

激光超声 Lamb 波双模共振测量薄板局部弹性模量

蒋旺, 孙凯华*

中国工程物理研究院机械制造工艺研究所, 四川 绵阳 621999

摘要 为了快速准确地测量薄壁结构的局部弹性模量,提出了 Lamb 波双模共振法,采用脉冲激光作用薄板表面诱导产生 Lamb 波,结合频谱中的零群速度(ZGV)共振和厚度共振计算薄板的局部泊松比和局部体波波速,进而结合所测密度求得局部弹性模量。为了验证双模共振法的准确性,实验采用高频纵波探头和纳米压痕仪测量了相关参数。结果表明:Lamb 波双模共振法利用 S_1 模态 ZGV 共振结合其他模态厚度共振或 ZGV 共振,能够快速准确地计算出薄板的局部泊松比和局部体波波速,这对于实现薄壁结构件弹性模量的在线监测具有重要意义。

关键词 测量; 激光超声; Lamb 波; 零群速度共振; 厚度共振; 局部弹性模量

中图分类号 TG113.25 **文献标志码** A

DOI: 10.3788/CJL221074

1 引言

薄壁结构件在航空航天领域的应用十分广泛,比如舱体、端框等薄壁回转体类零件以及发动机盘类零件等。良好的力学性能是保证产品长期稳定安全工作的基础,而弹性模量是评估材料力学性能的重要指标,对其进行准确的无损表征是十分必要的。传统测量弹性模量的方法有静态法^[1]、动态法^[1]、压痕法^[2]等。这些方法对样品有一定破坏性,需要制作特定尺寸的试样并进行抛光处理,适合原材料检测,不适用于已经成型的零件,比如薄壁结构件、曲面结构件等。

超声波法^[3]作为一种无损检测方法可用于弹性模量的检测,其关键步骤在于体波波速的准确测定。传统的超声波法需要利用两种模式的探头和耦合剂测得两种体波波速,作为接触式检测法步骤繁琐且对曲面结构的测量不稳定。而激光超声^[4]作为一种非接触式无损检测技术,具有时空分辨率高、声源灵活、模式多等优点,可用于测量成型结构件的弹性模量^[5]。在不同结构中激光能够激励不同模式的超声波,对于块状结构(超声波长远小于材料厚度),激光可以同时激发出纵波和横波并实现波速的准确测定,从而实现弹性模量的测量^[6-8]。

对于薄壁结构(超声波长接近或大于材料厚度),材料中传播的是 Lamb 波,相速度随频率变化而变化^[4],此时难以直接测量纵波和横波波速,需要对 Lamb 波数据进行反求。频散曲线反演法^[9-13]是最常用的反求方法,但是该方法需要对大区域进行扫描,最终反演得到的参数是扫描区域的平均值,这对于厚度变

化或者厚度不均匀的样品不适用。如果要准确测量薄壁结构的弹性模量,需要采用局部检测方法。

在板中,厚度共振和零群速度(ZGV)共振可以提供局部特征信息^[14]。ZGV 共振的形成原理是由于受到自由边界的约束,频散曲线的相邻阶对称模态或反对称模态之间会相互排斥,曲线越接近,所产生的排斥力越大并出现后退波,当前进波与后退波相互作用时就会产生波数不为零而群速度为零的 ZGV Lamb 波模态,由于 ZGV Lamb 波群速度为零,声波能量会集中在激励源附近,形成强烈的共振,频谱中出现对应共振峰,共振峰有助于测量材料的局部参数^[15-17]。

Clorennec 等^[18]基于 ZGV 共振的特征提出了 S_1 - A_3 模态 ZGV 共振法,通过频谱中两种固定模态反求薄板或壳体的局部参数,该方法相较于频散曲线反演法提升了检测效率和检测精度。Grünsteidl 等^[19]对该反求过程进行了理论分析和数学推导。 S_1 - A_3 模态 ZGV 共振法需要用到 S_1 和 A_3 模态 ZGV 共振峰,但是在实验时发现,由于声波传播性质的差异,有些材料存在 A_3 模态共振峰信号弱、干扰峰多、难以识别等问题,不过在频谱中除了这两个共振峰之外,还有多个其他模式的共振峰。

为了有效解决部分材料 A_3 模态共振峰难以识别的问题,本文结合 ZGV 共振和厚度共振提出了改进方法——双模共振法,利用幅值较大的 S_1 模态 ZGV 共振峰和其他任意一种模态共振峰实现薄板局部泊松比和局部体波波速的快速计算,进而结合所测密度求得局部弹性模量。文章在第二部分介绍了 ZGV 共振、厚度共振理论和 S_1 - A_3 模态 ZGV 共振法,提出了双模共振

收稿日期: 2022-07-21; 修回日期: 2022-08-16; 录用日期: 2022-08-26; 网络首发日期: 2022-09-05

基金项目: 国家自然科学基金(61801451)

通信作者: *sundoom@126.com

法。文章第三部分介绍了激光超声实验,利用脉冲激光在各向同性薄板材料上激励产生了 Lamb 波,在频谱中获取共振峰的频率。文章第四部分利用第二部分提出的方法求解泊松比、体波波速和弹性模量,并结合高频纵波探头以及纳米压痕仪对计算结果进行了验证。

2 基本原理与方法

在各向同性材料中,纵波波速(V_L)、横波波速(V_T)和弹性模量(E)之间存在的关系为

$$E = \frac{\rho(1+\nu)(1-2\nu)V_L^2}{1-\nu}, \quad (1)$$

$$E = 2\rho(1+\nu)V_T^2, \quad (2)$$

$$\frac{V_L}{V_T} = \sqrt{\frac{2(1-\nu)}{1-2\nu}}, \quad (3)$$

式中: ρ 为密度; ν 为泊松比。

超声波法测弹性模量的关键在于体波波速的准确测定。对于块状结构(超声波长远小于材料厚度),激光可以同时激发出纵波和横波并实现波速的准确测定。对于薄壁结构(超声波长接近或大于材料厚度),材料中传播的是 Lamb 波,此时难以直接测量纵波和横波波速,需要利用频散曲线进行反演,反演的参数是扫描区域的平均值,因此结果会受到材料厚度不均匀

的影响。另外,反演过程涉及到的时频变换、迭代求解等步骤也会造成结果的偏差。如果要准确测量局部参数,可以利用 Lamb 波的厚度共振和 ZGV 共振,它们包含了薄板的局部特征信息。

2.1 Lamb 波共振理论

Raleigh-Lamb 频率方程可以写成对称模态和反对称模态的形式^[4],即

$$\frac{\tan(qd)}{\tan(pd)} = -\frac{4k^2 pq}{(q^2 - k^2)^2}, \text{ for symmetric mode, } (4)$$

$$\frac{\tan(qd)}{\tan(pd)} = -\frac{(q^2 - k^2)^2}{4k^2 pq}, \text{ for antisymmetric mode, } (5)$$

式中: d 为板厚; k 为波数, $k = \frac{\omega}{V_p}$,其中, V_p 为 Lamb 波的相速度, ω 为圆频率; $p^2 = \frac{\omega^2}{V_L^2} - k^2$, $q^2 = \frac{\omega^2}{V_T^2} - k^2$ 。

联立式(4)、(5)进行数值求解可得到频散曲线。

图 1(a)所示为常温下 1 mm 厚的钨板中 Lamb 波的频率-波数频散曲线,其中,横坐标是波数 k 与板厚 d 的乘积,纵坐标是频率 f 与板厚 d 的乘积,实线为对称模态 S_n ,虚线为反对称模态 A_n , n 为各模态的阶数, S_1 -ZGV 表示 S_1 模态 ZGV 共振, A_3 -ZGV 表示 A_3 模态 ZGV 共振。对图 1(a)中每阶模态曲线求导,可得到图 1(b)所示的群速度频散曲线。

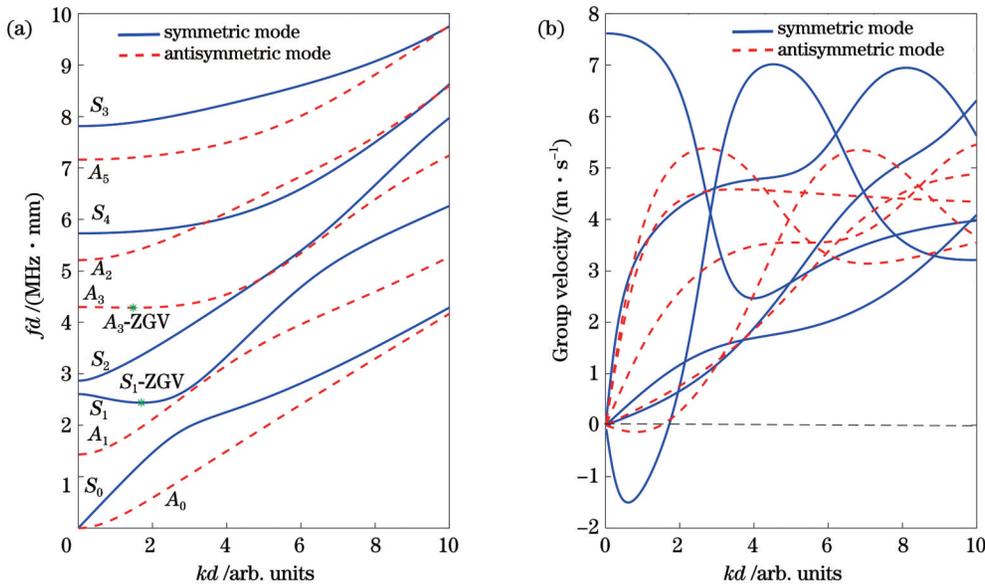


图 1 1 mm 厚钨板的频散曲线。(a)频率-波数频散曲线;(b)群速度频散曲线

Fig. 1 Dispersion curves of 1 mm thick tungsten plate. (a) Dispersion curve of frequency-wavenumber; (b) dispersion curve of group velocity

板中存在两种共振模式,即厚度共振和 ZGV 共振。厚度共振与截止频率对应,如图 1(a)所示,每一阶模态与纵轴都有一个交点,这个交点对应的频率就是截止频率,在截止频率处,超声波在板的顶部和底部之间多次反射导致厚度共振。除了基准

模态 S_0 和 A_0 以外,其他高阶模态的截止频率(f_c)^[14]可表示为

$$\begin{cases} f_c d = nV_T, & \text{for } S_{2n}, n \geq 1 \\ f_c d = (2m+1)\frac{V_L}{2}, & \text{for } S_{2m+1}, m \geq 0 \end{cases}, \quad (6)$$

$$\begin{cases} f_c d = nV_L, & \text{for } A_{2n}, n \geq 1 \\ f_c d = (2m+1)\frac{V_T}{2}, & \text{for } A_{2m+1}, m \geq 0 \end{cases}, \quad (7)$$

式中: n 和 m 均为正整数; S_{2n} 、 S_{2m+1} 为 Lamb 波偶数阶、奇数阶对称模式; A_{2n} 、 A_{2m+1} 为 Lamb 波偶数阶、奇数阶反对称模式。

ZGV 共振对应频散曲线中波数不为零而群速度为零的点。图 1(a) 中出现了 S_1 模式和 A_3 模式的 ZGV 共振, 分别用 S_1 -ZGV 和 A_3 -ZGV 表示。其中, S_1 模式 ZGV 共振是由 S_2 模式后退波和 S_1 模式前进波相互作用产生的, A_3 模式 ZGV 共振产生的原因相同。后退波指的是相速度和群速度方向相反的波, 在图 1(b) 中群速度为负数的即为后退波。

2.2 Lamb 波 S_1 - A_3 模式 ZGV 共振法

利用 S_1 和 A_3 模式的 ZGV 共振峰可以求解材料的局部泊松比和局部体波波速^[18]。图 1(a) 所示 S_1 模式 ZGV 共振频率始终低于该模式截止频率, 引入校正因子 β_1 来建立两者的联系:

$$f_1 = \beta_1 f_{c1} = \beta_1 \frac{V_L}{2d}, \quad \beta_1 < 1, \quad (8)$$

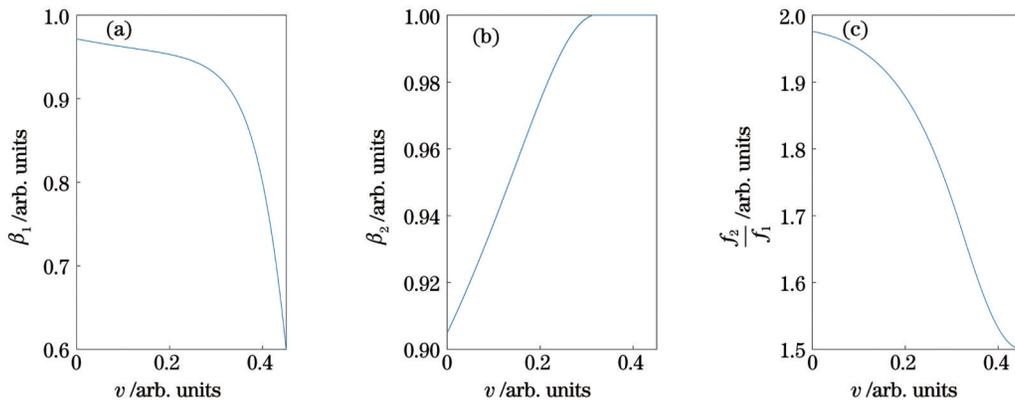


图 2 校正因子与泊松比的关系曲线。(a) 校正因子 β_1 与泊松比 ν ; (b) 校正因子 β_2 与泊松比 ν ; (c) S_1 - A_3 模式 ZGV 共振频率比 f_2/f_1 与泊松比 ν

Fig. 2 Relationship between correction factor and Poisson's ratio. (a) Correction factor β_1 and Poisson's ratio ν ; (b) correction factor β_2 and Poisson's ratio ν ; (c) relationship between S_1 - A_3 ZGV resonance frequency ratio f_2/f_1 and Poisson's ratio ν

2.3 Lamb 波双模共振法

2.2 小节所述的 Lamb 波 S_1 - A_3 模式 ZGV 共振法利用 S_1 和 A_3 模式 ZGV 共振频率反求得到材料的泊松比和体波波速。在实验中发现, S_1 模式 ZGV 共振峰幅值很大, A_3 模式 ZGV 共振峰幅值稍小, 除了这两种 ZGV 共振峰之外, 频谱中还存在其他模式的共振峰。由于声波传播性质的差异, 有些材料存在 A_3 模式共振峰信号弱、干扰峰多、难以识别等问题, 为了解决这些问题, 本文结合 ZGV 共振和厚度共振提出了改进方法——双模共振法, 利用幅值较大的 S_1 模式 ZGV 共振峰和其他任意一种模式共振峰即可快速计算出薄板局部泊松比和局部体波波速, 进而结合所测密度求得局部弹性模量。

式中: f_1 为 S_1 模式 ZGV 共振频率; f_{c1} 为 S_1 模式截止频率; β_1 只依赖于泊松比 ν 。当 $\nu > 0.451$ 时, S_1 模式 ZGV 共振不存在。引入校正因子 β_2 来建立 A_3 模式 ZGV 共振频率 f_2 和截止频率 f_{c2} 的联系:

$$f_2 = \beta_2 f_{c2} = \beta_2 \frac{3V_T}{2d}, \quad \beta_2 \leq 1, \quad (9)$$

式中: β_2 只依赖于泊松比 ν 。当 $0.319 \leq \nu \leq 0.451$ 时, A_3 模式 ZGV 共振不存在, 此时 f_2 对应的是 A_3 模式的截止频率, 因此 $\beta_2 = 1$ 。校正因子 β_1 和校正因子 β_2 只与泊松比 ν 有关, A_3 模式 ZGV 共振频率 f_2 和 S_1 模式 ZGV 共振频率 f_1 的比值也只与泊松比 ν 有关, 即

$$\frac{f_2}{f_1} = 3 \frac{V_T \beta_2}{V_L \beta_1} = 3 \sqrt{\frac{1-2\nu}{2(1-\nu)}} \frac{\beta_2(\nu)}{\beta_1(\nu)}. \quad (10)$$

联立式 (4)、(5)、(8)~(10) 可以绘制出校正因子 β_1 与泊松比 ν 、校正因子 β_2 与泊松比 ν 、双模 ZGV 共振频率比 f_2/f_1 与泊松比 ν 的关系曲线, 分别如图 2(a)~(c) 所示。三条曲线都是单调的, 所以当 S_1 模式 ZGV 共振频率和 A_3 模式 ZGV 共振频率 (或截止频率) 已知时, 可以唯一确定材料的泊松比, 结合板厚能进一步求解体波波速, 误差主要取决于板厚的测量精度。

首先对 S_1 - A_3 模式 ZGV 共振法进行拓展, 研究不同模式 ZGV 共振的选取对反求泊松比和体波波速的影响。Prada 等^[20] 给出了能够激发不同阶 ZGV 共振模式的泊松比范围, 其中 A_7 、 S_6 、 A_5 模式 ZGV 共振存在的泊松比范围分别为 $0.241 \leq \nu \leq 0.296$ 、 $0.323 \leq \nu \leq 0.365$ 、 $0.400 \leq \nu \leq 0.427$ 。按照 2.1 中所述方法分别定义这三种模式 ZGV 共振频率与截止频率的关系, 并绘制相应的校正因子与泊松比的关系曲线, 结果如图 3(a)~(c) 所示。

三种模式和 S_1 模式的 ZGV 共振频率比 f_7/f_1 、 f_6/f_1 、 f_5/f_1 与泊松比 ν 的关系曲线分别如图 4(a)~(c) 所示。从图 4(b) 可以明显看到曲线不单调, 说明在泊松比的某个区间内, 一个双模 ZGV 共振频率比会对应两个泊

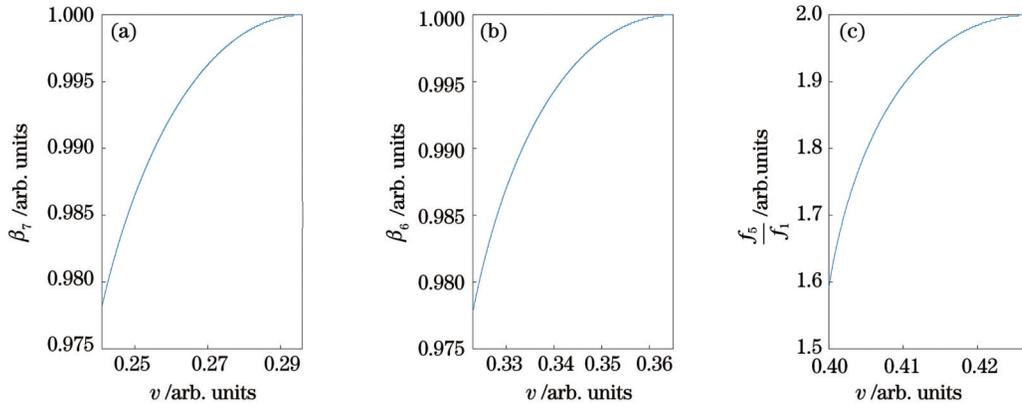


图 3 校正因子与泊松比的关系曲线。(a)校正因子 β_7 与泊松比 ν ; (b)校正因子 β_6 与泊松比 ν ; (c)校正因子 β_5 与泊松比 ν
 Fig. 3 Relationship between correction factor and Poisson's ratio. (a) Correction factor β_7 and Poisson's ratio ν ; (b) correction factor β_6 and Poisson's ratio ν ; (c) correction factor β_5 and Poisson's ratio ν

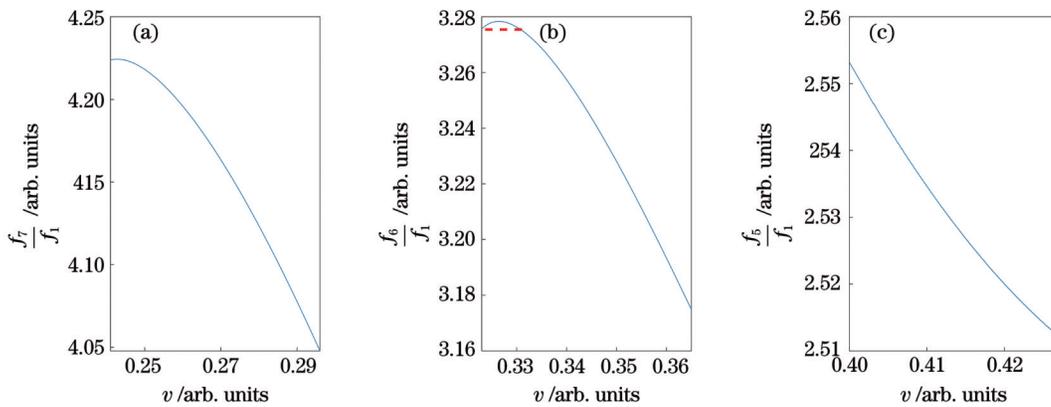


图 4 双模 ZGV 共振频率比与泊松比的关系曲线。(a) f_7/f_1 与 ν ; (b) f_6/f_1 与 ν ; (c) f_5/f_1 与 ν
 Fig. 4 Relationship between resonant frequency ratio of dual-modal ZGV and Poisson's ratio. (a) f_7/f_1 and ν ; (b) f_6/f_1 and ν ; (c) f_5/f_1 and ν

泊松比, 不满足泊松比的唯一确定性, 因此在利用两种 ZGV 共振求解泊松比和体波波速时需要考虑泊松比的范围。

通过上述研究发现, 两种 ZGV 共振只有在一定泊松比范围内才可以唯一确定泊松比和体波波速。为了应用于任意泊松比, 现考虑将厚度共振运用到反求过程中。根据 Prada 等^[20]的研究, 在不同泊松比区间, S_1 模态的截止频率有两种情况即 $V_L/2d$ 和 V_T/d , 而 A_3 模态的截止频率只有 $3V_T/2d$ 。为了形成对应关系, 在 S_1 - A_3 模态 ZGV 共振法^[18]中选择 S_1 模态截止频率为 $V_L/2d$ 进行计算, 本文则同时利用 $V_L/2d$ 和 V_T/d 两种表达式绘制不同校正因子曲线来反求泊松比。当 S_1 模态截止频率为纵波计算式和横波计算式时校正因子曲线分别如图 5(a)、(b) 所示。其中, β_{11} 为横波计算式的校正因子, 其计算式为

$$f_1 = \beta_{11} f_{c1} = \beta_{11} \frac{V_T}{2d}, \quad \beta_{11} < 1, \quad (11)$$

式中 β_{11} 只依赖于泊松比 ν 。

在频谱中出现厚度共振峰时, 利用截止频率表达式(6)或表达式(7)可以计算纵波波速 V_L 或横波波速 V_T , 结合 S_1 模态 ZGV 共振频率 f_1 通过纵波或横波计算式能得到校正因子的值, 再利用图 5 反求就可以唯一

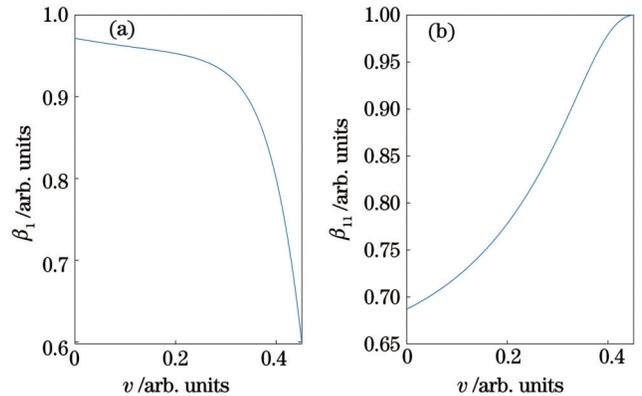


图 5 不同条件下校正因子与泊松比的关系曲线。(a)纵波计算

$$f_1 = \beta_{11} \frac{V_L}{2d}; \quad (b) \text{横波计算式 } f_1 = \beta_{11} \frac{V_T}{d}$$

Fig. 5 Relationship between correction factor and Poisson's ratio under different conditions. (a) Formula about compressional wave $f_1 = \beta_{11} \frac{V_L}{2d}$; (b) formula about shear

$$\text{wave } f_1 = \beta_{11} \frac{V_T}{d}$$

确定泊松比。因此, 只要在薄板中激发出 S_1 模态 ZGV 共振峰和任何一种厚度共振峰即可唯一确定泊松比和体波波速。

3 激光超声实验和测量结果

为了验证 Lamb 波双模共振法计算的准确性,本文进行了激光超声实验,实验样品选用三

种厚度均匀的各向同性薄板,长和宽都为 10 mm,其他参数如表 1 所示,实测厚度由精度为 1 μm 的测厚仪测得,实测密度由阿基米德排水法测得。

表 1 实验样品参数

Table 1 Experimental sample parameters

| Material | Theoretical parameter | | | Measured parameter | |
|---------------|-----------------------------------|---|--|--------------------|---|
| | Poisson's ratio ν /arb. units | Velocity of longitudinal wave $V_L /(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$ | Velocity of shear wave $V_T /(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$ | Thickness d /mm | Density $\rho /(\text{g}\cdot\text{cm}^{-3})$ |
| Aluminum-1060 | 0.33 | 6153.4 | 3099.6 | 0.983 | 2.716 |
| Copper-T2 | 0.34 | 4555.5 | 2243.0 | 0.992 | 8.898 |
| Titanium-TA2 | 0.36 | 6262.2 | 2928.9 | 0.992 | 4.500 |

本实验的激光超声检测系统如图 6 所示,包括脉冲激光器、激光干涉仪、位移平台、光学元件、示波器、计算机等部件。脉冲激光器作为激励源产生脉冲激光,最大单脉冲能量为 5 mJ,波长为 1064 nm,脉宽为 7 ns,重复频率为 1000 Hz。脉冲激光经过分光镜后,少部分光反射到光电探测器作为触发信号,大部分光透射到聚焦透镜,点源聚焦成线源斜入射到薄板上,以热弹机制诱导产生 Lamb 波,激励出的超声波用波长为 532 nm、探测带宽为 27 MHz 的激光干涉仪进行

探测。位移平台可用于精确控制激励源、探测源和样品的位置,调整位移平台使激光激励点与干涉仪探测点靠近薄板中心位置并趋于重合,从而使频谱中的共振峰达到最佳,将该位置作为扫描的初始位置,扫描的目的是确保频谱中共振峰的稳定性。之后固定激发源和探测源不动,移动样品台,以 0.01 mm 的步长移动 20 步,采集 Lamb 波信号并保存在计算机上。设置采样时间间隔为 4 ns,数据采集总点数为 12500。

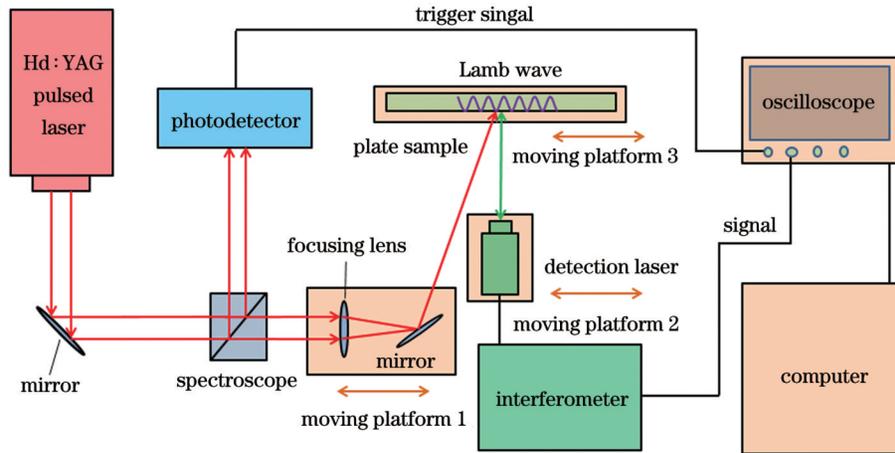


图 6 激光超声检测系统路线图

Fig. 6 Roadmap of laser ultrasonic inspection system

检测信号频谱共振峰的模态识别是通过分析其频散曲线实现的,可分为两种情况。一是在已知材料参数大致范围的情况下,可以根据相关参数绘制理论频散曲线,将理论频散曲线和频谱进行匹配即可识别共振峰的模态。二是在材料参数未知的情况下,需要选择一个厚度均匀的样品作为标样并通过激光超声实验获取实测频散曲线,获取实测频散曲线的步骤是先将探测源和激发源移动到板上同一点,之后固定探测源不动,控制位移平台使激发源向波的传播方向移动,采集不同位置上的 Lamb 波时域信号并进行二维傅里叶变换,得到实测频散曲线。二维傅里叶变换的过程为

$$U(\omega, k) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu(t, x) \exp[-j(\omega t - kx)] dt dx, \quad (12)$$

式中: $U(\omega, k)$ 为经过变换后的频率-波数谱; t 为时间; x 为空间位置; $\mu(t, x)$ 为沿特定方向传播的 x 位置处的信号。

通过实测频散曲线对横波波速和纵波波速进行粗略反演,根据反演的波速绘制理论频散曲线,再与频谱进行匹配,即可识别共振峰的模态。图 7(b) 为铝 1060 薄板实测频散曲线和理论频散曲线的对比图,图 7(a) 为铝 1060 薄板频谱中识别出的共振模态。

图 8 为铝 1060 薄板的测量结果,采集到的初始位

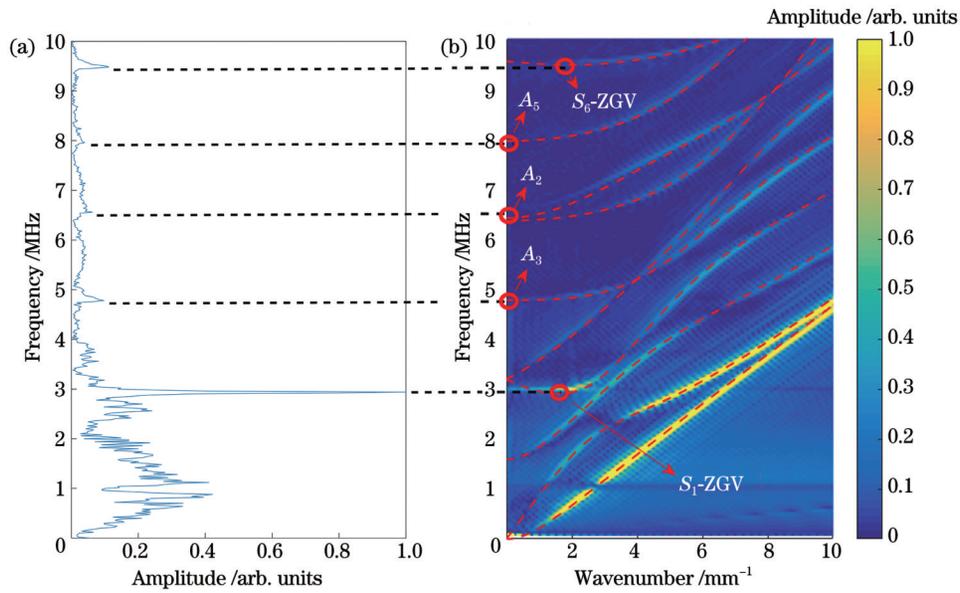


图 7 频谱共振模态识别。(a) 铝 1060 薄板单点探测的频谱; (b) 铝 1060 薄板的实测频散曲线和理论频散曲线(虚线)
 Fig. 7 Identification of resonance modals in spectrum. (a) Spectrum of aluminum plate by single point detection; (b) theoretical (dotted line) and measured dispersion curves of thin aluminum 1060 plate

置的时域信号如图 8(a) 所示, 横轴为时间, 纵轴为幅值, 方框内为共振信号。对初始位置的时域信号进行快速傅里叶变换得到频谱图, 如图 8(b) 所示, 横轴为频率, 纵轴为幅值, 可以明显看到频谱中存在多个共振峰, 其中 S_1 模态 ZGV 共振峰幅值最大, A_3 模态厚度共振峰(用 $A_3 f_c$ 表示, 其他同理)和 S_6 模态 ZGV 共振峰幅值较大, A_2 模态厚度共振峰和 A_5 模态厚度共振峰幅值

较小。图 8(c) 为扫描区域的时域 B 扫图, 横轴为扫描距离, 纵轴为时间。对每组信号进行快速傅里叶变换即可得到图 8(d) 所示的频谱 B 扫图, 横轴为扫描距离, 纵轴为频率, 其中对应较大幅值的频率即为共振峰对应的频率。可以看到 S_1 模态 ZGV 共振依然是最明显的, 由于每个共振峰在邻近位置处都比较稳定, 现取 21 组数据的平均值作为最终结果。

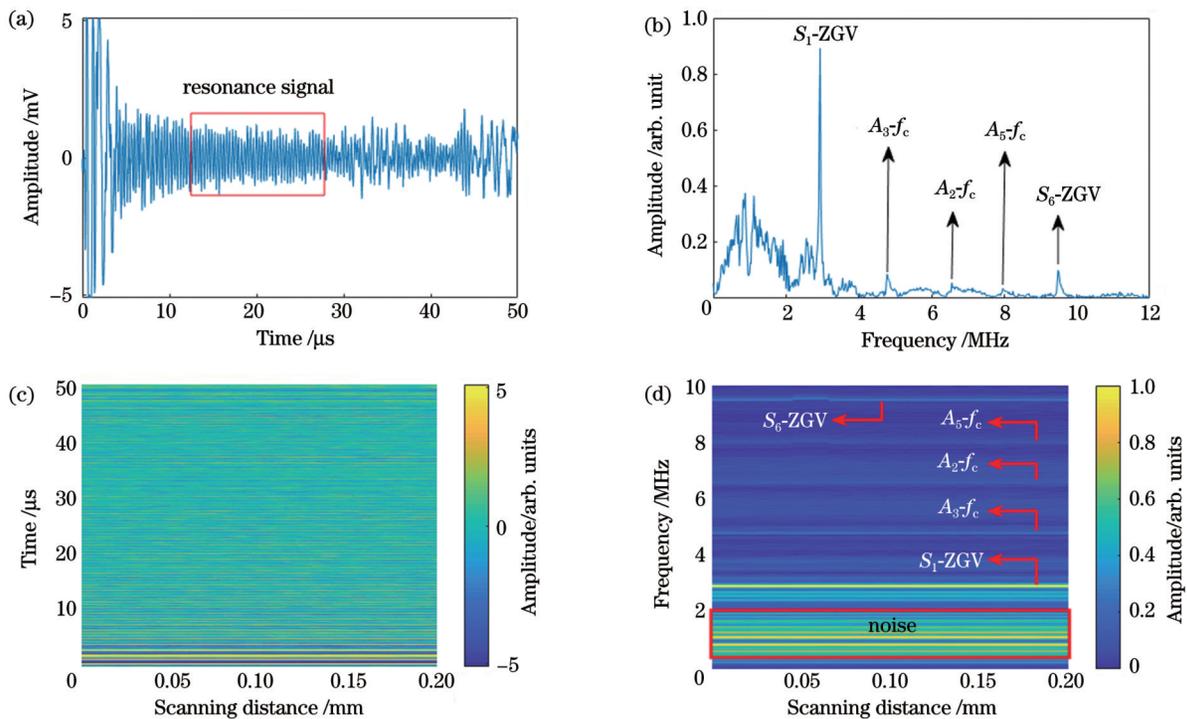


图 8 铝 1060 薄板测量结果。(a) 初始位置的时域信号(方框内为共振信号); (b) 初始位置的频谱图; (c) 时域 B 扫图; (d) 频谱 B 扫图(方框内为噪声)

Fig. 8 Measurement results of thin aluminum 1060 plate. (a) Time domain signal at initial position with resonance signal shown by box; (b) spectrum at initial position; (c) time domain B-scan map; (d) spectral B-scan map with noise shown by box

图 9 和图 10 分别为铜 T2 薄板和钛 TA2 薄板的测量结果。铜板频谱中 S_1 模态 ZGV 共振峰最强, A_3 、 A_2 模态厚度共振峰和 S_6 模态 ZGV 共振峰幅值稍小。钛板由于时域共振信号较差, 频谱中只检测到了三种模

态的共振峰并且还有一个干扰峰(噪声), 由于该峰与 A_3 模态厚度共振峰距离较近, 通过计算很难排除, 因此选择 S_1 模态 ZGV 共振峰和 S_6 模态 ZGV 共振峰进行计算更合理。表 2 为三种薄板频谱中的共振峰频率。

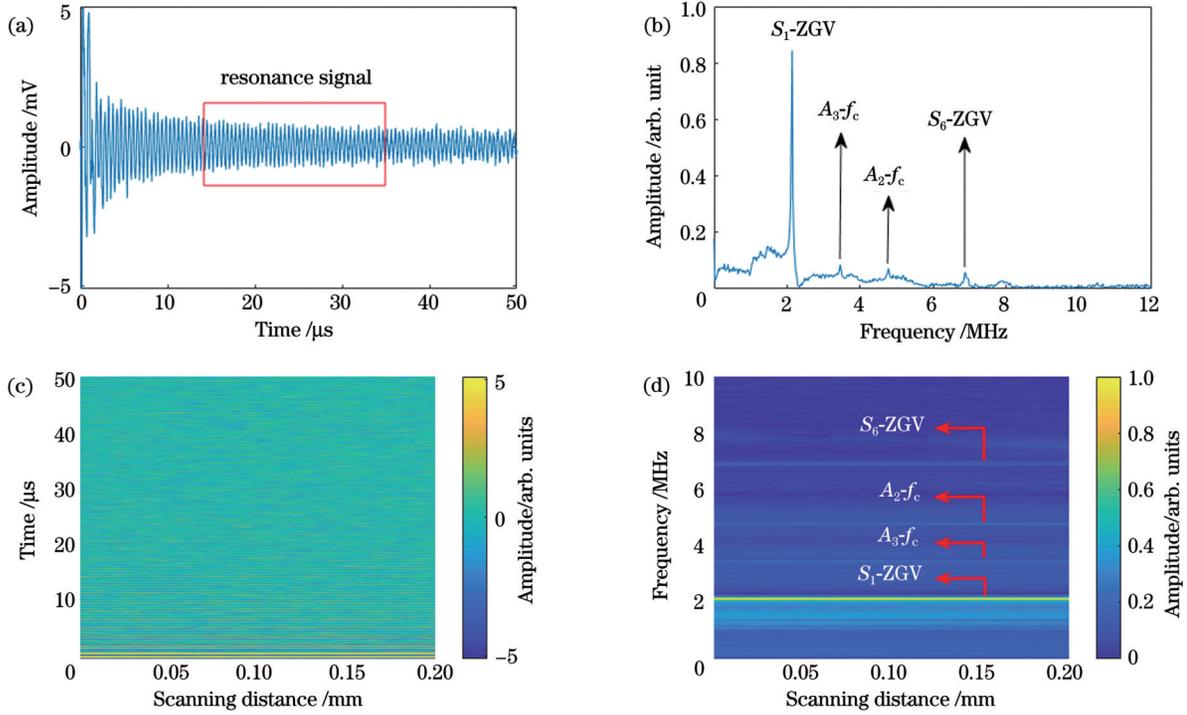


图 9 铜 T2 薄板测量结果。(a) 初始位置的时域信号; (b) 初始位置的频谱图; (c) 时域 B 扫图; (d) 频谱 B 扫图

Fig. 9 Measurement results of thin copper T2 plate. (a) Time domain signal at initial position; (b) spectrum at initial position; (c) time domain B-scan map; (d) spectral B-scan map

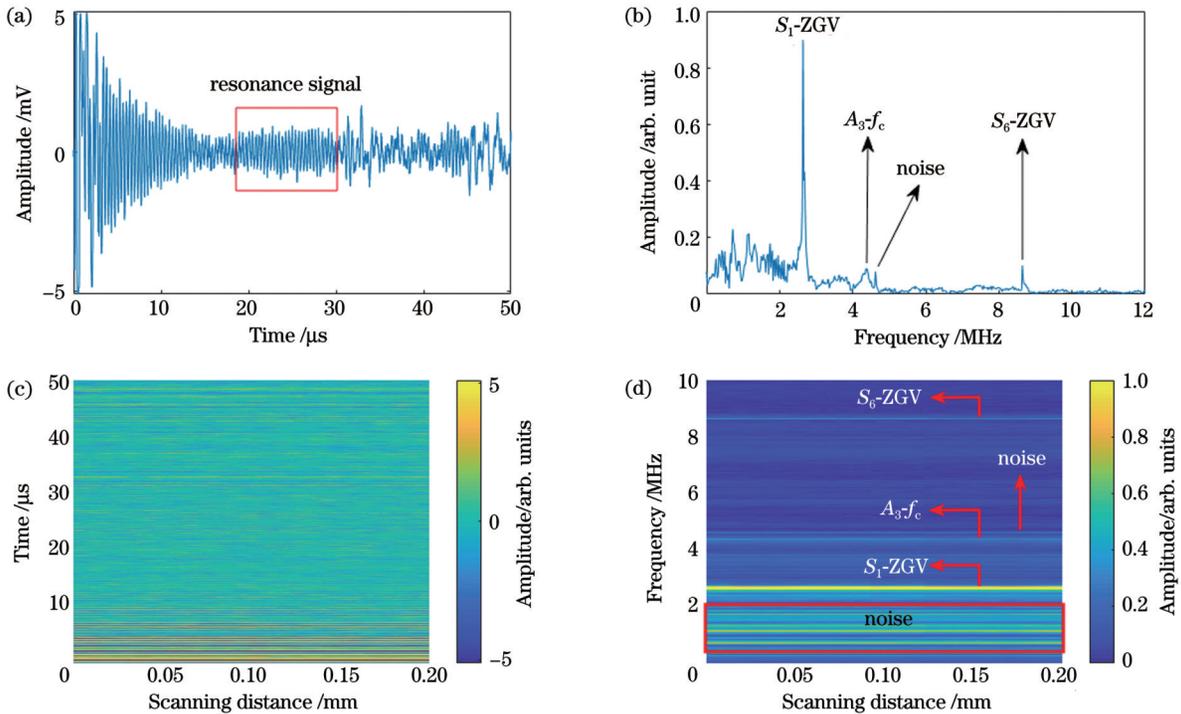


图 10 钛 TA2 薄板测量结果。(a) 初始位置的时域信号; (b) 初始位置的频域信号; (c) 时域 B 扫图; (d) 频谱 B 扫图

Fig. 10 Measurement results of thin titanium TA2 plate. (a) Time domain signal at initial position; (b) spectrum at initial position; (c) time domain B-scan map; (d) spectral B-scan map

表 2 三种薄板的频谱共振峰频率

Table 2 Resonance frequencies of three kinds of thin plates
unit: MHz

| Material | S_1 -ZGV | A_3 - f_c | A_2 - f_c | A_5 - f_c | S_6 -ZGV |
|---------------|------------|---------------|---------------|---------------|------------|
| Aluminum-1060 | 2.940 | 4.780 | 6.565 | 7.982 | 9.495 |
| Copper-T2 | 2.140 | 3.466 | 4.780 | - | 6.863 |
| Titanium-TA2 | 2.640 | 4.363 | - | - | 8.636 |

表 3 铝 1060 薄板计算和测量结果

Table 3 Results of calculation and measurement of thin aluminum 1060 plate

| Dual-modal resonance | Calculated parameter | | | | Measured parameter | |
|------------------------------|-----------------------|--|---|---------------------------|---|--|
| | Poisson's ratio ν | Velocity of longitudinal wave $V_L / (m \cdot s^{-1})$ | Velocity of shear wave $V_T / (m \cdot s^{-1})$ | Elastic modulus E / GPa | Velocity of longitudinal wave by probe $V_L / (m \cdot s^{-1})$ | Elastic modulus by nano-indenter E / GPa |
| A_3 - f_c and S_1 -ZGV | 0.3458 | 6452.1 | 3132.5 | 71.31 | | |
| A_2 - f_c and S_1 -ZGV | 0.3459 | 6453.4 | 3132.3 | 71.31 | 6461.79 | 71.44 |
| A_5 - f_c and S_1 -ZGV | 0.3443 | 6440.7 | 3138.5 | 71.51 | | |
| S_6 -ZGV and S_1 -ZGV | 0.3493 | 6479.9 | 3117.7 | 70.85 | | |

表 4 铜 T2 薄板计算和测量结果

Table 4 Results of calculation and measurement of thin copper T2 plate

| Dual-modal resonance | Calculated parameter | | | | Measured parameter | |
|------------------------------|-----------------------|--|---|---------------------------|---|--|
| | Poisson's ratio ν | Velocity of longitudinal wave $V_L / (m \cdot s^{-1})$ | Velocity of shear wave $V_T / (m \cdot s^{-1})$ | Elastic modulus E / GPa | Velocity of longitudinal wave by probe $V_L / (m \cdot s^{-1})$ | Elastic modulus by nano-indenter E / GPa |
| A_3 - f_c and S_1 -ZGV | 0.3488 | 4757.0 | 2292.2 | 126.12 | | |
| A_2 - f_c and S_1 -ZGV | 0.3463 | 4741.8 | 2299.3 | 126.66 | 4739.93 | 128.32 |
| S_6 -ZGV and S_1 -ZGV | 0.3563 | 4805.6 | 2270.7 | 124.44 | | |

表 5 钛 TA2 薄板计算和测量结果

Table 5 Results of calculation and measurement of thin titanium TA2 plate

| Dual-modal resonance | Calculated parameter | | | | Measured parameter | |
|------------------------------|-----------------------|--|---|---------------------------|---|--|
| | Poisson's ratio ν | Velocity of longitudinal wave $V_L / (m \cdot s^{-1})$ | Velocity of shear wave $V_T / (m \cdot s^{-1})$ | Elastic modulus E / GPa | Velocity of longitudinal wave by probe $V_L / (m \cdot s^{-1})$ | Elastic modulus by nano-indenter E / GPa |
| A_3 - f_c and S_1 -ZGV | 0.3332 | 5769.1 | 2885.4 | 99.90 | 5786.67 | 100.87 |
| S_6 -ZGV and S_1 -ZGV | 0.3336 | 5771.6 | 2884.2 | 99.84 | | |

高频纵波探头测速的原理是脉冲回波法,测量位置需要与激光超声实验保持一致即在薄板的中心。将 Lamb 波双模共振法的计算结果与纵波探头的测量结果进行对比,可以看到偏差基本在 $20 m \cdot s^{-1}$ 内,因此可以说明 Lamb 波双模共振法计算的纵波波速是可靠的。在铜 T2 薄板中利用 S_1 模态 ZGV 共振结合 S_6 模态 ZGV 共振计算的纵波波速与纵波探头的测量结果相差 $65 m \cdot s^{-1}$,这是高阶模态共振峰产生频率偏移造成的。

利用纳米压痕仪检测弹性模量前需要对试样进行

4 分析与讨论

为了验证 Lamb 波双模共振法能否准确计算薄板的弹性模量,从所测量的共振峰中选择 S_1 模态 ZGV 共振峰和其他任意一种模态共振峰计算薄板局部泊松比和局部体波波速,并结合式(1)、(2)得到弹性模量,再利用 50 MHz 纵波探头和纳米压痕仪分别对材料的纵波波速和弹性模量进行测量,结果如表 3~5 所示。

切割、镶样和抛光,使粗糙度达到 $R_a=0.2$ 。纳米压痕技术通过计算机程序控制载荷发生连续变化,实时测量压痕深度,其原理是利用压入过程的载荷-位移曲线结合 Oliver-Pharr 方法计算得到材料的弹性模量^[2],图 11(a)、(b)分别为铜片的压痕图和载荷-位移曲线。将 Lamb 波双模共振法的计算结果与纳米压痕仪的测量结果进行对比,可以看到偏差基本在 2 GPa 内,因此可以说明 Lamb 波双模共振法计算的弹性模量是可靠的。

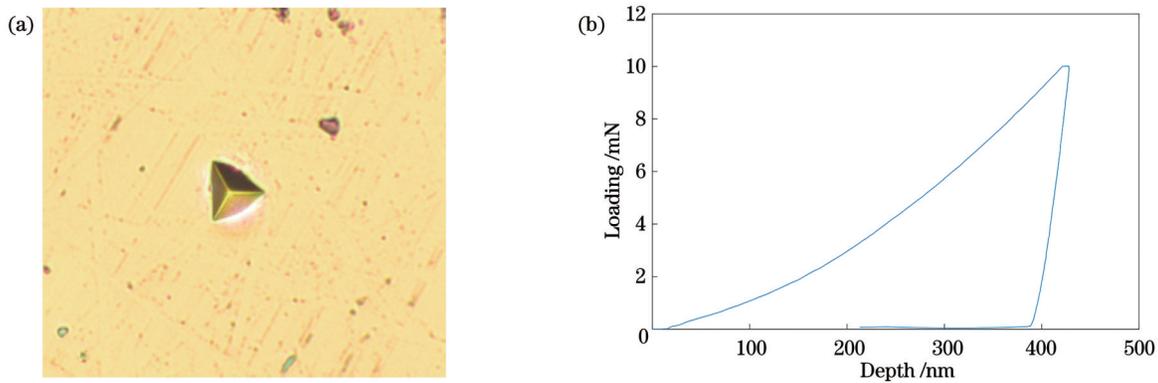


图 11 铜片纳米压痕测量结果。(a)铜片的压痕;(b)铜片的载荷-位移曲线

Fig. 11 Measurement results of copper sheet nanoindentation. (a) Indentation of copper sheet; (b) loading-depth curve of copper sheet

5 结 论

提出的激光超声 Lamb 波双模共振法能够快速有效地测量薄板的局部泊松比和局部体波波速,进而结合所测密度求得局部弹性模量。为了验证该方法的准确性,实验分别采用激光超声、高频纵波探头和纳米压痕仪测量了相关参数。得到以下结论:

1) 激光超声 Lamb 波双模共振法相较于传统的弹性模量检测法具有无损、高效、非接触测量的特点,无需制样和抛光,适用于薄壁结构件的检测;Lamb 双模共振法的检测效率相较于频散曲线反演法更高,只需对薄板上的某个点进行探测,无需大区域扫描;Lamb 波双模共振法是局部检测方法,能有效避免材料厚度不均匀的影响。

2) 利用 Lamb 波双模共振法计算泊松比和体波波速时,如果采用两种 ZGV 共振需要考虑泊松比的范围,如果采用 S_1 模态 ZGV 共振和厚度共振则不需要考虑泊松比的范围。

3) 钛 TA2 薄板的实验结果证明了 Lamb 波双模共振法能够有效解决某个共振模态被噪声干扰而无法识别的问题,采用幅值较大的 S_1 模态 ZGV 共振峰和其他任意一种模态共振峰即可快速求解泊松比和体波波速。

4) 所用实验样品是各向同性材料,计算弹性模量时采用的是平均密度。未来将结合工业 CT 等方法实现局部密度测量,进而实现更多复合材料薄壁结构件弹性模量的在线监测。

参 考 文 献

- [1] 於亚斌,刘英,龚蒙,等.静态和动态法测定加拿大 SPF 结构材弹性模量[J].林业科技开发,2015,29(4):78-81.
Yu Y B, Liu Y, Gong M, et al. Evaluation of modulus of elasticity of Canadian SPF structural lumber using static and dynamic methods[J]. China Forestry Science and Technology, 2015, 29(4): 78-81.
- [2] 陈倩栋, Herrmann Konrad, Menelao Febo. 纳米压痕仪和激光超声技术检测薄膜弹性模量[J]. 中国测试技术, 2007, 33(1): 77-81.
Chen Q L, Herrmann K, Menelao F. Comparative study about the

- determination of the Young's modulus of thin layers with the instrumented indentation test and the laser-acoustic measuring method[J]. China Measurement & Test, 2007, 33(1): 77-81.
- [3] 李旻昊. 基于超声法对金属材料弹性模量的测定[J]. 中国金属通报, 2019(11): 267-268.
Li M H. Measurement of elastic modulus of metal materials based on ultrasonic method[J]. China Metal Bulletin, 2019(11): 267-268.
- [4] 沈中华,袁玲,张宏超. 固体中的激光超声[M]. 北京: 人民邮电出版社, 2015: 15-23.
Shen Z H, Yuan L, Zhang H C. Laser ultrasound in solids[M]. Beijing: Posts & Telecom Press, 2015: 15-23.
- [5] 战宇. 金属材料力学性能的激光超声检测方法与技术研究[D]. 沈阳: 东北大学, 2016: 33-60.
Zhan Y. Research on laser ultrasonic testing method and technology for mechanical properties of metallic materials[D]. Shenyang: Northeastern University, 2016: 33-60.
- [6] Kim J, Jhang K Y. Non-contact measurement of elastic modulus by using laser ultrasound[J]. International Journal of Precision Engineering and Manufacturing, 2015, 16(5): 905-909.
- [7] 董利明,倪辰荫,沈中华,等. 基于激光激发多模态超声波速测量的材料弹性常数测定[J]. 中国激光, 2011, 38(4): 0408004.
Dong L M, Ni C Y, Shen Z H, et al. Determination of elastic constants of materials based on the velocity measurement of laser-generated multi-mode ultrasound[J]. Chinese Journal of Lasers, 2011, 38(4): 0408003.
- [8] 邹云,韩思凡,刘星,等. 板材弹性模量的激光超声测试方法[J]. 沈阳工业大学学报, 2021, 43(5): 537-541.
Zou Y, Han S F, Liu X, et al. Testing method for elastic modulus of plates by laser ultrasonic[J]. Journal of Shenyang University of Technology, 2021, 43(5): 537-541.
- [9] 战宇,薛俊川,刘常升. 激光超声测量弹性常数的 Abaqus 数值模拟[J]. 中国激光, 2015, 42(5): 0508002.
Zhan Y, Xue J C, Liu C S. Numerical simulation of laser ultrasonic elastic constant measurement based on Abaqus[J]. Chinese Journal of Lasers, 2015, 42(5): 0508002.
- [10] Karim M R, Mal A K, Bar-Cohen Y. Inversion of leaky Lamb wave data by simplex algorithm[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1990, 88(1): 482-491.
- [11] Lefevre F, Jenot F, Ouaftouh M, et al. Laser ultrasonics and neural networks for the characterization of thin isotropic plates[J]. Review of Scientific Instruments, 2009, 80(1): 014901.
- [12] 陈龙,刘星,詹超,等. 金属箔材弹性常数的激光超声测量方法[J]. 中国激光, 2020, 47(11): 1104003.
Chen L, Liu X, Zhan C, et al. Measurement of elastic constants of metal foils by laser ultrasonic method[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(11): 1104003.
- [13] 丁俊才. 基于超声导波的各向异性板弹性常数反演确定[D]. 焦作: 河南理工大学, 2012: 31-82.

- Ding J C. Based on ultrasonic guided wave to inversion of elastic constants of anisotropic plates[D]. Jiaozuo: Henan Polytechnic University, 2012: 31-82.
- [14] 李春光. 激光在铝板中激发零群速度 Lamb 波的研究[D]. 南京: 南京理工大学, 2018: 19-21.
- Li C G. Study on zero group velocity Lamb wave excited by laser in aluminum plate[D]. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2018: 19-21.
- [15] Cees M, Clorennec D, Royer D, et al. Edge resonance and zero group velocity Lamb modes in a free elastic plate[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 2011, 130(2): 689-694.
- [16] Grünsteidl C, Berer T, Hettich M, et al. Determination of thickness and bulk sound velocities of isotropic plates using zero-group-velocity Lamb waves[J]. Applied Physics Letters, 2018, 112(25): 251905.
- [17] Holland S D, Chimenti D E. Air-coupled acoustic imaging with zero-group-velocity Lamb modes[J]. Applied Physics Letters, 2003, 83(13): 2704-2706.
- [18] Clorennec D, Prada C, Royer D. Local and noncontact measurements of bulk acoustic wave velocities in thin isotropic plates and shells using zero group velocity Lamb modes[J]. Journal of Applied Physics, 2007, 101(3): 034908.
- [19] Grünsteidl C, Murray T W, Berer T, et al. Inverse characterization of plates using zero group velocity Lamb modes[J]. Ultrasonics, 2016, 65: 1-4.
- [20] Prada C, Clorennec D, Royer D. Local vibration of an elastic plate and zero-group velocity Lamb modes[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 2008, 124(1): 203-212.

Measurement of Local Elastic Modulus of Thin Plates Using Lamb Wave Dual-Modal Resonance Motivated by Laser Ultrasound

Jiang Wang, Sun Kaihua*

Institute of Mechanical Manufacturing Process, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621999, Sichuan, China

Abstract

Objective As thin-walled structural components are widely used in the aerospace field, it is necessary to evaluate their mechanical properties, particularly the elastic modulus. The traditional methods for measuring the elastic modulus include the tensile and indentation methods; however, these methods are not suitable for the detection of formed structural components because they are destructive. By contrast, laser ultrasound is a nondestructive testing method with the characteristics of high resolution, flexible sound source, multiple modes, and noncontact; therefore, this method is appropriate for measuring the elastic modulus of thin-walled structures. The primary advantage of measuring the elastic modulus using laser ultrasound is the accurate detection of the velocities of compressional and shear waves. For bulk structures, compressional and shear waves can be motivated simultaneously and measured accurately. Several scholars have used this method to calculate the elastic moduli of various materials. However, in thin-walled structures, ultrasonic waves propagate in the form of Lamb waves, and it is difficult to directly measure the velocities of compressional and shear waves. Therefore, the velocities must be inverted using the Lamb wave data. Dispersion curve inversion is a commonly used inversion method; however, it obtains signals by scanning a large area. In this case, the results would be affected by the uneven thickness of the sample. A local detection method is required to accurately measure the local elastic modulus of thin-walled structures. In this paper, the Lamb wave dual-modal resonance method is proposed based on the zero group velocity (ZGV) resonance and thickness resonance of the plates. In this method, the local Poisson's ratio and the local bulk wave velocity of the thin plate are calculated using the S_1 modal ZGV resonance peaks and any other resonance peak in the spectrum through single-point detection without scanning, and the local elastic modulus is determined by combining the measured densities. This method provides a theoretical basis for the online monitoring of the elastic modulus of thin-walled structures.

Methods The dual-modal resonance method uses resonance peaks to calculate the velocity of ultrasonic waves and Poisson's ratio and then combines the densities measured to detect the local elastic modulus. First, the relationship curve between the correction factor and the Poisson's ratio is calculated (Fig. 5). Then, the spectra of aluminum, copper, and titanium plates by single-point detection are obtained using laser ultrasound (Fig. 8). Subsequently, the S_1 modal ZGV resonance peaks with large amplitude and any other resonance peak in the spectrum are selected to calculate the local Poisson's ratio and the local bulk wave velocity of the thin plate using the dual-mode resonance method, and the local elastic modulus is obtained by combining the measured densities (Table 3). Finally, the measured compressional wave velocity and elastic modulus are verified using a 50-MHz compressional wave probe and a nano-indenter.

Results and Discussions Laser ultrasound experiments are performed to detect the resonance peaks and calculate the elastic modulus using the dual-modal resonance method. The results show that there are multiple resonance peaks in the spectrum, and the amplitude of the S_1 modal ZGV resonance peak is the largest. In the spectrum of the titanium plate, the A_3 resonance peaks are disturbed by noise and are difficult to identify (Fig. 8). In this case, the calculation can be completed by combining the S_1 modal ZGV resonance peaks with any other resonance peak, without A_3 resonance peaks. The results show that the difference in the velocities between the calculated and measured values is within 20 m/s, and the difference in the elastic moduli between the calculated and measured values is within 2 GPa. Therefore, the Lamb wave dual-modal resonance method is reliable for accurately calculating the elastic modulus of thin-walled structures.

Conclusions In this paper, a local detection method, namely, the Lamb wave dual-modal resonance method, for measuring the elastic modulus is proposed. In this method, the local Poisson's ratio and the local bulk wave velocity of the thin plate can be calculated using the S_1 modal ZGV resonance and any other modal resonance in the spectrum, and the local elastic modulus can be determined by combining the measured densities. The measurement results by the compressional wave probe and the nanoindentation instrument prove the accuracy of the proposed method. Compared with the traditional methods used for measuring the elastic modulus, this method is nondestructive, efficient, and noncontact, and is suitable for detecting the elastic modulus of thin-walled structural components. In addition, compared with the inversion method using the dispersion curve, this method is more efficient because it identifies signals through single-point detection. Finally, when some resonance peaks cannot be identified in the spectrum owing to noise, the calculation can be completed using other resonance peaks that are not affected by noise through this novel method.

Key words measurement; laser ultrasound; Lamb wave; zero group velocity resonance; thickness resonance; local elastic modulus