

激光参数及激光超声探测方法对超声信号影响

宋燕星^{1,2}, 王晶¹, 冯其波¹, 陈士谦¹

(1. 北京交通大学 发光与光信息技术教育部重点实验室, 北京 100044;
2. 防灾科技学院 防灾仪器系, 河北 三河 065201)

摘要: 文中通过激光超声激发过程理论模型, 获得激光超声信号的波形特点, 并分析相关参数对激发超声信号的影响。应用两种不同的激光超声探测方法对激光超声信号进行探测, 即分别采用超声探头和基于双波混合干涉的光学探测方式搭建两种实验装置。实验针对入射激光参数对激发超声信号的影响及两种探测方法获得激光超声信号的特点进行分析。通过实验验证了理论分析结果, 得出入射激光参数会影响激发超声的幅度, 而基于双波混合干涉的光学探测方式可以获得更为完整的超声波形信息。

关键词: 激光超声; 脉冲激光; 双波混合干涉; 光学探测

中图分类号: TN249 **文献标志码:** A **文章编号:** 1007-2276(2014)05-1433-05

Influence of laser parameters and laser ultrasonic detection method on ultrasonic signals

Song Yanxing^{1,2}, Wang Jing¹, Feng Qibo¹, Chen Shiqian¹

(1. Key Laboratory Luminescence & Optical Information, Ministry of Education, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China;
2. Department of Disaster Prevention Instrument, Institute of Disaster Prevention, Sanhe 065201, China)

Abstract: The physical mechanisms of ultrasonic generation by laser pulse, the waveform characteristics of the generated laser ultrasonic signal and the influence of laser parameters on the ultrasonic signal were analysed theoretically. And two experimental apparatus were built that received laser ultrasonic with a piezoelectric ultrasonic transducer or an optical detection method based on two-wave mixing interference to verify the theoretical analysis results. In the experiment, the influence of the pulse laser parameters and the characteristic of the detected signals with two different detection method were analysed. Through theoretical analysis and experimental verification, the generated ultrasonic amplitude can be affected by the incoming laser parameters, and optical detection method based on two-wave mixing interference can detect complete laser ultrasonic waveform information.

Key words: laser ultrasonic; pulse laser; two-wave mixing interference; optical detection

收稿日期: 2013-09-13; 修订日期: 2013-10-17

基金项目: 国家自然科学基金(51027006); 地震科技星火计划项目(XH12076); 中央高校基本科研业务费专项资金(ZY20110104)

作者简介: 宋燕星(1980-), 女, 副教授, 博士后, 主要从事光电检测方面的研究。Email: yanxing7090091@163.com

0 引言

激光超声技术是超声学和激光技术结合而形成的一门新兴交叉学科,涉及光学、声学、电学、材料学等,近年来已发展成为超声学的一个重要分支^[1-3]。与传统的超声检测技术相比,激光超声技术的优点为:非接触、适应范围广、空间分辨率高、宽频带、可实现快速全方位实时在线扫描等。因此,该技术可被应用于工件质量实时检测及监测、材料的无损检测以及高温高压环境下测量等^[4-6]。虽然目前应用激光超声进行缺陷检测的研究比较多,但要实际工程测量中实现该技术的应用,则需要根据测量对象的特点,有针对性地研究分析相关因素对激发激光超声信号的影响^[7-9],包括激光超声探测方法、入射激光能量、功率密度等,从而为确定检测方案提供依据。研究中以金属为研究对象,通过激光激发超声过程的理论模型,获得激光超声信号的波形特点,分析相关参数对激发超声信号的影响,并采用超声探头和基于双波混合干涉的光学探测方式搭建两种实验平台,通过实验进一步验证理论分析结果。

1 入射激光对激发超声影响理论分析

1.1 激光超声激发理论模型

激光垂直入射到材料表面,如图 1 所示。

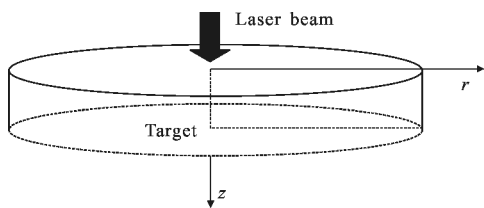


图 1 激光辐照样品示意图

Fig.1 Schematic diagram of the irradiated samples by laser

当激光束垂直入射到各向同性的固体表面(其光吸收系数为 b ,半无限大($z \geq 0$))时,由于吸收光能量,固体内会形成相应的热源,其功率密度为:

$$Q = I_0 e^{-bz} g(r) f(t) \quad z \geq 0 \quad (1)$$

式中: I_0 为样品表面激光入射中心($z=0$)的强度; $g(r)$ 是激光强度在光束截面中的空间分布函数; $f(t)$ 为激光强度的时间分布。

该热源在固体中激发相应的温度场如公式(2)

所示:

$$K \nabla^2 T - \rho C_v \frac{\partial T}{\partial t} = -Q \quad (2)$$

式中: K 为固体的热传导系数; T 为温度增量; C_v 为等容比热温度的变化,使固体膨胀产生超声场; Q 为密度。

用柱坐标描述超声位移场 U :

$$U = \nabla \Phi + \nabla \times \Psi \quad (3)$$

式中: Ψ 为超声位移场 U 的矢势; Φ 为声位移场 U 的标势。

Ψ 、 Φ 在 e_θ 方向上的分量为:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} - \frac{\Psi}{r^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - \frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \beta T \quad (5)$$

式中: c_l 为纵波波速; c_s 为横波波速; $\beta = \alpha(3\lambda + 2\mu)/(\lambda + 2\mu)$, λ 、 μ 为拉梅常数。

由于固体中由激光源产生的热量远大于其边界上的热损,因此,分析中忽略边界上的热流,则边界条件确定为:

$$\text{当 } z=0 \text{ 时, } \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad (6)$$

$$\sigma_r = \frac{E}{2(1+\mu)} \left(\frac{\partial U_r}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial r} \right) = 0 \quad (7)$$

$$\sigma_z = \lambda \nabla \cdot U + 2\mu \frac{\partial U_z}{\partial z} - \beta(\lambda + 2\mu) = 0 \quad (8)$$

式中: σ_r 为边界上应力张量的 r 方向分量; σ_z 为边界上应力张量的 z 方向分量; E 为材料的杨氏模量; U_z 为超声场位移矢量在 z 方向的分量; U_r 为超声场位移矢量在 r 方向的分量。

假设激光强度在时间上作简谐变化,即

$$f(t) = e^{i\omega t} \quad (9)$$

其位移势和温度的稳态解为:

$$\Phi(r, z, t) = \varphi(r, z) e^{i\omega t} \quad (10)$$

$$\Psi(r, z, t) = \psi(r, z) e^{i\omega t} \quad (11)$$

$$T(r, z, t) = \theta(r, z) e^{i\omega t} \quad (12)$$

根据公式(1)~(12),用极坐标(R, θ)(θ 是偏离 z 轴的角度)代替柱坐标(r, z),求解远场情况下的切向位移分量 $U_\theta(R, \theta)$ 和径向位移分量 $U_R(R, \theta)$ (推导过程参考文献[7]),计算结果如下式所示:

$$U_\theta(R, \theta, t) \sim (u_{\theta c} + u_{\theta p}) e^{i\omega t} \quad (13)$$

$$U_R(R, \theta, t) \sim (u_{Rc} + u_{Rp}) e^{i\omega t} \quad (14)$$

$$u_{Rc} = \frac{\beta I_0 a^2 b \left(\frac{\kappa}{\omega}\right)}{\rho C_v \left(\frac{\kappa}{\omega} b^2 - i\right) c_1} e^{-ik_1 R} \frac{J_1(k_1 a \sin \theta)}{k_1 a \sin \theta} \frac{1}{1 - ik_1^2 \left(\frac{\kappa}{\omega}\right) \cos^2 \theta} \times \left[M_1(\theta) + \frac{(1+i)}{\sqrt{2}} k_1 \left(\frac{\kappa}{\omega}\right)^{1/2} \cos \theta N_1(\theta) \right] \quad (15)$$

$$u_{Rp} = \frac{\beta I_0 a^2}{\rho C_v \left(1 - \frac{\kappa}{i\omega} b^2\right) bc_1} e^{-ik_1 R} \frac{J_1(k_1 a \sin \theta)}{k_1 a \sin \theta} \frac{1}{1 + \left(\frac{k_1}{b}\right) \cos^2 \theta} \times \left[M_1(\theta) + i \frac{k_1}{b} \cos \theta N_1(\theta) \right] \quad (16)$$

$$u_{ic} = \frac{\beta I_0 a^2 b \left(\frac{\kappa}{\omega}\right)}{\rho C_v \left(\frac{\kappa}{\omega} b^2 - i\right) c_s} e^{-ik_1 R} \frac{J_1(k_s a \sin \theta)}{k_s a \sin \theta} \times \frac{1}{1 + \frac{(1+i)}{\sqrt{2}} k_s \left(\frac{\kappa}{\omega}\right)^{1/2} (\gamma^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}} M_2(\theta) \quad (17)$$

$$u_{ip} = \frac{\beta I_0 a^2 b \left(\frac{\kappa}{\omega}\right)}{\rho C_v \left(1 - \frac{\kappa}{i\omega} b^2\right) bc_s} e^{-ik_1 R} \frac{J_1(k_s a \sin \theta)}{k_s a \sin \theta} \times \frac{1}{1 + i \frac{k_s}{b} k_s (\gamma^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}} M_2(\theta) \quad (18)$$

其中, $\kappa = K / \rho C_v$ 为热扩散系数。

$$M_1(\theta) = \frac{4 \cos \theta \sin^2 \theta (\gamma^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}}{(\gamma^2 - 2 \sin^2 \theta)^2 + 4 \sin^2 \theta \cos \theta (\gamma^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}} \quad (19)$$

$$N_1(\theta) = \frac{(\gamma^2 - 2 \sin^2 \theta)^2}{(\gamma^2 - 2 \sin^2 \theta)^2 + 4 \sin^2 \theta \cos \theta (\gamma^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}} \quad (20)$$

$$M_2(\theta) = \frac{2 \sin \theta \cos \theta (1 - 2 \sin^2 \theta)}{(1 - 2 \sin^2 \theta)^2 + 4 \sin^2 \theta \cos \theta (\gamma^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}} \quad (21)$$

$$\gamma = \frac{k_s}{k_1} = \left[\frac{2(1 - \sigma)}{1 - 2\sigma} \right]^{1/2} \quad (22)$$

式中: σ 为材料的泊松比; $k_1 a, k_s a$ 为光吸收系数; $k_1 b, k_s b$ 为相对光穿透深度; a 为入射激光的光束截面半径。

1.2 入射激光参数对激发超声信号的影响分析

(1) 激光超声信号的波形特点

通过公式(13)~(22)可知激光热弹超声场的分布由被测材料的物理性质、激光束性质及场点的位置决定。且超声位移分量 $u_R(R, \theta)$ 和 $u_\theta(R, \theta)$ 的大小分别由两部分确定, 由于金属中的热扩散明显且光吸收系数高于 10^7 , u_{Rc} 远大于 u_{Rp} , u_{ic} 远大于 u_{ip} , 因此金属的超声场可略去 u_{Rp} 和 u_{ip} 两项, 用 u_{Rc}, u_{ic} 代表主要方面。

分析 u_{Rc}, u_{ic} 可以发现, 激光激发超声信号中主

要含有横波和纵波信息, 在后续的探测中, 探测到的超声信号含有的波形信息越完整, 越可以为获得更高的检测精度提供数据依据。

(2) 入射激光参数对激发超声信号的影响

本节中主要分析入射激光的脉冲能量和照射光斑大小对激发超声信号的影响。

激光的脉冲能量对激发超声有着重要的影响。由于入射激光能量正比于 $I_0 a^2$, 从公式 (13)~(18) 可知, 当功率密度高于固体表面损伤阈值时, 超声的激发主要由烧蚀机制主导, 这是因为在这种情况下固体表面会出现表面塑性形变、熔化、汽化等现象。当功率密度低于固体表面损伤阈值时, 超声激发机制主要为热弹性机制。在热弹性机制下, 脉宽一定时, 超声信号振幅与入射激光能量成正比, 此时可通过提高入射激光能量来增强超声信号的强度。而在烧蚀机制下, 超声信号的强度会增加(特别是纵波信号强度), 但同时也会改变超声场的特性。

因为光束直径可以通过光学方法进行调整, 因此, 初始激光光束直径不会直接影响激发超声信号的结果。但由于照射到固体表面的激光功率密度 P ($P = \frac{I}{nS} = \frac{4I}{n\pi d^2}$, 其中 I 表示激光脉冲能量, n 表示脉宽, d 表示照射光斑直径) 直接受到固体表面的照射光斑直径大小的影响, 因此照射光斑直径对激发超声有着重要影响。在保持脉冲能量不变的情况下, 照射光斑直径越小则入射功率密度越大, 此时所激发超声信号的强度增强。

2 实验方案

文中采用两种不同的激光超声探测方法构建实验平台, 通过实验验证上述理论分析结果。

2.1 基于超声探头接收的实验方案

实验方案一如图 2 所示。

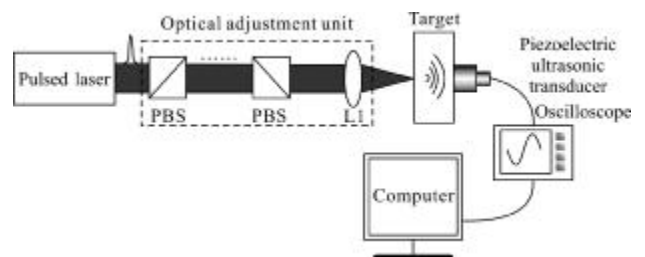


图 2 基于超声探头接收的实验方案

Fig.2 Experimental scheme with ultrasonic transducer

实验方案由超声激励源、能量调整单元、超声换能器、示波器及计算机构成。其中,超声激励源选用 Nd:YAG 脉冲激光器(脉冲能量为 450 mJ,脉宽 5 ns,波长 1064 nm)。能量调整单元由多片 1/2 分光镜和透镜 L1 组成,用于调整照射到被测目标的激光能量。实验过程中先由脉冲激光器输出初始激光,能量调整单元通过调整 1/2 分光镜的数量实现对初始激光能量的衰减,再通过透镜的位置来调整照射光斑直径。当调整后的脉冲激光照射到被测对象时,由于热弹效应目标表面产生超声。后续探测过程中由超声换能器对激光超声信号进行探测,由示波器、计算机完成超声信号的显示、存储及后续数据处理。

2.2 基于双波混合干涉光学探测的实验方案

实验方案二如图 3 所示。

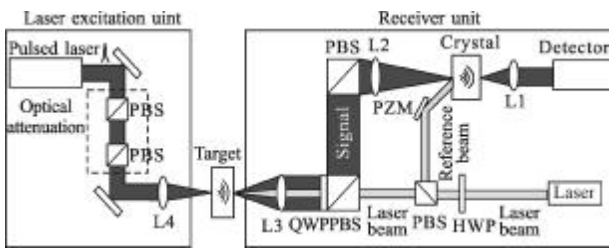


图 3 基于双波混合干涉光学探测的实验方案

Fig.3 Optical detection experimental scheme based on two-wave mixing interference

方案中前端激光激发部分与方案一中一致,而超声接收部分则利用双波混合干涉原理,即通过光折变晶体干涉检测被测件中由于激光超声所引起的表面位移,获得光声信号,具体为以一连续激光器为光源,经分束后,一路成为参考光束,另一路信号光束与参考光束在一光折变晶体内相干而形成动态光栅,经光折变晶体自适应分束,对相位调制的信号光进行探测,从而获得光声信号的振幅和相位信息。方案二中对探测信号的显示、存储及数据处理方式与方案一中采用的方式相同。

3 实验结果

3.1 入射激光参数对激发超声信号的影响

以方案一为实验平台,分析入射激光参数对激发超声信号的影响。首先通过能量调整单元对入射激光能量进行调整,观察入射激光能量对激发超声信号的影响。实验中被测对象为铝板(厚度 5.4 mm),

实验条件如表 1 所示。

表 1 不同实验条件及其对应功率密度
Tab.1 Different experimental condition and corresponding power density

	Times of energy attenuation	Laser spot diameter/mm	Laser power density/MW · cm ⁻²
(a)	4 beam split	6	23.00
(b)	4 beam split	5	33.12
(c)	4 beam split	4	51.75
(d)	4 beam split	3	92.00

实验结果如图 4 所示。

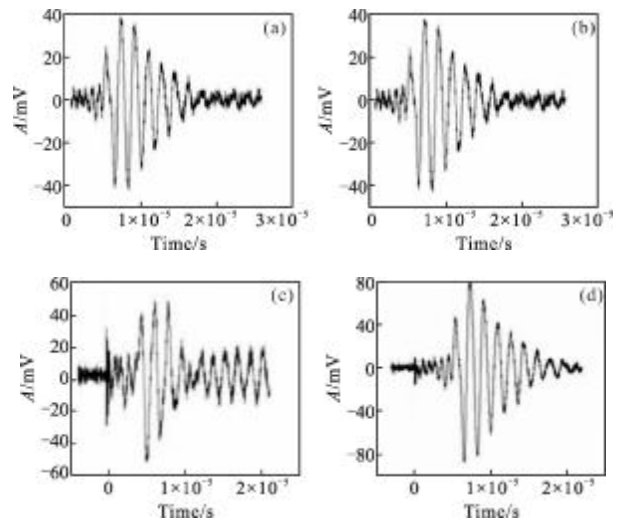


图 4 入射激光参数影响结果图

Fig.4 Influence results of incoming laser parameters

根据图 4 中显示的激光超声信号可以发现:当入射到被测对象表面的激光束的照射光斑直径越小,所激发的超声信号幅值越大。这是由于照射光斑的直径减小使得入射到固体表面的激光功率密度增大,从而使激发的超声信号幅值也增大,实验结果与前面理论分析结果相吻合。

3.2 不同探测方案对获得超声信号的影响

图 5 给出分别应用两种探测方式获得的激光超声信号,实验对象为 18.5 mm 钢板。

图 5 中,图(a)为由探测方案一检测到的激光超声信号,图(b)为由探测方案二检测到的激光超声信号。从结果图中可以看出,应用超声探头探测只能获得激光超声纵波信号,如需探测其他波形信号,则需要

更换不同类型的超声探头;而应用方案二的光学探测方法可同时获得激光超声中的纵波和横波信息,这为后续进一步的数据处理及计算提供了更为充分的数据基础。

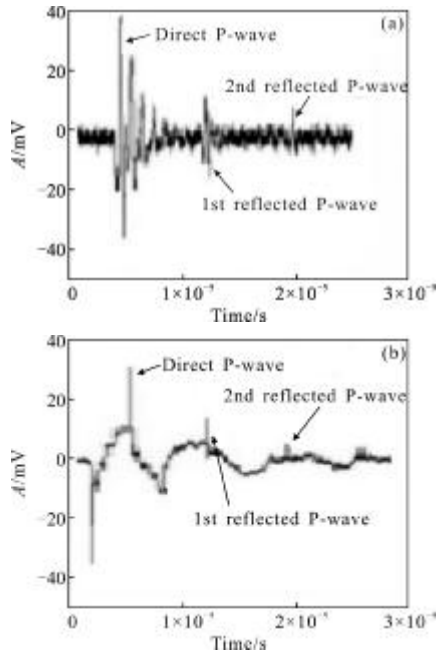


图5 不同探测方案获得的激光超声信号

Fig.5 Detected laser ultrasonic signal with different detection methods

4 结论

文中通过对激光激发超声过程的理论分析及进行相关实验,可得出如下结论:(1)入射激光能量及其照射光斑直径会影响激发超声的机制及获得超声信号的幅度;(2)相对应用超声探头直接对超声信号进行探测,基于双波混合干涉光学探测方法可以探测到更为完整的激光超声波形信号,可为后续数据处理提供更加充分的数据基础。因此,在工业测量中,可选择光学探测的方法获得更为丰富的激光超声波形信息,并通过调整入射激光能量及照射光斑直径来调整功率密度,从而获得理想的激光超声信号。

参考文献:

[1] Tan Xianglin. Research on the key technology of laser-generated ultrasonic nondestructive testing system [D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2011. (in Chinese)
谭项林. 激光超声无损检测系统关键技术研究 [D]. 长沙:

国防科学技术大学, 2011.

- [2] Kong Lingjian, Xu Jun, Yan Yisheng, et al. The new research on ultrasonic wave generated by laser pulse[J]. Acta Photonica Sinica, 2006, 35(1): 20-23. (in Chinese)
孔令剑, 徐军, 闫夷升, 等. 激光激发超声波的新方法研究[J]. 光子学报, 2006, 35(1): 20-23.
- [3] Xu Baiqiang, Ni Xiaowu, Shen Zhonghua, et al. Numerical simulation of laser-generated ultrasonic by finite element method in the plate material [J]. Chinese Journal of Lasers, 2004, 31(5): 621-625. (in Chinese)
许伯强, 倪晓武, 沈中华, 等. 激光激发板状材料中超声导波的有限元数值模拟 [J]. 中国激光, 2004, 31 (5): 621-625.
- [4] Ni Chenyin, Shi Yifei, Shen Zhonghua, et al. Numerical simulation on near-field surface acoustic waves induced by laser line source[J]. Infrared and Laser Engineering, 2007, 36(6): 324-327. (in Chinese)
倪辰荫, 石一飞, 沈中华, 等. 激光激发材料中近场声表面波的数值模拟 [J]. 红外与激光工程, 2007, 36 (6): 324-327.
- [5] Shen Zhonghua, Shi Yifei, Yan Gang, et al. Progresses in the applications of laser induced surface acoustic waves[J]. Infrared and Laser Engineering, 2007, 36(S): 239-244. (in Chinese)
沈中华, 石一飞, 严刚, 等. 激光声表面波的若干应用研究进展[J]. 红外与激光工程, 2007, 36(S): 239-244.
- [6] Ma Yun. Laser ultrasonic technology and its application in the high-pressure sound velocity measurements [D]. Mianyang: Chinese Academy of Engineering Physics, 2010: 12-26. (in Chinese)
马云. 激光超声技术及其在高压声速测量中的应用[D]. 绵阳: 中国工程物理研究院, 2010: 12-26.
- [7] Shi Dufang, Wu Yaping, He Yulong. Characteristics of laser generated ultrasound in solids [J]. Chinese Journal of Solid Mechanics, 1997, 18(12): 283-288. (in Chinese)
是度芳, 吴亚平, 贺渝龙. 固体中激光热弹超声的特性[J]. 固体力学学报, 1997, 18(12): 283-288.
- [8] Scruby C B, Drain L E. Laser Ultrasonics: Techniques and Applications. Adam Hilger, Bristol, 1990.
- [9] Geng Senlin, Shang Zhiyuan. Characteristics of ultrasound pulse thermoelastically generated by a laser pulse[J]. Journal of Shaanxi Normal University (Natural Science Edition), 2003, 31(1): 43-47. (in Chinese)
耿森林, 尚志远. 单脉冲激光热弹超声脉冲特性理论研究[J]. 陕西师范大学学报(自然科学版), 2003, 31(1): 43-47.