



高等学校统编教材

声学测量实验

贾志富 主编

国防工业出版社



TB52-33

J35

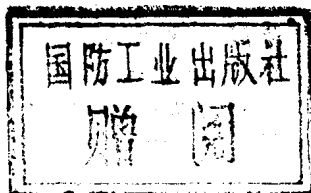
425296

声学测量实验

贾志富 主编



00425296



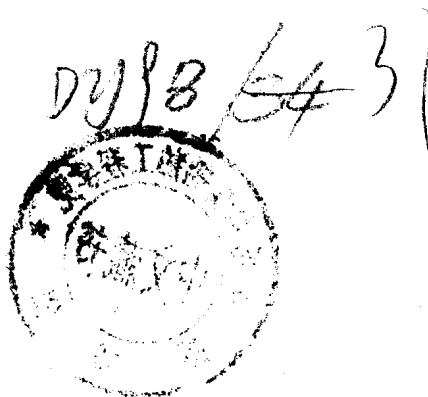
国防工业出版社

田宝荣

内 容 简 介

本书系高等院校声学专业本科学生实验指导书。书中选编了有关水声、超声、海洋声学、电声、语言声学、噪声与振动等方面的声学测量实验共40个。对每个实验的原理和方法都作了较详尽的叙述,特别注重每种测量方法的规范性和实用性。不仅有利于读者加深对声学基本知识和基本概念的理解,也会使读者学习到一些基本的声学测量技术。

本书供大专院校声学或相关专业的本科学生使用,亦可供欲学习声学测量知识的硕士或博士研究生阅读,对从事声学技术应用的科研、教学和工程技术人员也有一定参考价值。



声学测量实验

贾志富 主编

国防工业出版社

(北京市丰台区西局营大街八号)

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

国防工业出版社印刷厂印刷

787×1092 1/16 印张14³/₄ 341千字

1989年11月第一版 1989年11月第一次印刷 印数: 0,001— 1,300册

ISBN 7-118-00556-X/O·45 定价: 8.95元

出版说明

根据国务院国发〔1978〕23号文件批转试行的“关于高等学校教材编审出版若干问题的暂行规定”，中国船舶工业总公司承担了全国高等学校船舶类专业教材的编审、出版的组织工作。自1978年以来，完成了两轮教材的编审、出版任务，共出版船舶类专业教材116种，对解决教学急需，稳定教学秩序，提高教学质量起到了积极作用。

为了进一步做好这一工作，中国船舶工业总公司成立了“船舶工程”、“船舶动力”两个教材委员会和“船电自动化”、“惯性导航及仪器”、“水声电子工程”、“液压”四个教材小组。船舶类教材委员会(小组)是有关船舶类专业教材建设的研究、指导、规划和评审方面的业务指导机构，其任务是为作好高校船舶类教材的编审工作，并为提高教材质量而努力。

中国船舶工业总公司在总结前两轮教材编审出版工作的基础上，于1986年制订了《1986年—1990年全国高等学校船舶类专业教材选题规划》。列入规划的教材、教学参考书等共166种。本规划在教材的种类和数量上有了很大增长，以适应多层次多规格办学形式的需要。在教材内容方面力求做到两个相适应：一是与教学改革相适应；二是与现代科学技术发展相适应。为此，教材编审除贯彻“打好基础，精选内容，逐步更新，利于教学”的原则以外，还注意了加强实践性教学环节，拓宽知识面，注重能力的培养，以适应社会主义现代化建设的需要。

这批教材由各有关院校推荐，同行专家评阅，教材委员会(小组)评议，完稿后又经主审人审阅，教材委员会(小组)复审。本规划所属教材分别由国防工业出版社、人民交通出版社以及各有关高等学校的出版社出版。

限于水平和经验，这批教材的编审出版工作还会有许多缺点和不足，希望使用教材的单位和广大师生积极提出宝贵意见，以便改进工作。

中国船舶工业总公司教材编审室

1988年3月

前 言

本书是根据 1986 年 6 月全国高等院校船舶类专业教材规划会上拟定的出版计划和同年 9 月中国船舶工业总公司教材编审室水声电子工程教材编审会议确定的内容与要求,由五所院校共同编写而成。书中选编有关水声、超声、海洋声学、电声、语言声学、噪声与振动等方面的声学测量实验共计 40 个。

考虑到国内没有正式出版过声学测量方面的统编教材,以及为适应不同方面读者的需要,对实验原理和实验方法作了较详细的叙述,对实验所涉及的声学基本理论也适当地增加了一些篇幅,以便读者不必再为查阅参考资料花费过多的精力和时间。同时也注意到每种测量方法的规范性和实用性。通过实验,不仅利于学生加深对声学基本知识和基本概念的理解,也会使他们学到一些基本的声学测量技术(其中也包括测量误差分析与处理方法),以求对他们以后的学习和工作有所帮助。

参加本书编写的有哈尔滨船舶工程学院贾志富(实验 10、11、17、18、19、21、22、23、24、25)、南京大学徐国柱(实验 4、7、9、13、14、27、28、29)、袁忆丰(实验 2、3、15、16、20、30、33、39、40)、北京大学吴阿华(实验 1、5、6、31)、张金铎(实验 12)、李迎春(实验 36)、厦门大学黄锡明(实验 8、34、35)、山东海洋学院杨振华(实验 38)、王恕铨(实验 37)、路德明(实验 26)、许龙江(实验 32)等同志。贾志富任主编,李迎春任主审。

在本书内容的选编上,曾得到哈尔滨船舶工程学院周福洪教授、张广荣讲师、南京大学杜功焕副教授、山东海洋学院包青华副教授的指导。哈尔滨船舶工程学院汤渭霖、朱志德、赵玉芳副教授分别对部分初稿进行了审阅并提出宝贵意见。北京大学张金铎、王仁乾副教授审阅了部分送审稿。在此一并致谢。

本书最后由哈尔滨船舶工程学院水声研究所所长杨士莪教授审定。

由于作者水平所限,书中难免有不当和错误之处,恳请使用本书的兄弟院校师生和广大读者批评指正。

编 者

目 录

实验 1	均匀细杆的纵横振动及测量	1
实验 2	全反射法测量固体的声速	8
实验 3	脉冲回波重合法测量固体的声速	12
实验 4	相位干涉法在声表面波测量中的应用	17
实验 5	驻波干涉仪测量液体的声速	21
实验 6	光学法测量液体的声速和衰减	26
实验 7	脉冲干涉法测量液体的声速和声吸收系数	30
实验 8	脉冲循环法测量液体的声速	35
实验 9	用驻波管法测量吸声材料的法向吸声系数和法向声阻抗率	40
实验 10	用脉冲声管法测量水声材料声速和衰减	47
实验 11	阻尼材料复弹性模量的测量	53
实验 12	压电陶瓷材料参数的测量	60
实验 13	电容传声器自由场灵敏度的校准	71
实验 14	电容传声器声压灵敏度的校准	80
实验 15	传声器电声特性的测量	87
实验 16	扬声器电声特性的测量	93
实验 17	水听器的球面波互易校准	100
实验 18	水听器的低频校准——耦合腔互易法	106
实验 19	水听器的低频校准——振动液柱法	110
实验 20	压电加速度计灵敏度的比较校准	114
实验 21	水声及超声换能器阻抗特性的测量	120
实验 22	水声换能器发送响应的测量	129
实验 23	点声源等间距线列阵的指向性	133
实验 24	基阵相位束控	139
实验 25	发射换能器输入电功率、输出声功率及电声效率的测量	142
实验 26	激光全息法分析电声换能器的振动模式	149
实验 27	超声换能器辐射声功率的测量——量热法	154
实验 28	超声换能器辐射声功率的测量——辐射压力法	158
实验 29	超声换能器辐射声功率的测量——光学法	164
实验 30	超声波探伤	168
实验 31	元音的频谱分析	175
实验 32	用声级计测量噪声	180
实验 33	在混响室中测定噪声源的辐射声功率	187
实验 34	舰船及海洋环境噪声的频谱分析	191
实验 35	浅海声脉冲传播包络起伏特性测量	198

实验36	水下目标强度的测量	202
实验37	浅海简正波时域分离及应用	205
实验38	用脉冲声信号测量海底反射损失	210
实验39	声光偏转和声光调制	216
实验40	光声效应检测技术	225

均匀细杆的纵横振动及测量

实验 1

杆是基本的机械振动元件之一, 其振动规律可以作为声波在弹性媒质中传播的一种简化模型。杆在不同的激励条件下可以作纵振动、横振动或扭转振动。利用均匀细杆的纵横振动, 可以导出杆材料的杨氏模量以及纵波或横波速度。

实验目的

1. 了解杆的纵横振动的特性及其激励和检测方法。
2. 通过测量杆的纵振动或横振动的谐振频率来计算杆材料的杨氏模量、纵波和横波速度。

实验原理与方法

1. 均匀杆的纵振动

具有自由侧边界的均匀细杆, 在微小振动情况下, 其振动方程可写成:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad (1-1)$$

式中 ξ ——位移;

c ——声速, $c = \sqrt{E/\rho}$;

ρ ——杆材料的密度;

E ——杨氏模量。

本实验中, 用一长为 l 的细杆, 一端以强迫力 $F = F_0 e^{j\omega t}$ 激发, 使其振动, 故有:

$$E \frac{\partial \xi(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{-F_0}{S} e^{j\omega t} \quad (1-2)$$

$$E \frac{\partial \xi(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=l} = 0 \quad (1-3)$$

由边界条件(1-2)式和(1-3)式解方程式(1-1)得:

$$\xi(x, t) = - \frac{F_0 e^{j\omega t} \cos \frac{\omega}{c} (l-x)}{SkE \sin(\omega l/c)} \quad (1-4)$$

式中 ω ——强迫力的角频率;

k ——波数;

S ——杆的截面积。

由(1-4)式可以看出, 在没有阻尼的理想杆中, 形成纯驻波, 并且振幅沿着杆按余弦规律连续分布, 分母中的 $\sin \frac{\omega l}{c}$ 说明振幅与频率关系很密切, 当强迫力的频率满足

$$\sin(\omega l/c) = 0 \quad (1-5)$$

时, 杆的振动振幅趋于无限大, 于是得共振频率

$$\omega_n = \frac{n\pi}{l} c$$

$$\text{或} \quad f_n = \frac{n}{2l} c \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (1-6)$$

表 1-1 列出前 5 个共振频率及波节所在, 从表中可以看出: 一次共振 ($n = 1$), 杆上分布半个波, 二次共振 ($n = 2$) 则有一个波, 三次共振 ($n = 3$) 则有 $3/2$ 个波……。奇次共振频率相应于有一个, 三个……节点的振动, 并且其中必有一个节点在杆的中点。偶次共振频率相应于具有偶数节点的振动, 这种情况下, 在杆的中点位移振幅应该最大, 如果将杆的中点完全夹住, 那么将不发生偶次振动, 杆只能在奇次谐波下振动。图 1-1 示出中点夹住的杆, 在半周期内某一时刻, 前两个共振频率位移振幅沿杆长度的分布。

在实际情况下, 总是存在阻尼的, 即波在杆中传播时有衰减, 因此在上述共振频率时,

表 1-1 杆纵振动的前 5 个共振频率及节点分布

共振次数 n	共振频率 f_n	各次谐波与基频比 f_n/f_1	节点位置与杆长之比 $x/l = 0/l$
1	$c/2l$	1	$\frac{1}{2}$
2	c/l	2	$\frac{1}{4}, \frac{3}{4}$
3	$3c/2l$	3	$\frac{1}{6}, \frac{3}{6}, \frac{5}{6}$
4	$2c/l$	4	$\frac{1}{8}, \frac{3}{8}, \frac{5}{8}, \frac{7}{8}$
5	$5c/2l$	5	$\frac{1}{10}, \frac{3}{10}, \frac{5}{10}, \frac{7}{10}, \frac{9}{10}$

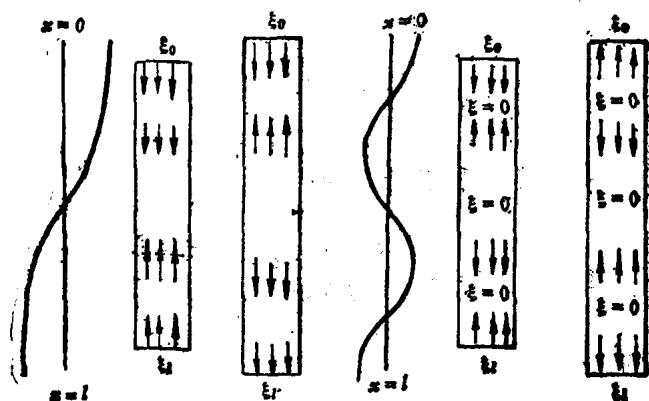


图 1-1 中点夹住的杆纵振动的驻波图形

设波数为:

$$k_1 = \omega / \sqrt{\frac{E' + jE''}{\rho}}$$

或设声速为:

$$c_1 = \omega / k_1 = \sqrt{(E' + jE'') / \rho} \quad (1-7)$$

其中 E' 和 E'' 分别是杨氏模量的实部与虚部。

振动方程的解为:

$$\xi(x, t) = -\frac{F_0 e^{j\omega t} \cos k_1(l-x)}{k_1 S(E' + jE'') \sin k_1 l} \quad (1-8)$$

在小阻尼情况下, 杆中的耗损很小, $E'' \ll E'$, 或写成 $\eta \ll 1$ ($\eta = E''/E'$), 则

$$\left. \begin{aligned} k_1 &\approx \frac{\omega}{\sqrt{E'/\rho}} \left(1 - j\frac{\eta}{2} \right) = k \left(1 - j\frac{\eta}{2} \right) \\ c_1 &= \omega / k_1 \approx c \left(1 + j\frac{\eta}{2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (1-9)$$

式中 k 和 c 是杆中没有阻尼时的波数和相速度, 振动方程在 $x = l$ 处的解为:

$$\xi(l, t) = \frac{F_0 e^{j\omega t}}{jk_1(E' + jE'')S\left(j\sin\frac{\omega l}{c} + \frac{\omega h l}{2c} \cos\frac{\omega l}{c}\right)} \quad (1-10)$$

即, 杆的共振频率和位移振幅沿杆的分布与无阻尼情况下差别甚小。也就是说, 具有小阻尼的实际杆与理想杆的主要差别仅在于其共振点和离共振点不远处的振幅值不同。理想杆共振时, 振幅应趋于无限大, 而实际杆振幅为一较大且是有限值。此外, 位移振幅沿杆的分布多少有些改变, 在 $\eta \ll 1$ 的条件下, 由公式(1-8)指出这个分布将离余弦分布偏离不大。

杨氏模量 E 是表征弹性劲度的一个重要常数, 作为一种方法, 它可以通过测量杆的纵振动共振频率而计算得到。实验时改变激励力的频率 f , 根据使振幅为极大值时的频率来确定共振频率 f_n , 然后由(1-6)式计算弹性波的传播速度:

$$c = \frac{2lf_n}{n} \quad (1-11)$$

式中 l ——杆的长度;

n ——共振的阶数;

f_n ——共振频率。

因为小阻尼的杆, 其相速度为 $c = \sqrt{E/\rho}$, 所以如果已知杆的密度 ρ , 则由 $E = \rho c^2$ 即得杨氏模量。

如果杆的长度 l 与半径 a 之比不能满足细杆条件, 即 a/l 不是很小时, 则考虑杆作径向振动, 对振动频率将会有影响, 这时可利用瑞利修正公式

$$f'_n = f_n / \sqrt{1 + \frac{(\pi a n)^2}{2} \left(\frac{a}{l}\right)^4} \approx f_n \left[1 - \frac{(\pi a n)^2}{4} \left(\frac{a}{l}\right)^4 \right] \quad (1-12)$$

式中 f_n ——均匀细杆纵振动时的基频;

a ——杆的半径;

l ——杆的长度;

σ ——泊松比;

n ——共振的阶数。

2. 杆的横振动

振动方向与杆的轴相垂直的振动称为横振动, 对于均匀细杆, 其振动方程为:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + b^2 \frac{\partial^4 \xi}{\partial x^4} = 0 \quad (1-13)$$

其中 $b^2 = EI/\rho S$

式中 E ——杨氏模量;

ρ ——材料的密度;

S ——杆的横截面积;

$I = K^2 S$ ——以横截面内中心线为轴的转动惯量(K 为回转半径, 对于半径为 a 的圆形杆, $K = a/2$)。

本实验中, 把一长为 l 的杆自由悬挂, 从一端的侧面施加强迫力 $F = F_0 e^{i\omega t}$, 使杆发生横振动, 这时的边界条件为:

$$\begin{cases} \left. \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \right|_{x=0} = 0 & \left. \frac{\partial^3 \xi}{\partial x^3} \right|_{x=0} = -\frac{F_0}{EK^2 S} e^{i\omega t} \\ \left. \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \right|_{x=l} = 0 & \left. \frac{\partial^3 \xi}{\partial x^3} \right|_{x=l} = 0 \end{cases} \quad (1-14)$$

用分离变量法求解, 设 $\xi(x, t) = \xi(x) e^{i\omega t}$ 代入(1-13)、(1-14)式得:

$$\frac{\partial^4 \xi}{\partial x^4} - \frac{\omega^2}{b^2} \xi(x) = 0 \quad (1-15)$$

$$\left. \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \right|_{x=0} = 0 \quad \left. \frac{\partial^3 \xi}{\partial x^3} \right|_{x=0} = -\frac{F_0}{EK^2 S}$$

$$\left. \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \right|_{x=l} = 0 \quad \left. \frac{\partial^3 \xi}{\partial x^3} \right|_{x=l} = 0 \quad (1-16)$$

方程(1-16)的通解形式为:

$$\xi(x) = A \operatorname{ch} \sqrt{\lambda} x + B \operatorname{sh} \sqrt{\lambda} x + C \cos \sqrt{\lambda} x + D \sin \sqrt{\lambda} x \quad (1-17)$$

式中 $\lambda = \frac{\omega^2}{b^2}$, 由(1-16)式 $x=0$ 处的边界条件得:

$$A = C, \quad B = D - F_0/EK^2 S \sqrt{\lambda}^3$$

所以, $\xi(x) = A (\operatorname{ch} \sqrt{\lambda} x + \cos \sqrt{\lambda} x) + B (\operatorname{sh} \sqrt{\lambda} x + \sin \sqrt{\lambda} x)$

$$+ (F_0/EK^2 S \sqrt{\lambda}^3) \sin \sqrt{\lambda} x \quad (1-18)$$

由(1-16)式 $x=l$ 处的边界条件得:

$$A (\operatorname{ch} \sqrt{\lambda} l - \cos \sqrt{\lambda} l) + B (\operatorname{sh} \sqrt{\lambda} l - \sin \sqrt{\lambda} l)$$

$$= \frac{F_0}{EK^2 S \sqrt{\lambda}^3} \sin \sqrt{\lambda} l$$

$$A (\operatorname{sh} \sqrt{\lambda} l + \sin \sqrt{\lambda} l) + B (\operatorname{ch} \sqrt{\lambda} l - \cos \sqrt{\lambda} l)$$

$$= \frac{F_0}{EK^2 S \sqrt{\lambda}^3} \cos \sqrt{\lambda} l$$

于是

$$A = \frac{\Delta_1}{\Delta} = \frac{F_0}{EK^2S\sqrt{\lambda^3}} \frac{\delta_1}{\Delta}$$

$$B = \frac{\Delta_2}{\Delta} = \frac{F_0}{EK^2S\sqrt{\lambda^3}} \frac{\delta_2}{\Delta}$$

式中

$$\Delta = \begin{vmatrix} \operatorname{ch}\sqrt{\lambda}l - \cos\sqrt{\lambda}l & \operatorname{sh}\sqrt{\lambda}l - \sin\sqrt{\lambda}l \\ \operatorname{sh}\sqrt{\lambda}l + \sin\sqrt{\lambda}l & \operatorname{ch}\sqrt{\lambda}l - \cos\sqrt{\lambda}l \end{vmatrix}$$

$$\delta_1 = \begin{vmatrix} \sin\sqrt{\lambda}l & \operatorname{sh}\sqrt{\lambda}l - \sin\sqrt{\lambda}l \\ \cos\sqrt{\lambda}l & \operatorname{sh}\sqrt{\lambda}l - \cos\sqrt{\lambda}l \end{vmatrix}$$

$$\delta_2 = \begin{vmatrix} \operatorname{ch}\sqrt{\lambda}l - \cos\sqrt{\lambda}l & \sin\sqrt{\lambda}l \\ \operatorname{sh}\sqrt{\lambda}l + \sin\sqrt{\lambda}l & \cos\sqrt{\lambda}l \end{vmatrix}$$

方程(1-13)的解为:

$$\xi(x, t) = \frac{F_0 e^{j\omega t} / EK^2S\sqrt{\lambda^3}}{\Delta} [\delta_1 (\operatorname{ch}\sqrt{\lambda}x + \cos\sqrt{\lambda}x) + \delta_2 (\operatorname{sh}\sqrt{\lambda}l + \sin\sqrt{\lambda}l) + \Delta \sin\sqrt{\lambda}x] \quad (1-19)$$

可见, 横振动情况下, 杆中同样形成驻波, 并且当强迫力的频率满足 $\Delta = 0$ 时, 杆发生共振, 共振频率可由下式算得:

$$\operatorname{ch}\beta \cos\beta = 1 \quad (\beta = \sqrt{\lambda}l) \quad (1-20)$$

用图解法可得(1-20)式的根, 见表 1-2。

表1-2 两端自由或钳紧的杆横
振动时泛频与基频的关系

共振次数 n	特征值 β_n	第 n 次泛频/基频 f_n/f_1
1	4.730	1
2	7.853	2.76
3	10.996	5.41
4	14.137	8.94
5	17.279	13.37

表1-3 两端自由的杆作横振动
时的节点分布位置

共振阶数 n	节点位置与杆长之比 x/l				
1	0.224	0.776			
2	0.132	0.500	0.868		
3	0.094	0.356	0.644	0.906	
4	0.073	0.277	0.500	0.723	0.927

共振频率为:

$$f_n = K\beta_n^2 \sqrt{\frac{E}{\rho}} / 2\pi l^2 \quad (1-21)$$

可见, 杆作横振动时, 其 n 次泛音频率 f_n 不是基音频率 f_1 的整数倍, 即泛音不是谐和的。

此外, 如令 $\xi(x) = 0$, 可以得到相应节点位置, 对应 n 次振动, 有 $(n+1)$ 个节点, 它与杆任一端的距离 x 值列于表 1-3 中。由表 1-3 可以看出, 杆作横振动时的节点位置与纵振动时是不同的。

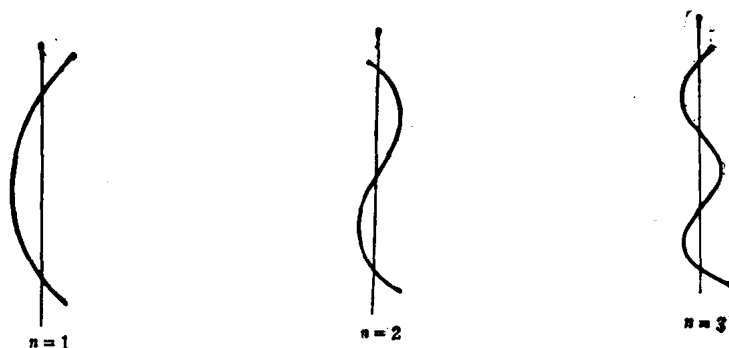


图1-2 杆横振动时的驻波图形

图 1-2 示出于节点处吊起的杆，在作横振动时，前几次的驻波图形。

设(1-13)式的简正波解具有如下形式：

$$\xi = A \cos \left[\left(\omega t - \frac{\omega}{C} x \right) - \phi \right]$$

对此式进行微分而后代入(1-13)式，得到 $\omega^2 = b^2 \left(\frac{\omega}{c} \right)^4$ ，即 $c^2 = \omega b$ ，所以有 $c^2 = 2\pi f \times \left(\frac{EK^2}{\rho} \right)^{1/2}$ 。故弯曲波的传播速度为 $c_n = (4\pi^2 EK^2 / \rho)^{1/4} \sqrt{f_n}$ 。可见，弯曲波速除了和棒本身的材质参数有关外，还和频率的平方根成正比，此弯曲波传播时有频散效应。

而纵振动的传播速度 $c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$ 是不随频率而变的。

实验内容与要求

1. 实验装置

杆纵振动实验装置如图 1-3 所示。

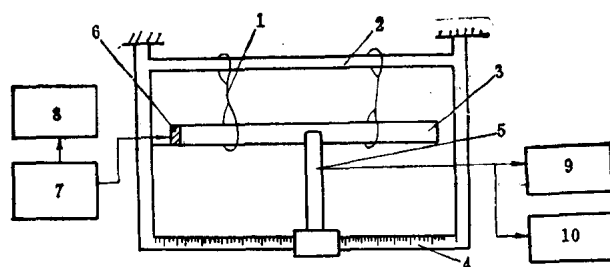


图1-3 杆纵振动实验装置

1—吊线；2—吊杆；3—待测的振动杆；4—带标尺的导轨；
5—拾音装置；6—激振换能器；7—正弦信号发生器；8—频率计；9—示波器；10—电压表。

将待测杆用悬线吊于吊杆上，目的是使杆悬吊点处于自由状态。正弦信号发生器产生的信号通过激振换能器激励杆，调节正弦信号频率，使杆处于某种共振状态，共振频率可用数字式频率计测量，振动信号经拾音器检测后送入示波器或测量放大器。

均匀杆横振动实验装置与纵振动装置基本相同，只是换能器面不垂直于杆轴。

2. 实验要求

- (1) 测出不同尺寸和不同材料(不同尺寸选二种，不同材料选二种)杆的振动情况。
- (2) 测出某种尺寸某种材料(例如铝)纵振动基频的振幅分布图。
- (3) 将实验结果与理论值进行比较，并分析差别的原因。
- (4) 计算 E 和 E'' 值。

3. 注意事项

(1) 实验中，吊杆和支架的影响很大，它们在某些频率上，也会发生共振现象。测量时必须予以辨别。在强振动的情况下，用手接触支架观察振动振幅的变化，可以判别系统是否振动。

(2) 金属杆共振曲线很尖锐，所以频率调节必须仔细。

(3) 实验室提供钢、铝、铜、环氧等材料制成的均匀细棒各两根(每种材料有不同尺寸)供选择。

思考题

1. 如何判断杆处于纵振动或横振动状态？如何判断基频？
2. 如何测量杆共振时的共振带宽 Δf ？
3. 杆一端贴有激励晶片时，基频节点是否还在杆的中央，如何解释？

参考文献

- [1] 杜功焕等：《声学基础》(上册)，上海科学技术出版社，1981年
- [2] 何祚镛等：《声学理论基础》，国防工业出版社，1981年

实验 2

全反射法测量固体的声速

当平面声波由水倾斜入射到沉浸在水中的固体表面时, 在水中将发生纵波反射, 而在固体透射波中将发生波型变换, 分离为折射纵波和折射横波, 当入射角达到纵波临界角 (第一临界角) 后, 固体中只存在正常折射横波, 而折射纵波变为非均匀波; 当入射角达到横波临界角 (第二临界角) 后, 固体中折射横波亦变为非均匀波。本实验即以此规律为基础, 测量固体中纵波和横波速度。

实验目的

通过本实验, 加深对声波的反射和折射定律的理解, 并掌握利用全反射法测量固体中纵波和横波速度的方法。

实验原理与方法

将表面光滑、两面平行的板状固体试样 (其厚度应大于十个固体中的声波长) 浸放在液体中。超声波从液体以 α 角投射到固体试样的表面时, 一部分声能被反射回液体中, 另一部分射入固体, 在固体中激发起纵波 (折射角为 β), 亦激发起横波 (折射角为 γ), 如图 2-1 所示。

以 c_0 、 c_l 、 c_s 分别代表液体的声速和固体中纵波、横波的声速, ρ_0 、 ρ 分别为液体和被测固体的密度, 根据折射定律, 可以写出下式:

$$\sin \alpha / c_0 = \sin \beta / c_l = \sin \gamma / c_s \quad (2-1)$$

反射系数 R 为:

$$R = \frac{z_l \cos^2 2\gamma + z_s \sin^2 2\gamma - z}{z_l \cos^2 2\gamma + z_s \sin^2 2\gamma + z} \quad (2-2)$$

其中, $z = \rho_0 c_0 / \cos \alpha$, $z_l = \rho c_l / \cos \beta$, $z_s = \rho c_s / \cos \gamma$ 。

当 $\beta = 90^\circ$ 时, $\cos \beta = 0$, $z_l \rightarrow \infty$, 由 (2-1) 式知

$$\sin \alpha_{0l} = c_0 / c_l \quad (2-3)$$

此时反射系数 R 等于 1, 即发生纵波全反射, 我们

把这时的入射角 α_{0l} 称作纵波全反射临界角。当 $\gamma = 90^\circ$ 时, $\cos \gamma = 0$, $z_s \rightarrow \infty$, 由 (2-1) 式有

$$\sin \alpha_{0s} = c_0 / c_s \quad (2-4)$$

这时根据 (2-2) 式知 $R = 1$, 即发生横波全反射。此时的入射角 α_{0s} 称作横波全反射临界角。

实际测量中, 临界角的出现分下述两种情况:

(1) 如果 $c_0 < c_s < c_l$, 则有 $\alpha < \gamma < \beta$ 。当 α 逐渐增大时, 出现两个全反射的临界角。先出现 α_{0l} , 后出现 α_{0s} 。若已知 c_0 , 测出 α_{0l} 、 α_{0s} , 则用 (2-3)、(2-4) 式可计算出

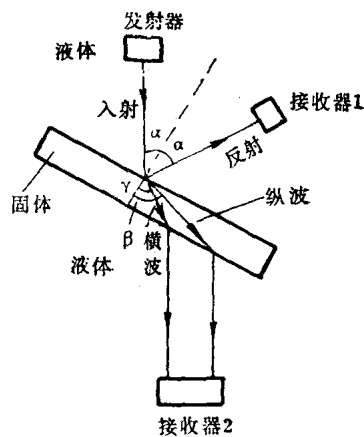


图 2-1 全反射法测量固体声速的原理示意图

固体中的声速 c_l 、 c_r 。为避免干涉，一般采用脉冲波测试。

(2) 如果 $c_l > c_0 > c_r$ (一般有机玻璃属此类)，则 $\beta > \alpha > \gamma$ 。只能出现一个临界角 α_{0l} ，从而只能测得固体中纵波声速 c_l 。此时如要测量横波声速 c_r 可采用连续波，使 $90^\circ > \alpha > \alpha_{0l}$ ，透射波中只存有横波，再利用横波干涉来测量，详见文献[2]。

具体测量用下面两种方法：

(1) 反射法。发射器和接收器放在同侧，当全反射发生时，其反射脉冲幅度最大。此法的优点是：只须将反射面磨光；反射信号强且随入射角变化明显。其缺点是：一般发射器固定，要测量接收器和固体试样两个转动角度，使读数误差增加。旋转轴需通过固体试样的前表面，否则临界角会测错，故机械加工要求较高。如当旋转轴通过试样中心时，就会使角度读数偏小，如图 2-2 所示。

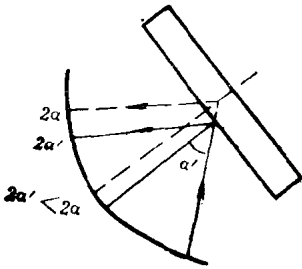


图2-2 转动轴通过试样中心时使角度读数偏小

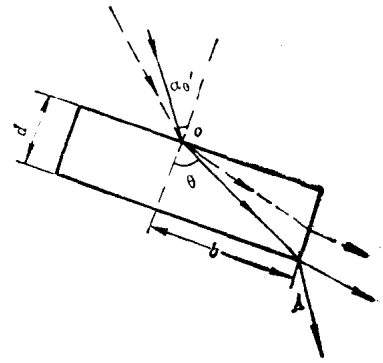
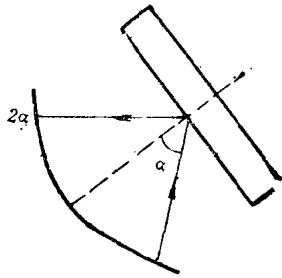


图2-3 透射法测临界角时的修正

(2) 透射法。接收器放在发射器的另一侧。当发生全反射时，其透射脉冲最小。本方法优点是：发射器固定，当转动固体试样时，接收器只需平动，故只读一个旋转角度。因固体试样中的纵横波声速不同，故在荧光屏上可同时观察到彼此分开的纵波、横波透射脉冲随入射角的变化规律。这种方法的缺点是：固体试样的两个表面均需磨光而且要保持严格平行；透射脉冲一般较小，其高度随入射角的变化不甚明显。当固体的特性阻抗远大于液体的特性阻抗或对于声衰减较大的固体试样，因透射声脉冲信号的强度太弱，就无法进行测量。

另外，透射法实测的临界角往往偏小，其原因是透射脉冲从固体试样侧面进入液体，此时虽还未发生全反射，但透射脉冲已经测不到，故应进行修正，如图 2-3 所示。

假设当以 α'_0 入射时，透射波刚好到达侧棱 A 点，则有：

$$\sin \alpha'_{0l} = \frac{c_0}{c_l} \sin \theta = \sin \alpha_{0l} \cdot \frac{b}{\sqrt{b^2 + d^2}}$$

$$\sin \alpha'_{0r} = \frac{c_{0l}}{c_r} \sin \theta = \sin \alpha_{0r} \cdot \frac{b}{\sqrt{b^2 + d^2}}$$

所以用透射法测临界角的修正公式为:

$$\sin \alpha_{0t} = \frac{\sqrt{b^2 + d^2}}{b} \sin \alpha'_{0t} \quad (2-5)$$

$$\sin \alpha_{0r} = \frac{\sqrt{b^2 + d^2}}{b} \sin \alpha'_{0r} \quad (2-6)$$

由上两式可知,只要测出固体中纵波透射脉冲的 α'_{0t} 和横波透射脉冲的 α'_{0r} ,就可分别由(2-5)、(2-6)式计算出真正的临界角 α_{0t} 、 α_{0r} 。

如果当 c_0 并不比 c_s 大多少时,用脉冲法已无法测出 α_{0r} ,则可改用厚的固体试样,有可能测出 α'_{0r} ,再计算出 α_{0r} 、 c_s 。

实验内容与要求

实验装置如图 2-4 所示(俯视图)。把用铜(或不锈钢)材料制造的一机械装置放入水槽内。发射器固定安放在左边一根横梁上,用作发射超声波信号。接收器安放在与其相对的右边一根横梁上,用于透射法接收透射超声波信号,此接收器可以前后(或左右)平移。而安装在绕轴转动的支架上的接收器,用于反射法接收反射超声波信号。在中心转盘上有读角度的游标装置,角度读数的分辨力为 0.1 度。发射与接收装置是用同一台超声波探伤仪,它的两个超声换能器探头(即发射器和接收器)放入水中,事先要将其密封好,以防漏水。固体试样要求其厚度大于十个固体中声波长,其声波入射的平面尺寸要比换能器晶片尺寸大得多,且试样的两平面必须磨光,保持严格平行。我们可选用铝、铜、有机玻璃作为测试材料。

测试仪器可用产品超声波探伤仪(例如 CTS-6 型)。

具体测试步骤如下:

(1) 把发射器和接收器对准,并将发射器、接收器、转轴中心置于一直线和同一水平面上。将探伤仪置于一发一收状态,不加固体试样,调节探伤仪“增益”、“衰减”、“抑制”、“补偿”、“深度”等旋钮,使荧光屏上出现的接收脉冲高度适用,然后仔细调节发射探头和接收探头,使接收脉冲达最高。

(2) 放入测试固体样品,调节固体试样旋转角度。用单探头(即发射探头兼收发)使接收脉冲高度达最大并离发射脉冲的距离(亦即由发射到接收的时间)最短,此时表明固体试样表面与声线垂直。所谓角度即作为角度读数的零点。实验时所用频率是 2.5MHz,声束的方向性较强。

(3) 测量临界角 α_{0t} 、 α_{0r} 并计算 c_t 、 c_{rt}

设用透射法,在荧光屏上将出现两个接收脉冲,因 $c_t > c_r$,故离发射脉冲较近的一个脉冲对应于固体中的纵波,较远的一个脉冲对应于固体中的横波。固定发射探头,

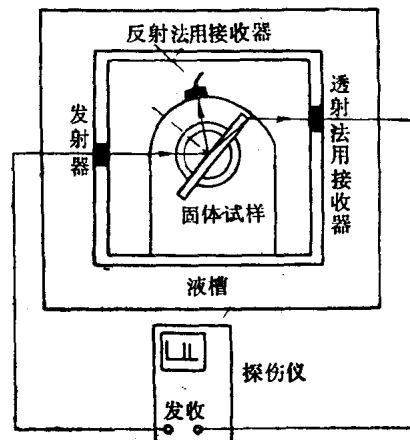


图2-4 全反射法测固体中纵、横波速装置图(俯视图)