第一章　　电声换能器基本理论

电声换能器是指通过某种物理效应，实现电能与声能之间互相转换的器件或装置。电声换能器简称为换能器。扬声器和传声器是换能器应用的一种形式，统称为电声器件。电声器件是电学、力学和声学的混合系统，因此，要深入了解电声器件的工作原理和性能特点，不仅要了解电学系统的分析方法，而且要了解力学和声学振动系统的分析方法，同时还应具备声学的基本理论知识。

1.1　换能原理

换能器所依据的换能原理各不相同，换能原理可分为电动式、电磁式、电容式、压电式、碳粒式和电子式等，其中在声频工程中较常用的是电动式和电容式。

1. 电动式

电动式换能器是利用安培定律和电磁感应定律来实现电能与声能互换的。所谓安培定律是指通电导体在磁场中会受到力的作用；电磁感应定律是指导体在磁场中切割磁力线运动会产生感生电动势。

图 1－1 所示为较典型的电动式换能器工作原理示意图，其中导体呈线圈状，置于环形磁缝隙中，通常导体与振膜相连或本身制成薄膜状，当导体通过声频电流时，根据安培定律，导体将受到力的作用，力

的方向如图 1－1所示，并产生与声频电流相应的振动，带动振膜振动而辐射声波，从而实现从电能到机械能再到声能的转换；反过来，当振膜受到声波作用带动导体发生振动时，由于导体在磁场中切割磁力线运动，产生了相应的感生电动势，从而实现从声能到电能的转换。可见，电动式换能器是通过磁场力的作用来实现电能与声能互换的，而且系统是无源可逆的。

电动式换能器常用于传声器、扬声器和耳机中。

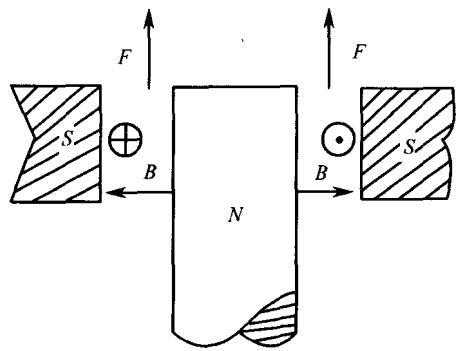


图 1－1　电动式换能器工作原理示意图

2. 电容式

电容式换能器是利用电容器极板之间的静电力来实现电能与声能互换的，也称为静电式，其工作原理简图如图 1－2 所示，其中固定极板和振膜构成了一个可变电容器，固定极板常称为背极板，振膜称为可动极板，可变电容器是电容式换能器的主要部件。当可变电容器两端加有变化的声频电压时，由于极板间电压发生变化，产生相应变化的电场和电场力，振膜受电场力作用后做相应的振动，从而将电能转化为声能；反之，当振膜受声波作用发生振动时，极板间距离发生了变化，电容器的电容就发生相应变化，使回路中产生相应的变化电流，在电阻两端获得相应的音频电压，从而实现由声能到电能的转换。但是，实现这种声电之间的线性变换必须有一个前提条件，即极板间存在一个直流极化电压 U_J，在后面的章节中我们将解释这个问题。可见，电容式换能器是依靠电场力的作用来实现力电变换的，它是一个有源可逆的系统。

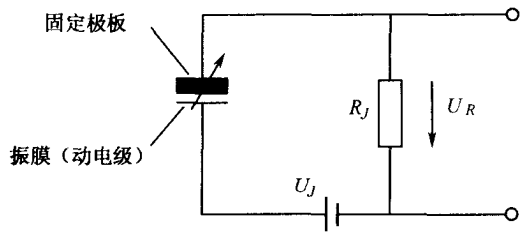


图 1－2　电容式换能器工作原理示意图

电容式换能器常用于传声器、扬声器和耳机中。

3. 压电式

压电式换能器是利用压电晶体、压电陶瓷或压电高分子聚合物薄膜的压电效应来实现电能与声能间互换的，其工作原理可用图 1－3 说明。

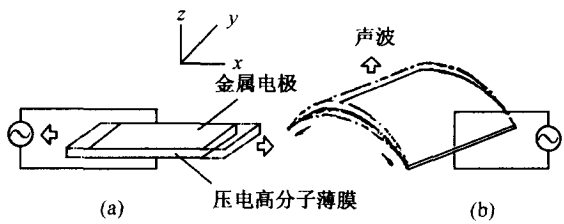


图 1－3　压电式换能器工作原理示意图

在图 1－3（a）中，压电高分子聚合物薄膜上下两面蒸镀金属电极，设当交流电压作用于电极（z 方向）上时，在薄膜的横方向（x 方向）会产生应变，如果把薄膜做成两侧固定的曲面，如图 1－3（b）所示，则当电极上作用交变电压时，在曲面的法线方向会产生相应的振动，从而辐射声波；反之，当声波作用于压电材料制成的振膜上时，振膜受力发生变形，那么在它的界面会产生相应的电荷，形成电位差，从而实现声能到电能的变换。压电式换能器是无源可逆的系统，它常用于传声器、耳机中。

此外，换能器还有电磁式、碳粒式和电子式等。电磁式换能器是利用电磁力对振动板或连有振膜的衔铁的作用来实现声电能量互换的。电磁式换能器多用于语言通信，常用于受话器（通信用耳机）和送话器

此为试读，需要完整PDF请访问：www.ertongbook.com

（通信用传声器）中，也可做成扬声器。碳粒式也叫电阻式，是一种利用碳粒间接触电阻受声压作用产生变化，从而获得相应变化的电信号的单向换能器，它只能实现从声能到电能的转换，是有源不可逆的。电子式也叫半导体式，其工作原理与碳粒式相似，只能实现从声能到电能的转换，是一种有源单向换能器，通常用于通信中作送话器。电子式换能器可分为压阻式和晶体管式两种，压阻式换能器是在锗、硅等单晶或二极管上施加压力，使电阻变化，这就是压阻效应，利用这种压阻效应，以与碳粒式换能器相同的原理获得输出电压。晶体管式换能器是在晶体管上施加压力，使电流放大率改变，从而获得相应变化的电流和电压。

1.2 换能器等效四端网络

建立换能器等效四端网络，有助于对换能器进行理论分析与计算。通过对等效力声类比电路的分析计算，可以了解各元件对系统性能如频率特性的作用及影响，这对研制开发电声器件和了解电声器件的特性是非常必要的。

1.2.1 电一力一声类比电路

力振动、声振动和电磁振荡本质不同，但这些不同的物理现象又有其相似的运动规律，即在数学上都以相同形式的微分方程来描述。因此，采用类似电学电路的方式来描绘力学系统和声学系统，并把电路分析的理论和方法借用到力学线路和声学线路的分析上来，这种对力学系统和声学系统的分析方法称为电一力一声类比法。相应的描述力学系统和声学系统的线路图分别称为力学类比电路图和声学类比电路图。

1. 力一电类比

设有一质量 M_m 的物体，缚在弹性系数为 K_m（N/m）的无质量的弹簧上，形成一个简单振动系统，这个简单振动系统称为基本力学振动系统，也叫单振子系统，如图 1－4 所示。它在外力 f 的作用下运动，运动时物体所受的摩擦力阻为 R_m（N·s/m），则系统的运动方程为

$$M_m \frac{dv}{dt} + R_m v + \frac{1}{C_m}\int v dt = f \tag{1-1}$$

式中，v 为振速；$C_m = \frac{1}{K_m}$，称为力顺（m/N）。

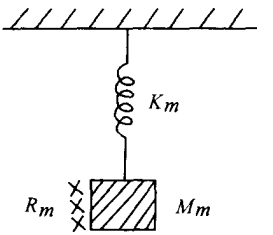


图 1-4　基本力学振动系统

设作用力按正弦规律变化，则上式改写为复数形式

$$j\omega M_m \dot{V} + \frac{1}{j\omega C_m}\dot{V} + R_m \dot{V} = \dot{F} \tag{1-2}$$

或

$$\dot{V} = \frac{\dot{F}}{Z_m} \tag{1-3}$$

式中，$Z_m = R_m + j\omega M_m + \frac{1}{j\omega C_m}$，称为振动系统的力阻抗，单位为牛顿·秒/米（N·s/m）。

另一方面，对于图 1-5 所示的 RLC 串联电路，可直接写出正弦稳态方程式

$$j\omega L \dot{I} + \frac{1}{j\omega C}\dot{I} + \dot{R}I = \dot{E} \tag{1-4}$$

可见，式（1-2）与式（1-4）具有完全相同的形式，它们各自的物理量如振速和电流随时间也有类似的变化规律，因此力学元件和电学元件之间存在如下类比关系：

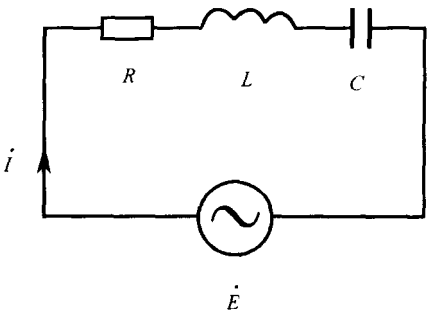


图 1-5 RLC 串联电路

$$\dot{F} \leftrightarrow \dot{E};\ \dot{V} \leftrightarrow \dot{I};\ R_m \leftrightarrow R;\ M_m \leftrightarrow L;\ C_m \leftrightarrow C;\ Z_m \leftrightarrow Z$$

在这种类比中，力学系统的力阻抗 Z_m 类比于电路系统的电阻抗 Z，故称为阻抗型类比。

再看图 1-6 所示的 RLC 并联电路，其正弦稳态方程式为

$$j\omega \dot{C}\dot{E} + \frac{1}{j\omega L}\dot{E} + \frac{1}{R}\dot{E} = \dot{I} \tag{1-5}$$

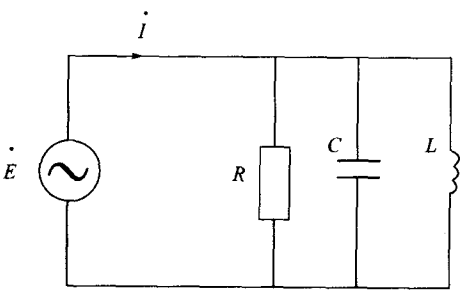


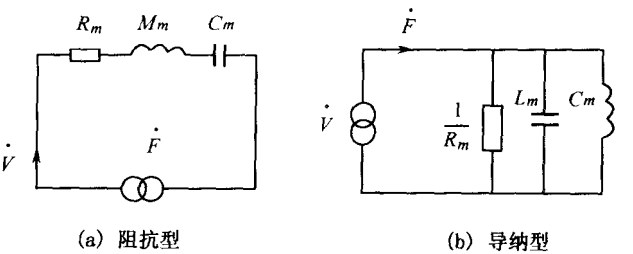
图 1-6 RLC 并联电路

将式（1-2）与式（1-5）比较，得到力学元件与电学元件之间的另一个类比关系：

$$\dot{V} \leftrightarrow \dot{E};\ \dot{F} \leftrightarrow \dot{I};\ \frac{1}{R_m} \leftrightarrow R;\ M_m \leftrightarrow C;\ C_m \leftrightarrow L;\ \frac{1}{Z_m} \leftrightarrow Z$$

在这种类比中，力学系统的力阻抗 Z_m 类比于电路系统的电导纳 $1/Z$，故称为导纳型类比。

基本振动系统的阻抗型和导纳型力学类比电路如图 1－7 所示。



(a) 阻抗型　　(b) 导纳型

图 1－7　基本振动系统力学类比电路图

可见，对于同一个力学系统，既可以采用阻抗型类比，也可以采用导纳型类比，而阻抗型类比较为常用。类比电路在没有特别指明的情况下一般指阻抗型类比电路。

由上述类比分析可以看出，在力学系统中，质量元件和顺性元件相当于储能元件，而力阻元件是损耗元件。

上述类比可推广应用于更复杂的力学系统。

2. 声一电类比

图 1－8 所示为一只赫姆霍兹共鸣器，它是由短管和空腔相联通组成，是基本声振动系统。设声学元件的尺寸比声波波长小得多，这时可以避开声波的传播，而把声学元件各部分的振动看作是均匀的，也就是看作是集中参数系统。因此，当声波作用于管口时，短管内的空气犹如一个质量为 M_m 的活塞做整体振动，同时受到管壁的摩擦阻力，设其力阻为 R_m，而腔体内的空气则随短管的空气柱的振动形成压缩和膨胀，设

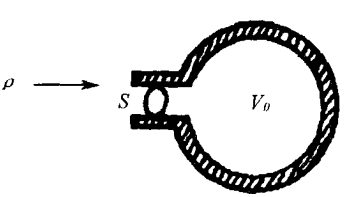


图 1－8　赫姆霍兹共鸣器

此为试读，需要完整PDF请访问：www.ertongbook.com

压缩和膨胀过程中没有热交换，由气体绝热过程的物态方程可以导出

$$F = \frac{\rho_0 c_0^2 S^2}{V_0}\zeta \tag{1-6}$$

式中，F 为由腔内逾量压强引起的附加在空气柱和腔壁的力， ξ 为空气柱位移， S 为空气柱截面积， V_0 为腔体体积，$\rho_0 = 1.21\ \mathrm{kg/m^3}$，为常温下空气静态密度；$c_0 = 344\ \mathrm{m/s}$，为常温下空气中的声速。显然，腔体作用在短管空气柱上的这个力相当于弹簧产生的弹力，因此，腔体相当于一个“空气弹簧”，其等效力顺为

$$C_m = \frac{V_0}{\rho_0 c_0^2 S^2} \tag{1-7}$$

设管口受到声压为 $P = Pe^{j\omega t}$ 的声波作用，则短管中空气柱的运动方程为

$$M_m \frac{d\dot{V}}{dt} + R_m \dot{V} + \frac{1}{C_m}\int \dot{V}\,dt = S\dot{P} \tag{1-8}$$

定义 $U = Vs$，表示单位时间内的体积变化，称为体积速度，单位为米^3／秒($\mathrm{m^3/s}$)。以 U为变量，上述方程可改写为

$$M_a \frac{d\dot{U}}{dt} + R_a \dot{U} + \frac{1}{C_a}\int \dot{U}\,dt = \dot{P} \tag{1-9}$$

式中

$$M_a = \frac{M_m}{S^2},\quad R_a = \frac{R_m}{S^2},\quad C_a = C_m S^2$$

分别称为声质量（$\mathrm{kg/m^4}$)、声阻($\mathrm{N\cdot s/m^5}$）和声顺（$\mathrm{m^5/N}$)。

由式(1-9)得

$$\dot{U} = \frac{\dot{P}}{Z_a} \tag{1-10}$$

其中，$Z_a = \frac{\dot{P}}{\dot{U}} = R_a + j\omega M_a + \frac{1}{j\omega C_a}$，称为声阻抗，单位为帕·秒/米^3（Pa·s/m^3）。

同样，可以揭示出声振动系统与电学系统之间的类比关系，即

$$\dot{P} \leftrightarrow \dot{E};\ \dot{U} \leftrightarrow \dot{I};\ R_a \leftrightarrow R;\ M_a \leftrightarrow L;\ C_a \leftrightarrow C;\ Z_a \leftrightarrow Z$$

在这种类比关系中，声阻抗类比于电阻抗， 故称为阻抗型类比。在声振动系统中最合理和最方便的是阻抗型类比， 故另一种导纳型类比不作详述。赫姆霍兹共鸣器的声学类比电路如图1-9所示。

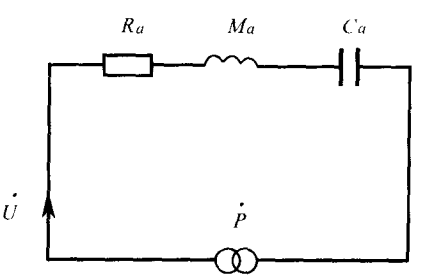


图 1-9 赫姆霍兹共鸣器声学类比电路

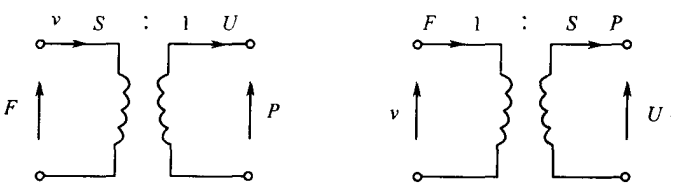
3. 力声变量器

在实际应用中，许多系统是由力学振动系统和声振动系统混合而成的，例如电声器件是这种力声混合系统的典型代表。但由于力阻抗和声阻抗量纲不一致，因此，这两种类比电路不能直接相连，而必须经过一个能完成量纲变换的结构。

若考虑到声压 p 与质点振速 v 在所讨论的面积为 S 的平面上是均匀分布的，F、U 分别为作用力和体积速度，则

$$\begin{cases} F = SP \\ v = \dfrac{1}{S}U \end{cases} \tag{1-11}$$

上式表示的是一个以 $S:1$ 为变比的理想变量器。因此，在力学类比电路与声学类比电路相连接时，只要中间插入一个 $S:1$ 的变量器，便可以实现系统相连，这个变量器称为力声变量器，如图 1-10 所示，其中图 1-10（a）为阻抗型，图 1-10（b）为导纳型。



(a) 阻抗型　　(b) 导纳型

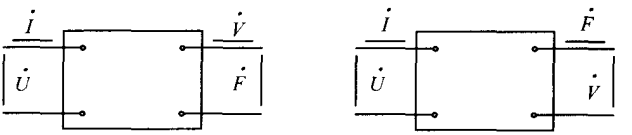
图 1-10　力声变量器

电—力—声类比电路的具体画法可以参看声学基础等有关书籍，这里不作详述。

1.2.2　换能器的基本方程和基本参数

换能器都包含有一个电学系统和一个力学振动系统（这里把声学系统纳入力学系统处理），其中电动式、电容式、压电式等在一定条件下还是线性可逆的系统。为了进一步对换能器进行理论分析与计算，可以把一个线性可逆的换能器看作包含一个电学端口和一个力学端口的机电四端网络，如图 1-11 所示，图中 U 和 I 分别表示电学端的电压和电流，F 和 V 分别表示力学端的作用力和振速。由于力电类比有阻抗型和

导纳型两种，所以换能器等效四端网络也有两种基本形式，图 1－11（a）为阻抗型机电四端网络，图 1－11（b）为导纳型机电四端网络。



(a) 阻抗型　　(b) 导纳型

图 1－11　换能器的机电四端网络

根据电学中的网络理论，任何一个四端网络都可以用六种网络方程来描述。图 1－11 所示的网络分别有四个基本端口变量，以其中任意两个量为自变量，另外两个量为因变量，就可以得到六种不同的网络方程。采用其中的 Z 参数方程来描述换能器的力电变换特性，称为换能器的基本方程。

以阻抗型为例，换能器基本方程的一般形式是

$$\begin{cases} \dot{U} = Z_{11}\dot{I} + Z_{12}\dot{V} & (1-12a) \\ \dot{F} = Z_{21}\dot{I} + Z_{22}\dot{V} & (1-12b) \end{cases}$$

其中，式（1－12a）称为换能器的电方程，式（1－12b）称为换能器的力方程。式（1－12）中各系数的物理意义说明如下。

设换能器力学振动系统被钳制，即 $\dot{V}=0$，则由式（1－12）得

$$Z_{11} = \left.\frac{\dot{U}}{\dot{I}}\right|_{\dot{V}=0} = Z_{eb} \tag{1-13}$$

$$Z_{21} = \left.\frac{\dot{F}}{\dot{I}}\right|_{\dot{V}=0} = T_{me} \tag{1-14}$$

此为试读，需要完整PDF请访问：www.ertongbook.com

由式(1－13)可知，系数 Z_{11} 是换能器力端运动被阻止时电端的电阻抗，称为换能器的阻挡电阻抗，用 Z_{eb} 表示。式（1－14）表明，系数 Z_{21} 是换能器力端运动被阻止时换能器力端的作用力与电端的电流之比，它反映了电系统的电流在力系统中引起力作用的能力，称为换能器的力因数，用 T_{me} 表示。

同理，设换能器电学端开路，即 $I=0$，则由式（1－12）得

$$Z_{12}=\left.\frac{\dot{U}}{\dot{V}}\right|_{\dot{I}=0}=T_{em} \tag{1-15}$$

$$Z_{22}=\left.\frac{\dot{F}}{\dot{V}}\right|_{\dot{I}=0}=Z_{m0} \tag{1-16}$$

式（1－15）表明，系数 Z_{12} 是电端开路时电端的电压与力端的振速之比，它反映了力学振动系统在电学系统引起电作用的能力，也被称为换能器的力因数，用 T_{em} 表示。式（1－16）表明，系数 Z_{22} 是换能器电端开路时力端的力阻抗，称为换能器的开路力阻抗，用 Z_{m0} 表示。

因此，换能器基本方程可表示为

$$\begin{cases}\dot{U}=Z_{eb}\dot{I}+T_{em}\dot{V}\\ \dot{F}=T_{me}\dot{I}+Z_{m0}\dot{V}\end{cases} \tag{1-17}$$

其中，Z_{eb}、T_{em}、T_{me} 和 Z_{m0} 称为换能器的基本参数，其大小完全取决于换能器本身的物理结构和性质，一般是工作频率的函数，而与信号源和负载无关。

1.2.3 电动式换能器基本方程和等效四端网络

图 1－1 是电动式换能器的工作原理简图，图中音圈处于环形磁缝

隙中，并且与振膜相连。设通过音圈的电流为 I，根据安培定律，音圈必定受到磁场力的作用。若气隙中磁场为均匀磁场，且磁感应强度为 B，音圈导线总长为 l，则此力为 $Bl\ I$。设作用于振膜上的外力为 F，则换能器的力方程应为

$$\dot{F} + Bl\ \dot{I} = Z_{m0}\ \dot{V} \tag{1-18}$$

式中，V为振速；Z_{m0}为系统的开路力阻抗，实际上就是力学振动系统本身的力阻抗，可表示为

$$Z_{m0} = R_{m0} + j\ \left(wM_{m0} - \frac{1}{\omega C_{m0}}\right)$$

式中，R_{m0}为振动系统等效力阻，M_{m0}为振动系统等效质量，C_{m0}为振动系统等效力顺。

另一方面，当振膜受外力作用，使音圈以振速 V 不断切割磁力线运动时，根据电磁感应定律，在音圈两端会产生 $Bl\ V$ 的感应电动势，并且该感应电动势总是对音圈的运动起阻碍作用。因此，若设外加电压为 U，则换能器的电方程应为

$$\dot{U} + Bl\dot{V} = Z_{eb}\dot{I} \tag{1-19}$$

其中，$Z_{eb} = R_0 + j\omega L_0$，为音圈的等效阻抗，$R_0$ 为音圈等效电阻，L_0 为音圈等效电感。

联立式（1－18）和式（1－19），得到电动式换能器基本方程为

$$\begin{cases} \dot{U} = Z_{eb}\dot{I} + Bl\ \dot{V} \\ \dot{F} = -Bl\ \dot{I} + Z_{m0}\ \dot{V} \end{cases} \tag{1-20}$$

在式（1－20）中，$T_{em} = -T_{me} = Bl$，式中的负号破坏了线性四端网络的互易性，因此不能从上式直接得到阻抗型类比的等效四端网络。为此，将式（1－20）变换为以 U和 V为因变量，I和 F为自变量的导纳型类比方程，即

$$\begin{cases} \dot{U} = Z_{ef}\dot{I} + \phi_m Y_{m0}\dot{F} \\ \dot{V} = \phi_m Y_{m0}\dot{I} + Y_{m0}\dot{F} \end{cases} \tag{1-21}$$

式中，$\phi_m = Bl$，为电动式换能器的力电变换系数；$Y_{m0} = \dfrac{1}{Z_{m0}}$，为换能器的开路力导纳；$Z_{ef} = Z_{eb} + \phi_m^2 Y_{m0}$，为换能器的自由电阻抗。

最后，由式（1－21）得出电动式换能器的导纳型等效四端网络如图 1－12 所示。

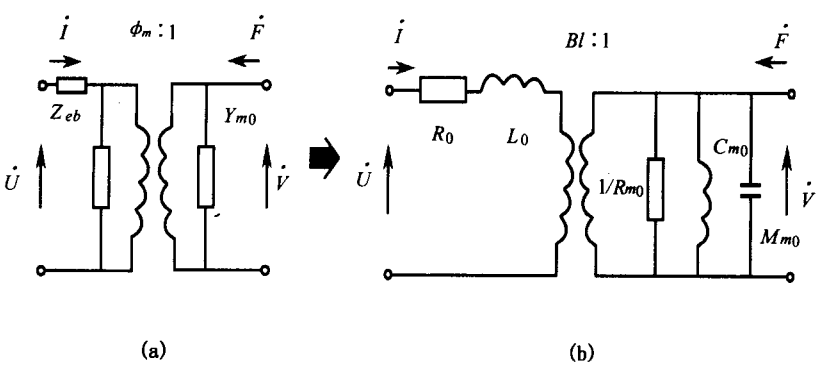


图 1－12　电动式换能器等效四端网络

1.2.4　电容式换能器基本方程和等效四端网络

图 1－13所示为一可变电容器，它由振膜和固定极板组成，是实现力电变换的主要部件。设静态时（只受直流极化电压 U_J 作用而无外加

交变电压和外力作用时）两极板间的距离为 X_0，两极板相对有效面积为 S_0，则电容式换能器静态电容为

$$C_0 = \varepsilon \frac{S_0}{X_0}$$

式中，ε 为极板间电介质的介电系数（F/m），在这里为空气的介电系数。当振膜受外力作用偏离平衡位置时，电容器两极板间距离发生了变化，电容也就发生了变化，因此称之为可变电容器。

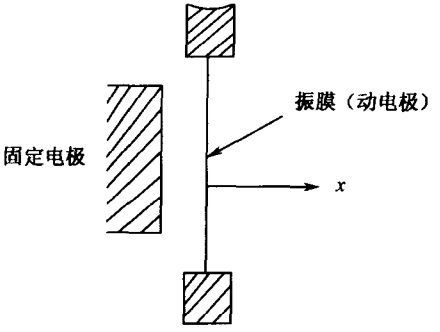


图 1－13　可变电容器示意图

电容器电容与两极板间电压 U_J 和极板上所带电量 Q_0 的关系为

$$C_0 = \frac{Q_0}{U_J}$$

当电容器两极板间加上交变电压 U时，由于电压变化将引起极板电量变化 $\dot{Q}$，从而使极板间的电场力发生变化，使动电极产生位移 $\dot{X}$。设位移 x 的方向如图 1－13所示，则

$$U_J + \dot{U} = \frac{(X_0 + \dot{X})(Q_0 + \dot{Q})}{\varepsilon S_0}$$

当小信号作用时，即 $Q \ll Q_0$、$X \ll X_0$ 时，将上式右端展开并略去二阶及二阶以上的高次项，得

$$\dot{U} = \frac{X_0}{\varepsilon S_0}\dot{Q} + \frac{Q_0}{\varepsilon S_0}\dot{X} = \frac{1}{C_0}\dot{Q} + \frac{U_j}{X_0}\dot{X}$$

或

$$\dot{U} = \frac{1}{j\omega C_0}\dot{I} + \frac{U_J}{j\omega X_0}\dot{V} \tag{1-22}$$

式中，I为流过极板的交变电流，V为振膜振速。式（1－22）为电容式换能器的电方程。

另一方面，由物理学可知电场能量密度为

$$D_e = \frac{1}{2}\varepsilon E^2$$

式中，E为电场强度（V/m），ε 为电介质的介电系数。

设作用于电容器动电极的电场力为 F_1，此力的方向向里，与假设的位移 X的方向相反。若动极板受电场力作用产生的位移为 dx ,则 由功能原理得

$$F_1 dx = \frac{1}{2}\varepsilon E^2 \cdot S_0 dx$$

所以

$$F_1 = \frac{1}{2}\varepsilon S_0 E^2 = \frac{1}{2\varepsilon S_0}Q^2$$

式中 Q 为极板总电量。由上式可以看出，若总电量仅为随外加信号变

化的 Q，则电容式换能器不能获得线性力电转换关系。因此，电容式换能器需要加直流极化电压 U_J，此时

$$\dot{F}_1 = \frac{1}{2\varepsilon S_0}(Q_0 + \dot{Q})^2$$

当小信号作用时，即 $Q_0 \gg Q$ 时，将上式右端展开并略去高次项得

$$\dot{F}_1 \approx \frac{1}{2\varepsilon S_0} Q_0^2 + \frac{Q_0}{\varepsilon S_0}\dot{Q} = \frac{1}{2\varepsilon S_0} Q_0^2 + \frac{U_J}{j\omega X_0}\dot{I}$$

由于恒力对信号变换不起作用，因此只考虑交变电场力 $\frac{U_J}{j\omega X_0}\dot{I}$ 的作用。设外加作用力为 $\dot{F}$，因 $\dot{F}_1$ 的方向与 X 的方向相反，故取负号，因此

$$\dot{F} - \frac{U_J}{j\omega X_0}\dot{I} = Z_{m0}\dot{V} \tag{1-23}$$

式（1－23）为电容式换能器的力方程。

这里值得注意的是，与前面讨论的电动式不同，式（1－23）中的开路力阻抗 Z_{m0} 并不等于振膜的等效力阻抗，因为电端开路时，电容器极板两端还保持一定电压，振膜还受到一个恒定电场力的作用。相反，当电端短路时，电容器放电，使两极板间电压为零，此时振膜不受电场力作用，因此短路力阻抗等于振膜本身的力阻抗，即

$$Z_{ms} = R_{m0} + j\left(\omega M_{m0} - \frac{1}{\omega C_{m0}}\right)$$

其中，R_{m0} 为振动系统等效力阻，M_{m0} 为振动系统等效质量，C_{m0} 为振动系统等效力顺。

联立式（1－22）和式（1－23），得到电容式换能器基本方程为

此为试读，需要完整PDF请访问：www.ertongbook.com