

# 水力机组振动

华东水利学院 王珂崙 编

水利电力出版社

# 水力机组振动

华东水利学院 王珂崙 编

水利电力出版社

## 内 容 提 要

本书阐述了水力机组的水力、机械、电气三方面的振动机理及防振、减振的措施。比较广泛地收集了国内外有关资料,介绍了科研试验成果。

本书可作为水力机组的科研、设计、制造、运行、管理等专业的大学生、研究生的选修教材,也可供一般科技人员阅读参考。

## 水力机组振动

华东水利学院 王珂 编

\*

水利电力出版社出版

(北京三里河路6号)

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售

水利电力出版社印刷厂印刷

\*

787×1092毫米 32开本 7.75印张 171千字 2插页

1986年10月第一版 1986年10月北京第一次印刷

印数0001—2430册 定价1.90元

书号 15143·5970

# 绪 论

剧烈的振动会导致水力机组结构破坏，降低使用寿命，而且大大降低运行效率和机组出力，同时也会引起水工建筑物的振动。剧烈的振动亦影响各种电气仪表的正常运行和使用。由振动产生的噪音还危及操作人员的身心健康，污染环境。

《水力机组振动》一书包括以下几个主要内容：

- (1) 水力机组振动的原因。
- (2) 机组的防振与减振。
- (3) 振动测试以及水轮机组振动允许标准的讨论。

水力机组振动的主要原因是水流。水流的卡门涡列诱发叶片振动，水流的涡旋运动，尾水管中水流的涡带振动，气蚀现象，流道和转轮的水力不平衡等等，都可能导致机组周期性的稳态振动。开启停机的过渡过程中的水流工况产生机组暂态振动。水力机组的主机和电机因制造的动、静不平衡产生振动，轴系、轴承、迷宫的自激产生振动，电机气隙不均，特别是水流涡带与电机、电器的低频共振等周期性的干扰力，也将引起较明显的机组或零部件的结构频率响应及动力响应。本教材的主要内容就是阐述由水流和机电原因所引起的水力机组的振动现象。

为了研究水力机组振动的机理，读者应掌握有关的力学基础知识及专业知识，并学习有关振动的理论。

水力机组振动的分析极为复杂，水流是动力源又是传递

振动波的介质，还要虑及机、电、水工建筑物的相互影响。因此，想只通过较精确的分析计算就得到完满的切合实际的结果，尚十分困难。现代有限元法及电子计算技术的发展，提高了振动计算的能力，但目前也只是对某些零部件及局部的振动计算比较成熟，且与真实情况仍有差距。因为在建立物理及数学模型时，不可能对每一细小的因素均考虑得十分周到，所以要求我们把握住机组振动的本质，建立合理的物理数学模型。鉴于此况，实验具有特殊的重要作用。关于建立正确的计算模型，检验理论计算结果以及振动计算中的原始参数（质量、刚性系数、阻尼系数）等，都要采用实验的方法。此外，在分析机组振动起因，寻找减振措施时，也要通过试验才能完满解决。

鉴此，本书结合基本理论分析，介绍了大量实测和试验成果，特别是我国科技人员所成功解决的不少水力机组振动的问题。本书介绍一些具有代表性的振动现象及其改善措施，诸如黄坛口电站的卡门涡列所形成的叶片共振，绿水河、渔子溪高水头水轮机的迷宫自激振动，刘家峡电站尾水管内涡带现象以及古田溪电站过渡过程中振动的分析等等。当然，作为教学用书，仅罗列现象介绍措施是不够的，力求用力学理论解释某些振动特性，尽可能地导出计算方程式，也是本书的特点之一。

在水力机组的防振、减振方面，国内外尚无统一的标准、规范以资借鉴。近年来国内外科技人员进行了有益的研究探讨，本教材综合整理了这些成果，以期能使读者在实际工作中参考。至于振动衡量标准，这里仅介绍我国及一些其它国家的标准，以提高水力机组的制造及运行水平。

全书蒙陕西机械学院金钟元副教授审阅。华东水利学院

胡维俊、吕泰仁等老师审阅了部分章节，并提出许多宝贵意见。水利水电科学研究院及一些电站，提供了不少科研试验成果，特此向审阅人及文献资料提供者，表示衷心地感谢。

本书疏漏谬误之处，敬请广大读者批评、指正！

华东水利学院 王珂嵩

1984年8月

# 目 录

## 绪 论

|                              |     |
|------------------------------|-----|
| 第一章 振动的基础知识 .....            | 1   |
| § 1-1 单自由度系统振动 .....         | 1   |
| § 1-2 多自由度系统振动 .....         | 16  |
| 第二章 水力机组的水力振动 .....          | 36  |
| § 2-1 水力扰动引起机组振动的原因和分类 ..... | 36  |
| § 2-2 进水流道水流不均匀所引起的振动 .....  | 37  |
| § 2-3 卡门涡列所诱发的振动 .....       | 46  |
| § 2-4 水轮机迷宫环中水流所引起的振动 .....  | 77  |
| § 2-5 涡旋运动 .....             | 94  |
| § 2-6 尾水管内水流所引起的低频振动 .....   | 101 |
| § 2-7 水力机组过渡过程中的振动现象 .....   | 137 |
| § 2-8 斗叶式水轮机的水力振动 .....      | 147 |
| 第三章 水力机组的机械与电气振动 .....       | 151 |
| § 3-1 水力机组的机械振动 .....        | 151 |
| § 3-2 电气原因造成的机组振动 .....      | 167 |
| 第四章 机组的防振与减振 .....           | 178 |
| § 4-1 消除尾水管涡带引起的振动 .....     | 179 |
| § 4-2 叶片卡门涡列振动的消减 .....      | 209 |
| § 4-3 其它水力、机械振动的防振减振措施 ..... | 210 |
| § 4-4 水轮机组振动允许标准 .....       | 215 |
| 第五章 水力机组振动测试 .....           | 223 |
| § 5-1 零部件固有频率与固有振型测量 .....   | 224 |
| § 5-2 水轮机原型振动量测 .....        | 228 |
| § 5-3 模型试验 .....             | 233 |
| 主要参考文献 .....                 | 237 |

# 第一章 振动的基础知识

## § 1-1 单自由度系统振动

### 一、单自由度系统振动

确定系统在空间的位置所需的独立参数为一个，就是单自由度。在如图1-1所示“马达—梁”系统中，若梁的自重忽略不计，可视为无重弹簧，与马达组成“质量—弹簧”系统。支承在地基上的机器基础，也可以简化为图1-2所示的振动体系。图1-3是单自由度系统示意。

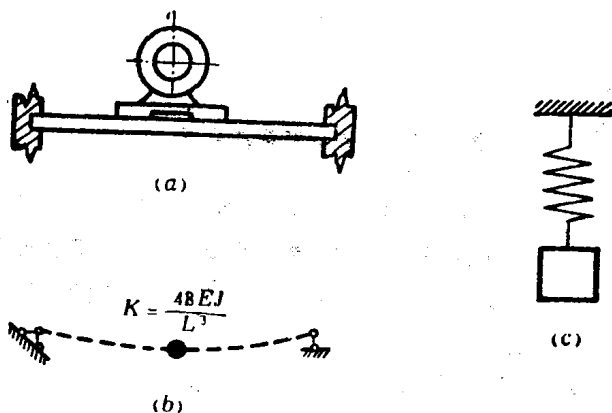


图 1-1 “马达—梁”系统

静力平衡位置作为位移  $y$  坐标的原点，位移  $y$  向下为正，并取速度为  $\dot{y}$ ，加速度为  $\ddot{y}$ ，力与位移方向一致为正，得到运动微分方程式



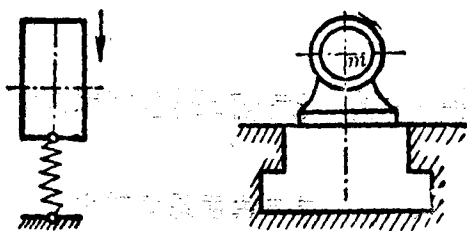


图 1-2 “质量—弹簧”系统

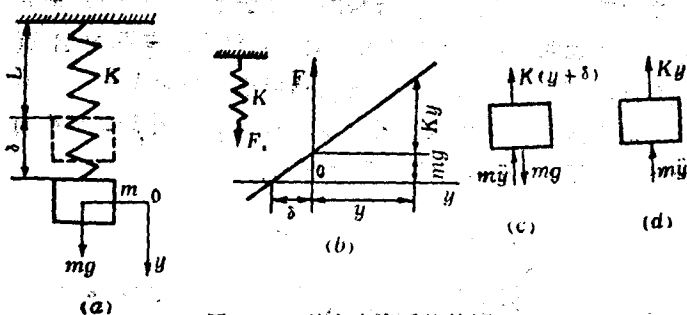


图 1-3 单自由度系统简图

$$mg - K(\lambda_s + y) - m\ddot{y} = 0$$

式中  $\lambda_s$ ——系统的静变形，即弹簧受重力  $mg$  作用的变形，  
 $K$ ——弹簧刚度，弹簧单位长度变形所需的力，或称劲度系数。

由静平衡条件  $K\lambda_s = mg$ ，上式可简化为

$$m\ddot{y} + Ky = 0 \quad (1-1-1)$$

设  $\omega' = \frac{K}{m}$ ，则 (1-1-1) 写为

$$\ddot{y} + \omega'^2 y = 0 \quad (1-1-2)$$

此方程通解为  $y = A \sin(\omega t + \phi) \quad (1-1-3)$

式中  $A$ ——振幅即质体偏离静平衡位置的最大位移，  
 $\phi$ ——初相角。

由初始条件  $y(0)=y_0$ ， $\dot{y}(0)=v_0$  解得

$$A = \sqrt{y_0^2 + \left(\frac{v_0}{\omega}\right)^2}, \quad \phi = \operatorname{tg}^{-1} \frac{y_0 \omega}{v_0}$$

得  $y = y_0 \cos \omega t + \frac{v_0}{\omega} \sin \omega t \quad (1-1-4)$

完成一个振动全周的时间称周期  $T$ ，

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \quad (\text{s})$$

每秒内振动的次数称频率  $f$ ，

$$f = \frac{1}{T} \quad (\text{Hz})$$

$2\pi$ 秒振动次数称圆频率  $\omega$ ，柔度系数  $\delta = \frac{1}{K}$ ，

$$\omega = \sqrt{\frac{K}{m}} = \sqrt{\frac{1}{m\delta}} = \sqrt{\frac{g}{m\delta g}} = \sqrt{\frac{g}{y_{st}}} \quad (\text{rad/s}) \quad (1-1-5)$$

式中  $y_{st}$ ——质体重量沿振动方向作用于质体所产生的静力位移。

$$\text{工程频率 (转速)} \quad n = \frac{30}{\pi} \omega \text{ 或 } n \approx \frac{300}{\sqrt{y_{st}}}$$

## 二、旋转振动

图 1-4 所示为扭摆系统。直径为  $D$  的圆盘绕轴直径为  $d$  的轴线转过微小  $\phi$  角后放松，产生自由旋转振动。此时扭转角对圆盘产生的力矩与扭转角  $\phi$  成比例，与圆盘转向相反。盘绕该轴轴线的质量惯性力矩为  $J_m$ ，旋转弹簧常数产生单位转角的扭矩  $K_r = \frac{GJ}{L} = \frac{\pi d^4 G}{32L}$ ，这里  $J$  是轴的横截面扭转

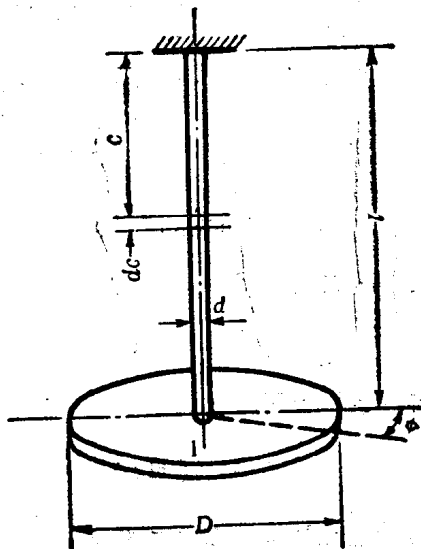


图 1-4 扭摆系统

常数,  $J_m = \frac{WD^2}{8g}$ ,  $G$  是材料的剪切弹性模量, 圆盘重量为  $W$ 。得扭转振动微分方程为

$$J_m \ddot{\phi} + K_r \phi = 0 \quad (1-1-6)$$

设 
$$\omega_*^2 = \frac{K_r}{J_m} \quad (1-1-7)$$

得 
$$\frac{d^2 \phi}{dt^2} + \omega_*^2 \phi = 0$$

通解 
$$\phi = \phi_0 \cos \omega_* t + \frac{\phi_0}{\omega_*} \sin \omega_* t \quad (1-1-8)$$

周期 
$$T_* = \frac{2\pi}{\omega_*} = 2\pi \sqrt{\frac{J_m}{K_r}} \quad (1-1-9)$$

频率 
$$f_* = \frac{1}{T_*} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K_r}{J_m}} \quad (1-1-10)$$

### 三、有阻尼自由振动

实际上，系统振动时都有阻力存在，如干摩擦力和轴承中润滑剂的摩擦力，电磁阻力，气体、液体介质阻力等产生外阻尼，还有材料的粘弹性等产生的内阻尼。图 1-5 为有阻尼自由振动系统简图。系统的外阻尼取决于振动速度，当系统在粘性介质中振动且速度较小时，阻尼力与速度成正比，方向相反，亦称线性阻尼。阻尼力  $F = -C\dot{y}$ ， $C$  是粘性阻尼系数。由牛顿运动定律按图 1-5(c) 列出方程

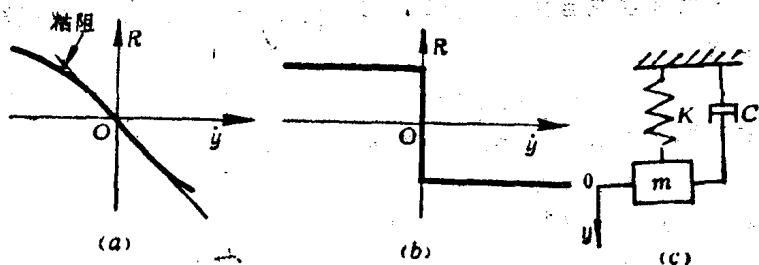


图 1-5 有阻尼自由振动系统简图

$$m\ddot{y} = mg - K(y + \lambda_s) - C\dot{y} \quad (1-1-11)$$

化简为  $m\ddot{y} + C\dot{y} + Ky = 0$

或  $\ddot{y} + 2n\dot{y} + \omega^2 y = 0 \quad (1-1-12)$

式中  $2n = \frac{C}{m}$ ,  $\omega^2 = \frac{K}{m}$

微分方程解可为  $y(t) = Ae^{st} \quad (1-1-13)$

将上式代入 (1-1-12)，得特征方程式

$$S^2 + 2nS + \omega^2 = 0 \quad (1-1-14)$$

解为  $S_{1,2} = -n \pm \sqrt{n^2 - \omega^2} \quad (1-1-15)$

上式根号内的值可为正值、负值或为零。对应着三种振动情况， $n > \omega$  称大阻尼， $n < \omega$  称小阻尼， $n = \omega$  则称为

临界阻尼，这时所对应的粘阻系数称为临界阻尼系数  $C_c$ 。

$$C_c = 2m\omega = 2\sqrt{Km} \quad (1-1-16)$$

对上述三种情况分别讨论如下：

1. 小阻尼：特征方程式 (1-1-14) 具有两个复数根

$$S_1 = -n + i\omega_d, \quad S_2 = -n - i\omega_d$$

式中  $i = \sqrt{-1}$ ，

$$\omega_d = \sqrt{\omega^2 - n^2} = \omega \sqrt{1 - \left(\frac{n}{\omega}\right)^2} \quad (1-1-17)$$

$\omega_d$  称为有阻尼自由振动频率。微分方程 (1-1-12) 的一般解为

$$y(t) = e^{-nt} (A_1 \cos \omega_d t + A_2 \sin \omega_d t) \quad (1-1-18)$$

式中积分常数  $A_1$  和  $A_2$  由初始条件确定。

设初始条件为  $y(0) = y_0$ ,  $\dot{y}(0) = \dot{y}_0$ 。

解 (1-1-18) 得

$$y(t) = e^{-nt} \left( y_0 \cos \omega_d t + \frac{\dot{y}_0 + ny_0}{\omega_d} \sin \omega_d t \right) \quad (1-1-19)$$

$$\text{或} \quad y(t) = A e^{-nt} \cos(\omega_d t - \phi) \quad (1-1-20)$$

$$\text{式中} \quad A = \sqrt{y_0^2 + \frac{(\dot{y}_0 + ny_0)^2}{\omega_d^2}} \quad (1-1-21)$$

$$\phi = \text{tg}^{-1} \left( \frac{\dot{y}_0 + ny_0}{\omega_d y_0} \right) \quad (1-1-22)$$

将式 (1-1-20) 与无阻尼自由振动的解  $y(t) = \sin(\omega t + \varphi)$  相比，可以看到：

(1) 有阻尼自由振动的振幅  $A e^{-nt}$  随着时间的增长按指数规律递减，逐渐地趋近于零 (图1-6)。

(2) 有阻尼自由振动时  $y(t)$  周期性地改变其符号，即

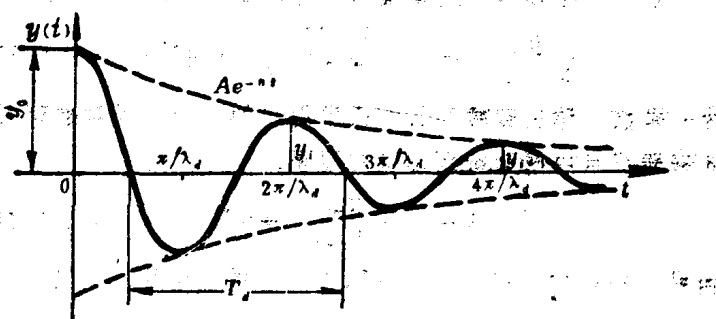


图 1-6 有阻尼自由振动（指数衰减振动）

周期性地通过其平衡位置。系统相邻两次从同一方向通过其平衡位置的时间区间称为有阻尼自由振动的周期 $T_d$ （图1-6）。周期按下式计算

$$T_d = \frac{2\pi}{\omega_d} = \frac{2\pi}{\omega} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{n^2}{\omega^2}}} \quad (1-1-23)$$

其中 $n/\omega$ 为无量纲，称阻尼系数或阻尼比 $\zeta$ 。

$$\zeta = \frac{n}{\omega} = \frac{C}{C_c} \quad (1-1-24)$$

对于一般振动系统， $\zeta < 0.2$ 。由式（1-1-24）和式（1-1-17）可见，对于这样小的阻尼系数有阻尼时的周期和频率与无阻尼时的值相差甚小。在实际计算时可近似地取

$$\omega_d \approx \omega \left( 1 - \frac{1}{2} \zeta^2 \right) \quad (1-1-25)$$

$$T_d \approx T \left( 1 + \frac{1}{2} \zeta^2 \right) \quad (1-1-26)$$

可见有阻尼时自由振动的频率比无阻尼时的低一些，而周期的情况则相反，有阻尼时周期要长些，

(3) 相邻两个正峰值  $y_{mi}$  和  $y_{m(i+1)}$  之比

$$\frac{y_{mi}}{y_{m(i+1)}} = \frac{Ae^{-n\tau_i}}{Ae^{-n(\tau_i + T_d)}} = e^{nT_d} \quad (1-1-27)$$

为一常数, 称为衰减系数。通常用它的对数, 即对数衰减率  $\delta$  来表征自由振动振幅递减的速率。

$$\delta = \ln \frac{y_{mi}}{y_{m(i+1)}} = nT_d \quad (1-1-28)$$

由式 (1-1-23) 和式 (1-1-24), 上式可化为

$$\delta = 2\pi \frac{\zeta}{\sqrt{1-\zeta^2}} \quad (1-1-29)$$

在阻尼相当小时, 上式可近似地表示为

$$\delta = 2\pi\zeta \quad (1-1-30)$$

为了便于在指数衰减振动曲线上读出较精确的数据, 有时用经过若干个周期后正峰值的衰减系数来求对数衰减率或无因次阻尼比。

设  $y_{mi}$  和  $y_{m(i+N)}$  为相隔  $N$  个周期的两个正峰值, 则

$$\frac{y_{mi}}{y_{m(i+N)}} = e^{NnT_d} \quad (1-1-31)$$

由式 (1-1-28) 可知,  $nT_d = \delta$ , 上式又可化为

$$\frac{y_{mi}}{y_{m(i+N)}} = e^{N\delta} \quad (1-1-32)$$

因此

$$\delta = \frac{1}{N} \ln \frac{y_{mi}}{y_{m(i+N)}} \quad (1-1-33)$$

在阻尼相当小时

$$\zeta = \frac{1}{2\pi N} \ln \frac{y_{mi}}{y_{m(i+N)}} \quad (1-1-34)$$

大阻尼时  $y(t)$  将随时间的增长而不断地减小。系统在遭受不大的初始骚扰后将趋于其平衡位置。不同的初始条件其

趋于平衡位置的方式有所不同(图1-7), 由于  $\zeta \geq 1$ , 这种运动是非周期性的。

临界阻尼的特征方程式具有两个相等的负实根。此时运动亦是非周期性的, 与大阻尼情况类同。

#### 四、单自由度强迫振动

周期性干扰力的无阻尼强迫振动以“质量—弹簧”系统为物理模型(图1-8)。

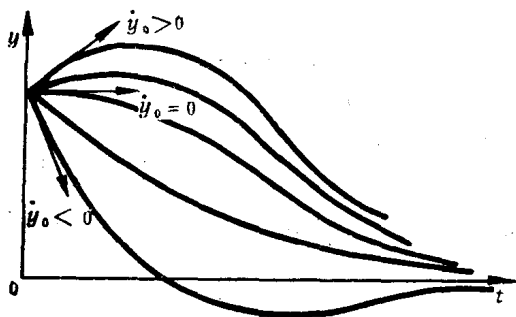


图 1-7 阻尼比  $\zeta \geq 1$  的运动

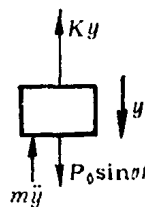
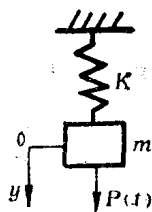


图 1-8 强迫振动系统

周期性干扰力为  $P(t) = P_0 \sin \theta t$ , 按牛顿力学第二定律列出质量  $m$  的强迫振动微分方程式

$$m\ddot{y} + Ky = P_0 \sin \theta t \quad (1-1-35)$$

$$\text{或} \quad \ddot{y} + \omega^2 y = \frac{P_0}{m} \sin \theta t \quad (1-1-36)$$

初始条件  $y(0) = y_0, \dot{y}(0) = \dot{y}_0$ 。

$$\begin{aligned} \text{解得} \quad y = & y_0 \cos \omega t + \frac{\dot{y}_0}{\omega} \sin \omega t - \frac{P_0 \theta}{m \omega} \frac{\sin \omega t}{(\omega^2 - \theta^2)} \\ & + \frac{P_0}{m} \frac{\sin \theta t}{\omega^2 - \theta^2} \end{aligned} \quad (1-1-37)$$



或

$$y = y_0 \cos \omega t + \frac{\dot{y}_0}{\omega} \sin \omega t - \frac{P_0 \theta}{m \omega^3} \frac{\sin \omega t}{\left(1 - \frac{\theta^2}{\omega^2}\right)} + \frac{P_0}{m \omega^3} \frac{\sin \theta t}{\left(1 - \frac{\theta^2}{\omega^2}\right)} \quad (1-1-38)$$

前三项是频率为  $\omega$  的自由振动，因阻尼经时间  $t$  后即衰减消失，这个逐渐衰减的过程是强迫振动的过渡过程，称暂态。余下第四项是稳定的纯强迫振动部分称稳态，现分析这一部分。

$$y = \frac{P_0}{m \omega^2} \frac{1}{\left(1 - \frac{\theta^2}{\omega^2}\right)} \sin \theta t = y_{st} \beta \sin \theta t \quad (1-1-39)$$

$$\beta = y_{max}/y_{st} = \frac{1}{1 - \frac{\theta^2}{\omega^2}} \quad (1-1-40)$$

式中  $y_{st}$ ——干扰力幅值引起的位移， $y_{st} = \frac{P_0}{m \omega^2}$ ，

$\beta$ ——动力放大系数，表示最大动力位移与静力位移的比值，只与干扰力的频率与系统自振频率的比值有关。

以  $\frac{\theta}{\omega}$  为横坐标、 $\beta$  为纵坐标作动力放大曲线如图 1-9。

由图可见，当干扰力频率为零时， $\beta = 1$  相当于静荷载作用的情况。 $\beta$  值随  $\theta/\omega$  的增大而增大， $\theta/\omega$  接近于 1， $\beta$  值迅速增加。当  $\theta/\omega = 1$  时， $\beta$  趋于  $\infty$ ，也即产生共振。当由  $\theta < \omega$  过渡到  $\theta > \omega$  时， $\beta$  将由正变为负，说明干扰力频率小于自振频率时，质体振动和干扰力是同相位的，即质体在最下端位