

文章编号: 0258-7025(2004)05-0621-05

激光激发板状材料中超声导波的有限元数值模拟

许伯强^{1,2}, 倪晓武^{1*}, 沈中华¹, 陆 建¹

(¹ 南京理工大学信息物理与工程系, 江苏 南京 210094; ² 江苏大学理学院, 江苏 镇江 212013)

摘要 材料表面吸收激光辐照的能量后,产生瞬态温度场,引起表面层的局部热膨胀,产生超声波沿不同方向传播。激光超声具有非接触、宽频带、多模态的特点,提供了材料的弹性性质和材料无损检测的有效手段。考虑激光作用过程中材料热物理参数随温度变化的特性,用有限元方法数值模拟激光在板状材料中激发瞬态温度场,建立热弹机制下超声导波的产生和传播的有限元模型。数值模拟的结果表明:材料中瞬态温度场分布在材料的表面层的非常小的区域,温升区域是产生超声的体源。分析近场和远场接收的超声导波的表面波形的传播特征,讨论激光输入参数和激光产生超声波特征之间的关系,为热弹条件下材料性能的激光超声检测提供了定量的基础。

关键词 激光技术;有限元方法;温度场;超声

中图分类号 TG 665; O 242.1 **文献标识码** A

Numerical Simulation of Laser-Generated Ultrasonic by Finite Element Method in the Plate Material

XU Bai-qiang^{1,2}, NI Xiao-wu¹, SHEN Zhong-hua¹, LU Jian¹

(¹ Dept. of Appl. Physics, Nanjing University of Sci. & Tech., Nanjing, Jiangsu 210094, China)
(² Faculty of Science, Jiangsu University, Zhenjiang, Jiangsu 212013, China)

Abstract A laser pulse incident on a material generates the transient temperature field. As rapid and localized thermal expansion occurs, energy is released in the form of propagating ultrasound in all directions. Laser-generated ultrasound is non-contact, broadband, and multiple propagation modes. Considering the temperature dependence of material properties, the transient temperature distribution is simulated using the finite element method in the plate material; a finite element is developed to simulate the laser thermo-elastic generation and propagation of laser ultrasound. The numerical results indicate that the heat-affected zone is very localized, such a distribution of the transient temperature is considered as a body source in the generation of ultrasound; analyze the propagation features of surface waveforms in the near and far field; Discuss the relation between the laser input parameters and the generated ultrasonic wave characteristics; establish a quantitative basis for the thermo-elastic mechanism in nondestructive evaluation of the material properties.

Key words laser temperature; finite element method; temperature field; ultrasonic

1 引 言

由于激光超声具有非接触激发,能一次同时在

样品中激发多种模式超声波和激光激发的超声波频带宽等特点,在无损检测领域得到越来越广泛的应用^[1~3]。当激光能量较低,未引起材料的熔融时,激

收稿日期:2003-01-14

基金项目:国家自然科学基金(No. 60208004)、江苏省自然科学基金和教育部高校优秀青年教师奖励计划资助项目。

作者简介:许伯强(1963—),男,江苏大学物理系副教授,南京理工大学在读博士研究生,主要从事激光和材料的相互作用的研究。E-mail: bqxu@uj. edu. cn

* 通信联系人。E-mail: nxw@mail. njust. edu. cn

光超声的主要激发机理是热弹性激发。而当激光能量较高时,引起材料的融蚀、产生动量的传递和等离子体的形成时,超声的主要激发机制就是融蚀激发。由于热弹产生超声时,样品表面没有受到破坏并且由激光产生的超声波形可以重复测量,所以热弹机制产生超声更适宜无损检测。

在激光热弹机制激发超声的理论研究工作中,大部分工作在求解热弹方程过程中采用解析计算方法,其中主要的有双积分变换方法^[4]、格林函数法^[5]和本征函数展开法^[6~8]。应用时间坐标的拉普拉斯变换和空间坐标的傅里叶变换或汉克尔变换这种双积分变换方法求解热弹方程的变换解相对较容易,但是,要将变换解逆变换回到时间-空间坐标系中时比较困难,一般情况下很难用解析方法得到,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-汉克尔变换,而数值联合反变换是比较困难的。格林函数法求解时采用点源模型而忽略了激光作用的热穿透效应而成为表面热源。本征函数扩展法比较适用于很薄的薄板中兰姆波的分析,因为很薄的薄板中兰姆波仅需要考虑低阶的本征模态的作用,而当样品厚度增加时不仅要考虑低阶模态的高频分量,而且考虑高阶模态造成计算较复杂。另外,在激光作用过程中,由于温度的变化,材料的热物理性能也随之发生变化,而所有这些解析方法都无法考虑材料热物理参数随温度变化的实际情况。

要对脉冲激光热弹激发超声波进行精确解析求解十分困难,因为这一物理过程不仅包括瞬态热扩散,而且包括瞬态弹性波的激发和在有限空间的传播。有限元方法能够灵活处理复杂的几何模型和能够得到全场数值解。有限元模型能够处理多种因素,诸如:热扩散过程、光学穿透和材料参数随温度变化的实际情况。因此,在本文的研究中,采用有限元方法来研究激光激发超声的产生和传播。数值模拟结果建立了激光输入参数和产生的超声波特征之间的定量关系,为进一步应用激光超声的无损检测提供了依据。

2 理论和数值方法

2.1 热传导理论

激光垂直辐照到材料表面,如图 1 所示。考虑到入射激光束具有高斯分布的特性,在分析中采用柱坐标系,热传导方程表示为

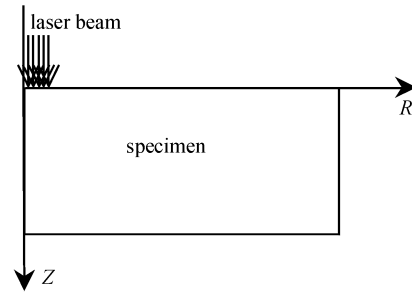


图 1 激光辐照样片几何图

Fig. 1 Schematic diagram for laser irradiating specimen plate

$$\rho c \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[rk \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[k \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial z} \right] \quad (1)$$

式中 $T(r, z, t)$ 表示 t 时刻的温度分布, ρ, c 和 k 分别表示密度、热容量和热扩散系数。并且具有边界条件

$$-k \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=0} = I_0 (1-R) f(r) g(t) \quad (2)$$

和

$$\frac{\partial T(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=h} = 0 \quad (3)$$

R 为样品表面的反射率, h 为样品的厚度, I_0 为激光辐照能量, $f(r)$ 及 $g(t)$ 为激光脉冲的空间分布和时间分布, 可以表示成

$$f(r) = \exp\left(-\frac{r^2}{a_0^2}\right) \quad (4)$$

$$g(t) = \frac{t}{t_0^2} \exp\left(-\frac{t}{t_0}\right) \quad (5)$$

a_0 为激光辐照的光斑半径, t_0 为脉冲激光上升时间。

2.2 热弹方程

当脉冲激光辐照的能量低于样品的熔融阈值时, 由于样品吸收激光能量而产生局部热膨胀, 从而产生瞬态位移场。在热弹性体中, 位移满足

$$(\lambda + 2\mu) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{U}) - \mu \nabla \times \nabla \times \mathbf{U} - \alpha (3\lambda + 2\mu) \nabla T(r, z, t) = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2} \quad (6)$$

$\mathbf{U}(r, z, t)$ 为瞬态位移, λ 和 μ 为兰姆常数, α 为样品的热膨胀系数。在上下表面 $z=0, z=h$ 满足边界条件

$$\mathbf{n} \cdot [\boldsymbol{\sigma} - (3\lambda + 2\mu)\alpha T(r, z, t)\mathbf{I}] = 0 \quad (7)$$

\mathbf{n} 为垂直表面的单位向量, \mathbf{I} 为单位张量, $\boldsymbol{\sigma}$ 为应力张量。同时满足如下初始条件

$$\mathbf{U}(r, z, t) = \frac{\partial \mathbf{U}(r, z, t)}{\partial t} = 0 \quad t = 0 \quad (8)$$

2.3 有限元方法

热传导方程的有限元形式

$$[K]\{T\} + [C]\{\dot{T}\} = \{p_1\} + \{p_2\} \quad (9)$$

式中 $[C]$ 为热容量矩阵, $[K]$ 为热传导矩阵, $\{p_1\}$, $\{p_2\}$ 为热源矢量, $\{T\}$ 为温度, $\{\dot{T}\}$ 为温度随时间的变化率。对波的传播,忽略阻尼,有限元控制方程为

$$[M]\{\ddot{U}\} + [K]\{U\} = \{F_{ext}\} \quad (10)$$

$[M]$ 为质量矩阵, $[K]$ 为刚度矩阵, $\{U\}$ 为位移矢量, $\{\ddot{U}\}$ 为加速度矢量, $\{F_{ext}\}$ 为外力矢量。对热弹性体而言,在柱坐标系中外力矢量表示为 $\int_{V_e} [B]^T [D] \{\epsilon_0\} dV$, $\{\epsilon_0\}$ 为热应变矢量, $[B]^T$ 为形函数导数的转置矩阵, $[D]$ 为材料特性矩阵。为了求解方程(9),(10),利用 Newmark 时间积分法,注意到方程(9),(10)是建立在时刻为 t 的一个平衡方程,要得到位移的时间历史曲线,必须要对方程(9),(10)对时间进行积分,假设时间步长为 Δt ,位移和它的一次导数根据文献[9,10]可表示成

$$\begin{aligned} \{\dot{U}\}_{t+\Delta t} &= \{\dot{U}\}_t + [(1-\gamma)\{\ddot{U}\}_t + \gamma\{\ddot{U}\}_{t+\Delta t}]\Delta t \\ \{U\}_{t+\Delta t} &= \{U\}_t + \Delta t\{\dot{U}\}_t + [(0.5-\alpha)\{\ddot{U}\}_t + \\ &\quad \alpha\{\ddot{U}\}_{t+\Delta t}]\Delta t^2 \end{aligned} \quad (11)$$

α 和 γ 为决定积分稳定性和精度的参数。把(11)式代入平衡方程(10),可得到下列代数方程组

$$\begin{aligned} (a_0[M] + a_3[C] + [K])U_{t+1} &= \\ F_{t+1} + [M](a_0U_t + a_1\dot{U}_t + a_2\ddot{U}_t) + \\ [C](a_3U_t + a_4\dot{U}_t + a_5\ddot{U}_t) \end{aligned} \quad (12)$$

式中各参数可表示为

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{1}{\alpha\Delta t^2}, & a_1 &= \frac{\gamma}{\alpha\Delta t}, & a_2 &= \frac{1}{\alpha\Delta t} \\ a_3 &= \frac{1}{2\alpha} - 1, & a_4 &= \frac{\gamma}{\alpha} - 1, & a_5 &= \frac{\Delta t}{2} \left(\frac{\gamma}{\alpha} - 2 \right) \end{aligned} \quad (13)$$

这样,通过不断积分可以产生整个时间历史曲线。

3 数值模拟结果和讨论

3.1 激光和材料参数

基于上面所述理论,计算了 Nd:YAG 激光脉冲在铝板中的超声导波,接收与激发在同一侧。铝板的厚度为 1 cm,半径为 4 cm。当激光照射到铝板表面时,一部分反射,一部分被铝板所吸收,使材料内部局域温度升高。设吸收的能量全部转变成热能且吸收的激光能量密度为 $7 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$,激光脉冲上升时间为 10 ns。对激光光斑的半径分别取 $300 \mu\text{m}$ 和 $500 \mu\text{m}$ 作了比较计算。信号采集点离光斑中心

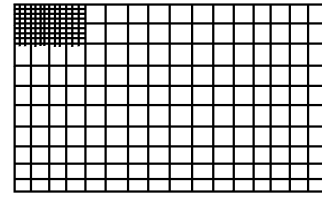


图 2 样品的有限元模型

Fig. 2 Finite element meshes of the specimen

的距离分别为 2 mm, 4 mm, 6 mm 和 8 mm。根据这些条件构造相应的有限元模型,如图 2 所示。为了精确求解温度场的分布,在激光作用的附近,选取最小的网格,其大小为 $5 \mu\text{m}$,利用变网格技术,远离温度变化的区域选取网格大小为 $100 \mu\text{m}$,具备这个条件可以讨论激光作用后的弹性波的产生和传播。另外,铝材料的热物理参数如下:

铝材料表面吸收率为^[11, 12]

$$A(T) = 5.2 \times 10^{-2} + 3 \times 10^{-5}(T - 300) \quad (14)$$

T 为材料中的温度(K),热传导系数随温度的变化关系为

$$k(T) = \begin{cases} 292.6 & T < 200 \\ 249.45 - 0.0847T & 200 < T < 730 \\ 198.47 - 0.0142T & 730 < T_m \end{cases} \quad (15)$$

比热为

$$C_p(T) = \begin{cases} 3.971T & T < 200 \\ 780.27 + 0.4877T & 200 \leq T \leq T_m \end{cases} \quad (16)$$

密度为

$$\rho = -0.22T + 2769 \quad 300 \leq T \leq T_m \quad (17)$$

T_m 为铝的熔点。

3.2 数值结果和讨论

图 3 给出了激光辐照半径为 $300 \mu\text{m}$ 时,铝板中温度变化的情况。图 3(a)为铝板不同深度的中心温度随时间的变化曲线。从图中可以看出,激光作用过程中及激光作用结束后,离表面深度大于 $30 \mu\text{m}$ 以后,已没有有意义的温升存在。图 3(b)为铝板表面离激光光源中心不同距离处的温度变化曲线。从图中可以看出,在离激光辐照中心 $600 \mu\text{m}$ 处没有有意义的温升存在。由此可知铝板吸收的激光能量所产生的温度场集中于一个非常小的区域,一方面由于热传导使热向其他部分传递,另一方面在温升处因热膨胀而产生应变和应力场,即温升区域是产生超声波的一个声波源。

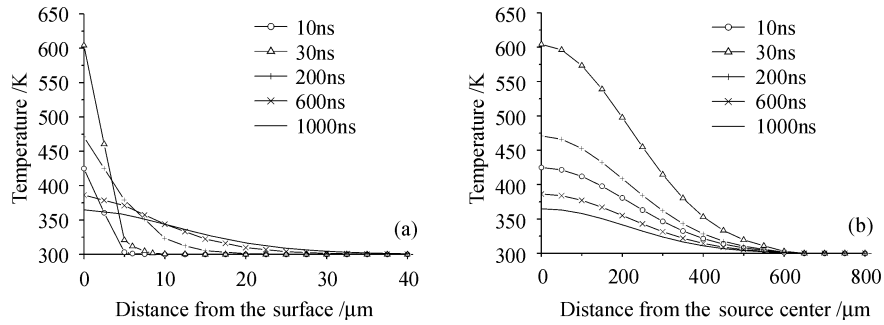


图3 激光光斑半径为 $300\ \mu\text{m}$ 时铝板材中不同时刻的温度

(a) 轴向; (b) 径向

Fig. 3 Temperature distribution at various time in Al plate material with laser spot radius $300\ \mu\text{m}$

(a) depth orientation; (b) radial orientation

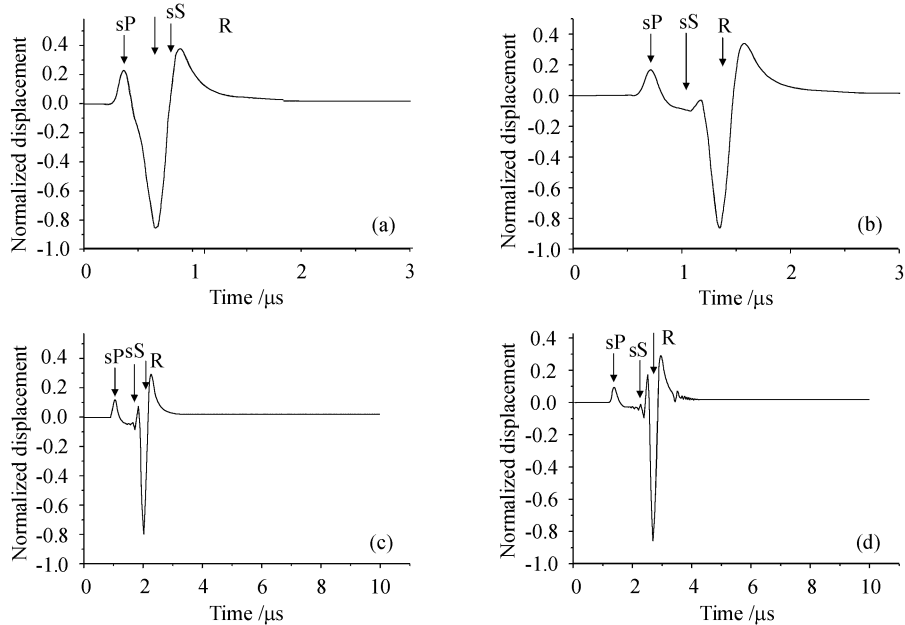


图4 接收位置与源同侧,接收距离为(a) 2 mm, (b) 4 mm, (c) 6 mm, (d) 8 mm,样品厚度为 1 cm 时垂直位移随时间的变化曲线

Fig. 4 Vertical displacements vs time at same side as source receiver, source-receiver distance of

(a) 2 mm, (b) 4 mm, (c) 6 mm, (d) 8 mm with 1 cm thickness Al plate

图4给出了激光辐照能量为 $7\ \text{MW} \cdot \text{cm}^{-2}$, 光斑半径为 $300\ \mu\text{m}$, 从近场到远场在铝板表面接收的超声导波波形。图中表面波形有三个明显特征: sP 表示掠面纵波, 位移垂直表面和向外的单极波形。另外二个分别是表面横波(sS)和表面瑞利波(R)。sP 和 sS 波是掠面纵波、表面横波和样品轴对称平面的交线, 它们分别是由扩展波源中心产生的。在近场三种波形相互重叠复合, 随着波源和接收距离的增加, sP 波逐渐和表面瑞利波分开, 而 sS 波仍然和表面瑞利波复合(图4(b)和(c))。这种现象来源于表面瑞利波的传播速度远比掠面纵波大, 并且几

乎和表面横波的传播速度相等。在近场, 尽管掠面纵波和表面瑞利波的传播速度不相同, 但是由于两波有一定的宽度, 波传播距离小以致二个波仍然没能分开。另外很明显从图4中可以看出, 掠面纵波和表面瑞利波的振幅之比随着传播距离的增加而减小, 这是由于激光作用的能量集中在表面非常小的一个区域, 这一区域可看成许多点源的集合, 每处点源发出球面波, 热弹产生的表面波的振幅随着传播距离的增加与源和接收点之间的距离成反比, 在近场由于超声声源的轴对称性和小区域的连续性要求对近场波形的振幅贡献要大, 而到达远场时由于源

和接收点之间的距离增加,源对接收点的振幅贡献要小。这反映出近场接收时超声声源不能忽略成点源而远场接收时可以看成为点源。

图 5 给出了相同激光辐照能量,大小为 $7 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$,不同的光斑半径在远场的数值结果。图 5 (a)中光斑半径为 $300 \mu\text{m}$, (b)中光斑半径为 $500 \mu\text{m}$

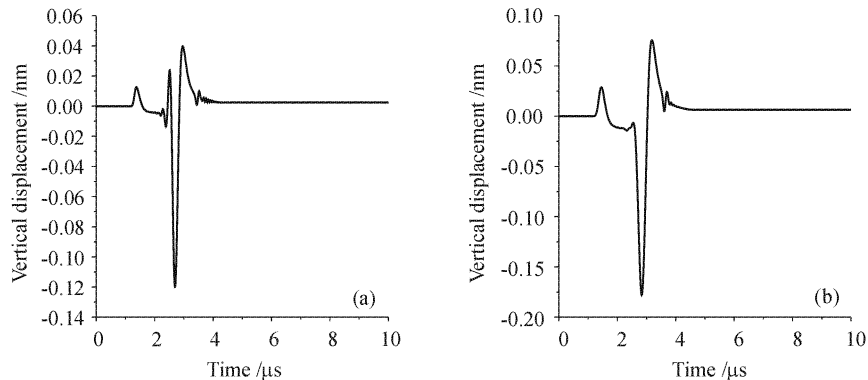


图 5 不同光斑半径,接收点与源同侧,接收距离为 8 mm

(a) 光斑半径为 $300 \mu\text{m}$; (b) 光斑半径为 $500 \mu\text{m}$

Fig. 5 Vertical displacements vs time at same side as source receive, at the 8 mm with the various spot radius

(a) laser spot radius $a_0 = 300 \mu\text{m}$; (b) laser spot radius $a_0 = 500 \mu\text{m}$

图 5 也显示出双极瑞利波的峰-峰值间的时间间隔随着激光光斑的增加而加大,这反映出在热弹机制激发超声中激发源对波形的影响。激光热弹机制产生超声波随着激光光斑变小,激发出更高的频率。从而,在时间域中波形显示出峰-峰值间的时间间隔更宽。

4 结 论

本文用有限元方法数值模拟激光热弹机制激发板状材料中的超声导波。考虑了激光作用过程中材料的热物理参数依赖于温度的特性,数值模拟激光作用后铝板中的瞬态温度场分布,引起材料中的应力应变,从而产生超声波的这一过程。得到了材料中瞬态温度场分布、超声导波的传播曲线以及激光输入参数和激光产生超声波特征之间的关系,为热弹条件下材料性能的激光超声检测提供了定量的基础。

参 考 文 献

- Zhang Shuyi. Laser ultrasound and materials nondestructive evaluation [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
- Zhang Shuyi. Advanced and new technology of ultrasound

μm 。从图中可以看出,光斑半径为 $500 \mu\text{m}$ 的激光激发的掠面纵波和表面波的幅度明显大于光斑半径为 $300 \mu\text{m}$ 的激光激发,这很显然是由于铝板吸收的激光能量大引起的。由于超声源是由温度变化引起的应力应变,光斑半径越大产生的应力应变区域越大,超声体源越大,从而振幅增加。

- nondestructive evaluation [J]. *International Academic Developments*, 1998, (8):58~60
- 张淑仪. 超声无损检测高新技术[J]. *国际学术动态*, 1998, (8):58~60
- Zhang Xiaorong. Evaluation of composites and nano-structured materials by laser ultrasound [J]. *Applied Acoustics*, 2000, **19**(6):1~9
章肖融. 用激光超声评估复合材料[J]. *应用声学*, 2000, **19**(5):1~9
- A. F. McDonal. On the precursor in laser-generated ultrasound waveforms in metals [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **56**(3):230~232
- L. R. F. Rose. Point-source representation for laser-generated ultrasound [J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1984, **75**(3):723~732
- J. C. Cheng, S. Y. Zhang, L. Wu, Excitations of thermoelastic waves in plates by a pulsed laser [J]. *Appl. Phys. A; Mater. Sci. Process*, 1995, **A61**(3):311~319
- 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
- Zhonghua Shen, Shuyi Zhang, Jianchun Cheng. Theoretical study on SAW generated by laser pulse in solids [J]. *Analytical Science*, 2001, **17**:s204~s207
- J. N. Reddy. An Introduction to the Finite Element Method [M]. New York: McGraw-Hill, 1993, 2nd Edition
- R. D. Cook, D. S. Malkus, M. E. Plesha. Concepts and Applications of Finite Element Analysis [M]. New York: John Wiley, 1989, 3rd Edition
- W. M. Rohsenow, J. P. Hartnett, E. N. Ganic. Handbook of Heat Transfer Fundamentals [M]. New York: McGraw-Hill Book Company, 1985, 2nd Edition
- Franc Keith, S. B. Mark. Principles of Heat Transfer [M]. New York: Harper and Row, 1986, Forth Edition