

壁内中空層の自然換気による日射熱排除効果

第2報——中空層内に生ずる気流および熱流の計算法

本	間	宏 ^{*1}
溝	口	久 ^{*2}

実際の気候下における中空層の自然換気による日射熱の遮へい効果を検討するために、中空層内に生ずる気流とその熱輸送効果を、差分法を用いて計算する方法の検討を行った。気流に関しては、空気の熱吸収によって生ずる浮力、隣接する両側の層から受ける摩擦力、中空層上下の開口部における損失を考慮し、熱流に関しては空気中の伝導による熱流および気流による熱輸送を考慮した。気流および熱流の同時の平衡状態を求めるために、弛緩法による繰返し計算法を用いた。摩擦力には渦粘性係数を、熱伝導には渦熱伝導率を適用することによって、この計算法による計算結果を同じ条件による実験結果とほぼ一致させ得ることがわかった。

まえがき

中空層の自然換気による日射熱の外部への放散に関しては、中空層の寸法や空気の流路の形状を適切に設計することによって、十分な流速が得られることが前報の模型実験で明らかになった。中空層の換気による日射遮へいを実際の建物に実施する場合の効果を検討するためには、中空層中の空気および熱の移動を考慮することに加えて、壁全体の複合的な伝熱特性を把握しなければならない。変動する気象下で熱容量の大きな壁内の熱の移動と、中空層中の空気および熱の移動を同時に取り扱う必要がある。このための準備として、前報の模型実験で得られた熱流および気流を計算によって近似する方法を導き、この計算法による結果と実験結果との比較を行った。

中空層内部の空気は、壁の外表面へ入射する日射を吸収することによって、浮力を得て、上向きの気流を生ずる。このため中空層下部の開口から外気が流入し、側面から熱を吸収して温まりながら上昇し、上部開口から流出する。このため壁を通過する熱量は上部と下部で異なり、壁中心線に添った水平方向の長さが十分ある場合にも二次元熱流を考慮する必要がある。

壁体を通じて建築空間へ流入する熱量は、24時間周期の日射入射量・外気温変動に対して大きな熱容量を考慮した非定常計算を行う必要がある。この計算へ中空層内部の伝熱状態を組み込むためには、時間的にも空間的にも差分法を応用することが適切と思われる。これによって伝熱上の境界条件の設定が容易になること、中空層中に生ずる気流計算とそれによる熱輸送を伝熱計算と整合させやすくなることが挙げられる。壁の固体部分の非定常熱伝導計算に直交格子による二次元差分法を応用することは、プログラミングが容易であり、計算も安定して進行し、適切な方法と考えられる。しかし、非定常計算に時間差による差分を応用する場合、時間差として数分間より長くすることはできず、繰返し回数が増える。中空層中の気流計算にも空間分割に直交格子を応用することは適切と思われるが、気流の非定常状態の計算は、空気の密度の小ささから、時間間隔を固体部分の非定常計算の時間間隔の数千分の1以下とする必要があると思われる。このため非定常計算の繰返し回数が増え、壁全体の24時間周期の熱流の変動を計算することは計算時間が非常に長くなる。このため本研究では、固体部分の非定常計算の各回ごとに気流は定常状態にあり、平衡していると仮定する計算法を採用した。

中空層の気流特性および伝熱特性を検討するためには、中空層内の気流分布および温度分布を知る必要があ

*1 豊橋技術科学大学建設工学系 正会員

*2 静岡県庁都市住宅部

る。中空層の形状は、その厚さに比べて高さが30倍以上である。このため、中空層中の気流分布は流入口および流出口近傍を除いた大部分でほとんど同一の側壁に平行な流れになっているものと思われる。一方、温度分布は両側面との水平方向の熱交換と気流による鉛直方向の熱輸送とが主な要素となる。このような条件から、気流および熱流の差分計算のための空間分割には異なったものをを用いた。気流の計算には両側面に平行な層に分割するが、鉛直方向では分割せず一体として、各層ごとに鉛直方向の力の平衡のみを考慮して、計算の安定度を強めた。温度分布計算には中空層内を鉛直および水平方向に分割する直交格子とした。

本研究第1報の実験で、中空層中気流は平均流速から判断すれば、側面の発熱量の大小によって層流域と乱流域の両方に関連すると思われた¹⁾。しかし、中空層への流入口が鋭角であったり、スリットが設けられたりし、また流入気流が外部の乱れをそのまま中空層内へ持ち込むため、以下では流れを乱流として取り扱い、検討を加えることとした。

1. 気流および熱流の近似計算法

種々の寸法・形状の中空層中に生ずる気流および熱流を計算によって求めるため、次のような近似計算法を試みた。中空層の自然換気性状として解かなければならない必要事項は、中空層内部の空気と両側面との熱授受、空気の熱吸収によって生ずる自然換気、およびこの気流に伴って生ずる熱輸送であり、これらは相互に影響し合っているので、同時にこれらすべてを満足する状態を求めなければならない。中空層中での熱流は、側壁表面と空気中での水平方向の流れに加え、鉛直方向の気流による熱輸送が大きな役割を果たす。このため空気温は上下で大きな差を生じ、結果的に壁を通過する熱量も高さによって差が生ずる。このため熱流は二次元流れとして取り扱わなければならない。一方、中空層内部の気流は中空層の水平方向の長さが十分長いとすれば、厚さに比べて高さが十分高いため、空気の流入および流出口を除いた、高さ方向の大部分を2枚の平行平板間の流れとして一次元流れとして取り扱っても、実用上あまり誤差を生じないと思われる。

閉空間または開空間であっても開口部の境界条件が明確な場合には、数値計算で二次元または三次元の自然対流を取り扱うことは可能である。しかし、この方法を本研究で対象としているような中空層中の自然換気計算に応用するためには、中空層上下の開口部における境界条件が不確定であるから、中空層と上下開口を通じてつながったかなり広い外部空間とを一体として扱う必要があ

る。この方法によれば、上下開口における動圧損失や縮流・拡大流の効果は自然に計算中に含まれるが、この部分を詳細に計算で近似しようとする場合には、空間の差分分割間隔を細かくしなければならず、時間的に変動する現象を長時間・多数回の繰返し計算によって追跡しようとする場合には不適當と思われる。

このような条件を満たす計算方法として、中空層中の空間を熱流計算用と気流計算用とに二つの別々の方法で分割した差分計算法を試みた²⁾。熱流計算に対しては中空層内を直交格子によって分割し、二次元流れとして取り扱った。格子で区切られた1区間は隣接する四方の区間との間で伝導による熱交換を行うことに加え、後述するように気流は鉛直方向の流れのみと仮定し、気流による熱輸送がこの空間の熱平衡に作用することを考慮した方程式を立てた。気流は両側面に平行な鉛直方向の流れしか考慮しないが、流れの乱流成分による水平方向の熱輸送の効果に関しては、空気の真の熱伝導率の代わりに渦熱伝導率を用いることによって、この効果を計算中に含めることとした。

気流計算のための力の平衡については、次のような方法を採用した。気流を生じさせる要因としては、中空層内の空気温度と外部の空気温度との差による浮力がある。これに対し、抵抗力として、空気の流出入口部分における形状損失と、中空層内部で両側面から受ける摩擦損失がある。空気の流速は浮力とこれら二つの損失が釣り合う点で決定される。本研究ではさらに条件を単純化し、**図-1**に示すように損失が生ずる部分は三つの独立した部分に分かれ、流入口および流出口で生ずる形状損失は中空層内部の気流に均等に分配されると仮定した。

円管の場合、速度一様で流入した乱流の速度助走区間は直径の数十倍とされる³⁾。しかし管入口から完全な乱流が存在する場合は、直径の10倍以下であろうと言われる⁴⁾。本研究第1報で行った流速測定において、下部の流入口から250mmの測定位置では流速分布に流入時の慣性の影響が現れていたが、550mmではこれが消滅し、鉛直加熱平板に添った自然対流の速度境界層のような流速分布となっていた⁵⁾。これらのことから、流出入口における損失は流れの方向に、中空層高さに比較して短い距離で中空層幅全体に拡散するものと考え、上記のような仮定を行った。

この結果、中空層中で差分計算のために分割された各層で、この温度から生ずる浮力から、流出入口における形状損失にその層の底面積を乗じた値を差し引いた残りが各層の側面の摩擦損失に消費されると仮定した。平板間の気流の水平方向の成分を計算に含める代わりに、各層間の摩擦力に渦粘性係数を適用することによって、こ

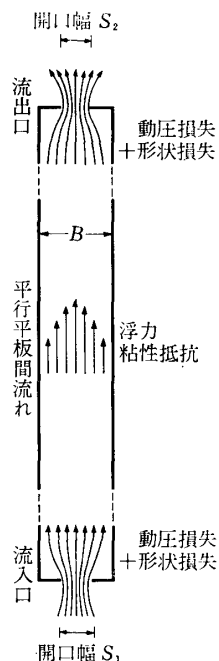


図-1 中空層内に生ずる力の分配

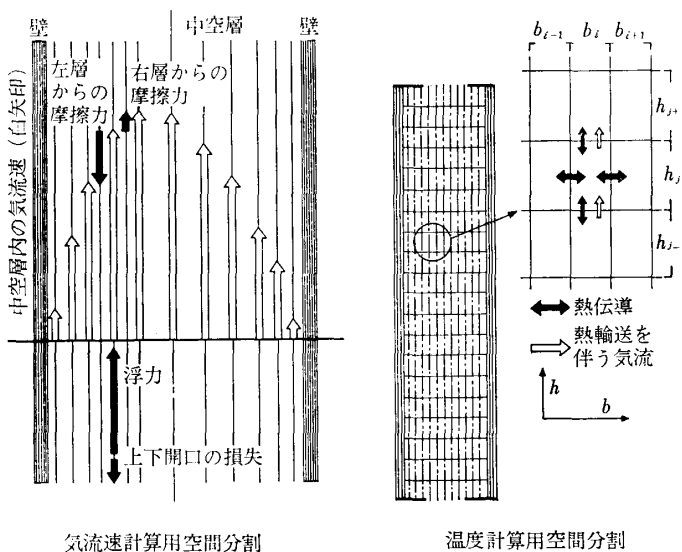


図-2 差分計算用空間分割

の項を考慮することとした。

1.1 流速分布の計算

全体の高さ H , 幅 B , 下部スリット幅 S_1 , 上部スリット幅 S_2 の鉛直に立っている奥行きが単位長さの中空層を仮定する。この中空層内に 図-2 に示すように水平方向に I 区間、鉛直方向に J 区間の分割を仮想する。このとき、鉛直方向の各層では流速は高さによって変化しないものとし、 i 番目の層の流速を v_i で表す。一方、空気温度はこの層内で高さ方向に j 番目、水平方向に i 番目の区間内では θ_{ij} であるとする。中空層外部の空気温度を θ_0 とすれば、 i 番目の層に働く浮力 F_{bi} (単位は壁の水平方向長さ 1 m あたり $[\text{N}]$, 以下 $[\text{N/m}]$ と表示) は上向きを正として次式で表される。

$$F_{bi} = g \left(\sum_{j=1}^J h_j \rho_0 \frac{273}{273 + \theta_{ij}} - H \rho_0 \frac{273}{273 + \theta_0} \right) b_i \dots\dots (1)$$

ここに、

- g : 重力加速度 $[\text{m/s}^2]$
- ρ_0 : 0°C における密度 $[\text{kg/m}^3]$
- b_i : i 番目の層の厚さ $[\text{m}]$
- h_j : j 番目の区間の高さ $[\text{m}]$

$i-1$ 番目の層と i 番目の層の流速がそれぞれ $v_{i-1} [\text{m/s}]$ および $v_i [\text{m/s}]$ であるならば、 $i-1$ 番目の層 (厚さ b_{i-1}) によって i 番目の層 (厚さ b_i) に作用する摩擦力 $F_{f,i-1} [\text{N/m}]$ は、せん断応力⁹⁾の速度こう配の項を上 の値を用いて差分表示し、これにせん断面の面積 (高さ H で、壁の水平方向の長さ 1 m あたりとして) を乗じることによって次式で表される。

$$F_{f,i-1} = -\rho_i (\nu + \epsilon) \frac{v_{i-1} - v_i}{(1/2)(b_i + b_{i-1})} H \dots\dots (2)$$

ここに、負号は上向きの力を正としたためである。

- ν : 動粘性係数 $[\text{m}^2/\text{s}]$
- ρ_i : i 層中の空気の平均温度における密度 $[\text{kg/m}^3]$
- ϵ : 渦動粘性係数 $[\text{m}^2/\text{s}]$

上式右辺第2項の渦動粘性係数による摩擦力は、プラントルの混合距離理論およびこれに関して滑らかな管内における流れについて実験によって定められた定数を用いて、次のように表される⁷⁾。

$$\begin{aligned} \rho_i \epsilon \frac{v_{i-1} - v_i}{(1/2)(b_i + b_{i-1})} H \\ = \rho_i (0.4\chi)^2 |v_{i-1} - v_i| \frac{v_{i-1} - v_i}{\{(1/2)(b_i + b_{i-1})\}^2} H \end{aligned} \dots\dots (3)$$

ここで、 χ は $i-1$ および i 番目の層の境界面から、中空層の両側面のうち近いほうの面への距離を用いる。

中空層内の気流の平均流速 \bar{v} は、各層の流速をその層の厚さで重み付けした平均値として求められ、この値からスリット部における平均流速 v_s は次式で表される。

$$v_s = \frac{\sum_{i=1}^I (v_i b_i)}{S} \dots\dots (4)$$

スリット部における損失としては、本実験のように薄い板を用いている場合、形状損失として使用し得る適当な資料がないため、代わりに鋭い角を持ったオリフィス付近の流れの資料から縮流係数を 0.63 として動圧損失

P_d [N/m²] を流入口および流出口における損失の和として、次式のように表すこととした。

$$P_d = \frac{\rho_i}{2} \left(\frac{\sum_{i=1}^I v_i b_i}{0.63S_1} \right)^2 + \frac{\rho_e}{2} \left(\frac{\sum_{i=1}^I v_i b_i}{0.63S_2} \right)^2 \quad \dots\dots(5)$$

ここに

ρ_i : 中空層への流入空気密度

ρ_e : 中空層から流出する空気平均温度から決定される密度

特殊な場合として、中空層が平行な2平板のみから形成され、流出入口にスリットのような障害のない場合には、これらの部分の損失として、直角な角を持った管路入口における損失係数 λ_1 、助走区間の損失係数 λ_2 および出口の損失係数 λ_3 を用いれば、形状損失 P_d [N/m²] は次式で表される。

$$P_d = (\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3) \frac{\rho_i}{2} \left(\frac{\sum_{i=1}^I v_i b_i}{B} \right)^2 \quad \dots\dots(5')$$

本研究の中空層を長方形管路と考えれば、この等価直径から上記各損失係数は機械工学便覧*によって次のような値が与えられている。

$$\lambda_1 = 0.5$$

$$\lambda_2 = 2.16(\text{層流}) \sim 1.4(\text{乱流})$$

$$\lambda_3 = 1.0$$

このうち助走区間の損失係数 λ_2 に関しては、層流から乱流への遷移域を $Re = 1270 \sim 2500$ の範囲と考え、この間を

$$\lambda_2 = 10.1797 - 2.5838 \log Re$$

で補間して用いた。

流出入口に生ずる動圧損失または形状損失 P_d に i 番目の層の底面積を乗ずることによって力の単位となるが、ここでは壁の水平方向の長さ1mあたりの力として層の厚さ b_i のみを乗じて浮力および摩擦力の単位と整合させることにより、 i 番目の層に働く力の平衡式は次式のようになる。

$$F_{bi} = F_{f,i-1} + F_{f,i+1} + P_d b_i \quad \dots\dots(6)$$

ここで、 $F_{f,i-1}$ は i 番目の層に対して $i-1$ 番目の層から生ずる摩擦力であり、 $F_{f,i+1}$ は同じく $i+1$ 番目の層から生ずる摩擦力である。

1.2 温度分布の計算

水平方向へ i 番目、鉛直方向へ j 番目の区間に対し、隣接する上下左右四つの区間からの伝導による単位時間あたり流入熱量 q_c (単位は壁水平方向長さ1mあたり [W]、以下 [W/m] と表示) は、次式で表される。

$$q_c = \lambda' h_j \frac{\theta_{i-1,j} - \theta_{i,j}}{(1/2)(b_{i-1} + b_i)} + \lambda' h_j \frac{\theta_{i+1,j} - \theta_{i,j}}{(1/2)(b_i + b_{i+1})} \\ + \lambda' b_i \frac{\theta_{i,j-1} - \theta_{i,j}}{(1/2)(h_{j-1} + h_j)} + \lambda' b_i \frac{\theta_{i,j+1} - \theta_{i,j}}{(1/2)(h_j + h_{j+1})} \quad \dots\dots(7)$$

ここに、 λ' は気流の乱流成分による熱輸送を含めた渦熱伝導率 [W/(m·K)] である。渦熱伝導率は、渦粘性係数と同じ混合距離理論に基づいて次のように定義される⁹⁾。

$$\lambda' = c_p \rho_{i,j} l^2 \left| \frac{dv}{db} \right| \quad \dots\dots(8)$$

ここで、 c_p は空気の比熱である。混合距離 l は温度差があまり大きくない場合、渦粘性係数の場合と同じ式を採用できる⁹⁾。 $\rho_{i,j}$ は i, j 区間の空気の密度である。

上記 i, j 区間の鉛直方向の気流の平均流速成分による熱輸送量 q_i [W/m] は、この区間に対して上流となる区間の番号が i, jj であるとすれば、次式のようになる。

$$q_i = c_p \rho_{i,jj} |v_i| (\theta_{i,jj} - \theta_{i,j}) b_i \quad \dots\dots(9)$$

ここに、

$\rho_{i,jj}$: 上流区間の空気温度から決定される密度

定常状態を考慮するならば、各区間で熱の流出入量は平衡していなければならないので、次式が成立する。

$$q_c + q_i = 0 \quad \dots\dots(10)$$

以上のように、中空層内で鉛直に分割された各層の力の平衡式が導かれ、また鉛直および水平に分割された各区間の熱平衡式が導かれた。

1.3 中空層中の気流および熱流の平衡状態

このようにして、各層における力の平衡状態および各区間における熱の平衡状態を求める式が導かれた。中空層全体としての力の平衡状態および熱の平衡状態を求めることによって、中空層内の流速分布および温度分布を求めるために次のような過程を採った。熱平衡式中には空気の流速が含まれ、また力の平衡式中には空気の温度が含まれるため、両者を同時に平衡状態とする方法が必要であり、さらに力の平衡式は隣接する各層間の流速の差の絶対値を含めた流速の二次方程式である。本研究ではこれらの方程式の解を求めるために、流速分布および温度分布を修正しながら平衡状態へ近付ける弛緩法を用いた。計算の流れを図-3に示す。

力の平衡式のうち、渦摩擦損失の項には隣接する各層間の流速の差の絶対値が含まれ、計算条件が複雑である。このため弛緩法による流速計算では、まず各層に生ずる浮力および流出入口における損失を前回の温度分布および流速分布を用いて計算し、各層の浮力から流出入口における損失を均一に減じた値を各層の摩擦損失に等しくなるように各層の流速を計算する方法を採った。さ

* 日本機械学会：機械工学便覧(改訂第6版)(8)水力学および流体力学、(昭51)、p.8-14

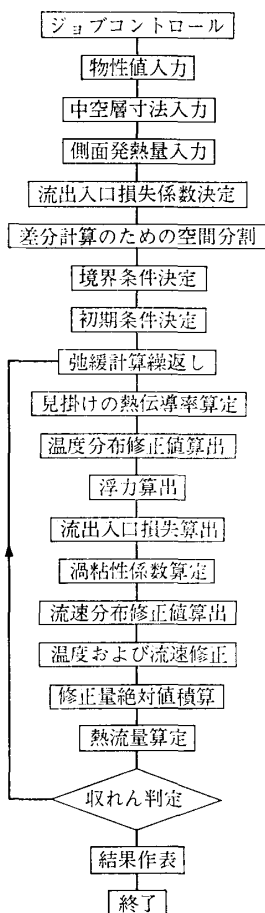


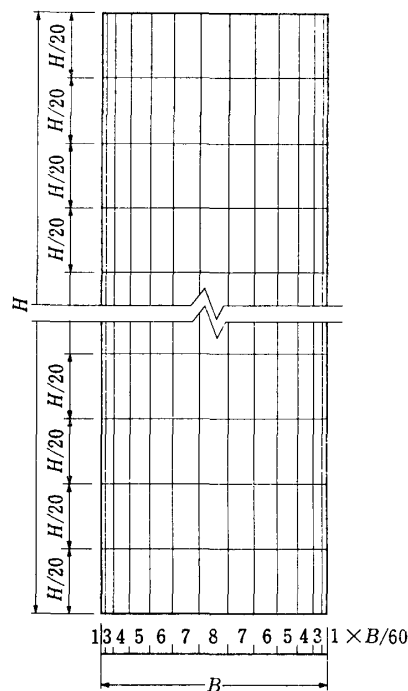
図-3 中空層内気流および熱流計算のフローチャート

らに、渦摩擦損失を表す項のうち、隣接層間の流速の差の絶対値の項は前回の計算結果の流速を用いて前もって計算し、定数化しておくことによって、各層の流速を表す式を線形化し、中空層内各層の流速の平衡状態を求めた。

流速計算における境界条件のうち、中空層上下端は前述のように流出入口における損失として扱い、左右両側面については左端の層の左側面および右端の層の右側面がそれぞれ固定壁に接しているとして境界を定めた。

温度分布の計算では、流速に前回の計算結果を用いることによって熱平衡式は温度のみの線形方程式となる。さらに各区間ごとに四周の区間の温度に前回の計算結果を代入して弛緩計算の修正値を求めた。熱平衡に関する境界条件としては、両側壁を断熱として温度を与える場合と、両側壁の発熱量または吸熱量を与える場合のどちらかを選択できるプログラムとした。上下端の開口部以外の部分は断熱の条件とした。

弛緩計算の繰返しにおいては、流速分布・温度分布ともまず前回の計算結果を用いて流速および温度の修正値を算出しておき、その後、流速と温度をともに修正する方法を採った。弛緩計算の収れんの判定は、流速の修正



注 左右両側面に接する層(厚さ $(1/60)B$)は流速0と仮定。

図-4 中空層内気流・熱流計算のための空間分割

値(単位[m/s])および温度の修正値(単位[$^{\circ}\text{C}$])の絶対値の合計が 10^{-8} 以下となった場合に計算を打ち切る方法とした。さらに温度分布計算の境界条件が側壁の吸放熱の場合、吸発熱量の合計と、上下開口を通過する気流による熱輸送量の増分との差が 10^{-1}W となる条件を加えて確認を行った。中空層の分割を水平方向は不均等に11層、鉛直方向は均等に20分割として、両側面の発熱量を $100\text{W}/\text{m}^2$ とした場合、上記の収れん条件に達するまでに必要な繰返し回数は約400回であった。

2. 粘性係数と熱伝導率の補正

上記の方法に従って作成した計算プログラムを用いて中空層内の気流および熱流を計算する場合、その結果を同じ条件における実験結果に近似させるための粘性係数および熱伝導率の取扱いについて、検討を行った。

まず検討の対象として、本研究第1報で用いた実験模型と同じ寸法の中空層を考え、差分計算のための分割を図-4に示すように行った。水平方向の分割は速度および温度こう配が急になる側壁近傍で細かく、中央部で粗くし、11層に分割した。鉛直方向の分割は均等間隔で20分割とした。熱平衡計算のための区間は中央部で水平方向9.3mm、鉛直方向で120mmで縦横比は約13:1である。この区間の隣接4区間からの熱の移動は、水平方向には空気中の伝導のみが考慮され、鉛直方向へは伝導と気流による熱輸送が考慮されるが、後者の

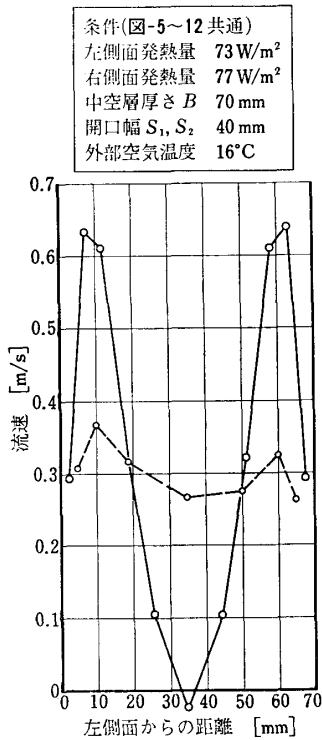


図-5 流速分布の計算結果と実験結果の比較(真の粘性係数および熱伝導率による計算)

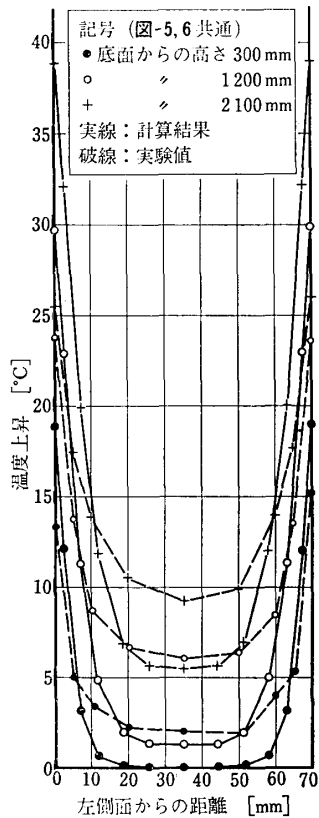


図-6 温度上昇の計算結果と実験結果の比較(真の粘性係数および熱伝導率による計算)

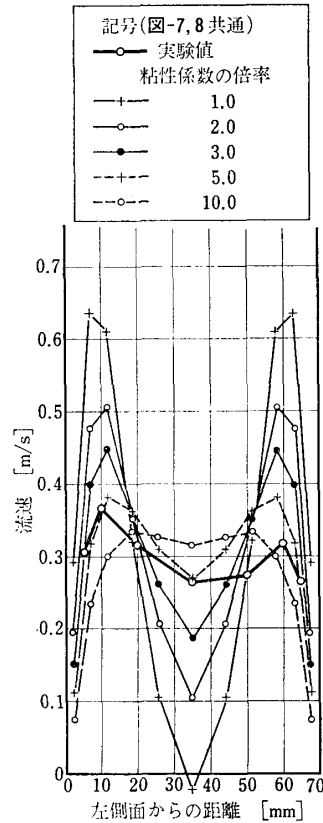


図-7 流速分布の計算結果と実験結果の比較(真の熱伝導率を用い、粘性係数を増大した場合)

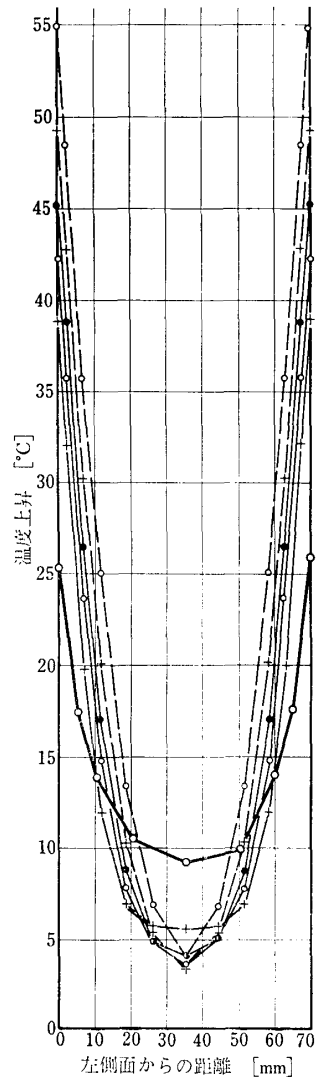


図-8 温度上昇の計算結果と実験結果の比較(真の熱伝導率を用い、粘性係数を増大した場合)

影響が大きいため、対象区間の熱交換量の縦横比は周長の縦横比のほぼ逆数の値となる。

試みに中空層内気流を層流と考え、摩擦力の計算に式(2)中の真の動粘性係数 ν のみを用い、渦動粘性係数 ϵ を無視し、また式(7)中の渦熱伝導率 λ' の代わりに空気の真の熱伝導率を代入して計算した結果を実験結果と比較したところ、次のようであった。図-5は流速分布の計算結果を実験結果と比べたものである。計算結果は側面より5~10mmで約0.6m/sの上向き気流となったが、中央付近ではわずかではあるが下向き気流となった。中央付近で気流が下向きに算出されることは、本計算法では流出入口における形状損失が中空層幅全体に均等に分布するという仮定に無理があることを考慮しなければならないが、これ以外に中央付近で空気の温度が低く算出され、浮力が微弱であるためである。図-6は、

底面からの高さ300, 1200, 2100mmにおける空気温度の流入空気温度よりの上昇分の計算結果を実験結果と比較したものである。側壁表面および側壁近傍の空気温の上昇分の計算結果は実験値よりほぼ10°C高すぎ、反対に中央付近では計算結果は実験値より低すぎる。流速分布および温度上昇分の分布の計算結果と実験値の比較から、計算に用いた粘性係数と熱伝導率の両方が実際より過小であることがわかる。計算結果が実験値に近似するためには、空気の粘性係数と熱伝導率の少なくともどちらか一方、または両方が層流時の物性値より大きくなければならない。

空気の熱伝導率に真の値を用い、粘性係数を真の値の整数倍して計算した流速分布、および流入口から高さ2100mmにおける空気温度の入口空気温度よりの上昇分の分布を図-7, 8に示す。これらの図中、太い実線は

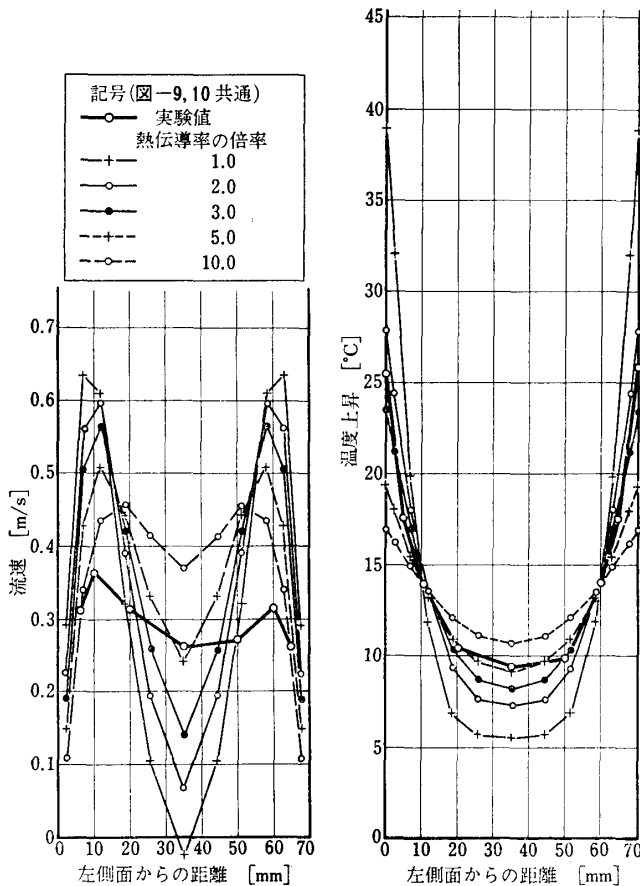


図-9 流速分布の計算結果と実験結果の比較(真の粘性係数を用い、熱伝導率を増大した場合)

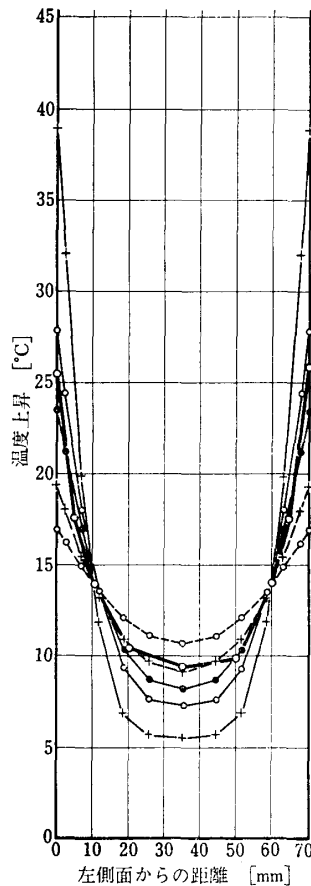


図-10 温度上昇の計算結果と実験結果の比較(真の粘性係数を用い、熱伝導率を増大した場合)

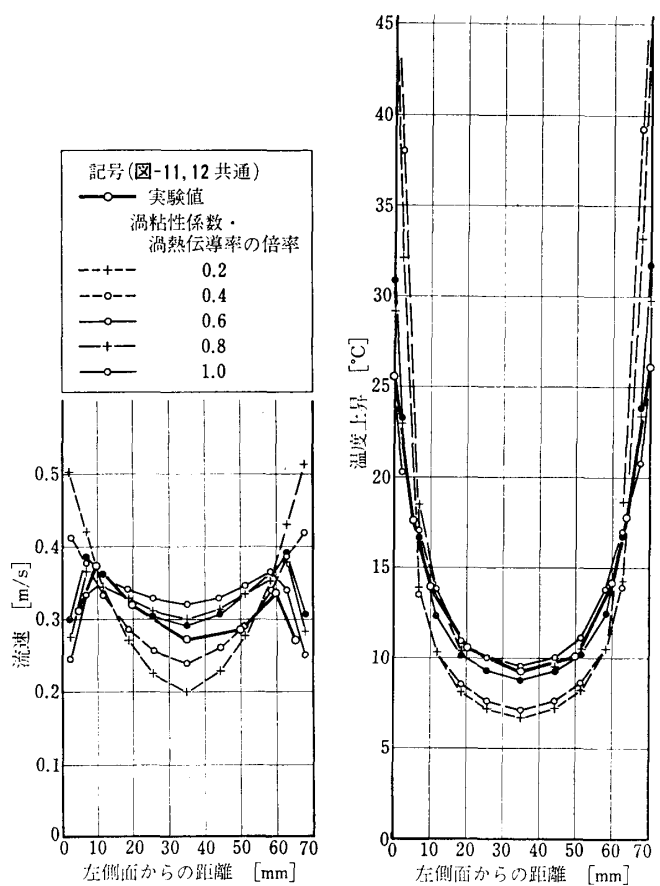


図-11 流速分布の計算結果と実験結果の比較(渦粘性係数・渦熱伝導率による)

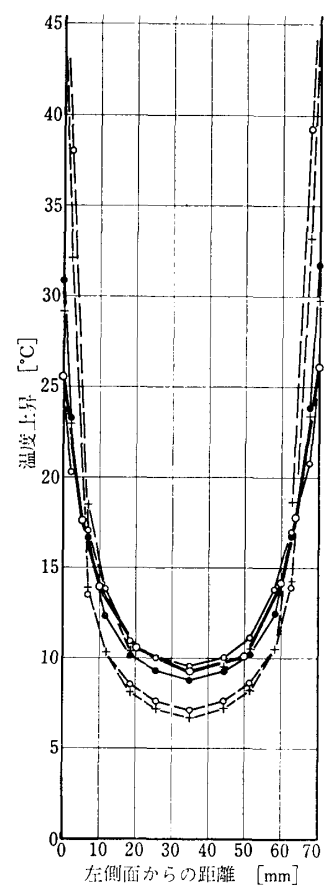


図-12 温度上昇の計算結果と実験結果の比較(渦粘性係数・渦熱伝導率による)

実験値である。流速分布は粘性係数を5~10倍することによって実験値と形を合わせ得ると思われるが、温度上昇分の分布は計算値のほうが側面付近で過度に高く、中央付近で過度に低くなった。反対に空気の粘性係数に真の値を用い、熱伝導率を真の値の整数倍して計算した流速分布および温度上昇分の分布を、図-9,10に示す。

この場合は、熱伝導率を約5倍することによって、温度上昇分の分布は実験値とほぼ重なるが、側面近傍と中央で流速の差が極端に大きくなった。このように、空気の粘性係数または熱伝導率のどちらか一方の修正では、流速分布と温度上昇分の分布の両方を同時に実験値に合わせることは不可能であることがわかった。

以上の理由から、見かけ上の粘性係数および熱伝導率が大きくなる乱流の理論を適用して中空層中の気流を計算した結果は、次のようであった。渦動粘性係数 ϵ は真の動粘性係数 ν より数倍大きいので、摩擦力は式(2)中で ν を無視し、 ϵ のみを考慮し、熱伝導率には式(8)で表される渦熱伝導率 λ' を用いて計算した流速分布および温度上昇分の分布を図-11,12に細実線で示す。同図中、太い実線は実験値である。この操作によって流速・

温度上昇ともに実験値に近い値となるが、やや操作過剰のようである。渦粘性係数・渦熱伝導率の両方を同じ比率で数段階に減少させた場合の計算結果を同図中に示す。これらの図から、この比率を0.5とした場合、流速分布・温度上昇分の分布の両方が実験結果に一番近付くことがわかった。減少の比率が0.2の場合、減少させない場合に比べ平均流速はほぼ8%減少し、温度上昇は約12%減少した。このとき、実験模型の等価直径から計算したレイノルズ数は2400付近であった。この値は層流と乱流の遷移域にあたる。渦粘性係数および渦熱伝導率は十分発達した乱流に適用される値であるが、本研究のように乱流域の下端ないし層流域の上端に属する流れに対しては、このように比率を掛ける補正によって応用できるものと思われる。

表-1は上下のスリット幅40mm、左側面発熱量77W/m²、右側面発熱量79W/m²の場合について、本計算法によって計算した中空層内の各分割層に作用する力の内訳である。第2行目の値は各層に作用する浮力を表す。層の分割が両側面付近で細かく、中央付近で粗くなっているが、空気の温度が側面付近で高く、中央付近

表-1 各層に作用する力の内訳 [$\times 10^{-3}$ N/m]

層番号	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
浮力	6.28	4.70	3.91	3.55	3.55	3.73	3.59	3.60	3.98	4.80	6.51
流出入口損失	-1.90	-2.54	-3.17	-3.81	-4.44	-5.07	-4.44	-3.81	-3.17	-2.54	-1.90
左側面摩擦力	-5.58	-1.20	0.96	1.70	1.44	0.55	-0.80	-1.65	-1.86	-1.04	1.22
右側面摩擦力	1.20	-0.96	-1.70	-1.44	-0.55	0.80	1.65	1.86	1.04	-1.22	-5.82

表-2 各層間における渦動粘性係数と渦熱伝導率

位置	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10	10-11	11-12	12-13
渦動粘性係数 [$\times 10^{-6}$ m ² /s]	15	30	45	102	138	118	141	148	106	47	30	15
渦熱伝導率 [W/(m \cdot K)]	0.018	0.036	0.054	0.123	0.167	0.142	0.170	0.178	0.128	0.056	0.037	0.018

条件(図-13, 14 共通)
 左側面発熱量 77 W/m²
 右側面発熱量 79 W/m²
 中空層厚さ B 70 mm

記号(図-13, 14 共通)
 スリット幅(上・下とも)
 ○ 70 mm
 ● 40 mm
 + 20 mm
 △ 10 mm

実線: 計算結果
 破線: 実験値
 温度上昇は底面からの高さ
 2100 mm

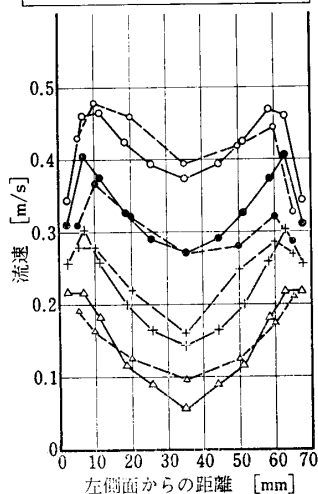


図-13 流速分布の計算結果と実験結果の比較

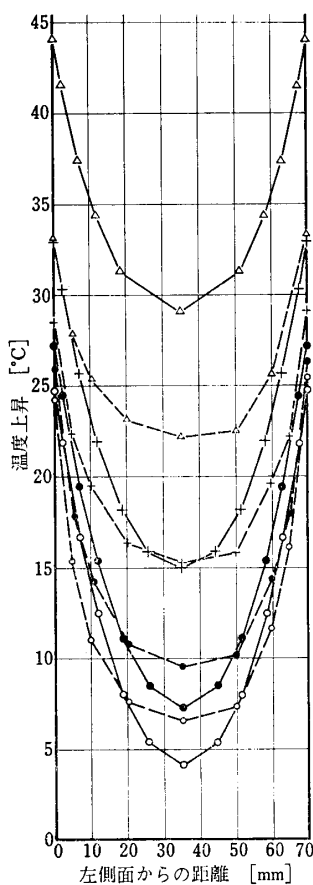


図-14 温度上昇の計算結果と実験結果の比較

条件(図-15, 16 共通)
 左側面発熱量 40 W/m²
 右側面発熱量 39 W/m²
 中空層厚さ B 70 mm

記号(図-15, 16 共通)
 スリット幅(上・下とも)
 ○ 70 mm
 ● 40 mm
 + 20 mm
 △ 10 mm

実線: 計算結果
 破線: 実験値
 温度上昇は底面からの高さ
 2100 mm

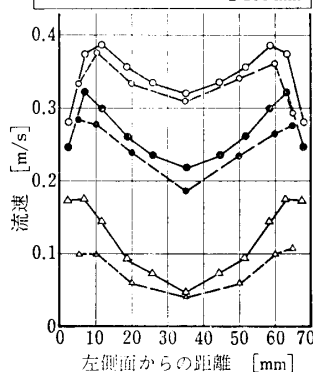


図-15 流速分布の計算結果と実験結果の比較

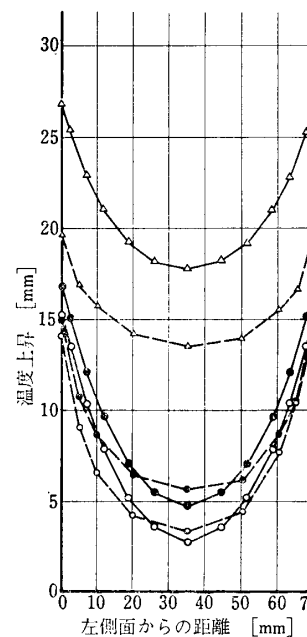


図-16 温度上昇の計算結果と実験結果の比較

で低いため、体積力である浮力も側面付近で大きく、中央付近で小さくなっている。第3行目の数値は上下のスリット部における形状損失の和に各層の底面積を乗じて抵抗力とした値であり、計算仮定によって中空層内に均等に形状損失が作用し、抵抗力は底面積に比例した値となっている。第4および第5行目は各層にそれぞれ左隣の層および右隣の層より作用する摩擦力である。左端の第1層は左側面が固定壁に接しているため大きな負の力(下向きの力)が作用し、第2層からは上向きの力を受けている。中央の第6層では摩擦力は左右両方とも上向き

の力となっている。

表-2は、上の計算結果の速度分布を用いて式(2)から逆算した各層間における渦動粘性係数、および式(8)から算出した渦熱伝導率を示す。渦熱伝導率は第1層と第2層の間では動粘性係数 15×10^{-6} m²/s に等しく、中央第8層と第9層の間では動粘性係数の約10倍であった。乱れ度の弱い乱流に関する Deissler の理論解析およびこれに基づいて行った Laufer の実験では、 $Re=5 \times 10^5$ の円管内の流れに対して境界の近傍で、真の動粘性係数と渦動粘性係数との比の平方根 $m=\sqrt{\nu/\epsilon}$ が約

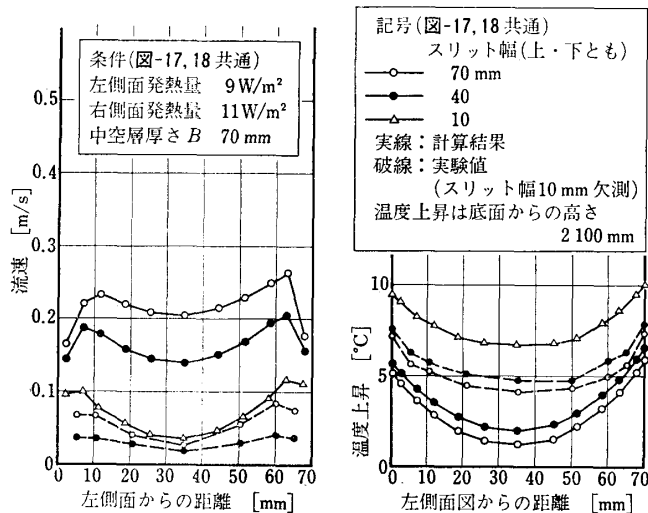


図-17 流速分布の計算結果と実験結果の比較

図-18 温度上昇の計算結果と実験結果の比較

0.3と推定されている¹⁰⁾。本実験では Re が約 2400 であるが、上の結果から m を計算すると、第1層と第2層の間の値は $m=1$ 、第8層と第9層の間では $m=0.3$ であった。

3. 実験結果との比較

以上のような計算方法に従って作成した計算プログラムによる計算結果を同条件の模型実験結果と比較したところ、次のようであった。

図-13は発熱量を左側面 77, 右側面 79 W/m² として、スリット幅を 10, 20, 40, 70 mm とした場合の流速分布である。スリット幅 40 mm の場合、実験結果の左右対称性に問題があると思われる、計算値が右側面で実験値より 30% 程度過大になっているが、他の部分では流速の分布形状がよく近似している。図-14は同じ条件における温度の入口空気温度よりの上昇分を示す。スリット幅 40 および 70 mm の場合、中央付近で計算値は実験値より 3°C 程度低く、側面付近ではやや高く算出されている。スリット幅 20 mm の場合は中央付近で計算結果は実験値とよく一致したが、側面近傍では 5°C 程度高く算出された。スリット幅 10 mm では中空層幅全体にわたって計算結果は実験値より 7~11°C 高くなった。

図-15, 16は、発熱量が左側面 40, 右側面 39 W/m² としてスリット幅を変化させた場合の流速分布および温度上昇分の比較である。全体的に計算結果は実験値よりやや高くなった。特にスリット幅 10 mm の場合、側面寄りの位置で流速の計算結果は実験値のほぼ 1.8 倍となった。また温度上昇分は全体に 7°C 程度高く算出された。

図-17, 18は、発熱量が左側面 9, 右側面 11 W/m² の

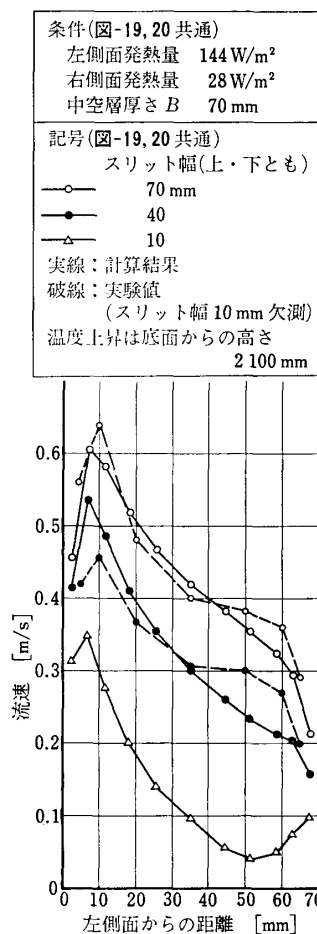


図-19 流速分布の計算結果と実験結果の比較

図-20 温度上昇の計算結果と実験結果の比較

流速分布および温度上昇分の比較である。この場合、流速は実験値の数倍に計算され、温度上昇は 2~3°C 低く算出された。側面の発熱量が低い場合には、高い場合に比べて流速の平均値が低下すると同時に、中空層内の速度こう配もより緩やかになる。渦動粘性係数は式(3)に示すように混合距離とともに速度こう配にも比例する。したがって発熱量が低い場合には速度こう配が緩やかになるため、渦動粘性係数は小さく計算される。実験結果から判断して、この計算で用いられた渦粘性係数および渦熱伝導率は過小な値であったと思われる。このように、発熱量が大きい場合には混合距離理論で合っても、これを発熱量が小さい場合まで拡張して利用することは無理があるものと思われる。

図-19, 20は、発熱量が左側面 144, 右側面 28 W/m² と非対称の場合である。流速は発熱量の大きい側ではほぼ近似した計算結果となったが、発熱量の小さい側では

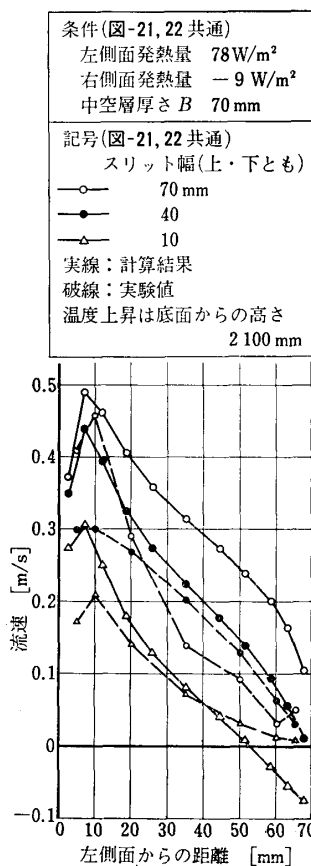


図-21 流速分布の計算結果と実験結果の比較

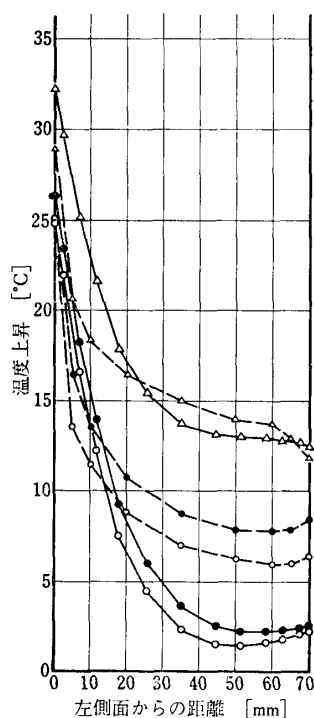


図-22 温度上昇の計算結果と実験結果の比較

過小に算出された。温度上昇分は逆に発熱量の大きい側で過大に算出され、発熱量の小さい側ではほぼ一致した。

図-21, 22は、発熱量が左側面78 W/m²で右側面は-9 W/m²(吸熱)の場合の流速および温度上昇の比較である。スリット幅70 mmの場合の流速は発熱側面近傍ではほぼ一致したが、他の部分は過度に速い流速が算出された。スリット幅40 mmの場合、発熱側面付近で流速が過大となったが、他はほぼ実験値と一致した。スリット幅10 mmでは中央付近の流速は一致したが、発熱面付近では過大に算出された。特に、吸熱面近傍では気流が下向きに算出された。この場合の実験結果によると、流速は発熱面より中空層中の1/4くらいの距離より滑らかに低下し、吸熱面近傍で0に近づき、再び増加してはいないので、下向き気流にはなっていないものと思われる。したがって、スリット幅が極端に狭く、発熱量が左右非対称の状態を本計算法で近似させることは無理であると思われる。温度上昇分はスリット幅全般にわたってよい近似を示した。

これまでの比較で、本計算法は発熱量が大きい場合には流速分布・温度上昇分の分布ともに実験値を比較的よく近似するが、発熱量が小さい場合には流速を過大に、

温度上昇を過小に算出することがわかった。さらに、スリット幅を変化させることの影響に関しては、発熱量が大きい場合、スリット幅20 mm以上では計算値が実験によく合うが、スリット幅10 mmでは温度上昇のみが過大に算出された(図-13, 14)。一方、発熱量が小さい場合、スリット寸法には関係なく、ほぼ同程度に計算値は実験からずれていた(図-17, 18)。このことから、出入口部の損失は絞りがある場合の式(5)、絞りがない場合の式(5')で比較的よく表され、低発熱量においても計算を実験に合わせるためには、まず中空層内部の摩擦力をより正確に計算できる必要があると思われる。

4. 結 語

中空層内に浮力によって生ずる気流および熱流を簡易な方法で計算によって近似する方法として、流入および流出口付近の流れを中空層内部の流れと分離して扱う計算方法を検討した。流入および流出部分の気流に対する抵抗に関しては、形状によってオリフィス流れの動圧損失または直角な角を持つ管路出入口の形状損失の式を応用した。中空層内部の流れに関しては、壁面に平行な薄層に分割し、各層の力の平衡状態から一次元流れとしての流速分布を求める方法を用いた。この計算法で中空層内気流および熱流を近似するためには、空気の粘性係数および熱伝導率に真の物性値よりも大きい値を用いる必要があり、このため渦粘性係数および渦熱伝導率を導入した。これら両定数に対し、普通の乱流に用いられる混合距離 l を最も近い境界からの距離 λ の0.4倍とする方法[式(3), (5)]では過大となった。中空層両側面の発熱量が両面とも約78 W/m²の場合、または片面が144 W/m²、他の面が28 W/m²の場合には、上の方法で与えられる両定数を0.5倍して用いることによって、計算結果を実験結果にほぼ合わせられることがわかった。しかし、発熱量がこれより小さくなると誤差が増大し、両側面の発熱量約10 W/m²では平均流速の計算値は実験値の5倍以上となり、温度上昇は約1/3となった。このように側面の発熱量が小さい場合には、渦粘性係数・渦熱伝導率の応用は不適当と思われた。また発熱量が大きい場合でもスリット幅が20 mm以上では計算結果は実験結果とよく合うが、10 mmの場合は温度上昇が過度に高く算出された。

これらの結果から、壁内中空層に浮力を利用した換気を行い、日射熱を外部へ放散する効果を数値計算で検討する場合、断熱材を用いない壁で、かつ日射量の多い時間帯に関しては比較的よい精度で計算できるが、断熱材を用いた壁または日射量の少ない時間帯に関しては誤差が大きくなる。このような場合についても本計算法を応用

できるようにするためには、低レイノルズ数で乱流の場合の粘性係数および熱伝導率の取扱いなどに検討すべき点が多く残っている。

参 考 文 献

- 1) 本間宏ほか：壁内中空層の自然換気による日射熱排除効果 (第1報)中空層中に生ずる気流および熱流についての実測結果, 空気調和・衛生工学会論文集, No. 30 (1986-2), p. 101
- 2) 本間宏ほか：上下に開口のある壁内中空層中の気流について(その2)気流速および温度分布の試算について, 日本建

- 築学会東海支部研究報告集, 第23号(昭60-2), p. 249
- 3) 日本機械学会：機械工学便覧(改訂第6版)(8)水力学および流体力学, (昭51), p. 8-14
- 4) 日本機械学会：伝熱工学資料(改訂第3版), (昭50), p. 23
- 5) 参考文献1)に同じ, p. 97
- 6) 小林清志：移動論, (昭48), p. 51, 朝倉書店
- 7) 同上, p. 54
- 8) 同上, p. 157
- 9) 同上, p. 158
- 10) Hinze, J.O.: Turbulence 2nd. edition, (1975), p. 354, McGraw-Hill

(昭和 60. 5. 23 原稿受付)

Natural Ventilation of Wall Air Cavity for Solar Heat Gain Reduction

Part 2—Calculation Method of Heat and Air Transfer in Cavity

by Hiroshi HOMMA*¹ and Hisashi MIZOGUCHI*²

Synopsis: Heat gain reduction by ventilating a building envelope cavity should be examined under natural conditions of weather. The behavior of the air in a cavity is not so well understood as the heat flow in a solid wall is. Firstly, a method was developed to simulate the air and heat flows in a cavity by applying a finite difference method. Then the correction of the viscosity and heat conductivity of the air were examined to adjust the simulation results to the experimental results.

Air flow in a cavity was considered to be one dimensional. A cavity was considered to consist of many vertical thin layers. The buoyancy, which is caused by the absorbed heat from the sides, frictional resistances between the layers, and dynamic losses at the entrance and exit of the cavity are the forces which were considered to decide the velocities of the layers. The velocity distribution in a cavity were sought by balancing all the forces over the layers. The air temperature distribution in the cavity were treated by considering two dimensional heat flow, and the heat transportation by the vertical air flow were also considered in it. A relaxation method was applied

to balance the air flow and heat flow simultaneously. A computer program was written to treat the relaxation calculation.

The theory of turbulent mixing length was applied to take into account the horizontal component of the air movement in a cavity. In the same manner, the eddy heat conductivity of the air was applied to cover the horizontal heat transportation by the horizontal air movement. These two concepts were adopted into the simulation program, then the constants in the eddy viscosity and the eddy heat conductivity were adjusted by comparing the calculated results with the corresponding experimental results.

The performance of this calculation method was examined by changing heat production of the sides and restriction of entrance and exit in ranges. The strongest heat production was set to be the value, which may rise when strong solar radiation hits the exterior surface of a cavity wall. When this heat production was assumed, the Reynold's number of the air flow in a cavity were between 1 500 and 2 500, according to the restriction of the top and bottom openings. This range belongs to the transition region of laminar and turbulent flows. When heat transfer of the both sides of a cavity is strong, and also when openings on top and bottom of a cavity are larger than 30 percents

*¹ Department of Regional Planning, Toyohashi Institute of Technology, Member

*² Department of City Planning and Housing, Shizuoka Prefecture Office

of the section, this calculation method simulates reasonably well the heat and air transfers in a cavity. For the smaller heat production and stronger air flow restriction, careful adjustment of the properties of the air was required. The eddy viscosity appeared to be different between the stronger and the weaker heat production sides.

The strength of turbulency seemed to vary with the restriction of the openings. By these modifications, the heat and air transfer in a cavity wall seemed to be well included in the total thermal performance analysis of a cavity ventilated building envelope under natural weather.

(Received May 23, 1985)