图 3 是不同厚度 PVDF 膜实测的热释电电压响 应 [(a), (c), (e)]及对应的极化分布  $P_x/P_0$ [(b), (d), (f)]。其中(a)、(b)对应于  $l = 50 \mu m$ , (c)、(d) 对 应于  $l = 110 \mu m$ , (e)、(f)对应于  $l = 368 \mu m$ 。

4 讨论与分析

(1)图 3表明,不同厚度的 PVDF 薄膜中的 P
 (x)分布基本上都是以 x = l/2 为轴的轴对称的分
 布。这反映了膜内是以 P(x)分布为主,即使有空间
 电荷 ρ(x),它的作用也可等效于一个电极化分布。

(2)从 P(x)分布可看到, PVDF 膜在 x = l/2 附 近有极大值,这表明在膜的中央区域是最容易极化, 而试样表面则可能有较高的矫顽场。这结果与文献 报导是完全一致的<sup>[1,5]</sup>。



关线: 体态体; 虚线: 衣面态体

图 4 温度增量 T(x,t) 的幅值空间分布

(3) 图 4 给出 x = 0 时的表面入射, 调制频率为 100Hz, l = 110 μm 试样中温度增量 T(x, t) 的幅值空 间分布。其中虚线是表面热源激发的, 而实线是体热 源激发的( $\beta = 50$  cm<sup>-1</sup>)。这充分表明体热源与 P(x)的相互作用范围远大于表面热源。实验也表明, 利用 光透入法对于厚度为 50 ~ 368 μm 的 PV DF 膜, 检测 频率范围为 80 ~ 800Hz。而用表面热源法时, 将扩大 至 200 ~ 1500Hz。故光透入的激光强度调制技术是 一种能获得更多 PV DF 膜内电学性质的新途径。

#### 参考文献

1 W.Eiscnmenger & M. Haardt. Solid State Commun, 1982;41:917

2 R. E. Collins. J. Appl. Phys, 1980; 51: 2873

3 S. B. Lang & D. K. Das-Gupta. J. Appl. Phys; 1986; 59: 2151

4 Applications of Ferroelectric Polymers. Ed. by T. T. Wang, J. M. Herber and A. M. Glass, 1988; Blackie and Son Ltd

5 F. I. Mopsik & A. S. Deraggi. Appl. Phys. Lett, 1984; 44(1):65

## 由弛豫频率测定空气绝对湿度的理论基础

赵松龄 王寅观 姚国民 (同济大学声学研究所 上海·200092)

#### 1 概 述

大量实验表明, 空气中的声吸收与空气湿度密 切相关。C.M.Harris<sup>[1]</sup>用混响法测定了在若干给定 温度与频率下声吸收与相对湿度的关系。I.B.Evans 等<sup>[2]</sup>则在给定温度与相对湿度的条件下,给出了宽 广频率范围内的声衰减系数。空气中声吸收的机制 也已被详尽研究<sup>[3,4]</sup>。声吸收可看成由两部分迭加而 成:一是经典吸收, 它来源于分子运动内迁移现象产 生的粘滞性与热传导。另一部分是分子吸收, 它来源 于分子整体运动(外自由度)与分子振动(内自由度) 间作能量交换时的弛豫现象。能量交换所需时间的 特征值叫做弛豫时间, 其倒数叫做弛豫频率。声波频 率在弛豫频率两侧, 声吸收会有明显变化。空气中存 在的水蒸气对弛豫频率有显著的影响。涉及声吸收 的重要理论关系也已经基本完备。

本文综合前人的研究成果,根据声波频率、空气 声学技术 温度和湿度等参量对声吸收作用的内在联系,把离 散的复杂关系归纳成紧凑的单因子变化规律,提出 了弛豫频率与空气绝对湿度的严格计算公式,式中 涉及的一些参数则由较系统的实验数据拟合而得。

2 理论关系式

设平面声波在空气中传播时的衰减系数为 α, 记α= α₀+ α₀(1)

式中  $\alpha_0$  对应于经典吸收,  $\alpha_i$  对应于分子吸收。设衰 减系数  $\alpha$  以 dB/km 为单位, 频率 f 以 kHz 为单位,  $\alpha_0$ 可由(2) 式决定  $\alpha_0 = 0.145f^2$  (2) 设声波波长为  $\lambda$ , 在  $\lambda$  距离内由于分子振动弛豫产生 的衰减量为  $\alpha^*$ , 即  $\alpha^* = \alpha_0 \lambda$  (3) 由弛豫吸收理论可得

 $\alpha^* = \alpha^*_m \cdot 2f \cdot f_m / (f^2 + f^2_m)$  (4) 式中  $\alpha^*_m$  为弛豫吸收峰值,  $f_m$  为弛豫频率。对于 1 摩 尔气体,  $\alpha^*_m$  以奈培为单位时可由下式决定

— 105 —

 $\alpha_{m}^{*} = (\pi/2) \cdot RC_{vi} / [C_{va}(R + C_{va})]$ (5)

式中 R 为气体常数,  $C_{ea}$ 和  $C_{ei}$ 分别对应于外自由 度 (分子平动与转动)和内自由度(分子振动)对定容 热容量的贡献。对于空气,  $C_{ea}$ = 5R/2。设空气绝对温 度为 T, 由经典量子统计理论<sup>[5]</sup>, 可得分子平均振动 能量  $\overline{E}$  为  $\overline{E}$ =  $hv/[\exp(hv/kT) - 1]$  (6a) 式中 k 为玻尔兹曼常数, hv 为分子振动能级, 记分子 振动的特征温度为  $T_D$ , 即  $hv = kT_D$ 。在常温条件下,  $T_D \gg T$ , 式(6a) 简化为  $\overline{E} = kT_D \cdot \exp(-T_D/T)$  (6b)

氧和氮分子振动的特征温度分别为 2230°K和 3329°K,可见氮分子平均振动能量远小于氧分子的 相应值,因此我们可以暂不考虑氮分子振动弛豫产 生的影响。考虑到单个分子振动对 *C*<sub>ei</sub>的贡献为 *Œ*/ *α*<sup>-</sup>,1 摩尔空气中有 1/5 摩尔氧,可得

 $C_{vi} = (R/5) \cdot (T_D/T)^2 \exp(-T_D/T)$  (7) 代入式(5),乘以 8.686,使  $\alpha_n^*$  以 dB 为单位,可得

 $\alpha_m^* = 0.312 \cdot (T_D/T)^2 \exp(-T_D/T)$ (8)
表明弛豫吸收峰值主要决定于空气的绝对温度 *T*。

水分子弯曲振动的特征温度为 2252°K, 与氧的 特征温度很接近, 因此, 两者相互间分子振动能量的 交换非常强烈, 当空气中存在一定量水蒸汽时, 通过 水分子的中介作用, 氧分子振动弛豫时间将明显缩 短。设空气中的绝对湿度 X 以 g/ m<sup>3</sup> 为单位, 由文献 [4]可以严格导出, 氧分子的振动弛豫频率 $f_m$  可由 (9)式决定, 式中的参数  $\alpha_0$ 、 $\alpha_1$ 、 $\alpha_2$  和  $\alpha_3$  反映分子间能 量相互交换的速率, 它们可以根据实验数据加以确 定。(9)式表明弛豫频率主要决定于空气的绝对湿度 X。因此, 测出了弛豫频率也就可以确定绝对湿度。

$$f_m = \alpha_0 + \alpha_1 X + \alpha_2 \cdot X^2 / (1 + \alpha_3 X)$$
(9)

3 实验分析步骤

实验测定的衰减系数 α 与声波频率 f、空气温度 T 和绝对湿度 X 等多个参量有关,根据上节的理论 分析,可把离散的多因子变化关系归纳成紧凑的单 因子变化规律,其主要分析步骤如下:

(1) 根据式(1)和式(2),对原始衰减系数 α 扣
 除经典吸收部分 α,得到分子吸收部分 α。

(2) 根据式(3),求出一个波长距离内的衰减
 量 α<sup>\*</sup>,λ可由声速及频率求出。

(3) 对于给定温度 *T*, 弛豫吸收峰值 a<sup>\*</sup><sub>n</sub> 可由式(8) 计算或由实验数据拟合。

(4) 对于给定湿度 X, 弛豫频率 f m 应根据式
 (4) 由实验数据拟合。如果 T 和 X 同时给定, 应根据

式(4)由实验数据拟合同时得出  $\alpha_m^*$  和 $f_m$  值。

(5) 弛豫频率 f<sub>m</sub> 与绝对湿度 X 间的关系应由式(9)确定。

借助文献[2]的实验数据,可得实验时的绝对温度为T = 293.16°K,饱和时的绝对湿度为 $X_s = 17.3$ g/m<sup>3</sup>,按上述分析步骤可得 $d_m$ 和 $f_m$ 的拟合值如表1所列。

表 1  $\alpha_m^*$  和  $f_m$  的拟合值表

| 相对湿度 <sub>h</sub><br>(%) | 绝对湿度  | 弛豫吸收峰值 ogn<br>(10 <sup>-3</sup> dB) | 弛豫频率 <sub>fm</sub><br>(kHz) |
|--------------------------|-------|-------------------------------------|-----------------------------|
| 0                        | 0     | 9.20                                | 0.04                        |
| 5                        | 0. 87 | 8.65                                | 1.60                        |
| 10                       | 1.73  | 8.68                                | 4. 52                       |
| 20                       | 3.46  | 8.72                                | 12.8                        |
| 30                       | 5. 19 | 8. 88                               | 23. 1                       |
| 40                       | 6. 92 | 8. 94                               | 34. 5                       |
| 50                       | 8.65  | 8. 98                               | 46.5                        |
| 60                       | 10.4  | 9.01                                | 59.1                        |
| 70                       | 12. 1 | 9.03                                | 71.9                        |
| 80                       | 13. 8 | 9.02                                | 85.0                        |
| 90                       | 15.6  | 8.97                                | 98.2                        |
| 100                      | 17.3  | 8. 89                               | 111.7                       |

由式(8) 计算所得  $\alpha_m^{*}$ 的理论值为 8.97 × 10<sup>-3</sup>dB,与 实验的拟合值良好相符。把 $f_m$  随 X 变化的实验结果 代入式(9)进行拟合,可得

 $\alpha_0 = 0.040, \ \alpha_1 = 0.745, \ \alpha_2 = 1.420, \ \alpha_3 = 0.191$  (10)

实际应用时,可把式(10)代入式(9),待测的绝 对湿度 X 可以根据弛豫频率 $f_m$ 确定。

4 讨论与结论

本文对声吸收的综合论述有下列特点和优点:

(1)把声波频率、空气温度和湿度等有关参量对 声吸收的多因子变化关系分解成单因子变化规律。 温度主要影响弛豫吸收峰值 α<sup>k</sup>, 而绝对湿度主要影 响弛豫频率 f<sub>m</sub>。

(2)分析中涉及的一些关系式都有严格的理论 根据,因此具有较强的通用性。例如式(8)中 a<sup>\*</sup>,随 T 的变化与式(9)中f<sub>m</sub>随 X 的变化都是严格的理论表 达式并不是单纯的经验关系式。

(3)重要关系式中涉及的一些待定参数,根据较系统的实验数据拟合而得,因此所得结果具有较高的准确性。例如采用文献[2]的实验数据,α<sup>\*</sup><sub>m</sub> ƒ m 曲线上可观察到显著的弛豫峰值,在峰值附近适当带权平均进行拟合可得精度较高的结果。

由上可知,本文提供的结果可以作为由弛豫频 16卷3期(1997)

— 106 —

### 率测定空气绝对湿度的理论依据。

#### 参考文献

1 C. M. Harris. J. Acoust, Soc. Am, 1966; 40(1)

 $2~I.~B.~Evans and~H.~E.~Bass.~Table of absorption and velocity of sound in still air at <math display="inline">68^\circ F(\,20\,$  ) 1989; CRC Handbook of Chemistry and Physics, CRC Press, Inc, Boca Raton, Florida

3 C. M. 哈里斯. 噪声控制大全. 科学出版社, 1965: 第 一分册(中译本)

4 K. F. Herzfeld and T. A. Litovitz. Absorption and dispersion of ultrasonic waves. Academic Press, NY and Landon, 1959

5周世勋.量子力学.上海科技出版社,1961

# 层状生物介质中二阶反射波的研究

章瑞铨 冯绍松

(中科院上海声学实验室 上海·200032)

## 1 引 言

大振幅平面声波在生物介质中传播的非线性效 应已日益引起人们重视<sup>[1]</sup>。近年来,已有研究表明, 表征非线性效应特性的非线性参数与生物组织的结 构与病变有关<sup>[2]</sup>。因此,研究生物组织的非线性参数 能够提供有关生物组织的结构与病变新的信息,非 线性参数有可能在医学超声诊断中作为新的特征参 量。自 80年代开始,测定生物介质,特别是测定动物 与人体活组织的非线性参数已经有了很大进展<sup>[3]</sup>。 一般说来,均采用有限振幅透射法<sup>[4,5]</sup>。然而,当声波 不能穿透生物介质时,这种方法就不能测定非线性 参数。因此,研究从界面反射的反射波法引起我们的 兴趣。本文就是用逐级近似法,当大振幅平面声波垂 直入射到分层生物介质时,从理论上研究分析从每 层介质界面上反射的二阶反射波。

2 层状生物介质二阶反射波反射系数的数 值计算

为了简化计算,我们考虑大振幅平面声波在一 维情况下在不同的生物介质的界面上反射和透射, 它的物理模型如图 1,并选择拉格朗日坐标。



图 1 波在分层界面上的反射和透射

假设声源 S 处在坐标原点,它作简谐振动,并向 右发射声波  $\zeta_{\mu} = A \sin \omega$ ,这里  $\zeta_{\mu}$  是声源表面位移,A是振幅,  $\omega$ 是角频率。 根据推导与计算<sup>[6,7]</sup>, 对三层界面的数值计算结 果, 绘于图 2~图 11, 其中声源频率 f = 2<sub>M Hz</sub>

3 结 论

从图中曲线可得出以下结果:

在一层界面下:

(1) 当两层介质的 Ac 之比越接近时(即 R 1),
 二阶反射系数越大,其二阶反射相移也越大。

(2)当两层介质的  $\rho_c - 定, 声源离界面距离(d) - 定时, 二阶反射系数随界面两侧介质的非线性参数之比增大而增大, 几乎成线性关系, 其二阶反射相移也随着增大。$ 

(3) 当两层介质的  $\rho_c$  一定, 声源离界面距离(d) 越近, 二阶反射系数越大, 其二阶反射相移也越大。

在二层界面下,除了上述特点处还具有:

(4)当声源离界面距离一定,第一层界面与第二 层界面两侧介质的 ρ<sub>c</sub> 一定时,第二层界面的二阶反 射系数随第三层介质的非线性参数增大而增大,但 随第二层介质厚度有一个极大值,其二阶反射相移 则随层厚单调减少。



图 2 一层界面(V<sup>(2)</sup>:二阶反射系数 V<sup>(1)</sup>:一阶反射系数,F<sub>2</sub>、F<sub>1</sub>为界面两侧非线性参数)

声学技术