

在平台振荡条件下 TLP 张力腿的 涡激非线性响应

王东耀 凌国灿

(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

摘 要 给出了预测张力腿涡激横向振动的时域分析, 考虑了波浪、海流、张力腿平台的横漂与垂荡诸因素. 张力腿平台的垂荡引起张力周期性变化, 对张力腿的涡激横向振动起参数激励的作用, 使其动力响应更为复杂. 讨论了参数激励下涡激响应的共振条件; 以尾流振子模型为基础, 发展了分析张力腿在动张力作用下的涡激振动的工程方法, 并分析了一座 TLP 实例, 给出了在横漂周期内张力腿上质点的相对位移、弯矩、剪力幅值的时间历程. 结果表明, 平台垂荡使张力腿的涡激响应幅值升高、高频成分增加, 因此它对张力腿的疲劳设计是重要的.

关键词 张力腿平台 涡激响应 参数激励

1 引言

随着深海石油开发的进展, 已有多座张力腿平台 (TLP) 相继启用. TLP 的关键问题是可靠的系泊系统即张力腿的设计, 由于海流、波浪及平台漂移的存在使张力腿处于持续不断的流动及尾涡作用之下, 因此涡激振动引起的疲劳是张力腿可靠性设计的一个重要参考因素.

涡致振动问题早已受到重视, 也有丰富的研究成果^[1,2], 但仍有许多机理性问题尚不完全清楚, 也未有理想的预测方法, 目前应用较广泛的数学模型为尾流振子模型; Iwan^[3]将该模型推广到预测结构非均匀或流动非均匀的涡致振动问题; 在此基础上, Lyons 和 Patel^[4]提出用时域分析法预测钻杆及拉索的涡激响应, 其理论预测结果与模型试验符合得很好, 然而上述分析未计及由于平台升沉运动引起的张力腿刚度的周期性变化的影响. 笔者仅见董艳秋^[5]考虑了平台垂荡对张力腿涡激响应的影响, 得到了一些有意义的结果, 不过该文着重讨论波浪的影响, 对平台垂荡的作用未展开讨论. 由于平台垂荡引起的刚度周期性改变对张力腿涡激振动起参数激励的作用, 它使系统对激励频率的敏感区域扩大, 幅值增高, 使响应呈现更为复杂的非线性特点, 因此它对张力腿的疲劳设计是相当重要的.

本文于1996-01-10收到, 修改稿于1996-06-03收到.

第一作者简介: 王东耀, 男, 32岁, 副研究员, 博士, 从事涡动力学研究.

本文以 Iwan^[3]改进的尾流振子模型为基础,考虑垂荡引起的张力腿动张力的影响,讨论了共振条件,给出了预测响应幅值的算法,并用来分析张力腿在横漂过程中的涡激振动,着重讨论了垂荡对响应幅值、弯矩、剪力等的影响. 本文第2节给出了数学模型、共振条件及响应预测的算法,第3节说明参数及结果分析,第4节为结论.

2 数学模型

张力腿与海底基础、平台均作铰接,因此可将其视为受张力的简支梁. 引进假设:(1)因预张力比其自重很大很多,故忽略张力沿长度的变化.(2)动张力的频率取为平台最大升沉运动(垂荡)的频率.(3)假定张力腿几何尺寸、材料性质沿长度方向都是均匀的.(4)平台横漂被视为简谐运动.(5)假定流、波沿同一方向且与平台横漂处于同一直线.

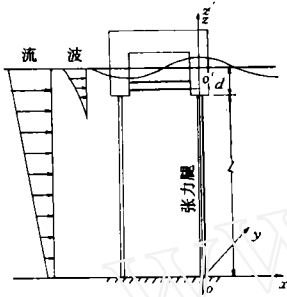


图1 TLP系统示意图

系统的坐标系和波、流、平台的运动方向如图1所示. 坐标原点设在海底端, z 轴向上为正, 波、流沿 x 轴正方向传播, 平台横漂则仅考虑从平衡位置沿 x 轴负方向运动的1/4周期, 因为这样的相对速度较大.

2.1 共振条件

在上述假设下, 张力腿的振动方程可表示为

$$m \frac{\partial^2 y}{\partial z^2} + c \frac{\partial y}{\partial z} - (T_0 + T \cos \theta t) \frac{\partial^2 y}{\partial z^2} + EI \frac{\partial^4 y}{\partial z^4} = F_y(z, t), \quad (1)$$

式中, m 为单位长度结构的质量; c 为结构粘性阻尼系数; T_0 为预张力; θ 为垂荡频率; T 为动张力; E 为弹性模量; I 为惯性矩; F_y 为每单位长度上 y 方向的流体总作用力. 边界条件为 $y(0, t) = y(l, t) = 0$, $d^2 y/dz^2|_{z=0, l} = 0$. y 方向的流体作用力由旋涡升力和流体阻尼力两部分构成, 可表示为

$$F_y(z, t) = \frac{1}{2} \rho D [V_c(z) + V_w(z, t)]^2 C_l \cos \Omega t - \left[\left(\frac{1}{4} C_a \rho \pi D^2 \right) \ddot{y} + \frac{C_d \rho}{2} \text{sgn}(\dot{y}) \dot{y}^2 \right], \quad (2)$$

式中, ρ 为流体密度; D 为结构直径; $V_c(z)$ 为流速; $V_w(z, t)$ 为波的水平速度, 根据线性微幅波理论有

$$V_w(z, t) = \frac{\pi H}{T_w} e^{Kz} \cos(Kx + \omega_w t), \quad z' = z - (l + d); \quad (3)$$

C_l 为升力系数; Ω 为涡激频率; l, d 为张力腿长及平台吃水; T_w, H, K 和 ω_w 分别为波周期、波高、波数和波浪圆频率; C_a 为附加质量系数; C_d 为流体阻尼系数.

将式(2)和(3)代入式(1), 忽略波的相位差后可得

$$\begin{aligned} m \frac{\partial^2 y}{\partial z^2} + c \frac{\partial y}{\partial z} - (T_0 + T \cos \theta t) \frac{\partial^2 y}{\partial z^2} + EI \frac{\partial^4 y}{\partial z^4} \\ = \frac{1}{2} \rho D C_l \left\{ U_c^2 \cos \Omega t + U_{cw} [\cos(\Omega + \omega_w)t + \cos(\Omega - \omega_w)t] + \frac{1}{4} \bar{V}_w^2 [\cos(\Omega + 2\omega_w)t \right. \\ \left. + \cos(\Omega - 2\omega_w)t] \right\} - \left[\left(\frac{C_a \rho \pi D^2}{4} \right) \ddot{y} + \left(\frac{C_d \rho D}{2} \right) \text{sgn}(\dot{y}) \dot{y}^2 \right], \quad (4) \end{aligned}$$

式中, $U_c^2 = V_c^2 + \bar{V}_w^2/2$; $U_{cw} = V_c \bar{V}_w$, $\bar{V}_w = \pi H e^{Kz} / T_w$. 式(4)表明, 流体对张力腿的作用力含

Ω , $\Omega \pm \omega$ 和 $\Omega \pm 2\omega_w$ 五个频率, 参数激励频率为 θ . 为分析以上各激励分量的作用, 令 $y = \varphi(z)Y(z)$, $\varphi(z)$ 为振型函数, 取为 $\sin(j\pi z/l)$, 代入式 (4) 并化简, 可得

$$\begin{aligned} \ddot{Y} + 2\zeta\omega\dot{Y} + \omega^2(1 + \epsilon\cos\theta t)Y \\ = F_c\cos\Omega t + F_{cw}[\cos(\Omega + \omega_w)t + \cos(\Omega - \omega_w)t] \\ + F_w[\cos(\Omega + 2\omega_w)t + \cos(\Omega - 2\omega_w)t] - R, \end{aligned} \quad (5)$$

式中,

$$\begin{aligned} \omega^2 &= \frac{(\frac{j\pi}{l})^2(T_0 + EI\frac{j^2\pi^2}{l^2})}{M}, \quad \bar{m} = m + \frac{C_a\rho\pi D^2}{4}, \quad \zeta = \frac{c}{2}\bar{m}\omega_j, \\ M &= \frac{1}{2}\bar{m}l, \quad \epsilon = \frac{T}{T_0 + EI\frac{j^2\pi^2}{l^2}}, \quad F_c = \frac{\rho DC_1}{2M} \int_0^l U_{c1}^2 \sin \frac{j\pi z}{l} dz, \\ F_{cw} &= \frac{\rho DC_1}{2M} \int_0^l U_{cw} \sin \frac{j\pi z}{l} dz, \quad F_w = \frac{\rho DC_1}{2M} \int_0^l \frac{1}{4} \bar{V}_w^2 \sin \frac{j\pi z}{l} dz, \\ R &= \frac{C_d\rho D}{2Ml} \int_0^l Y^2 \text{sgn}(Y \sin \frac{j\pi z}{l}) \sin^3 \frac{j\pi z}{l} dz, \end{aligned}$$

式中, R 为非线性流体阻力, 若仅考虑方程的共振解, 则 R 主要起限制振幅的作用, 对共振条件的影响可忽略. 先考虑仅存在 $F_c\cos\Omega t$ 激励项的情况, 令

$$Y = Y_0 + \epsilon Y_1 + \epsilon^2 Y_2 + \dots \quad (6)$$

代入式 (5), 得 ϵ 的各阶方程:

$$\ddot{Y}_0 + 2\zeta\omega\dot{Y}_0 + \omega^2 Y_0 = F_c\cos\Omega t, \quad (7)$$

$$\ddot{Y}_1 + 2\zeta\omega\dot{Y}_1 + \omega^2 Y_1 = \omega^2 Y_0 \cos\theta t. \quad (8)$$

式 (7) 和 (8) 的稳态解为

$$Y_0 = A_0\cos\Omega t + B_0\sin\Omega t, \quad (9a)$$

$$\begin{aligned} Y_1 = [A_1^{(1)}\cos(\Omega + \theta)t + B_1^{(1)}\sin(\Omega + \theta)t] + [A_1^{(2)}\cos(\Omega - \theta)t \\ + B_1^{(2)}\sin(\Omega - \theta)t], \end{aligned} \quad (9b)$$

式中,

$$\begin{aligned} A_0 &= \frac{(\omega^2 - \Omega^2)F_c}{(\omega^2 - \Omega^2)^2 + 4\zeta^2\omega^2\Omega^2}, & B_0 &= \frac{2\zeta\omega\Omega F_c}{(\omega^2 - \Omega^2)^2 + 4\zeta^2\omega^2\Omega^2}, \\ A_1^{(1)} &= \frac{(\omega^2 - \Omega_1^{(1)2})F_1}{(\omega^2 - \Omega_1^{(1)2})^2 + 4S^2\omega^2\Omega_1^{(1)2}}, & B_1^{(1)} &= \frac{2S\omega\Omega_1^{(1)}F_1}{(\omega^2 - \Omega_1^{(1)2})^2 + 4S^2\omega^2\Omega_1^{(1)2}}, \\ A_1^{(2)} &= \frac{(\omega^2 - \Omega_1^{(2)2})F_1}{(\omega^2 - \Omega_1^{(2)2})^2 + 4S^2\omega^2\Omega_1^{(2)2}}, & B_1^{(2)} &= \frac{2S\omega\Omega_1^{(2)}F_1}{(\omega^2 - \Omega_1^{(2)2})^2 + 4S^2\omega^2\Omega_1^{(2)2}}, \\ \Omega_1^{(1)} &= \Omega - \theta, \quad \Omega_1^{(2)} = \Omega + \theta, & F_1 &= \frac{1}{2}\omega^2 \sqrt{A_0^2 + B_0^2}. \end{aligned}$$

由以上可知, 当三个频率满足关系

$$\Omega \pm i\theta = \omega, \quad i = 0, 1, 2, \dots \quad (10)$$

时, 系统可能产生共振, 尤其是当 $i=0$ 时即为无参数激励的频锁共振. 类似地可得到系统对

激励项 $F_w \cos(\Omega \pm \omega_w)t$ 和 $F_w \cos(\Omega \pm 2\omega_w)t$ 的共振条件为

$$\Omega \pm n\omega_w \pm i\theta = \omega, \quad n = 1, 2, \quad i = 0, 1, 2, \dots \quad (11)$$

因此, 动张力的激励使系统发生共振的可能性增大了. 本文将着重讨论动张力对张力腿涡激振动的影响, 所以暂不考虑波浪频率的影响, 即取 $V_w = \pi H e^{Kz} / T_w$, 并以式 (10) 为共振条件, 且仅取 $i = 0, 1$.

2.2 振幅计算

本文以尾流振子模型为基础, 发展了求解参数激励下各模态频锁共振的幅值的算法. 令 $y(z, t)$ 是结构横向位移, $\partial x(z, t) / \partial t$ 为耦合的流动加权平均速度, 流体振子与张力腿运动方程为

$$\ddot{x} + (a_1 - a_2 \dot{x}^2) \dot{x} + \Omega^2 x = a_3 \dot{y}, \quad (12a)$$

$$\bar{m} \ddot{y} + \bar{c} \dot{y} - (T_0 + T \cos \theta t) \frac{\partial^2 y}{\partial z^2} + EI \frac{\partial^4 y}{\partial z^4} = \alpha_s(z) (\dot{x} - \dot{y}), \quad (12b)$$

式中, $\alpha_1 \sim \alpha_4$ 为参数; $\Omega = 2\pi S_i U / D$; \bar{m} 包括附加质量; \bar{c} 为结构阻尼及流体阻尼之和; $(\dot{x} - \dot{y})$ 为相对速度, 按 Iwan^[3], 取

$$s(z) = \begin{cases} 1 & \text{频锁段,} \\ 0 & \text{非频锁段.} \end{cases}$$

设张力腿横向振动第 j 阶模态的频率与振型为 ω_j 和 $\varphi_j(z) = \sin(j\pi z / l)$, 则方程 (12) 的解可分解为

$$y(z, t) = \sum_{j=1}^{\infty} \varphi_j(z) Y_j(t), \quad x(z, t) = \sum_{j=1}^{\infty} \varphi_j(z) X_j(t). \quad (13)$$

代入式 (12b), 并利用振型的正交性, 得

$$\ddot{Y}_j + 2\zeta_j^T \omega_j \dot{Y}_j + \omega_j^2 (1 + \epsilon \cos \theta t) Y_j = \frac{\alpha_4 S_j^*}{M_j^*} X_j, \quad (14)$$

式中,

$$M_j^* = \int_0^l \bar{m} \varphi_j^2 dz, \quad C_j^* = \int_0^l \bar{c} \varphi_j^2 dz, \quad S_j^* = \int_0^l s(z) \varphi_j^2 dz, \quad \zeta_j^S = \frac{C_j^*}{2} M_j^* \omega_j,$$

$$\zeta_j^T = \frac{C_j^* + \alpha_4 S_j^*}{2} M_j^* \omega_j, \quad T^* = \int_0^l T \varphi_j^{(2)} \varphi_j dz, \quad T_0^* = \int_0^l T_0 \varphi_j^{(2)} \varphi_j dz,$$

$$K_0^* = \int_0^l EI \varphi_j^{(4)} \varphi_j dz, \quad \omega_j^2 = \frac{K_0^* - T_0^*}{M_j^*}, \quad \epsilon = \frac{T^*}{K_0^* - T_0^*}.$$

可见各模态满足的方程形式与单模态参一涡激振动方程相同, 可用相同的方法处理. 式中 M_j^* / S_j^* 相当于有效质量, 若整个区域都频锁共振, 则该值相当于 \bar{m} , 不然则大于 \bar{m} .

由 2.1 节可知, 对各个模态, 当满足 $\Omega \pm i\theta = \omega_j$ 时即可能产生共振. 为了方便, 将频锁共振时的频率近似为结构固有频率 (实际上此时的频率与结构固有频率及涡脱落频率均不完全一致), 考虑动张力的激励, 即

$$\text{频锁共振时} \quad f_v = f_j, \quad f_j = \frac{(\omega_j \pm i\theta)}{2} \pi, \quad (15a)$$

$$\text{一般情况} \quad f_v = \frac{\Omega}{2} \pi = \frac{S_i U}{D}. \quad (15b)$$

涡激横向振动的频锁范围及共振幅值主要由约化速度 V_r 与约化阻尼 K_s 决定, 两参数的定义分别如下:

$$V_r = \frac{V}{f_j} D, \quad K_s = \frac{2\bar{m}\delta}{\rho} D^2, \quad (16)$$

式中, δ 为振幅衰减指数; ρ 为流体密度; D 为张力腿直径. Griffin 等^[6]的研究证实对柔性或柔性支承的刚性柱的横向涡激振动, 其可能的最大幅值与约化阻尼相关. Iwan^[3]的表达式为

$$\frac{Y}{D} = \frac{\gamma}{1 + 9.6 \left(\frac{K_s}{\pi} \right)^{1.8}}, \quad (17)$$

式中, γ 为振型因子. 约化速度则用来确定涡激振动的存在与程度. 对于水中横向振动, 振动约从 $V_r=4.0$ 发生, 在 $6.0\sim 7.2$ 处达到峰值, 在 10 后消失^[6], 见图 2a. Iwan^[3]在以上研究基础上, 发展了分析结构或流动不均匀的情况的涡激振动的算法. 结构频率共振幅值为

$$Y_j = DF_j I_j^{-1/2}, \quad (18)$$

其中形状因子为

$$I_j = \frac{\int_0^l \bar{m}(z) \varphi_j'(z) dz}{\int_0^l \bar{m}(z) \varphi_j^2(z) dz}, \quad (19)$$

放大因子为

$$F_j = \frac{1}{1 + 9.6 (\mu_j^i \zeta_j^i)^{1.8}}, \quad (20)$$

$$\mu_j^i = \frac{M_j^*}{S_j^* \rho \pi D^2}, \quad (21)$$

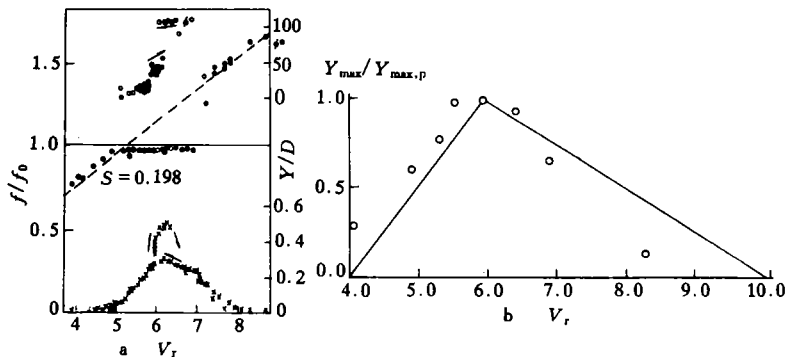


图2 圆柱的涡激共振 (a)^[7]和圆柱涡激共振相对幅值 (b)^[6]

式中, M_j^* 与 S_j^* 的定义见式 (14). S_j^* 是位置因子, 表达涡激励的位置对响应幅值的影响, 其位置越接近振型的极值则振幅越大. 总阻尼为

$$\zeta_j = \zeta_j^i + F_j \Phi_j, \quad (22)$$

$$\Phi_j = \frac{2D}{3\pi} \frac{\int_0^l C_d \rho D [1 - s(z)] |\varphi_j(z)|^3 dz}{\left(\int_0^l \bar{m} \varphi_j^2 dz \right)^{1/2} \left(\int_0^l \bar{m} \varphi_j^2 dz \right)^{1/2}} \quad (23)$$

由方程 (18) 知, 得到 F_j 即可得到 Y_j , 而 F_j 与 ζ_j 是耦合的, 可对式 (20) 和 (22) 迭代求解. 此时所得 Y_j 为频锁共振峰值处的幅值, 还须以图 2b, 即图 2a 的相对幅值近似曲线作修正. Lyons 和 Patel^[4] 用迭代法求解式 (18) ~ (23), 研究了不考虑动张力的涡致振动问题, 其预测结果与模型试验结果相当一致.

计算过程见示意图 3. 张力腿以较小时间步逐渐通过所考察的 1/4 横漂周期, 共振域则由相对流速确定. 通常不同模态的频锁域会有重叠, 本文按以下步骤处理: (1) 考察对应 $\Omega = \omega_j$ 的频锁域 (以下称为基本频锁域), 若有重叠区则将其归于较高模态频锁域; (2) 考察对应 $\Omega \pm \theta = \omega_j$ 的频锁域 (以下称为一阶参一激频锁域), 若存在, 再考察与各模态基本频锁域的重叠区, 取其大者为一阶参一激频锁域; (3) 考察各模态的一阶参一激频锁域, 若有重叠区, 将其归于 Ω 较高者所对应的频锁域. 按式 (6) 假设, 一阶参一激频锁共振幅值为 $\epsilon/2$ 量级, 因此, 计算 S^* 和式 (23) 时取

$$\begin{cases} 1 & \text{基本频锁域,} \\ \frac{\epsilon}{2} & \text{一阶参激频锁域,} \\ 0 & \text{非频锁域.} \end{cases}$$

通过迭代可得各模态最大共振幅值, 再由图 2b 的曲线得到可能达到的幅值.

本文所涉及的假设还有: 涡脱落现象仅依赖于瞬时相对流速, 涡激横向振动从 $V_r = 4.0$ 处出现, 6.0 处为峰值, 在 10 处消失, 假设一阶参一激频锁共振与基本频锁共振均服从这一规律; Strouhal 数固定于 0.2; 阻力系数为 0.4 ~ 2.0 之间的常值; 忽略浮力作用对结构振型与频率的影响.

3 结果分析

本文选 Conoco's Huttonn 张力腿平台为实例, 有关计算的参数列于表 1. 数值计算着重分析垂荡对响应幅值的影响.

表中数据主要取自 Oliveira 等^[8], 但流与横漂的数据除外. 圆柱的阻力系数 C_d 取为 0.6^[1]. 取垂荡频率为 1.74 rad/s, 作为比较还分析了 1.32 和 2.094 rad/s 的情况. 张力比 ϵ' 与式 (5) 中定义的 ϵ 略有差别, 但 T_0 足够大, 因此在计算中作近似 $\epsilon \approx \epsilon' = 0.328$. 平台横漂周期取为 93s, 最大偏离角 A_0 为 7°, 最大偏离位移 A_h 为 42.73m.

图 4 为张力腿上质点的振幅和剪力幅值在 1/4 横漂周期内的变化. 图 4a 为 $z = 200\text{m}$ 处的质点的最大可能振幅的时间历程, 图中点线为不计垂荡影响时的响应幅值. 两者总趋势一致, 但垂荡的影响使振幅在 $t \approx 9\text{s}$ 处有微小的越迁, 这是由于在该时刻及至 $t \approx 15\text{s}$ 因动张力的参数激励而激发了第四模态的响应. 图 4b 为 $z = 200\text{m}$ 处剪力幅值的时间历程, 与图 4a 相比即能很清楚说明第四模态振动分量对位移幅值贡献很小, 约占总量的 1% ~ 3%, 而剪力分量最高可达近 20%. 这也可从下式看出. 计算发现 $z = 150$ 和 250m 处的位移幅值受垂荡影响略明显, 但

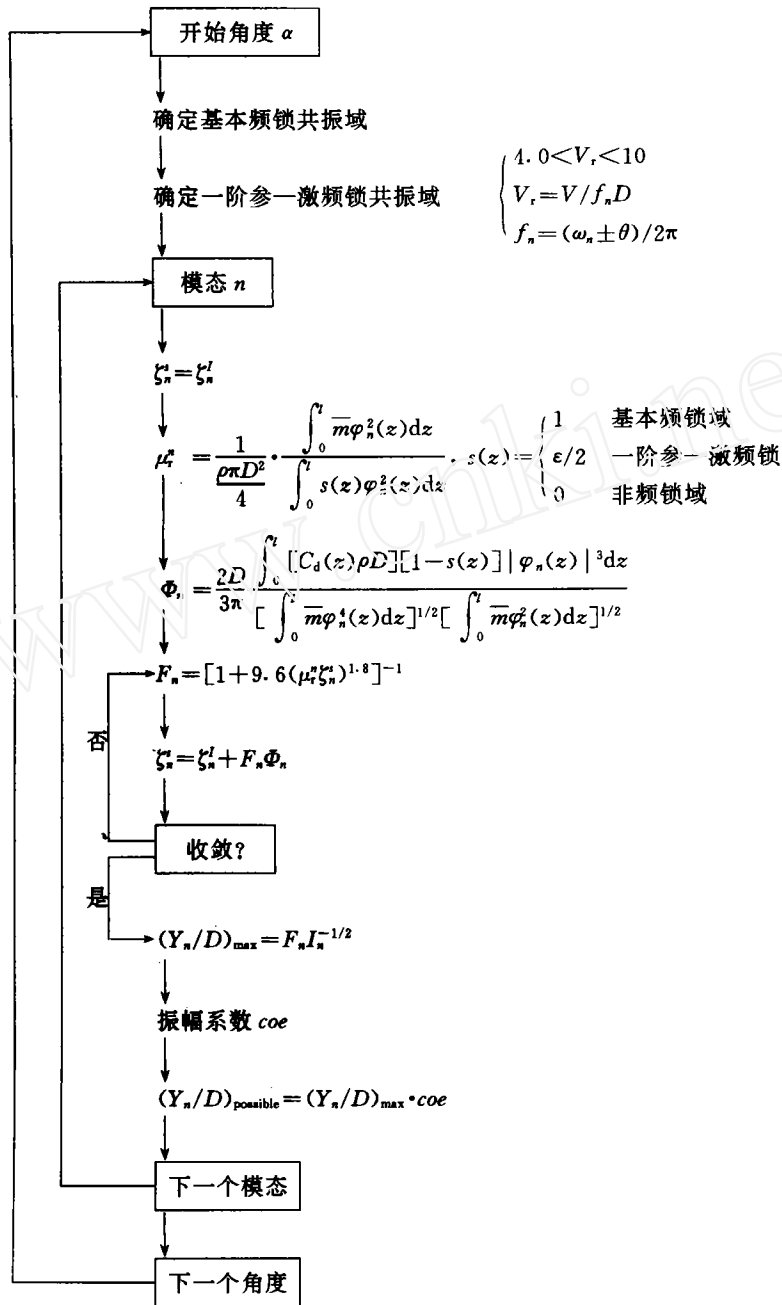


图3 计算框图

$$\tau(z, t) = -EI \frac{\partial^3 y}{\partial z^3} = -EI \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{n\pi}{l}\right)^3 Y_n(t) \cos \frac{n\pi z}{l}. \quad (24)$$

趋势不变；与不考虑垂荡的幅值差不超过10%，但两处的剪力的时间历程受垂荡影响很大，见图4c—d，因此垂荡激发的高模态响应对张力腿的位移幅值的影响可以忽略，而对剪力幅值的影响不能忽略。

表1 TLP 及环境参数

流 (m/s)	$V_c = a + bz, a = 0.01, b = 2.257 \times 10^{-3}$
波	$H = 10\text{m}, L_w = 175\text{m}, \omega_w = 0.5938 \text{ rad/s}$
横漂	$A_s = 7^\circ, A_h = 42.74\text{m}, T = 93 \text{ s}$
平台吃水	$d = 50\text{m}$
张力腿:	
长度 l (m)	300
外径 D (m)	1.1176
壁厚 t (m)	0.038
预张力 T_0 (kN)	13415
张力比 $e' = (T/T_0)$	0.328
单位长质量 m (t/m)	1.0
单位长附加质量 m_a (t/m)	1.006
弯曲刚度 EI (kNm ²)	3.854×10^6
结构阻尼比 ζ	1.8×10^{-3}
垂荡频率 θ (rad/s)	1.74

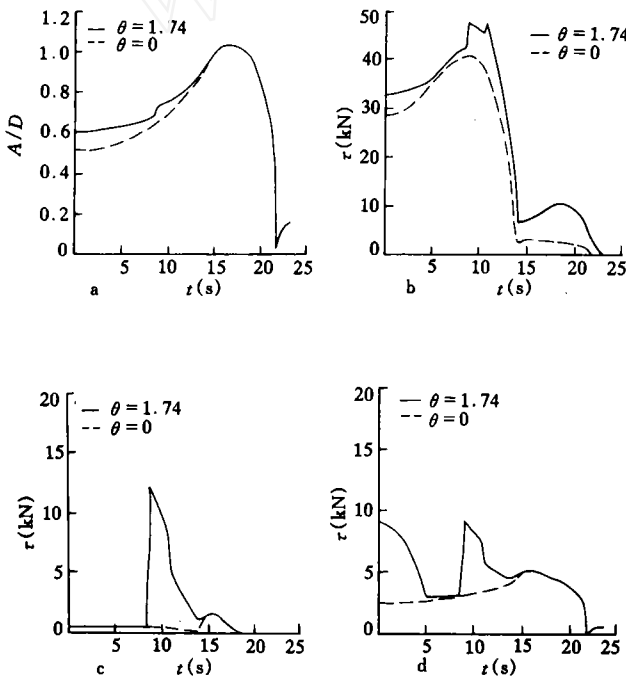


图4 位移时间历程($z=200\text{m}$)(a) 剪力时间历程($z=200\text{m}$)(b)
剪力时间历程($z=150\text{m}$)(c) 剪力时间历程($z=250\text{m}$)(d)

图5a 所示为 $t=0$ 时即张力腿偏离角为 0° 时响应各模态的振型及张力腿上各点可能达到的最大振幅. 此时第四模态振动尚未被激发. 与不计垂荡影响的情况相比, 多激发了第五模态, 第一和第三模态的幅值略有增大. 图5b 为 $1/4$ 横漂周期内各模态幅值的时间历程. 第一模态幅值远比高阶模态幅值大, 第二、四、五模态的幅值均很小, 且分别在 $0 < t < 19$ 、 $8.5 < t < 15.5$ 、 $0 < t < 5$ 的时段存在. 图5还显示各模态幅值的最大值所处时刻不同, 也不在相对流速最大的 $t=0$ 处, 这说明振幅与激励域及相应振型有关.

图6 为横漂过程中 $t = 0, 7.75, 1.55, 23.25$ 四个时刻的弯矩分布, 各点的弯矩大于不考虑垂荡作用的相应点的值.

为考察不同的垂荡频率对涡激振动的影响是否有差别, 本文假定所分析的 TLP 系统的其他参数不变, 垂荡频率可取 $\theta = 1.32, 1.74$ 或 2.094 . 与不考虑垂荡的结果相比, $\theta = 1.32$ 时多激发了第四模态的振动; $\theta = 1.74$

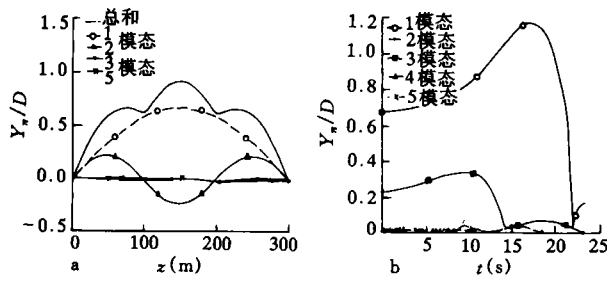


图5 各模式的振型振幅 ($t=0$) (a) 各模式振幅的时间历程 (b)

时多激发了第四和第五模态, 但幅值很小, 在横漂过程中维持的时间很短暂; $\theta=2.094$ 时多激发了第四和第五模态. 图 7a-b 为振动位移与剪力的分布, 很明显, 由于高模态分量的存在, 垂荡使剪力幅值大为提高; 不同的垂荡频率对响应的影响亦是不同的. 就本文所考察的三个频率中, $\theta=1.74$ 对响应的作用最小, $\theta=2.094$ 对响应的作用最大.

4 结论

在前人工作基础上, 本文提出了一种计及平台垂荡引起的动张力激励的张力腿涡激横向振动的估算方法. 动张力的

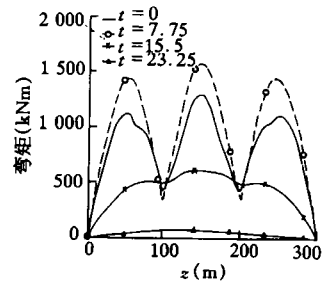


图6 不同时刻的弯矩分布

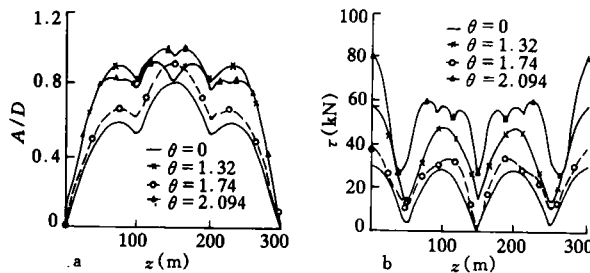


图7 垂荡频率的影响位移分布 (a) 和剪力分布 (b)

激励, 使张力腿涡激横向响应包含基本频锁共振和参一激频锁共振, 与不计垂荡影响的情况相比, 激发了更高模态的振动, 也提高了某些不计垂荡影响时业已激发的模态的振幅. 垂荡使张力腿涡激位移响应幅值增高, 就本文所分析的情况幅度在10%以内, 但剪力增幅非常显著, 在不同值可达20%至1倍以上; 影响的幅度与相对流速的大小和分布及垂荡频率均有关.

本文方法可以很方便地分析在横漂过程中各位置涡激横向振动的可能幅值, 但不包含各振型的相位关系, 适用于张力腿的疲劳分析, 也可用于涡激流向振动分析.

参考文献

- 1 Sarpkaya T. Vortex-induced oscillations: a selective review. *J. Appl. Mech.*, 1979, **146**, 241~258
- 2 Blevins R. Flow induced vibration. Van Nostrand Reinhold Company, New York, 1990
- 3 Iwan W D. The vortex-induced oscillation of non-uniform structural system. *J. Sound. Vibr.*, 1981, **79**(2): 291~301
- 4 Lyons G J, Patel M H. A prediction technique for vortex-induced transverse response of marine risers and tethers. *J. Sound. Vibr.*, 1986, **111**(3): 467~487
- 5 董艳秋. 波流联合作用下海洋平台张力腿的涡激非线性振动. *海洋学报*, 1994, **16**(3): 121~129
- 6 Griffin O M, Ramberg S E. Some recent studies of vortex shedding with application to marine tubulars and risers. *Trans. ASME.*, 1982, **104**, 2~13
- 7 Parkinson G V, Feng C C, Ferguson N. Mechanics of vortex excited oscillation of bluff cylinders. In: *Symposium on Wind Effects on Building and Structures*, Loughborough, England, 1968, 27
- 8 de Oliveira J, Fjeld S. Concrete hulls for tension leg platforms. In: *Proceedings of 20th Offshore Technology Conference*, OTC5636, Houston, 1988

Vortex-induced nonlinear vibrations of TLP tethers under circumstances of platform oscillation

Wang Dongyao¹ and Ling Guocan¹

1. *Institute of Mechanics, Academy of Sciences of China, Beijing 100080*

Abstract—A time domain analysis is presented for predicting vortex-shedding induced transverse vibration of tension leg platform (TLP) tethers which are subject to wave, current and oscillatory displacements at their upper end both in horizontal and vertical directions. Periodical variations of tether's tension caused by heaving oscillation of TLP play the role of a parametric exciter to vortex-induced vibration, and make it more complicated. In this paper, the conditions of structure—flow resonant caused by vortex, accounting for the effects of tension's parametric excitation are discussed; a method for analysis of TLP tether's dynamic responses to vortex and heaving oscillation is put forth. The time history of displacements, bending moments and shear forces of the tether are computed by the presented. It is shown clearly that the parametric excitation can raise the amplitudes of vortex-induced transverse vibration, increase the components of high frequent responses. The importance of tension variation for fatigue design of TLP tethers is illustrated.

Key words Tension leg platform (TLP), vortex-induced vibration, parametric excitation