

振動流中に設置された直立円柱周辺の 馬蹄形渦および後流渦の特性

石田 啓¹・榎田真也²・由比政年³

¹正会員 工博 金沢大学教授 工学部土木建設工学科 (〒920-8667 石川県金沢市小立野2-40-20)
²正会員 工博 金沢大学助手 工学部土木建設工学科 (〒920-8667 石川県金沢市小立野2-40-20)
³正会員 工博 金沢大学助教授 工学部土木建設工学科 (〒920-8667 石川県金沢市小立野2-40-20)

振動流中に設置された直立円柱周辺の非定常・3次元流体場に対して、一般曲線座標系Navier-Stokes方程式の数値解析およびPIVを用いた速度場の計測実験を行った。本解析モデルは、PIV計測により明らかにされた直立円柱底面付近の複雑な渦流れの特性を正確に解析できることが確認された。KC数の変化によって生じる底面付近の流体場の変化について、特に馬蹄形渦と後流渦の内部構造に着目して検討を行った。馬蹄形渦の存在と、内部流速および渦度分布を捉えたと共に、底面近傍での後流渦に伴う流れの特性と底面せん断力との関係について詳細な検討を行い、渦放出を伴うKC数領域では、渦周辺で発達する鉛直方向流れが底面せん断力の増加に大きな影響を及ぼすことを明らかにした。

Key Words : horseshoe vortex, lee wake vortex, vertical circular cylinder, oscillatory flow, standing wave, bed shear stress, three-dimensional flow analysis, PIV measurement

1. 序論

海中に設置された構造物の周辺では、流れの加速、馬蹄形渦や後流渦の形成、乱流の生成、波の反射や回折および砕波などの諸現象の結果、底質の輸送バランスが変化し、局所的な洗掘が発生する。このような局所洗掘の代表的な例は、橋脚、海洋プラットフォームおよびパイプラインなどの柱状構造物周辺に見られ、構造物を安全に設置・維持するには、底面近傍の流況と底質移動との関係を正確に評価することが重要となる。こうした観点から、従来より柱状構造物周辺の流れ場と底面地形の変化に関する研究が広く進められている^{1), 2), 3), 4), 5)}。本報では、図-1に示すような、波長 L や水深 h と比べて直径 D が小さい場合、即ち $D < L$ 、 $D < h$ の小口径柱体を対象とする。その場合、馬蹄形渦や後流渦に代表される底面近傍の渦流れが洗掘の支配的な要因となる^{1), 2), 5)}。馬蹄形渦は、底面境界層の剥離に伴い形成された渦が柱体を取り囲むようにU字型に発達したものであり、後流渦は柱体表面上の境界層の剥離によって後流域に形成される渦である。これらの渦に代表される3次元な流れ場の構造を正確に把握することは、構造物周辺の洗掘機構を究明する上で基本的な重要事項となる。

一様流中で発達する馬蹄形渦に関しては、豊富な知見が蓄積されており、Reynolds数の変化に対応して生じる定常的および周期的に変化する馬蹄形渦の構造特性が明らかにされている^{6), 7), 8), 9), 10)}。さらに、最近では、詳細な速度場および圧力場が数値的に計算され乱流構造等の特性が解析されている^{11), 12), 13)}。一方、波動場および振動流場に形成される馬蹄形渦に着目した研究例は極めて少ない。小林¹⁴⁾による、Keulegan-Carpenter数(KC数)が4.8に相当する波動場における直立円柱周辺の流速の計測実験では、馬蹄形渦は存在しない。Sumerら¹⁵⁾は、広範なKC数領域での水素気泡法による流れの可視化およびLDAを用いた流速計測を行い、 $KC \geq 6$ で半周期毎に円柱前後で生成・消滅を繰り返す馬蹄形渦の存在を捉え、KC数に対する渦の存在時間や底面せん断力分布の変化を系統的に解析した。しかし、計測技法の制約により馬蹄形渦の内部構造、瞬間の速度場や渦度場の時間変化を究明するには至っていない。一方、数値的な研究例としては、Kobayashi¹⁶⁾の円柱周辺の3次元波動場の離散渦法を用いた計算が報告されているが、解析条件は低KC数に限定されたため、馬蹄形渦は捉えられていない。

後流渦に関しては、渦の干渉過程が構造物に作用する流体力と密接に関係するため、古くから柱体周

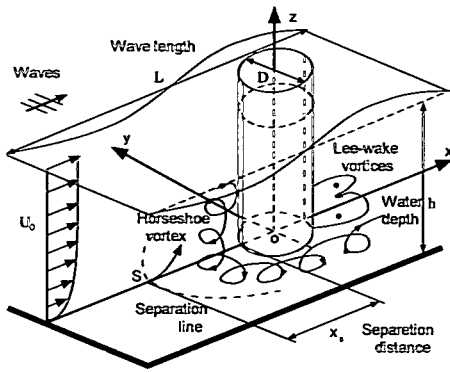


図-1 小口径柱体周辺の流れの基本構造

辺の2次元の流況特性が解析され、KC数によって後流渦の生成、放出パターンの変化が詳細に分類されている^{17), 18), 19)}。一方、底質の洗掘現象に關与する底面近傍における後流渦の3次元的な運動特性に關する解析例は極めて少ない。Sumerら¹⁵⁾は底面境界層厚 δ が円柱直径 D に対して非常に薄い場合($\delta/D \sim 0.05$)を対象として、後流渦流れの可視化実験を行い、底面近傍の渦放出パターンとKC数との關係は従来の2次元流体場のものと一致すると報告している。しかし、底面近傍での後流渦内部の詳細な速度場や圧力場の時間変化などの洗掘機構の解明に必要な基礎的知見は十分でない。

一方、近年の数値解析技術および画像処理を利用した流速測定法の進展により、3次元的で複雑な流体場に対してもその内部構造を捉えることが可能となりつつある。そこで、本研究では、振動流中の直立円柱周辺の3次元流体場に対して、一般曲線座標系に変換したNavier-Stokes方程式の数値解析およびParticle Image Velocimetry (PIV)を用いた速度場の計測実験を相互に行い、馬蹄形渦の内部構造および底面近傍での後流渦特性を検討する。なお、KC数の変化に対応して生じる流れ場の変化については、既に研究成果の一部を発表しているが^{20), 21), 22)}、本論文では、一方向流場の解析結果を付加し、馬蹄形渦の構造特性の変化に關するより詳細な議論を行う。さらに、底面近傍の後流渦に伴う流れと底面せん断力の関連性を検討し、局所洗掘に關与する3次元的な流れ場の特性について考察を行う。

2. 数値解析の手法

(1) 基礎方程式

非圧縮粘性流体の基礎方程式として、次に示す無

次元化された連続式とNavier-Stokes方程式を用いる。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2)$$

なお、速度成分 u_i 、圧力 p 、物理座標 x_i および時間 t は、それぞれ次式のように無次元化している。

$$u_i = \frac{u'_i}{U'_0}, \quad p = \frac{p'}{\rho' U'_0{}^2},$$

$$x_i = \frac{x'_i}{D'}, \quad t = \frac{t'}{D'/U'_0} \quad (3)$$

ここで、プライムを付した変数は有次元量を表す。代表速度に最大振動流速 U'_0 (一方向流場においては主流速度 U'_c)を、代表長さに円柱直径 D' を用いた。 ρ' は流体密度である。以下、全ての無次元変数は式(3)に従って無次元化する。また、Reynolds数は次式で定義する。

$$\text{Re} = \frac{U'_0 D'}{\nu'} \quad (4)$$

ν' は動粘性係数である。非圧縮性の仮定のため、連続式(1)に圧力変数が含まれず、基礎方程式は圧力に關して時間発展形でない。そこで、MAC法²³⁾に従って以下のように基礎方程式を変形する。

まず、式(2)の発散をとり、次の圧力に關するPoisson方程式を導く。

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x_j \partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + R \quad (5)$$

ただし、 R は次式で定義される。

$$R \equiv -\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 E}{\partial x_j \partial x_j}, \quad E \equiv \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (6)$$

R は連続式(1)により、本来ゼロとなる量であるが、式(2)および式(5)を数値解析の基礎式とするMAC法では、離散化による誤差が集積する場合を考慮して、式(5)の R を残す。 R の中で支配的となる時間微分の項は次のように1次精度の前進差分で近似する。

$$\frac{\partial E}{\partial t} \equiv \frac{E^{n+1} - E^n}{\delta t} \quad (7)$$

ここで、 E^n は補正項として残し、 E^{n+1} をゼロとする。さらに、空間微分の項を E^n で評価すると、式

(5)は次のようになる。

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x_j \partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + \frac{E''}{\delta t} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 E''}{\partial x_j \partial x_j} \quad (8)$$

式(2)および式(8)を組み合わせて用いることにより、次の時間ステップでの連続式 $E^{n+1}=0$ を満たすように圧力場が決定され、速度場と圧力場の時間発展の計算を行うことができる。

円柱表面や底面近傍の境界層の剥離現象を精度良く捉えるためには、物体形状を正確に表現することが重要となる。このような場合、基礎方程式を一般曲線座標系に変換し、物体表面に沿った境界適合格子を用いて解析を行うことが有効である。そこで、基礎方程式(2)と(8)を一般曲線座標系に変換する。ここでは、底面地形の変化を伴う流れ解析への将来的な応用を考慮して、計算格子が時間的に移動・変形する場合に対応する次の座標変換を用いる。

$$\xi_i = \xi_i(x_1, x_2, x_3, t), \quad \tau = t \quad (9)$$

ここで、 (x_i, t) は物理空間、 (ξ_i, τ) は計算空間の座標系を示す。式(2)および式(8)を、式(9)に従って座標変換すると、次のような一般曲線座標系における基礎方程式を得る。

$$\frac{\partial u_i}{\partial \tau} + \left(u_j - \frac{\partial x_j}{\partial \tau} \right) \frac{A_{jk}}{J} \frac{\partial u_i}{\partial \xi_k} = -\frac{A_{ij}}{J} \frac{\partial p}{\partial \xi_j} + \frac{\tilde{\Delta} u_i}{\text{Re}} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\Delta} p = & \frac{1}{\delta t} \left(\frac{A_{ij}}{J} \frac{\partial u_i}{\partial \xi_j} \right) - \left(\frac{A_{ik}}{J} \frac{\partial u_j}{\partial \xi_k} \right) \left(\frac{A_{jm}}{J} \frac{\partial u_i}{\partial \xi_m} \right) \\ & + \frac{1}{\text{Re}} \tilde{\Delta} \left(\frac{A_{ik}}{J} \frac{\partial u_i}{\partial \xi_k} \right) \end{aligned} \quad (11)$$

ここで、 $\tilde{\Delta}$ は一般曲線座標系でのLaplace演算子であり、次式で表される。

$$\begin{aligned} \tilde{\Delta} = & \left(\frac{A_{in}}{J^2} \frac{\partial A_{ik}}{\partial \xi_n} - \frac{A_{jk} A_{jm} A_{st}}{J^3} \frac{\partial^2 x_s}{\partial \xi_m \partial \xi_t} \right) \frac{\partial}{\partial \xi_k} \\ & + \frac{A_{pq} A_{pr}}{J^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi_q \partial \xi_r} \end{aligned} \quad (12)$$

ただし、 J および A_{ij} は次式で定義される。

$$J = \varepsilon_{ijk} \frac{\partial x_1}{\partial \xi_i} \frac{\partial x_2}{\partial \xi_j} \frac{\partial x_3}{\partial \xi_k} \quad (13)$$

$$A_{ij} = \frac{1}{2} \varepsilon_{imn} \varepsilon_{jpr} \frac{\partial x_m}{\partial \xi_p} \frac{\partial x_n}{\partial \xi_q} \quad (14)$$

ここで、 ε_{ijk} は交代記号である。

(2) 差分化

式(10)を用いて時間積分する際には、数値的な安定性を重視し、次のような陰的なEulerスキームを用いた。

$$\frac{(\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^n)}{\delta \tau} + \mathbf{u}^n \cdot \text{grad} \mathbf{u}^{n+1} = \frac{\Delta \mathbf{u}^{n+1}}{\text{Re}} - \text{grad} p \quad (15)$$

対流項は \mathbf{u}^{n+1} に対して次のような線形化を行った。

$$\mathbf{u}^{n+1} \cdot \text{grad} \mathbf{u}^{n+1} \cong \mathbf{u}^n \cdot \text{grad} \mathbf{u}^{n+1} \quad (16)$$

空間的な差分化に関しては、対流項を除く全ての項に、2次精度の中心差分を用いた。対流項に関しては、Kawamura・Kawahara²⁴⁾によって提案された次式の3次精度の風上差分を用いて差分近似を行った。

$$\begin{aligned} \left(f \frac{\partial u}{\partial \xi} \right)_i = & f \frac{-u_{i+2} + 8(u_{i+1} - u_{i-1}) + u_{i-2}}{12 \delta \xi} \\ & + \frac{|f|}{4} \frac{u_{i+2} - 4u_{i+1} + 6u_i - 4u_{i-1} + u_{i-2}}{\delta \xi} \end{aligned} \quad (17)$$

式(10)~(14)を式(15)~(17)の差分近似を用いて離散化した式が数値計算上の基礎方程式となる。この差分方程式をSOR法を用いて解き、流体場の時間発展の計算を行う。なお、計算格子には物理量の評価点と差分格子点一致する通常格子を用いた。

(3) 数値スキームの検証

以上で説明した数値スキームは、数値流体力学の分野で広く適用されつつあるが^{24), 25)}、本研究で対象とする柱体周辺の底面付近の振動流場への応用例はなく、馬蹄形渦の詳細構造を精度良く解析するために必要となる計算格子数や時間間隔は不明である。そこで、比較的多くの実験的および数値的な研究成果が蓄積されている一方向流場に対する解析を行い、今回用いた数値スキームの信頼性を検討した。

解析にあたっては、円柱表面や底面に適合した計算座標をとり、物理座標は図-1のように直交座標とした。計算領域の範囲は円柱直径を D' とした時、流れの横断方向 (y 軸方向) に約 $10D'$ 、上流側 ($-x$ 方向) に $10D'$ 、下流側 (x 方向) に $30D'$ とし、円柱軸方向は $2D'$ とした。格子点数は、(a) $76 \times 54 \times 44$ 、(b) $94 \times 84 \times 64$ 、(c) $124 \times 104 \times 84$ 点の3つの場合を検討した。計算格子の形成方法は、周方向の格子間隔は等間隔に、半径方向の格子間隔は円柱近傍では密に、遠方では疎となるような平面格子を作成し、

それらをz軸方向に配置するというものである。z軸方向の格子間隔は、最小格子幅 Δz_{\min} を次式に従って設定し、境界層内に格子点が十数個入るようにした。

$$\Delta z_{\min} = \frac{0.1}{\sqrt{\text{Re}}} \quad (18)$$

時間刻み $\delta\tau$ は 10^{-3} および 5×10^{-4} とした。初期条件は静止流体場とし、主流域の速度を徐々に増加して一定値へと近づけ、最終的に定常状態を実現した。境界条件は、上流側の外部境界では一様流場を仮定し、下流側では速度と圧力を外挿した。円柱表面および底面上では、速度は滑りなしの条件を与え、圧力は境界層近似に基づいて外挿した。また、解析領域上端の境界においては、対称条件を与えた。この場合、上端境界の反対側にも渦が形成されることに相当するので、上端境界が底面に接近しすぎると渦間の干渉が問題となる。これに対して、上端境界の位置を円柱直径の1倍から5倍まで変化させて解析し、馬蹄形渦の形状および渦中心位置を比較した結果、円柱直径の2倍程度離れると境界位置の影響がほぼ無視できることが確認できた。そこで、本論文の計算では、上端境界の位置を $z=2$ とした。以下の

解析結果は、無次元時間 $\tau=45\sim 50$ の時間平均の流体場に関するものである。

図-2は、鉛直対称面内における馬蹄形渦中心の水平位置を、Baker³⁾の実験結果と比較したものである。横軸の Re_s は次式で表される。

$$\text{Re}_s = \frac{U'_c \delta'_c}{\nu'} \quad (19)$$

ここで、 δ'_c は底面境界層の排除厚さ、 U'_c は一様流速である。馬蹄形渦の中心位置は、Baker³⁾に従ってx軸上の圧力が極小となる位置で定義した。計算結果と実験結果は良好に一致し、Reynolds数の増加によって馬蹄形渦の中心位置が円柱表面から遠ざかる傾向を良く捉えている。次に、格子点数および時間刻みに対する計算結果の依存性について、図-3に示す円柱の上流域の鉛直対称面におけるx軸方向の流速分布を用いて検討した。円柱の上流域では、円柱に接近するにつれて、底面境界層の外部の流速は減少し、底面付近では馬蹄形渦を形成する戻り流れを表す負の流速が発生する。また、馬蹄形渦中心付近の $x=-1.0$ の流速分布においては、渦中心の上部 $z/D'=0.2\sim 0.6$ 付近で主流速(=0.7)より大きな流速値が発生している。今回の解析に使用した格子点数や時間刻みの範囲では、流速分布に格子依存性は見られず、格子数が最も少ない(a)の場合でも、馬蹄形渦の構造を正確に捉えるために十分な時空間的な解像度が確保されていると考えられる。

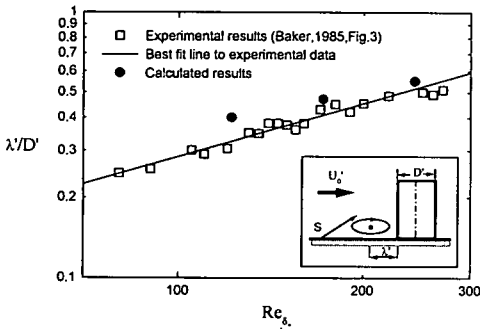


図-2 一様流中の馬蹄形渦中心の水平位置

3. PIV実験と数値解析の速度場の比較

ここでは、PIV実験によって波動場中の直立円柱周辺の鉛直対称断面と水平断面で計測された速度場の時間変化と数値解析の結果を比較し、数値モデルによって再現された速度場の有効性についてさらに詳細な検討を行う。

(1) 実験方法および条件

実験は反射波吸収式造波装置を有する長さ14m、幅0.8m、深さ1mの断面水槽を用いて行った。水槽内には、直径 $D=5\text{cm}$ のアクリル製の円柱棒を底面に対して垂直に固定した。円柱付近の底面および水槽壁面はガラス張りである。図-4に示すように、水槽内で重複波を形成した時に、円柱中心軸が節の位置に来るように配置した。水深は50cmとした。水中には、平均粒径 $86\mu\text{m}$ 、比重1.02のナイロン粒子を一様に混入した。入射波として、周期 $T=3.2$ 秒、波高 $H'_0=1.0\text{cm}\sim 6.4\text{cm}$ の正弦波を作用させ、周期的

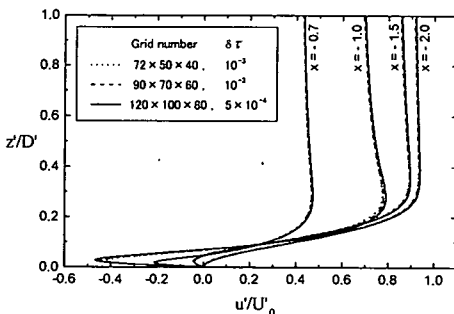


図-3 鉛直対称面の流速分布の格子依存性

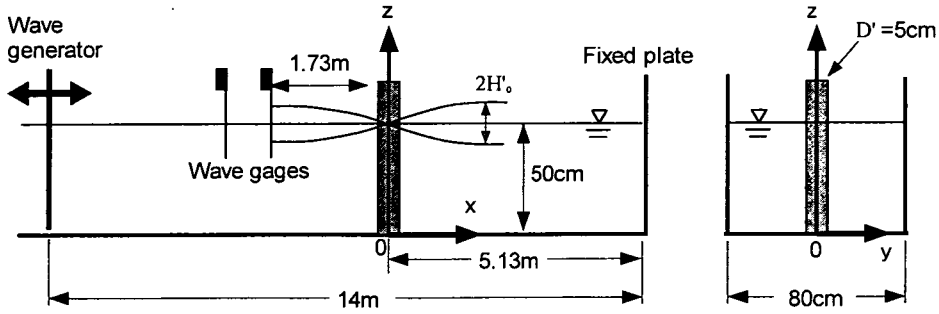


図-4 水理模型実験の設定

に安定した重複波が形成された状態でPIV計測を行った。対象断面にシート状にしたダブルパルスYAGレーザーを断続的に照射して、瞬間の粒子像を相関カメラ(1008×1018画素)で撮影した。レーザーシートの幅は約1mmである。水槽壁面からシート光を照射し、ガラス床である水槽の下方から水平断面の撮影を行った。一方、鉛直断面は水槽下方からレーザーシートを照射し、水槽側面から撮影した。

粒子画像の解析には、TSI社が提供するソフトウェアINSIGHT2を利用し、2枚の粒子画像の輝度分布に基づく相互相関法により速度場の算定を行った。解析方法は、微小時間 $\Delta t'$ 間隔で撮影された2枚の粒子画像上に捜査領域(Interrogation spot)を設定し、輝度分布の相関が最大となる移動距離を求め、 $\Delta t'$ で除すことにより、その範囲の面内速度を計算するというものである。算定された速度は捜査領域の平均流速に相当するため、流れ場の条件や解析の範囲によって、 $\Delta t'$ および捜査領域の大きさを適切に設定することが必要となる。今回の解析では、 $\Delta t'$ を2ms~4ms、捜査領域を32×32および64×64画素とした。座標軸の設定は図-4に示すように数値解析の場合と対応させた。なお、画像解析システムの評価基準として可視化情報学会が提供している標準画像^{26), 27)}に対して解析を行ったところ、速度場の再現性は良好であった。以下では、空間座標軸 (x, y, z) の値は円柱直径 D' で無次元化したものとする。流速成分 (u, v, w) は $z=0.2$ で計測された水平流速の最大値 U_0' で無次元化した。また、位相 θ は、 $(x, y, z)=(0, 0, 0.2)$ で岸向き流速が最大となる瞬間を $\theta=90^\circ$ とする。以下、すべて位相 θ はこの基準に従う。なお、本実験の速度場の計測断面は、円柱沖側の鉛直対称面 $y=0$ および底面から円柱直径分だけ離れた水平断面 $z=1.0$ である。

まず、円柱を設置する前の重複波の節位置における速度場のPIV計測を行い、底面近傍の流速分布特性を振動流場のものと比較・検討した。図-5に、波

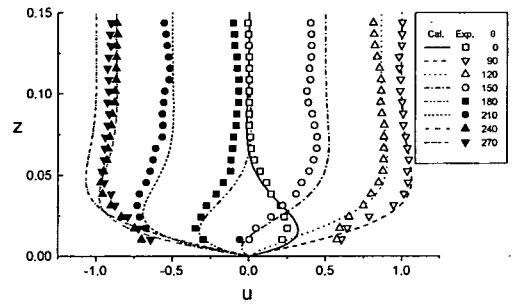
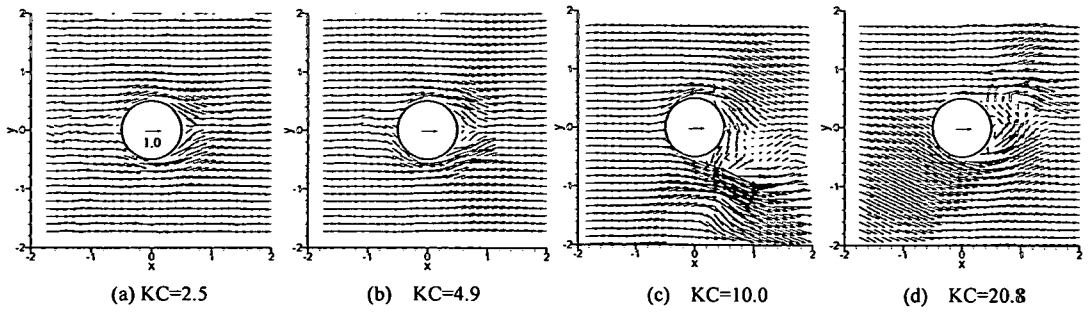


図-5 底面境界層付近の流速分布の時間変化

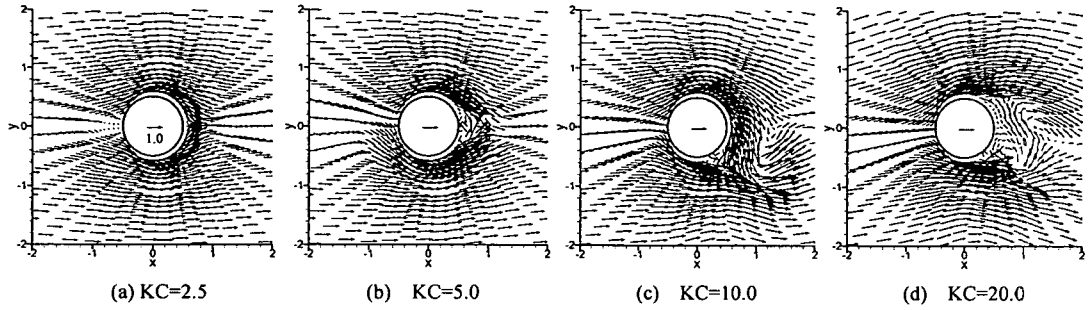
高 $H'_0=3.9\text{cm}$ の条件の下で計測された z 軸上の x 軸方向流速と対応する振動境界層の流速分布の時間変化を示す。記号は実験結果、曲線は振動流場の計算結果である。水面の時間波形は、ほぼ正弦的な変動を示した²¹⁾。 $z=0.04$ を境界として、上方の主流域はほぼ一定流速、下方では振幅が指数関数的に減少する。位相 θ によっては、主流部分より底面近傍で大きな流速が発生し、流速変動に位相の空間的な違いが見られる。以上のような振動境界層の特徴が重複波の実験にも同様に見られ、重複波の下で振動流と同様の流れ場が形成されていることが確認された。ただし、波の有限振幅性の発現により岸沖方向の流速変動が非対称となるため、位相によっては、両者の主流域の流速は若干異なる。

(2) 水平面の流速分布の比較

図-6に、底面から円柱直径 D' だけ離れた $z=1.0$ 水平面の最大流速時の流速分布を示す。この時のReynolds数とKC数との比 $\beta (=Re/KC)$ は775である。図中の上段のPIV計測の結果と下段の対応する数値解析の結果とを比較し、KC数の違いによって生じる渦流れパターンの変化を検討する。数値解析の結果は計算開始から第5周期目のものである。まず、(a)KC=2.5の低KC数領域では、円柱右側の後流域に

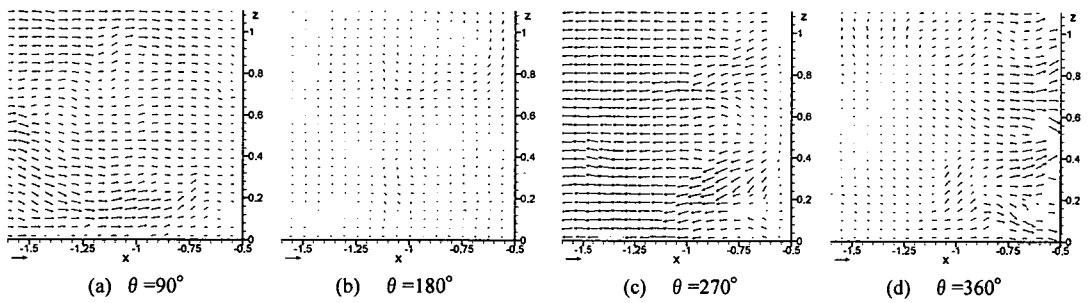


(i) PIV 実験の結果

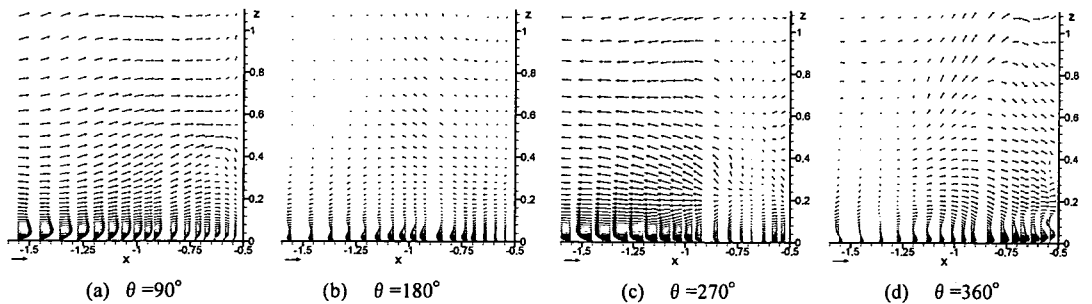


(ii) 数値計算の結果

図-6 最大流速時の $z=1.0$ 水平面の流速分布 ($\theta=90^\circ$, $\beta=775$)



(i) PIV 実験の結果 ($KC=4.9$)



(ii) 数値計算の結果 ($KC=5.0$)

図-7 鉛直対称面の流速分布の時間変化

形成される渦は円柱表面に付着したままで、流れ場は1周期を通してほぼ x 軸に対して対称となる。KC数の増加に伴ない、後流渦は拡大し、流れ場は x 軸に対して非対称となる。(b)KC=5では、最大流速時の流れ場はほぼ x 軸に対称であるが、主流速度が小さくなると、渦流れは非対称な形となる。ただし、後流渦は放出されず、円柱表面に付着し続ける。さらにKC数が増加すると、後流渦は大きく発達して円柱表面から放出される。(c)KC=10では、 x 軸に関して非対称性が顕著となる。半周期毎に生成された後流渦の1つが大きく発達し、次の半周期に生成される渦と対を成して振動直交方向(y 軸方向)に放出される。この後流渦の放出過程については、Williamson¹⁸⁾および石田ら²⁸⁾に詳しい。1周期毎に放出された渦対によって振動流方向(x 軸方向)に対して直角方向に渦列が形成される“トランスバース・ストリート”¹⁸⁾が生じる。この渦流れパターンは渦が y 軸のどちらか片側の方向(図-6の場合は $-y$ 方向)のみに放出される振動流に特有な流れである。なお、渦列の形成される方向は実験中かなり長い時間間隔(数十から数百周期)で上側・下側に不規則に入れ替わり、その方向は特定されない。流速変動が振動流の場合と同様の重複波の実験でも同様な渦流れパターンが形成された。さらにKC数が増加すると、半周期毎に生成、放出される渦の個数が増加する。(d)KC=20では、円柱後流にカルマン渦に似た交互渦列が形成され、周期毎に2組の渦対が放出される安定した渦流れパターンが繰り返される²⁹⁾。

以上のようなKC数に対する典型的な渦流れパターンの変化は、2次元流れに関する従来の研究^{18), 19)}のKC数による渦流れの分類と整合する。PIV実験と数値解析の結果は、渦の形状、渦の干渉過程および内部流速分布が良く一致し、両者の速度場の定量的な有効性が相互に検証された。また、同様の実験設定で底面境界層近傍の $z=0.04$ 平面でのPIV計測を行ったところ、実験結果と数値解析の流速分布の一致は良好であることも確認されている。底面境界層付近では、後流渦が縮小するが、渦流れパターンはほぼ2次元振動流場と同様であった²⁰⁾。

(3) 鉛直対称面の流速分布の比較

図-7は、円柱沖側の鉛直対称面($y=0$ 平面)での流速分布の時間変化を示す。上段にPIVによる計測値を、下段に対応する数値解析の結果を示す。数値解析の結果は計算開始から第5周期目のものである。鉛直軸($x=-0.5$)が円柱表面、水平軸($z=0$)が底面を表す。まず、数値解析の結果に基づいて流況

特性を考察する。 $\theta=90^\circ$ の時、底面近傍の $z=0.05$ 付近で大きな流速が発生し、図-5に見られた振動境界層の流速分布の特性を反映している。一方、円柱近傍では表面に沿う流れが生じ、底面付近では下降流が形成される。下降流が十分に発達した場合、その流れが底面に接近するにつれて主流と逆方向に偏向し、鉛直対称面内で馬蹄形渦が形成される。主流速度が減速し、ゼロとなる $\theta=180^\circ$ では、全体的に流速が小さくなり、対象断面内に複数の渦構造が見られるようになる。その後、 $-x$ 方向に主流が加速すると、対象断面は後流域となり、 $\theta=270^\circ$ の時、円柱付近に後流渦が形成される。 $x=-0.65$ 付近を境に、後流渦の内側では円柱方向の流れが、外側では逆向きの流れが生じる。後流渦内部および境界付近には z 軸方向の流れ成分が生じるが、外側では底面のごく近傍を除いて、 z 方向に一樣な2次元な流れとなる。その後、主流の減速過程において後流渦はさらに拡大し、 $\theta=360^\circ$ の対象断面内では、後流渦の内側で生じる円柱に向かう流れが支配的となる。

数値解析とPIV実験の結果を比較すると、底面境界層付近の流速分布が異なるのが分かる。この主な原因は、PIV計測の解析領域を境界層厚に比べて広範囲に設定したことにより、十分な空間解像度が得られないためである。しかし、壁面から離れた領域においては、(a) $\theta=90^\circ$ での円柱に接近するにつれて減速する主流域の流速分布および(c) $\theta=270^\circ$ での後流渦内外で流速方向が異なる特性が良く一致する。両者の流速の時空間的な変化は全体的に類似し、数値解析の速度場の信頼性が認められる。また、KC=10の解析結果は参考文献²¹⁾を参照されたい。

4. 底面近傍に形成される馬蹄形渦および後流渦の特性

(1) 解析条件

一般に、振動流中の円柱周辺の流れ場は、KC数およびReynolds数(または $\beta=Re/KC$)の2つの無次元パラメータによって特徴づけられる。ここでは、PIV実験との比較に用いた、 β 値を775に固定してKC数を変化させた時の解析結果と、Reynolds数を2000に固定して解析した石田ら²⁰⁾の計算結果に基づいて、底面近傍に形成される馬蹄形渦および後流渦の特性について検討した。解析に用いた格子は、一樣流の解析に用いたものと同じ円柱表面や底面境界に適合した円筒形格子である。ただし、計算領域の範囲を半径方向に約 $30D$ 、円柱のスパン方向に約2

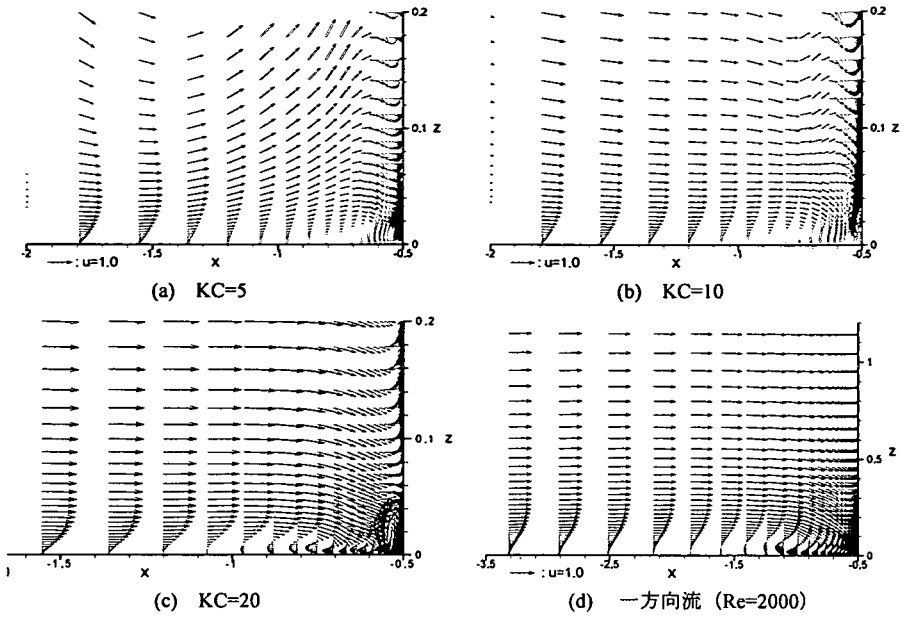


図-8 最大流速時の鉛直対称面の流速分布 ($\beta=775$)

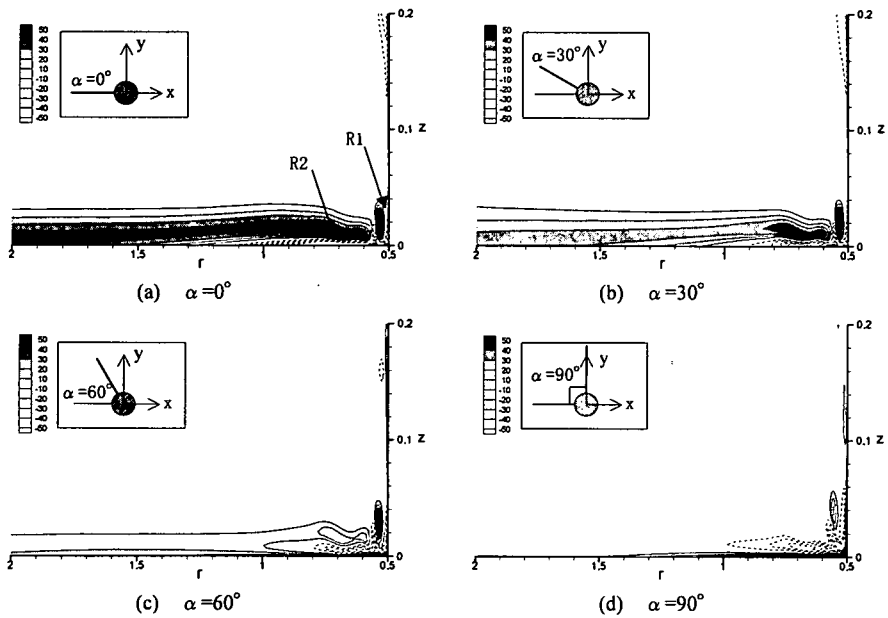


図-9 最大流速時の鉛直断面の渦度分布 (KC=20)

D とした。格子点数は $94 \times 84 \times 64$ 点である。座標軸の設定は図-1と同様で、 x 軸方向に正弦的な振動流場を形成した。時間刻み $\delta\tau$ は $2.2 \times 10^{-3} \sim 1.1 \times 10^{-4}$ とした。円柱表面、底面上および解析領域上端の境界条件は一樣流場の解析と同様である。ただし、円柱から十分遠方の外部境界には、底面に沿う一樣な正弦振動流場を仮定した。初期条件として静止流体場を与え、5周期分の計算を行った。なお、以下では、

ほぼ周期的に安定した渦放出パターンが生じる第5周期目の解析結果を検討する。

(2) KC数に対する馬蹄形渦の変化

波動場における馬蹄形渦は主流が最大流速となる時に発達することがSumerら¹⁵⁾によって報告されている。そこで、本節では、 $\theta=90^\circ$ の最大流速時における馬蹄形渦の詳細構造および渦下の底面に作用

するせん断力に関して検討を行った。

図-8は、各KC数の振動流場の鉛直対称面内の流速分布と共に、 $Re=2000$ の一方向流での結果を示す。KC数が大きくなるにつれて、円柱上流域では様な水平方向の流れが生じ、一方向流場の流速分布に近づくのが分かる。これは、KC数と共に一方向への流れの継続時間が増加するために、先の半周期に形成された後流渦内部での非常に複雑な流速分布を示す乱れが減少するためと考えられる。その様な水平流れは円柱前面に接近するにつれて下方に偏向する。その原因は、底面せん断流の境界層付近の流速差により下向きの圧力勾配が生じるためである¹⁾。KC=5と10において、 $z>0.1$ の円柱前面でも強い下降流が生じているが、これは後流域で生じた複雑な流速分布に伴う鉛直流である。下降流が十分大きな流速で底面に衝突すると、 $-x$ 方向への流れ（戻り流れ）が形成され、特にKC=10, 20および一方向流の場合、底面付近に時計回りの渦を形成する。渦の内部流速はKC数に比例して増加し、渦の形状は扁平になる。

図-9はKC=20, $\beta=775$ の場合の、最大流速時の円柱周辺の鉛直断面内の渦度分布を示す。 α は $y=0$ 平面を基準に z 軸回りの回転角度を示し、 $\alpha=0^\circ$ は $y=0$ 平面を、 $\alpha=90^\circ$ は $x=0$ 平面を表す。なお、横軸 $r=-$

0.5が円柱表面である。 $\alpha=0^\circ$ では、隅角部($r=-0.5, z=0$)付近に時計回りの渦R1が、底面に沿って時計回りの扁平な渦R2が存在する。渦R2の形状や渦度分布は、本解析の一方向流場における馬蹄形渦(図-8(d))のものと類似する。渦R2と比較して、渦R1の径は小さく、中心部の渦度が非常に大きい。それぞれの渦の生成過程は全く異なる。すなわち、R2は底面付近の流れから下降流、戻り流れへと続く一連の大規模な流れの中で形成され、一方向流場の馬蹄形渦とほぼ同じ構造を持つのに対し、R1は先の半周期中に生成された後流渦の内部で生じた複雑な流速分布により誘発された振動流場に特有の渦である。よって、渦R2は周期毎にほぼ一定の規模や形状を維持し、規則的に生成されるのに対して、渦R1の規模や形状は周期毎に大きく変動する。一方、鉛直対称面から $\alpha=30^\circ$ および 60° 回り込んだ断面においても、渦R1およびR2に対応する2つの集中した渦度が認められ、鉛直対称面($\alpha=0^\circ$)からU字型に広がる馬蹄形渦の構造が表されている。ただし、側面に回りこむにつれて渦R2の径や渦度は減少し、 $\alpha=90^\circ$ 断面では完全に消滅する。一方、隅角部付近の渦R1は $\alpha=60^\circ$ 付近まで形状や強度がほぼ維持され、円柱前面を取り囲む形状を示す。

図-10は、KC数に対する最大流速時の x 軸上せん断力分布の変化を示す。KC=20.1の波動場におけるSumerら¹⁵⁾の実験結果を○で表す。また、比較のために、 $Re=2000$ の一方向流場で形成される馬蹄形渦下のせん断力分布を加えた。せん断力は底面上での水平方向流速の z 軸方向勾配より算定した。縦軸のせん断力の値は、円柱から十分離れた主流域下の底面せん断力の最大値 τ_{max} で基準化したものである。よどみ点 $x=-0.5$ から直径の2.5倍程度離れたと、基準化されたせん断力はKC数に依らず一定値となる。その値は約0.7である。これは、底面の振動境界層内部での流速変動の特性を反映して、せん断力の最大値 τ_{max} が最大流速時 $\theta=90^\circ$ ではなく、位相 $\theta=45^\circ$ および $\theta=225^\circ$ の時に発生するためである。円柱に接近するにつれて、せん断力は減少し、やがて負の値となる。この負の底面せん断力は、馬蹄形渦の下で形成される戻り流れの作用によるものである。また、せん断力の値がゼロとなる地点が底面境界層の剥離点Sに対応する。振動流場の馬蹄形渦下の底面せん断力は、KC数に比例して増加するものの、KC=20の場合で最大値は一方向流場の約20%以下である。また、KC=20の計算結果とSumerら(1997)の実験結果との一致は良好である。

図-11は、最大流速時における x 軸上の底面境界層

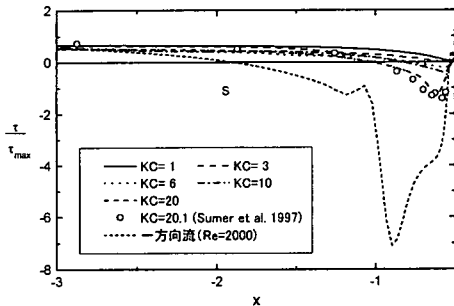


図-10 最大流速時の x 軸上のせん断力分布

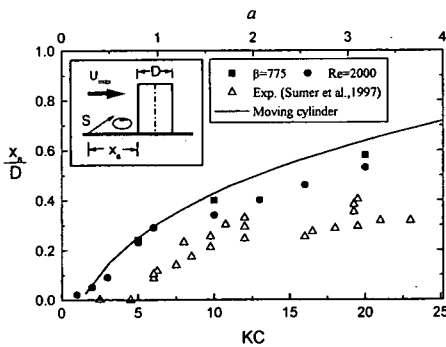


図-11 馬蹄形渦に関する剥離点位置の変化

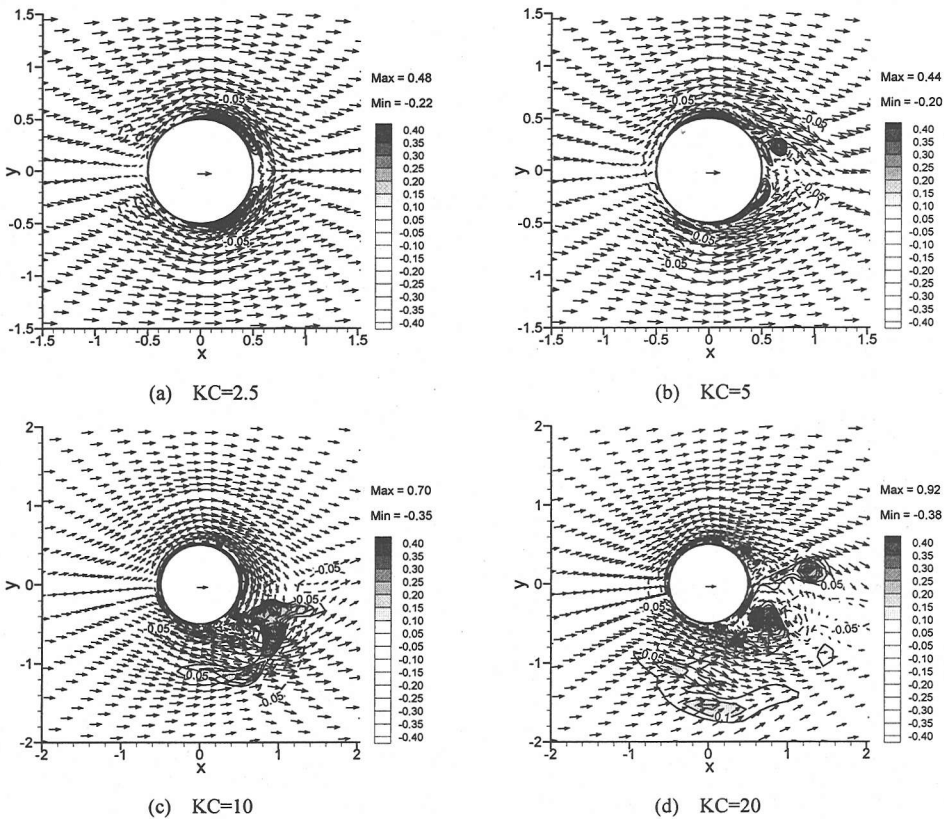


図-12 最大流速時の $z=0.04$ 水平面の流速分布 ($\beta=775$)

の剥離点位置とKC数の関係を示すものである。図中には、 $\beta=775$ の振動流場の結果(■)、Reynolds数を2000に固定して計算した石田ら²⁰⁾の振動流場の解析結果(●)および波動場におけるSumerら¹⁵⁾の実験結果(△)を示す。振動流場の計算結果は実験結果より若干大きな値を示すものの、KC数と共に増加する特徴を良く捉えている。Re=2000の解析よりも高Reynolds数となる $\beta=775$ における剥離点距離は若干長くなっている。

振動流場解析とは別に、静止流体の状態から一定速度で急発進する直立円柱周辺の一方向流の解析を実施し、円柱前面における剥離点位置を図-11の曲線で示した。この時、剥離点は計算開始から徐々に移動し、十分時間が経過すると一定の位置に漸近する。ここでは上横軸として、KC数の代わりに主流域の流体粒子の移動距離 $a=U_0 \times \text{時間}$ を用いた。振動流場において、 $\theta=0^\circ$ から $\theta=90^\circ$ までの一方向への流体粒子の移動距離を a とすると、次のようなKC数の関係式が得られる。

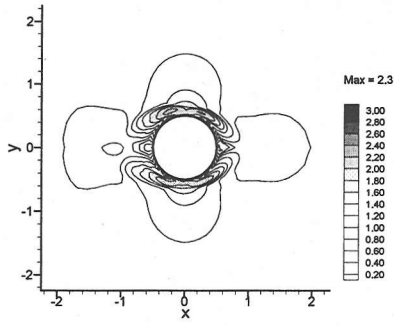
$$a = \frac{a'}{D'} = \frac{1}{D'} \int_0^{T/4} U'_0 \sin\left(\frac{2\pi}{T} t'\right) dt' = \frac{KC}{2\pi} \quad (20)$$

式(20)に従って、一方向流と振動流の剥離点位置を比較すると、急発進流れ下の円柱前面の馬蹄形渦に関する剥離点の移動と振動流場の剥離点のKC変化が良く一致することが分かる。したがって、底面境界層の剥離点Sは主流の流速変動に依らず、式(19)で定義される一方向への流れによる流体粒子の移動距離 a を用いて規定されると考えられる。

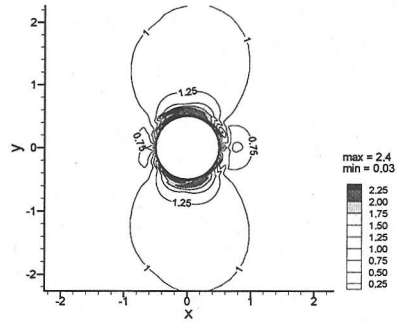
Sumerら¹⁵⁾は剥離点距離 $x_s > 0$ を基準に、波動場で馬蹄形渦が形成されるKC数の範囲を $KC \geq 6$ とした。同基準を振動流場の計算結果に適用すると、 $KC \geq 1 \sim 2$ で馬蹄形渦が存在することになる。しかし、図-9の渦R1およびR2のような周方向に発達する渦度成分が存在するのはKC数が10以上の領域であった。したがって、計算結果から、馬蹄形渦の存在が顕著となるのはKC数 ≥ 10 であった。馬蹄形渦の存在範囲に関するSumerらの結果との相違は、波動場と振動流場という流れ場の相違、数値解析や実験計測の精度などにも起因すると思われる。

(3) KC数に対する後流渦の変化

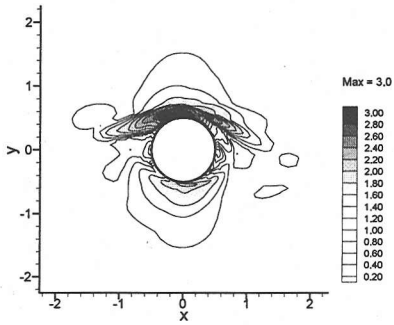
図-12は、最大流速時の $z=0.04$ 水平断面の流速分布を示す。図には速度ベクトルと共に z 軸方向の流



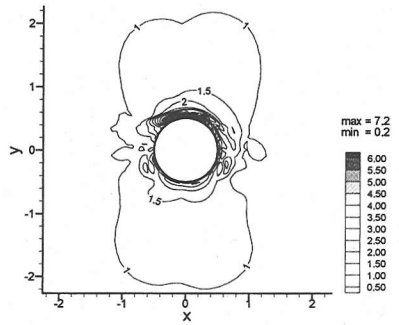
(a) $KC=2.5$



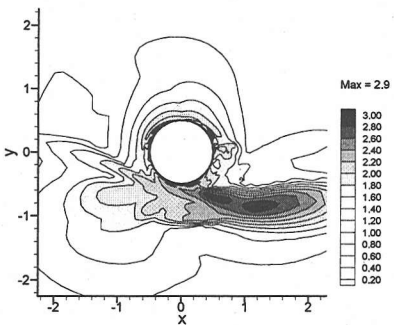
(a) $KC=2.5$



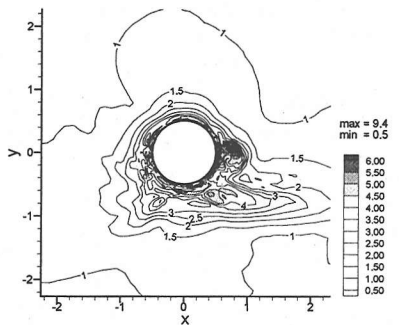
(b) $KC=5$



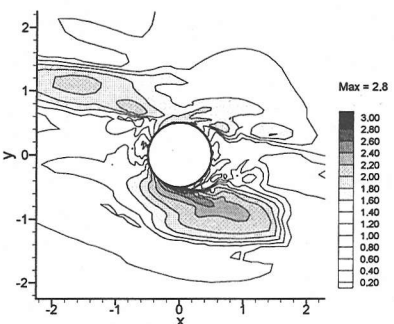
(b) $KC=5$



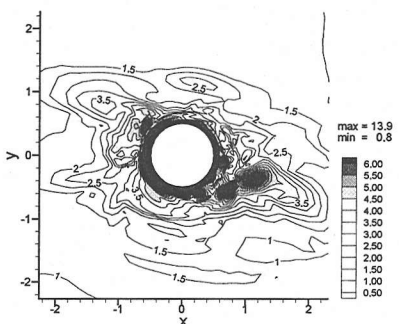
(c) $KC=10$



(c) $KC=10$



(d) $KC=20$



(d) $KC=20$

図-13 $z=0.04$ 平面の最大流速 ($\beta=775$)

図-14 底面せん断力の最大値 ($\beta=775$)

速成分を等高線で示した。なお、 $z=0.04$ は図-5に示した振動境界層の外縁位置に相当する。各KC数に対する速度ベクトルの分布はそれぞれ図-6に示した同時刻の $z=1.0$ での流速分布と類似する。ただし、 $KC=20$ において後流渦の長さや幅が底面付近で若干小さくなっている。しかし、後流渦の生成・放出パターンは底面境界層の外部では z 軸に依らず同一となる^{15), 22)}。一方、 z 軸方向の流速成分は境界層の内部・外部に関わらず z 方向位置によって大きく変化する。(a) $KC=2.5$ では、後流渦の中心部で上昇流、その外側に下降流が発生し、その z 軸方向の流れの分布は x 軸に対して対称である。(b) $KC=5$ になると、水平面内の速度ベクトルはほぼ x 軸対称であるのに対して、後流域や円柱側方での z 軸方向流速の分布は非対称となる。水平方向流れと比べて、 z 軸方向流れの非対称性はより低いKC数で生じる。(c) $KC=10$ および(d) $KC=20$ の場合、後流渦の内部で上昇流と下降流が混在した複雑で激しい z 軸方向流れが発生する。図-12の凡例の上部の値は、 z 軸方向流速の最大値(正：上昇流速)および最小値(負：下降流速)を示す。KC数が大きくなるにつれて、上昇・下降流速の最大値は増加する。底面近傍(底面境界層の外縁)にも関わらず、 $KC=20$ においては、後流渦内部で上昇流が最大振動流速の約0.9倍に達する。

図-13は、 $z=0.04$ 水平断面における1周期間の3次元流速の最大値を示したものである。 $KC=2.5$ および5.0では、円柱側方に最大流速の空間的な最大値が、円柱前後のよどみ点($x=\pm 0.5, y=0$)付近に最小値が位置し、流れのポテンシャル理論より求められる流速分布と類似する。一方、KC数が増加し、後流渦が放出されるようになると、渦の干渉過程において強い流れが発生するため、最大流速分布の特徴は大きく異なる。 $KC=10$ の場合、円柱の右下方向に比較的広範囲にわたってピークが分布する。その位置は渦列の放出地点とほぼ対応する。 $KC=20$ の場合、半周期毎に放出される渦対によって、円柱右下および左上で比較的大きな流速が発生する。以上のようなKC数に対する最大流速分布の変化は、PIV計測から求めた最大水平方向流速の分布(石田ら²¹⁾、図6)と定性的に良く一致した。なお、本論文中には明示していないが、底面境界層の外部領域 $z \geq 0.04$ における最大流速分布は、図-13と類似する分布を示し、 z 方向位置にあまり依存しないことが確認された。

図-14は底面せん断力の1周期間の最大値を示す。ここでは、図-10の場合と同様に、せん断力は主流下の最大値 τ_{max} で基準化した値を用いる。 $KC=2.5$,

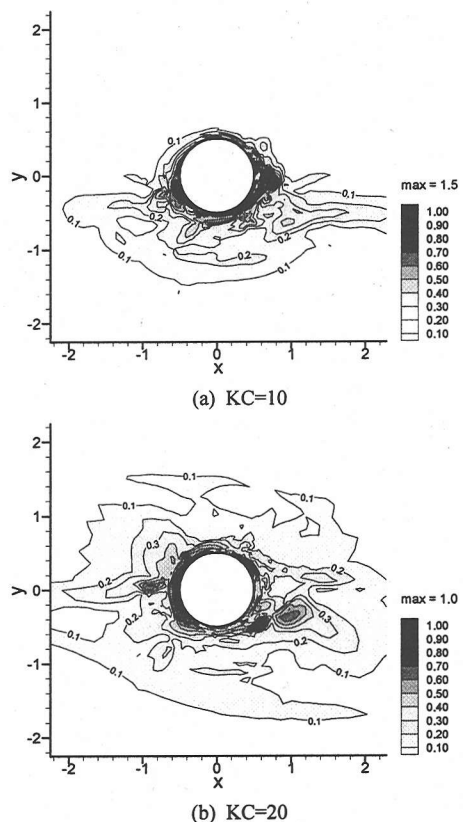


図-15 $z=0.04$ 平面の鉛直方向流速の最大値

5.0のせん断力の分布は図-13の最大流速分布と定性的に良く一致し、円柱側方に空間的な最大値が存在する。 $KC=10, 20$ の場合、円柱から離れた領域のせん断力は最大流速分布を部分的に反映した分布となる。しかし、よどみ点や円柱表面付近に発生する主流下の最大値 τ_{max} の5倍以上のせん断力の分布は、図-13の流速分布とは様相が大きく異なる。ここで、図-15に $KC=10, 20$ の場合の $z=0.04$ 平面の鉛直方向流速の最大値を示す。 $KC=10, 20$ の円柱表面付近の最大せん断力分布と図-15の鉛直方向流速の分布とは高い相関を示している。これは、大きな鉛直方向流速成分の存在により、底面近傍での水平方向流速成分も同時に大きくなり底面上での速度勾配が増加したことによる。この時の強い鉛直方向流速の大部分は上昇流である。後流渦の放出現象を伴う高KC数領域においては、図-12(c)および(d)に示すような後流渦内部で生じる複雑な鉛直方向流れが底面せん断力の増加に大きく関与すると考えられる。また、図-10の馬蹄形渦下のせん断力値と比較すると、図-14の周期最大せん断力は非常に大きな値を示すことから、馬蹄形渦よりも後流渦に伴う流れが底面せん断力の増加に関連することが分かる。KC数に対す

る $z=0.04$ 平面流速の最大値の変化(2.3から3.0倍)と比較して、底面せん断力の最大値は主流下の最大値 τ_{max} の2.4倍から13.9倍へと急増する。最大値の発生する位相は、 $KC=2.5$, 5.0 の場合は主流域と同じ $\theta=45^\circ$ または 225° 前後で、 $KC=10$ 以上では $\theta=180^\circ$ および 360° 前後であった。Sumerら¹⁵⁾による波動場の底面せん断力の測定結果と比較すると、低 KC 数においては、両者は定性的に良く一致する。しかし、 $KC=10$, 20 の場合、よどみ点付近においてせん断力が増大する傾向は実験結果には見られない。また、計算結果の底面せん断力の最大値は実験結果と比べて2倍以上大きな値を示した。この原因としては、乱流の影響(Reynolds数の相違)、波動と振動流の運動特性の相違および自由水面の有無などが考えられる。

5. 結論

振動流中に設置された直立円柱周辺の3次元流体場に関する数値解析およびPIVを用いた速度場の計測実験を行い、 KC 数の変化に対する馬蹄形渦および後流渦の変動特性について比較・検討を行った。 KC 数が20までの解析条件の下で得られた主要な結果は以下のようにまとめられる。

- 1) PIVを用いて測定された断面流速と計算結果の比較を行い、解析モデルは底面付近における複雑な流体運動の時空間変化を正確に再現し、馬蹄形渦および後流渦の構造特性を究明するために必要な精度を有することが検証された。
- 2) 振動流速が最大となる位相の馬蹄形渦に関して、 KC 数の変化が渦の存在の有無、渦形状、内部流速および渦度分布に及ぼす影響を数値的に解析した。さらに、一方向流場で形成される馬蹄形渦とは形成過程が異なる馬蹄形渦が高 KC 数領域で存在することを明らかにした。
- 3) 馬蹄形渦下の底面に作用するせん断力を算出し、 KC 数の増加による剥離点の移動やせん断力値の変化を示した。また、 KC 数に代わるパラメータとして水粒子の無次元移動距離を用いて、急発進する円柱前面に形成される馬蹄形渦の発達過程と KC 数に対する振動流中の馬蹄形渦の形状特性とを関連付けた。
- 4) 底面近傍における後流渦の内部流速、底面せん断力の最大値およびその KC 数に対する変化を解析し、さらに、後流渦に伴う流れと底面せん断力との関係について検討した。その結果、渦放出のな

い低 KC 数領域では、水平2次元流速分布に対応した底面せん断力が発生すること、渦放出を伴う KC 領域では、渦周辺で形成される鉛直方向流れが底面せん断力の増加に大きな影響を及ぼすことが明らかになった。

謝辞：本研究の実験に関して有益なご助言頂いた斎藤武久講師(金沢大学)に、謝意を表す。

参考文献

- 1) Niedoroda, A.W. and Dalton, C. : A review of the fluid mechanics of ocean scour, *Ocean Eng.*, Vol.9, No.2, pp.159-170, 1982.
- 2) 土木学会海岸工学委員会研究現況レビュー小委員会：構造物およびその周辺海底地盤の挙動、海岸波動、第4章、pp.496-506, 1993.
- 3) Sumer, B.M. and Fredsoe, J. : *Hydrodynamics around cylindrical structures*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. pp.530, 1997.
- 4) Whitehouse, R. : *Scour at marine structures – A manual for practical applications*. London: Thomas Telford, pp.198, 1998.
- 5) Sumer, B.M. and Fredsoe, J. : Wave scour around structures, *Advances in coastal and ocean engineering*, Vol.4, pp.191-249, 1999.
- 6) 宇民 正：層流実験に基づく橋脚前面の局所流の研究、土木学会論文集、第228号、pp.65-76, 1974.
- 7) Baker, C.J. : The laminar horseshoe vortex, *J. Fluid Mech.*, Vol.95, part 2, pp.347-367, 1979.
- 8) Baker, C.J. : The position of points of maximum and minimum shear stress upstream of cylinders mounted normal to flat plates, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.18, pp.263-274, 1985.
- 9) Seal, C.V., Smith, C.R. Akin, O. and Rockwell, D. : Quantitative characteristics of a laminar, unsteady necklace vortex system at a rectangular block-flat plate juncture, *J. Fluid Mech.*, Vol.286, pp.117-135, 1995.
- 10) Graf, W.H. and Yulistiyanto, B. : Experiments on flow around a cylinder; the velocity and vorticity fields, *Journal of Hydraulic Research*, Vol.36, No.4, 1998.
- 11) Visbal, M.R. : Structure of laminar juncture flows, *AIAA Journal*, Vol.29, No.8, pp.1273-1282, 1991.
- 12) Deng, G.B. and Piquet, J. : Navier-Stokes computations of horseshoe vortex flows, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol.15, pp.99-124, 1992.
- 13) Roulund, A., Sumer, B.M. and Fredsoe, J. : 3D mathematical modelling of scour around a circular pile in current. In

- Jayawardena, Lee & Wang(eds), *River Sedimentation; Proc. 7th intl symp. on river sedimentation*, 16-18 December 1998, Hong Kong, China, Rotterdam: Balkema, 1998.
- 14) 小林智尚：波動場における直立円柱まわり底面近傍の流れに関する実験的研究，海岸工学論文集，第37巻，pp.446-450, 1990.
- 15) Sumer, B.M., Christiansen, N. and Fredsoe, J.: The horseshoe vortex and vortex shedding around a vertical wall-mounted cylinder exposed to waves, *J.Fluid Mech.*, Vol.332, pp.41-70, 1997.
- 16) Kobayashi, T. : Three-dimensional analysis of flow around a vertical cylinder on scoured bed, *Proc. 23th Coastal Eng. Conf.*, pp.3482-3495, 1992.
- 17) Maull, D.J. and Milliner, M.G. : Sinusoidal flow past a circular cylinder, *Coastal Engineering*, Vol.2, pp.149-168, 1978.
- 18) Williamson, C.H.K. : Sinusoidal flow relative to circular cylinders, *J.Fluid Mech.*, Vol.155, pp.141-174, 1985.
- 19) Justesen, P. : A numerical study of oscillating flow around a circular cylinder, *J. Fluid Mech.*, Vol.222, pp.157-196, 1991.
- 20) 石田 啓，由比政年，榎田真也，平川真史：正弦振動流中に設置された直立円柱周辺の3次元流体場の数値解析，海岸工学論文集，第46巻，pp.801-805, 1999.
- 21) 石田 啓，由比政年，榎田真也：波動場における直立円柱周辺の渦構造に関するPIV計測，海岸工学論文集，第47巻，pp.771-775, 2000.
- 22) Yuhi, M., Ishida, H. and Umeda, S. : A numerical study of sinusoidal oscillatory flows around a vertical wall-mounted circular cylinder, *Coastal Engineering Journal*, Vol.41, pp.225-246, 2000.
- 23) Harlow, F.H. and Welch, J.E. : Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface, *Physics of Fluids.*, Vol.8, No.12, pp.2182-2189, 1965.
- 24) Kawamura, T. and Kuwahara, K. : Computation of high Reynolds number flow around a circular cylinder with surface roughness, *AIAA paper-84-0340*, 1984.
- 25) 数値流体力学編集委員会：非圧縮粘性流体解析，東京大学出版会，pp.330, 1995.
- 26) 岡本孝司，小林敏雄，佐賀徹雄，西尾茂：PIV標準画像の構築（第1報：標準画像生成手法の検討），可視化情報，Vol.17, No.1, pp.167-170, 1997.
- 27) 西尾茂，佐賀徹雄，小林敏雄，岡本孝司：PIV標準画像の構築（第2報：標準画像による解析），可視化情報，Vol.17, No.1, pp.171-174, 1997.
- 28) 石田 啓，由比政年，馬替敏治，榎田真也：正弦振動流中に設置された円柱に作用する流体力および周辺の流況に関する数値解析，日本海域研究所報，第31号，pp.135-153, 2000.
- 29) 由比政年，石田 啓，榎田真也：正弦振動流中に設置された円柱に作用する流体力特性の数値解析，海岸工学論文集，第45巻，pp.738-740, 1998.

(2001. 1. 9受付)

THE HORSESHOE VORTEX AND LEE WAKE VORTICES AROUND A VERTICAL CIRCULAR CYLINDER IN OSCILLATORY FLOW

Hajime ISHIDA, Shinya UMEDA and Masatoshi YUHI

This paper has presented the results of numerical and experimental investigations on the flow fields around the base of a vertical circular cylinder subjected to the oscillatory flow. The calculated results from the three-dimensional unsteady Navier-Stokes equation have shown that the development of horseshoe vortex and lee-wake vortices governed by the Keulegan-Carpenter number agree reasonably well with those measured by Particle Image Velocimetry (PIV). Detailed analysis of numerical simulations has indicated that the horseshoe vortex exhibits a unique flow pattern which is different from the vortex topology in steady flow fields. The characteristics of lee-wake vortices near the bed and the bed shear stress beneath those vortices have been investigated in detail.