

# 音乐物理学导论

唐 林 张永德 陶纯孝



中国科学技术大学出版社

# 音乐物理学导论

唐 林 张永德 陶纯孝

中国科学技术大学出版社

1991·合肥

## 内 容 简 介

本书尽量用通俗的语言致力于阐述音乐中的物理学，作者试图在音乐王国与物理世界之间架起一座桥梁，读者可以从这种思路、方法和努力中获得有益的启示，全书共八章，前两章分别介绍物理和音乐基础，以后四章对各类乐器及声乐作了物理分析，第七章介绍了音乐厅声学，最后一章从物理学的角度对音乐心理学的一些重要问题作了探讨。

本书内容新颖、资料翔实、通俗易懂、适合广大高等学校师生、科技人员、音乐工作者、中学教师以及一切爱好音乐或物理的读者阅读参考。

## 音乐物理学导论

唐仁林 张永德 陶纯孝

中国科学技术大学出版社出版

(安徽省合肥市金寨路96号 邮政编码: 230026)

安徽省金寨县印刷厂印刷

安徽省新华书店发行

\*

开本: 850×1168/32 印张: 8 插页: 1 字数: 207千

1991年12月第1版 1991年12月第1次印刷

印数 1—3000册

ISBN7-312-00311-7/O·101

---

〔皖〕第08号 定价: 4.50元

## 前 言

音乐与物理,看起来她们彼此远离得象是地球的两极,但实在象是哑铃的两端,回旋跳荡在人类生活中,离开得并不象表面看来那么远。音乐,由感觉和激情出发,通过听觉的感受,追求心理的情感美;物理,则从实验和理性出发,通过逻辑的论证,去揭示理性的力量美。正如音乐无处不在一样,物理学也无处不在。当然,她们本身也就有对方的渗入。

本书的目的是向读者阐明,音乐中无处不渗透着物理,而在叙述这些物理时,又结合着音乐。之所以可能做到这一点,是因为音乐不仅仅是一种通过听觉获得情感共鸣的过程,一种心理领受的过程,同时也是一种自然现象,在一定程度上、在某些侧面也必定受着自然界中物理规律的支配。不仅音乐三要素:节奏、旋律、和声里有物理,在对这些要素进行伟大创造的艺术溶合里更有物理。然而,就我们个人而言,由于任务艰巨,也由于时间仓促和学识所限,能否建造好两者之间的桥梁,实现哑铃两端之间的“心有灵犀一点通”,实不敢自信。诚如苏东坡先生所言:“论事易、作事难;作事易,成事难”。我们惟愿将这本书作为引玉之砖,奉献给读者诸君。但愿诸君阅读本书时,多少能有一点收益,我们也就得到了慰藉。

本书初稿曾在中国科技大学讲授过,经过很大的扩充、修改和整理成为现在的样子。其中,第三、四、五章及第六章一部分由唐林起草;第一、七、八章和第二章第一节由张永德起草;第二章的第二节和第六章的一部分由陶纯孝起草。经过相互校阅修改后,最后由陶纯孝对全稿的音乐问题作了校勘。

在写作过程中,作者们曾得到一些前辈的关心爱护,许多同辈

好友的支持帮助。钱临照先生的热忱关怀、马大猷先生的有益指教并慷慨借给有关音乐建筑的资料,都使作者得到不少教益,增强了信心。伍小平教授阅读了全部书稿,提出许多宝贵意见。项端祈先生提供音乐厅声学的一部分资料并校阅了音乐厅声学初稿,提出不少重要建议。孙玉温教授仔细校阅了第八章初稿。和林耀基教授、刘光泗副教授的讨论对作者很有帮助。叶云秀副教授和肖旭东博士自海外寄来不少资料和照片。对以上的关心、爱护、支持和帮助,作者表示真挚的谢意。

**唐 林 张永德 陶纯孝**

1990年10月

# 目 录

前言	1
第一章 物理基础	1
1.1 振动	1
1. 振动的概念	1
2. 简谐振动	2
3. 阻尼振动	3
4. 受迫振动	4
5. 振动的叠加或合成	6
1.2 弹性波	9
1. 弹性波	9
2. 弹性波的传播速度和端部条件	10
3. 波面概念和几种常见的波	14
4. 波叠加原理和干涉现象	17
5. 惠更斯-菲涅尔原理和衍射现象	22
6. 弹性波的能量	24
7. 波阻抗与阻抗匹配	28
1.3 声波	31
1. 声波及其速度	31
2. 声波的传播	34
3. 声强和声强级	36
4. 多普勒效应	39
第二章 乐音与乐律	41
2.1 乐音	41
1. 乐音与噪音	41
2. 乐音的要素	42
3. 乐音强度的叠加	43
2.2 乐律分析	46
1. 乐律的概念	46

2. 十二不平均律(或叫五度相生律).....	41
3. 全音阶——纯律.....	50
4. 平均律.....	52
5. 三种律制的比较.....	56
<b>第三章 弦乐器及其原理</b> .....	<b>58</b>
3.1 引言.....	58
3.2 弦乐器的激声器.....	59
1. 梅逊定律.....	59
2. 梅逊定律的理论解释.....	60
3. 弦的振动类型.....	61
4. 弦的振动模式.....	65
5. 弦振动的频谱.....	68
6. 弦的音高.....	69
7. 弦的音色.....	71
3.3 弦乐器的共鸣器系统.....	75
1. 共鸣器系统的效用.....	75
2. 琴箱材料和结构.....	75
3. 琴箱声学性能和物理作用的分析.....	78
3.4 弦乐器的演奏.....	81
1. 人工泛音.....	82
2. 发音方式.....	84
3. 运弓与弓法.....	84
4. 揉弦与滑弦.....	85
5. 提琴演奏音色控制技巧的分析.....	86
6. 钢琴演奏.....	88
3.5 弦乐器举例.....	89
1. 提琴.....	89
2. 二胡.....	91
3. 吉他(六弦琴).....	92
4. 班卓琴.....	92
5. 琵琶、古筝和古琴.....	95
6. 竖琴.....	95
7. 钢琴.....	97
<b>第四章 管乐器及其原理</b> .....	<b>101</b>

4.1 引言.....	101
4.2 空气柱振动.....	101
1. 空气柱振动的基本模式.....	101
2. 压力波与位移波的关系.....	105
3. 空气柱振动频率的校正.....	106
4. 管子尺寸的讨论.....	108
4.3 管乐器的激声器.....	110
1. 非簧片管乐器的激声器.....	110
2. 簧片管乐器的激声器.....	112
3. 唇簧乐器的激声器.....	114
4.4 激声器与管体的耦合.....	114
1. 一般叙述.....	114
2. 非簧激声器与管子的耦合.....	115
3. 簧片激声器与管子的耦合.....	117
4.5 笛.....	118
4.6 簧管.....	120
1. 单簧乐器.....	120
2. 双簧乐器.....	124
3. 管风琴.....	125
4.7 铜管乐器.....	127
1. 一般叙述.....	127
2. 结构与发声特点.....	130
3. 各类铜管乐器举例.....	137
4. 铜管乐器与木管乐器的比较.....	141
<b>第五章 打击乐器及其原理.....</b>	<b>143</b>
5.1 引言.....	143
5.2 打击乐器原理.....	143
1. 棒振动.....	143
2. 板振动.....	146
3. 膜振动.....	148
4. 打击乐的乐音.....	149
5.3 打击乐器简介.....	150
1. 有调打击乐器.....	150
2. 无调打击乐器.....	159



<b>第六章 声乐分析</b> .....	168
6.1 引言.....	168
6.2 发声机理.....	169
1. 气的运用.....	169
2. 喉头的发声机制.....	171
3. 共鸣器.....	174
6.3 语言的运用.....	175
6.4 发声的频谱分析.....	178
6.5 声乐与器乐的音区比较.....	180
<b>第七章 音乐厅声学</b> .....	182
7.1 引言.....	182
7.2 声反射、吸收和混响时间.....	182
1. 表面的声吸收.....	182
2. 直接声与反射声.....	184
3. 初始时间延迟间隔及混响.....	185
7.3 音乐厅音质的主观评价与分析.....	186
1. 引言.....	186
2. 主观感觉术语的介绍与分析.....	187
7.4 音乐厅音质的客观评价标准.....	191
1. 自相关函数、互相关函数及维纳定理.....	191
2. 音质评价的四个客观物理参量.....	193
7.5 音乐厅设计介绍.....	196
1. 形状和容积.....	196
2. 墙壁、天花板和地面.....	198
3. 舞台罩设计.....	200
4. 音乐厅和歌剧院举例.....	201
<b>第八章 音乐心理的物理分析</b> .....	208
8.1 引言.....	208
8.2 音调感觉的物理分析.....	210
1. 韦伯-费克纳定律.....	210
2. 听觉系统简介.....	212
3. 听觉的“位置理论”.....	213
4. 听觉“位置理论”的补充.....	215

5. 听觉系统对音高的分辨能力.....	216
6. 纯音叠加中的叠加效应——一阶和二阶拍、临界带及“失踪”的基频.....	217
8.3 音响感觉的物理分析.....	221
1. 纯音的响度和响度级.....	221
2. 几个纯音叠加的响度.....	226
3. 响度感觉的机制.....	228
8.4 音色与和感的物理分析.....	229
1. 音色感觉的一般分析.....	229
2. 听觉欧姆定律.....	231
3. 谐和感分析之一——纯音叠加的谐和感与和弦.....	232
4. 谐和感分析之二——复音叠加的谐和感与八度泛音.....	234
5. 谐和感分析之三——一些补充.....	239
8.5 韵律感的物理分析.....	240
1. 韵律感与节奏感的定义.....	240
2. 韵律感与节奏感的分析.....	241
<b>参考文献</b> .....	<b>243</b>

# 第一章 物理基础

本章简要叙述与音乐有关的基本物理知识。它们主要是关于振动、弹性波、声波及其传播、阻抗匹配等普通物理知识。至于弦、空气柱、杆、板和膜振动的进一步知识将在以后相应章节叙述。

## 1.1 振 动

### 1. 振动的概念

广义地说,物理学中振动概念的含义是:任意一个物理量(物体位置、电流强度、电压、温度、物质密度、电场强度、……)随时间的推移围绕它的某一数值作往返式的变化,便称之为关于这个物理量的振动,有时也称振荡。比如,人们发声时声带位置振动、拨动后琴弦位置的振动、风吼中树枝的擅动等等,这些是关于位置的振动;交流电压变化、声波传播时空间某一小体积内空气密度的波动、电路中电流强度的变化等等,这是不同于位置的另一一些物理量的振动。本书只涉及杆、板以及张紧的弦、膜上每点的位置振动,还有管中空气柱的密度振动。

这里要强调指出,按傅里叶展开理论,凡是周期性的振动,即随时间变化的物理量  $f(t)$  是时间  $t$  的周期函数(周期为  $T$ ),

$$f(t+T) = f(t) \quad (1-1)$$

对  $f(t)$  作傅里叶分析时将会发现,  $f(t)$  是由一系列振幅虽然可能各异,但频率却是等间距的简谐振动组成

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n e^{in\omega t} \quad (1-2)$$

这里  $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$  通常称为圆频率, 而  $\nu$  称为频率(为简单, 下面常将  $\omega$  和  $\nu$  都称为频率)。各分量的振幅由下式决定

$$c_n = \frac{1}{T} \int_0^T f(t) e^{-in\omega t} dt \quad (n=0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (1-3)$$

如果  $f(t)$  不是  $t$  的周期函数, 便不能由等间距频率的简谐振动所组成, 一般都应展开成连续谱的傅里叶积分的形式。

## 2. 简谐振动

简谐振动是物体在弹性恢复力作用下所进行的最简单的周期运动。弹性恢复力的特征是力的大小和被其作用的物体的位移成正比, 力的方向则指向被作用物体的平衡位置。最简单的例子是和物体相连的弹簧施给物体的力。这时描述物体运动的微分方程为

$$\ddot{x} + \omega^2 x = 0 \quad (1-4)$$

这里  $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$ ,  $k$  为弹簧的弹性系数,  $m$  为物体的质量。方程的解为

$$x(t) = x_0 e^{\pm i\omega t + i\alpha} \quad (1-5)$$

$x_0$  为实数振幅,  $\alpha$  是初位相, 它们由初始条件决定。(1-5)式的实部和虚部可分别随意使用。

其实, 自然界的力本来都是非线性变化的, 只在一定条件下可将其看成线性变化。比如, 对于平衡值附近的小扰动、小振动、小摆动、小变化、小变形、小涨落, 可将作用在物体(物体系)上的力  $f(x)$  在平衡参量  $x_0$  附近作泰勒级数展开:

$$f(x) = f(x_0) + \frac{1}{1!} f'(x_0)(x-x_0) + \frac{1}{2!} f''(x_0)(x-x_0)^2 + \dots \quad (1-6)$$

由于位移  $(x-x_0)$  是小量, 略去含  $(x-x_0)^2$  及更高阶的小量, 于是力  $f(x)$  便成了线性函数, 其变化和偏离  $(x-x_0)$  成正比; 而如果

$f^{\prime}(x_0) < 0$ , 便是恢复力, 这便成为常说的准弹性力。通常, 当弹簧的压缩或伸长过大, 超过了弹簧的弹性极限, 虎克定律便不再成立, 力和位移不再成正比, 出现了非线性的成份。再比如, 一个复摆, 如图 1-1 所示, 当它摆角较小, 重力的分力  $mg \sin \varphi \approx mg\varphi$  时, 它的摆动方程才为

$$\ddot{\varphi} + \omega^2 \varphi = 0 \quad (1-7)$$

这里  $\omega = \sqrt{\frac{mgl}{I}}$ ,  $I$  为复摆绕定点  $o$  的转动惯量。显然这也是一个简谐振动方程, 只是将 (1-4) 中的位置替换为摆角。由此可以抽象出一个概念: 一个振动体系 (准确说, 是这个体系中的某个物

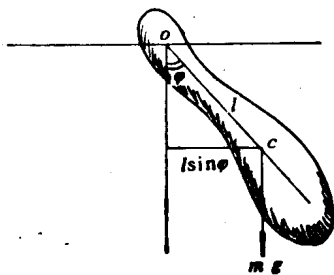


图 1-1 复摆

理量), 它在弹性力或准弹性力的作用下, 进行着简单的谐振动, 便称这个物体系 (关于这个物理量) 为一个谐振子。

当物体位置作简谐振动时, 它的动能和势能时刻都在相互转化着。比如复摆, 当它摆到最大偏角时, 动能已全部转化为势能; 而当朝下摆动, 通过垂直位置的一刹那, 全部可以转化的势能都转化成为动能。可以证明, 在一个往返, 即一个振动周期内, 平均的动能和平均的势能相等, 并等于总能量的一半。

另外, 对于用弹簧相连的两个物体  $m_1$  和  $m_2$  的耦合简谐振动, 通过分离它们的质心坐标和相对坐标, 结果表明: 对于相对坐标, 可用折合质量  $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_2 + m_1}$  将问题转化为上述单体的简谐振动。

### 3. 阻尼振动

如果物体除受弹性力作用之外, 还受到阻尼力的作用, 这时的振动称为阻尼振动。阻尼力的典型特征是 (系数  $\gamma > 0$ ):

$$f = -\gamma \dot{x} \quad (1-8)$$

就是说,力的数值和物体运动的速率成正比,但方向与运动方向相反。这时运动方程为

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = 0 \quad (1-9)$$

若以阻尼弹簧振子为例,  $\beta = \frac{\gamma}{2m}$ ,  $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$ 。  $\beta$  称为阻尼因子,代表阻尼力的作用。按  $\beta$  (相对于  $\omega_0$  来说) 的大小, 这个方程可以分三种情况求解: 小阻尼  $\beta < \omega_0$ ; 临界阻尼  $\beta = \omega_0$ ; 大阻尼  $\beta > \omega_0$ 。但不论  $\beta$  数值大小, 由于它的存在, 振动的振幅均含衰减指数  $e^{-\beta t}$ , 并最终使振动停止。对于小阻尼情况, 可以验算, (1-9) 式的解为

$$x(t) = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha) \quad (1-10)$$

这里  $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ ,  $A_0$  和  $\alpha$  是由初始条件决定的常量。这个解显然代表了包络曲线是负指数的衰减振动。

从能量观点来看, 阻尼振子一直在克服摩擦力做功, 使自己的总机械能单调减少, 减少的数值等于克服阻尼力作的功。

#### 4. 受迫振动

上面所说的简谐振动和阻尼振动的运动方程都是二阶线性齐次方程。如果物体除受到(准)弹性力和阻尼力的作用外, 还受到一个周期性外力(称为强迫力)的作用, 这时产生的振动称为受迫振动。设外力为

$$f(t) = F_0 \cos \omega' t$$

则物体的运动方程为

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = f_0 \cos \omega' t \quad (1-11)$$

这里  $f_0 = \frac{F_0}{m}$ 。实际上这仍然是个牛顿第二定律的方程, 不过它和(1-4)、(1-9)不同, 现在是非齐次的。此方程的通解为:

$$x(t) = \text{相应的齐次方程(1-9)的通解}$$

+ 此非齐次方程的一个特解

方程(1-9)的通解能分三种情况求得。至于一个特解,可以指出它为

$$B \cos(\omega' t + \phi)$$

这里

$$\begin{cases} B = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega'^2)^2 + 4\beta^2 \omega'^2}} & (1-12a) \\ \operatorname{tg} \phi = \frac{2\beta \omega'}{\omega'^2 - \omega_0^2} & (1-12b) \end{cases}$$

于是,对小阻尼的受迫振动,通解为:

$$x(t) = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha) + B \cos(\omega' t + \phi) \quad (1-13)$$

由此式可以看出,当时间足够长之后,第一项将消失,只剩下代表强迫振动的第二项:

$$x(t) \xrightarrow{t \rightarrow \infty} B \cos(\omega' t + \phi) \quad (1-14)$$

下面对此稍作讨论。

当  $\omega' \rightarrow \omega_r = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}$  时,由方程(1-12a)表示的  $B$  趋于最大值。在一般的受迫振动中,这种当强迫力的频率达某些值时,受迫振动振幅达极大值的现象,称为共振现象。这时,方程(1-14)中

$$\begin{cases} \omega' \rightarrow \omega_r = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} & (1-15a) \\ B \rightarrow B_r = \frac{f_0}{2\beta \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} & (1-15b) \end{cases}$$

由后面相应章节的叙述知道,乐器中广泛使用了共振现象。值得指出的是,若将共振振幅写为

$$B_r = \frac{f_0}{2\beta \sqrt{\omega_r^2 + \beta^2}} \quad (1-16)$$

于是当阻尼  $\beta \rightarrow 0$ ,  $\omega_r \rightarrow \omega_0$  时,  $B_r \rightarrow \infty$ 。换句话说,当阻尼够小时,若外界周期性强迫力的频率  $\omega'$  接近或等于系统的固有频率  $\omega_0$  时,系统会发生共振现象。而小阻尼的存在将使共振频率数值发生少许移动,并且当  $\beta$  减小时,  $B_r$  增大。于是,从(1-15)式可知,如果想避免不需要的共振(或避免发生尖锐的共振),可以加大阻

尼(使  $B_r$  下降);也可以改变  $\omega'$ , 使之远离  $\omega_r$ ; 如不能改变  $\omega'$ , 可通过加固(振动着的电机的)基座、增加振动板厚度等措施改变  $\omega_0$  (或  $\omega_r$ )使之离开  $\omega'$  并减小  $B_r$ 。若  $\beta$  很大, 此时(1-13)式不合适, 但(1-14)式依然成立。于是, 当

$$2\beta^2 \geq \omega_0^2 \quad (1-17)$$

时, 由于  $\omega_r$  不存在, 不会发生共振现象。但是, 由于实际物理系统的固有频率  $\omega_0$  (或  $\omega_r$ ) 常常不止一个, 在某个  $\omega_0$  附近(由于相应的  $\beta$  大而)不发生共振并不意味着在另外的  $\omega_0'$  (或  $\omega_r'$ ) 处不发生共振。

另外, 由(1-12b)式可知, 当  $\omega'$  从 0 变到  $+\infty$  时,  $\phi$  的取值在第三、四两象限。就是说,  $\phi$  取值区间为  $[0, -\pi]$ 。因此, 稳定的受迫振动总是“落后”于强迫力振动。

最后, 谈谈受迫振动的能量分析。通过对(1-11)式乘以  $m\dot{x}$  并在一个周期  $T = \frac{2\pi}{\omega'}$  内对时间积分的办法, 不难证明: 在受迫振动稳定之后, 体系的总能量在每个周期内的平均值保持不变。这时体系不断从外加的强迫力那里吸取能量用于克服阻尼力的耗散。与此同时, 由于稳定振动时的频率  $\omega' \neq \omega_0$ , 所以体系的总机械能并不守恒而是随时间呈周期性变化。

## 5. 振动的迭加或合成

这里按频率是否相同、振动方向是平行还是垂直, 区分为四种情况:

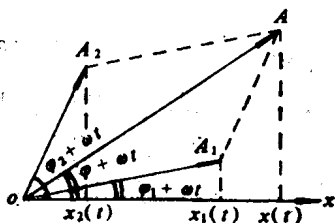


图 1-2 同频率同方向振动迭加

1) 两个频率相同而且振动方向也相同的振动叠加

这时

$$\begin{cases} x_1(t) = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) \\ x_2(t) = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2) \end{cases}$$

叠加的结果可用图 1-2 的矢量叠



加办法求得。这时，整个平行四边形  $OA_2AA_1$  绕  $O$  以  $\omega$  旋转，故  $A$  点在  $x$  轴上的投影仍为简谐运动。

$$x(t) = x_1(t) + x_2(t) = A \cos(\omega t + \varphi) \quad (1-18)$$

这里

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)} \quad (1-19a)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2} \quad (1-19b)$$

2) 两个频率相同但振动方向相互垂直的振动合成

这时

$$\begin{aligned} \rho(t) &= \{x(t), y(t)\} \\ &= \{A_1 \cos(\omega t + \varphi_1), A_2 \cos(\omega t + \varphi_1 - \delta)\} \end{aligned}$$

这里  $\delta$  为两个振动的相位差。合成结果， $\rho(t)$  的端点随时间的流逝画出一个椭圆(或直线)，例如图 1-3。

关于合成振动的轨迹形状和其旋转方向，这里给出一个简易判断准则。可以证明：轨迹上动点的矢径  $\rho$  在单位时间内扫过的面积(面积速率)是一常数。因为，不计  $\frac{1}{2}$  因子，面

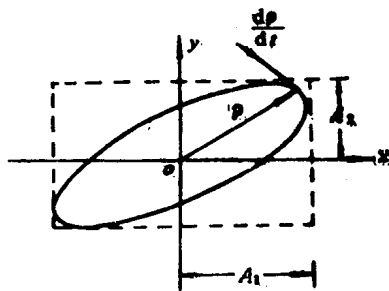


图 1-3 同频率但振动方向相互垂直的振动合成

积速度为：

$$\left(\rho \times \frac{d\rho}{dt}\right) = \{0, 0, x\dot{y} - y\dot{x}\} = \{0, 0, A_1A_2 \omega \sin \delta\} \quad (1-20)$$

于是，当

$$\begin{cases} \sin \delta > 0, & 0 < \delta < \pi, & \text{椭圆, 逆时针转动 (如图 1-3 所画)} \\ \sin \delta < 0, & -\pi < \delta < 0, & \text{椭圆, 顺时针转动} \\ \sin \delta = 0, & \delta = 0, \pm\pi, & \text{线振动} \end{cases}$$

其中