

七、SWT 声雷达主要技术指标

1. 发射电功率: 峰值功率 $P_{p-p} = 300\text{W}$, 有效值功率 $P_m = 200\text{W}$.
2. 声脉冲宽度: $\tau = 100\text{ms}$ 或 $\tau = 200\text{ms}$
3. 垂直高度分辨率: $\Delta H = 34\text{m}$, $\tau = 100\text{ms}$. $\Delta H = 51\text{m}$, $\tau = 200\text{ms}$.
4. 垂直探测高度: 50 m—680 m; 50 m—1360m.
5. 脉冲重复周期: $T_r = 4\text{s}(50\text{m}—680\text{m})$, $T_r = 8\text{s}(50\text{m}—1360\text{m})$
6. 帧周期: $T_f = 12\text{s}(50\text{m}—680\text{m})$. $T_f = 24\text{s}(50\text{m}—1360\text{m})$
7. 水平风速: $V_{1\text{max}} = 17\text{m/s}$ $V_{2\text{max}} = 34\text{m/s}$
8. 水平测风精度: 优于 0.17m/s
9. 垂直风速: 优于 1000cm/s
10. 垂直测风精度: 10cm/s
11. 全风向精度: 3°

八、展 望

声雷达从七十年代开始陆续投入实际使

用,但效果尚不理想,由于声与大气间的相互作用,不仅有技术方面的问题,诸如提高信噪比,增加探测高度和探测结果的置信度等;而且也有理论方面的问题,例如非均匀大气结构与湍流对声波后向散射的影响,运动介质的不平稳性使回波频率弥散,谱峰分裂等.

今后,除提高探测高度,加大发射功率以提高信噪比外,还应研制高效一体化小型声天线阵来代替三分向天线,研制新型的声电转换器,设计更有效的隔音围墙来减小环境噪声(ambient noise)的干扰等等.

利用无线电波、声波与大气相互作用来探测边界层真实温度的 RASS 系统是声雷达的一个发展方向. 声雷达探测系统性能的测试方法也是一个值得深入研究与探讨的课题.

参 考 文 献

- [1] 中国科学院大气物理研究所集刊,10(1982),3—16, 科学出版社.
- [2] 周秀骥,科学通报,32-18(1987);1400—1401.
- [3] 于允贤,赵松年,电子科学技术,4(1987),5(1987),
- [4] 熊小芸,于允贤,电子科学技术,10(1988)23—27.
- [5] 胡景琳,气象,15-10(1989),3—7.

纵向振子共振频率的理论和实验研究⁽²⁾

兰 军

(中国科学院声学研究所)

1988年10月14日收到

本文研究了纵向振子径向和纵向振动的耦合问题,并将理论与实验进行了比较. 其结果表明,用本文总结的纵向振子径向和纵向共振频率的一些公式,可满足工程设计上的需要.

本文的第一部分(见应用声学, 8-6(1989) 4—8)摘要总结了纵向振子径向和纵向共振频率的一些公式. 对带孔的圆盘和带盖板的圆盘以及电边界条件对共振频率的影响进行了研究. 在这一部分,将继续研究径向和纵向振动的

耦合问题,并将理论和实验进行了比较.

一、径向和纵向振动的耦合

径向振子的振动一般是三维问题,它的解

很复杂,可以用有限元方法求解。我们这里仅讨论耦合不太强的情形。首先讨论径向极化的薄圆柱壳的径向和纵向共振频率。一方面它也是一种纵向振子,属于本文讨论的范围,另一方面它有严格解,通过对它的分析可以看出耦合问题的一些规律。

1. 径向极化的薄圆柱壳

根据文献[1]稍加简化,径向极化的薄圆柱

壳的频率方程可以写为

$$y^2(1 - \sigma^2) + (1 + x_n^2)y + x_n = 0 \quad (1)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} y &= (\omega/\omega_r)^2 \\ x_n &= n\pi R/l = \omega_i^{(n)}/\omega_r, n = 0, 1, 2, \dots \\ \omega_i^{(n)} &= n\pi c/l, \omega_r = c/R, c = \sqrt{1/(\rho S \xi_1^2)} \end{aligned} \right\} (2)$$

$\omega_i^{(n)}$ 和 ω_r 分别是在没有耦合时的纵向第 n 次谐波和径向共振频率。(1)式的解为

$$y = \frac{(1 + x_n^2) \pm \sqrt{(1 + x_n^2)^2 - 4(1 - \sigma^2)(1 + x_n^2) - 4(1 - \sigma^2)}}{2(1 - \sigma^2)}$$

$$= [(1 + x_n^2) \pm |1 - x_n^2| \sqrt{1 + 4\sigma^2 x_n^2 / (1 - x_n^2)^2}] / [2(1 - \sigma^2)] \quad (3)$$

容易证明,无论取正号或负号, y 总是正的,所以

$$\omega_{\pm}^{(n)} = \omega_r \left[\frac{(1 + x_n^2) \pm \sqrt{(1 + x_n^2)^2 - 4(1 - \sigma^2)(1 + x_n^2) - 4(1 - \sigma^2)}}{2(1 - \sigma^2)} \right]^{1/2}$$

$$= \omega_r \left[\frac{(1 + x_n^2) \pm |1 - x_n^2| \sqrt{1 + 4\sigma^2 x_n^2 / (1 - x_n^2)^2}}{2(1 - \sigma^2)} \right]^{1/2} \quad (4)$$

$\omega_{\pm}^{(n)}$ 的上标 n 和下标 \pm 分别与上式等号右边的 n 和正负号相对应。当 $x_n \ll 1$, 即 $R \ll l$ 时,振子类似细长棒,将(4)式中的根号展开取近似得

$$\left. \begin{aligned} \omega_+^{(n)} &= \frac{\omega_r}{\sqrt{1 - \sigma^2}} (1 + \sigma^2 x_n^2)^{1/2} \\ \omega_-^{(n)} &= \omega_i^{(n)} (1 - \sigma^2 x_n^2)^{1/2} \end{aligned} \right\} (5)$$

当 $x_n \gg 1$, 即 $R \gg l$ 时,振子类似大圆盘,得

$$\left. \begin{aligned} \omega_+^{(n)} &= \frac{\omega_i^{(n)}}{\sqrt{1 - \sigma^2}} (1 + \sigma^2/x_n^2)^{1/2} \\ \omega_-^{(n)} &= \omega_r (1 - \sigma^2/x_n^2)^{1/2} \end{aligned} \right\} (6)$$

公式(5)和(6)也可以通过等效电路方法得到。根据文献[2],对于径向极化的薄圆柱壳,等效质量和等效劲度分别为

$$M = \frac{1}{2} \rho S A (1/\mu_n^2 + 1) \quad (7)$$

$$K = \frac{n\pi S}{2S \xi_1^2 (1 - \sigma^2)} \left(\frac{n\pi}{\mu_n^2 L} + \frac{L}{R^2 n\pi} + \frac{2\sigma}{\mu_n R} \right) \quad (8)$$

其中

$$\mu_n = \frac{R\sigma n\pi}{L[1 - \sigma^2](\omega/\omega_r)^2 - 1}$$

当取径向振速为参考振速

$$\left\{ \frac{R\sigma n\pi}{L[(1 - \sigma^2)(\omega/\omega_r)^2 - 1]} \right\}^{-1}$$

当取端面纵向振速为参考振速
共振频率为

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K}{M}} \quad (9)$$

将 μ_n 的值代入(9)式就可以得到(4)式。

当 $\omega \ll \omega_r$, 以振子前盖板端面处的纵波振速为参考振速,将 μ_n 的近似值代入 M 的表达式中得

$$M = \frac{1}{2} \rho S L (1 + \sigma^2 x_n^2) \quad (10)$$

而劲度的修正值为零。这时纵向共振频率的修正值完全由质量修正决定,其修正后的共振频率与(5)式的第二式相同。这正是著名的瑞利修正(不过瑞利本人计算的是细圆柱而不是细圆柱壳,其公式也差了一个因子2,下面将讨论到)。随着频率的增加,质量修正和劲度修正均增加。当 $\omega \gg \omega_r$ 时,质量的相对修正值为 σ^2/x^2 , 而劲度为 $K = \frac{K_0}{1 - \sigma^2} \left(1 + \frac{2\sigma^2}{x^2}\right)$, K_0 为 $\omega \ll \omega_r$ 时的劲度值。将 K 和 M 代入(9)式就得到(6)式中的第一式。如果以径向振速为参考振速,则可以导出(6)式的第二式和(5)式中的第一式。

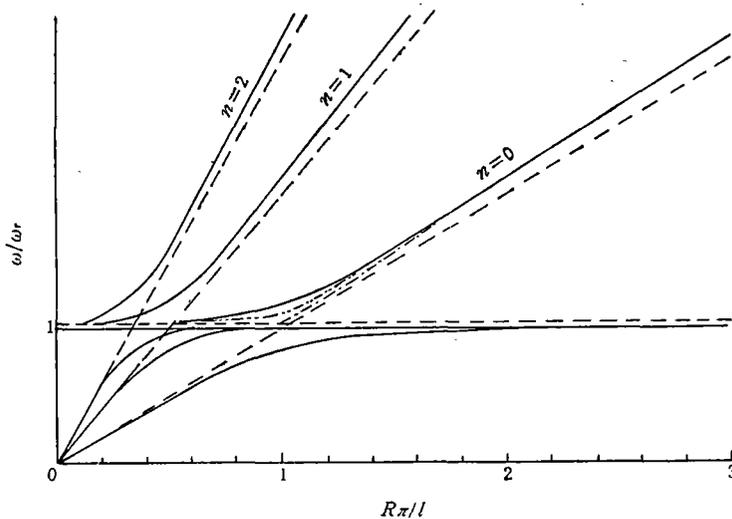


图1 $\omega_r^{(n)}/\omega_r$ 与 $\pi R/l$ 的关系曲线

取 $\sigma^2 = 0.1$, 由(4)式计算出 ω 与 $\pi R/l$ 的关系曲线如图1实线所示. 图中只画出 $n = 0, 1, 2$ 三种情形. 在图中, 三条斜虚线代表没有耦合情况下细薄圆柱壳的纵向基频、一次谐波和二次谐波与 $\pi R/l$ 的关系曲线; 点划线代表曲线 $\omega_r^{(0)}/(\omega_r \sqrt{1 - \sigma^2})$, 它是基薄圆柱壳纵向基频与 $\pi R/l$ 的关系曲线; 双点划线代表按公式(6)计算的曲线, 它与实线的接近程度表示公式(5)和(6)的适用范围; 与横轴平行的实线代表 ω_r 曲线, 它是短圆柱在没有耦合时的径向共振频率曲线; 与它平行的另一条虚线代表曲线 $\omega_r/\sqrt{1 - \sigma^2}$, 它是细圆柱在没有耦合时的径向共振频率曲线.

当 $R\pi/l$ 很小时, 这是细薄圆柱壳的情形, 周向声速是板速 $[\rho S_{11}(1 - \sigma^2)]^{-1/2}$, 而纵向声速是棒速 $(\rho S_{11})^{-1/2}$, 所以径向共振频率和纵向共振频率分别为 $\omega_r/\sqrt{1 - \sigma^2}$ 和 $\omega_r^{(n)}$; 当 $R\pi/l$ 很大时, 这是粗薄圆柱壳的情形, 由于 l 相对很小, 周向声速是棒速, 而纵向声速是板速, 因而径向和纵向共振频率分别为 ω_r 和

$$\omega_r^{(n)}/\sqrt{1 - \sigma^2}.$$

考虑耦合时, 在耦合不太强情况下, 径向共振频率由(5)式的第一式和(6)式的第二式描述, 而纵向共振频率由(5)式和(6)式的其余两式描述. 将图中实线和点划线对比可以看到,

对于基频只要 $R/l < 0.2$ 或 $R > 2l$, (5)和(6)式就比较好地成立; 对于谐波, 则需 R/l 更小.

考虑耦合后, $R\pi/l$ 无论从大的方向还是从小的方向接近1时, 即耦合逐渐增强时, 径向和纵向共振频率都各自向相反方向偏离无耦合时的相应值(图中虚线和实线对比), 好象两个频率由于耦合作用而互相推开; 原来低于无耦合时频率的更低, 原来高的更高.

在强耦合, 即 $R\pi/l$ 接近1的情况下, 两条曲线离得很近, 这时不再适宜区分径向和纵向共振频率了. 事实上, (4)式中的 $\omega_r^{(n)}$ 在强耦合区的左面代表的是径向共振频率, 在右面代表的是纵向共振频率. 在强耦合区, 说它代表径向还是纵向都不太适宜.

当我们考虑谐波时, 在图1中 $0.2 \leq R\pi/l \leq 0.7$ 一段, 除三条纵向共振频率曲线外, 原来一条径向共振频率曲线分裂成三条(如考虑更高次谐波则分裂出更多), 在这一段显示出多峰现象. 对于薄圆柱壳, 多峰区出现在比较长的圆管; 对于圆片型振子, 径向基频和低次谐波低于纵向共振频率, 纵向共振频率受它们的耦合作用也会发生分裂. 当圆片稍厚些, 这个现象很突出, 在下面的实验结果中显示了这种现象.

2. 纵向极化的薄圆柱壳

如果薄圆柱壳是纵向极化的,仿照文献[1]

中的推导,则(5)和(6)式变为

当 $x_n \ll 1$

$$\left. \begin{aligned} \omega_+^{(n)} &= \frac{\omega_r}{\sqrt{1-\sigma'^2}} (1 + \sigma'^2 x_n^2)^{1/2} \\ \omega_-^{(n)} &= \omega_+^{(n)} (1 - \sigma'^2 x_n^2)^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

当 $x_n \gg 1$

$$\left. \begin{aligned} \omega_+^{(n)} &= \frac{\omega_+^{(n)}}{\sqrt{1-\sigma'^2}} \left(1 + \frac{\sigma'^2}{x_n^2}\right)^{1/2} \\ \omega_-^{(n)} &= \omega_r \left(1 - \frac{\sigma'^2}{x_n^2}\right)^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

这里 σ' 和 $\omega_+^{(n)}$ 的形式为

$$\left. \begin{aligned} \sigma' &= \frac{S_{13}^2}{S_{11}S_{33}} \\ \omega_+^{(n)} &= \frac{n\pi}{l} \sqrt{\frac{1}{\rho S_{33}^E}} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

其余符号的意义同于(5)和(6)式。

3. 纵向极化的圆柱型振子

文献[3]通过引入表观弹性常数研究了在准静态下的径长耦合振动。将该文的有关公式做进一步推导得

$$\left. \begin{aligned} \omega_l &= \frac{\pi}{l} \sqrt{\frac{1}{\rho S_{33}^E}} \left[1 + \frac{2\sigma'^2(1+\sigma)}{(f_r/f_l)^2 - (1-\sigma^2)}\right]^{-1/2} \\ \omega_r &= \frac{1}{R} \sqrt{\frac{1}{\rho S_{11}^E(1-\sigma^2)}} \left[1 + \frac{2\sigma'^2(1+\sigma)}{(f_l/f_r)^2 - (1-\sigma^2)}\right]^{-1/2} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

(14)式中方括号项可以视为存在耦合时相对无耦合情况下声速的修正因子。由(14)式的第一式,当 $f_r/f_l \gg 0$ 时(细长棒)修正因子为零,声速为棒速;当 $f_r/f_l \ll 0$ 时(大圆盘),声速修正后成为纵波声速,特别当振子为各向同性 $\sigma' = \sigma$,情况更加一目了然。将(14)式做些粗略近似可以得到当 $f_r/f_l \gg 1$ 时

$$\left. \begin{aligned} \omega_l &= \frac{\pi}{l} \sqrt{\frac{1}{\rho S_{33}^E}} \left[1 - 2\sigma'^2(1+\sigma) \left(\frac{f_l}{f_r}\right)^2\right]^{1/2} \\ \omega_r &= \frac{1}{R} \sqrt{\frac{1-\sigma}{\rho S_{11}^E(1-\sigma^2)(1-\sigma-2\sigma'^2)}} \\ &\quad \times \left[1 + 2\sigma'^2(1+\sigma) \left(\frac{f_l}{f_r}\right)^2\right]^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

当 $f_r/f_l \ll 1$ 时

应用声学

$$\left. \begin{aligned} \omega_r &= \frac{1}{R} \sqrt{\frac{1}{\rho S_{11}^E(1-\sigma^2)}} \left[1 - 2\sigma'^2(1+\sigma) \left(\frac{f_r}{f_l}\right)^2\right]^{1/2} \\ \omega_l &= \frac{\pi}{l} \sqrt{\frac{1-\sigma}{\rho S_{33}^E(1-\sigma-2\sigma'^2)}} \\ &\quad \times \left[1 + 2\sigma'^2(1+\sigma) \left(\frac{f_r}{f_l}\right)^2\right]^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

上面诸式中方括号前面根号中的值是无径长耦合时的声速值,它们与薄圆柱壳的相应值不同,这是因为对于薄圆柱壳只存在 T_θ ,而对于圆柱, r 方向和 θ 方向的振动存在耦合。在修正因子中,圆柱型振子多了一个因子 2 也是这个原因,即 r 和 θ 两个方向对纵向产生耦合。反之纵向对 r 和 θ 两个方向产生耦合,都使径向发生变化。因子 $(1+\sigma)$ 在一般的瑞利修正中是没有的,这是因为它们的假设条件不同。

同时考虑电边界条件和径向耦合时,可以按上面叙述的先修正一种,例如先修正电边界条件,然后再考虑耦合问题,对修正了的声速再进行修正,把最后得到的修正声速代入各种形式振子的频率计算公式中,就可以计算出相应的共振频率。

二、实验结果

1. 大圆盘振子径向和纵向共振和反共振频率

一个外径为 $\phi 60$ 、内径为 $\phi 12$ 、厚度为 6mm 的 PZT4 带孔圆片的共振频率和反共振频率的实测值和理论值(从本文上一篇文章的(12)和(13)式)列在表 1 中。从表中可以看出理论值和实验值基本符合,特别是径向和纵向基频符合得更好;从实验和理论值可以看到,径向谐波次数越高,共振与反共振频率差别越小,以至更高次谐波根本测不出来。利用这一特性可以把它们和纵向共振频率区分开来。由此我们可以断定,在表中 340kHz 以上的共振频率不应再是径向共振频率而是纵向共振频率;按照简单的理论计算,在 400kHz 以下只应有一个纵向

表 1 共振和反共振频率 (kHz) 的实测和理论值的比较

项 目		径向基频	一次谐波	二次谐波	三次谐波	四次谐波	厚度基频		
共振频率	实测	31.80	83.36	140.18	188.94	222.72	344.3	368.26	375.9
	理论	31.79	82.96	130.95	180.86	228.85	341.17		
反共振频率	实测	35.10	88.33	140.75	191.31	223.85	362.46	374.32	379.44
	理论	37.00	84.93	133.14	180.60	229.80			383.3

表 2 相对外径不同厚度圆片的共振频率 (kHz)

振子厚度	3mm	4.8mm	6mm	9.6mm	12mm
径向基频	41.54	41.47	41.51	41.62	41.63
一次谐波	109.43	108.75	108.25	105.72	101.71

表 3 前后盖板对径向共振频率的影响

振子 序号	前盖板尺寸 (mm)			陶瓷(两片)			后盖板尺寸		径向基频 (kHz)	
	R_2	R_1	h	R	总厚度	材料	R	h	实测	理论
1	25	25	3	25	8	PZT8	25	2.2	47.34	48.63
2	25	25	5.6	25	6	PZT8	25	2.5	54.78	52.25
3	30	30	8	30	12	PZT4	25	6	38.5	39.73
4	8	5	7.2	5	8	PZT4	5	5.5	148.78	149.26

共振频率和反共振频率, 但实际测出三对共振和反共振频率, 越高次共振与反共振频率之差越小. 对其它几种类似尺寸但材料不同的陶瓷片均有此现象. 这种一对共振反共振频率分裂成几对的现象是径向和长度之间耦合造成的, 这在本文的第一篇中已分析过了. 当圆片直径甚大于厚度时, 厚度共振频率距径向基频和前几次谐波很远, 因而耦合很弱时, 不会发生多峰现象. 而径向和纵向耦合越强, 多峰现象越严重.

2. 不同厚度的圆片的径向共振频率

在表 2 中显示了纵向振动对径向共振频率的影响, 根据(16)式, 当半径不变时, 厚度越厚, 其径向共振频率降低越多, 特别是对于谐波. 用同一批 PZT8 材料制成外径为 $\phi 50$, 内径为 $\phi 10$ 的圆片, 厚度取 3mm、4.8mm、6mm, 再把厚度为 4.8mm 和 6mm 的两个同样厚度的圆片粘在一起并联激发构成厚度为 9.6 mm 和 12mm 的圆片. 从表中, 对于基频还看不出

厚度对径向频率的影响, 因为这种差别很小, 淹没材料不一致性带来的差别之中. 但对于一次谐波, 这种差别就比较明显, 而它大体上与理论计算是符合的.

3. 前后盖板对径向共振频率的影响

一系列不同尺寸的振子的实测和理论计算的共振频率列于表 3 中, 其中前盖板和后盖板的材料分别为铝和钢. 前盖板尺寸中的 R_2 和 R_1 代表圆台的大端半径和小端半径; $R_2 = R_1$ 表明圆台退化为圆柱型. 尾端盖板和陶瓷均为圆柱型, 半径为 R . 理论计算按本文上一篇文章的(17)式. 从下表看出该公式可以用于工程计算.

4. 电边界条件的影响

把两个陶瓷片粘在一起, 并联激发构成一个换能器. 这时它的电边界条件既不是常 D 也不是常 E , 其声速应按上文(26)式计算. 实验共做了三个换能器, 前两个材料是 PZT8, 外径

为 $\phi 50$, 内径 $\phi 10$. 第三个陶瓷片是 PZT4, 外径是 $\phi 60$, 内径 $\phi 10$. 这三个换能器的总厚度 h 、纵向共振频率的实测值和理论值以及按常 D 和常 E 边界条件的计算值(记为 f^D 和 f^E)分别列在表 4 中.

表 4 电边界条件的影响(频率单位: kHz)

换能器序号	$h(\text{mm})$	实测频率	计算频率	f^D	f^E
1	6	165.5	163.9	175.2	123.9
2	4.6	214.2	213.75	228.49	161.6
3	6	146—160	159	170.6	122.1

在实验中,陶瓷片的外径比较大于厚度,故径向和纵向耦合较弱,在计算时只对电边界条件进行修正.从表中对比可以看到,本文所给出的公式有一定的精确度.而按常 D 和常 E 边界条件的计算值偏差很大;常 D 假定计算值高于实际值,常 E 假定计算值低,这正是我们从理论上所预期的.

5. 统筹考虑径长耦合和电边界条件的影响

两个复合棒振子 A 和 B . 陶瓷部分由两片 PZT4 组成,总厚 8.2mm, 外、内半径分别为 5 mm 和 2.5mm. 尾盖板是钢圆柱,外、内半径分别为 5mm 和 2mm, 厚度分别为 $h_A = 5.6\text{mm}$, $h_B = 4.0\text{mm}$. 铝前盖板是圆台型,大端半径 $R_{2A} = 8\text{mm}$, $R_{2B} = 7\text{mm}$,小端半径均为 5mm,

厚度 $h_A = 7.2\text{mm}$, $h_B = 6.8\text{mm}$, 振子中间用半径为 1.5mm 的铜螺杆相连. PZT 的纵向棒声速为 2930m/s, 考虑径长耦合的纵向声速记为 c_c ,在此基础上再对电边界条件进行修正,修正后的声速记为 c_L . 纵向共振频率的实测值 f_{exp} 、不进行修正的共振频率的理论值 f_0 、进行修正的理论值 f_{mod} 以及 c_c 和 c_L 列于表 5. 在两种共振频率理论值的计算中,均对前后盖板的声速进了径长耦合的修正.但计算表明,盖板声速的修正对共振频率影响远比陶瓷声速修正的影响小.表中声速和频率的单位为 m/s 和 kHz.

表 5 考虑径长耦合和电边界条件的声速和共振频率

振子序号	c_c	c_L	f_{exp}	f_0	f_{mod}
A	2728.91	2833.16	75.2	78.1	75.8
B	2655.16	2792.77	84.8	88.0	84.4

本文的实验工作得到我室材料组及庄咏璆同志的大力支持,在此表示深切的谢意.

参 考 文 献

- [1] 周福洪,水声换能器及基阵,国防工业出版社,1984.
- [2] 穆廷荣,声学学报,4-3(1979),162—168.
- [3] 任树初,声学学报,3-4(1983),147—158; 3-5(1983),271—279.

1990 口语处理国际会议 (ICSLP-90)将在日本神户召开

1990 口语处理国际会议 (ICSLP-90) 将于 1990 年 11 月 18—22 日在日本神户国际会议中心召开. 本次会议的主席由日本东京大学的 Hiroya Fujisaki 教授担任. 主办单位有: 日本声学学会, 美国声学学会, 欧洲语言通讯协会, IEEE 东京分会, 电子学、信息与通讯工程师协会, 另有一些合作单位.

这是在人和机器对口语进行处理方面的第一次国际会议. 会议内容将从基础研究覆盖到应用. 希望作者在下列技术领域提出论文: 语音学和音系学; 口语信号的产生; 口语信号的感知; 口语的分析; 口语的合成; 语言编码和传播; 语言增强; 语言识别/理解; 会话的分析/合成; 会话和韵律学; 语言和语言处理的集成; 说者的识别/检验; 语言处理的神经网络; 语言处理的硬件/系统; 评价和人的因素; 语言技术中的标准化; 口

语数据库; 听觉/语言损害和辅助器; 口语的获得/学习; 口语的教育; 其他.

会话的工作语言为英语. 论文的摘要须于 1990 年 4 月 30 日前寄到; 论文录取与否的通知将于 1990 年 6 月 15 日前寄出; 准备好的论文须于 1990 年 8 月 15 日前寄到.

会议秘书处设在

Secretariat, ICSLP-90

C/O SIMVL INTERNATIONAL, INC

Kowa Bldg., No. 9

1-8-10 Akasaka, Minato-Ku

Tokyo, 107 Japan

如果希望获得关于会议的进一步信息, 请简函秘书处.

(王丽生)