

京都大学工学部 正員○白土 博通

カールスルーエ大学水文水資源研究所 Jürgen Wacker
同 Erich J. Plate

1. まえがき 近年の大型計算機の発達によって、大容量かつ高速の計算を要求される流体の数値解析も、乱流の3次元数値シミュレーションなど相当複雑な問題まで解析できるようになった。¹⁾²⁾³⁾ 流れの数値シミュレーションは、1)実験で再現することが困難な条件下での流体諸現象のシミュレーション、2)空間各点における物理量のシステマティックなデータ収集、3)パラメータ等々の点にその有効性を求めることができる。しかし、その一方でシミュレートされた結果の現実性については、数値粘性などの問題と併せて依然検討の余地が残されているのも事実である。常に実験とタイプアップしながらより高精度で汎用性の広い数値シミュレーション法の確立を目指すことが重要であろう。本研究ではこのような背景から流れの数値シミュレーションが実験結果をどこまで表現できるか、あるいはその問題点を探るため、2次元矩形断面および乱流境界層中の直方体まわりの流れをシミュレートし、別途実施された風洞実験と比較・検討するものである。なお、本研究では定常流れを対象としている。

2. 支配方程式、解析方法 本研究では、2方程式乱流モデルのひとつであるk-εモデル⁴⁾を用いた。支配方程式は以下のものである。

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad \nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right)$$

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

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + U_i \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right) + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C_{2\epsilon} \frac{\epsilon^2}{k}$$

ただし、 U_i : 平均流速、 x_i : 座標 $i = 1, 2, 3$ p : 圧力、

ρ : 空気密度、 ν_t : 乱流粘性係数、 k : 乱流エネルギー、

ϵ : エネルギー逸散率、 C_μ 、 $C_{1\epsilon}$ 、 $C_{2\epsilon}$ 、 σ_k 、 σ_ϵ : 経験定数

($C_\mu = 0.09$ 、 $\sigma_k = 1.0$ 、 $\sigma_\epsilon = 1.3$ 、 $C_{1\epsilon} = 1.44$ 、 $C_{2\epsilon} = 1.92$)

また、計算領域は比較対象となった風洞（カールスルーエ大学水文水資源研究所の吹き出し式境界層風洞、幅1.8m、高さ0.8m、長さ約15mにわたり測定可能）の測定部に等しい大きさとし、流入、流出条件が物体周囲の流れに及ぼす影響をできるだけ低く抑えるよう、流下方向には十分長い領域を定義した（図1参照）。計算上のアルゴリズムはSIMPLE法⁵⁾により、壁面境界近傍の各変数の値は壁関数⁶⁾により与えた。数値計算はカールスルーエ大学の大型計算機SIEMENS S7880/IBM 3090を用いた。

3. 解析結果、考察 図2に2次元矩形断面を対象とした2次元解析結果をもとに抗力係数 C_D 、背圧係数 C_{pb} を求め、風洞実験値⁷⁾と比較したものを示す。解析は対称軸に関して片側のみとし、計算領域に占める断面の閉塞率を5%とした。流入部に

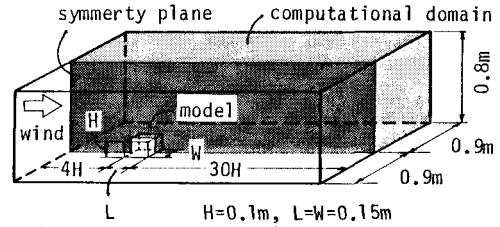
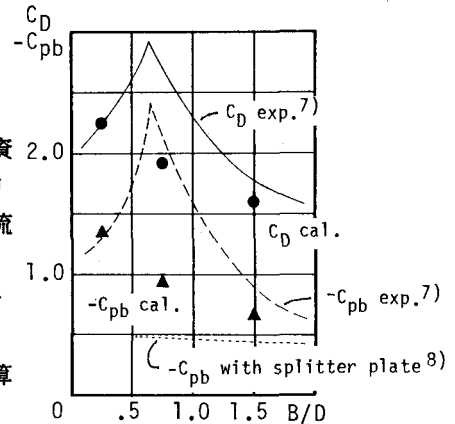


図1 計算領域（3次元計算）

図2 2次元矩形断面の抗力係数 (C_D)、背圧係数 (C_{pb})

おける乱れの強さは0.5%、気流の空間分布は一様である。図に示されるように、解析結果では辺長比 $B/D=0.6$ 付近でのピークは再現されていない。比較のため、図中には splitter plate を断面の wake 内に挿入した場合の背圧係数の実験値⁸⁾ を併せて示す。解析結果はむしろ splitter plate 付の値に近く、2次元矩形断面の空力特性を再現するには、断面背後の流れの強い非定常性をシミュレートすることが必要であるものと考えられる。図3には乱流境界層中に置かれた直方体まわりの流速ベクトル分布の一例を示す。馬蹄形渦など、物体近傍の流れの様子は実験⁹⁾ともよく対応している。ただし、直方体の屋根面の剝離バブルは、解析結果では再現されなかった。とくに前縁角部ではごく微小な範囲で流速、圧力その他の物理量が急変しており、解析の精度は空間のメッシュ分割の精粗にも深く関連するものと考えられる。また図4には同じ直方体屋根面の圧力分布を解析結果、実験結果ともに示す。解析値は屋根面上前縁付近でかなり大きな圧力係数の絶対値が現れており、実験値との差が大きいものの、後縁に近づくほど実験値に近い値が得られている。また、他の面についてもほぼ実験値に対応する結果が得られた。

4. まとめ 2次元計算では実験値と異なり、むしろ後流に splitter plate をもつ場合に近い結果が得られ、後流の流れの強い非定常性をシミュレートすることが必要であるものと考えられる。一方、3次元シミュレーションでは屋根面の剝離バブルおよび前縁付近を除き、流れのパターンや圧力分布に実験値との対応が見いだされた。

謝辞 本研究は筆者の一人（白土）が西ドイツカールスルーエ大学に滞在中に行われたものである。かかる貴重な機会を与えていただいた京都大学工学部 松本 勝 助教授、同 白石 成人 教授に対し深く感謝の意を表する。

参考文献 1) T. Tamura et. al, JWE No. 37(1988), 2) 村上 他, JWE No. 41(1989), 3) 小林 他, Proc. of 5th NST Symp. (1990), 4) B. E. Launder et. al, Comp. Meth. in Appl. Mech. & Eng., vol. 3(1974), 5) S. V. Patankar, Num. Heat Transfer & Fluid Flow, Hemisphere(1980), 6) Th. Loy, Rep. No. 588, Univ. Karlsruhe(1985), 7) 溝田, 博士論文(1984), 8) 岡南 他, 風工学シンポジウム論文集(1984), 9) H. G. C. Woo et. al, NASA-Colorado St. Univ. Report(1976)

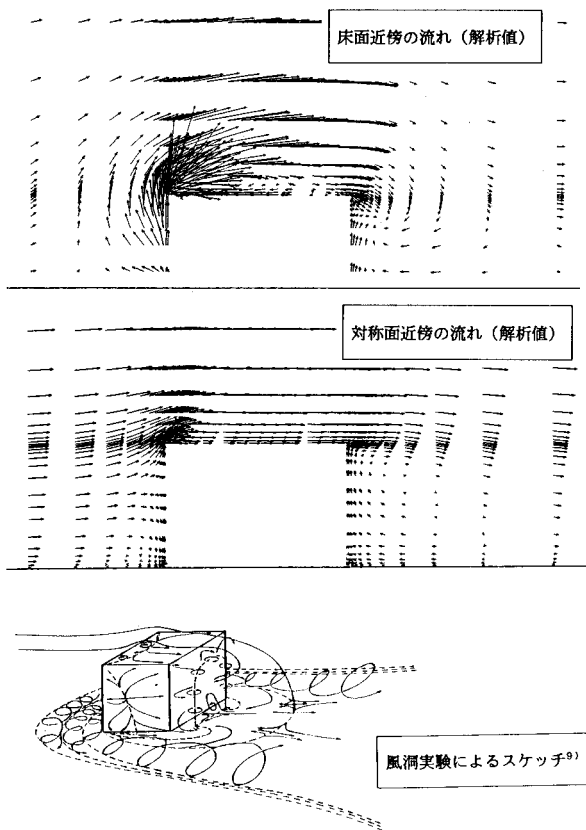


図3 乱流境界層中の直方体まわりの流れ

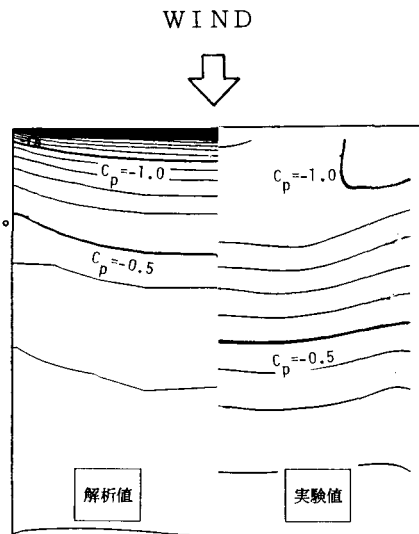


図4 乱流境界層中の直方体屋根面の圧力分布