

代数応力モデルによる室内拡散場の解析

——スカラの乱流フラックス ($\overline{u_i\theta}$), 変動強度 ($\overline{\theta^2}$) とその散逸率 (ε_θ) の検討——

Numerical Simulation of Room Diffusion Field by Algebraic Stress Model

——Study on Turbulent Scalar Flux ($\overline{u_i\theta}$), Turbulent Scalar Intensity ($\overline{\theta^2}$) and Its Dissipation rate (ε_θ)——

村上周三*・加藤信介**・近藤靖史***

Shuzo MURAKAMI, Shinsuke KATO and Yasushi KONDO

スカラの乱流フラックス ($\overline{u_i\theta}$) の代数応力モデル (以降ASMと略す) の定式化に関して検討し, これを用いた 2 次元等温拡散場の計算結果を k-ε モデルと比較して示す. ASMの結果は $\overline{u_i\theta}$ について平均風速の速度勾配による生産等も正しく評価しており, $\overline{u_i\theta}$ を k-ε モデルより精度良く評価し得ている. また本報では $\overline{u_i\theta}$ の輸送方程式に現れる $\overline{\theta^2}$, ε_θ のモデル化についても検討している.

1. はじめに

スカラの乱流フラックス ($\overline{u_i\theta}$) の代数応力モデル (以降ASMと略す) の定式化に関して検討し, これを用いた 2 次元等温拡散場の計算結果を k-ε モデルと比較する. また等温拡散場でASMと k-ε で見られる $\overline{u_i\theta}$ の評価の差を構造的に検討するとともに $\overline{u_i\theta}$ の輸送方程式に現れる $\overline{\theta^2}$, ε_θ のモデル化についても検討している¹⁾.

2. $\overline{u_i\theta}$ の輸送方程式の代数化

ASMは平均運動量 (U_i) やスカラ (Θ) の輸送方程式中に現れる $\overline{u_i u_j}$, $\overline{u_i \theta}$ を渦粘性の概念 (EVMと略す) を用いて近似することなく, これらの輸送方程式を解くという意味で k-ε より精度の高いモデルであると考えられる.

ASMの基礎式を表-1²⁾に, 数値定数を表-2に示す. $\overline{u_i u_j}$, $\overline{u_i \theta}$ の輸送方程式中でこれらの空間微分を含む項は移流項と拡散項のみであり, ASMではこれらを単純化し, $\overline{u_i u_j}$, $\overline{u_i \theta}$ の輸送方程式を代数式にする.

以下, Gibson-Lauder³⁾に従い, この代数化の方法について説明する.

すなわち, $\overline{u_i u_j}$ の輸送方程式の代数化については次式のようにする. ただし, 次式で $\frac{D(\quad)}{Dt}$ はラグランジェ微分, すなわち定常状態では移流項を意味し, $\mathcal{D}(\quad)$ は拡散項を意味する.

$$\begin{aligned} \frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} - \mathcal{D}(\overline{u_i u_j}) &\doteq \frac{\overline{u_i u_j}}{k} \left(\frac{Dk}{Dt} - \mathcal{D}(k) \right) \\ &= \frac{\overline{u_i u_j}}{k} (P_k + G_k - \varepsilon) \end{aligned} \quad (33)$$

このモデルでは $\overline{u_i u_j}$ の移流・拡散効果は k の移流・拡散

とほぼ同様な挙動を示すものとし, その数値のレベルの修正として $\frac{\overline{u_i u_j}}{k}$ を乗じているものと解釈できる. これと同様の考え方に基けば簡単な代数演算により,

$$\begin{aligned} \frac{D\overline{u_i \theta}}{Dt} - \mathcal{D}(\overline{u_i \theta}) &\doteq \frac{\overline{u_i \theta}}{(k \cdot \overline{\theta^2})^{1/2}} \left(\frac{D(k \cdot \overline{\theta^2})^{1/2}}{Dt} - \mathcal{D}((k \cdot \overline{\theta^2})^{1/2}) \right) \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{k} \left(\frac{Dk}{Dt} - \mathcal{D}(k) \right) + \frac{1}{\overline{\theta^2}} \left(\frac{D\overline{\theta^2}}{Dt} - \mathcal{D}(\overline{\theta^2}) \right) \right\} \cdot \overline{u_i \theta} \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{k} (P_k + G_k - \varepsilon) + \frac{1}{\overline{\theta^2}} (P_\theta - 2 \cdot \varepsilon_\theta) \right\} \cdot \overline{u_i \theta} \end{aligned} \quad (34)$$

となる. すなわち $\overline{u_i \theta}$ の移流・拡散効果は $(k \cdot \overline{\theta^2})^{1/2}$ の移流・拡散項から近似できるものとして, その数値のレベルの修正として $\overline{u_i \theta} / (k \cdot \overline{\theta^2})^{1/2}$ を乗じればよいとしている.

3. 計算概要

図-1に示すような 2 次元等温流れ場を対象とし, 左右の壁でスカラの発散・吸収があるような拡散場を計算する. 当然のことながらここでは (2) 式の浮力項 ($-g_i \cdot \beta \cdot \Theta$) 等は含まれない. 境界条件を表-3, 計算条件を表-4に示す. また $\overline{u_i \theta}$ の輸送方程式にはスカラの乱流変動強度 ($\overline{\theta^2}$)⁴⁾ およびその散逸率 (ε_θ) が現れる. これらは浮力の働かない等温拡散場では $\overline{u_i \theta}$ の輸送方程式の代数化へのモデル化の際に現れるだけで $\overline{u_i \theta}$ の予測値にはほとんど影響を与えない. しかし, 浮力が作用する非等温場では $\overline{u_i \theta}$ の生産項に現れ, 重要なものとなる. したがってこれらについて非等温場の研究の前段階として等温場で表-5に示す各種のモデルを用いて検討した. ここでは重力加速度 $g_i = 0.0$ として表-1の方程式系を解いている⁵⁾. なお, 流線, k, ε, $\overline{u_i u_j}$ 等の結果については既報⁶⁾で説明しているので詳細は省略する. ただし, 今回の考察の参考のために図-2 (流線), 図-3 (k の分布) を

*東京大学生産技術研究所 付属計測技術開発センター

**東京大学生産技術研究所 第 5 部

***㈱日建設計 (元民間等共同研究員)

<記号> U_i : i 方向平均流速 u_i : i 方向流速の変動成分 P : 圧力の平均値 k : 乱流エネルギー D_k : k の拡散項
 P_k : k の生産項 G_k : k の浮力による生産項 ϵ : k の散逸率 Θ : 温度の平均値 θ : 温度の変動成分 g_i : i 方向重力加速度
 β : 体膨張係数 $\bar{\theta}^2$: 温度変動強度 ϵ_θ : $\frac{1}{2} \cdot \bar{\theta}^2$ の散逸率 ($\equiv \lambda \frac{\partial \theta}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial x_i}$) P_{ij} : $u_i u_j$ の生産項 ϵ_{ij} : $u_i u_j$ の散逸率
 G_{ij} : $u_i u_j$ の浮力による生産項 Φ_{ij} : 圧力-歪相関 $P_{\theta(1)}, P_{\theta(2)}, G_\theta$: $u \theta$ の生産項 Φ_θ : 圧力-温度勾配相関 R : スカラ変動の時間スケールと速度変動の時間スケールの比 ((38) 式) τ_w : 壁面せん断応力 $u^* \theta^*$: 壁面摩擦速度 θ^* : 壁面摩擦温度
 $u^* \theta^*$: 壁面对流熱フラックス q_{1L}, q_{1R} 等は壁面スカラフラックス α, β, γ は平均操作

表 1 代数応力モデルの基礎式^(a) (非等温場を含めた定式化を示す)

(Continuity Eq.)	$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0$	(1)	$D_k = \frac{\partial}{\partial x_m} (C_k u_m u_i \cdot \frac{k}{\epsilon} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_i})$	(10)	$D_\epsilon = \frac{\partial}{\partial x_m} (C_\epsilon u_m u_i \cdot \frac{k}{\epsilon} \cdot \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i})$	(11)
(Momentum Eq.)	$\frac{DU_i}{Dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} - g_i \beta \cdot \theta$	(2)	$D_\theta = \frac{\partial}{\partial x_m} (C_\theta u_m u_i \cdot \frac{k}{\epsilon} \cdot \frac{\partial \theta^2}{\partial x_i})$	(12)	$D_{\epsilon_\theta} = \frac{\partial}{\partial x_m} (C_{\epsilon_\theta} u_m u_i \cdot \frac{k}{\epsilon} \cdot \frac{\partial \epsilon_\theta}{\partial x_i})$	(13)
(k-Eq.)	$\frac{Dk}{Dt} = D_k + P_k + G_k - \epsilon$	(3)	$P_k = -u_i u_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$	(14)	$P_{ij} = -u_i u_j \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - u_i u_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$	(15)
(ε-Eq.)	$\frac{D\epsilon}{Dt} = D_\epsilon + \frac{\epsilon}{k} (C_{\epsilon 1} P_k + C_{\epsilon 2} G_k - C_{\epsilon 3} \epsilon)$	(4)	$P_\theta = -2 \cdot u_i \theta \frac{\partial \theta}{\partial x_i}$	(16)	$\epsilon_{ij} = \frac{2}{3} \cdot \delta_{ij} \epsilon$	(17)
(Θ-Eq.)	$\frac{D\Theta}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} (-u_i \bar{\theta})$	(5)	$G_k = -u_i \theta \cdot g_i \cdot \beta$	(18)	$G_{ij} = -u_i \theta \cdot g_j \cdot \beta - u_j \theta \cdot g_i \cdot \beta$	(19)
($\bar{\theta}^2$ -Eq.)	$\frac{D\bar{\theta}^2}{Dt} = D_{\theta^2} + P_{\theta^2} - 2 \cdot \epsilon_\theta$	(6)	$P_{1\theta(1)} = -u_k u_i \frac{\partial \theta}{\partial x_k}$	(20)	$P_{1\theta(2)} = -u_i \theta \frac{\partial U_i}{\partial x_k}$	(21)
(ϵ_θ -Eq.)	$\frac{D\epsilon_\theta}{Dt} = D_{\epsilon_\theta} + (C_{\epsilon_\theta 1} \frac{P_\theta}{\bar{\theta}^2} + C_{\epsilon_\theta 2} \frac{P_k}{k} - C_{\epsilon_\theta 3} \frac{\epsilon_\theta}{\bar{\theta}^2} - C_{\epsilon_\theta 4} \frac{\epsilon}{k}) \epsilon_\theta$	(7)	$G_{\theta^2} = -g_i \cdot \beta \cdot \bar{\theta}^2$	(22)		
($u_i u_j$ -Eq.)	$(P_k + G_k - \epsilon) \frac{u_i u_j}{k} = P_{ij} + \Phi_{ij} + G_{ij} - \epsilon_{ij}$	(8)	$\Phi_{11} = \Phi_{11(1)} + \Phi_{11(2)} + \Phi_{11(3)} + \Phi_{11(4)}$	(23)	$\Phi_{11(1)} = -C_1 \frac{\epsilon}{k} (u_i u_j - \frac{2}{3} \delta_{ij} k)$	(24)
($u_i \theta$ -Eq.)	$\frac{1}{2} (\frac{1}{k} (P_k + G_k - \epsilon) + \frac{1}{\bar{\theta}^2} (P_\theta - 2 \cdot \epsilon_\theta)) u_i \bar{\theta}$	(9)	$\Phi_{11(2)} = -C_2 (P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} P_k)$	(25)	$\Phi_{11(3)} = -C_3 (G_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} G_k)$	(26)
			$\Phi_{11(4)} = \sum_{n=1}^{N_s} C_{1n} \frac{\epsilon}{k} (u_i u_n \cdot n_k^{(n)} \cdot n_m^{(n)} \cdot \delta_{ij} - \frac{3}{2} u_i u_j \cdot n_k^{(n)} \cdot n_l^{(n)} - \frac{3}{2} u_n u_l \cdot n_k^{(n)} \cdot n_j^{(n)}) \cdot \frac{k^{3/2}}{C_i \cdot h_n^{(n)} \epsilon}$	(27)		
			$\Phi_{i\theta} = \Phi_{i\theta(1)} + \Phi_{i\theta(2)} + \Phi_{i\theta(3)} + \Phi_{i\theta(4)}$	(28)	$\Phi_{i\theta(1)} = -C_{1\theta 1} \frac{\epsilon}{k} \cdot u_i \bar{\theta}$	(29)
			$\Phi_{i\theta(2)} = -C_{1\theta 2} P_{i\theta(2)}$	(30)	$\Phi_{i\theta(3)} = -C_{1\theta 3} G_{i\theta}$	(31)
			$\Phi_{i\theta(4)} = \sum_{n=1}^{N_s} C_{1\theta n} \frac{\epsilon}{k} \cdot u_i \bar{\theta} \cdot n_k^{(n)} \cdot n_l^{(n)} \cdot \frac{k^{3/2}}{C_i \cdot h_n^{(n)} \epsilon}$	(32)		

表 2 代数応力モデルにおける数値定数

C_1 : 1.8	C_2 : 0.6	C_3 : 0.6	C'_1 : 0.5	C_K : 0.22
C_ϵ : 0.16	$C_{\epsilon 1}$: 1.44	$C_{\epsilon 2}$: 1.92	$C_{\epsilon 3}$: 1.44	C_θ : 0.15
$C_{\theta 1}$: 0.15	$C_{\theta 2}$: 0.9	$C_{\theta 3}$: 0.72	$C_{\theta 4}$: 2.2	$C_{\epsilon_\theta 1}$: 0.8
$C_{\epsilon_\theta 2}$: 3.0	$C_{\epsilon_\theta 3}$: 0.5	$C_{\epsilon_\theta 4}$: 0.3	$C_{1\theta 1}$: 0.5	C_i : 2.5

表 4 計算条件

計算領域を 40×40 メッシュに分割。等間隔メッシュで $\Delta x_1 = \Delta x_2 = 0.25$, 吹出口・吸込口とも 4 メッシュに分割。計算スキームは U_i, k, ϵ の移流項はすべて QUICK スキーム。ただし, ϵ のみ吸込口近傍で風上差分。 θ の移流項は風上差分。時間差分は Adams - Bashforth スキーム。 $u \theta$ の定義点は $\frac{\partial \theta}{\partial x_i}$ と同じ位置である。

表 5 $\bar{\theta}^2, \epsilon_\theta$ のモデルの検討ケース

	CASE1	CASE2	CASE3
$\bar{\theta}^2$ の評価	局所平衡	輸送方程式	輸送方程式
ϵ_θ の評価	R一定	R一定	輸送方程式

表 3 境界条件 (2 次元等温拡散場)

(吹出口)	$U_i = 0.0$ $U_n = -1.0$ $k = 0.005$ $\bar{u}_i^2 = \bar{u}_n^2 = \frac{2}{3} k$ $u_n u_i = 0.0$ $\ell = C_\mu \frac{k^{3/2}}{\epsilon} = 0.05$ $\Theta_{IN} = 1.0$ $\bar{\theta}^2_{IN} = 0.0001$ $\epsilon_{\theta IN} = \frac{1}{2 \cdot R} \cdot \frac{\epsilon_{IN}}{k_{IN}} \cdot \bar{\theta}^2_{IN} (R = 0.8)$
(吸込口)	$U_i = 0.0$ $U_n = 1.0$ $\frac{\partial k}{\partial x_n} = 0.0$ $\frac{\partial \epsilon}{\partial x_n} = 0.0$ $u_n u_i = 0.0$ $\frac{\partial \theta}{\partial x_n} = 0.0$ $\frac{\partial \bar{\theta}^2}{\partial x_n} = 0.0$ $\frac{\partial \epsilon_\theta}{\partial x_n} = 0.0$
(壁面)	$U_n = 0.0$ $\frac{\partial U_i}{\partial x_n} = \frac{1}{7} \cdot \frac{(U_i)_{F.C.}}{h}$ $\epsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\kappa \cdot h}$ $u_n u_i = -C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \cdot \frac{1}{7} \cdot \frac{(U_i)_{F.C.}}{(x_n)_{F.C.} - (x_n)_b}$ $\frac{\partial \bar{\theta}^2}{\partial x_n} = 0.0$ $\frac{\partial \epsilon_\theta}{\partial x_n} = 0.0$

図1左壁面でのスカラフラックス ($u^* \theta^*$): $q_{1L} = 0.1$ (流入)

図1右壁面でのスカラフラックス: $q_{1R} = 0.1 \times \frac{10}{9}$ (流出)

図1上下壁面でのスカラフラックス: $q_{1F} = q_{1C} = 0.0$

ここで添え字 t は接線方向を, n は法線方向を示す。 h は壁から第 1 セルのスカラ定義点までの距離。 $\kappa = 0.4$, $C_\mu = 0.09$ 。 $(\cdot)_{F.C.}$ は第 1 セル差分定義点での値。 $(\cdot)_b$ は境界面での値。吸込口は x_1 の正の方向で定義している (図1参照)。図中の諸量は吹出風速, 吹出口幅及び q_{1L} で無次元化される。

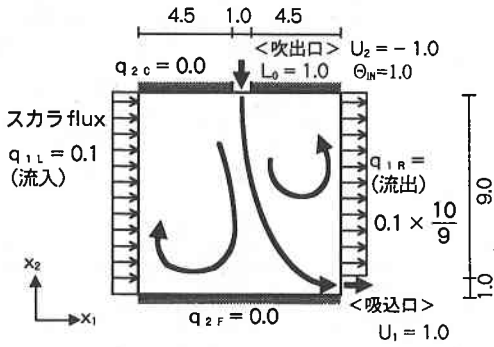


図-1 計算対象流れ場 (2次元等温拡散場)

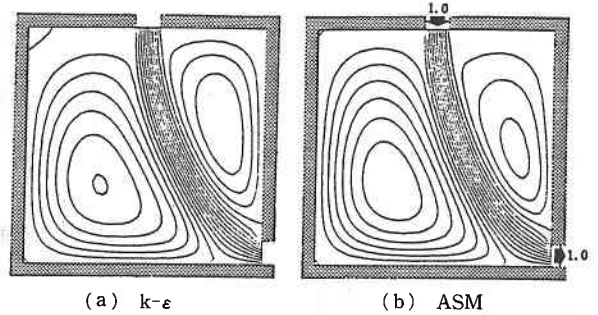


図-2 流線の結果

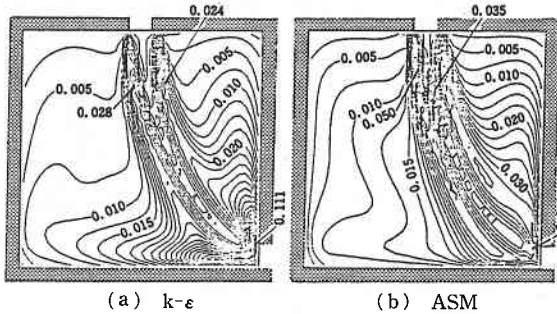


図-3 kの分布

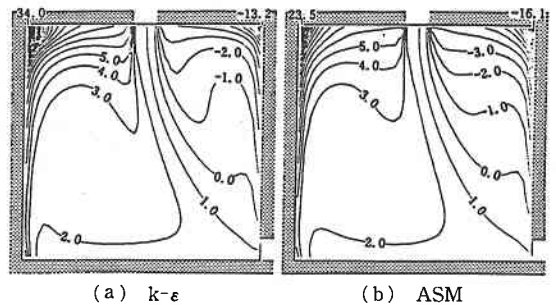


図-4 thetaの分布

添付する。

4. 結果および考察

4.1 theta (図-4)⁽⁴⁾

スカラーthetaの分布はASMとk-epsilonの間でそれほど差がない。これは後述のu1*thetaの分布にかなりの差がみられることと異なる。その理由はここで対象とした流れ場ではthetaの輸送がほとんど平均流による移流輸送であることに起因する。また図-2に示されるとおり、ASMは図の左上でk-epsilonより速度がやや大きく、右上でやや小さい。このためASMではk-epsilonより図の左上でのthetaの移流輸送が活発でありthetaの極値が小さい。また逆に図の右上ではthetaの移流輸送はk-epsilonの方が活発でthetaの極値が小さい。

4.2 u1*theta (図-5)^{(4),(5)}

u1*thetaの輸送方程式((9)式)からわかるとおり、u1*thetaはthetaの各方向の空間勾配(∂theta/∂xi)および平均速度の勾配(∂U1/∂xi)から生産される。ASMはこの効果を組み込んだモデルであるのに対し、k-epsilonで用いられるEVMでは単に渦粘性係数nuおよび(∂theta/∂xi)のみに依存する。本報で対象とした流れ場のようにthetaの空間勾配のうち(∂theta/∂x1)が卓越して大きい場合、k-epsilonではu1*thetaの値は大きい、u2*thetaは値が小さいという結果となる(図-5(a))。一方、ASMではu2*thetaについてもu1*thetaと同程度の値を持つ(図-5(b))。この結果は図-6に示すu2*thetaの生産項を見れば理解できる。すなわちu2*thetaの生産項で卓越したものは(∂theta/∂x1)(図-6(b))および(∂U2/∂x1)(図-6(d))にかかわる項であり、これらはEVMの評価で現れ

る唯一の温度勾配(∂theta/∂x2)(図-6(a))にかかわる項よりはるかに大きい。その結果ASMでのu2*thetaはEVMのそれよりはるかに大きく評価される。以上のようにu1*thetaの生産項を忠実に組み込んだASMとEVMに基づくk-epsilonではu1*thetaの評価に大きな差が現れ、ASMのほうが原理的に明らかにu1*thetaを適正に評価している。

4.3 theta^2とepsilon_0のモデル(表-5)⁽⁶⁾

theta^2, epsilon_0の算定法として表-5に示す3ケースについて検討した。以下各ケースについて説明する。

① CASE 1では次式のようにtheta^2の局所平衡を仮定する。

$$\epsilon_0 = \frac{1}{2} \cdot P_\theta \quad (35)$$

また次式で定義されるスカラー変動の時間スケールと速度変動の時間スケールの比Rを考える。

$$R = \frac{\{(\theta^2/2)/\epsilon_0\}}{(k/\epsilon)} \quad (36)$$

このRをCASE 1では一定 (=0.8) と仮定し、(35)、(36)式よりepsilon_0を消去し(37)式でtheta^2を求めている。

$$\theta^2 = R \cdot \frac{k}{\epsilon} \cdot P_\theta \quad (37)$$

② CASE 2ではR一定 (=0.8) として(36)式を書き直した(38)式でepsilon_0を求める。

$$\epsilon_0 = \frac{\theta^2}{2 \cdot R} \cdot \frac{\epsilon}{k} \quad (38)$$

このepsilon_0を用いてtheta^2の輸送方程式((6)式)を解く。

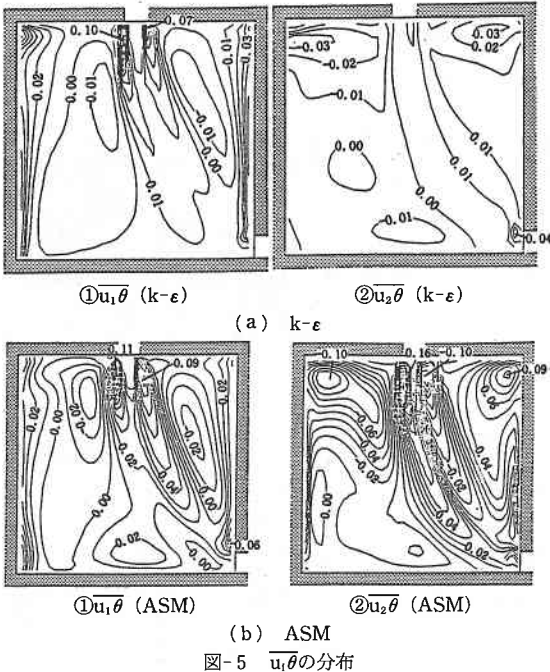


図-5 $u_1\theta$ の分布

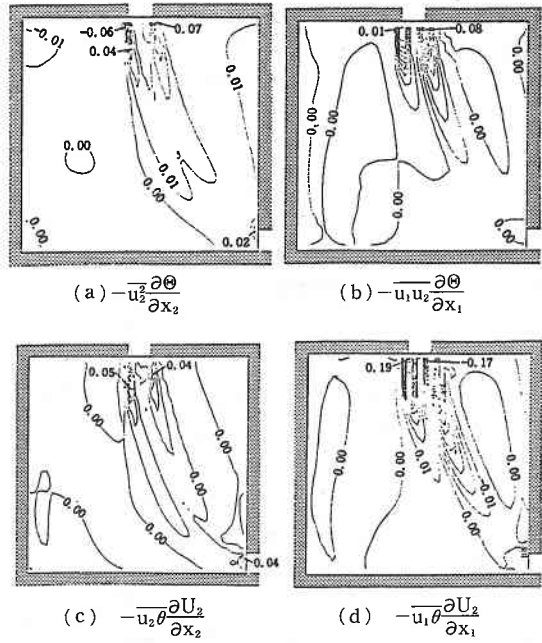


図-6 $u_2\theta$ の生産項 $P_{2\theta(1)}$ と $P_{2\theta(2)}$

③ CASE 3では $\bar{\theta}^2$, ϵ_θ の両者について輸送方程式を解く(ϵ_θ の輸送方程式は文献5)に準じた)。

4.3.1 $\bar{\theta}^2$ (図-7)

$\bar{\theta}^2$ に局所平衡を仮定するCASE 1での $\bar{\theta}^2$ (図-7(a))は(39)式で評価され、乱流の時間スケール(k/ϵ)および P_θ (図-8)のみに依存する。したがって $\bar{\theta}^2$ の分布はこれらの分布に対応し、吹出口近傍や隅角部で極値を持ち、その値はきわめて大きい、一方CASE 2 (図7-(b))およびCASE 3 (図-7(b))では $\bar{\theta}^2$ について輸送方程式を解くため、移流・拡散による輸送効果が組み込まれ、CASE 1と比較するとかなり極値が小さくなっている。特に吹出口近傍では移流による輸送が大きく、 P_θ (図-8)の値が大きいにもかかわらず $\bar{\theta}^2$ の値が小さい。また壁近傍等を中心とした領域でCASE 3では ϵ_θ の値 (図-9(c))がCASE 2 (図-9(b))と比べてやや小さいため、CASE 3はCASE 2より $\bar{\theta}^2$ の値がこれらの領域でやや大きい。

4.3.2 ϵ_θ (図-9)

$\bar{\theta}^2$ に局所平衡を仮定するCASE 1では ϵ_θ は P_θ (図-8)の1/2である。これをCASE 2と比較するとCASE 2の ϵ_θ は $k, \epsilon, \bar{\theta}^2$ のすべてに依存するため分布形はなめらかとなり、また吹出口近傍および隅角部の極値も小さい。CASE 2とCASE 3を比較すると左右の壁近傍ではCASE 2よりCASE 3は値が小さい。すなわち ϵ_θ の輸送方程式を解くCASE 3では移流・拡散効果が現れているものと思われる。

以上、 $\bar{\theta}^2, \epsilon_\theta$ のモデル化について3ケース検討したが、

CASE 1のように $\bar{\theta}^2$ に局所平衡を仮定したモデルでは $\bar{\theta}^2$ にきわめて大きな値が現れ、問題が多い。CASE 3で用いた ϵ_θ の輸送方程式 ((7)式)のモデルはまだ充分な検証を踏まえたものとはいえない^{注7)}。現時点ではCASE 2の方法はその簡便さも考慮すれば妥当な方法の1つとなるう。

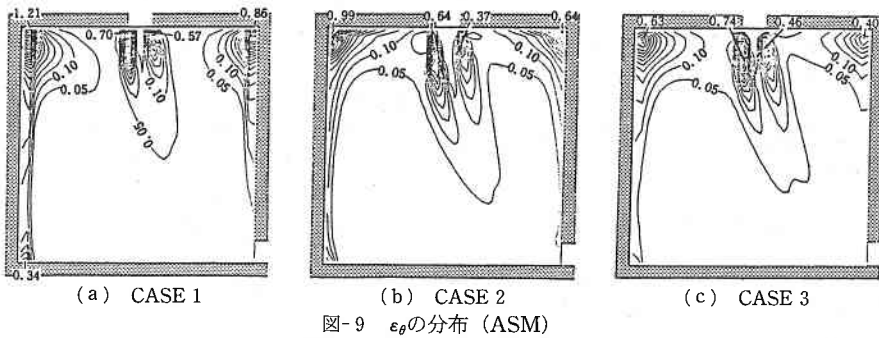
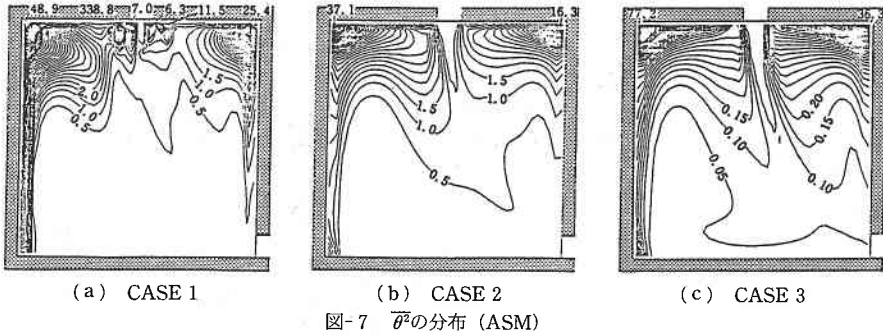
5. ま と め

①移流の卓越した等温等での θ の分布はEVMとASMの差は小さい。② $u_1\theta$ についてはASMでは速度勾配による生産等も正しく評価されており、EVMより適正に評価している。③ $\bar{\theta}^2$ について局所平衡を仮定したモデルは $\bar{\theta}^2$ にきわめて大きな値が現れる。したがって④ $\bar{\theta}^2$ については輸送方程式を解くモデルが適当であると考えられる。

(注1) 本報においても既報¹⁾注4)に示した理由により $\Phi_{ij(2)}$ を無視して計算した。

(注2) 本報では文献6 (pp. 69)に従い、 $\bar{\theta}^2$ を乱流変動強度と呼ぶ。

(注3) $u_1\theta$ の輸送方程式 ((9)式)には $g_1=0.0$ の場合、代数化せずに解けば $\bar{\theta}^2$ は全く現れないが、(33)式のように $u_1\theta$ の移流項、拡散項を代数化すれば $\bar{\theta}^2, \epsilon_\theta$ 等が必要になる。したがってPassive Scalarの場合 $u_1\theta$ の輸送方程式については代数化せず直接輸送方程式を解く方が、 $\bar{\theta}^2, \epsilon_\theta$ を計算せずすむため、計算機の効率等を考えても妥当と考えられる。しかし、今回は非等温場の検討につながるため $u_1\theta$ についても代数化した輸送方程式を用いて



検討を行った。

(注4) 今回の等温拡散場の計算条件では表-5に示すような $\overline{\theta^2}$, ϵ_θ のモデル化の差異が Θ および $\overline{u_1\theta}$ に与える影響はほとんどなかった。したがって図-4, 図-5の Θ および $\overline{u_1\theta}$ の結果は表-5におけるCASE 2のもので代表させて示している。

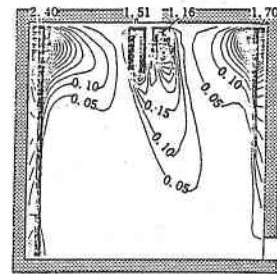
(注5) $k-\epsilon$ では $\overline{u_1\theta}$ をEVMで近似する。すなわち $\overline{u_1\theta} = -\frac{\nu_t}{\sigma_\theta} \frac{\partial \Theta}{\partial x_1}$ として計算した。ただし本報では $\sigma_\theta = 1.0$ としている。

(注6) CASE 1では $\overline{\theta^2}$ は代数式で求められるので $\overline{\theta^2}$ の境界条件は不要。 ϵ_θ の境界条件は ϵ_θ の輸送方程式を解くCASE 3でのみ必要となる。また ϵ_θ の壁面境界条件についてここでは便宜的にフリースリップの条件を課しているが、これは決して適切な取り扱いとはいえない。

(注7) CASE 3で用いた ϵ_θ の輸送方程式((7)式)のモデルはまだ十分に研究がなされているものとはいえず、たとえば文献2)の記述では $C_{\theta 2}$ は0.0である。これを用いて計算を行うと ϵ_θ は発散した。(1990年11月8日受理)

参 考 文 献

- 1) 村上周三, 加藤信介, 近藤靖史: 生産研究Vol. 41, No. 1, (1989)
- 2) Launder, B.E.: UMIST. Rep. No. TFD/82/4 (1983)



- 3) Rodi, W.: Turbulence models for environmental problems, In prediction methods for turbulent flows, Hemisphere Publishing (1980)
- 4) Gibson, M.M. and Launder, B.E.: J. Heat Transfer pp. 81, (1976. 2)
- 5) 長野靖尚・金哲晃: 機械学会論文集 (B編) 53巻490号, (1987. 6)
- 6) 甲藤好朗・佐藤俊・西川兼康・水科篤郎・森康夫編著: 伝熱学特論, 養賢堂発行 (1984)
- 7) 村上周三, 加藤信介, 近藤靖史: 応力方程式モデルによる室内気流解析 (その3, 4) 空調学会学術講演会論文集 (1988. 9)