

YANGSHENGQI
JIQIXITONG

扬声器 及其系统

曹水轩 沙家正 编著

江苏科学技术出版社·江苏科学技术出版社·

348381

扬声器及其系统

曹水轩 沙家正 编著

江苏科学技术出版社

DV59/28

扬声器及其系统

曹水轩 沙家正 编著

出版发行：江苏科技出版社

经 销：江苏省新华书店

印 刷：宜兴市印刷厂

开本 787×1092 1/32 印张 12 字数 264,000

1991年1月第1版、1991年1月第1次印刷

印数 1—3,000册

ISBN 7—5345—1098—8

TN·29

定价：4.50 元

责任编辑 王永发

江苏科技版图书如有印装质量问题，可随时向承印厂调换。

前 言

扬声器及扬声器系统是声重放系统的终端，其性能的优劣直接影响着整个重放系统的质量。随着电子技术的发展，立体声的普及和数字技术的应用，对扬声器提出了更高的性能要求。为了适应这种情况，除了在材料、工艺等方面需要进行大量的研究工作之外，更关键的是需要大批熟悉电声基本理论、掌握设计原则的人才，以期摆脱仿制国外产品的现状。

本书是作者在历年从事电声方面的教学和研究工作的基础上逐步形成的。书中重点介绍了扬声器及其系统的基本原理、基本结构、性能分析和设计原则，对于必要的振动学和声学的基础知识也作了简要的介绍，内容上尽可能自成体系而不必过多地参阅别的资料。本书可作为高等学校声学专业的教材或教学参考书，也可供有关技术人员和业余电声爱好者自学之用。

全书共分十一章，其中第一、四、五、八、十等章，由曹水轩撰写，第二、三、六、七、九、十一等章，由沙家正撰写，曹水轩对全书作了校阅。

在本书的编写过程中，曾得到南京大学声学研究所不少同志的关心和支持，谨此致谢！限于水平，书中错误和不当之处，在所难免，敬请读者批评指正。

作 者

1986年10月于南京大学

目 录

第一章 质点振动学	1
§ 1-1 质点振动系统	1
§ 1-2 质点的自由振动	2
§ 1-3 质点的阻尼振动	7
§ 1-4 质点的强迫振动	11
第二章 声波的基本特性	22
§ 2-1 声波的概念	22
§ 2-2 声压的基本概念	23
§ 2-3 声波的波动方程和声速	25
§ 2-4 简谐平面波	26
§ 2-5 声阻抗率与媒质特性阻抗	27
§ 2-6 声能密度、声强、声功率	28
§ 2-7 级和分贝	30
§ 2-8 声波的反射和透射	32
§ 2-9 声波的干涉和叠加	34
§ 2-10 声波的绕射	36
第三章 声波的辐射	38
§ 3-1 脉动球源的辐射	38
§ 3-2 偶极声源	44
§ 3-3 无限大障板上圆形活塞的辐射	49
第四章 电-力-声类比	60
§ 4-1 电路元件及基本的电振荡器	61
§ 4-2 力学元件及基本的力学振动系统	64
§ 4-3 两种力电类比及其相互转换	65

§ 4-4	力学线路图的画法	67
§ 4-5	声学元件及基本的声振动系统	70
§ 4-6	变量器	77
第五章	锥形扬声器	79
§ 5-1	扬声器的一般介绍	79
§ 5-2	电动式扬声器的工作原理	80
§ 5-3	电动式锥形扬声器的结构	81
§ 5-4	电动式扬声器的电声参数	93
§ 5-5	活塞辐射器的辐射阻抗	107
§ 5-6	电动式扬声器的等效电路	110
§ 5-7	扬声器的辐射声功率	114
§ 5-8	扬声器的频响曲线	115
§ 5-9	扬声器的电阻抗特性	124
§ 5-10	扬声器在距离 r 处所产生的声压	129
§ 5-11	扬声器的低频响应	131
§ 5-12	扬声器低频响应与滤波器理论	135
§ 5-13	扬声器的音圈设计原则	137
§ 5-14	改善扬声器性能的若干方法	140
第六章	平板型扬声器	149
§ 6-1	平板型扬声器的特征	149
§ 6-2	平面振动板的种类	155
§ 6-3	平板扬声器的声场特性	157
§ 6-4	其他结构的平板扬声器	160
第七章	球顶形扬声器	164
§ 7-1	球顶形扬声器的结构及工作原理	164
§ 7-2	球顶形扬声器的输出声压频率特性	167
§ 7-3	球顶形扬声器的失真特性	179
§ 7-4	均衡器和后腔的设计	181
§ 7-5	球顶形扬声器的声场特性	182

第八章 号筒式扬声器	188
§8-1 号筒的作用	188
§8-2 号筒中波动方程的导出	190
§8-3 指数号筒的输入阻抗	193
§8-4 指数式号筒扬声器的等效线路	198
§8-5 指数号筒式扬声器的效率	204
§8-6 号筒扬声器的指向性	206
§8-7 号筒扬声器的非线性失真	207
§8-8 指数号筒的设计	208
第九章 其他类型扬声器	212
§9-1 弯曲型压电陶瓷扬声器	212
§9-2 高分子压电薄膜扬声器	226
§9-3 驻极体静电高音扬声器	228
§9-4 带式高音扬声器	235
§9-5 PCM数字式扬声器	239
第十章 箱式扬声器系统	247
§10-1 概述	247
§10-2 障板	252
§10-3 封闭式扬声器箱	254
§10-4 倒相式扬声器箱	269
第十一章 声柱	286
§11-1 概况	286
§11-2 声柱的基本特性	288
§11-3 声柱在室内外产生的声场及其对音质的影响	310
§11-4 声柱的设计	325
附录1 扬声器主要技术参数 (GB9399-88)	329
附录2 扬声器主要性能测试方法 (GB9396-88)	331
附录3 扬声器 Q_T 的测量方法	373

第一章 质点振动学

振动学是研究声学的基础，因为声的发生来源于物体的振动。扬声器是发声的器件，它有一个用以辐射声波的振动系统。因此，振动学的知识，对于研究扬声器及其系统是十分必需的。本章将主要介绍与研究扬声器有密切关系的质点振动学。

§ 1-1 质点振动系统

质点振动是指质点围绕其平衡位置进行的往复运动。而力学振动系统是一个力学装置，通常包括一个弹性元件和一个质量元件。如图 1-1 所示，在一个弹簧（弹性系数为 k ）下面挂一个质量的 M_M 的钢球，这个力学装置就是一个简单的力学振动系统。

显然，一个实际的弹簧，不仅具有弹性，本身还具有质量，而钢球也不可能是完全刚性的，即除了有质量以外还具有弹性。但是，在分析问题的时候，为了方便且在不影响分析结果的情况下，可以把弹簧或钢球看作是具有一种物理属性的元件，即弹簧可认为只具有弹性而无质量，钢球只具有质量（且集中于一点）而无弹性，这样的系统称为具有集中参数的系统，或称为质点振动系统。扬声器的振动系统，在频率较低时（振膜的线度比所辐射的声波波长小得多时），就可以看作是一个质点振动系统。因此，研究质点振动系统

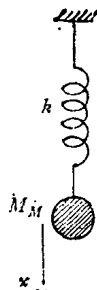
的振动特性，对于扬声器性能的研究，具有明显的现实指导意义。

§ 1-2 质点的自由振动

系统在进入振动状态后，就没有外力的作用，这种振动称为自由振动。如图 1-1 的质点振动系统，若用手将钢球拉离其平衡位置，然后将其释放，则钢球将在弹性恢复力的作用下，在平衡位置附近作自由振动。此时，钢球的惯性力将与弹簧的弹性恢复力相平衡，即有

$$M_M \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx,$$

图 1-1 质点振动系统



或

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

其中 x 为质点（钢球）的位移，单位为米；而

$$\begin{aligned} \omega_0 &= (k/M_M)^{\frac{1}{2}} \\ &= (M_M C_M)^{-\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (1-2)$$

为自由振动的圆频率，其中

$$C_M = \frac{1}{k} \quad (1-3)$$

称为弹簧的力顺系数，单位为米/牛顿。

方程(1-1)具有如下的一般解：

$$x = C_1 \cos \omega_0 t + C_2 \sin \omega_0 t, \quad (1-4)$$

C_1 、 C_2 为决定于初始条件的常数。

方程(1-4)也可以写作如下的形式,即

$$x = x_A \cos(\omega_0 t - \varphi_0), \quad (1-5)$$

x_A 、 φ_0 亦为决定于初始条件的两个常数。如将(1-4)和(1-5)作比较,则显然有

$$x_A = (C_1 + C_2)^{\frac{1}{2}}, \quad (1-6)$$

$$\varphi_0 = \operatorname{tg}^{-1}\left(-\frac{C_2}{C_1}\right). \quad (1-7)$$

由(1-5)式可知,位移 x 随时间按余弦律而变化,即钢球 M_M 作简谐振动,如图1-2所示。位移的最大值 x_A 称为振幅, φ_0 称为振动开始时的相位角,或称初位相。往复振动一次所需的时间 T 称为振动的周期,单位为秒;而每秒钟振动的次数 f 称为振动的频率,单位为赫兹,简称赫。显然

$$T = \frac{1}{f}. \quad (1-8)$$

由(1-5)可知, $\omega_0 T = 2\pi$,所以

$$\omega_0 = 2\pi f_0,$$

$$f_0 = \frac{1}{2\pi(M_M C_M)^{\frac{1}{2}}}. \quad (1-9)$$

由此可见,系统自由振动的频率,决定于系统本身的参数 M_M 和 C_M ,而与初始条件无关。所以 f_0 称为系统的固有频率, ω_0 称为系统的固有圆频率。不同参数的系统具有不同的固有频率。这是一个十分重要的概念,今后将会看到,扬声器振动系统的固有频率,将对扬声器的低频响应产生极大的影响。

在求得位移的表达式后,即可得振速为

$$v = \frac{dx}{dt} = -x_A \omega_0 \sin(\omega_0 t - \varphi_0) \quad (1-10)$$

前已指出, x_A, φ_0 决定于初始条件, 若 x_A, φ_0 被决定, 则系统的运动规律也就完全确定了。例如, 若系统原来

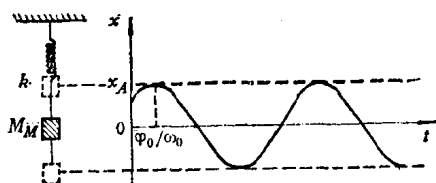


图 1-2 位移随时间的变化规律

处于静止状态, 在 $t=0$ 的瞬间, 钢球受到冲击而获得速度 v_0 , 因此有如下的初始条件

$$\left. \begin{aligned} x|_{t=0} &= 0, \\ v|_{t=0} &= \left(\frac{dx}{dt} \right)_{t=0} = v_0. \end{aligned} \right\} (1-11)$$

将初始条件代入(1-5)式可得

$$\begin{aligned} x_A \cos \varphi_0 &= 0, \\ \varphi_0 &= \pi/2. \end{aligned} \quad (1-12)$$

而

$$\begin{aligned} v_0 &= x_A \omega_0 \sin \varphi_0 = x_A \omega_0, \\ x_A &= v_0 / \omega_0. \end{aligned} \quad (1-13)$$

因此, 该系统的运动规律为

$$x = (v_0 / \omega_0) \cos(\omega_0 t - \pi/2), \quad (1-14)$$

$$v = \frac{dx}{dt} = v_0 \cos \omega_0 t. \quad (1-15)$$

由(1-14)和(1-15)可知, 在这样的初始条件下, 质点的位移和质点的振动速度之间, 相位差为 $\pi/2$, 即当位移达到最大时速度为零, 当速度达到最大时位移为零。而位移和振速的幅值, 则决定于 v_0 的大小。

对于最为一般的初始条件, 即在 $t=0$ 时, M_M 被拉离平衡位置, 并有初位移 x_0 , 而同时又给 M_M 以冲击, 使其具

有初速度 v_0 ，即有

$$x|_{t=0} = x_0, \quad (1-16)$$

$$v|_{t=0} = \left(\frac{dx}{dt} \right)_{t=0} = v_0. \quad (1-17)$$

则由(1-4)可得

$$C_1 = x_0, \quad (1-18)$$

$$C_2 = v_0/\omega_0, \quad (1-19)$$

所以，满足初始条件(1-16)，(1-17)的解为

$$x = x_0 \cos \omega_0 t + \frac{v_0}{\omega_0} \sin \omega_0 t. \quad (1-20)$$

式中第一项表示由初始位移 x_0 所引起的振动位移，第二项表示由初始速度 v_0 所引起的振动位移。而这两个位移的相位，相差 $\pi/2$ 。

方程(1-20)亦可写成如下的形式：

$$x = x_A \cos(\omega_0 t - \varphi_0) \quad (1-5)$$

将此式与(1-20)式相比较，即可得

$$x_A = [x_0^2 + (v_0/\omega_0)^2]^{\frac{1}{2}}, \quad (1-21)$$

$$\varphi_0 = \operatorname{tg}^{-1} \frac{v_0}{\omega_0 x_0}. \quad (1-22)$$

对于一个质点振动系统，不管激发其振动的原因是由于具有初位移，还是具有初速度，或二者兼而有之，只要系统开始振动，系统就具有振动能量。质点振动系统在任一时刻所具有的能量，等于系统的动能和位能之和。

设系统在某一时刻的位移为 x ，速度为 v ，则此时的位能为

$$E_p = \frac{1}{2} kx^2 = \frac{1}{2C_M} x^2, \quad (1-23)$$

动能为

$$E_k = \frac{1}{2} M_M v^2, \quad (1-24)$$

因此, 系统的总能量为

$$E = E_p + E_k = \frac{1}{2} C_M x^2 + \frac{1}{2} M_M v^2 \quad (1-25)$$

将(1-5), (1-10)代入(1-25)式, 则得

$$E = \frac{1}{2} \frac{x_A^2}{C_M} \cos^2(\omega_0 t - \varphi_0) + \frac{1}{2} M_M \omega_0^2 x_A^2 \sin^2(\omega_0 t - \varphi_0). \quad (1-26)$$

考虑到

$$\omega_0^2 = 1/M_M C_M,$$

则(1-26)可写作

$$E = \frac{1}{2} \frac{1}{C_M} x_A^2 = \frac{1}{2} M_M v_A^2, \quad (1-27)$$

其中 x_A 为位移振幅; v_A 为速度振幅, 且 $v_A = \omega_0 x_A$.

由(1-27)式可知, 系统在振动的各个时刻所具有的总能量, 是一个常数, 其值等于位移最大(即 x_A)时的位能, 或者等于质点振速最大(即 v_A)时的动能。

在实际振动过程中, 当 M_M 向平衡位置运动的过程, 是加速的过程, 动能逐渐增大, 而弹簧的位移逐渐减小, 位能随之减小。当通过平衡位置时, 位移瞬时值为零, 振动速度达到最大, 此时, 动能达到最大而位能为零, 这就是说, 系统的总能量等于质点的动能。反之, 质点 M_M 离开平衡位置的运动过程, 是减速的过程, M_M 要不断克服弹性力而作功, 其结果是弹簧的位能不断增加, 质点的动能不断减小。在到达位移最大时, 振速为零, 此时位能达到最大而动能为零。

这就是说, 系统的总能量表现为弹簧的位能。在其它任何时刻, 系统的总能量为动能位能之和。需要指出的是, 上述的分析和讨论, 都是在不考虑系统损耗的情况下进行的。

顺便指出, 为了运算的方便, 方程(1-1)的解, 也可以写成复数形式。因为

$$e^{j\omega_0 t} = \cos \omega_0 t + j \sin \omega_0 t, \quad (1-28)$$

$$e^{-j\omega_0 t} = \cos \omega_0 t - j \sin \omega_0 t. \quad (1-29)$$

式中 $j = \sqrt{-1}$, 为虚数符号。根据(1-4)式知, 正弦和余弦函数都是方程(1-1)的解, 则其线性组合一定也是它的解。因此, 可以把方程(1-1)的一般解写作

$$x = A e^{j\omega_0 t} + B e^{-j\omega_0 t}, \quad (1-30)$$

其中常数 A 和 B 决定于初始条件。

§ 1-3 质点的阻尼振动

对于没有能量损耗的质点振动系统, 其所具有的能量决定于初始条件, 且在振动过程中保持为常数。但是, 对于一个实际的振动系统, 由于受到各种阻尼力的作用, 系统的能量会不断地损耗, 从而振动的振幅不断地减小, 以至振动停止。

这种阻尼力, 可以是空气媒质的粘滞阻力, 也可以是弹簧反复形变而引起的内摩擦力, 还可以是振动系统向周围媒质辐射声波所受到的辐射阻力。在振动的振幅较小时, 这些力的大小与速度成正比, 即有

$$F_R = -R_M v = -R_M \frac{dx}{dt}. \quad (1-31)$$

比例常数 R_M 称为阻力系数, 或称力阻。而式中的负号, 表

示 F_R 的方向, 始终与速度 v 的方向相反。

在考虑到阻尼力的存在之后, 自由振动的方程(1-1)将变为

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\delta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0. \quad (1-32)$$

式中 δ 称为衰减系数, 且

$$\delta = R_M/2M_M. \quad (1-33)$$

方程(1-32)为二阶齐次常微分方程, 我们可设解为

$$x = e^{j\gamma t}, \quad (1-34)$$

并代入方程(1-32)中, 可得

$$(-\gamma^2 + 2j\gamma\delta + \omega_0^2) e^{j\gamma t} = 0.$$

若上式成立, 则必

$$(-\gamma^2 + 2j\gamma\delta + \omega_0^2) = 0,$$

或

$$\gamma^2 - 2j\gamma\delta - \omega_0^2 = 0. \quad (1-35)$$

解之得

$$\gamma = j\delta \pm (\omega_0^2 - \delta^2)^{\frac{1}{2}}. \quad (1-36)$$

因此, 方程(1-32)的一般解为

$$x = e^{-\delta t} (A e^{j\omega_0' t} + B e^{-j\omega_0' t})^*, \quad (1-37)$$

其中

$$\omega_0' = (\omega_0^2 - \delta^2)^{\frac{1}{2}}. \quad (1-38)$$

为了直观地描述质点阻尼振动的规律, 我们取(1-37)式的实部, 且表示为

* 我们把一般解写成此形式时, 实际上已经把 ω_0' 看作实数, 即 $\delta^2 < \omega_0^2$, 若阻尼很大, 即 $\delta^2 > \omega_0^2$ 时, 则(1-37)式的两项均为指数衰减项。

$$x = A_0 e^{-\delta t} \cos(\omega'_0 t - \varphi_0), \quad (1-39)$$

或

$$x = A(t) \cos(\omega'_0 t - \varphi_0), \quad (1-40)$$

其中 $A(t) = A_0 e^{-\delta t}$ 近似地表示阻尼振动的振幅，而 A_0 和 φ_0 则决定于初始条件。例如，若初始条件为

$$x|_{t=0} = x_0, \quad (1-41)$$

$$\left. \frac{dx}{dt} \right|_{t=0} = v_0. \quad (1-42)$$

代入(1-40)可得

$$A_0 \cos \varphi_0 = x_0, \quad (1-43)$$

$$-\delta A_0 \cos \varphi_0 + \omega'_0 A_0 \sin \varphi_0 = v_0. \quad (1-44)$$

由此二式即可解得

$$A_0 = \left[x_0^2 + \left(\frac{v_0 + \delta x_0}{\omega'_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (1-45)$$

$$\varphi_0 = \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{v_0 + \delta x_0}{\omega'_0 x_0} \right). \quad (1-46)$$

由此可见，对于有阻尼的自由振动与无阻尼的情况相比，有二个特点：

(1) 振幅值也决定于初始条件，但与无阻尼的自由振动不同的是振幅值是时间的函数，且随时间指数地衰减。

(2) 固有圆频率 ω'_0 也决定于系统本身的参数 (M_M , C_M , R_M)，但与无阻尼的自由振动的固有圆频率 ω_0 不相等，而且， ω'_0 与 R_M 有关。如果 R_M 不大，则 ω_0 与 ω'_0 的值近似相等。

图 1-3 表示有阻尼的质点自由振动的规律，图中实线表示振动位移随时间的变化，而虚线则表示振幅衰减的规律。

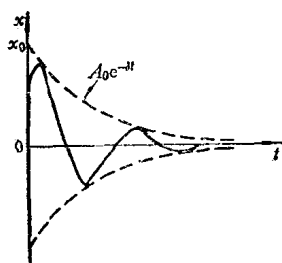


图1-3 质点的阻尼振动

有阻尼的振动系统，在每一个振动时刻，所具有的能量是不同的。但在某一瞬间，系统所具有总能量，应该等于该时刻的位能和动能的和，即

$$E = \frac{1}{2} kx^2 + \frac{1}{2} M_M v^2, \quad (1-47)$$

而

$$\begin{aligned} x &= A(t) \cos(\omega'_0 t - \varphi_0) \\ &= A_0 e^{-\delta t} \cos(\omega'_0 t - \varphi_0), \end{aligned} \quad (1-48)$$

$$\begin{aligned} v &= -\delta A(t) \cos(\omega'_0 t - \varphi_0) \\ &\quad - \omega'_0 A(t) \sin(\omega'_0 t - \varphi_0). \end{aligned} \quad (1-49)$$

将(1-48)和(1-49)代入(1-47)，得

$$\begin{aligned} E &= \frac{1}{2} k A^2(t) \cos^2(\omega'_0 t - \varphi_0) \\ &\quad + \frac{1}{2} M_M \left[\delta^2 A^2(t) \cos^2(\omega'_0 t - \varphi_0) \right. \\ &\quad + 2\delta A(t) \cos(\omega'_0 t - \varphi_0) \omega'_0 A(t) \sin(\omega'_0 t - \varphi_0) \\ &\quad \left. + \omega'^2_0 A^2(t) \sin^2(\omega'_0 t - \varphi_0) \right] \end{aligned}$$