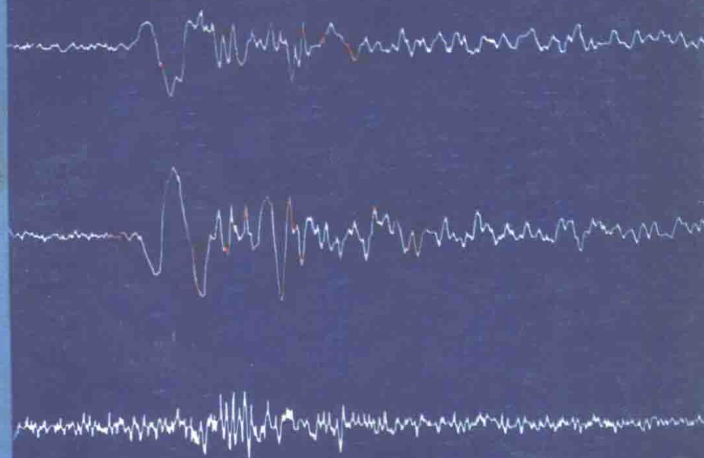


賀振平 編著



强震仪

地震出版社

强震仪

黄振平 编著

地震出版社

1984

内 容 简 介

本书系统地介绍了用于地震工程的强震仪的原理、结构,并介绍了测定强震仪参数的方法。

本书可供地震工程、工程振动测量等方面的专业人员参考。

强 震 仪

黄振平 编著

责任编辑:裴申

地 震 出 版 社 出 版

北京复兴路63号

北京新村印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行

各 地 新 华 书 店 经 售

787×1092 1/32 6 3/4 印张 150 千字

1984年10月北京第一版 1984年10月北京第一次印刷

印数: 0001—1,800

统一书号: 13180·239 定价: 1.05 元

前 言

强震仪是地震工程研究中获得客观定量数据的主要仪器。因此强震仪的研制为各国地震工程研究工作者所重视。近二十年来,近场地震研究的开展,为强震仪的应用开辟了新的领域。

我国在六十年代研制成 QZY 型强震仪和 RDZ 1-12-66 型强震加速度仪,前者已生产六十多台,后者已生产一百多套。这些仪器在全国各地震区进行强震观测,已取得不少强震记录,为我国的地震工程研究提供了宝贵的资料。

建设事业和科学技术的发展,要求研制出性能更为稳定可靠、能获得更多而准确信息的强震仪。为给强震仪研制工作者和强震观测人员提供设计和参考资料,作者根据过去的讲稿进行整理,充实了国内外近期的资料,写成这本书。鉴于我国目前以光直接记录和电流计记录式强震仪为主,因此本书侧重介绍这两种仪器,考虑到近来伺服式拾振器的迅速发展,本书对伺服式拾振器和电容换能器作简略的介绍。限于本人的水平,书中必然存在不少缺点和错误,请读者不吝批评指正。

书中部分资料由沈梦培、杨学山、戚克慧等同志提供,作者在此表示感谢。

作者于哈尔滨

目 录

概述	(1)
第一章 振动学的基础知识	(3)
§ 1-1 简谐振动	(3)
§ 1-2 单摆和复摆	(6)
§ 1-3 单自由度系统的有阻尼自由振动	(8)
§ 1-4 单自由度系统的强迫振动	(11)
第二章 拾振器	(17)
§ 2-1 拾振器摆的几种类型	(17)
§ 2-2 弹性元件	(25)
§ 2-3 阻尼器	(30)
§ 2-4 换能器	(34)
§ 2-5 拾振器摆的强迫振动	(49)
§ 2-6 强地震时地面横向振动对回转式拾振器 反应的影响	(54)
§ 2-7 地面转动对回转摆反应的影响	(60)
§ 2-8 敏感轴与测量方向夹角对摆反应 的影响	(62)
第三章 伺服式拾振器	(64)
§ 3-1 电容换能式伺服加速度计	(65)
§ 3-2 动圈换能式伺服加速度计	(77)
第四章 直接记录式强震仪	(80)
§ 4-1 机械直接记录式强震仪	(80)
§ 4-2 光直接记录式强震仪	(89)
第五章 电流计记录式强震仪	(102)

§ 5-1	电流计的结构和原理	(102)
§ 5-2	电流计记录强震仪的原理	(106)
§ 5-3	强烈振动对电流计的干扰	(120)
§ 5-4	几种典型的电流计记录强震仪	(125)
第六章	磁带记录强震仪简介	(146)
§ 6-1	模拟磁带记录强震仪	(146)
§ 6-2	数字磁带记录强震仪	(154)
第七章	强震仪参数的测定	(159)
§ 7-1	参数测定的原则	(159)
§ 7-2	拾振器单项参数的测定	(163)
§ 7-3	拾振器基本参数的测定	(178)
§ 7-4	伺服式加速度计基本参数的测定	(186)
§ 7-5	电流计参数的测定	(193)
§ 7-6	强震仪参数的测定	(199)
结语		(202)
参考文献		(205)

概 述

用于地震工程研究目的的强震仪同用于地震学目的（研究震源机制等）的地震仪有着很大的区别。为了确定结构物在强地震作用下的反应，抗震研究者需要的是结构物及地面的加速度时程曲线（加速度随时间的变化过程），因为工程问题通常是与加速度直接有关。这不仅从数学上来讲较为简便，而且可以避免由于对位移两次微分而引起较大的误差。另外，加速度时程曲线通过积分得到的速度记录和两次积分得到的位移记录，其误差较小。因此要求强震仪记录运动的加速度时程曲线。

作为地震工程研究目的用的强震仪还需具备下述特点：

1. 考虑到地震工程研究的需要，通常记录较为强烈的地震。考虑到结构抗震的要求，仪器的通频带要求在 0—15 赫兹的范围。近来考虑到高频的影响，通频带扩展到 0—50 或 0.06—50 赫兹。

2. 由于强震和较强的地震很少发生，因此仪器均采用触发工作的形式。即仪器平时不工作，处于等待地震状态，当地震强度达到一预定值时，仪器自动触发工作。仪器工作一段时间或地震减小到一定量值以下后，自动停止工作。这样可使用容量较小的电源驱动仪器工作，而记录纸可用较高的速度来运行，以便鉴别对结构反应有意义的高频分量。

3. 仪器采用独立的直流电源（干电池或蓄电池），以避免强烈地震时市电损坏而丢失记录。

4. 要求仪器的性能长期稳定可靠，使用和维护方便，且要求仪器的结构具有一定的强度，当建筑物的灰皮、碎砖等

在地震中下落时不致损失记录。

5. 大多数强震仪要求具有轻便的特点,以便从固定台站或中心台站迅速运到发生强地震的任一地区,以利于捕获强地震后的强烈余震。这种余震往往也有很高的烈度,是结构抗震的重要资料。如1966年3月8日邢台地震(6.8级)发生后,3月22日发生7.2级地震,到1967年7月20日期间此地区共发生5—6级地震57次,6—7级地震2次。我国近几年的几次大地震不同程度地也有类似的情况。可见余震观测是加速积累资料的有效手段。

6. 要求仪器造价低廉,有利于大量安设。

强震仪主要由拾振记录系统、触发控制系统、时标及电源构成。拾振记录系统包括拾振器和记录器,拾振器拾取的地震讯号输给记录器进行记录。触发控制系统是由触发器和控制电路组成,它是仪器的自动控制装置,控制仪器自动工作和停止。

由于地震工程研究者对强震记录的初始部分并不很感兴趣,且强震仪采用触发式记录,记录的初始部分必然丢失,因此本书中对仪器的瞬态反应不进行讨论。

第一章 振动学的基础知识

§ 1-1 简谐振动

物体在其平衡位置附近作往复的运动称为振动。振动现象在自然现象和工程技术领域中是屡见不鲜的。例如钟摆的摆动，气缸中活塞的运动，树枝在风中的摆动等都是可直接看到的振动。又如各种乐器的振动，机器运转时各部件的振动，飞机在飞行时机翼和机身的振动，火车驶过时桥梁的振动等等，则是不易或是不能直接看到的振动。

我们先看图1·1所示小球的振动来说明简谐振动。轻质弹簧（即弹簧的质量可略去不计）的左端固定，右端系一小

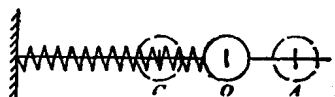


图 1·1

球，小球穿在光滑（即无摩擦阻力）的水平玻璃棒上，将球略为移动后，小球就在弹簧力的作用下左右往复地运动。

设小球在位置O时，弹簧作用在小球上的力为零，这个位置是小球的平衡位置。当把小球向右移到位置A，这时弹簧被拉长，在小球上作用有指向平衡位置（向左）的力，使小球返回平衡位置。当小球回到平衡位置时，弹簧的作用力等于零，但因小球在返回时获得速度，由于惯性，小球并不停止运动而继续向左运动。当小球在平衡位置左边时，弹簧被压缩，所以小球所受的力指向右方，即指向平衡位置，直至小球移动到位置C。而后，小球在弹簧力的作用下向右移动，情形和上述向左移动相仿。这样，小球在弹簧力的作用下，在平衡位置左右作往复振动。弹簧力的方向总是指向平

衡位置，也就是使小球返回平衡位置，我们称它为恢复力。

取平衡位置 O 为 x 轴的原点，并设向右为 x 轴的正向。设弹簧的刚度为 C_1 ，当小球处在离原点为 x 的位置，作用在小球上的恢复力为

$$F = C_1 x,$$

设小球的质量为 M_1 ，根据牛顿第二定律，

$$F = M_1 \ddot{x},$$

这里 $\ddot{x} = \frac{d^2 x}{dt^2}$ 。由此可写出小球的运动微分方程为

$$M_1 \ddot{x} = -C_1 x,$$

移项后得

$$M_1 \ddot{x} + C_1 x = 0. \quad (1-1)$$

因为 M_1 和 C_1 都是正数，所以它们的比值可用另一常数的平方来表示，即令

$$\frac{C_1}{M_1} = n_1^2,$$

代入(1-1)式，可得

$$\ddot{x} + n_1^2 x = 0. \quad (1-2)$$

根据微分方程理论，(1-2)式的通解为

$$x = A \cos(n_1 t + \gamma_1), \quad (1-3)$$

式中 A 和 γ_1 是两个常量。因

$$\cos(n_1 t + \gamma_1) = \sin\left(n_1 t + \gamma_1 + \frac{\pi}{2}\right),$$

如令 $\gamma'_1 = \gamma_1 + \frac{\pi}{2}$ ，则(1-3)式可改写为

$$x = A \sin(n_1 t + \gamma'_1). \quad (1-4)$$

(1-3)式或(1-4)式称为简谐振动(或称为谐和振动)的方程式。因此，振动体的运动方程式可用正弦或余弦函数来描述

的振动称为简谐振动，或称为谐和振动。

(1-3)式及(1-4)式中的 A 称为振动的振幅。因正弦或余弦的绝对值不能大于1，因此 x 的绝对值不能大于 A ，则振幅 A 是振动体离开平衡位置的最大位移。

根据正弦和余弦的周期性质，当时间变量 t 每变化 $\frac{2\pi}{n_1}$ 时， x 的值相同，即

$$\begin{aligned}x &= A \cos(n_1 t + \gamma_1) \\&= A \cos \left[n_1 \left(t + \frac{2\pi}{n_1} \right) + \gamma_1 \right] \\&= A \cos \left[n_1 \left(t + \frac{2\pi i}{n_1} \right) + \gamma_1 \right], \\&\quad (i = 1, 2, 3 \cdots)\end{aligned}$$

由此可见，振动方程(1-3)及(1-4)式描述的振动是一周期振动，其周期

$$T_1 = \frac{2\pi}{n_1}, \quad (1-5)$$

它表示每出现一次重复运动所需要的时间。周期的倒数 $1/T_1$ 叫做频率，它表示每单位时间内重复的次数。因此频率

$$f_1 = \frac{1}{T_1} = \frac{1}{2\pi} n_1, \quad (1-6)$$

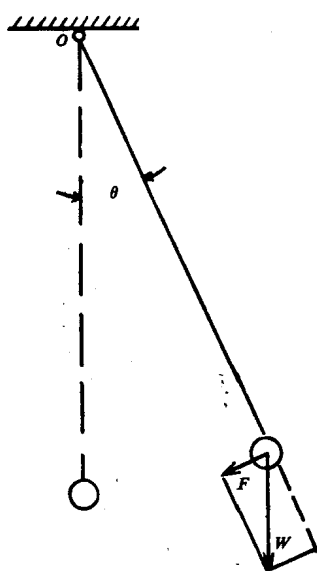
由此可得

$$n_1 = 2\pi f_1. \quad (1-7)$$

上式中的 n_1 称为圆频率，也称为角频率，它表示每单位时间内振动的弧度值或是在 2π 个单位时间内振动重复的次数。周期 T_1 的单位一般用秒来表示，频率 f_1 的单位一般用次/秒来表示，称为赫兹。圆频率 n_1 的单位一般用弧度/秒来表示。

§ 1-2 单摆和复摆

在不会伸长的弦线下端，悬挂尺寸不大的重物，弦线的



铅垂位置是摆的平衡位置，当重物略为偏离平衡位置后，物体就在铅垂面内往复摆动，这种装置称为单摆或数学摆（见图 1·2）。

摆锤至转动轴的距离称为摆长。当摆锤运动至与平衡位置成 θ 角时，摆锤上作用有张力 T 和重力 W ，重力沿切向的分力为

$$F = W \cdot \sin \theta.$$

根据牛顿第二定律，

图 1·2

$$F = \frac{W}{g} l \frac{d^2\theta}{dt^2},$$

则可得单摆的运动微分方程为

$$\frac{W}{g} l \frac{d^2\theta}{dt^2} + W \sin \theta = 0.$$

上式化简后，可得

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{g}{l} \sin \theta = 0. \quad (1-8)$$

当 θ 角甚小时, $\sin \theta \approx \text{tg} \theta \approx \theta$, 则(1-8)式可写成

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{g}{l} \theta = 0. \quad (1-9)$$

与上节的小球运动微分方程一样, 可以解出单摆运动的圆频率为

$$n_1 = \sqrt{\frac{g}{l}}, \quad (1-10)$$

周期为

$$T_1 = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}. \quad (1-11)$$

可见单摆的周期取决于摆长 l 和单摆所在地点的重力加速度 g , 而与摆锤的重量 W 无关。

如果摆杆与摆锤构成一刚体, 当其轴线偏离平衡位置后, 刚体在重力作用下绕转动轴 O 摆动, 这种装置称为复摆或物理摆(见图1.3)。设 C 点为复摆的重心, 重心至转动轴

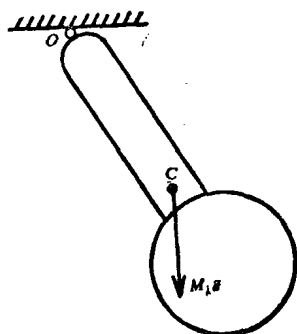


图 1.3

的距离为 R_0 , 摆的质量为 M_1 , 摆绕转动轴的转动惯量为 k_1 。在某一时刻, 当摆运动至离开平衡位置的角位移为 θ 时, 用类似单摆的方法可得复摆的微分方程为

$$k_1 \frac{d^2\theta}{dt^2} + M_1 \cdot g \cdot R_0 \sin \theta = 0.$$

当 θ 甚小, 即 $\sin \theta \approx \text{tg} \theta \approx \theta$ 时, 上式可简化为

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{g}{l_0}\theta = 0, \quad (1-12)$$

式中

$$l_0 = \frac{K_1}{M_1 \cdot R_0} \quad (1-13)$$

称为复摆的折合摆长。由此可见，折合摆长就是与复摆周期相等的数学摆的摆长。

§ 1-3 单自由度系统的有阻尼自由振动

在以上两节的自由振动讨论中，都假定振动体上没有受到阻力。我们看到物体在受到某种原因而产生自由振动后，它的振动是不会消失的。但经验证明，如果不再继续加以外力（即自由振动），振动随着时间而逐渐消失，以至最后停止运动。这种振动逐渐消失的现象是由于存在一种阻滞物体运动的力的作用。这种阻滞物体运动的力称为阻尼力。阻尼力可以有好多不同的来源，例如两物体之间的摩擦力，空气或液体的阻力，电磁阻尼力以及由于材料的非完全弹性产生的内摩擦等等。

这里我们只研究与振动物体运动速度成正比的阻尼力，一般称为粘性阻尼。如在图1·1所示的振动系统中，假定小球在运动中受到一个与速度成正比的阻力。这时运动微分方程成为

$$M_1 \frac{d^2x}{dt^2} = -c_1 x - b_1 \frac{dx}{dt}.$$

上式右侧的第二项代表与速度 $\frac{dx}{dt}$ 成正比的阻尼力， b_1 称为阻尼力系数，负号表示阻尼力的方向与速度相反。以 M_1 除各项，并采用下述符号：

$$n_1^2 = \frac{c_1}{M_1}$$

及

$$2\varepsilon_1 = \frac{b_1}{M_1}, \quad (1-14)$$

式中 ε_1 称为阻尼系数, 则可得单自由度有阻尼自由振动的微分方程为

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\varepsilon_1 \frac{dx}{dt} + n_1^2 x = 0, \quad (1-15)$$

这是常见的一元二阶常系数线性齐次微分方程式。假定它的解取下列形式:

$$x = e^{\alpha t}, \quad (1-16)$$

式中 e 是自然对数的底, t 是时间, α 是一个常数, α 的数值由(1-16)式满足(1-15)式而决定。现将(1-16)式代入(1-15)式, 则得

$$\alpha^2 + 2\varepsilon_1 \alpha + n_1^2 = 0,$$

由此得

$$\alpha = -\varepsilon_1 \pm \sqrt{\varepsilon_1^2 - n_1^2}. \quad (1-17)$$

下面分三种不同阻尼情况进行讨论。

1. 小阻尼情况

我们先讨论小阻尼 $\varepsilon_1^2 < n_1^2$ 的情况。令

$$(n'_1)^2 = n_1^2 - \varepsilon_1^2,$$

此时 $(n'_1)^2$ 为正, 则 α 的根为两个复根:

$$\alpha_1 = -\varepsilon_1 + n'_1 i \text{ 及 } \alpha_2 = -\varepsilon_1 - n'_1 i.$$

把这两个根代入(1-16)式, 可得方程式(1-15)的两个特解:

$$x_1 = A_1 e^{-\varepsilon_1 t} \cos n'_1 t,$$

$$x_2 = A_2 e^{-\varepsilon_1 t} \sin n'_1 t.$$

把这两式相加，则得方程式(1-15)的通解为

$$x = e^{-\varepsilon_1 t} (A_1 \cos n'_1 t + A_2 \sin n'_1 t), \quad (1-19)$$

式中 A_1 与 A_2 是取决于初始条件的常数。方程式 (1-19) 括号中的式子是一个周期性的函数，其周期为

$$T'_1 = \frac{2\pi}{n'_1} = \frac{2\pi}{\sqrt{n_1^2 - \varepsilon_1^2}}. \quad (1-20)$$

T'_1 称为有阻尼周期，与无阻尼周期 $\frac{2\pi}{n_1}$ 相比较，可看到由于阻尼的作用，振动的周期变长了。但如 ε_1 比 n_1 小得多的话，所增加的部分便是一个二次微量。这样可以认为微小的粘性阻尼不影响振动的周期。 n'_1 称为有阻尼自振圆频率，它随着阻尼的增加而减小。

(1-19) 式中的因数 $e^{-\varepsilon_1 t}$ 随时间逐渐减小，原来发生的振动将随之逐渐消失（见图 1·4）

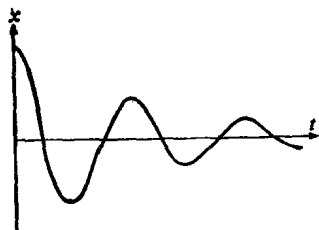


图 1·4

为了确定解 (1-19) 中的常数 A_1 及 A_2 ，我们假定在初瞬 $t=0$ 时，小球离开其平衡位置的位移是 x_0 ，初始速度是 $\dot{x}_0$ ，代入 (1-19) 式可得

$$A_1 = x_0.$$

把 (1-19) 式对时间微分一次在 $t=0$ 时使它等于 $\dot{x}_0$ ，则得

$$A_2 = (\dot{x}_0 + \varepsilon_1 x_0) n'_1.$$

把 A_1 与 A_2 的结果代入 (1-19) 式，得

$$x = e^{-\varepsilon_1 t} \left(x_0 \cos n'_1 t + \frac{\dot{x}_0 + \varepsilon_1 x_0}{n'_1} \sin n'_1 t \right). \quad (1-21)$$

如令

$$D_1 = \frac{\varepsilon_1}{n_1},$$

我们称 D_1 为阻尼常数 (亦称为阻尼比), 它是一个无量纲的量。当 $\varepsilon_1 < n_1$ 时, $D_1 < 1$, 因此小阻尼也就是阻尼常数小于 1 的情况。

2. 大阻尼情况

如果 $n_1^2 < \varepsilon_1^2$, 即 $D_1 > 1$, 则 (1-17) 式的两个根全是实数。把这两个实根代入 (1-16) 式, 则得 (1-15) 式的两个特解, 其通解是

$$x = e^{-\varepsilon_1 t} [A_1 e^{\sqrt{\varepsilon_1^2 - n_1^2} \cdot t} + A_2 e^{-\sqrt{\varepsilon_1^2 - n_1^2} \cdot t}], \quad (1-23)$$

式中 A_1 及 A_2 是取决于初始条件的常数。用前面同样的方法, 可得

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= \frac{x_0(\sqrt{\varepsilon_1^2 - n_1^2} + \varepsilon_1) - \dot{x}_0}{2\sqrt{\varepsilon_1^2 - n_1^2}}, \\ A_2 &= \frac{x_0(\sqrt{\varepsilon_1^2 - n_1^2} - \varepsilon_1) - \dot{x}_0}{2\sqrt{\varepsilon_1^2 - n_1^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (1-24)$$

在 (1-23) 式中没有周期性的因子, 于是振动体就不产生往复振动了。这时粘性阻尼大到这样的程度, 当振动体离开其平衡位置之后, 根本没有往复振动, 而只是缓慢地返回平衡位置。

3. 临界阻尼情况

如果 $\varepsilon_1 = n_1$, 即 $D_1 = 1$, 则 (1-15) 式的通解为

$$x = (C_1 + C_2 t) e^{-\varepsilon_1 t}, \quad (1-25)$$

这是使振动体不能发生往复振动的临界状态。

§ 1-4 单自由度系统的强迫振动

我们在这里将讨论两种强迫振动的情况, 一种是强迫力