

均匀流中近壁面垂直流向振荡圆柱水动力特性研究*

陈莹 付世晓[†] 许玉旺 周青 范迪夏

(上海交通大学, 海洋工程国家重点实验室, 上海 200240)

(2012年6月27日收到; 2012年9月24日收到修改稿)

对均匀来流下靠近壁面处在垂直流向做强迫振荡运动的光滑圆柱的水动力特性进行了试验研究. 试验在拖曳水池中进行, 雷诺数为 2×10^5 , 通过采集顺流向和垂直流向的力, 得到了阻力系数、升力系数、相位角等与间隙比、振荡频率和振幅之间的关系. 通过研究得到如下结论: 1) 振荡圆柱的平均阻力系数在近壁面处随间隙比的减小而骤降; 2) 振荡圆柱泄涡受到完全抑制的临界间隙比要小于静止圆柱; 3) 近壁面的存在对振荡圆柱的能量传递有着重要的影响, 自由边界圆柱强迫振荡所得到的水动力系数不能用来预报海底管道的涡激振动; 4) 对于振荡圆柱, 附加质量系数只有在一定的频率范围内才是定值, 且在低频率区域其绝对值随间隙比减小而增大; 5) 圆柱在进行强迫振荡时, 其平均阻力系数、振荡阻力系数和振荡升力系数均随无因次振幅的增加而增大.

关键词: 海底管道, 强迫振荡, 水动力特性, 涡激振动

PACS: 47.10.-g, 47.54.De, 47.85.-g, 47.85.Dh

DOI: 10.7498/aps.62.064701

1 引言

海底管道被广泛应用于海底油气的运输. 但由于铺设过程中海床的不平整、海流和海浪对海床的冲蚀作用或由于管线的变形等原因都可能在海底管道与海底之间产生一定的间隙, 从而发展成悬跨管道. 悬跨的出现使其在海流作用下形成周期性的旋涡脱落, 从而引起涡激振动. 涡激振动是决定海底管道的使用寿命、引发悬跨疲劳失效的主要原因之一. 过去几十年中, 国内外对于涡激振动的研究已取得诸多进展^[1-5].

关于悬跨海底管道的问题, 可以简化为均匀来流下靠近壁面的静止或振荡圆柱的水动力特性问题.

已有许多学者在临界雷诺数下进行过近壁面对静止圆柱水动力特性影响的研究, 如表 1 所示. 总结其研究内容, 主要集中在不同间隙比 G/D (G 为管道底部离海底的距离, D 为管道直径) 和边界层的厚度 δ 时升力、阻力系数的变化关系及泄涡抑制的临界间隙比, 即当圆柱与壁面之间的间隙比

在一定范围内时, 随间隙比减小, 平均阻力快速减小而平均升力增大, 且当间隙比小于某个值时, 圆柱的泄涡将受到抑制.

关于平均阻力骤降问题, Zdravkovich^[6] 发现当圆柱间隙比小于边界层厚度时阻力开始减小, 所以认为阻力变化的主导因素是 G/δ (δ 为底边界层的厚度) 而不是间隙比 G/D . 但 Hiwada 等^[7] 在试验中发现当 $\delta/D = 0.23$ 时, 阻力从 $G/D = 0.5$ 时就开始减小, 而此时圆柱仍在壁面的边界层之外. Buresti 和 Lanciotti^[8] 在不同 δ/D 和雷诺数下试验则得出阻力大小的变化与 G/D 没有单调的变化关系. Lei 等^[9] 对不同间隙比与底边界层厚度 δ 下的圆柱进行了研究, 认为间隙比 G/D 与底边界层的厚度 δ 均对圆柱水动力系数有很大影响, 但没有明确的相关性. Nishino 等^[10] 在试验中将底边界设为与来流速度相同的可运动平板, 从而可忽略底边界层的影响, 在 G/D 从 0.5 减小到 0.35 时仍有阻力减小的现象. 可见, 在平均阻力减小的主导原因问题上仍然存在争议.

而对于圆柱泄涡受到完全抑制的临界间隙比的研究却有着更好的一致性, 大部分研究结果显

* 国家自然科学基金(批准号: 51009088, 51279101)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: shixiao.fu@sytu.edu.cn

示临界间隙比大约为 $G/D < 0.3$, 如 Bearman 和 Zdravkovich^[11], Grass 等^[12], Buresti 和 Lanciotti^[8], Lei 等^[9].

以上研究均是针对静止圆柱进行的, 但在现实中, 当海底管道在海流作用下发生涡激振动时, 其水动力特性及泄涡抑制的临界间隙比都将发生变化, 因此有必要进一步了解振荡圆柱的水动力特性.

在过去的几十年中, 已有许多关于自由边界孤立圆柱强迫振荡试验的研究成果. 早期 Bishop 和 Hassan^[13] 在强迫振荡试验中发现了锁定现象及力与相位角在某一临界频率突变的现象, Wiliiamson^[14] 通过分析振荡圆柱体在不同振荡频率和振幅下的旋涡结构解释了这一现象. Sarpkaya^[15] 在数据分析中, 将升力分解为与速度同相位的分量和与加速度同相位的附加惯性力分量, 利用这种分解方法可以解释在振荡过程中流体与结构物之间的能量转换关系. Gopalkrishnan^[16] 在 MIT 的拖曳水池做了一系列强迫振荡试验, 并将结果绘制成云图, 为 SHEAR7, VIVANA 等半经验模型提供了较为完善水动力系数.

然而, 大部分强迫振荡试验均是针对不考虑近壁面影响的自由边界圆柱的, 关于近壁面圆柱强迫振荡的研究较少. Sumer 等^[17] 对在均匀流和波浪作用下垂流向振荡圆柱在不同的间隙比下水动力特性进行了研究, 发现平均阻力系数和最大升力系数随振荡幅值的增大而显著增加; 平均阻力系数随间隙比减小而减小; 由于壁面的作用, 在 $G/D = 1$ 时升力系数与速度同相位分量与自由边界时不同. Huang 和 Larsen^[18] 使用 LES (large edd simulation) 方法对在不同间隙比下圆柱在同一振荡频率和振幅下强迫振荡时的情况进行了数值模拟, 发现主要是间隙比的减小导致了阻力的突然减小, 且圆柱在

$G/D < 0.3$ 时泄涡并没有得到完全抑制.

综上所述, 现有的关于海底管道水动力特性的研究主要是针对静止圆柱, 缺少关于近壁面振荡圆柱现象与机理的研究. 此外, 现有的水动力系数数据一般都是由自由边界圆柱强迫振荡试验得到的, 缺少用于预报海底管道的涡激振动的水动力系数. 因此进行近壁面圆柱强迫振荡试验对于了解海底管道的水动力特性以及对其涡激振动的预报均有十分重要的意义.

本文在距壁面不同间隙比 G/D 下, 在拖曳水池中对均匀来流下的光滑圆柱进行垂流向强迫振荡试验研究, 并详细分析了各水动力系数随间隙比、振荡频率和振幅变化的规律.

2 试验描述

2.1 试验装置

试验在拖曳水池 (如图 1 所示) 中进行, 水池尺寸为 $192 \text{ m} \times 10 \text{ m} \times 42 \text{ m}$ (长 \times 宽 \times 深), 拖车最大速度为 9 m/s . 试验装置如图 2 所示, 其包括强迫振荡装置、圆柱和平板三部分, 强迫振荡装置悬挂在拖车上, 圆柱安装在其中, 平板通过钢柱悬挂在拖车上且与圆柱的轴线平行.

强迫振荡装置由水平滑轨系统和竖直滑轨系统两部分组成, 可用程序控制伺服电机驱动模型前后或上下滑动.

平板为焊接在骨架上的尺寸为 $2.5 \text{ m} \times 2.4 \text{ m} \times 0.003 \text{ m}$ (长 \times 宽 \times 厚) 的不锈钢板, 通过四根支柱连接在拖车底部. 此外, 在平板的四个角用四根固定在拖车上的钢丝牵引以防止其在水中运动时产生振动.

表 1 近壁面对静止圆柱水动力特性影响的研究总结

参考文献	Re	G/D	δ/D	l/D	主要参数
Roshko 等 ^[9] (1975)	2×10^4	0—6.0	0.5	—	C_D, C_L
Bearman 等 ^[11] (1978)	$2.5 \times 10^5, 4.8 \times 10^4$	0—3.5	0.8	32	C_p, St
Buresti 等 ^[8] (1979)	$8.5 \times 10^4—3 \times 10^5$	0—2.5	0.1	6.6	St
Grass 等 ^[12] (1984)	1785, 3570	0—2.0	0.28, 2.6, 6.0	20	St
Zdravkovich ^[6] (1985)	$4.8 \times 10^4—3 \times 10^5$	0—2.0	0.12—0.97	13.5, 25	C_D, C_L
Hiwada 等 ^[7] (1986)	2×10^4	0—4.0	0.23—2.82	20	C_D, C_L, St
Lei 等 ^[9] (1999)	$1.3 \times 10^4—1.45 \times 10^4$	0—3.0	0.14—2.89	26	$C_p, C_D, C_L, C_{Lrms}, St$
Nishino 等 ^[10] (2007)	$4 \times 10^4—1 \times 10^5$	0.05—2.0	0	8.33	C_D, C_L



图1 拖曳水池整体图

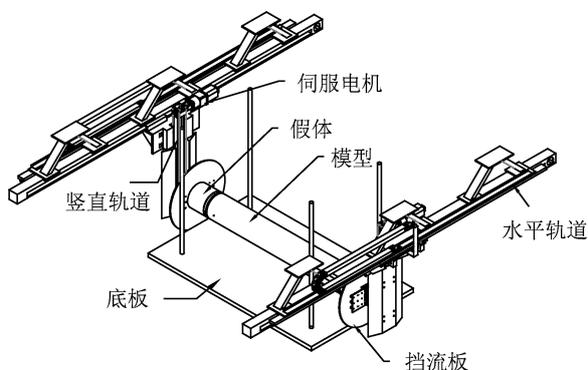


图2 试验装置示意图

2.2 仪器设备

试验中使用三分力仪来测量模型所受的力. 利用伺服电机上的编码器实时记录模型的位移和速度. 图3为除平板外整个试验装置倒置时的照片.

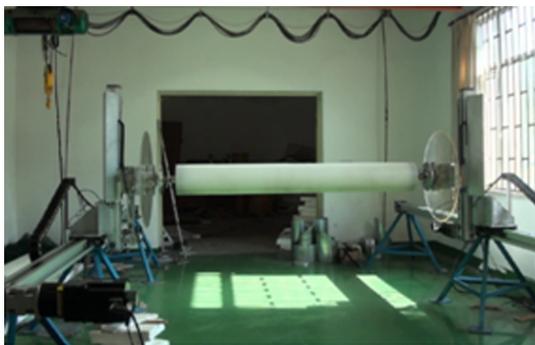


图3 模型与振荡装置整体图

2.3 模型

模型为一个直径 0.25 m, 长 2 m 的光滑聚丙烯圆柱, 长粗比 $L/D = 8$, 在圆柱的两端各安装一个三

分力仪以测量其受到的力, 具体布置如图4所示. 试验中使用了两个方法来消除模型端部连接处的边界效应: 首先, 两端连接处安装了直径为 D 的假体, 以保证圆柱所受的为均匀流, 在圆柱与假体之间有一个很小的 ($< 1 \text{ mm}$) 空隙以保证所测量到的力都是圆柱所受的; 其次, 两块直径为 $3D$ 的有机玻璃圆板分别安装在假体末端, 以消除竖直轨道对流场的影响.

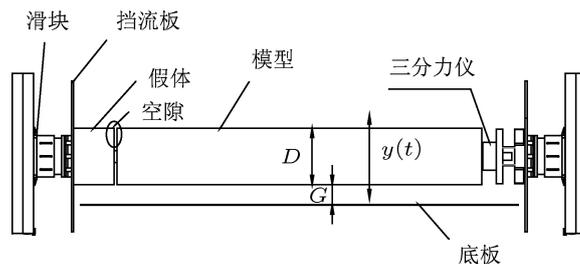


图4 模型布置

2.4 试验内容

为了研究近壁面振荡圆柱的水动力特性, 本试验在间隙比 G/D 分别为 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9 时, 使用 0.1 到 0.24 间的 8 组无因次振荡频率 ($\hat{f}_0 = f_0 D/U$, 其中 f_0 为强迫振荡频率) 及不同的无因次振幅 Y_0 ($Y_0 = A/D$) 对模型进行强迫振荡. 试验中, 拖车速度恒为 0.8 m/s, 与之相对应的雷诺数约为 $Re = 2 \times 10^5$, 各参数及坐标系的示意简图如图5所示, 具体工况如表2所示.

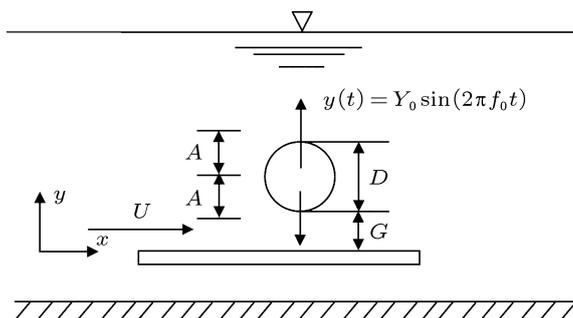
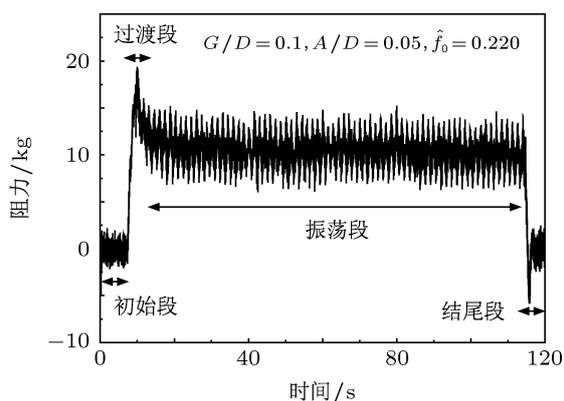


图5 试验中坐标及各参数示意图

每组工况至少采集 120 s 的数据, 其中包括大约 8 s 的初始段, 3 s 的过渡段, 100 s 的振荡段以及 5 s 的结束段. 图6是一个典型的简谐振荡工况阻力时历原始数据 (工况 $G/D = 0.1$, $A/D = 0.05$, $\hat{f}_0 = 0.220$).

表 2 试验工况表

无因次频率	0.10	0.12	0.14	0.16	0.18	0.20	0.22	0.24
G/D	A/D							
0.1	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05
0.3	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25
0.5	0.30/0.45	0.30/0.45	0.30/0.45	0.30/0.45	0.30/0.45	0.30/0.45	0.30/0.45	0.30/0.45
0.7	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30
0.9	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30


 图 6 工况 $G/D=0.1, A/D=0.05$, 无因次频率为 0.22 时阻力时历原始数据

3 基本方程与数据处理

当圆柱受外力在垂直来流方向上做简谐运动时, 其受到的力中同时包含 Strouhal 项与强迫振荡项. 圆柱在垂直来流方向如以下形式运动:

$$y(t) = Y_0 \sin(2\pi f_0 t), \quad (1)$$

其中, Y_0 为振荡振幅, f_0 为振荡频率.

其所受到的垂直来流方向升力可表示为

$$L = L_m + L_o \sin(2\pi f_0 t + \phi_0) + L_s \sin(2\pi f_s t + \phi_s), \quad (2)$$

其中, L_m 为平均升力, L_o 为振荡升力幅值, ϕ_0 为振荡升力相位角, L_s 为 Strouhal 升力幅值, ϕ_s 为 Strouhal 升力相位角.

在来流阻力方向, 由于受近壁面的影响, 阻力在 1 倍振荡频率 f_0 上也有分量, 可表示为

$$D = D_m + \sum_{n=1}^2 D_{o,n} \sin(2\pi(nf_0)t + \psi_n) + D_s \sin(2\pi(2f_s)t + \psi_s), \quad (3)$$

其中, D_m 为平均阻力, $D_{o,n}$ 为振荡阻力在 nf_0 上的幅值, ψ_n 振荡阻力在 nf_0 上的相位角, D_s 为 Strouhal

阻力的幅值, ψ_s 为 Strouhal 阻力的相位角. 当圆柱进行强迫振荡时, 振荡频率项占主导, 所以忽略 Strouhal 频率项, 再将 (2) 和 (3) 式中的每一项进行无因次化后, 可得升力系数表达式为

$$C_L = C_{L_m} + C_{L_o} \sin(2\pi f_0 t + \phi_0), \quad (4)$$

阻力系数表达式为

$$C_D = C_{D_m} + \sum_{n=1}^2 D_{o,n} \sin(2\pi(nf_0)t + \psi_n), \quad (5)$$

其中 C_{L_m} 和 C_{L_o} 分别为平均升力系数和振荡升力系数幅值, C_{D_m} 和 $D_{o,n}$ 分别为平均阻力系数和振荡阻力系数在 nf_0 上的幅值, 如图 7 所示.

一个波形 $x(t)$ 可以表示为如下傅里叶级数形式:

$$x(t) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos\left(\frac{2\pi n t}{T}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin\left(\frac{2\pi n t}{T}\right), \quad (6)$$

其中 a_0, a_n, b_n 分别为

$$a_0 = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} x(t) dt, \quad (7)$$

$$a_n = \frac{2}{T} \int_t^{t+T} x(t) \cos\left(\frac{2\pi n t}{T}\right) dt, \quad (8)$$

$$b_n = \frac{2}{T} \int_t^{t+T} x(t) \sin\left(\frac{2\pi n t}{T}\right) dt, \quad (9)$$

n 即表示以上系数为 nf_0 上计算得到的分量, 计算升力系数时取 1, 计算阻力系数时取 2.

对于升力系数, 可得到:

$$C_{L_o} = \sqrt{a_1^2 + b_1^2}, \quad (10)$$

$$\phi_0 = \arctan\left(\frac{a_1}{b_1}\right). \quad (11)$$

根据 (10) 和 (11) 式所求得的振荡升力系数幅值和相位角, 可将振荡升力系数如图 8 所示进行分解, 其中与圆柱运动速度同相位的项表示为

$$C_{L_V0} = C_{L_o} \sin \phi_0, \quad (12)$$

将升力系数中与圆柱加速度同相位的项表示为

$$C_{LA_0} = C_{L_0}(-\cos \phi_0), \quad (13)$$

关于附加质量系数, 按其定义可表示为

$$C_{M_0} = \frac{M_{A_0}}{\rho V}, \quad (14)$$

其中, M_{A_0} 为附加质量, V 为圆柱的体积.

对 (1) 式两次微分后可得圆柱在升力方向的加速度为

$$\frac{d^2}{dt^2}y(t) = -Y_0(2\pi f_0)^2 \sin(2\pi f_0 t). \quad (15)$$

根据牛顿第二定律, 由 (13) 和 (15) 式可将附加质量 M_{A_0} 表示为

$$M_{A_0} = -\frac{\frac{1}{2}\rho l D U^2 C_{LA_0}}{Y_0(2\pi f_0)^2}. \quad (16)$$

将 (16) 式代入 (14) 式即可得附加质量系数为

$$C_{M_0} = -\frac{C_{LA_0}}{2\pi^3(A/D)\hat{f}_0^2}. \quad (17)$$

对于阻力系数, 可得到:

$$C_{D_m} = a_0, \quad (18)$$

$$C_{D_{o,n}} = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}. \quad (19)$$

由于圆柱没有在来流方向振荡, 不对于振荡阻力系数幅值进行继续分解.

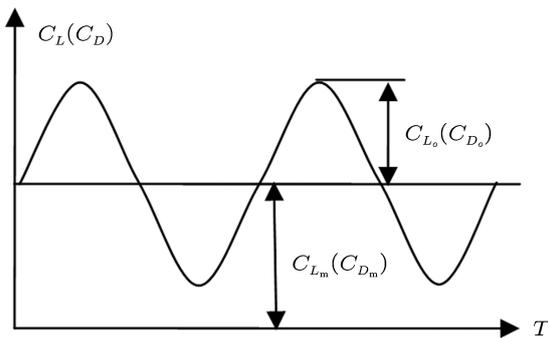


图7 升力、阻力系数平均值、振荡值示意图

4 试验结果与讨论

本文对原始数据进行低通滤波滤除高频噪声后, 使用以上介绍的方法处理得到所需要的各系数, 对比了不同间隙比下各水动力系数随无因次频率和振幅的变化关系.

4.1 间隙比 G/D 对平均阻力的影响

圆柱在不同间隙比 G/D 下平均阻力系数 C_{D_m} 随无因次频率的变化关系如图 9 所示. 可以看出, 对于振幅均为 0.3 的 $G/D = 0.5, 0.7, 0.9$ 三个工况, 平均阻力系数随 G/D 的减小而减小. 这一规律同样适用于使用不同振荡振幅的 $G/D = 0.1$ 和 0.3 两个工况. 对于静止圆柱, 平均阻力系数 C_{D_m} 是一个常数, 其值随 G/D 减小而减小; 当圆柱发生强迫振荡时, C_{D_m} 将随无因次振荡频率而变化, 但其在各自振荡频率下随 G/D 减小而骤减的规律仍然适用. 此外, 随 G/D 的减小平均阻力系数在锁定区域附近产生的峰值逐渐消失, 这与 Sumer 等 [17] 观察到的现象相似.

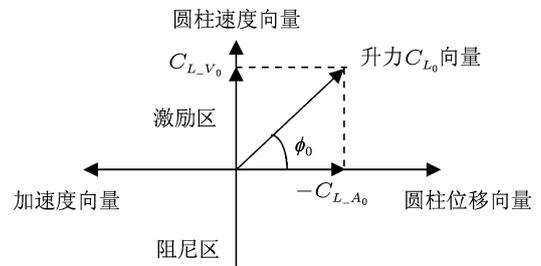


图8 升力系数向量的分解示意图

- $G/D = 0.1$ $A/D = 0.05$
- ▲ $G/D = 0.3$ $A/D = 0.25$
- $G/D = 0.5$ $A/D = 0.30$
- △ $G/D = 0.7$ $A/D = 0.30$
- $G/D = 0.9$ $A/D = 0.30$
- 文献[16] $Re = 10000$ 自由边界 $A/D = 0.30$

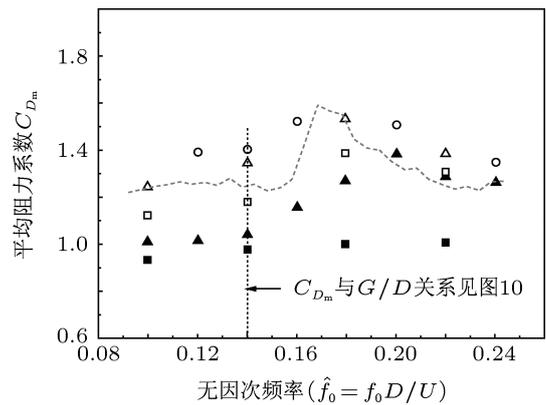


图9 不同间隙比 G/D 下平均阻力系数

取每组 G/D 中 $\hat{f}_0 = 0.14$ 时的 C_{D_m} 绘制成 C_{D_m} 随 G/D 变化的曲线, 如图 10 所示. C_{D_m} 随 G/D 减小而减小, 在 $0.3 < G/D < 0.7$ 时变化趋势较快, 当 G/D 足够大时将趋于一个定值. 本文中的平板边界层约为 $\delta/D = 0.144$, 所以在 G/D 大于 0.3 之后

的工况圆柱均在平板边界层 δ 外面而不受其影响, 可见平均阻力骤减现象主要是由 G/D 的减小造成的, 这与 Hiwada 等 [7], Nishino 等 [10], Huang 和 Larsen [18] 的研究结论相似.

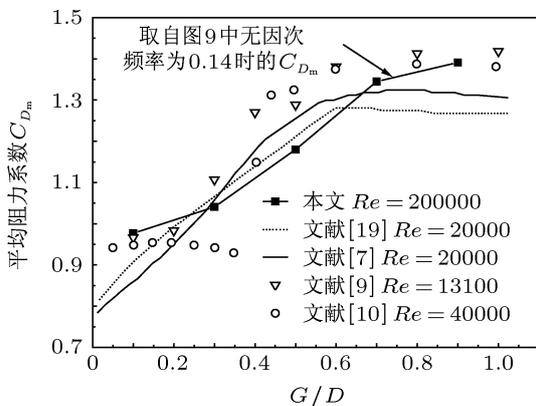


图 10 平均阻力系数随不同间隙比 G/D 变化曲线 ($f_0 = 0.14$)

4.2 间隙比 G/D 对振荡阻力系数的影响

圆柱在不同间隙比 G/D 下在 $1f_0$ 上振荡阻力系数的幅值 $C_{D_{o,1}}$ 随无因次频率的变化关系如图 11 所示. $C_{D_{o,1}}$ 随振荡频率的增加而增加, 在 $\hat{f}_0 = 0.2-0.22$ 左右产生峰值. 对于振幅均为 0.3 的 $G/D = 0.5$ 和 0.7 两个工况, $C_{D_{o,1}}$ 随 G/D 的减小而增大, 当 $G/D = 0.3$ 时, 虽然振幅不相同, 但 $C_{D_{o,1}}$ 继续增大. 但 $G/D = 0.1$ 时, $C_{D_{o,1}}$ 的值小于其他所有工况, 这是因为其无因次振幅最小. 对于静止圆柱, 在 $G/D < 0.3$ 时, 由于泄涡受到抑制, 振荡升阻力系数也随之减小, 但对振荡圆柱却没有这一现象, 这可能是由于圆柱振荡使近壁面对泄涡的抑制作用减弱而导致的. 对于自由边界的强迫振荡圆柱, Gopalkrishnan [16] 的结果中 $C_{D_{o,1}}$ 的值很小, 但在本试验中由于近壁面的影响而使其变大.

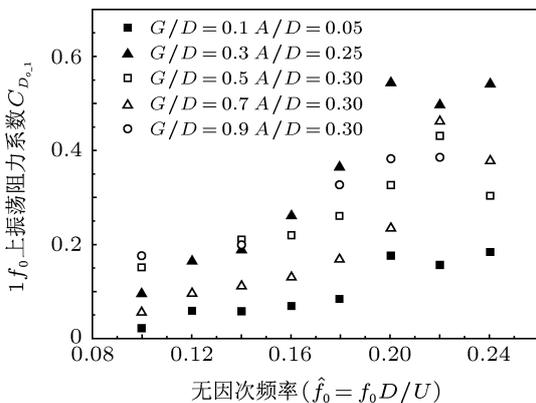


图 11 不同间隙比 G/D 下振荡阻力系数在 $1f_0$ 上幅值

圆柱在不同间隙比 G/D 下在 $2f_0$ 上振荡阻力系数的幅值 $C_{D_{o,2}}$ 随无因次频率的变化关系如图 12 所示, 振荡阻力系数幅值随无因次频率的增加而逐渐增加, 除 $G/D = 0.1$ 和 0.3 的工况外, 其余有近壁面的工况均和自由边界振荡时一样出现了两个峰值, 但近壁面振荡圆柱出现第一个峰值时的振荡频率要比自由边界时更高, 这是由于近壁面的存在导致 St 数增大, 从而使锁定区间往更高频的地方移动. 此外, 对比图 11 和图 12, $C_{D_{o,1}}$ 普遍要大于 $C_{D_{o,2}}$, 但随着 G/D 的增加, 两者之间的差距逐渐减小.

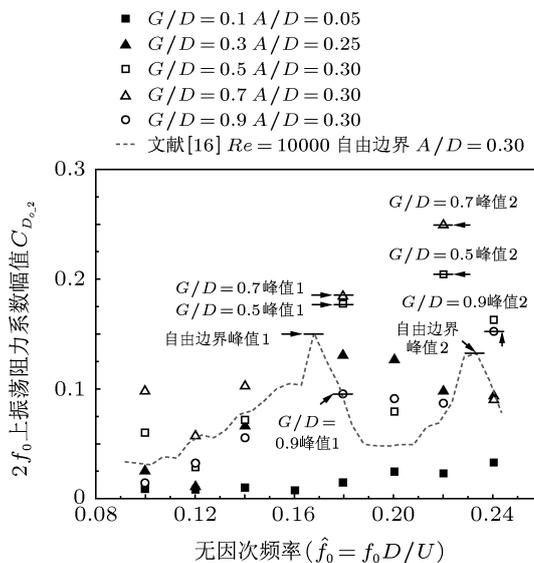


图 12 不同间隙比 G/D 下振荡阻力系数在 $2f_0$ 上幅值

4.3 间隙比 G/D 对振荡升力系数的影响

圆柱在不同间隙比 G/D 下振荡升力系数幅值 C_{L_o} 随无因次频率的变化关系如图 13 所示. 除 $G/D = 0.1$ 的工况外, 其余工况均随无因次振荡频率的增加而增加, 在低频区增幅较小, 但在锁定区增幅急剧变大, 在高频区有近壁面的工况数值要高于自由边界时的情况. 对于振幅均为 0.3 的 $G/D = 0.5, 0.7, 0.9$ 三个工况, 振荡升力系数幅值随 G/D 的减小而增大, 但由于振幅不同, 这一规律并不适用于 $G/D = 0.1$ 和 0.3 两个工况. 当 $G/D = 0.3$ 时, 振荡升力系数幅值与其他更大间隙比的工况有类似的趋势和数值, 可见这时圆柱的泄涡并没有得到抑制. 当 G/D 继续减小为 0.1 时, 振荡升力系数幅值在低频区与其他工况相近, 但从锁定区开始, 其结果就远远小于间隙比更大的工况. 有两个原因造成了这一现象, 其一, $G/D = 0.1$ 时离壁面很近, 泄涡受到抑制比较严重; 其二, 振荡幅值

$A/D = 0.05$ 相比于其他工况都要小很多。

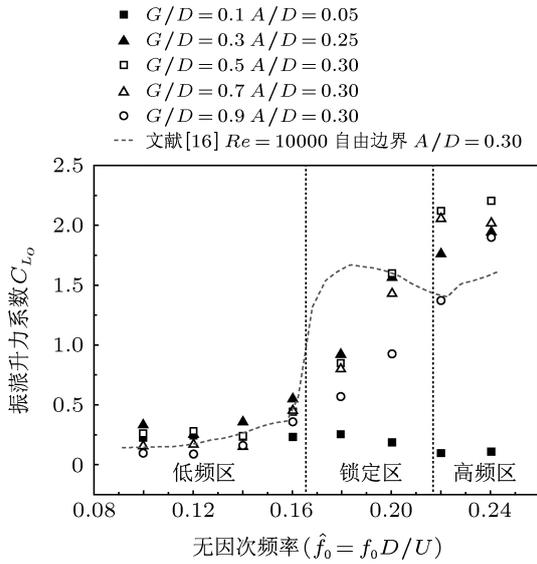


图 13 不同间隙比 G/D 下振荡升力系数幅值

4.4 间隙比 G/D 对升力相位角的影响

升力相位角为圆柱运动方向与升力之间的夹角, 其决定圆柱与流体之间能量传递的方向, 当 $0 \leq \phi_0 \leq \pi$ 时, 能量从流体传向圆柱, 反之当 $-\pi \leq \phi_0 \leq 0$ 时能量从圆柱传向流体, 其结果如图 14 所示. 从图 14 可看出升力相位角分上下两个“分支”, 但在物理意义上是连续的, 即升力对圆柱的作用从抑制到激励的过渡. 在低振荡频率时, 相位角均在“下分支”且均为负值. 随着频率的增加, 相位角绝对值增大, 直到达到 π 左右后突变为正值“跳跃”到“上分支”, 之后随频率的增加相位角值突然减小, Williamson^[14] 用泄涡模式从 $2P$ 到 $2S$ 的突变来解释这一现象, 最后相位角的值降到 0 左右.

在“下分支”中, 对于振幅均为 0.3 的 $G/D = 0.5, 0.7, 0.9$ 三个工况, 相位角的数值比较相近, 但 $G/D = 0.5$ 时发生能量传递方向突变的无因次频率较另两个工况大, 且随着间隙比继续减小为 0.3 和 0.1, 这一频率继续增大. 可见发生能量传递方向突变的无因次频率随 G/D 的减小而增大. 此外, 在振荡频率较小时, 不同 G/D 时的相位角数值比较相近, 随频率增大, 相位角的绝对值随 G/D 减小相应减小.

在“上分支”中, 对于自由边界的情况下, 相位角可分为三个区间, 在 $0.125 \leq \hat{f}_0 \leq 0.182$ 和 $0.227 \leq \hat{f}_0 \leq 0.243$ 两个区间内为正值 (激励区), 在两者之间的区间内为负值 (阻尼区), 而对于有近

壁面的情况则没有这样的区间划分, 其所有值均为正. 在“上分支”中, 近壁面的存在使相位角的值均比自由边界时的大.

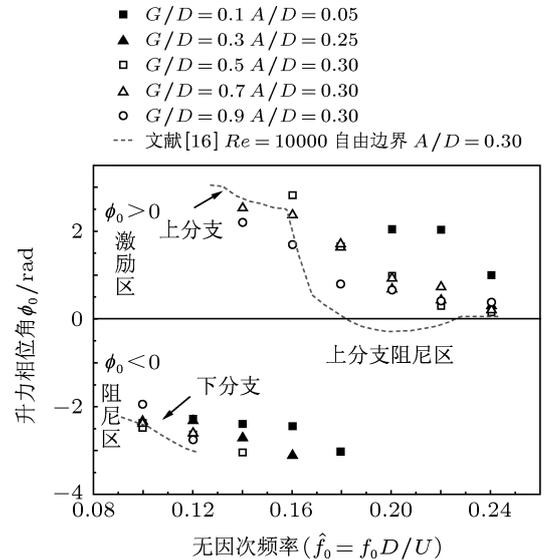


图 14 不同间隙比 G/D 下升力相位角

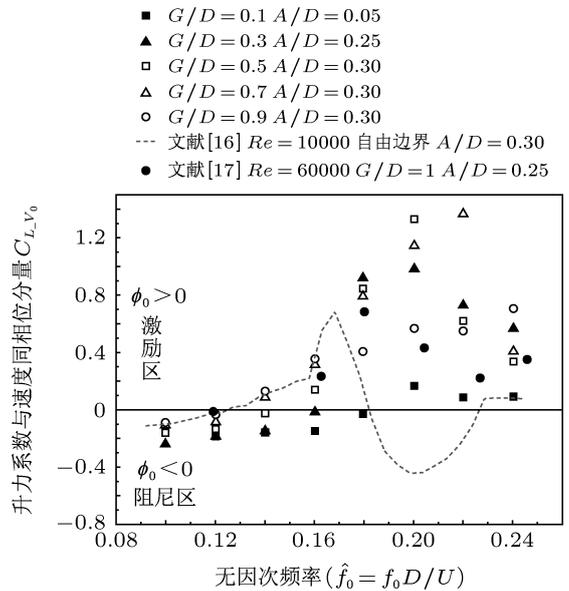


图 15 不同间隙比 G/D 下升力系数与速度同相位分量

升力系数与速度同相位分量 C_{L,V_0} 随无因次频率的变化关系如图 15 所示, 正值表示能量从流体传向圆柱. 从低频率区开始随频率增加, C_{L,V_0} 逐渐增加并从负值过渡到正值. 对于自由边界的情况, C_{L,V_0} 在 $\hat{f}_0 = 0.17$ 左右达到峰值后开始下降, 随着频率继续增加, 在 $\hat{f}_0 = 0.2$ 时降到最小值, 之后继续增加回到正值; 和相位角相对应, 正值激励区主要在 $0.125 \leq \hat{f}_0 \leq 0.182$ 和 $0.227 \leq \hat{f}_0 \leq 0.243$ 两个

区间. 在低频率区, 对于振幅均为 0.3 的 $G/D = 0.5, 0.7, 0.9$ 三个工况, $C_{L.V_0}$ 随 G/D 的减小而减小, 当 G/D 下降到 0.3 和 0.1 时, 两者的 $C_{L.V_0}$ 基本相同, 但仍比 $G/D = 0.5$ 时有所减小. 可见, 在负值区 $C_{L.V_0}$ 随 G/D 的增大而增大. 此外, 随着 G/D 减小, $C_{L.V_0}$ 值从负过渡到正的无因次频率也随之增加. 在有近壁面时, 出现峰值的频率也比自由边界时提高, 并且 $C_{L.V_0}$ 值从负过渡到正值后随没有再出现负值. 图 15 中 Sumer 等 [17] 的结果也可得到相似规律.

从以上结论可看出, 近壁面的存在对圆柱的能量传递有很大的影响, 自由边界圆柱强迫振荡得到的水动力系数并不能用来预报海底管道的涡激振动.

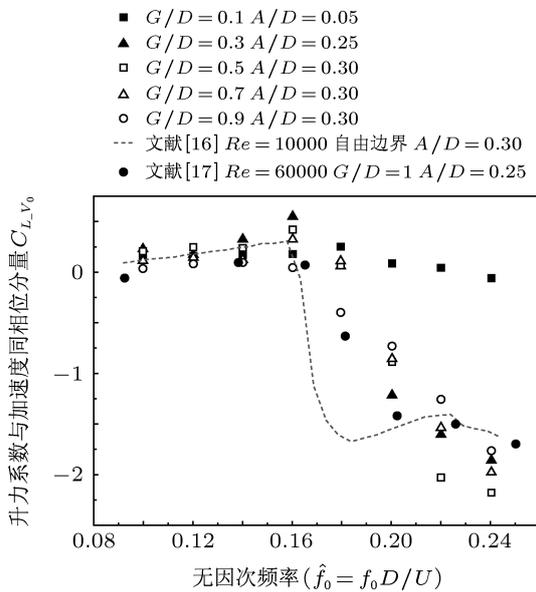


图 16 不同间隙比 G/D 下升力系数与加速度同相位分量

4.5 间隙比 G/D 对附加质量系数的影响

升力系数与加速度同相位分量 $C_{L.A_0}$ 及附加质量系数 C_{M_0} 如图 16 和图 17 所示. 与加速度同相位的升力包含两项: 势流附加质量力以及由泄涡引起的与加速度同相位的力. 对于圆柱, 前者是一个可由势流理论解出的常量 1; 而后者是与泄涡强度息息相关, 从而与圆柱强迫振荡的无因次频率有关系. 从图 17 中可看出, 对于附加质量系数 C_{M_0} , 除 $G/D = 0.1$ 的工况外, 其余工况均有相似的趋势, 即在低频率区为负值且基本维持不变, 随振荡频率的增加 C_{M_0} 逐渐增大, 最后在 $0.22 \leq \hat{f}_0 \leq 0.24$ 内基本

保持稳定. 可见 C_{M_0} 的值只有在某个特定的振荡频率区间内才是定值, 正是由于在不同的振荡频率下泄涡引起的与加速度同相位的力不同所造成的. 在锁定区域之前的低频率区, 振幅相同的 $G/D = 0.5, 0.7$ 和 0.9 三个工况中的 C_{M_0} 值随 G/D 减小而减小, 而当 G/D 继续减小为振幅不同的 0.3 和 0.1 两个工况时, 这一规律仍然适用. 此外, 图 16 中, 关于升力系数与加速度同相位分量的结果与 Sumer 等 [17] 的 $G/D = 1$ 的结果比较接近; 图 17 中附加质量系数随 G/D 减小而减小的规律与 Yamamoto 等 [20] 用势流理论得到的结论相似.

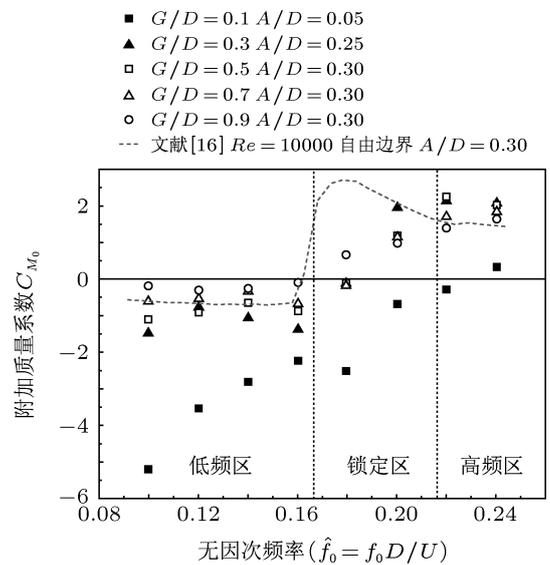


图 17 不同间隙比 G/D 下附加质量系数

4.6 不同振荡幅值对升阻力系数的影响

图 18 为不同无因次振幅 A/D 对升力和阻力系数的影响的对比图. 可以看出, $C_{D_m}, C_{D_{o,m}}, C_{L_o}$ 均随无因次振幅 A/D 的增大而增大. 对于振荡升力和阻力系数, 是因为当圆柱朝壁面运动时, 由于间隙比突然减小而导致圆柱靠近壁面一侧的流速增大, 使圆柱表面压强减小, 所以产生了升力极值, 更大的振荡幅值会产生更小的间隙, 从而使振荡值随振幅增加而变大. 这一结论与 Bishop 和 Hassan [13] 及 Sarpkaya [15] 的关于自由边界振荡圆柱的结果相似. 对于平均阻力系数 C_{D_m} , Sarpkaya [15] 认为是由于 A/D 增大使圆柱在来流方向的投影面积增大, 从而导致圆柱在来流方向受到的平均阻力增加.

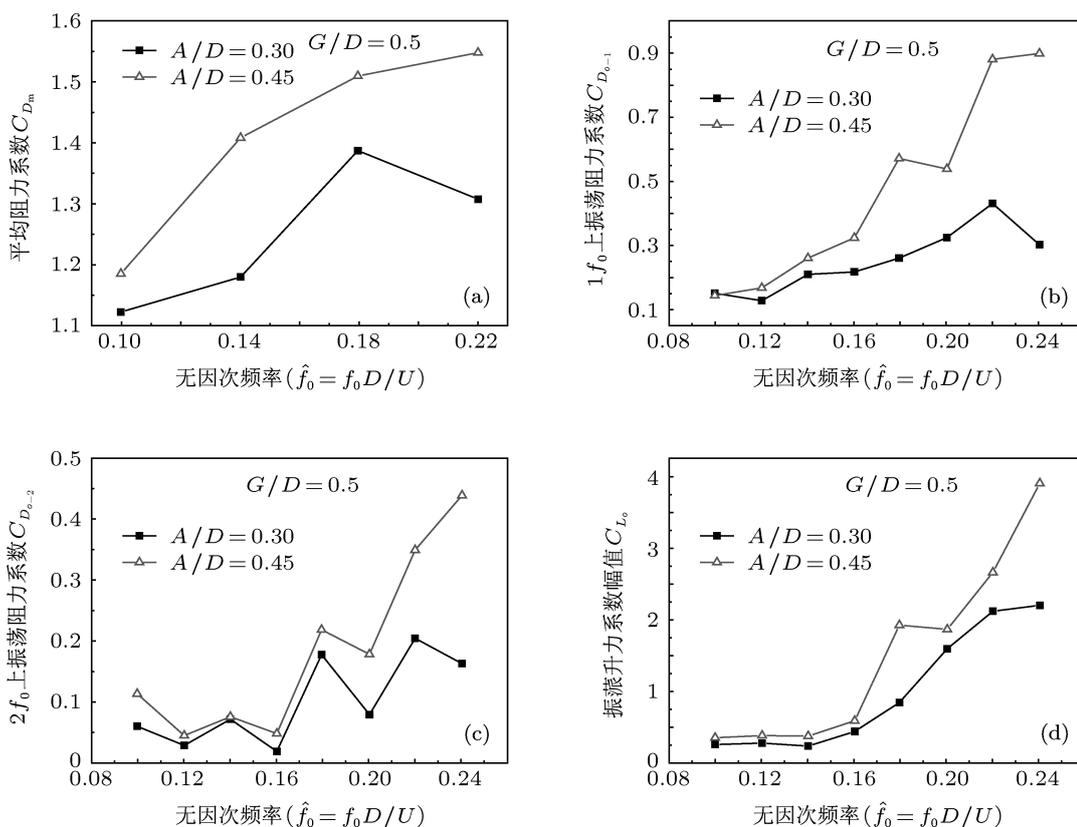


图 18 $G/D = 0.5$ 时, 无因次振幅 A/D 对各系数的影响 (a) 平均阻力系数; (b) $1f_0$ 上振荡阻力系数; (c) $2f_0$ 上振荡阻力系数; (d) 振荡升力系数幅值

5 结论

本文在不同间隙比 G/D 下, 对均匀来流下垂直流向强迫振荡光滑圆柱的水动力系数进行了试验研究. 首先对模型试验进行了详细描述, 然后对各系数及试验数据处理方法进行了说明, 详细分析了各水动力系数随间隙比、振荡频率和振幅变化的规律, 得到以下结论.

1) 对于近壁面振荡圆柱, 平均阻力系数在低无因次频率区与静止圆柱的结果相近, 且在间隙比 G/D 从 0.7 到 0.3 有一个快速减小的过程, 此时的圆柱完全在平板边界层之外, 这意味着近壁圆柱阻力骤降现象主要是由间隙比减小引起的.

2) 振荡圆柱泄流受到完全抑制的临界间隙比要小于静止圆柱.

3) 在近壁面的作用下, 升力相位角从负突变到正的振荡频率增加, 且间隙比 G/D 越小, 突变频率越大. 由于近壁面的影响, 升力相位角在高频率区不再出现负值且比自由边界时大, 在低频率区则比自由边界时小. 可见近壁面的存在对振荡圆柱的能量传递有着重要的影响, 自由边界圆柱强迫振荡所得到的水动力系数不能用来预报海底管道的涡激振动.

4) 对于振荡圆柱, 附加质量系数只有在一定的频率范围内才是定值. 在低频率区域, 附加质量系数的绝对值随间隙比 G/D 减小而增大.

5) 圆柱在进行强迫振荡时, 其平均阻力系数、振荡阻力系数和振荡升力系数均随无因次振幅 A/D 的增加而增大.

[1] Sarpkaya T 2004 *J. Fluid Struct.* **19** 389
 [2] Naudascher E 1987 *J. Fluid Struct.* **1** 265
 [3] Chen Z H, Fan B C, Zhou B M, Li H Z 2007 *Chin. Phys. Soc.* **16** 1077
 [4] Xia Y, Lu D T, Liu Y, Xu Y S 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 034702
 [5] Xu W H, Du J, Yu J X, Li J C 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 124704
 [6] Zdravkovich M M 1985 *Appl. Ocean Res.* **7** 197
 [7] Hiwada M, Mabuchi I, Kumada M, Iwakoshi H 1986 *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. B* **52** 25

- [8] Buresti G, Lanciotti A 1992 *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* **41** 639
 [9] Lei C, Cheng L, Kavanagh K 1999 *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* **80** 263
 [10] Nishino T, Roberts G T, Zhang X 2007 *Phys. Fluids* **19** 025103
 [11] Bearman P W, Zdravkovich M M 1978 *J. Fluid Mech.* **89** 33
 [12] Grass A J, Raven P W J, Stuart R J, Bray J A 1984 *J. Energ Resour-ASME* **106** 70
 [13] Bishop R E D, Hassan A Y 1964 *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **277** 51
 [14] Williamson C H K, Roshko A 1988 *J. Fluid Struct.* **2** 355
 [15] Sarpkaya T 1978 *ASCE J. Waterway Port Coast. Ocean Div.* **104** 275
 [16] Gopalkrishnan R 1993 *Ph. D. Dissertation* (Cambridge, MA, USA: MIT)
 [17] Sumer B M, Fredsoe J, Jensen B L, Christiansen N 1994 *J. Waterway. Port. C. -ASCE* **120** 233
 [18] Huang Z Y, Larsen C M 2010 *29th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering* Shanghai, China, 2010 20006
 [19] Roshko A, Steinolfson A, Chattoorgoon V 1975 *Proceedings of the 2nd U.S. National Conference on Wind Engineering Research* Fort Collins, USA, 1975 **IV** 15
 [20] Yamamoto T, Nath J H, Slotta L S 1974 *ASCE J. Waterway Port. Coast. Ocean Engng. Div.* **100** 345

Hydrodynamic characters of a near-wall circular cylinder oscillating in cross flow direction in steady current*

Chen Ying Fu Shi-Xiao[†] Xu Yu-Wang Zhou Qing Fan Di-Xia

(China State Key Laboratory of Ocean Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

(Received 27 June 2012; revised manuscript received 24 September 2012)

Abstract

Hydrodynamic characteristics of a near-wall circular cylinder oscillating in direction perpendicular to steady current are experimentally investigated at a Reynolds number of 2×10^5 . Forces in both in-line and cross-flow are measured by the three-dimensional force transducers. The effects of gap ratio, oscillating frequency and amplitude on the hydrodynamic characteristics of the cylinder are studied. Experimental results indicate that 1) mean drag reduces rapidly when the gap ratio decreases from 0.7 to 0.3; 2) for an oscillating cylinder, the critical gap ratio of vortex shedding suppression is smaller than that for a still cylinder; 3) the existence of near-wall influences the energy transfer between the structure and fluid significantly, which means that hydrodynamic coefficient based on free-wall cylinder may not be suitable for predicting vortex induced vibration of pipelines; 4) for an oscillating cylinder, added mass is not a constant except for in a certain range of oscillating frequency, and the absolute value increases with the decrease of gap ratio in low frequency range; 5) mean drag coefficient, oscillating drag coefficient and oscillating lift coefficient all increase with oscillating amplitude increasing.

Keywords: pipeline, forced oscillating, hydrodynamic characters, vortex induced vibration

PACS: 47.10.-g, 47.54.De, 47.85.-g, 47.85.Dh

DOI: 10.7498/aps.62.064701

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51009088, 51279101).

[†] Corresponding author. E-mail: shixiao.fu@sjtu.edu.cn