

# 複雑な自動車形状の流れ場数値シミュレーション

Numerical Simulations of the Flow around the Vehicle Model with the Complex Shape

谷口伸行\*・小林敏雄\*・水尾勝\*  
Nobuyuki TANIGUTI, Toshio KOBAYASHI and Masaru MIZUO

有限体積法による離散化を基にして、これに物体適合座標系を導入した手法およびポロノイ分割を用いて非構造格子の使用を可能にした手法を構成した。そして、これらの手法による計算コードにより複雑な自動車形状周りの2次元、3次元流れ場解析をおこない、手法の有効性、自動車周り流れの数値シミュレーションの可能性について基礎的資料を提供する。

## 1. 緒言

自動車車体設計において空力性能の向上は重要な課題であり、自動車の高性能化に伴い複雑な車体周りの流れ場の正確な数値予測が期待されるようになった。剝離を伴う自動車周りの流れを予測するには三次元乱流計算の適用が必須と考えられるが、そのためには、一般に多大な計算時間と記憶容量を要する。よって、その精度とともに効率の良い計算手法の開発が必要である。筆者らは、安定なスキームでの定常計算の適用、物体適合格子系の導入、ベクトル化を含む計算の効率化を考慮して有限体積法に基づいた幾つかの数値解析コードを開発した<sup>1,2)</sup>。本稿では、これらの解析コードによる自動車形状まわりの流れの一連の解析結果を概観し、数値解析の有効性と課題について考察する。

## 2. 記号

- $k$  : 乱れエネルギー
- $\epsilon$  : 乱れエネルギー散逸率
- $G$  : 乱れエネルギー生成率
- $\nu_t$  : 渦粘性係数
- $u^+$  : 壁面無次元速度
- $y^+$  : 壁座標
- $\phi$  : 一般化した物理量
- $J$  : 全フラックス
- $n$  : 面法線ベクトル
- $v$  : 速度ベクトル
- $s$  : 輸送式の生成項
- $a_P, a_{NB}$  : 離散式の係数
- $b$  : 離散式の定数項
- $C_D, C_L$  : 抗力, 揚力係数

## 3. 数値計算手法

### 3-1 乱流モデル

本計算では工業的に広く用いられているスタンダード  $k-\epsilon$  2方程式モデル<sup>3)</sup>を用いた。基礎式およびモデル定数を表1に示した。ここで、生成項  $G$  は非正規座標系では計算が複雑となる。近似式として、速度の絶対値による表現<sup>4)</sup>が有効と思われる。

また、物体近傍の境界条件としては、主に記憶容量の観点から壁法則を用いた。すなわち、対数速度分布則に基づき、運動方程式、 $k$  および  $\epsilon$  の輸送方程式を壁近傍点で表2のように修正する<sup>3,5)</sup>。壁法則の適用には壁近傍点が以下の条件を満たしていることが要求される。

$$30 \leq y^+ \leq 100$$

よって、壁近傍点の位置は実験結果や計算結果に合わせて

表1  $k-\epsilon$ モデルの表式

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(u_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G - \epsilon$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(u_j \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + C_1 \frac{\epsilon}{k} G - C_2 \frac{\epsilon^2}{k}$$

$$G = \nu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial x_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad G \approx \nu_t |grad | v ||^2$$

$$\nu_t = C_\mu k^2 / \epsilon$$

$k$ : 乱れエネルギー,  $\epsilon$ : 散逸率,  $\nu_t$ : 渦粘性係数  
 $C_\mu = 0.09, C_1 = 1.44, C_2 = 1.92, \sigma_k = 1.0, \sigma_\epsilon = 1.3$

表2 壁法則の表式

$$u : \tau_{wall} = \{ (C_\mu^{1/2} k)^{1/2} / u^+ \} u$$

$$k : G = (C_\mu^{1/2} k)^{1/2} u / u^+ (u/y)$$

$$\epsilon = C_\mu^{3/4} k^{3/2} u^+ / y$$

$$\epsilon : \epsilon = (C_\mu^{3/4} k^{3/2}) / (\kappa y)$$

ただし、 $y^+ = (C_\mu^{1/2} k)^{1/2} y / \nu$   
 $u^+ = 1 / \kappa \log(Ey)$   
 $\kappa = 0.42, E = 9.2$

\*東京大学生産技術研究所 第2部

て調整される。また、これはレイノルズ数にも依存する。

### 3-2 一般座標系有限体積法<sup>1)</sup>

基礎式の離散化には有限体積法を用いる。格子を一般座標系により与えた場合、積分体積 (以下セルと呼ぶ) は任意の六面体 (3次元) になる。正規座標系の場合に従い<sup>5,6)</sup>、離散点  $P$  のセルに隣り合う六つのセルを  $E, W, N, S, T$  および  $B$ 、面を  $e, w, n, s, t$  および  $b$  とする。これらの配置を図 1 に示す。各スカラー量の輸送式、連続の式はこのセルで評価する。速度には staggered grid を採用し、セル面上に座標方向の射影 (共変) 成分として定義する。速度の 3 成分に対しておのおの異なる六面体セルをとる。

一般に物理量  $\phi$  の輸送式は、線形化してセル  $P$  で体積積分すると

$$\iint \mathbf{J} \cdot d\mathbf{n} = \iiint S dV \quad (1)$$

とまとめられる。ここで、右辺のセル体積  $V$  による体積積分では体積内に一定値を仮定する。また、左辺はセル境界面の法線ベクトル  $\mathbf{n}$  による面積分で、セル  $P$  の 6 つの面に分けて正規座標系の場合と同様に評価する。

最終的な離散化式は

$$a_P \phi_P = \sum a_{NB} \phi_{NB} + b \quad (NB = E, W, N, S, T \text{ or } B) \quad (2)$$

となり、規則的な線形式系が得られる。計算アルゴリズムには Patankar らの SIMPLE 法<sup>9)</sup> を適用する。

### 3-3 ポロノイ図を用いた有限体積法<sup>2)</sup>

自動車のような複雑な形状に対する流れ場解析においては、座標系に依存した計算点の配置では必ずしも適切な格子が得られない。前項に述べた一般座標系の導入はこの欠点のある程度緩和するが、格子生成法に対する過大な負担を与えている。ところで、(1) 式は非構造型格子においても有効で、適切なセル分割を与えるならば新たな離散化式を与える可能性がある。本研究ではその分割法として、計算幾何学の概念であるポロノイ図を適用

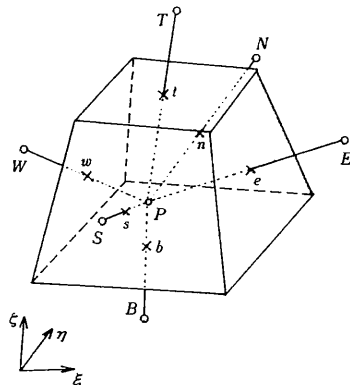


図 1 一般座標系によるセル分割

する。

ポロノイ図は空間内に分布する離散点  $X$  の勢力範囲による分割図である<sup>7)</sup>。図 2 の白丸の離散点に対して太線がポロノイ図を表している。また、隣接する離散点を結ぶ細線はドロネ三角網と呼ばれ、有限要素法の三角形分割などに用いられている。ここで、ポロノイ図が各離散点まわりに閉じたセルを定義していることに注意されたい。境界面は隣接点との垂直二等分線で与えられる。

(1) 式の積分をポロノイ図で与えられるセルで評価して離散式を得る。このとき、各面と近傍 2 点の位置関係が正規座標系における通常のセル分割によるものと同一であることから、面フラックスは容易に算出される。

最終的な離散化式は以下の形式にまとめられる。

$$a_P \phi_P = \sum a_{NB} \phi_{NB} + b \quad (3)$$

ここで、 $NB$  は隣接点を表し、その個数は一般にセルごとに異なりうる。二次元で平均的な値は約 6 である。

この離散化法に対しても SIMPLE アルゴリズムは有効である。本研究では全速度成分を圧力と同一点で評価する Co-located grid を採用し、振動解を抑えるために Rhie らの方法<sup>8)</sup> を拡張して用いた。

## 4. 結果と考察

### 4-1 計算条件

上述の数値計算手法に基づく解析コードにより自動車形状の流れ場シミュレーションを行った。解析コードの概要は表 3 に示した。

計算対象としては 3 次元 (ケース 1, 2, 3) および 2 次元 (ケース 4) 自動車車体模型を取り上げた。計算領域には固定地面および対称面 (3 次元のとき) を考慮した。流れは発達した定常乱流として  $k-\epsilon$  モデルにより解析した。

### 4-2 3D ファーストバック車体 (ケース 1)

まず、形状を単純化したファーストバック・タイプの車体<sup>1)</sup>まわり流れの解析例を示す。

a) 格子分割の影響 図 3 は車体表面の対称線上の圧力係数分布を示す。格子分割数が増えるに従い (格子 1,

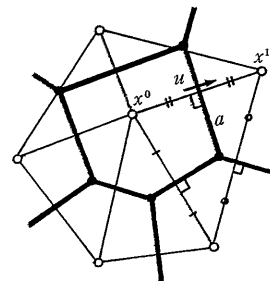


図 2 ポロノイ図による分割

表 3 解析コードの概要

	計算点配置	計算次元	最大計算点数
コード 1	2次元一般座標系 (z方向は変形しない)	2D, 3D	150×65×45
コード 2	3次元一般座標系	3D	100×45×35
コード 3	2次元ボロノイ図	2D	7000

2, 3), 上面圧力の予測値は前縁を除き実験とよい一致を示す。下面についても同じ傾向が見られる。

図 4 には格子 3 による対称面および車体中央と後方断面の速度ベクトル図の解析結果を示す。フロントピラー部, リアピラー部の縦渦が予測されている。

リアウィンドウ上での圧力分布は各ケースとも実験と良く一致する。リアピラー部からの縦渦は比較的分割数の粗いケース 2 においてもよくシミュレートされた。縦渦が支配的 (傾斜角が後述の臨界面より小) な流れでは, リアウィンドウ上の格子粗さの影響は小さいと思われる。

フロントピラー部の縦渦については可視化実験や格子 3 の結果で車体の極く近傍に生じることが示されており, 格子粗さの影響が予想され, 実際, 粗い格子 (1, 2) では再現されていない。

ボンネット前縁については, 計算では角部から少し離れたところから剥離が生じており圧力分布の差はこのためであると思われる。格子 4 では格子 3 に対して模型表面を細分化し, 特に模型前縁に計算点を集中し, また, 実験に合わせて車体下部の支柱を考慮した。格子 3 に比べ前縁の剥離が速やかに生じ, 剥離予測に対する格子の角部への集中の効果が示されたが, ボンネット部の圧力分布は実験に近づくものの, 剥離域全体において実験値との誤差が生じている。剥離点近傍の微細な流れに対しては格子分割数が不十分であると思われるが, 格子 4 以

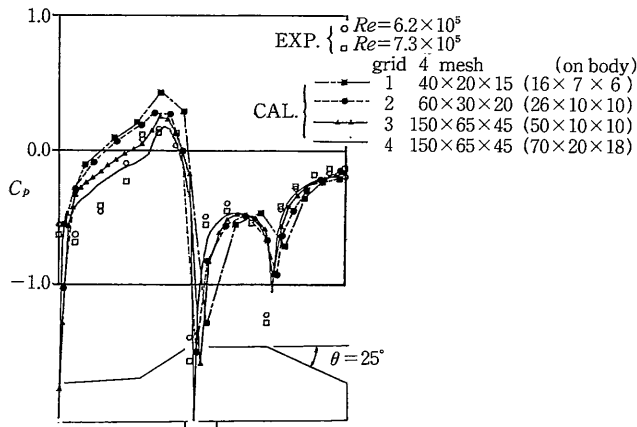


図 3 ファーストバックモデルの表面圧力の解析結果比較

上に細分化するためには角部の丸みの表現, 壁法則の有効性などにつき検討する必要も生じる。

支柱の影響については, 格子 4 では支柱後流域が生じ剥離域の地面付近の流れが可視化実験に一致し, 下面後半の圧力降下が予測された。ただし, 模型上面での格子 3 との差は小さく剥離域内の圧力にも差がみられないことから, 剥離点位置の変化の予測に対する支柱の影響は小さいと思われる。

b) 臨界面傾斜角に対する予測 実験によればリアウィンドウの傾斜角  $\theta$  が  $30^\circ$  以下では剥離は後端部から生じリアピラー部の縦渦は角度の増加と共に強まるが,  $35^\circ$  以上ではリアウィンドウの上端より 2 次元的剥離が生じ縦渦は弱まる。また, これを臨界面角として揚抗力にも不連続な変化が得られている。

格子 2, 3 を基準とし  $\theta$  を変えた計算で, 上記の剥離パタンの変化が予測された。揚力変化 (図 5b) については特に  $\theta \leq 30^\circ$  で実験と傾向が一致する。これに対して抗力 (図 5a) は各ケースとも実験の 1.5~2 倍の値が計算され極大極小値にもよい結果が得られなかった。抗力予測の信頼度はいまだ低いと言える。

抗力のほとんどは圧力差により生じるため, 実験と計算との差は後部の縦渦による圧力降下および剥離域内の背圧の不一致によるためと思われる。上面後半の中心線では比較的圧力分布が実験と一致しており物体の角近傍と剥離域の流れの予測に問題があると思われる。また  $\theta \geq 35^\circ$  においては揚力にも実験との差が認められるが, 剥離点がリアウィンドウ上端に移動し, 剥離点後方の圧力予測に抗力と同様の誤差が生じるためと思われる。

#### 4-3 後部剥離の予測 (ケース 2)

後部剥離パタンの予測に注目し, より単純化したモデ

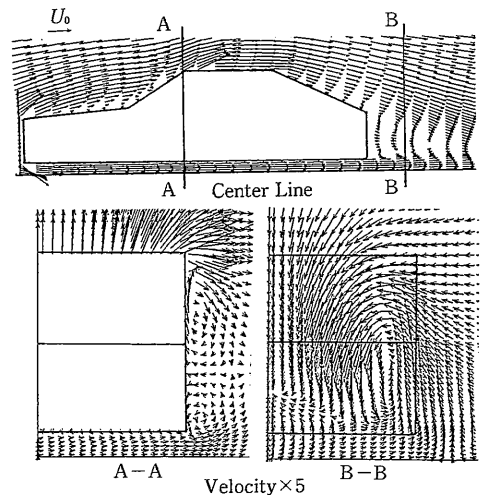


図 4 速度ベクトル解析結果 (格子 3)

ルでの解析を行った。このモデルは後部剥離に対して上記の臨界形状となっており、実験<sup>9)</sup>では剥離パタンの違いにより2つの抗力値が得られている。すなわち、リアウィンドウ傾斜面上の剥離が局所的で強い縦渦が維持される高抗力の場合と、傾斜面から後部に大きな剥離域が生じ縦渦が比較的弱い低抗力の場合である。

$k-\epsilon$ モデルによる解析では強い縦渦をとまなう高抗力の流れが予測された(図6a)。しかし、流れ場の詳細を見ると、傾斜面の剥離が実験より小さく、剥離点も傾斜面中央部(実験では傾斜面上端付近)まで後退している。角部での剥離が正確に表現できないことについては、 $k-\epsilon$ モデルおよび壁境界条件の限界と、離散化法における数値拡散の両方が原因として挙げられるが、それらの影響の評価や改良は課題として残されている。

このケースでは実用的な手法として、流れパタンを実験に近づけるための形状修正を試みた。傾斜面上端に1格子相当のスプイラーを想定した境界条件(速度のみ)を与えることで、剥離形状は実験に近づき(図6b)、抗力予測値も改善された。ただし、数値解析法の有効性を評価するためには乱流情報( $k, \nu_t$ など)の比較が求められ、乱流量についての境界条件の検討も必要となろう。

4-4 クレイモデルの流れ解析(ケース3)

次に、より実車に近い形状としてクレイモデルをシミュレートした結果を示す。このケースでは、計算に要する労力と計算結果に与える影響の両面において、格子生成法にかかるウェイトが大きい。図7に解析格子の例を示す。ここでは、車体と地面を含む領域をまず6面体で近似できるような18のブロックに分割したのち、各ブロックごとに座標系を定義して内部の格子点を決定している。この格子系では車体形状を容易に表現するために、車体内部も1ブロックとし点が置かれているが、解析においては無視される。

ブロック内の格子点を与えるための方法は、代数的な

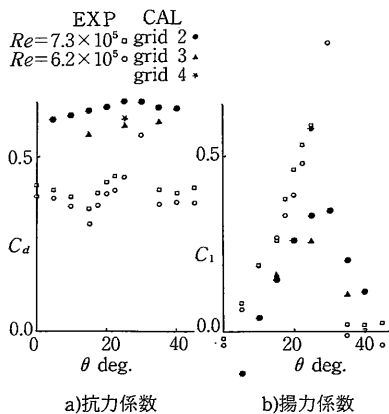


図5 傾斜角による揚抗力係数の変化

補間によるものと微分方程式を解いて得るものに大別され、前者は計算速度に、後者は格子分布の滑らかさ(微係数の連続性)や直交性に利点がある。計算点数が多く領域形状が比較的複雑な本解析では補間による方法が効果的で、この格子例では双1次のトランス・ファイナイト法<sup>9)</sup>を適用した。すなわち、ブロック領域を曲線座標系( $\xi, \eta, \zeta$ )により $\{0 \leq \xi \leq 1, 0 \leq \eta \leq 1, 0 \leq \zeta \leq 1\}$ と定義したとき、領域内点の値 $x(\xi, \eta, \zeta)$ を境界値の線形式(表4)であらわす。格子点の物理座標 $(x, y, z)$ をそれぞれ式で補間してブロック内部の格子点を定めている。

実験<sup>10)</sup>ではリアウィンドウの上端に剥離が生じたが、本解析では予測されず、後部の縦渦も定量的には正しく予測されていない。表面圧力分布(図8)でも、前半部は実験と解析の一致が良好であるが、リアウィンドウ上の差異は剥離の有無によると考えられる。

可視化実験で得られる剥離パターンからこのモデルは臨界形状に近いと考えられ、前述の単純化したモデルの解析結果から判断して、剥離の正確な予測は現時点では困難であるといえる。しかし、実車の風洞実験を数値的に行うという自動車流れの数値シミュレーションの最終的な目標に近づくためには、格子生成法も含めた複雑形状

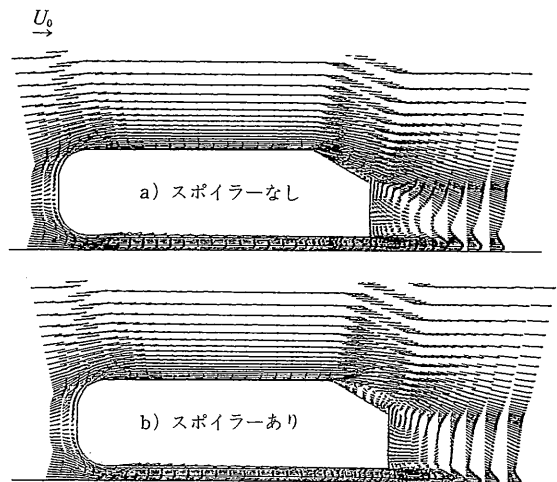


図6 Boxモデルの速度ベクトル解析結果(左:対称面, 右上:後方断面)

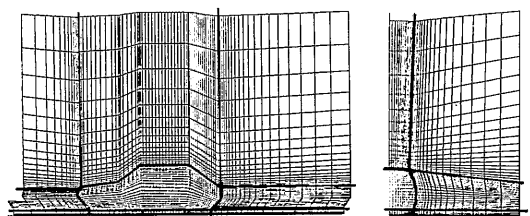


図7 クレイモデルまわりの格子分割

の解析方法に関するノウハウを蓄積することが必要と考える。

4-5 非構造型格子による解析(ケース4)

前述のポロノイ図による解析法を2次元自動車形状<sup>13)</sup>の乱流解析に適用した。

ここで、図9のように車体近傍、遠方領域の格子を別々に生成するならば、格子生成は極めて容易になる。非構造型格子による解析法を用いる場合は、2つの格子を任意に組み合わせて同時に解析することができ、格子の接合部に特別な考慮を必要としないことが利点である。

このモデルにポロノイ図を適用すると、図10のセル分割が得られる。車体近傍(Grid 2)は物体座標系に、遠方領域は正規座標系に沿って格子を与えた。ここで、本手法が矩形格子に対して、従来の正規座標系に基づく方法と同一の離散化式を与えることは、解析精度評価などの面で利点となろう。図10から領域の接合部においても適切なセル分割が得られることが確認される。

図11は車体まわりの圧力分布である。いずれも領域接合部で十分滑らかな解が得られていることを示している。図12には車体表面の圧力分布の構造型、非構造型格子での解析結果および実験値<sup>14)</sup>を比較した。前者は上に述べた一般座標系有限体積法(コード1)を2次元に適用し、後者はポロノイ図による方法(コード3)である。

全域にわたり解析結果の一致は良好であり、車体前半部では実験値ともほぼ一致する。後半部で実験値と解析結果の差異がみられ、これは剥離点位置の予測誤差によると思われるが、格子系や離散化法以外の要因が予測結果により大きな影響を与えていると思われる。

一般座標系による解析ではボンネット前縁部の格子特異点でピークを生じ、その後流部で若干の誤差がみられるが、ポロノイ図による方法ではこれが改善されている。

最後に各解析における計算時間などを表5に示す。いずれのコードにおいても計算の並列化は十分に考慮されており、本研究の計算ではスカラー計算との比較で20倍以上の加速が得られている。

5. 結 論

一般座標系コードによるk-εモデルでの解析結果から、

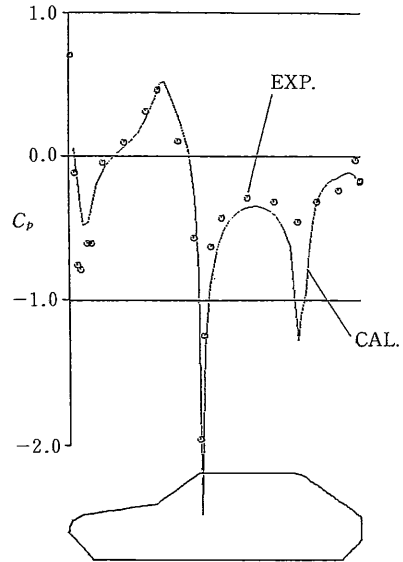


図8 クレイモデル表面对称線上の圧力係数分布

この解析手法が自動車車体まわりの3次元流れに対して基本的に有効であることが示された。また、格子を細分化することによる解析精度の向上も確認された。しかし、車体まわり流れの解析において剥離点の位置や剥離域内の圧力分布の予測に関しては課題が多く、車体の空力性能、特に抗力の予測の信頼度はいまだ低いといえる。剥離流に関する基礎的な研究は、境界条件を含む乱流のモデル化と離散化法等の数値解法の両面から、引き続き必要と思われる。

また、実車試験のための数値風洞という最終的な目標に向けて、複雑形状の解析に関するノウハウの蓄積も必要と考える。本解説では一般座標系コードの欠点をおぎなうものとして、非構造型格子を用いた解析方法による2次元解析例を示した。今後は、解析法の開発・改良とともに、各手法の比較評価と解析対象に応じた手法の選択、さらに、複数手法の併用についての検討が重要と思われる。

(1989年11月7日受理)

表4 3次元格子補間式

$$\begin{aligned}
 x(\xi, \eta, \zeta) &= [x(0, \eta, \zeta)(1-\xi) + x(1, \eta, \zeta)\xi + x(\xi, 0, \zeta)(1-\eta) + x(\xi, 1, \zeta)\eta \\
 &\quad + x(\xi, \eta, 0)(1-\zeta) + x(\xi, \eta, 1)\zeta] \\
 &\quad - [x(0, 0, \zeta)(1-\xi)(1-\eta) + x(0, 1, \zeta)(1-\xi)\eta + x(1, 0, \zeta)\xi(1-\eta) + x(1, 1, \zeta)\xi\eta \\
 &\quad + x(\xi, 0, 0)(1-\eta)(1-\zeta) + x(\xi, 0, 1)(1-\eta)\zeta + x(\xi, 1, 0)\eta(1-\zeta) + x(\xi, 1, 1)\eta\zeta \\
 &\quad + x(0, \eta, 0)(1-\xi)(1-\zeta) + x(1, \eta, 0)(1-\xi)\zeta + x(0, \eta, 1)\xi(1-\zeta) + x(1, \eta, 1)\xi\zeta] \\
 &\quad + [x(0, 0, 0)(1-\xi)(1-\eta)(1-\zeta) + x(0, 0, 1)(1-\xi)(1-\eta)\zeta \\
 &\quad + x(0, 1, 0)(1-\xi)\eta(1-\zeta) + x(0, 1, 1)(1-\xi)\eta\zeta \\
 &\quad + x(1, 0, 0)\xi(1-\eta)(1-\zeta) + x(1, 0, 1)\xi(1-\eta)\zeta + x(1, 1, 0)\xi\eta(1-\zeta) + x(1, 1, 1)\xi\eta\zeta]
 \end{aligned}$$

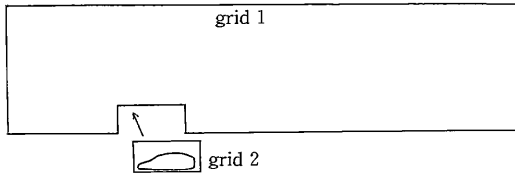


図9 ポロノイ法格子の生成

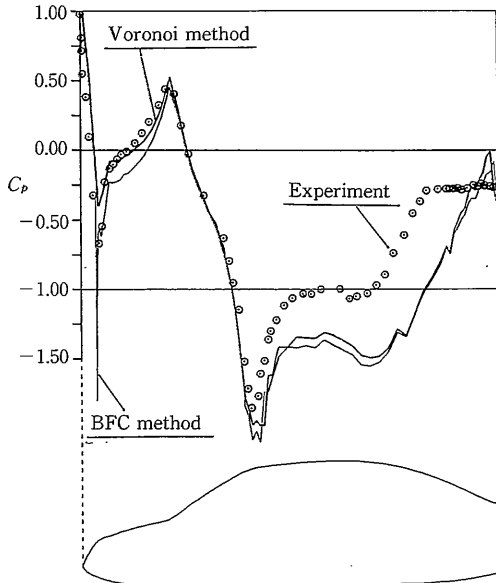


図12 車体表面圧力分布の解析結果比較

参考文献

- 1) 谷口ほか 3名, 機論B, 55-518 (1989) 3026
- 2) 谷口ほか 2名, 機論B, 55-513 (1989) 1324
- 3) B.E. Launder & D.B. Spalding, Comp. Meth. Appl. Mech. Eng., 3 (1974) 269
- 4) M.R. Malinほか 3名, Proc 2nd Interat. Sympo. on Ship Resistance (1985)
- 5) P.G. HUANG & M.A. Leschziner, "An Introduction and Guid to the Computer Code TEAM", (1983) no pringing
- 6) S.V. Patankar, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere (1980) 113-135
- 7) 今井ほか 2名, 地理情報処理に関する基本アルゴリズム, 共立出版 (1986) 126-148
- 8) C.M. Rhie & W.L. Chow, AIAAJ., 21-11 (1983)
- 9) S.R. Ahmedほか 2名, SAE 840300 (1984)
- 10) 湊, 私信による

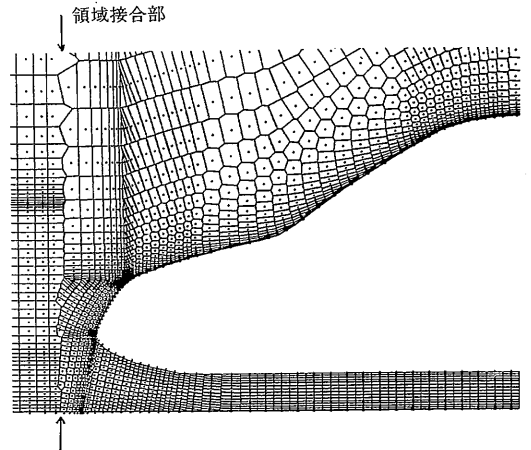


図10 車体近傍における格子点配置とセル分割

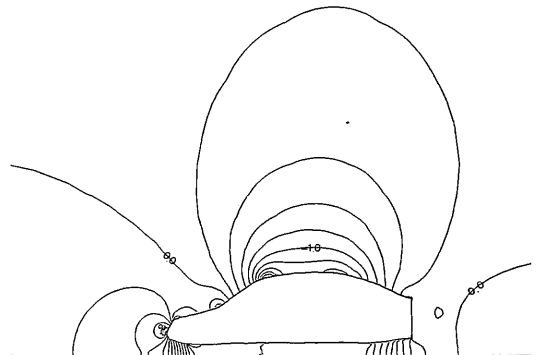


図11 ポロノイ法による圧力係数計算結果

表5 解析コードの計算負荷

	計算点数	記憶容量	計算時間
コード1	150×65×45 150×65	43MB —	約25分 (1.5s/step) 約12秒 (0.026s/step)
コード2	100×45×35	72MB	約50分 (3.16s/step)
コード3	6726	16MB	約69秒 (0.138s/step)

※ 3次元計算は1000ステップ, 2次元計算は500ステップで打ち切り

※ 計算時間はHITAC S-820/80による(最大性能2GFLOPS)

- 11) R. Buchhiem & H. Roehle, VDI BERICHTE, 537 (1984) 261-288