

的分布图形。

对于一组观测数据在电子计算机上计算输出的全部结果是：原始数据、上跨零点波高及

其对应的周期，下跨零点波高及其对应的周期、波高和周期的分布图，以及各种有关参数值。全部结果均以一定的格式或图形印出。

### 参 考 文 献

〔1〕 文圣常，1962。海浪原理。山东人民出版社。P143, P159。

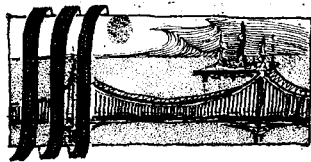
## ON CALCULATING WAVE HEIGHT, WAVE PERIOD AND THEIR PROBABILITY DISTRIBUTION

Fan Shunting, Wang Yimou, Hou Yongming

(Institute of Oceanology, academia Sinica)

### Abstract

This paper provides a method for calculating wave height, wave period and probability distribution with computer for equal dispersed observational data of wave. We have compiled calculation procedure using A GOL language (including drawing procedure). Calculation shows it is applicable.



## 力谱在海洋工程中的应用

倪 浩 清

(中国科学院 水利电力部 水利水电科学研究院)

本文主要论述海浪的力谱及其应用，针对圆形墩柱的波浪力进行了分析。

### 一、力谱的推求

力谱可以直接用仪器在建筑物上量得，但是这种直接量测是相当艰巨和复杂的。这里我们借助于海浪谱及海浪运动的规律来探求海洋工程中应用非常广泛的圆柱形建筑物上的力谱。

应用随机性的理论，把海面波动的垂直位移分解为无限多的频率等于 $\omega_n$ 、振幅等于 $a_n$ 、初相等于 $\varepsilon_n$ 的简单波的叠加，这样可得离散型或连续型的垂直位移波动公式

$$\left. \begin{aligned} \zeta(t) &= \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(k_n x - \omega_n t + \varepsilon_n) \\ \text{或} \quad \zeta(t) &= \int_0^{\infty} \sqrt{2G_{\zeta}(\omega)} d\omega \end{aligned} \right\} (1-1)$$

$$\cos(kx - \omega t + \varepsilon)$$

式中： $\zeta(t)$ 、 $\varepsilon$ 、 $\varepsilon_n$ 是随机变量； $G_{\zeta}(\omega)$

为波谱； $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ， $\lambda$ 为波长， $k$ 为波数； $\omega =$

$\frac{2\pi}{T}$ ， $T$ 为周期， $\omega$ 为圆频率。

根据海浪质点运动的规律，我们又可将质点水平速度、加速度表示为

$$u = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \omega_n \frac{\text{ch } k_n(z-d)}{\text{sh } k_n d} \times \left. \begin{aligned} &\times \cos(k_n x - \omega_n t + \varepsilon_n) \\ \text{或} \\ &= \int_0^{\infty} \sqrt{2G_{\zeta}(\omega)} d\omega \times \\ &\times \omega \frac{\text{ch } k(z-d)}{\text{sh } kd} \cos(kx - \omega t + \varepsilon) \end{aligned} \right\} (1-2)$$

$$\dot{u} = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \omega_n^2 \frac{\text{ch } k_n(z-d)}{\text{sh } k_n d} \times \left. \begin{aligned} &\times \sin(k_n x - \omega_n t + \varepsilon_n) \\ \text{或} \\ &= \int_0^{\infty} \sqrt{2G_{\zeta}(\omega)} d\omega \times \\ &\times \omega^2 \frac{\text{ch } k_n(z-d)}{\text{sh } kd} \sin(kx - \omega t + \varepsilon) \end{aligned} \right\} (1-3)$$

根据海浪理论的海浪要素统计分析及海浪谱的定义, 得出对海面垂直位移的方差和谱为

$$\sigma_{\zeta}^2 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n^2}{2} = \sum_{n=1}^{\infty} G_{\zeta}(\omega_n) \Delta\omega \left. \begin{aligned} \text{或} \\ \sigma_{\zeta}^2 = \int_0^{\infty} G_{\zeta}(\omega) d\omega \\ G_{\zeta}(\omega_n) = \frac{a_n^2}{2\Delta\omega} \\ \text{或} \\ G_{\zeta}(\omega) = \lim_{\Delta\omega \rightarrow 0} \frac{a_n^2}{2\Delta\omega} = \frac{a_n^2}{2d\omega} \end{aligned} \right\} (1-4)$$

由于线性关系, 我们可以得到水质点水平流速及加速度的方差和谱

$$\sigma_u^2 = \sum_{n=1}^{\infty} \omega_n^2 \frac{\text{ch}^2 k_n(z-d)}{\text{sh}^2 k_n d} \frac{a_n^2}{2} \left. \begin{aligned} = \sum_{n=1}^{\infty} \omega_n^2 \frac{\text{ch}^2 k_n(z-d)}{\text{sh}^2 k_n d} G_{\zeta}(\omega_n) \Delta\omega \\ \text{或} \\ \sigma_u^2 = \int_0^{\infty} \omega^2 \frac{\text{ch}^2 k(z-d)}{\text{sh}^2 kd} G_{\zeta}(\omega) d\omega \\ G_u(\omega_n) = \omega_n^2 \frac{\text{ch}^2 k_n(z-d)}{\text{sh}^2 k_n d} G_{\zeta}(\omega_n) \\ \text{或} \\ G_u(\omega) = \omega^2 \frac{\text{ch}^2 k(z-d)}{\text{sh}^2 kd} G_{\zeta}(\omega) \end{aligned} \right\} (1-6)$$

$$G_u(\omega) = \omega^2 \frac{\text{ch}^2 k(z-d)}{\text{sh}^2 kd} G_{\zeta}(\omega) \left. \right\} (1-7)$$

$$\sigma_u^2 = \sum_{n=1}^{\infty} \omega_n^4 \frac{\text{ch}^2 k_n(z-d)}{\text{sh}^2 k_n d} \frac{a_n^2}{2} \left. \begin{aligned} = \sum_{n=1}^{\infty} \omega_n^4 \frac{\text{ch}^2 k_n(z-d)}{\text{sh}^2 k_n d} G_{\zeta}(\omega_n) \Delta\omega \\ \text{或} \\ \sigma_u^2 = \int_0^{\infty} \omega^4 \frac{\text{ch}^2 k(z-d)}{\text{sh}^2 kd} G_{\zeta}(\omega) d\omega \end{aligned} \right\} (1-8)$$

$$G_{\dot{u}}(\omega_n) = \omega_n^4 \frac{\text{ch}^2 k_n(z-d)}{\text{sh}^2 k_n d} G_{\zeta}(\omega_n) \left. \begin{aligned} \text{或} \\ G_{\dot{u}}(\omega) = \omega^4 \frac{\text{ch}^2 k(z-d)}{\text{sh}^2 kd} G_{\zeta}(\omega) \end{aligned} \right\} (1-9)$$

许多国外文献认为, 应用不规则波计算海浪力时, 仍可采用Morison方程的基本假定, 即水平海浪力 $f$ 由惯性力 $[K_1 \dot{u}]$ 和速度力 $[K_2 u |u|]$ 组成, 可由下式表达:

$$f = K_1 \dot{u} + K_2 u |u| \quad (1-10)$$

式中:

$$K_1 = C_M \frac{\gamma A}{g} = C_M \frac{\gamma \pi D^2}{4g}$$

$$K_2 = C_D \frac{D}{2g}$$

$C_M$ 为惯性力系数;  $C_D$ 为速度力系数;  
 $A$ 为圆柱体截面积;  $D$ 为圆柱的直径;  
 $\gamma$ 为海水的容重;  $g$ 为重力加速度。

在不规则波作用下,  $\dot{u}$ 及 $u$ 是一个随机变量。由于速度力与 $u^2$ 有关, 因此Morison方程是非线性的, 计算比较复杂。为了简化计算, 在文献<sup>(1)</sup>中提出, 在圆柱体直径较大情况下, 海浪力组成中惯性力为主, 此时速度力较小, 就可将上式线性化, 甚至可略去不计速度力。线性化后的Morison方程<sup>(3)</sup>为

$$f = K_1 \dot{u} + K'_2 u \quad (1-11)$$

式中:

$$K'_2 = K_2 \sqrt{\frac{8}{\pi}} \sigma_u$$

这里 $\sigma_u$ 为水质点运动水平分速的均方

差。

在上式中，由于 $\dot{u}$ 及 $u$ 为随机变量，故 $f$ 也是一个随机变量，因此相应(1-11)式可求得海浪力的方差及其单元高度上的力谱为

$$\sigma_f^2 = K_1^2 \sigma_u^2 + (K_2^1)^2 \sigma_u^2 \quad (1-12)$$

$$G_{f(u)} = K_1^2 G_u(\omega) + (K_2^1)^2 G_u(\omega) \quad (1-13)$$

对于较大直径圆柱体，力谱公式(1-13)中第二项可略去不计，即可得

$$G_f(\omega) = K_1^2 G_u(\omega) \quad (1-14)$$

圆柱体上的总水平推力 $F$ 的力谱为

$$G_F(\omega) = \int_0^d \frac{K_3^2 \sigma_u^2(Z)}{\pi} 8\omega^2 \frac{ch^2 K(Z-d)}{sh^2 Kd} G_z(\omega) dZ + \int_0^d K_1^2 \omega^4 \frac{ch^2 K(Z-d)}{sh^2 Kd} \times G_z(\omega) dZ \quad (1-15)$$

如果不考虑速度力，则总水平推力力谱为

$$G_F(\omega) = K_1^2 G_z(\omega) \left( 1 + \frac{2Kd}{sh^2 Kd} \right) \quad (1-16)$$

## 二、力谱的应用

(一) 力谱在不规则波作用下计算中的应用

上面我们已经认定 $\dot{u}$ 及 $u$ 为随机变量，故 $f$ 也是一个随机变量。根据随机函数的理论，海浪可以视为一正态过程的实现，海浪水质点的水平加速度 $\dot{u}$ 和水平速度 $u$ 的概率分布可以认为是正态分布，波浪力 $f$ 也可以认为是正态分布的。因此波浪力概率分布为

表 1

P%	0.1	1	5	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
$\left(\frac{f'}{f_s}\right)_p$	2.326	1.822	1.386	1.163	0.906	0.733	0.595	0.477	0.371	0.272	0.179	0.089	0

将公式(1-6)及(1-8)中的第二式代

$$p(f) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_f} \exp\left(-\frac{f^2}{2\sigma_f^2}\right) \quad (2-1)$$

式中： $\sigma_f$ 为 $f$ 的均方差；

$$\sigma_f^2 = \sigma_{f_1}^2 + \sigma_{f_2}^2 = K_1^2 \sigma_u^2 + (K_2^1)^2 \sigma_u^2$$

故

$$p(f) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(K_1^2 \sigma_u^2 + (K_2^1)^2 \sigma_u^2)}} \times \exp\left[-\frac{f^2}{2(K_1^2 \sigma_u^2 + (K_2^1)^2 \sigma_u^2)}\right] \quad (2-2)$$

波力的累积概率 $P(f')$ 应为

$$P(f') = 2 \int_{f'}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_f} \times \exp\left(-\frac{f^2}{2\sigma_f^2}\right) df \quad (2-3)$$

令  $t = \frac{f}{\sqrt{2} \sigma_f}$ ,  $t' = \frac{f'}{\sqrt{2} \sigma_f}$ , 则

$$P(f') = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{t'}^{\infty} e^{-t^2} dt = 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{f'}{\sqrt{2} \sigma_f}\right)^* \quad (2-4)$$

令  $f_s = \sqrt{2} \sigma_f$ ,  $f_s$ 为特微波浪力  
则

$$P(f') = 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{f'}{f_s}\right) \quad (2-5)$$

由此即可计算任意累积概率 $P(f')$ 下的 $f'/f_s$ 值(见表1)。

\* 误差函数是一种常遇到的函数，其定义是

$$\operatorname{erf}\left(\frac{f'}{\sqrt{2} \sigma_f}\right) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{f'}{\sqrt{2} \sigma_f}} e^{-t^2} dt; \quad \left(0 \leq \frac{f'}{\sqrt{2} \sigma_f} < \infty\right)$$

入公式(2-4)即得特微波浪力

$$f_s = \sqrt{2} \sigma_f = \sqrt{2(\sigma_{f_1}^2 + \sigma_{f_2}^2)} = \sqrt{2K_1^2 \sigma_u^2 + 2(K_3^1)^2 \sigma_u^2}$$

$$= \left( 2K_1^2 \int_0^\infty \omega^4 \frac{ch^2 K(Z-d)}{sh^2 Kd} G_\zeta(\omega) d\omega + \frac{16K_3^2}{\pi} \left[ \int_0^\infty \omega^2 \frac{ch^2 K(Z-d)}{sh^2 Kd} G_\zeta(\omega) d\omega \right]^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2-6)$$

将海浪谱  $G_\zeta(\omega)$  代入上式，经积分后即可求得  $f_s$ ，但由于上式中的积分解析解较为困难，因此一般采用了文献〔2〕中数值积分。由于本文采用了渤海谱作为算例，而采用了另一算法，鉴于该谱的对称性，同时其  $\omega=0.5-2.3$  及  $k=0.05-0.5$ ，根据积分均值定理，我们取  $\bar{K} \approx 0.2$ ，将  $ch^2 \bar{K}(Z-d)/sh^2 \bar{K}d$  取出(2

一6) 式中积分号外，现只需解决  $\int_0^\infty \omega^4 G_\zeta(\omega) d\omega$  和  $\int_0^\infty \omega^2 G_\zeta(\omega) d\omega$  的积分问题，我们应用渤海谱来予以推导说明。

渤海谱\*为

$$G_\zeta(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty R(\tau) \cos \omega \tau d\tau$$

$$= \frac{\sigma_\zeta^2}{\pi T} \left[ \frac{1}{\left(\frac{1}{T}\right)^2 + \left(\frac{5.33}{T} + \omega\right)^2} + \frac{1}{\left(\frac{1}{T}\right)^2 + \left(\frac{5.33}{T} - \omega\right)^2} \right] \quad (2-7)$$

式中： $\sigma_\zeta^2$  为海面波动的垂直位移  $\zeta(t)$  的方差，

$$\sigma_\zeta^2 = \bar{H}/2\pi \quad \text{或} \quad 0.0276 H_{1\%}^2$$

$$\text{或} \quad 0.0360 H_{3\%}^2 \quad \text{或} \quad 0.062 H_{13\%}^2$$

$\bar{T}$  为波系平均周期， $\tau$  为相关时矩。

相关函数为

$$R(\tau) = \int_0^\infty G_\zeta(\omega) \cos \omega \tau d\omega$$

$$= \sigma_\zeta^2 e^{-\alpha \tau} \cos \beta \tau = R(0) e^{-\alpha \tau} \cos \beta \tau \quad (2-8)$$

式中： $\alpha$  为衰减系数 (1/秒)；  
 $\beta$  为相关系数 (1/秒)；

$$R(0) = \int_0^\infty G_\zeta(\omega) d\omega = \sigma_\zeta^2$$

对相关函数式 (2-8) 二次求导后，并当  $\tau=0$  时得

$$\left. \frac{d^2 R(\tau)}{d\tau^2} \right|_{\tau=0} = - \int_0^\infty \omega^2 G_\zeta(\omega) d\omega$$

$$= -\sigma_\zeta^2 \left[ \left( \frac{5.33}{T} \right)^2 - \left( \frac{1}{T} \right)^2 \right] \quad (2-9)$$

同样对相关函数式 (2-8) 四次求导后，并当  $\tau=0$  时得

$$\left. \frac{d^4 R(\tau)}{d\tau^4} \right|_{\tau=0} = \int_0^\infty \omega^4 G_\zeta(\omega) d\omega$$

$$= \sigma_\zeta^2 \left[ \left( \frac{5.33}{T} \right)^4 - 6 \left( \frac{1}{T} \right)^2 \times \right. \\ \left. \times \left( \frac{5.33}{T} \right)^2 + \left( \frac{1}{T} \right)^4 \right] \quad (2-10)$$

由 (2-9) 及 (2-10) 代入 (2-6) 得

$$f_s = \left\{ 2K_1^2 \sigma_\zeta^2 \left[ \left( \frac{5.33}{T} \right)^4 - \right. \right.$$

\* 中国科学院  
水利水电科学研究院 1977年9  
水利电力部  
月“风浪要素、波谱及波力等问题的分析研究”。

$$-6 \left( \frac{1}{T} \right)^2 \left( \frac{5.33}{T} \right)^2 + \left( \frac{1}{T} \right)^4 \left] + \frac{16K^{\frac{3}{2}}}{\pi} \sigma_z^2 \left[ \left( \frac{5.33}{T} \right)^2 - \left( \frac{1}{T} \right)^2 \right]^2 \frac{ch^2 \bar{K} (Z-d)}{sh^2 \bar{K} d} \left. \right\}^{\frac{1}{2}} \frac{ch \bar{K} (Z-d)}{sh \bar{K} d} \quad (2-11)$$

有了 $f_s$ 后, 海浪力强度即为

$$(P_z)_{P\%} = f_s \left( \frac{f'}{f_s} \right)_P \quad (2-12)$$

算例: 在水深 $d=5.86$ 米处的海上建一直径 $D=3.4$ 米的圆柱形建筑物, 计算在 $H_{1\%}=2$ 米,  $\bar{T}=4$ 秒,  $\lambda=19.8$ 米的海浪作用下的波浪力。

在计算中, 考虑到柱体直径较大, 雷诺数

( $R_e = uD/\nu = 4 \times 10^6$ ) 很大, 因此略去速度力,  $C_M = 2$ ,  $(f'/f_s)_{1\%} = 1.822$ , 计算结果列于表 2。

### (二) 力谱在动力分析中的应用

圆柱形建筑物在海洋工程中的应用是相当广泛的。在设计中应当仔细考虑它的动力特性, 考虑一定的水平载荷, 以增强建筑物抵抗侧力的能力。例如对钻井船的平台偏离, 横摇、纵摇等运动要限制在一定的允许值的范围内, 否则造成旋转式钻杆过大的应变, 甚至影响到石油的安全生产或导致停产。在拖航或自航中, 由于静力、动力的稳定性考虑不周, 也会造成钻井船的倾复和下沉, 渤海 2 号就是一个深刻的教训。我们针对上述的两个问题, 进行了一些反应谱的动力分析, 以便于设计建筑物时应用。在分析中, 应用平稳随机过程线性

表 2

Z (米)	0	1	2	3	4	5	5.86
$f_s$ (吨/米)	1.66	1.41	1.23	1.10	1.00	0.95	0.93
计 算 ( $P_z$ ) $_{1\%}$ (吨/米)	3.05	2.57	2.24	2.00	1.82	1.73	1.69
实 测 <sup>[1]</sup> ( $P_z$ ) $_{1\%}$ (吨/米)	3.50	2.80	2.20	1.90	1.70	1.60	—

变换谱密度的办法, 推求出传递函数和反应谱, 以便于频率特性和摇摆的分析。

在圆柱形结构的动力分析时, 视结构为单自由度体系, 其动力方程为

$$\frac{d^2 s(t)}{dt^2} + 2a' \frac{ds(t)}{dt} + (K')^2 S(t) = F(t) \quad (2-13)$$

式中:  $S(t)$  为水平位移 (厘米);  $2a' \frac{ds(t)}{dt}$

为粘性的摩擦阻力,  $a'$  为结构的阻尼系数,  $a' > 0$  (公斤);  $(K')^2 S(t)$  为恢复力 (公斤),  $(K')^2$  为结构劲度系数;  $F(t)$  为作用的不规

则的总水平推力 (公斤)。我们认为, 波力  $F(t)$

是具有固定力谱密度  $G_F(\omega) = \int_0^a G_f(\omega, Z) dZ$  的平稳随机过程, 动力方程的传递函数的形式是

$$L(\omega) = \frac{1}{(K')^2 - \omega^2 + 2ia'\omega} \quad (2-14)$$

平稳随机过程  $S(t)$  的谱密度, 是动力方程的解, 可确定为下式

$$S_s(\omega) = \left| \frac{1}{(K')^2 - \omega^2 + 2ia'\omega} \right|^2 G_F(\omega)$$

$$= \frac{G_F(\omega)}{[(K')^2 - \omega^2]^2 + (2a'\omega)^2} \quad (2-15)$$

如果不考虑摩擦力，上式可化为

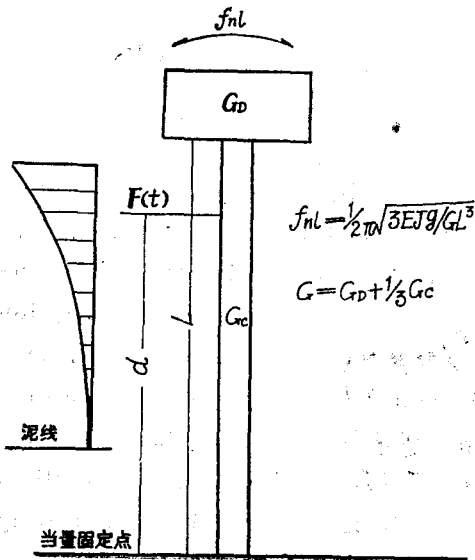
$$S_s(\omega) = \frac{G_F(\omega)}{[(K')^2 - \omega^2]^2} \quad (2-16)$$

$$f_{nL} = \frac{\omega}{2\pi} = \pm \frac{1}{2\pi} \sqrt{2(a')^2 + (K')^2 \pm \sqrt{[2(a')^2 - (K')^2]^2 - (K')^4}} \quad (2-17)$$

式中考虑实域频率时，根号前的负号应去掉，式中虚根也应去掉。如果不考虑摩擦阻力，圆柱形结构的水平向的自振频率

$$f_{nL} = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{K'}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{3EJg}{GL^3}} \quad (2-18)$$

式中： $K' = \sqrt{\frac{3EJg}{GL^3}}$ ，其中： $E$ 为弹性模数； $J$ 为惯性矩； $g$ 为重力加速度； $G$ 为当量重， $G = G_D + \frac{1}{3}G_C$ ， $G_D$ 为平台重量， $G_C$ 为圆柱重； $L$ 为圆柱形建筑物顶部到当量固定点的距离（见图）。



若传递函数 $L(\omega)$ 分母为零，则反应谱 $S_s(\omega)$ 的值为无穷大，因此，结构自振频率由此而推导。考虑摩擦阻力，圆柱形结构的水平向的自振频率

对于巨型的钻井船，必须进行模型试验或中间试验，以定其摇摆的特性。另一方面，亦可以根据船舶的运动方程和平稳随机理论来估算摇摆的频率。船舶的运动方程为

$$I \frac{d^2\theta}{dt^2} + B_1 \frac{d\theta}{dt} + b^2\theta = Q(t) \quad (2-19)$$

式中： $I$ 为质量惯性矩（米·吨·秒<sup>2</sup>）， $B_1$ 为单角速度的阻尼力矩（米·吨）； $\frac{d^2\theta}{dt^2}$ 为角加速度（1/秒<sup>2</sup>）； $\frac{d\theta}{dt}$ 为角速度（1/秒）； $Q(t)$ 为作用的不规则力矩（米·吨）。该微分方程是线性的二阶常微分方程，与上述的位移微分方程相同，因此，关于传递函数（频率响应曲线）、摇摆反应谱（摇摆能谱），均可用波谱输入线性系统的概念，得到输出的反应谱，求法同前所述。传递函数的形式是

$$L(\omega) = \frac{1}{b^2 - I\omega^2 + iB_1\omega} \quad (2-20)$$

摇摆反应谱为

$$S_\theta(\omega) = \frac{G_Q(\omega)}{(b^2 - I\omega^2)^2 + (B_1\omega)^2} \quad (2-21)$$

式中 $G_Q(\omega)$ 为输入力矩谱。

如果不考虑阻尼力矩，上式可化为

$$S_\theta(\omega) = \frac{G_Q(\omega)}{(b^2 - I\omega^2)^2} \quad (2-22)$$

考虑阻尼力矩，横摇的自振频率为

$$f_n = \frac{\omega}{2\pi} = \pm \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{-(B_1^2 - 2Ib^2) \pm \sqrt{(B_1^2 - 2Ib^2)^2 + 4I^2b^4}}{2}} \quad (2-23)$$

式中正负号同前所述。

如不考虑阻尼力矩，横摇的自振频率为

$$f_n = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{b^2}{2\pi\sqrt{I}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{gh_c}{(R')^2}} \quad (2-24)$$

式中： $h_c$ 为横向定倾中心高度（米）； $g$ 为重力加速度（米/秒<sup>2</sup>）； $R'$ 为船对于经过重心的纵轴的质量回转半径（米）。

关于钻井船的纵摇分析，方法同上。

以上两个简易的分析实例，仅用了单质点、单自由度体系的动力分析。对于复杂的结构也可同样进行计算，不过在设计时，尽量选择合理的结构型式，以便于简化和计算。在计

算过程中可以把问题归结为有限个质点来分析，然后求其等效高度及等效质量，并换算成等效的悬臂梁，最后列出结构的动力方程，求出结点未知的物理量（位移谱、恢复力谱及阻力谱等）。

### 参 考 文 献

- [1] 倪浩清, 1980. 孤立圆柱体上波力的研究. 水利学报(2): 50—56.
- [2] 邱大洪, 1979. 不规则波对孤立墩柱的波浪力. 大连工学院学报(3): 17—27.
- [3] Boraman, L. E. 1967. "Spectral analysis of ocean wave forces on piling", Proc, ASCE 93 w w 2.

## ON THE APPLICATION OF FORCE SPECTRA TO THE OFFSHORE ENGINEERING

Ni Haoqing

(Institute of Water Conservancy and Hydroelectric Power Research)

### Abstract

The design of offshore structures requires the consideration of various forces that the structures must resist. Among the forces, those formed by wave, tide, ice and strong earthquake are the basic dynamic forces with their own force spectra. In general, wave force is a kind of control loading, hence a description of wave spectra and its application to the offshore engineering is presented. This paper introduces the basic features of dynamic loading and response. According to force spectra concept and the stochastic distribution of the irregular wave force on piles, a formula of wave forces is derived. At the same time theoretical analyses of the dynamic behavior of the pile is studied. The pitching and rolling behaviors of a mobile offshore drilling ship is also analyzed.