

# 数値サーマルマネキンに関する研究 (その 2) 人体モデル周囲の流れ場が対流熱伝達特性に与える影響

Numerical Study on Thermal Manikin (Part2)

Effect of Flow Properties around thermal manikin on Convective Heat Transfer Characteristics

村 上 周 三\*・加 藤 信 介\*\*・曾 潔\*\*

Shuzo MURAKAMI, Shinsuke KATO and Jie ZENG

## 1. は じ め に

前報<sup>1)</sup>では、静穏環境下における発熱する人体モデル(サーマルマネキン)周辺の自然対流に関し、低 Re 数型 k-ε モデルに基づく 3 次元数値解析結果を示した。得られたマネキン表面における対流熱伝達率は既往の実験結果<sup>2)~5)</sup>に比べ、やや小さい値を示した。乱流シミュレーションにおいて、物体周辺流の乱れが小さい場合、多くの低レイノルズ数型 k-ε モデルは、必ずしも物体近傍境界層の層流から乱流への遷移を正しく予測しないことが知られている。本報ではマネキン周辺気流に小さい乱れを与えて境界層の乱流遷移を促進させた場合に関して検討を行う。また、マネキンが風洞気流のような一様流れ場に晒された場合に関し、気流の乱れの強さがマネキンの対流熱伝達特性に与える影響に関して検討を行う。

## 2. 静穏環境下におけるマネキン周辺の自然対流

### 2.1 流体数値シミュレーションの概要

計算対象、手法および境界条件等の詳細は前報<sup>1)</sup>参照。人体形状を単純モデル化したサーマルマネキン周囲の流れ場を低 Re 数型 k-ε モデル (Launder-Sharma<sup>10)</sup>) により

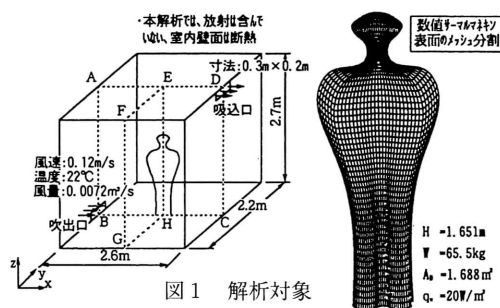


図 1 解析対象

解析する。解析は境界適合座標に基づく有限体積法による。図 1 に解析した流れ場を示す。解析は、前報に示したケース 1 (マネキン表面に  $20\text{W/m}^2$  均一発熱させる場合) に対し、流れ場全体に微小な乱れを与えてマネキン表面に生成される境界層の乱流遷移を促進させた場合 (ケース 3) に関して行う。計算結果はケース 1 と比較し、検討する。

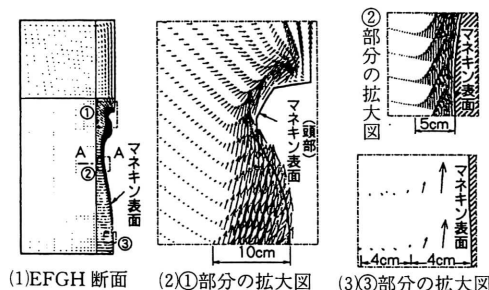


図 2 風速ベクトル(ケース 1: 乱流遷移不充分)

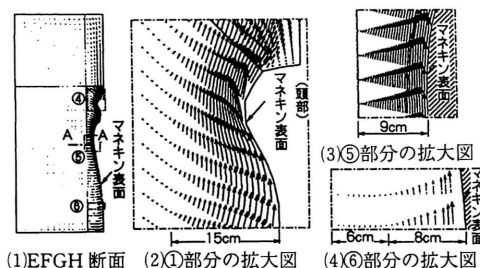
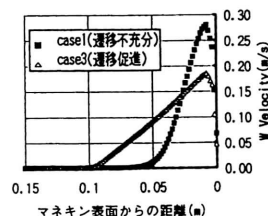
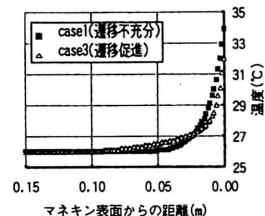
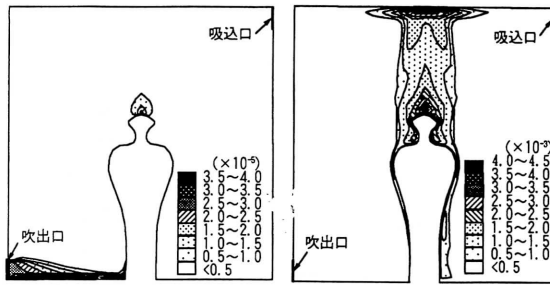


図 3 風速ベクトル(ケース 3: 乱流遷移促進)

図 4 境界層速度分布  
A-A線(z=1.0m)図 5 境界層温度分布  
A-A線(z=1.0m)

\*東京大学生産技術研究所 附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



(1)ケース 1 (遷移不十分) (2)ケース 3 (遷移促進)  
図 6 ABCD 断面における  $k$  の分布 (単位  $\text{m}^2/\text{s}^2$ )

鉛直加熱平板上の自然対流は一般に Grashof 数  $Gr_z = 1 \sim 2 \times 10^9$  で乱流へ遷移する。この鉛直加熱平板境界層に関する低  $Re$  数型  $k-\varepsilon$  モデル数値シミュレーションでは、乱流への遷移直前の層流域 ( $Gr_z = 4 \times 10^8$ ) において乱流運動エネルギーの値を人為的に高めることによって、乱流への遷移を誘起させることが可能であった<sup>6)</sup>。今回ケース 3 において、流れ場全領域の  $k$ ,  $\varepsilon$  輸送方程式に、ソース項を利用してそれぞれ  $k = 10^{-9} \text{m}^2/\text{s}^2$ ,  $\varepsilon = 10^{-9} \text{m}^2/\text{s}^3$  の値を強制的に最小値となるように与えて計算を進めた (他の計算条件はケース 1 と同じ)。

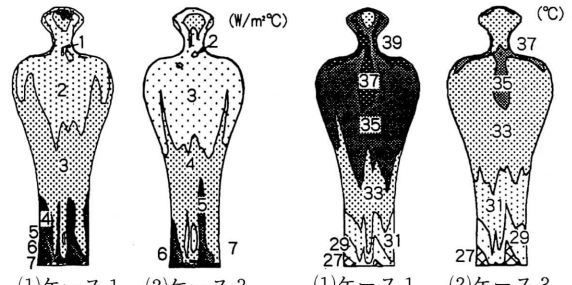
## 2.2 計算結果

①速度分布 (図 2, 図 3) 両ケースの自然対流場は同一の発熱量を与えているため、全体的に相似しているが、マネキン近傍に生成される速度境界層には大きな差異が見られる。ケース 3 は境界層の乱流遷移が促進された効果を示し、ケース 1 より境界層が厚くなっている。また、境界層内の速度がより緩やかに分布し、背中 (高さ方向 1.0m) 近傍の境界層内の速度がピークで  $0.18 \text{m/s}$  で、ケース 1 の  $0.28 \text{m/s}$  より小さくなっている (図 4)。これは、境界層内の乱れの増加により、熱エネルギーの伝達がより促進され、温度分布がなだらかになったことに対応する。空間上部のマネキンの発熱により生じる熱上昇流の最大風速は  $0.26 \text{m/s}$  となり、ケース 1 の  $0.36 \text{m/s}$  より小さい。これは既往の人体モデルを用いた実験結果文<sup>4), 7)</sup>とよく対応する。

②温度分布 ケース 3 はケース 1 と比べ、空間全体の全般的な温度分布の様相には大きな差異が見られない (図省略)。しかし速度境界層と同様に、温度境界層もケース 3 はケース 1 より厚くなっている (図 5)。

③乱流エネルギー  $k$  の分布 (図 6) ケース 1 の場合は、マネキン表面に沿う境界層の乱れは小さく境界層は必ずし

吹出口	ケース 2-1	ケース 2-2
	$U_m = 0.25 \text{m/s}$	$\theta_m = 26^\circ\text{C}$
	乱流強度: 10 % $k_m = 0.5(0.1 U_m)^2 = 0.005 U_m^2$	乱流強度: 50 % $k_m = 0.5(0.5 U_m)^2 = 0.125 U_m^2$
	$\varepsilon_m = k_m^{3/2} / (0.3 D)$	$D$ : 吹出口の水力直径



(1)ケース 1 (2)ケース 3 (1)ケース 1 (2)ケース 3  
図 7 マネキン表面における対流熱伝達率 図 8 マネキン表面温度

も乱流化しておらず、層流状態であるものと考えられる。これに対して、強制的に流れ場に小さな乱れを与えたケース 3 は、乱流遷移が有効に誘起されており、マネキン表面近傍に大きな乱れを有する境界層が発達している。この境界層内の変動速度はケース 1 の 10 倍程度に達している。また、空間上部の乱流エネルギーも大きくなっており乱流ブルームが発達する様子が再現されている。

④マネキン表面における対流熱伝達率 (図 7) ケース 1 の場合、マネキン表面の境界層は層流域にとどまるため、対流熱伝達率は全体的にやや低い値となる。ケース 3 の場合、対流熱伝達率の分布性状はケース 1 と似ているが、より大きな値を示す。ケース 3 の場合、平均対流熱伝達率は  $3.9 \text{W}/\text{m}^2\text{°C}$  となり、ケース 1 の  $2.9 \text{W}/\text{m}^2\text{°C}$  よりかなり大きくなると共に、従来の実験結果<sup>1)~5)</sup>とよく一致する結果となっている。

⑤マネキン表面温度 (図 8) 今回人体発熱を一定と設定しているために、対流熱伝達の促進されたケース 3 の場合はマネキン表面温度はケース 1 より低くなる。すなわち流入空気温度を  $22^\circ\text{C}$  とした今回のケースではマネキン表面温が人体の熱快適温度である  $33.7^\circ\text{C}$  を維持できない。この状態は人体モデルを設置した室内温度が人間 (この場合は裸体) の熱快適温度より低いことを意味している。

## 3. 一様気流場に晒された人体周辺の強制対流

### 3.1 流体数値シミュレーションの概要

①計算対象 図 9 に示すように、片面の壁全面 (左側)

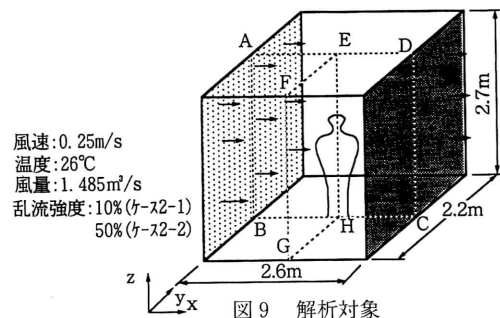
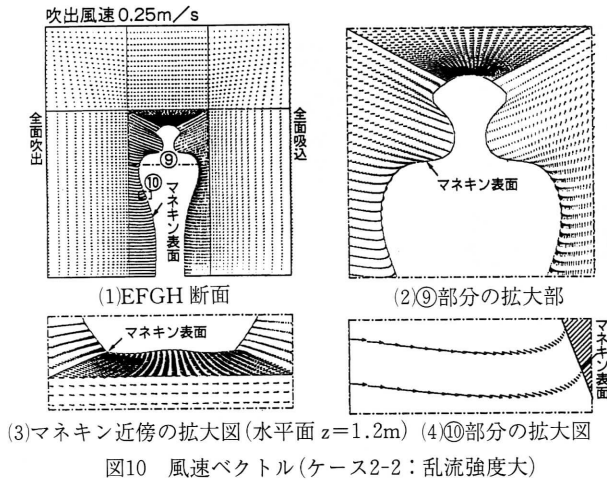


図 9 解析対象

## 研 究 速 報



を吹出し対向壁全面(右側)を吸込とする室内に発熱するマネキンをおく場合を解析する。マネキンは表面温度を一樣(33.7°C)とする。

②計算ケース(表1) 吹出気流の平均速度は一般に快適基準で推奨される上限平均風速とされる0.25m/sと設定し、その乱れ強さを変化させて、人体の対流熱伝達の変化を検討する。検討ケースを表1に示す。ケース2-1は乱流強度を10%と設定する場合であり、ケース2-2は強い乱れを与え乱流強度を50%としている。

③計算手法 吹出口の境界条件は表1に示す。他は前報<sup>1)</sup>のケース2(マネキン表面温度一樣条件)と同様。

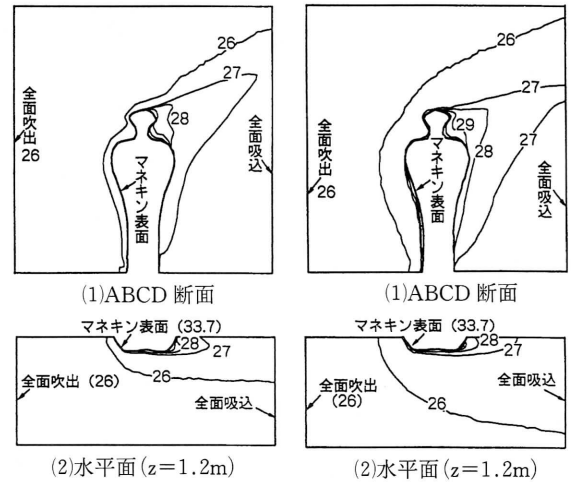
## 3.2 計算結果

①速度分布(図10) 両ケースの流れ場は互いによく相似となっている。(乱流強度が小さい場合、図省略)片側壁面からの吹出気流はマネキンと衝突し、下降流を生じながらマネキンをう回して流れる。この下降流に対応して、人体発熱による表面の上昇流は、マネキンに吹出気流が直接当たらない側で大きく生じている。頭上からの上昇流は水平吹出気流により、右上方向に流されている。

②温度分布(図11, 図12) 片側壁面からの吹出気流による強い移流により、マネキンの発熱はほとんど風下側に運ばれる。このため風下側に高温域が生成される。一方、風上側の昇温域は小さい。吹出気流の乱れが強いケース2-2は、マネキンの発熱はより遠いところに伝達されている。この傾向は特に風上側昇温域の増大に明確に表れている。

③乱流エネルギー $k$ の分布 一樣流中に強制的に乱れを与えているので、乱れは流れ沿って減衰する。一樣流中の $k$ ,  $\varepsilon$ の減衰特性は次式で表される<sup>注</sup>。

$$k\left(\frac{k_{in}}{k}\right)C_2 - k_{in} = \frac{\varepsilon_{in}(C_2 - 1)}{U} x \quad (1)$$



$$\varepsilon = \varepsilon_{in} (k/k_{in})^{C2} \quad (2)$$

今回  $\varepsilon_{in}$  は片側壁面吹出口の水力直径 (hydraulic diameter) を使い、 $\varepsilon_{in} = k_{in}^{3/2} / (0.3D)$  としている。 $k$ の減衰に関する解析解を発熱するマネキンを含む場合と比較して、 $k$ の水平分布を図15, 図16に示す。人体の発熱の影響を受ける前は、当然なことであるが、解析解はCFDの結果と良く一致する。その後、(人体より約0.5m程度)手前から人体発熱の影響で、 $k$ の生産がはじまり、値が大きくなる。中心断面における $k$ の分布を図13, 図14に示すが、両ケースの分布性状はほぼ似た傾向を示す。

④マネキン表面における対流熱伝達量と対流熱伝達率(図17, 図18) 吹出気流が直接当たっている面の対流熱伝達量と対流熱伝達率とも大きな値となる。対流熱伝達率は最大で18W/m<sup>2</sup>°Cを越えている。特にケース2-2ではマネキン近傍の乱れがより大きいため、全般的にケース2-1より大きい値を示す。ケース2-1は、平均対流熱伝達量は55.0W/m<sup>2</sup>で、対流熱伝達率は7.1W/m<sup>2</sup>°Cであり、ケース2-2は、平均対流熱伝達量は98.3W/m<sup>2</sup>で、対流熱伝達率は12.8W/m<sup>2</sup>°Cとなる。これらの値は既往の実験結果<sup>2), 8), 9)</sup>とある程度対応する。いずれの場合も、静穏に近い環境における人体と周囲環境の自然対流の場合よりかなり大きい値となっている。

## 4. ま と め

①静穏に近い環境における人体の自然対流性状および一樣気流場における人体の強制対流性状を、低Re数型 $k$ - $\varepsilon$ モデルに基づく3次元数値解析により検討した。強制対流の場合、人体の対流熱伝達率は自然対流の場合の2~3倍となった。②人体の自然対流性状を解析する際に、流れ場全

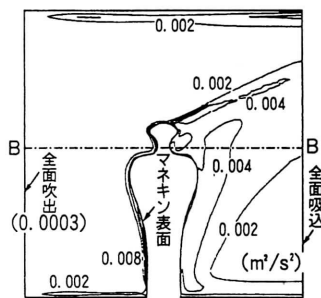


図13 kの分布(ケース2-1)

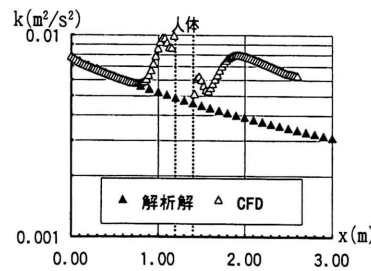
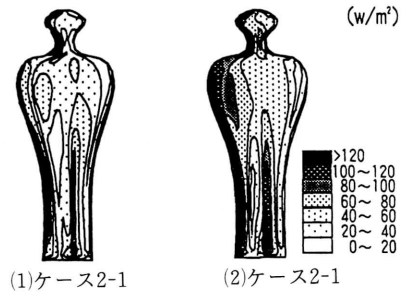
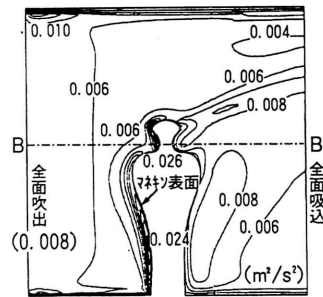
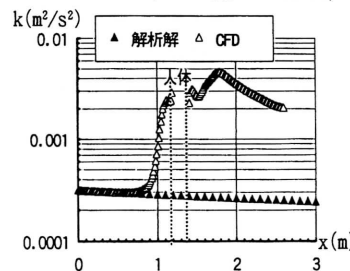
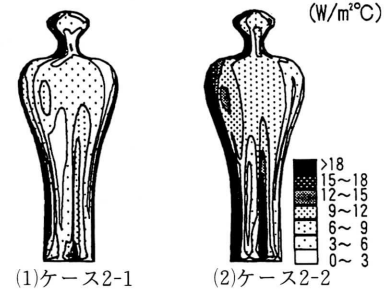
図15 中心軸における  
kの分布(ケース2-1)  
(B-B線 z=1.35m)図17 マネキン表面における  
対流熱伝達量  
(1)ケース2-1 (2)ケース2-1

図14 kの分布(ケース2-2)

図16 中心軸における  
kの分布(ケース2-2)  
(B-B線 z=1.35m)図18 マネキン表面における  
対流熱伝達率  
(1)ケース2-1 (2)ケース2-2

体に小さな乱れを与えて人体モデル表面境界層の乱流遷移を促進すると、対流熱伝達率はこれを行わない場合に比べて大きく計算され、実験とよく対応する値となる。③一様気流場における人体の強制対流では、吹出気流の乱れの強さによって、対流熱伝達特性は顕著に変化する。人体発熱の影響は基本的に人体より風下側に表れるが、気流の乱れが強い場合、風上側にもある程度熱が輸送される。気流の乱れが強い場合、平均風速が同じでも、人体からの対流熱伝達率が増加し、放熱量も大きくなる。

【注】マネキンが設置されない単純な等温一様流れ場では、 $k$ 、 $\varepsilon$ の輸送方程式は(1)式、(2)式となる。

$$U \frac{dk}{dx} = -\varepsilon \quad (1)$$

$$U \frac{d\varepsilon}{dx} = c_2 f_2 \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2)$$

$$\text{ここで} \quad \frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{k}{\varepsilon} \cdot \frac{d\varepsilon}{dk} \cdot \frac{dk}{dx} \quad (3)$$

であるので、(1)、(2)と(3)式を解くことが可能になり、 $k$ 、 $\varepsilon$ の減衰特性に関する解析解が得られる。

### 参 考 文 献

- 1) 村上, 加藤, 曾: 数値サーマルマネキンに関する研究

【記号】  $U_i$ :  $i$ 方向平均流速  $k$ : 乱流エネルギー  $\varepsilon$ :  $k$ の散逸率  
 $\varepsilon = \nu(\partial k / \partial x)^2$   $H$ : 身長  $W$ : 体重  $A_0$ : 人体皮膚表面積  
 $(W^{0.75} \times H^{0.75} \times 88.83)$   $q_w$ : 人体一様発熱量  $D=4A/P$  吹出口の水力  
 直径  $A$ : 吹出口の面積  $P$ : 吹出口の周長  $c_2$ : 乱流モデル定数  
 $f_2$ : 乱流関数  $Grz = g\beta(\theta_w - \theta_\infty)z/\nu^2$  局所グラスホフ数  $\beta$ : 体積膨張  
 係数  $\nu$ : 動粘性係数  $g$ : 重力加速度 添字  $w$ は壁面上での値  
 添字  $i$ は吹出口での値

(その1), 人体表面の対流熱伝達に関する数値シミュレーション 生産研究, 1995.1 (投稿中)

- 2) Chapter 8, ASHRAE Fundamentals Handbook, 1993
- 3) 石垣, 堀越: 自然対流及び低風速における人体の対流熱伝達に関する実験的研究, 空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集, 1989.10
- 4) George M. Rapp: Convective Heat Transfer and Convective Coefficients of Nude Man, Cylinders and Spheres at Low Air Velocities, ASHRAE Transactions, No 2264, pp. 75-87, 1973
- 5) Tamari, Y., E.F. Leonard: Convective heat transfer from the Human form, J. Appl. Physiol. 32 (2), pp. 227-233, 1972
- 6) 甲藤, 佐藤等編著: 伝熱学特論, 養賢堂
- 7) H. Homma, M. Yakiyama: Examination of Free Convection around Occupant's Body Caused by it's Metabolic Heat, ASHRAE Transactions, Vol. 94 pp. 104-124, Part1, 1988
- 8) 森, 久保田, 本間: 乱れを含む気流によるサーマルマネキン周辺の気流性状及び対流熱伝達率に関する研究, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1994.9
- 9) 植松, 石垣, 堀越, 佐橋: 人体の対流熱伝達率に関する実験的研究 (その4), 日本建築学会大会学術講演会梗概集, 1991.9
- 10) B.E. Launder and B.I. Sharma: Application of the Energy-Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow near a Spinning Disc, Letters in Heat and Mass Transfer, Vol. 1, pp. 131-138, 1974