

扬声器热传递非线性模型

Wolfgang Klippel

Klippel GmbH, Dresden, 01277, Germany

译者：王刚平

[浙江恒科实业有限公司 Compupal (Group) Corporation]

朱木兰

[浙江意莱声电子有限公司 Lavoce Ltd Corporation]

摘要

Traditional modeling describes the heat flow in loudspeakers by an equivalent circuit using integrators with different time constants. The parameters of the lumped elements are assumed to be independent of the amplitude of the signal. The simple model fails in describing the forced air convection cooling which becomes an effective cooling mechanism if the velocity of the coil and/or the air velocity in the gap becomes high. This paper presents a large-signal model considering the nonlinear interactions between the electro-mechanical and thermal mechanisms. The model and parameters are verified by practical measurements on the drivers. The dominant paths for the heat flow are identified and means for increasing the power handling capacity are discussed.

传统的扬声器热流建模是用一个等效电路来表示的，它是由两个不同时间常数的RC电路串联，并假定集总元件的参数与信号幅值无关。对于强迫空气对流冷却方式，这一简单的模型却不适用，而当音圈速度（或磁间隙中的空气速度）很高时，强迫对流冷却却是行之有效的散热机理。本文考虑到电-力与热学机理之间的非线性相互作用，提出了一个大信号热学模型。该模型及其参数可以在实例单元上进行实际测量加以验证，还对热流的主要路径加以确定，并讨论了提高扬声器单元功率承受能力的方法。

1 引言

扬声器的电-力（或电-声）转换的效率相对很低，大多数的能量都耗在音圈发热上了。尽管一些材料可以承受较高的温度 ($T_v > 250^\circ\text{C}$)，但是发热仍然是限制声输出的最重要的因素之一。对于扬声器单元及系统设计者来说，为了让音圈温度在临界值以下，尽可能地会要采用各种措施来降低主要的发热以提升其效率。采用一些办法使得音圈周围的热量分流，从而达

到对音圈散热的目的。

要想预测音圈的温度是一个复杂的议题，因为必须要考虑到扬声器单元中的电、力、热学过程，以及箱体、分频器甚至信号的属性等等。建立物理模型是必要的，可以籍此通过测量若干个参数来对一个特定的扬声器热性能进行拟合。这样的物理模型不仅仅对于热传递的分析及优化是非常有用的，而且对于达到热负载后能够给出可靠的保护的电子控制电路的设计也是很有用的。

这正是本文讨论的目的。首先本文将会对传统的热学建模的成果作个概述，并讨论其局限性；然后，将提出一个扩展的模型，并通过系统的测量来加以验证；最后，将给出一个简单的测量非线性模型参数的方法，并在实例的应用上加以讨论。

2 符号表

文中将涉及到的符号如下：

状态变量：

i 输入扬声器的电流 (I 为其有效值)

u 扬声器端的输入电压 (U 为其有效值)

x 音圈位移(X 为其有效值)

v 音圈速度 (V 为其有效值)

i_2 流过 R_2 的电流

P_a 扬声器的声输出功率

P_{re} R_e 上消耗的功率

$P_{R2}=P_{eddy}$ R_2 上消耗的功率

$P_{coil}=P_{re}+P_{former}$ 音圈及骨架上消耗的功率

$P_g=P_{tv}+P_{tu}$ 传递到导磁极端部的功率

P_{mag} 传递到磁铁上的功率

$P_{eg}=(1-\alpha)*P_{eddy}$ 因涡流传递到导磁极端部的功率

$P_{con}=P_{ta}+P_{tu}$ 因对流而传递到气隙的功率

P_{tv} 从音圈传递到导磁极端部的功率

P_{ta} 因空气对流而从磁气隙到周围环境的热流功率

P_{tu} 因空气对流而从磁气隙到面对音圈的磁路组件表面的热流功率

P_t 扬声器单元热态时的最小阻抗值时的耗散功率

T_v 音圈温度

T_g 导磁极端部的温度

T_m 磁铁的温度

T_{vss} 热平衡状态下的音圈稳态时的温度

T_{gss} 热平衡状态下的导磁极端部稳态时的温度

T_{mss} 热平衡下的磁铁稳态时的温度

ΔT_v 音圈温度的增加量 $\Delta T_v(t) = T_v(t) - T_a$

ΔT_g 导磁极端部的温度增加量 $\Delta T_g(t) = T_g(t) - T_a$

T_a 扬声器冷态时的温度（即环境温度）
 $\Delta T_{gss} = T_{gss} - T_a$ 除音圈骨架外的涡流生成区域的热平衡状态下稳态时的温度增量(它高于环境温度)
 $\Delta T_{mss} = T_{mss} - T_a$ 热平衡状态下磁路组件的稳态时的温度增量（高于环境温度）
 $\gamma = (P_{con} + P_{eg}) / (P_{Re} + P_{R2})$ 旁路系数，描述的是，在低频段由于对流冷却而旁路掉的热传导和热辐射的热流部分，以及在高频段因涡流（除音圈骨架外的）生成区域所产生的热量。

电力参数:

$R_e(T_v)$ 音圈直流电阻（与温度有关）
 $R_e(T_a) = R_e$ 冷态时的音圈直流电阻
 L_e 音圈电感（与频率无关的部分）
 L_2 音圈电感（与频率有关的部分）
 R_2 涡流阻
 M_{ms} 扬声器单元振膜组件的力学质量，含音圈及空气负载
 R_{ms} 单元总的力学损耗阻
 $K_{ms}(x)$ 单元悬挂系统的力学劲度
 $C_{ms}(x) = 1 / K_{ms}(x)$ 单元悬挂系统的力顺
 $Bl(x)$ 力因子
 $F_m(x, i)$ 磁阻力
 f_s 力学系统的谐振频率
 Z_{min} 电阻抗的最小值

 ρ_0 空气密度(=1.18 kg /m³)
 c 声音在空气中的速度
 $R_e(T_a + \Delta T_v(t)) = R_e(T_a) * (1 + \delta * \Delta T_v(t))$ 音圈的瞬时直流电阻（与时间和温度有关）
 $Q_{ts} = Q_{ms} // Q_{es}$ 总的扬声器单元损耗系数
 S_D 振膜组件投影到周围空气的有效力学辐射面积
 Q_{ms} 扬声器单元的力学部分的损耗因子
 Q_{es} 扬声器单元的电学部分的损耗因子
 $Z_{min}(T_v)$ 扬声器电阻抗的最小值（与温度有关）

热学参数:

R_t 从音圈到周围环境路径上的总的热阻 $R_t = R_{tv} + R_{tg} + R_{tm}$
 R_{tv} 从音圈到导磁极端部和磁铁表面路径的热阻
 R_{tg} 从导磁极端部到磁铁和盆架路径的热阻
 R_{tm} 从磁铁到周围空气路径的热阻
 C_{tv} 音圈及音圈骨架的热容
 C_{tg} 导磁极端部和接近音圈的磁铁表面的热容
 C_{tm} 磁铁和盆架的热容
 $R_{tc}(v)$ 由于对流冷却所致，从音圈到磁气隙中空气的热阻
 $R_{ta}(x)$ 因对流冷却所致的从磁气隙中空气到周围环境路径的热阻
 $R_{tu}(v)$ 因对流冷却所致从磁气隙中空气到磁路组件路径的热阻
 C_{ta} 在对流冷却中被包附的空气的热容
 m_{air} 在对流冷却中被包附的空气质量

 α 描述涡流产生的热在音圈和磁路上的热分配系数

r_v 受振动盆速度影响的对流冷却参数 $r_v = 1 / (v_{rms} * R_{tc}(v)) = 1 / (2 * \pi * f * x_{rms} * R_{tc}(v))$

r_x 受振动盆位移影响的对流冷却参数 $r_x = 1 / (x_{rms} * R_{ta}(x))$

δ 温度系数（铜为0.0039）

τ_v 音圈的时间常数 $\tau_v = R_v * C_{tv}$

τ_g 导磁极端部的时间常数 $\tau_g = R_g * C_{tg}$

τ_m 磁铁盆架的时间常数 $\tau_m = R_{tm} * C_{tm}$

功率测试中涉及到的变量:

ΔT_{on} 在功率测试周期的on阶段音圈温度 T_v 的最大增量

ΔT_{off} 在功率测试周期的off阶段音圈温度 T_v 的增量

t_{on} 功率测试周期on阶段的时间

t_{off} 功率测试周期off阶段的时间

t_{τ_v} 在功率测试的最后一个off阶段，当温度下降 ΔT_{τ_v} 时，所对应的时间点

$t_{s_{off}}$ 功率测试的最后一个off阶段的起始时间点

t_{start} 测量的起始时间点

t_{τ_m} 当温度上升了 ΔT_{τ_m} 时所对应的时间点

ΔT_{τ_m} 用于评估 τ_m 的阈值温度

ΔT_{τ_v} 用于评估 τ_v 的阈值温度

3 线性模型

传统的扬声器模型采用的是一个电-力模型加一个热学模型，如图1所示。在低频段，波长要大于单元的几何尺寸，因此，单元可以用带有若干个自由参数的集总元件来模拟。在传统的方法中，大多数的参数，除了音圈的阻值 $R_e(T_v)$ 与即时音圈温度有关外，其它都假定为常数。幸运的是，温度的变化比扬声器的最低段频率的改变还要相对慢些。因此，电-力模型可以被看成为是一个线性时变系统，用一些简单的工具就可以直接进行研究了。

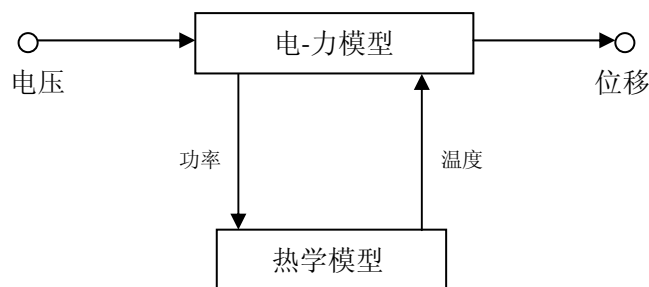


图1: 线性的电-力及热学模型间的相互影响

热学模型描述的是热耗散功率 P_t 与音圈温度 T_v 之间的关系。在接近于直流的极低频段，功率 P_t 等于 P_{Re}

$$P_{Re} = R_e(T_v) I^2 \quad (1)$$

P_{Re} 就是耗散在音圈电阻 $R_e(T_v)$ 上的功率，它与音圈温度 T_v 和输入电流 i 有关。Button[2]曾建

议用最小阻抗值 $Z_{min}(T_v)$ 而不是 Re 来替代，如下式：

$$P_t = Z_{min}(T_v)I^2 = \frac{U^2}{Z_{min}(T_v)} \quad (2)$$

该式考虑到了缘于涡流、导磁板的磁化以及磁铁等的损耗。很显然，这个评估只在高于谐振频率的某一个频率点上是很精确的。

音圈的发热以及到导磁板、磁铁及周围环境间的热传递可以用Chapman [4]提出的等效电路来模拟，如图2所示。这个模型较于传统的模型（和两个并联的RC电路串联）更为精确，也更为直观[1] - [3]。热容 C_{tv} 两端的势差表示音圈温度相对于环境温度 T_a 的增量 $\Delta T_v(t) = T_v(t) - T_a$ 。发热初始，所有的输入功率 P_t 均会流向电容 C_{tv} 。随着音圈温度 ΔT_v 的升高，越来越多的功率 P_g 将会通过热阻 R_{tv} 传递到导磁极端部上，其热容为 C_{tg} 。随着 C_{tg} 两端温度 $\Delta T_g(t) = T_g(t) - T_a$ 的升高，功率 P_{mag} 就通过热阻 R_{tg} 传递到磁铁和盆架上，其热容为 C_{tm} 。当电容 C_{tm} 两端的温度 $\Delta T_m(t) = T_m(t) - T_a$ 大于零时，那么部分功率将通过热阻 R_{tm} 传递到周围环境中。正如Behler [5]所建议的，只要对此模型稍加扩展就可以对小闭箱内空气的发热进行分析了。

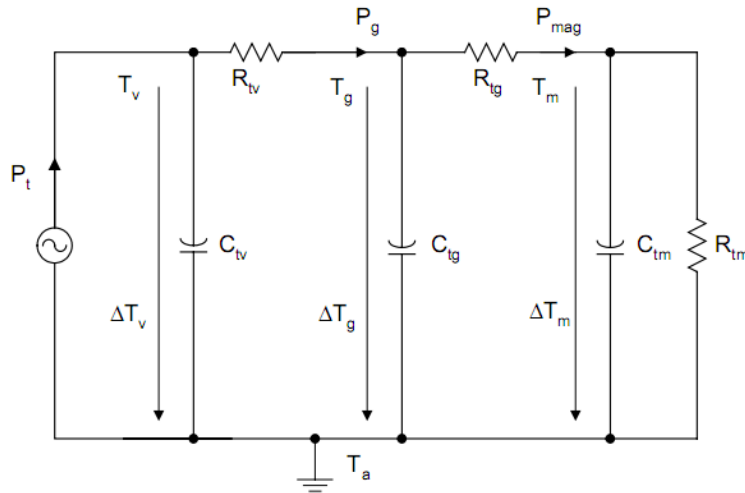


图2:扬声器的线性热学模型

3.1 稳态表现

如果施加到扬声器单元上的激励源是一个恒定的热功率 P_t ，那么热系统将最终达到热平衡状态，此时，没有热量流过电容 C_{tv} 、 C_{tg} 和 C_{tm} ，那么热阻 R_{tv} 、 R_{tg} 、 R_{tm} 就决定了稳态下音圈的温度增量：

$$\Delta T_{vss} = (R_{tv} + R_{tg} + R_{tm})P_t = R_t P_t \quad (3)$$

和温态下导磁极柱上的温度增量

$$\Delta T_{gss} = (R_{tg} + R_{tm})P_t \quad (4)$$

以及稳态下磁铁的温度增量

$$\Delta T_{mss} = R_{tm}P_t \quad (5)$$

3.2 线性动态变化

改变输入功率 P_t ，并观察随时间 t 变化的 $\Delta T_v(t)$ 、 $\Delta T_g(t)$ 和 $\Delta T_m(t)$ 就可以揭示出热容 C_{tv} 、 C_{tg} 和 C_{tm} 的影响。

在时间 $t = 0$ 时刻，输入功率 $P_t = P_{on}$ ，则音圈的温度增量 ΔT_v 为

$$\Delta T_v(t) = \Delta T_{vss} - T_1 e^{-t/\tau_v} - T_2 e^{-t/\tau_g} - T_3 e^{-t/\tau_m} \quad (6)$$

这是一个指数函数(阶跃响应)，然后逐渐达到稳态下的温度 ΔT_{vss} 。如果时间常数满足 $\tau_v \ll \tau_g \ll \tau_m$ 的关系，那么(6)式中的参数就可以通过稳态时的温度来近似得到：

$$T_1 \approx \Delta T_{vss} - \Delta T_{gss} \quad (7)$$

$$T_2 \approx \Delta T_{gss} - \Delta T_{mss} \quad (8)$$

$$T_3 \approx \Delta T_{gss} \quad (9)$$

音圈的时间常数

$$\tau_v \approx R_{tv} C_{tv} \quad (10)$$

导磁极柱的时间常数

$$\tau_g \approx R_{tg} C_{tg} \quad (11)$$

以及磁铁的时间常数

$$\tau_m \approx R_{tm} C_{tm} \quad (12)$$

3.3 热功率压缩

音圈温升量 ΔT_v 对于电-力及热学模型都是有影响的。由于温度 T_v 会降低扬声器单元在半空间区域通带内的效率

$$\eta_0(T_v) = \frac{P_a}{P_t} = \frac{\rho_0 (BL)^2 S_D^2}{2\pi c R_e(T_v) M_{ms}^2} \quad (13)$$

以及在(2)式中定义的输入功率的大小，因此，在声压输出中、状态变量(位移、速度、音圈温度)里就会存在一个自然的压缩现象。

温度系数 δ 是用来描述音圈温度与音圈电阻 R_e 之间的关系的

$$R_e(T_a + \Delta T_v) = R_e(T_a)(1 + \delta \Delta T_v) \quad (14)$$

其中，对于铜的温度系数 $\delta = 0.00393 \text{ K}^{-1}$ ，而对于铝的温度系数 $\delta = 0.00377 \text{ K}^{-1}$ 。Behler

[5]曾建议增加一个附加的二次项来描述这一关系会更为精确。然而，材料中的杂质或是金属的处理过程(对于铜线的热或冷压)均可能会导致明显的变化。考虑到那些不确定的因素，任何高次项的近似都无法让人满意。

合并(2)、(3)、(14)式，可以导出音圈温度关系的表达式

$$\Delta T_v = \frac{U^2 R_t}{Z_{min}(T_a) + R_e(T_a) \delta \Delta T_v} \quad (15)$$

这与图1中所示的反馈回路是相符的。求解此方程，我们得到了温度与电压 U 之间的非线性关系

$$\Delta T_v \approx \frac{Z_{min}(T_a)}{2\delta R_e(T_a)} \left(\sqrt{1 + \frac{4U^2 R_t \delta R_e(T_a)}{Z_{min}(T_a)^2}} - 1 \right) \quad (16)$$

然而，我们会发现，当 ΔT_v 值较小时，温度与电压 U 的平方(即 U^2)成比例关系，而在 $\Delta T_v >$

250°C时，温度已经几乎是随着电压 u 线性地增大了。假设某一单元真的可以承受如此高的温度，这个现象多多少少倒给了我们一些欣喜。

Button [2]给出的声压级为

$$SPL = \left(112 + 10 \lg(\eta_0(T_a)) - 10 \lg \left(\frac{R_t * 1W}{\Delta T_v} (1 + \delta \Delta T_v) \right) \right) dB \quad (17)$$

这是一个与音圈温度 ΔT_v 有关的函数，其中 $\eta_0(T_a)$ 是指单元冷态时的效率， R_t 和 δ 是常数。

ΔT_v 取无穷大时，其最大输出声压级为

$$SPL_{max} = \left(112 + 10 \lg(\eta_0(T_a)) - 10 \lg (R_t \delta * 1W) \right) dB \quad (18)$$

它仅仅与 $\eta_0(T_a)$ 、热阻 R_t 、和温度系数 δ 有关。因此，即使输入很大的电压，在稳态条件下，它的输出也是有极限的，这是由于输入功率和效率都出现了压缩的现象。

我们来考察一下式 (17) 中的最后一项，用单元冷态时的输入功率 $P_t(T_a) = U^2 / Z_{min}(T_a)$ 和式 (5)，我们就可以得到功率压缩因子

$$\begin{aligned} PC &= 10 \lg \left(\frac{R_t P_t(T_a)}{\Delta T_v} (1 + \delta \Delta T_v) \right) = 10 \lg \left(\frac{P_t(T_a)}{P_t(T_v)} (1 + \delta \Delta T_v) \right) \quad (19) \\ &= 10 \lg \left(\frac{Z_{min}(T_v)}{Z_{min}(T_a)} (1 + \delta \Delta T_v) \right) = 10 \lg ((1 + \delta \Delta T_v)^2) \\ &= 20 \lg (1 + \delta \Delta T_v) \end{aligned}$$

它描述了在相同电压 U 下，单元热态时的输出声压级相对于单元冷态时的输出声压级的减少量。因此，由于半空间的参考效率的损失，以及恒压源在阻抗上升时的驱动减小，就导致了功率压缩(PC)现象的出现。

3.4 线性模型的局限性

尽管传统的模型给了我们很多的启发，但是当激励信号的频谱属性在变化时，一个实际单元的热现象表现要更为复杂得多。我们首先在实例单元A上做试验来说明这一点。用三段不同的音乐来作为激励信号，每段之间有一个短暂的间歇。然后记录下音圈温度的增量 ΔT_v 及在电阻 R_e 上耗散的功率 P_{Re} ，如图3所示。

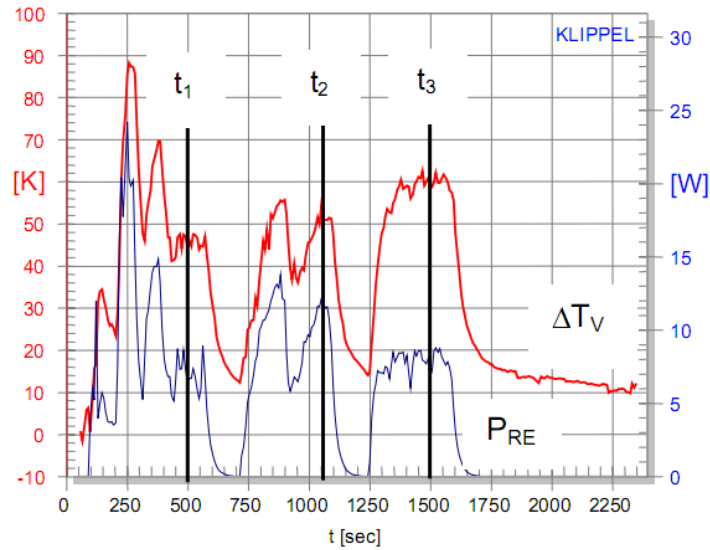


图3:不同音乐信号下, 音圈温度 ΔT_v 和功率 P_{Re} 随时间的变化

很明显, 音圈的温度近似地跟着功率 P_{Re} 而变化。在间歇期, 没有功率施加到音圈上, 温度也慢慢地降低至环境温度。我们将时间常数设得较大些, 并对功率进行积分求输入功率的“平均值”, 同时再选取三个稳态温度取样点 t_1 、 t_2 和 t_3 , 如图所示。因此, 总的热阻近似地可由 $\Delta T_v/P_{Re}$ 的比值得到, 如表一所示。

取样点	音乐信号	时间起始点 (s)	ΔT_v (K)	P_{Re} (W)	$\Delta T_v/P_{Re}$ (K/W)
t_1	小提琴音乐会	0	48	7	6.8
	间歇起点	600			
t_2	流行乐	700	52	11.5	4.6
	间歇起点	1100			
t_3	人声(意大利歌手)	1250	60	8	7.5
	间歇起点	1550			

表一: 不同激励信号下的单元A所呈现出的热阻

由于不同的信号属性, 我们测量的热阻出现了明显的变化(达60%)。显然, 由于流行音乐有着较多的低频分量, 而一个意大利歌手的声音信号则不然, 前者会比后者将导致更佳的散热效果。这一结果是非常重要的, 但是在传统的热学模型中却没有考虑到。虽然线性模型参数毫无疑问可以视为有效参数进行处理, 但也仅仅适用于特定的激励信号。正是为了判定扬声器对于各种激励信号下的功率承受能力, 多个国家和国际委员会也专门定义了各种噪音测试信号(IEC 60268、EIA 426等)。然而, 疑问出现了, 随着时过境迁, 流行音乐几乎一直是朝着希望得到更多的低频分量方向发展, 而这些已定义的噪音测试信号又如何能体现这一时代特点呢? 其二, 即使测量得到了一个单元的热学参数, 但当它被安装到一个开口箱里或是接上分频网络时, 这些参数又会失去了意义。

要评估扬声器单元或是设计无源或有源的扬声器系统, 就需要获得更为有意义的参数, 因此热学模型的建模不得不考虑到下述机理:

- 阻抗响应曲线与输入功率有关

- 扬声器单元的非线性特性导致的输入阻抗变化
- 由于涡流及磁化现象导致的发热过程
- 由于强迫空气对流导致的散热过程
- 由于位移或速度的幅值压缩导致对流冷却没有获得相应的提升

4 非线性建模

非线性建模是在传统建模基础上的自然延伸。如图4所示，电-力系统给热学模型系统提供功率 P_{Re} 、在 R_2 上耗散的功率 P_{R2} 、音圈位移 x 、和音圈速度 v 等信息，然后热学模型系统中的音圈温度增量 ΔT_v 又反馈到电阻 R_e 中。以下我们将分别对这两个系统的非线性的影响加以讨论。

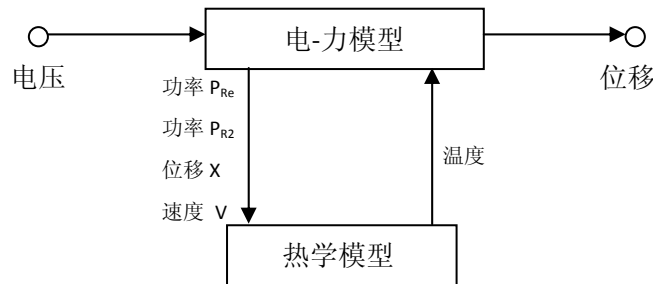


图4:两个非线性模型系统间的相互影响

4.1 非线性电-力系统

电-力系统中的电学与力学状态变量决定了输入功率转换成热的量。图5中的等效电路考虑到了电动式扬声器主要的非线性机理，如：与音圈位移 x 有关的力因数 $Bl(x)$ 、劲度 $K_{ms}(x)$ 、及电感 $L_e(x)$ 。

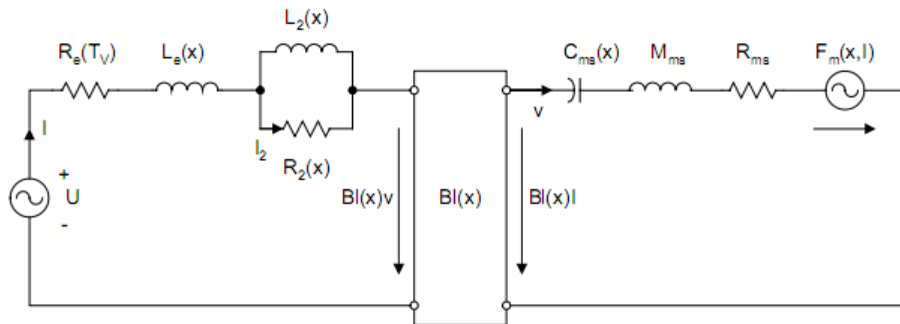


图5:非线性电-力系统的集总参数模型

图6是实例扬声器单元A的 $Bl(x)$ 特性曲线。几乎对称的曲线表明音圈的平衡位置是处于最佳点的。由于音圈卷幅的长度所限，力因数在正向或负向都表现出一种自然缓变的衰减方式。图7是劲度曲线，一旦位移量增加，劲度值就增大，其轻微的不对称特性是缘于杯型定心支片的几何特性。图8是电感特性曲线，它在往负位移方向上明显逐渐变大，这是没有加短路环或没有在导磁极柱上设置铜帽的单元设计的典型特征。非线性元件 $R_2(x)$ 、 $L_2(x)$ 表征的是较高频段的寄生电感，它和 $L_e(x)$ 的曲线形状相同。非线性电感也将在力学端产生磁阻力，这就是通常所说的电磁力。

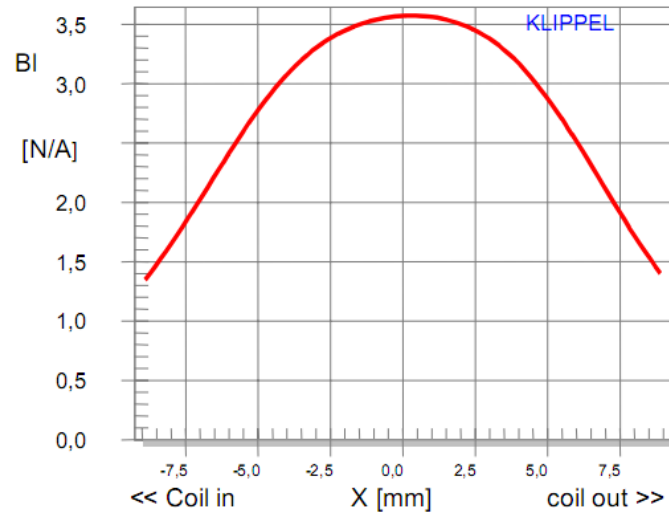


图6: 单元A的力因数 $BI(x)$ 特性曲线

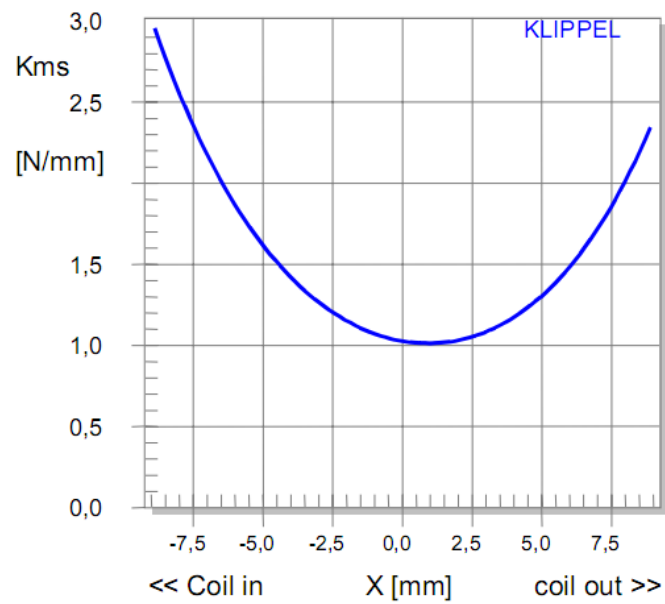


图7:单元A的劲度 $K_{ms}(x)$ 特性曲线

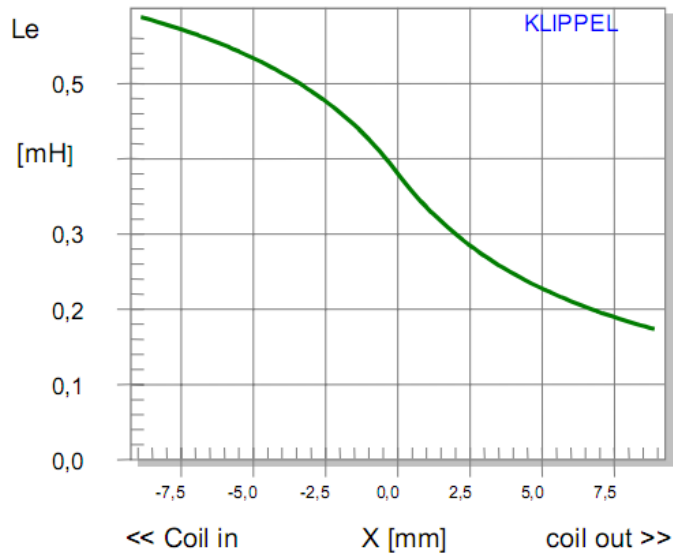


图8:单元A的电感 $L_e(x)$ 特性曲线

4.1.1 力学系统的动态变化

我们是用一个正弦激励信号来研究非线性系统的表现，激励信号的频率和幅值都将变化。频率从5Hz到1KHz，音调的幅值以四个等幅间隔的方式变化。其测量时间非常短以至于音圈的发热可以忽略不计。图9显示的是产生的音圈位移基频的幅值响应曲线。尽管电压等幅增长，但是产生的位移增量在较大电压幅值时要小于较低电压幅值。因此，单元的非线性也导致了输出信号出现压缩的现象。

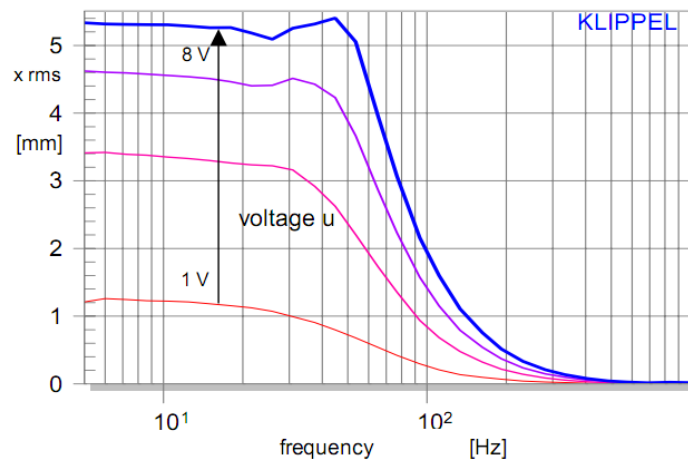


图9:在环境温度下，单元A的音圈位移随激励信号的频率 f 和电压 u 的变化曲线

图10显示的是在恒定激励电压下位移随频率的响应曲线，利用三角激光测量原理的传感器可用于测量振动盆的位移。测量的曲线与用大信号模型（如图5示）所预测的曲线吻合一致。第三条曲线表示的是用小信号参数所模拟的线性模型所产生的结果。很显然，线性模型不适用，在低频段，它的预测值比实际扬声器的输出要高出两倍。图11也表明了由于幅值压缩造成了速度有明显的损失。

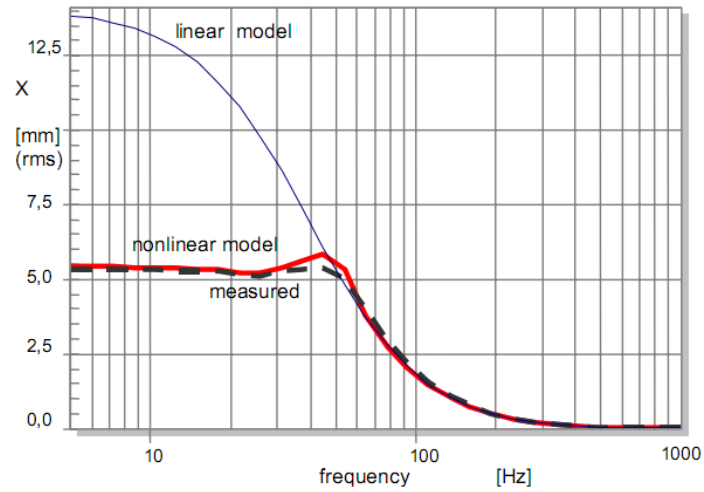


图10: 单元A的音圈位移在线性和非线性模型的预测及实测下随频率变化的曲线

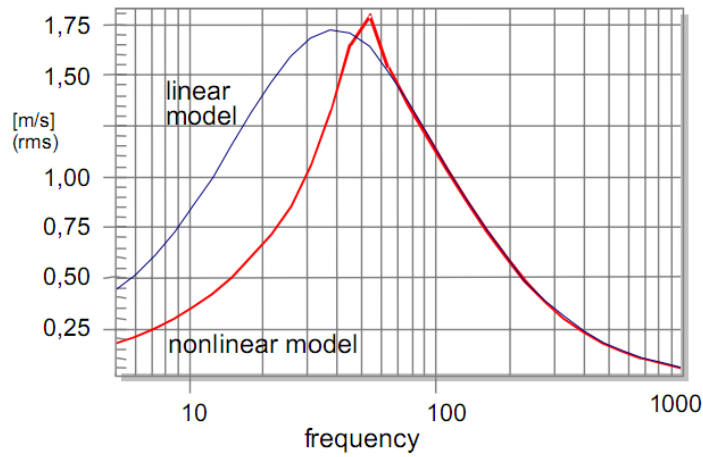


图11: 单元A的音圈速度V在线性和非线性模型的预测下随频率变化的曲线

而音圈温度的升高是通过两种方式达到的:

首先,降低的反生电动势会明显地改变谐振频率点的电输入阻抗,并且使得电流和输入功率 P_{Re} 增大,分别如图12和13所示。在40Hz处,冷态单元的音圈所吸收的功率,要比用线性模型所预测的要高达10倍多。

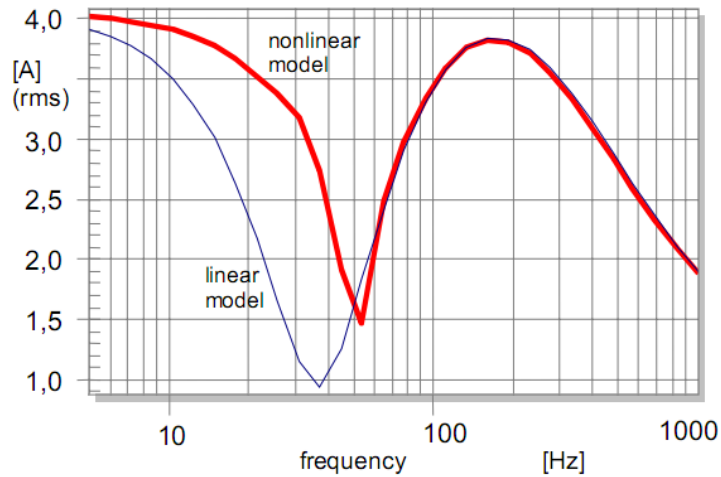


图12: 单元A冷态下的输入电流 I 在线性及非线性模型的预测下随频率变化的曲线

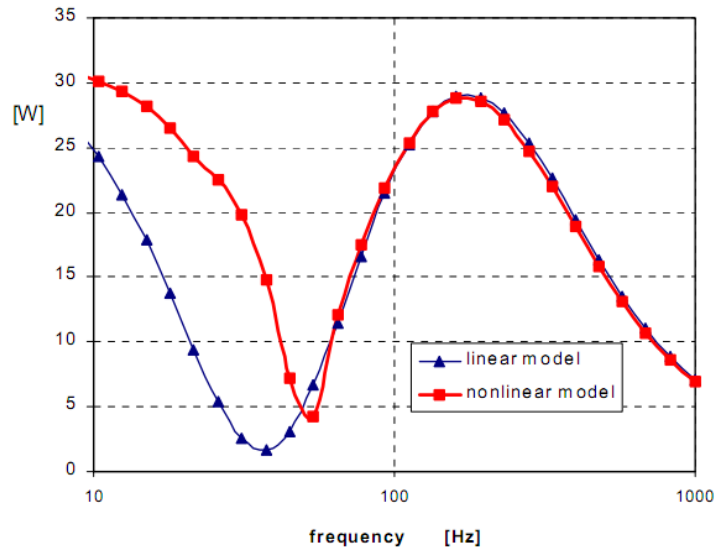


图13: 单元A冷态下的输入功率 P_{Re} 在线性及非线性模型的预测下随频率变化的曲线

第二，幅值压缩减弱了对流冷却的提升。

当信号幅值增大时，这两种结果都会导致音圈温度出现明显的升高。这对于工作在谐振频率附近的扬声器单元（比如超重低音系统）来说更为重要。

图14显示的是音圈阻抗的变化对声压响应的影响，分别为当 $\Delta T_v = 0 \text{ K}$ 和 $\Delta T_v = 100 \text{ K}$ 时，用线性模型和更为精确的非线性模型所作预测的对比。如果正弦激励信号的频率 f 大于谐振频率 f_s ，那么线性模型和非线性模型所预测的结果是一致的，热态时的功率压缩达到了 $PC=2.9\text{dB}$ 。在更高频段，因为电感较之于电阻有更为明显的贡献，因此功率压缩开始减小。在谐振频率之下，由于扬声器单元的非线性特性的影响，非线性热学模型预示出将有 8dB 的声输出减少。然而，此时若用线性热学模型来预测音圈发热仅仅只产生了一半的热功率压缩。

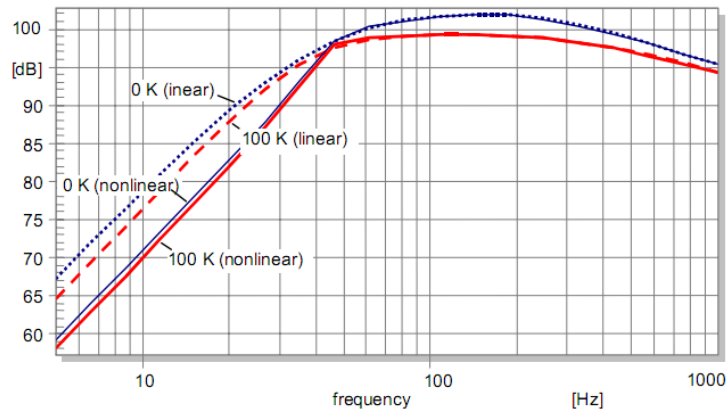


图14: 单元分别处于冷态和热态时，利用线性和非线性热学模型对声压响应曲线的预测

施加一个双音信号或者其它复杂的激励信号（如音乐信号等）到扬声器单元上，在高频段也会出现非线性的幅值压缩[6]。当第一个音（语音信号）的频率 f 变化，第二个音（低频音）

固定在 $f_2 = 20 \text{ Hz}$ 处，并且它们的幅值相同($U = 8 \text{ V rms}$)，低频音用来产生大的音圈位移，图15显示的就是第一个激励音的声压幅值响应。

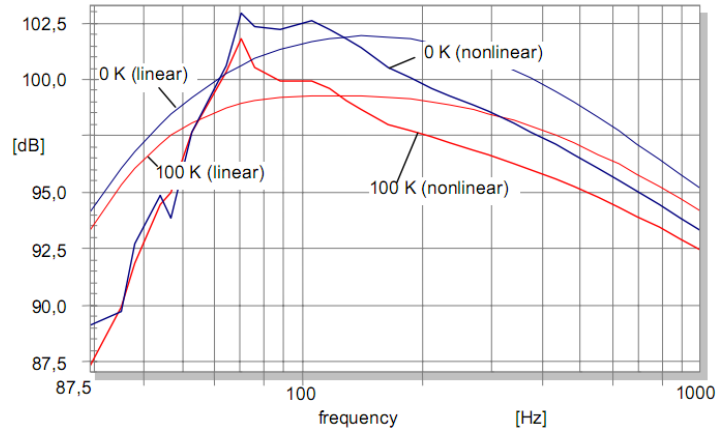


图15: 单元分别处于冷态和热态时，利用线性和非线性热学模型对单元在双音激励信号下的声压响应曲线的预测

很显然，线性模型不能显示出两个音调之间的相互影响。对于单元在冷态和热态下的频率响应，分别在图15中用蓝色线和红色线来表示，这与图14中的单音激励所得到的响应是相同的。实际的扬声器语音输出在低频段和高频段所产生的声压要明显低于用线性模型所预测的结果；只是在谐振频率之上，顺性的非线性特性才导致了约2dB的基频分量的输出变化量；热功率压缩对于谐振频率以下几乎可以忽略不计。

由双音激励信号源所产生的影响，说明了扬声器单元的非线性特性导致的各种征兆不仅会产生谐波失真、互调失真而且对于基频的声输出也会有着明显的影响。

4.2 非线性热学模型

扩展的热学模型如图16所示，它和图2所示的线性模型相比有着相同的集总元件 R_{tv} 、 C_{tv} 、 R_{tg} 、 C_{tg} 和 R_{tm} 、 C_{tm} ，它们分别表征的是音圈、导磁极柱、磁铁。在电路中还有一个额外的支路与电阻 R_{tv} 相并联，以及一个额外的功率源 P_{eg} 。此处，强迫对流冷却是由热容 C_{ta} 和与音圈的速度 v 及位移 x 有关的热阻变量 $R_{tc}(v)$ 、 $R_{ta}(x)$ 和 $R_{tu}(v)$ 来模拟的，它们模拟的是热模型的非线性特性。热阻 $R_{tc}(v)$ 指的是从音圈的表面到周围空气粒子间的热传递。尽管磁气隙中空气的速度将导致 $R_{tc}(v)$ 变化，但是参照振动盆速度的有效值 v_{rms} 来考虑，则更为实用。我们再引入一个对流参数 r_v ，则热阻就可以由下式表述

$$R_{tc}(v) = \frac{1}{v_{rms} r_v} \quad (20)$$

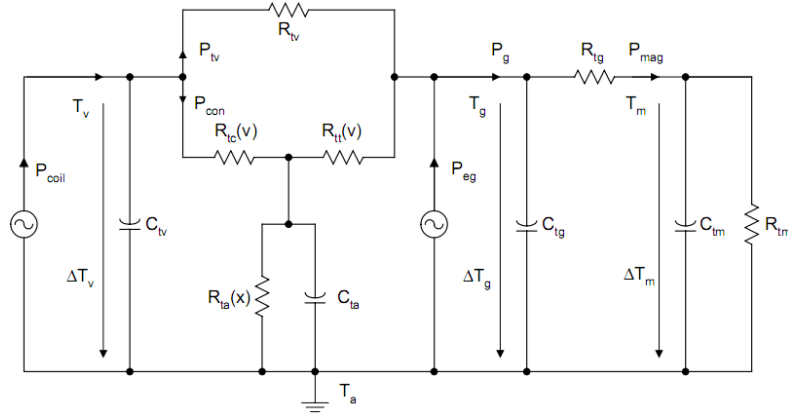


图16: 非线性热学模型

空气中的部分热量会直接经由热阻 $R_{it}(v)$ 传递到导磁极端部和磁铁上，但是更多的热量会经由热阻 $R_{ta}(x)$ 通过空气的交换传递到周围环境中。 $R_{ta}(x)$ 这个参数与音圈位移 x 和单元的几何特性有关，我们用下式表述

$$R_{ta}(x) = \frac{1}{x_{rms} r_x} \quad (21)$$

x_{rms} 为音圈位移的有效值， r_x 为对流参数。

在低频段，音圈大幅的位移变化能够保证有足够的空气交换，并且对于大多数扬声器单元来说，经由热阻 R_{ta} 传递到导磁极柱上的热量也可以忽略。参与对流冷却的空气的热容 C_{ta} 可以近似由下式得到：

$$C_{ta} \approx m_{air} \frac{kW.s}{kg.K} \quad (22)$$

其中， m_{air} 是等效的空气质量，单位：kg； C_{ta} ：Ws/K。

扩展的模型同时也兼顾了由于音圈骨架中、导磁极端部、以及靠近音圈的磁铁表面感应的涡流所产生的热量。

音圈上的功率为两者之和

$$P_{coil} = P_{Re} + \alpha P_{R2} \quad (23)$$

电阻 R_e 上所消耗的能量是依据式(1)得到的， α 是功率分割因子， P_{R2} 的表达式如下：

$$P_{R2} = R_2 i_2^2 \quad (24)$$

在电阻 R_2 中的电流 i_2 表达式如下

$$i_2 = \frac{i}{\sqrt{1 + \left(\frac{R_2}{L_2 2\pi f}\right)^2}} \quad (25)$$

剩余的功率大小为

$$P_{eg} = (1 - \alpha) P_{R2} \quad (26)$$

P_{eg} 是直接传递到导磁极端部和磁铁表面的热能。这个新的热学模型中一个重要的特征就是

有功功率分流系数

$$\gamma = \frac{P_{con} + P_{eg}}{P_{Re} + P_{R2}} \quad (27)$$

它描述的是输入功率中旁路了热阻 R_{lv} 的功率部分。功率分流系数 γ 越大，则热量直接传递到铁芯和周围环境中的量就越多，它不会对音圈的发热有贡献。

5 模型的验证

要对扩展模型中新的元件进行验证，我们得对各种扬声器单元完成一系列的专门的测量，来研究其实测值与预测表现下的一致性。

5.1 测量设置

如图17所示的方式[6]，施加一个多音激励信号到待测扬声器单元上。第一个音的频率固定在 $f_2 = 2 \text{ kHz}$ 处，用来让音圈产生明显的发热升温，由于单元A的谐振频率低于40Hz，因此这一个音调对音圈运动的影响可以忽略不计。第二个音的频率 f_1 是可变的，在5Hz到200Hz范围内以对数间隔取10点变化。这个信号当作一外部激励信号提供给失真分析仪（DA）的功率测试模块（PWT）。激励源同时带有一个周期循环的on和off阶段的程序设定，其相互间隔是2分钟。我们施加一个导频音其频率为 $f_p = 1 \text{ Hz}$ 的信号到周期循环的激励信号中，用以测量在接近直流的极低频段的音圈阻值 R_e 。用这样一个交变的导频音要比用一个附加的直流信号更为方便，这是因为这个导频音信号可以由一个常规的AC耦合功放馈给扬声器，而这种技术也避免了使音圈出现任何的附加直流偏移现象。

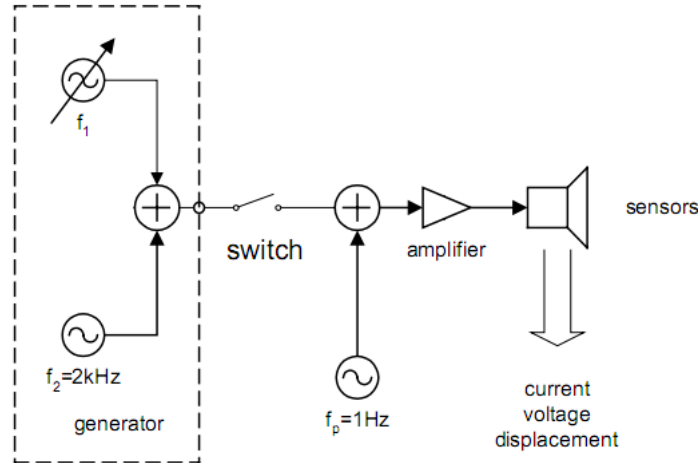


图17：对流冷却参数测量设置示意图

5.2 结果

图18显示了监测到的扬声器端的电压和电流有效值随测量时间 t 的变化曲线。 f_1 从5Hz开始，完成一个on/off周期后，就接着下一个频率的 f_1 。但是，在on阶段，电压始终保持不变为 17 V_{rms} ，电流则会根据电阻 R_e 相应改变。

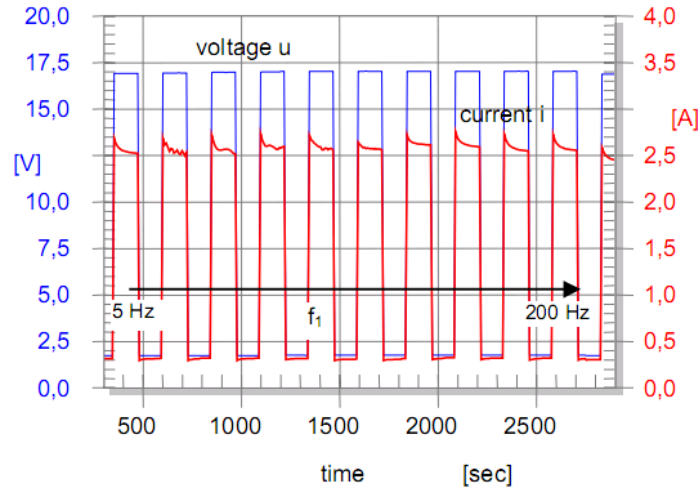


图18: 双音激励信号下, 电压 U (蓝线)和电流 I (红线)随测量时间变化的曲线

利用1Hz的导频音, 在功率测试期间, 就可以得到电阻 R_e 随时间 t 变化的曲线, 如图19所示。

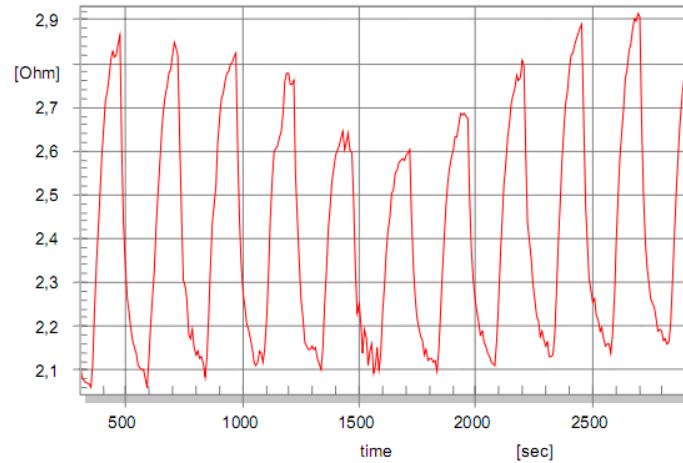


图19: 音圈直流电阻 R_e 随时间的变化曲线

音圈温度的增加量就可以通过 $R_e(T_v)$ 计算到, 此处铜线的温度系数 $\delta = 0.00393 \text{ K}^{-1}$, 其初始阻值 $R_e(T_a)$ 为在周围环境温度时的值。

$$\Delta T_v = \frac{1}{\delta} \left(\frac{R_e(T_v)}{R_e(T_a)} - 1 \right) \quad (28)$$

图20显示的是音圈温度 ΔT_v 和功率 P_{Re} 随测量时间的变化曲线。在每一个off阶段, 当功率 P_{Re} 为零时, 音圈温度 ΔT_v 就会迅速降至一个值 ΔT_{off} , 其大小接近稳态状态时磁铁的温度 ΔT_{mss} ; 在每一个on阶段, 音圈温度 ΔT_v 会达到最大值 ΔT_{on} , 其大小接近稳态条件下音圈的值 ΔT_{vss} 。在整个测试过程中, 磁铁的温度逐渐地升高约10K。为了减小受热容 C_{tv} 、 C_{tg} 和 C_{tm} 产生的热动态的影响, 我们需要在每一个周期循环后得到音圈温度变化的最大值 $T_{step} = \Delta T_{on} - \Delta T_{off}$ 和功率 P_{Re} 。

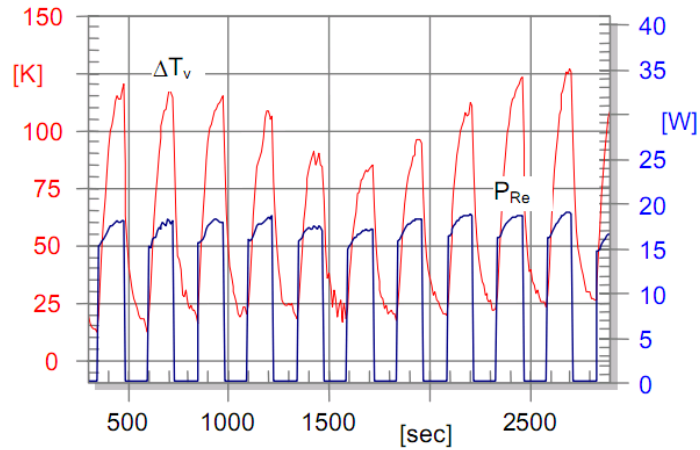


图20: 音圈温度 ΔT_v (红线) 和电阻 R_e 上的功率 P_{Re} (蓝线) 随测量时间变化的曲线

图21显示的是 T_{step}/P_{Re} 的比值，它描述的是电路中热阻 R_{tv} 和对流热阻 ($R_{tc} + R_{ta}$) 相并联后的总阻值随频率 f 的变化。在 $f = 40 \text{ Hz}$ 时，热阻的阻值与在极低频和高频段相比下降了约30%。

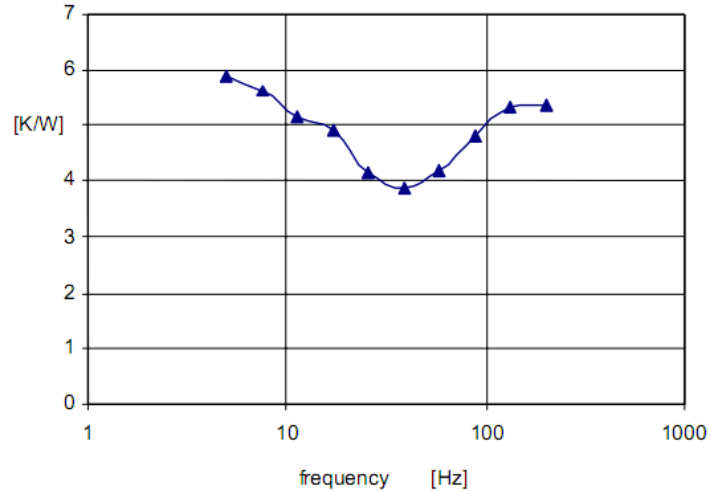


图21: 在周期循环中, T_{step}/P_{Re} 的比值随频率的变化曲线

两个对流热阻之和可以表示如下:

$$(R_{tc} + R_{ta}) = \frac{1}{\frac{P_{Re}(f_1)}{T_{step}(f_1)} - \frac{1}{R_{tv}}} \quad (29)$$

其中, 音圈的阻值为 $R_{tv} = T_{step}(f_2)/P_{Re}(f_2) = 6.2 \text{ K/W}$, 它是当只有高频音 ($f_2 = 2\text{kHz}$) 存在时所测量得到的值。

图22显示的是测量的 ($R_{tc} + R_{ta}$) 之和随频率 f 的响应曲线。很明显, 当音圈的速度和位移幅值如图23所示上升时, 这两个热阻之和就下降了。

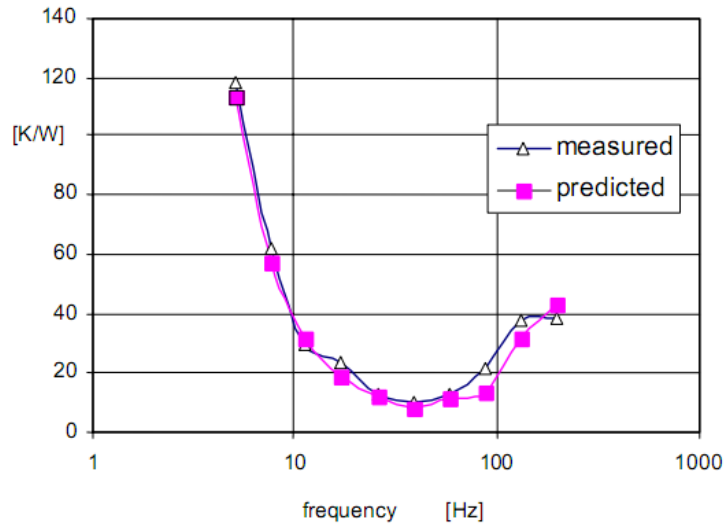


图22: 表征对流的总热阻 $R_{tc}+R_{ta}$ 阻值随频率变化的曲线

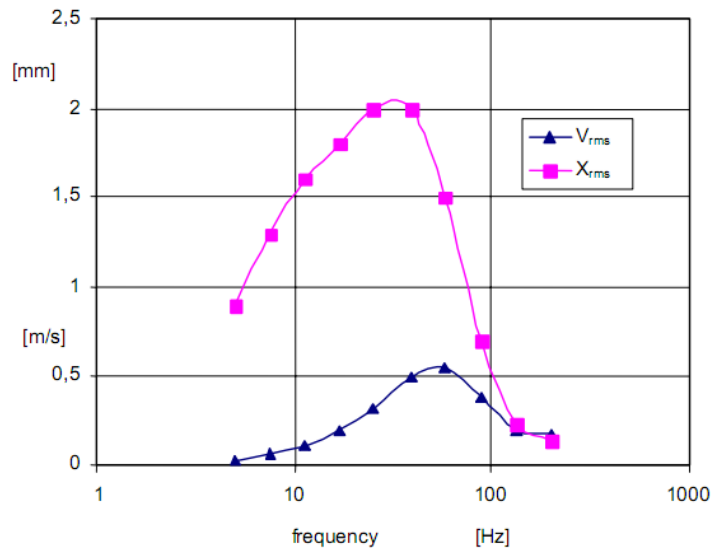


图23: 音圈位移 X 及速度 V 随频率变化的曲线

利用测量得到的音圈位移和速度（如图23所示），等式(20)和(21)中的对流参数就可以通过对预测曲线与实测曲线(如图22所示)进行拟合从而确定 $r_v = 0.30$ 和 $r_x = 300$ ，其一致性是相当好的。图24分别显示了热阻 R_{tc} 和 R_{ta} 的频响曲线。在整个测量频率范围内， R_{tc} 都要大于 R_{ta} ，这表明强迫对流冷却主要是由速度决定的。仅仅在高频段， R_{ta} 才略高一点，这是因为较小的位移无法提供足够的空气交换。无论如何，仅靠 R_{ta} 本身是不可能模拟对流冷却的，因为在低频段，靠近音圈表面的空气的速度是相当重要的，由于位移较大，不会出现泵浦效应。如果针对实际的应用，非线性模型还是可以进一步简化的，仅仅用与速度有关的阻值 R_v 来表示，而忽略掉 R_{ta} ，也是可行的。

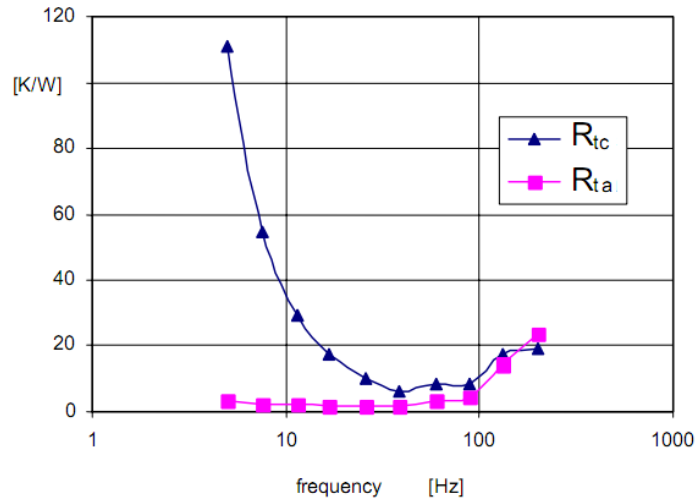


图 24: 热阻 $R_{tc}(v)$ 和 $R_{ta}(x)$ 的频响曲线

6 热学参数的测量

在验证此模型时，双音激励信号技术的使用已证明是十分有用的。在许多实际应用中，如图 25 所示的简化模型已然能足以描述其主要的影响了。这里只用与速度有关的热阻 $R_{tc}(v)$ 来表示空气的对流冷却，同时由于 $R_{tc} > R_{ta}$ 和 $R_{tu} \gg R_{tv}$ ，以及气隙中的空气质量很小的缘故，我们也可以忽略掉 R_{ta} 、 R_{tu} 和 C_{ta} 的影响。运用现成的设备，我们就可以更快地辨识出简化模型里余下的参数。

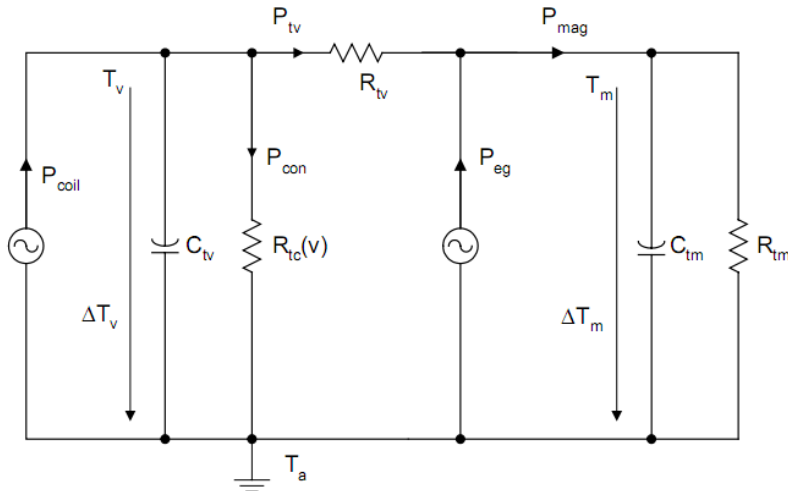


图25: 简化的热学模型

6.1 执行测量

此处我们建议进行四次测量。首先，线性参数 $Re(Ta)$ 、 $L2$ 和 $R2$ 需要从冷态单元的电阻抗曲线中确定得到。然后进行后续的三次需要较长时间的功率测试，即：采用一个单音激励信号按照下述设置进行（此处的 f_A 、 f_B 、 f_C 表示对输入信号的频率作了三次不同的设定）：

- 第一次设定 $f_A \approx 10 fs$ ，测量音圈及磁铁的参数
- 第二次设定 $f_B \gg f1$ ，测量直接热传递
- 第三次设定 $f_C \approx 1.5 fs$ ，测量对流参数。

在第一个功率测试中，单音信号的频率 f_A 被设定在中频带，此时空气的对流冷却可以忽略不

计;在第二个功率测试中,单音信号的频率 f_b 应尽可能的设定得较高些,以测量涡流的最大影响;在第三个功率测试中,单音信号的频率 f_c 被设定在谐振频率附近,但并不等于谐振频率 f_s 处,以便为扬声器单元提供足够的功率。

激励源的on和off是由一个固定周期循环程序设定($t_{on} = 25 \text{ min}$, $t_{off} = 5 \text{ min}$)。激励源的幅值大小是根据特定单元来调整的,以获得足够的发热,同时也要避免热或机械损坏。功率测试的持续时间应当足够长 ($> 4\tau_m$) 以便使得导磁极板、磁体、及盆架处于热平衡状态。

在测试过程中,我们将对输入电流 $i(t)$ 的有效值和音圈阻值 $R_e(t)$ 进行监测并以足够的时间解析度加以记录。在进行第三个功率测试时(即激励源的频率设为 $f = f_c$ 时),还要对音圈位移的有效值 $X(f_c)$ 进行测量。

6.2 读取温度的变化量

一旦执行上述三个功率测试,并设定好相应的音圈材料的温度系数 δ ,由式(28)式就可以

以计算得到音圈温度 $\Delta T_v(t)$ 。图26显示的是对实例扬声器单元A在执行第一个功率测试期间温度 $\Delta T_v(t)$ 和功率 P_{Re} 的随时间的变化曲线。

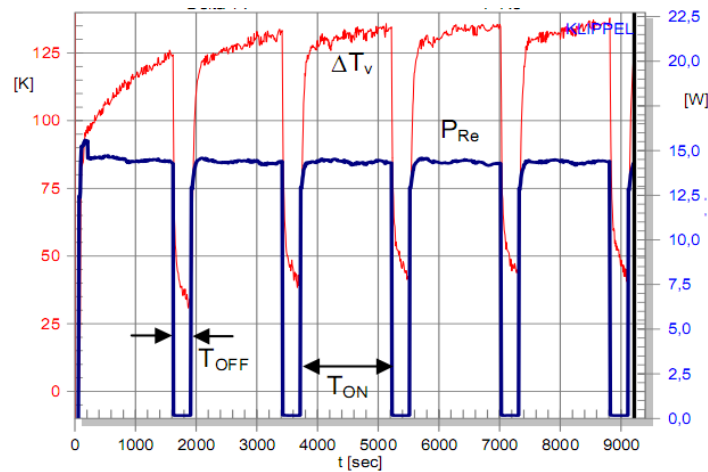


图26: 当设定 $f_A = 1 \text{ kHz}$ 时,音圈温度 ΔT_v (细线)及功率 P_{Re} (粗线)随时间的变化曲线

针对三个功率测试,在测试中的最后的一个测试周期中,当音圈和磁铁达到热平衡状态时,音圈温度的最大值 $\Delta T_{on}(f)$ 可以在off阶段的起始点 t_{s_off} 时刻点测量,图27显示的是进行第一个功率测试时的测量曲线。音圈的时间常数 τ_v 较短将会引起在off阶段的初始就会出现温度快速下降。磁铁/盆架组件的时间常数 τ_m 较大,将引起在稍后时间里出现一个额外的衰减。要将这两个过程分离开来,那么将早的衰减可以近似地用一条直线来表示,它与off阶段的最小温度的交叉点就给出了衰减时间 t_{slope} 。在经过大约5倍音圈的 t_{slope} 时间后,音圈就接近达到了热平衡状态,并且温度 $\Delta T_{off}(f) = \Delta T_v(t_{s_off} + 5t_{slope})$ 可以分别在以上三个功率测试(即: $f = f_A$, f_B 和 f_C)中测量得到。

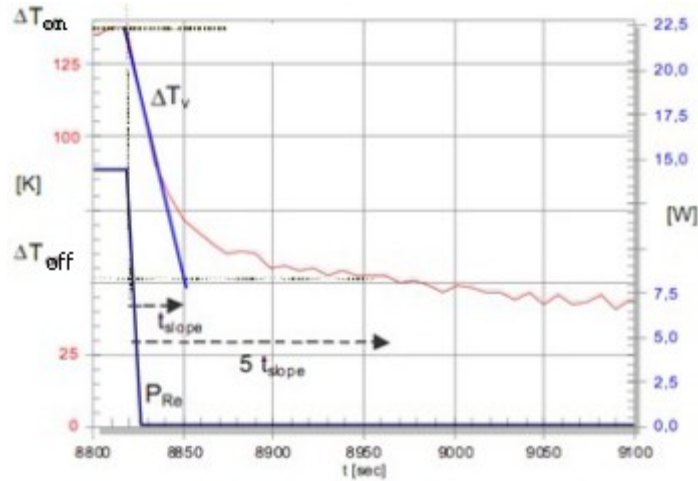


图27：在最后一个ON/OFF周期中读取温度 T_{on} 和 T_{off} 。

6.3 读取时间常数

我们来考察第一个功率测试中，当激励音调 f_A 处于off阶段时，查找当温度 ΔT_{tau_v} 等于下式时的时间 t_{tau_v} ，

$$\begin{aligned} \Delta T_{tau_v}(t_{tau_v}) &= \Delta T_V(t_{s_off} + \tau_v) \\ &= 0.37\Delta T_{on}(f_A) + 0.63\Delta T_{off}(f_A) \end{aligned} \quad (30)$$

如图28所示，然后就可以计算得到音圈的时间常数如下：

$$\tau_v = t_{tau_v} - t_{s_off} \quad (31)$$

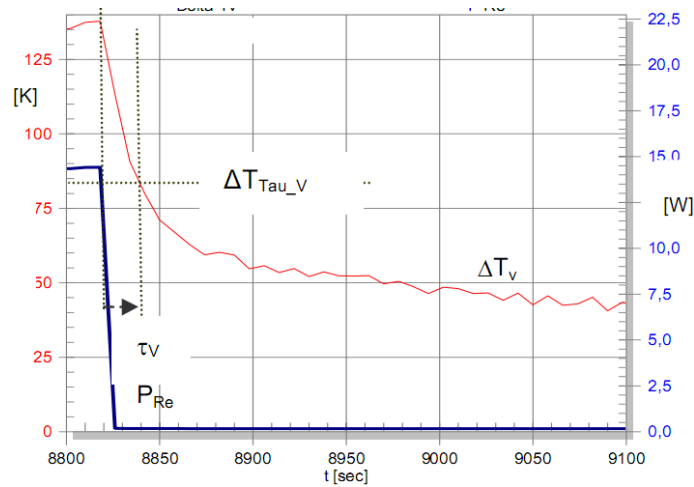


图28：读取音圈的时间常数 τ_v

最后，磁铁经过一个时间常数后所对应的门限温度 ΔT_{tau_m} 如下

$$\Delta T_{tau_m} = \Delta T_v(t_{start} + \tau_m) = \Delta T_{on} - 0.37 * \Delta T_{off} \quad (32)$$

当音圈的温度等于 ΔT_{tau_m} 时，读取起始时间 t_{start} 和时间常数 τ_{tau_m} 后，就可以计算出时间常数 τ_m

$$\tau_m = t_{tau_m} - t_{start} \quad (33)$$

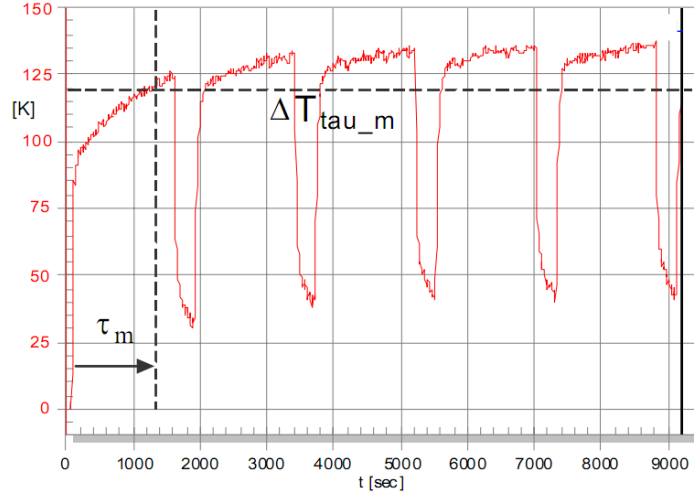


图29：读取磁铁的时间常数 τ_m

6.4 参数计算

利用先前的测量结果，我们就可以来计算热学参数了：

1. 功率分配系数

$$\alpha = -\frac{\varepsilon P_{Re}(f_2) - P_{Re}(f_A)}{\varepsilon P_{R2}(f_2) - P_{R2}(f_A)} \quad (34)$$

其中在 R_e 和 R_2 上消耗的功率由式（1）和式（24）可得，而温度变化比 ε 由下式得到

$$\varepsilon = \frac{\Delta T_{on}(f_1) - \Delta T_{off}(f_A)}{\Delta T_{on}(f_2) - \Delta T_{off}(f_B)} \quad (35)$$

相关参数是需要两个功率测试条件下（即分别当频率为 f_A 和 f_B 时）测量得到的。

2. 磁铁和盆架组件的热阻

$$R_{tm} = \frac{\Delta T_{off}(f_A)}{P_{Re}(f_A) + P_{R2}(f_A)} \frac{t_{on} + t_{off}}{t_{on}} \quad (36)$$

应当考虑在一个周期内的功率的平均值

3. 音圈的热阻

$$R_{tv} = \frac{\Delta T_{on}(f_A) - \Delta T_{off}(f_A)}{P_{Re}(f_A) + \alpha P_{R2}(f_A)} \quad (37)$$

两个功率源的影响都需要考虑。

4. 音圈的热容

$$C_{tv} = \frac{\tau_v}{R_{tv}} \quad (38)$$

5. 磁路结构的热容

$$C_{tm} = \frac{\tau_m}{R_{tm}} \quad (39)$$

6. 源于对流冷却的热阻

$$R_{tc} = \frac{1}{\frac{P_{Re}(f_c)}{\Delta T_{on}(f_c)} - \frac{1}{R_{tv} + R_{tm}}} \quad (40)$$

7. 对流冷却参数

$$r_c = \frac{1}{x_{rms} 2\pi f_c R_{tc}} \quad (41)$$

6.5 实例

我们将这一测量技术运用到实例单元A上，相关的热学参数列于表二中

参数	值	单位
R_{tv}	5.9	K/W
C_{tv}	3.6	Ws/K
m_{copper}	9.7	g
R_{tm}	4.1	K/W
C_{tm}	272	Ws/K
m_{steel}	545	g
r_v	0.12	Ks^2/Wm^2
α	36	%
$R_e(T_a)$	1.88	Ω
R_2	7.97	Ω
L_2	0.23	mH
δ	0.00393	K^{-1}

表二：扬声器单元A的热学参数值

描述单元的热学特性的参数只有几个。使用非线性特性模型，我们可以针对任意的具有不同频谱属性的输入信号，对于在单元的音圈磁铁上所产生的温度以及其热传递行为进行预测。三个功率测试期间的相关温度及功率现列于表三中。即使在 R_e 上消耗了几乎是相同的输入功率 P_{re} ，在80Hz处，音圈的温度 ΔT_{on} 也明显要低于1KHz处，这是因为在80Hz时消耗在 R_e 和 R_2 上的一半的功率($\gamma = 60\%$)直接进入了对流冷却过程。在16KHz处，输入功率中明显有一部分($\gamma = 46\%$)也是直接传递到了导磁极端部上，它不会对于音圈的发热起作用。

测量参数	1 st	2 nd	3 rd	单位
f	1000	16000	80	Hz
ΔT_{on}	138	130	52	K
ΔT_{off}	52	75	20	K
P_{Re}	14	4.8	13	W
P_{coil}	14.5	9.3	13	W
P_{eg}	0.8	7.9	0	W
P_{R2}	1.3	12.4	≈ 0	W
P_{tv}	14.6	9.3	5.2	W
P_{mag}	15.4	17.2	5.3	W

P_{con}	≈ 0	≈ 0	7.8	W
γ	5.3	46	60	%

表三：不同频率激励信号下的音圈温度及功率分配

7 热学优化设计

热学模型的建立和新的参数测量技术的开发使得对扬声器的设计方案的评估成为了可能，以便能利用它来改善单元的热传递或研发有着高功率承受能力的扬声器单元。很多方法都有在许多论文中提到，比如，在磁气隙中使用磁液，或在导磁极板上开孔以提高空气的流通性等。图30显示的是一种比较经典的开孔方式，它的开孔位于扬声器单元B的导磁柱中心，这在很多扬声器单元上都能看到。这个孔的主要目的是使导磁柱、音圈骨架和球形防尘帽下围成的空间能够形成空气流通，它对于扬声器单元的电-力和热学现象都有影响。

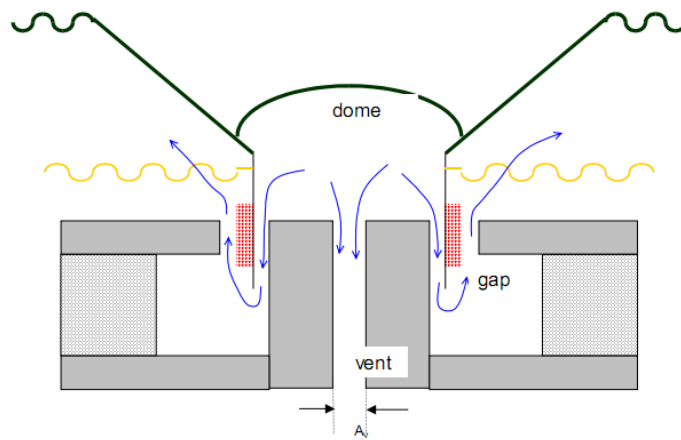


图30：扬声器单元下导磁板开孔剖视图

我们针对扬声器单元B分别在开孔和将孔完全密封(以下简称为“闭孔”)两种情况下，测量其线性参数、非线性参数和热学参数。

图31显示的是单元在开孔和闭孔方式下的电阻抗曲线，表4列出了执行功率测试前所测量的两种情形下的线性参数，两种情况下，大部分的参数 (R_e 、 L_e 、 L_2 、 R_2 、 M_{ms}) 没有变化。力学劲度 K_{ms} 在第一个功率测试期间出现了机械疲乏，在闭孔状态下测试时就已经下降了10%。在闭孔状态下，包围的空气受防尘帽运动的迫压而通过磁气隙和定心支片。气流在磁气隙中的摩擦明显增大了机械损耗，这使得在谐振频率 f_s 处的电阻值下降了，并且 Q_{ms} 的值也从8.5减小到了2.4。此时电阻尼 $Q_{es} = 0.38$ 起着主导作用，总的损耗因子也仅为 $Q_{ts} = 0.33$ 。因此，整个单元的性能并没有明显的发生变化。这一结论同样适用于在大信号范围下的表现，这是因为 $Q_{ts}(x)$ 是受单元的非线性特性 $Bl(x)$ 和 $C_{ms}(x)$ 的影响的，它也是随着音圈的位移 x 而变化的。尽管图32揭示出当在稍大位移下 $x_{peak} = 4 \text{ mm}$ 时， $Q_{ts}(x)$ 都已变到了两倍原值，但是在闭孔状态下单元的变化差值却是要小得多的。此处，将孔密封既不会产生气隙中气流紊乱的可闻噪音，也不会增大顺性的非线性特性。

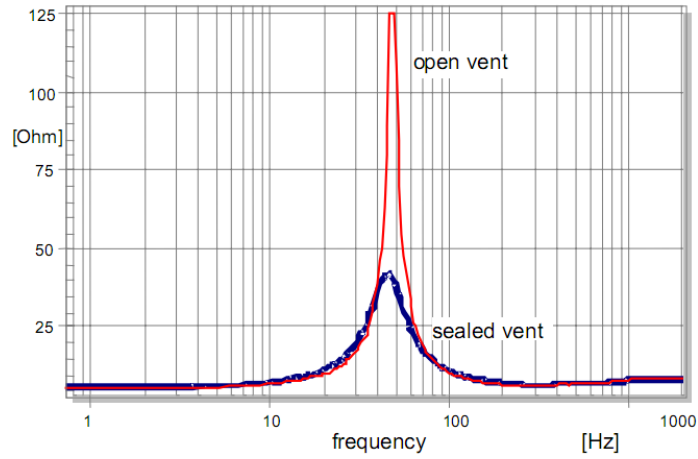


图31：扬声器单元在开孔(粗线)和闭孔（细线）状态下的电阻抗曲线

参数	开孔状态	闭孔状态	单位
R_e	5.72	5.78	Ohm
L_e	0.089	0.092	mH
L_2	0.773	0.730	mH
R_2	2.84	2.81	Ohm
f_s	48.0	45.0	Hz
M_{ms}	14.744	14.843	g
R_{ms}	0.523	1.756	kg/s
C_{ms}	0.75	0.84	mm/N
K_{ms}	1.34	1.19	N/mm
BL	8.00	7.99	N/A
Q_{ms}	8.51	2.39	
Q_{es}	0.40	0.38	
Q_{ts}	0.38	0.33	

表四：扬声器单元B在开孔和闭孔状态下的线性参数

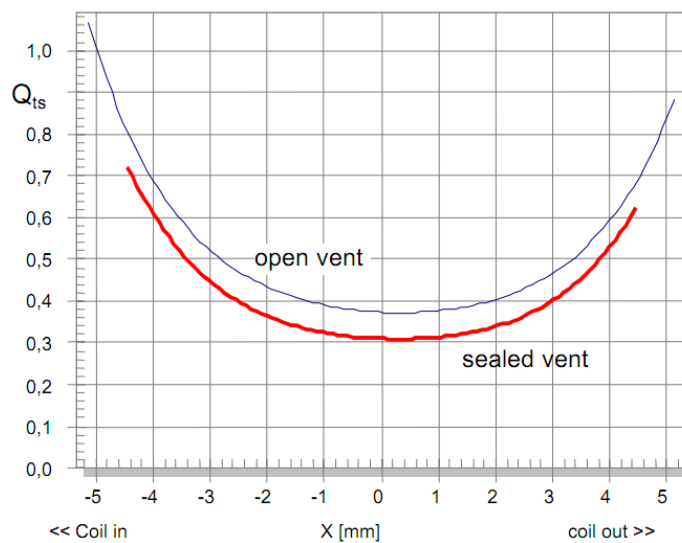


图32：扬声器单元B在开孔和闭孔状态下，总的损耗因子 $Q_{ts}(x)$ 随位移变化的曲线

测量了线性和非线性参数后，我们再来研究热学性能。使用前述的双音技术，分别对在开孔和闭孔两种状态下，当音圈位移幅值相近时测量单元的 $R_{tc}(v)$ 和 $R_{ta}(x)$ 参数。我们用一个2KHz的音频让音圈发热，同时第二个音频在5Hz到200Hz范围内变化，以观察音圈位移的影响。分别对于开孔和闭孔两种情形，单元的热阻 $R_{tc}(v) + R_{ta}(x)$ 的总阻值的预测值和实测曲线吻合得很好，分别如图33和图34所示。但是，闭孔状态下的单元其 $R_{tc}(v) + R_{ta}(x)$ 总热阻值明显要低于开孔状态下的。

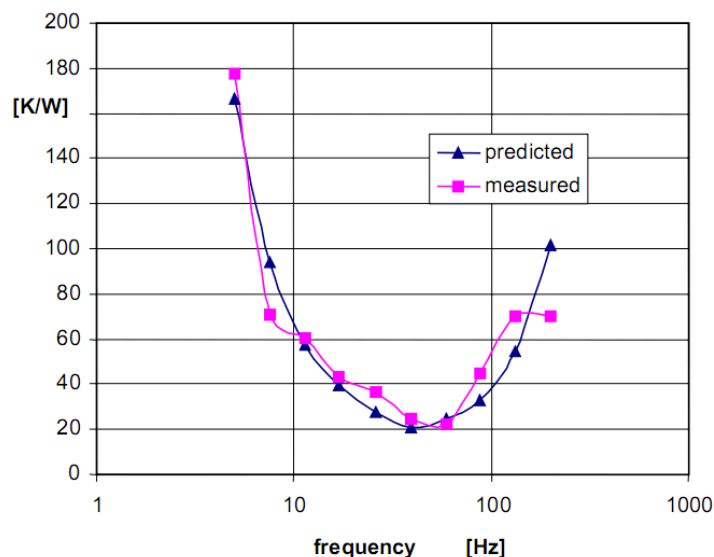


图33：在开孔状态下，总热阻 $R_{tc}+R_{ta}$ 的频响曲线

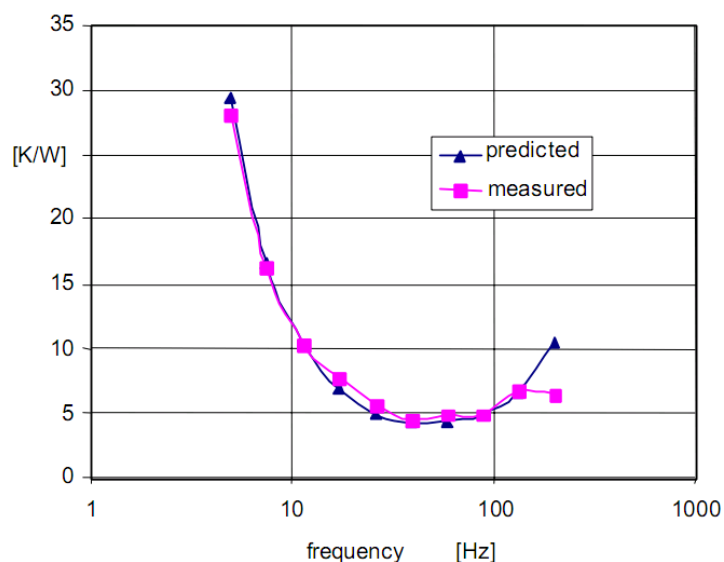


图34：在闭孔状态下，总热阻 $R_{tc}+R_{ta}$ 的频响曲线

图35和图36分别显示的是热阻 $R_{tc}(v)$ 和 $R_{ta}(x)$ 的实测频响曲线，它揭示出两种设计方式在对流冷却方面有着较为明显的差异。热阻 $R_{tc}(v)$ 在谐振频率点 f_s 处有个最小值，因为此处振动盆的速度 v 最大，但是，闭孔单元的 R_{tc} 的最小值却仅是开孔单元实测值的四分之一。很显然，闭孔的单元不存在气流的旁路现象，它强迫所有的空气通过磁气隙，从而加大了音圈表面的空气容积速度。

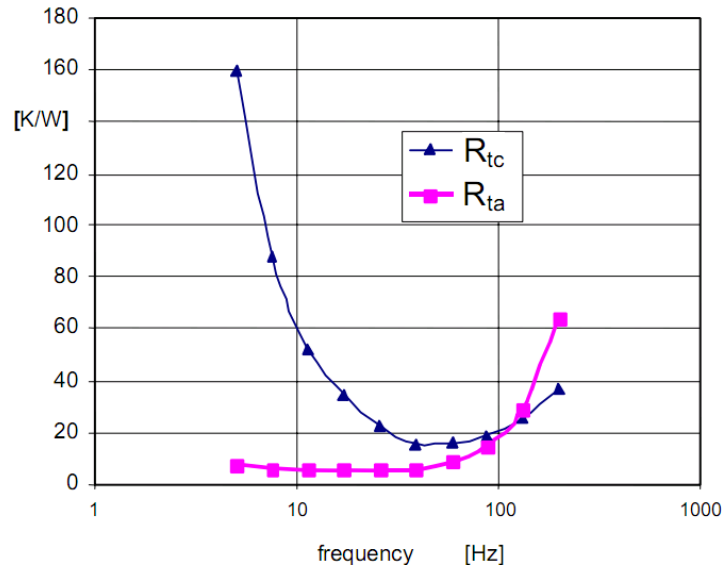


图35: 在开孔状态下, 热阻 $R_{tc}(v)$ 和 $R_{ta}(x)$ 的实测频响曲线

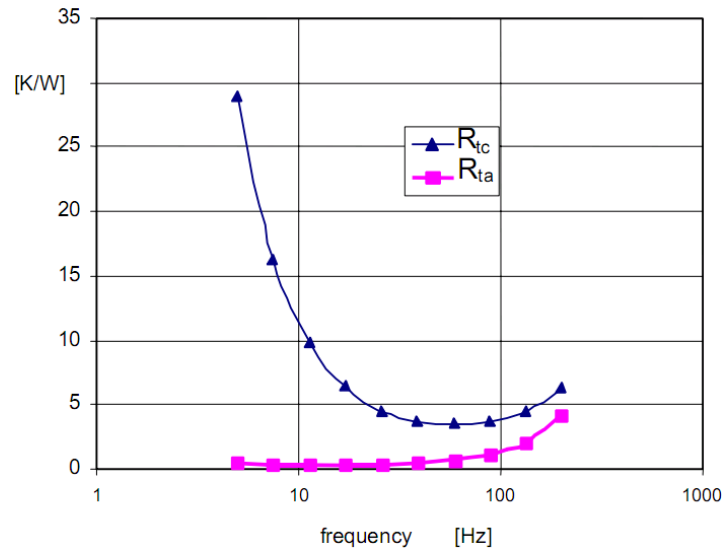


图36: 在闭孔状态下, 热阻 $R_{tc}(v)$ 和 $R_{ta}(x)$ 的实测频响曲线

在开孔的状态下, 扬声器单元B的热阻 $R_{ta}(x)$ 也明显要高些, 这和磁气隙中的空气流通较少是相对应的。

热阻 $R_{tc}(v)$ 和 $R_{ta}(x)$ 越低, 则从音圈旁路的热功率就越多。热功率的旁路系数 γ (如图 37所示)显示在闭孔状态下有高达50%的输入功率不会对单元的音圈发热起作用。在开孔状态下, 对流方式的冷却仅可以将17%的热量直接传递到周围环境里去。

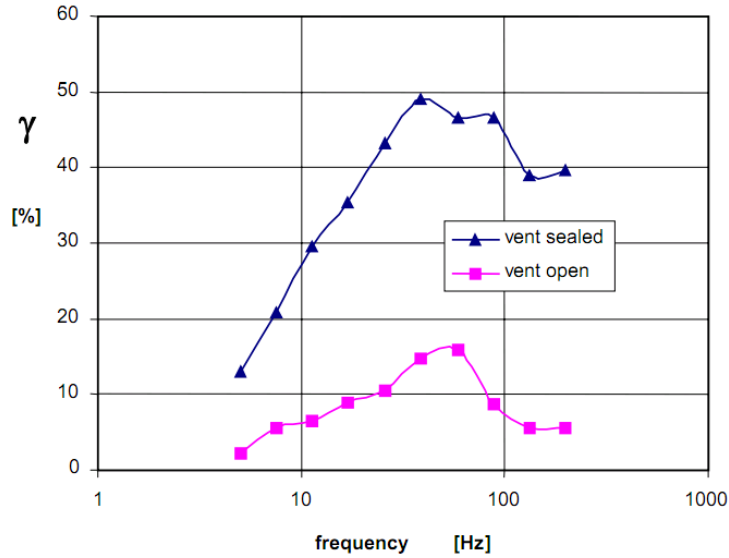


图37: 在开孔和闭孔状态下, 热功率的旁路系数 γ 随激励信号频率变化的曲线

针对这个特定的实例单元而言, 闭孔形式对于功率的承受能力而言会带来明显的益处, 且不会导致 Q_{ts} 和 f_s 出现较大的改变, 也不会出现其它不良影响。但是, 对于所有扬声器单元而言, 这一结论并不能普遍化。如果音圈的直径很大, 防尘帽下的空气容积的相对变化就会很大, 则其包围的air的非线性顺性就可能会产生谐波失真。其不对称的特性也将可能在音圈位移中产生一直流成分, 音圈就会往正方向 (即远离导磁下板的方向) 的顺性极大值偏移。空气在磁气隙中较快的速度也将由于气流的紊乱而可能产生额外的噪音。因此, 开孔的面积 A_v 应尽可能的小, 以便能利用对流冷却的传热方式, 但又需尽可能地要大, 以避免导致非线性影响。

8 结论

大信号领域, 音圈的发热是一个至关重要的问题, 单元的非线性特性 $Bl(x)$ 、 $C_{ms}(x)$ 、 $Le(x)$ 和强迫空气对流对于音圈的温度 T_v 有着显著地影响。因此, 非线性模型必须要考虑到电-力与热学机理之间相互复杂的作用。在原传统模型的基础上加以扩展, 我们引入了带有非线性参数的集总元件的等效电路。这个模型在许多扬声器上得到了验证。模型中针对特定扬声器单元的自由参数可以用本文所提出的简单的技术就能加以辨识。

这个模型可以在任意的输入信号下对于扬声器音圈的温度和其它状态变量有着更好的预测。它可以很容易地在扬声器设计或数字控制单元中实施数值仿真。

本文中的热模型、热预测及热测量技术能够对于扬声器的热传递有着更深入的理解:

对流冷却方式以及直接传递到磁铁/导磁极端部 (因涡流所产生的热) 的方式是很重要的旁路热能的方式, 它降低了音圈的发热。对于音圈发热没有直接贡献的那部分热能, 我们可以用旁路系数 γ 来表示。这个参数应当在实际设计中进行优化调试。

非线性参数 $Bl(x)$ 、 $Cms(x)$ 和 $Le(x)$ 改变了电输入阻抗，并增大了扬声器的输入功率。非线性特性同时也导致了位移幅值的压缩，这会削弱正常的对流冷却方式。这两种影响都会使得音圈的温度上升。

在空气对流冷却方式中，最重要的路径就是音圈表面与环绕音圈周围的空气层之间的热传递。热阻 $R_{tc}(v)$ 的值取决于振动盆的速度 v 。幸运的是，通常有着较大的音圈速度 v 便会有着足够大的音圈位移 x ，这就能保证空气的流通以及与周围环境的热传递。

一个考虑了非线性和热学效应的精确的扬声器模型可以揭示出信号失真的成因、力学位移以及功率承受能力受限的因素。本文中的实例也给出了常规扬声器新的潜在的设计方法指导，利用它可以对扬声器大信号表现进行改善。

9 参考文献

- [1] Henricksen, Clifford A, "Heat Transfer Mechanisms in Loudspeakers: Analysis, Measurement and Design," J. Audio Eng. Soc. Vol 35. No. 10 , pp. 778-791, October 1987
- [2] D. Button, Heat Dissipation and Power Compression in Loudspeakers, J. Audio Eng. Soc., Vol. 40, No1/2 , pp. 32-41, January/February 1992.
- [3] C. Zuccatti, Thermal Parameters and Power Ratings of Loudspeakers, J. Audio Eng. Soc., Vol. 38, No. 1,2, pp.34-39, January/February 1990.
- [4] Chapman, P. J, "Thermal Simulation of Loudspeakers," presented at the 104th Convention of Audio Eng. Soc., May 1998, Preprint #4667.
- [5] Behler, Gottfried K; Bernhard, Armin, "Measuring Method to derive the Lumped Elements of the Loudspeaker Thermal Equivalent Circuit," presented at the 104th Convention of Audio Eng. Soc. 1998 May 16-19, Amsterdam, preprint #4744.
- [6] "Measurement of Nonlinear Thermal Loudspeaker Parameters, " Application note AN19, KLIPPEL GmbH, www.klippel.de.