

激光在近表面弹性性质梯度变化的材料中 激发超声波的数值分析^{*}

袁 玲 沈中华[†] 倪晓武 陆 建

(南京理工大学应用物理系, 南京 210094)

(2006 年 11 月 1 日收到, 2007 年 7 月 4 日收到修改稿)

激光激发超声波为评价材料近表面弹性性质提供了有效的手段. 考虑到由于冲击硬化、表面热处理、表面氧化等引起的金属材料近表面层弹性性质的变化, 建立了一种激光在基底上的梯度材料中激发超声波的理论模型. 用有限元方法模拟了热弹条件下脉冲激光作用于材料上表面激发出的超声波及其传播过程, 研究了近表面层离散的层数对超声波的产生和传播的影响, 并分别讨论了表面层“变硬”和“变软”两种情况下声表面波的模式变化及用二维傅里叶变换得到各模式的色散曲线. 为进一步研究近表面层的弹性性质建立合理的计算模型及材料性质的反演提供了理论依据.

关键词: 超声波, 有限元法, 近表面弹性性质, 色散

PACC: 4337G, 4337D

1. 引 言

钢铁和铝合金等材料在工业上有广泛的应用. 然而材料表面粗糙、热处理、冲击硬化、氧化、抛光以及表面覆盖保护膜等都会导致材料近表面层的弹性性质(杨氏模量、密度、泊松比等)发生变化. 近表面层材料的弹性性质能够作为检测残余应力、监测热处理过程、选择表面覆盖膜的依据, 因此有必要对材料近表面的弹性性质进行研究. 已经有一些学者进行了这方面研究, 主要用到的方法包括表面布里渊散射法^[1,2]、声显微镜法^[3,4]和激光声表面波法^[5,6]. 在这些方法中, 表面布里渊散射法适用于探测表面层下深度非常小的区域, 一般在几十纳米到几百纳米的深度范围内, 并且要求样品的表面比较光滑. 声显微镜法则需要液体作为传播介质. 而在无损检测领域得到越来越广泛应用的激光超声法具有非接触激发、能同时在样品中激发多种模式超声波和激发的超声波频带宽等特点, 用于近表面材料弹性性质的检测越来越受到关注.

激光超声^[7-10]法在研究层状和梯度材料方面是

有效的. 激光照射在金属样品表面, 由于样品吸收激光能量导致局部热膨胀产生超声信号. 通过对超声信号的速度、色散特征、散射和衰减的研究, 能够对材料性质的变化进行评估, 然而由于脉冲激光热弹激发超声波的复杂性, 要得到解是十分困难的. 应用有限元^[11,12]方法(FEM)能够很方便地处理复杂的结构, 而且能够得到全场的数值解. 不同于双积分变换法^[13,14], 积分变换法应用对时间坐标的拉普拉斯变换和对空间坐标的汉克变换或傅里叶变换来求解热弹方程. 但要讲变换解逆变换回到时间-空间坐标系中则比较困难, 一般情况下很难得到解析解, 而要借助于数值联合反拉普拉斯-傅里叶变换或数值联合反拉普拉斯-汉克变换. 利用 FEM 可以很方便地得到全场的数值解. 在激光与材料相互作用产生超声波的过程中, 热与位移之间具有瞬态特征和相互耦合的特点, FEM 由虚功原理建立热弹耦合微分方程, 将微分方程的等效积分形式在空间域离散后进行求解. 由于求解过程存在一个离散过程, 所以对于材料性质的改变并不存在严格意义上连续的情况, 而是要将材料性质离散到节点上. 这样, 我们需要对材料性质发生变化的近表面层进行离散处

^{*} 南京理工大学青年学者基金(批准号: NJUST200503)和江苏省自然科学基金(批准号: BK2007203)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: shenzh@mail.njust.edu.cn

理 将材料视为半无限基底上的层结构 这就存在离散层数的问题. 本文讨论了影响层的离散层数对产生超声波的影响, 在保证计算精度且占用较少计算资源的前提下, 对所讨论对象确定合理的计算模型有一定参考价值. 计算了近表面层‘变硬’和‘变软’两种情况下激光在材料中激发的超声波. 用二维快速傅里叶变换(2DFFT)将在时域上重叠的多个模式分开, 进而得到各个模式的相速度色散曲线.

2. 理论模型

2.1. 计算模型

在计算时所用样品钢的厚度为 5 mm, 长为 20 mm. 我们将材料弹性性质(杨氏模量、密度、泊松比)发生变化的近表面层称为影响层. 由于在很多情况(例如硬化、残余应力存在)下, 泊松比、密度的变化较小, 所以这里只考虑近表面梯度层中的杨氏模量 E 沿板厚 z 方向的线性减少. 我们将杨氏模量发生变化的部分沿 z 方向离散成 N 层来逼近连续变化的情况(如图 1), 在每层中弹性性质是均匀的. 设影响层厚度为 Δh , 杨氏模量从第一层开始沿 z 方向按指数衰减, 并设杨氏模量总变化量为 ΔE . 当能量呈 Gauss 型空间分布的激光束垂直辐照到金属材料表面时, 材料表面会产生超声波. 在这一过程中, 先将激光视作热源, 并假设材料所吸收能量全部转化为热能, 忽略材料与外界的对流和辐照效应. 材料在吸收激光的能量后, 在材料中产生瞬态的温度场. 当脉冲激光辐照能量低于样品熔融阈值时, 考虑热-结构耦合, 将材料中产生的温度场作为力源作用于材料上从而产生瞬态位移场. 整个作用过程满足热传导方程和 Navier-Stokes 方程, 并且在上下表面满足自由边界条件, 在层的界面上满足位移和应力连续条件.

2.2. 瞬态温度场产生理论

考虑到激光辐照到 $N + 1$ 个线弹性均匀的各向同性板时所满足的热传导方程^[7]为

$$\rho_i c_i \frac{\partial T_i(r, z, t)}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r k_i \frac{\partial T_i(r, z, t)}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_i \frac{\partial T_i(r, z, t)}{\partial z} \right), \quad (1)$$

式中 $T_i(r, z, t)$ 表示 t 时刻的温度分布, ρ_i, c_i 和 k_i 分别是密度、热容量和热传导系数, $i = 0, 1, 2, \dots, N$

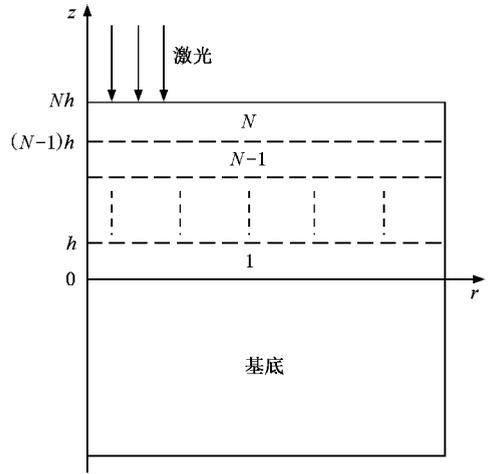


图 1 激光照射在基底上的多梯度层示意图

表示第 i 层材料, 其中 $i = 0$ 表示基底材料. 边界条件如下: 在样品的上表面,

$$-k_N \frac{\partial T_N(r, z, t)}{\partial z} = I A_N(T), \quad (2)$$

在样品的背表面,

$$-k_N \frac{\partial T_N(r, z, t)}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

这里 I 是入射激光的能量密度, $A_N(T)$ 为表面层的 光学吸收系数. 假设界面处为理想的热接触, 即

$$T_i(r, z, t) = T_{i+1}(r, z, t) \quad (z = ih, i = 0, 1, 2, \dots, N-1), \quad (4)$$

$$-k_i \frac{\partial T_i(r, z, t)}{\partial z} = -k_{i+1} \frac{\partial T_{i+1}(r, z, t)}{\partial z} \quad (z = ih, i = 0, 1, 2, \dots, N-1), \quad (5)$$

初始条件为

$$T_{hi}(r, z, t) = 300 \text{ K} \quad (i = 0, 1, 2, \dots, N).$$

2.3. 产生激光超声的热弹耦合理论

当脉冲激光辐照能量低于样品熔融阈值时, 由于样品吸收激光能量导致局部热膨胀, 从而产生瞬态位移场. 在热弹体中, 声波振动的位移满足 Navier-Stokes 方程^[8]

$$\begin{aligned} & (\lambda_i + 2\mu_i) \nabla(\nabla \cdot \mathbf{U}_i) - \mu_i \nabla \times \nabla \times \mathbf{U}_i \\ & - \alpha_i (3\lambda_i + 2\mu_i) \nabla T_i(r, z, t) \\ & = \rho_i \frac{\partial^2 \mathbf{U}_i}{\partial t^2}, \end{aligned} \quad (6)$$

式中 $\mathbf{U}_i(r, z, t)$ 是声场的瞬态位移分布, μ_i 是 Lamè 常数, ρ_i 是密度, α_i 是样品的热膨胀系数, 其中 $i = 0, 1, 2, \dots, N$. 在样品的背表面应力为零, 在样品的

上表面满足自由边界条件, 即有

$$\mathbf{n} \cdot [\boldsymbol{\sigma}_N - (3\lambda_N + 2\mu_N)\alpha_N T_N(r, z, t)\mathbf{I}] = 0 \quad (z = Nh), \quad (7)$$

式中 \mathbf{n} 是垂直表面的单位向量, \mathbf{I} 是单位张量, $\boldsymbol{\sigma}$ 是应力张量. 同时, 在层的界面处满足应力和位移连续, 且初始条件为

$$U_i(r, z, t) \Big|_{t=0} = \frac{\partial U_i(r, z, t)}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0 \quad (i = 0, 1, 2, \dots, N). \quad (8)$$

FEM 由虚功原理建立热弹耦合微分方程, 将微分方程的等效积分形式在空间域离散后进行求解. 利用 Newmark 时间积分法来求解有限元控制方程, 在求解时要注意时间步长的选取.

3. 计算结果

3.1. 正常色散

激光垂直作用于样品的上表面. 计算时采用的激光脉冲上升时间为 10 ns, 光斑半径为 200 μm , 保证激光能量密度低于样品的熔融阈值. 影响层的厚度 $\Delta h = 0.5 \text{ mm}$. 弹性模量沿 z 方向减小且总变化量 ΔE 为 30%, 即上层相对于下层而言较“软”. 根据上述理论, 本文对激光在其中激发的超声波进行了有限元计算. 将变化的近表面梯度层分别离散成 5 层、10 层和 20 层. 上表面层的网格大小为 25 μm , 基底层网格为 100 μm , 中间采用过渡网格连接. 当离散层数 $N = 20$ 时, 每层厚度为 25 μm , 即一个网格大小, 则沿 z 方向每层节点上材料的性质都不同. 在这三种情况下样品表面接收点离激发点相距 10 mm 时所接收到的波形如图 2 所示, 其中首先到达的是掠面纵波 L, 随后是头波 H, 最后到达的是类 Rayleigh 波 R 和类 Stonely 波 S. 当离散层数 N 不同时, 由图 2 可以看出, 区别只在类 Stonely 波, N 越大类 Stonely 波的幅度越大. 在三种情况下, 分别在表面上每间隔 60 μm 取一个点, 共取 128 个点位移波形作 2DFFT^[15]. 2DFFT 是一维相位谱方法的扩展. 当同时有多个模式传播时, 简单的从时域到频域的傅里叶变换不能将时域上重叠的多个模式分开, 而 2DFFT 是将信号从时间-空间域变换到频率-波数-幅度. 这样就可以将各个不同的模式区分开. 通过 2DFFT 得到 $N = 20$ 时频率-波数的关系如图 3 所示. 图 3 中 S, R1 和 R2 分别表示类 Stonely 波, 第一种模式和第二种模式的类 Rayleigh 波. 当 $N = 5$

时, 由 2DFFT 只得到两种类 Rayleigh 波, 类 Stonely 波基本不可见; 当 $N = 10$ 时, 不仅能得到两种类 Rayleigh 波还能够得到类 Stonely 波; 当 $N = 20$ 时, 类 Stonely 波更加清晰. 这是由于在层的界面处满足位移和应力连续的条件, 且分层越多相邻层之间横波速度就越接近, 越能满足类 Stonely 波的传播条件.

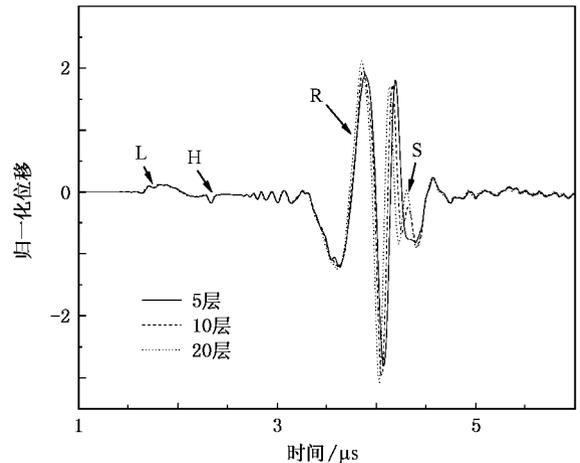


图 2 离散层数不同时在影响层厚度为 0.5 mm 的样品中接收到的表面位移

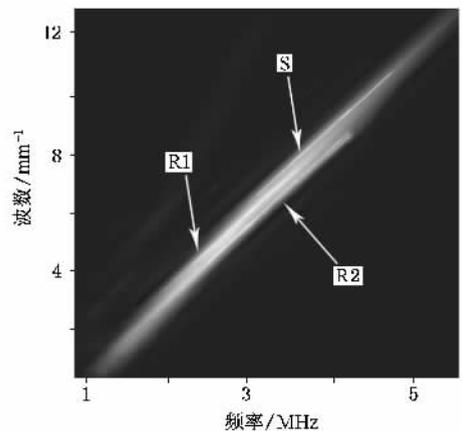


图 3 用 2DFFT 得到离散层为 20 时的频率-波数谱

根据以上 2DFFT 变换得到的频率-波数-幅度谱, 可以进一步求出各个模式波的相速度色散. 对于每一个离散频率 f 都可以得到波数-幅度谱. 从波数-幅度谱中可以得到幅度峰值对应的波数 k , 不同的模式对应不同的峰值. 对于各不同模式, 我们可根据下式分别求得其相速度:

$$V_p = 2\pi f/k. \quad (9)$$

由以上所述得到图 4 中在 $N = 20$ 时的两种类 Rayleigh 波的相速度色散曲线. 对于不同的离散层

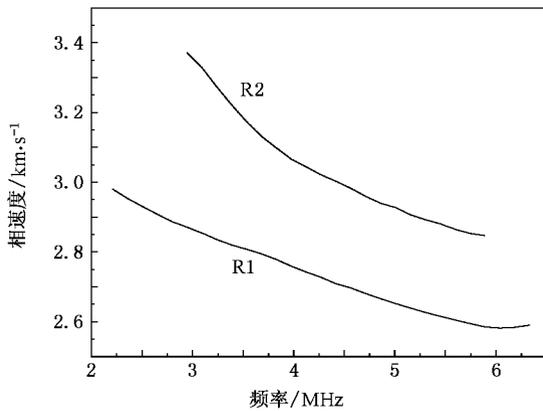
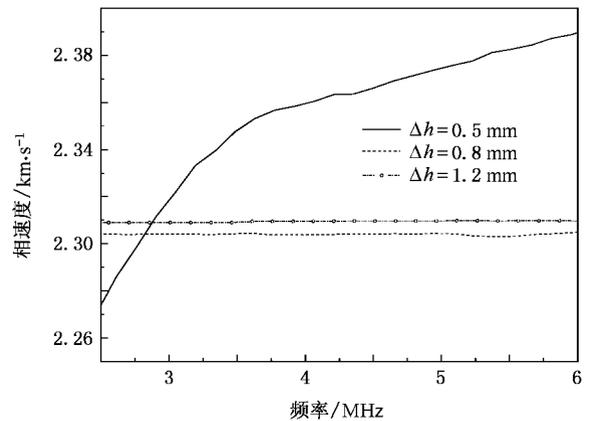


图4 两种类 Rayleigh 波模式的相速度色散曲线

图5 影响层厚度 Δh 不同时类 Stonely 波的相速度色散曲线

数类 Rayleigh 波的色散情况基本没变化. 从频率-幅度图上可以看出整个激发频率小于 6 MHz, 中心频率大约在 3 MHz. 对于类 Rayleigh 波, 由于低频成分比高频成分传播快而出现了正常色散. 激光激发声表面波的特征由性质发生变化的近表面层和未发生改变的基底性质共同决定. 低频成分的波对应的波长较长, 主要受基底材料影响, 而高频成分对应于较短波长的波, 主要受上表面层影响. 对于第一种模式的类 Rayleigh 波, 色散曲线在低频部分趋近于基底中类 Rayleigh 波的速度. 由于上表面层弹性性质的减小使速度随频率增加而减小, 直到在高频部分趋向于类 Rayleigh 波在最上层中的速度. 对于第二种模式的类 Rayleigh 波, 有一个低频截止值约为 3 MHz. 在此频率处, 第二种模式类 Rayleigh 波的相速度约等于基底中剪切波的速度, 并且随着频率增加相速度减小. 由以上所述可知, 如果只关注类 Rayleigh 波模式, 那么 $N = 5$ 就能满足精度要求, 若还希望能够较清晰地得到类 Stonely 波则需要 10 层的离散层. 这里将离散层定为 5 层、10 层是为了保证每层厚度能够是所划分网格大小的整数倍. 同时也计算了 $N = 20$ 时类 Stonely 波的速度-频率曲线, 如图 5 所示. 从计算的速度曲线上可以看出, 类 Stonely 波的相速度随着频率的增加是有变化的, 并不完全为一个常数. 这是由于类 Stonely 波是在完全接触的两弹性半空间的界面上产生, 这里影响层总厚度为 0.5 mm, 并不能完全满足半无限空间的要求. 实际上此时类 Stonely 波也含有板波的成分, 并非严格意义上的类 Stonely 波. 如果将影响层厚度增加到 0.8 和 1.2 mm, 同样对之做 2DFFT 可以得到此时类 Stonely 波速度是常数, 分别约为 2309 和 2304 m/s, 如图 5 所示.

3.2. 反常色散

所用的计算模型与正常色散情况相同, 影响层厚度仍为 $\Delta h = 0.5$ mm, 只是弹性模量沿 z 方向增加, 总变化量为 30%. 这时相邻层的声阻抗之比约为 0.969, 且上层相对于下层而言较“软”. 基于以上的讨论, 考虑到既要减少计算耗时和所占用的资源, 又能够满足计算精度, 我们将影响层离散成 10 层, 这时相邻层的声阻抗之比约为 0.979. 在样品表面接收点与激发点相距 10 mm 情况下所接收到的波形如图 6 所示. 同样在上表面先接收到掠面纵波 L, 其次是头波 H, 最后到达的是类 Rayleigh 波 R. 在上表面每隔 60 μm 取一个点, 共取 128 个点对位移波形做 2DFFT, 用上述方法计算得到了图 7 所示的类 Rayleigh 波和类 Stonely 波的相速度色散曲线. 对于类 Rayleigh 波, 在这种情况下仅存在一种模式, 并且低频成分比高频成分传播慢, 因此出现了反常色散.

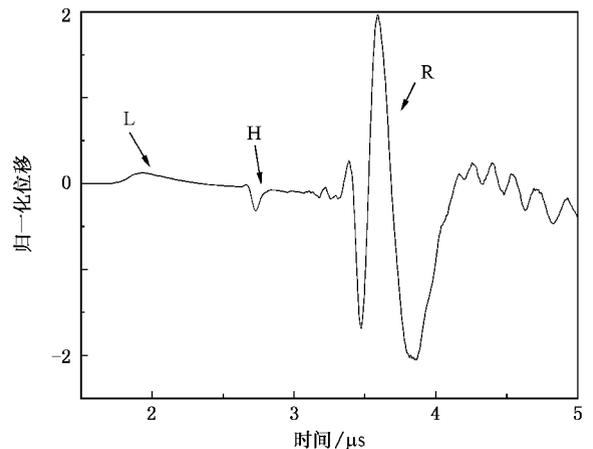


图6 激发源距接收点 10 mm 时的表面位移波形

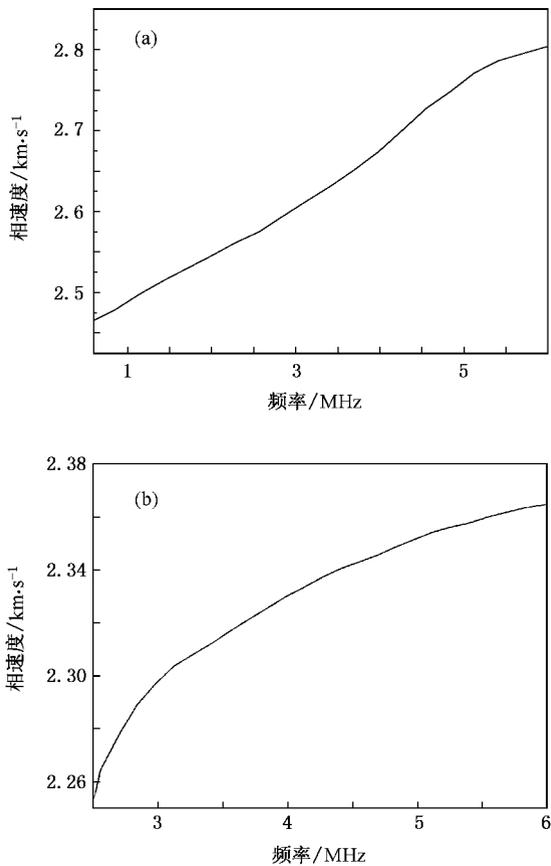


图 7 类 Rayleigh 波和类 Stonely 波的相速度色散曲线 (a) 类 Rayleigh 波 (b) 类 Stonely 波

低频部分的速度趋近于基底中声表面波的速度。由于上表面层弹性性质的增加使速度随频率的增加而增加, 高频部分的速度趋近于声表面波在上表面层中的速度。对于类 Stonely 波, 速度在 2300 m/s 附近, 但并不严格为一常数。

4. 结 论

本文建立了热弹条件下激光在近表面弹性性质梯度变化的材料中激发超声波的计算模型。将近表面弹性性质变化部分离散成 N 个均匀的子层, 讨论了 N 的大小对产生超声波的影响, 并且计算了近表面层‘变硬’和‘变软’两种情况下激光在材料中激发的超声波。利用 2DFFT 得到了各个模式的相速度色散曲线, 并对不同情况下声表面波相速度色散曲线的变化趋势进行了讨论。由于材料表面层和基底性质共同决定了表面波的色散特征, 当影响层弹性性质和厚度变化时, 所探测到的表面波也按一定的规律变化。色散曲线的变化能更清楚地反映这一变化规律。由于高频成分主要受表面层影响, 因此色散曲线包含着表面影响层弹性性质和厚度信息。通过对色散曲线的进一步分析, 能够得到近表面弹性性质的变化趋势、变化大小及近表面层的厚度等信息, 为材料近表面弹性性质的反演提供了理论依据。

- [1] Szabadi M, Hess P 1998 *Phys. Rev.* **58** 8941
- [2] Duggal A R, Rogers J A, Nelson K A 1992 *J. Appl. Phys.* **72** 2823
- [3] Glorieux C, Gao W M, Kruger S E, Rostyne K V, Lauriks W, Thoen J 2000 *J. Appl. Phys.* **88** 4394
- [4] Chenni B, Pouliquen I 2002 *Rev. Quant. Nondestruct. Eval.* **21** 1629
- [5] Ruiz A, Nagy Peter B 2004 *Ultrasonics* **42** 665
- [6] Every A G 2002 *Meas. Sci. Technol.* **13** R21
- [7] Shen Z H, Xu B Q, Ni X W, Lu J 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 2364
- [8] Wu L, Cheng J C, Zhang S Y 1995 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28** 957
- [9] Zhao Y 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 321 (in Chinese) [赵 艳 2007 物理学报 **56** 321]
- [10] Han Q B, Qian M L, Ren Z M 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 313 (in Chinese) [韩庆邦、钱梦、任忠鸣 2007 物理学报 **56** 313]
- [11] He S L, Zhang H W, Rong C B, Chen R J, Shen B G 2005 *Chin. Phys.* **14** 1055
- [12] Luo J F, Han Y H, Tang B C, Gao C X, Li M, Zou G T 2005 *Chin. Phys.* **14** 1223
- [13] Szabo T L 1974 *Appl. Phys.* **46** 1448
- [14] Murry T W, Krishnaswamy S, Achenbach J D 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 3561
- [15] Alleyne D, Cawley P 1991 *J. Acoust. Soc. Am.* **89** 1159



Numerical simulation of laser-generated ultrasonic waves in steel with gradient changes of near-surface elastic property^{*}

Yuan Ling Shen Zhong-Hua[†] Ni Xiao-Wu Lu Jian

(*Department of Applied Physics , Nanjing University of Science and Technology , Nanjing 210094 , China*)

(Received 1 November 2006 ; revised manuscript received 4 July 2007)

Abstract

Laser-generated ultrasonic wave is effective for evaluating near-surface elastic property. Taking account of the gradient changes of the near-surface elastic property caused by surface heat treatment or laser shock peening , a finite element method is developed to simulate the laser thermo-elastic generation and the propagation of acoustic waves in the system of multiple gradient layers of the substrate. The number of discretized layers has an effect on the generalized wave modes. Two systems with the surface layer softened and the surface layer hardened substrates are respectively considered. And the two-dimensional fast Fourier transform method has been used to obtain the phase velocity dispersion of different modes. The conclusion could be useful to the further study of the near-surface elastic property.

Keywords : ultrasonic wave , finite element method , near-surface elastic property , dispersion

PACC : 4337G , 4337D

^{*} Project supported by the Young Scholar Foundation of Nanjing University of Science and Technology , China (Grant No. NJUST200503) and the Natural Science Foundation of Jiangsu Province , China (Grant No. BK2007203).

[†] Corresponding author. E-mail : shenzh@mail.njust.edu.cn