

黏弹性薄板中激光激发兰姆波的三维有限元模拟

潘波 高倩 张华

(江苏大学理学院, 江苏 镇江 212013)

摘要 研究三维黏弹性薄板中激光激发兰姆波的传播特征。从应力-应变关系理论出发,推导出三维频域波动平衡方程。考虑材料的黏弹性特性,在频域内建立激光激发兰姆波的三维有限元模型,模拟三维黏弹性薄板中兰姆波的激光激发及其传播过程,数值结果与解析法计算所得的群速度曲线、色散曲线及衰减曲线特征完全一致。结果表明,在单向纤维黏弹性薄板中,随着垂直于纤维方向逐渐向平行于纤维方向转变, s_0 模和 a_0 模的传播速度逐渐增大, a_0 模的色散特征逐渐减弱;兰姆波在同一方向的传播距离越远,波的衰减越大,且兰姆波中高频成分的衰减大于低频成分。

关键词 光计算; 激光超声; 兰姆波; 三维有限元; 黏弹性

中图分类号 TN249; O426.2

OCIS 140.3460 310.2790

文献标识码 A

Three-Dimensional Finite Element Simulations of Laser-Generated Lamb Wave on Viscoelastic Thin Plates

Pan Bo Gao Qian Zhang Hua

(Faculty of Science, Jiangsu University, Zhenjiang, Jiangsu 212013, China)

Abstract The propagation characteristics of laser-generated Lamb wave in the three-dimensional thin viscoelastic plate are studied. Based on the theory of the stress-strain relation, the three-dimensional equation of dynamic equilibrium in the frequency domain is derived. Taking account of the viscoelastic property of the material, the three-dimensional model of laser-generated Lamb wave in the frequency domain is established by the finite element method. The process of laser-generated Lamb wave and its propagation are simulated in the three-dimensional thin viscoelastic plate. The numerical results coincide well with the characteristics of the group velocity curve, dispersion curve and attenuation curve which calculated by the analytical method. The results show that the velocities of the s_0 and a_0 modes increase gradually and the dispersive nature of the a_0 mode decreases with the direction normal to the fiber direction gradually turning to the direction along the fiber direction in the unidirectional fiber-reinforced thin viscoelastic plate. In addition, the increase of source-receiver distance along the same direction causes a marked increase in the attenuation of Lamb waves and the attenuation of the higher-frequency signal is stronger than the lower-frequency one.

Key words optics in computing; laser ultrasonic; Lamb wave; three-dimensional finite element; viscoelasticity

1 引言

随着新型复合材料不断的出现及其在众多领域中的广泛应用,使得原来经典力学中不予考虑的材料黏弹性特征受到越来越大的重视,这就要求有更先进的检测手段对其进行检测。由于激光超声技术具有非接触激发与探测,可一次性激发多种超声模式以及宽带超声波等特点,它非常适合于新型复合材料的力学性能检测^[1]。兰姆波在超声检测中是十分有用的波型,在激光超声技术中亦不例外,由于脉冲激光可聚焦成很小的点源,使得兰姆波能对小和薄的样品进行有效地检测。目前,已有许多研究都致力于利用激光激发兰姆波技术来确定薄板的厚度和弹性劲度常数^[2~5]。然而,关于兰姆波在黏弹性材料中性能评价的应用研究较少,唯见 Laperre 等^[6]研究聚合物涂层/基底系统中兰姆波的传播特征,但计算中没有考虑兰姆波的能量衰

收稿日期: 2010-08-27; **收到修改稿日期:** 2010-09-16

基金项目: 江苏大学百项本科生创新计划(2010074)和江苏大学学生科研立项(09A101)资助课题。

作者简介: 潘波(1960—),男,工程师,主要从事计算机应用及数据处理等方面的研究。E-mail: panbo@ujs.edu.cn

减;Zhu等^[7]从弹性波的传播理论出发,对有黏滞液体负载时兰姆波微传感的实验和理论进行研究;Drinkwater等^[8]研究一面有强衰减橡胶负载时玻璃平板中兰姆波模态 s_0 模和 a_0 模的传播特征;Simonetti^[9]根据线性黏弹性理论,研究黏弹性薄膜涂层/金属基底系统中兰姆波的衰减和频散特征;Hosten等^[10]提出兰姆波有限元数值模型,模拟研究各向异性黏弹性材料中缺陷检测。上述研究表明利用解析法对黏弹性材料中兰姆波的理论研究已取得初步进展,而在黏弹性材料的性能检测方面主要采用压电换能器激发和接收超声导波,激光激发兰姆波技术检测的理论和实验研究还十分欠缺。黏弹性材料中兰姆波的激光激发、传播及其与缺陷的相互作用是一项迫切需要填补的重要内容。

在理论研究中,由于激光激发的兰姆波在黏弹性材料中传播时,材料的黏性特性会引起波的能量衰减,要得到相应的解非常困难。采用双积分变换法研究黏弹性材料中激光超声问题是可行的^[11],但是要得到时空坐标系中的位移波形,需要进行数值联合拉普拉斯-汉克尔逆变换,而数值联合逆变换操作比较困难。近年来,有限元数值方法逐渐进入激光超声研究领域^[3~5,12~15],它在研究弹性材料中兰姆波的激光激发物理机理、波形及传播特征等方面有了相当深入的探讨。有限元频域算法对时域波动方程进行傅里叶变换,将其转化为频域波动方程进行运算,从而克服了传统有限元方法仅能处理弹性材料中激光超声问题的局限性,能够有效地计算黏弹性材料中超声波能量衰减的问题,且所需的计算内存和时间明显减少。目前,在频域内构建的黏弹性平板激光超声有限元数值模型仅局限于二维平面^[14],三维黏弹性平板激光超声的有限元数值研究尚未见报道。在此研究背景下,本文采用有限元频域算法构建单向纤维黏弹性薄板中激光超声的三维数值模型,系统分析了三维黏弹性薄板中兰姆波的波形及传播特征。

2 理论模型和算法

2.1 理论模型

考虑一块均匀的单向纤维黏弹性平板(厚度为 h) 样品,坐标系 (x, y, z) 与样品的中心坐标系重合,其中 y 轴垂直于样品表面,设脉冲激光沿 y 轴垂直辐照到样品表面,如图 1 所示。忽略体力对样品的作用,样品的应力-应变关系可由本构方程描述

$$\sigma_{ij,j} = \rho \ddot{u}_i, \quad (1)$$

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \epsilon_{kl}, \quad (2)$$

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i}). \quad (3)$$

式中下标逗号表示空间偏导;上标点号表示时间偏导; σ_{ij} 表示应力张量; ϵ_{ij} 表示应变张量; ρ 表示密度; C_{ijkl} 表示刚度矩阵; u_i 表示位移分量。

设 x 轴和 z 轴分别垂直和平行于样品的纤维方向,其刚度矩阵 C_{ijkl} 可表示为

$$C_{ijkl} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{22} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{55} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{bmatrix}, \quad (4)$$

式中 $C_{11} = C_{22}$, $C_{12} = C_{11} - 2C_{66}$ 。

联合(2)~(4)式,同时设 x, y, z 方向的位移分别为 u, v, w ,则样品中各方向的应力分量可表示为

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= C_{11}u_{,x} + C_{12}v_{,y} + C_{13}w_{,z}, & \sigma_{yy} &= C_{12}u_{,x} + C_{22}v_{,y} + C_{13}w_{,z}, & \sigma_{zz} &= C_{13}u_{,x} + C_{13}v_{,y} + C_{33}w_{,z}, \\ \sigma_{yz} &= C_{55}(v_{,z} + w_{,y}), & \sigma_{xz} &= C_{55}(u_{,z} + w_{,x}), & \sigma_{xy} &= C_{66}(u_{,y} + v_{,x}). \end{aligned} \quad (5)$$

联合(1),(5)式可得三维弹性动力学平衡方程,表示为

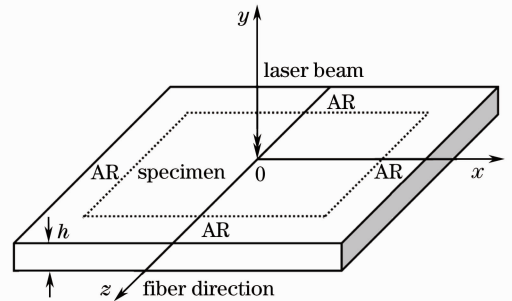


图 1 激光辐照样品示意图

Fig. 1 Schematic for laser irradiating the specimen

$$\begin{aligned}
C_{11}u_{,xx} + C_{12}v_{,xy} + C_{13}w_{,xz} + C_{66}(u_{,yy} + v_{,xy}) + C_{55}(u_{,zz} + w_{,xz}) &= \rho\ddot{u}, \\
C_{66}(u_{,xy} + v_{,xx}) + C_{12}u_{,xy} + C_{22}v_{,yy} + C_{13}w_{,yz} + C_{55}(v_{,zz} + w_{,yz}) &= \rho\ddot{v}, \\
C_{55}(u_{,xz} + w_{,xx}) + C_{55}(v_{,yz} + w_{,yy}) + C_{13}u_{,xz} + C_{13}v_{,yz} + C_{33}w_{,zz} &= \rho\ddot{w},
\end{aligned} \quad (6)$$

式中 C_{ij} 只能设置为实数,表示弹性劲度参数,说明时域方程只适用于弹性材料,无法计算材料的黏弹性特征。在频域中求解动力学平衡方程可以有效地计算材料的黏弹性特征,对时域方程(6)式进行傅里叶变换,得到三维频域动力学平衡方程,表示为

$$\begin{aligned}
C_{11}^*\bar{u}_{,xx} + C_{12}^*\bar{v}_{,xy} + C_{13}^*\bar{w}_{,xz} + C_{66}^*(\bar{u}_{,yy} + \bar{v}_{,xy}) + C_{55}^*(\bar{u}_{,zz} + \bar{w}_{,xz}) &= -\rho\omega^2\bar{u}, \\
C_{66}^*(\bar{u}_{,xy} + \bar{v}_{,xx}) + C_{12}^*\bar{u}_{,xy} + C_{22}^*\bar{v}_{,yy} + C_{13}^*\bar{w}_{,yz} + C_{55}^*(\bar{v}_{,zz} + \bar{w}_{,yz}) &= -\rho\omega^2\bar{v}, \\
C_{55}^*(\bar{u}_{,xz} + \bar{w}_{,xx}) + C_{55}^*(\bar{v}_{,yz} + \bar{w}_{,yy}) + C_{13}^*\bar{u}_{,xz} + C_{13}^*\bar{v}_{,yz} + C_{33}^*\bar{w}_{,zz} &= -\rho\omega^2\bar{w},
\end{aligned} \quad (7)$$

式中 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ 分别表示 u, v, w 的傅里叶变换形式; $\omega = 2\pi f$ 表示角频率;复数 $C_{ij}^* = C_{ij}' + iC_{ij}''$ 表示黏弹性劲度参数,其中实部 C_{ij}' 和虚部 C_{ij}'' 分别表示弹性和黏性劲度参数,说明频域方程不仅适用于弹性材料,还适用于黏弹性材料。

在频域中计算超声导波的传播问题,为消除边界处反射波的影响,在三维模型的周围需要设置吸收区域(AR)。如图1所示,以吸收区域与研究区域的交界面为起点,逐步变化材料的弹性劲度参数 C_{ij}' ,黏性劲度参数 C_{ij}'' 及密度 ρ ,确保超声导波在传播过程中声阻抗匹配,随着吸收区域逐渐加深,超声导波的振幅逐渐减小,直至忽略不计。三维模型吸收区域的黏弹性劲度参数 $C_{ij}^{*\text{AR}}$ 及密度 ρ^{AR} 设置为^[16]

$$C_{ij}^{*\text{AR}} = C_{ij}'[1 - D(r)] + i[C_{ij}'' + C_{ij}'D(r)], \quad \rho^{\text{AR}} = \frac{\rho}{1 - D(r) + iD(r)}, \quad (8)$$

式中 $D(r) = A(r/L_a)^3$, $C_{ij}^* = C_{ij}' + iC_{ij}''$, C_{ij}^* 及 ρ 表示研究区域的黏弹性劲度参数及密度; L_a 表示吸收区域的长度, r 表示吸收区域中各点到所对应交界面的距离; A 表示超声导波反射能量的调节参数,其目的是为确保反射能量低于 0.1%。

2.2 数值算法

利用频域方程(7)式计算激光激发超声导波的传播问题,其有限元形式表示为

$$\nabla \cdot (\mathbf{c} \nabla \mathbf{U}) - \mathbf{a} \mathbf{U} = 0, \quad (9)$$

式中 ∇, \mathbf{U} 分别表示向量微分算符和位移变量,系数 \mathbf{c} 是 3×3 矩阵,矩阵的元素分别表示为

$$\begin{aligned}
c_{11} &= \begin{bmatrix} C_{11}^* & 0 & 0 \\ 0 & C_{66}^* & 0 \\ 0 & 0 & C_{55}^* \end{bmatrix}, & c_{12} &= \begin{bmatrix} 0 & C_{12}^* & 0 \\ C_{66}^* & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, & c_{13} &= \begin{bmatrix} 0 & 0 & C_{13}^* \\ 0 & 0 & 0 \\ C_{55}^* & 0 & 0 \end{bmatrix}, \\
c_{21} &= \begin{bmatrix} 0 & C_{66}^* & 0 \\ C_{12}^* & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, & c_{22} &= \begin{bmatrix} C_{66}^* & 0 & 0 \\ 0 & C_{22}^* & 0 \\ 0 & 0 & C_{55}^* \end{bmatrix}, & c_{23} &= \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C_{13}^* \\ 0 & C_{55}^* & 0 \end{bmatrix}, \\
c_{31} &= \begin{bmatrix} 0 & 0 & C_{55}^* \\ 0 & 0 & 0 \\ C_{13}^* & 0 & 0 \end{bmatrix}, & c_{32} &= \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C_{55}^* \\ 0 & C_{13}^* & 0 \end{bmatrix}, & c_{33} &= \begin{bmatrix} C_{55}^* & 0 & 0 \\ 0 & C_{55}^* & 0 \\ 0 & 0 & C_{33}^* \end{bmatrix}.
\end{aligned} \quad (10)$$

系数 \mathbf{a} 是 3×3 矩阵,表示为

$$\mathbf{a} = \begin{bmatrix} -\rho\omega^2 & 0 & 0 \\ 0 & -\rho\omega^2 & 0 \\ 0 & 0 & -\rho\omega^2 \end{bmatrix}. \quad (11)$$

边界条件设置为纽曼边界,其中激光激发区域边界方程的有限元形式表示为

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{c} \nabla \mathbf{U}) = \mathbf{g}, \quad (12)$$

式中 \mathbf{n} 表示边界的外法向方向,系数 \mathbf{g} 表示激光激发源,其他边界设置为自由边界,即无外力约束时 $\mathbf{g} = 0$ 。此外,设样品的各质点初始位移为零,无初始速度和加速度。

有限元频域模型是否合理的关键在于确定网格大小和频率步长,这两者直接影响数值计算的准确性、稳

定性以及计算效率。网格大小 L_e 可选取为^[17]

$$L_e \leq \frac{1}{10} \frac{C}{f_{\max}} \quad (13)$$

式中 C 表示样品材料中声表面波的传播速度; f_{\max} 为激光激发的超声波最高频率。有限元频域模型中激光激发源 g 为频率 f 相关的激光频谱 $F(f)$, 激发源的频谱范围在 $0 \leq f \leq 1.5$ MHz 内, 如图 2(b) 所示。在保证求解准确和稳定的基础上, 频域模型的频率步长 Δf 大小设置为 0.01 MHz, 将脉冲激光频谱分成 150 等份。计算方法采用参数求解法, 频率 f 为求解参数, 将 150 个频率分量 f_i 逐步代入进行静态分析运算, 即可得到频域结果。在频域结果中, 可以提取模型研究区域中任意位置的垂直位移频谱 \bar{v} , 其中包含 150 组频率分量 f_i 及其对应的位移频谱分量 \bar{v}_i 数据, 对位移频谱 \bar{v} 进行快速傅里叶逆变换数据处理, 即可得到对应的时域位移 v 。

3 典型计算和讨论

3.1 模型和激光参数

根据第 2 节中理论和算法, 构建三维黏弹性薄板激光超声的有限元频域模型, 模型的长度、宽度及厚度分别取为 40, 40, 0.1 mm, 脉冲激光位于坐标系原点处, 吸收区域与研究区域的交界面位置分别为 $x = -10, 10$ mm, $z = -10, 10$ mm, 吸收区域的长度 L_a 均设置为 10 mm, 调节参数 $A = 50$ 。计算中所用的材料为碳纤维/环氧树脂复合材料, 材料的密度为 1.82 g/cm^3 , 黏弹性劲度参数如表 1 所示^[10]。

表 1 碳纤维/环氧树脂复合材料的黏弹性劲度参数

Table 1 Complex viscoelasticity moduli of carbon fibers/epoxy matrix composite material

C_{11}^*/GPa	C_{33}^*/GPa	C_{13}^*/GPa	C_{55}^*/GPa	C_{66}^*/GPa
$12 + i \times 0.8$	$140 + i \times 10$	$6 + i \times 0.9$	$6.2 + i \times 0.4$	$3.3 + i \times 0.2$

脉冲激光作用可以产生谐波^[18,19], 其等效力源可表示为^[20]。

$$f(t) = \frac{2}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2} \omega_c^2\right] \sin(\omega_c t), \quad (14)$$

式中 σ 表示激光脉冲宽度的控制参数, t_0 表示脉冲的延迟时间, $\omega_c = 2\pi f_c$ 表示脉冲的中心圆频率, 本文分别取 $\sigma = 1.2$, $t_0 = 5 \mu\text{s}$, $f_c = 0.5$ MHz, 对 $f(t)$ 进行傅里叶变换, 即可得到激光激发源的频谱波形 $F(f)$, 如图 2(b) 所示。

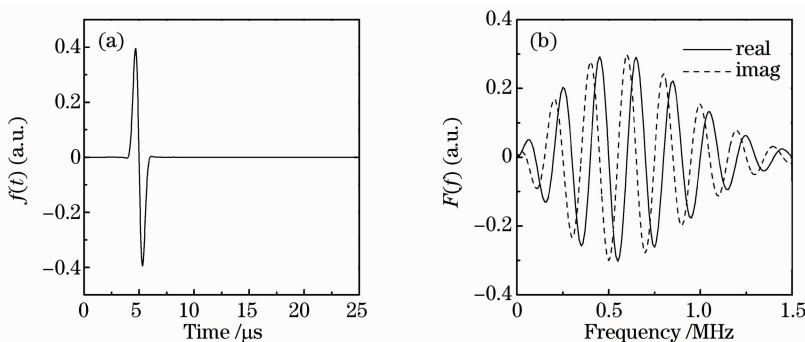


图 2 激发源时域波形(a)和频谱波形(b)

Fig. 2 Time history of the excitation signal (a) and its frequency spectrum (b)

3.2 数值结果和讨论

图 3 显示样品中不同方向上距离激光激发源为 10 mm 的垂直位移波形, 其中 0° 方向表示 x 方向, 90° 方向表示 z 方向。从图中可以看出, 在厚度为 0.1 mm 的薄板中, 激光激励产生的兰姆波主要由低频对称模 s_0 模和反对称模 a_0 模组成, s_0 模的振幅很小, 远远小于 a_0 模的振幅, 这表明兰姆波的能量主要集中在 a_0 模。此外, a_0 模具有明显的色散特征, 高频成分先于低频成分到达接收点, 这说明 a_0 模中不同频率成分以不同速度传播, 高频成分的传播速度大于低频成分的传播速度。

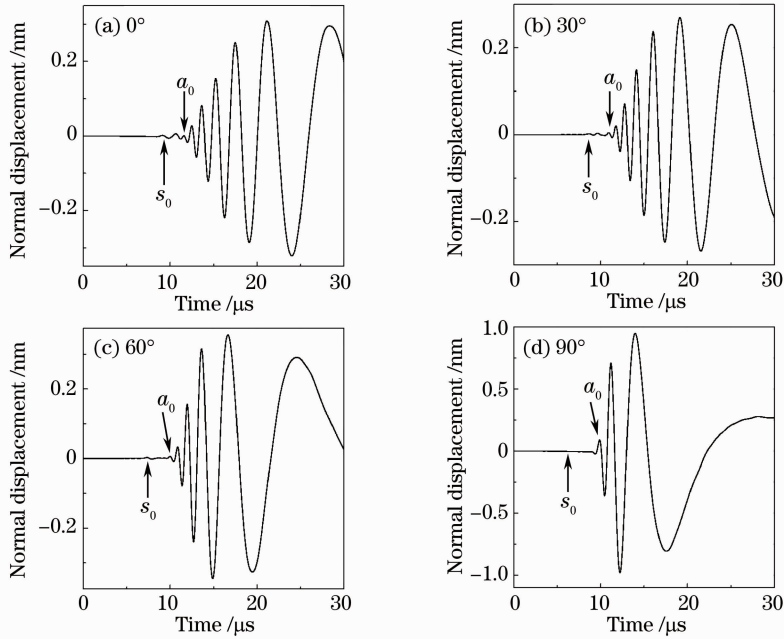


图3 黏弹性平板中不同方向距离激光激发源为 10 mm 的垂直位移波形

Fig. 3 Surface normal displacement at source-receiver distance of 10 mm with different directions in the viscoelastic plate

比较不同方向兰姆波的特征,可以发现两点明显差异,随着 0° 方向逐渐向 90° 方向转变, s_0 模和 a_0 模的传播速度逐渐增大。这主要由于兰姆波的传播速度和材料的弹性劲度参数密切相关,平行纤维方向(90° 方向)的弹性劲度参数 C'_{33} 比垂直纤维方向(0° 方向)的弹性劲度参数 C'_{11} 大得多。图4为厚度为0.1 mm的样品中不同方向 s_0 模和 a_0 模的群速度曲线。在 $0 \sim 1 \text{ MHz} \cdot \text{mm}$ 范围内, a_0 模中高频成分的传播速度大于低频成分的传播速度,随着 0° 方向逐渐向 90° 方向转变, s_0 模和 a_0 模的传播速度逐渐增大,且 s_0 模的传播速度比 a_0 模的传播速度变化更快,在 0° 方向上, s_0 模和 a_0 模的传播速度差值最小,这与图3中 s_0 模和 a_0 模的传播特征完全一致。

另一方面,随着 0° 方向逐渐向 90° 方向转变, a_0 模的色散特征逐渐减弱,这主要由于单向纤维复合平板的各项异性特征,不同传播方向 a_0 模的色散特征不同。图5显示厚度为0.1 mm的样品中不同方向 a_0 模的色散曲线。从图5同样可以看出,随着 0° 方向逐渐向 90° 方向转变, a_0 模的色散特征逐渐减弱,这与图3中 a_0 模的色散特征一致。因此,在建立单向纤维三维平板的激光超声模型,不仅要描述模型的对称轴,还要详细说明材料的纤维方向及弹性劲度参数。

为了研究样品的黏性特性对兰姆波传播特征的影响,建立两个三维有限元频域模型进行对比研究。第一个模型忽略材料的黏性特性,仅把表1中实数作为材料的计算参数(吸收区域除外),将其视作纯弹性材料;第二个模型考虑材料的黏性特性,将表1中复数作为材料的计算参数,其他条件均相同。

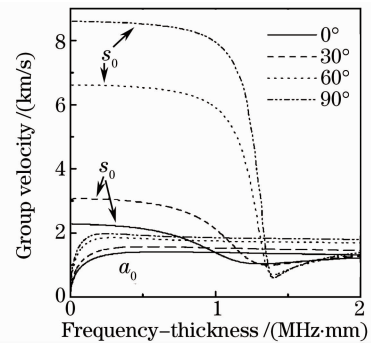


图4 黏弹性平板不同方向的群速度曲线
Fig. 4 Group velocity curve for the viscoelastic plate with different directions

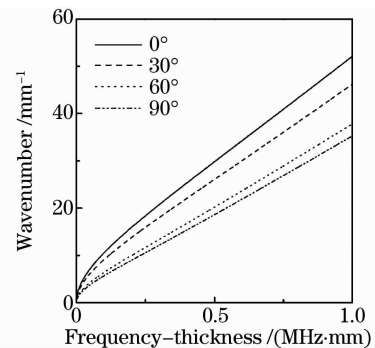


图5 黏弹性平板不同方向的 a_0 模色散曲线
Fig. 5 Dispersion curve of the a_0 mode for the viscoelastic plate with different directions

图 6 显示样品 0° 方向上距离激光激发源为 3, 6, 9 mm 垂直位移波形, 实线表示黏弹性波形, 虚线表示弹性波形。从图中可以看出, 黏弹性波形与弹性波形的外形特征相似, s_0 模和 a_0 模的传播速度及色散特征均没有发生改变, 这表明材料的黏性特性对兰姆波的传播速度及色散特征没有影响。图 7(a), (b) 分别表示厚度为 0.1 mm 的样品中 0° 方向的 s_0 模和 a_0 模群速度曲线及色散曲线, 实线表示黏弹性材料, 虚线表示弹性材料。从图 7(a) 中可以看出, 在 $0 \sim 1 \text{ MHz} \cdot \text{mm}$ 范围内, 材料的黏性特性对 s_0 模和 a_0 模的传播速度影响很小, 可以忽略。图 7(b) 中的色散曲线同样表明 s_0 模和 a_0 模的色散特征没有发生变化, 这与图 6 中 s_0 模和 a_0 模的传播特征一致。比较相同接收点的黏弹性兰姆波和弹性兰姆波可以看出, 弹性兰姆波的振幅明显大于黏弹性兰姆波的振幅, 黏弹性兰姆波发生明显地衰减, 且黏弹性 a_0 模的振幅衰减明显大于 s_0 模。在此基础上, 比较不同接收点 a_0 模的振幅可以发现, 随着接收距离的增加, 黏弹性 a_0 模和弹性 a_0 模的振幅比值逐渐减小, 该现象的物理原因是黏弹性材料的黏性特性引起兰姆波的能量持续耗散, 从而表现为 a_0 模的振幅衰减逐渐增大。说明 a_0 模在黏弹性薄板中的传播距离越远, 波的能量耗散越多, 波形的振幅越小。此外, 比较图 6(c) a_0 模中 $t = 16.27 \mu\text{s}$ 及 $t = 19.85 \mu\text{s}$ 两个频率成分的振幅, 在弹性 a_0 模中, 高频成分 ($t = 16.27 \mu\text{s}$) 的振幅大于低频成分 ($t = 19.85 \mu\text{s}$) 的振幅, 而在黏弹性 a_0 模中, 高频成分的振幅明显小于低频成分的振幅, 说明 a_0 模中不同频率成分的衰减不同, 频率越高, 振幅衰减越大。

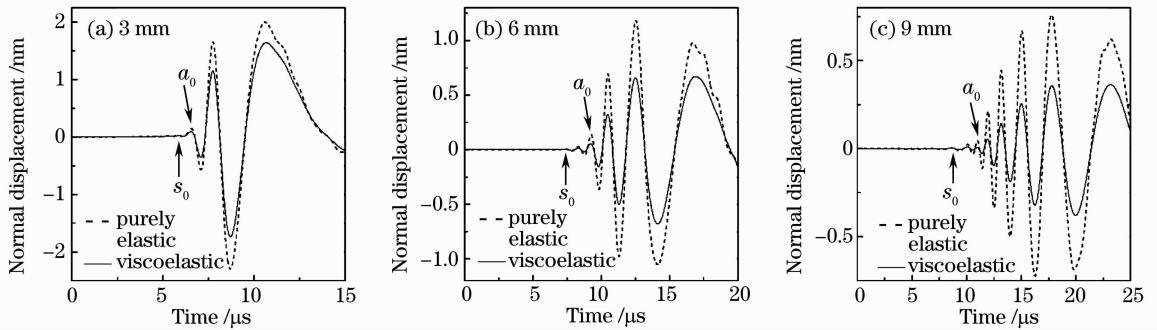


图 6 0° 方向上不同接收距离的垂直位移波形

Fig. 6 Surface normal displacement at different source-receiver distances along the 0° direction

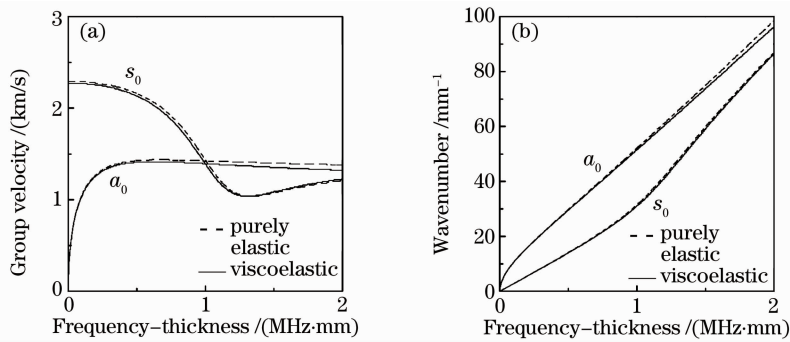


图 7 0° 方向的群速度曲线 (a) 和色散曲线 (b)

Fig. 7 Group velocity (a) and dispersion curves (b) along the 0° direction

在上述基础上, 保持样品的弹性劲度参数 C'_{ij} 不变, 将其黏弹性劲度参数设置为 $C'_{ij}^* = C'_{ij} + n \times (iC'_{ij})$, n 表示黏性劲度参数倍率, 其他条件相同, 计算不同 n 值所对应的色散曲线和衰减曲线, 研究黏性劲度参数变化对兰姆波传播特征的影响。图 8(a), (b) 分别表示不同 n 值所对应的色散曲线和衰减曲线。从图 8(a) 可以看出, 在相同弹性劲度参数, 不同黏性劲度参数的情形下, s_0 模和 a_0 模的色散特征没有变化, 说明黏性劲度参数变化对兰姆波的色散特征没有影响, 这与图 6 及图 7(b) 所得的结论一致。比较图 8(b) 中相同 n 值对应的 s_0 模和 a_0 模衰减曲线可以看出, 在 $0 \sim 1 \text{ MHz} \cdot \text{mm}$ 范围内, a_0 模的衰减明显大于 s_0 模, 且 a_0 模中不同的频率成分衰减不同, 频率越高, 衰减越大。此外, 比较不同 n 值对应的衰减曲线可以看出, 随着 n 值逐渐增大, s_0 模和 a_0 模的衰减逐渐增大, 且 a_0 模的衰减增幅大于 s_0 模, a_0 模中高频成分的衰减增幅大于低频成分。上述特征进一步验证了兰姆波中 s_0 模和 a_0 模的衰减不同, a_0 模的高频成分衰减更强, 这与图 6 中兰姆波的

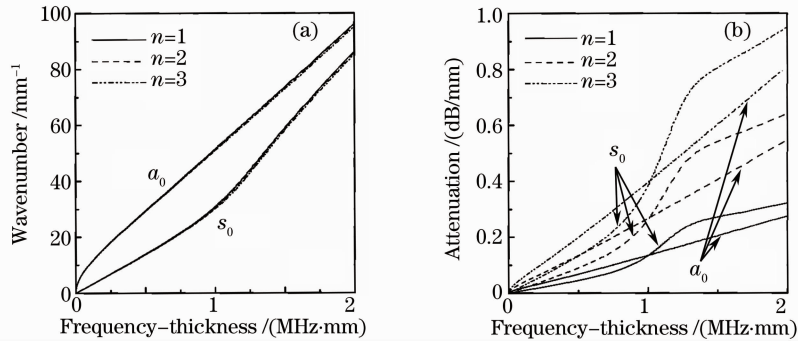


图 8 不同 n 值黏弹性平板 0° 方向的色散曲线(a)和衰减曲线(b)

Fig. 8 Dispersion (a) and attenuation curves (b) for the viscoelastic plate along the 0° direction with different n 衰减特征完全一致。

4 结 论

采用有限元方法在频域中构建激光激发兰姆波的三维数值模型,模拟研究三维单向纤维黏弹性薄板中兰姆波的激光激发及其传播过程,进而分析了该结构中兰姆波的波形及传播特征,数值结果和理论计算得到的群速度曲线、色散曲线及衰减曲线的特征完全一致。研究表明,在单向纤维黏弹性薄板中,随着垂直于纤维方向(0° 方向)逐渐向平行于纤维方向(90° 方向)转变, s_0 模和 a_0 模的传播速度逐渐增大, a_0 模的色散特征逐渐减弱;兰姆波在同一方向的传播距离越远,波的能量耗散越大,表现为波的振幅衰减增大,且兰姆波中不同模态、不同频率成分的波衰减不同。

参 考 文 献

- Zhang Shuyi. Laser ultrasound and nondestructive evaluation in materials[J]. *Applied Acoustics*, 1992, **11**(4): 1~6
张淑仪. 激光超声与材料无损评价[J]. *应用声学*, 1992, **11**(4): 1~6
- J. C. Cheng, S. Y. Zhang. Quantitative theory for laser generated Lamb waves in orthotropic thin plates[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, **74**(14): 2087~2089
- Ni Xiaowu, Chen Xiao, Xu Baiqiang *et al.*. Study of laser-generated transient Lamb wave by experiment and numerical simulation[J]. *Journal of Nanjing University of Science and Technology*, 2003, **27**(5): 588~594
倪晓武, 陈 笑, 许伯强 等. 激光激发瞬态 Lamb 波的实验检测与数值模拟[J]. *南京理工大学学报*, 2003, **27**(5): 588~594
- Shen Zhonghua, Xu Baiqiang, Ni Xiaowu *et al.*. Numerical simulation of pulsed laser induced ultrasound in monolayer and double layer materials[J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(10): 1275~1280
沈中华, 许伯强, 倪晓武 等. 单层和双层材料中的脉冲激光超声数值模拟[J]. *中国激光*, 2004, **31**(10): 1275~1280
- B. Q. Xu, J. Feng, G. D. Xu *et al.*. Laser-generated thermoelastic acoustic sources and Lamb waves in anisotropic plates [J]. *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process.*, 2008, **91**(1): 173~179
- J. Laperre, W. Thys. Experimental and theoretical study of Lamb wave dispersion in aluminum/polymer bilayers[J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1993, **94**(1): 268~278
- Z. M. Zhu, J. R. Wu. The propagation of Lamb waves in a plate bordered with a viscous liquid[J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1995, **98**(2): 1057~1064
- B. Drinkwater, M. Castaings, B. Hosten. The measurement of A_0 and S_0 Lamb wave attenuation to determine the normal and shear stiffnesses of a compressively loaded interface[J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2003, **113**(6): 3161~3170
- F. Simonetti. Lamb wave propagation in elastic plates coated with viscoelastic materials[J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2004, **115**(5): 2041~2053
- B. Hosten, M. Castaings. FE modeling of Lamb mode diffraction by defects in anisotropic viscoelastic plates[J]. *NDT & E International*, 2006, **39**(3): 195~204
- Han Qingbang, Qian Menglu. Analysis of laser-generated viscoelastic Rayleigh wave on viscoelastic materials[J]. *Acta Acoustica*, 2007, **32**(4): 338~342
韩庆邦, 钱梦騷. 激光激发粘弹表面波特性分析[J]. *声学学报*, 2007, **32**(4): 338~342

- 12 Yuan Ling, Ren Xudong, Yan Gang *et al.*. Experimental study of laser-generated surface acoustic waves in laser shock hardening metals[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(1): 120~124
袁玲, 任旭东, 严刚等. 激光冲击硬化层中激光声表面波的实验研究[J]. *中国激光*, 2008, **35**(1): 120~124
- 13 Shi Yifei, Shen Zhonghua, Ni Xiaowu *et al.*. Welding stress measurement using laser-generated Rayleigh waves in Aluminum alloys[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(10): 1627~1631
石一飞, 沈中华, 倪晓武等. 激光激发瑞利波测量铝合金焊接残余应力[J]. *中国激光*, 2008, **35**(10): 1627~1631
- 14 Sun Hongxiang, Xu Baiqiang. Numerical analysis of laser-generated Lamb waves by finite element method in time and frequency domain[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(2): 537~542
孙宏祥, 许伯强. 激光激发 Lamb 波的有限元时域和频域数值分析[J]. *中国激光*, 2010, **37**(2): 537~542
- 15 Xu Chenguang, Xu Baiqiang, Xu Guidong *et al.*. Numerical simulation of the laser-generated ultrasound at the fluid-solid interface by finite element method[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(7): 1885~1891
徐晨光, 许伯强, 徐桂东等. 激光热弹激励流固界面波的有限元数值模拟[J]. *中国激光*, 2010, **37**(7): 1885~1891
- 16 W. Ke, M. Castaings, C. Bacon. 3D finite element simulations of an air-coupled ultrasonic NDT system[J]. *NDT & E International*, 2009, **42**(6): 524~533
- 17 F. Schubert, B. Koehler, A. Peiffer. Time domain modeling of axisymmetric wave propagation in isotropic elastic media with CEFIT-cylindrical elastodynamic finite integration technique[J]. *J. Comput. Acoust.*, 2001, **9**(3): 1127~1146
- 18 Y. Matsuda, C. J. K. Richardson, J. B. Spicer. Spectral compression of ultrafast acoustic transients in thin films for enhanced detectability[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2001, **79**(14): 2288~2290
- 19 C. M. Hernandez, T. W. Murray, S. Krishnaswamy. Photoacoustic characterization of the mechanical properties of thin films[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, **80**(4): 691~693
- 20 O. M. Mukdadi, S. K. Datta. Transient ultrasonic guided waves in bi-layered anisotropic plates with rectangular cross section[J]. *Review of Quantitative Nondestructive Evaluation*, 2004, **23**: 238~245