

重合格子法を用いた屋内外気流解析手法の開発とその応用

諏訪好英

概 要

建築物の耐風設計や屋内外の風環境を予測、評価する方法として数値シミュレーションによる流体解析が盛んに行われるようになった。しかし対象とする流れ場の幾何学的な形状が複雑な場合には従来の単一構造格子を用いた手法では限界があり、実用的な問題に対して数値シミュレーションを適用することが困難な場合があった。本研究では重合格子法の採用により複雑形状問題への対応を可能とする新たな流体解析手法を開発した。重合格子法では対象領域を物体まわりなどの局所領域に分割し、そのそれぞれについて作成した計算格子を任意に組合せて連成解析を行う。各格子系の位置関係に関しては大きな自由度が得られるため、複雑な対象領域についても比較的容易にモデル化を行うことができ、さらに対象領域内の構造物配置を変更した場合など、従来の手法では困難だったようなケーススタディも可能である。本報では開発した手法の概要とその計算特性、および本手法を雨よけ構造付き開口部の通風特性検討に適用した事例を報告する。

1. はじめに

近年、建築物に作用する風外力の評価や建築物内外での風環境予測手段として気流の数値シミュレーションが盛んに行われるようになった。従来から一般的に用いられている流体解析手法には差分法、有限体積法などがあるが、これらの手法では通常、Fig.1に示すような単一構造格子系を基本として離散化式を構成する。構造格子による計算ではプログラム中の変数配列のインデックスと計算領域における格子点のならびとが完全に一致するため隣接格子点の参照が容易であり、膨大な計算格子を用いる流体解析には有利である。しかしこの方法による計算対象領域のモデル化には格子点の粗密に対する柔軟性が乏しいなどの問題点があり、物体まわりに格子点を集中させると全体的な計算格子点数が必要以上に多くなり、対象領域の形状が複雑な場合には適正な格子分割が不可能となる場合があった。

本研究では複数の格子系を複合的に組合せる重合格子法¹⁾に着目し、これを用いた新たな流体解析手法を開発した。重合格子法ではFig.2に示すような格子分割により複雑な流路形状の問題にも容易に対応できるほか物体の位置関係や部分的な計算格子の変更が比較的容易なため、対象建築物の設計変更などに迅速に対応できる。重合格子法による流体解析手法はもともと航空分野などの圧縮性流体解析を目的として開発されたもので、建築分野で主な解析対象となる非圧縮性流体の計算アルゴリズムには整合しにくいと言われてきた。本研究では非圧縮性粘性流体解析に重合格子法を採用した場合の基本的な計算アル

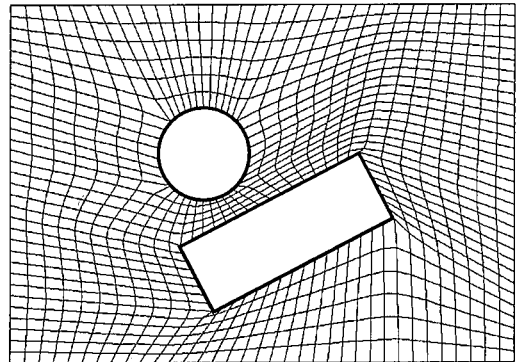


Fig.1 単一構造格子系
Single Structured Grid Coordinate System

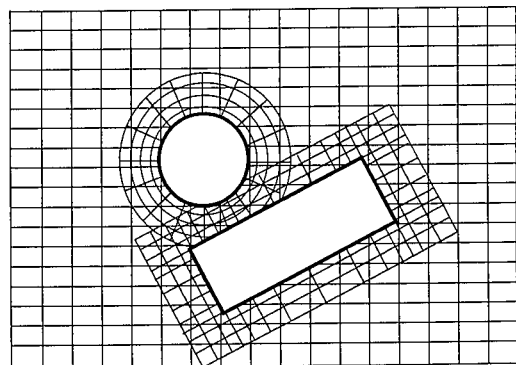


Fig.2 重合格子系
Overset Type Composite Grid Coordinate System

ルゴリズムおよび計算特性の検討を行い²⁾, 本手法の建築分野への適用を可能とした。本報では開発した手法の概要³⁾と屋内外気流解析への適用事例⁴⁾を報告する。

2. 重合格子法による流体解析手法の開発

複雑形状問題における格子分割の難しさは、凹凸を含む幾何学的な領域形状の複雑さに対して計算格子のトポロジーをいかに一致させるかという点にある。解析対象となる建築物などの表面が曲面で構成される場合には、一般曲線座標系 (BFC: Boundary Fitted Coordinate) により格子点を物体表面に適合させる方法が有利である。ここでは一般曲線座標系に写像変換した基礎方程式を用い、さらに細部の幾何学形状に対して重合格子法による局所的な計算格子の組合せを併用することとした。以下、開発した手法における解法の概要を示す。

2.1 基礎方程式とその離散化

物理座標系 (x, y, z) における流体の基礎方程式を一般曲線座標空間 (ξ, η, ζ) に写像変換すると以下の諸式を得る。

$$\frac{\partial(JU_i)}{\partial\xi_i} = 0 \quad \dots\dots\dots(1)$$

$$Ju_{i,t} + \frac{\partial(JU_j u_i)}{\partial\xi_j} - \frac{\partial}{\partial\xi_j} \left\{ 2J \frac{\partial\xi_j}{\partial x_k} (\nu + \nu_T) S_{ik} \right\} = -\frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\partial}{\partial\xi_j} \left(J \frac{\partial\xi_j}{\partial x_i} p \right) \right\} \quad \dots\dots\dots(2)$$

$$Jk_{,t} + \frac{\partial(JU_i k)}{\partial\xi_i} - \frac{\partial}{\partial\xi_i} \left\{ Jq_{ij} \left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial\xi_j} \right\} = J \cdot (G - \varepsilon) \quad \dots\dots\dots(3)$$

$$J\varepsilon_{,t} + \frac{\partial(JU_i \varepsilon)}{\partial\xi_i} - \frac{\partial}{\partial\xi_i} \left\{ Jq_{ij} \left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial\xi_j} \right\} = J \cdot \left(C_1 \frac{\varepsilon}{k} G - C_2 \frac{\varepsilon^2}{k} \right) \quad \dots\dots\dots(4)$$

$$\nu_t = C_D \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \dots\dots\dots(5)$$

$$U_i = \frac{\partial\xi_i}{\partial x_j} u_j, \quad S_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial\xi_l}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial\xi_l} + \frac{\partial\xi_l}{\partial x_i} \frac{\partial u_k}{\partial\xi_l} \right)$$

$$q_{ij} = \left(\frac{\partial\xi_i}{\partial x_k} \frac{\partial\xi_j}{\partial x_k} \right), \quad G = 2\nu_T S_{ij} \left(\frac{\partial\xi_l}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial\xi_l} \right)$$

$$\sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3,$$

$$C_D = 0.09, \quad C_1 = 1.44, \quad C_2 = 1.92$$

ここに (1) 式, (2) 式はそれぞれ非圧縮性粘性流体の連続の式, 運動量方程式であり, (3) ~ (5) 式は乱流モデル (ここでは標準 $k-\varepsilon$ モデル⁵⁾を採用) として用いる乱流統計諸量の輸送方程式と渦動粘性係数 ν_T の定義式である。このうち (2), (3), (4) 式は物理量 $\rho u_i, k, \varepsilon$ に関する輸送方程式である。一般輸送変数 ϕ を用いてこれらを統一的に示すと次式のように表せる。

$$J\phi_{,t} + \frac{\partial(JU_i \phi)}{\partial\xi_i} - \frac{\partial}{\partial\xi_i} \left\{ \Gamma J \left(q_{ij} \frac{\partial\phi}{\partial\xi_j} \right) \right\} = J \cdot S_\phi \quad \dots\dots\dots(6)$$

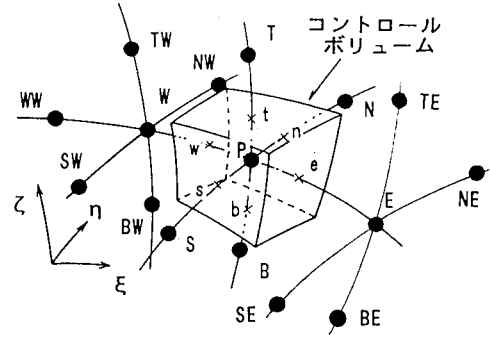


Fig.3 計算格子点とコントロールボリュームの定義
Definition of Grid Points and a Control Volume

なお (6) 式は左辺第1項に時間微分項を含む非定常の式であるが、定常解析の場合にはこの項を省略する。

Fig.3 のような格子空間を想定し、格子点Pまわりに定義したコントロールボリュームについて有限体積法で(6)式を離散化すると、結果的に得られる離散化方程式は次の形式でまとめられる。

$$a_P \phi_P = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b_\phi + J \cdot S_\phi \Delta\xi \Delta\eta \Delta\zeta$$

$$= a_W \phi_W + a_E \phi_E + a_S \phi_S$$

$$+ a_N \phi_N + a_B \phi_B + a_T \phi_T$$

$$+ b_\phi + J \cdot (S^0 + S^1 \phi) \Delta\xi \Delta\eta \Delta\zeta \quad \dots\dots(7)$$

ここで変数 ϕ の定義点はすべてコントロールボリューム中心のP点とするコロケーション配置であるが、移流速度にはコントロールボリューム界面での反変成分 u_i を作成して用いるスタッガード的な変数配置を併用している。(7) 式の各項に関する具体的な展開には、移流項に QUICK 法⁶⁾, 圧力勾配項と拡散項に中心差分法を適用した。

(7) 式に緩和係数 α_ϕ を導入し、反復法の形に書き換えると次式を得る。

$$\frac{a_P \phi_P^{m+1}}{\alpha_\phi} - \left(\sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b_\phi \right)^{m+1}$$

$$= J \cdot S_\phi \Delta\xi \Delta\eta \Delta\zeta + \frac{1 - \alpha_\phi}{\alpha_\phi} a_P \phi_P^m \quad \dots\dots(8)$$

2.2 解強制置換法による格子系間の接続

重合格子計算ではFig.2に示したような複数の格子系について方程式を立て、各格子系が重合する領域においてそれぞれの解を接続しながら反復計算を進める。重合領域での解の接続には解強制置換法⁷⁾と呼ばれる手法を用いた。解強制置換法では $[0, \infty]$ の値をとるパラメータ χ を導入し、重合する相手側格子系の解を着目する格子系での基礎方程式に重み付けして混合する。格子系Aの方程式に格子系Bの解を解強制置換法により混合する場合は考えると、(8) 式は次のように書き換えられる。

$$(1 + \chi) \frac{a_P}{\alpha_\phi} A_P^{m+1} - A_P^{m+1} = A_C \phi_C + \chi \frac{a_P}{\alpha_\phi} B_P \quad \dots(9)$$

$$F^{m+1} = \left(\sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b_\phi \right)^{m+1},$$

$$c_\phi = J \cdot S_\phi \Delta \xi \Delta \eta \Delta \zeta + \frac{1 - \alpha_\phi}{\alpha_\phi} a_P \phi_P^m$$

ここで左肩の添字付きの値^Aφ,^Bφはそれぞれ格子系Aおよび格子系Bの値を示している。(9)式は単一格子系での式(8)のφ_pに関する係数項と生成・消滅項を変更した形となっており、マトリクスの対称性は保たれている。

2.3 補間対象点の検索と補間係数の算出

(9)式により接続する相手側格子系Bの変数定義点は格子系Aの変数定義点とは一致しない。このため(9)式を適用する前にあらかじめ^Bφに相当する格子系Bの値を補間して求めておく必要がある。この処理には次のような一次の線形内挿補間を適用した。

△P点まわりの格子系Bの定義点を用いてFig.4のような多角形(または多面体)内挿セルを想定し、局所的な座標 \vec{x} を定義する。このとき物理座標系 $\vec{\xi}^i$ との間に

$$\vec{x} = \vec{h}(\vec{x}; \vec{\xi}^i), \quad \vec{\xi}^i = \vec{h}^{-1}(\vec{x}; \vec{x}) \quad \dots\dots\dots(10)$$

が成り立つとすれば、セル内の物理量φについても同様に、

$$\vec{\phi} = \vec{h}(\vec{x}; \vec{\xi}^i) \quad \dots\dots\dots(11)$$

の関係が成り立つものと仮定する。ここに左肩付きの添字ⁱはセル頂点iの値を示している。このとき内挿セル内部の任意点 x_1 における値は次式により求められる。

$$\vec{\phi}_1 = \vec{h}(\vec{x}; \vec{h}^{-1}(\vec{x}; x_1)) \quad \dots\dots\dots(12)$$

本研究では内挿セルとして2次元計算の場合四角形を、3次元計算の場合三角錐を用いて^Bφを計算した。これらの内挿セル形状では(12)式に現れる逆関数 h^{-1} が解析的に求まるため、内挿補間の処理が最も簡略化できる。ちなみにFig.4(b)のような三角錐内挿セルでは関数 h とその逆関数は次のように書ける。

$$\vec{h}(\vec{x}; \vec{\xi}^i) = (\vec{x} - \vec{x}^0) \xi' + (\vec{x} - \vec{x}^0) \eta' + (\vec{x} - \vec{x}^0) \zeta' + \vec{x}^0$$

$$\vec{\xi}^i = [\xi', \eta', \zeta']^T$$

$$1.0 \geq \xi', \eta', \zeta' \geq 0, \quad \xi' + \eta' + \zeta' \leq 1$$

$$\vec{h}^{-1}(\vec{x}; \vec{x}) = [{}^1\vec{x} - \vec{x}^0, {}^2\vec{x} - \vec{x}^0, {}^3\vec{x} - \vec{x}^0]^{-1} (\vec{x} - \vec{x}^0) \dots\dots(14)$$

(13)式における局所座標の和が1.0を越えない条件は△Pが内挿セルの内部にあるときにのみ成り立つから、内挿補間に用いる格子系Bの定義点の検索も同時に行うことが可能である。なお基礎方程式の計算に用いる単位領域は六面体であるから、3次元計算の場合にはこれを三角錐セルに分割して内挿補間を行うこととした。

2.4 重合格子系における運動量方程式の解法

非圧縮性流体の運動量方程式に関しては圧力勾配項が

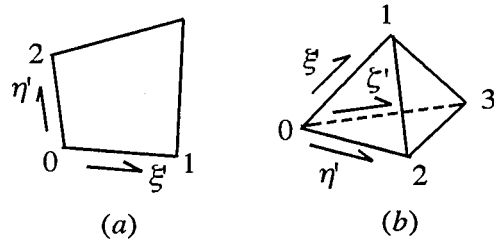


Fig.4 内挿補間セル Unit Cells used to Interpolate the Variables

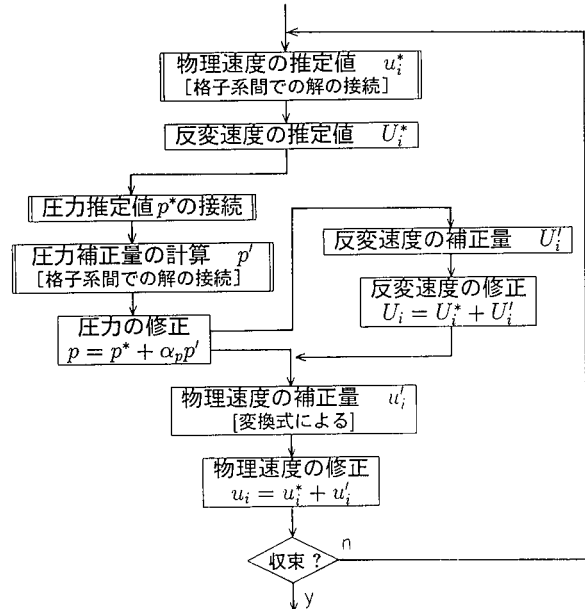


Fig.5 速度、圧力の補正反復アルゴリズム Velocity and Pressure Correction Algorithm

(8)式において定数扱いとなるため、そのままの形で真値を得ることができない。ここでは pu_i について(8)式を適用した結果を初期値としてSIMPLE法⁸⁾により速度・圧力の補正反復を行い、連続の式を満足させる方法を採用した。

ただし本手法ではコントロールボリューム界面で作成した反変成分 U_i を移流速度として用いる。このためSIMPLE法による補正反復は反変成分 U_i とコントロールボリューム中心で定義された圧力 p についてを行い、その結果からコントロールボリューム中心での物理速度 u_i を線形補間して算出することとした。速度補正式、圧力補正式などの導出に関する詳細は省略するが、この方針に従うと結果的にFig.5のような補正反復アルゴリズムを構成できる。ここでは物理速度と圧力の推定値 u_i^*, p^* および圧力補正值 p^i を求める際にのみ他の格子系との解の接続を行い、その他の処理を各格子系で独立して行うこととした。アルゴリズム中に現れる他の変数はすべてこれらの値をもとに作成または計算されるため、本アルゴリズムにおける解の接続は本来の定義点に関するものに限定され、またすべての処理は重合領域での隣接格子系からの影響を考慮したものとなる。

なお本手法では基本的にすべての変数定義点を一致させるコロケーション変数配置を採用している(反変成分は

補間により作成しており基礎方程式から計算するわけではない。このような場合圧力解にチェッカーボード型の振動を生じることが知られており、何らかの対策が必要である。ここでは反変速度の推定値 U_i^* 、補正值 U_i' 作成の際に Rhie and Chow⁹⁾ が提案したものと同様の処理を加え、圧力振動の発生を避けた。

3. 試行計算による基本特性の検討

3.1 解の接続タイミング

先述したように、重合格子法を用いた非圧縮性流体の解析は難しいと従来から言われてきた。その原因は2.4節にも示した速度・圧力の補正反復アルゴリズムの存在にある。この操作は非圧縮性流体の解析に特有のもので、運動量の保存と連続の式とを同時に満足させるためには時間積分のループ中に速度・圧力の補正反復ループを組込む必要がある。圧縮性流体の場合には連続の式が時間発展型となるため時間積分ループごとに格子系間での解の接続を行えばよいが、非圧縮性流体の解析では2重の反復ループのどのタイミングで解の接続を行うかにより計算アルゴリズムに任意性を生じ、適切なタイミングを設定するための具体的方針は確立されていない。ここでは試作した解析プログラムを用いて解の接続タイミングを変化させたときの違いを比較した。

対象はFig.6に示すような境界層流中の半円筒物体まわりの流れである。ここでは(2)式の時間微分項を省略し、渦動粘性係数 $\nu_T = 0$ として2次元定常層流解析を行った。また比較のためFig.7(a)に示す重合格子系による計算と同時にFig.7(b)のような単一格子系による計算を実施した。レイノルズ数 $Re = 10^3$ の場合についてTable 1のような接続タイミングにより計算した結果をFig.8に示す。なおグラフとして示したものは、径方向の速度、圧力プロ

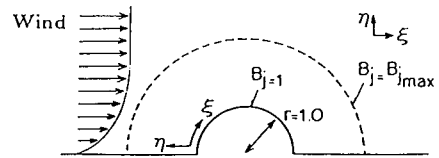
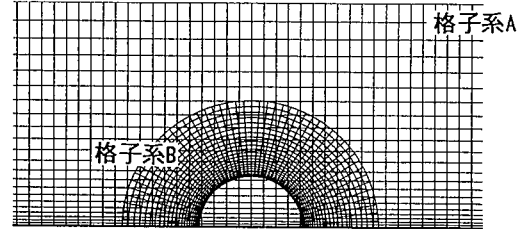
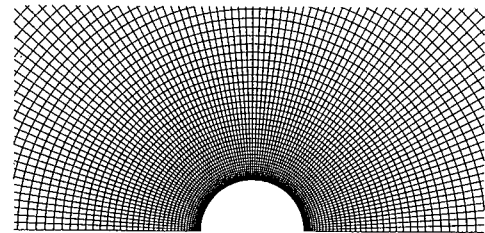


Fig.6 想定した問題 Tested Problem



(a) 重合格子系



(b) 単一格子系

Fig.7 計算に用いた格子系

Grid Coordinate Systems used for Test Calculations

Table 1 想定した計算条件 Assumed Testing Conditions

	補間タイミング*		緩和係数		ステップ数
	u, v	p	α_ϕ	α_p	
ケース1 (単一格子系)	15	40	0.5	0.8	3000
ケース2	50	100	0.5	0.8	3000
ケース3	15	40	0.5	0.8	3000
ケース4	3	5	0.5	0.8	3000

* 補間タイミングはデータ補間までに行う速度・圧力補正の反復回数を表す。

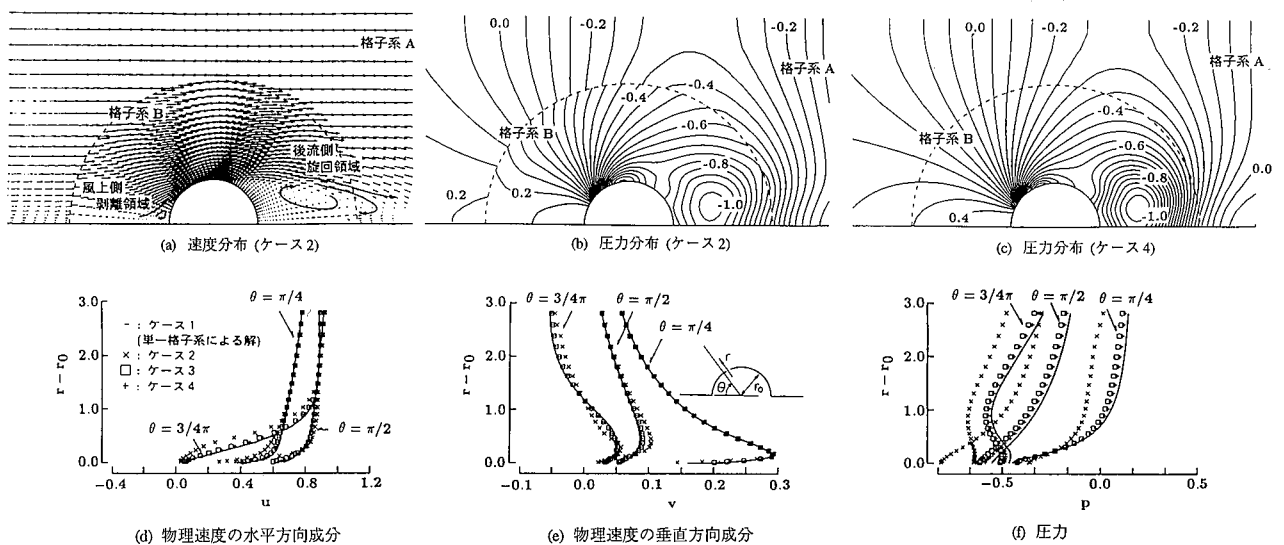


Fig.8 速度場, 圧力場の計算結果と径方向プロファイル
Calculated Velocity and Pressure Distributions and their Profiles in Radius Directions

ファイルを物体中心から見た角度ごとに比較した結果である。試行計算の結果、解の接続タイミングを変更すると圧力分布が大きく変化することがわかった。特に解を接続するまでの速度・圧力補正反復の回数を大きくとったケース2では、圧力分布が不連続となって物理的に意味のない解に収束した。一方、速度・圧力補正反復を3回行うごとに解の接続を行ったケース4では速度分布、圧力分布とも妥当な解が得られ、単一格子系による結果ともよく一致した。この結果から重合格子法による非圧縮性粘性流体の解析では速度・圧力補正の反復計算においてできるだけ頻繁に解の接続を行う必要があることがわかった。ただし今回試行計算したプログラムでは反復計算ごとに解を接続すると解が発散した。本プログラムで採用したSIMPLE法では圧力補正式において速度項、拡散項を省略する。このため圧力補正量の過大評価を避ける減速緩和を行う必要があるが、異なる格子系との解の接続は見かけの圧力振動として作用するため反復ごとにこれを行うと圧力補正量の評価が不安定になるものと考えられる。したがってSIMPLE法を用いた非圧縮性流体の重合格子計算では、解の接続タイミングと圧力補正式の減速緩和係数とをバランスよく選定することが必要であると結論できる。

3.2 計算格子の設定方法

重合格子法では各格子系の格子間隔、境界面形状などを任意に設定できるが、組合せる各格子系の格子間隔が大きく違ったり、流れの急峻な領域を分断するような位

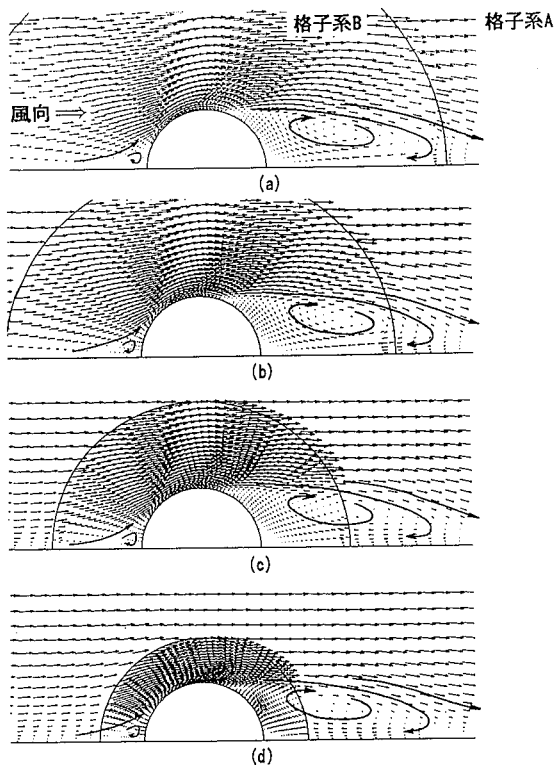


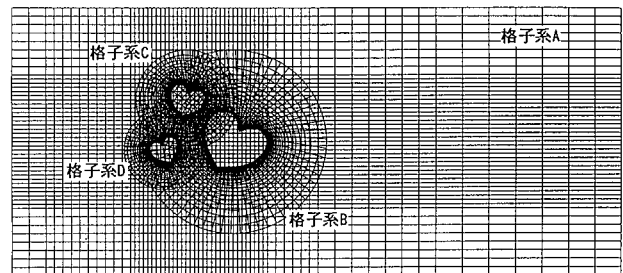
Fig.9 異なる格子系による速度場の計算結果
Flow Fields Calculated by Different Grid Coordinate Systems

置に格子系境界面が位置することは好ましくないと考えられる。ここでは物体まわりの格子密度、格子設定範囲を変化させて同様の計算を行い、格子設定に関してどの程度の任意性が得られるのかを検討した。

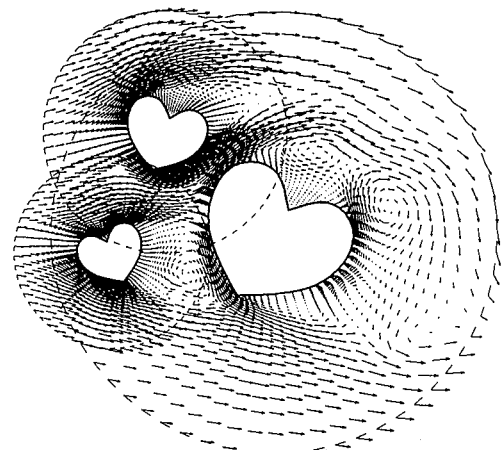
Fig.9に4種類の格子系を用いて計算した結果を示す。いずれも $Re = 10^3$ の場合について3.2節のケース4の条件で計算した結果であるが、物体後流側での剥離の状況など異なる格子系を用いて計算した結果は定量的によく一致している。特にFig.9 (c), (d) などでは剥離領域の中央に格子系の境界面が位置するが、計算は十分可能なことがわかる。また重合領域における格子間隔の比を1:1~1:4程度まで変化させたが、比較した範囲ではいずれの場合も現象をよく再現した。

3.3 複数の格子系による計算アルゴリズム

計算に用いる格子系が三つ以上となった場合にはさらに各格子系の計算順序が問題となる。すべての格子系間で解を接続することとすると、格子系A,B,Cにおける計算のシーケンスは $A \leftrightarrow B, A \leftrightarrow C, B \leftrightarrow C \dots$ となり n 個の格子系に対して最大 $2 \times_n C_2$ とおりのデータ補間が必要となる。通常、重合格子計算を適用する場合にはベースとなる格子系の上に物体まわりなどの局所的な格子系を併用する形となる。ベース領域Aを中心として局所的な格子系



(a) 想定した領域と計算格子



(b) 速度場の解析結果

Fig.10 4つの格子系を用いて計算した
複数物体を過ぎる流れ解析結果
Simulated Flow Field Around Obstacles Calculated using
Composite System of Different 4 Unit Grid Coordinates

との接続を順次切り換えることとするとシーケンスは $A \rightarrow B \rightarrow A \rightarrow C \dots$ となり、接続すべき組合せは $2(n-1)$ とおりでよい。重合格子計算では解の接続に必要なデータ補間に少なからぬ演算量を必要とするため、本研究では後者の方法を採用した。

Fig.10は3種類の物体を過ぎる流れをこの方法で非定常解析した結果である。各段階において解の接続はベース領域と局所格子系との間でしか行っていないが、順次この操作を繰返すことにより3種類の物体による相互作用が再現されることがわかる。

なおここで用いた物体まわりの格子系はそれぞれ異なるように見えるが、1種類について作成した格子を拡大/縮小および重心まわりに回転しただけのものである。重合格子法による計算では、想定する物体などが相似系であれば同一の格子データを若干加工するだけで再利用できることも大きな利点である。

4. 複雑形状開口部の通風特性検討への応用

4.1 問題の設定

3章までの内容をもとに開発した手法を実際的な複雑形状問題に適用した。ここではドーム型屋内スタジアムに取り付ける雨よけ構造付き開口部を対象として実施した通風特性の検討結果を示す。

対象とした開口部とこれを設置するドーム形状をFig.11に、解析に用いた計算格子をFig.12に示す。ここではあら

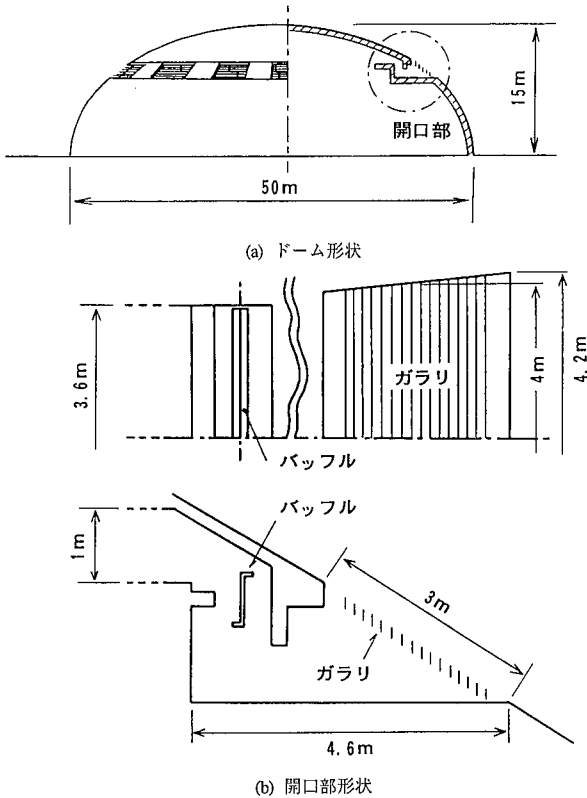


Fig.11 対象とした開口部とこれを設置したドームの形状
Tested Opening Configuration and the Stadium
which the Openings are Installed

かじめ格子系Aにより解析したドーム周辺気流をもとに格子系Bの流入側境界条件を作成し、格子系Bから内側の格子系を重合格子法により連成して解析した。

4.2 重合格子法による通風特性の評価

開口部の間口幅で定義した $Re = 10^3$ の場合について解析した結果をFig.13に示す。想定した開口部では雨よけのため2箇所90°の屈曲部を有する。解析の結果、このような開口部では屈曲部に生じる剥離のため実質的な流路幅が狭められ、通風特性に大きく影響することがわかった。Fig.14は同様の解析により求めた流量係数のレイノル

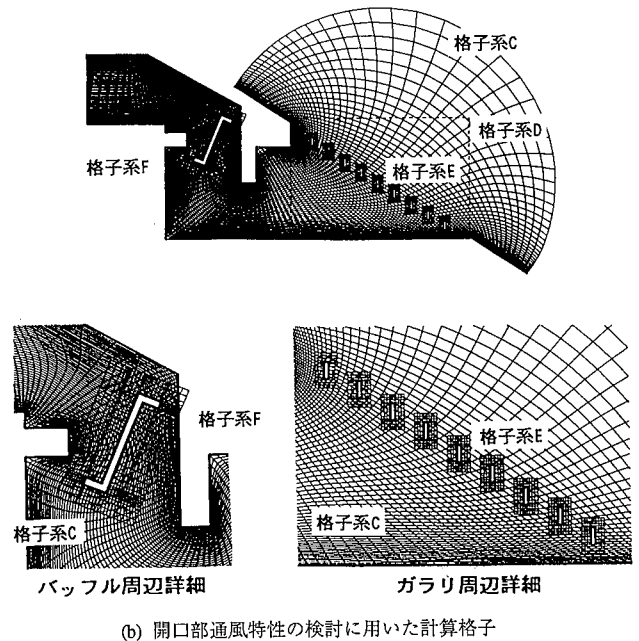
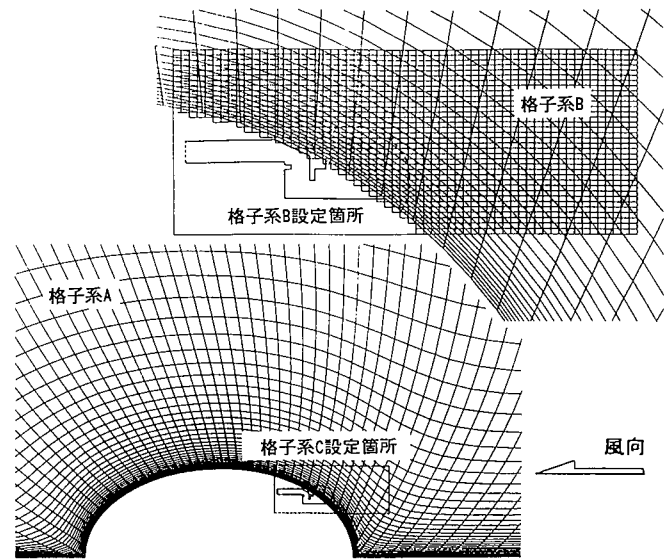


Fig.12 開口部の通風気流解析に用いた計算格子
Grid Systems used to Calculate Draft Airflow
through the Opening

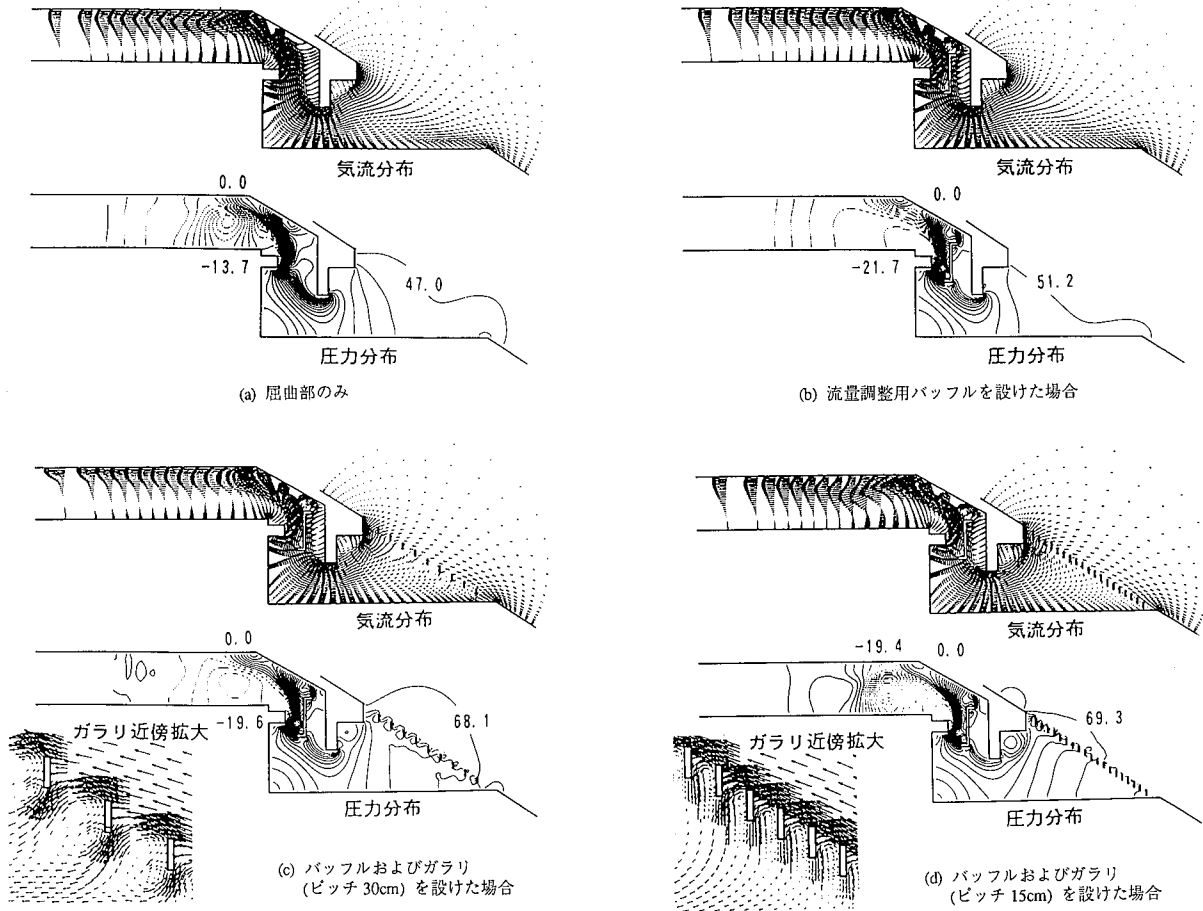


Fig.13 開口部通風気流の解析結果
Simulated Results of Draft Airflow through the Opening

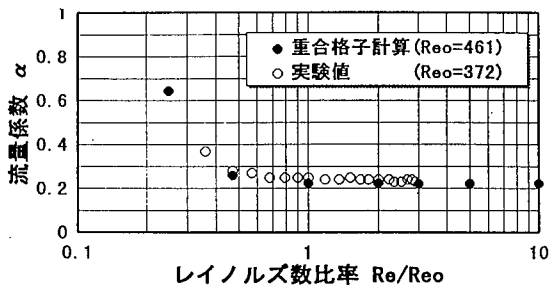


Fig.14 流量係数のレイノルズ数依存性
Change of Discharge Coefficient vs. Reynolds Number

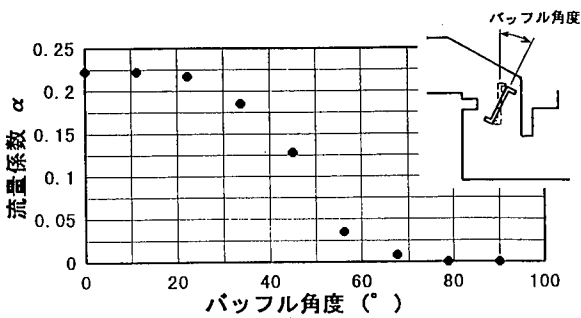


Fig.15 バッフル絞り角度を変えたときの流量係数の変化
Change of Discharge Coefficient vs. Baffle Choke Angle

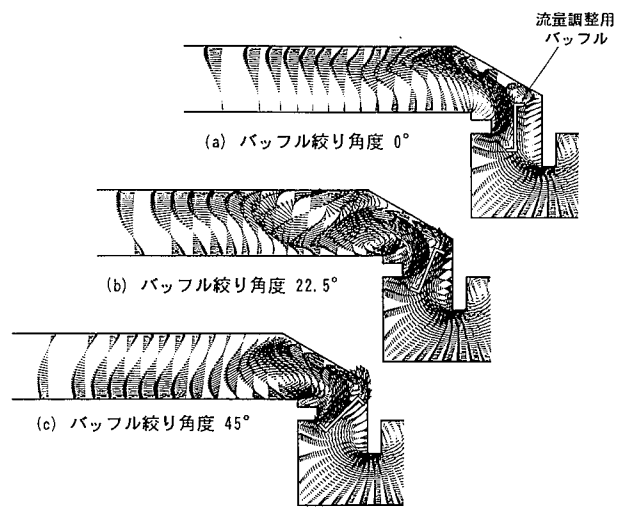


Fig.16 バッフル絞り角度を変えたときの気流状態の違い
Change of Flow Field in the Opening when Baffle Choke Angle was Changed

ズ数依存性である。レイノルズ数が特定の値以下になると流量係数は単純開口での値 $\alpha = 0.65 \sim 0.7$ に急激に近づいていく。これは屈曲部での剥離状態の変化によるものと考えられ、流量係数の変化はレイノルズ数の低下に伴う剥離領域の縮小・消滅と対応付けできることがわかった。

Fig.15, Fig.16 はバッフルの絞り角度を変化させて流量調整したときの流量係数と気流状態の変化を示したものである。バッフルを絞り込んでいくと屈曲部後流側での流れが大きく変化しており、この場合にも剥離状態の変化が通風特性に大きく関与していることが示唆される。

ここに示したような解析は従来の単一構造格子による手法では不可能に近かった。重合格子法では個々の部品として計算格子を組合せるため、建築物周辺気流から開口内の細部までの広いスケール範囲にわたる現象を捉えられるほか、ガラリやバッフルの有無、バッフル絞り角度などの幾何学的な設定条件を容易に変更することができる。

5. まとめ

重合格子法を用いて開発した流体解析手法の概要とその適用事例を示した。建築分野での本格的な適用にはさらに多くの技術課題が残されているが、本研究により少なくとも重合格子法を用いた非圧縮性流体の解析が可能なのは明らかとなった。また本手法を用いると従来の手法では適用困難だった複雑形状の問題について詳細な現象解析が可能となることを示した。今後本手法をさらに発展させ、さまざまな現象解析に適用していく予定である。

記号

a_P, a_E, a_W, \dots	: 離散化式の係数項
b_ϕ	: 離散化式の生成・消滅項
e, w, s, n, b, t, \dots	: CV 界面における定義点
E, W, S, N, B, T, \dots	: CV 中心における定義点
J	: 変換の Jacobian
k	: 乱流エネルギー
m	: 反復計算のステップ
p	: 圧力
p'	: 圧力の補正量
p^*	: 圧力の推定値
S_ϕ	: 生成・消滅項の一般化表示
S^0	: 生成・消滅項の 0 次成分
S^1	: 生成・消滅項の 1 次成分
t	: 時間
u, v, w または u_i	: 物理速度
u'_i	: 物理速度の補正量
u^*_i	: 物理速度の推定値
U, V, W または U_i	: 反変速度
U'_i	: 反変速度の補正量
U^*_i	: 反変速度の推定値

x, y, z または x_i, \bar{x}	: 物理空間の座標
x_i, y_i, z_i	: 内挿セルの頂点 i における値
α	: 流量係数
α_p	: 圧力補正式の緩和係数
α_ϕ	: 反復式における緩和係数
$\Delta\xi, \Delta\eta, \Delta\zeta$: 計算空間における格子幅
ε	: 乱流のエネルギー散逸率
Γ	: 拡散項の係数の一般化表示
ν	: 分子動粘性係数
ν_T	: 渦動粘性係数
ϕ	: 独立変数の一般化表示
ϕ_{nb}	: 近接格子点での ϕ の値
A_ϕ, B_ϕ	: 格子系 A, 格子系 B における ϕ
ρ	: 密度
ξ, η, ζ または ξ_i	: 計算空間の座標
$\xi'_i, \eta'_i, \zeta'_i$ または ξ^*_i	: 内挿セル内の局所座標
χ	: 解の接続パラメータ

参考文献

- 1) Benek, J.A., Buning, P.G. and Steger, J.L.: A 3-D chimera grid embedding technique, AIAA paper 85-1523 (1985)
- 2) 諏訪ほか: 重合格子法を用いた建築物周辺気流の数値解析, 日本建築学会計画系論文報告集, No.488, p.43 ~ 52, (1996)
- 3) 諏訪ほか: 重合格子法を応用した複雑形状流れ場の数値解析手法に関する研究 (第 1 報), 日本建築学会計画系論文報告集 (投稿中)
- 4) 諏訪: 重合格子系による複雑形状開口部の通風気流解析, 日本建築学会大会学術講演梗概集, D-2, p.545 ~ 546, (1996)
- 5) Launder, B.E. and Spalding, D.B.: Lectures in Mathematical Models of Turbulence, Academic Press (1972)
- 6) Leonard, B.P.: A stable and accurate convective modeling procedure based on Quadratic Upstream Interpolation, Comput. Methods Appl. Mech. Eng., No.19, p.59 ~ 98, (1979)
- 7) Fujii, K.: Unified zonal method based on the fortified solution algorithm, J. of Comput. Physics, No.118, p.92 ~ 108, (1995)
- 8) Patankar, S.V.: Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere Publishing Corp. (1980)
- 9) Rhie, C.M. and Chow, W.L.: Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation, AIAA J. Vol.21, No.11, p.1525 ~ 1532, (1983)