

対流場、放射場の連成シミュレーションによる室内温熱環境解析

Numerical Study of Thermal Environment in Room by Means of Coupled Simulation of Convective and Radiative Heat Transport

村上周三*・加藤信介**・近藤靖史***・近本智行**・高橋義文**

Shuzo MURAKAMI, Shinsuke KATO, Yasushi KONDO, Tomoyuki CHIKAMOTO and Yoshihumi TAKAHASHI

閉鎖空間内の温熱環境を詳細に、かつ総合的に予測するには流れ場、放射場を連成させた数値シミュレーションを行うことが必要となる。居室を対象として、壁面対流熱伝達壁関数型の境界条件を用い、流れ場、放射場を連成させた数値シミュレーション(k-εモデル)を行い、室内温熱環境の構造的評価を行った。

1. 序

室内の温熱空気環境は気流、空気温度、熱放射、湿度の4要素に大きく支配される。これらは相互に大きく関連するため、総合的な室内の温熱環境解析には、これらの要素を連立させて解く必要がある。なかでも、流れ場は運動量のみならず熱、水蒸気の輸送を支配するため流れ場解析の巧拙がこの連成シミュレーション成否の大きな条件となっていた。室内の流れ場が乱流数値シミュレーションによりある程度の精度で解析できるようになり、室内の物理的な温熱空気環境の総合解析の道が開かれた。この連成シミュレーションに関しては、坂本¹⁾、貝塚²⁾らにより閉鎖空間内の流れ場を対象としてk-εモデルに基づいた解析がなされているが、実験結果との対応に関して充分良好な結果を示していない。これらの研究では固体壁から温度境界層を経て室内空気に伝達される対流熱伝達量のシミュレーション精度に対する検討が不十分で、その予測精度に大きな問題を残している。流れ場、放射場を連成させたシミュレーションにおいて、室温に対する対流熱伝達量シミュレーションの精度が与え

る影響は大きく、これを精度良く評価することは室内空気温、ならびに、浮力の伴う気流性状、および壁面温や熱放射場の正確な評価に欠かせない。

本研究では輻射パネル冷房を併用した冷風吹出空調時の居室を対象とし、壁面間放射熱伝達、および壁面からの対流熱伝達を組み入れた3次元乱流数値解析を行った。特に既往の研究では対流熱伝達量のシミュレーションの精度に十分な配慮がなされていないことを踏まえ、本研究では対流熱伝達量の計算に慣用的な対流熱伝達率 α_c に基づく壁関数を導入し、実験との対応を重視したシミュレーションを行っている。なお湿度については今回は取り扱っていない。

2. 数値解析手法の概要

2.1 室内流れ場のシミュレーション

本研究では室内流れ場の解析はk-ε2方程式モデル(浮力によるεの生産についてはViollet型による)に基づいている。室内の流れ場、温度場を解析する場合、浮力の影響を実用上十分な精度でシミュレートすることが必要である。このViollet型k-εモデルは浮力の影響のある流れ場を実用上相応の精度で予測することが可能なモデ

U_i : i方向平均流速[m/s]	k : 乱流エネルギー[m ² /s ²]	ϵ : kの散逸率[m ² /s ³]
θ : 温度の平均値[°C]	θ' : 温度の変動成分[°C]	θ_w : 壁面要素(i)の表面温度[°C]
$\theta_{s,i}$: 壁面要素(i)に隣接する流体第一セル温度[°C]	α_c : 対流熱伝達率[kcal/m ² ·h·deg]	β : 体膨張係数[1/°C]
$q_{m,i}$: 壁面要素(i)での貫流熱量[kcal/m ² ·h]	$q_{m,i}$: 壁面要素(i)での対流熱伝達量[kcal/m ² ·h]	u^* : 摩擦速度[m/s]
θ^* : 摩擦温度[°C]	$u^*\theta^*$: 壁面対流熱フラックス[m ² ·°C/s]	E_i : i面が周囲に放射する熱量[kcal/h]
$\phi_{i,j}$: 微小面di面、dj面間の形態係数	σ : ステファンボルツマン定数[4.88×10 ⁻⁸ kcal/m ² ·h·°K ⁴]	$\phi_{i,j}$: i面、j面の面間平均形態係数
e_i : i面の放射係数	T_i : i面の絶対温度[K]	S_i : i面の面積[m ²]
$B_{i,j}$: i面、j面間のGebhartの吸収係数		

表1 k-εモデル基礎式

$$(k\text{-方程式}) \quad \frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k + G_k - \epsilon \quad (1)$$

$$(\epsilon\text{-方程式}) \quad \frac{D\epsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\epsilon}{k} (C_{\epsilon 1} P_k + C_{\epsilon 2} G_k - C_{\epsilon 3} \epsilon) \quad (2)$$

$$(\theta\text{-方程式}) \quad \frac{D\theta}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\nu_t}{\sigma_\theta} \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \right] \quad (3)$$

$$P_k = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (4) \quad G_k = g_i \cdot \beta \cdot \frac{\nu_t}{\sigma_\theta} \frac{\partial \theta}{\partial x_i} \cdot \delta_{i3} \quad (5)$$

$C_{\epsilon 1}$: 1.44 $C_{\epsilon 2}$: 1.92 $C_{\epsilon 3}$ は $G_k > 0$ の場合1.44, $G_k \leq 0$ の場合0.0.
 σ_k : 1.0 σ_ϵ : 1.3 σ_θ : 0.9 $C_{\mu 1}$: 0.09 g_3 : -9.8(m/s²)

*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)

ルであり、その有効性は模型実験との比較、検討により筆者らも確認している⁹⁾。表 1 に基礎式を示す。シミュレーションの詳細は文献 3 を参照されたい。

2. 2 壁面対流熱伝達量の境界条件

壁表面から空気への対流熱伝達量は壁表面温度とその近傍の薄い温度境界層、速度境界層の性状により定まる。しかしながら壁面温度は後述するように対流熱伝達、放射熱伝達、および壁内熱伝導のバランスにより定まっている。すなわち壁面温度の予測精度は対流熱伝達量、さらには室内の流れ場、温度場に影響を与えるばかりでなく、壁間放射熱伝達、壁内熱伝導にも大きな影響を与えるため、精度の高い予測が必要とされる。精度良くシミュレートするには、この薄い温度境界層を充分に細いメッシュで分割し、分子粘性、分子熱伝導の影響を考慮した低レイノルズ数対応型の乱流モデルで解析することが理想的である⁹⁾。しかし、3次元の低レイノルズ数対応型の解析は一般に、莫大な計算機資源を必要とするため容易なことではなく、工学的な実用の立場からこれら境界層内における温度、風速分布等に関する普遍関数の存在を仮定した壁関数により簡易に対流熱伝達量を算出する方法が便宜的に、しばしば用いられる。壁関数を用いる方法の代表的なものの一つに一般化対数則¹⁰⁾があるが、これによる対流熱伝達 $u^* \theta^*$ の推定は室内気流のような複雑な流れ場では以下のような欠陥を内包している。すなわち、一般化対数則は、たとえば単純なチャンネル内強制対流場の境界層と同様の速度、温度分布の成立を仮定しているが、複雑な室内の壁面近傍では、このような仮定の成立を期待することは困難である。事実、既往の実績によれば、これにより予測された対流熱伝達量は、流れ場の構造が複雑な場合、往々にして実現象と対応しない。本研究では、慣用的に用いられている対流熱伝達率

α_c に基づく壁関数(次式(1))を導入し、実験と対応するように α_c をチューニングして対流熱伝達量をシミュレートした^{4)註1)}。

$$q_{cv} = -\alpha_c (\Theta_w - \Theta_1) \tag{1}$$

ここでは参照すべき空気温度として壁面第1セルの空気温度 Θ_1 を用いることによって壁近傍の温度場の性状を対流熱伝達量の評価に取り込んでおり、この点に従来の評価方法の取り扱いとは異なる工夫がある。

2. 3 壁面間の相互放射熱伝達の定式化

固体面 i はステファンボルツマンの法則によりその絶対温度の4乗に比例する熱を周囲に放射する。ただしここで ϵ_i は放射係数を示す。

$$E_i = \sigma \cdot \epsilon_i \cdot T_i^4 \cdot S_i \tag{2}$$

2つの固体面を考えた場合、固体面 i から j 面に入射、吸収される放射熱量は面間平均形態係数¹¹⁾ $\bar{\phi}_{ij}$ を用いて次式で表せる。

$$E_{ij} = \epsilon_j \cdot \bar{\phi}_{ij} \cdot \sigma \cdot \epsilon_i \cdot T_i^4 \cdot S_i \tag{3}$$

逆に、 j 面から i 面に入射、吸収される放射熱量は同様に次式で表せる。

$$E_{ji} = \epsilon_i \cdot \bar{\phi}_{ji} \cdot \sigma \cdot \epsilon_j \cdot T_j^4 \cdot S_j \tag{4}$$

i 面と j 面間の直接の放射熱授受を考えた場合、(3)式から(4)式を差し引いた値が i, j 面間の実質的な放射熱伝達量となる。しかし、ここで取り扱う閉鎖空間内の壁面間の放射熱授受は単純ではなく、上記の直接的な放射熱伝達のほかに他の壁面を経由する間接的な放射熱伝達も考慮しなければならない。このような閉鎖空間内の複雑な相互熱授受を計算するためには種々の方法が提案されているが、本研究ではGebhartの吸収係数法による計算法を採用した⁷⁾。室内の各固体壁(天井、壁、床)を適当な大きさの壁面要素に分割し、このときの全壁面要素数を N 個とする。そのうちの面要素 i 面が i 面以外の全面要素に放射する熱量 Q_{Ri} は、 i 面以外の各壁面要素が i 面から吸収する放射熱量 Q_{ij} の和であるから次式のように表せる。

$$Q_{Ri} = \sum_{j=1}^N Q_{ij} \tag{5}$$

ここで Q_{ij} の算出には i 面から各壁面に分配され、実質的に吸収される放射熱の割合を知る必要がある。この壁間放射熱分配の割合を示すものがGebhart吸収係数であり、各壁面要素間の平均形態係数 $\bar{\phi}_{ij}$ が容易に求まる室内形状が単純な場合の室内放射熱授受を算出するには大変有効となる。ただしGebhartの吸収係数は放射面が完全拡散面であることを前提としており、鏡面反射等は扱えない。Gebhartの吸収係数の導出過程を以下に記す。

i 面から放射された放射束が j 面で吸収される場合、直接 j 面に吸収される放射束と間接的に吸収される放射束の2種類が考えられる。まず i 面から出る放射束は次式で表せる。

表 2 境界条件

出口	$U_m = 1.3$ $k_m = 0.0085$ $\epsilon_m = C_m \cdot k_m^2 / \rho_m$ $\Theta_m = -7.5$
吸込	$U_{in} = 0.46$ k_e, θ 等のスカラー量はフリースリップ
壁面	<p>(速度) 一般化対数則を用いた。 (壁面) 壁面上のシアストレス(壁せん断応力τ_w)は③式で、壁面速度勾配は④式、k-方程式中の壁面第一セルのϵ($\bar{\epsilon}$)は⑤式、ϵ-方程式中の壁面第一セルのϵ(ϵ_1)は⑥式で計算する。</p> $\frac{(U)_w}{(-u_w)_w} = \frac{C_m^2 \cdot k_m}{\kappa} \frac{1}{\kappa} \left[\frac{E \cdot h \cdot (C_m^2 \cdot k_m)^{1/4}}{\nu} \right] \dots \textcircled{3}$ $\left\{ (u+\nu) \cdot \frac{\partial U}{\partial X} \right\}_{k,w} = (-u_w)_w \dots \textcircled{4}$ $\bar{\epsilon} = \frac{C_m^2 \cdot k_m}{\epsilon_1 \cdot h} \left[\frac{E \cdot h \cdot (C_m^2 \cdot k_m)^{1/4}}{\nu} \right] \dots \textcircled{5} \quad \epsilon_1 = \frac{C_m^2 \cdot k_m}{\kappa \cdot h} \dots \textcircled{6}$ <p>添え字 h は接線方向を、n は法線方向を示す。h は壁から第1セルのスカラー定義点までの距離。$\kappa = 0.4$、$C_m = 0.09$ $E = 9.0$、$\nu = 0.000015$</p> <p>(温度) 各壁面要素で次の熱平衡式を各時点で解く。 $q_{in} + q_m + q_n = 0$ (流入を正、流出を負、各項は単位面積あたりの値) $q_m = -\alpha_m (\Theta_m - \Theta_w)$ $q_n = -4 \cdot T_w^3 \cdot \sigma \cdot \epsilon_n \cdot \sum_{j=1}^N B_j (\Theta_m - \Theta_w)$ q_{in} は一定値を与える。 数値定数は実験条件に対応する滑面のもので一般的なものである。対流熱伝達率α_cは窓面及び外壁面ではCase Aで7.0、Case Bで6.0、他の壁面では4.0 (kcal/m²・h²・C)。 T_w は平均絶対温度 (300K) B_j は Gebhart の吸収係数、σ はステファンボルツマン定数、ϵ_i は i 面の放射係数 (全壁面で0.96)。便宜的に4つの壁面要素をまとめて B_0 を求めた。また計算の安定化のため q_m の項中の Θ_m は前時点の値を用いた。</p>

$$E_i = \sigma \cdot \epsilon_i \cdot T_i^4 \cdot S_i \quad (6)$$

このうち j 面が直接的に吸収する放射束は次式となる。

$$E_{ij} = \epsilon_j \cdot \bar{\phi}_{ij} \cdot \sigma \cdot \epsilon_i \cdot T_i^4 \cdot S_i \quad (7)$$

次に i 面から出て間接的に j 面に吸収される放射束を計算する。i 面から放射され k 面に入射し、吸収される放射束は次式で表せる。

$$\epsilon_k \cdot \bar{\phi}_{ik} \cdot \sigma \cdot \epsilon_i \cdot T_i^4 \cdot S_i \quad (8)$$

i 面から出た放射束のうち k 面に入射し、反射される放射束は次式のようになる。

$$(1 - \epsilon_k) \bar{\phi}_{ik} \cdot \sigma \cdot \epsilon_i \cdot T_i^4 \cdot S_i \quad (9)$$

Gebhartの吸収係数を用いて、k 面で反射した放射束のうち、実質的に j 面で吸収する放射束は次式で表せる。

$$B_{kij} (1 - \epsilon_k) \bar{\phi}_{ik} \cdot \sigma \cdot \epsilon_i \cdot T_i^4 \cdot S_i \quad (10)$$

ここで B_{kij} は k 面の j 面に対する Gebhart の吸収係数を示す。したがって i 面から出て、j 面に間接的に吸収される放射束は $k = 1 \sim N$ の総和であるため次式が成り立つ。

$$\sum_{k=1}^N B_{kij} (1 - \epsilon_k) \bar{\phi}_{ik} \cdot \sigma \cdot \epsilon_i \cdot T_i^4 \cdot S_i \quad (11)$$

(7) 式と (11) 式の和が i 面から出て、j 面で実質的に吸収される放射束に等しいので、この値は Gebhart の吸収係数を用いれば次式のように定式化される。

$$Q_{ij} = B_{ij} \cdot \epsilon_i \cdot \sigma \cdot T_i^4 \cdot S_i + \sum_{k=1}^N B_{kij} (1 - \epsilon_k) \bar{\phi}_{ik} \cdot \sigma \cdot \epsilon_i \cdot T_i^4 \cdot S_i \quad (12)$$

$$\sum_{k=1}^N B_{kij} (1 - \epsilon_k) \bar{\phi}_{ik} - B_{ij} = -\epsilon_j \cdot \bar{\phi}_{ij} \quad (13)$$

成分に書き下せば次式のようになる。

$$\begin{pmatrix} \bar{\phi}_{11}(1-\epsilon_1)-1 & \bar{\phi}_{12}(1-\epsilon_2) & \dots & \bar{\phi}_{1N}(1-\epsilon_N) \\ \bar{\phi}_{21}(1-\epsilon_1) & \bar{\phi}_{22}(1-\epsilon_2)-1 & & \\ \bar{\phi}_{31}(1-\epsilon_1) & \bar{\phi}_{32}(1-\epsilon_2) & \dots & \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \bar{\phi}_{N1}(1-\epsilon_1) & \bar{\phi}_{N2}(1-\epsilon_2) & \dots & \bar{\phi}_{NN}(1-\epsilon_N)-1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} B_{1j} \\ B_{2j} \\ \vdots \\ B_{Nj} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \epsilon_j \cdot \bar{\phi}_{1j} \\ \epsilon_j \cdot \bar{\phi}_{2j} \\ \vdots \\ \epsilon_j \cdot \bar{\phi}_{Nj} \end{pmatrix} \quad (14)$$

$\bar{\phi}_{11} = 0$ であるから (14) 式は次式のようになる。

$$\begin{pmatrix} -1 & \bar{\phi}_{12}(1-\epsilon_2) & \dots & \bar{\phi}_{1N}(1-\epsilon_N) \\ \bar{\phi}_{21}(1-\epsilon_1) & -1 & & \\ \bar{\phi}_{31}(1-\epsilon_1) & \bar{\phi}_{32}(1-\epsilon_2) & \dots & \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \bar{\phi}_{N1}(1-\epsilon_1) & \bar{\phi}_{N2}(1-\epsilon_2) & \dots & -1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} B_{1j} \\ B_{2j} \\ \vdots \\ B_{Nj} \end{pmatrix} = - \epsilon_j \begin{pmatrix} \bar{\phi}_{1j} \\ \bar{\phi}_{2j} \\ \vdots \\ \bar{\phi}_{Nj} \end{pmatrix} \quad (15)$$

これは B_{ij} を未知数とする N^2 元一次連立方程式であり、

各面要素の放射係数 ϵ_i と形態係数 $\bar{\phi}_{ij}$ がわかれば Gebhart の吸収係数が求まる。したがって (12) 式を用いれば、i 面から出て j 面で吸収される放射熱量の算出が可能となり、また出入の放射熱量を差し引きすれば i 面が実質的に他の面に放射する熱量 $q_{Ri} \cdot S_i$ が求まる。ただし、 q_{Ri} は放熱を負、受熱を正とする。

$$q_{Ri} \cdot S_i = \sum_{j=1}^N B_{ij} \sigma \cdot \epsilon_j \cdot T_j^4 \cdot S_j - \sigma \cdot \epsilon_i \cdot T_i^4 \cdot S_i \quad (16)$$

ここで Gebhart 吸収係数については、形態係数の相反則より導かれる次式の相反則が成立する²³⁾。

$$\epsilon_i \cdot B_{ij} \cdot S_i = \epsilon_j \cdot B_{ji} \cdot S_j$$

$$\text{また } \sum_{j=1}^N B_{ij} = 1$$

したがって (16) 式は次式で表せる。

$$q_{Ri} \cdot S_i = -\sigma \cdot \epsilon_i \cdot S_i \cdot \sum_{j=1}^N B_{ij} (T_i^4 - T_j^4) \quad (17)$$

式中の壁面温度の項は 4 乗となっており、数値計算上不便である。壁面温度分布が常温の域内であるなら次式のように線形化できる。

$$q_{Ri} = -4T_m^3 \cdot \sigma \cdot \epsilon_i \cdot \sum_{j=1}^N B_{ij} (\Theta_{wi} - \Theta_{wj}) \quad (18)$$

$$\text{ただし } T_m = \frac{\sum_{j=1}^N S_j \cdot T_j}{\sum_{j=1}^N S_j}, \quad \Theta_{wi} = T_i - T_m$$

2.4 壁面温度の算出方法

壁表面温度は表面上での熱伝導、放射熱伝達、対流熱伝達の熱平衡（熱量保存則）により定まる。これらを連成させて室内の総合的な熱輸送が解析される。各壁面要素では各点において次式が成立する。ただし、 q の符号は流入を正、流出を負としている。

$$q_{cdi} + q_{Ri} + q_{cvi} = 0 \quad (19)$$

前時点 (n 時点) の壁面温度、空気温度はすべて既知となる。n 時点の壁面温度、空気温度の値より次式を用いて n 時点の対流熱伝達量を算出する。

$$q_{cvi}^n = -\alpha_c (\Theta_{wi}^n - \Theta_{ai}^n) \quad (20)$$

この対流熱伝達量 q_{cvi} は温度輸送方程式において (n + 1) 時点の空気温度を求めるための境界条件となる。基礎式 (表 1 参照) にしたがって次時点である (n + 1) 時点の室内気流分布、空気温度分布を算出する。当然 (n + 1) 時点の壁面第一セル温度 Θ_{w1}^{n+1} も算出される。(n + 1) 時点の熱平衡式は次式で表せる。

$$-\alpha_c (\Theta_{w1}^{n+1} - \Theta_{a1}^{n+1}) - 4T_m^3 \cdot \sigma \cdot \epsilon_i \cdot \sum_{j=1}^N B_{ij} (\Theta_{w1}^{n+1} - \Theta_{wj}^{n+1}) + q_{cdi}^{n+1} = 0 \quad (21)$$

(21) 式が Θ_{w1}^{n+1} のみを未知数とする既知関数で表されていれば、これは (n + 1) 時点の各壁面温度 $\Theta_{w1}^{n+1} \sim \Theta_{wN}^{n+1}$ に関する N 元一次の連立方程式を形成しており、これら $\Theta_{w1}^{n+1} \sim \Theta_{wN}^{n+1}$ を求めることが可能である。本研究では q_{cd} は

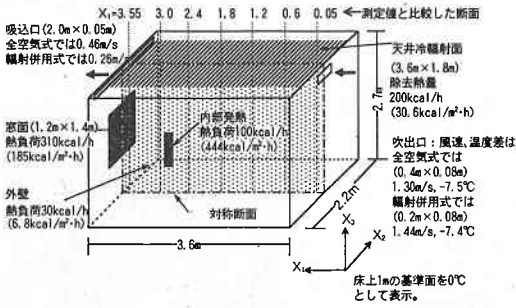


図 1 計算, および実験対象空間

表 3 計算ケース

	計算・実験 ケース CASE No.	冷房負荷 (kcal/h)	輻射パネル		吹出空気 (kcal/h)	
			負担熱量 (kcal/h)	吹出吸込 温度差 (°C)	風量 (m³/h)	負担熱量 (kcal/h)
全空気式冷房	Case A	440	0	10.0	150	440
輻射併用式冷房	Case B	440	200	10.0	83	240

一定の既知のものとしている。さらに、放射の項に関しては θ_{w_i} は数値計算の安定上の理由により(n)時点の値を用いて評価する。これにより以下のような壁表面温度 $\theta_{w_i}^{n+1}$ に関する陽な決定式が得られる。

$$\theta_{w_i}^{n+1} = -\frac{1}{\alpha_c} \{ 4T_m^3 \cdot \sigma \cdot \epsilon_1 \cdot \sum_{j=1}^N B_{ij} (\theta_{w_j}^n - \theta_{w_i}^n) - q_{cdi} \} + \theta_{w_i}^n \quad (22)$$

以上の過程により壁間熱放射と流れ場、温度場の計算が時間発展の形で連成される。

3. 輻射パネル冷房併用空調居室への適用⁹⁾

3.1 対象空間

計算ならびに実験の対象空間の概略を図1に示す。天井面に冷却パネルを設置した輻射パネル冷房併用空調時の居室であり、空間は幅2.2m、奥行3.6m、高さ2.7mの閉空間である。一壁面は外気に面しており冷房時室内側に貫流熱負荷がある。ほかの三壁面、および床面は断熱されている。天井部には室内発熱の相当量を除去する冷却パネルが設置されるが、断熱条件を課すことも可能とする。空調吹出口(冷風吹出)は発熱壁の対向壁上部に、吸込口は発熱壁上部に設置されている。

3.2 実験概要

上記室内モデルに関し実験用模型を実大で作成し、室内の気流、空気温度、ならびに壁表面温度を測定した。天井パネルの冷却は、天井チャンバー内に冷却空気を送風することにより行っている。外壁面および窓を想定した発熱面は電気ヒーターでシミュレートし発熱量を計測する。室内には内部発熱シミュレート用の電気ヒーターを設置した。居室モデル外側はすべて断熱されている。室内側はすべて黒色ペイントで仕上げた(放射係数

0.96)。測定に関しては、空気温度測定はT(C-C)型熱電対を使用した。また、壁表面温度の測定はT型熱電対、および赤外線放射温度計を使用した。風速測定は3次元超音波風速計(スパン5cm)を使用した。

3.3 気流シミュレーション条件

流れ場の解析に用いたメッシュ分割は $32(X_1) \times 16(X_2) \times 24(X_3) = 12,288$ とした。X₂方向については空間の対称性を利用して半分の領域のみを計算範囲とした。壁面に接するメッシュの中心位置の壁座標を $y^+ = \frac{v}{(C_{\mu}^2 \cdot k)^{1/2}} \cdot y$ で定義すれば $1 \sim 10^2$ のオーダーとなっている。k, ε, Tにおける移流項差分スキームに関してはQUICKスキームを用い、吹出・吸込口近傍で部分的に一次風上差分を使用している。計算において、諸量は実スケールで与えている。吹出、吸込、壁面の境界条件を表2に示す。なお、壁面の対流熱伝達に関しては、(20)式に示されるような対流熱伝達率 α_c に基づいた壁関数を用いるが、 α_c の値は既往の慣用値を参考にしながら実験結果とシミュレーション結果の対応が最適となるようチューニングした。詳細は文献4を参照。

3.4 検討ケース

輻射冷房を用いない全空気式冷房と天井輻射パネル併用式冷房との2ケースの結果を示す。以後、全空気式をCase A、輻射パネル併用式をCase Bと呼ぶ。各ケースの冷房負荷を表3に示す。

4. 解析結果

4.1 全空気式冷房 (Case A)

(1) 流れ場、温度場の概要 計算結果、実験結果を図2、3に示す。窓面から室内への熱流入により、窓近傍および窓上部(図中左上)は高温域となる(図2(a), 図3(b))。吹出気流(冷風)は高温域と負の浮力の影響で急速に下降する(図2(a), 図3(a))。室内には、窓部で生ずる上昇気流による循環流と吹出気流、およびこれに誘引される流れによる大きな循環流が生じている(図3(a))。吹出気流部分は、温度が低くなっている(図2(a), 図3(b))。また壁面温度に関しては、窓からの熱伝達によって窓面近傍の壁面温度は高くなっている(図2(b), 図3(c)~(f))。

(2) シミュレーションと実験の比較 気流分布に関しては、計算(図3(a))は実験(図2(a))とほぼ対応する。計算結果は窓近傍での熱上昇流の発生を示し、この影響で窓上部に高温の循環流が見られる。また、吹出噴流は、高温の循環流および浮力の影響で急速に下降する。ただし、実験結果の方が吹出噴流の下降の度合いが多少大きい。また、噴流風速の減衰は計算の方が小さい。空気温度分布に関しては、全体的に計算(図2(a), 図3(b))と実験(図2(a))の対応はおおむね良好である。しかし前述の吹出噴流の下降の度合いの差が、空

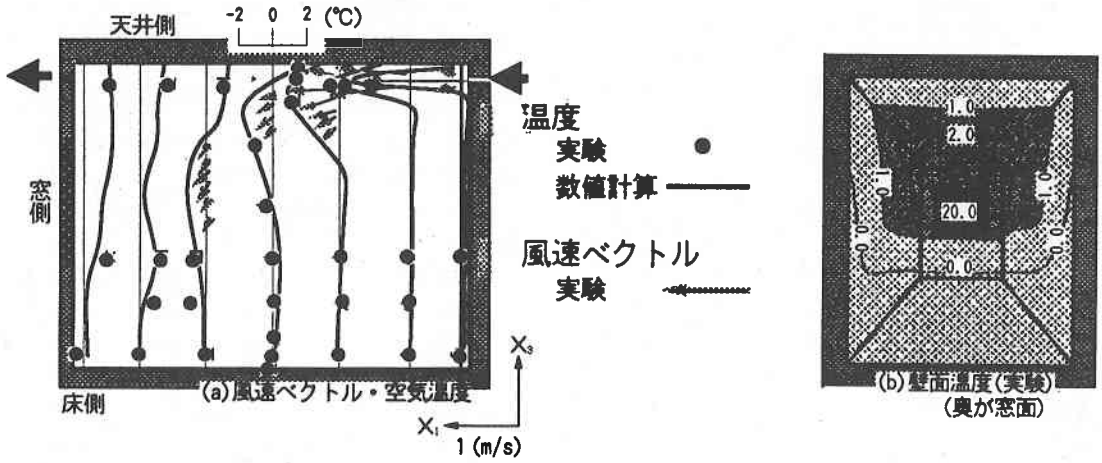


図2 Case A (全空気式冷房) の実験, 計算結果

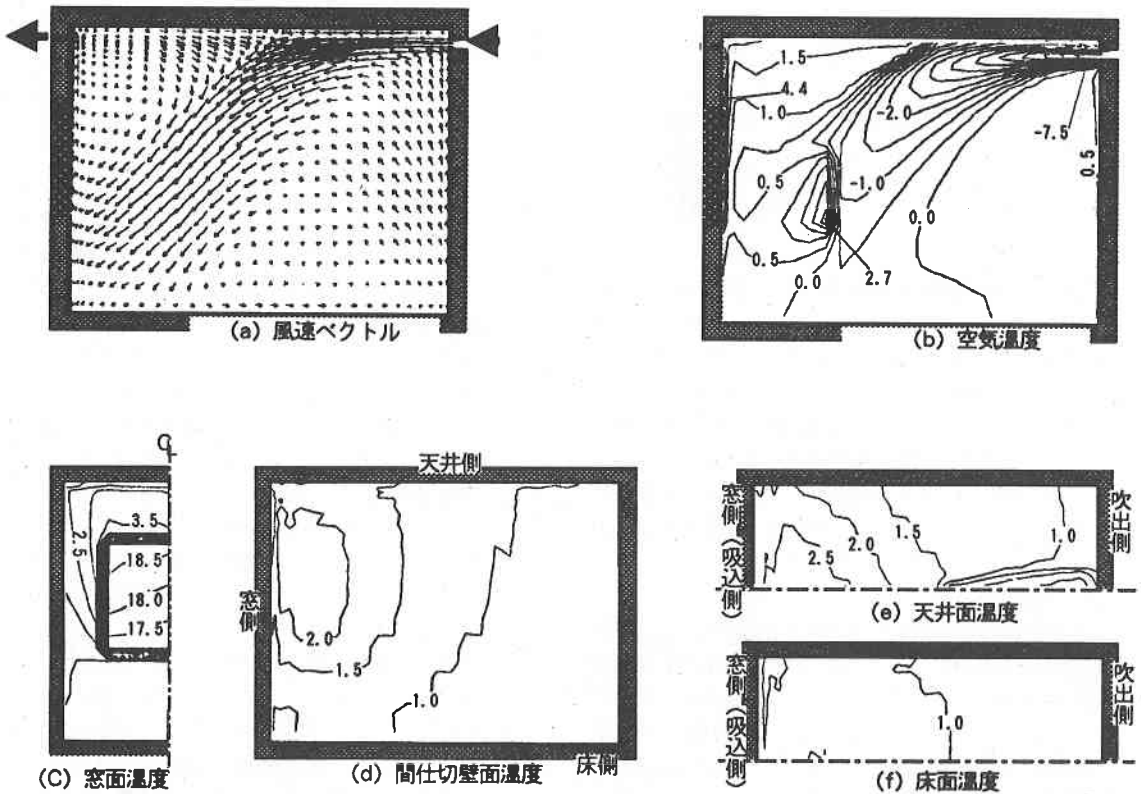


図3 Case A (全空気式冷房) の計算結果

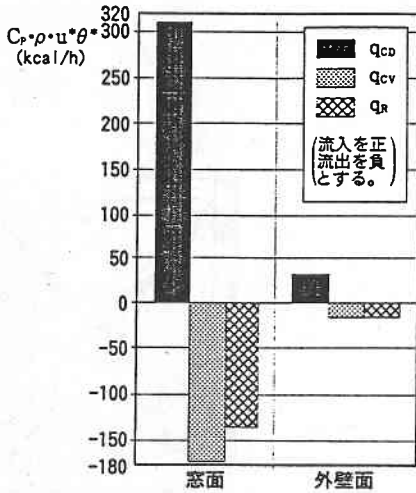


図 4 窓、外壁側表面での Q_{cd} , Q_{cv} , Q_r の収支 (Case A, 各壁面での総量, 流入を正, 流出を負として表示)

気温度分布の差として部分的に現れている。壁面温度に関しては全体的に計算結果 (図 3 (c)~(f)) は、実験結果 (図 2 (b)) とある程度対応している。しかし窓面温度計算結果の方が実験結果より多少低く、またほかの壁面では計算の方が多少高くなっている。これは、今回用いた α_c 型壁関数 (2 章, (1) 式) における α_c の設定値が窓面では多少大きく (窓面 $\alpha_c=7.0$), ほかの壁面では多少小さい (窓面以外の壁面 $\alpha_c=4.0$) ためであると考えられる。

(3) 発熱面における対流と放射の熱伝達の収支 窓面から空気への対流熱伝達により窓面に隣接する空気温度は上昇する。窓面近傍の空気に伝達された熱は気流により室内に輸送される。窓からの流入熱は一定値が与えられているので、流入熱量から対流熱伝達量を差し引いた熱量が放射熱伝達により窓表面から室内の各壁面に伝熱される。窓面から各壁面要素に放射熱伝達された熱は、その壁面要素から再び放射熱伝達と対流熱伝達成分に分配され、後者はそこで室内空気に伝達される。ただし、窓面、外壁面を含め、外側はすべて断熱されているので、窓面からの放射熱は壁からの熱伝導で外部へ逃げることなく、受熱面で再び放射熱伝達成分と対流熱伝達成分に分配され、最終的に室内に伝達されることになる。この空気に伝達された熱が吹出・吸込口間の空気温度差となる。これらのプロセスが本シミュレーションで解析されている。

今回のシミュレーションにおける壁面放射伝熱量および対流熱伝達量のシミュレーション結果を図 4 に示す。窓面、外壁面で与えられた伝導による流入熱 Q_{cd} は対流熱流束成分 q_{cv} と放射熱流束成分 q_r に分離して室内に流入

する。対流熱流束成分 q_{cv} は放射熱流束成分 q_r に比べ多少大きい程度である。すなわち窓面からの取得熱の内ほぼ半分がその面で空気に熱伝達され、残りの半分は放射熱伝達により室内の各壁面に熱輸送されて各壁面温を上昇させ、そこより最終的に空気に熱伝達されている。

この壁面における対流熱伝達量の大小の影響は以下のとおりである。窓面からの対流熱伝達量が多い場合、放射熱伝達量は相対的に小さくなる。窓面から窓近傍空気への熱伝達量が多いため窓面表面温度は相対的に低下し、窓近傍空気の温度は上昇する。そのため窓近傍での熱上昇流は大きくなる。これは吹出空気の下降の度合い等にも影響を与え、また、室内全域の気流性状にも影響する。この場合、放射熱伝達量は小さくなるので、窓以外の天井等の壁表面温の上昇は小さい。ただし、対流熱伝達量は壁面温と空気温の差に比例するので、窓表面温度が低くなり壁面近傍の室内空気温度が上昇すれば温度差が小さくなるため対流熱伝達量は小さくなる。これが負のフィードバックとして作用し、室内空気温度が際限なく上昇するのを抑制する。

4.2 輻射パネル併用式冷房 (Case B)

(1) 流れ場, 温度場の概要 計算結果, 実験結果を図 5, 6 に示す。輻射パネル併用冷房では冷房負荷の半分を天井輻射パネルが負担しているため、吹出気流 (冷風) の影響が小さく、室内空気温度分布は全空気式冷房に比べ均一である (図 5 (a), 図 6 (b))。また天井冷輻射パネルの影響で各壁面温度は全空気式冷房に比べ全体的に低くなっている (図 5 (b), 図 6 (c)~(f))。窓面からの熱伝達により窓近傍の壁面温度は高くなっているものの、全空気式冷房に比べると冷輻射パネル面の影響でその程度は小さい。(図 5 (b), 図 6 (c)~(f))。

(2) シミュレーションと実験の比較 輻射パネル併用式冷房では吹出噴流の負担する熱量が全空気式冷房に比べて小さく、室内の内部発熱近傍の温度上昇を十分に抑制できない。したがって、これに伴う熱上昇流が計算で認められる (図 6 (a))。また、計算では内部発熱の扱いが実験と異なり発熱密度が大きいため^{*)}、この温度上昇および熱上昇流が実験より大きく評価され、この高温気塊により吹出噴流の伸びが阻まれる。その結果、全空気式冷房とは逆に計算 (図 6 (a)) の方が実験 (図 5 (a)) より吹出噴流の下降の度合いが大きくなっている。空気温度に関しては、計算 (図 5 (a), 図 6 (b)) は全体的に実験 (図 5 (a)) とある程度対応しているが、前述の吹出噴流の下降の度合いの差が、空気温度分布の差として部分的に現れている。壁面温度に関しては、計算 (図 6 (c)~(f)) と実験 (図 5 (b)) はある程度対応している。特に窓表面温に関しては、実験と計算はよく一致しており、ここで用いた窓部分の $\alpha_c=6.0$ は本解析に使用された窓形状、室形状の場合、最適値と言える。ただ

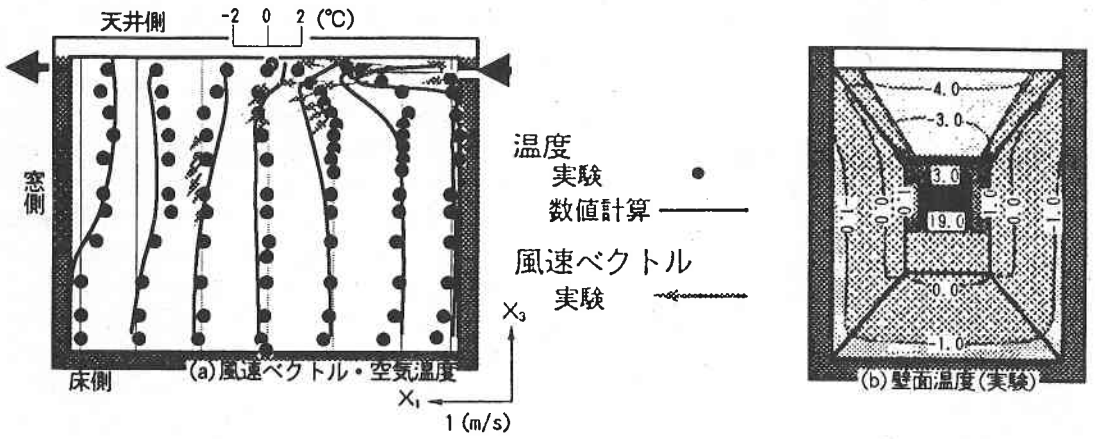


図5 Case B (輻射併用式冷房) の実験, 計算結果

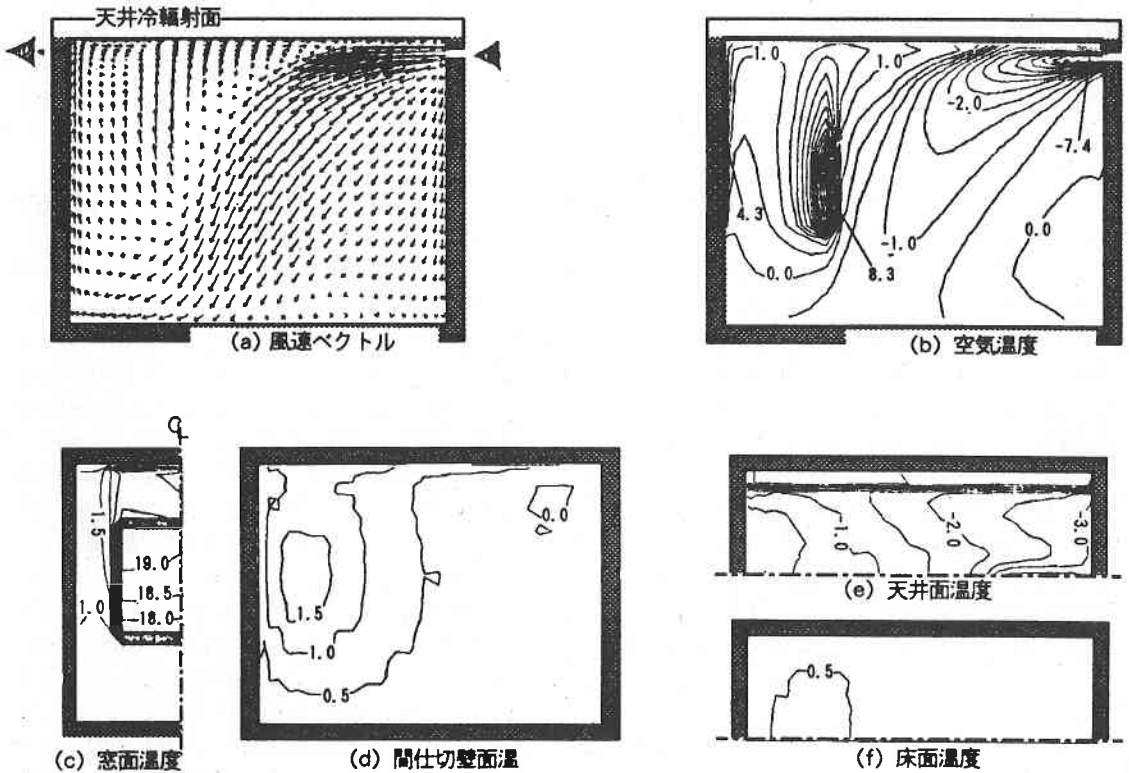


図6 Case b (輻射併用式冷房) 計算結果

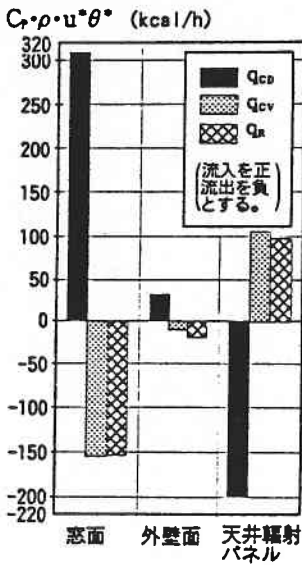


図 7 壁表面での q_{cd} , q_{cv} , q_r の収支 (Case B, 各壁面での総量)

し、窓、外壁部を除く各壁面は全体的に実験よりも多少温度が高い。これは前述のとおり、窓、外壁部以外の α_c の設定値が多少小さいためである。天井冷却パネル面温度に関しては、全体的に多少温度が高くなっているが、おおむね計算結果は実験結果に対応している。なお、この Case B の計算に関しては、天井冷却パネルより除去させる q_{cd} の値は面内で一様としている。

(3) 発熱面からの熱伝達 天井放射冷却時の天井放射面を含む各壁面での熱流の収支を図 7 に示す。天井パネル負担熱量の約半分は空気からの対流熱伝達であり、残りは各壁面からの放射熱伝達による。すなわち、窓、外壁面からの全流入熱のうち約 1/3 は放射熱として天井面に入射、吸収されて排熱され、また約 1/3 が対流熱として天井面で熱伝達され排熱される。残り約 1/3 はすべて直接または放射経路で室内空気に熱伝達され、内部発熱体より直接空気に伝達された熱量とともに吹出・吸込口の空気温度差の形で換気により排熱される。

5. ま と め

- ① 室内温熱環境場を対象に壁面での対流熱輸送、放射熱輸送、気流解析を連成させて 3 次元乱流数値シミュレーションを行った。
- ② シミュレーションでは、壁面对流熱伝達の境界条件

として慣用的な対流熱伝達率 α_c に基づく壁関数を使用して計算を行った。

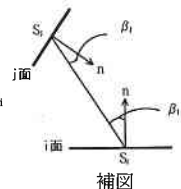
- ③ 対流熱伝達率 α_c の最適化の結果、多少の差異を除き、計算結果は気流分布、空気温度、壁面温度ともに十分な精度で実験と対応した。
- ④ 対流熱輸送評価が放射場、温度場、流れ場へ与える影響を構造的に解析、検討することができた。

(1990年11月6日受理)

参 考 文 献

- 1) 坂本, 松尾, 野村, 鎌田: 2 方程式モデルによる 3 次元熱対流の数値解析, 日本建築学会大会梗概集 昭和53年
- 2) 貝塚, 岩本: 共役勾配法を用いた定常解法による床暖房室内の空気分布の数値予測, 日本建築学会大会梗概集 昭和62年
- 3) 中川, 村上, 加藤: 非等温室内気流の数値解析に関する研究 (その 1), 日本建築学会大会梗概集 昭和63年
- 4) 村上, 加藤, 近藤, 近本: 乱流数値解析による室内対流熱伝達に関する研究 (その 1), 日本建築学会大会梗概集 平成 2 年
- 5) 近藤, 村上, 加藤, 近本: 乱流数値解析による室内対流熱伝達に関する研究 (その 2), 日本建築学会大会梗概集 平成 2 年
- 6) 田中, 村上, 加藤, 近藤: 乱流数値解析による室内対流熱伝達に関する研究 (その 3), 日本建築学会大会梗概集 平成 2 年
- 7) B. Gebhart: A New Method for Calculating Radiant Exchanges, ASHRAE Transactions, Vol. 65 (1959)
- 8) 高橋, 村上, 加藤, 近藤, 近本: 放射パネル併用冷房の室内環境に関する研究 (その 6), 日本建築学会大会梗概集 平成 2 年

- 注1) 今回示した対流熱伝達率型壁関数は差分間隔依存性があり、その適用には注意が必要となる。対流熱伝達量が変化した場合に壁面温、放射場、流れ場に与える影響に関して文献 4, 5 で詳細に論じているので参照されたい。
- 注2) 面間平均形態係数 $\bar{\phi}_{ij}$ とは補図に示すように i 面 (面積 S_i m²) から出る放射熱のうち j 面 (面積 S_j m²) に入射する放射熱の割合を示し、i 面に対する j 面の平均形態係数という。



$$\bar{\phi}_{ij} = \frac{1}{S_i} \int_{S_i} \int_{S_j} \frac{\cos \beta_i \cdot \cos \beta_j}{\pi r^2} dS_j \cdot dS_i$$

- 注3) (15) 式において $S_i \cdot \bar{\phi}_{ij} = S_j \cdot \bar{\phi}_{ji}$ を考慮すると吸収係数に関する相反則が求まる。
- 注4) 実験では内部発熱体に円筒形の模型を使用しているが、計算では団体を設定せず、セルの界面に熱流のみ与えているため発熱密度が計算のほうが大きい。