

文章编号: 1000\_0887(2005) 08\_0951\_06

# 隔水套管波流联合作用下非线性动力响应<sup>\*</sup>

唐友刚, 谷家扬, 左建立, 闵建琴

(天津大学 建筑工程学院 船舶与海洋工程系, 天津 300072)

(沈惠申推荐)

**摘要:** 考虑流及波流联合作用, 研究了深水套管的涡激非线性振动。将套管简化为梁模型, 计及 Morison 非线性流体动力和涡激荷载, 建立套管的涡激振动方程。采用 Korolov 函数求解套管的固有频率和模态, 提出了计算涡激非线性动力响应的 Galerkin 方法, 计算了 160 m 水深中 170 m 长套管的固有频率和模态, 研究了流引起的主共振和波流联合引起的组合共振。计算结果表明波流联合作用下套管的动力响应明显增大, 结果也揭示了波流联合激励下套管复杂的动力响应特性。

**关键词:** 深水套管; 流体动力; 波流联合; 涡激振动; 组合共振

**中图分类号:** TU311.3      **文献标识码:** A

## 引 言

套管在海洋钻井工程中广泛使用。当深度增加到 100 m 以上时, 其相对刚度降低, 套管的固有频率与涡泄频率接近, 由此引起套管与波流产生涡激共振。由于套管的直径远小于套管的长度, 因此套管可以简化为梁模型, 其边界约束根据两端的构造情况确定。Sparpkaya 研究了海流通过圆柱时, 流与圆柱之间的相互作用, 并且提出了采用尾流振子模型、统计模型、相关模型预报均匀流中圆柱动力响应的方法<sup>[1]</sup>。考虑海流的非均匀性及流与圆柱之间的相互作用, Iwan 提出了尾流振子模型预报动力响应算法<sup>[2]</sup>。莫里森(Morison)公式中以流体速度平方项表达的流体动力, 给动力响应的计算带来很多困难, Lyons 将该项进行了简化并且将张力腿平台的立管简化为梁模型, 计算立管涡激振动的时域响应<sup>[3]</sup>。Bokaian 考虑涡激振动的锁定状态, 预报海流作用下立管的振动响应<sup>[4]</sup>。董艳秋将张力腿立管简化为上下简支的梁模型, 并且考虑非线性流体阻尼力, 研究了张力腿平台立管的涡激振动响应和稳定性<sup>[5,6]</sup>。但是简支梁模型不能真实反映张力腿立管的实际约束, 马驰等提出了上部为可移动支座、下部为固定约束的梁模型, 计算张力腿立管的涡激动力响应<sup>[7]</sup>。但是, 对于深水中的隔水套管, 其分析模型及波流共同作用下涡激振动的动力学特征, 迄今为止研究很少。本文工作发展了计算深水套管涡激动力响应的模型及方法, 并且通过算例, 揭示了隔水套管波流联合作用下振动响应的特点。

\* 收稿日期: 2003\_09\_22; 修订日期: 2004\_11\_23

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50279026); 国家“九八五”工程资助项目

作者简介: 唐友刚(1952—), 男, 河北徐水人, 教授, 博士, 博士生导师(联系人, Tel: + 86\_22\_27406074\_818; Fax: + 86\_22\_87890325; E\_mail: tygvxq@public.tpt.tj.cn)。

## 1 套管振动方程及固有振动特性

假定波浪为微幅波,波、流沿  $x$  方向传播,套管的质量分布和断面变化沿高度方向是均匀的。坐标原点选取在海底。上部的筒支代表下层甲板对于套管的约束作用,分析模型如图 1 所示。

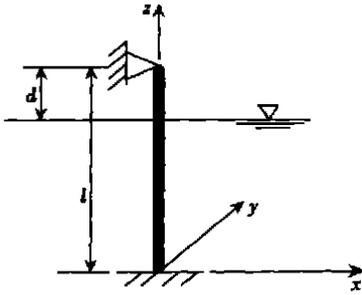


图 1 套管分析模型

图 1 中,  $d$  和  $l$  分别为上部甲板到水面的高度和整个套管的高度。根据上述分析模型,可以导出套管的振动方程为

$$EI \frac{\partial^4 y}{\partial z^4} + m \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + c \frac{\partial y}{\partial t} = F_y(z, t), \quad (1)$$

式中,  $E$  和  $I$  分别为 Young's 弹性模量和套管弯曲惯性矩,  $I = \frac{\pi}{64} [D^4 - (D - 2\delta)^4]$ , 这里  $D$  和  $\delta$  分别为套管直径和壁厚;  $m$  为单位长度结构质量;  $c$  表示阻尼系数;  $F_y(z, t)$  为沿  $y$  方向每单位长度上流体的总作用力, 并且

$$F_y(z, t) = F_L(z, t) - F_r(z, t), \quad (2)$$

式中,  $F_L(z, t)$  和  $F_r(z, t)$  分别为  $y$  方向的涡激力和由于套管  $y$  方向运动引起的流体阻尼力。

$$F_L(z, t) = \frac{1}{2} \rho D (V_c + u)^2 C_L \cos \omega_s t = K_L(z) C_L \cos \omega_s t, \quad (3)$$

并且

$$F_L(z) = \frac{1}{2} \rho D (u + V_c)^2, \quad (4)$$

式中,  $\rho$  是流体密度;  $C_L$  和  $\omega_s$  分别为升力系数和涡泄频率;  $u$  和  $V_c$  分别为不同水深处的波速和流速, 并且

$$u = \frac{\pi H}{T_w} e^{kz} \cos(kx + \omega_w t), \quad z' = z - (l - d), \quad (5)$$

$$V_c = a + bz, \quad (6)$$

式中,  $H$  和  $T_w$  分别为波高和波周期;  $\omega_w$  和  $k$  分别为波浪圆频率和波数, 且  $k = 2\pi/L_w$ , 这里  $L_w$  是波长;  $z'$  表示水中套管任意点到波面的距离;  $a$  和  $b$  均为正常数,  $a$  表示海底流速。

$y$  方向的非线性流体阻尼力由 Morison 公式表示<sup>[2,6]</sup>

$$F_r(z, t) = K_d C_d \operatorname{sgn}(\dot{y}) \dot{y}^2 + m' \ddot{y}, \quad (7)$$

此处,  $K_d = \rho D / 2$ ;  $m'$  为单位长度的流体附加质量; 并且  $m' = \rho C_a \cdot \pi D^2 / 4$ ;  $\operatorname{sgn} = +1$  或者  $-1$ , 其取决于套管运动速度  $\dot{y}$  的正负号;  $C_d$  和  $C_a$  分别为流体阻尼系数和附加流体系数, 这里  $C_L = 0.6 \sim 2.4$ ,  $C_d = 0.4 \sim 2.0$ ,  $C_a = 1.0$ <sup>[1,6]</sup>。

由 Korolov 函数表示模态, 动位移可以展开为<sup>[8]</sup>

$$y(z, t) = \sum_{n=1}^N y_n(t) (E_{\lambda_n} C_{\lambda_n z} - D_{\lambda_n}), \quad (8)$$

式中,  $C_{\lambda_n}$  和  $D_{\lambda_n}$  称为 Korolov 函数;  $E_{\lambda_n} = B_{\lambda_n} / A_{\lambda_n}$ ,  $A_{\lambda_n}$  和  $B_{\lambda_n}$  表示  $z = l$  处 Korolov 函数的取值<sup>[8]</sup>;  $y_n(t)$  为第  $n$  阶模态坐标。根据套管的上下两端的边界约束, 可以求出固有振动频率和振型。

## 2 动力响应计算方法

采用 Galerkin 方法, 式 (1) 可以简化为线性方程。将式 (8) 代入式 (1), 乘以  $(E_{\lambda_n} C_{\lambda_n z} -$

$D_{\lambda_n z}$ ), 并且在  $(0, l)$  范围内积分, 得

$$\ddot{y}_n + \lambda_{Bn}^2 y_n + \frac{C_n}{m} \dot{y}_n + \frac{1}{ml_n} D_n = \frac{C_L}{ml_n} \cos \omega_s t \int_0^l K_L(z) (E_{\lambda_n} C_{\lambda_n z} - D_{\lambda_n z}) dz \quad (n = 1, 2, \dots, N) \quad (9)$$

并且

$$\frac{C_L}{ml_n} \cos \omega_s t \int_0^l K_L(z) (E_{\lambda_n} C_{\lambda_n z} - D_{\lambda_n z}) dz = A_c \cos \omega_s t + (A_w \cos 2\omega_w t + 2A_{cw} \cos \omega_w t) \cos \omega_s t, \quad (10)$$

这里,  $A_c$ 、 $A_w$  及  $A_{cw}$  分别反映流的作用、波浪作用及波流耦合作用;  $\omega_w$  是波浪频率;  $m = m + m'$ ,  $C_n = 2m\lambda_n \zeta_s$ ,  $\zeta_s$  为结构阻尼比, 并且

$$\lambda_{Bn}^2 = \frac{EI}{m} \lambda_n^4, \quad l_n = \int_0^l (E_{\lambda_n} C_{\lambda_n z} - D_{\lambda_n z}) dz, \quad (11)$$

$$A_c = \frac{C_L K_d}{ml_n} \left[ \int_0^l (a + bz)^2 (E_{\lambda_n} C_{\lambda_n z} - D_{\lambda_n z}) dz + \frac{1}{2} \left( \frac{\pi H}{T_w} \right)^2 \int_0^l e^{2kz'} (E_{\lambda_n} C_{\lambda_n z} - D_{\lambda_n z}) dz \right] dz, \quad (12)$$

$$A_w = \frac{C_L K_d}{2ml_n} \left( \frac{\pi H}{T_w} \right)^2 \int_0^l e^{2kz'} (E_{\lambda_n} C_{\lambda_n z} - D_{\lambda_n z}) dz, \quad (13)$$

$$A_{cw} = \frac{C_L K_d}{2ml_n} \left( \frac{\pi H}{T_w} \right)^2 \int_0^l (a + bz) e^{kz'} (E_{\lambda_n} C_{\lambda_n z} - D_{\lambda_n z}) dz, \quad (14)$$

$$D_n = K_d C_d \int_0^l \text{sgn}(\dot{y}) \dot{y}^2 (E_{\lambda_n} C_{\lambda_n z} - D_{\lambda_n z}) dz, \quad (15)$$

采用数值积分求解式(9)可以得到动力响应。在积分  $D_n$  过程中,  $\dot{y}(z, t)$  的符号将随时间  $t$  和不同位置  $z$  发生变化, 积分当前  $i + 1$  步的正负号只能由  $i$  步  $\dot{y}(z, t)$  的正负号决定。由数值积分方法可以得到每个时刻不同高度位置处  $D_n$  的值。

### 3 算 例

算例技术参数为:  $a = 0.4 \text{ m/s}$ ;  $b = 0.001286 \text{ m/s}$ ; 波长  $L_w = 300 \text{ m}$ ; 波浪频率  $\omega_w = 0.437 \text{ s}^{-1}$ ; 从甲板到海底的距离为  $l = 170 \text{ m}$ ; 套管直径  $D = 0.75 \text{ m}$ ; 套管壁厚  $\delta = 0.02 \text{ m}$ ; 套管单位长度的质量  $m = 636 \text{ kg/m}$ ; 结构阻尼比  $\zeta_s = 1.8 \times 10^{-3}$ 。为了应用 Galerkin 方法计算动力响应, 计算得到了考虑附连水在内的套管“湿”固有频率和模态, 如表 1 所示。

表 1 固有圆频率

模态序号	$\lambda_1$	$\lambda_2$	$\lambda_3$	$\lambda_4$
频率 $\omega_{wi}/\text{s}^{-1}$	0.437	1.415	2.951	5.045

仅考虑式(10)右边的第 1 项, 取  $\omega_s = 0.437$ 、 $C_L = 2.4$  及  $C_D = 0.6$ , 套管发生涡激第 1 阶谐振, 计算得到了流作用引起的前 4 阶模态响应  $y_1(t)$ 、 $y_2(t)$ 、 $y_3(t)$  和  $y_4(t)$ 。

由图 2 可知, 发生第 1 阶谐振时 ( $\omega_s = \lambda_1$ ), 第 1 阶模态响应  $y_1(t)$  远大于其它阶的模态响应; 如果取  $\omega_s = \lambda_2$ , 即发生第 2 阶谐振, 模态  $y_2(t)$  响应较大, 但是模态响应幅值远小于第 1 阶谐振时模态响应  $y_1(t)$ 。

图 3 给出了波流联合作用下套管的涡激振动响应, 计算时取波浪频率和涡泄频率均等于第 1 阶固有频率即  $\omega_s = \omega_w = \lambda_1$ 。

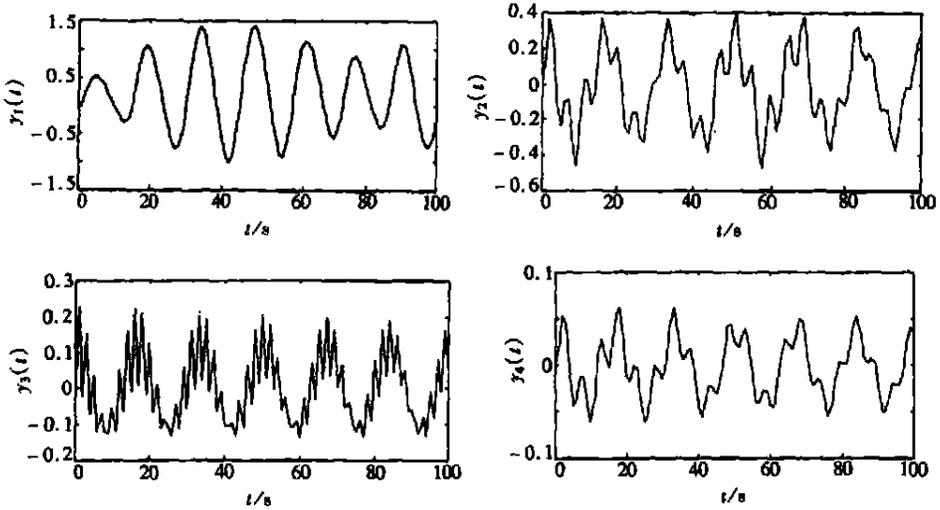


图2 流引起的1阶谐振响应

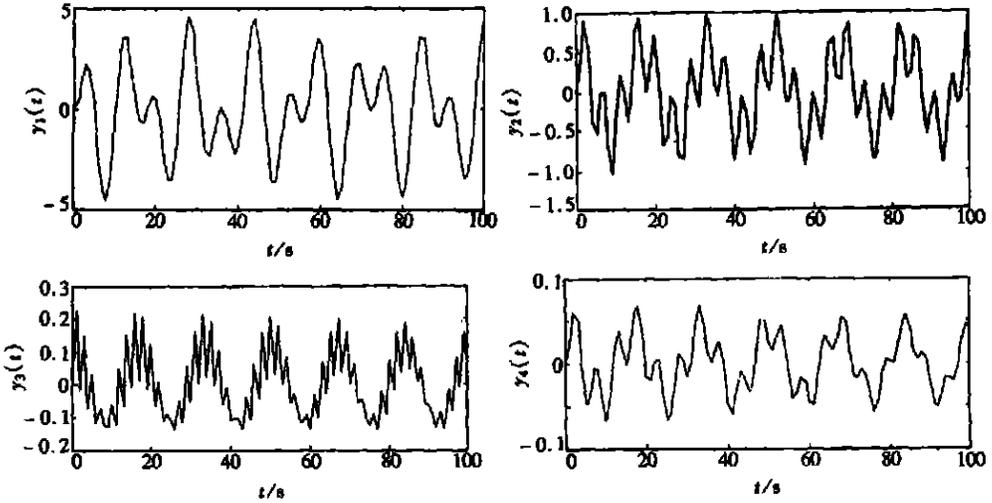


图3 波流联合引起的动力响应(  $\omega_s = \omega_w = \lambda_1$  )

由图3可知,波流联合作用引起的动力响应显著增加。为解释此现象,将式(10)右端改写为

$$A_c \cos \omega_s t + (A_w \cos 2\omega_s t + 2A_{cw} \cos \omega_w t) \cos \omega_s t = A_c \cos \omega_s t + 0.5A_w [\cos(2\omega_w + \omega_s)t + \cos(2\omega_w - \omega_s)t] + A_{cw} [\cos(\omega_w + \omega_s)t + \cos(\omega_w - \omega_s)t] \quad (16)$$

由式(16)可知,仅流作用时,共振频率为  $\omega_s$ , 激振力仅有  $A_c \cos \omega_s t$  项;但是当波流联合作用时,共振频率为  $\omega_s, 2\omega_w \pm \omega_s, 2\omega_w \pm \omega_s$  称为组合共振频率。显然在波流联合作用情况,将出现主共振和组合共振响应,因此导致套管响应显著增大。图4为波流联合作用下海底套管弯矩的模态响应。

由图3可知,高阶位移模态响应与1阶模态响应的比值分别为20%、4%和1.2%;但由图4可知,高阶弯矩模态响应与1阶模态响应的比值分别为64%、28%和17%。这表明高阶模态对于弯矩的影响更大。因此,要得到弯矩与位移同样的精度,弯矩计算应该取更多的模态叠

加。图5为海底套管的弯矩与剪力的时间历程响应。

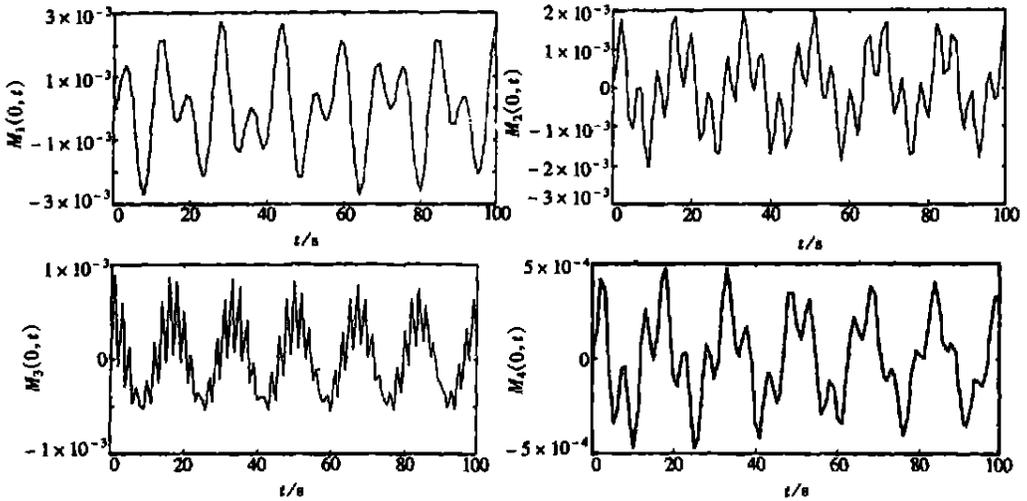


图4 波流联合作用下的弯矩模态响应

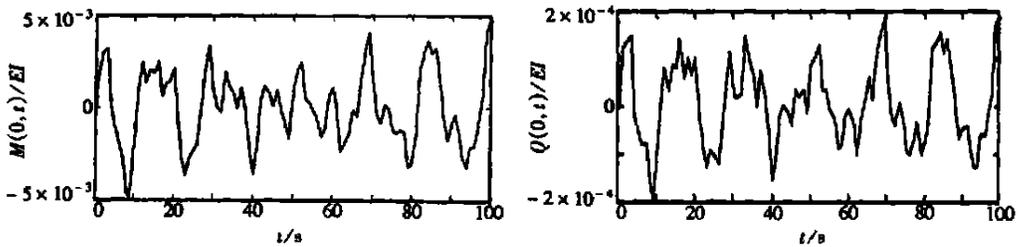


图5 套管海底处的弯矩与剪力响应

## 4 结 论

本文建立了深水中套管的涡激非线性振动分析模型,形成了采用 Galerkin 方法计算套管涡激非线性动力响应的方法。主要的结论为:

- 1) 波流联合作用时,套管组合振动频率出现,其动力响应中包括了主共振和组合频率共振,导致套管的动力响应显著增大,并且在波流联合作用下套管可能出现最危险状态。
- 2) 在涡激频率与波浪频率接近时,套管的动力响应计算应该考虑波流联合作用,并且按照此状态校核套管的动强度。
- 3) 为了得到位移计算与内力计算同样的精度,内力计算所取的模态阶数应该适当增加。

### [参 考 文 献]

- [1] Sparckaya T. Vortex\_induced oscillation: a selective review[J]. J Appl Mech, 1979, 46(2): 241—248.
- [2] Iwan W D. The vortex\_induced oscillation of non\_uniform structural system[J]. J Sound Vibration, 1981, 79(2): 291—301.
- [3] Lyons G J, Petal M H. A prediction technique for vortex induced transverse response of marine riser and tethers[J]. J Sound Vibration, 1986, 111(3): 467—487.
- [4] Bokaian A. Lock\_in prediction of marine riser and tethers[J]. J Sound Vibration, 1994, 175(5): 607—

623.

- [5] DONG Yan\_qiu, XIE Geng, Lou J Y K. Stability of vortex\_induced oscillations of tension leg platform tethers[J]. Ocean Engineering, 1992, 19(6): 551—571.
- [6] 董艳秋. 波流中海洋平台张力腿的涡激非线性振动[J]. 海洋学报, 1994, 16(3): 121—129.
- [7] 马驰, 董艳秋, 胡志敏. TLP的涡激非线性振动[J]. 天津大学学报, 2000, 33(6): 701—706.
- [8] 丁学成. 结构动力学[M]. 北京: 高等教育出版社, 1992.

## Nonlinear Dynamics Response of Casing Pipe Under Combined Wave\_Current

TANG You\_gang, GU Jia\_yang, ZUO Jian\_li, MIN Jian\_qin

(Department of Naval Architecture and Ocean Engineering, School of Civil Engineering,  
Tianjin University, Tianjin 300072, P. R. China)

**Abstract:** The vortex\_induced nonlinear vibration of casing pipes in the deep water was studied considering the loads of current and combined wave\_current. The vortex\_induced vibration equation of a casing pipe was set up considering the beam mode and Morison's nonlinear fluid loads as well as the vortex\_excited loads. The approach of calculating vortex\_excited nonlinear vibration by Galerkin's method was proposed. The natural vibration frequencies and modes were obtained, and the response including primary resonance induced by current and the composite resonance under combined wave\_current for the 170 m long casing pipe in the 160 m depth of water were investigated. The results show that the dynamics response of casing pipe obviously increases, and the complicated response behaviors of casing pipe are described under combined wave\_current.

**Key words:** casing pipes in the deep water; fluid dynamics; combined wave\_current; vortex\_excited vibration; composite resonance