

固体中脉冲激光激发声表面波的理论研究 *

高会栋¹ 沈中华^{1,2} 徐晓东¹ 张淑仪¹

¹(南京大学声学研究所 近代声学国家重点实验室 南京 210093)

²(南京理工大学信息物理与工程系 南京 210094)

2001 年 7 月 20 日收到

摘要 本文运用本征函数展开的方法对固体材料中脉冲激光激发的声表面波进行了理论研究。在考虑热弹激发的条件下, 利用三维的轴对称模型, 得到了脉冲激光光源的脉冲宽度以及聚焦半径对固体材料中声表面波信号的时域及频域的影响。对进行超短脉冲激光激发超声的研究具有指导意义。

关键词 激光超声, 热弹效应, 本征函数展开法

Theoretical study of surface acoustic wave generated by pulsed laser in solids

GAO Huidong¹ SHEN Zhonghua^{1,2} XU Xiaodong¹ ZHANG Shuyi¹

¹(Laboratory of Modern Acoustics, Institute of Acoustics, Nanjing University, Nanjing 210093)

²(Department of Applied Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094)

Abstract A theoretical study on surface acoustic waves (SAW) generated by a pulsed laser is presented, using the eigenfunction expansion method. Taking only the thermo-elastic excitation into the consideration, and with the three dimensional axis-symmetric model, we get the influence of the rising time and the beam radius of the pulsed laser on the frequency bandwidth of the SAW generated in a solid. The results show that the maximum of the displacement and the limitation of the frequency of the SAW are determined by the rising time and the beam radius of the pulsed laser, which are very important in ultra-short pulsed laser ultrasonics.

Key words Laser ultrasonics, Thermo-elastic effect, Eigenfunction expansion method

1 引言

近年来, 随着脉冲激光超声在固体材料的无损评价以及材料参数表征中的广泛应用, 对于脉冲激光在材料中激发超声波的实验和理论

的研究越来越受到关注。当固体材料受到脉冲激光的作用时, 由于热弹以及融蚀等多种效应会在材料中激发超声波^[1,2]。脉冲激光可以在材料中同时激发出多种波型, 如体波(纵波, 横波), 表面波, 薄板材料中的 Lamb 波, 以

* 国家自然科学基金资助项目 (10174038)

及多层材料的 Love 波等^[3,4]。随着人们对小尺寸和超薄的材料研究的不断增强,提高激光超声的频带宽度成了激光超声发展的一个重要方向。本文利用本征函数展开的方法研究脉冲激光激发的声表面波,建立了轴对称的三维模型,研究了在短脉冲、高聚焦的条件下,激光源的脉冲宽度,以及聚焦半径对材料中激光超声的波形及频带宽度的影响。

2 理论部分

2.1 理论模型

本文考虑一个圆柱在表面受到脉冲激光激发时的表面波信号,其模型如图 1 所示。一束脉冲激光在样品中产生声波,并由另一束平行的连续激光来检测由声表面波引起的表面位移。当厚度大于至少 10 个声表面波波长时,可采用半无限大模型,且激发源和样品都为柱对称,所以采用柱面坐标系。

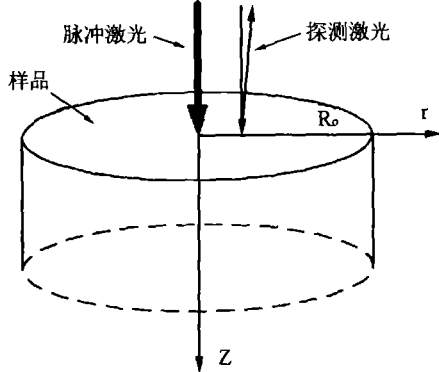


图 1 理论模型

2.2 温度场的分布

考虑激光在材料中的吸收,则由光吸收而产生的材料中的热源分布可用下式表示^[5]:

$$Q(r, z, t) = \frac{Q_0(1 - R_0)\eta}{2\pi a^2 t_0} \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) \cdot \exp(-\eta z) g(t) \quad (1)$$

其中 t_0 为脉冲激光的上升时间,可表示激发

源的脉冲宽度, a 为高斯型分布的脉冲激光的聚焦半径, Q_0 表示脉冲的能量, η 为材料的光吸收系数, R_0 为表面反射系数。 $g(t)$ 表示激光束的时间分布,其表达式如下:

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

在热源的作用下,样品中的暂态温度场的分布满足热传导方程:

$$\rho c \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial t} - k \nabla^2 T(r, z, t) = Q(r, z, t) \quad (3)$$

其中 ρ, c, k 分别为材料的密度,比热和热传导系数。由于热弹效应敏感的是温度的变化量,温度的初始条件可描述为:

$$T(r, z, 0) = 0 \quad (4)$$

而边界条件则为:

$$k \frac{\partial T(r, 0, t)}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

$$k \frac{\partial T(R, z, t)}{\partial r} = 0 \quad (6)$$

二者分别表示上表面及 $r = R$ 处的绝热边界条件。

当材料的热扩散长度比声波长小得多时,可以忽略热扩散效应。并且对于小振幅声波, ρ 和 c 可以看作常数,则温度场的分布如下:

$$T(r, z, t) = \frac{Q_0(1 - R_0)\eta}{2\pi a^2 \rho c} \exp\left(-\frac{r^2}{a^2} - \eta z\right) \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{t_0}\right)\left(1 + \frac{t}{t_0}\right)\right] \quad (7)$$

2.3 表面波声场方程

当固体受到热激发时会产生声波,为简单起见,考虑固体为各向同性,且热源只引起热弹效应的情况,声波振动的位移满足如下热弹方程^[3]:

$$(\lambda + \mu) \nabla(\nabla \cdot \mathbf{U}(\mathbf{r}, t)) + \mu \nabla^2 \mathbf{U}(\mathbf{r}, t) - \rho \frac{\partial^2 \mathbf{U}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = (3\lambda + 2\mu) \alpha_t \nabla T(\mathbf{r}, t) \quad (8)$$

其中 $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$ 为声场的位移分布, λ, μ 为材料的拉梅常数, α_t 为材料的热膨胀系数。而对于本文所采用的模型, 还存在如下的初始条件和边界条件:

当 $t = 0$ 时

$$\mathbf{U}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad \frac{\partial \mathbf{U}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = 0 \quad (9)$$

当 $z = 0$ 时

$$\mathbf{n} \cdot [\sigma - (3\lambda + 2\mu)\alpha_t T(\mathbf{r}, t)\mathbf{I}] = 0 \quad (10)$$

当 $r = R$ 时

$$U^r(r, z, t) = 0, \quad \sigma_{zr} = 0 \quad (11)$$

(9) 式表示当材料受到脉冲激光作用时是静止的, 即位移和速度为零。(10) 式表示当表面热弹源作用时的边界条件, 其中 σ 为应力张量, $\mathbf{n}, \mathbf{I}$ 分别为表面法向方向单位矢量和单位张量。(11) 式表示一个刚性且光滑的边界, 且 R 远大于激发光源的聚焦半径 a , $U^r(r, z, t)$ 为 r 方向位移分量。

2.4 表面波声场的求解

采用本征函数展开的方法^[3], 求解以上声场的方程。

(1) 对于无源的本征问题在柱坐标中求解声表面波的解。

$$(\lambda + \mu)\nabla(\nabla \cdot \mathbf{U}(\mathbf{r}, t)) + \mu\nabla^2 \mathbf{U}(\mathbf{r}, t) - \rho \frac{\partial^2 \mathbf{U}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (12)$$

边界条件:

$$\text{当 } z = 0 \text{ 时 } \mathbf{n} \cdot \sigma = 0 \quad (13)$$

$$\text{当 } r = R \text{ 时 } U^r(r, z, t) = \sigma_{zr} = 0 \quad (14)$$

建立柱面坐标系, 采用分离变量法, 令 $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{U}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)$ 。并且由于该问题为柱对称, 将分离变量后的通解代入边界条件, 可以得到声场的解如下:

$$\mathbf{U}(\mathbf{r}) = U_m^r(\mathbf{r})\hat{r} + U_m^z(\mathbf{r})\hat{z} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} U_m^r(\mathbf{r}) = & [(k_m^2 - 2\xi_m^2) \exp(-\alpha_m z) \\ & + 2\alpha_m \beta_m \exp(-\beta_m z)] \xi_m j_1(\xi_m r) \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} U_m^z(\mathbf{r}) = & [(k_m^2 - 2\xi_m^2) \alpha_m \exp(-\alpha_m z) \\ & + 2\alpha_m \xi_m^2 \exp(-\beta_m z)] j_0(\xi_m r) \end{aligned} \quad (17)$$

其中下标 m 表示本征函数的序列, 且各参量之间满足如下关系:

ξ_m 为满足 $j_1(\xi R) = 0$ 的第 m 个解

$$\omega_m = C_R \xi_m \quad (18-1)$$

$$k_m = \omega_m / C_t \quad (18-2)$$

$$\alpha_m = \xi_m^2 - \frac{\omega_m^2}{C_l^2} \quad (18-3)$$

$$\beta_m^2 = \xi_m^2 - \frac{\omega_m^2}{C_t^2} \quad (18-4)$$

其中 C_t, C_l 分别为材料的体横波和体纵波的波速。 C_R 为满足方程 $(2 - \frac{C_R^2}{C_t^2})^2 = 4\sqrt{1 - \frac{C_t^2}{C_l^2}}\sqrt{1 - \frac{C_R^2}{C_t^2}}$ 的实解, 即为材料的 Rayleigh 波波速。

(2) 含有热激发的暂态问题的解, 可以由上述本征函数的组合来描述。

$$\mathbf{U}(\mathbf{r}, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{q_m(t)}{M_m} \mathbf{U}_m(\mathbf{r}) \quad (19)$$

其中 $M_m = \int_{\Omega} \mathbf{U}_m(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{U}_m(\mathbf{r}) dv$ 为本征函数的模, $q_m(t)$ 为以时间为变量的展开系数。

将(19)式代入(8)所描述的热弹方程并结合边界条件, 可以得到

$$q_m(t) = \frac{-1}{\rho \omega_m} \int_0^t f_m(\tau) \sin(\omega_m(t - \tau)) d\tau \quad (20)$$

其中

$$\begin{aligned} f_m(t) = & \int_{\Omega} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{U}_m(\mathbf{r}) dv \\ & + \int_S \mathbf{F}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{U}_m(\mathbf{r}, t) ds \end{aligned} \quad (21)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = (3\lambda + 2\mu)\alpha_t \nabla T(\mathbf{r}, t) \quad (22)$$

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = -(3\lambda + 2\mu)\alpha_t T(\mathbf{r}, 0, t)\mathbf{n} \quad (23)$$

$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ 表示体内的热弹源, 由体内热膨胀引起; $\mathbf{F}(\mathbf{r}, t)$ 表面的热弹源, 由表面与周围的温差引起。只要将温度场分布代入上述表达式, 即可求出表面波的声场分布。

3 数值模拟结果及讨论

在脉冲光检测中, 检测到的信号与 $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$ 在 z 方向的分量 $U^z(\mathbf{r}, t)$ 有关。所以本文主要研究一个半径为 8mm 的铝板在检测点 $r = 2\text{mm}$, $z = 0$ 处, 表面声波的信号与激发源的上升时间以及聚焦半径的关系。

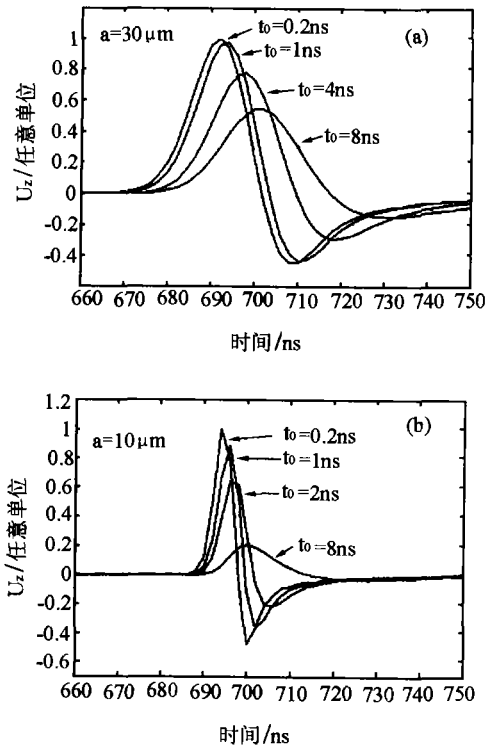


图 2 一定聚焦半径下各种不同宽度的激光脉冲激发时声信号的时域特性
(a) 聚焦半径 $30\mu\text{m}$ (b) 聚焦半径 $10\mu\text{m}$

图 2 为两例聚焦半径不变而脉冲上升时间逐渐变化时的波形的变化。为了使得声表面波

的脉冲波形看得清楚, 我们选取了波第一次传播到检测点时的时间段。实际上, 由于波在边界上会产生反射, 再经过一定的时延后, 反射波将到达检测点。

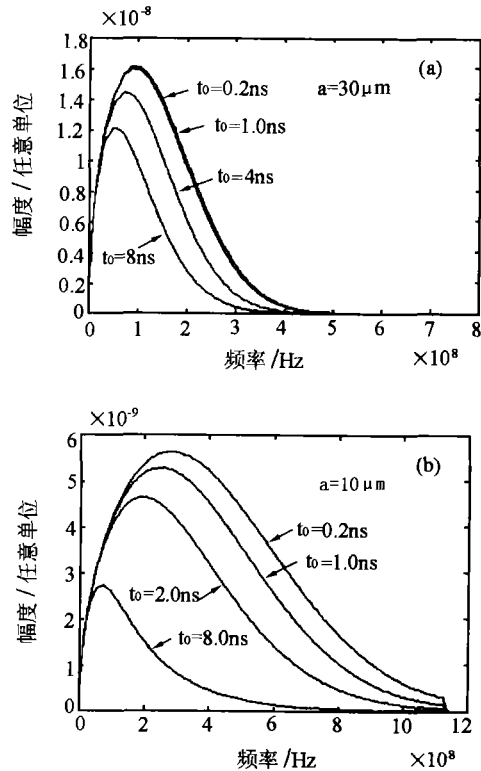


图 3 一定聚焦半径下各种不同的宽度激光脉冲激发时声信号的频域特性
(a) 聚焦半径 $30\mu\text{m}$ (b) 聚焦半径 $10\mu\text{m}$

图 3 为图 2 所对应的频谱。从图 2 和图 3 我们可以看出, 当聚焦半径一定时, 随着脉冲激光上升时间的减小, 声表面波的脉冲波形也变窄, 在图 3 中就表现为频带宽度的展宽。但是从图 2(a) 和图 3(a) 可以看出, $t_0 = 1\text{ns}$ 和 $t_0 = 0.2\text{ns}$ 所对应的波形和频谱的差别已经非常小。这就表明, 根据热弹理论模型, 在一定的聚焦半径下, 声表面波的频带宽度不会随着激发源脉冲的进一步减小而继续展宽。而且对比图 3(a) 和图 3(b) 可知, 聚焦半径对该极限有重要的影响。

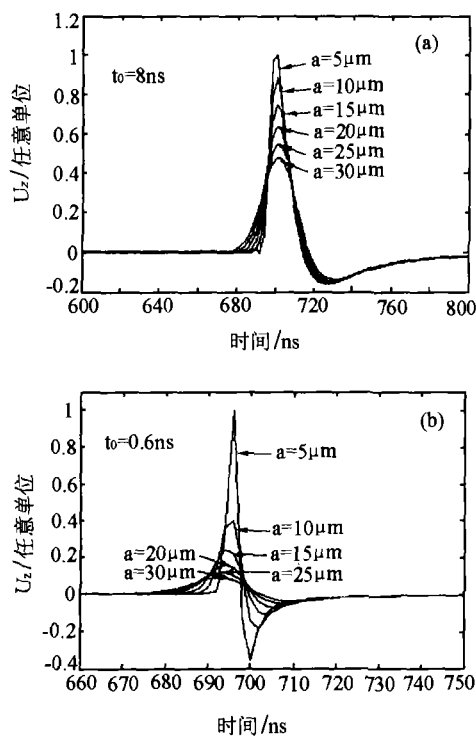


图4 一定脉冲宽度下各种不同的聚焦半径的激光激发时声信号的时域特性
(a) 脉冲宽度 8 ns (b) 脉冲宽度 0.6 ns

图4和图5分别为两例激发源脉冲宽度不变而聚焦半径变化时所对应的声表面波的时域信号和频域信号。由图中可以看出,当聚焦半径减小时,声表面波的脉冲波形幅值增高,宽度减小,这就表明声波能量在时域上更加局域化,得到幅度更大的声振动。同样由图5可知,表现在频域上可以得到更高频的声表面波信号。对比图4和图5的(a)和(b),可知 $t_0 = 0.6$ ns时改变 a 的值而引起的声表面波信号的变化,比 $t_0 = 8$ ns时引起的变化要大的多。

定义高频极限为幅值下降 $1/e$ 时的频率,则脉冲宽度和聚焦半径对信号的高频极限的影响如图6所示。其中,(a)图为脉宽的影响,可以看出, $a = 30 \mu\text{m}$ 的曲线在 $t_0 = 2$ ns时即出现平台,而 $a = 10 \mu\text{m}$ 的曲线,在 $t_0 = 0.2$ ns时仍有所上升,所以聚焦半径越小,随着脉宽的减小,对应的高频极限越高。(b)图为聚焦

半径的影响,可以看出随着聚焦半径的减小,高频极限上升。(c)图给出了一个三维图形描述这三者之间的关系,表明声表面波信号高频极限提高是脉冲宽度和聚焦半径同时减小的结果。

图7为截去高频极限以上的频率分量后所得到的声表面波的时域波形。我们可以看到当截去高频分量后得到的不再是单个的双极脉冲。

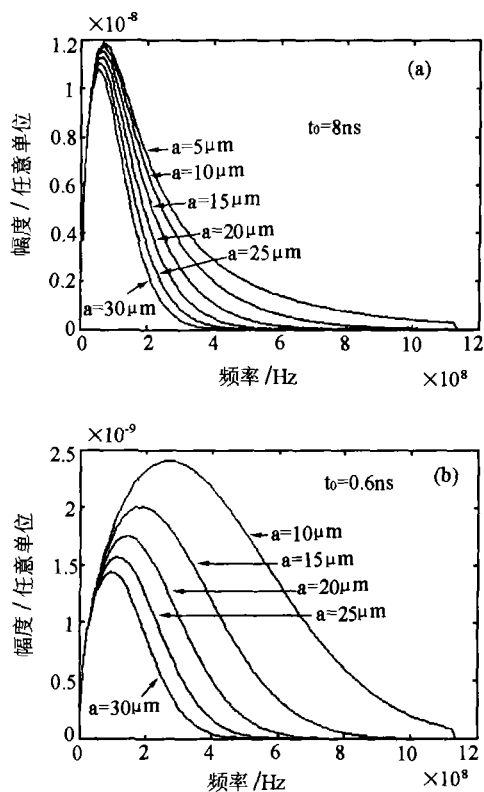


图5 一定脉冲宽度下各种不同的聚焦半径的激光激发时声信号的频域特性
(a) 脉冲宽度 8 ns (b) 脉冲宽度 0.6 ns

4 结论

本文利用本征函数展开的方法对固体材料中脉冲激光激发的声表面波进行了理论研究,结果表明:

(1) 脉冲激光激发的声表面波受到光源聚

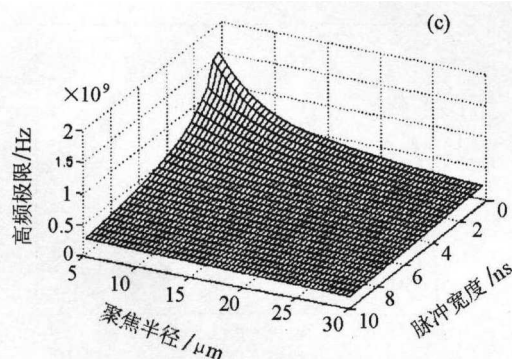
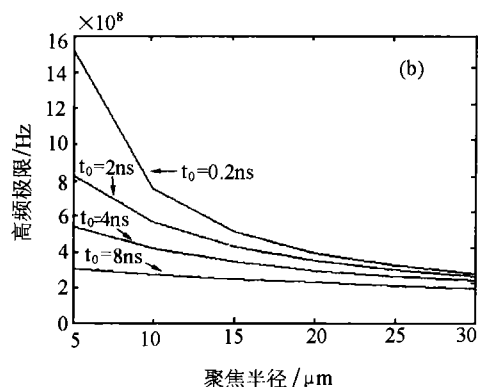
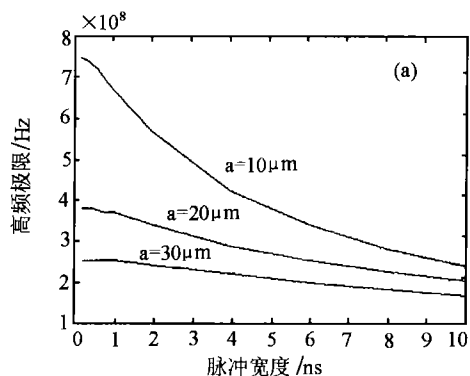


图6 声信号高频极限与脉冲激光的聚焦半径及脉冲宽度之间的关系

(a) 给定聚焦半径 (b) 给定脉宽 (c) 三维图象

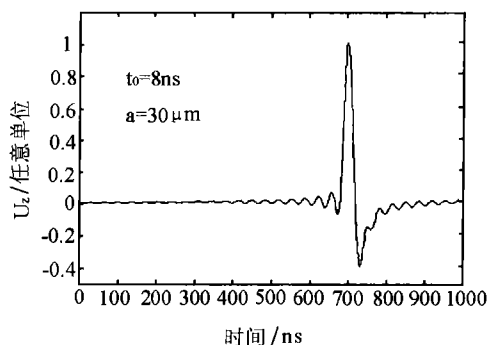


图7 截去部分高频分量以后的理论计算波形

焦半径的制约, 到达一定程度后, 声表面波的波形及其频谱的不能随着光源脉冲宽度的进一步减小而继续变化。

(2) 脉冲激光在空间的局域化可以提高激发的声表面波在时间上的局域化, 即缩小聚焦半径可以提高声表面波的频带宽度。

(3) 声表面波信号高频极限提高是脉冲宽度和聚焦半径同时减小的结果。在实际应用中, 要估计我们所能达到的频率, 必须考虑到聚焦半径和脉冲宽度两者的上限。

参 考 文 献

- 1 Scruby C B, Drain L E. *Laser Ultrasonics Techniques and Applications*, Bristol, UK: Adam Higler, 1990.
- 2 袁易全, 陈思忠等. 近代超声原理与应用. 南京: 南京大学出版社, 1996. 323-352.
- 3 Cheng J C, Zhang S Y, Wu L. *Appl. Phys. A*, 1995, **61**: 311-319.
- 4 Murry T W, Krishnasway S, Achenbach J D. *Appl. phys. Lett.*, 1999, **74**: 3561-3563.
- 5 Shen Z H, Zhang S Y, Cheng J C. *Analyt. Sci.*, 2001, **17**: s204-s207.