

図3-16に30°分割の場合の結果を示す。

中心差分の解には、吹出口直下の2次循環が再現される。但し天井面剥離点は未だ吹出口に近く、wigglingも消失しない。

Quick法の計算結果では天井面剥離点が多少吹出口に近いことを別とすれば、40°分割の解と大きな変化はない。

図3-17に40°分割の場合の結果を示す。

中心差分とQuick法では右上隅の2次循環の強さを別としてほぼ一致した解となる。

この条件でのセルレイノルズ数の最大値は25であり、中心差分のwigglingは完全には消えない。

以上の数値実験結果をまとめると、

Hybrid法はセルレイノルズ数が最大25程度でも、流れが方向を変える部分では数値粘性の影響が顕在化するため、極端に密な差分メッシュを用いる場合を除き、運動方程式への適用には問題が生じる。

中心差分では差分メッシュが粗い場合の影響は格子寸法程度の不自然な解の振動となって現れ、これを完全に除去するには極めて細かい分割が要求される(野村, 松尾, 加藤(1980)はセルレイノルズ数で20程度を同種の数値実験結果から提案している)。

Quick法は短波長の振動の抑制作用が非常に強いので、wiggling起源で中心差分の計算結果が破綻をきたす場合には、Quick法を使用することによって計算の安定が期待できる。

従って、差分分割を適切に行った場合には、少ない格子点数で中心差分よりも精度の良い解の得られる可能性がある。

また、十分細かい分割を使用した場合は中心差分とQuick法の解は、ほぼ一致することが確認された。

これらに関連した研究としては、先に述べた貝塚, 岩本(1984)による各種差分法の運動エネルギーの保存性についての検討があり、Quick法はエネルギーの減衰傾向は認められるものの、1次精度風上差分に比して影響は小さく、中心差分よりも安定した計算の可能なことを指摘した。

また、倉淵, 泰地, 鎌田(1984)は、二次元乱流条件でQuick法を運動方程式に適用することの有効性を検証したが、非負のスカラー(例えば汚染質濃度)の輸送方程式についてはアンダーシュートが観察されてそのままでは適用できないことを示した。

一方、村上, 加藤, 須山(1988d)は、三次元乱流を対象に各種差分近似式の実験的に評価し、運動方程式についてはQuick法が精度、安定度の点で総合的に優れていること、スカラー輸送方程式では部分的に1次精度風上差分に切り替える対応で計算可能なことを示した。

なお、後者については、Zhu, Leschziner(1987)が高精度の差分と解の単調性を保証する低精度差分のフラックスをブレンドして安定化を計る方法を提案している。

第II編

差分メッシュの局所的分割法の開発

1.1 緒言

空調室内における気流分布の性状は、新鮮空気の分配、熱エネルギーの供給と除去、汚染空気の拡散、居住域風速レベル等に決定的な影響を与えるため、これらの定量的予測が気流計算法に求められる主要課題の一つとなっている。

空調吹出し口は天井、壁、最近では床面と、壁面のあらゆる部分に設置されているが、事前に室内気流の数値計算法によって吹出し方式別の効果を把握することができれば、室内の空間構成や用途に見合った適正な空調設計が可能となる。

従来、室内気流の数値計算で検討された吹出し方式は、クリーンルームに代表される天井面からの鉛直下方吹出しと、垂直壁から天井ないし床面に接して水平に吹出す壁噴流型が大部分であり、これらの条件については実験結果との比較による妥当性の検証が進んでいる。しかし、家庭用空調機やスリット吹出し口で多用される、吹出し方向が壁に対して一定の角度を伴う場合の検討例は極めて少なく、これらの方式を対象とした場合の予測信頼性は確立されていない現状がある。

これら実用上の要請に加え、この種の室内気流をMAC法に基づく直交差分メッシュによって解く際には、主流方向が格子の配置方向と一致しないことに関連し、吹出し境界条件の設定法、差分法の相違の影響、打ち切り誤差に対応する適切なメッシュの設計法など未解明の問題が残されている。

以上より、本章では傾斜吹出しを伴う室内気流を、数値計算法の実用化に当たって解明すべき課題の一つと位置づけ、実験、計算による検討を行った。

更に、その過程で現状の数値計算法の問題点を把握し、次章以降の解法の改良法に関する知見を得た。

1.2 実験条件

(1) 検討室モデル

図1-1 (図は60°吹出しの場合) に示す縮尺模型室内の天井に接する吹出し口から水平を0°として0°、48°、60°下向き傾斜吹出しを行う条件を想定した。

吹出し口の大きさは風量を一定とした場合に、吹出し速度が一定となるように、吹出し角度別に変更し、0°、48°、60°に対しそれぞれ100×75mm、100×112mm、100×150mmとした。

また、吸込み口は吹出し角度によらず一定とし、100×75mmの水平吸込み方式を用いた。

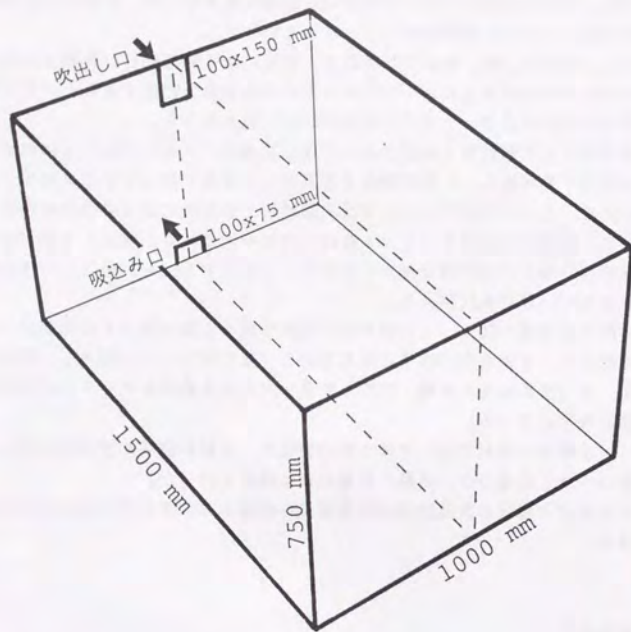


図1-1 検討対象室モデル
(図は60°の場合の吹出し形状)

(2) 実験方法

模型は、10mm厚さの透明アクリル板を用いて制作し、各吹出し角度別に制作した吹出しアタッチメントを取り付けて、吹出し角度を調整した。吹出し口の上流には面積絞り比1:9の角型ノズルを取り付け、端部を大気に解放した。

また、吹出し直下の床面直上には吸込み口を設置し、ダクトを介して回転数制御型の排気用ターボファンを接続し、気流のドライブはファンの運転による吸引方法を採用した。

風量は吹出し角ノズル中央部の速度を、ピトー管、微差圧変換器により測定し、断面積を乗じて計算した。

吹出し風速はおよそ4 m/s (吹出しのRe数~25000) に設定したため、室内気流は十分乱れており、吹出し速度に無関係な流れになっていると考えられる。

測定項目は、対称面における風速ベクトルと主要断面における気流のパターンとした。

風速ベクトルは、実験の前後に毎回校正用風洞で検定したタンデム型熱線風速計(村上, 小峯(1980))を測定点に挿入し、各風向別に平均化回路で100秒間平均を取った値を平均風速成分とした。また、気流パターン把握には、レーザーライトシート(5W)を光源とし、メタアルデヒド昇華粒子をトレーサーとした可視化実験手法を用い、主要断面の流れパターンを写真、VTR撮影により把握した。

1.3 計算方法

(1) 乱流モデル

第I編で詳述したk-ε型2方程式モデルを乱流モデルに用いた。

基礎方程式を以下に示す。

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_j} = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial U_i U_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{P}{\rho} + \frac{2}{3} k \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial k U_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P_k - e \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial e U_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_e} \frac{\partial e}{\partial x_j} \right) + \frac{e}{k} (C_{1e} P_k - C_{2e} e) \quad (1.4)$$

$$\nu_t = C_D \frac{k^2}{e} \quad (1.5)$$

$$P_k = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (1.6)$$

$$C_D=0.09, C_{1e}=1.44, C_{2e}=1.92, \sigma_k=1.0, \sigma_e=1.3$$

(2) 空間差分分割

空間差分分割は、予測対象空間の対称領域半分とし、図1-2に示す4通りの分割を用いたが、いずれのメッシュでも壁に接するセルの壁と法線方向の距離は一定とした。

mesh 1 は壁、吹出し・吸込み口近傍を除き、一様粗分割としたメッシュであり、mesh 2 はmesh 1 の吹出し、吸込み近傍を各方向共2分割したものである。mesh 3 (a) は更に吹出し端部付近を2分割した局所的に細かい分割を使用したメッシュ、mesh 3 (b) はmesh 2 の細分割子間隔を全空間に適用した一様細分割メッシュである。

(3) 差分近似式と解法

差分近似法は、運動方程式の空間微分に関し、移流項をQuick法ないしHybrid法、スカラー方程式の移流拡散項はHybrid法、他は中心差分を用いた。また、時間微分項はMAC法と同様、単純前進差分による陽解法とし、time-marching法(時間依存型の問題として境界条件を固定して数値積分を行い、解が変化しなくなった段階を定常解とする方法)によって定常解を得た。

また、圧力、連続条件の解法にはABMAC法を用いた。

(4) 境界条件

吹出しの境界条件に関し、乱流エネルギー、乱流エネルギー散逸は吹出し口の上流側の仮想セル(添え字-1で表す)のスカラー定義点に与える方法を用い、野村、加藤、佐藤(1978)の実験結果を参考に k_{-1} 、 l_{-1} をそれぞれ0.002、0.1とし(吹出し速度、吹出し幅100mmによる無次元値)、 e_{-1} は $e_{-1} = C_D \frac{k_{-1}^{3/2}}{l_{-1}}$ とした。

吹出し速度の境界条件は、記号の意味を図1-3とした場合、

$$\text{type 1 : } U_0 = \cos \theta \quad , \quad V_{-1} = V_{-2} = \sin \theta$$

$$\text{type 2 : } U_0 = \cos \theta \quad , \quad V_{-1} = 2 \sin \theta - V_1 \quad , \quad V_{-2} = 4 \sin \theta - 3V_1$$

$$\text{type 3 : } U_0 = \cos \theta \quad , \quad V_1 = \sin \theta$$

の3通りを検討した。

いずれの方法でも境界と法線方向速度成分の与え方は同じであるが、接線方向速度成分に関してtype 1 は仮想セルで設定値を与える方式、type 2 は吹出し口に隣接する計算点と内挿した結果が設定値となるように仮想セルの値を決定する方法、type 3 は計算点の値を設定値に固定する方法である。

吸込みの境界条件は仮想セル部分の圧力を一定値、吸込み口と接線方向速度の境界面での勾配を0とおき、法線方向速度を連続式と運動方程式から求める圧力型の流出境界条件を用いた。

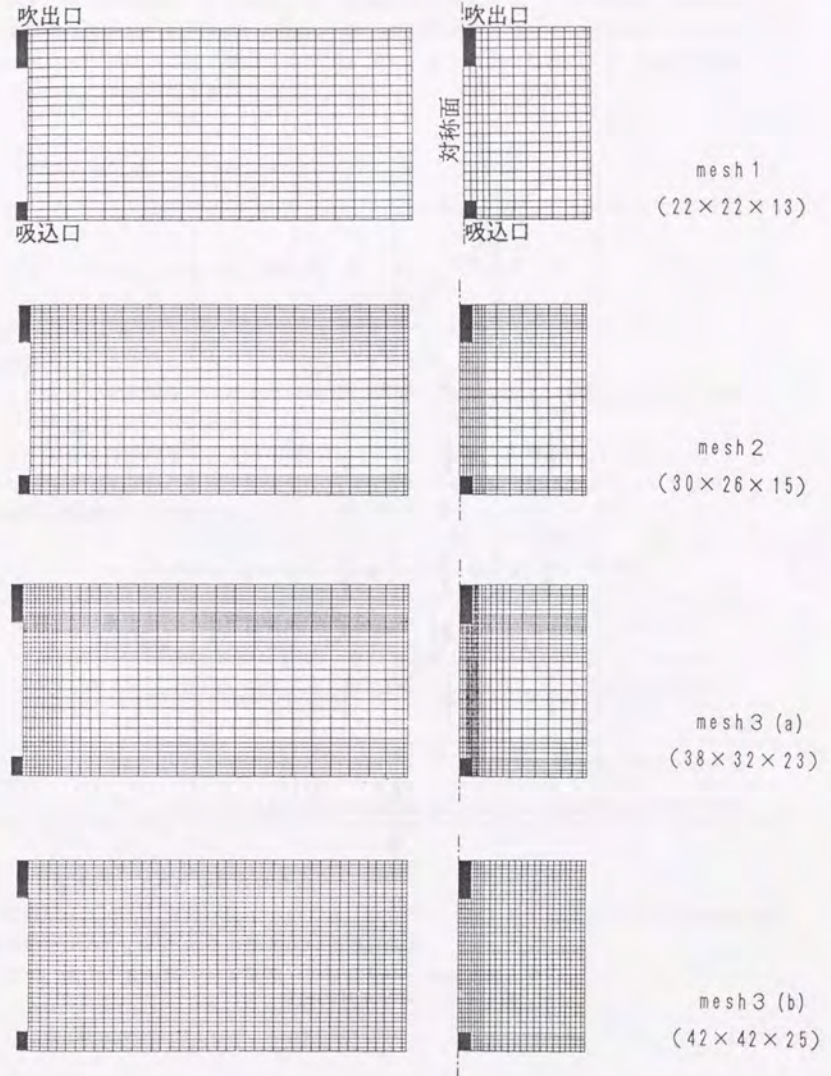


図1-2 空間差分分割

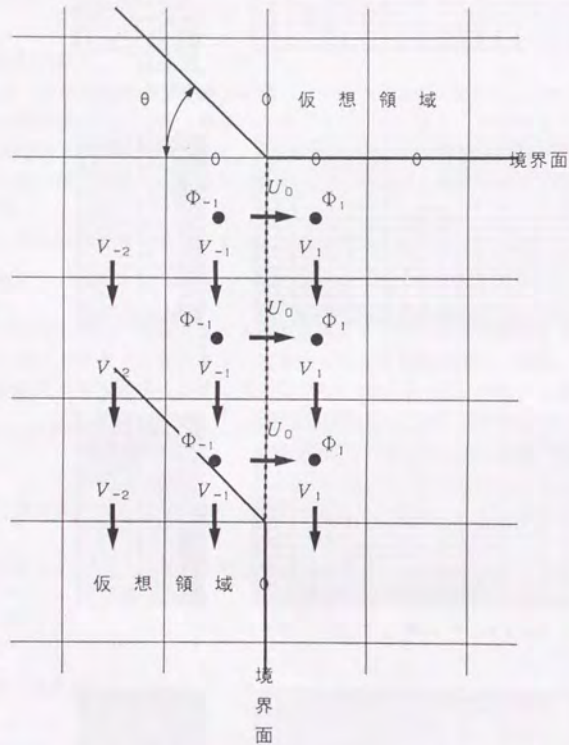


図 1-3 境界条件の記号

また、壁面境界条件は以下に示す壁と接線方向速度成分に $1/7$ 乗風速分布を仮定する最も簡単な壁関数を用いたが、問題の性質上壁関数が解に与える影響は小さいと推定される。なお、壁関数が重要な役割を果たす状況でのより精密な取扱い、及び壁近傍の乱れの性状については第 III 編を参照されたい。

$$V_{-1} = \frac{5}{7} V_1, \quad k_{-1} = k_1, \quad e_1 = C_D \frac{3}{4} \frac{k_1^{3/2}}{\delta} \frac{\kappa}{2} \quad (1.7)$$

但し $\kappa = 0.4$: カルマン定数である。

(5) 計算ケース

計算によって検討した各ケースを表 1-1 に示す。

ケース A では実験を行った全ての吹出し傾斜角度を対象とし、傾斜角度が計算結果のメッシュ依存性、打ち切り誤差に与える影響の把握を主な目的とした。

ケース B では差分メッシュの相違が打ち切り誤差に与える影響について検討した。

ケース C では差分近似式に数値粘性がある場合の影響について、ケース D では吹出し境界条件の影響について調べた。

表 1-1 計算ケース一覧

検討ケース	吹出し傾斜角度	運動方程式差分近似式	吹出し境界条件	差分メッシュ	検討項目
A	0, 48, 60°	Quick法	type2	1, 2, 3 (b)	吹出し角度の影響
B	60°	Quick法	type1	1, 2, 3 (a, b)	差分メッシュの影響
C	60°	Hybrid法	type1	3 (a)	差分近似式の影響
D	60°	Quick法	type1, 2, 3	3 (a)	吹出しの境界条件

(6) τ 補外法による打ち切り誤差推定

検討ケースの A, B の一部については、Brandt (1978) の τ 補外法を用いた打ち切り誤差の推定を試みた。以下にその推定法の原理を示す。

まず、式 1.8 を解くべき偏微分方程式及びその厳密解とする。

$$L(U) = F \quad (1.8)$$

ここに、 L : 微分演算子、 U : 厳密解である。

次に、式 1.8 を代表差分寸法 h で離散化した差分近似式を式 1.9 とする。

$$L^h(u^h) = F^h \quad (1.9)$$

この時、相対打ち切り誤差 τ_h^h を以下に定義する。

$$\tau_h^h = L^h(u_h^h) - L^h(u^h) \quad , \quad u_h^h = I_h^h(u^h) \quad (1.10)$$

ここに、 $H > h$ であって、 u_h^h は h 格子上の差分解 u^h を H 格子上に粗視化した結果であって、 I_h^h はそのための粗視化演算子を表す。

τ_h^h は h 格子の差分解を正解とした場合の H 格子における打ち切り誤差を意味する。

いま、差分演算子が p 次の正確度を持っていた場合の h 及び H 格子の本来の打ち切り誤差は以下となる。

$$\tau_h = L^h(U) - L(U) = C(x)h^p + D(x)h^q \quad (1.11)$$

$$\tau_H = L^H(U) - L(U) = C(x)H^p + D(x)H^q \quad (1.12)$$

但し、 $H = 2h$ 、 $q > p$ であり、右辺第2項は高次の誤差項を意味する。

今、Richardsonの補外法によって h 格子の解の誤差が以下のようにTaylor級数を用いて評価可能とし、

$$U = u^h + h^p F(x) + h^q G(x) \quad (1.13)$$

式1.13を式1.11に代入し、更に方程式が線形であると仮定すれば、

$$L^h(U) - L(U) = L^h(u^h) - L(u^h) + h^p[L^h(F) - L(F)] + h^q[L^h(G) - L(G)] \quad (1.14)$$

となるが、右辺第2、3項の括弧内は h によらない F 、 G に微分演算子と p 次精度の差分演算子を作用させた結果の差となるので、その主要項は h^p に比例するはずである。

従って、式1.11、12の差をとり、式中の厳密解を h 格子での差分解で近似しても、主要誤差項は形を変えないため、以下のように表されるはずである。

$$\tau_H - \tau_h = L^H(U) - L^H(u^h) \approx L^H(u_h^h) - L^h(u^h) = \tau_h^h \quad (1.15)$$

従って、式1.11、12を用いれば以下となる。

$$\tau_h \approx \frac{\tau_h^h}{2^p - 1} + O(h^q) \quad (1.16)$$

結局、線形方程式の場合、相対打ち切り誤差は h 格子上の打ち切り誤差に比例することになる。非線形方程式の場合も式1.15、16で評価される値は打ち切り誤差とcomparableな量になると推定される。Brandtの原著論文では推定された打ち切り誤差を h 格子の差分式のソース項に加えて評価し、計算精度を向上させることを提案しているが、差分メッシュの誤差評価のみを行う場合には、相対打ち切り誤差の分布を把握するだけで十分であろう。

以上の τ 補外法より得られる情報は打ち切り誤差の推定値に限られる。村上、加藤、永野(1988c)が室内気流に適用した H 格子と h 格子の解からRichardsonの補外法を用いる方法の場合には、打ち切り誤差に加えて、真の解と差分解の誤差の推定が可能となるが、 τ 補外法では単段階の計算結果から、その時点の誤差が評価できる点の特徴といえよう。

なお、粗視化演算子として今回は、スカラー量に関しセル体積の重み付け平均を、速度成分に関しては計算セルの表面積重み付け平均による、粗視化セルの領域平均値を用いる方法を採用した。

1.4 計算結果と実験結果

(1) 実験結果

実験により得られた各吹出し傾斜角度別の対称面における速度ベクトル、可視化結果を図1-4、5に示す。

実験による気流構造の概略を以下に述べる。

① 水平吹出し

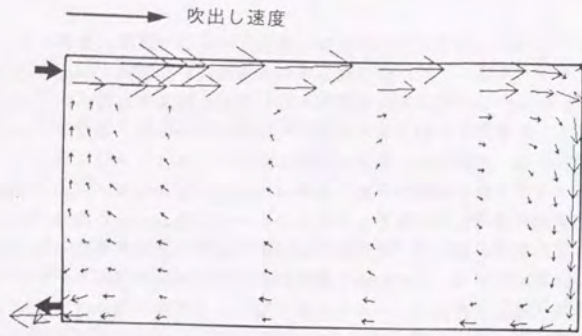
天井面に沿った壁噴流は、対向面に衝突後放射状に広がり対称面では下向き気流となる。床面付近では、吸込み口に向かう気流が形成され、徐々に上昇して吹き出し噴流に誘引される対角線的な流れとなり、対向面の床付近を中心とし、室全体に広がる大きな時計回りの循環が形成される。

② 48°吹出し

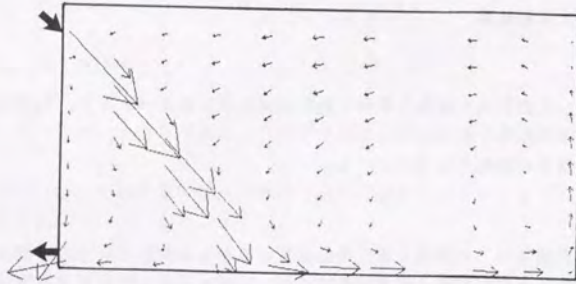
ほぼ吹出し角度に沿って直進し、床面に衝突後一部は吸込み方向に反転し、大部分は対向面に向かう床に沿った流れとなる。対向面に到達した流れは上昇に転じ、噴流に誘引されて反時計回りの循環を形成する。また、噴流下部では、循環は形成されることなく、弱い下向き気流となる。

③ 60°吹出し

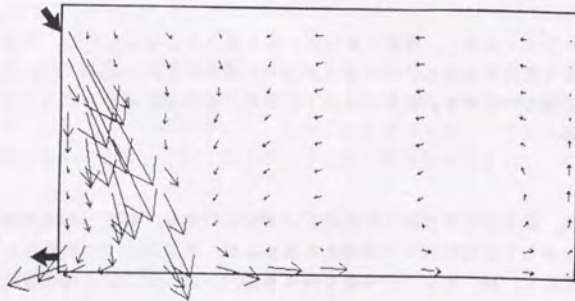
48°の場合と同様、吹出し角度に沿って直進し、床面に到達後、拡散した気流の一部が対向面に沿って上昇して反時計回りの循環を形成するが、天井面のやや吹き出し口によった位置で風向が反転し、48°吹出しの場合と異なる傾向が見られる。これは後に述べるように、吸込み口方向に拡散した気流の勢力が48°の場合より強く、噴流による誘引作用を阻害するためである。また、対向面での上昇気流が天井面まで到達しない傾向が見られるが、これは側壁から対称面方向への回り込みの作用による。



(1) 水平吹出し

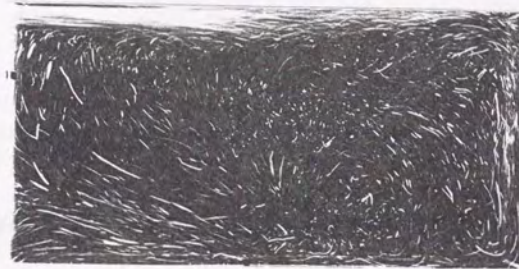


(2) 48° 吹出し

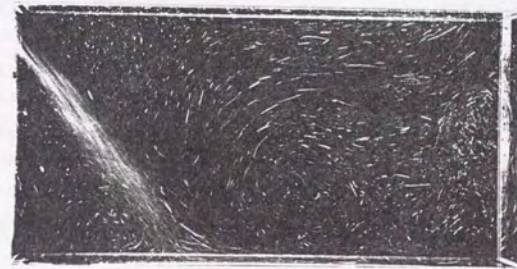


(3) 60° 吹出し

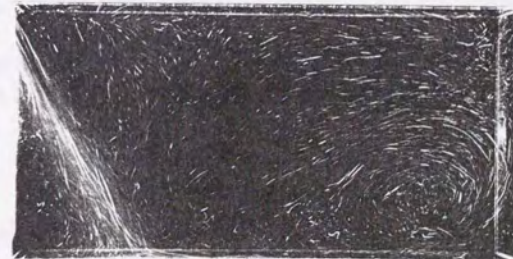
図1-4 対称面の風速ベクトル測定結果



(1) 水平吹出し



(2) 48° 吹出し



(3) 60° 吹出し

図1-5 対称面流れパターンの可視化結果

(2) 検討ケースA

吹出しの境界条件をtype2に固定し、差分メッシュ別の平均風速ベクトルの計算結果を図1-6~8に各吹出し角度別に比較する。

① 水平吹出し

mesh1では吹出し直下の誘引上昇気流中に、mesh2では吸込み直上の流出気流中に若干のwigglingが認められるが、その影響は軽微に留まり、対向面下部の循環中心の位置や、吸込み直上の気流の淀み点位置を含め、メッシュ間の相違は非常に小さく、いずれも実験結果と極めて良好に対応している。

従って、この条件では平均流の分布に関してはmesh1を用いて実用上十分な解が得られると判断できよう。

② 48°吹出し

差分メッシュが密になるにつれて、噴流の初期拡散が小さく評価される傾向が認められる。また、mesh1に認められる噴流上部の低風速領域における不自然な分布はmesh2以降ではかなり解消されるものの、メッシュが細くなるにつれて風速レベルは低下し、風向が下向きに変化する。

これと関連して、天井面付近の対向壁から吹出し口へ向かう気流(図では右から左)の勢力はメッシュが細くなるにつれて強くなる。また、対向壁上部の気流分布もメッシュによって若干変化し、吸込み上部の下降気流にはmesh2の場合に、wigglingが認められる。

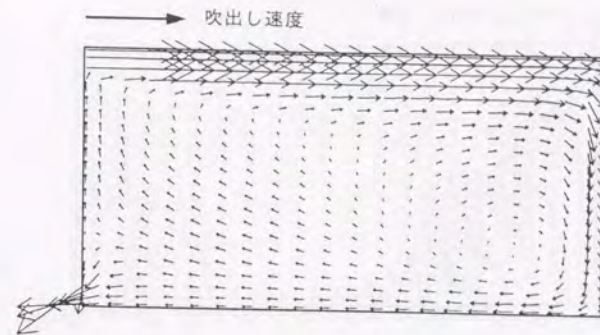
結局48°吹出しの場合はメッシュ3(b)のレベルでもメッシュの影響を受けている可能性が強い。但し、mesh3(b)の計算結果は全般的には実験結果とよく対応している。

③ 60°吹出し

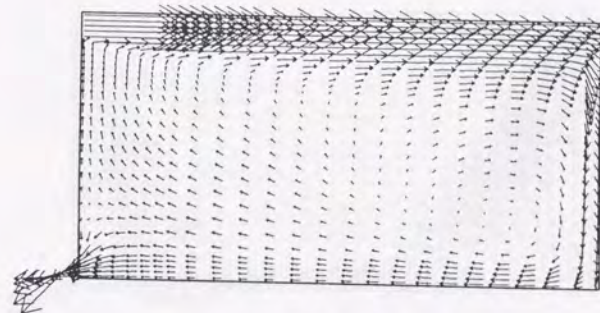
60°吹出しでは後述するように、床面から吸込み口方向に拡散した気流が時計回りに循環し、噴流上部にはほぼ噴流と並行する気流となって対称面に現れる。これは、対向面から噴流方向(図の右から左)に流れる気流を途中で押しとどめる作用があるため、噴流の拡散幅の差分メッシュ依存性は顕著には認められない。

但し、mesh1では吹出し直下の壁付近に不自然な分布がみられ、mesh2では吸込み口上部にwigglingが現れている。

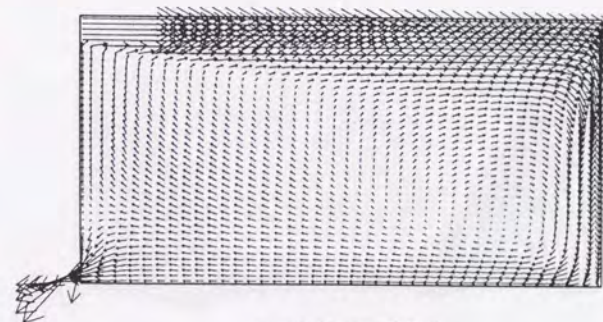
また、いずれの差分メッシュでも吹き出し上端で右向き、下端で下向きの風速成分が過大評価される傾向があり、天井面での風向反転位置は実験と比べて吹出し口より離れた地点となる。



mesh1の計算結果

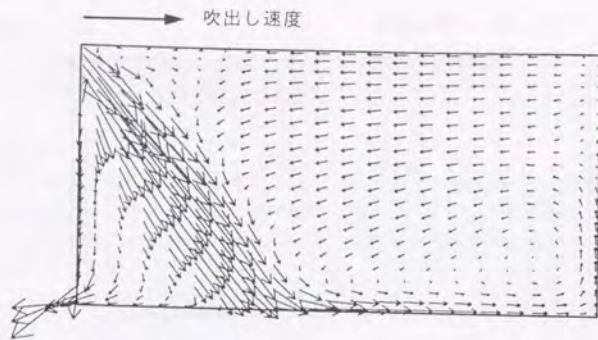


mesh2の計算結果

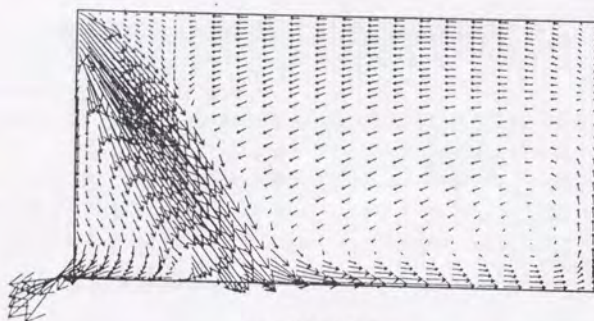


mesh3(b)の計算結果

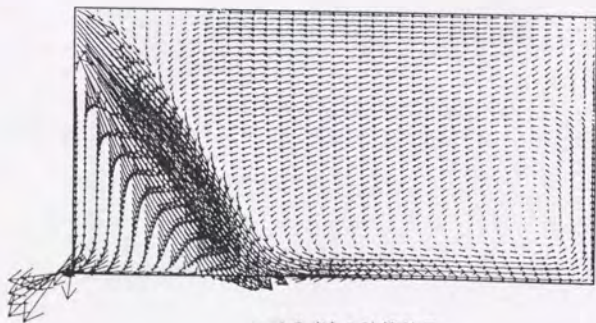
図1-6 水平吹出しの計算結果



mesh 1 の計算結果

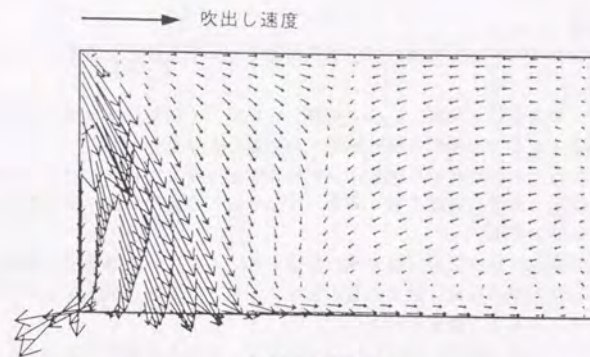


mesh 2 の計算結果

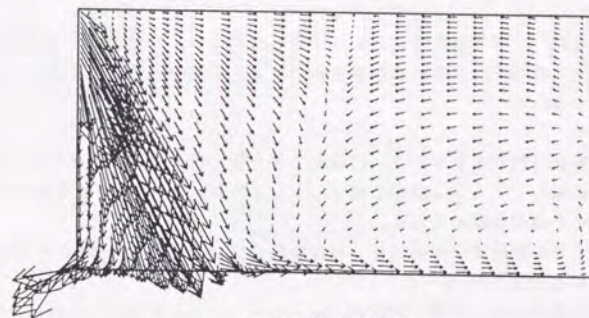


mesh 3 (b) の計算結果

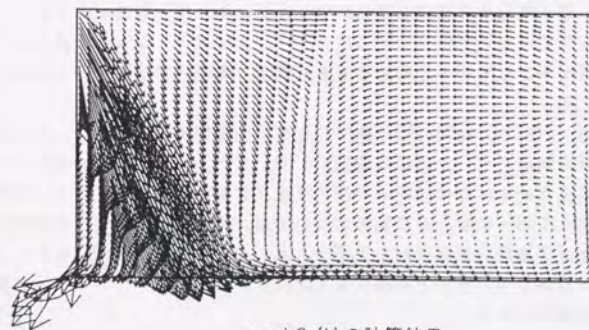
図 1-7 48° 吹出しの計算結果



mesh 1 の計算結果



mesh 2 の計算結果



mesh 3 (b) の計算結果

図 1-8 60° 吹出しの計算結果

④ 相対打ち切り誤差

計算解がメッシュに依存する原因は、差分近似過程で発生する打ち切り誤差によるものと考えられる。

そこで、図1-9に各吹出し角度、mesh2の解について、 τ 補外法によりスカラー風速に関する打ち切り誤差（ここでは相対打ち切り誤差）を計算した結果を示す。

図より、吸込み口付近の相対打ち切り誤差はいずれの吹出し角度でも大きいですが、吹出し口近傍については、吹出し角度の影響を強く受け、水平吹出しの条件に比べ傾斜角度のある場合に非常に大きい値となる。

吹出し近傍の気流構造は室内気流全般に強い影響を与えるが、この領域での打ち切り誤差が大きいと、発生した誤差が移流拡散されることによって、計算解がメッシュの影響を相対的に強く受けることになると推定される。

従って、このような状況で精度の向上を計るためには、これらの領域に密なメッシュを用いる必要性が高いと考えられる。

(3) 検討ケースB

吹出し傾斜角度を 60° 、境界条件をtype1に固定した場合の、差分メッシュ別の平均風速ベクトル及び乱流エネルギー k の計算結果と相対打ち切り誤差の計算結果を図1-10、11に示し相互に比較する。

スカラー風速の相対打ち切り誤差は、吹出し口の上下と吸込口の近傍で大きくなるが、これらの領域に選択に細かいメッシュを配したメッシュ1, 2, 3(a)の順に高レベル領域が空間的に漸次縮小する傾向が認められる。

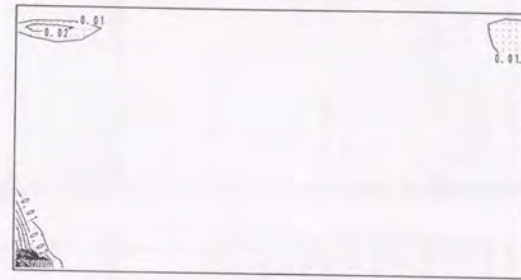
しかし、mesh2の差分間隔で空間全体を一律に細かくしたmesh3(b)の相対打ち切り誤差の分布はmesh2の結果と大差がない。

これは、打ち切り誤差の大きい領域に選択的に細かいメッシュを使用しなければ、精度の良い計算は望めないことを示している。

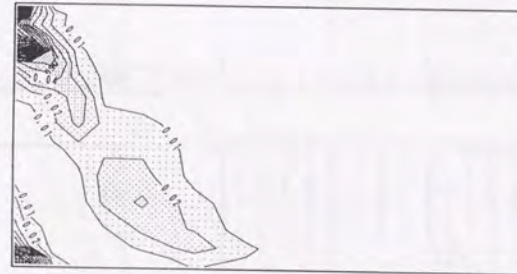
一方、 k の相対打ち切り誤差分布はメッシュが細かくなっても、高レベル領域が縮小する傾向は認められず、逆に増加する部分も見られる（乱流エネルギー散逸 ε も同様）。従って、これらの乱流統計量については、今回の差分メッシュではメッシュに依存しない解を得るには未だ分割数が不足していると判断せざるを得ず、実際計算結果も明らかにメッシュの影響を受けている。

村上、加藤、永野(1988c)は天井面に吹出しを有する室内気流を対象に、Richardsonの補外法を用いた誤差解析を行い、同様の指摘をしているが、 $k-\varepsilon$ モデルを用いてメッシュに独立の解を得るためにはどの程度の分割が要求されるのか、またメッシュ間隔を暫時縮小した場合の独立な解への接近の挙動等については、今後検討を要する課題である。

しかし、現状では計算機能力の制限から使用できるメッシュ数の上限がほぼ決まっているため、これら打ち切り誤差の大きいと評価される領域に選択的に細かいメッシュを配することが当面取りうる対策であろう。



水平吹き出し



48° 吹出し



60° 吹出し

図1-9 スカラー風速に関する相対打ち切り誤差 (mesh2)

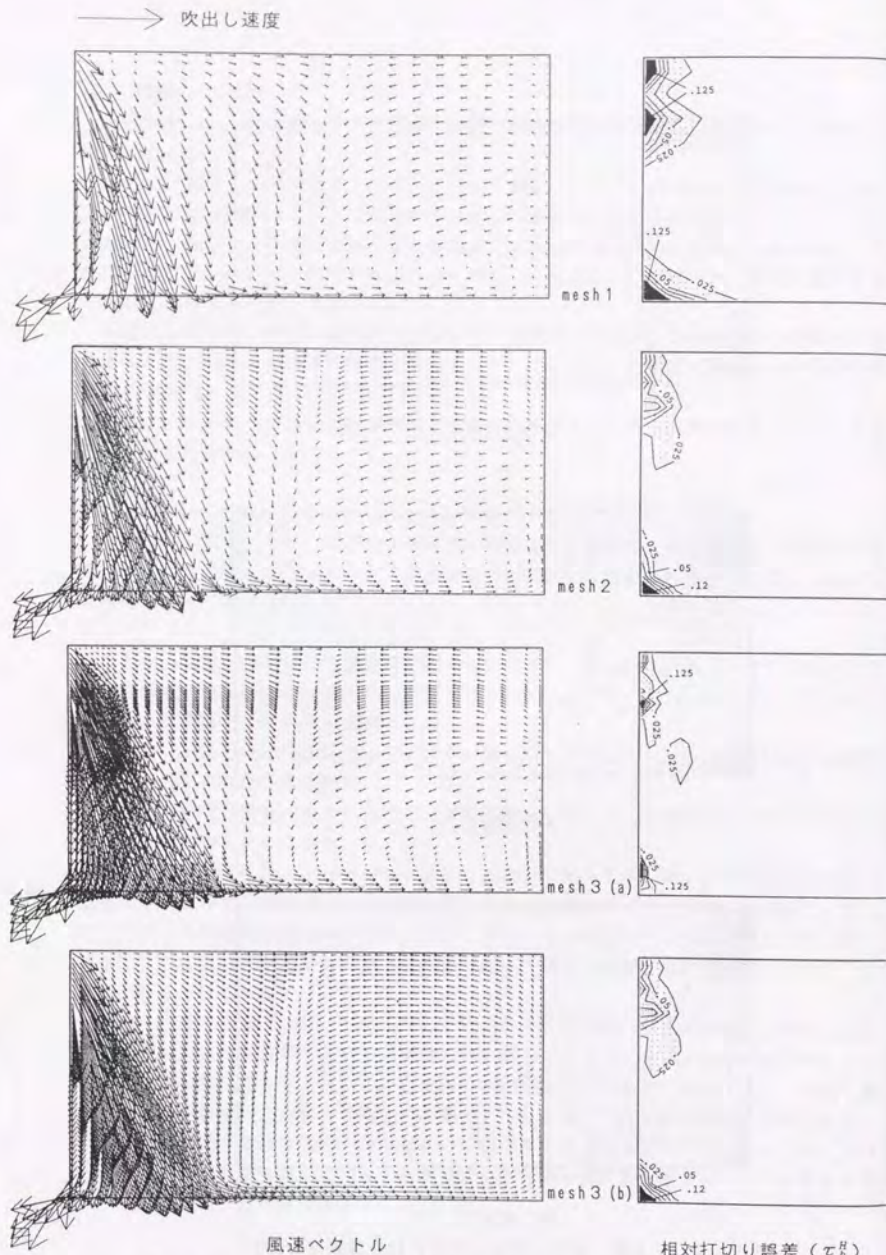


図 1-10 60° 吹出しの場合の風速ベクトル計算結果とスカラー風速の τ_R^k

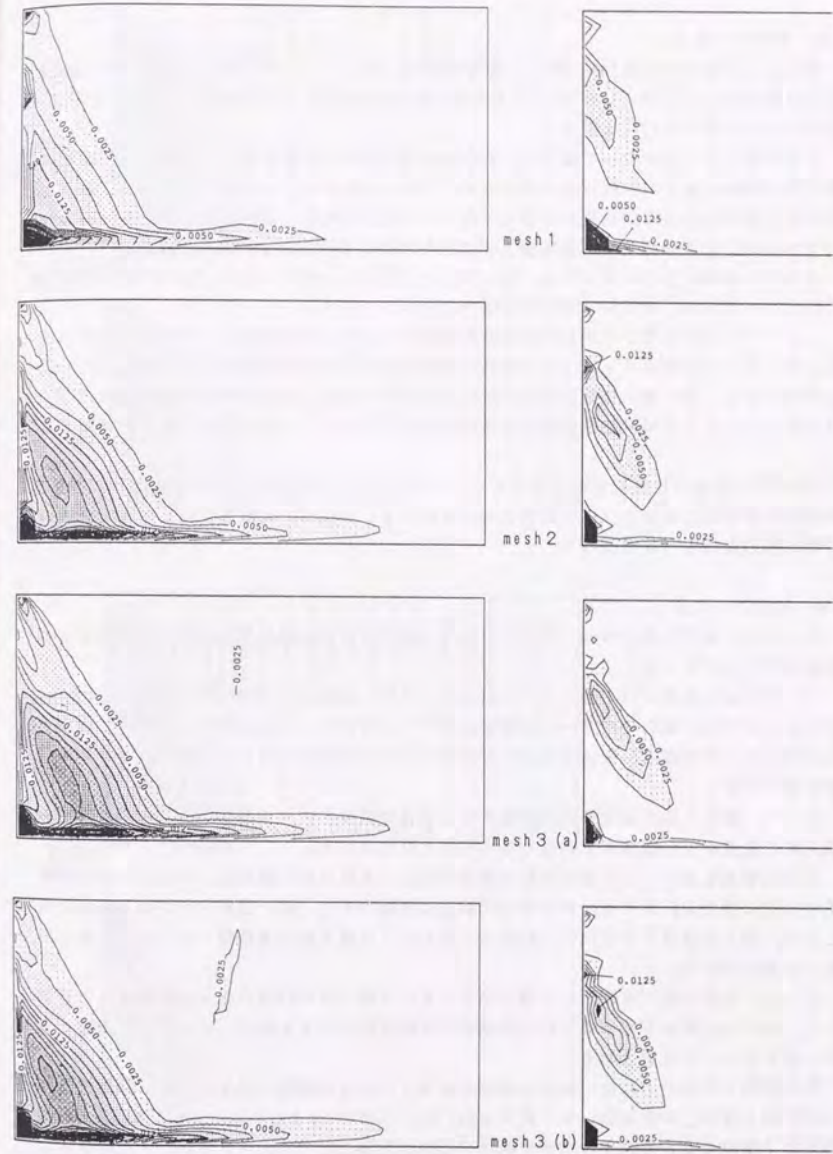


図 1-11 60° 吹出しの場合の k の計算結果とスカラー風速の τ_R^k

(4) 検討ケースC

差分メッシュをmesh 3 (a), 吹出し境界条件をtype 1 とし, 運動方程式の移流項の差分近似法のみをHybrid法ないしQuick法とした場合の計算結果を, 平均風速ベクトル, スカラー風速について図1-12に比較する。

平均風速ベクトルについて見ると, Hybrid法では噴流の拡散が大きく評価され, 床面に衝突後, 床面付近を対向壁方向に流れる気流の勢力が弱まる事が分かる。また, Quick法の結果に認められる対向壁側から噴流方向へのほぼ水平気流(図の右から左)が, Hybrid法では斜め下向きに変化し, 対向壁下部の渦が消失する等の変化が認められる。

スカラー風速の分布においても, Hybrid法の結果はQuick法の場合に比べて等風速線間隔が粗となっており, 全般的に拡散性の強い解となっている。

これらHybrid法を用いた場合の計算結果の変化は, 全て実験結果から逸脱する方向にある。従って, この種のメッシュの分割線と傾斜角度を伴う高風速領域のある流れにHybrid法を用いると, 第1編の層流の場合の吸込み口近傍と同様, 数値粘性の影響が顕在化し, 乱流モデルの与える渦動粘性係数が計算結果に反映されなくなる危険性が強いと判断される。

mesh 3 (a)程度の比較的密な差分メッシュを用いても, 今回のように計算結果への悪影響が無視できないことから, 移流拡散項の比重の大きい方程式では数値粘性を伴う差分式の使用は極力避けるべきであろう。

(5) 検討ケースD

ケースAの検討結果では60°吹出しの条件では天井付近の風向反転位置の実験結果との対応は不十分であった。

60°下吹きの場合には, 図1-13に示すケースB, mesh 3 (a)の計算結果の三次元表示に見られるように, 流れのパターンは床面に衝突した噴流が, 対向面方向に拡散して形成する反時計回りの循環と, 吸込み口方向に流れて形成される時計回りの循環のバランスの影響を強く受ける。

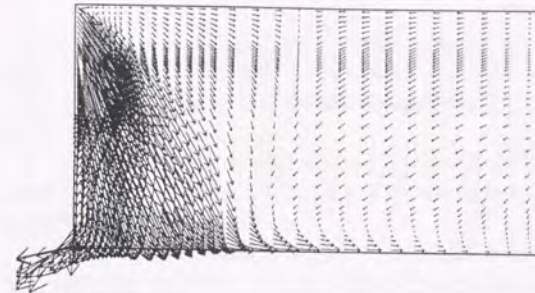
従って, 噴流下側の速度を過大評価すると後者の循環を大きく評価し, 天井面付近での風向反転位置が対向面側にずれることになると推定される。

直交座標系を用いてこの種の傾斜が鋭角な吹出しを取り扱う際には, 吹出し口端部に隣接する壁に接する計算セルでの速度の内挿法に問題があり, 壁と法線方向の風速成分に関しては, 壁上の速度0を用いて内挿することにより法線方向の運動量フラックスを過小評価する傾向がある。

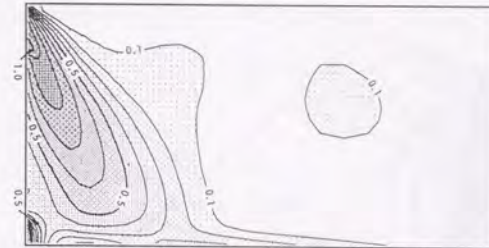
従って, 今回の例では吹出し上端では下向き, 下端では右向きの風速成分が小さく評価され, 結果的に噴流下部での下向き風速成分を相対的に大きく評価したことが, 実験との不一致を招いたと推定される。

この問題を解決するには, 吹出し端部の差分メッシュを極端に密にするか, 端部近傍の内挿に関し壁面上の0を用いず, 例えばRaithby (1976) によるskewed-upwind法等, 卓越風向の上流側の値を参照する方法を適用する等が対策として考えられるが, 今回は吹出しの境界条件の変更による簡易な方法について検討を行った。

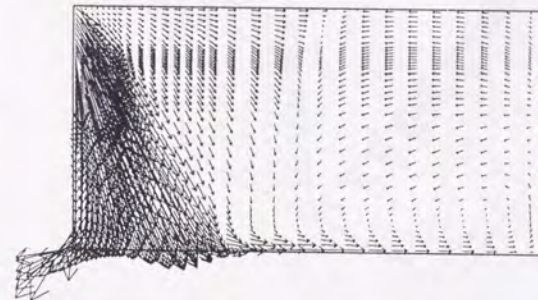
→ 吹出し速度



風速ベクトル



等風速線図
(吹出し風速を1)
Hybrid法による計算結果



風速ベクトル



等風速線図
(吹出し風速を1)
Quick法による計算結果

図1-12 運動方程式移流項の差分近似式の影響

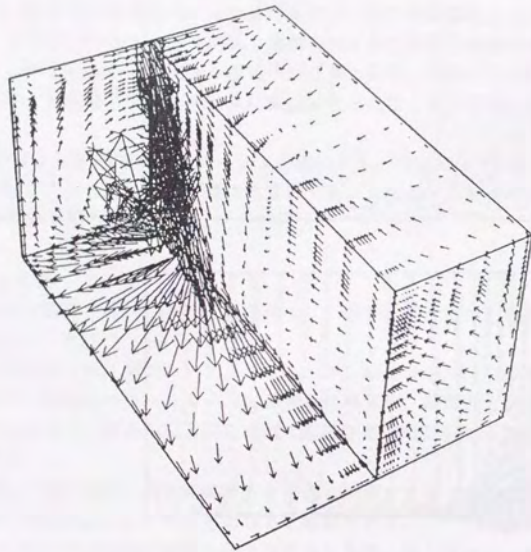


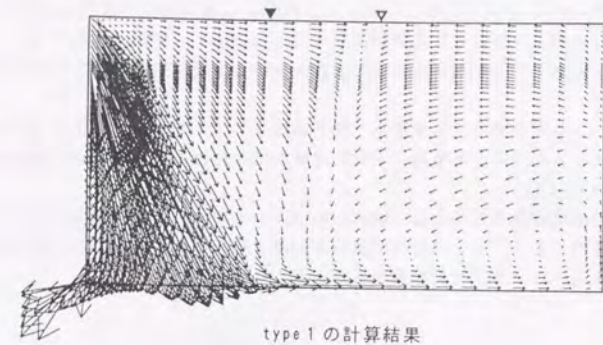
図1-13 60°吹出しの場合の流れの構造
 (ケースB, mesh3 (a)における対称面と壁付近の気流を3次元表示)

差分メッシュをmesh3 (a)に固定し, type1~3の吹出し境界条件を適用した全体の計算結果, 及び吹出し口付近の詳細をそれぞれ図1-14, 15に示し, 実験と比較する。

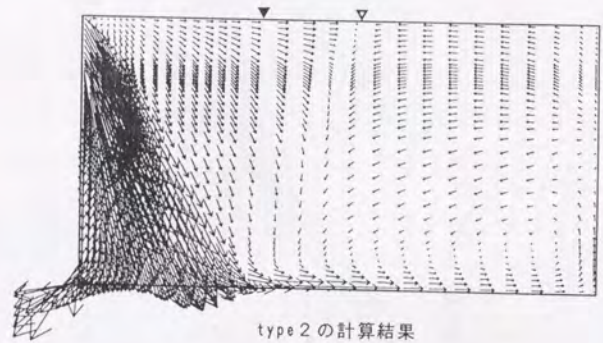
図1-14より, type1~3の順に風向反転位置が吹出し口側に移動し, 実験との対応が向上する。

また, 図1-15では室中央高さにおける下向き風速プロファイルを併せて示しているが, type3ではtype1, 2に見られる噴流の下部の速度の過大評価傾向が明らかに緩和され, 実験結果に近づいている。

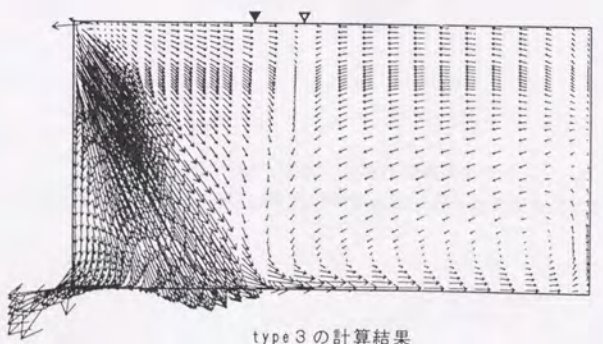
これより, 傾斜角度が鋭角の場合は, 吹出し口上下の端部で, 上記問題が原因となる不都合が生じる可能性があり, その場合は計算領域内部で境界値を設定する型の境界条件の使用が予測精度を向上させる上で効果的であると考えられる。



type 1 の計算結果

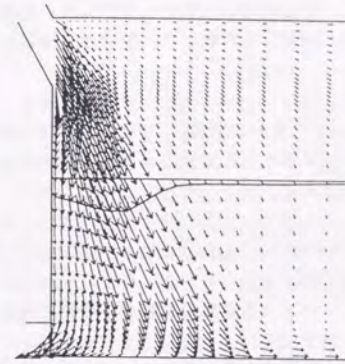


type 2 の計算結果

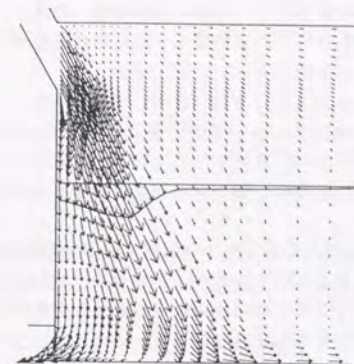


type 3 の計算結果

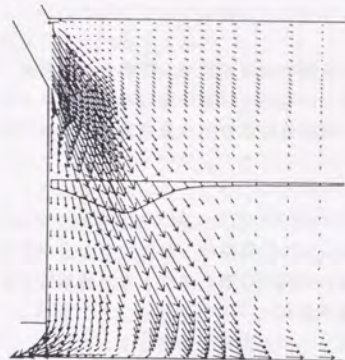
図 1-14 吹出し境界条件の影響 (風向反転地点 ▼-実験, ▽-計算)



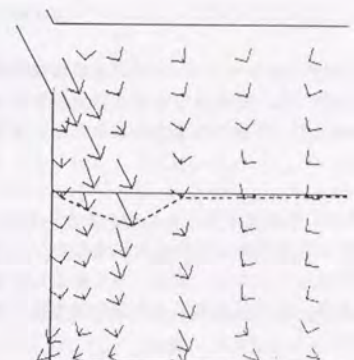
type 1 の計算結果



type 2 の計算結果



type 3 の計算結果



実験結果

図 1-15 吹出し境界条件の影響 (部分詳細)

1. 5 まとめ

本章では傾斜吹出しを伴う室内気流を対象に、 $k-\epsilon$ モデル、直交差分メッシュを用いた数値計算を行い、吹出し傾斜角度、差分メッシュ、差分近似式、吹出し境界条件の相違が計算結果に与える影響を一部打ち切り誤差解析手法を適用して考察した。その結果を以下にまとめて述べる。

- (1) 差分メッシュの方向が吹出し方向と一致する水平吹出しの場合に比べ、 48° 、 60° 吹出しの場合の計算結果はメッシュへの依存性が相対的に強く、この原因は後者の条件では吹出し口近傍の打ち切り誤差が大きくなるためと考えられる。
- (2) 打ち切り誤差の大きい領域に細かい分割を使用する差分メッシュを用いるとスカラー風速に関する打ち切り誤差は、高レベル領域が縮小する傾向が認められた。しかし、 k 、 ϵ に関しては同様の傾向は認められず、今回検討したメッシュでも未だ分割数が不十分であることを示唆する結果となった。
しかし、メッシュ数が事実上制限されている現状の計算機の使用条件と、スカラー風速の打ち切り誤差の縮小傾向を勘案すれば、当面は打ち切り誤差の大きい領域に選択的に細かいメッシュを配し、計算結果のメッシュ依存性を低下させる配慮を行うことが現実的対応となろう。
- (3) 今回用いたメッシュ3(a)程度の比較的細かい分割を使用しても、吹出し傾斜角度の大きい条件では、数値粘性を伴う差分近似式を使用した場合に計算精度の低下は避けられない。従って、移流拡散項の比重の大きい方程式では数値粘性を伴う差分式の使用は問題が多い。
- (4) 吹出し傾斜角度が大きい場合の室内気流を直交座標系を用いて解く場合には、吹出し端部付近の計算結果の吟味には注意を要し、状況によって境界条件を変更することが予測精度の向上につながる。但し、今回提案した方法はいわば対処療法であって、普遍性の高い境界条件、差分近似式等は今後開発を進める必要がある。
- (5) 以上の欠点はあるものの、差分メッシュ、差分近似式、境界条件に十分な注意を払えば、傾斜吹出しを伴う室内気流は直交座標系を用いて工学的に十分な精度の計算可能なことが実験結果との比較から明らかとなった。

但し、在来解法では差分メッシュのレイアウトに対する制約が強く、精度の良い計算を行うための障害となっている点は否めない。そこで次章以降ではこの問題への抜本的対策について検討する。

第2章 Multi-Mesh法の基礎概念と二次元問題への適用

2. 1 緒言

前章で示したように、吹出し・吸込みを伴う室内気流では打ち切り誤差の大きい領域が空間的に局限されている場合が多く、これらの部分に密なメッシュを配することが精度の良い数値計算のために必要と考えられる。

また、実用問題の数値予測を試みる場合、壁面や吹出し口等の物理境界をできるだけ実状に忠実に数値表現することが重要である。

在来法でこのような問題に対応する場合は、通常図2-1(a)に示すような部分的に細かい差分メッシュ(異形メッシュ)が使用されるが、この時同時に計算領域全体に及ぶ間隔の密な帯が発生してしまう。

実用問題ではこれら高分解能要求領域が空間的に点在するケースが非常に多く、例えば図2-1(b)のように高分解能要求領域が対角線的に分布する場合は最悪であって、格子点数は極端に増加する。

これら、細分割の必要性が相対的に低い領域に密なメッシュを用いても、計算精度の向上にはつながらないのは当然であるが、更に未知数の増加によって計算効率は著しく低下することが問題である。

通常の計算機の利用環境では許容される格子点数は、計算コストや計算時間からはほぼ決まってしまう状況が多い(最近では10万メッシュ程度が上限となる例が多い)ため、物理境界条件の大幅な簡略化等の妥協を計り、計算規模の圧縮が要求される。境界条件を簡略化することによって数値計算の信頼性が大きく失われることは避けられない。

これらの事情から、信頼性の高い計算を効率的に行うためには、差分法の欠点の一つである空間分割に関する柔軟性の欠如の問題を克服する必要があると思われる。

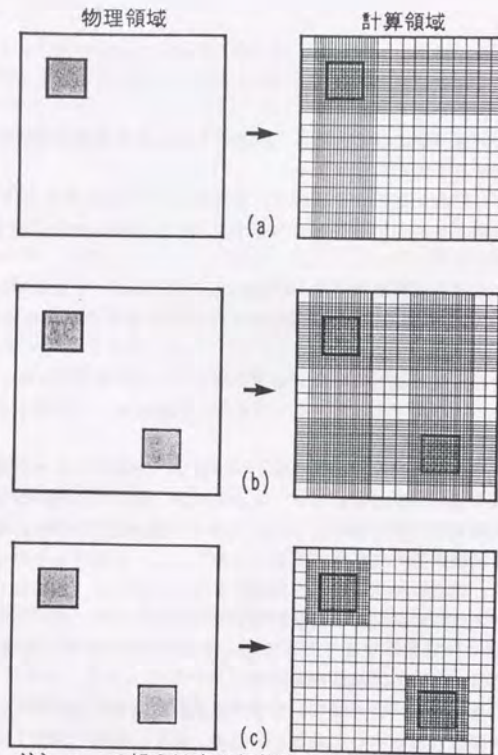
具体的には、図2-1(c)に示すように、必要な領域のみを選択的に細分割する差分メッシュが使用できる解法が実用問題には都合がよい。

これまでに、この種の空間分割を使用した室内気流計算結果の報告としては、石田、栗岡(1982)による有限要素法を用いた場合と、石田、村上、加藤(1989)による一般曲線座標系で解強制置換法(藤井(1987))を用いた場合がある。

これらの計算法は不整形な境界形状への適合性に優れているが、建物室内気流では平面と直角で表現可能な予測対象が多いため、境界適合性は不要のケースが少なくない。

このような予測対象については、むしろ解法の簡潔性や既往の研究成果・計算コードの蓄積があることから、在来解法の範囲で局所的に詳細なメッシュが使用できる解法があれば実用的に有効と考えられる。

そこで本章では、MAC法の枠内で複合的なメッシュを使用し、異なる差分メッシュの解を円滑に結合する新たな解法の開発を試みる。本章では新解法概念、特性について述べると共に、妥当性検証の第一段階として、二次元条件での層流、乱流室内気流を対象に、在来法による粗・細メッシュを用いた計算結果と新解法を用いて部分的に細分割メッシュ



注) ハッチ部分は高分解能要求領域を示す

図2-1 在来法の問題点と差分メッシュの局所的分割の必要性

とした解の比較を試み、複合メッシュの使用が計算精度に与える影響について考察する。

2.2 Multi-Mesh法の基礎概念

(1) メッシュ・システムと変数計算の分担

計算領域内部で必要に応じてメッシュを切り換える場合、異なるメッシュ系の境界面で相互の境界条件を設定する方法が問題となる。細メッシュに隣接する粗メッシュの計算を進めるための境界条件は、細メッシュの情報を圧縮して与えることが考えられ、例えば前章で用いた $I_{\#}$: 粗視化演算子が利用できる。一方、粗メッシュの計算結果から細メッシュの境界条件を生成するためには新たに $I_{\#}$: 細密化演算子を定義する必要がある。

本節以降では、異なるメッシュ系の解の結合を境界条件によって行う一般的な方法について検討するが、これを以後転写法と呼ぶ。

新解法(以下Multi-Mesh法と呼ぶ)におけるメッシュ構造は在来解法を基礎とした2段階の複合構造とし、細メッシュの局所使用によって分解能の部分的向上を実現する方法を考えた。

差分メッシュの作成法は図2-2に示すように、まず領域全体を在来解法と同様に分割し、その中で高分解能の要求される矩形領域を仮想的に除去した残りの領域をベース・メッシュとする。ついで、除去したメッシュ中の各セルを各方向任意に等間隔で複分割し、ローカル・メッシュを生成する。

この際、ベース・メッシュとの情報伝達を考慮し、使用差分近似式に応じた1~3個の仮想セルをローカル・メッシュ外周に配置するが、結合処理をできるだけ簡略化するために、メッシュ界面と法線方向の仮想セル寸法はベース・メッシュと共通とする。

このようにして生成されたベース、ローカル・メッシュは、各々がMAC法で使用されるメッシュと完全に同一の構造となるため、界面付近の従属変数の取扱いを別として、在来解法で解くことができる。

なお、ローカル・メッシュの形状を矩形とし、除去領域セルの分割を均等分割としているのは計算コードの簡略化を計るための制限であって、この制限を設ければ、ベース・メッシュ中の仮想領域の指定や、除去セルの分割の指定が非常に容易になる。

ローカル・メッシュは図に例示するように複数個の同時使用や、内部及び境界面に吹出し、壁等の物理境界を含むことは可能とするが、この場合物理境界条件はローカル・メッシュ側に指定する。また、メッシュどうしが空間的に重複することは許容しない。

変数計算の分担はベース、ローカル・メッシュ共に図2-2にハッチで示す仮想領域を除き、メッシュ界面より内部の変数はそれぞれのメッシュ系で計算する。

問題はメッシュ界面上で定義される法線方向速度成分(図2-3(b)参照)であるが、今回はこれらをローカル・メッシュ側で計算することとした。

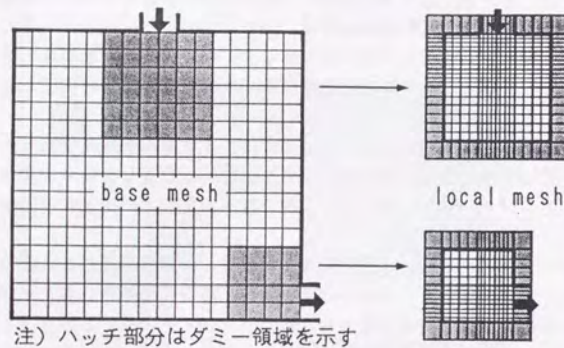


図 2-2 Multi-Mesh法における差分メッシュの作成法

(2) メッシュ間の解の結合

メッシュ系の界面においてフラックスが数値的に保存される結合法を考える。

連続したメッシュ内部の隣接する変数間で、有限体積法に基づく差分式を使用する場合は、一方が他方にディレクレ型の境界条件を与えると同時に、両変数間の相互作用を表すフラックスは共有されている。

従って、異なるメッシュ系の解を結合するためには、以上の過程を意識的に切り放し、一方の解を他方の解の境界条件として与え、計算されたフラックスを元のメッシュ系の境界条件とすればよい。

即ち、解の結合を以下の3段階の手順を踏んで行う。

① step 1 : 従属変数の転写 (ベース→ローカル・メッシュ)

ローカル・メッシュのメッシュ界面付近の変数計算を行うために、ベース・メッシュに属する領域の従属変数を境界条件に用いる。

つまり、ローカル・メッシュ外周に配置した仮想領域にローカル・メッシュでの計算を行うのに必要な部分の値をベース・メッシュから内挿的に転写する手続きを行う。

内挿法としては様々なものが考えられるが、後述する数値レベルでの圧力仕事の保存性を考慮して、図 2-3 (a) で圧力を含む全てのスカラー量 Φ については、セル内一様分布を仮定し図 2-3 (b) の対応する ϕ_A, ϕ_B を共に Φ とする。

また、メッシュ界面と接線方向の V_1, V_2 は対応位置で定義されている u_A', u_C' にそのまま転写する。

残る u_A', u_B', u_B' 等への転写法は、まず図 2-3 (a) で U が定義されているベース・メッシュのセル表面での一様分布を仮定し、 $U \rightarrow u_A' = u_B'$ と置く。ついで図 2-3 (b) の仮想セル部分での連続条件を満たすように u_B' を求める。複分割数が二以上の場合も同様の転写を行う。

複数の仮想セルを要する差分式を使用する場合にも、同様の転写を繰り返すことによりローカル・メッシュでの active な変数の計算に要するフラックスは全て計算可能となる。

② step 2 : フラックスの転写 (ローカル→ベース・メッシュ)

ベース・メッシュでの計算に要するフラックスをローカル・メッシュから積分的に逆転写する。

具体的には、図 2-3 (a) の Φ, U, V_2 等を取り囲む有限体積はその一辺をローカル・メッシュ領域に接している。ローカル・メッシュ側の計算はベース・メッシュからの内挿的転写によってすでに完了しているので、対応する位置のローカル・メッシュにおけるフラックス計算値で置き換える転写を行う。

例えば図 2-3 (a) の V_2 に関する有限体積 (図中に点線で示す) では上面フラックスを図 2-3 (b) の v_B, v_C, v_D 有限体積下面のフラックスの面積の重み付き平均値とし (二分割の場合の重みは $1/4, 1/2, 1/4$ となる)、同様のフラックス転写を Φ, U についても行う。これより、ベース・メッシュ側の計算が可能となる。

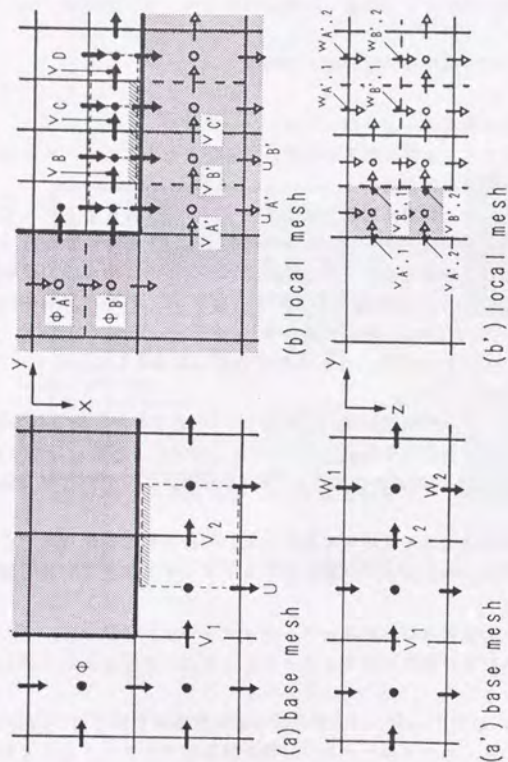


図2-3 メッシュ間の解の結合法
(ハッチ部分はダミ領域を示す)

③ step3: 圧力・速度同時緩和法の修正

前編で詳述したViecelli (1971) による圧力・速度緩和法を、異形メッシュ用に拡張した加藤らの式を基礎とし、Multi-Mesh法に適用するように一部変更して用いる。

修正を要するのは、図2-4に示すローカル・メッシュに接するベース・メッシュの計算セルについてであるが、まず連続条件からの逸脱Dを下式で評価する。

$$D = \frac{U - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n u_i}{\Delta x} + \frac{V_2 - V_1}{\Delta y} \quad (2.1)$$

圧力速度同時緩和法の概念を拡張すれば圧力Pの補正量P' およびu_iの補正量u_i'はDを介して次式となる。

$$P' = \frac{-\beta \cdot D}{\tau \cdot \left[\frac{1}{\Delta x_+} + \frac{1}{\Delta x_-} + \frac{1}{\Delta y_+} + \frac{1}{\Delta y_-} \right]} \quad (2.2)$$

$$u_i' = -\frac{P' \cdot \tau}{\Delta x_-} \quad (2.3)$$

ここに、 β : 緩和定数 (1.0~1.4), τ : 時刻幅

なお、緩和の順番はベース、ローカル・メッシュ別に順番に行い、全てのセルで連続条件が満たされるまで繰り返す方法を試みた。

(3) 解法の特徴

新解法の開発に当たって配慮した事項と解法の有する特徴を以下にまとめて示す。

① 従属変数の転写法とオーバーラップの禁止について

ベース・メッシュからローカル・メッシュへの従属変数の転写法では、原則的にセル内部及び表面での一様分布を仮定している。この点に関し、内挿関数の精密化等による改良の余地を残しているが、当面は最も簡易な転写法を採用し、解法全般の基本的妥当性の検証に重点を置いた。また、各meshの空間的重複を禁止しているが、重複がある場合でも以下の②~④に示す特性を有する解法は有り得る。但し、重複なしの場合に比べて複雑になり、重複部分での解の採用や重複範囲の設定に関する検討が付随して必要となる。そこで、今回は重複がないことを前提とした。

② 在来法との対応

ベース・メッシュの差分分割と一致するローカル・メッシュを使用する場合(即ち、複分割なしの場合)には、圧力・速度同時緩和の順番が異なる点を除き、在来法に完全に帰着する。従って、新解法は形式的に在来解法を包含した解法となる。

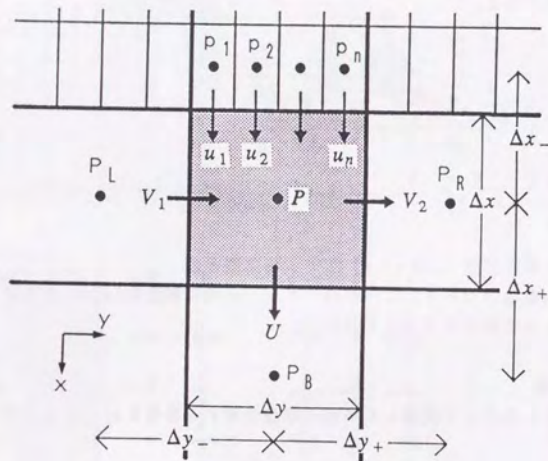


図 2-4 ベース、ローカル・メッシュ界面の構造

③ 保存性

流量、運動量、一次量、運動エネルギー中の圧力項が数値レベルで保存され、これらは在来解法で異形メッシュを使用する場合の保存量である。

流量の保存は連続条件を式 2.1 で評価することによって成立する。

一次量の保存は、ローカル・メッシュでの計算フラックスの面積の重み付け平均値をベース・メッシュに転写することにより成立する。

圧力項の保存に関しては、下式に示すように計算領域内部の圧力項が境界を除いて互いに打ち消し合うことを示せばよい。

$$\iint_V U_i \frac{\partial P}{\partial x_i} dv = \int_S U_n P dA \quad (2.4)$$

問題となるのは図 2-4 のローカル・メッシュに隣接する P を含むベース・メッシュ中のセルについてであり、 P を含む式 2.4 左辺の中心差分近似は以下となる。

$$V_2 (P_R - P) \Delta x \quad (2.5)$$

$$V_1 (P - P_L) \Delta x \quad (2.6)$$

$$U (P_B - P) \Delta y \quad (2.7)$$

$$u_i (P - P_i) \frac{\Delta y}{n}, \quad i=1 \sim n \quad (2.8)$$

上式中の P に関する項のみを整理すると、

$$-P \Delta x \Delta y \left[\frac{U - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n u_i}{\Delta x} + \frac{V_2 - V_1}{\Delta y} \right] \quad (2.9)$$

式 2.9 の括弧内は式 2.1 と一致するため、連続条件が満たされれば 0 となる。

④ 計算解の双方向伝達性と同時性

一部のメッシュの解がメッシュ界面を通して他のメッシュの解に影響を与え、その結果が元のメッシュにフィードバックされる性質がある。

従って、循環を伴う気流場への適用に制限を受けない。また、収束計算には time-marching 法を使用しており、解の進展は全てのメッシュ系で同一となるため、時間依存型の問題を対象とする場合にも変更なしに適用可能である。

2.3 計算結果

以下、二次元の層流と乱流を対象に在来解法で細かいメッシュ、粗いメッシュによる計算結果をMulti-Mesh法の解と比較し、解法の基礎的妥当性の検証を試みた。

(1) 二次元層流

① 計算条件

吹出し・吸込み幅1の 9×9 の正方形領域を対象とし、吹出し・吸込み法線方向速度を境界上で1、接線方向速度を仮想セルで0、壁境界条件はno-slip条件とした。

Multi-Mesh法の計算では、まず図2-5に示すM1の分割を用いたが一部不都合が生じたのでM2に変更し、S1, 2の二種類の等分割差分メッシュを用いた在来法の解と比較した。

Multi-Mesh法ではベース・メッシュとしてS1を用い、吹出し・吸込み近傍で使用するローカル・メッシュ部分は、M1はS2と一致する分割、M2ではM1のローカル・メッシュ1外周にメッシュ界面と法線方向寸法がS1と一致する緩衝領域（仮想領域とは異なる）を設けた。使用差分近似式は空間微分に関し、運動方程式移流項をQuick法、他は中心差分を用い、時間微分は単純前進差分法で近似した。

② M1を用いた計算結果

吹出し速度、吹出し幅から定義されるRe数が50の場合のM1差分メッシュによる計算結果を図2-6に示す。

図より計算流線は、図中に点線で示すメッシュ界面で滑らかに結合するが、圧力分布（吹出しに接する実セル中心位置を0とする。以下同様）に関しては吹出し側のローカル・メッシュ下側の界面部分で若干屈曲が生じている（図中に矢印で示す）。

これはこの部分で、差分メッシュ間隔が界面と接線方向、法線方向共に二倍に変わることが原因の一つと考えられるため、界面と法線方向のメッシュ間隔変化をローカル・メッシュ内部で行い、界面部分での変化は複分割による接線方向のみとしたM2差分メッシュを使用したところ明らかに緩和されたので、以後はM2差分メッシュを用いた。

③ 計算結果の比較

差分メッシュをM2に変更し、 $Re = 10, 50, 100$ とした計算結果を在来法による解と図-7~9に比較する。

$Re = 10$ では、主流左側の渦がS1で他のメッシュを用いた場合よりも若干強くなる点を除き、使用メッシュ間で流れの様相に顕著な相違は認められない。しかし圧力分布はS2にみられる吹出し、吸込み付近の密な分布をmeshの粗いS1では再現できず、この部分の分割がS2と一致するM2では両者がよく対応する。

$Re = 50$ では流線に関し、特に主流左側渦の速度、形状に関する相違が顕在化し、M2の結果はS2と非常によく一致するがS1とは明らかに異なる。圧力に関してもM2の解は、ローカル・メッシュ領域のみならず分割の粗いベース・メッシュ領域についてもS2

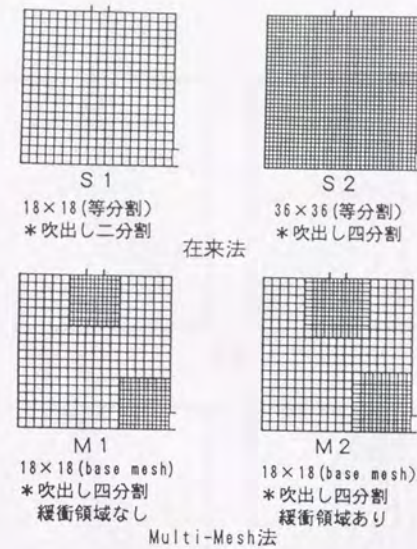


図2-5 二次元層流の差分メッシュ

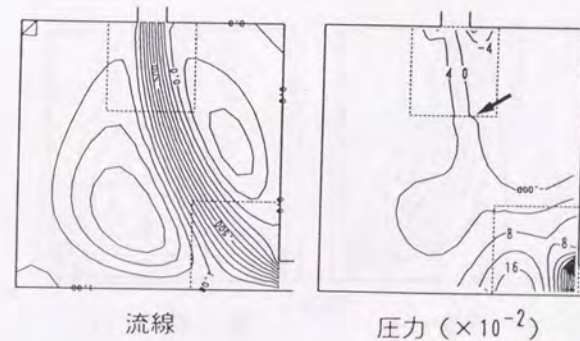
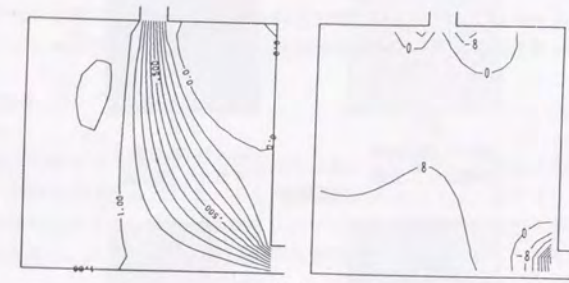
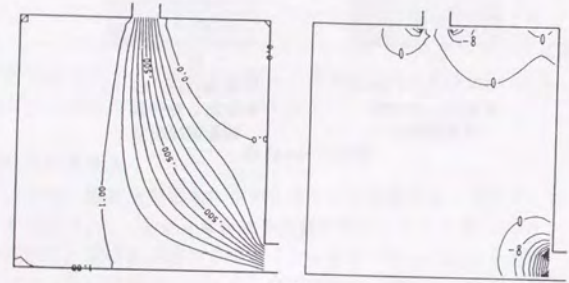


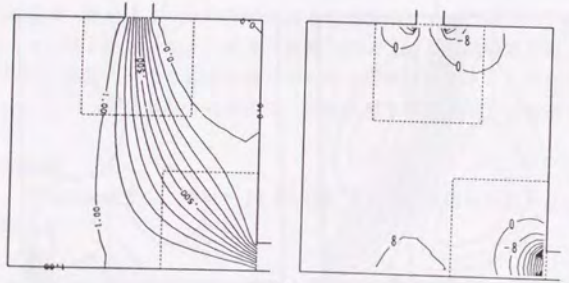
図2-6 M1差分メッシュによる計算結果
(矢印は等圧力線の屈曲部分)



S 1



S 2

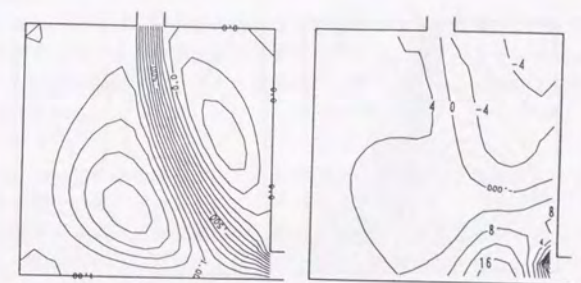


流線

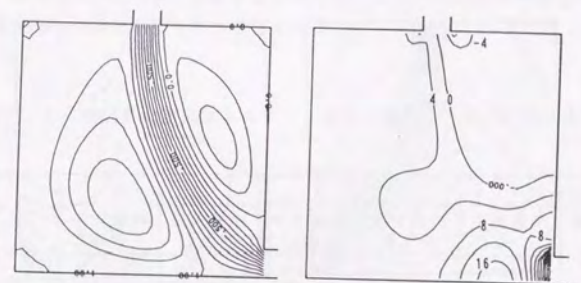
M 2

圧力 ($\times 10^{-2}$)

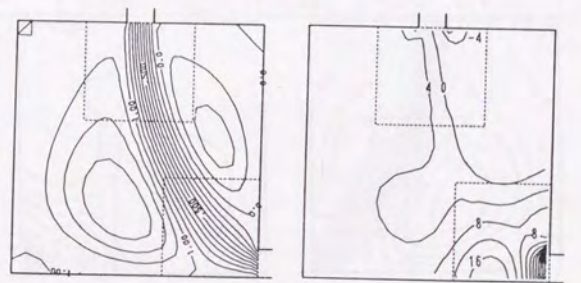
図 2-7 二次元層流の計算結果 ($Re = 10$)



S 1



S 2



流線

M 2

圧力 ($\times 10^{-2}$)

図 2-8 二次元層流の計算結果 ($Re = 50$)

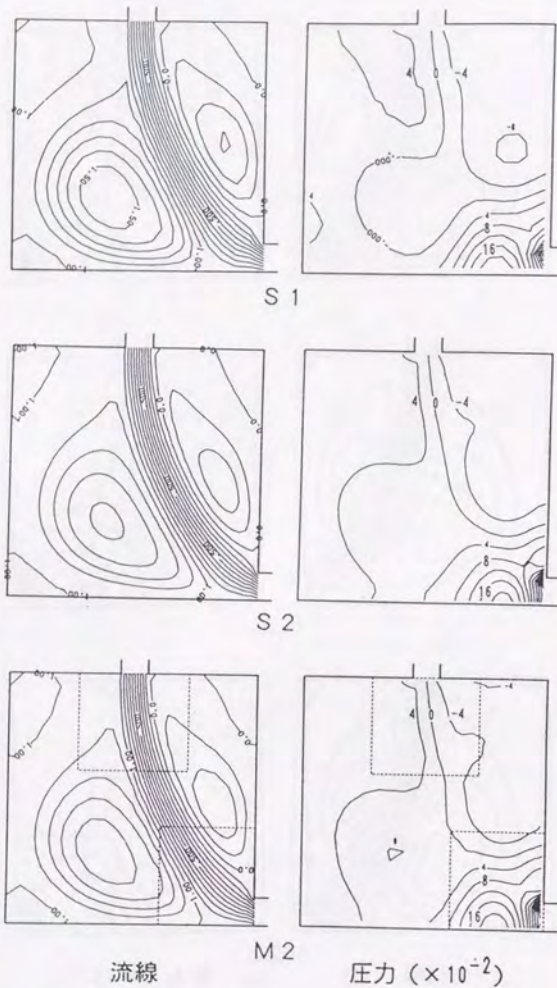


図2-9 二次元層流の計算結果 (Re = 100)

の解と良く対応し、事実上M2差分メッシュの使用により、S2と同等の解が得られていることが分かる。

Re = 100では、メッシュ間の解の相違が一層顕著となり、流線、圧力いずれもM2差分メッシュの解はS1、2の中間的な分布となっている。但し、Re = 50の場合と比較して、ややM2とS2の対応は劣り、この原因はベース・メッシュにおける分解能の不足によるものと推定される。

なお、Multi-Mesh法による流線、圧力計算結果はいずれのRe数に対しても界面部分で滑らかに結合されていることが分かる。

空間平均運動エネルギーと計算領域中の最大・最小圧力差を表2-1に示す。いずれのRe数に対してもMulti-Mesh法による結果はS2の解に近いことが分かる。

即ち、変数の勾配が相対的に大きい吹出し・吸込み近傍に限定的に細かい差分メッシュを用いても、同領域の打ち切り誤差の縮小は移流拡散により計算対象の全領域に波及し、これが全般的精度向上につながるものと推定される。

表2-1 空間平均運動エネルギーと最大・最小圧力差の計算結果

メッシュ	Re = 10		Re = 50		Re = 100	
	平均運動エネルギー	最大最小圧力差	平均運動エネルギー	最大最小圧力差	平均運動エネルギー	最大最小圧力差
S1	0.0281	0.686	0.0567	0.443	0.0674	0.411
S2	0.0267	1.120	0.0540	0.640	0.0620	0.561
M2	0.0265	1.060	0.0539	0.650	0.0630	0.580

(2) 二次元乱流

① 計算条件

層流と同一空間を計算対象とし、 $k-\varepsilon$ モデルによる乱流計算を行った。乱流エネルギー k 、乱流エネルギー散逸率 ε 式の移流拡散項の近似にはHybrid法を用い、壁境界条件は $1/7$ 乗風速分布の仮定に基づく壁関数を用いた他は、層流に準じた解法を用いた。また k 、 ε の流入値はそれぞれ 0.005 、 0.00064 とした。

なお、ベース・メッシュでメッシュ界面に隣接する地点の k 、 ε 生産項の計算に必要な速度成分はローカル・メッシュの計算結果を平均化して与えた。

計算はまず先のM2差分メッシュを用い、その結果を踏まえて図2-10のM3、4差分メッシュに対する解を求め、在来法によるS3、4の解と比較した。計算差分メッシュはM2の場合を除き、壁面第一セルの壁と法線方向寸法を全域で吹出し・吸込み幅の $1/4$ に統一し、M3ではベース・メッシュをS3、ローカル・メッシュをS4とし、先と同様緩衝領域を付加したものである。また、M4はベース、ローカル・メッシュ共にM3より細かい分割としたものである。

② M2を用いた計算結果

計算結果を図2-11に示す。

流線は滑らかに接続するが、吸込み側ローカル・メッシュの界面で、壁近傍における変数の接合が多少不自然となる(図中に矢印で示す)。

これは使用した壁面境界条件が壁からの距離に依存するタイプのものであり、M2差分メッシュでは壁第一セルの壁からの距離がベース、ローカル・メッシュ間で異なるために生じた結果と推定されたため、これを統一した差分メッシュに変更したところ問題は解消された。

③ 計算結果の比較

Multi-Mesh法でM3、4差分メッシュを使用した解を、在来法による結果と図2-12~16に比較する。

流線に関して在来法を用いたS3、4の解を比較すると、差分メッシュの粗密の影響は主流左側の循環の強さや、主流右側の循環の形状に現れ、粗いmeshでは前者を大きく評価することが分かる。

Multi-Mesh法を用いたM3ではこの傾向が緩和され、更にM4ではS4にほぼ対応する解となっている。圧力分布(静圧を密度で除した値と $2/3k$ の和)についても同様であり、M3はS3とS4の中間的分布、M4はS4とほぼ同一の分布となる。

k の分布についてS3、4の解を比較すると、S3では主流両側の循環部分でS4よりも全般的に k のレベルが高く、S4の結果にみられる吹出し端部付近のピークが消失している。一方、M3の結果にはピークが明確に再現されており、ローカル・メッシュ内部の分布がS4の結果とよく対応すると共に、循環領域となるベース・メッシュ部分での過大評価傾向が緩和されている。

また、M4の結果は吹出し端部近傍で、S4に比べピーク領域が縮小する反面ピーク値

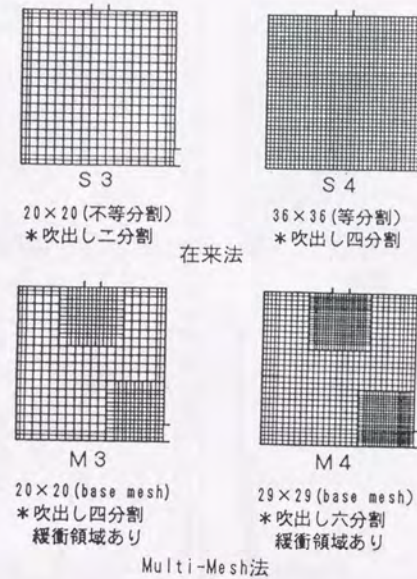


図2-10 二次元乱流の差分メッシュ

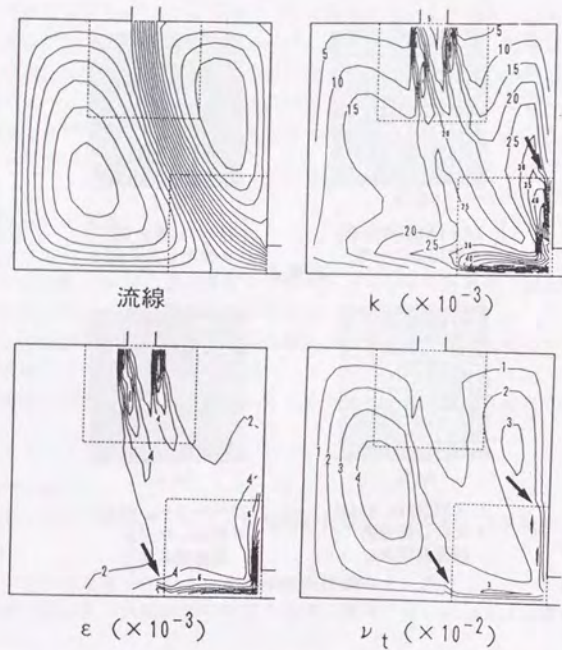


図 2-11 M2 差分メッシュによる計算結果
(矢印は変数の結合が不自然な部分)

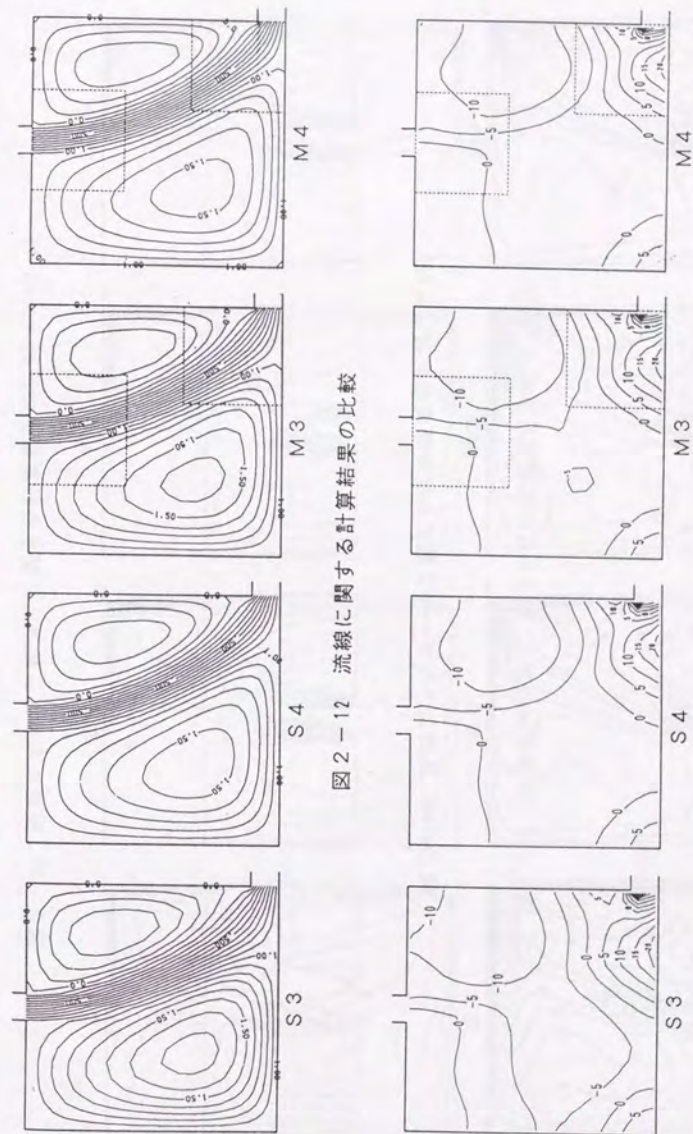


図 2-12 流线に関する計算結果の比較

図 2-13 圧力に関する計算結果の比較 ($\times 10^{-2}$)

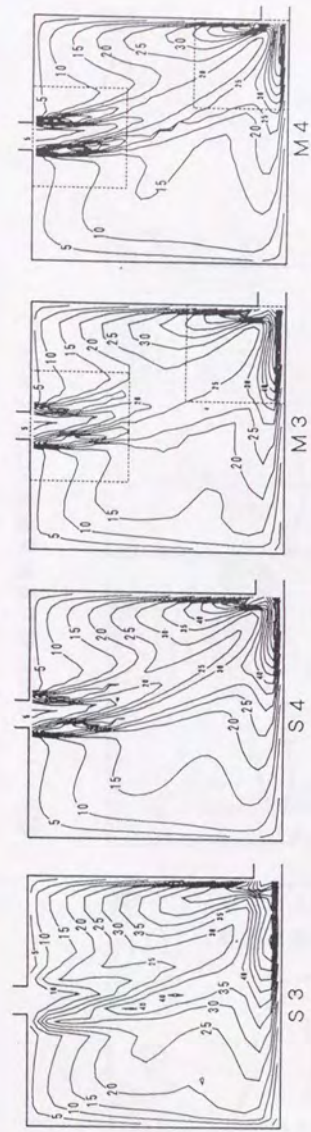


図2-14 乱流エネルギー k に関する計算結果の比較 ($\times 10^{-3}$)

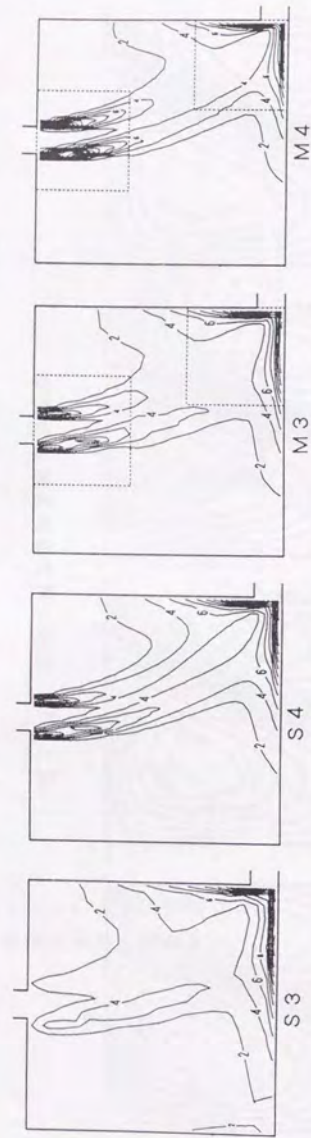


図2-15 乱流エネルギー散逸 ϵ に関する計算結果の比較 ($\times 10^{-3}$)

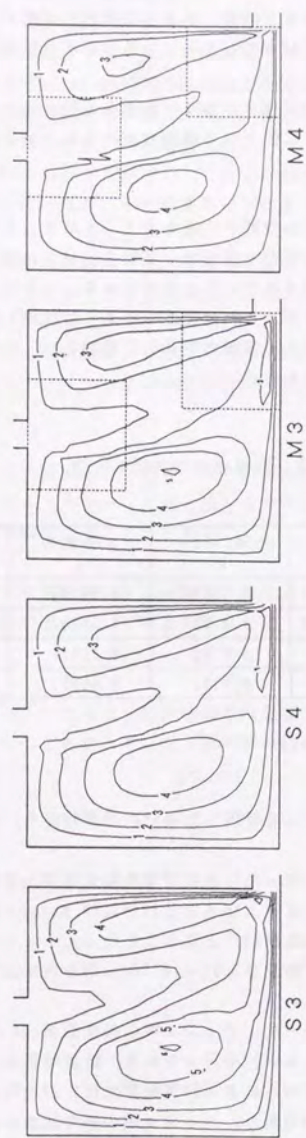


図2-16 渦動粘性係数 ν_t に関する計算結果の比較 ($\times 10^{-2}$)

は増加する。これは、M4差分メッシュでの吹出し近傍での分割がS4より細かいためと推定される。 ε の分布についてもkと同様、S3では吹出し近傍のピークが再現されず、M3の結果はS4とよく対応し、M4ではS4よりもピーク値が増加する。

渦動粘性係数 ν_t の分布についてS3とS4の結果を比較すると、差分メッシュが粗い場合は主流左側と主流部分で大きな値となる傾向が認められ、M3、4いずれの結果もこれが緩和されていることが分かる。

運動エネルギー、 k 、 ε 、 ν_t の空間平均値を表2-2にまとめて示す。

S3の結果はS4に比べ全ての値が大きくなっており、M3の結果はローカル・メッシュ使用の効果により、これが緩和されていることが分かる。また k 、 ε 、 ν_t の値がM4ではS4よりも小さくなっているが、これは先述したように吹出し近傍に細かい分割を使用したため、 k 、 ε の生産項の大きい領域が空間的に局限され、結果的に空間平均レベルの低下につながったものと推定される。

表2-2 計算結果の空間平均値

メッシュ	平均運動エネルギー	乱流エネルギー k	k の散逸 ε	渦動粘性係数 ν_t
S3	0.0840	0.0248	0.00273	0.0282
S4	0.0787	0.0189	0.00252	0.0212
M3	0.0831	0.0193	0.00246	0.0214
M4	0.0799	0.0162	0.00231	0.0183

④ 計算時間の比較

Multi-Mesh法でM3差分メッシュを使用した場合の計算時間を、在来解法S4差分メッシュの場合と比較する。

圧力速度同時緩和回数が1回となった以後の計算時間を東京大学計算機センターHITAC M-682H IAP上で測定したところ、S4とM3でそれぞれ58.6step/秒、95.5step/秒となった。両者の実メッシュ数が1296及び623となることから、1メッシュ、1step当たりの計算時間を求めると、 1.32×10^{-6} 秒及び 1.68×10^{-6} 秒、即ち在来法を基準としたMulti-Mesh法の計算時間比は1.27となる。

今回使用した計算コードではベース・メッシュ中の仮想領域128メッシュ部分で無効計算(計算は行うが計算結果は使用しない)を行っており、計算時間がメッシュ数に単純に比例すると仮定した場合の無効計算のみによる計算時間比は1.21となる。従って、計算時間の増加は主に無効計算によるものであり、メッシュ間の解の結合による寄与は相対的に小さいと判断できる。

2.4 まとめ

本章では前章の結果から着想を得、新たに開発したMAC法を基礎とする部分的詳細差分メッシュの使用法であるMulti-Mesh法の基礎概念を示した。

新解法は在来解法と同等の保存性があると共に、解の双方向伝達性や同時性など、在来解法の持つ多くの特性を継承することを考慮した。

新解法の基本的妥当性の検証を目的とし、二次元の層流と乱流を対象とした、在来解法による計算解との比較を行ったが、その結果を以下にまとめて述べる。

- (1) 本章に示した解を求める過程では、計算不安定等の障害は一切生じる事はなかった。従って実用的解法として使用できる見込みが十分あると考えられる。
- (2) 二次元層流における検討結果より、圧力分布の円滑な結合を計るためにはローカル・メッシュ端部にベース・メッシュと界面法線方向寸法を同一とした緩衝領域を設けることが有効である。
- (3) 二次元乱流での検討結果より、壁と法線方向寸法に依存する壁面境界条件を使用する場合はベース、ローカル・メッシュで壁と接するセル寸法を統一することにより、 k 、 ε 、 ν_t の結合の問題を解消することができる。
- (4) Multi-Mesh法により局所的に計算分解能を向上させた計算結果は、在来解法を用いて差分メッシュを全般的に細かくした場合の結果とよく対応し、効率的に計算精度を高めることが可能である。
- (5) Multi-Mesh法を使用した場合の計算時間の増加は主にベース・メッシュ仮想領域における無効計算によるものであり、メッシュ間の解の結合に要する計算時間は小さい。

3.1 緒言

前章ではMAC法におけるメッシュ・システムを複合使用することにより、局所的に計算分解能を向上させる方法としてMulti-Mesh法を開発し、その基礎概念を述べるとともに、二次元条件に対する妥当性検証を行った。

本章ではMulti-Mesh法を実用問題に適用することを目的として、三次元条件への拡張を試みる。

まず、三次元層流を想定して行った計算結果を吟味し、従属変数転写法の三次元条件への拡張に関する検討を行う。更に、その結果を踏まえて三次元乱流室内気流に適用し、計算結果を在来法による数値解及び模型実験結果と比較し、拡張解法の妥当性に検討を加える。

3.2 三次元Multi-Mesh法

(1) メッシュ・システムと変数計算の分担

二次元Multi-Mesh法の概念を拡張した三次元用のメッシュ・システムを使用する。

即ち、図3-1に示す計算対象空間の全領域を分割したメッシュから、計算分解能が不足すると予想される直方体部分を除去し、残りの領域をベース・メッシュ担当領域とする。

ついで、除去したメッシュを各方向任意に等間隔で複分割することにより、高分解能要求領域に限定して使用するローカル・メッシュを生成するが、外部に使用差分近似式に応じメッシュ界面と法線方向寸法がベース・メッシュと一致する1~3個の仮想セルを便宜的に設ける点は二次元と同様である。

変数の分担は、ベース、ローカル・メッシュ共に仮想領域を除くメッシュ界面より内部の変数はそれぞれのメッシュで計算するが、界面上で定義される法線方向速度成分はローカル・メッシュ側で計算する。

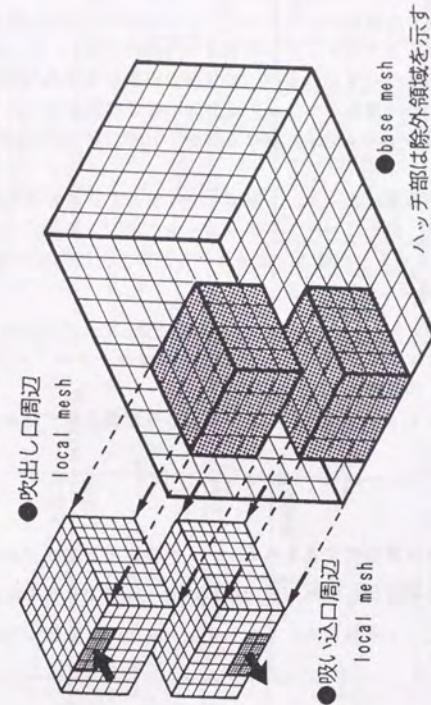


図3-1 三次元Multi-Mesh法のメッシュ・システム

(2) メッシュ間の解の結合

解の結合法はほぼ二次元の場合を踏襲してそのまま拡張した。

但し、ベース・メッシュからローカル・メッシュへの従属変数の転写段階については二通りの方法を試みた。

① step 1 : 従属変数の転写 (ベース・メッシュ→ローカル・メッシュ)

ローカル・メッシュのメッシュ界面上及び界面に隣接する変数計算に必要となる従属変数をベース・メッシュから内挿的にローカル・メッシュの仮想領域に転写する。

ここでは図3-2に示すようにメッシュ界面がx方向に直交し、y、z方向の複分割数がそれぞれ2分割の場合について述べるが、複分割数が異なる場合への変更は容易である。

以下、従属変数はスカラー量及びx、y、z方向の各速度成分をそれぞれ Φ, U, V, W で表わし、ベース、ローカル・メッシュにおける値をそれぞれ U (大文字), u (小文字)と区別する。

また、下付き添え字が順番にx、y、z座標を表すMAC法における従属変数定義点の表し法を用いるとすれば、例えばベース・メッシュ上で界面に隣接する位置のスカラー量は $\Phi_{i,j,k}$ 、ローカル・メッシュ界面上で定義される法線方向速度成分は、 $u_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}$ 等となる。

まず、図3-2(a)、(a')のスカラー量 $\Phi_{i,j,k}$ を、ベース・メッシュセル内部における一様分布を仮定することにより、図-2(b)、(b')に示すローカル・メッシュ側で対応する各変数(ここでは4個)に転写する。

以下、ローカル・メッシュ側で複分割によって生じる定義点をアンダーラインで示す。

$$\phi_{i,j+\frac{1}{4}m,k+\frac{1}{2}n} = \Phi_{i,j,k} \quad (m=\pm 1, n=\pm 1) \quad (3.1)$$

ベース・メッシュのセル表面で定義される、メッシュ界面と接線方向の $V_{i,j+\frac{1}{2},k}$ 、 $W_{i,j,k+\frac{1}{2}}$ 等についても同様にしてセル表面における一様速度分布を仮定すれば以下となる(ベース・メッシュ上の1変数がローカル・メッシュ上の2変数に対応)。

$$\begin{aligned} v_{i,j+\frac{1}{2}m,k+\frac{1}{4}n} &= V_{i,j+\frac{1}{2},k} \\ w_{i,j+\frac{1}{4}m,k+\frac{1}{2}n} &= W_{i,j,k+\frac{1}{2}} \quad (m=\pm 1, n=\pm 1) \end{aligned} \quad (3.2)$$

残る界面と法線方向の速度成分 $u_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{4}}$ 等と、ベース・メッシュ上の接線方向速度成分定義点の中間に位置する $v_{i,j,k+\frac{1}{4}}$ 、 $w_{i,j+\frac{1}{2},k}$ 等に対する転写法については、以下に示すtype 1, 2の2通りの方法を試みた。

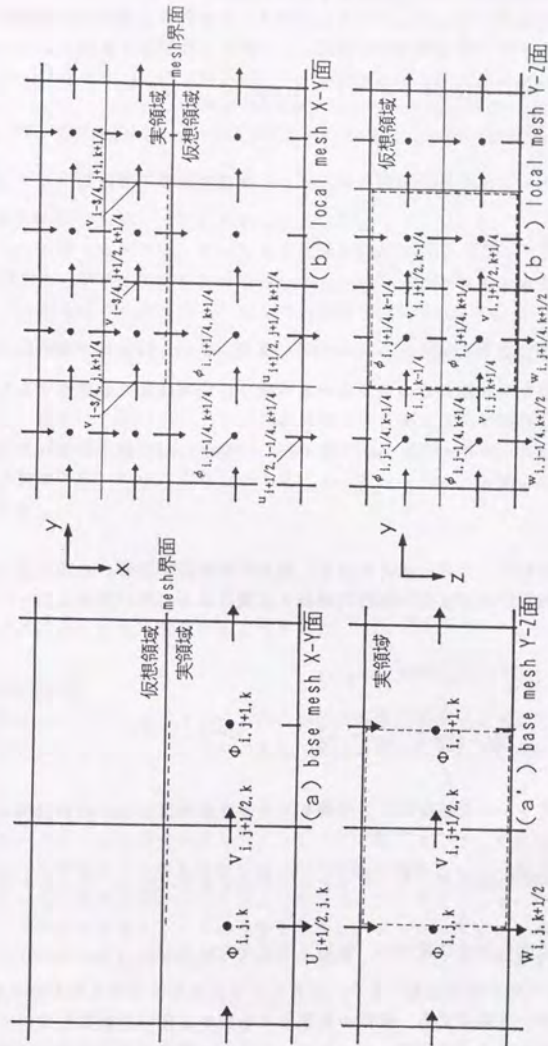


図3-2 メッシュ間の解の結合法

type 1

これは、二次元条件における前章の転写法をそのまま三次元条件に拡張したものである。接線方向速度成分と同様、ベース・メッシュ上でメッシュ界面と法線方向速度成分が定義されているセル表面での一様速度分布を仮定し、下式により転写する。

$$u_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{4}m, k+\frac{1}{4}n} = U_{i+\frac{1}{2}, j, k} \quad (m=\pm 1, n=\pm 1) \quad (3.3)$$

次に、ローカル・メッシュの複分割面上における一様速度分布を仮定し、

$$\begin{aligned} v_{i, j, k-\frac{1}{4}} &= v_{i, j, k+\frac{1}{4}} \\ w_{i, j-\frac{1}{4}, k} &= w_{i, j+\frac{1}{4}, k} \end{aligned} \quad (3.4)$$

とすれば、図3-2(b')の $\phi_{i, j-\frac{1}{4}, k+\frac{1}{4}n}$ ($n=\pm 1$) 及び、 $\phi_{i, j+\frac{1}{4}, k-\frac{1}{4}}$ ($m=\pm 1$) なる仮想領域中のスカラー量を取り囲む各2セルを一まとめとして連続条件を適用することにより、式3.4の各変数の値を決定することができる。

なお、この方法ではローカル・メッシュで複分割の結果生じた仮想領域各セルの連続条件は厳密には成立しなくなる。

type 2

type 1と同様、複分割面上での一様速度分布、式3.4の仮定を用いるが、これらをベース・メッシュの接線方向速度成分の線形内挿から下式に従って先に求める。

$$\begin{aligned} v_{i, j, k+\frac{1}{4}n} &= \frac{1}{2}(V_{i, j+\frac{1}{2}, k} + V_{i, j-\frac{1}{2}, k}) \\ w_{i, j+\frac{1}{4}m, k} &= \frac{1}{2}(W_{i, j, k+\frac{1}{2}} + W_{i, j, k-\frac{1}{2}}) \end{aligned} \quad (m=\pm 1, n=\pm 1) \quad (3.5)$$

次に、ローカル・メッシュ仮想領域にでの各セルの連続条件より $u_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{4}m, k+\frac{1}{4}n}$ ($m=\pm 1, n=\pm 1$) を決定する。

なお、これらの算術平均値がベース・メッシュで対応する $U_{i+\frac{1}{2}, j, k}$ に一致することは容易に確かめられる。

結局、type 1, 2の間の主要な相違は、法線方向速度成分 $u_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{4}m, k+\frac{1}{4}n}$ ($m=\pm 1, n=\pm 1$) に一様分布を仮定するか、位置による変化を許容するか点にある。

いずれの転写法を用いる場合でも、複数の仮想セルを要する差分近似式を使用する条件では同様の転写を繰り返すことにより、ローカル・メッシュ側のフラックスは計算可能となる。

② step 2: フラックスの転写 (ローカル・メッシュ→ベース・メッシュ)

ベース・メッシュのメッシュ界面に隣接する変数計算を行うために必要となるフラックスを、有限体積法の考え方に従いローカル・メッシュにおける対応位置のフラックス計算値で積分的に逆転写する。

例えば、図3-2(a), (a')の $V_{i, j+\frac{1}{2}, k}$ の計算を行うためには図中に点線で示すメッシュ界面上で $j \leq y \leq y+1$, $k - \frac{1}{2} \leq z \leq k + \frac{1}{2}$ なる長方形範囲の有限体積の表面フラックスが必要となるが、これはローカル・メッシュ側の $v_{i-\frac{3}{4}, j+\frac{1}{2}m, k+\frac{1}{4}n}$ ($m=0, 1, 2, n=\pm 1$) なる6変数の計算に際して既に求められている。

そこで、これらローカル・メッシュで計算されたフラックスに、上記有限体積表面に占める面積割合を乗じて加算した値をベース・メッシュのフラックスとして用いればよい。

従って、例えばローカル・メッシュ上の変数 $v_{i-\frac{3}{4}, j, k+\frac{1}{4}}$ のメッシュ界面上フラックスは、その有限体積表面が $V_{i, j+\frac{1}{2}, k}$ 及び $V_{i, j-\frac{1}{2}, k}$ の有限体積表面に跨っているため両者の界面フラックスの計算に重複して使用されることになるが、この方法によって一次量の数値レベルにおける保存が成立することは明らかである。

同様のflux転写を W (ローカル・メッシュでは6変数のフラックスが対応)、 Φ , U (同4変数が対応) についても行うことによってベース・メッシュの計算を進めることが可能となる。

③ step 3: 圧力・速度同時緩和の修正

前章の二次元Multi-Mesh法用の圧力・速度同時緩和法を三次元条件に拡張して行なう。三次元の拡張には特に問題は生じなかった。

(3) 解法の特徴

三次元Multi-Mesh法は二次元の場合と解法の特徴を共有するものである。以下ではその主要部分を示すとともに三次元への拡張の際に必要な修正点について述べる。

① 従属変数の転写法とオーバーラップの禁止

ベース・メッシュからローカル・メッシュへの転写法では、原則的にセル内部及び表面での一様分布を仮定する最も簡易な方法から検討を開始したが、後述するように一部不都合が生じたので改良した。type 2はこの過程で行った改良である。

また、本解法では各メッシュの重複を禁止し、メッシュ界面で定義される法線方向速度をローカル・メッシュ側で計算する方法を採用しているため、変数が空間的に重複定義されることはない。

② 在来法との対応

ベース・メッシュの差分メッシュと一致するローカル・メッシュを使用する場合(複分割なしの場合)には、type 1, 2いずれの転写法を用いる場合でも在来法に帰着するため、

形式的に在来法を包含した解法となる。なお、本章で作成した層流・乱流気流の計算アルゴリズムは、複分割を行わないローカル・メッシュを想定した場合、従来筆者らが用いてきた在来法単一メッシュの計算アルゴリズムと同一の解を与えることを予め確認している。

③ 保存性

流量，一次量，運動エネルギー中の圧力項が数値レベルで保存される。

④ 循環流及び時間依存型問題への適用性

ベース，ローカル・メッシュ間の相互作用はメッシュ界面での変数，フラックスの転写により双方向で行われる。

従って，村上，持田ら（1988e）が建物周辺気流に適用し有効性を検証した，広い領域の計算結果から狭い領域の解を求めるための境界条件を生成し，順次計算領域を縮小するPassive Methodとは異なり，計算領域間の相互作用が強い気流条件にも適用可能である。

また，time-marching 法を収束解法として使用し，各メッシュの解は並列に更新されるため，時間依存型の問題へ適用する際にも変更を必要としない。

3. 3 計算結果

(1) 三次元層流

① 計算条件

図3-3に示す天井中央に吹出し，床に接する側壁に吸込みを有する野村，松尾，貝塚，坂本，遠藤（1975a）の用いた立方体室内気流をベンチマーク計算の対象とした。

まず従属変数の転写法にtype 1, 2を使用したMulti-Mesh法による解を比較し，転写法の相違が解に与える影響について検討した。

次に，在来法で差分メッシュの粗密を変化させた条件の解とMulti-Mesh法の解を比較した。

使用差分メッシュは図3-4に示すように室の対称部分を計算領域として想定し，在来法では二通りのメッシュ（S1, S2）を使用した。

Multi-Mesh法では，S1から吹出し・吸込み周辺部分を除去したものをベース・メッシュとしており，前章の検討結果を踏まえ，メッシュ界面に接するセルの法線方向を除き，除去領域を各方向2分割（ベース・メッシュ1セルを8セルに分割）することにより，主要部分がS2と一致するローカル・メッシュを作成し，両者を併用する複合メッシュ（M）を用いた。

なお，いずれの場合も壁に接するメッシュの法線方向寸法は同一とした。

境界条件は吹出し，吸込み面に関し，法線方向速度を境界上で1，接線方向速度を仮想領域で0とし，対称面はfree-slip条件，壁面はno-slip条件とした。

使用差分スキームは空間微分に関し，運動方程式移流項をQuick法，他は中心差分を用い，時間微分項は単純前進差分法による近似を用いた。

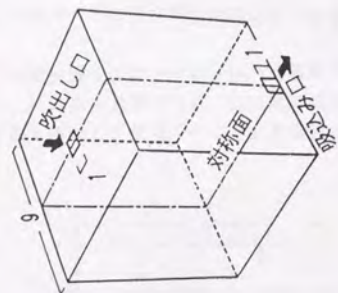


図3-3 計算対象空間（三次元層流）

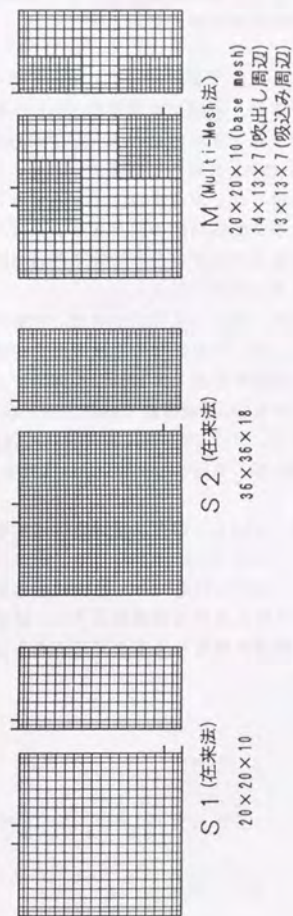


図3-4 三次元層流の差分メッシュ

② 従属変数の転写法の影響

$Re = 100$ (代表長さを吹出し・吸込み口寸法, 代表速度を吹出し・吸込み法線方向速度とする) とし, 従属変数の転写法に type 1, 2 を用いた場合の Multi-Mesh 法による速度ベクトルの計算結果を対称面について図 3-5 に比較する。なお, 図にはベース, ローカル・メッシュの界面を点線で表すとともに, 吹出しローカル・メッシュの流出側メッシュ界面付近の詳細を併せて示す。

図によれば, 変数転写法の相違は解の全般的様相に重大な影響を与えることはないと思断できるが, 子細に検討すると type 1 を用いた解には, 吹出しローカル・メッシュの界面付近で主流と接線方向の速度成分がわずかに振動し, いわゆる wiggling が認められるのに対し, type 2 の解には問題が生じていないことが分かる。

これは, メッシュ界面上でローカル・メッシュからベース・メッシュの 1 セルへ流出する複数の速度成分間の差が大きい条件で, type 1 の変数転写法を使用すると仮想領域における接線方向速度成分の設定や法線方向の移流による運動量フラックスの計算に問題が生じるためと推定される。

例えば, 図 3-6 に示す主流と法線方向の変数勾配が 0, 主流と接線方向の速度成分が 0 とし, $u_A > u_B$ なる二次元条件の流体要素中でメッシュの切り替えを行う場合を考える。この条件に対して type 1 を適用すると界面上の u_A と u_B の差が連続条件を介して複分割面上の v に反映される結果, 仮想領域で設定される接線方向速度は振動することになる。また, $u_A' = u_B'$ の条件より法線方向の移流による流出運動量フラックスは, u_A では過小に, u_B では過大に評価されることになり u_A と u_B の差を一層拡大させる作用が生じる。

一方, type 2 の場合は接線方向速度を線形内挿によって求めた後に連続条件を適用するため, このような問題が生じることはない。

但し, 実際の計算では, 粘性拡散効果によって境界条件の不自然さはある程度緩和され, 前章の二次元条件の場合のように, 計算結果に問題が顕在化しない可能性もあるが, より自然な境界条件を与えると考えられる type 2 の変数転写法を以下の計算では使用することにした。

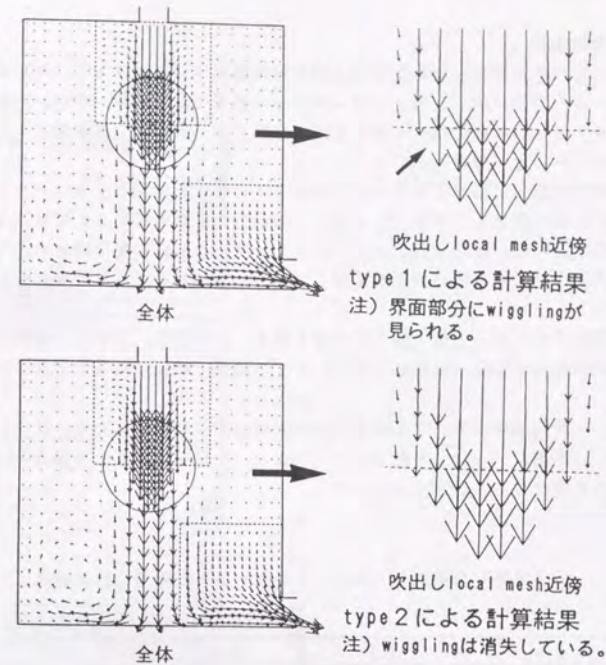


図 3-5 type 1, 2 による計算結果

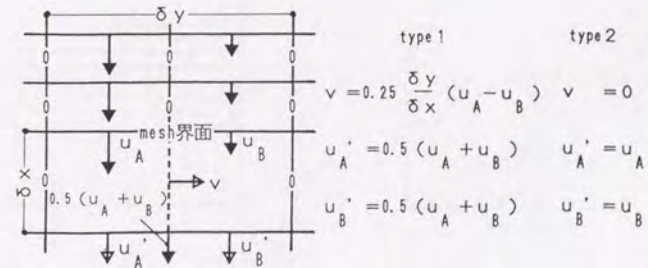


図 3-6 従属変数転写法の相違

③ 計算結果の比較

Re = 50とした計算結果と在来法による解を対称面について図3-7, 8に比較する。

速度ベクトルの分布に関し、各メッシュ間の差は顕著ではないが、Multi-Mesh法による解のローカル・メッシュ部分はS2による解と非常によく対応し、界面部分の結合にも問題が生じていないことが分かる。

圧力の分布(吹出しに接する実セル中心位置を0とする)に関してもローカル・メッシュ部分でS2とMの解はよく対応しており、この部分の分割の粗いS1では吹出し口端部付近の大きな圧力勾配が捉えられていない。また、吹出し噴流の衝突域にあたる床面中央部付近ではS1と一致する粗い分割を使用しているにも関わらず、Mの解はむしろS2の解に近い。

空間平均運動エネルギーと最大最小圧力差を表3-1に示す。いずれの量についてもMとS2の結果は極めて良好に対応しており、S1の結果との差は明らかである。

以上より、三次元条件においても従属変数の空間勾配が相対的に大きい吹出し・吸込み近傍に限定して詳細なメッシュを配することにより、全域を細かくした場合とほぼ同等の解が得られる可能性のあることが分かった。

表3-1 空間平均運動エネルギーと最大・最小圧力差の計算結果

メッシュ	S1	S2	M
平均運動エネルギー	0.00569	0.00547	0.00545
最大最小圧力差	0.636	0.587	0.588

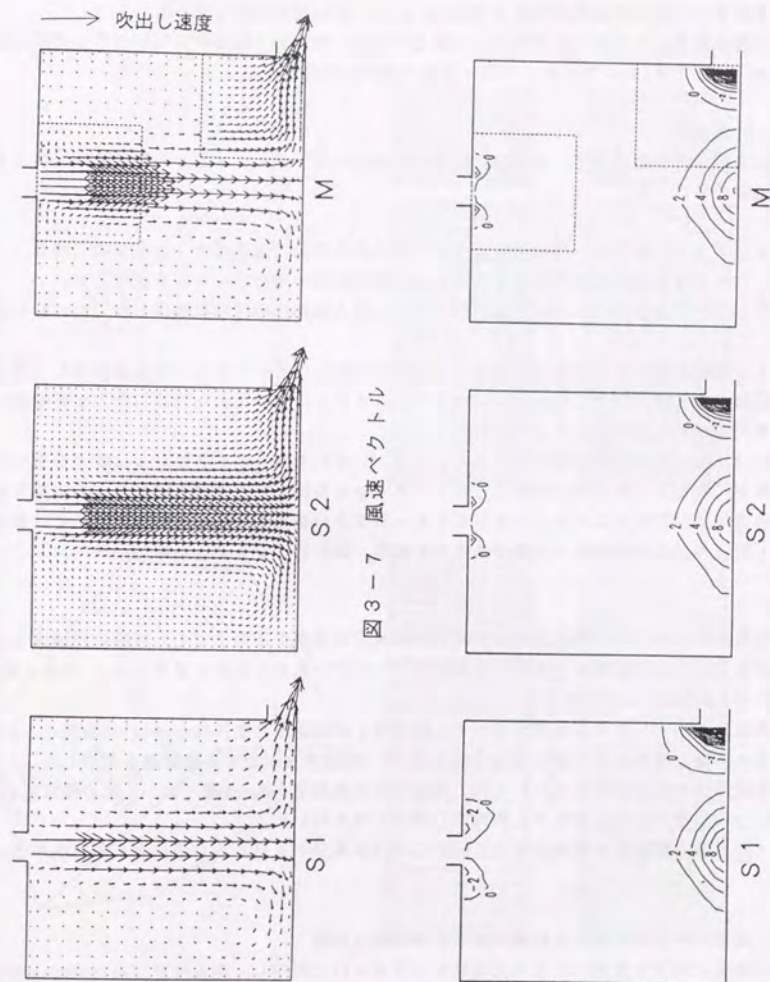


図3-7 風速ベクトル

図3-8 圧力分布 ($\times 10^{-2}$)

(2) 三次元乱流

① 検討対象空間及び吹出し条件

以上の検討結果を踏まえ、図3-9に示す第1章で用いた直方体一面に吹出し・吸込み口を有する三次元等温室内気流を対象に、Multi-Mesh法の適用を試みた。

計算の対象としたのは水平吹出しの場合であり、吹出し、吸込み口はいずれも400×300mm（模型では100×75mm）と同一面積の条件を想定した。

② 計算条件

室の対称部分について、在来法とMulti-Mesh法を用いたk-ε型2方程式モデルによる乱流解析を行った。

差分メッシュは図3-10に示すように、在来法を用いる場合はS1とS2の二通り、Multi-Mesh法を用いる場合はM1とM2の合計四種類の差分メッシュを使用した。

但し、全ての差分メッシュで壁面第一セルの壁と法線方向寸法は吹出し短辺の1/4に統一している。

S1は壁近傍を除く大部分の領域を等間隔で分割したものであり、S2は吹出し・吸込み近傍のみを細分割としたメッシュである。S2はこの種の問題を計算対象とする場合に通常使用される差分メッシュである。

Multi-Mesh法の計算に用いたM1とM2は、いずれもベース・メッシュにS1を用いているが、吹出し・吸込み近傍のローカル・メッシュに関しては、M1ではS1の対応部分を各方向2分割することによりほぼS2と一致する分割を用いるのに対し、M2では吹出し・吸込み口端部付近を4分割することにより、部分的にS2よりも細かいメッシュとなっている。

境界条件は吹出し・吸込み部分に関し、法線方向速度を境界上で1、接線方向速度を仮想領域で0とし、乱流エネルギーk及びk-εモデルにおける長さスケールlの流入値にそれぞれ0.005、0.05を与えた。

乱流エネルギーk及び乱流エネルギー散逸率εの流出境界条件はfree-slip条件とした。

また、壁面境界条件は壁と接線方向速度に1/7乗分布を仮定する壁関数を使用した。

空間微分の差分近似法については、運動方程式移流項をQuick法、k、ε式の移流拡散項にHybrid法を用いる点を除き、他は中心差分近似を用いた。

また、取束解法には層流の場合と同様単純前進差分+AMBA C法による陽解法を用いた。

③ 風速ベクトルに関する計算結果と実験結果の比較

対称面における風速ベクトル実測結果を図3-11に再掲し、在来法及びMulti-Mesh法による同一断面の計算結果を示した図3-12と比較する。

風速ベクトルに関しては、使用差分メッシュや解法の相違が計算結果に顕著に現れることはなく、いずれも実験結果とよく一致している。

即ち、吹出し気流は天井面に沿うwall jetを形成し、対向面に衝突した後に下向きに風

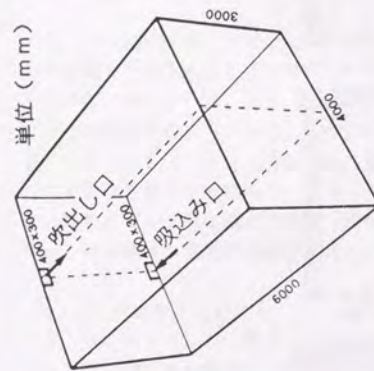


図3-9 計算対象空間（三次元乱流）

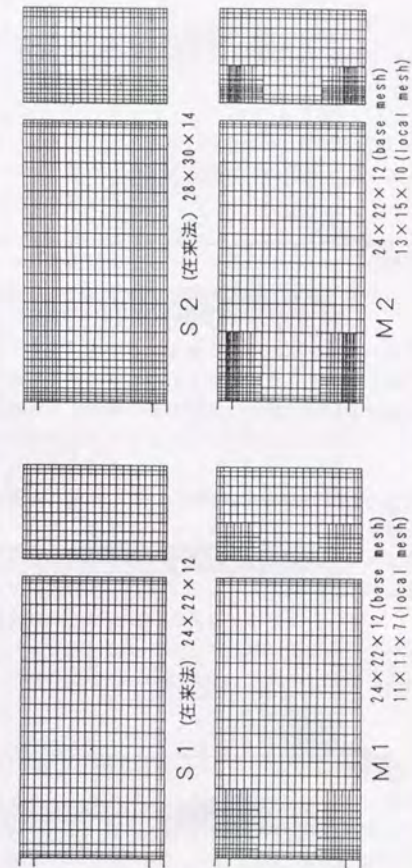


図3-10 三次元乱流の差分メッシュ

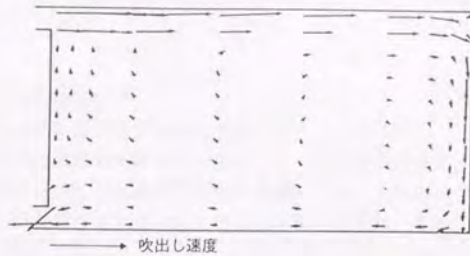


図 3-11
風速ベクトル測定結果

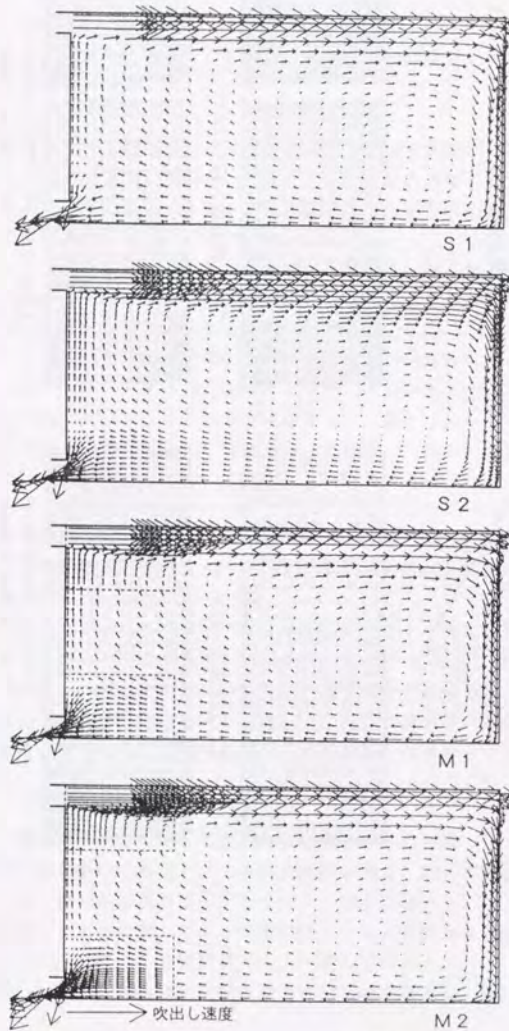


図 3-12
風速ベクトル計算結果

向を転じて再び床面に衝突し、一部は床を水平に流れて吸込み口に達するが、他は対向面から離れるに従い上向き速度成分を強め、最終的に wall jet に誘引されて、室全体に広がる循環を形成すること。

循環の中心は対向面付近の床側に位置すること。

吹出し・吸込みを含む壁近傍では床面から室高さの $1/4$ 程度の地点で風向が反転することなど、実験と計算はよく対応している。

なお、Multi-Mesh法による計算結果では、メッシュ界面における風速ベクトルの結合が M1, M2 いずれも円滑に行われており、wiggling等の問題が生じていないことが分かる。

④ 乱流統計量に関する計算結果の比較

対称面における在来法及びMulti-Mesh法による k , ε , 渦動粘性係数 ν_t の計算結果を、図 3-13~15 にまとめて示し相互に比較するが、風速ベクトルと異なり乱流統計量に関しては差分メッシュの影響が顕在化していることが分かる。

在来法を用いた S1, S2 による k , ε の計算結果を見ると、分割が細かい場合には吹出し近傍のピーク発生位置が吹出し端部に接近するとともにピークの値(図中に示す)が著しく増加する。

また、吹出し直後における吹出し端部付近を起点とする等値線の広がりが S2 では小さく、全般的にシャープな分布が形成され、吸込み近傍における勾配も大きくなっている。

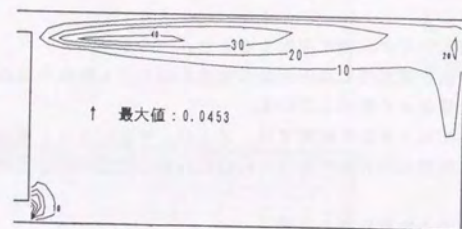
これらの相違が生じた原因は、細かい分割により急峻な速度勾配が数値的に表現可能となった結果、局所的に k , ε 生産項が大きく評価されたことによると推定される。

Multi-Mesh法を用いて吹出し・吸込み付近の分割を S2 と一致させた M1 の解は、上記の点に関して明らかに S2 と対応しており、吹出し近傍のピーク発生位置、ピークの値ともほぼ一致している。また、S1 と同一分割のベース・メッシュ領域の解も S2 の結果に近づく傾向が認められるが、これは吹出し付近のローカル・メッシュ部分の解が移流拡散によりベース・メッシュ領域の解に影響を及ぼしたことによるものと考えられる。

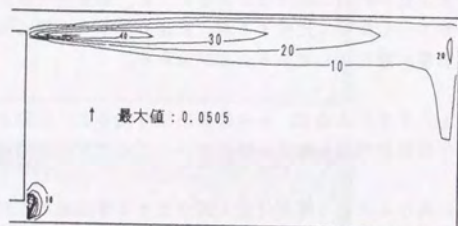
S2 よりも細かい分割のローカル・メッシュを用いた M2 による計算結果では、ピーク値の増加とピーク発生地点の吹出し端部への接近傾向が一層強調され、吹出し直後で高レベルとなる領域が空間的に局限される。

ν_t の計算結果についても、 k , ε と同様、M1 の結果はローカル・メッシュ内部のみならず、ベース・メッシュ部分を含め全領域で S2 とよく対応し、ローカル・メッシュ使用による局所的計算分解能向上の効果は明らかである。また、M2 の結果は吹出し近傍で ν_t が小さくなる影響がベース・メッシュ部分にも及び、wall jet 内部の ν_t の値は S2, M1 の結果より多少小さくなる。

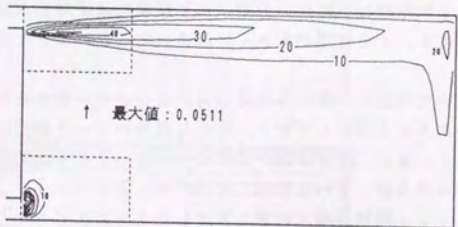
なお、Multi-Mesh法による計算結果におけるメッシュ界面での乱流統計量の結合は概ね良好であるが、M2 差分メッシュを用いた吹出しローカル・メッシュ界面での k の計算結果には、若干不自然な部分も見られる。これは、ローカル・メッシュ端部での大きい変数



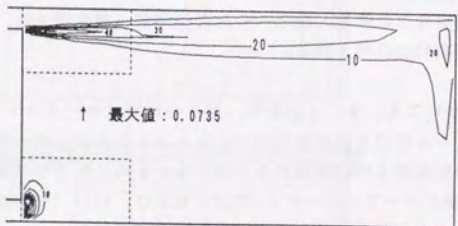
S 1



S 2

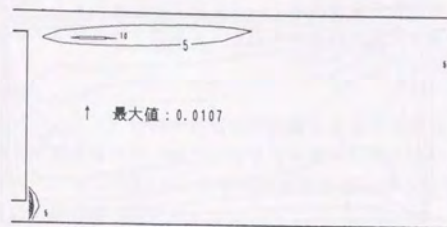


M 1

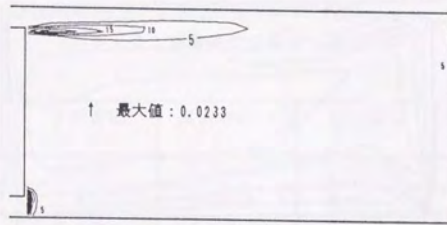


M 2

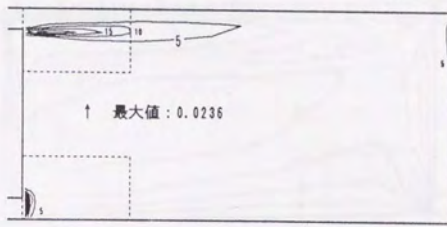
図 3-13 乱流エネルギー k の計算結果 ($\times 10^{-3}$)



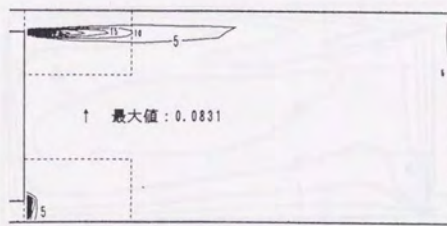
S 1



S 2



M 1



M 2

図 3-14 乱流エネルギー散逸 ϵ の計算結果 ($\times 10^{-3}$)

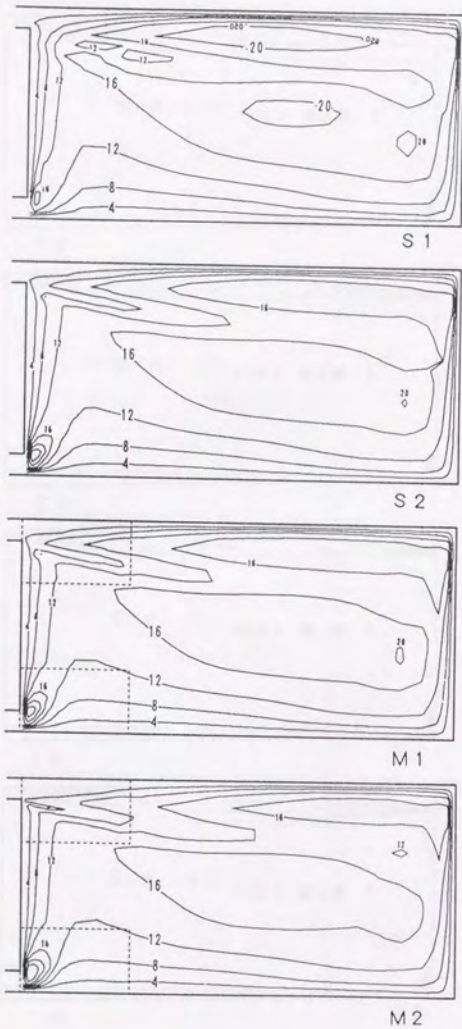


図 3-15 渦動粘性係数 ν_t の計算結果 ($\times 10^{-3}$)

勾配がベース・メッシュの粗い分割では十分表現できないために生じたものであり、ローカル・メッシュ部分を拡大することにより解消可能と考えられる。

逆にこのような領域にメッシュ界面を設定し、4分割等の複分割数の大きいローカル・メッシュを接続しても、変数結合の問題はこの程度で済むと解釈することもできよう。

⑤ 空間平均値の比較

運動エネルギー、 k 、 ε 、 ν_t に関する空間平均値を表3-2に示す。メッシュ間の平均値の相違は著しいものではないが、M1の結果はいずれの量についてもS1よりS2に近いことが分かる。また、M2の k 、 ν_t の平均値は吹出し近傍での分割の相違が影響し、他の計算結果よりも低い値となっている。

表 3-2 計算結果の空間平均値

メッシュ	平均運動エネルギー	乱流エネルギー k	k の散逸 ε	渦動粘性係数 ν_t
S 1	0.0103	0.00333	0.000238	0.00951
S 2	0.0107	0.00320	0.000247	0.00922
M 1	0.0104	0.00317	0.000243	0.00916
M 2	0.0104	0.00299	0.000247	0.00878

3. 4 まとめ

本章ではMulti-Mesh法を三次元条件に拡張した。また、拡張解法を層流・乱流室内気流に適用し、計算結果を在来法による計算結果及び模型実験結果と比較した。その結果をまとめれば以下のようなろう。

(1) 層流を対象とした計算結果では、ローカル・メッシュ仮想領域でメッシュ界面と法線方向速度をセル表面一様分布を仮定してベース・メッシュから転写するtype1の転写法を用いると、ローカル・メッシュの流出側でwigglingの発生が認められた。

これはセル表面での速度分布を許容するtype2の転写法に変更することにより除去可能となる。

(2) 風速ベクトルに関し、Multi-Mesh法を用いた乱流室内気流の計算結果は、在来法を用いた場合と同様、実験結果とよく対応する。

(3) Multi-Mesh法により吹出し・吸込み周辺のみを詳細分割した計算結果は、速度ベクトル、乱流統計量とも、在来法を用いて計算領域を全般的に細かく分割した結果と良好に対応する。従って、本解法を使用することにより相対的に少ない差分格子点数で精度の高い解を求めることが可能である。

(4) type2の変数転写法を用いた場合、メッシュ界面での変数結合は概ね円滑となるものの、複分割を4分割とした計算結果には若干結合が不自然となる領域が一部に認められた。従って複分割数の大きいローカル・メッシュを使用する場合は、その領域の設定に際して十分な注意を払う必要があると考えられる。

第4章 複雑な吹出し口を伴う室内気流への適用

4. 1 緒言

第3章の検討結果より、Multi-Mesh法は実用問題でテストする段階に達したと判断される。

そこで本章と続く章では、これまで実用的に重要ではあるが、数値計算による検討が十分になされていない問題を取り上げ、新解法の適用妥当性について検討する。

まず、最初に検討するのは、吹出し口のディテールが吹出し周辺及び室全体の気流構造に与える影響についてである。

既往の数値計算で検討された室換気問題では、吹出し口が室スケールに比べて極端に大きい場合が多く、オフィスや住宅などの空間には必ずしも対応していない。また、吹出し方式は長方形ノズルの場合が大部分であって、スリット吹出しや拡散吹き出し等、一般的な吹出し口を想定した検討例は非常に少ない。

この原因としては、数値計算法の初期の検討段階では、なるべく粗いメッシュ、少ない計算時間で対応可能な吹出し口を伴う室が想定されたこと、当初の応用はコンベンショナル型クリーンルーム等が多かったことなどがあるが、在来の単一メッシュによる計算法では、吹出し口のディテールを精密に再現すると計算メッシュ数が多くなって計算が困難なことが要因の一部と考えられる。

さて、実際の吹出し方式や吹出し条件の選定に当たっては、自由噴流の理論式や実大室での実験結果、カタログ・データなどが参考にされる。しかし、家具や他の吹出しとの相互作用など設計資料では捉えられない要因によって、気流が強い影響を受け、場合によっては局所的な気流感、停滞感を受ける領域の生じる可能性がある。

室内気流の詳細構造が事前に把握できれば、これらの問題は回避可能と考えられるので、信頼できる数値予測法の確立が望ましい。

この種の問題はMulti-Mesh法によって効率的に対応可能と考えられる。即ち、吹出し周辺の重要な部分にのみ選択的に詳細なメッシュを用いればよい。そこで、本章では吹出し口のディテールをいくつか変更した室内気流を対象とした計算を行い、計算結果を実験結果と定性的に比較した。

4. 2 計算条件の設定

(1) 計算対象

図4-1に示すように、 $3600 \times 2700 \times 2400$ mmの室内の等温気流を計算対象とした。吹出し口は天井面中央部、吸込み口は床に接して垂直壁に設けたが、開口の大きさはそれぞれ 150×150 mmないし、 300×150 mmとしており、住宅、事務所等を想定すれば、かなり現実的な吹出し、吸込み面積となっている。

吹出し方式のディテールとしては、図4-2に示す単純な下向き吹出し方式（ノズル型：type1）、吹出し口から75mm離れて 450×450 mmの厚さ30mmの遮蔽板を設置した方式（バン型：type2）、とtype2の遮蔽板中央に 75×75 mmの正方形の穴を開けた方式（複合型：type3）を検討した。

(2) 実験概要

実験では対象室の代表断面（図4-4に示す）における気流パターンを写真撮影によって把握した。対象室の $1/3$ 縮尺模型を透明アクリル板（10mm厚）を用いて制作し、レーザーライトシート（5W）を光源にメタルデヒドを可視化トレーサーに用いた。

(3) 計算概要

計算用の差分メッシュとしては、図4-3に示すように各吹出し方式に対し、吹出し、吸込み口の近傍にそれぞれにローカル・メッシュを使用した。吹出し用のローカル・メッシュは主流方向に広い領域を採用し、吹出し方式によって変更した。

なお、ローカル・メッシュはベース・メッシュを最大4分割して生成している。

乱流モデルは $k-\epsilon$ 型2方程式モデルを用い、差分近似式に関しては運動方程式移流項をQuick法、 k 、 ϵ 式の移流、拡散項をhybrid法、他は中心差分を用いた。

流入条件は法線方向速度成分を1、接線速度成分を仮想領域で0とし、流入乱流量は乱流エネルギーを0.002、 k 、 ϵ モデルにおける長さの尺度を0.1（吹出し速度、吹出し幅で基準化）とした。

流出は法線速度を与える他、接線方向速度、 k 、 ϵ の流出境界面における勾配を0とおいた。また、壁面境界条件は $1/7$ 乗則に基づく壁関数を室内壁及び遮蔽板に用いた。

4. 3 計算結果と実験結果の気流パターンに関する比較

(1) 吹出しtype1（図4-5）

噴流は床面に到達後、放射状噴流として床面上で拡散し、B断面では壁を途中まで上昇した後剥離し、噴流の両側対の循環が形成される。

A断面では吸込みと反対側の鉛直面上昇する気流がB断面と同様、途中で剥離して時計回りの循環が形成される他、大部分の領域では噴流の誘引効果により下向きの気流となる。

b断面では上昇気流が天井まで達するが、対称面付近に弱い対の循環が見られる。

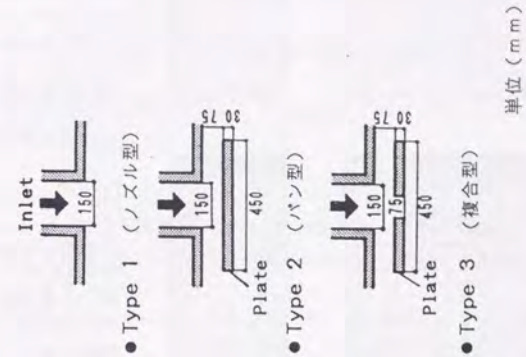


図4-2 吹出し口の詳細

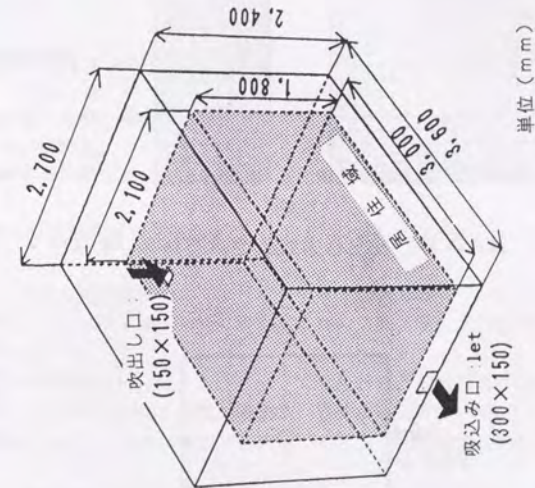


図4-1 検討対象室形状

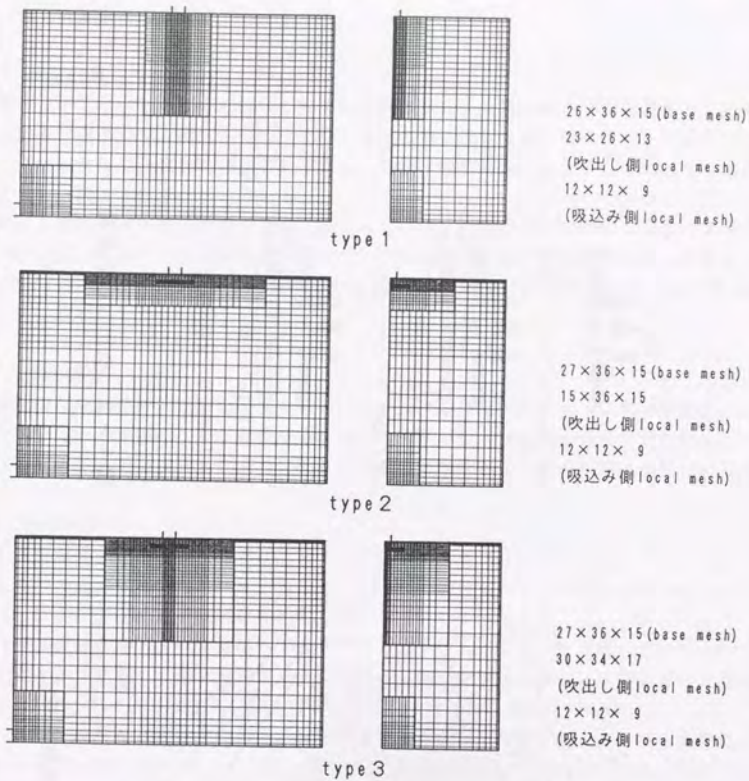


図4-3 吹出し方式別使用差分メッシュ

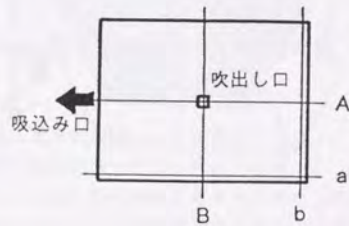


図4-4 比較代表断面

(2) 吹出しtype2 (図4-6)

噴流は遮蔽板により、吹出し直後に放射状に拡散し、B断面ではtype1と逆に鉛直壁の天井側噴流を挟んで対の循環が形成される。

A断面では吸込みと反対の天井側に循環が形成される他は、吹出しに向かう上昇流が大部分を占める。

また、a断面では天井面中央からの放射状下降流が、床に到達後、鉛直壁中央付近の床側で会合する。

会合した気流は弱い上昇流となるが、天井からの下降流に押し戻されて、再び下降に転じ、弱い対の渦が認められる。

(3) 吹出しtype3 (図4-7)

遮蔽板の形状により水平の放射状気流と下降噴流が混在するため、B断面では床を経て鉛直壁を上昇する気流と、天井を経て下降する気流が鉛直壁の中央高さ付近で合流し、噴流に誘引される水平気流となる。

A断面での気流構造は更に複雑であるが、壁付近を除き上部では上昇、下部では下降気流となる。

反対にa断面では上部が下降、下部が上昇気流となる。

以上の流れの特徴は、計算と実験で非常によく対応する。

4. 4 室内風速特性

各吹出しtypeによる室内風速特性の相違を把握するために、気流計算結果から風速の確率密度関数 $P(u)$ を図4-1にハッチで示した居住域想定部分について計算した。

ここでは「確率」を居住域全体積に占める空間割合として捉えているため例えば u_1 以上

u_2 以下の風速となる居住域の空間比率は、 $\int_{u_1}^{u_2} p(u) du$ となる。

なお、風速(吹出し速度基準)については確率分布関数を併せて示した。

計算結果を図4-8に示すが、いずれの吹出しtypeでも確率密度関数は0.03付近でピークをとることが分かる。

但し、確立分布関数を子細に見ると、type2では0.06以下の範囲にほぼ居住域全体が収まるのに対し、type1では80%程度に留まり、居住域速度が0.1を越える相対的高風速領域も10%程度存在することが分かる。また、type3吹出しでは両者の中間的な分布形状を示す。

従って、同じ風量の換気を行う場合にtype1吹出しを用いると居住者が気流感を受ける可能性が最も大きく、type2吹出しではその危険性は最小となることが分かる。

これらの事柄は定性的には事前に予測されることではあるが、数値計算法によれば吹出し方式の変更の効果が定量的に把握可能であることが特徴といえよう。

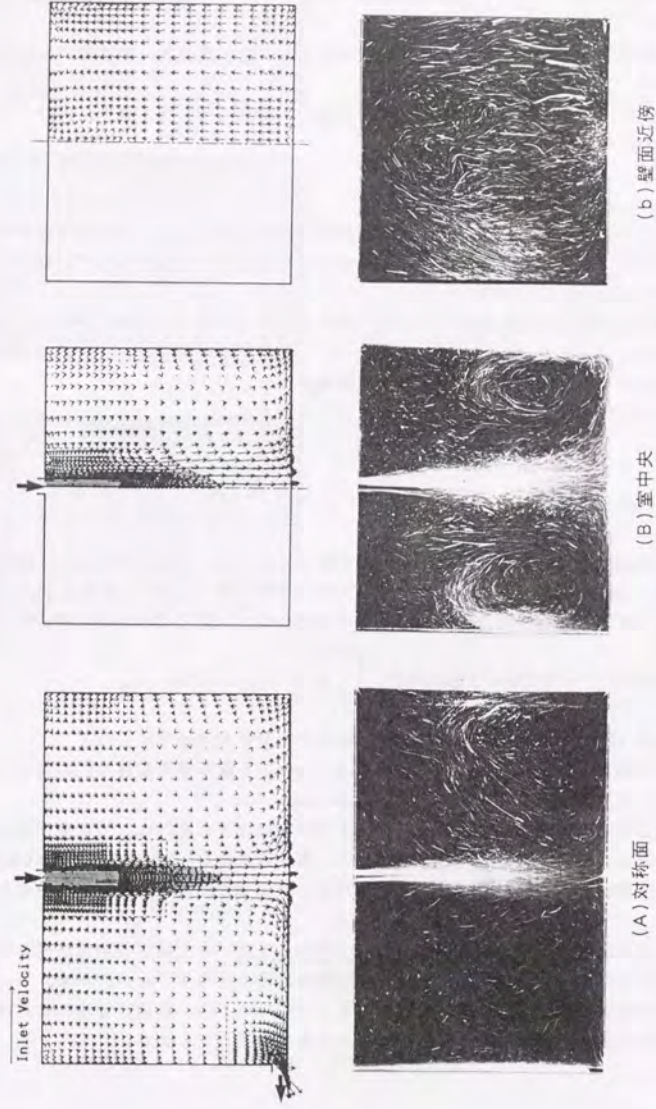


図 4-5 type 1 における計算結果と実験結果の比較

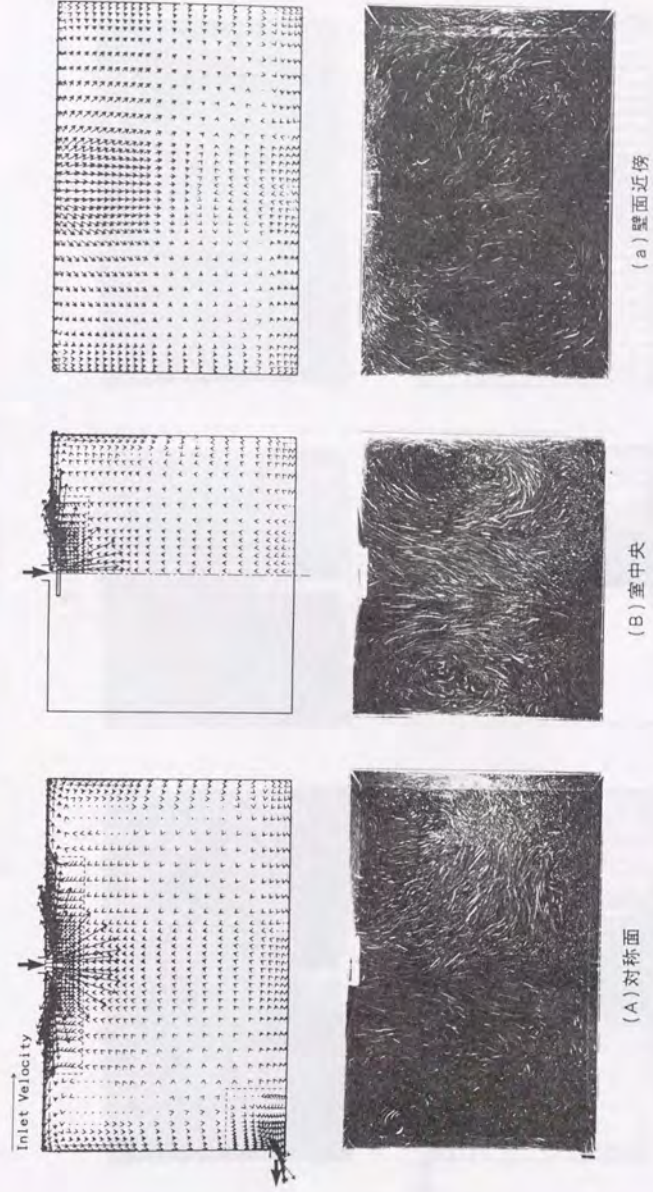


図 4-6 type 2 における計算結果と実験結果の比較

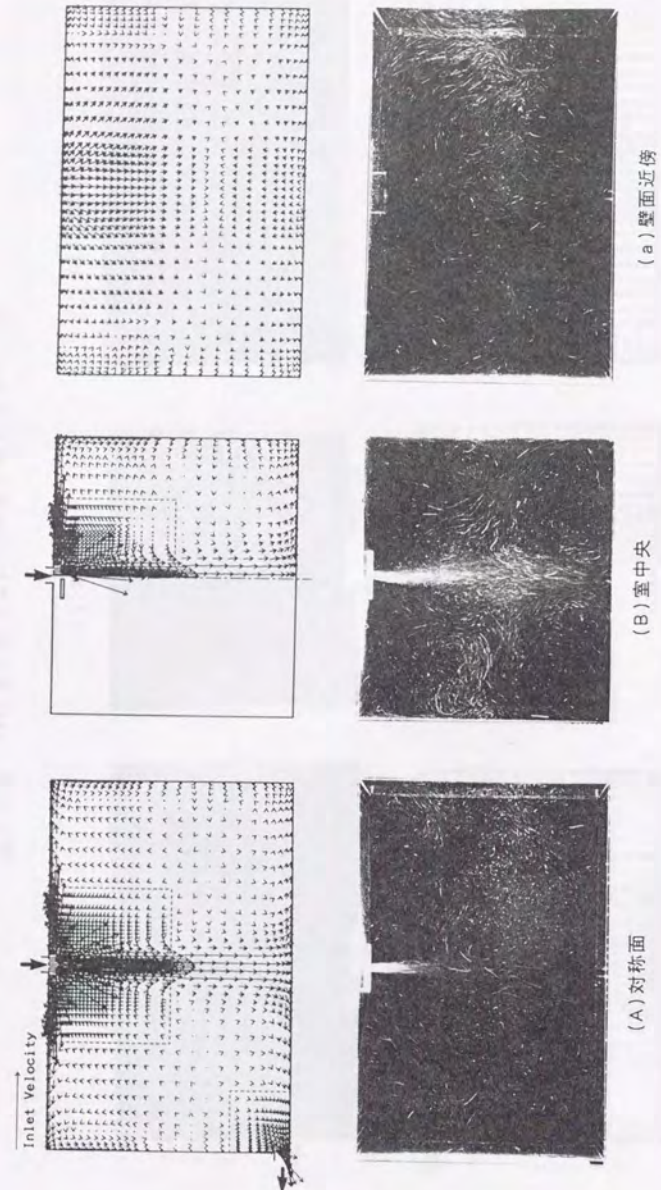


図 4-7 type 3 における計算結果と実験結果の比較

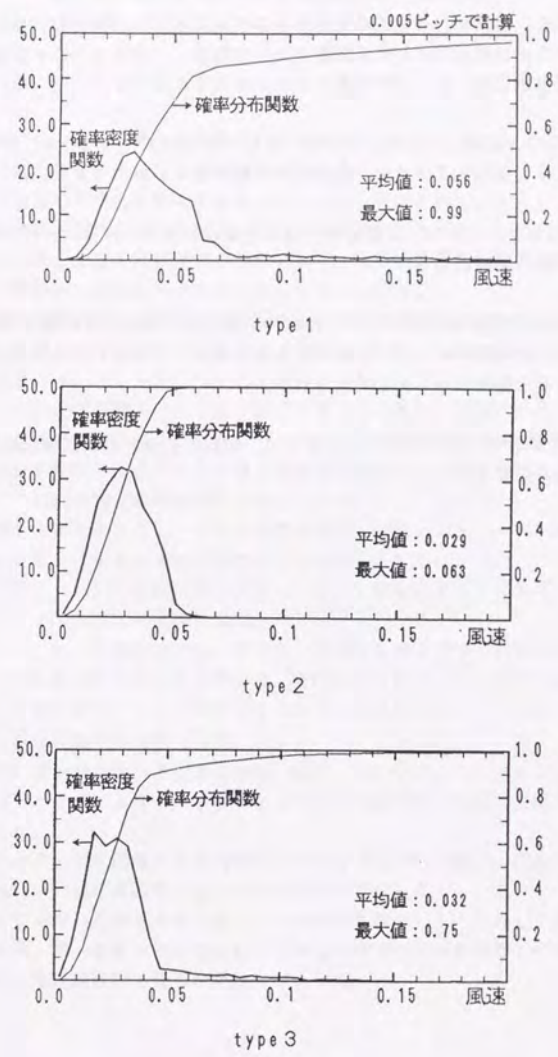


図 4-8 居住域における室内風速特性

4. 5 まとめ

Multi-Mesh法を、換気を行う室内の気流分布の予測に適用し、吹出し口部分のディテールの相違が室全体の気流構造に与える影響について検討し、併せて対応する縮小模型による可視化実験結果と比較した。その結果をまとめて以下に述べる。

- (1) 計算では前章と同様、メッシュ結合面で変数の接合が不自然になる、計算不安定が生ずる等の問題は一切生じることなく、順調に収束解を得ることができた。
- (2) 計算結果は定性的ながら、実験結果の様相を細部に渡って非常に正確に再現していた。今後は定量的比較が課題となる。
- (3) 吹出し周囲の遮蔽板等のディテールは室内気流分布に決定的な影響を与えることが、実験と計算の双方で確認されたが、今後は室条件に適合する吹出し口の開発などに数値計算法が適用できる可能性が増したと考えられる。
- (4) 計算結果を統計的に処理することによって、実験的には計測が困難な居住域全体の気流特性等が容易に把握できることが明らかになった。

第5章 通風を想定した建物内外気流の同時解析

5. 1 緒言

本章ではMulti-Mesh法の他の応用例として通風問題を取り上げる。

通風は、夏期における手軽な室内温熱環境の改善手法として、或いは工場等の内部で生じる熱や汚染空気の効率的な除去手段として古くから利用されているため、従来から実際の建物や風洞模型を用いた実験的研究が活発に行われている。

既往の研究成果と最近の計測技術の進歩により、現状では個別の事例に関しては風洞実験法を用いて精度良い通風量の予測が可能となりつつある。

また、系統的風洞実験から得られた知見により既往の通風量算出モデル抜本的に見直し、より一般化、精密化する試みも清田、関根(1989)、村上、加藤、赤林ら(1990c)によって開始されている。

しかし、これら風洞実験を主体とした検討を行うためには、風洞を中心とした大がかりな実験設備が必要となるのはやむを得ないとしても、通風現象を的確に理解する上で重要な、開口部付近や建物内部における詳細な速度・圧力分布は、定量的に把握困難であり、これら実験上の制約が問題解明の障害となっている。

以上の困難を回避するために、気流の数値計算法を数値シミュレーターとして活用することが考えられるが、従来の通風問題の数値計算報告としては、渡辺、片山、堤ら(1989)及び、堤、片山ら(1989)の例に見られるように、一部を除き二次元条件のものに限られており、これまで本格的な計算例はない。

主な原因としては、在来解法では、室内用、屋外用に通常使用される程度に密なメッシュを用いて全体の数値解を求める場合には、室内部分で要求される細かい差分間隔で建物外部を含む全計算領域のメッシュ間隔をそろえる必要が生じ、メッシュ数が増加して計算規模が許容範囲を逸脱するためである。

この困難はMulti-Mesh法の適用できれば、図5-1に示すようなメッシュの使用により、計算精度を低下させることなく、懸案となっていた計算規模を大幅に圧縮できる可能性があり有望である。

そこで、本章では通風問題への数値解析手法の適用妥当性の検証、問題点の解明を主要目的とし、Multi-Mesh法を応用した一連の数値実験を試みた。

まず建物モデル周辺気流のみを対象とし、既往の実験データと比較して解法の妥当性の検証を行った後、同一建物モデルで開口条件を種々設定した通風問題の計算予測を行い、数値解に対する基礎的検討を行った結果について述べる。

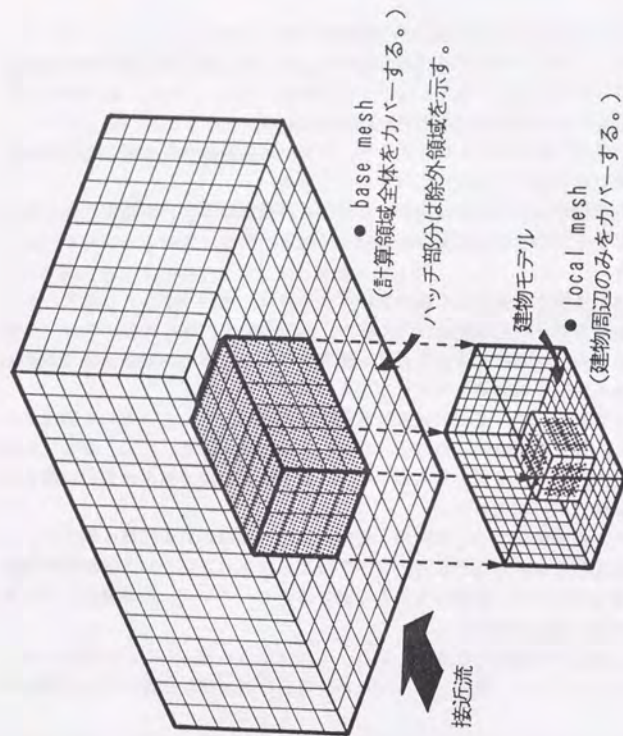


図 5-1 通風問題への Multi-Mesh 法の適用

5.2 計算法, 計算条件の概要

(1) 計算対象と差分分割

① 計算対象

図 5-2 に示す境界層流中に孤立する, $2Hb \times 2Hb \times 1Hb$ の直方体建物モデルを想定し, 建物の前面, 背面に開口部を設けた条件と開口なしの条件を計算の対象とした。

開口部の大きさは, $0.4Hb \times 0.2Hb$ (S 開口) と $0.8Hb \times 0.4Hb$ (L 開口) を組み合わせて設定したが, 乱流モデルの相違を含め表 5-1 に示す 5 ケースの計算を行った。

② 使用差分メッシュ

図 5-3 に示す $20Hb(x) \times 14.4Hb(y) \times 5Hb(z)$ の範囲を計算対象とし, ベース・メッシュの分割は $37 \times 30 \times 23$ とした。また, 図中にハッチで示す建物近傍の $8Hb(x) \times 4.8Hb(y) \times 2Hb(z)$ 部分をローカル・メッシュ領域とし, ベース・メッシュを各方向最大 4 分割 (ベース・メッシュセルを最大 64 分割) して図 5-4 に示す $56 \times 46 \times 30$ 分割を用いた。

また, 壁に接するメッシュの壁と法線方向寸法は $1/20Hb$ に固定するとともに, 開口を有する条件では乱流エネルギー k の生産項の取扱いや壁面境界条件の設定の容易さを考慮して, 建物の壁は 1 セル分 ($1/20Hb$ に統一) の厚みを想定した。

以上の差分メッシュにより, 建物自体は $24 \times 24 \times 20$ メッシュ, S 開口は 4×4 メッシュ, L 開口は 8×8 メッシュで表現されることになるが, 室内部分での分割数は, 例えば野村, 松尾, 貝塚, 坂本, 遠藤 (1975c) が初期の室内気流計算で使用した分割数 ($18 \times 18 \times 18$ メッシュ) よりも細分割となっている。

また, 仮想領域を除くメッシュの総数は 90344 であり, 建物近傍を担当するローカル・メッシュ領域に全メッシュの 86% を密集させたことになるが, 仮に在来法単一メッシュで同様の分割を用いる場合には必要メッシュ数は 173600 とほぼ倍増する。

なお, 今回検討した条件では対称境界条件の利用による計算規模の削減が可能であるが, 解法の妥当性を調べる目的で, 敢えて全領域を計算対象とした。

(2) 計算法の詳細

① 乱流モデル

式 5.1 ~ 6 に再掲する高 Reynolds 数用の $k-\epsilon$ モデルを使用した。

但し, SS 開口の条件では式 5.6 に示す乱流エネルギーの生産項 P_k から林, 村上, 持田 (1988) の提案により法線方向のレイノルズ応力の寄与を差し引いた式 5.6' による計算ケースを追加した。

なお, 実際の計算及び計算結果の表示には, 建物高さ Hb と建物高さにおける接近流の平均風速を代表寸法, 代表速度とした無次元量を用いた。

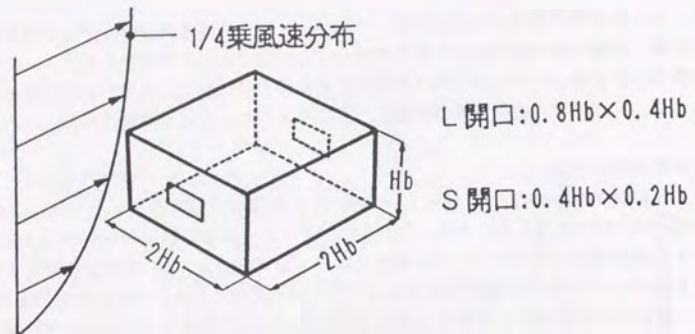


図5-2 計算対象建物モデル

表5-1 計算ケース

計算ケース	前面開口	背面開口	Pk
開口 なし	×	×	(6) 式
SS 開口	S	S	(6) 式
SS' 開口	S	S	(6)' 式
LS 開口	L	S	(6) 式
LL 開口	L	L	(6) 式

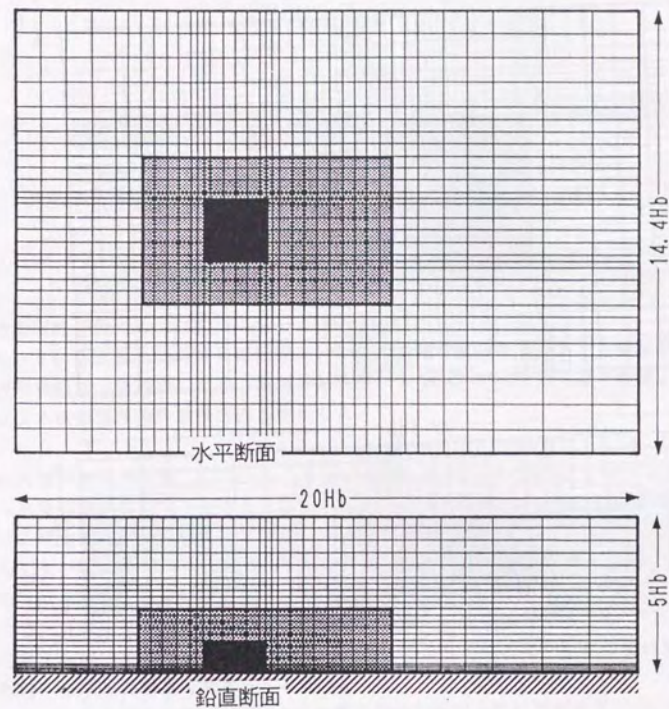


図5-3 ベース・メッシュ (全計算領域)

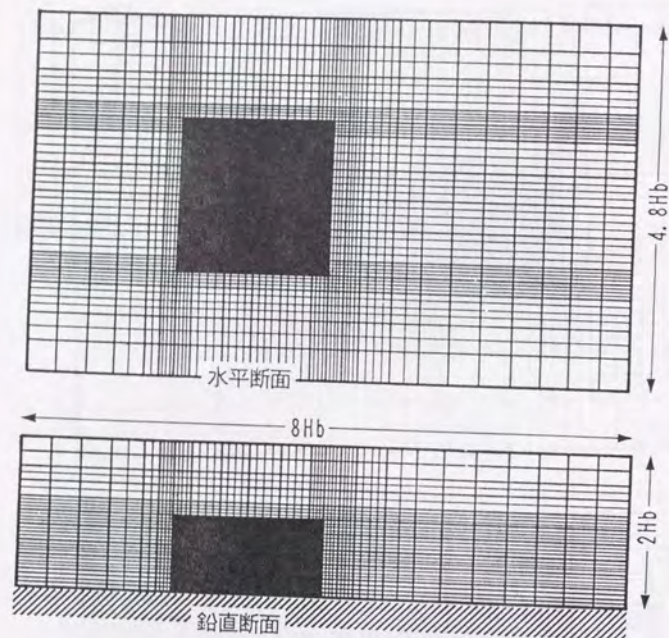


図5-4 ローカル・メッシュ (建物周辺領域)

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_j} = 0 \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial U_i U_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{P}{\rho} + \frac{2}{3} k \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial k U_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P_k - \epsilon \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial \epsilon U_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{\epsilon}{k} (C_{1\epsilon} P_k - C_{2\epsilon} \epsilon) \quad (5.4)$$

$$\nu_t = C_D \frac{k^2}{\epsilon} \quad (5.5)$$

$$P_k = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (5.6)$$

$$P_k = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - 2\nu_t \left[\left(\frac{\partial U_1}{\partial x_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_2}{\partial x_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_3}{\partial x_3} \right)^2 \right] \quad (5.6')$$

$$C_D=0.09, C_{1\epsilon}=1.44, C_{2\epsilon}=1.92, \sigma_k=1.0, \sigma_\epsilon=1.3$$

② 壁面境界条件

図5-5に示す壁と接線方向の速度成分に1/4乗速度分布を仮定する壁関数を地表面、建物内外表面に一律適用したが、角部分は仮想セルを用いる従来の方法を踏襲し、1/2乗則による壁面境界条件を便宜的に使用した。

③ 流入境界条件の設定

流入速度分布は地表面から高さ3Hbまでは1/4乗の風速分布とし、それ以上では一様流となる厚さ3Hbの境界層流れを想定した。この速度分布に対し、鉛直方向を除く従属変数の勾配及び時間項を0と仮定すれば、k, ε式は単純な一次元問題に帰着するため、三重対角行列の解法を用いて数値解を求めることができる。

そこで、計算領域となる高さ5Hbまでを100等分し、上部境界ではfree slip条件、地表面では上記壁関数を用い、空間微分を中心差分により近似して、乱れの統計量の鉛直分布を数値的に求めた結果を図5-6に示す。

図によればkの分布は0.5Hb程度で最大値となりそれ以上では漸減すること、k-εモデルにおける乱れの長さスケールlは鉛直上方に単調に増加すること、渦動粘性係数ν_tは地表面から2Hb程度までは増加するがそれ以上では一定値となること等、村上、持田ら(1988f)の風洞実験値とよく対応する分布が得られたので、これらを流入境界値とした。

④ 流出面、上面、側面の境界条件

境界と接線方向の速度成分及びk, εの境界上の勾配を0、境界外部の圧力一定(=0)とし、連続条件を併用して法線方向速度成分を求める圧力型境界条件を全ての流出面、上面、側面境界に使用した。但し、乱流圧力を含む総圧を一定としたため、設定静圧は厳密にはkの流出値に依存した誤差を含むが、影響は小さいとして今回は無視した。

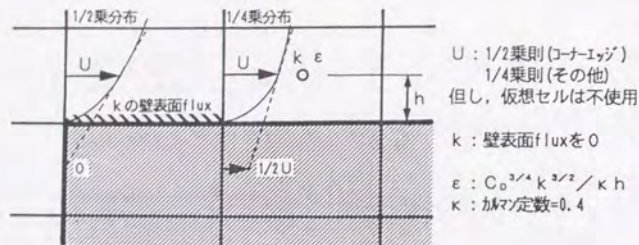


図5-5 壁面境界条件

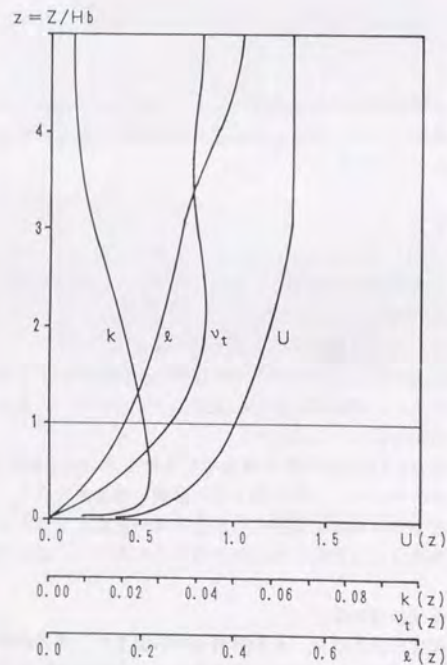


図5-6 流入境界条件

⑤ 差分近似式

空間微分の差分近似に関し、運動方程式移流項には一次元Quick法、 k 、 ϵ 式移流拡散項はHybrid法とし、他は中心差分を用いた。また、時間微分の差分近似には単純前進差分法を使用し、time-marching法により定常解を得た。

5.3 空間分布に関する計算結果

(1) 建物周辺気流の計算結果

① 計算領域全体

開口なしの条件に関し、平均風速ベクトル、静圧、乱流エネルギー k 、乱流エネルギー散逸 ϵ の中心軸上鉛直断面における計算結果を計算領域全体について図5-7に示す。

図ではベース、ローカル・メッシュ境界面を点線で示しているが、各変数は極めて円滑に接続されておりMulti-Mesh法の使用による特別な問題は生じていないと判断される。

② 平均風速ベクトル

図5-8, 9に鉛直断面における平均風速ベクトルの計算結果を、日比, 村上, 持田(1983), 持田, 村上, 山村(1988b)による実験結果と比較する。

鉛直断面における実験との主な相違点は、建物前部でのupwind vortexの大きさが実験より若干小さいことと、wake部分が逆にやや大きいことが挙げられるが、全般的に実験結果とよく対応している。

水平断面についても、鉛直断面と同様建物下流の逆流域を多少過大評価する傾向がみられるが、この点を別にすれば実験との対応は良好である。

なお、図より計算での流れの対称性は非常によく保たれていることが分かる。

③ 風圧係数

鉛直面、水平面における風圧係数(壁に接するセル中心静圧を建物高さにおける動圧で基準化)を図5-10に示し、上記実験結果と比較する。

図より建物前面、背面では実験と良好に対応するが、上流端部で剥離を伴う屋上面、側面では明らかに実験と相違する。

これらは、剥離領域の再現に関連する隅角部付近の乱れの再現や境界条件の設定法、乱流モデルに問題があると考えられ、今後とも予測精度向上のための検討を要する。

④ 乱流エネルギー

図5-11に鉛直断面における k の分布の計算結果を実験と比較する。

wake中での k の分布は実験とよく対応するが、建物前面隅角部周辺での不一致は従来から指摘されているように、 $k-\epsilon$ モデルにおける法線応力の評価の不備に起因する k の生産過大による。この点に関しては、林, 村上, 持田(1988, 1990)らにより法線応力の取扱いを変更したり、レイノルズ応力の評価を精密化したモデルの使用により改善されることが報告されている。

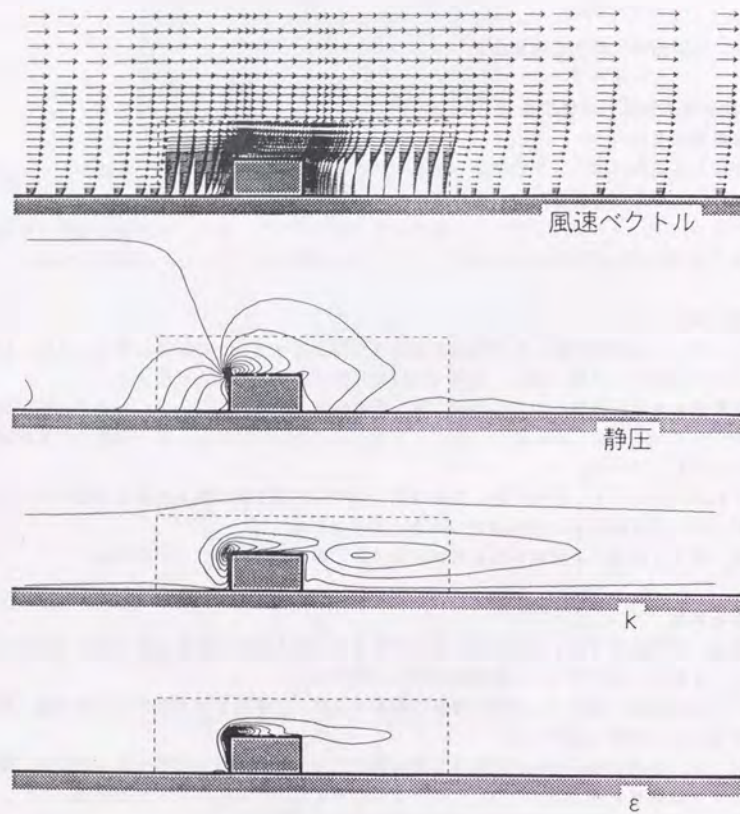


図5-7 建物周辺気流の計算結果(全計算領域)

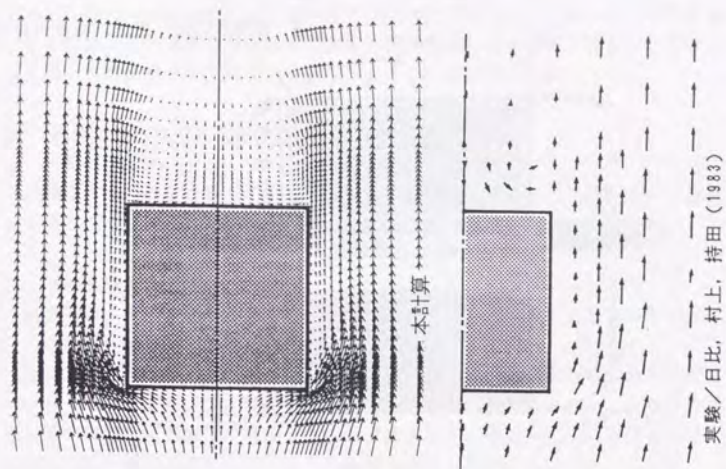


図5-9 平均風速ベクトルの比較(水平断面 $Z = Hb/2$)

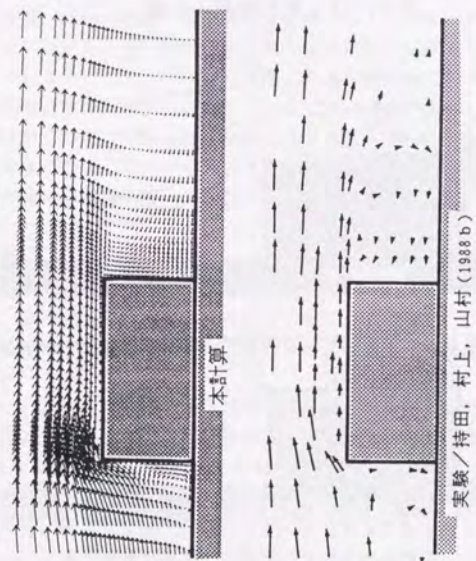


図5-8 平均風速ベクトルの比較(中心軸上鉛直断面)

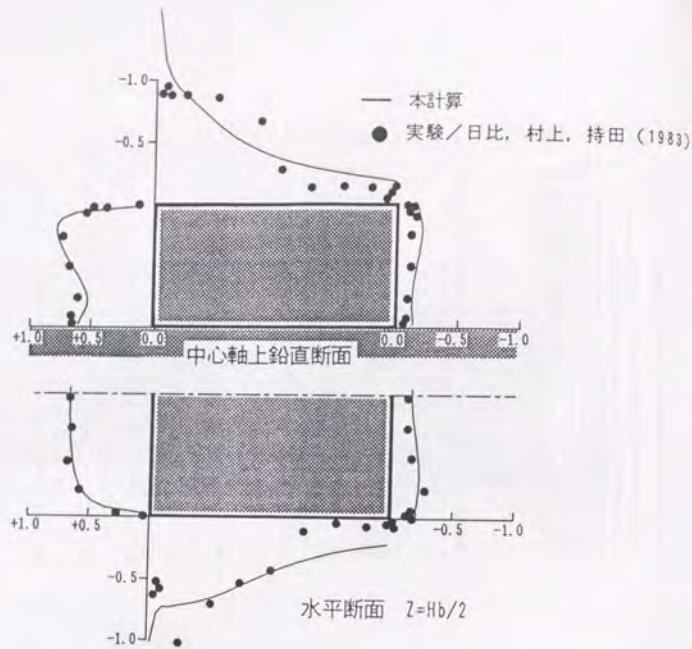


図5-10 風圧係数の比較

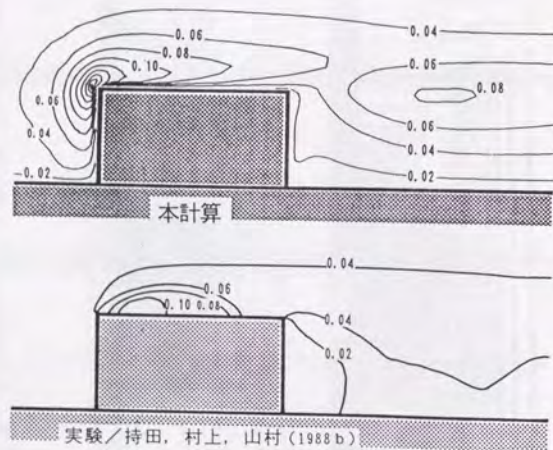


図5-11 乱流エネルギーkの比較

以上, Multi-Mesh法を用いた建物周辺気流の計算結果は, 乱流モデルや境界条件の不備による実験との一部不整合を含めて既往の解析事例とよく対応しており, 標準k-εモデルを用いた数値解としては妥当なものであることが確認された。

(2) 通風時の建物内外気流の計算結果

① 計算領域全体

SS開口の場合の全計算領域の解を図5-12に示す。建物周辺気流の場合と同様, 各変数は極めて円滑に接続されており, 特別な問題は生じていない。

② 平均風速ベクトル

鉛直断面, 水平断面における平均風速ベクトルの計算結果を各開口条件(SS'開口については後述)について図5-13, 14にまとめて比較する。

まず, 建物周辺の気流性状に注目すると, 鉛直断面では建物前面の地表付近に見られるupwind vortexがSS, LS, LL開口の順に縮小する傾向が見られるが, これは後述する様に同じ順で室内への通風量が増加する点を考慮すると, 循環の形成に寄与する建物前面でのdownwashの一部が室内に引き込まれた結果と推定される。

また, 建物背面では外部気流と建物からの流出気流が相互に干渉する様相を呈し, 屋上面に沿った気流は開口なしの場合に比べ若干降下するとともに, 建物からの流出は開口条件に依存した角度で上昇する。更に, 水平断面の背面付近については, 開口なしの場合に顕著に見られた建物中心軸上の建物方向への逆流が, SS, LS開口の順に縮小し, LL開口では完全に消失する等, wakeの構造が流出気流の影響を受けて大幅に変化する。

一方, 室内気流についてはSS, LS開口では流入気流が著しく降下するとともに天井付近に逆流域が認められるのに対し, LL開口では流入気流は背面側開口に向かってほぼ直進し, 水平断面の室内側壁近傍に他の開口条件では顕著でない逆流が生じて循環が形成される。

なお, 前面開口からの流入気流の降下は開口位置が淀み点の下部に位置するため, 若干下向きの流入速度成分を持つことが要因の一つと考えられ, 村上, 赤林(1986), 金, 村上, 赤林(1990)により風洞を用いた加視化実験で確認されている。

③ 平均風速分布

建物高さにおける接近流の風速で基準化した建物周辺・室内内部における等風速線図を図5-15に示すが, 室内部分では通風率分布を示したことになる。

図より, SS, LL開口とLS開口では分布の傾向や通気輪道部分の風速レベルが著しく異なることが分かる。

即ち, 前面開口付近での風速変化に注目すると, SS, LL開口では外部気流は開口部に接近するにつれて減速するが, 開口近傍に達すると逆に加速に転じ, 開口通過直後に0.5~0.6程度の最大速度に達した後, 室内で拡散して減速する。一方, LS開口では開口近傍での加速領域が認められず, 外部から室内部に向かって単調に風速は低下する。

また, 流入速度はLS開口ではLL, SS開口条件の半分以下であり, これは前面開口面積のみの増加(SS→LS)は流入速度の低下, 背面開口面積のみの増加(LS→LL)は流入速度の上昇につながることを意味し, 定性的に妥当な結果といえる。

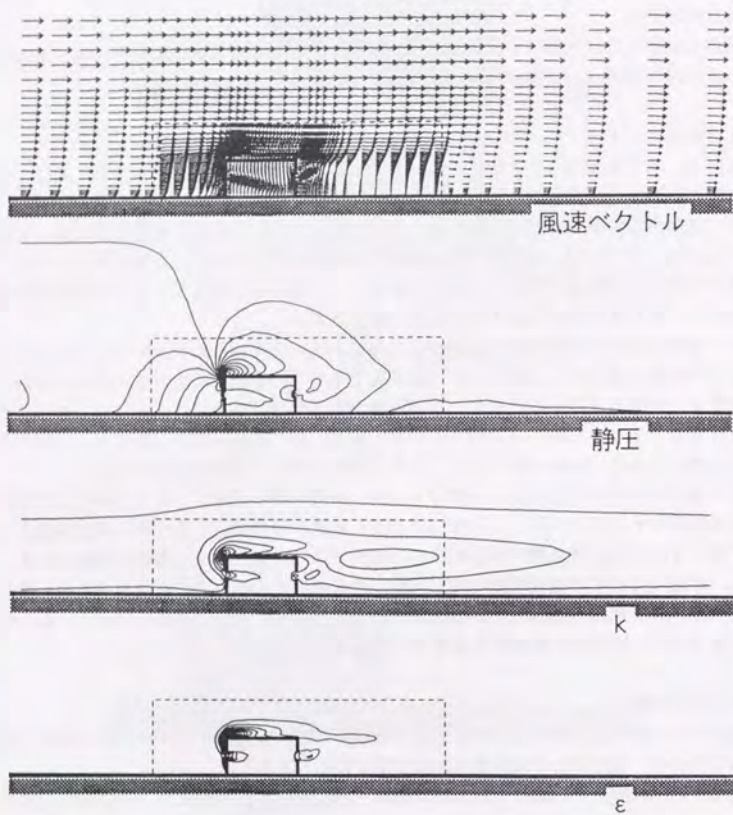


図5-12 SS開口条件の計算結果（全計算領域）

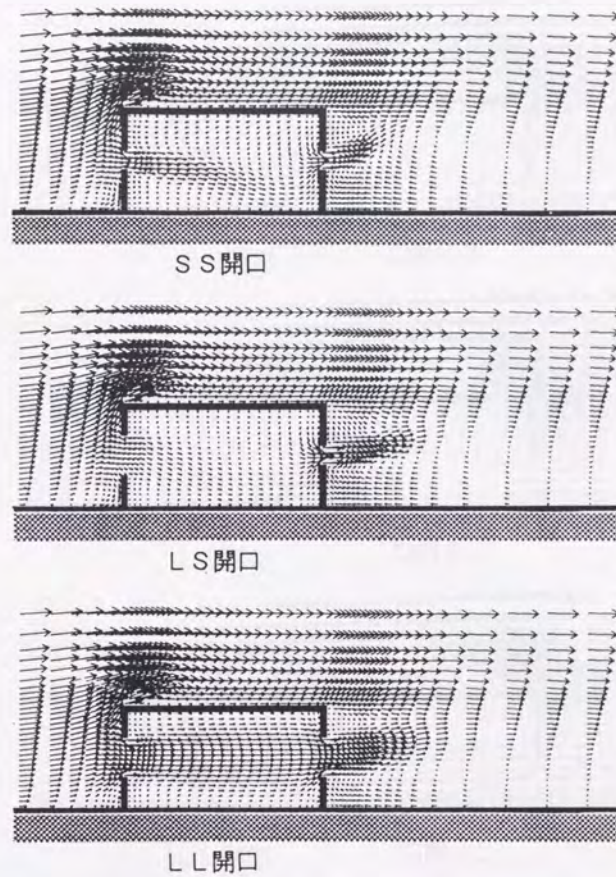
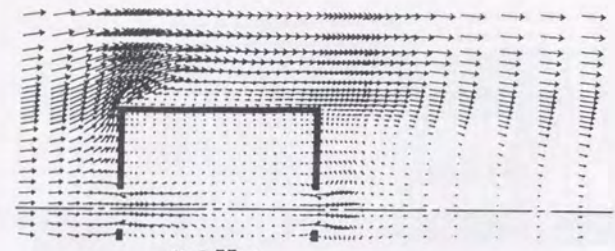
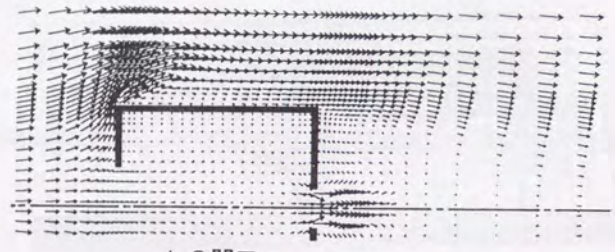


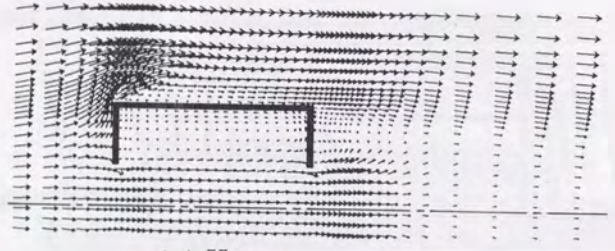
図5-13 平均風速ベクトル（中心軸上鉛直断面）



SS開口

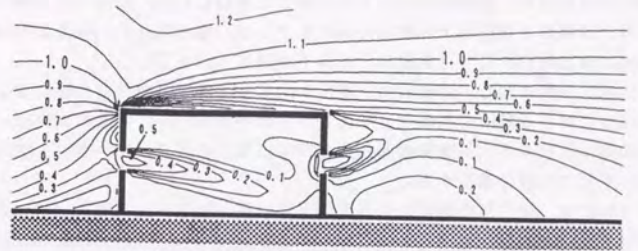


LS開口

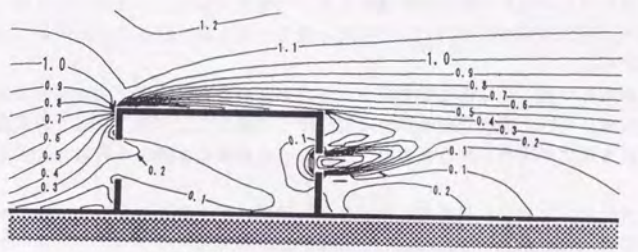


LL開口

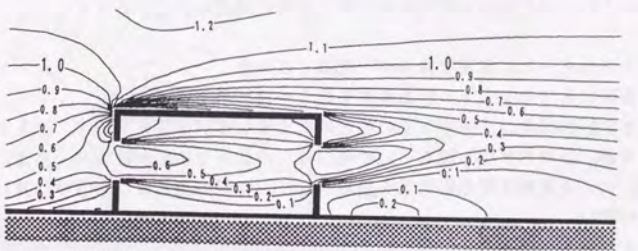
図5-14 平均風速ベクトル (水平断面 $Z = Hb/2$)



SS開口



LS開口



LL開口

図5-15 平均風速分布 (中心軸上鉛直断面)

④ 静圧分布

建物高さにおける動圧で基準化した空間静圧分布を図5-16に示す。

風速の変化に対応し、SS、LL開口では、外部から建物前面に接近するに連れて圧力は上昇するが、開口近傍で最大値に到達した後は圧力降下に転じ、室内部では0.1~0.2程度のほぼ一様な圧力となり、背面開口付近で前面開口と類似した0.2程度の圧力降下が生じている。一方、LS開口では圧力上昇が室内部にまで及び、室内圧は0.6程度の相対的に高い値となる他、流出開口付近では急激な圧力降下が認められる。

次に、SS開口条件に関し、建物前面、背面の内外壁面静圧分布（壁に接するセル中心静圧を建物高さにおける動圧で基準化）を図5-17に示すが、開口なしの条件における静圧分布も比較用に併せて示す。建物前面外部では開口なしの場合に比べ開口上部の圧力は若干増加し、下部では逆に減少する。

前者については、開口部の影響により開口上部の風向が僅かに下向きに偏向した結果、建物に正対する風速成分が相対的に増加したこと、後者についてはdownwashの室内への流入によるupwind vortexの勢力低下が原因と推定される。

また、開口なしの条件で開口部を横断していた等圧力線は、ほぼ開口の外周に沿って上部に移動し、開口端部で0.6ないし0.5程度の圧力となる他、開口中心に向かって圧力降下が生じている。

建物前面内部では、開口部付近で僅かに圧力が低い点を除けば0.2程度のほぼ一様な圧力分布となる。一方、建物背面外部では開口なしの場合に比べ開口上部で若干負圧が増し、分布形状にも変化が認められるものの、圧力レベル自体には開口の有無で大きな変化はない。

また、背面内部では開口部周辺に前面外部と同様の圧力降下が生じている点を除き、前面内部と同様0.2程度の一様な圧力となっている。

以上の計算結果は、赤林、村上（1986）により立方体形状の建物モデル、円形開口の条件で測定された開口周辺の壁面圧力分布と全般的傾向はよく対応する。

⑤ 乱流エネルギー k 、乱流エネルギー散逸 ϵ の分布

SS開口条件における k 、 ϵ の計算結果を図5-18に示す。

k の分布の計算結果は、建物前面の相対的に大きな値がそのまま室内に流入する様相を呈しているが、この点に関し図5-11の開口なしの条件での実験結果や、高倉、村上、赤林（1987）による変動速度測定結果を勘案すれば、実際の流入値は今回の計算結果より低い可能性が高い。

また、 ϵ は流入・流出ともに開口端部で大きな値をとるが、これらは今回の計算条件では壁関数の影響が卓越する領域となる。従って、開口部付近での乱流モデル、壁関数の適用妥当性の検討を今後進める必要がある。

⑥ k 生産項の評価の影響

k の生産項として式5.6'を用いたSS'開口条件における計算結果を図5-19に示す。

図より風速ベクトルや静圧の分布は式5.6式を用いた場合の図5-13、16と際立った相違が認められないが、 k 、 ϵ の分布は図5-18と特に建物前面隅角部近傍と室内への流

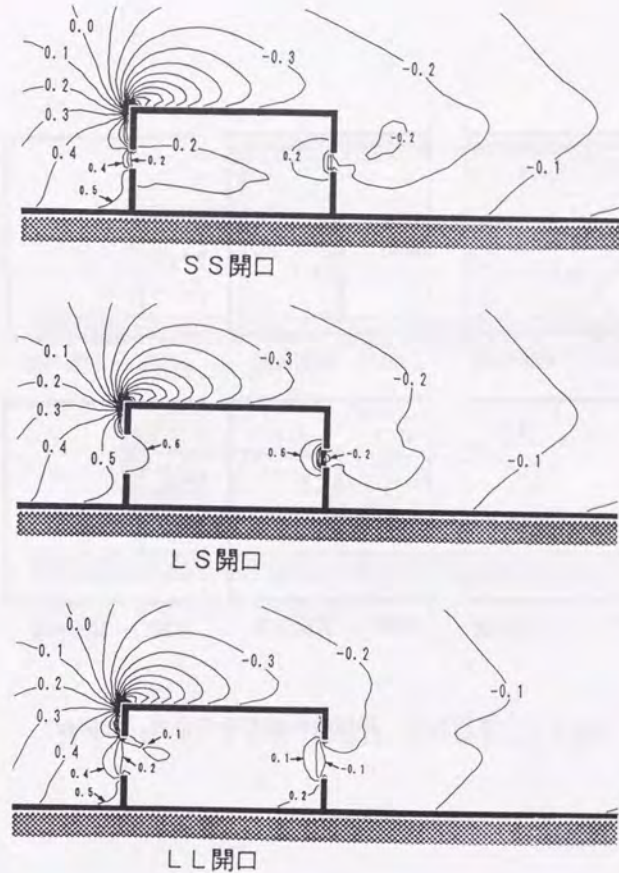


図5-16 静圧分布（中心軸上鉛直断面）

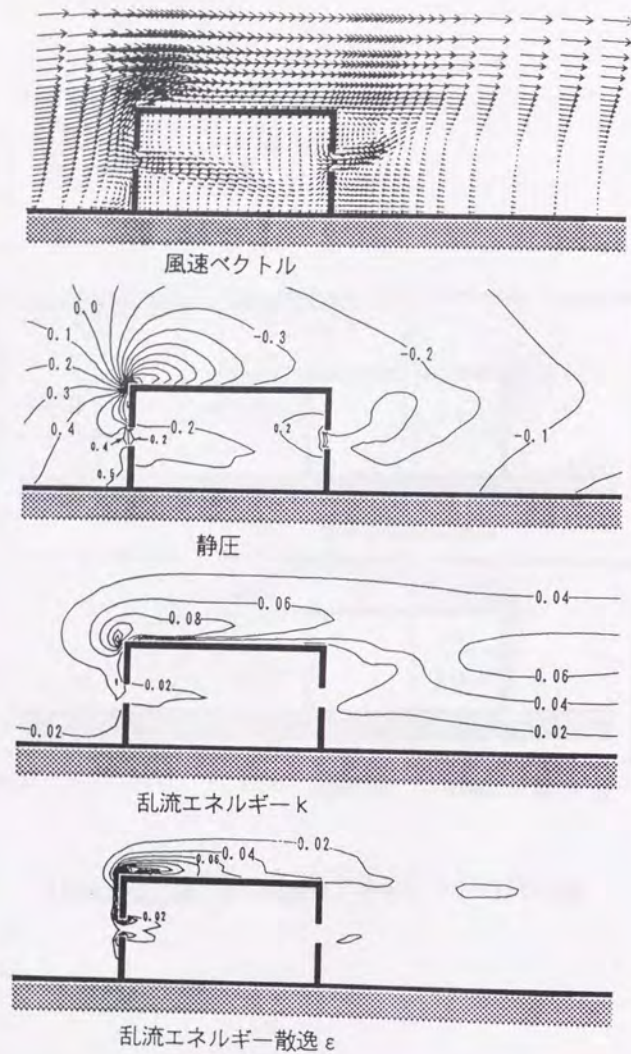


図5-19 SS' 開口条件での計算結果(中心軸上鉛直断面)

入レベルに関して顕著な差異が認められ、全般的に小さい値となる。

これは建物前面での減速領域では、式5-6中で法線応力成分が相対的に大きいためと推定される。

5.4 通風量、室内平均値、エネルギー損失係数の算出

(1) 通風量

各ケースにおける通風量計算結果を表5-2に示す。

表にはSS開口条件での通風量を基準とした他の条件における風量比と、建物前面背面の風圧力差一定の場合に、開口部合成による通風量簡易算出法から推定されるSS開口基準の風量比を併せて示す。

表よりLS, LL開口ともに計算風量比は簡易計算による比率を上回るが、特にLL開口では2割近く大きい値となっている。また、SS' 開口では僅かにSS開口より通風量大きい。

なお、開口なしの条件での前面・背面開口中心相当位置の風圧係数の差の計算結果は、0.827 となったので、SS開口条件の通風量計算結果0.0378から、通風量簡易算出法を用いて流量係数を逆算すると0.735 となり、既往の値よりもやや大きくなる。

但し、今回検討した条件に対する簡易算出法の適用妥当性については不明であるため、これら定量的対比は余り意味を持たないが、両者はオーダー的には一致することになった。

(2) 室内空間平均値

表5-3に建物内部における風速、静圧、 k 、 ϵ の空間平均値を示す。表より室内風速はLL, SS, LS開口の順に小さくなり、通風量の相対的に大きいLS開口の方がSS開口より風速は小さい。

これは循環を伴う室内気流では通風率の評価に当たって、通風量のみならず流入風速に影響の大きい流入・流出開口面積比をも考慮に入れる必要性を示唆している。

また、室内圧はSS, LL開口ではほぼ同一レベルとなるのに対しLS開口では相対的に高い値となる。 k 、 ϵ の値は通風量が最大のLL開口で大きく、SS, SS' 開口間では後者が前者の7割程度となる。

表 5-2 通風量, 風量比の計算結果

	風量*	風量比	簡易計算での 風量比
SS 開口	0.0378	1.00	1.00
SS' 開口	0.0389	1.03	1.00
LS 開口	0.0566	1.50	1.37
LL 開口	0.1788	4.73	4.00

* 建物高さの風速、建物高さで基準化

表 5-3 室内空間平均値

	風速	静圧*	k	ε
SS 開口	0.095	0.207	0.0037	0.00181
SS' 開口	0.102	0.207	0.0028	0.00117
LS 開口	0.067	0.637	0.0036	0.00134
LL 開口	0.189	0.144	0.0147	0.00788

* 建物高さの動圧で基準化

(3) エネルギー収支とエネルギー損失係数

計算結果をエネルギーの面から考察するため, 下記の k-ε モデルを用いる場合の全エネルギー収支式を室内気流部分に適用し, 各項の具体的評価を試みた。

$$\underbrace{-\iint_A U_n(K+k+\Pi) dA}_{\text{①}} + \underbrace{\iint_A \frac{\nu_i}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_n} dA}_{\text{②}} = \underbrace{\iiint_V \varepsilon dV}_{\text{③}} - \underbrace{\iint_A U_i \nu_i \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_n} + \frac{\partial U_n}{\partial x_i} \right) dA}_{\text{④}} \quad (5.7)$$

ここに, K : 平均流の運動エネルギー $= \frac{1}{2} U_i U_i$, Π : 総圧 $= \frac{P}{\rho} + \frac{2}{3} k$,

V : 室内空間, A : 室境界面, n : A の法線方向 (外向きを正) である。

各項の物理的意味は,

- ①項は流入・流出境界面を横切る全運動エネルギーと圧力仕事の収支
- ②項は同乱流エネルギーフラックスの収支
- ③項は室内での乱流エネルギー散逸の合計
- ④項は境界面での応力のなす仕事

である。

前面背面で開口面積の異なるLS開口を除く計算ケースについて, 開口部では開口中心の圧力定義点 (開口上流端から壁厚 1/2 だけ下流側の地点) を境界面とし, 各項の値を村上, 加藤ら (1987) と同様の方法で計算した結果を表 5-4 に示す。

表より, SS, LL開口では③+④項が①+②項の8割程度ないしそれ以上となって両者がほぼ釣り合うことが分かるが, SS' 開口条件では5割程度とエネルギー収支に相対的に大きな誤差が生じている。

この原因は式 5.6' を使用した場合, 法線応力により平均流が損失するエネルギーが乱流エネルギーの生産に転換されないため, 結果的に乱流エネルギーの散逸項が過小評価されたことによると推定される。

また, 内壁面での摩擦応力による損失が主体となる④項は, いずれも③項よりも著しく小さいが, これは今回の条件では壁近傍の大部分が通気輪道によって二次的に形成される循環流に接するため, 風速が小さいことによると考えられる。

以上の計算結果より開口部で生じる損失を評価するため, エネルギー損失係数を建物前面・背面開口境界における全運動エネルギーフラックス+圧力仕事の差 (即ち①項) の, 前面・背面開口で算術平均をとった平均流の運動エネルギーフラックスに対する比と考えれば,

$$\zeta = \frac{-\iint_A U_n(K+k+\Pi) dA}{\frac{1}{2} \iint_A |U_n| K dA} \quad (5.8)$$

となる。

ここには、前面開口下流と背面開口上流での損失の和と解釈できるので、開口面積が同一の場合は単一開口における圧力損失係数にほぼ相当する量となる。

どの計算結果を示す表5-5によれば、SS, SS' 開口条件では常用値（流量係数 $\alpha = 0.6 \sim 0.7$ として $\zeta = 2.0 \sim 2.8$ ）の下限程度の値となるが、LL開口では著しく小さい。これはSS, SS' 開口では、流入気流が室内で降下するのに対し、LL開口では前面開口から背面開口に気流が直進する結果、室内部での動圧の損失が相対的に小さく、従来モデルの前提である開口下流での動圧が消失するとの仮定が成立しないことによると推定される。

表5-4 エネルギー収支

	$-\iint_A U_n(K+k+\Pi) dA$ ① 項	$\iint_A \frac{v_i}{U_n} \frac{\partial k}{\partial x_n} dA$ ② 項	$\iiint_V \epsilon dV$ ③ 項	$-\iint_A U_i v_i \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_n} + \frac{\partial U_n}{\partial x_i} \right) dA$ ④ 項
SS 開口	0.00873	0.00004	0.00665	0.00034
SS' 開口	0.00848	0.00004	0.00416	0.00031
LL 開口	0.0345	0.0002	0.0284	0.0013

* 建物高さの風速、建物高さを基準量とした無次元値

表5-5 エネルギー損失係数

	SS 開口	SS' 開口	LL 開口
ζ	1.99	1.73	1.18

5.5 まとめ

本章では、Multi-Mesh法を用いて建物周辺気流及び通風問題を想定した一連の数値解析を行い、以下に示す知見を得るとともに今後検討すべき問題点を把握した。

(1) 建物周辺気流の計算結果は従来の計算結果と同様、乱流モデルや境界条件の不備によると推定される一部の不整合を除き、既往の実験結果とよく対応することを確認した。この結果を踏まえて、通風を想定した建物内外気流の同時解析を行い、開口条件の相違が気流・圧力場に与える影響について検討した。

なお、いずれの計算条件においても計算安定性やメッシュ界面における従属変数の接続の面で、特別の問題が生じることはなく、Multi-Mesh法が建物周辺気流、通風問題に対し基本的には適用妥当性を有することが判明した。

(2) 建物周辺気流は開口なしの条件に比べ顕著な差異が認められ、特に建物背面については建物からの流出気流が建物周辺気流と相互に干渉することにより、wakeの構造が開口条件に依存して大幅に変化する。また、今回検討したSS, LS開口条件とLL開口条件では室内気流の構造が異なり、前者では流入気流が室内で著しく降下する結果となったが、これは既往の実験結果と矛盾しない。

(3) 室内風速レベル及び開口部近傍の風速分布はSS, LL開口条件とLS開口条件で相違し、後者の室内への流入風速は前者の半分以下となるとともに通風量の少ないSS開口条件より室内平均風速レベルは小さくなったが、これらは定性的に妥当な結果と考えられる。

(4) 空間静圧に関し、今回検討した範囲ではいずれの条件でも室内部ではほぼ一様分布となるが、開口部周辺では開口条件による相違が認められる。特に前面開口付近については、SS, LL開口では開口上流で圧力降下が生じる反面、LS開口では外部から内部に向かって単調に圧力が上昇する。また、建物内外壁面での静圧分布計算結果は、既往の実験結果と傾向がよく対応する。

(5) 室内へ流入する乱流エネルギーのレベルは、 $k-\epsilon$ モデルにおける乱流エネルギー生産項評価の不備により過大評価されている可能性が高い。これは法線応力の寄与の省略により緩和されるものの、逆にエネルギー収支の誤差が増加する結果となった。従って、エネルギー収支の点で一貫性を持つより精密なモデルの使用による対策が望ましいと考えられる。

(6) 通風量の計算結果はいずれの条件でも、既往の通風量簡易計算法による値よりも大きい。特にLL開口条件では4割程度の差異が生じている。これは、LL開口条件では建物前面・背面開口間で気流が直進するため、室内での動圧の損失が相対的に小さく、簡易計算法の適用範囲を逸脱するためと推定される。