

矩形断面の空力特性に及ぼすレイノルズ数の影響 —直接法数値流体解析による検討—

Fluid Flow Analysis for Aerodynamic Characteristics of a Rectangular Cylinder
in Wide Range of Reynolds Number

平野廣和*・渡邊茂**・丸岡晃***

Hirokazu HIRANO, Shigeru WATANABE and Akira MARUOKA

*正会員 工博 中央大学教授 総合政策学部 (〒192-0393 東京都八王子市東中野 742-1)

**正会員 工修 三井造船(株)鉄構建設事業本部技術部 (〒196-0012 東京都昭島市つつじヶ丘 1-1-50)

***正会員 工博 八戸工業高等専門学校助手 建設環境工学科 (〒039-1192 青森県八戸市田面木字上野平 16)

This present paper is intended to perform 2-dimensional & 3-dimensional analyses around a rectangular cylinder, which is a typical model of structure element and is capable of providing precious information serving as basis for wind engineering studies, with a view to achieving application of flat box-girder bridge to wind engineering studies by numerical fluid flow analysis. To be concrete, 2-dimensional analysis will be made first with Reynolds number as parameters in the range of comparatively low Reynolds numbers of 300 to 3,000, to show that the position of attachment of separation shear layer to the side face is different from the results obtained from wind tunnel tests made in the past. Next, 3-dimensional analysis will be conducted, to study the position of attachment in the same way as above as well as the pressure coefficient and back pressure coefficient around the cylinder. From the study of those results, discussion will be developed to indicate the necessity of 3-dimensional analysis for rectangular cylinder involving separation and reattachment.

Key Word Reynolds number effects, Rectangular cylinder, Aerodynamic characteristics

1. はじめに

数値流体力学の進歩の過程において、解析結果と実験結果とを比較することによって、解析手法の妥当性を検証することが行われてきた。例題として、実験結果が豊富な矩形断面^{1)~4)}が取り上げられ、一樣流中に置かれた状態で、色々な手法での数多くの数値解析例が報告^{5),6)}されている。ここでの流れは、剥離点が風上側の断面縁端に固定されるので、抗力係数やストローハル数などの空力特性は、レイノルズ数への依存性が低いとされている。このため、比較的低レイノルズ数の解析でも実験との検証に用い易いことによる。

しかし、最近では、レイノルズ数の依存性が低いのは、 $Re \approx 10^4$ 以上の比較的高いレイノルズ数域であると言われている。一般に、円柱等のブラッフな物体では、レイノルズ数 $Re \approx 200$ 程度から後流の乱流への遷移が現れ、レイノルズ数 $Re \approx 10^3$ を越えると剥離せん断層の遷移が生じることが知られている^{7),8)}。さらに、矩形断面の場合は、剥離せん断層とアフター・ボディとの間の干渉に遷移現象が関係することにより、流れはレイノルズ数によって複雑に変化すると考えられている⁹⁾。このように、レイノルズ数が $Re \ll 10^4$ で矩形断面の流れの特性をつかみ、レイノルズ数依存性を検討することは、解析結果と実験結果を比較する上でも

重要なことの一つである。

一方、複雑な流れを示す矩形断面まわりの流れは、従来の2次元解析では流れが十分に評価されていないことが報告されている。この原因として考えられることは、時間平均的には2次元性が保たれても、時々刻々変化する流れの成分が3次元性を示すことから、これを2次元解析で表現しようとするときスパン方向のエネルギー散逸を考慮していないので、剥離渦が強めに評価され、流れそのものを正確に表現できなくなり、剥離流の再付着点がずれることによる¹⁰⁾。この結果、空気が過大に評価されることになる。ところで、2次元解析は簡単に行えることから、色々なモデルを導入することにより、この空気力の過大評価を避ける試みも行われている。例えば加藤¹¹⁾は、修正 $K-\varepsilon$ モデルにより、スパン方向のエネルギー散逸を取り込むことを提案しているが、今のところ断面辺長比 1.0 に限られている。従って、数値流体解析により、剥離流の再付着点近傍での断面辺長比を持つ矩形断面の正確な流れと空力特性を表現する場合は、ある一定のレイノルズ数範囲では3次元解析が必要と考えられる。なお、円柱を扱った問題では既に3次元解析の必要性が論じられている^{12),13)}。このように、直接シミュレーションやLESによる3次元解析¹⁴⁾も行われているが、再付着型断面の報告例が少ないのが現状である。

このような背景から、本論文では、比較的低いレイノルズ数域で、乱流モデルを用いない直接解析法による数値流体解析の面から、再付着型矩形断面のレイノルズ数の影響を明らかにしようとするものである。ここで用いた断面は、再付着型の断面辺長比 4.0 の矩形断面である。具体的には、レイノルズ数をパラメータとして比較的低いレイノルズ数範囲である 300 ~ 3000 で、2 次元・3 次元解析を行い、レイノルズ数の変化に伴う流れの変化、特に再付着流れへの移行を再現し、それに伴う軸方向変動流である 3 次元方向流れの発生を確認することである。併せて、軸方向変動流の発生に伴い、2 次元解析の適用限界の検討も行う。さらに、既存の風洞実験で得られている結果と比較を行い、剥離流の再付着位置ならびに断面まわりの圧力係数・圧力係数の検討を行う。

2. 解析手法

2.1 基礎方程式

流れ場を非圧縮性粘性流れと仮定すると、基礎方程式は、非圧縮性 Navier-Stokes 方程式と連続の方程式により記述される。これらの式を無次元化することによって以下の運動方程式と連続式によって表現することができる。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} + \nabla p - \nu \nabla^2 \mathbf{u} = \mathbf{f} \quad \text{in } \Omega \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad \text{in } \Omega \quad (2)$$

ここで、 $\mathbf{u}$ 、 p は流速と圧力、 $\mathbf{f}$ は外力項、 ν は $1/Re$ 、 Re はレイノルズ数をそれぞれ表す。また、 Ω は境界 Γ で囲まれた解析領域で、境界 Γ は Γ_1 と Γ_2 に分けられ、以下の境界条件が規定される。なお、ここで $\mathbf{I}$ は単位テンソル、 $\mathbf{n}$ は境界 Γ の外向き法線ベクトルである。

$$\mathbf{u} = \mathbf{u} \quad \text{on } \Gamma_1 \quad (3)$$

$$\{-p\mathbf{I} + \nu \nabla \mathbf{u}\} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{t} \quad \text{on } \Gamma_2 \quad (4)$$

2.2 時間方向の離散化

運動方程式 (1) に 2 次精度となる Crank-Nicolson 法を適用し、式 (5) が得られる。さらに式 (2) を完全陰的に表すと式 (6) が得られる。

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} + \mathbf{u}^n \cdot \nabla \mathbf{u}^{n+\frac{1}{2}} + \nabla p^{n+1} - \nu \nabla^2 \mathbf{u}^{n+\frac{1}{2}} = \mathbf{f} \quad \text{in } \Omega \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1} = 0 \quad \text{in } \Omega \quad (6)$$

ここで、 $\mathbf{u}^{n+\frac{1}{2}} = (\mathbf{u}^n + \mathbf{u}^{n+1})/2$ であり、移流項の非線形項は移流速度を既知流速 $\mathbf{u}^n$ により近似する。本解析では、分離型解法¹⁵⁾を適用し、圧力 Poisson 方程式を導くことによって、流速と圧力を分離して解く手法を採用する。まず、運動方程式 (5) の発散をとり、連続式 (6) を代入することによって以下のような圧力 Poisson 方程式が得られる。

$$\Delta t \Delta p^{n+1} = \nabla \cdot \mathbf{u}^n$$

$$-\Delta t \nabla \cdot \{\mathbf{u}^n \cdot \nabla \mathbf{u}^{n+\frac{1}{2}} - \nu \nabla^2 \mathbf{u}^{n+\frac{1}{2}} - \mathbf{f}\} \quad \text{in } \Omega \quad (7)$$

分離型解法では上式から圧力を求めるが、陰的解法の場合には右辺項に未知流速 $\mathbf{u}^{n+\frac{1}{2}}$ が含まれることから、運動方程式 (5) と圧力 Poisson 方程式 (7) を連立して解く形になってしまう。そこで、本研究では流速場と圧力場を完全に分離するために、圧力 Poisson 方程式 (7) の未知流速 $\mathbf{u}^{n+\frac{1}{2}}$ のみを既知流速 $\mathbf{u}^n$ により近似する。

$$\Delta t \Delta p^{n+1} = \nabla \cdot \mathbf{u}^n - \Delta t \nabla \cdot \{\mathbf{u}^n \cdot \nabla \mathbf{u}^n - \nu \nabla^2 \mathbf{u}^n - \mathbf{f}\} \quad \text{in } \Omega \quad (8)$$

2.3 空間方向の離散化

式 (8) の圧力 Poisson 方程式の重み付き残差方程式の導出は、通常の Galerkin 法を用いる。また、補間関数に関して、流速と圧力の重み関数と試行関数の同次補間である四角形双 1 次要素の Q1Q1 要素を用いる。

次に、運動方程式 (5) の重み付き残差方程式は、重み関数と試行関数に異なった補間関数を用いる Petrov-Galerkin 法の考え方にに基づき導くことが可能な IBTD (Improved Balancing Tensor Diffusivity) 法¹⁶⁾を用いる。

従来型の BTD 法¹⁷⁾では移流項のみが考慮されていたが、IBTD 法では、圧力項及び外力項まで考慮に入れ人工粘性項を構築する。これにより、時間並びに空間方向で完全に 2 次精度を確保し、解の数値的な散逸誤差を軽減している。また、有限要素法特有の時間微分項の空間方向の離散化の際に生じる質量行列があるため、位相誤差も少なく見積もることができる。さらに、移流項の陰的部分が対称形であり、代数方程式を導いた際に対称行列となるため計算効率に非常に優れている。従って、大規模な 3 次元の直接シミュレーションに適した手法であると言える。なお、詳細な式の導出過程に関しては、文献^{10), 16)}を参照願いたい。

3. 矩形断面のモデル化

矩形断面のまわりの流れに代表される剥離を伴う流れでは、実際には 3 次元な流れが存在することが指摘されている^{12), 18)}。まず、ここでは、2 次元平面で断面辺長比 4.0 の矩形断面まわりを微細な有限要素で分割を行い、同一の手法でレイノルズ数 300 ~ 3,000 の範囲での 2 次元解析を行う。次に 2 次元解析領域をスパン方向に拡張した 3 次元解析を 2 次元解析と同一のレイノルズ数で解析を行う。これらの結果から、比較的低いレイノルズ数域での矩形断面のレイノルズ数依存性に関して定性的な面からの検討を行う。さらに、解析結果と風洞実験結果との比較を行うことにより、2 次元解析の適用限界と 3 次元解析の有効性についても併せて検討を行う。

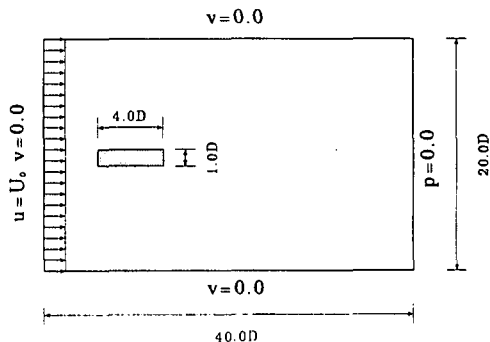


図-1 2次元解析における解析領域と境界条件図

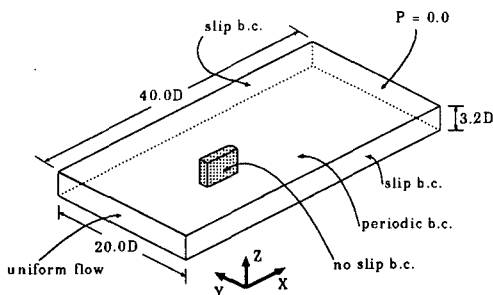


図-2 3次元解析における解析領域と境界条件図

3.1 2次元数値流体解析

2次元平面の解析領域は、図-1に示すようになる。矩形断面の見付幅 D を代表長とすると、平面の解析領域は、流れの方向に $40D$ 、流れと鉛直方向に $20D$ である。ここでの閉塞率は5.0%である。矩形断面は、解析領域に左端から $10D$ の位置に断面の中心が来るように配置した。この解析領域を四角形双1次要素で分割する。レイノルズ数が300, 500, 800, 1,000の解析ではMesh-1をレイノルズ数1,500, 2,000, 3,000ではMesh-2を用いた。Mesh-1とMesh-2の違いは断面近傍の境界層厚であり、Mesh-1で $0.0028D$ 、Mesh-2で $0.0016D$ である。なお、解のメッシュ依存性を確認するために、 $Re=1,500$ に関しては両方のメッシュで解析を行い、同等の表面圧力分布が得られることを確認している。ここで、2次元解析での総節点数・総要素数ならびに境界層内の最小要素幅を表-1に示す。

境界条件は、左端を流入境界とし、ここから一様な流れ U_0 を与える。さらに矩形断面まわりではno-slip条件 ($u=0.0, v=0.0$)、上下の境界面ではslip条件 ($v=0.0$) としている。圧力のポアソン方程式の境界条件としては、右端下流端で圧力の基準値として $p=0.0$ を与えている。

3.2 3次元数値流体解析

3次元解析の場合は、図-2に示すように2次元解析領域をスパン方向へ $3.2D$ 拡張した領域で解析を行う。レイノルズ数1,000までは、2次元解析で用いたMesh-1を、2,000までは同Mesh-2を用いて、スパン方向の層分割幅を $0.1D$ として均等幅で32分割を行っ

表-1 2次元有限要素分割データ

	Mesh-1 2-D	Mesh-2 2-D
総節点数	14,272	25,896
総要素数	14,000	25,600
最小要素幅	$0.0028D$	$0.0016D$

表-2 3次元有限要素分割データ

	Mesh-1 3-D	Mesh-2 3-D	Mesh-3 3-D
総節点数	470,976	854,568	1,683,240
総要素数	448,000	819,200	1,638,400
層分割数	32	32	64
層分割幅	$0.1D$	$0.1D$	$0.05D$

ている。レイノルズ数3,000に関しては著者らの解析実績¹³⁾に基づき、Mesh-2を用いてスパン方向の層分割幅を半分の $0.05D$ として、等分割で64分割を行っている。これをMesh-3とする。この領域を6面体8節点1次要素で分割する。ここで、3次元解析での総節点数・総要素数、軸方向層分割数ならびに要素幅を表-2に示す。なお、2次元解析領域を3次元解析領域に拡張していることから、 $x-y$ 平面方向での断面近傍での境界層厚は2次元解析と同一となっている。

境界条件は、左端の $y-z$ 平面を流入境界とし、ここから一様な流れ U_0 を与える。さらに矩形断面まわりではno-slip条件 ($u=0.0, v=0.0, w=0.0$)、上下の $x-z$ 平面の境界面ではslip条件 ($v=0.0$) としている。また、スパン方向の $x-y$ 平面の境界では、周期境界条件を与えている。圧力のポアソン方程式の境界条件としては、右端下流端 $y-z$ 平面で圧力の基準値として $p=0.0$ を与えている。

4. レイノルズ数変化に伴う空力特性の変化

4.1 瞬間圧力による比較

レイノルズ数の変化に伴い、流れ場の瞬間圧力が2次元解析及び3次元解析でどの程度の差を生じるかを検討する。

(1) $Re=300$ の流れ

図-3に、レイノルズ数300の2次元・3次元解析での瞬間値による圧力分布図を示す。2次元及び3次元解析での明確な流れの違いは確認できず、両者ともにほぼ同等の流れ場を形成している。

(2) $Re=500$ の流れ

図-4に、レイノルズ数500の2次元・3次元解析での瞬間値による圧力分布図を示す。ここでは、レイノルズ数300では見られなかった円形の低圧部が、物体側面ならびに物体後方に発生し始めている。ただし、2次元及び3次元解析での明確な流れの違いは確認できず、両者ともにほぼ同等の流れ場を形成している。

(3) $Re=800$ の流れ

図5に、レイノルズ数800の2次元・3次元解析での瞬間値による圧力分布図を示す。レイノルズ数800では、物体側面ならびに物体後方にかなり強い低圧部が発生し始める。また、2次元及び3次元解析での流れの違いは、2次元解析による流れ場の方が若干、低圧部を大きく評価し始める傾向がある。一方、3次元解析では、物体後方の流れに乱れが生じ、流れの剥離により生じる渦が風下側にそのまま移流しなくなっている。

(4) $Re=1,000$ の流れ

図-6に、レイノルズ数1,000の2次元・3次元解析での瞬間値による圧力分布図を示す。レイノルズ数が1,000未満の範囲に比べ、風洞実験により確認されている剥離流の再付着点 B/D が2.8近傍に円形の強い低圧部が発生し始める。また、2次元及び3次元解析での流れの違いは、2次元解析では再付着点近傍より発生する低圧部がやや強くなりすぎる傾向が得られている。

(5) $Re=1,500$ の流れ

図-7に、レイノルズ数1,500の2次元・3次元解析での瞬間値による圧力分布図を示す。この付近のレイノルズ数から、物体側面に小さな渦列が発生し剥離せん断層を形成している。風洞実験により確認されている、風上側縁端から剥がれた流れが B/D が2.8近傍に再付着している現象が明確に確認できる。瞬間の圧力分布図で見る限り、レイノルズ数1,500付近までは、2次元解析でもある程度風洞実験で得られている現象を再現できていると思われる。

(6) $Re=2,000$ の流れ

図8に、レイノルズ数2,000の2次元・3次元解析での瞬間値による圧力分布図を示す。3次元解析では、剥離せん断層上に小規模な渦列の中心が並び、その剥離せん断層が物体側面にぶつかり再付着点近傍の流れを乱しているのがわかる。一方、2次元解析では、風上側縁端で剥がれた流れがすぐに巻き込みを起こし、物体側面に円形のかかなり強い低圧部が発生している。また、その強い低圧部は物体表面にすぐに付着してしまい、そのまま風下側へ移流する流れになっている。風洞実験により確認されている、風上側縁端から剥がれた流れが B/D が2.8近傍に接触する現象が2次元解析では全く再現できなくなっている。

(7) $Re=3,000$ の流れ

図-9に、レイノルズ数3,000の2次元・3次元解析での瞬間値による圧力分布図を示す。3次元解析では、このレイノルズ数になると渦のスケールもかなり小さくなり、再付着点より風下側では渦構造もかなり複雑になっている。2次元及び3次元解析での流れの違いは、かなり明確に現れ、全く異なった流れ場を再現している。耐風工学上問題となるレイノルズ数域はほとんどの場合がこのレイノルズ数以上であり、直接法による2次元解析では風洞実験等で確認されている現象を全く再現できない結果となった。

4.2 軸方向変動流の RMS

レイノルズ数が増加することにより、時間平均を取るとゼロとなる軸方向変動流が生じることが知られている。実際にどの程度のレイノルズ数値から発生するかをつかむために、軸方向の中心断面での軸方向変動流速成分のRMS値を求めることにより検討を行う。なお、等高線は、最小値0.0から最大値 $0.6U_0$ まで20分割している。

(1) $Re=300$ の流れ

レイノルズ数300の流れでは軸方向の流速変動は確認できなかった。

(2) $Re=500$ の流れ

図-10にレイノルズ数500の軸方向の軸方向変動流速成分のRMS値を示す。レイノルズ数500の流れでは、物体側面には軸方向変動流速変動は確認できないが、物体より風下側に若干の変動が確認できる。したがって、流れの3次元性が発生し始めるのは、物体側面再付着点近傍ではなく物体風下側からであると推定される。

(3) $Re=800$ の流れ

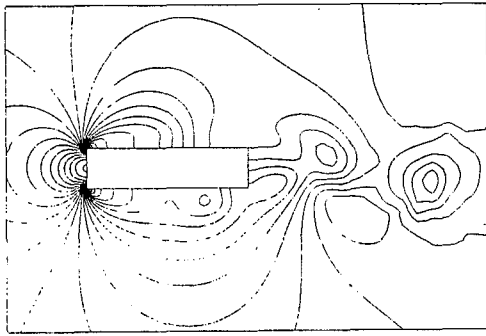
図-11にレイノルズ数800の軸方向の軸方向変動流速成分のRMS値を示す。レイノルズ数800の流れでは、物体側面にも流速変動が発生し始める。したがって、レイノルズ数800程度で、物体側面の剥離せん断層の軸方向に対する2次元性が徐々に乱され出している。

(4) $Re=1,000$ の流れ

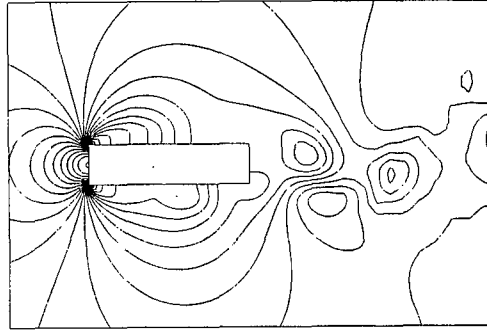
図-12にレイノルズ数1,000の軸方向の軸方向変動流速成分のRMS値を示す。このレイノルズ数域では、物体側面及び物体背面で軸方向変動流が発生し、剥離せん断層の再付着点近傍で顕著に発生している。

(5) $Re=3,000$ の流れ

図-13にレイノルズ数3,000の軸方向の軸方向変動流速成分のRMS値を示す。このレイノルズ数域では、レイノルズ数の増加に伴い、より物体側面での軸方向変動が活発になる。また、物体背面での変動流速の卓越部分は、レイノルズ数1,000と比較すると、物体表面に近づく傾向がある。よって、物体背面における物体表面上の流れはより複雑になっていると考えられる。

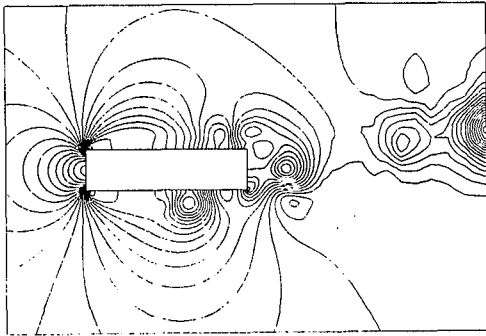


2次元解析

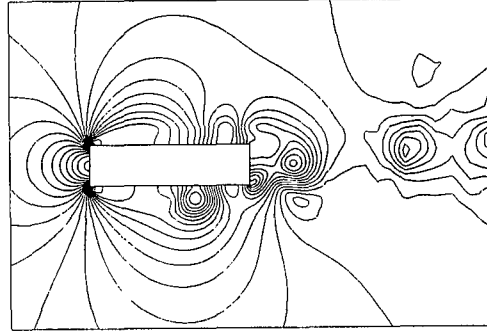


3次元解析

図-3 瞬間圧力 ($Re=300$)

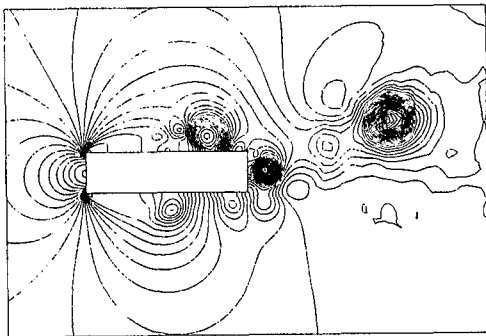


2次元解析

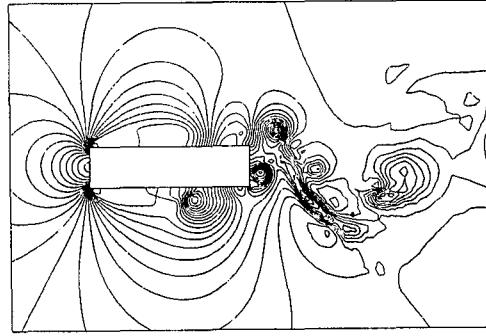


3次元解析

図-4 瞬間圧力 ($Re=500$)

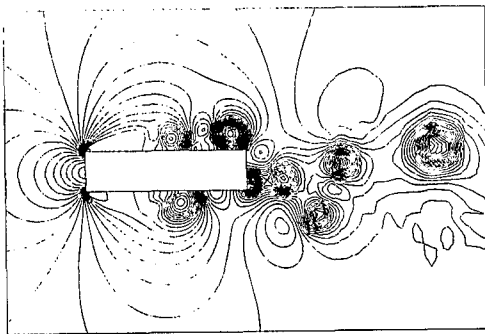


2次元解析

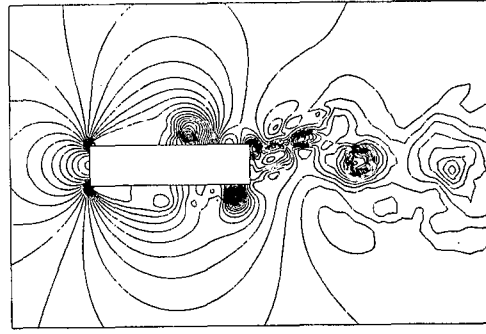


3次元解析

図-5 瞬間圧力 ($Re=800$)

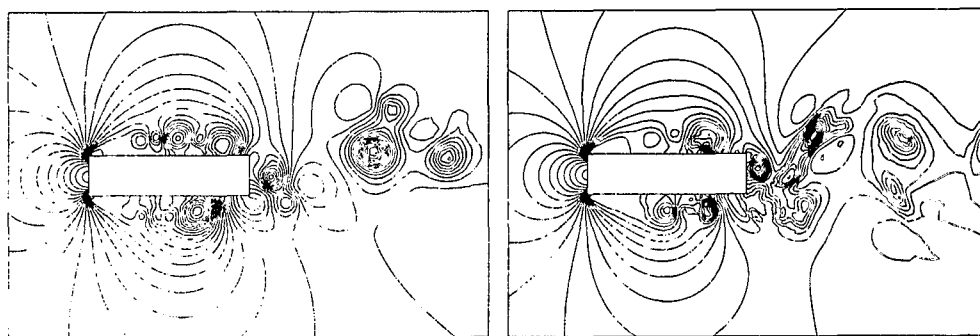


2次元解析



3次元解析

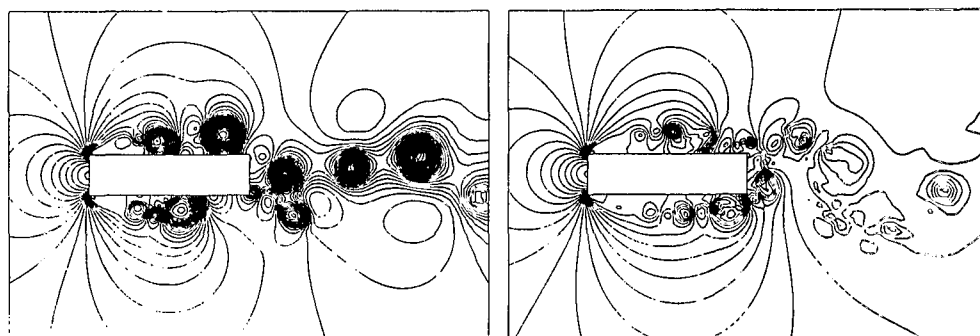
図-6 瞬間圧力 ($Re=1,000$)



2次元解析

3次元解析

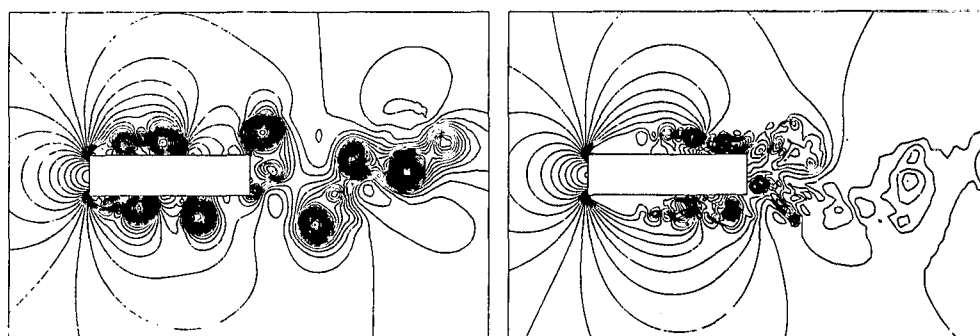
図-7 瞬間圧力 (Re=1,500)



2次元解析

3次元解析

図-8 瞬間圧力 (Re=2,000)



2次元解析

3次元解析

図-9 瞬間圧力 (Re=3,000)

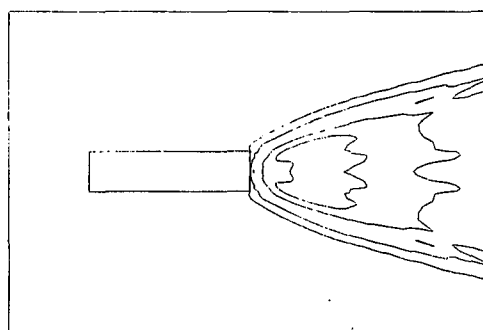


図-10 軸方向変動流速 RMS(Re=500)

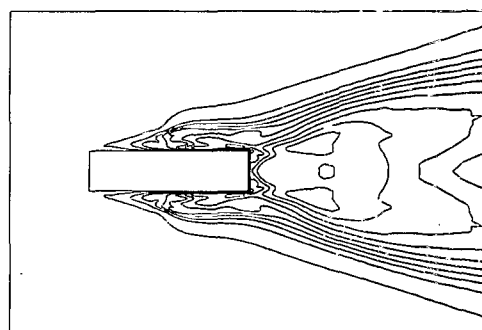


図-11 軸方向変動流速 RMS(Re=800)

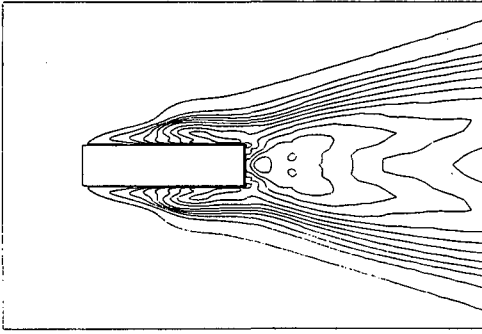


図-12 軸方向変動流速 RMS($Re=1,000$)

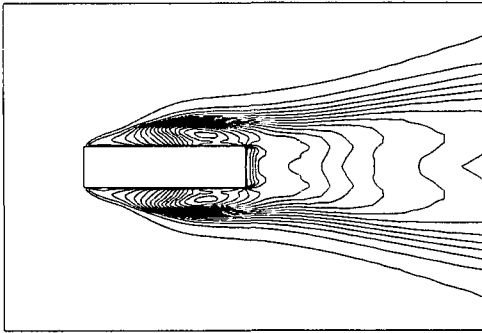


図-13 軸方向変動流速 RMS($Re=3,000$)

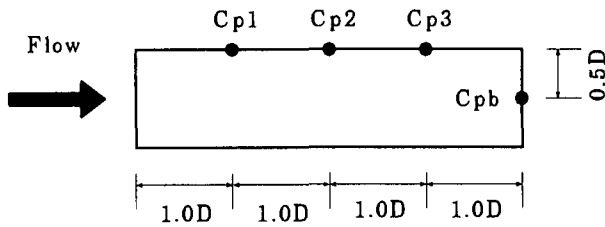


図-14 圧力係数参照点位置

4.3 時間平均値による圧力係数の比較

レイノルズ数の変化に伴い、矩形断面まわりの圧力係数 C_p および背圧係数 C_{pb} が 2 次元・3 次元解析でどの程度の差を生じるかを、岡島ら²⁾の風洞実験結果と比較しながら検討を行う。

図-14 に圧力係数 (C_{p1} , C_{p2} , C_{p3}) ならびに背圧係数 C_{pb} の参照点の位置を示す。図-15 に、時間平均の圧力係数とレイノルズ数の関係を示す。(A) は C_{p1} 、(B) は C_{p2} 、(C) は C_{p3} 、(D) は C_{pb} を表し、これら 4 点は岡島ら²⁾の風洞実験と同一の位置である。なお、図-15 は、文献¹⁹⁾にも掲載している。

図-15 の結果より、3 次元解析結果は、4 点の計測位置において、レイノルズ数の変化に伴って若干の差はあるものの風洞実験結果とほぼ同様な傾向を示していることがわかる。特徴として、(A)、(B) は、レイノルズ数の増加に伴って徐々に負圧が大きくなる傾向がある。また、再付着点近傍の (C)、(D) は、レイノルズ数が 1,000 付近まではレイノルズ数の増加に伴い負圧が強くなり、その後負圧が小さくなる傾向を示している。これに対して、2 次元解析結果は、(B) に示すよう

に、風洞実験結果や 3 次元解析結果と比較すると、レイノルズ数 800 を越えた付近から徐々に負圧が大きくなり、さらにレイノルズ数 3,000 で急激に負圧が小さくなる傾向を示している。また、(C) は、レイノルズ数 1,000 から、負圧が大幅に減少している。(D) は、レイノルズ数 2,000 から、実験結果ならびに 3 次元解析結果が負圧が小さくなる傾向を示すのに対して、2 次元数値解析結果は逆に負圧が大きくなり、まったく逆の傾向を示している。

時間平均値による圧力係数の結果から、レイノルズ数 800 付近までは、2 次元・3 次元解析ともにほぼ同様な圧力分布を示していることが分かる。これは、図-10, 11 から明らかである。この理由は、レイノルズ数 800 付近までは、顕著な軸方向変動流が発生していないことによると考えられる。これに対して 800 を越えた付近から物体表面上で軸方向変動流が発生するために、2 次元解析では軸方向流を表現できないので、断面表面の渦がそのまま後方へ移流してしまい低圧部の過大評価を生じさせていると考えられる。

4.4 瞬間値による比較

図-16 に 3 次元解析による瞬間の渦度の絶対値を鳥瞰図で示し、(A)、(B)、(C) は、それぞれレイノルズ数 500, 800, 1,000 の結果である。これより、図-15(C)、(D) の C_{p3} , C_{pb} のレイノルズ数 800 付近を境とする圧力係数の変化を数値流体解析の面から考察を行う。

図-16(A) に示すようにレイノルズ数 500 は、断面側面ならびに断面後方で軸方向の流れがほとんど存在していないことがわかる。これに対して (B) に示すレイノルズ数 800 は、断面後方で若干の軸方向流れが生じ始めているのがわかる。一方、(C) に示すレイノルズ数 1,000 は、剥離せん断層が再付着する近傍付近から軸方向の乱れが生じており、軸方向変動流が発生始めていることがわかる。この軸方向変動流が発生することにより、レイノルズが大きくなるにつれて、再付着点付近から後方の主流方向の流れの成分が減速されて、図-15(C)、(D) の C_{p3} , C_{pb} での負圧が減少したものと考えられる。ところで、(A)、(B)、(C) の結果とも再付着点より前方の C_{p1} , C_{p2} に関しては、前縁で剥離した流れが、これらの点では再付着を起こしていないため、若干の軸方向の渦度の乱れが生じてても、主流方向の流れの成分が大きく変化しないので、圧力係数に大きな変動を生じなかったと考えられる。

以上の検討から、レイノルズ数が 800~1,000 付近で剥離流の再付着性が強くなる傾向があり、これに伴い軸方向変動流が顕著に発生して流れの 3 次元性が強くなる。よって、直接法による 2 次元数値解析のベンチマーク問題として再付着を伴う矩形断面を取り上げ、風洞実験結果と比較する場合は、レイノルズ数が 800 以下で行うことが望ましいと考える。

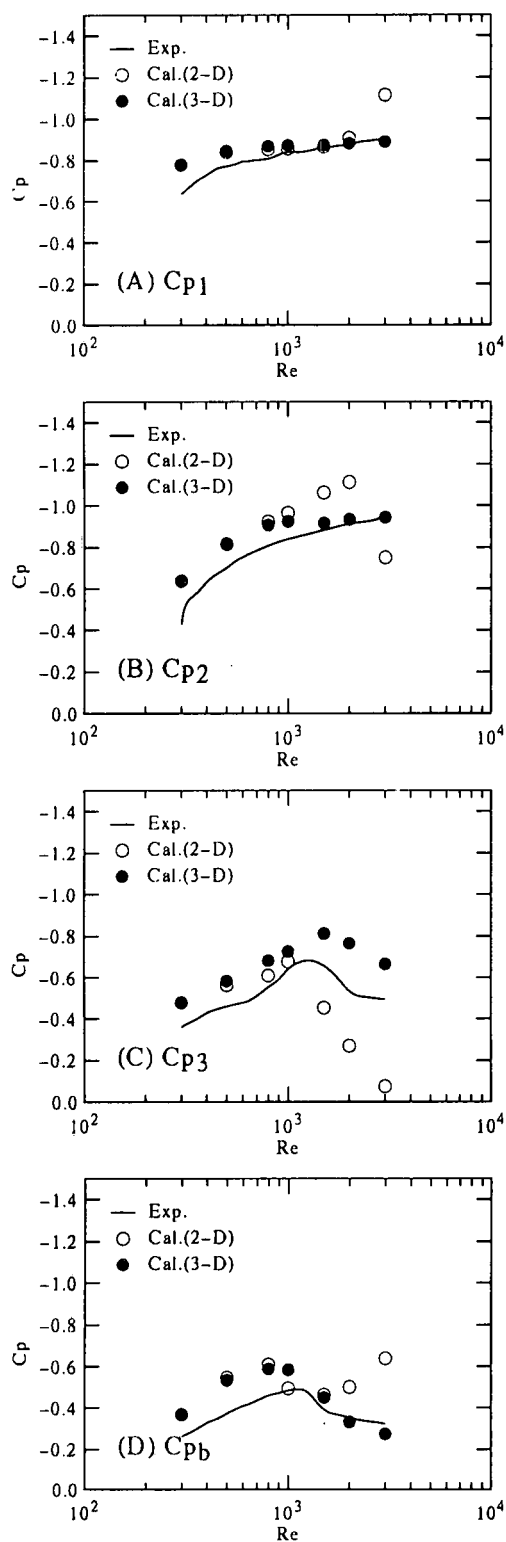
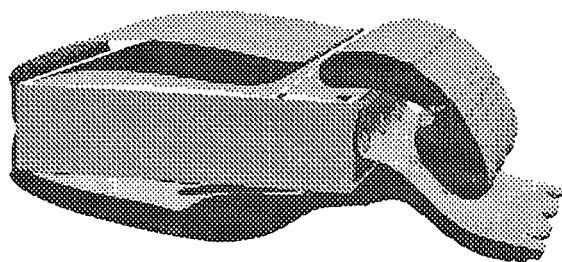


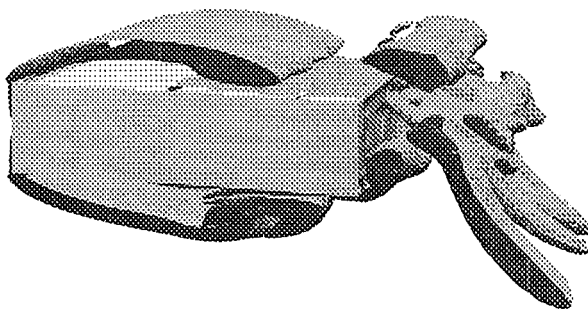
図-15 時間平均値による圧力係数の比較

5. 終わりに

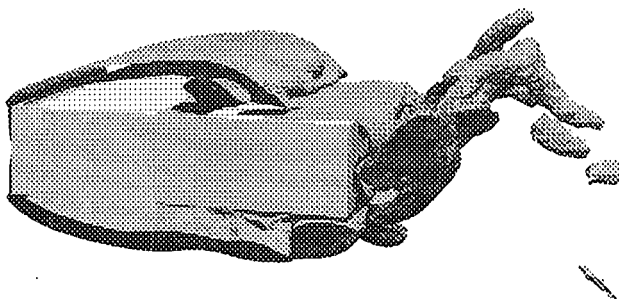
本論文では、再付着型である断面辺長比 4.0 の矩形断面を取り上げ、比較的低いレイノルズ数領域でのレイノルズ数の影響に着目して、レイノルズ数をパラメータとした 2 次元・3 次元数値流体解析を行った。数値解



(A) $Re=500$



(B) $Re=800$



(C) $Re=1,000$

図-16 3 次元解析による瞬間の渦度の絶対値
($|\omega_i| = 4.0$)

析手法は、乱流モデル等を用いない直接法である。ここで得られた解析結果と既存の風洞実験結果との比較を行うことにより、剥離せん断層が断面前縁で剥離し、断面表面に再付着する矩形断面の特徴に、レイノルズ数依存性が存在することが数値解析の面からも確かめることができた。また、数値解析と風洞実験結果とを比較する上での 2 次元解析のおおよその適用限界レイノルズ数が定性的な面から捕らえることができた。主要な結果を以下に示す。

1. レイノルズ数 300 では、軸方向変動流は確認できなかった。レイノルズ数 500 になると、物体下流側から軸方向変動流が発生する。よって流れの 3 次元性が発生し始めるのは、物体風下側からである。

2. レイノルズ数 500 以下では、剥離・再付着の現象が顕著に発生しないことが確認できた。また、このレイノルズ数域では、物体表面で軸方向変動流がほとんど発生しないので、2 次元・3 次元解析ともほぼ同様な結果が得られた。
3. レイノルズ数 800 を越えた付近から 3 次元流である軸方向変動流が顕著に発生する。また、再付着点近傍から風下側の圧力変動もレイノルズ数 800 付近から 2 次元解析では正確に捕らえられない傾向を示している。これより、乱流モデル等のモデル化手法を用いない直接法 2 次元解析のベンチマーク問題として再付着型の矩形断面を取り上げ、風洞実験結果と比較する場合には、レイノルズ数が 800 以下で行うことが望ましいと考えられる。
4. 風洞実験結果で示されている、矩形断面まわりの平均圧力係数のレイノルズ数依存性が、3 次元解析により捕らえることができた。
5. レイノルズ数の増加に伴い剥離流の再付着性が強くなり、その結果、再付着点近傍での流れの 3 次元渦構造が顕著に発生することが 3 次元解析より捕らえることができた。

以上の結果から、扁平箱桁橋に代表される、剥離せん断層が断面前縁で剥離し、断面側面に再付着する矩形断面の正確な空力特性と流れの状態とを乱流モデル等のモデル化を用いない直接法による数値流体解析で表現する場合には、レイノルズ数 800 以上では 3 次元解析が必要ながわかった。また流れの 3 次元性の発生はレイノルズ数に大きく依存し、レイノルズ数の増加に伴いまず物体風下側後方で発生しその後、剥離せん断層の再付着点近傍で顕著に発生する。この 3 次元性の発生が矩形断面の空力係数や物体表面圧力などの空力特性に大きな影響を持つと考えられる。したがって通常風工学上用いられるレイノルズ数範囲では、直接法の 2 次元解析は、適用不可能であると推定される。

今後は、迎角を付けた場合、断面辺長比を変えた場合、さらには実際の橋梁断面を扱った場合のレイノルズ数の影響を確認する予定である。これらの解析・検討を行った後に数値流体解析と風洞実験結果との比較する上での留意点を定量的な面から系統付けたいと考えている。

謝辞： 本研究の一部は、文部省科学技術研究費・基盤研究 (C) の給付を受けたことを付記する。

参考文献

- 1) 岡島厚：種々な断面辺長比の矩形柱周りの流れ，日本風工学会誌第 17 号，pp.1-19, 1983.
- 2) 岡島厚，杉谷賢一郎：長方形断面柱のストローハル数と背圧係数（レイノルズ数の影響），日本機械学会論文集（B 編），Vol.50, No.247, pp.2004-2012, 1984.
- 3) 溝田武人，岡島厚：角柱まわりの時間平均流れに関する実験的研究，土木学会論文報告集，第 312 号，pp.39-47, 1981.
- 4) 五十嵐保：長方形断面柱周りの流れの特性，日本機械学会論文集（B 編），Vol.50, No.460, pp.3185-3192, 1984.
- 5) 土木学会構造工学委員会：風工学における数値計算の応用と評価研究小委員会報告書，1994.
- 6) 日本機械学会：ワークショップ計算比較「矩形柱周りの乱流」成果報告書，1993.
- 7) Zdravkovich, M. M.: Flow Around Circular Cylinder, Vol.1, Oxford University Press, 1997.
- 8) Williamson, C.H.K.: Vortex dynamics in the cylinder wake, *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, Vol.28, pp.477-539, 1996.
- 9) 岡島厚，木村繁男，片山輝明，大津山澄明，尾島録：矩形柱の流力特性に及ぼすレイノルズ数の影響，構造工学論文集，Vol.44A, pp.971-977, 1998.
- 10) 平野廣和，渡邊茂，丸岡晃：断面辺長比 2 の矩形断面の空力特性に関する 3 次元数値流体解析，構造工学論文集，Vol.44A, pp.1009-1016, 1998.
- 11) 加藤真志：流れ直角方向に振動する角柱の 2 次元流れ解析による空力特性評価，日本風工学会誌第 70 号，pp.15-26, 1997.
- 12) Tamura, T., Ohta, I. and Kuwahara, K., On the Reliability of two-dimensional simulation for unsteady flows around a cylinder-type structure, *J. of Wind Engrg. and Indust. Aerodyn.*, Vol. 35, pp.275-298, 1990.
- 13) 丸岡晃，太田真二，平野廣和，川原睦人：広範囲な Reynolds 数域での円柱まわりの 2 次元 3 次元数値流体解析，土木学会論文集，No.591, I-43, pp.139-150, 1998.
- 14) 野澤剛二郎，田村哲郎：剥離乱流への LES の適用性—角柱まわりの流れ—，第 14 回風工学シンポジウム論文集，pp.239-244, 1996.
- 15) Hayashi, M., Hatanaka, K. and Kawahara, M.: Lagrangian finite element method for free surface Navier-Stokes flow using fractional step methods, *Int. J. Num. Meth. Fluids*, Vol.13, pp.805-840, 1991.
- 16) 丸岡晃，太田真二，平野廣和，川原睦人：同次補間を用いた陰的有限要素法による非圧縮粘性流れの解析，構造工学論文集，Vol.43A, pp.383-394, 1997.
- 17) Gresho, P.M., Chan, S.T., Lee, R.L. and Upson, C.D.: A modified finite element method for the solving the time-dependent incompressible Navier-Stokes equations, Part 1 & 2, *Int. J. Num. Meth. Fluids*, Vol. 4, pp.557-598 & pp.619-640, 1984.
- 18) 岡島厚，小垣哲也，溝田武人：LES, K- ϵ , DS 数値解析法による角柱の抗力係数とストローハル数，第 50 回土木学会年次学術講演会概要集共通セッション，pp.98-99, 1995.
- 19) 平野廣和，渡邊茂，丸岡晃，佐野健一：断面辺長 4 の矩形断面の空力特性に関する 2 次元・3 次元数値流体解析，土木学会論文集（掲載決定済）

(1998 年 4 月 24 日 受付)