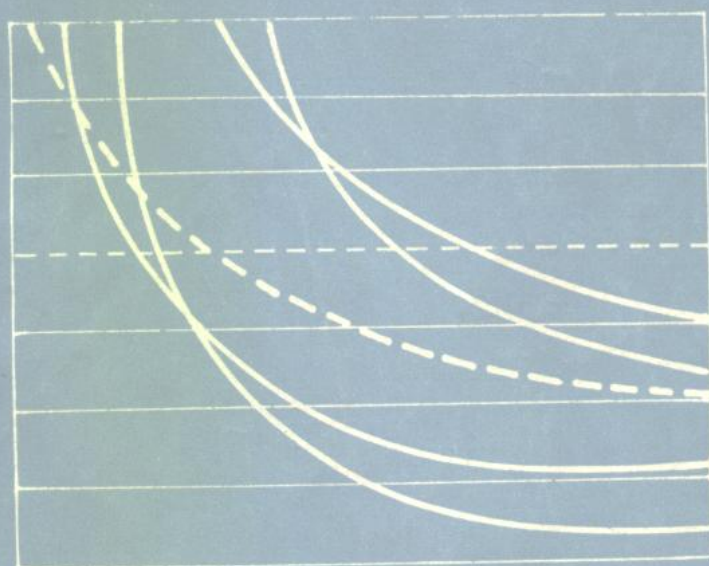


超声波 探伤原理及其应用

北京市技术交流站 编



机械工业出版社

原
书
中

2647/30 25

超声波探伤原理及其应用

北京市技术交流站 编



机械工业出版社

本书对超声波探伤的基本原理及探伤方法作了较详尽的叙述。在对基本原理的叙述过程中，特别着重说明了它们的物理概念以及与探伤的关系。在探伤方法中，则尽可能多地介绍了可供各种材料和工件实际探伤应用的方法，其中包括各种实用的缺陷定量方法和自动化探伤。

本书可供从事超声波探伤的有关人员阅读，也可供大专院校师生参考。

超声波探伤原理及其应用

北京市技术交流站 编

*

机械工业出版社出版(北京阜成门外百万庄南街一号)

(北京市书刊出版业营业许可证出字第117号)

重庆印制一厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

*

开本 787×1092 $\frac{1}{16}$ ·印张30 $\frac{1}{4}$ ·字数739千字

1982年3月重庆第一版·1982年3月重庆第一次印刷

印数 0,001—7,100·定价 3.10 元

*

统一书号: 15033·5230

0647/3025

前 言

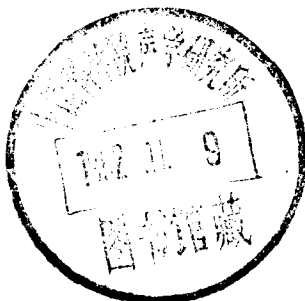
近年来，随着超声波探伤技术的迅速发展，它的应用也日趋广泛。为此我们组成了编写组，详细讨论了本书的编写目的；为了较系统地阐述其原理及操作方法，广泛收集了国内外有关资料；在取材方面力求反映出国内目前的探伤现状和国外动向，以供从事超声波探伤的人员查阅。

本书共分六篇及附录。在原理部份，为了能使概念更为深化，在数学上运用了微积分方法来处理，但对所有推导的公式仍注重于物理概念，并尽可能附了例子，以加深理解。在第二篇对超声波探伤仪的各个组成部分作了介绍，对于为了满足探伤要求的一些特殊电路进行了较详细的介绍，并分析了一些典型的电路。在方法一篇中则尽可能详尽地收集一些适合于国内需要的探伤方法，以供读者选用。我们把确定缺陷大小的当量方法列成一篇是经过反复推敲的。目前虽然应用当量方法来确定材料中缺陷的大小，存在着一定的局限性，然而，现在国内外仍普遍运用这个方法来进行探伤和定量。另外也考虑到国内在这方面确实做了不少工作，有不少独到之处，即使为了广开思路也是值得推荐的。再有，我们也希望各种当量定量方法在实践应用过程中相互融汇，为今后创造出更好的定量方法打下基础。超声探伤自动化工作在国内已有明显进展，也很有特色，我们也收集了一些典型的例子进行介绍。由于自动化工作涉及的知识面较广，全面介绍几乎是不可能的，介绍这部分的目的仍在于开拓思路。在超声波探伤新技术一篇中则收集了目前看来很有希望的四种超声波探伤新方法，仍从物理概念出发，借助于数学介绍其基本原理。最后，在附录中，尽可能地收集了一些公式、数据和图表，并附有国内有关超声波探伤的标准，以供读者查阅。

本书由于参加编写的同志业务知识和水平所限，可能存在不少错误和缺点，衷心希望读者批评指正。

本书初稿曾经中国科学院物理研究所查济璇、刘忠齐，上海材料研究所陈祝年，大连重型机器厂孔令时，三机部六二一所刘玉藩，哈尔滨汽轮机厂顾家明，石景山发电厂徐锡谷等同志审阅，提出了不少宝贵意见和建议，特此致谢。

编 者
一九八〇年十月



4012210

编写人员名单

主 编	沈肇亚	一机部机电研究所
副 主 编	郑中兴	北京重型机器厂
	张泽丰	北京空气动力研究所
编写人员	张守玉	中国科学院声学研究所
	陈昂泽	铁道部铁科院金化所
	钱仁才	铁道部铁科院金化所
	付晓鹏	冶金部钢铁研究院
	蔡洪池	冶金部钢铁研究院
	董守江	北京重型机器厂
	王世勋	北京锅炉厂
	祁乃春	北京电力科学研究所
	杨学智	北京钢厂
	钱海宁	北京钢厂
	詹运昌	北京钢厂
	杜叔甫	首钢基建指挥部工程技术处

目 录

第一篇 超声波探伤的基本原理

第一章 振动与超声	1
第一节 谐振动	1
第二节 在有阻尼情况下的固有振动	4
第三节 有外力存在下的受迫振动	7
第二章 机械振动的产生及其传播——超声波	13
第一节 超声场的基本物理量和超声波波型	13
第二节 固体中超声波传播的波动方程	17
第三节 无限介质波动方程的解	25
第四节 活塞声源声场中的声压	29
第五节 斜探头在固体中辐射的声场	39
第三章 超声波在界面上的反射和折射	43
第一节 液体——空气界面	43
第二节 液体——液体界面	45
第三节 液体——固体界面	48
第四节 固体——空气界面	52
第五节 固体——固体界面	56
第六节 超声波在多层平面中的穿透	60
第七节 超声波在各种界面上反射和折射的图解	62
第四章 几何超声	76
第一节 球面波在平的界面上的反射和折射	76
第二节 超声波在弯曲界面上的反射和折射	78
第三节 在中心孔和圆柱体上的球面波	82
第四节 聚焦声透镜	84
第五章 超声波传播的其它规律	87
第一节 超声波在介质中的散射	87
第二节 介质对超声波的吸收	90
第三节 多普勒效应	91
第六章 超声波的发生和接收	94
第一节 压电效应和压电材料	94
第二节 压电方程和压电参数	96
第三节 压电圆片的厚度振动	99
第四节 机电耦合系数	102
第七章 超声场的测量	105
第一节 用小球接收方法与反射方法测量声场	105
第二节 透明液体和固体中超声场的光学显示	106
第三节 声速的测量	115
第四节 衰减的测量	116

第二篇 超声波探伤仪及探头

第一章 超声波探伤仪	118
第一节 A 型显示脉冲反射式超声波探伤仪的原理	118
第二节 平面显示型探伤仪	141
第三节 衰减器	145
第四节 超声波探伤仪的使用及维修	150
第二章 探头	155
第一节 各种类型的探头和用途	155
第二节 探头的制作	161
第三节 探头频率的测试	162

第三篇 探伤方法的应用

第一章 探伤方法	166
第一节 超声波探伤方法的分类	166
第二节 共振法	166
第三节 穿透法	167
第四节 脉冲反射法	170
第五节 直接接触法与液浸法	175
第二章 大型锻件的探伤	178
第一节 锻件超声波探伤的一般技术要求	178
第二节 锻件中缺陷的定量法	179
第三节 锻件中常见的缺陷及其定性	187
第四节 毛面探伤	195
第三章 铸件探伤	197
第一节 铸件探伤的特点	197
第二节 铸钢件的探伤	198
第三节 奥氏体铸钢件的探伤	199
第四节 铸铁件的探伤	204
第五节 有色金属铸件的探伤	206
第四章 焊缝的探伤	209
第一节 斜角法焊缝探伤的基础	209
第二节 扫查方式及其试块	215
第三节 单斜探头的探伤方法	218
第四节 多探头的探伤方法	229
第五节 缺陷的定量	233
第六节 容器纵焊缝中缺陷位置的计算	236
第七节 焊缝中的缺陷和波形估判	244
第五章 型材探伤	249
第一节 无缝管材的探伤	249
第二节 棒材的探伤	258
第三节 中厚板的探伤	265

第四节	薄板的探伤	271
第五节	钢轨的探伤	278
第六章	特殊零件和材料的探伤	282
第一节	汽轮机叶片根部裂纹的探伤	282
第二节	螺栓的探伤	288
第三节	车轴的探伤	291
第四节	丝材的探伤	296
第五节	轴承的探伤	298
第七章	钢材低倍缺陷的超声检验	302
第一节	低倍缺陷超声检验概述	302
第二节	低倍缺陷超声检验中缺陷当量的确定	304
第三节	低倍缺陷超声检验的方法	309

第四篇 缺陷当量的确定

第一章	确定缺陷当量的原理	313
第一节	基本公式	313
第二节	“分贝”在超声波探伤中的应用	317
第二章	缺陷当量的计算	319
第一节	同声程不同直径的简单几何反射体之间垂直返回声压的分贝数	319
第二节	同直径不同声程的简单几何反射体之间垂直返回声压的分贝数	320
第三节	大平底与同距离简单几何反射体之间垂直返回声压所引起的分贝数	323
第四节	圆柱曲面与同距离简单几何反射体之间垂直返回声压所引起的分贝数	225
第五节	几种当量缺陷的换算	327
第六节	基本计算公式汇总表及其说明	328
第三章	缺陷当量图尺的应用和制作	335
第一节	缺陷定量图尺	335
第二节	缺陷当量计算尺	339
第三节	快速缺陷定量图板	343
第四节	焊缝超声探伤中当量曲线滑尺的应用	346
第四章	“距离-波幅-缺陷当量”曲线	348
第一节	缺陷当量的简易计算	348
第二节	“距离-波幅-缺陷当量”曲线的计算	354
第三节	“距离-波幅-缺陷当量”曲线板的制作	357
第四节	“距离-波幅-缺陷当量”曲线板的使用	361

第五篇 自动化探伤

第一章	自动化探伤方法	364
第一节	自动化探伤的特点	364
第二节	自动化探伤的方法	364
第三节	自动化探伤的速度	369
第二章	自动化探伤设备	371
第一节	探伤仪	371

第二节	缺陷记录方式	376
第三节	探头和探头架	383
第四节	机械传动机构	386
第五节	程序控制	386
第三章	自动化探伤的实际应用	388
第一节	实现自动化探伤的步骤	388
第二节	管材的自动化探伤	388
第三节	棒材的自动化探伤	398
第四节	板材的自动化探伤	402
第五节	螺焊管的自动化探伤	409
第六节	钢坯的自动化探伤	413
第七节	新钢轨的自动化探伤	415
第八节	整铸高锰钢辙叉的自动化探伤	419

第六篇 金属探伤新方法

第一章	声成象及超声全息的基本原理	423
第一节	声成象概述	423
第二节	超声全息的一般原理	424
第三节	液面超声全息	427
第四节	扫描超声全息	429
第二章	电磁超声	432
第一节	电磁超声的基本原理	432
第二节	超声波的电磁激发和接收	434
第三节	电磁超声探伤	438
第三章	无旋转的管材超声探伤方法	439
第一节	无旋转管材超声探伤的基本原理	439
第二节	薄壁管材的无旋超声波探伤	443
第四章	声发射在探伤中的应用	444
第一节	声发射现象	444
第二节	声发射的检测	446
附录		449
一	物质的声速、弹性常数、声阻抗及有关公式	449
二	声波的反射和折射	456
三	水中的声速与温度的关系	460
四	超声波探伤常用压电晶体常数表	461
五	分贝表	461
六	超声波在某些材料中的衰减系数	462
七	贝塞尔函数(Bessel Functions) $J_0(x)$ 和 $J_1(x)$	463
八	有关超声波探伤的部颁标准	463
九	常用超声波探伤试块	463
十	横波探伤时表面光洁度和耦合剂对回波高度的影响	472
十一	有关的超声波探伤 AVG 曲线图	473

第一篇 超声波探伤的基本原理

应用超声波对金属进行探伤时，必须首先对超声波用于金属探伤的基本原理有所了解。也就是说，从金属探伤这一角度出发，应对金属中超声波的产生、超声波在金属中的传布以及超声波在金属中与缺陷的相互作用有所了解。作为本编的重点，我们将顺序分谐振动，机械振动的传布，超声波在界面上的行为，超声波的发生和接收，超声波的其它物理规律以及超声场的测量等章进行介绍。

第一章 振动与超声

第一节 谐 振 动

一、谐振动及其规律

振动是物体运动的一种普遍形式，各种振动，如汽轮机叶片的振动与电回路中电流的振动，以及超声波探伤中探头内压电晶片的振动等，虽然其产生振动的物理本质是完全不同的，然而振动的基本规律则是一致的。

最简单的振动形式是谐振动，它的特点是振动物体于一维方向在其平衡位置作往复的周期性运动。图 1-1-1 所示的即是此种振动。它表示了一个物体以 $x=0$ 为原点，在弹性力作用下沿 x 方向作往复运动的情况。

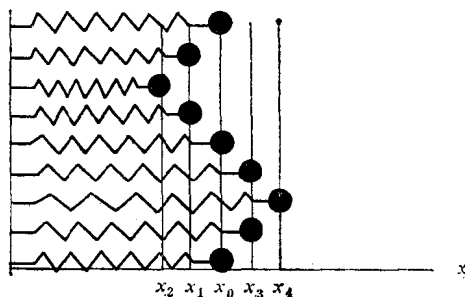


图 1-1-1 具有质量 m 的物体在弹性力作用下在 x_0 位置附近作往复运动

我们知道：任何物体都处在一定的平衡条件中。如从力的角度来考虑，一个弹性机械振动的物体作往复运动的惯性力 ma 应等于弹簧作用在物体上的弹性力 F 。根据虎克定律：弹簧的弹性力等于弹簧的伸长 x 与弹簧的弹性常数 k 的乘积的负数，即：

$$F = -kx \quad (1-1-1)$$

负数的意义即表示弹性力 F 的指向和弹簧的伸长方向正好相反。由于这个力正是使物体产生运动的力，因此根据牛顿第二定律：

$$-kx = ma \quad (1-1-2)$$

式中 m ——物体的质量；
 a ——物体的加速度。

上式也可以写成：

$$ma + kx = 0 \quad (1-1-3)$$

根据微分原理：加速度 a 与速度 v 和位移 x 之间有关系式：

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2}$$

因此，一维的谐振动方程即为：

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + kx = 0 \quad (1-1-4)$$

(1-1-4) 式也可写成：

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0 \quad (1-1-4a)$$

式中 $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$ 。

用试投解的方法可求得微分方程的通解如下：

$$x(t) = A_1 \cos \omega_0 t + A_2 \sin \omega_0 t \quad (1-1-5)$$

如果在起始瞬间，即 $t = 0$ 时有 $x(0) = x_0$ 以及 $\frac{dx(0)}{dt} = v_0$ ，显然 x_0 和 v_0 分别表示了 $t = 0$ 时的初始位移和初始速度。那末上述通解可表示为：

$$x(t) = x_0 \cos \omega_0 t + \frac{v_0}{\omega_0} \sin \omega_0 t \quad (1-1-6)$$

$$\text{或} \quad x(t) = A_{\max} \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (1-1-7)$$

式中 $A_{\max}$ 和 φ 都是由初始条件决定的常数，分别为：

$$A_{\max} = \sqrt{x_0^2 + \frac{v_0^2}{\omega_0^2}}, \quad \varphi = \arctg \frac{v_0}{\omega_0 x_0}。$$

$A_{\max}$ 称为物体谐振动的最大位移，即位移振幅，而 φ 则称为物体谐振动的初始相位。式 (1-1-7) 描写了该物体在平衡位置 $x = 0$ 处随时间作圆频率为 ω_0 的往复运动的规律。如以 f 表示物体作往复运动的频率，则 $f = \frac{\omega_0}{2\pi}$ 。而物体往复一次所需的时间，即运动

的周期 $T = \frac{1}{f} = \frac{2\pi}{\omega_0}$ 。在每一个周期 T 的时间内，除 $x = \pm A_{\max}$ 两点外，对于振动所通过的各个位置，物体都经过两次，但这两次的运动方向相反。谐振动时，物体离开平衡位置 $x = 0$ 处的位移随时间的变化可用图 1-1-2 来表示。

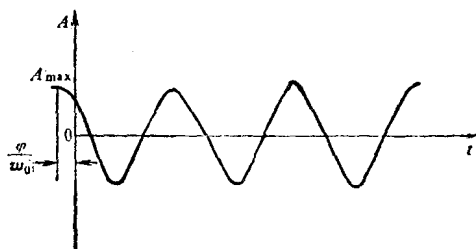


图 1-1-2 谐振动物体的位移和时间的关系

将 (1-1-7) 式对时间求一次导数和二次导数就可求得物体作谐振动时的振动速度 v 和加速度 a 的表示式：

$$v = \frac{dx}{dt} = -A_{\max} \omega_0 \cdot \sin(\omega_0 t + \varphi) = v_{\max} \cdot \cos\left(\omega_0 t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right) \quad (1-1-8)$$

$$a = \frac{d^2x}{dt^2} = -A_{\max} \omega_0^2 \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi) = a_{\max} \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi + \pi) \quad (1-1-9)$$

式中 $v_{\max} = A_{\max} \cdot \omega_0$, $a_{\max} = A_{\max} \cdot \omega_0^2$, 分别表示谐振动物体的速度振幅和加速度振幅。

从式(1-1-7~9)可以看到, 位移 $x(t)$ 作谐振动时, 速度 $v(t)$ 和加速度 $a(t)$ 也是作谐振动, 但这三者的相位: 依次相差 $\frac{\pi}{2}$ 。图 1-1-3 即表示一个谐振动的位移, 速度和加速度之间的相互关系。

如用复数形式来表示 (1-1-7) 式所描写的谐振动规律, 可以写成:

$$x(t) = A_{\max} e^{j(\omega_0 t + \varphi)} \quad (1-1-10)$$

式中 $j = \sqrt{-1}$ 。

式 (1-1-10) 是这样得来的: 根据指数函数与三角函数的关系:

$$e^{j\theta} = \cos\theta + j\sin\theta \quad (1-1-11)$$

式中 e 为自然对数的底, 那末 $\cos\theta$ 即是复数 $e^{j\theta}$ 的实数部分。如以 Re 代表实数, 则 $Re(e^{j\theta}) = \cos\theta$ 。比较式 (1-1-7) 和式 (1-1-10) 可以看出: 式 (1-1-7) 所表示的实际上即是式 (1-1-10) 的实数部分, 而省略了符号 Re 。

运用复数表示式来进行计算是方便的, 此时谐振动的速度和加速度与相位之间的关系可分别简单地表示为:

$$v = \frac{dx}{dt} = j\omega_0 A_{\max} e^{j(\omega_0 t + \varphi)} = j\omega_0 x(t) \quad (1-1-12)$$

$$a = \frac{d^2x}{dt^2} = -\omega_0^2 x(t) \quad (1-1-13)$$

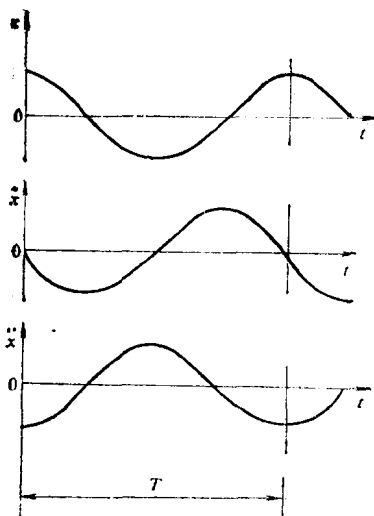


图 1-1-3 谐振动中位移, 速度和加速度之间的关系示意图

二、谐振动中的能量规律

在谐振动时, 振动物体的总能量保持恒定, 但会由一种形式的能量转变成另一种形式的能量。例如图 1-1-1 中所示物体在平衡位置 $x=x_0$ 处的动能在运动到位置 x_2 和 x_4 时将变成位能。反之, 在位置 x_2 和 x_4 处的位能也会在 $x=x_0$ 处变成动能。

物体的动能随时间的变化可用

$$E_m = \frac{mv(t)^2}{2} = \frac{1}{2} m \left(\frac{dx}{dt} \right)^2$$

来表示, 因此根据式 (1-1-8), 上式可写成:

$$E_m = \frac{1}{2} m \omega_0^2 A_{\max}^2 \sin^2(\omega_0 t + \varphi) \quad (1-1-14)$$

而物体的位能可用

$$E_p = k \int_0^x x dx = \frac{1}{2} k x^2$$

来表示, 因此根据式(1-1-7), 位能 E_p 又可表示为:

$$E_p = \frac{1}{2} k A_{\max}^2 \cos^2(\omega_0 t + \varphi) \quad (1-1-15)$$

由于 $k = m\omega_0^2$ ，因此可以得到：

$$E_m + E_p = \frac{1}{2} k A_{\max}^2 = \frac{1}{2} m \omega_0^2 A_{\max}^2 \quad (1-1-16)$$

这样，由谐振动方程式可证明振动物体能量的守恒。实际上，如果用 $\frac{dx}{dt}$ 乘方程式 (1-1-4) 并作变换便可得：

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{1}{2} m \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \frac{1}{2} k x^2 \right] = 0$$

上式的物理意义为：动能与位能的和不随时间而变化。如把上式对时间积分，便可得：

$$\frac{1}{2} m v^2 + \frac{1}{2} k x^2 = E_m + E_p = \text{常数} \quad (1-1-17)$$

谐振动系统能量守恒的概念可用图 1-1-4 来说明。它表示了谐振动中动能和位能随时间的变化规律，但其总能量是一常数。

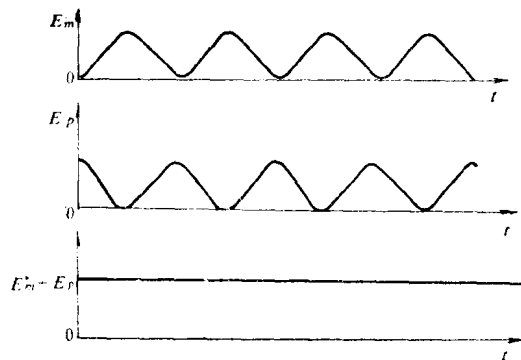


图 1-1-4 谐振动中动能和位能随时间的变化及总能量为一常数

理论分析证明，复杂振动是由几个、许多、甚至无穷多个谐振动所合成的。因此对于复杂振动来说，往往就不能说具有某一频率，而应该说它具有一个频谱。复杂振动的位移，速度，加速度以及它们的振幅都不再服从式(1-1-9)所描述的规律，而具有更复杂的规律。周期性复杂振动是复杂振动的一种。这种振动利用富里哀级数可以分解成许多谐振动，其频率都是一个最低频率 f 的整数倍数(如 f ； $2f$ ； $3f$ ；……)。此时， f 称为基频，而其它频率叫作倍频。

周期性的复杂振动就是由基频和倍频的谐振动合成的，其频谱是由不连续的许多频率所构成，通常称为线状频谱。非周期性的复杂振动则可用富里哀积分的方法分解成为无穷个无频率间隔谐振动，因此其频谱是连续频谱。在受激情况下超声波探头的振动频谱就是一个非常复杂的连续谱。

第二节 在有阻尼情况下的固有振动

一、 有阻尼时固有振动的规律

方程 (1-1-4) 是在没有阻尼情况下的物体运动方程。但是，实际上无阻尼情况是不存在的。由于阻尼的存在，物体在振动中不断损耗能量，因此振动系统的能量不断减少。此时，若把系统作为平衡系统来考虑，则作用在振动物体上的力由谐振动中的二个，变成有阻尼时的三个。此时弹簧的弹性力除供给物体运动外还得克服阻尼力，图 1-1-5 是在有阻尼情况时，质量为 m 的物体在弹性力作用下的振动示意图。如果阻尼力与振动速度成正比（在振速

不太高时), 此时运动方程就变成:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + R_m \frac{dx}{dt} + kx = 0 \quad (1-1-18)$$

式中 R_m 表征阻尼特性, 称为力阻。当 $R_m < \sqrt{4km}$ 时, 系统即作减幅阻尼振动, 该运动方程的通解为:

$$x(t) = A_{\max} e^{-bt} \cos(\omega_b t + \varphi) \quad (1-1-19)$$

式中 $b = \frac{R_m}{2m}$, 叫做阻尼恒量; $\omega_b = \sqrt{\omega_0^2 - b^2}$, 是阻尼振动的圆频率。显然, 当 $b \rightarrow 0$ 时,

式 (1-1-19) 便趋向于前述谐振动的表达式。物体作减幅阻尼振动时的阻尼自然频率 $f_b = \frac{\omega_b}{2\pi}$ 。

如果 $R_m > \sqrt{4km}$ 时物体将不发生振动, 而只有瞬时的一次单向运动, 直至物体回到 $x=0$ 处为止。它的物理意义是阻尼太大, 以至物体回到平衡位置 $x=0$ 以后便停住, 不再向反方向运动。

从减幅阻尼振动式 (1-1-19) 可以看出: 振幅 $A_{\max} e^{-bt}$ 是随着时间而逐渐减小的。物体离开平衡位置的位移随时间的变化如图 1-1-6 所示。

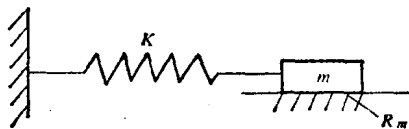


图 1-1-5 阻尼振动示意图

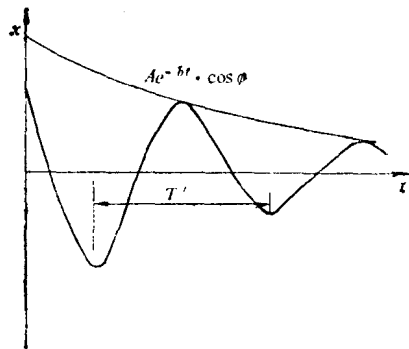


图 1-1-6 阻尼振动中位移随时间的变化

在图 1-1-6 上标出了有阻尼情况下的周期 T' , 但实际上有阻尼的固有振动并不是周期性的振动, 而是一衰减振动。因此, 称此种振动一周的 T' 为类周期。它表示相继二次同向经过平衡位置 $x=0$ 处时所需的时间, 或者是到达同侧二个最大位置之间所需的时间。

表征有阻尼情况下固有振动的另一个特征量是 τ_0 , 它可表示为:

$$\tau_0 = \frac{1}{b} = \frac{2m}{R_m} \quad (1-1-20)$$

称为系统的时间常数。它的物理意义是指系统由于阻尼的存在, 振幅由最大值衰减到 e 分之一所需要的时间。也就是说, 当此种振动经过时间 $\tau_0 = \frac{2m}{R_m}$ 后, 振动的最大振幅衰减到 e 分之一。对于超声波探头, 此量直接表征了超声波探头受激后在探伤仪荧光屏上的脉冲占宽, 因此直接影响分辨力。

表征有阻尼情况下固有振动常用的还有一个量, 即, 它可表示为:

$$q = bT' = 2\pi \frac{b}{\omega_b} \quad (1-1-21)$$

称为阻尼的减缩。

不难看出,如果在某一瞬间 t , 物体位移的大小为 $x = Ne^{-bt}$, 那末经过时间 T' 后, 它将是 $x' = Ne^{-b(t+T')}$, 因此得

$$\frac{x'}{x} = e^{-bT'}$$

上式可写成

$$bT' = \ln\left(\frac{x}{x'}\right)$$

由 q 的定义得

$$q = \ln\left(\frac{x}{x'}\right) \quad (1-1-22)$$

表达式 (1-1-22) 可以当作减缩的定义, 它在任何瞬间 t 都是正确的, 当然, 也可以取它到达最大值的那一瞬间。由此可以得出: 减缩等于处在同一侧的二个相继“振幅”之比的自然对数。这也就是说, 减缩标志着振动振幅的减小, 不难看出 $\frac{1}{q}$ 即是振幅减小到 e 分之一时所具有的振动次数。

目前, 超声波探伤仪上所见到的脉冲波即是晶片振动幅度经检波以后的包络。当探伤仪处在非检波状态时, 就可以很清楚地看到压电晶片振动 (即脉冲的填充波) 的衰减情况。因此 $\frac{1}{q}$ 直接表征晶片受激后的振动次数, 它与脉冲占宽和分辨力有很大关系。

把表征有阻尼情况下固有振动的这三个量作一比较就可以发现: 阻尼恒量 b 和时间常数 τ_0 确定的是阻尼的时间, 也就是物体振动过程的持续时间, 而阻尼的减缩 q 确定的是在有阻尼情况下物体振动的次数。

例如 $\tau_0 = 0.1$ 秒, 那末它表示了这个系统中的物体在经过 0.3 秒以后振动减弱到 e^{-3} , 即为初始时的 $\frac{1}{25}$ 左右。

又如 $q = 0.01$, 那也就是经过 100 次振动以后, 这个系统中物体的振幅减小到 e^{-1} 即 $\frac{1}{2.7}$ 左右。

一般对没有组装成探头的压电晶片, 其减缩的平均范围为 $10^{-2} \sim 10^{-3}\%$ 。这指的是压电晶片受激后约完成 10000 至 100000 次振动以后, 它的振幅降至受激初态时的 e^{-1} 。这就是为什么把压电晶片直接接到探伤仪上时, 会在仪器荧光屏上看到一片波形的原因, 它使仪器在整个探伤范围内都无法工作。由此, 可以认为, 在脉冲反射法超声波探伤中, 没有阻尼的探头是不能用作探伤目的的。

二、有阻尼情况下固有振动的能量

在有阻尼情况下, 振动物体的能量就不能再用式 (1-1-16) 和 (1-1-17) 来表示了。因为在这种情况下, 振幅已不是一个常数, 而是根据阻尼的大小随时间而变化的。因此, 这种情况下的能量也必然是随时间而变化的。更确切地说, 振动物体的能量是随着时间的延长而减少。

由摩擦导致的能量损耗率等于与运动方向相反的摩擦力 $R_m \frac{dx}{dt}$ 乘以速度 $\frac{dx}{dt}$, 即

$$P = R_m \frac{dx}{dt} \cdot \frac{dx}{dt} = R_m \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 \quad (1-1-23)$$

第三节 有外力存在下的受迫振动

一、受迫振动的规律

在上二节中, 曾描述了物体的谐振动和有阻尼情况下的固有振动。在这二种振动中都没有考虑外力的作用。也就是说在振动过程中, 外力的作用只是决定初始位移和初始速度, 而随后的振动则完全取决于振动过程的圆频率 ω_0 和阻尼恒量 b 。但对有外力作用下的振动, 或者所谓的受迫振动, 则不仅取决于系统的这两个参数, 并且也取决于外力 $F(t)$ 。因此, 在外力 $F(t)$ 作用下的物体振动将与弹性力 $-kx$, 摩擦力 $-R_m v$, 惯性力 ma 以及外力 $F(t)$ 有关。如若外力是一个周期性的作用力 $F_{\max} e^{i\omega t}$, 那末此时的振动方程可写成:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + R_m \frac{dx}{dt} + kx = F(t) = F_{\max} e^{i\omega t} \quad (1-1-24)$$

或

$$m \frac{dv}{dt} + R_m v + k \int v dt = F(t) = F_{\max} e^{i\omega t} \quad (1-1-25)$$

图 1-1-7 示出了一个在周期性外力 $F_{\max} e^{i\omega t}$ 作用下的受迫振动。

根据电学中串联交流回路 (如图 1-1-8 所示电路) 的方程:

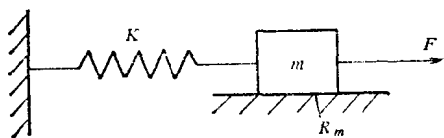


图 1-1-7 有外力作用下的受迫振动

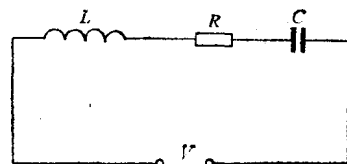


图 1-1-8 串联交流回路示意图

$$L \frac{d^2 Q}{dt^2} + R \frac{dQ}{dt} + \frac{1}{C} Q = V(t) = V_{\max} e^{i\omega t} \quad (1-1-26)$$

或

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int i dt = V(t) = V_{\max} e^{i\omega t} \quad (1-1-27)$$

比较方程 (1-1-24) 和 (1-1-26) 以及 (1-1-25) 和 (1-1-27), 我们发现: 它们之间除了方程中符号所代表的物理量的含义不同外, 方程的形式完全相同。因此力学中的振动问题完全可以运用早已熟知的电路知识来解决。

在电学中, 方程 (1-1-27) 的解为:

$$i = \frac{V_{\max} e^{i\omega t}}{R + j \left(L\omega - \frac{1}{C\omega} \right)} = \frac{V(t)}{Z} \quad (1-1-28)$$

式中 $R + j\left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) = Z$ 是电路的阻抗, $L\omega$ 和 $\frac{1}{C\omega}$ 分别为感抗和容抗。与此相仿, 稳态振动时方程 (1-1-25) 的解可以写成:

$$v = \frac{F(t)}{Z_m} = \frac{F_{\max} e^{j\omega t}}{R_m + j\left(m\omega - \frac{K}{\omega}\right)} \quad (1-1-29)$$

式中 $Z_m = R_m + j\left(m\omega - \frac{K}{\omega}\right)$ 叫做力阻抗, 把 R_m 称为力阻, 相应地 $m\omega$ 和 $\frac{K}{\omega}$ 分别称为力感抗和力容抗。显然 Z_m 是一个复数, 它又可以表示为:

$$Z_m = |Z_m| e^{j\varphi} \quad (1-1-30)$$

式中 $|Z_m|$ 和 φ 分别为:

$$|Z_m| = \sqrt{R_m^2 + \left(m\omega - \frac{K}{\omega}\right)^2} \quad (1-1-31)$$

$$\varphi = \operatorname{tg}^{-1} \frac{\left(m\omega - \frac{K}{\omega}\right)}{R_m} \quad (1-1-32)$$

$|Z_m|$ 是力阻抗的绝对值, φ 是力阻抗的相位角。因此, 振速 v 又可以表示为:

$$\begin{aligned} v &= \frac{F_{\max} e^{j\omega t}}{|Z_m| e^{j\varphi}} \\ &= \frac{F_{\max}}{|Z_m|} e^{j(\omega t - \varphi)} \\ &= v_{\max} e^{j(\omega t - \varphi)} \end{aligned} \quad (1-1-33)$$

$v_{\max} = \frac{F_{\max}}{|Z_m|}$ 是受迫振动的速度振幅。

由振速 v 可以求出位移 x 和加速度 a 。由于:

$$v = \frac{dx}{dt} = j\omega x$$

所以

$$\begin{aligned} x &= \frac{v}{j\omega} = \frac{1}{\omega} v_{\max} e^{j(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2})} \\ &= A_{\max} e^{j(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2})} \end{aligned} \quad (1-1-34)$$

而加速度 a :

$$\begin{aligned} a &= \frac{dv}{dt} = j\omega v = \omega v_{\max} e^{j(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2})} \\ &= a_{\max} e^{j(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2})} \end{aligned} \quad (1-1-35)$$

由式 (1-1-34) 和 (1-1-35) 可知: $A_{\max} = \frac{v_{\max}}{\omega} = \frac{F_{\max}}{\omega |Z_m|}$; $a_{\max} = \omega v_{\max} = \frac{\omega \cdot F_{\max}}{|Z_m|}$