# 基础与应用听力学概要

# Introduction to Bases and Applications of Hearing Science

主编：谢鼎华　伍伟景　徐　立

湖南科学技术出版社

# 基础与应用听力学概要

Introduction to Bases and Applications of Hearing Science


主编：谢鼎华　伍伟景　徐　立

编者：

谢鼎华　中南大学湘雅二医院　教授

伍伟景　中南大学湘雅二医院　教授

徐　立　美国俄亥俄大学听力及言语学院　教授

丁大连　美国纽约州立大学布法罗分校　教授

龚树生　首都医科大学附属北京友谊医院　教授

于黎明　解放军总医院全军医用声学计量测试研究总站　主任

王洪田　中国人民解放军军医进修学院　教授

杨新明　中南大学湘雅二医院　教授

任基浩　中南大学湘雅二医院　教授

肖自安　中南大学湘雅二医院　教授

胡　鹏　中南大学湘雅二医院　副教授



湖南科学技术出版社

**图书在版编目（C I P）数据**

基础与应用听力学概要 / 谢鼎华，伍伟景，徐立主编. —长沙 ：湖南科学技术出版社，2016.6

ISBN 978-7-5357-8914-3

Ⅰ. ①基… Ⅱ. ①谢… ②伍… ③徐… Ⅲ. ①听觉—人体生理学—研究 Ⅳ. ①R339.16

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2016)第 028932 号

JICHU YU YINGYONG TINGLIXUE GAIYAO

**基础与应用听力学概要**

主　　编：谢鼎华　伍伟景　徐　立

责任编辑：曹　鹂

出版发行：湖南科学技术出版社

社　　址：长沙市湘雅路 276 号

http://www.hnstp.com

湖南科学技术出版社天猫旗舰店网址：

http://hnkjcbs.tmall.com

邮购联系：本社直销科　0731-84375808

印　　刷：长沙鸿发印务实业有限公司

（印装质量问题请直接与本厂联系）

厂　　址：长沙县黄花镇工业园 3 号

邮　　编：410137

出版日期：2016 年 6 月第 1 版第 1 次

开　　本：889mm×1194mm　1/16

印　　张：19.25

字　　数：452000

书　　号：ISBN 978-7-5357-8914-3

定　　价：80.00 元

# 前　言

为了适应广大听力学和耳鼻咽喉科专业工作者、学生和相关专业不同层次的人员学习和研究的需要，我们组织国内外从事听力学领域研究的部分专家于2003年编写出版了《基础与应用听力学》一书。该书出版后，以其文字深入浅出，通俗易懂，条理清晰，对基础理论说理透彻，内容实用性强而广受欢迎，获得国内同行专家的好评，并被许多大专院校和听力学培训班选为教材，得以推广应用。

《基础与应用听力学》的出版迄今已十多年，随着生物医学及相关学科的快速发展，当前听力学及相关领域也得到了长足发展，许多新的理论和技术不断推出，及时总结和推广这些新理论和新技术，具有十分重要的意义。再则，听力学和耳鼻咽喉科专业工作者、学生、听力康复和助听器验配等专业人员在学习和工作中也迫切需要一本通俗易懂、实用性强、篇幅适中的参考书。因此，我们组织国内外专家在原《基础与应用听力学》基础上，编写了这本《基础与应用听力学概要》。

本书的编写仍力求做到全面系统，深入浅出，通俗易懂，概念准确，并坚持先进性、科学性、实用性等原则。全书内容包括声学概要、听觉系统解剖、听觉周围和中枢神经系统生理、心理声学概述、内耳形态学研究方法、听觉相关电位的引导方法及听觉系统的分子生物学研究方法、临床听力听力检测：主观测听等。编者尽量收集近年来在听力学基础和临床方面的最新理论和研究成果，并吸取了广大读者对《基础与应用听力学》提出的宝贵意见。

本书由国家重大基础研究项目（973项目，2012CB7904）资助完成。在编写过程中，得到了湖南科学技术出版社、美国纽约州立大学布法罗分校丁大连教授、首都医科大学附属北京友谊医院龚树生教授、解放军总医院全军医用声学计量测试研究总站于黎明主任和中国人民解放军军医进修学院王洪田教授，以及中南大学耳科研究所杨新明教授、任基浩教授、肖自安教授的大力支持，在组稿过程中得到董运鹏等人的协助，在此一并致谢。衷心感谢为本书绘制和提供插图以及参考文献的国内外作者和单位。因篇幅有限，许多重要文献未能一一列出，敬请谅解。

由于时间仓促，书中错误之处在所难免，敬请广大读者批评指正。

编者

2016年2月

# 目 录

# 第一章
# 声学概要

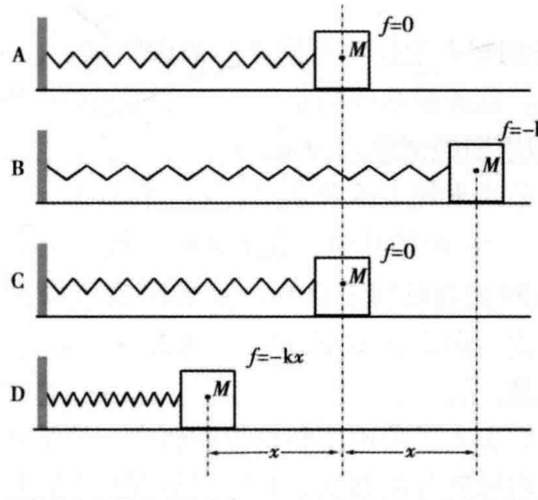
声音的定义有两种：①物理学上的定义，即声音是由振动的物体引起的分子运动；②心理学上的定义，即声音是听器的感觉。两者定义的出发点不同，其一为因，另一为果。本章仅从物理学的角度探讨声音。

## 第一节　振　动

### 一、简谐振动

声音的本质是一种振动，要了解声音，首先让我们来了解一下振动。

大家一定记得中学物理课本上的“最简单的振动是简谐振动”，那我们就先来回忆一下什么是简谐振动。中学物理课本上所举的是一个弹簧的例子：将一质量为 $m$ 的物体系于弹簧一端，并把弹簧的另一端固定。弹簧和物体平放在光滑（注意“光滑”这个词，这意味着摩擦力为零）的平面上，使弹簧伸到自然长度，这时物体所处的位置为平衡位置。将物体拉动，使其偏离平衡位置一定距离 $x$ 然后松手，这时物体就会以平衡位置为中心做往返运动。这就是简谐振动（图 1－1）。




$M$ 代表与弹簧相连的物体，$f$ 为回复力，k 为弹簧劲度系数

图 1－1　简谐振动的弹簧

再举一个钟摆的例子，坐地式钟在家庭中很常见，相信很多人都见过这种形式的运动，

钟摆以垂直位置为中心左右往返摆动（图 1－2）。

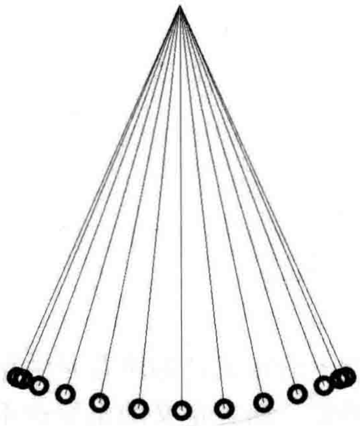


图 1－2　简谐振动的钟摆

大家也许会问：这两种振动形式看起来有些小差别，为什么说它们都是简谐振动？为什么说简谐振动是最简单的振动，难道没有比这种振动更简单的吗？

1. 简谐振动的定义　即物体运动的位移对于时间的函数曲线符合正弦（或者余弦）波形。

在第一个例子中，与弹簧连接的物体受到的回复力为：

$f=-\mathrm{k}x$（k 为弹簧的劲度系数，为一常数）

而 $f$ 又等于 $ma$（$a$ 为物体加速度），加速度 $a$ 可表示成位移 $x$ 对时间 $t$ 的二阶导数，即 $d^2x/dt^2$。

那么就有以下等式：

$m(d^2x/dt^2)=-\mathrm{k}x$

这是一个二阶微分方程。方程的解为：

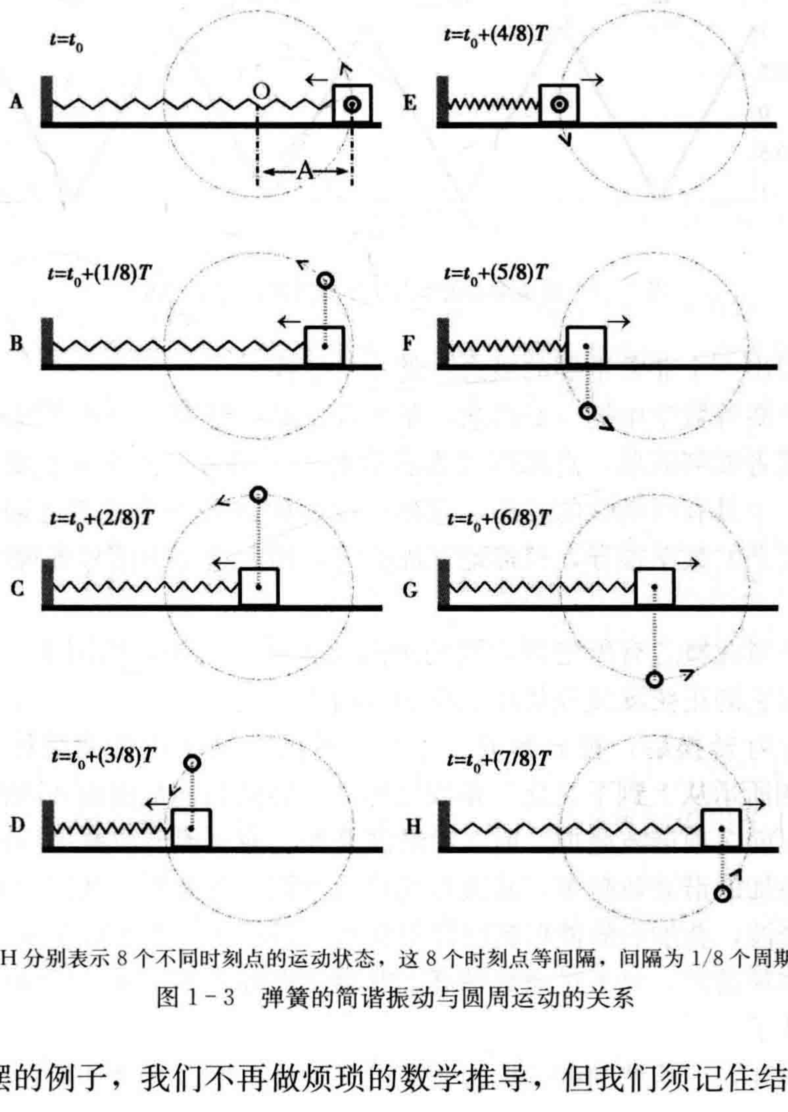
$x=\mathrm{A}\cos\ (\sqrt{\mathrm{k}/m}t)$

上式中的 $A$ 就是物体最初被人为拉动所偏离的最大距离。$\sqrt{\mathrm{k}/m}$ 为系统的角速度，用 ω 表示，为一常数。由此可见，此弹簧系统的位移 $x$ 对于时间的函数曲线符合正弦波形。此系统的周期为 $2\pi/\omega$，而频率即周期的倒数，为 $\omega/2\pi$。

我们用一个更加普遍的公式来代表这种运动：$x=\mathrm{A}\cos\ (\omega t+\varphi_0)$，其中 $t$ 为时间，$\omega$ 为角速度，$\varphi_0$ 为初始相位，即 $t=t_0$ 时的相位。在上面的弹簧系统中，$\varphi_0$ 的值为零。因为我们把物体处在最大位移 $A$ 的瞬间记为时间零点 $t_0$。$\varphi_0$ 的值也可以不为零，如若把物体处在平衡位置处的瞬间记为时间零点，那么 $\varphi_0$ 的值为 $\pi/2$ 或者 $3\pi/2$，是 $\pi/2$ 还是 $3\pi/2$ 取决于物体在此瞬间是往左还是往右运动。

对于这个弹簧系统，我们引入了角速度和相位的概念，这是相当抽象的。角速度是指做圆周运动的物体，单位时间内所转过的弧度；相位是指在某个特定时间点上，对于这样一个做圆周运动的物体，从圆心指向物体的矢量与指定矢量（通常为水平向右的矢量）间的夹角。而这么一个弹簧系统，并非是做圆周运动，何来角速度和相位？为了更好地理解简谐振动，我们将通过以下的讨论来使弹簧系统的线性运动和圆周运动统一起来。

如图 1-3，还是以上面的弹簧系统为例，物体 $M$（图中以四方形表示）以 $O$ 点为平衡位置，$A$ 为初始位移，初始时间为 $t_0$，在光滑水平面上做左右往复运动。刚才我们说过，这种运动为简谐振动。假设现有另一个物体 $N$（图中以粗黑实线的小圆圈表示）以 $O$ 点为圆心，$A$ 为半径，$\sqrt{\mathrm{k}/m}$（k 为弹簧的劲度系数，$m$ 为与弹簧相连的物体 $M$ 的质量）为角速度，初始位置与 $M$ 相同，在垂直面上做匀速圆周运动，那么我们很容易得出这个物体 $N$ 的运动轨迹在水平面上的投影可表示成函数 $x=A\cos(\sqrt{\mathrm{k}/m}t)$，$t$ 为时间，$x$ 为此投影偏离平衡位置 $O$ 的位移。这个表达式与上面弹簧系统运动的表达式完全一致。也就是说，物体 $N$ 在水平面上的投影的运动轨迹其实就是物体 $M$ 的运动轨迹。这样一来，简谐振动表达式中难以理解的角速度 $\omega$ 和初始相位 $\varphi_0$ 现在就变得清楚了。这个弹簧系统中物体 $M$ 运动的角速度 $\omega$，就是我们刚才假设中的物体 $N$ 运动的角速度，也就是$\sqrt{\mathrm{k}/m}$。至于初始相位 $\varphi_0$，可以这么理解，假设我们在 $M$ 的运动轨迹上任意指定一点（同时需指定一个运动方向）作为初始点，那么这个点将对应物体 $N$ 圆周运动轨迹上唯一的一个点。从圆心 $O$ 指向圆周上这个唯一对应点的矢量与水平向右矢量间的夹角 $\varphi_0$，便是这个弹簧系统中物体 $M$ 运动的初始相位。




A～H 分别表示 8 个不同时刻点的运动状态，这 8 个时刻点等间隔，间隔为 1/8 个周期

图 1-3 弹簧的简谐振动与圆周运动的关系

对于上面钟摆的例子，我们不再做烦琐的数学推导，但我们须记住结论，钟摆的位移-

时间函数曲线同样符合正弦波形。这里要注意的是，由于钟摆末端其实是一个弧线运动，我们所说的“符合正弦波形”仅指其水平方向上分运动的位移-时间函数曲线。

2. 简谐振动是最简单的振动形式　刚才我们经过数学推导得出了简谐振动的表达式。这给人一个印象：简谐振动好像挺复杂，因为线速度（注意这里指的是线速度而非角速度。以上面的弹簧系统为例，线速度即物体运动的实际速度，单位米/秒）随着时间而变化，这在感觉上还不如以一个恒定线速度做左右摆动来得简单。

那么我们现在以位移-时间函数来表示这两种振动形式，图 1－4 中上图表示简谐振动，下图表示“以一个恒定线速度做左右摆动”。后者即三角波，如果仅从图形上看，它似乎较前者更加简单。但事实并非如此，实际上三角波是由无数个简谐振动的波形组合而成，这些波形具有不同的频率和振幅，甚至不同相位。

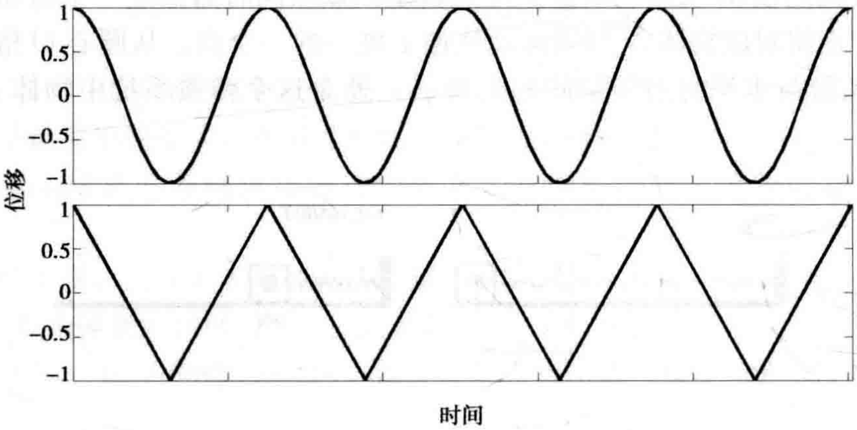



图 1－4　简谐振动波形与恒定线速度往返运动波形

这里我们将引出一个非常重要的概念：傅立叶变换。

傅立叶变换是高等数学中的一个概念，基本理论是：任何一个具有周期性的波形，无论其波形如何复杂或者如何简单，它都可以表示成若干个或者无限个正弦波形相叠加的形式。换句话说，任何一个具有周期性的波形，它都可以拆解成若干个或者无限个正弦波形成分。在这里我们不做复杂的数学推导，只需记住此概念，因为这是声信号处理中一个极其重要的概念。

为了更直观地对此概念有所把握，我们用图示来作一说明，以图 1－4 中下图的三角波为例，我们来看看它的正弦波成分是什么样的（图 1－5）。

三角波经傅立叶转换后，被分解成一系列正弦波，这些正弦波被称为谐波（harmonics）。图 1－5 左侧所示从上到下为此三角波经傅立叶转换后的最前面 4 项的谐波波形。右侧从上至下分别对应前 2 项谐波叠加、前 3 项谐波叠加、前 4 项谐波叠加后的复合波形及原三角波波形。可见叠加的谐波数越多，其波形越接近于原三角波形。从图中我们可以看到仅仅只用叠加前 4 项谐波，叠加后的波形就已经很接近三角波了，而实际上这个三角波经傅立叶转换后具有无穷多项谐波，只不过项数越高，其谐波振幅越小，越是后面的谐波，其振幅便小到可以忽略不计了。

随着项数的增高，三角波的谐波振幅衰减得非常快，所以其叠加后在波形上的表现肉眼

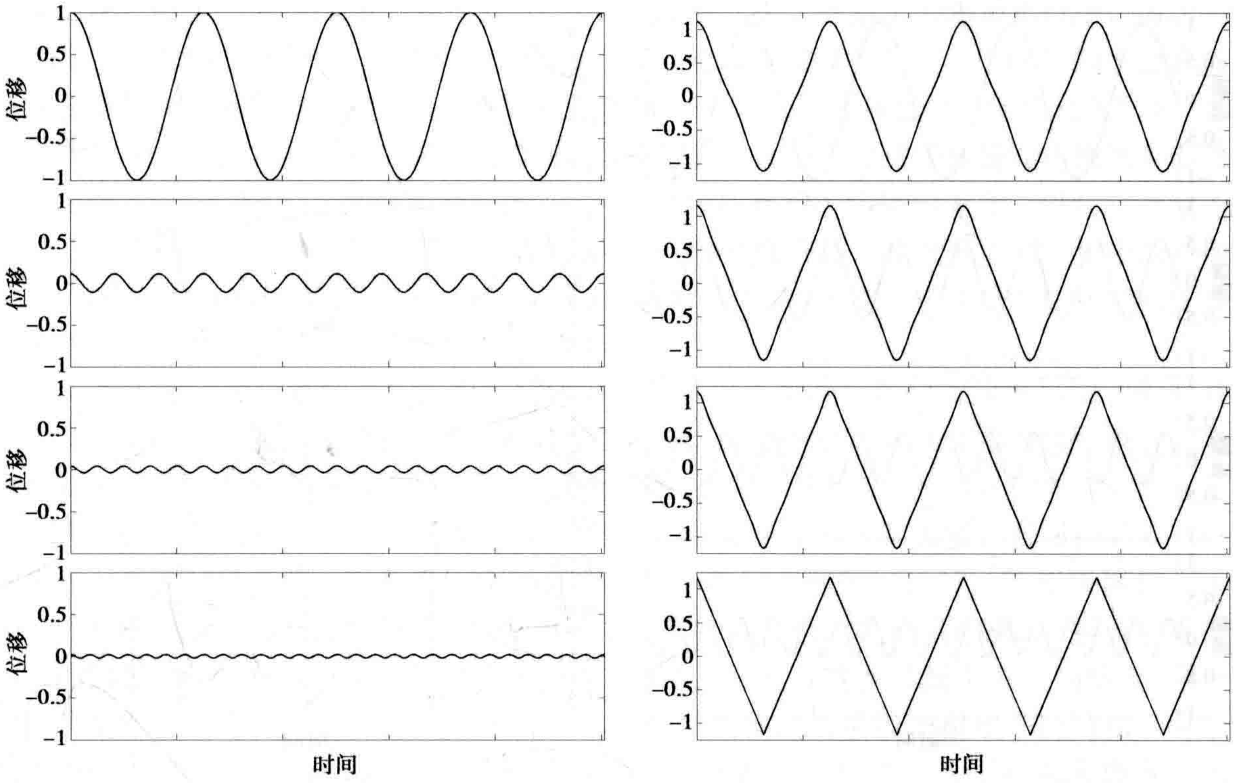



图 1－5　三角波的谐波

看起来彼此间差异并不十分明显。这可能还不能给大家留下较深的印象，让我们再来看一个锯齿波（图 1－6）。

图 1－6 中左侧从上到下为锯齿波经傅立叶转换后的最前面 4 项的谐波波形。右侧从上至下分别对应前 2 项谐波叠加、前 3 项谐波叠加、前 4 项谐波叠加后的复合波形及锯齿波原波形。现在大家应该看得更清楚了，这个锯齿波经傅立叶转换后也具有无穷多项，同样地，项数越高，其振幅越小。如果我们这样无限地将谐波叠加下去，其波形将无限接近原来的锯齿波。

从上面的叙述中可以看出，我们说简谐振动是最简单的振动形式，是从数学的角度上来理解的。因为简谐振动从数学上来讲，是其他复杂振动的最基本组成形式。

3. 简谐振动的频率　声波具有频率。了解声音频率这个概念，让我们先从简谐振动的频率谈起。

简谐振动的频率为 $\omega/2\pi$，$\omega$ 为角速度。

我们还是以前文提到过的弹簧系统为例，此弹簧系统的劲度系数为 k，k 是一个常量，是弹簧的固有属性，不同的弹簧具有不同大小的 k，在讨论中我们得出了此系统振动的角速度为$\sqrt{\mathrm{k}/m}$，这表明其振动频率只跟 k 和 $m$ 有关，而跟振幅 $A$ 无关。在 k 和 $m$ 都固定的情况下，拉伸的长度 $A$ 越大，为了保持系统的角速度不变（也就是说为了使物体 $M$ 从拉伸位回复到平衡位置的时间不变），物体 $M$ 必定会以更快的线速度运动。换句话说，对于同一根弹簧和同一个相连物 $M$，无论初始被拉伸的长度 $A$ 多大（当然前提是在弹簧允许被拉伸的长度范围之内），物体 $M$ 从拉伸位回复到平衡位置的时间必定相等。

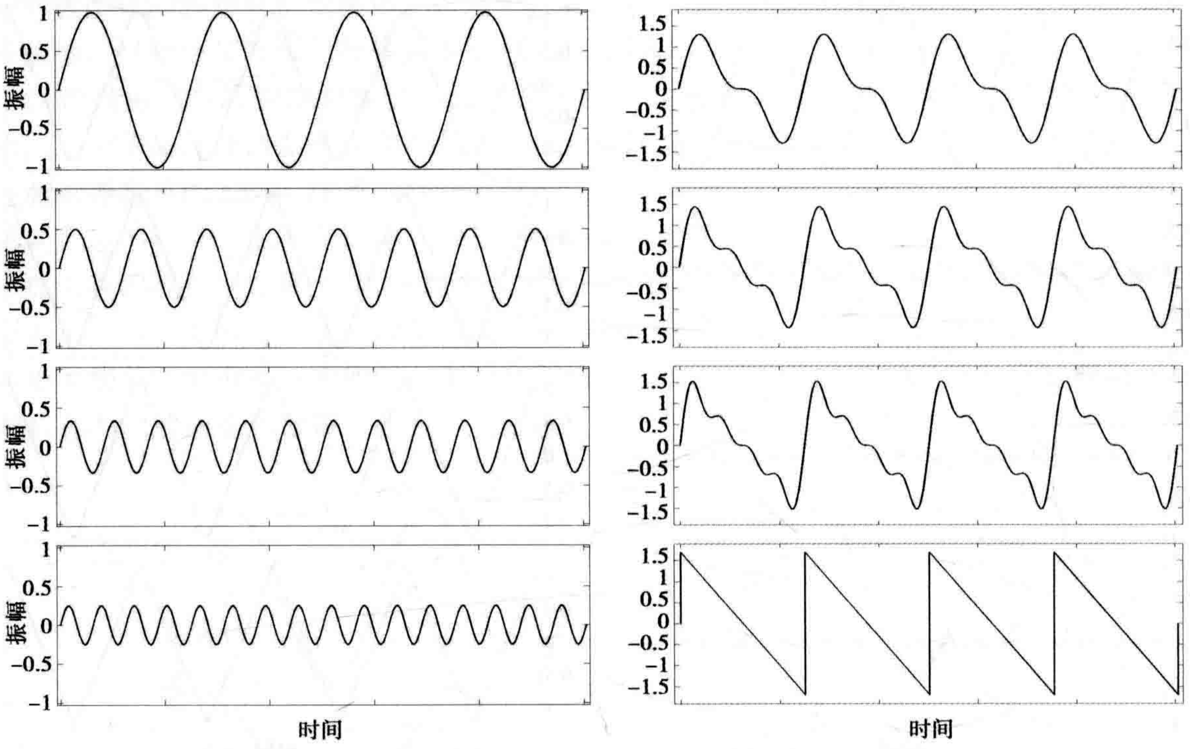



图 1-6　锯齿波的谐波

想改变此系统的频率有两个办法；一是改变弹簧的劲度系数 k；二是改变物体 $M$ 的质量 $m$，k 越大，频率越大，$m$ 越大，频率越小。

4. 简谐振动的能量　声波具有能量。了解声能这个概念，让我们先从简谐振动的能量谈起。

我们还是以前文提到过的弹簧系统（注意这个系统包括弹簧本身及与之相连的物体 $M$）为例，此弹簧系统的劲度系数为 k，当外力使弹簧从初始长度伸长 $A$ 时，这个外力所做的功为 $kA^2/2$。这个功即转变为弹簧系统具有的能量 $E$，可见弹簧系统的能量与两个因素有关，一个是劲度系数 k，另一个是被拉伸的长度 $A$（也即系统的振幅），而与物体 $M$ 的质量 $m$ 无关。这里很容易产生错觉，我们熟知动能的表达式 $E=mv^2/2$，动能是和质量成正比的，如果和弹簧系统相连的物体 $M$ 的质量 $m$ 越大，这个系统的能量似乎应该越大，为什么会与质量 $m$ 无关呢？

这就要用能量守恒定律来解释了。首先，弹簧被拉伸长度为 $A$ 时，物体 $M$ 速度为零，那么这个系统（包含弹簧本身及与之相连的物体 $M$）的总能量即弹簧此时所具有的势能。之后弹簧回复到初始长度，势能为零，而此时物体 $M$ 处于振动的平衡位置，具有最大速度，系统的能量由开始阶段弹簧的势能完全转化为物体 $M$ 的动能。所以此时物体 $M$ 动能的大小完全是由开始时弹簧具有的势能大小决定的，而与物体 $M$ 的质量 $m$ 无关。实际上，只要弹簧最初被拉伸的长度 $A$ 不变，与弹簧相连的物体 $M$ 的质量 $m$ 越大，其回复到平衡位置时所具有的线速度 $v$ 必定越小。

由于系统的角速度 $\omega=\sqrt{k/m}$，我们将能量表达式 $E=kA^2/2$ 转化一下，得到 $E=$

$m\omega^2A^2/2$，而 $\omega=2\pi f$（$f$ 表示频率），所以 $E=2m\pi^2f^2A^2$。在以上的弹簧系统中，由于系统的频率 $f$ 和物体 $M$ 的质量 $m$ 是相互关联的，各自的值不能独立改变，所以我们不能说这个弹簧系统的能量跟其频率成正比，而只能说其和 $m\omega^2$ 这个整体物理量（即劲度系数 k）成正比，因为 k 才是独立存在的变量，是弹簧的固有属性。声波在介质中传播时的强度有着类似的表达式 $I=2\rho uf^2A^2$，$\rho$ 为介质的密度，$u$ 为声波在此介质中传播的速度。但此时声波的频率 $f$ 是一个独立存在的变量，它由声源决定而并不与传播介质的密度及在该介质中的声速相关联。由于声波的频率和其他变量相互独立开来了，所以声波在一定介质中传播时的能量与振幅的平方、频率的平方成正比。

5. 简谐振动的相关概念在声学中的体现　有了以上概念，我们就很容易将它们跟身边的声学现象联系起来。例如，吉他的弦有粗、有细，对于细弦，往往绷得很紧，粗弦的紧张度则不如细弦，但质量较细弦要大。紧张度反映的是劲度系数 k，而粗细程度反映的是质量 $m$，细而紧的弦，$m$ 小而 k 大，振动时频率高，因此发出来的音调尖锐；粗而松的弦，$m$ 大而 k 小，振动时频率低，因此发出来的音调低沉。我们之前还讨论过，频率跟振幅大小无关，而声波的能量与振幅的平方、频率的平方成正比。因此，对于吉他的同一根弦，无论用多大的力量拨动，其弹出来的音调是不变的（当然这是在不改变其演奏方式的情况下），变化的只是声音的响度（也就是声音强度）。而如果用同样的力量拨动粗细不同的弦，由于细弦发出的声波频率高，所以强度大，听起来会觉得更响。我们之前谈了这么多理论上的东西，就是为了能够将其体现在现实当中。

6. 振动的衰减和增强　在理想状态下，振动可以保持一定的振幅永远持续下去。但是实际上振动系统不可能不与外界发生联系，振动系统受外来阻力或者驱动力的影响，振动可以衰减或者增强。

（1）阻尼振动：振动系统在振动过程中受到阻力的作用，能量不断损耗，振幅不断减小的振动称为阻尼振动。阻尼作用（实际上可以理解为是一种阻力作用）越大，振幅衰减越快。

（2）受迫振动：由于自由振动不可避免地受到阻尼的作用，振动会逐渐衰减而最后停止下来。要维持振动就必须施加周期性的外力。这种外力有时是有意识加上去的，有时是不可避免的。例如，一台电动机安装在混凝土基座上，由于转子的质量分布对于转动轴线不完全对称，当它匀速旋转时就会对基座产生周期性的作用力，而使基座做受迫振动。又如小孩子荡秋千，家长在后面施加周期性的推力，使秋千能够荡起来，这也是一种受迫振动。这种周期性外力叫做驱动力，鼓膜的振动就是在传入外耳道的声波周期性压力作用下产生的受迫振动。

一个振动着的物体在周期性驱动力和阻力的共同作用下，最后会达到一种稳定的振动状态，这个稳定状态的振动频率就等于驱动力的频率。这要如何理解呢？

一个振动体有其自身固有的频率，这个固有频率由振动体自身的性质决定。例如我们提过的弹簧振子，它的固有频率就等于$\frac{\sqrt{k/m}}{2\pi}$。假设以自身固有频率振动着的物体遇到一个周期性驱动力的作用，而此周期性驱动力的频率与振动体的固有频率不一致，那么这个驱动力实际上就变成了一种阻力。再加上振动体本身所遇到的阻尼作用，振动体的能量会逐渐消耗

完毕，这时原来的振动就会停止。由于运动停止，振动体所遇到的阻尼作用即变为零。此时振动体便只受驱动力的影响，物体又会开始振动，一振动便又产生阻尼作用。刚开始时物体振幅小，速度（注意这个速度指的是物体上各个质点运动的线速度）低，驱动力大于阻力，物体的振幅便会逐渐增大。这就好比在周期性推力的作用下秋千越荡越高。而随着振幅的提高，线速度变大，阻尼作用会变大（因为阻力和质点运动的速度成正比），当阻尼作用与驱动力产生的驱动作用相等时，振动体所受外部合力为零，此时便处于稳定状态，且这个稳定状态的振动频率和振幅与振动体初始的振动频率和振幅均无关系。

我们略去复杂的数学推导过程，振动体最终的振幅可表示为 $A=\dfrac{F}{m\sqrt{(\omega_0{}^2-\omega^2)^2+4\beta^2\omega^2}}$，式中 $F$ 为周期性驱动力的最大值，相当于驱动力的振幅，$m$ 为振动体的质量，$\omega_0$ 为振动体的固有角速度，$\omega$ 为驱动力周期性变化的角速度，$\beta$ 为阻尼系数。阻尼系数由振动体自身性质与介质的性质共同决定。由该式可知最终振幅与驱动力的大小、振动体的质量、振动体自身的固有频率、驱动力的频率以及阻尼系数有关。

(3) 共振：刚才我们讨论了受迫振动，并且给出了受迫振动的振幅表达式。在这个表达式中我们发现，如果驱动力的频率与振动体自身的固有频率 $f_0$ 刚好相等，振幅 $A$ 的值最大。这种特殊情况我们称之为共振，并且我们从这个表达式中还可以发现，并非驱动力频率和振动体固有频率相差越远，振幅 $A$ 越小。这个结论只有当驱动力频率大于固有频率时才是正确的。当驱动力频率小于固有频率时，则并非两者频率相差越远振幅就会越小。在这种情况下，驱动力频率等于某些特定的频率值时，其振幅会比附近两侧频率值处的振幅都要高。

为了进一步理解这一点，我们可以想象一下荡秋千的情况。假设你是推手，每次当秋千荡到你面前时，你顺势一推，秋千才会荡得高，这时你推秋千的频率刚好等于秋千自身的频率。然而，如果每 2 次或者每 3 次秋千荡回来时你再推，此时你推秋千的频率为秋千自身频率的 1/2 或者 1/3，但是在这些情况下秋千仍会荡得很高，尽管秋千不可能荡得像每次都推的那样高，因为尽管你的推力频率降低了，但却“顺势”了。如果秋千还没荡到面前时你就急着去推，则很可能因为你的推力跟秋千运动方向相反而变成阻力，这时秋千摆荡的高度就会急剧减小。通过这样一个例子，也许大家对受迫振动振幅的表达式有了更清晰的理解。当驱动力频率跟固有频率不匹配时，一部分驱动力会成为阻力而使振幅下降。

共振现象广泛应用于声、光、无线电、原子内部及工程技术中。例如：一些乐器利用共振来提高音响效果，收音机利用电磁共振进行选台，核内的磁共振被用来进行物质结构的研究以及医疗诊断。共振也有不利的一面，如共振时因为系统振幅过大会造成机器设备的损坏，甚或桥梁的崩塌。

## 第二节　波　动

以上我们讨论了振动，而振动的传播则被称为波动，简称波。波动是物质运动的一种重要形式。自然界有两大类波，即机械波和电磁波。尽管不同的波有其特殊的性质和规律，但从形式上来看，它们具有一些共同特点。声波其实就是一种机械波，在了解声波之前，我们先简单介绍一下机械波所具有的共同特点。

## 一、机械波的产生

机械波的产生有两个条件：一是有做机械振动的物体作为波源；二是要有能够传播这种机械振动的媒质。

以我们很熟悉的水波为例，当在平静的水面投下一块石头，水波就会以石头落下处为圆心，向周围传播。这时石头击中水面引起的振荡便是波源，水本身就是传播媒质。实际上水是由无穷多的质点，通过相互间的弹性作用力组合在一起的连续介质。当弹性媒质中某质点受到外界的作用力而离开其平衡位置时，由于形变，邻近质点将对它产生一个弹性回复力，使它回到平衡的位置，并在平衡位置附近振动起来。同时，这个质点也将给邻近质点以弹力作用，迫使邻近质点也在自己的平衡位置附近振动起来。这样，当弹性媒质中的一部分发生振动时，由于媒质各部分之间的弹性联系，振动将由近及远地在媒质中传播开去，这就形成了波动。

弹性媒质可以是气体、液体或者固体。波动可以分为横波和纵波，质点的振动方向与波的传播方向垂直者为横波，而质点的振动方向与波的传播方向平行者为纵波。水波是一种横波，因为水波沿着水平面传播，而水中质点则是做上下振动，两者是垂直关系。在空气中传播的声波则是一种纵波。

下面介绍几个描述波传播的物理量：

1. 波面　波源开始振动后，在某一时刻，振动相同的点连成的面叫作波面。最前面的波面称为波前。在各向同性的媒质中，点波源产生的波面是一系列的同心球面，称为球面波；波面为平面的波称为平面波。

2. 波线　波的传播方向称为波线。在各向同性的媒质中，波线总是与波面垂直，平面波的波线是垂直于波面的平行直线，球面波的波线是以波源为中心向外辐射的径向直线。

3. 波长　同一波线上两个相邻的相位差为 $2\pi$ 的质点之间的距离叫作波长，通常用 $\lambda$ 表示。在横波的情形下，波长 $\lambda$ 等于两相邻波峰之间或两相邻波谷之间的距离。而在纵波的情形下，波长 $\lambda$ 等于两相邻稠密区的中心之间或两相邻稀疏区的中心之间的距离。波长反映了波的空间周期性。

4. 波的周期和频率　波传过一个波长的时间，或一个完整的波通过波线上某点所需的时间，叫作波的周期，用 $T$ 表示。周期 $T$ 反映了波的时间周期性，即每经过一个周期，媒质中各点的振动状态都将复原。周期的倒数即为波的频率，它代表单位时间内通过波线上某一点“完整波”的个数，用 $f$ 表示，$f=1/T$，$T$ 以秒（s）为单位，$f$ 单位即赫兹（Hz）。

5. 波速　振动物体在媒质中传播的速度称为波速，用 $u$ 表示。机械波的传播速度完全取决于媒质的弹性和惯性。

波速、波长和周期（或频率）三者的关系为：$u=\lambda/T$，或者 $u=\lambda f$。

在一定媒质中传播的机械波，其波速是常量，例如声波在空气中传播的速度为340 m/s。而频率和周期是由波源决定的，与媒质无关。由于波在不同媒质中的波速不同，所以波长随媒质的不同而改变。

## 二、波的能量

波的能量是随波传播的。媒质中单位体积的波动能量称为波的能量密度。该能量密度总

是在零和最大值之间做周期性的变化。能量密度在一个周期内的平均值称为平均能量密度。

我们更习惯于用波的强度来表示波的能量。波的强度定义是：单位时间内通过与波线垂直的单位面积的能量，用 $I$ 表示。在简谐振动能量的讨论中，我们曾提到 $I=2\rho u f^2 A^2$，这就是波的强度公式。以声波为例，声波在一定介质中传播时，由于介质的密度 $\rho$ 和在该介质中的声速为常量，而声波的频率 $f$ 和振幅 $A$ 又相互独立，所以频率越高、振幅越大的声波，声强越大。

## 三、波的衰减

机械波在介质中传播时，它的强度将随着传播距离的增加而减弱，振幅也随之减小，这种现象称为波的衰减。导致波的衰减主要有两个原因：①由于媒质的黏滞性（内摩擦）等原因，波的能量随传播距离的增加逐渐转化为其他形式的能量，这种现象称为媒质对波的吸收。②由于波面扩大造成单位截面积通过的波的能量减小，称为扩散衰减，这种衰减并不改变波的总能量。

下面我们介绍两个波的衰减公式：

1. 吸收公式　平面波在均匀媒质中的吸收衰减服从指数衰减规律。

$I=I_0e^{-\mu x}$，式中 $\mu$ 称为介质的吸收系数，它与介质的性质和波的频率有关，$x$ 是波在媒质中传播的距离，$I_0$ 是 $x=0$ 处波的强度。

2. 扩散公式　球面波在均匀媒质中传播时，由于波面的不断扩大，波的强度会逐渐减小，如果不考虑介质对波的吸收，则其总能量恒定。我们以一个点波源为球心，半径为 $r_1$、$r_2$ 的两球面上的强度分别为 $I_1$、$I_2$，振幅分别为 $A_1$、$A_2$。于是有：

$I_1 4\pi r_1{}^2=I_2 4\pi r_2{}^2$

得 $\dfrac{I_1}{I_2}=\dfrac{r_2{}^2}{r_1{}^2}$，即球面波的强度与距波源距离的平方成反比。又因为波的强度与振幅的平方成正比，所以 $\dfrac{A_1}{A_2}=\dfrac{r_2}{r_1}$，即球面波的振幅与距波源的距离成反比。

## 四、驻波

前面我们提到了共振现象以及波动的概念，现在我们要介绍一种特殊并且有意思的波动现象——驻波（standing wave）。驻波的原理与我们下面将要讲到的声学共振现象密切相关。现在我们用一个具体例子来阐述驻波的形成及其物理学原理。

让我们来观察一个装满水的游泳池，假设现在游泳池中荡起了一阵水波，水波向游泳池壁运动（我们假设它首先是朝左边的池壁运动），撞到左边的游泳池壁后水波被池壁反射回来而向右运动，这时这个反射波就会和入射波发生干涉。我们仔细观察便会发现，这时贴近池壁的水波振动的幅度比刚才的入射波振幅要大，更有意思的是，在距离池壁 1/2 个波长处，此处的水波振动幅度同样比刚才的入射波振幅大，而在距离池壁 1/4 个波长处的水看上去似乎不再振动。为什么会产生这种现象呢？这实质上是一种波的干涉，在池壁处和距离池壁半个波长处，无论是入射波还是反射波，水分子的振动方向相同，即同相位，于是入射波和反射波的振幅发生叠加。而在距离池壁 1/4 个波长处，入射波和反射波的振动方向相反，即相位相差 $\pi$，入射波和反射波的振幅相互抵消。其实只要是在距离池壁半个波长的整数倍