

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 J. Wacker

同 E. 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、現在のところ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ムティックなデータ収集、3) パラメータスタディなどの点にその有効性を求めることができよう。しかし、境界条件の与え方や解の収束性、数値粘性の問題などには未解明の点も多く、シミュレートされた結果の現実性については依然検討の余地が残されている。したがって常に実験とタイ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。

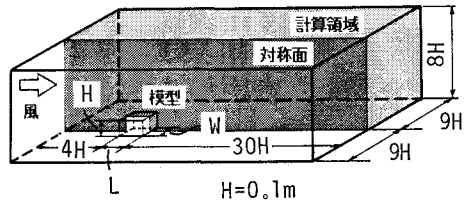


図1 計算領域(3次元計算)

表1 境界条件(3次元計算)

流入部	U, k, ε : 実験値 ($k=0.94(\sigma_u(z))^2$, $\varepsilon=k^{3/2}/L_u(z)$)
流出部	$U, W=0$ k : 乱流エネルギー, ε : エネルギー逸散率
壁面	$\partial(\cdot)/\partial x=0$ 流速プロファイルより $\partial U/\partial n$ 決定 $\partial k/\partial n=0$, $\varepsilon=(C\mu)^{3/4}k^{3/2}/(\kappa\Delta n)^{6)}$ U_t : 壁面接線方向流速 $C\mu=0.09$, $\kappa=0.4$ (Karman定数) 風路床面: 粗面、模型表面、風路天井・側壁: 滑面

本研究はこの様な観点から bluff body まわりの定常流れをシミュレートし、別途実施された風洞実験との比較・検討を行い、その問題点や他の問題への適用の可能性について基礎的な情報を得ようとするものである。

2. 解析方法

本研究では、乱流計算が可能であること、計算機の運用上、経済性がある程度期待できること、および豊富な研究データが発表されていることなどの理由から、 $k-\varepsilon$ モデル⁴⁾を用いた。計算領域と境界条件は、3次元計算の場合、図1および表1のようである。また、2次元計算の場合には図1の対称面を計算領域(対称軸に関して片側のみ)とし、閉塞率が5%となるよう領域高さを20Hとした。計算には2次元流れ解析用の既存プログラム(T E A C H)を3次元問題に適用できるように拡張したものを用いた。アルゴリズムはS I M P L E法⁵⁾による。数値計算はカールスルーエ大学の大型計算機S I E M E N S S 7 8 8 0 / I B M 3 0 9 0を用いた。

3. 解析結果、考察 図2には一様流中(主流方向乱れ強さ0.5%)の2次元矩形断面まわりの計算結果を示す。 $-C_{pb}$, C_D 値(計算値)は B/D の増加と共に単調に減少しており、臨界面におけるピークは得られていない。図中には splitter plate 付きの場合の実験値も併せて示すが、計算値はむしろこの特性に近いように思われる。計算は片側のみであることから、後流域内での上下2つの剥離せん断層の相互作用

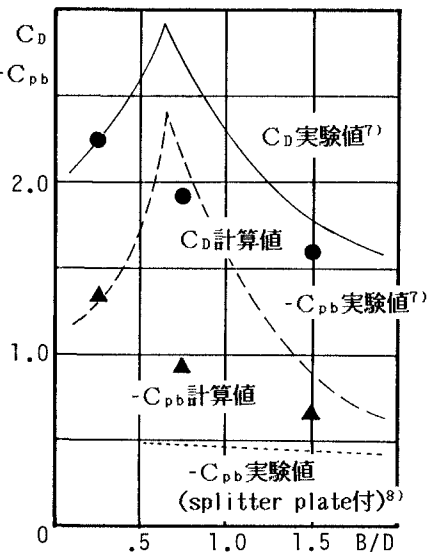


図2 2次元矩形断面の抗力係数(C_D)、背圧係数($-C_{pb}$)

や非定常性の強い渦の巻き込みなどは計算では再現されない。したがってこのような空力特性を得るためには全領域での非定常計算が必要であるものと考えられる。

図3には $B/D=1.5$ の場合の流線および側面圧力分布を示す。この断面比は完全剥離型の範ちゅうに入るが、本計算結果ではすでに再付着型のパターンを示している。また、圧力分布も、前縁近傍で大きな絶対値を示した後、後縁へ向かい一様に圧力回復が生じており、従来より言われている分布特性とは大きく異なっている。 $k-\varepsilon$ モデルは平板上に発達した剥離のない乱流境界層から得られる種々の乱流特性値に基づいており、剥離領域内までシミュレートすることにはなお問題があるものと考えられる。

図4には同じ直方体表面の圧力係数の分布を解析結果、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、下流に向かう圧力回復の程度が実験値よりも顕著である。同様の差は側面でも認められる。前面・背面の分布も概略の分布形状は似ているものの、とくに辺縁部付近について差が著しい。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、解析の精度は空間を有限長の微小要素で近似するメッシュ分割そのものの精粗にも深く関連するものと考えられる。

4. まとめ 2次元矩形断面まわりの計算結果は実験値との差が顕著であり、本手法の適用には限界があるものと判断された。すなわち静止断面の空力特性を再現する場合にも、全領域内での非定常計算の必要性が指摘された。乱流境界層中の直方体周囲の流れの3次元シミュレーションの結果、表面圧力分布形状は実験値と概略対応するものの、とくに剥離バ

ブルが形成される屋根面や、辺縁部で大きな差がみられた。今後、他の乱流モデルの適用や剥離領域内での乱流特性を数値計算に反映させることが必要であろう。

謝辞 本研究の遂行にあたり、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、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.Lauder 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, 第8回風工学シンポジウム論文集(1984)

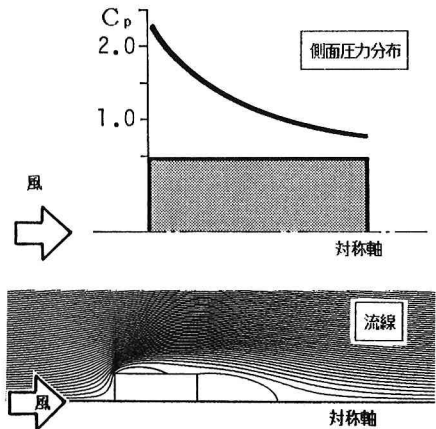


図3 $B/D=1.5$ 矩形断面まわりの流線および側面圧力分布

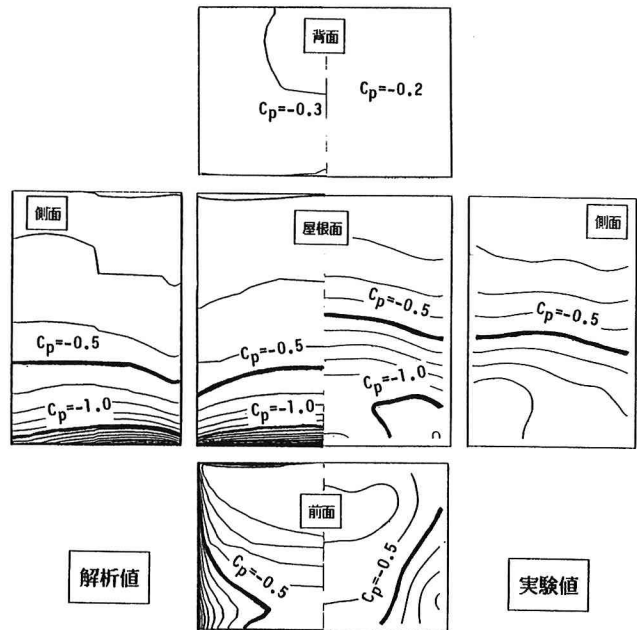


図4 乱流境界層中の直方体表面の圧力分布