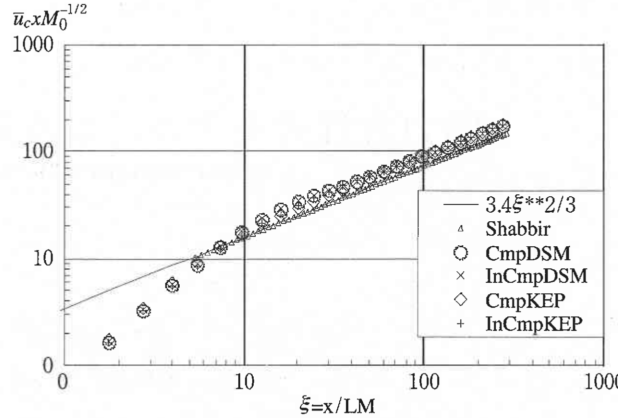
$$F_0=2\pi\int_0^{r_0}g\beta\overline{u_1}\Delta T r dr=\pi r_0^2 g\beta_0\overline{u_{10}}\Delta T_0 \quad\cdots\cdots(2)$$

$$L_M=M_0^{3/4}/F_0^{1/2} \quad\cdots\cdots(3)$$

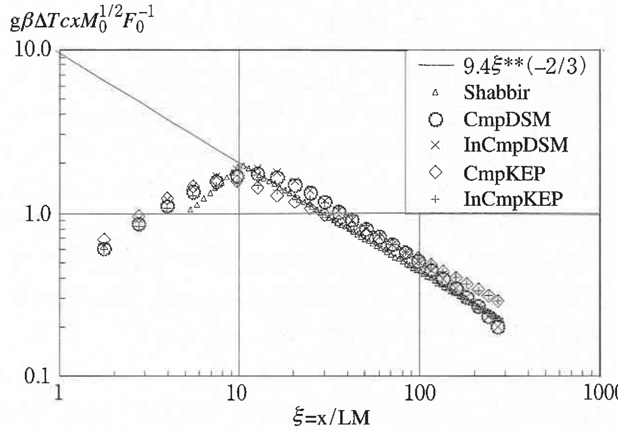
$$Q(x)=2\pi\int_0^{\infty}\rho C_P(\overline{u_1}\Delta T+\overline{u_1''t})rdr \quad\cdots\cdots(4)$$

$$Q_{conv}(x)=2\pi\int_0^{\infty}\rho C_P\overline{u_1}\Delta T r dr \quad\cdots\cdots(5)$$

L_MはMortonの長さスケールであり，M_0，F_0は各々運動量，浮力パラメータである．Q (x) は任意高さにおける発熱速度，Q_{conv} (x) はQ (x) から乱流熱流束の寄与を除いたものである．図3に中心軸上の (a) 無次元速度，



(a)無次元鉛直速度



(b)無次元浮力

図3　中心軸上分布

(b) 無次元浮力，各々の鉛直高さ方向における性状推移を示す．(a) の横軸はx/L_M，縦軸は$M_0^{1/2}x^{-1}$で無次元化した．(b) の横軸はx/L_M，縦軸は$x^{-1}M_0^{-1/2}F_0$で無次元化した．Shabbir[文2)] によれば，$x/L_M>5$の領域にて自己保存の成立するプルームの流れ性状になる[注3)]．

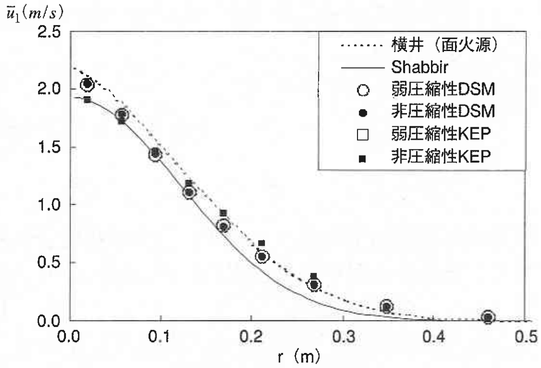
一方，本論文の解析結果では，速度，温度差に関して$x/L_M>30$の領域において，自己保存の成立する浮力プルームの条件を満足した[注4)]．

本論文において$x/L_M>30$は，鉛直高さ約2 m以上の領域に相当する．(高さ$7r_0=1.3$ m，$40r_0=7.5$ mである．)

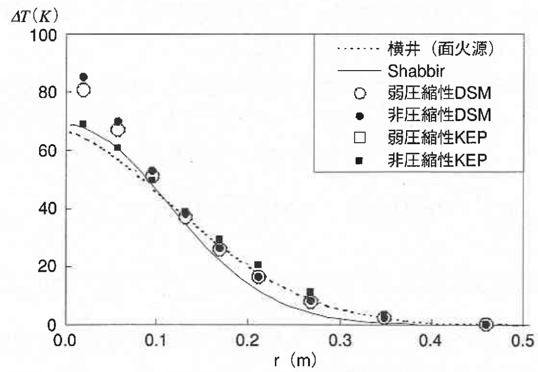
図4にDSM，k-εモデルによる浮力プルームの計算結果とShabbirのプルーム式[文2),注2)]，横井のプルーム式[文1),注2)]との比較を示す．同図において横軸をrとし，縦軸は速度の鉛直成分：$\overline{u}_1$温度差ΔTをプロットしている．

5.1　高さ$7r_0$の結果

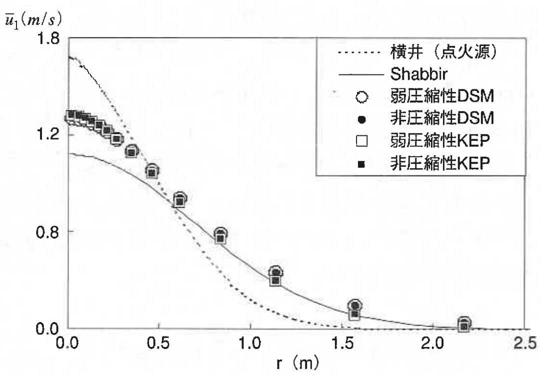
図4 (a) (b)：鉛直速度に関して，DSMとk-εモデル間にあまり差がない．弱圧縮性，非圧縮性間にもほとんど差が見られない．



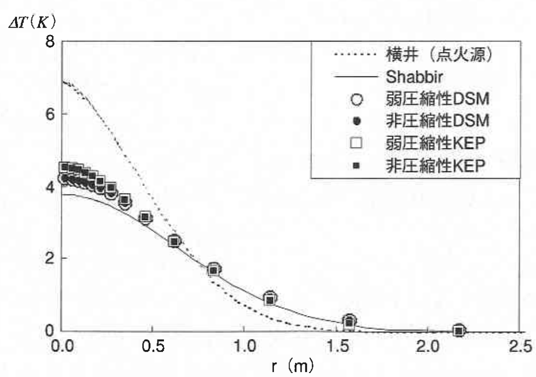
（a）速度・鉛直成分（高さ　7r_0）



（b）温度差（高さ　7r_0）



（c）速度・鉛直成分（高さ　40r_0）



（d）温度差（高さ　40r_0）

図4　プルーム水平方向分布

また横井のプルーム式（面火源）とShabbirのプルーム式との差も小さい．しかし子細にみると，相対的にDSMは非拡散的，k-εモデルは拡散的な傾向である．温度差に関して，中心軸付近でDSMとk-εモデル間に比較的大きな差が認められる．弱圧縮性，非圧縮性間についても温度が高い中心軸付近ほど差が大きく，弱圧縮性の方が非圧縮性よりも低めの予測をしている．またDSMは非拡散的，k-εモデルは拡散的な性状を示している．横井式（面火源）とShabbir式間では値の差は小さいが，Shabbir式は非拡散的，横井式（面火源）は拡散的な性状を示している．

5.2　高さ40r_0の結果

図4（c）（d）：鉛直速度，温度差の両方について，DSMとk-εモデル間の差は小さい．しかし高さ7r_0における場合とは逆に，DSMは拡散的，k-εモデルは非拡散的な性状を示している．この結果は大平ら[文5)]の結果とも整合する．DSM，k-εモデルの両者で弱圧縮性，非圧縮性の差は見られない．横井式（点火源）とShabbir式間では，Shabbir式は拡散的，横井式（点火源）は非拡散的な性状を示しており，DSMとk-εモデル間と同様，高さ7r_0の場合とは逆になっている．

5.3　発熱速度Qの鉛直分布

図5にShabbir,横井のプルーム式，DSM，k-εモデルよる計算に対して，各高さにおけるQ（x）／Q_0の分布を示す．Q（x）は水平断面内の鉛直方向の総発熱量に対応し各高さで保存される量である．

任意高さのQ（x）は（4）式より定義される．

図5のShabbirプルーム式におけるQ（x）（（4）式より定義）と同プルーム式の移流成分のみにより算出されるQ_{conv}（x）（（5）式より定義）との差，及びDSMにおける同様の差に示されるように，浮力プルームによって輸送される総熱量には平均流の移流の他に乱流拡散の寄与分が大きい．[文2, 注5)]

5.4　考察

（A）横井のプルーム式はプラントルの混合距離モデルを基

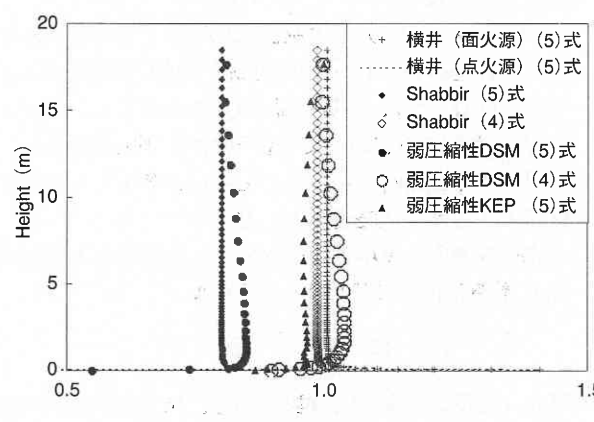


図5　発熱速度比Q/Q_0の鉛直分布

本としており，各高さの発熱速度算出において乱流熱流束の寄与はない．$x/L_M > 10$ において Q_{conv}（(5) 式）の値はほぼ火源面の Q_0 となり保存される．(図5横井（面，点火源）(5) 式)

（B）Shabbirのプルーム式の平均鉛直速度と ΔT のみによる発熱速度 Q_{conv} を計算すると，各高さでの Q_{conv} は火源面の Q_0 の約80％となる．しかし同プルーム式内の $\overline{u_1''t}$ を付加したQ（(4) 式）の場合，$x/L_M > 10$ 以上の高さにおいて Q_0 はほぼ保存される．Shabbir[文2] によれば，各高さのQ（x）（$\sim Q_0$）の内，乱流輸送分は水平方向へ運ばれる分 Q_H が殆どであり，鉛直方向への乱流輸送量 Q_V は極めて小さい．よって，ほぼ $Q_{conv} \sim Q_0 - Q_H$ と考えてよい．

（C）（A）の平均鉛直速度と ΔT は各高さにおいて，Q_0 を保存する．一方，（B）の平均鉛直速度と ΔT は各高さにおいて，$Q_{conv} \sim Q_0 - Q_H$（$< Q_0$）を保存する．したがって（A)，(B）の平均鉛直速度と ΔT の性状は Q_H の寄与分だけ異なる．

以上から，乱流熱流束を輸送方程式から直接求めるDSMの平均速度・温度差は，Shabbirの式と比較するのが妥当と考えられる．一方k-εモデルの場合，$\overline{u_1''t}$ は鉛直方向の温度勾配のみで決まるため $r/x > 0.07$ では殆ど0，$r/x < 0.07$ でも非常に小さい[文5) 注6)]．そのため，Qを構成する際 $\overline{u_1''t}$ を無視した横井のプルーム式と比較するのが妥当と考えられる．

6. ま　と　め

① DSMの結果は，Shabbirのプルーム式の分布性状に，k-εモデルの結果は横井のプルーム式の分布性状に，それぞれ対応する傾向が見られた．

② Shabbirのプルーム式及びDSMについて任意高さの発熱速度Q（x）に占める鉛直方向の乱流熱流束の寄与分は約20%であり，無視できない．

③ Shabbirのプルーム式及びDSMについて発熱速度Q（x）は鉛直方向の乱流熱流束を考慮することにより各高さでほぼ保存する．

④ 横井のプルーム式は乱流量の寄与分がないため平均鉛直速度と温度差による発熱速度 Q_{conv}（x）が発熱源の Q_0 に等しくなる．

⑤ k-εモデルは鉛直方向の乱流熱流束が十分再現されないため任意高さにおいて平均鉛直速度と温度差による発熱速度 Q_{conv}（x）が発熱源の Q_0 にほぼ等しくなる．

⑥ 火源に近い高さにおいて，弱圧縮性と非圧縮性の違いが現れた．DSM，k-εモデルとも弱圧縮性の方が非圧縮性よりも低い値を予測をした．

⑦ 周囲との密度差の小さい上空では，弱圧縮性と非圧縮性の計算結果には違いが見られない．

謝　　辞

本研究は建築学会 都市と建築の防災・防煙環境設計WGの活動の一環として行った．委員の方々から貴重なご意見を頂いた．特に前田建設工業（株）義江龍一郎博士から有益なご助言を頂いた．
ここに記して謝意を表します．

（2000年11月13日受理）

注

[1] 数値的な拡散効果は免れないが，今回の粗格子の解析結果と細格子の解析結果（省略）の比較によりその影響は小さいと判断した．

[2] Shabbirは平均速度，平均温度，乱流熱流束の他，レイノルズ応力，温度変動に対する実験式を提案している．横井は平均速度，平均温度の点火源，面火源に関する実験式を提案している．

[3] Shabbirのプルーム式（補足2（b1)，(b2)）における中心軸上速度，同浮力について図3と同じ無次元化を施し，式（1)，(2)，(3）を用いて以下の2式を得る[文2]．

$$\bar{u}_C x M_0^{-1/2} = 3.4 F_0^{1/3} x^{-1/3} x M_0^{-1/2} = 3.4 (x/L_M)^{2/3}$$

$$g\beta \Delta T_C x M_0^{1/2} F_0^{-1} = 9.4 F_0^{2/3} x^{-5/3} x M_0^{1/2} F_0^{-1} = 9.4 (x/L_M)^{-2/3}$$

自己保存の成立するプルームならば，両対数グラフにおいて，無次元速度は傾き2/3，同浮力は傾き−2/3となる．

[4] 本論文の結果についても，無次元速度および同浮力の両対数グラフにおける傾きは，各々，ほぼ2/3（$x/L_M > 5$)，-2/3（$x/L_M > 10$）となっているが $x/L_M > 30$ の領域ほどには十分ではない．

[5] Shabbirは任意高さの浮力メータFについて記述しているが，発熱速度Qについても全く同じことがいえる．

[6] プルームでは半径方向と比較して，軸方向の温度勾配は非常に小さい．このためEDM近似では軸方向の乱流熱流束の値が十分に出ない．

追記

CFD解析はCFX 4.2コード[文13] を使用した．

補足1　横井のプルーム式[文1]

$$\overline{u_1} = 0.833\{gQ/(C_P \rho_\infty T_\infty)\}^{1/3} C^{-4/9} x^{-1/3} \times (1 + 0.9174\zeta^3 + 0.39900\zeta^3 + 1077\zeta^{9/2}) \times \exp(-1.4617\zeta^{3/2}) \quad \cdots (a1)$$

$$\Delta T = 0.423\{T_\infty Q^2/(C_p^2 \rho_\infty^2 g)\}^{1/3} C^{-8/9} x^{-5/3} \times (1 + 0.9383\zeta^{3/2} + 0.4002\zeta^3 + 0.09398\zeta^{9/2}) \times \exp(-1.4617\zeta^{3/2}) \quad \cdots (a2)$$

C：定数　ζ：$r/(xC^{2/3})$

（面火源：$C^{2/3} = 0.1$，点火源：$C^{2/3} = 0.062$）

補足2　Shabbirのプルーム式[文2]（2次モーメントまで示す）

$$\overline{u_1} = 3.4 F_0^{1/3} x^{-1/3} \exp(-58\eta^2) \quad \cdots\cdots (b1)$$

$$\Delta T=\frac{9.4}{g\beta}F_0^{2/3}x^{-5/3}\exp(-68\eta^2)\quad\cdots\cdots\text{(b2)}$$

$$\overline{u_1''u_1''}=F_0^{2/3}x^{-2/3}\frac{1.1+200\eta^2}{(1+38\eta^2)^4}\quad\cdots\cdots\text{(b3)}$$

$$\overline{u_2''u_2''}=F_0^{2/3}x^{-2/3}\frac{0.65+67.35\eta^2-227.26\eta^4}{(1+30\eta^2)^4}\quad\cdots\cdots\text{(b4)}$$

$$\overline{u_1''u_2''}=F_0^{2/3}x^{-2/3}\frac{6.5\eta-104.23\eta^3}{(1+24\eta^2)^3}\quad\cdots\cdots\text{(b5)}$$

$$\overline{tt}=F_0^{4/3}x^{-10/3}\frac{12.5+2009.1\eta^2}{g^2\beta^2(1+30\eta^2)^6}\quad\cdots\cdots\text{(b6)}$$

$$\overline{u_1''t}=F_0\,x^{-2}\frac{1.85+680\eta^2}{g\beta(1+32\eta^2)^6}\quad\cdots\cdots\text{(b7)}$$

$$\overline{u_2''t}=F_0\,x^{-2}\frac{23\eta}{g\beta(1+41\eta^2)^3}\quad\cdots\cdots\text{(b8)}$$

補足3　応力･熱流束方程式モデル（直角座標系）[文13)] その1

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial\rho\bar{u}_j}{\partial x_j}=0\quad\cdots\cdots\text{(c1)}$$

$$\frac{\partial\rho\bar{u}_i}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\bar{u}_i\bar{u}_j)=-\frac{\partial p'}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left\{\mu\left(\frac{\partial\bar{u}_j}{\partial x_i}+\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_j}\right)-\rho\overline{u_i''u_j''}\right\}+\rho g_i\quad\cdots\cdots\text{(c2)}$$

$$\frac{\partial\rho\overline{u_i''u_j''}}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_k}(\rho\overline{u_i''u_j''}\bar{u}_k)=D_{ij}+P_{ij}+G_{ij}+\Phi_{ij}-\frac{2}{3}\rho\varepsilon\delta_{ij}\quad\cdots\cdots\text{(c3)}$$

$$D_{ij}=\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\rho C_k\frac{k}{\varepsilon}\overline{u_l''u_k''}\frac{\partial}{\partial x_l}\overline{u_i''u_j''}\right)\quad\cdots\cdots\text{(c4)}$$

$$P_{ij}=\rho\overline{u_i''u_k''}\frac{\partial\bar{u}_j}{\partial x_k}-\rho\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_k}\overline{u_j''u_k''}\quad\cdots\cdots\text{(c5)}$$

$$G_{ij}=-\alpha_h\rho\overline{u_i''h''}\frac{\partial p}{\partial x_j}-\alpha_h\rho\overline{u_j''h''}\frac{\partial p}{\partial x_i}\quad\cdots\cdots\text{(c6)}$$

$$\frac{1}{\rho}=\alpha_h\bar{h}\quad\cdots\cdots\text{(c7)}$$

$$\Phi_{ij}=\Phi_{ij(1)}+\Phi_{ij(2)}+\Phi_{ij(3)}\quad\cdots\cdots\text{(c8)}$$

$$\Phi_{ij(1)}=-\rho C_{1s}\frac{\varepsilon}{k}(\overline{u_i''u_j''}-\frac{2}{3}k\delta_{ij})\quad\cdots\cdots\text{(c9)}$$

$$\Phi_{ij(2)}=-C_{2s}(P_{ij}-\frac{2}{3}P\delta_{ij})\quad\cdots\cdots\text{(c10)}$$

$$\Phi_{ij(3)}=-C_{3s}(G_{ij}-\frac{2}{3}G\delta_{ij})\quad\cdots\cdots\text{(c11)}$$

$$P=\frac{1}{2}P_{ii}\quad\cdots\cdots\text{(c12)}$$

$$G=\frac{1}{2}G_{ii}\quad\cdots\cdots\text{(c13)}$$

$$\frac{\partial\rho\varepsilon}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}\rho\varepsilon\bar{u}_j=D_\varepsilon+\frac{\varepsilon}{k}(C_{1\varepsilon}P+C_{3\varepsilon}G-C_{2\varepsilon}\varepsilon)\quad\cdots\cdots\text{(c14)}$$

$$D_\varepsilon=\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\rho C_\varepsilon\frac{k}{\varepsilon}\overline{u_k''u_j''}\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j}\right)\quad\cdots\cdots\text{(c15)}$$

補足3　応力･熱流束方程式モデル（直角座標系）[文13)] その2

$$\frac{\partial\rho\bar{h}}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}\rho\bar{h}\bar{u}_j=\frac{dp_a}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\lambda\frac{\partial\bar{T}}{\partial x_j}-\rho\overline{u_j''h''}\right)\quad\cdots\cdots\text{(c16)}$$

$$\frac{\partial\rho\overline{u_i''h''}}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}\rho\overline{u_i''h''}\bar{u}_j=D_{fi}+P_{fi}+G_{fi}+\Phi_{fi}\quad\cdots\cdots\text{(c17)}$$

$$D_{fi}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho C_f\frac{k}{\varepsilon}\overline{u_i''u_k''}\frac{\partial}{\partial x_k}\overline{u_j''h''}\right)\quad\cdots\cdots\text{(c18)}$$

$$P_{fi}=\rho\overline{u_i''u_j''}\frac{\partial\bar{h}}{\partial x_j}-\rho\overline{u_j''h''}\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_j}\quad\cdots\cdots\text{(c19)}$$

$$G_{fi}=-C_h\rho\overline{h''^2}\frac{\partial p}{\partial x_i}\quad\cdots\cdots\text{(c20)}$$

$$\Phi_{fi}=\Phi_{f(1)i}+\Phi_{f(2)i}+\Phi_{f(3)i}\quad\cdots\cdots\text{(c21)}$$

$$\Phi_{f(1)i}=-C_{1f}\frac{\varepsilon}{k}\rho\overline{u_i''h''}\quad\cdots\cdots\text{(c22)}$$

$$\Phi_{f(2)i}=C_{2f}\rho\overline{u_j''h''}\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_j}\quad\cdots\cdots\text{(c23)}$$

$$\Phi_{f(3)i}=-C_{3f}G_{fi}\quad\cdots\cdots\text{(c24)}$$

$$\frac{\partial\rho\overline{h''^2}}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}\rho\overline{h''^2}\bar{u}_j=D_h+P_h-\frac{\rho\overline{h''^2}\varepsilon}{R_f k}\quad\cdots\cdots\text{(c25)}$$

$$D_h=\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\rho C_h\frac{k}{\varepsilon}\overline{u_k''u_j''}\frac{\partial\overline{h''^2}}{\partial x_j}\right)\quad\cdots\cdots\text{(c26)}$$

$$P_h=-2\rho\overline{u_i''h''}\frac{\partial\overline{h''^2}}{\partial x_i}\quad\cdots\cdots\text{(c27)}$$

補足3　応力･熱流束方程式モデル（直角座標系）[文13)] モデル定数

$C_k=0.22$,
$C_{1s}=1.8$, $C_{2s}=0.6$, $C_{3s}=0.6$,
$C_\varepsilon=0.15$,
$C_{1\varepsilon}=1.44$, $C_{2\varepsilon}=1.92$, $C_{3\varepsilon}=1.44\ (G>0)$, $C_{3\varepsilon}=0.0\ (G\le 0)$,
$C_f=0.18$,
$C_{1f}=2.9$, $C_{2f}=0.4$, $C_{3f}=0.4$, $C_h=0.22$, $R_f=0.8$

補足4　Violletモデル

標準k-εモデルのε方程式（d1）式に対して以下のような取り扱いをする．

（d1）式右辺カッコ内の第2項について，
$G_k\ge 0$（不安定）のとき，有効．
$G_k<0$（安定）のとき，無効．

$$\frac{\partial\rho\varepsilon}{\partial t}+\frac{\partial\rho\overline{u}_j\varepsilon}{\partial x_j}-\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j}\right)=C_1\frac{\varepsilon}{k}(P_k+C_3\max(G_k,0))-C_2\rho\frac{\varepsilon^2}{k} \quad \cdots\cdots\cdots (d1)$$

$$P_k=(\mu+\mu_t)\frac{\partial\overline{u}_i}{\partial x_j}\left(\frac{\partial\overline{u}_j}{\partial x_i}+\frac{\partial\overline{u}_i}{\partial x_j}\right)-\frac{2}{3}k\delta_{ij}\frac{\partial\overline{u}_i}{\partial x_j} \quad \cdots\cdots\cdots (d2)$$

$$G_k=-\frac{(\mu+\mu_t)}{\rho\sigma_\rho}g_j\frac{\partial\rho}{\partial x_j} \quad \cdots\cdots\cdots (d3)$$

$$G_k=-\frac{(\mu+\mu_t)}{\sigma_T}\beta g_j\frac{\partial T}{\partial x_j}\ (Boussinesq\ approx) \quad \cdots\cdots (d3)$$

ここで

$\sigma_\varepsilon=1.2147$，$\sigma_\rho=\sigma_T=1.0$，

$C_1=1.44$，$C_3=1.0$，$C_2=1.92$

記号

— ：ファーブル平均またはアンサンブル平均，
$\partial/\partial n$ ：法線方向微分
x_i ：直角座標
x, r, θ ：円筒座標系　鉛直，半径，回転座標
η ：r/x
ρ ：密度
$\overline{u}_i$ ：平均変動分
$\overline{u}_i''$ ：速度変動分
p' ：圧力変動　$p'=p-p_a$
p ：圧力
p_a ：環境圧力
a_h ：$R/(C_pP_{ref}M)$，R ：普遍気体定数，
C_p ：定圧比熱，P_{ref} ：参照圧力，M ：分子量
g_i ：重力加速度成分
$\overline{h}$ ：エンタルピー
$\overline{h}''$ ：エンタルピー変動
$\overline{T}$ ：平均温度
$\overline{t}$ ：温度変動
λ ：熱伝導率
β ：体膨張係数
k ：乱流エネルギー
ε ：乱流エネルギー散逸率
μ ：分子粘性係数
μ_t ：渦粘性係数
δ_{ij} ：クロネッカーのデルタ
添字0：火源面を表わす
添字C：中心軸上を表わす，添字∞，a：周囲を表わす

参 考 文 献

1) S.Yokoi: *Report of the building research institute*, No.34, 1960.
2) A. Shabbir: *J. Fluid Mech*. vol. 275, 1–32, 1994.
3) 義江ら：建築学会大会学術講演梗概集，4256, 511–512, 1991.
4) Launder, Reece, Rodi: *J. Fluid Mech*. 68, 537–566, 1975.
5) 大平ら：建築学会計画系論文集第522号，37–43, 1999.
6) 青柳ら：火災学会研究発表会概要集，48–51, 2000.
7) 青柳ら：流体力学会年会2000論文集A 124, 37–38, 2000.
8) 青柳ら：建築学会大会学術講演梗概集, 41336, 681–682, 2000.
9) 村上ら：空気調和・衛生工学学術講演会講演論文集C–23, 633–636, 1992.
10) 大岡ら：建築学会関東支部研究報告集22, 85–87, 1991.
11) 義江ら：建築学会計画系論文集第521号，55–62, 1999.
12) 義江，Shabbir：往復書簡，28 April-16 June, 1999.
13) CFX-4. 2: SOLVER manual, AEA Technology 1997.