

均匀来流中横向振动圆柱近迹涡结构的数值模拟¹⁾

陆夕云 童秉纲 庄礼贤 尹协远

(中国科学技术大学近代力学系, 合肥 230026)

提要 从涡量流函数形式的 N-S 方程出发, 在不同的振动频率、振幅及 Re 数下数值研究了均匀来流中横向振动圆柱粘性绕流的涡脱泻现象. 着重探讨了近迹复杂的涡结构及其非定常演化过程, 以及它们对物体受力特性的影响, 并首次成功地模拟了近年来实验研究中所发现的一些重要的流动现象, 如相位“开关”现象 (phase switch phenomena) 及复杂涡结构 (complex vortex structure), 等等. 通过数值模拟, 不仅能够再现实验研究中所发现的一些重要的流动现象, 还可进一步预示某些新的流动现象, 使数值计算起到与实验研究相辅相成的作用.

关键词 非定常流, 涡运动, 分离流, 振动流动

一、引 言

振动物体粘性绕流问题具有强烈的应用背景及重要的学术研究价值, 早就为流体工作者所关注. 近二十年来, 由于海洋工程和风工程等实际应用的需要, 加之实验技术的提高及计算流体力学的发展, 使得以钝体分离流和涡旋运动为主要特征的振动绕流研究成为现代流体力学发展的一个挑战性问题. 这里仅简要回顾一下近年来均匀来流中振动圆柱粘性绕流问题在数值分析及实验研究方面的一些新进展.

在数值计算方面, 由于要考虑长时间的历史效应和实时的精确性, 需要大的计算机内存和机时. 因此, 与实验研究相比, 数值计算的研究工作相对较少. 主要的工作有: Chang^[1] 从涡量流函数形式的 N-S 方程出发, 数值模拟了振动频率 $f_e/f_o = 2$ 附近时流向振动圆柱的涡结构及物体的受力; Hurlbut^[2] 采用 MAC 方法数值研究了小幅振动及低 Re 数 ($Re \leq 100$) 下振动圆柱绕流的受力特性; Lecointe^[3] 也采用 ADI 方法数值计算了圆柱起动及振动的粘性绕流问题. 另外, Karniadakis 等人^[4] 用谱元法研究了圆柱尾迹的流动特性. 这些数值研究都主要侧重于研究振动物体所受到的流体作用力, 而未对近迹涡结构予以较多重视.

在实验研究方面, 从六、七十年代起, 这方面已进行了大量的研究工作. 早期的许多研究工作主要侧重于研究振动物体所受到的流体动力, 多数集中在“锁定”(Lock-in) 区域附近和较小的无量纲振幅范围内, 虽对“锁定”现象给出了较好的描述, 然

¹⁾ 国家自然科学基金资助项目.

本文于 1992 年 9 月 26 日收到第一稿, 1993 年 1 月 29 日收到修改稿.

而关于这一重要的非线性问题的物理机理尚不清楚. 由于近年来流动显示技术的提高, 人们已将目光转移到研究物体的近迹涡结构及其非定常演化过程上, 并从研究近迹流场的不稳定性出发探讨其物理机理. 近期代表性工作有: Griffin^[5], Williamson 和 Roshko^[6], 以及 Ongoren 和 Rockwell^[7,8] 等分别实验研究了均匀来流中圆柱的横向振动、流向振动及交叉振动问题. 对于横向振动圆柱而言, 研究中发现了两类重要的流动现象: 一是初始涡脱落的相位“开关”现象. 流动显示发现当圆柱的振动频率 f_e/f_o (f_e 为圆柱的振动频率, f_o 为圆柱定态绕流涡脱落的自然频率) 在 1 附近时, 初始涡的脱落相位会发生突然的转换, 它被 Ongoren 和 Rockwell^[7] 称之为相位“开关”现象. 另一是复杂涡结构的分类. Williamson 和 Roshko^[6] 的实验研究中发现, 在一个更广的频率比和振幅范围内, 尾迹呈现出更加丰富多彩的旋涡结构和复杂的演化过程, 他们并将其分类成多种模态, 如 $2S$, $2P$, $P+S$ 等模态.

正是在上述实验研究的新进展激励下, 通过数值计算作了进一步深入探讨, 成功地数值模拟了均匀来流中横向振动圆柱绕流的一些重要的流动现象, 诸如初始涡脱落的相位“开关”现象、涡模态的转换, 以及多种复杂的涡结构的演化, 并在较大的振动频率及振幅范围内预示了一些新的流动现象. 还根据大量的算例, 在振动频率-振幅 (f_e-A_e) 平面内给出了涡结构的分区图, 与已有的实验结果相比, 符合良好. 此外, 本文作者在文 [9] 中还数值研究了均匀来流中流向振动及交叉振动圆柱的近迹涡结构.

二、控制方程

从极坐标系 (r, θ) 下涡量流函数形式的 N-S 方程出发, 经过如下变换

$$r = Re^{\pi\xi} \quad \theta = \pi\eta \quad (1)$$

并采用来流速度 U_o 及圆柱半径 R 对 N-S 方程无量纲化, 可得到曲线坐标系 (ξ, η) 下无量纲形式的 N-S 方程为

$$J(\xi, \eta) \frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \eta} \omega \right) - \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \xi} \omega \right) = \frac{2}{Re} \nabla^2 \omega \quad (2)$$

$$\nabla^2 \psi = \omega / J(\xi, \eta) \quad (3)$$

这里 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2}$; Reynolds 数 $Re = \frac{2RU_o}{\nu}$, ν 为运动粘性系数; $J(\xi, \eta)$ 为坐标变换的 Jacobian, $J = \pi^2 e^{2\pi\xi}$. 相应的边界条件为

物面上 ($\xi = 0$):

$$\psi = \frac{\partial \psi}{\partial \xi} = 0 \quad (4)$$

远场条件为

$$\frac{\partial \psi}{\partial \xi} = 2\pi \text{ch}(\pi\xi) \sin(\pi\eta) + 2\pi U_o \text{ch}(\pi\xi) \cos(\pi\eta) \quad (5a)$$

$$\left. \begin{array}{ll} \omega = 0 & \text{进口条件} \\ \frac{\partial \omega}{\partial \xi} = 0 & \text{出口条件} \end{array} \right\} \quad (5b)$$

这里: $U_e(t) = -2\pi f_e A_e \sin(2\pi f_e t)$, f_e , A_e 分别表示圆柱的振动频率及振幅.

三、数值方法

方程 (2) 中的对流项采用三阶偏心格式离散, 粘性项及其它一阶导数项均采用二阶中心格式进行离散. 这里以方程 (2) 中的对流项 $\frac{\partial}{\partial \xi}(\frac{\partial \psi}{\partial \eta} \omega)$ 为例进行说明. 为方便起见, 令 $u = \frac{\partial \psi}{\partial \eta}$, 则采用三阶偏心格式的离散形式^[10]

$$\frac{\partial}{\partial \xi}(u\omega) = \begin{cases} [u_{i+2,j}\omega_{i+2,j} - 2u_{i+1,j}\omega_{i+1,j} + 9u_{i,j}\omega_{i,j} \\ -10u_{i-1,j}\omega_{i-1,j} + 2u_{i-2,j}\omega_{i-2,j}]/6\Delta\xi, u_{i,j} > 0 \\ [-2u_{i+2,j}\omega_{i+2,j} + 10u_{i+1,j}\omega_{i+1,j} - 9u_{i,j}\omega_{i,j} \\ +2u_{i-1,j}\omega_{i-1,j} - u_{i-2,j}\omega_{i-2,j}]/6\Delta\xi, u_{i,j} < 0 \end{cases} \quad (6)$$

$$u_{i,j} = \frac{\partial \psi}{\partial \eta}|_{i,j} = \frac{\psi_{i,j+1} - \psi_{i,j-1}}{2\Delta\eta} \quad (7)$$

这里下标 i, j 分别表示网格节点号; $\Delta\xi, \Delta\eta$ 分别表示 ξ, η 方向的网格步长.

方程 (2) 中的时间导数采用两步预估校正法求解. 假设经过空间离散后, 方程 (2) 总可写成如下形式

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = F_{i,j} \quad (8)$$

预估步采用二阶精度的 Adams-Bashforth 格式离散

$$\omega_{i,j}^p = \omega_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{2}(3F_{i,j}^n - F_{i,j}^{n-1}) \quad (9a)$$

式中上标表示时间层次. 校正步采用如下形式

$$\omega_{i,j}^{n+1} = \omega_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{12}(5F_{i,j}^p + 8F_{i,j}^n - F_{i,j}^{n+1}) \quad (9b)$$

这里 F^p 表示采用预估步的值计算. 可以证明, 这一格式具有三阶精度.

涡量流函数所满足的 Poisson 方程 (3) 采用快速解法 (FFT) 求解. 此外, 通过求解压力 Poisson 方程来计算物体受力特性. 这时物面及远场条件分别采用 Neumann 条件及 Dirichlet 条件求解.

四、计算结果及讨论

为了验证计算结果的收敛性及精确性, 采用加密网格 (周向及径向网格数分别为 64×64 , 128×128 , 256×256) 及减小时间步长 ($\Delta\tau = 0.05, 0.0025, 0.00125$) 的试验方法进行了比较性验证, 结果表明在各种步长下的计算结果十分相近. 采用 128×128 的计算网格, 时间步长均取为 0.0025 进行了计算. 计算域的最大远场位置为 25 倍的圆柱直径处.

首先计算圆柱的定态绕流问题, 例如当 $Re = 1000$ 时, 由圆柱的升阻力系数随时间的变化曲线可知, 涡的脱泻频率 (Strouhal 数) 为 0.22, 与实验值 0.20^[7] 较为相近.

1. 初始涡脱落的相位“开关”现象

图 1 中给出了振动频率为 $0.85 \leq f_e/f_0 \leq 1.2$ 、振幅 $A_e = 0.22$ 及 $Re = 1000$ 时圆

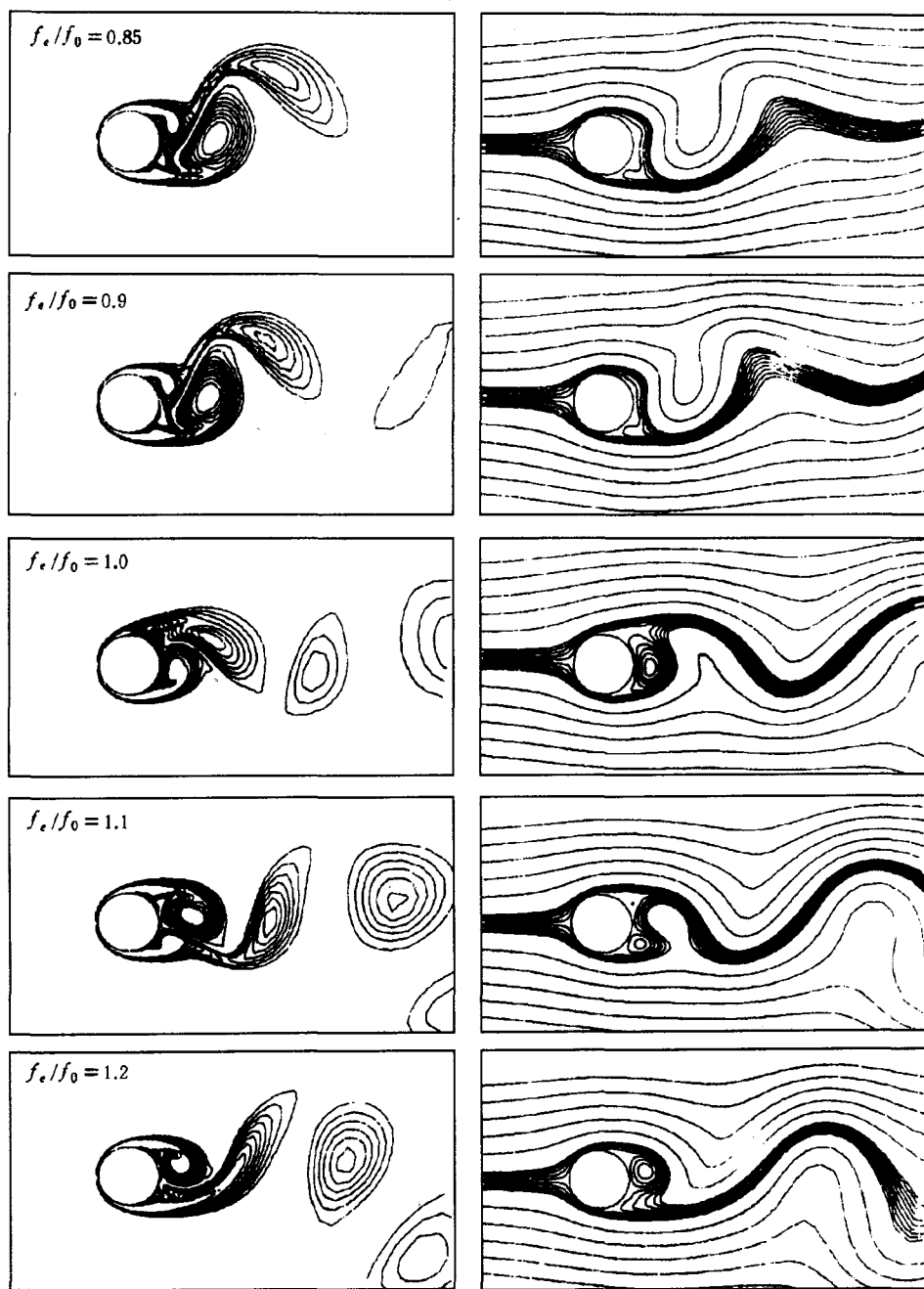


图 1 初始涡脱落的相位“开关”现象

Fig.1 Switch in the phase of initial vortex shedding

柱近迹流场的等涡量线及流线图,所有的图都是当圆柱处于相同的振动相位(最下方)时画出的.比较这些图可以看出当 f_e/f_o 从 0.85 接近 1.0 时初始涡的长度变小.在超过 $f_e/f_o = 1.0$ 以后,初始涡脱落的相位发生了突然的转换,原来从圆柱下侧脱泻的涡这时变成从圆柱上侧脱泻.这种初始涡脱落的相位的突然转换被 Ongoren 和 Rockwell^[7] 称之为相位“开关”现象,在文 [7] 中给出了详细的描述.此外,通过计算圆柱的受力特性可知,这时由于初始涡脱落相位的突然转换,导致了物体的侧向力也发生突变.由此表明,近迹涡结构及其非定常演化过程直接影响着物体所受的流体动力,因而可以从研究近迹涡结构入手来探讨物体受力发生突变的内在机制.

值得提出的是,进一步的数值研究表明,当振动幅增大到 0.6 左右时,这种“开关”现象就不再存在.但这种特性还未见报导,有待于进一步的实验研究加以证实.

2. 复杂涡结构的分类

Williamson 和 Roshko^[6] 根据实验结果把涡结构划分成 $2S$, $2P$, $P+S$ 等模态.根据数值结果(多个振动周期后进入稳态的结果)在 f_e-A_e 相平面上给出了当 $Re \leq 1000$ 时这些涡模态分区图(见图 2),与实验结果^[6] 相比,两者定性上一致.这里所谓的 $2S$ 模态是指每个振动周期内向下游脱泻正反向两个涡,形成的尾迹结构类似于 Karman 涡街; $2P$ 模态是指每个振动周期形成两对涡; $P+S$ 模态指尾迹中形成一个涡对(P)及一个单独的涡(S).下面将分别讨论这些模态.

1) $2S$ 模态

在图 3 中给出 $f_e/f_o = 1.0$, $Re = 400$, $A_e = 0.5$ 时近迹流场的等涡量线及流线图.从图中可以看出,在每个振动周期内脱落两个符号相反的涡,类似于 Karman 涡街,但此时尾涡宽度要比 Karman 涡街窄,几乎排列成一条直线.这是典型的 $2S$ 模态,与文 [6] 的实验结果一致.这时圆柱的升阻力系数的变化曲线的变化规律为每个周期内升力形成一个峰值,而阻力有两个峰值.

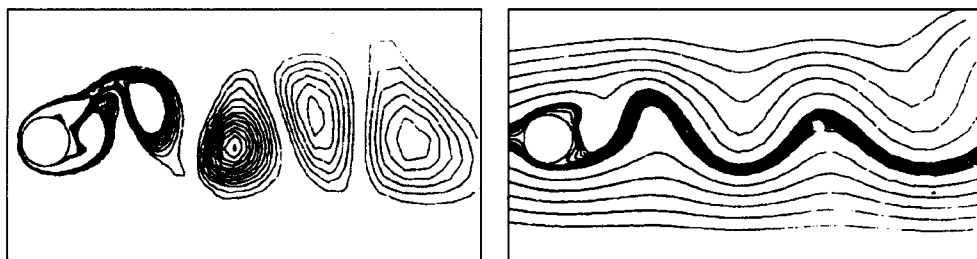


图 3 近迹流场的 $2S$ 模态 ($f_e/f_o = 1.0$, $Re = 400$, $A_e = 0.5$)

Fig.3 $2S$ mode in the near wake ($f_e/f_o = 1.0$, $Re = 400$, $A_e = 0.5$)

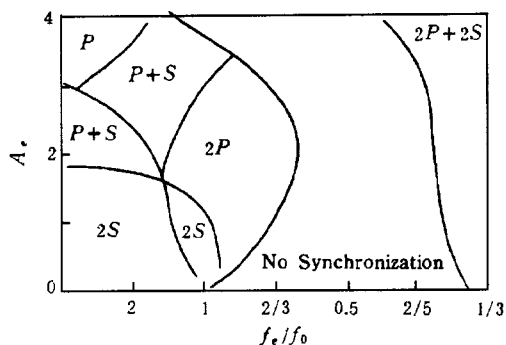


图 2 振动频率 f_e -振幅 A_e 相平面上涡模态分区图

Fig.2 Map of vortex synchronization regions in the frequency f_e and amplitude A_e plane

2) $2P$ 模态

在图 4(b,c) 中给出了 $f_e/f_o = 1.0$, $A_e = 1.0$, $Re = 1000$ 在一个振动周期内涡结构的形成过程. 当圆柱向上运动时, 从圆柱上侧脱泻出两个顺时针向的旋涡 B_1 , B_2 , 其中的涡 B_1 与上个周期脱落的顺时针向涡 A_2 配对 (P); 当圆柱向下运动时, 则从圆柱下侧脱泻出两个反时针向旋涡 C_1 , C_2 , 且反时针向旋涡 C_1 与顺时针向旋涡 B_2 相互配对 (P) 向下游运动, 这时的旋涡 C_1 , C_2 会演化成对应于上一个周期的旋涡 A_1 , A_2 . 因而, 在每个振动周期内, 从圆柱上下两侧分别脱落下四个 (两正、两负) 旋涡, 并在近迹流场演化成两个涡对 ($2P$), 形成所谓的 $2P$ 模态. 在图 5 中还给出了圆柱升阻力系数的变化曲线.

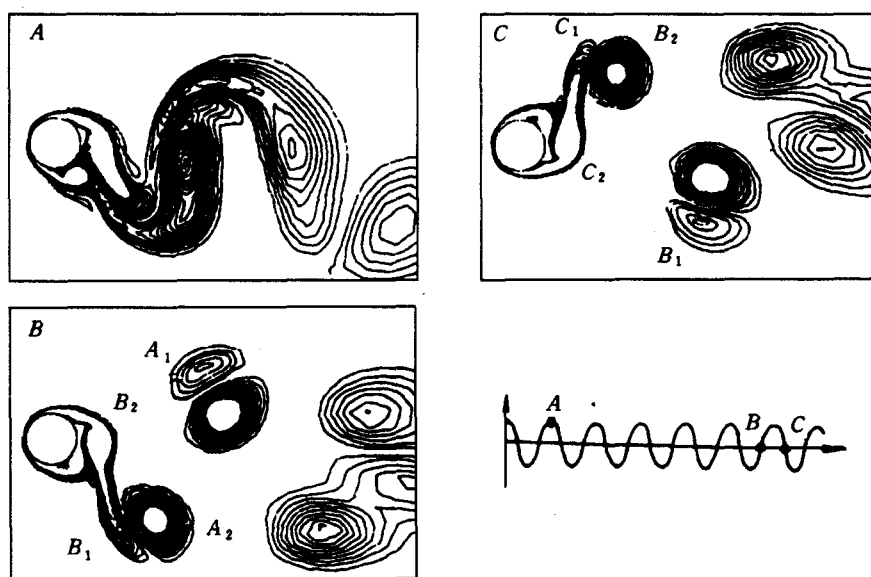


图 4 近迹流场的 $2S$ 模态及 $2P$ 模态 ($f_e/f_o = 1.0$, $A_e = 1.0$, $Re = 1000$)

Fig.4 $2S$ and $2P$ modes in the near wake ($f_e/f_o = 1.0$, $A_e = 1.0$, $Re = 1000$)

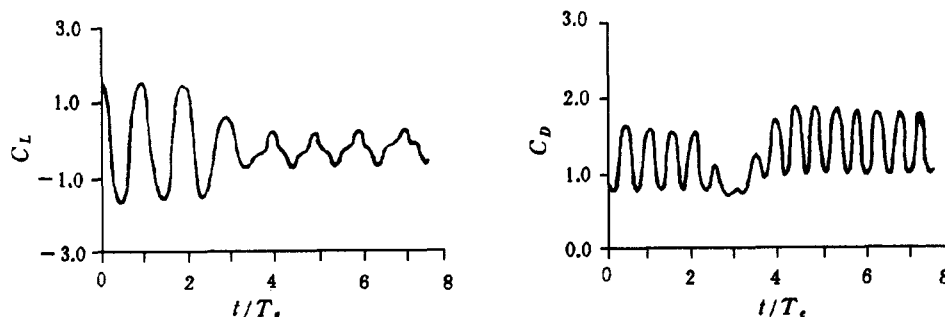


图 5 圆柱升阻力系数随时间的变化曲线

Fig.5 Force coefficient curves

3) $P + S$ 模态

图 6($f_e/f_o = 0.75$, $A_e = 2.0$, $Re = 400$) 给出了一个周期内 $P + S$ 模态的形成过程. 在图 6a 中涡 B (顺时针向) 从圆柱脱落, 当圆柱向下运动到位置 2 时, 由于涡 B

的诱导作用将涡 C 撕裂成 C_1 及 C_2 , 同时涡 B 和涡 C_1 配对 (图 6b). 当圆柱向上运动到位置 3 时, 涡 C_2 从圆柱上脱落, 形成一个单涡, 在图 6c 中明显地看出 $P+S$ 结构. 在下一个周期中涡 C_2 就相当于图 6a 中的涡 A , 图 6d 中的涡 D 相当于图 6a 中的涡 B . 此外, 在图 7 中还给出了圆柱的升阻力系数的变化曲线.

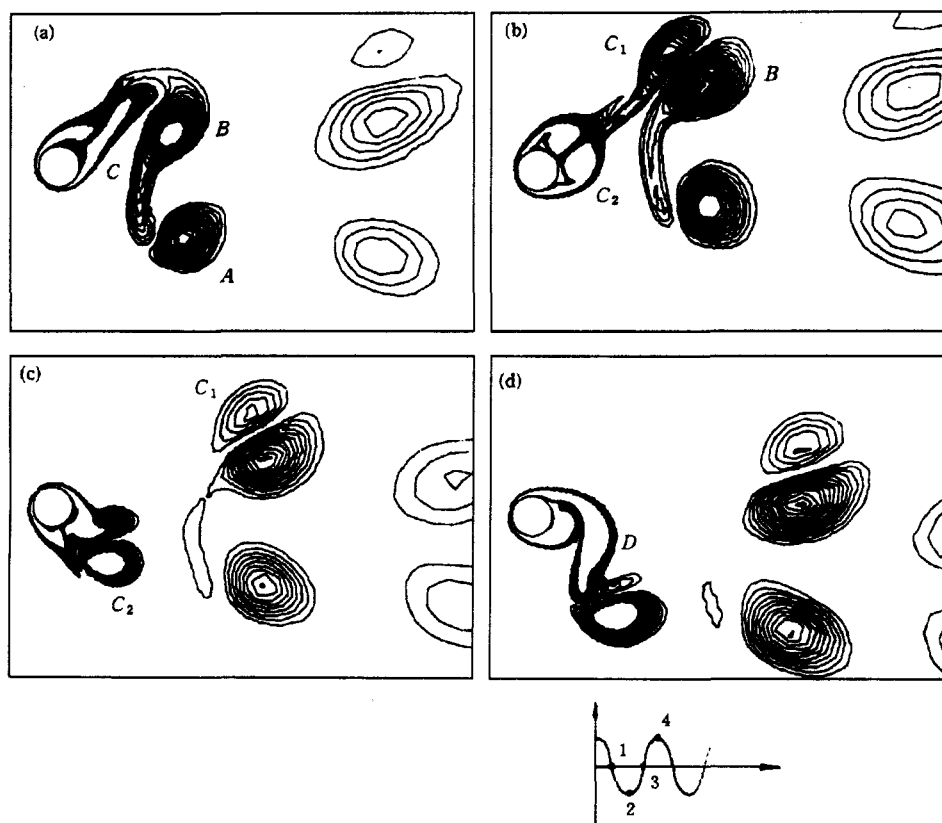


图 6 近迹流场的 $P+S$ 模态 ($f_e/f_o = 0.75$, $A_e = 2.0$, $Re = 400$)

Fig.6 $P+S$ mode in the near wake ($f_e/f_o = 0.75$, $A_e = 2.0$, $Re = 400$)

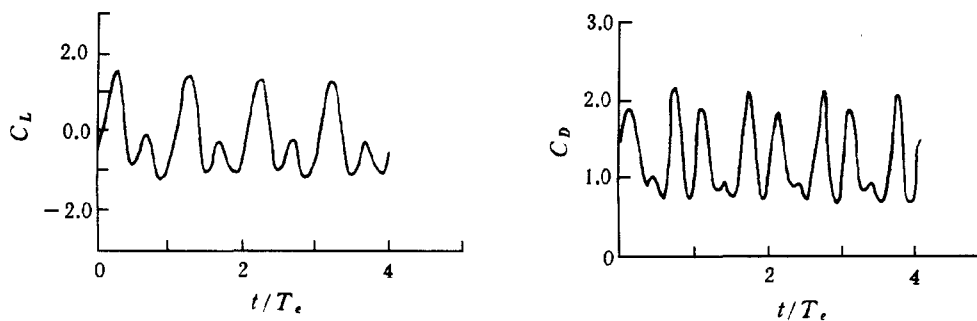


图 7 圆柱升阻力系数随时间的变化曲线

Fig.7 Force coefficient curves

4) 近迹中的其它涡模态

当圆柱作亚谐振振动时, 在尾迹中将出现一些新的涡结构. 但一些实验结果彼此存在争议. 例如, Ongoren 和 Rockwell^[7] 的实验结果表明, 当 $1/2$ 阶亚谐振振动时存在锁定现象, 而 $1/3$ 阶亚谐振振动时则不存在这种现象; 而 Williamson 和 Roshko^[6] 及 Durgin 等人^[11] 的实验结果恰好与之相反, 即 $1/3$ 亚谐振振动时存在锁定现象. 选择了多个不同的计算参数, 计算结果表明, $1/3$ 亚谐振振动时出现锁定现象, 每个周期内交替脱落六个涡, 形成 $2P+2S$ 模态. 另一方面, 在超谐振振动时, 计算了 $f_e/f_o = 2, 3, 4$ 及不同的振幅和 Re 数, 结果表明尾迹中形成的小涡很快合并, 合并后的大涡逐步演化成为类似于 Karman 涡街的涡结构. 这里仅以其中的几个算例简要讨论亚谐及超谐振振动时流场的近迹涡结构.

(1) $f_e/f_o = 1/2, 1/3$ 的亚谐振振动情况

在 $1/2$ 亚谐振振动时, 计算了几个不同振幅及 Re 数, 结果表明, 都不存在同步现象.

关于 $1/3$ 亚谐振振动问题, 涡的脱泻与圆柱的振动之间具有同步效应, 涡的脱落周期与振动周期一致. 在图 8 中给出了 $f_e/f_o = 1/3, A_e = 1.5, Re = 1000$ 时一个振动周期内涡的形成、发展及脱落过程. 这时从圆柱两侧交替脱落六个涡, 当圆柱振动到最大 (见图 8c) 及最小振幅 (见图 8a) 处时, 脱落的正反向涡都分别形成一个涡对 (P); 当圆柱振动到平衡位置时 (见图 8b, 8d), 则都分别形成一个单个的涡 (S). 因而,

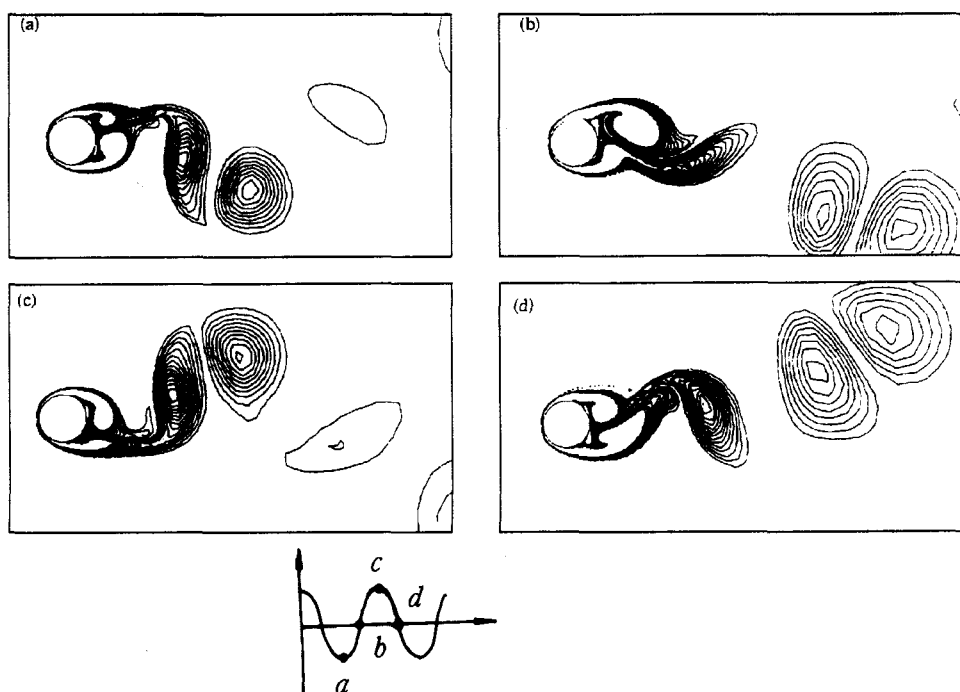


图 8 $1/3$ 亚谐振振动时的 $2P+2S$ 涡结构 ($f_e/f_o = 1/3, A_e = 1.5, Re = 1000$)

Fig.8 $2P+2S$ mode for a $1/3$ -subharmonic oscillation ($f_e/f_o = 1/3, A_e = 1.5, Re = 1000$)

在一个振动周期内形成两个涡对 ($2P$) 及两个正反向的单个旋涡 ($2S$), 即所谓的 $2P+$

2S 模态. 在 $2P + 2S$ 模态的区域内, 本文计算结果表明近迹涡结构在 $Re \leq 1000$ 的范围内不随 Re 数发生变化.

(2) $f_e/f_o = 2, 3, 4$ 的超谐振振动情况

在图 9 中给出了 $f_e/f_o = 2.0$, $A_e = 1.0$, $Re = 400$ 时流场的涡结构. 由于此时的振动频率较高, 在每个振动周期内从物面脱落的正反向旋涡很快与流场中历史遗留的涡结构发生合并, 合并后的涡逐步演化成类似于 Karman 涡街的结构向下游运动. 对于 $f_e/f_o = 3, 4$ 等高谐振动的绕流也有类似的涡结构.

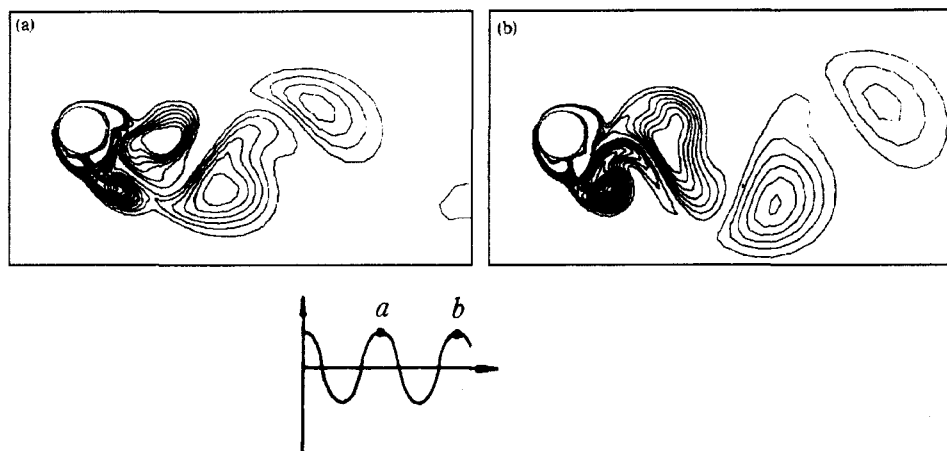


图 9 超谐振振动时流场的涡结构 ($f_e/f_o = 2.0$, $A_e = 1.0$, $Re = 400$)

Fig.9 Vortex formation for a superharmonic oscillation ($f_e/f_o = 2.0$, $A_e = 1.0$, $Re = 400$)

3. 模态的转换

1) 在分区边界附近涡模态的转换

在一定的条件下涡模态有可能相互转换. 图 4 中给出了 $2S$ 及 $2P$ 分区边界附近的振动参数 ($f_e/f_o = 1.0$, $A_e = 1.0$) 在几个不同时刻的等涡量线. 在最初几个周期内, 近场涡结构为 $2S$ 模态, 但这又与上述的 $2S$ 模态有所不同, 这时每个周期内脱落四个涡, 且同向涡很快合并, 而不是每个周期只形成两个涡的那类 $2S$ 模态 (图 3), 这两种不同特性的 $2S$ 模态在文 [6] 的实验研究中都得以证实. 经过若干个周期后, 涡结构发生显著跃变, 从 $2S$ 模态转换成 $2P$ 模态. 事实上这种模态的转换特性正是反映了涡模态的竞争过程. 由图 5 给出的升阻力系数的变化曲线表明, 近迹涡结构的变化将直接影响着物体的受力状况.

2) 不同 Re 数所引起的涡模态变化

计算结果表明, 在分区图 $2P$ 区中, 其涡结构还依赖于 Re 数而发生变化. 在低 Re 数 ($Re \leq 400$) 时, 尽管选择的参数在 $2P$ 区内, 但近迹涡结构却是 $P + S$ 模态见 (图 6). 而当计算参数选择在 $P + S$ 区内, 计算表明涡模态在 $Re \leq 1000$ 时不随 Re 数变化, 即这时流场涡结构都是 $P + S$ 模态.

比较 $2P$ 模态 (图 4) 及 $P + S$ 模态 (图 6) 的涡结构, 不难发现, 当圆柱向上运动时, 从圆柱上侧脱落的顺时针向涡受到流场中遗留的涡结构 (主要是反时针向涡

结构) 的诱导, 一旦脱落的涡被撕裂成两个涡, 则流场涡结构将形成 $2P$ 模态, 否则为 $P+S$ 模态. 从圆柱脱落的涡能否被撕成两个涡, 这与流场中的近迹涡结构及涡的强度密切相关, 因而可以通过研究近迹流场的涡结构及涡强度来探讨不同 Re 数下 $2P$ 模态及 $P+S$ 模态形成的内在机制.

五、结 论

数值研究均匀来流中横向振动圆柱的粘性绕流问题, 在一个较大的振幅及频率范围内成功地模拟了实验研究中所发现的一些重要的流动现象, 并预示了一些新的涡结构. 系统地研究了振动频率比 (f_e/f_o)、振幅 (A_e)、以及 Re 数等参数对物体的受力、流场涡结构及其非定常演化过程的影响. 主要结论有

(1) 在一个较宽的频率比 (f_e/f_o) 和振幅 (A_e) 范围内, 成功地再现了实验研究中发现的一些复杂的涡结构, 如 $2S$, $2P$, $P+S$, $2P+2S$ 等模态, 并给出了在 f_e/f_o - A_e 相平面内涡脱落的分区图.

(2) 首次成功地数值模拟了初始涡脱落的相位“开关”现象. 在小幅振动时, 在 $f_e/f_o = 1$ 附近, 出现初始涡脱落的相位“开关”现象, 随着振幅的增大, 这种现象将会消失. 另外, “开关”现象还会引起物体受力特性的变化.

(3) 流场近迹涡结构不仅取决于振动的频率及振幅, 而且与 Re 数密切相关. 同时, 流场近迹涡结构的变化直接影响物体的受力特性.

参 考 文 献

- [1] Chang K and Sa J. Patterns of Vortex Shedding from an Oscillating Circular Cylinder. AIAA 90-0696, 1990
- [2] Hurlbut SE, et al. Numerical Solution for Laminar Two Dimensional Flow about a Cylinder Oscillating in a Uniform Stream. *ASME J Fluids Eng*, 1982, 104:214-222
- [3] Lecointe Y and Piquet J. On the Use of Several Compact Methods for the Study of Unsteady Incompressible Viscous Flow around Circular Cylinders. *Computers and Fluids*, 1984, 12:255-280
- [4] Karniadakis G Em and Triantafyllou GS. Frequency Selection and Asymptotic States in Laminar Wake. *J Fluid Mech*, 1989, 199:441-469
- [5] Griffin OM. Flow Similitude and Vortex Lock-on in Bluff-Body Wakes. *Phys Fluids A*, 1989, 1(4):697-703
- [6] Williamson CHK and Roshko A. Vortex Formation in the Wake of an Oscillating Cylinder. *J Fluids Structures*, 1988, 2:355-381
- [7] Ongoren A and Rockwell D. Flow Structure from an Oscillating Cylinder. Part I: Mechanisms of Phase Shift and Recovery of the Near-Wake. *J Fluid Mech*, 1988, 191:197-223
- [8] Ongoren A and Rockwell D. Flow Structure from an Oscillating Cylinder. Part II: Mode Competition in the Near-Wake. *J Fluid Mech*, 1988, 191:225-245
- [9] 陆夕云, 非定常流动的数值模拟研究. 中国科学技术大学博士论文, 1992
- [10] Kawamura T and Kuwahara K. Computation of High Reynolds Number Flow around a Circular Cylinder with Surface Roughness. AIAA 84-0340, 1984
- [11] Durgin WW, March PA and Lefebvre PJ. Lower Mode Response of Circular Cylinder in Cross-Flow. *ASME J Fluids Eng*, 1980, 102:183-190

NUMERICAL SIMULATION OF THE VORTEX STRUCTURES OF A CIRCULAR CYLINDER OSCILLATING TRANSVERSELY IN UNIFORM FLOWS

Lu Xiyun Tong Binggang Zhuang Lixian Yin Xieyuan

(*Department of Modern Mechanics, University of Science
and Technology of China, Hefei, Anhui 230026, China*)

Abstract Vortex shedding from a circular cylinder oscillating transversely in uniform flows is numerically investigated using the Navier-Stokes equations for different oscillating frequencies, amplitudes and Reynolds numbers. The emphasis of this study is put on the complicated vortex structures in the near wake and their influence on the force on the body. A switch phenomenon in the phase of initial vortex shedding and complex vortex patterns, such as $2S$, $2P$ and $P + S$ etc. modes, near the fundamental lock-in regions are successfully simulated for the first time. A parameter map is designed in the frequency-amplitude plane, indicating the classification of vortex modes in the synchronization regions. The computed results are in good agreement with available experimental visualizations.

Key words unsteady flow, vortex motion, separation flow, oscillatory flow