

# 扬声器力学分布式参数

## 第一部分:测量篇

作者 **WOLFGANG KLIPPEL,**

AES Member

University of Technology Dresden,Dresden,Germany

**JOACHIM SCHLECHTER**

Klippel GmbH,Dresden,Germany

译者:王刚平

The mechanical vibrations of loudspeaker drive units are described by a set of linear transfer functions and geometrical data which are measured at selected points on the surface of the radiator (cone, dome, diaphragm, piston, panel). These distributed parameters supplement the lumped parameters (Thiele–Small, nonlinear, thermal parameters), simplify the communication between cone, driver, and loudspeaker system design, and open new ways for loudspeaker diagnostics. This is discussed in two related papers. The first paper focuses on the laser scanning techniques and the postprocessing of the data. The mechanical vibrations can be summarized as a new quantity, called accumulated acceleration level (AAL), which is comparable to the sound pressure level (SPL) if no acoustical cancellation occurs. This and other derived parameters are the basis for modal analysis and novel decomposition techniques, which make the relationship between mechanical vibration and sound pressure output more transparent. Finally the usage of the distributed parameters within finite-and boundary-element analyses is addressed and conclusions for the loudspeaker design process are drawn.

扬声器单元的力学振动可以由一组线性的传递函数和几何数据来描述，这些数据是通过测量辐射体（如锥体、半球形膜片、振动盆、活塞、平板等）上的若干个选择点得到的。这些分布式参数是对集总参数(包括 T-S、非线性、热学参数)的有益补充，它使得锥体、扬声器单元与扬声器系统设计之间的联系易于理解，并开启了一种新的扬声器诊断方法。我们将用两篇文章来讨论这一方法。而在本文中，我们将着眼于激光扫描技术和对数据的后处理。力学振动将会用到一个新的量来概述，即：累积加速度级（AAL），当没有声抵消出现时，它和声压级（SPL）是相当的。这个参数和其它导出的参数是模态分析和全新的分解技术的基础，这一方法使得力学振动和声压输出之间的关系更为明晰。最后，我们将指出分布式参

数在有限元法或边界元分析法中的用法，并给出有益于扬声器设计过程的结论。

**[Keywords 关键词]:** loudspeaker 扬声器 mechanical vibration 力学振动 acoustical radiation 声辐射 Measurement 测量 accumulated acceleration level(AAL)累积加速度级 distributed parameters 分布式参数 laser scanning 激光扫描 decomposition 分解

## 0 引言

用于声辐射的电声换能器（如，低音单元、高音扬声器、耳机、微型扬声器等等）可以用几乎与输入信号的属性无关的特性来描述。这些特性包含：谐振频率、损耗因数、以及其它对应于用集总参数[1]表示的等效电路中的 T-S 参数。在大信号领域里，我们也引入了非线性和热学参数[2][3]来评估扬声器的表现。其中的部分参数是单一的值，而有一部分则是随函数变化的，如电输入阻抗  $Z(f) = U(f)/I(f)$  和频率有关，还有非线性参数（如：劲度  $K_{ms}(x)$ ）是随位移  $x$  变化的。一个特定扬声器单元的上述参数足以十分精确地描述输入端的电压  $u(t)$ 、电流  $i(t)$  以及驱动力  $F_{coil}$  和音圈速度  $V_{coil}$  等之间的关系，如图 1 所示。

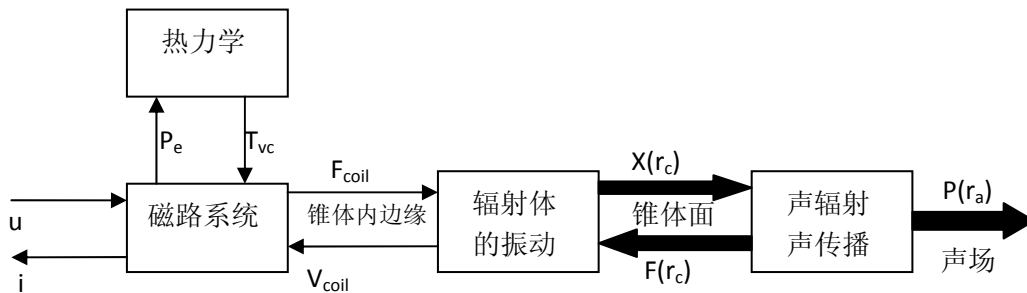


图 1: 扬声器单元模型信号流程图

遗憾的是，集总参数仅限于一维信号路径，它无法描述由力学系统进入声场的多维信号流。在高频段，辐射体（可能是锥体、半球形膜片、振动盆、或是平板）不再是以刚性活塞模式振动了，因此建立基于分布式力学参数的模型是必要的[4]。有限元分析法（FEA）利用分布式参数对于力学振动可以给出更有价值的研究，它是设计扬声器各部件（如，振动部件、磁路等）的强有力工具。这不仅仅对于耳机、微型扬声器和全音频带的扬声器单元很重要，而且对于描述在低音单元、中音扬声器及高音单元中的摇摆模式和第一个弯曲模式（如：折环谐振）都很重要。

本篇和《扬声器力学分布式参数 第二部分: 诊断篇》[5]提出了利用辐射体的力学和几何特性来更为全面地描述扬声器单元的想法，并使得扬声器单元和扬声器系统设计之间的联系易于理解。在本文中，将定义一些基本的参数，对测量的一般要求和表达式进行讨论，并导出能使最终结果的解读能简化的参数。最后，我们将对用于扬声器单元及整个系统的设计结论进行讨论。

## 1 主要的振动参数

我们将给出描述对于声输出很重要的有关辐射体的力学和几何属性的新的参数。声压的计算[6][7]需要辐射体表面法线方向的速度  $v_n(r_c)$  以及其上每一个点  $r_c$  的精确位置，而获取整个辐射体表面的这些信息需有足够的空间解析度，得到的是一组分布式参数。然而，大多数

现成的扫描技术测量的都是垂直于扫描平面的振动，只有当辐射体的曲面为平面（即平板）时才是相等的。

辐射体的力学振动也会受到声负载的影响，声负载也会对力学结构上的点  $r_c$  反作用一个力  $F(r_c)$ 。对于耳机、压缩驱动器、麦克风、微型扬声器、高音单元、以及其它辐射质量相对较小的换能器来说，这个作用力是不可忽略的。

### 1.1 振动数据

描述辐射体振动的那些特性应当是与在测量期间的特定激励信号的大小无关的。以足够的幅值进行测量，扬声器可以被视为一个线性系统，在参考信号与辐射体上点  $r_c$  的力学状态信号之间是线性函数关系。端口的输入电压  $u$  就是一个很便利的参考信号，当然，我们也常会考察音圈的运动（如：速度  $v_{coil}$ ）。

辐射体垂直于辐射平面的位移  $x(r_c)$  可以很容易地利用传感器和现有的扫描技术获得。此位移值不仅包含了交流信号，同时也包含了由于磁路或悬挂系统中非线性所导致的直流分量的值。此外，速度和加速度可以通过对位移进行微分运算得到。

### 1.2 传递函数

扫描程序可以得到辐射体曲面上的被选测量点的复传递函数，如下

$$H_x(j\omega, r_c) = \frac{x(j\omega, r_c)}{U(j\omega)} \quad (1)$$

其中  $x(j\omega, r_c)$  是垂直于辐射平面的位移， $U(j\omega)$  是扬声器端电压。

#### 1.2.1 幅值及相位响应

复传递函数的幅值  $H_x(j\omega, r_c)$  可以用下式表示

$$L_{HX}(\omega, r_c) = 20 \log \left[ |H_x(j\omega, r_c)| \frac{V}{mm} \right] \text{ dB} \quad (2)$$

其相位为

$$\Psi_{HX}(\omega, r_c) = \arg[H_x(j\omega, r_c)] \quad (3)$$

### 1.3 几何数据

由每一个点  $r_c$  的位置的描述就得到了被扫描辐射体的曲面形状，用笛卡尔坐标表示为：

$$r_c = x_c e_x + y_c e_y + z_c e_z \quad (4)$$

其中， $y_c$  和  $z_c$  位于被扫描平面上， $x_c$  是扫描点到这个面的垂直高度。

用柱坐标表示如下：

$$r_c = x_c e_x + r \sin(\varphi) e_y + r \cos(\varphi) e_z \quad (5)$$

其中， $r$  为半径， $\varphi$  为角度。

## 2 扫描技术

### 2.1 环境条件

当需考察声辐射负载和气流的粘滞性时，扬声器单元应放置于自由空气中进行测量；当只考察力学部分时，扬声器单元应置于真空中进行测量。环境温度和空气的湿度均会改变振

动盆和悬挂部件的特性。

## 2.2 安装方式

对扬声器单元的测量可能是在自由空气中、障板上、或是成品音箱上进行，应当箝制在垂直位置或水平位置方向。由于重力可能会偏移音圈的位置，从而改变悬挂系统的劲度特性，因此，必须注明测量时的安装方式。

## 2.3 传感器

采用非接触式测量是必要的，以避免导致力阻抗的改变。基于此，采用光学原理（激光技术）或是电学原理(电容传感器)的技术要优于加速度计测量方式。我们应当尽可能地让传感器的尺寸足够小，或是测量距离需足够大，以尽可能地减小声负载地影响。基于多谱勒和三角激光测量原理的激光传感器可以以高信噪比地测量到扬声器工作频段上限的振动。多谱勒激光[8]主要得到的是速度值，而三角测量原理的激光测量的是目标点与传感器之间的距离，它不仅可以提供振动的数据，而且可以高精度地获得辐射体的几何尺寸。

## 2.4 表面处理

有时激光传感器需要辐射体的表面进行一些特殊的处理，比如涂上白点或是撒上白色的粉末以产生漫反射。这可以降低光学误差，增加被测信号的信噪比。但是无论如何，这附加的材料应该足够的薄，从而可以忽略其对振动特性的影响。

## 2.5 扬声器的激励信号

要测量线性传递函数，足够带宽的任意激励信号均可使用。我们推荐使用整形过的激励信号，从而在传感器的输出端可以获得最佳的信噪比[9]。一个连续的正弦扫频信号（线性调频信号）可以把基频响应和谐波失真分离开。

## 2.6 信号处理

如果给扬声器施加一个重复的信号，那么对被测量的信号进行平均，就可以提高信噪比。然后，把时间信号转换到频域，传递函数的幅值和相位就可以得到了。

## 2.7 测量网格

扫描程序针对辐射体表面上一个二维网格点完成一系列的测量。我们推荐网格点的坐标采用笛卡尔坐标或是极坐标方式来表示，参见式(4)或式(5)，这是因为这两种坐标能够与轴对称形状或是矩形几何形状相匹配，大多数扬声器单元的振动部件均是这两种形状，而且这样得到的数据可以很容易地导入 FEA 或是 BEA 软件中进行处理。

## 2.8 解析度

扫描的解析度取决于坐标系统、点的数量、以及测量点之间的间距。一个极坐标系统，且有着恒定的角分辨率，那么其网格上，在角度方向 $\phi$ 上点与点之间的距离会随着半径 $r$ 的增大而增大，如图 2 所示。

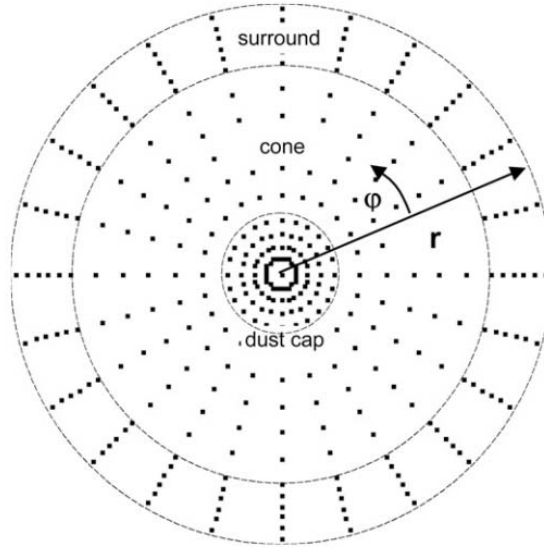


图 2: 极坐标网格上测量点的位置图

因此，与笛卡尔坐标相比，这种坐标系统在网格的中心区域有着较高的解析度。这对于测量轴对称的扬声器单元的振动是很方便的，因为防尘盖在高频段的振动，有着较短的波长，这需要有较高的网格解析度，它比在折环上的解析度要高。因此，当网格的原点位于矩形平板驱动头的中心位置时，极坐标网格就是很有利的。可以对一个圆形扬声器单元的折环部分增加其径向的解析度，来研究折环的几何形变，如图 2 所示。我们用在径向上有 40 个点、在角度分段上有 80 等分并采用详细扫描方式可以揭示出小面积上的无规律的振动图形。

然而，高解析度地扫描非常耗时，并且会产生大量的数据，这对于进一步利用 FEA 或 BEA 方法进行力学或声学分析是很不方便的。对于轴对称的单元，角解析度可以明显地降低。如果仅在一个角度方向上扫描（如图 3 虚线所示），可以得到声压响应的粗略近似。这和采用更为详细的扫描方式所得到的响应相比，其差异主要是由于周向模态所致，而周向模态的侦测则需要更高的角解析度。当角方向上分为 16 等分时，声压级曲线与基于更高解析度扫描得到的响应几乎完全吻合。

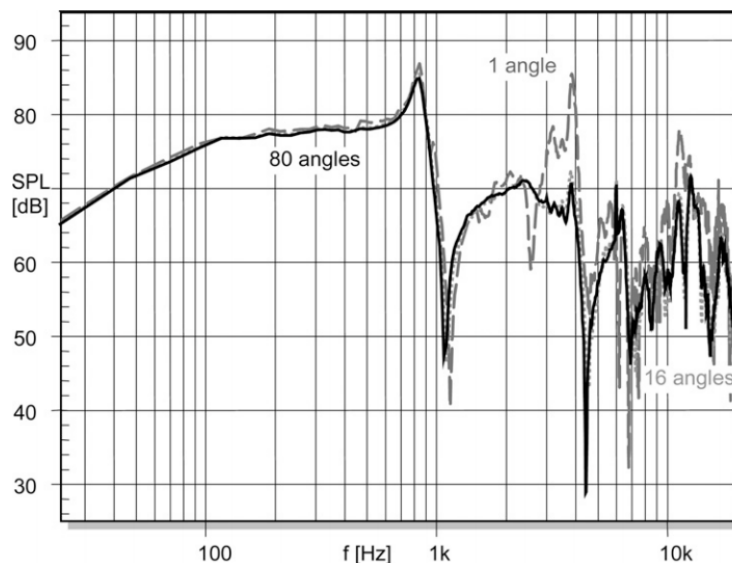


图 3: 不同方式扫描平板低音扬声器计算得到的 SPL 响应（半径上扫描点数均为 20）

径向上的点也可以在保留声压响应的细节部分的同时而减少其数量。如图 4 所示，用径向上五个等距点对一个直径为 120mm 的低音单元进行扫描得到的声压响应（虚线）在低频段和中频段的近似准确程度可以接受。将径向上的等距点数加倍变成 10 时，声压级曲线与更高解析度扫描获得的结果几乎完全吻合。因此，100-200 点（约为角度方向 16 等分和半径上 10 个点）通常对于预测轴对称单元的声压响应有着足够高的精确度了。

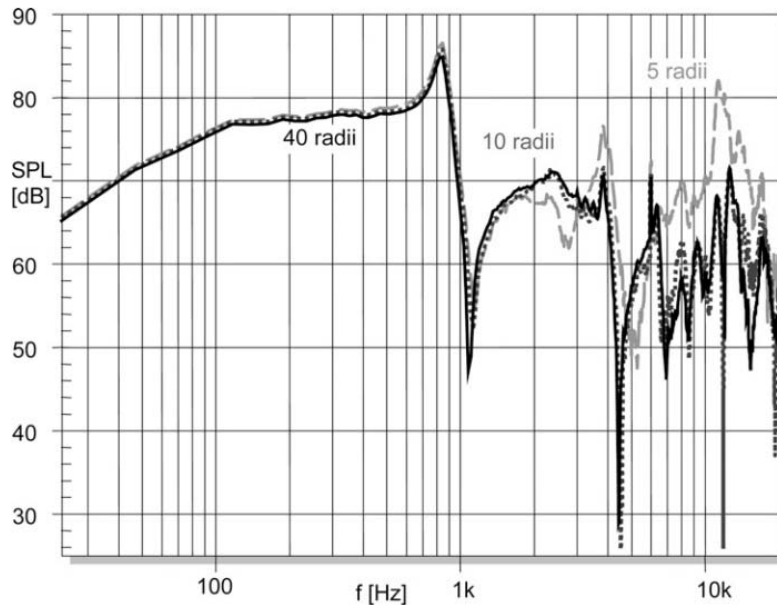


图 4:不同方式扫描平板低音扬声器计算得到的 SPL 响应（角度方向上均为 20 等分）

## 2.9 光学误差侦测

透明的或是强反射的辐射面、以及辐射结构面上有锐利的边缘或是结构较为粗糙等都会导致有关光学方面的问题的产生，这将在传感器的输出信号中出现尖峰信号、信号缺失、以及其它瞬态的信号等。检查信噪比通常不足以识别出这个已经有干扰的测量了，这是因为那些瞬间信号（脉冲失真）对于所有的频率都会提供功率上的影响。如果当测量的条件相等时进行重复测量，那么大多数的瞬态误差都具有可再生性。若激光传感器的位置一变化，光学误差就可以很容易地被侦测到。这样，就可以通过改变三角测量原理的激光的距离来实现，因为，激光束几乎会打在相同的点上，但传感器侦测到的反射光的角度会略有不同，进而会在测量信号中的误差上表现出不同。然后对两个信号的相关系数进行计算，那么低度相关值就预示着光学方面的问题导致了较低可重复性的测量。

## 3 参数的图形显示

### 3.1 频率响应

复传递函数 $H_x(j\omega, r_c)$ 的幅值和相位可以表示为频率响应曲线。这种表示方法仅对于察看单个点或是几个点进行比较有用。值得关注的是受驱动力激励的辐射体的点 $r_{coil}$ 的运动和音圈的运动是完全相同的。

图 5 中实线显示的是音圈的幅值响应曲线。假定驱动力为恒值，那么此处的幅值响应就与辐射体的磁路系统侧的力导纳相对应。这个图形显示对于查找环反谐振频率（如图 $f_{ra}=800$  Hz）的特征谷是很有用的，注意，它不会在折环的幅值响应中出现（如图中虚线所示）。

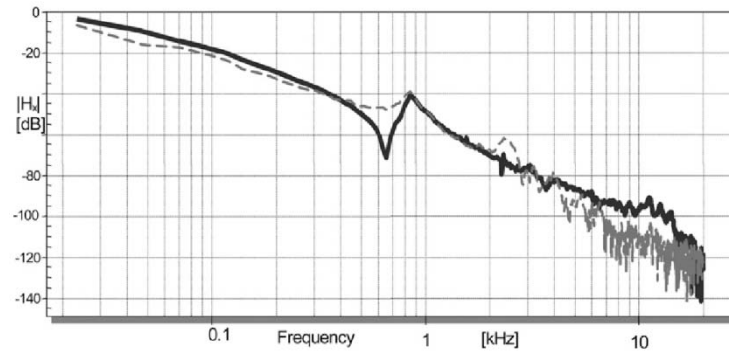


图 5:平板低音单元的音圈及折环上的位移幅值响应曲线 ( $H_x(f)=X(f)/U(f)$ )  
(实线---音圈的位移; 虚线---折环的位移)

### 3.2 几何图形

被扫描的曲面的几何尺寸可以用一个二维的截面图来显示,也可以显示为三维的线框架图,如图 6 所示。

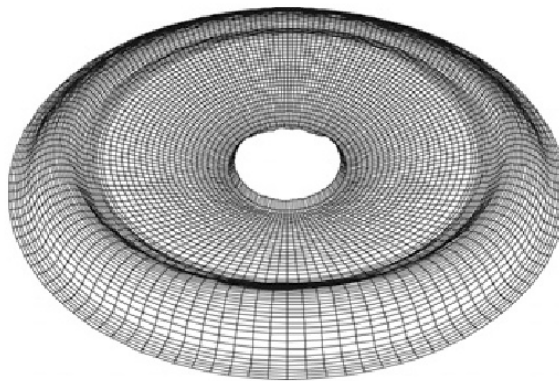


图 6:被扫描的锥体曲面的三维线框架图

### 3.3 动画显示

动画显示技术采用二维或三维显示方式可以用来放大其中的重要信息,以便更容易地对辐射体上被扫描的所有点的传递函数 $H_x(j\omega, r_c)$ 进行比较。振动幅值用颜色的色泽深度来表示,而瞬时相位则用两种不同的颜色来表示,如图 7 所示。单色图中,白色的环表示波节,颜色最深的环表示波腹。

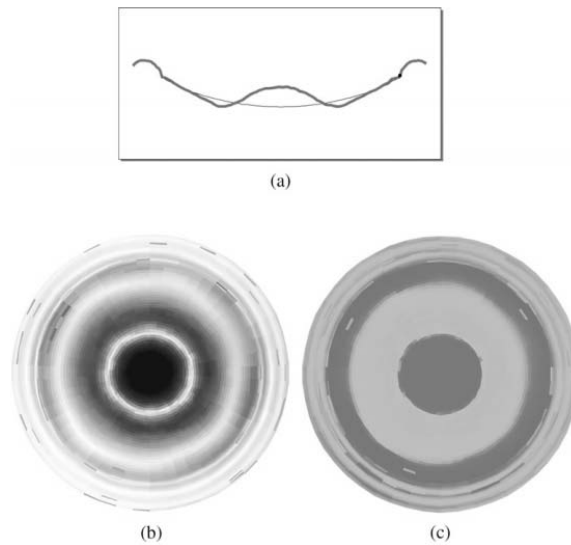


图 7:二维几何尺寸动画显示截图.

- (a): 放大振动位移变化后与锥体的剖面叠加
- (b): 单色显示幅值变化
- (c): 两种颜色显示相位变化

辐射体的振动及其几何尺寸可以以更为直观的方式来显示,那就是把振动的位移与几何尺寸的截面图重叠在一起,如图 7(a)中所示,其完整的三维几何尺寸则如图 8 所示。在动画中,明显增强的幅值意在使微小的振动也可见。移动光标则可以测量到波节或波腹的位置。

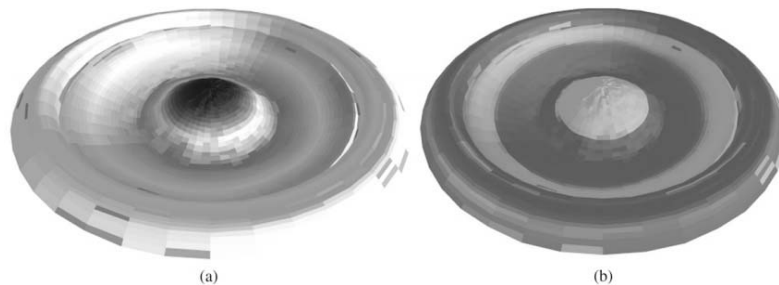


图 8:三维几何尺寸的动画显示截图

- (a): 幅值及相位图形
- (b): 只有相位显示

输入正弦激励信号,给所有点的相位响应增加旋转的相位差,就可以实现振动的慢动作演示。尽管二维或三维动画画面都很漂亮,但其实际价值对于扬声器的设计或诊断来说,还是很有限制的,这是因为:

第一,相位的颜色揭示出辐射体表面上的正的或负的体积速度的点源的相位。然而,这不仅仅是力学振动的相位,而且点源的位置  $r_c$  和声场中的接收点  $r_a$  之间的声传播距离  $|r_c - r_a|$  所产生的相位会共同决定  $r_c$  处点源对于  $r_a$  处的声压的贡献是消极的还是积极的作用。

第二,动画演示中的位移可以解读为是一个相对量,它受制于特定的频率,并且人为地增强了其幅值以满足视觉和观感上的要求。所有二维或三维的传递函数  $H_x(j\omega, r_c)$  在动画演示中是无法对振动以及它们对声压输出的影响上进行定量评估的。



## 4 力学及声学特性的导出

基本的振动参数及几何特性包含着有价值的信息, 这些信息可以导出二级参数以用于扬声器的设计及诊断。

### 4.1 声压级

由 Rayleigh 积分, 我们对每一个点  $r_c$  的位移进行积分就可以计算到在声场中点  $r_a$  处的声压, 公式如下:

$$P(j\omega, r_a) = \frac{\omega^2 \rho_0}{2\pi} \int_{S_c} \frac{X(j\omega, r_c)}{|r_a - r_c|} e^{-jk|r_a - r_c|} dS_c \quad (6)$$

声压级则为:

$$SPL(\omega, r_a) = 20 \log \left[ \frac{|p(j\omega, r_a)|}{p_0} \right] \text{ dB} \quad (7)$$

实际上, 与频率有关的系数  $\frac{\omega^2 \rho_0}{2\pi}$  把位移转换成了加速度,  $\rho_0$  为空气的密度, 辐射区域为半空间。SPL 的参考声压为  $p_0 = 2 \times 10^{-5} \text{ Pa}$ 。

尽管 Rayleigh 积分仅是针对工作在无限大障板上的相对平坦的几何辐射板, 但是式(6)所需的计算量少, 这对于诊断的目的来说是很理想的。

### 4.2 累积加速度级

除了声输出, 我们还需要一个描述辐射体上总的机械能的量。没有几何尺寸信息(如, 壳的厚度)以及材料的参数(如, 杨氏模量  $E$ ), 是不可能仅从扫描结果中计算出机械振动的动能和势能的。然而, 我们在此处定义相关物理量--累积加速度, 见下式:

$$a_a(j\omega, r_a) = \frac{\omega^2 \rho_0}{2\pi} \int_{S_c} \frac{|X(j\omega, r_c)|}{|r_a - r_c|} dS_c \quad (8)$$

及累积加速度级

$$AAL(\omega, r_a) = 20 \log \left[ \frac{a_a(j\omega, r_a)}{p_0} \right] \text{ dB} \quad (9)$$

可以看到, 它和 Rayleigh 积分几乎完全相等, 只是此处忽略了振动位移的相位, 和  $r_c$  点到  $r_a$  之间声传播所引起的相位关系。

因此, AAL 这个量概述了辐射体总的加速度, 它是  $\omega^2$  与位移  $x$  的乘积, 对之加权后使得 AAL 与 SPL 相当。只要辐射体面上所有的元的振动都是同相的(比如: 活塞模式), 那么 AAL 和 SPL 就相等。Vanderkooy [10] 曾将 AAL 称为“声压势”。此物理量描述了在没有声抵消出现的情况下, 最大可能的声压输出。

### 4.3 径向分量和圆周分量

如果扬声器锥体是圆形的, 那么测量得到的位移  $x(r, \varphi)$  用极坐标形式表示就依赖于半径  $r$  和角度  $\varphi$ , 则总的位移可以分解为径向分量  $\overline{x_{rad}}(r)$  和圆周分量  $x_{cir}(r, \varphi)$ 。

$$x(r, \varphi) = x_{cir}(r, \varphi) + \overline{x_{rad}}(r) \quad (10)$$

#### 4.3.1 径向位移分量

径向分量就是位移在角度  $\varphi$  上的平均值:

$$\overline{x_{rad}}(r) = \frac{1}{2\pi} \sum_{\varphi=0}^{2\pi} x_n(r, \varphi) \quad (11)$$

利用实际测量得到的径向分量与有限元法进行的轴对称分析后的结果进行比对是相当有用的。

#### 4.3.2 圆周位移分量

圆周分量就是总的振动分量与径向分量之间的差值：

$$x_{cir}(r, \varphi) = X(r, \varphi) - \overline{x_{rad}}(r) \quad (12)$$

圆周分量可以揭示出摇摆模态及其它周向模态。

#### 4.4 与声压相关的分解

总的振动可以依据它对声压输出的不同贡献（积极的、消极的、无影响）而分解为三部分，如图 9 所示：

$$x(r_c) = x_{in}(r_c) + x_{anti}(r_c) + x_{quad}(r_c) \quad (13)$$

在接收点  $r_a$  处的总声压可以由(6)式计算得到，它是根据点源  $r_c$  的贡献以及其传递函数  $H(j\omega, r_a|r_c)$  而来的。总声压的相位幅角  $\arg(p_a)$  经由反传递函数  $H(j\omega, r_a|r_c)^{-1}$  转换到辐射体表面上的特定点  $r_c$  处，并作为一个参考相位，利用它可以把总振动  $x(r_c)$  分解为  $x_{in}(r_c)$ （与参考相位同相分量）或  $x_{anti}(r_c)$ （与参考相位反相分量），以及正交分量  $x_{quad}(r_c)$ 。

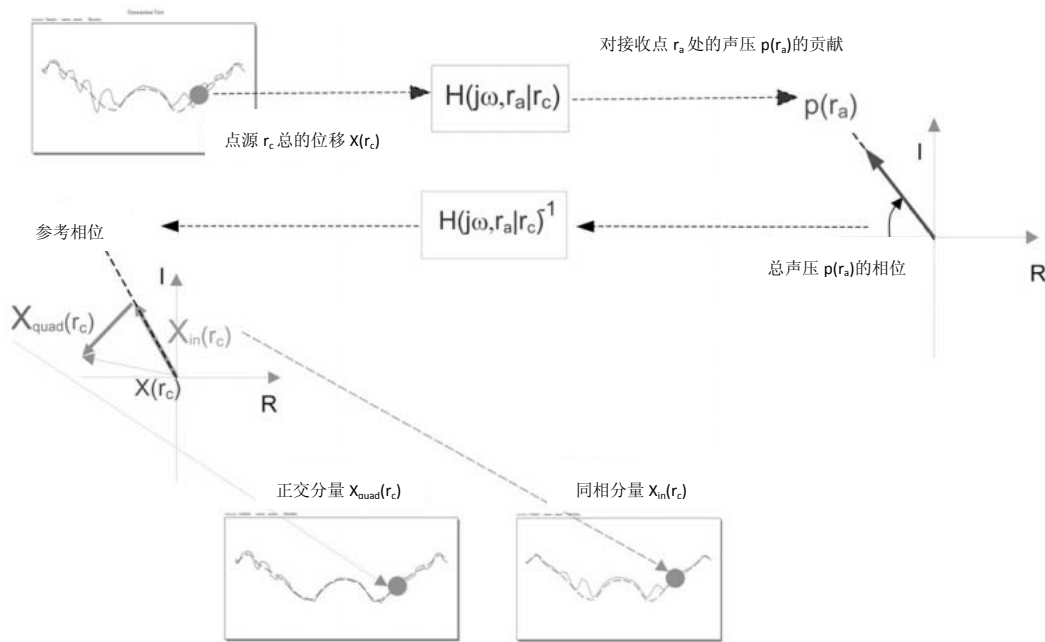


图 9: 把辐射体上点源的振动  $x(r_c)$  分解为与声压有关的量

##### 4.4.1 同相分量

同相分量定义如下：

$$x_{in}(r_c) = \text{Re}_+ \{ X(r_c) \exp[j \arg(p_a + jk(r_a - r_c))] \} \quad (14)$$

其中  $p_a$  是声场中点  $r_a$  处的总声压，而  $k$  是在空气中的波数

同相分量对于声压输出有着积极的贡献。如果只评估同相分量，那么此时的加速度级 AAL 就等于对应的声压级 SPL。

#### 4.4.2 反相分量

反相分量对于声压有着消极的贡献。

$$x_{anti}(r_c) = \text{Re}\{-X(r_c)\exp[j\arg(p_a + jk(r_a - r_c))]\} \quad (15)$$

如果只考虑反相分量，那么此时加速度级 AAL 就等于所对应的 SPL。反相分量的 SPL 和 AAL 决不可能高于同相分量的 SPL 和 AAL。

#### 4.4.3 正交分量

正交分量对于点  $r_a$  处的声压不会有任何贡献

$$x_{quad}(r_c) = \text{Im}\{X(r_c)\exp[j\arg(p_a + jk(r_a - r_c))]\} \quad (16)$$

这是由于这部分的总的体积速度始终为零，然而，正交分量的累积加速度级通常却是不可忽略的。

#### 4.5 力学导纳

在音圈端，辐射体的分布式模型与磁路系统的集总参数得以联系起来，如图 1 所示。力学导纳为复速度  $v_{coil}$  与音圈的驱动力  $F_{coil}$  之比。

$$Y_{mech}(j\omega) = \frac{v_{coil}(j\omega)}{F_{coil}(j\omega)} \quad (17)$$

对于轴对称的音圈来说，速度  $v_{coil}$  可以由位移  $\overline{x_{rad}}(r_{coil})$  的微分得到， $\overline{x_{rad}}(r_{coil})$  是在半径为  $r_{coil}$  上的位移在角度  $\varphi$  上平均后的值。力  $F_{coil}$  可以用直流电阻  $R_e$ 、音圈电感  $L_e$ 、以及力因数  $Bl$  来评估。在高频段，音圈惯性控制着力阻。因此，驱动力可以近似地由下式得到：

$$F_{coil}(j\omega) = BlI(j\omega) \approx \frac{BlU(j\omega)}{R_e + j\omega L_e} \quad (18)$$

其中， $U(j\omega)$  为端口电压。导纳表达式如下：

$$Y_{mech}(j\omega) \approx \frac{j\omega H_x(j\omega, r_{coil})(R_e + j\omega L_e)}{Bl} \quad (19)$$

其中， $I(j\omega)$  为端口电流。

力学导纳  $Y_{mech}(j\omega)$  与音圈骨架处的力的平方 ( $F_{coil}^2$ ) 相乘就得到了辐射体的总的功率，它和  $j\omega H_x(j\omega, r_{coil})$  成正比。

#### 4.6 模态分析

力学结构的振动也可以在模态空间中进行研究，总的振动可以用一个级数表达式来展开，

$$X(j\omega, r_c) = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{\psi_i(r_c)}{1 + \frac{\eta_i j\omega}{\omega_i} - (\omega/\omega_i)^2} \quad (20)$$

它的分子项是表征独立振动模态的自然函数  $\psi_i(r_c)$ ，分母则是与频率有关的项。函数  $\psi_i(r_c)$  描述了在辐射面上的  $i$  阶振动模态的模态形状，此项与频率无关。分母项包含了两个极点，它在固有频率  $\omega_i$  处产生了一个二阶谐振。在  $\omega_i$  处的谐振峰的尖锐程度由损耗因数  $\eta_i$  决定。

累积加速度也可以表示为各模态分量  $a_i(j\omega)$  之和，其中每一项都具有高通特征。

$$a_a(j\omega) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i(j\omega)$$

$$= \frac{\rho_0}{2\pi} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\omega^2}{1 + \frac{\eta_i j \omega}{\omega_i} - (\omega/\omega_i)^2} \int_{S_C} \frac{|\psi_i(r_c)|}{|r_a - r_c|} dS_C \quad (21)$$

重要的是，式(21)  $a_i(j\omega)$ 中的极点与式(20)模态组成  $X$  中的极点是相等的。

#### 4.6.1 固有频率

当模态损耗因数较小( $\eta_i < 1$ )时，第  $i$  阶模式将会在  $a_i(j\omega)$  幅值响应上产生一个明显的谐振峰。如图 10 所示，显示的是  $i = 0, \dots, 6$  头七个模式的模态累积加速度级随频率变化的曲线（根据(9)式由  $a_i$  计算得到）。当  $i = 0$  时的活塞模式对应着集总参数模型下的基频谐振频率  $f_0 = 80$  Hz，此时的电学损耗  $Re/Bl^2$  产生了很大的阻尼。图中当  $i \geq 1$  时，每一个模态响应  $AAL_i$  都会在固有频率  $\omega_i$  处出现明显的峰，这影响着总的 AAL 响应。因此，在辐射壳体和折环中的主要模态的固有频率，就可以通过查找幅值响应曲线上总的 AAL 所产生的局部极大值所对应的频率而得到。

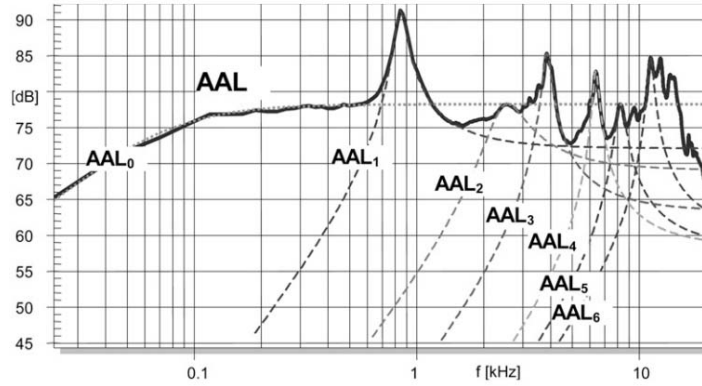


图 10: 总的累积加速度级 AAL 分解成各个模态响应的  $AAL_i (i = 0, \dots, 6)$

#### 4.6.2 自然函数

大多数用作扬声器辐射体的结构，其模态密度相对较低（分布式模式扬声器 DML 除外），其损耗因数通常较小。此时，第  $i$  阶模态的  $AAL_i$  幅值会随着相对于固有频率  $\omega_i$  的距离  $|\omega - \omega_i|$  的增加而迅速减小。因此，在固有频率  $\omega_i$  处的总的  $AAL(\omega_i)$  是由单个模态  $AAL_i(\omega_i)$  控制的，第  $i$  阶自然函数可以由在固有频率  $\omega_i$  处总的位移来近似得到

$$\psi_i \approx X(j\omega_i, r_c) \quad (22)$$

例如，图 11 显示的是图 10 中的扬声器的头六个自然函数（由式(22)导出）。所有的自然函数都彼此正交，这意味着它们有着完全不同的形状。节点的数目随着模态的阶数上升。模态分析明显减少了测量的数据，并且得到一组正交的自然函数，这些自然函数的重叠就描述了任意频率处的振动特性。它简化了对测量结果的解读，诊断振动和辐射问题也是基于此，这在文献[4] [5]中有详细讨论。

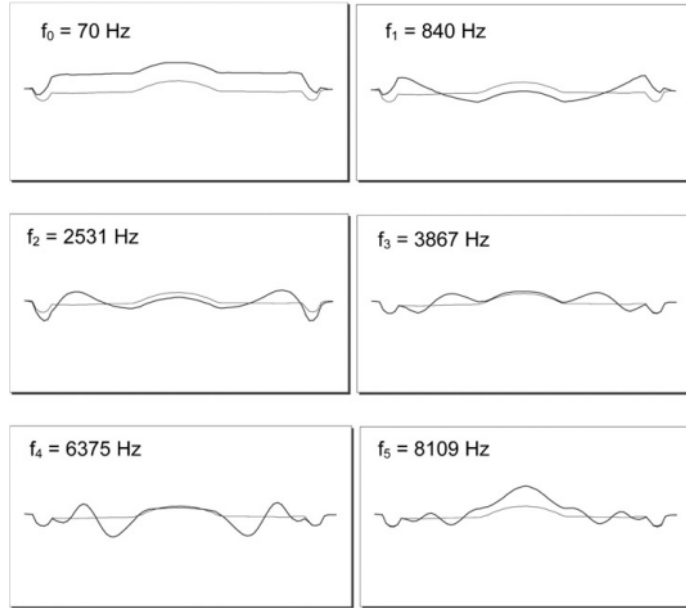


图 11:图 10 中前六个模态响应所对应的自然函数 $\psi_i(r_c)$

#### 4.6.3 损耗因数

模态损耗因数可以定义为相对带宽

$$\eta_i = \frac{\omega_{i+} - \omega_{i-}}{\omega_i} \quad (23)$$

其中， $\omega_i$ 为固有频率， $\omega_{i-}$ 为低端频率， $\omega_{i+}$ 为高端频率。图 12 中，低端频率( $\omega_{i-} < \omega_i$ )表示的是累积加速度级为  $AAL(\omega_{i-}) = AAL(\omega_i) - 3 \text{ dB}$  时的频率，高端频率( $\omega_{i+} < \omega_i$ )表示的是  $AAL(\omega_{i+}) = AAL(\omega_i) - 3 \text{ dB}$  时的频率。

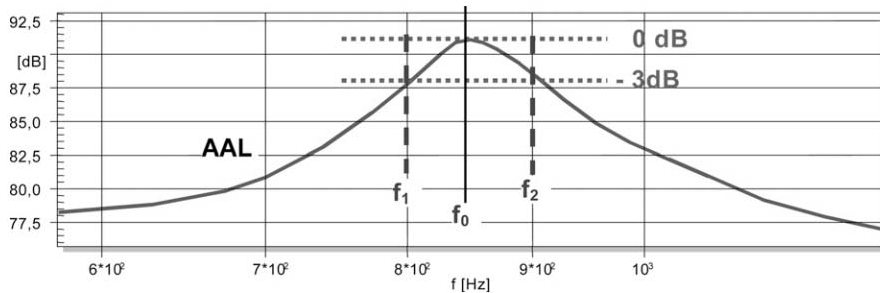


图 12: 在 AAL 响应曲线上固有频率处 3dB 衰减带宽

### 5 适用于扬声器设计的结论

力学振动的测量是对扬声器单元进行振动和辐射分析的基础，它使得辐射体的几何特性材料属性等与声压输出之间的关系更为明晰。在接下来的章节，我们将描述这些新的分布式参数与力学及声学系统的有限元模型[11]–[17]是如何紧密相连的。力学振动的测量有助于在进行分析前的第一步就能给出精确的输入参数，利用它也可以用于评估数值模型的准确度。

#### 5.1 力学建模

有限元分析 (FEA) 中最基本的输入参数有辐射体 (如锥体和折环) 的几何特性、杨氏

模量  $E$ 、以及其自身的损耗因数  $\eta$ ，同时也包括来自于磁路系统及支撑部件（音圈骨架、定心支片等）的相关参数。通过激光扫描得到的几何参数可以高精度地描述辐射体的外表面尺寸。然而，振动壳体的厚度则需要单独进行测量，这一数据将对于弯曲模式的固有频率有着很大的影响。通常地，此处的光学传感器无法获得定心支片及组装在单元上的磁路部件的相关数据。

损耗因数  $\eta$  是一个与频率有关的函数，它可以由式(23)的模态损耗因数  $\eta(f_i)$  近似得到，即，通过查找在累积加速度级响应上固有频率  $f_i$  处的 3dB 衰减带宽的方法来获得。

杨氏模量  $E(f, T)$  也与频率和温度有关，通常用于扬声器的材料在高频段时的此参数无法获得。与频率有关的  $E(f)$  可以通过拟合累积加速度级响应（总的 AAL）的方式得到，即，把由 FEA 预测的响应拟合到由扫描测量得到的响应上。拟合 AAL 响应要比拟合测量的 SPL 响应简单得多，这是因为我们考虑的是锥体上所有点的振动，而这与声辐射的条件（如：箱体或障板的几何特性等）不相关。

在固有频率  $\omega_i$  处对应的自然函数  $\psi_i(r_c)$  形状的预测值和实测值的吻合程度就是评判 FEA 力学模型精确度的很好的依据。

一个 FEA 软件采用全三维的方式可以用来描述非圆形单元或是考察圆形辐射体的周向模态。然而，FEA 软件采用全三维方式分析的计算量很高，并且需要输入一些很难获得的参数，比如：质量分布的不均匀特性等。因此，大多数情况下，假定为轴对称的采用二维分析的 FEA 就更为实用了。轴对称的 FEA 结果可以用来与实测的径向分量的 AAL[参考式(11)]进行对比，从而可以达到抑制被测振动中发现的周向模态。

## 5.2 声学建模

系统设计需要有描述扬声器单元的声输出的特征，比如，声场中任意点  $r_o$  处的声压  $p(r_o)$ 。在自由空气中没有任何箱体的情况下进行声学测量，其低频段的测量将受到限制，我们不得不采用靠近辐射面的近场方式去测量。远场的声压测量要求单元需安装在障板上、测试箱中，或是其它定义的条件。我们可以用单元的分布式力学参数和声边界几何特性（如：箱体、号角等），以数值工具去预测声压。

式(6)的 Rayleigh 积分为轴向和较小的偏轴方向上的声压给出了有益的近似，尤其是当辐射体的深度很浅时，且工作在无限大障板上的情况。但是，当辐射体的发射源与远场中的接收点之间不存在自由声传播条件时，这个积分近似是不适用的。另外，此近似也忽略了衍射现象，而这却是声传播中重要的部分。

利用有限元分析法（FEA）或是边界元分析法（BEA）[11]，在声压预测上可以获得较高的精度。Kirchhoff 方程是 BEA 的基础，首先，它是要确定辐射体自身的声压以及其它声学边界的声压，图 13 所示为一个安装在小型立方体箱内的低音扬声器单元的声压分布。其次，利用计算得到的声压和测量到的边界速度，通过曲面积分计算任意点的声压大小。

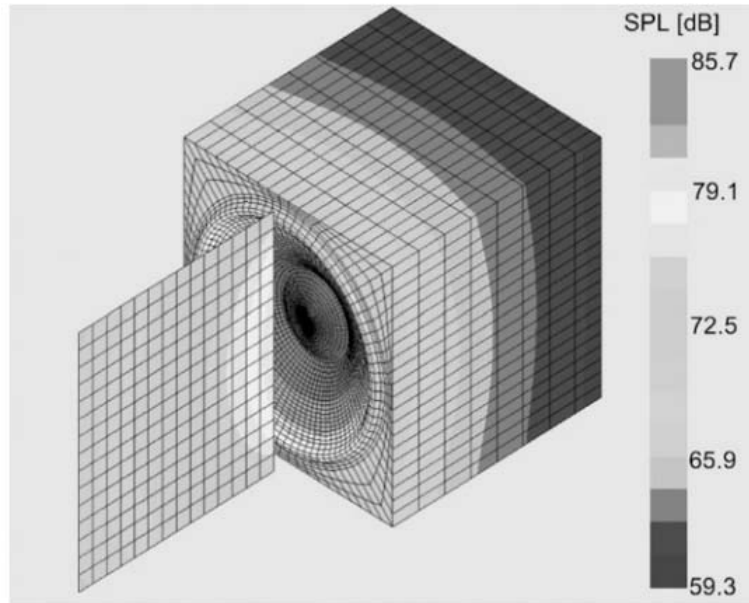


图 13: 利用 BEA 预测闭箱上低音单元在近场时 1.1KHz 时的 SPL

BEA 是一个强大的软件，它可以优化箱体、号角、声透镜及其它引导声波传递的装置，以及小环境下边界条件对声音的影响（如：汽车内）。我们可以过利用扬声器单元的制造商所提供的分布式参数[辐射体的几何特性和传递函数 $H_x(j\omega, r_c)$ ]来实现这一步的设计。

## 6 结论

扬声器单元与声输出有关的属性可以用一组分布式参数来描述，它们包含了测量的力学振动及辐射体表面的几何特性。辐射体上的某点  $r_c$  的振动是一个复传递函数，它是参考信号（输入电压）与动生信号（位移）之间的函数，包含着精确的  $r_c$  测量位置数据。

包含了 100 个点的测量网格有足够的准确度预测出声压的输出。更高解析度的扫描将可以侦测到局部的无规律现象，这些无规律现象出现在辐射体上很小的区域部分。

对扬声器单元的扫描可以在自由空气中进行、或是安装在最终成品箱上进行，以考察声场的声负载的影响。此外，若只考虑力学系统部分，也可以在真空中测量单元。

传递函数的测量是在小信号区域下完成的，它产生的特性与信号的属性无关，却是对扬声器的线性、非线性及热学参数的补充。

将模态分析及全新的分解技术应用到分布式参数上，显示出了单个振动分量与声压输出的影响之间的关系。针对这种分析，Rayleigh 方程是对于声压输出的预测是一个很有益的近似，它也是定义累积加速度级这一物理量的基础。

当我们利用边界元法分析考虑声环境（障板、箱体或号角）的影响时，由 FEA 计算得到的、或是对首个样品原型利用激光扫描得到的分布式力学参数，对于声压输出的精确预测也是很有帮助的，从而可以实现对扬声器系统的优化设计。最后，分布式力学参数开启的是一种新的扬声器诊断方法，我们将在《扬声器力学分布式参数（第二部分 诊断）》一文中更加详细地讨论[5]。

## 7 参考文献

- [1] R. H. Small, "Closed-Box Loudspeaker Systems, Part I: Analysis," *J. Audio Eng. Soc.*, vol. 20, pp. 798–808 (1972 Dec.).
- [2] W. Klippel, "Nonlinear Modeling of the Heat Transfer in Loudspeakers," *J. Audio Eng. Soc.*, vol. 52, pp. 3–25 (2004 Jan./Feb.).
- [3] PAS 62458, "Sound System Equipment—Electroacoustical Transducers—Measurement of Large Signal Parameters," International Electrotechnical Commission, Geneva, Switzerland (2006).
- [4] F. J. M. Frankort, "Vibration Patterns and Radiation Behavior of Loudspeaker Cones," *J. Audio Eng. Soc.*, vol. 26, pp. 609–622 (1978 Sept.).
- [5] W. Klippel and J. Schlechter, "Distributed Mechanical Parameters of Loudspeakers; Part 2: Diagnostics," *J. Audio Eng. Soc.*, to be published 2009 Sept.
- [6] L. Beranek, *Acoustics* (Acoustic Society of America, New York, 1996).
- [7] N. W. McLachlan, *Loudspeakers: Theory, Performance, Testing, and Design* (Dover, New York, 1960).
- [8] J. R. Wright, "Automatic Vibration Analysis by Laser Interferometry," presented at the 88th Convention of the Audio Engineering Society, *J. Audio Eng. Soc. (Abstracts)*, vol. 38, p. 379 (1990 May), preprint 2889.
- [9] W. Klippel and J. Schlechter, "Measurement and Visualization of Loudspeaker Cone Vibration," presented at the 121<sup>st</sup> Convention of the Audio Engineering Society, *J. Audio Eng. Soc. (Abstracts)*, vol. 54, pp. 1251, 1252 (2006 Dec.), convention paper 6882.
- [10] J. Vanderkooy, verbal communication.
- [11] A. J. M. Kaizer, "Theory and Numerical Calculation of the Vibration and Sound Radiation of Cone and Dome Loudspeakers with Nonrigid Diaphragms," presented at the 62nd Convention of the Audio Engineering Society, *J. Audio Eng. Soc. (Abstracts)*, vol. 27, p. 420 (1979 May), preprint 1437.
- [12] P. J. Anthony and J. R. Wright, "Finite-Element Analysis in the Design of High-Quality Loudspeakers," presented at the 108th Convention of the Audio Engineering Society, *J. Audio Eng. Soc. (Abstracts)*, vol. 48, p. 364 (2000 Apr.), preprint 5162.
- [13] M. Karjalainen, A. Järvinen, P. Maijala, L. Savioja, V. Ikonen, A. Suutala, S. Pohjolainen, and J. Backman, "Comparison of Numerical Simulation Models and Measured Low-Frequency Behavior of a Loudspeaker," presented at the 104th Convention of the Audio Engineering Society, *J. Audio Eng. Soc. (Abstracts)*, vol. 46, p. 571 (1998 June) preprint 4722.
- [14] J. Wright, "Finite Element Analysis as a Loudspeaker Design Tool," presented at the AES UK Conference on Microphones & Loudspeakers, *The Ins & Outs of Audio (MAL)* (1998 Mar.), paper MAL-11.
- [15] H. Vollesen, "Control of Loudspeaker Directivity by Mechanical Optimization of the Diaphragm," presented at the 94th Convention of the Audio Engineering Society, *J. Audio Eng. Soc. (Abstracts)*, vol. 41, p. 399 (1993 May), preprint 3528.
- [16] S. Morita, N. Kyono, S. Sakai, T. Yamabuchi, and Y. Kagawa, "Acoustic Radiation of a Horn Loudspeaker by the Finite Element Method—A Consideration of the Acoustic Characteristic of Horns," *J. Audio Eng. Soc.*, vol. 28, pp. 482–489; (1980 July/Aug.).
- [17] A. Kaizer and A. Leeuwstein, "Calculation of the Sound Radiation of a Nonrigid Loudspeaker Diaphragm Using the Finite-Element Method," *J. Audio Eng. Soc.*, vol. 36, pp. 539–551 (1988 July/Aug.).



## 作者简介



W. Klippel

Wolfgang Klippel, 毕业于德国德累斯顿科技大学电子工程专业, 主要研究方向为语音识别。大学毕业后, 加入德国莱比锡市 VEB Nachrichtenelektronik 公司, 从事电声换能器建模、声学测量及心理声学的研究。1987 年获得技术声学博士学位, Klippel 博士在加拿大滑铁卢大学音频研究所从事了为期一年的博士后研究, 之后在位于美国加利福尼亚州的 Northridge 的 Harman 国际集团工作。1997 年他回到德国德累斯顿, 创立 KLIPPEL 股份有限公司, 专门开发各种全新的针对扬声器及其他换能器的控制和测试系统。2007 年 Klippel 博士受聘为德累斯顿科技大学电声学教授。



J. Schlechter

Joachim Schlechter 1981 年出生于德国的 Oschatz。在德国德累斯顿科技大学学习计算机传媒科学专业, 研究方向为声学和信号处理学。随后, 他参加了瑞典歌德堡 Chalmers Technical University 的关于声和振动专业的进修, 并因此于 2005 年获得了主动噪音控制领域的硕士学位。

位。随后，2006年他取得了德国德累斯顿计算机科学的大学学位，其论文“Visualization of Vibrations of Loudspeaker Membranes”就是他在德累斯顿科技大学时与 Klippel 公司合作下完成的。完成学业后，他加入了 Klippel 公司，当前主要从事扬声器控制及测量系统的研究及开发。