

波相互作用产生的 $f_1/2$ 的奇次倍的频率相同时就产生较强的 $f_1/2$ 的奇次倍线状谱。

· 出现雾化后,空化核增加,空化核尺寸分布范围也因雾滴尺寸不同而变大,使得有效空化事件出现的几率增加,导致线状谱加强,声强比无雾化时增加 60%,提高了声源与空化之间能量耦合效率。

4 超声雾化对苯酚溶液直接降解的作用

苯酚溶液在超声波辐照下可直接降解为其它化学物质^[5]。本文并不深究这种化学反应的机理和反应过程的产物,而是从苯酚浓度的下降率来证实雾化对这种反应的影响。

取浓度为 50mg/L 的苯酚溶液 20mL,置于锥形瓶中,按图 1 所示,细心调节 h_1 ,瓶内壁可以出现雾化,也可使之消失。在前节(2)和(3)两种工况下,分别进行经不同辐照时间的苯酚浓度测定对比。每次辐照取样分析后,均需清洗锥形瓶,重新注入溶液再辐照试验。测试结果见表 3。

结论:超声雾化扩展了反应器内的声压频谱,提高了声场强度,加速了苯酚的降解速率。

本研究得到了南京水利科学研究院李志岩同志的大力帮助,深致谢意。

表 3 超声雾化对苯酚降解率的影响

辐照时间(min)		0	30	60	90	120	150
无雾化	浓度(mg/L)	52	/	50	/	/	49.6
	降解率(%)	0	/	3.8	/	/	4.6
有雾化	浓度(mg/L)	52	47.4	44	39.2	36.1	36
	降解率(%)	0	8.8	15.4	24.6	30.6	30.8

参考文献

- 1 冯若,李化茂.声化学及其应用.安徽科技出版社,1992,78~82
- 2 M. Minnert, Philos. Mag, 1933; 16: 235
- 3 李志岩. NHC 型水下噪声测试系统.南京水利科学研究院, B861011-1 课题, 1991: 3
- 4 Liu Jinchun, WEST PAC 1988; Technical Papers, 1: 117~120
- 5 张芳西等.含酚废水的处理与利用.中国化工出版社, 1983: 291~292, 364

闭管中非线性驻波场问题探讨^①

刘克 马大猷

(中国科学院声学研究所 北京·100080)

1 引言

非线性声学是当前国际声学界受到极大关注的研究领域。因为在科研、生产、国防航天航空领域中,众多的高声强声源出现,高声强环境的产生,使得高声强在当代科学技术中起着越来越重要的作用。而在高声强的实际应用中,基本涉及到的则是非线性驻波。因此,非线性驻波的研究具有重要的意义。

我们知道,经典物理声学从加利略研究弦的振动起,到 19 世纪末已发展成熟,瑞利以两卷《声学》做了总结。20 世纪是现代声学的世纪,与众多学科结合,发展成了具有十多个分支的现代声学,涉及人类活动的各方面。虽然如此,基础物理声学仍居其核心位置。非线性声学历史很久^[1]。18 世纪中,欧勒列出包括非线性项的动量物质守恒方程,由两者加上物态方程就可导出非线性波动方程。这项工作 100 年后,到 19 世纪中叶才由黎曼和厄恩肖独立地完

成。150 年来,非线性行波的研究取得重大成就早已成熟。但驻波则遇到困难,系数为变量的微分方程多年来没有人去解。只是 100 年后,埃卡特于 1948 年把微扰法引进声学研究工作后,被认为出了转机,引起了大量实验研究工作并企图给予理论解释。但用微扰法得到的驻波解是不稳定的,在物理学上很难理解。可以证明,这是由于前人在运用微扰法时,未能贯彻强调驻波性质缘故。本文作者之一(马大猷教授)对此问题留心多年,从流体力学基本方程出发,着重考虑非线性驻波的物理特性,导出了非线性驻波的稳定公式,之后对闭管中的非线性驻波进行了较为详细的实验研究,得到许多重要结果和现有非线性驻波理论还不能解释的新现象。本文目的在于报导及讨论这些结果和新现象。

2 理论分析^[2,3]

黎曼简单波方程是

① 国家自然科学基金资助项目

$$r_t + (u + c)r_x = 0 \quad (1)$$

$$s_t + (u - c)r_x = 0 \quad (2)$$

式中 $r = (\lambda + u)/2$, $s = (\lambda - u)/2$ 是黎曼不变量, u 是质点振动速度, λ 可称为准质点速度, $d\lambda = dp/\rho c$, p 是声压, ρ 是空气密度, c 是声速, 在声强下 $c = c_0(\gamma - 1)u/2$, c_0 是小信号声速, γ 是定压和定容比热之比。对于行波, $\lambda = \pm u$, 由(1)或(2)式立刻可以得解。但驻波则遇到困难, 因 λ 和 u 没有直接关系。

如果认真审查, 方程(1)、(2)从物理上说不是不可解的。二式相当于正向和负向传播的波, 不过速度为 $c = c_0(\gamma - 1)\lambda/2 \pm u$, 取变数值而已。知道

$$c_0 + \frac{\gamma - 1}{2}\lambda \pm u = \left[c_0 t + \frac{\gamma - 1}{2}\eta \pm \xi \right]_t \quad (3)$$

如果声波函数宗量的时间部分与 $c_0 t + (\gamma - 1)\eta/2 \pm \xi$ 成比例, 就严格满足黎曼方程, 适应于驻波波形——质点速度 u 为固定值的点。就是在这种条件下, 闭管(一端以活塞推动, 另一端封闭, 活塞速度为 $U \cos \omega t$) 内的驻波可求得为

$$u = r - s = \frac{U}{\sin kL} \sin \left[\omega + \frac{\gamma - 1}{2} k \eta \right] \sin k(L - x + \xi) \quad (4)$$

$$\lambda = r + s = \frac{U}{\sin kL} \cos \left[\omega + \frac{\gamma - 1}{2} k \eta \right] \cos k(L - x + \xi) \quad (5)$$

$$\xi = u dt, \quad \eta = \lambda dt \quad (6)$$

式中, L 为管长。非线性的后果就是 ξ 与 η 的影响。由 $d\lambda = dp/\rho c$ 的关系可求得

$$\begin{aligned} p &= p_0 \left[\left(1 + \frac{\gamma + 1}{2} \right)^{2\gamma/(\gamma - 1)} - 1 \right] \\ &= \rho_0 c_0 \lambda \left[1 + \frac{\lambda + 1}{4} \frac{\lambda}{c_0} + \frac{\gamma + 1}{12} \left(\frac{\lambda}{c_0} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{(\gamma + 1)(3 - \gamma)}{96} \left(\frac{\lambda}{c_0} \right)^3 + \dots \right] \quad (7) \end{aligned}$$

p_0 是大气压。如果计入管中粘滞性附面层的阻尼作用, 以上各式中的 k 要在 ω/c_0 上加一小虚量, 一般只影响相位关系。这只是在共振时, $\omega/c_0 = n\pi/L$ 才重要, 它使 $\sin kL$ 不为零, 为一微量, u 大大加强。在非共振时, 影响不大。

可以证明, 以上各式中, 分母 $\sin kL$ 是声波在管中往返多次反射的结果

$$\begin{aligned} 1 + \exp(-j2kL) + \exp(-j4kL) + \exp(-j6kL) + \dots \\ = \frac{1}{1 - \exp(-j2kL)} = \frac{\exp(j\theta)}{2 \sin kL} \quad (8) \end{aligned}$$

2 和 $\exp(-j\theta)$ 已吸收到分子中, (4) 式等展开为级数时, 要包括各次谐波。谐波在一次反射即已存在, 因而都经过多次往返反射。同理, 各次谐波也都有相应因式 $\sin nkL$, 并且还影响更高次谐波。根据(7)式和这些考虑, 可求得驻波管中的声压为

$$\begin{aligned} \frac{P}{\gamma P_0} &= \frac{P}{\gamma P_0} \frac{1}{\sin kL} \left[\cos \omega \cos k(L - x) - \left(\frac{P}{\gamma P_0} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. \frac{1}{\sin^2 kL 2 \sin k_3 L} \cos(\omega + \theta_3) \right. \\ &\quad \left. \left(\frac{6\gamma^2 - 7\gamma + 19}{64} \sin k(L - x) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{2\gamma^2 - 5\gamma + 23}{64} \cos k_3(L - x) \right) + \dots \right] \\ &\quad + \frac{3(\gamma + 1)}{16} \left(\frac{P}{\gamma P_0} \right)^2 \frac{1}{\sin^2 kL 2 \sin k_2 L} \left[\cos(2\omega \right. \\ &\quad \left. + \theta_2) \cos k_2(L - x) + \dots \right] \\ &\quad + \frac{6\gamma^2 + 13\gamma + 7}{192} \left(\frac{P}{\gamma P_0} \right)^3 \frac{1}{\sin^3 kL 2 \sin k_3 L} \\ &\quad \cos(3\omega + \theta_3) \cos k_3(L - x) + \dots \quad (9) \end{aligned}$$

式中 $P_0 = u_0 \rho_0 c_0$, 以上结果适用于初进入高声强的阶段, 声强到达声波波形开始向冲击波发展(根据实验, 大约是 150dB) 后, 情况就有所不同, 相应的数学工具还缺乏, 主要实验探索。至于冲击波, 包括驻波管中简谐声源产生的冲击波现象, 已有大量数据, 暂不涉及。

3 实验研究⁽⁴⁾

实验是在驻波管中进行的。驻波管用紫铜管制, 内径 45mm, 壁厚 18mm, 长 1.95m, 有三节各长 20cm 的延长段, 可改变管长。驻波管两端封闭, 有 7mm 小孔可探入传声器, 测量一般在末端进行, 声源端作为监测用。声源端侧壁有 10mm 小孔, 声源用 100W 扬声器驱动单元, 可直接由管端输入或经过小孔驱动管内驻波。用扬声器而不用机械活塞的原因是, 频率、幅值可连续改变、微调。这样更便于研究高声强的初级阶段和向冲击波发展的过渡阶段。声源和传声器的谐波失真在 1% 以内。

4 实验结果⁽⁵⁾

(1) 二次谐波: 由声压式(9)知, 管末声压基频幅值为 $p_{1m} = p_0/\sin kL$, 二次谐波幅值为 $(3(\gamma - 1/16)) p_{1m}^2/\gamma p_0 = 0.45 p_{1m}^2/\gamma p_0$, 二者之比是 $p_{2m}/(0.45 p_{1m}^2/\gamma p_0) = p_0/0.45 p_0$ 。所以基频有效声压(方均根值)与比值的乘积为 $2.2 p_0$, 是一常数, 用声压级表示, 就是 $L_{p1} + (L_{p2} - L_{p1}) = 20 \text{dB}$, 这个常数关系完全在实验中证实, 基波在 130 ~ 159dB 时, 一般比 20dB 少 1 ~ 2dB, 个别点差到 4dB。这是在非共振区, 二次谐波最小时做的。

(2) 谐波共振: 基波幅值保持固定值(148dB) 改变频率, 在基波共振频率及其倍数, 所有谐波都共振。在基波反共振频率(半频), 二次谐波共振。在此频率上下各有三次谐波共振, 幅值大于基波共振, 因

为这时激发信号大。

(3) 共振峰: 均由 $\sin kL$ 等因式决定, 在共振频率附近时, 可求得 $\sin(k_0L + j\alpha)L = \alpha L(1 + \delta^{-2} \cdot (\Delta f/f_r)^2)^{1/2}$, 式中

$$\delta = \frac{\alpha}{k_0} = \frac{1}{2\omega} \left(\frac{\mu}{\nu} + (\gamma + 1) \frac{\mu}{\nu} \right)$$

f_r 是共振频率, μ 是运动粘滞系数, ν 是传热率。共振峰半宽度可表示为 $B = 2\delta f_r$, 各次谐波均类比, a 是驻波管半径。以上都证实(9)式。

(4) 各次谐波的关系: 大致说 $p_m \sim p_1^m$, 高次谐波声压低, 但升得快。基波升高 1dB, 次谐波就升高 mdB, 在非共振区, 声压级低, 第三次、第四次谐波就容易观察了。所以此实验要在基波共振频率附近做, 这样不但各次谐波都加强, 谐波与基波的声压级差也大为减小。基波在 130 ~ 150dB 范围内, 直到第五次谐波, 升高情况完全符合理论预计。基波声压级约大于 150dB 后, 各次谐波均开始趋于饱和, 次数越

高, 饱和越快, $p_m \sim p_1^m$ 的关系有逐渐变为 $p_m \sim p_1$ 的趋向。基波与电信号的关系也呈现饱和现象, 但与频率有关。

(5) 分岔现象^[6]: 基波增强到某一程度时, 闭管中分岔现象突然出现, 并很快发展, 出现大量次谐波。这个现象也反应到电信号系统。分岔现象的出现, 与频率有关, 并呈现滞后现象。

以上是实验研究所得到的主要结果, 如前所述, 有的现象现有理论还不能解释。故对非线性驻波问题尚需作进一步的理论与实验研究。

参考文献

- 1 Da-You Ma and Ke Liu. J. Acoust. Soc. Am, 1995; 98(5): 2753 ~ 2763
- 2 马大猷. 声学学报, 1994; 15(5)
- 3 马大猷. 声学学报, 1994; 19(3)
- 4 刘克. 声学学报, 1995; 20(4)
- 5 刘克. 声学学报, 1995; 20(5)
- 6 Liu Ke, Ma Dayou. Chinese Phys. Lett, 1992; 19(5)

界面势垒对有机铁电共聚物铁电开关性能的影响^①

李杰 祝生祥

(同济大学波耳固体物理研究所 · 200092)

1 前言

PVDF 是一种有机大分子聚合物, PVDF 及其共聚物具有强压电性^[1,2]。这种有机压电、铁电材料, 作为机电转换换能器, 已获得广泛的应用^[3]。有机压电效应的发现, 引起了人们对这种新的压电机理研究的兴趣。结构分析表明, 在 β 相 PVDF(及其共聚物) 晶体中, 其分子的电偶极矩平行排列, 而且这些偶极矩在外电场作用下可以重新取向^[4,5]。这种基于分子偶极矩的自发极化因而被认为是有机压电材料压电性和铁电性的起因。此后, 进一步关于这种材料铁电开关性能的研究, 以及铁电相变居里温度的发现, 加强了人们对这一“偶极矩”模型的确信。然而, 早期的研究者也发现, 电极结构对 PVDF 材料的压电性能也有显著的影响。Sussner^[6]等人将三片 PVDF 膜叠放在一起, 加上直流电场同时极化, 结果发现仅与阳极接触的膜才具有强压电性, 而与阴极接触的膜完全没有压电性。这种“电极效应”反映了有机压电材料与无机压电材料压电机理本质上的差

别。但这一效应长期来未得到完全的解释。

本文采用新的实验方法, 对电极效应, 即电极极性以及电极材料对 PVDF 膜铁电开关过程的影响作了精确的测定。结果证实: 不仅电极的极性, 而且电极材料对膜的铁电性能有重大影响。实验揭示了极化发生时载流子参与了铁电开关过程。根据这些实验现象, 我们提出了开关过程的定性模型解释。

2 实验方法与实验结果

实验的原理图如图 1 所示

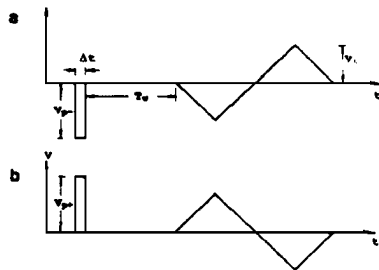


图 1 实验原理图

① 自然科学基金资助项目。