

近海结构动力学 II. 随机平均分析

A. Rajagopalan R. E. Taylor

1. 引言

近10年来,人们大有兴趣的是近海空间桁架型结构在随机波作用下的动力响应预测。一般用修改后可以计及结构运动的著名的 Morison^[1] 方程来计算波浪力。就象在本文第 I 部分^{[2] (1)}中所讨论过的那样,假如采用这个方程,则波-结构系统是非线性的。即使忽略激励对响应的非线性关系(在阻力项中,响应起因于相对波速,而不是绝对波速),所得到的与非线性结构系统有关的力函数中仍包含着质点运动学量的非线性变换。这隐含着在一个高斯波场中,波力并不具有高斯概率密度。如果假定响应速度与波质点速度相比是很小,但不能忽略,则运动的控制方程仍可用一个线性系统来近似;不过其阻尼系数是一个随机参数的函数,而且激励是非高斯的,但无论如何可用摄动法获得响应谱,这种方法已在前文^[2]叙述过。

本文研究时变阻尼项的影响,把共振响应理想化为一个窄带过程。当共振效应很显著时,由于小阻尼结构主要是在它的基频处振动,这种做法完全合理。在典型空间桁架近海结构的情况下,只有对主要能量在其基频附近的波所引起的激励,这样做才是绝对正确的。在其主要频率大大低于基频的波中,典型套管架结构的响应谱^[3]显现有共振峰值和非共振峰值。在这种情况下,窄带方法可忽略非共振低频响应的影响。因此用这种方法计算的响应,不应作为响应设计的依据。不过这种方法能洞察时变阻尼对共振响应的影响,并指导得出一个计算此系统中的总有效阻尼的方法,而且,使用窄带方法,有可能获得响应振幅的概率密度。

以前, Lin & Holmes^[3]用窄带过程近似结构的响应来处理受风载结构的随机分析。风与波加载于结构得出类似的非线性运动方程,从而导出响应概率密度的 Fokker-Planck 方程。在受风载时平均速度是主要因素,结果是时变阻尼系数与风速成比例。然而在没有定常海流时波的阻力效应不得不用三次多项式来近似,而时变阻尼系数不得不用波质点速度的二次函数来近似。下面叙述如何计算这些综合效应,并介绍关于一个典型结构的一些结果。

2. 运动方程

用分块参数模型表示结构,运动的控制方程为

$$\mathbf{M} \ddot{\mathbf{x}} + \mathbf{C} \dot{\mathbf{x}} + \mathbf{K} \mathbf{x} = \mathbf{P} \quad (1)$$

式中 \mathbf{M} 是质量矩阵, \mathbf{C} 是结构的阻尼矩阵, \mathbf{K} 是刚度矩阵, $\mathbf{P}(t)$ 是水动力载荷形成的力矢。 \mathbf{x} , $\dot{\mathbf{x}}$, $\ddot{\mathbf{x}}$ 分别为位移,速度和加速度矢量。

力矢可以通过波质点和结构运动学量来表示,用[2]中所得方程(2), (7), (A3)

1) 近海结构动力学 I. 摄动分析, 力学进展, 15, 3 (1985): 382-391.

和 (A9) 的如下近似形式:

$$P_i = K_{M_i} \dot{u}_i + K_{D_i} \sqrt{2/\pi} \sigma_{u_i} u_i + K_{D_i} \sqrt{2/\pi} ((1/3) \sigma_{u_i}) \dot{u}_i - K_{A_i} \ddot{x}_i - K_{D_i} \sqrt{2/\pi} \sigma_{u_i} \dot{x}_i - K_{D_i} \sqrt{2/\pi} (u_i^2 / \sigma_{u_i}) \dot{x}_i \quad (2)$$

式中 P_i 是作用在第 i 个元件上的力, 这里 $K_{D_i} = (1/2) C_D \rho a_i$, $K_{A_i} = (C_M - 1) \rho b_i$, $K_{M_i} = C_M \rho b_i$, C_D 和 C_M 分别是阻力系数和惯性系数, ρ 是水的质量密度, a_i 和 b_i 是第 i 个元件的面积和体积, u_i 和 \dot{u}_i 是第 i 个元件位置处的波质点速度和加速度, σ_{u_i} 是 u_i 的标准偏差.

附加质量和长时间平均阻尼已包含在 M 和 C 中, 而力可以改写成作用于刚性元件上的力加上由时变部分或脉动部分所引起的阻尼项. 由 [2] 的方程 (5) 和 (A9), 可得

$$P_i = F_i - \sqrt{2/\pi} (K_{D_i} / \sigma_{u_i}) (u_i^2 - \sigma_{u_i}^2) \dot{x}_i \quad (3)$$

式中 F_i 表示作用于刚性元件上的力, 由下式给出:

$$F_i = K_{M_i} \dot{u}_i + K_{D_i} \sqrt{2/\pi} \sigma_{u_i} u_i + K_{D_i} \sqrt{2/\pi} ((1/3) \sigma_{u_i}) \dot{u}_i \quad (4)$$

如果假定此载荷仅以一阶模态激发共振响应, 就可以把运动方程变换为单自由度系统的方程. 根根模态是可以分离的且阻尼很小, 就可忽略模态之间的阻尼耦合. 如果采用正则化模态, 则在第一个正则化的主坐标 q 中, 可得到如下形式的响应的控制方程:

$$\ddot{q} + 2\zeta_1 \omega_1 \dot{q} + \omega_1^2 q = Q - \sum_{i=1}^n \alpha_i (u_i^2 - \sigma_{u_i}^2) \dot{q} \quad (5)$$

作用力函数由下式给定:

$$Q(t) = \sum_{i=1}^n \phi_i^{(1)} F_i(t) \quad (6)$$

式中 $\phi_i^{(1)}$ 是第一模态中第 i 质量的位移. ω_1 是相应的固有基频. 此外,

$$\alpha_i = \sqrt{2/\pi} (K_{D_i} / \sigma_{u_i}) [\phi_i^{(1)}]^2, \quad x_i = \phi_i^{(1)} q, \quad i = 1, \dots, n \quad (7, 8)$$

ζ_1 是第一模态中的平均阻尼比, 由下式给出:

$$\zeta_1 = \zeta_1' + \frac{1}{2\omega_1} \sum_{i=1}^n \sqrt{\frac{8}{\pi}} K_{D_i} \sigma_{u_i} [\phi_i^{(1)}]^2 \quad (9)$$

式中 ζ_1' 是在第一模态中的结构阻尼比.

3. 共振响应概率密度方程

用下述类似于 Lin & Holmes^[3] 的方法, 可得到响应的控制方程.

用振幅和相位的随机过程 $A(t)$ 和 $\theta(t)$ 表示响应 $q(t)$:

$$q(t) = A(t) \cos \Gamma(t), \quad \dot{q}(t) = -\omega_1 A(t) \sin \Gamma(t), \quad \Gamma(t) = \omega_1 t + \theta(t) \quad (10)$$

发现如下两个一阶方程完全相当于二阶方程 (5) (附录 A):

$$\dot{A} = \left[-2\zeta_1 \omega_1^2 A \sin \Gamma - \sum_{i=1}^n \alpha_i (u_i^2 - \sigma_{u_i}^2) \omega_1 A \sin \Gamma - Q \right] \frac{\sin \Gamma}{\omega_1} \quad (11a)$$

$$\dot{\theta} = \left[-2\zeta_1 \omega_1^2 A \sin \Gamma - \sum_{i=1}^n \alpha_i (u_i^2 - \sigma_{u_i}^2) \omega_1 A \sin \Gamma - Q \right] \frac{\cos \Gamma}{\omega_1 A} \quad (11b)$$

如果响应是窄带的, 则 $A(t)$ 和 $\theta(t)$ 是慢变过程。因此用 Bogoliubov & Mitropolskii^[4] 方法, 对上述方程进行长时间平均。平均后可能丢掉振荡项, 但保留了包含随机过程的显函数, 象 $u_i(t)$, $Q(t)$ 的那些项。慢变量 A 和 θ 可当作常数处理, 因此平均后的方程是

$$\dot{A} = -\zeta_1 \omega_1 A - \sum_{i=1}^n \alpha_i (u_i^2 - \sigma_{u_i}^2) A \sin^2 \Gamma - \frac{Q \sin \Gamma}{\omega_1} = -\zeta_1 \omega_1 A + G_1 \quad (12a)$$

$$\dot{\theta} = -\sum_{i=1}^n \alpha_i (u_i^2 - \sigma_{u_i}^2) \sin \Gamma \cos \Gamma - \frac{Q \cos \Gamma}{\omega_1 A} = G_2 \quad (12b)$$

A 和 θ 的联合概率密度 $p(A, \theta, t)$ 满足 Fokker-Planck 方程^[5]。它具有如下形式:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} = & -\frac{\partial}{\partial A} (m_1 p) - \frac{\partial}{\partial \theta} (m_2 p) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial A^2} (\sigma_{11} p) \\ & + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial A \partial \theta} [(\sigma_{12} + \sigma_{21}) p] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} (\sigma_{22} p) \end{aligned} \quad (13)$$

$$m_1 = -\zeta_1 \omega_1 A + \langle G_1 \rangle + \int_{-\infty}^{\infty} \left\langle \left[\left(\frac{\partial G_1}{\partial A} \right)_t (G_1)_{t+\tau} + \left(\frac{\partial G_1}{\partial \theta} \right)_t (G_2)_{t+\tau} \right] \right\rangle d\tau$$

$$m_2 = \langle G_2 \rangle + \int_{-\infty}^{\infty} \left\langle \left[\left(\frac{\partial G_2}{\partial A} \right)_t (G_1)_{t+\tau} + \left(\frac{\partial G_2}{\partial \theta} \right)_t (G_2)_{t+\tau} \right] \right\rangle d\tau$$

$$\sigma_{11} = \int_{-\infty}^{\infty} \langle [(G_1)_t, (G_1)_{t+\tau}] \rangle d\tau, \quad \sigma_{12} = \int_{-\infty}^{\infty} \langle [(G_1)_t, (G_2)_{t+\tau}] \rangle d\tau$$

$$\sigma_{21} = \int_{-\infty}^{\infty} \langle [(G_1)_{t+\tau}, (G_2)_t] \rangle d\tau, \quad \sigma_{22} = \int_{-\infty}^{\infty} \langle [(G_2)_t, (G_2)_{t+\tau}] \rangle d\tau$$

这里 m_1 , m_2 , σ_{11} , σ_{12} , σ_{21} 和 σ_{22} 是扩散系数, 在附录 B 中作了计算, 如

$$\begin{aligned} m_1 = & \left[-\zeta_1 \omega_1 + \frac{\pi}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \alpha_i \alpha_j S_{u_i u_j}^{*2}(\omega_i) + \frac{3\pi}{4} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \alpha_i \alpha_j S_{u_i u_j}^{*2}(2\omega_i) \right] A \\ & + \frac{\pi}{2 \omega_1^2} S_{QQ}(\omega_1) = aA + \frac{c}{A}, \quad m_2 = 0 \end{aligned} \quad (14a, b)$$

$$\sigma_{11} = \pi \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \alpha_i \alpha_j \left[S_{u_i u_j}^{*2}(\omega_i) + \frac{1}{2} S_{u_i u_j}^{*2}(2\omega_i) \right] A^2 + \frac{\pi}{\omega_1^2} S_{QQ}(\omega_1) = 2bA^2 + 2e \quad (14c)$$

$$\sigma_{12} = 0, \quad \sigma_{21} = 0 \quad (14d, e)$$

$$\sigma_{22} = \frac{\pi}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \alpha_i \alpha_j S_{v_i v_j}^{*2}(2\omega_i) + \frac{\pi}{\omega_1^2} A^2 S_{QQ}(\omega_1) = 2d + \frac{2e}{A^2} \quad (14f)$$

这里由卷积积分给出 $S_{u_i u_j}^{*2}(\omega)$:

$$S_{u_i u_j}^{*2}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{u_i u_j}(\omega - \omega') S_{u_i u_j}(\omega') d\omega' \quad (15)$$

在第一模态情况下, 激励的谱密度由下式给出:

$$S_{QQ}(\omega_1) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \phi_i^{(1)} \phi_j^{(1)} S_{F_i F_j}(\omega_1) \quad (16a)$$

式中 (如文献 [2] 的方程 (20))

$$\begin{aligned}
 S_{F_i F_j}(\omega) &= K_{D_i} K_{D_j} (8/\pi) \sigma_{v_i} \sigma_{v_j} S_{u_i u_j}(\omega) + \sqrt{8/\pi} \sigma_{v_i} K_{D_i} K_{M_j} S_{u_i u_j}(\omega) \\
 &+ \sqrt{8/\pi} \sigma_{v_j} K_{D_j} K_{M_i} S_{u_i u_j}(\omega) + K_{M_i} K_{M_j} S_{u_i u_j}(\omega) \\
 &+ (4/3\pi) K_{D_i} K_{D_j} (1/\sigma_{v_i} \sigma_{v_j}) S_{u_i u_j}^*(\omega) \quad (16b) \\
 S_{u_i v_j}^*(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} S_{u_i u_j}^*(\omega - \omega') S_{v_i v_j}(\omega') d\omega'
 \end{aligned}$$

为便于参考, 在方程 (14) 中定义了参数 a, b, d 和 c .

4. 稳态解

Fokker-Planck 方程的稳态解是用适当的边界条件和正则条件得出的 (见附录 C). 发现振幅 A 的概率密度函数可由下式给定:

$$P_A = KA(bA^2 + c)^{-\beta} \quad (17)$$

$$\begin{aligned}
 \beta &= \frac{3}{2} + \left\{ \xi_1 \omega_1 - \frac{\pi}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \alpha_i \alpha_j \left[S_{u_i u_j}^*(0) + \frac{3}{2} S_{u_i u_j}^*(2\omega_1) \right] \right\} / \\
 &\left\{ \pi \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \alpha_i \alpha_j \left[S_{u_i u_j}^*(0) + \frac{1}{2} S_{u_i u_j}^*(2\omega_1) \right] \right\}
 \end{aligned}$$

$$K = \pi(\beta - 1) \left| \frac{\pi}{2\omega_1^2} S_{Q_0 Q}(\omega_1) \right|^{\beta-1} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \alpha_i \alpha_j \left| S_{u_i u_j}^*(0) - \frac{1}{2} S_{u_i u_j}^*(2\omega_1) \right|$$

对于存在正则化的概率密度, 常数 K 应是正数, 并由此给定关于概率密度的稳定准则 ($\beta > 1$):

$$\xi_1 \omega_1 > \frac{\pi}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n 2\alpha_i \alpha_j S_{u_i u_j}^*(2\omega_1) \quad (18)$$

下式给出稳态时 A 的各阶矩:

$$E[A^n]_s = \int_0^{\infty} A^n P_A(A) dA = \frac{n}{2} \lambda^{n/2} B\left(\frac{n}{2}, \beta - \frac{n}{2} - 1\right) \quad (19)$$

式中 $B(j, k)$ 是 Beta 函数, 又

$$\lambda = S_{Q_0 Q}(\omega_1) \left\{ \omega_1^2 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \alpha_i \alpha_j \left[S_{u_i u_j}^*(0) + \frac{1}{2} S_{u_i u_j}^*(2\omega_1) \right] \right\}^{-1} \quad (20)$$

当 $\beta - (n/2) - 1 > 0$ 时, 方程 (19) 是有界的, 这相当于

$$\xi_1 \omega_1 > \frac{\pi}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \alpha_i \alpha_j \left[n S_{u_i u_j}^*(0) + \left(1 + \frac{n}{2}\right) S_{u_i u_j}^*(2\omega_1) \right] \quad (21)$$

这是对第 n 阶矩的稳定条件.

当 n 是偶整数时,

$$E[A^n]_s = \frac{n}{2} \lambda^{n/2} \frac{(n/2 - 1)!}{(\beta - 2)(\beta - 3) \cdots (\beta - n/2 - 1)}, \quad n \text{ 偶数} \quad (22)$$

特别是当 $n=2$ 时,

$$E[A^2]_t = \frac{\pi S_{QQ}(\omega_1)}{\omega_1^2} \left\{ \zeta_1 \omega_1 - \pi \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \alpha_i \alpha_j \left| S_{u_i u_j}^{*2}(0) + S_{u_i u_j}^{*2}(2\omega_1) \right| \right\}^{-1} \quad (23)$$

均方值的稳定准则是

$$\zeta_1 \omega_1 > \pi \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \alpha_i \alpha_j \left| S_{u_i u_j}^{*2}(0) + S_{u_i u_j}^{*2}(2\omega_1) \right| \quad (24)$$

所以由此解发现, 概率密度和共振响应振幅的各阶矩决定于在零和 2 倍共振频率处波质点速度的二次卷积的谱密度。概率密度当然也是激励谱密度的函数即方程 (16b), 这些激励谱密度本身包含波质点速度谱的三阶卷积。

5. 当量阻尼

由方程 (23) 给出的共振响应的均方振幅, 可以表达为

$$E[A^2] = \pi S_{QQ}(\omega_1) / \omega_1^2 \zeta_1^{e^a} \quad (25)$$

式中, 当量模态阻尼比是

$$\zeta_1^{e^a} = \zeta_1 - \frac{\pi}{\omega_1} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \alpha_i \alpha_j \left| S_{u_i u_j}^{*2}(0) + S_{u_i u_j}^{*2}(2\omega_1) \right| \quad (26)$$

可以回想一下, ζ_1 包含平均水动力阻尼, 如在方程 (9) 所定义的那样。从这里减去了由时变阻尼参数而引起的项。

用另一种分析也可得出这个结果。定义一个当量常值阻尼, 在某一周期内时变项所作的功, 等于常数项所作的相应功。因此, 假如 $\bar{\zeta}_1$ 是阻尼比, 它相当于在方程 (5) 中的时变效应, 那就可以取

$$\int_0^T \sum_{i=1}^n \alpha_i (u_i^2 - \sigma_{u_i}^2) \dot{q}^2 dt = \int_0^T 2\bar{\zeta}_1 \omega_1 \dot{q}^2 dt \quad (27)$$

上式两边除以 T , 并使 T 趋于无穷而取极限, 可得

$$\left\langle \sum_{i=1}^n \alpha_i (u_i^2 - \sigma_{u_i}^2) \dot{q}^2 \right\rangle = 2\bar{\zeta}_1 \omega_1 \langle \dot{q}^2 \rangle \quad (28)$$

而 \dot{q} 由方程 (10) 给出, 因此

$$2\bar{\zeta}_1 \omega_1 = \left[\sum_{i=1}^n \alpha_i \langle (u_i^2 - \sigma_{u_i}^2) A^2 \sin^2 \Gamma \rangle \right] / \langle A^2 \sin^2 \Gamma \rangle \quad (29)$$

方程 (29) 中的时间平均, 是用类似于方程 (13) 中计算扩散系数的方法计算的。于是, 对一个函数 $G(A, \theta, u_i)$, 用

$$\langle G(A, \theta, u_i) \rangle = \langle G \rangle + \int_0^t \left\langle \left[\left(\frac{\partial G}{\partial A} \right) (G_1)_{t+\tau} + \left(\frac{\partial G}{\partial \theta} \right) (G_2)_{t+\tau} \right] \right\rangle d\tau \quad (30)$$

计算, 而且计算右边第一项时, 没有考虑 A, θ, u_i 之间的相关性; 此外, G_1 和 G_2 分别在方程 (12a) 和 (12b) 中给出。这样便导出

$$2\bar{\zeta}_1 \omega_1 = -2\pi \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \alpha_i \alpha_j \left| S_{u_i u_j}^{*2}(0) + S_{u_i u_j}^{*2}(2\omega_1) \right| \quad (31)$$

于是得到一个包含在方程 (26) 中同样的表达式。因此, 可见时变项在系统中降低了有效阻尼。其结果是用方程 (31) 来计算这个效应。

6. 结果

本文分析了一个典型套管架结构的平面桁架理想模型, 如图 1 和图 2¹⁾ 所示, 它是与 [2] 中用摄动法分析过的同样的模型。此结构是对水深为 146.3m 设计的, 并且有 1.24rad/s 基频。假设结构的阻尼相当于基本模态的临界阻尼的百分之一。对于用有效波高 H_s 和零均值穿越周期 T_z 所示的 Pierson-Mockowitz 谱所定义的各种海况得出了结果。

首先可与摄动法所得结果进行比较, 用当量阻尼的概念 (方程 (26) 中定义的), 可以从随机平均法得到总响应谱。图 3 是一个平台响应谱与相应摄动法的结果的比较, 这里 $H_s = 15\text{m}$, $T_z = 14\text{s}$ 。可以看到, 除了非常靠近共振处之外, 这些结果是难以区分的。总响应均方值相差约百分之零点五。表 1 (平台的挠度) 和表 2 (平台的速度) 中给出摄动法和当量阻尼法所得的响应均方值的进一步对比。所研讨的六种海况, 涉及对应于两个零均值穿越周期 (14s 和 10s) 的波能分布。在所有的情况中, 就均方响应而言, 两种方法非常相近。

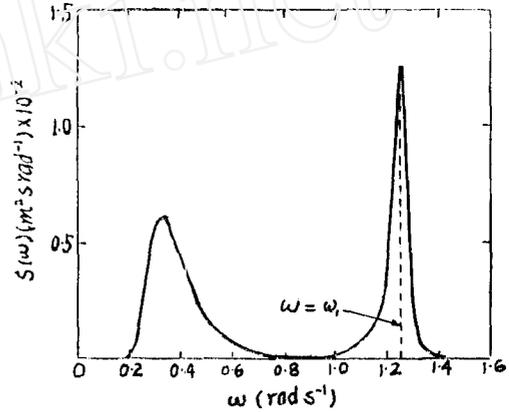


图 3 用当量阻尼法和摄动法获得的平台挠度响应谱
——当量阻尼法 ----摄动法

在这些表中, 也包括了由方程 (23) 直接计算的平台均方响应的窄带共振值, 用当量线性化法得到总响应均方值。可以看出, 当准静态的贡献相对地小时 (海况 W_4 , W_5 和 W_6), 根据窄带解得到的均方速度, 实际上大于根据当量阻尼法或摄动法得到的总值。这是因为窄带值实际上是在白噪声近似的基础上去引起激励的, 其强度为 $S_{QQ}(\omega)$ (参看方程 (23))。

表 1 平台挠度均方值 ($\text{m}^2 \times 10^{-3}$)

海况	波的参数		窄带共振部分	当量阻尼法总值	摄动法总值	线性化法总值
	$T_z(\text{s})$	$H_s(\text{m})$				
W_1	14	15	0.998	2.239	2.251	1.918
W_2	14	12	0.605	1.263	1.269	1.120
W_3	14	9	0.332	0.643	0.645	0.593
W_4	10	8	1.024	1.177	1.181	1.130
W_5	10	6.5	0.686	0.782	0.784	0.759
W_6	10	5	0.417	0.472	0.473	0.471

1) 此处的图 1 及图 2 与《力学进展》1985 年 第 15 卷第 3 期第 387 页上的完全相同, 故略。——译者

表 2 平台速度均方值 ($\text{m}^2\text{s}^{-2} \times 10^{-3}$)

海况	窄带共振部分	当量阻尼法总值	摄动法总值	线性化法总值
W ₁	1.541	1.623	1.641	1.220
W ₂	0.933	0.970	0.979	0.787
W ₃	0.513	0.527	0.530	0.460
W ₄	1.580	1.510	1.516	1.441
W ₅	1.508	1.015	1.018	0.982
W ₆	0.644	0.621	0.623	0.608

这造成了过高估计的速度均方值。这一效应不会在位移结果中出现，因为准静态的贡献相对于总响应来说更为重要。

表 3 中给出了对应于六种海况的当量水动力阻尼值。平均水动力阻尼（由方程（9）获得）不同于脉动分量的贡献（方程(26)），虽然在所有情况下后者被看作是很小的。这清楚地表明，水动力阻尼强烈地依赖于有效波高。

表 3 按临界阻尼的百分数表示的第一模态当量水动力阻尼（结构阻尼是1%）

海况	平均水动力阻尼	当量脉动阻尼	净水动力阻尼
W ₁	1.150	-0.083	1.067
W ₂	0.920	-0.053	0.867
W ₃	0.690	-0.030	0.660
W ₄	0.526	-0.012	0.514
W ₅	0.427	-0.008	0.419
W ₆	0.329	-0.005	0.324

7. 结论

本文及前文[2]的目的，是对受波载作用的动力响应结构，评价改进型 Morison 方程中所包含的这些非线性效应。所得结果是以应用此 Morison 方程中的某些系数为基础，并由于更多的数据而变成可用于波载的振动柱体的情况，从而得到改进。但是不管这些系数的绝对值如何，这些结果表明了运用 Morison 方程中具有非线性泛函形式的载荷项的意义。最近的实验促使 Sarpkaya^[6] 建议改进波载方程，但是，注意到此处的分析仍保留了基本的非线性变换，是很重要的。确实，Sarpkaya 建议的有关规则波激励的特加项，包含着波频的附加奇次谐波，因此看出高次谐波作用的重要性增加了。

[2]中曾用摄动分析方法分析过这些因素的影响。本文中我们使用了随机平均法，得出了下列结论。

①根据基频处的窄带共振响应，可获得当量水动力阻尼值。这个方法类似于假定输入参数是理想白噪声时，用测量响应均方值来实验地确定系统中的阻尼值。随着海况恶劣程度的

增强, 当量水动力阻尼增大. 它的主要分量是由一个常数项引起的, 对于此处所考虑的情况, 脉动阻尼项引起的负作用是很小的.

②在谱分析中, 保留了波浪力非线性地依赖于波质点速度的关系, 运用当量水动力阻尼导得的响应谱非常类似于[2]中通过摄动分析获得的结果.

③无论如何, 随机平均法在响应统计方面提供了更多的信息. 响应的非高斯性质对估算疲劳寿命具有重要的意义, 这是需要进一步研究的问题.

参 考 文 献 (6篇, 略)

附录 A 二阶方程化为两个一阶方程 (略)

附录 B 扩散系数的计算 (略)

附录 C Fokker-Planck 方程的稳态解 (略)

欧阳怡译自: *J. of Sound and Vibration*, **83**, 3 (1982): 417—431. (孟 珊校)

(上接第 438 页)

面, 有对铁屑的熔化 (功率可达数兆瓦), 合金粉的熔化和精炼, 磁矿还原等. 在喷涂方面, 除在气体介质中进行喷涂外, 还进行了水下喷涂的研究; 以前喷涂主要用直流等离子体, 会上提出了用高频等离子体进行喷涂的论文.

5) 臭氧生成 臭氧可用来处理饮用水, 漂白和作氧化剂, 不会造成环境污染, 所以其需求量一直在增加. 现已有处理饮用水的臭氧发生装置, 功率达兆瓦级, 用来消除发电厂排烟中的 NO_2 的新装置, 功率达数十兆瓦, 每小时生产臭氧数十吨. 在 He/O_2 混合气中臭氧生产电耗为 400—450g/kWh.

Ⅲ. 样品展览 38家公司展出, 样品有等离子体炬, 等离子体炉, 等离子体刻蚀设备, 各种等离子体加热系统, CVD 系统, 半导体过程气体设备, 气体分配系统, 各种测量设备如光学技术、激光诊断、各种传感器、光纤传输、粒子测量设备、质谱仪、薄膜测量, X 光衍射仪、计算机、各种照相设备、电子仪器和装置、转换装置等. 还有部分等离子体加工的产品. 展览中给人的突出印象是: ①等离子体发生器发展很快, 直流发生器功率可达 3—10MW, 寿命数百小时, 效率高, 焓值高, 运转费用低, 安全可靠. 用于高频等离子体发生技术的高频机, 功率达~3000kW, 具有各种频率范围 (分三个等级: <3MHz, 3—30MHz, 31—300MHz), 可以是自激式 (1—300kW) 或他激式 (1—3000kW), 振荡波形可为正弦形或脉冲形, 可调整内部触发以适应匹配要求. 现正在研究功率为 4500kW 的高频机. ②等离子体诊断装置已达较高水平, 而且配有先进的自动控制系统和数据处理系统. ③与等离子体技术密切相关的配套系统如各种气体计量、控制和分配系统, 真空泵等.

会议选举了日本东京大学 Akashi 教授为下届会议主席, 并定于 1987 年在日本东京举行 ISPC-8.

中国科学院力学研究所 朱清文