

激光照射固体表面时在空气中激发的声脉冲

戚治让 张德勇
(青岛海洋大学 青岛·266003)

1 引言

在大功率激光器的应用中, 固体材料的激光损伤问题引起人们的广泛重视。近几年来, 光偏转技术被用于激光损伤的研究^[1,2]。这种技术有多种实施方案。其中之一是利用探测光通过折射率不均匀的局域空间时发生的偏转。当一束强激光(激励光)垂直射向固体样品表面时, 被照射区域邻近的空气中, 将形成一个折射率不均匀的局部区域。若激励光是一束脉冲激光, 则该区域中形成一瞬时折射率不均匀分布。当另一束细的探测光(通常用 He-Ne 激光束)垂直于激励光束通过该区域时, 将发生偏转。引起折射率不均匀分布的原因主要有三种。当脉冲激励光的功率密度低于烧蚀阈值时, 主要是被照射的样品表面邻近气体中出现的瞬时温度不均匀分布及脉冲声波引起折射率的不均匀分布。而当激励光的功率密度大于烧蚀阈值时, 除了温度和压力效应外, 从固体表面喷射出来的烧蚀产物也将引起周围气体中折射率的变化。本文讨论前两种情况。

探测光因温度引起的折射率不均匀分布而发生的偏转常称光热光偏转, 因声波引起的折射率不均匀分布而发生的偏转称为光声光偏转。温度和声波在离表面什么距离范围内各自起主要作用? 脉冲声波如何产生? 温度和脉冲声波引起的光偏转有何差别? 本文将对这些问题作些探讨。

2 热活塞模型

若一束能量密度为 E_0 , 持续时间为 t_0 的脉冲激光垂直射向固体样品, 表面上被激光照射的区域是半径等于光束半径 a 的圆如图 1 所示, 激光能量被样品吸收并转变为热能, 使表面邻近一薄层气体被加热。该气层的截面积 $S_0 = \pi a^2$, 厚度约为一个热扩散长度 $L_{g,th}$ 。在脉冲激光的情况下, $L_{g,th} = \sqrt{4D_g t_0}$, 其中 D_g 为空气的热扩散率。对室温下的空气, $D_g = 0.21 \text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$ 。通常 $L_{g,th} \ll a$ 。因此, 对这一受热气层而言, 激光照射的区域可视为一平面热源。根据单位瞬时平面热源在介质中所产生的温度分布^[3], 可得到 t 时刻气层中离固体表面 x 处的温度增量为

$$T_g(x, t) = \frac{E_0 t_0}{4\sqrt{\pi D_g t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4D_g t}\right) \quad (1)$$

声学技术

$$A = \frac{(1-R) E_0}{s c_s} \left[\frac{K_s D_g}{(k_s D_g + k_g D_s) D_g D_s} \right] \quad (2)$$

K_s, D_s, s 及 c_s 为固体的热导率、热扩散率、密度及比热, K_g 为空气的热导率, R 为反射系数, A 为所吸收的光能转变为热能的效率。由(1)式, 热扩散长度 $L_{g,th}$ 是 $t = t_0$ 时, 温升降至表面处温升 e^{-1} 的距离。

当样品表面尚未被烧蚀, 没有大量烧蚀产物从样品表面喷出时, 周围气体中的脉冲声波主要是通过受热气层的热膨胀产生。在线性近似下, 设受热气层作线性膨胀。在目前情况中, 垂直于气层的方向上, 气体温度随 x 而变。把气层分成许多厚度为 dx 的极薄层, 当 x 处 dx 薄层内的气体温度从初始温度 T_0 升至 $T_0 + T_g(x, t)$ 时, 薄层厚度的变化为 $dx = [T_g(x, t)/T_0] dx$ 。在 t 时刻, 整个气层厚度的变化为

$$L = \frac{1}{T_0} \int_0^{L_{g,th}} T_g(x, t) dx = \frac{A \sqrt{D_g}}{T_0} \text{Erf}\left(\frac{L_{g,th}}{2 \sqrt{D_g t}}\right) \quad (3)$$

其中 $\text{Erf}\left(\frac{L_{g,th}}{2 \sqrt{D_g t}}\right)$ 为误差函数。把截面半径为 a , 厚为 $L_{g,th}$ 的气层看作是一个圆形热活塞, 其辐射面位移 L 是时间 t 的函数, 则辐射面上各点的运动速度为

$$V_0(t) = \frac{d(L)}{dt} = -\left(\frac{A \sqrt{D_g}}{2T_0}\right) t^{-3/2} \exp\left(-\frac{L_{g,th}^2}{4D_g t}\right) \quad (4)$$

热活塞将在周围空气中激发脉冲声波。

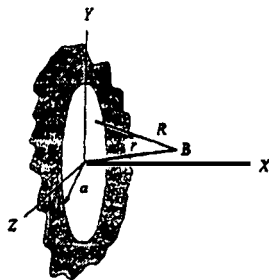


图 1 热活塞模型

3 脉冲声波

热活塞在周围空气中激发的声波可由脉冲响应函数获得。若活塞面 S_0 上各点速度是均匀的, 并由

下式表示

$$V_0(0, y, z, t) = \begin{cases} V_0(t)x(t), & \text{在活塞面上} \\ 0, & \text{在 } x = 0 \text{ 平面上其它地方} \end{cases} \quad (5)$$

其中 $x(t)$ 为 Heaviside 阶跃函数, 则 t 时刻离活塞面中心 \bar{r} 处的脉冲声压 $P(\bar{r}, t)$ 可由卷积得到^[4], 考虑活塞轴上的声压。活塞轴上一点 x 处的单位脉冲响应函数为

$$h(x, t) = (tc - x) - [tc - \sqrt{x^2 + c^2t^2}] \quad (6)$$

相应的脉冲声压为

$$\begin{aligned} P(x, t) &= \rho_g c V_0(t)x(t)h(x, t) \\ &= \rho_g c \{ V_0(t - x/c)x(t - x/c) \\ &\quad - V_0(t - \sqrt{x^2 + c^2t^2}/c)x(t - \sqrt{x^2 + c^2t^2}/c) \} \quad (7) \end{aligned}$$

其中 ρ_g 为空气密度, c 为空气中的声速, 把(4)式代入(7)式, 得

$$\begin{aligned} P(x, t) &= -A \rho_g c L_{g,th} / 2T_0 \\ &\cdot \{ (t - \frac{x}{c})^{-3/2} x(t - \frac{x}{c}) \exp[-L_{g,th}^2 / 4D_g(t - \frac{x}{c})] \\ &- [t - \frac{\sqrt{x^2 + c^2t^2}}{c}]^{-3/2} x[t - \frac{\sqrt{x^2 + c^2t^2}}{c}] \exp[-L_{g,th}^2 / 4D_g \\ &\cdot (t - \frac{\sqrt{x^2 + c^2t^2}}{c})] \} = P_1(x, t) + P_2(x, t) \quad (8) \end{aligned}$$

(8) 式表明, 脉冲声压包含两个极性相反的脉冲 $P_1(x, t)$ 和 $P_2(x, t)$ 。它们之间的时间间隔为 $t = (\sqrt{x^2 + c^2t^2} - x) / c_0$ 。若每个声脉冲的持续时间为 τ_c , 则当 $t > \tau_c$ 时, 两个脉冲是分离的。当 $t < \tau_c$ 时, 它们相互重叠, 构成单一脉冲。

4 探测光束的偏转

探测光通过折射率不均匀的局部介质空间时将发生偏转, 其偏转角为

$$\theta = \frac{1}{n} \int \frac{dn}{L} \quad (9)$$

(9) 式中 n 为介质的折射率, $\frac{dn}{L}$ 是折射率梯度在垂直于探测光传播方向上的投影。积分是在探测光和激励光相交区域内沿探测光传播路径 L 进行的。由温度和压力所产生的光偏角分别为

$$\theta_T = \frac{1}{nL} \frac{dn}{dT} \frac{T}{x} dl \quad \text{和} \quad \theta_p = \frac{1}{nL} \frac{dn}{dp} \frac{p}{x} dl \quad (10)$$

n/T 及 n/p 近似为常数。

4.1 光热光偏转

若探测光与激励光重叠的那一段路径长度为 l 。对平面热源, 在路径 l 上, T/x 近似不变, 并考虑到空气的 n/T 为负值, 得

$$\theta_T = \frac{lA}{2nD_g} \frac{n}{T} \frac{x}{l^{3/2}} \exp(-x^2/4D_g t) \quad (11)$$

θ_T 恒为正, 这表明探测光朝远离样品的方向偏转。若探测光离样品表面距离为 x , 则当 $t = x^2/6D_g$

时, 光偏角达极大值 $\theta_{T, max}$ 。

$$\theta_{T, max} = \frac{3}{n} \frac{\sqrt{6LA}}{D_g} e^{-\frac{3}{2}} \frac{n}{T} \frac{1}{x^2} \quad (12)$$

图2中给出 $x = (1/2)L_{g,th}$ 时, $(\theta_T / \theta_{T, max})$ 随 (t/l) 的变化曲线。(12)式表明, 在温度引起折射率不均匀分布的情况下, 探测光束离样品表面越近, 检测灵敏度越高。例如, 在 $x = (1/2)L_{g,th}$ 处最大光偏角为 $x = L_{g,th}$ 处的4倍。

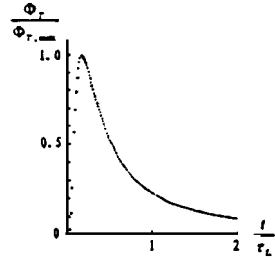


图2 $\theta_T / \theta_{T, max}$ 与 t/l 的关系

4.2 光声光偏转

对辐射面上各处振动速度相同的活塞辐射器, 在近场区内, 声波可近似看作平面波^[4]。由式(10)中的第二式, 当平面声波垂直通过探测光传播路径时, 所引起的探测光的偏转为 $\theta_p = (l/n)(dn/p)(p/x)$, 把(8)式代入, 可得到脉冲声压所引起的光偏角。因为除了极性相反以外, (8)式中所包含的两个声脉冲 $p_1(x, t)$ 和 $p_2(x, t)$ 完全相同。只要求出 $p_1(x, t)$ 所引起的光偏角即可。考虑到 $p_1/x = -p_2/l(c)$, 得

$$\begin{aligned} \theta_{p1} &= \frac{lA}{2nT_0} \frac{dn}{dp} L_{g,th} \left(\frac{n}{p} \right) \left(t - \frac{x}{c} \right)^{-\frac{5}{2}} \left(\frac{3}{2} - \frac{l}{t - x/c} \right) \\ &\exp[-l/(t - \frac{x}{c})], \quad t > \frac{x}{c} \quad (13) \end{aligned}$$

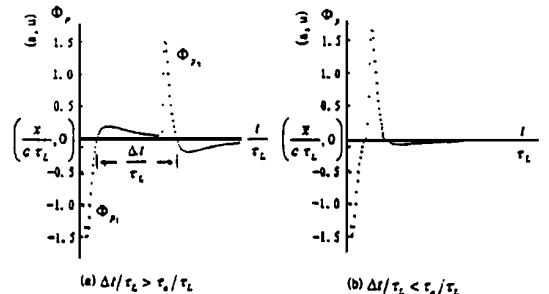


图3 θ_p 与 t/l 的关系

θ_{p1} 曲线上有一个极小值和一个极大值。探测光可向两个相反方向偏转。 $p_2(x, t)$ 引起的光偏角 θ_{p2} 具有与(13)式相似的表达式, 只要以 $\sqrt{x^2 + a^2}$ 代替(13)式中的 x 即可。但此时极大值出现在极小值之

前。图 3 给出 p_1 和 p_2 与 t/L 的关系曲线。

5 讨论

由上面的分析可见, 温度梯度引起的折射率不均匀性主要是在样品表面邻近厚度约为热扩散长度 $L_{g,th}$ 量级的气层内。例如, $L = 100\text{ns}$ 时, $L_{g,th} \approx 3 \text{ m}$ 。在离样品表面的距离远大于热扩散长度的区域内, 折射率不均匀性主要由脉冲声波引起。由热活塞模型得到的脉冲声波由两个幅度相同极性相反的脉冲构成。当两个脉冲之间的时间间隔 t 小于单个脉冲的持续时间 τ 时, 它们将互相重叠。由温度梯度引起的探测光偏转角 τ 随时间 t 的变化曲线上有一个极大值。由脉冲声波引起的探测光偏转角 p_1 和 p_2 随时间 t 的变化曲线上各自有一个极大值和一个极

小值, 当 $t > \tau$ 时, 两条光偏角曲线相互分离, 而当 $t < \tau$ 时, 它们相互重叠, 如图 3 所示。所以, 当激励光束的半径 a 一定, 探测光束离样品表面的距离 x 不同时, 可检测到波形不同的光偏转信号。

参考文献

- 1 J. A. Sell, D. M. Heffelfinger, P. L. G. Ventzek and R. M. Gilgenbach. J. Appl. Phys., 1991; 69(3): 1330 ~ 1336
- 2 E. Matthias, M. Reichling, J. Siegel, O. W. Kading, S. Petzoldt, H. Skurk, P. Bizenberger and E. Neske. Appl. Phys. A, 1994; 58: 129 ~ 136
- 3 H. S. Carslaw and J. C. Jaeger. Conduction of heat in solids. second Edition Oxford University Press, 1959
- 4 V. M. Ristic. Principles of acoustic devices. Wiley, New York, 1983

叠代反演算法及应用

王 宁 赵犁丰 魏 凌

(青岛海洋大学电子工程系 青岛 · 266003)

1 引言

声波, 弹性波的介质参数反演问题在超声检测、海洋声学遥测、医用超声等领域中有广泛的应用前景。目前较为普遍的方法可分为两大类: (1) 线性反演; (2) 严格逆散射反演的方法^[1]。上述反演方法及其变种方法从算法角度讲或递推型或需解积分方程, 反演算法本身不适定。例如: Gel'fand-Levitan-Marchenko 方程对于某些问题, Goupillaud 反演递推解法作为一个力学系统看待时, 其 Lpaunaov 指数都可能大于零。线性反演方法一般是求解一个第一类 Fredholm 方程, 当方程的积分算子属于 Compact operator 时, 求逆问题是不适定的。Iterative Inversion Method 避开直接求解算子逆, 在一定程度上可以避免上述技术问题, 这种思路在 80 年代的地球物理研究中可以见到。然而同多数线性反演的建模过程一样, 技术上必须计算相应的泛函问题的 Frechet 微分, 而实际问题中的多数问题的 Frechet 微分的显含形式难以给出, 计算其二阶泛函 Frechet 微分就更难了。我们对几种超声检测, 海洋声学遥测中常见的反演问题, 直接利用泛函 Frechet 微分技巧成功地建立显含线性及非线性反演公式。下文将介绍我们最近得到的部分结果。

2 参数反演问题例

2.1 一维 Schrodinger 方程的逆散射问题

首先我们考虑一维 Schrodinger 方程逆散射问题
$$d^2(x, k) / dx^2 + k^2(x, k) = V(x) (x, k) \quad (1)$$
 众所周知 Gel'fand-Levitan-Marchenko 理论证明这一问题可以严格求解^[1]。同这一理论不同, 我们直接从反射系数 $r(\cdot)$ 出发, 将反射系数(频率的函数)认为是势函数 $V(x)$ 的泛函。可以证明其泛函的 Frechet 微分为

$$\frac{r+(k)}{V(x)} = \frac{F(k)}{V(x)} = \frac{t(k)^2}{2ik} + (x, k)^2 \quad (2)$$

利用这一结果可以立刻建立线性反演公式,

$$r+(k) = dx V(x) \frac{t(k)^2}{2ik} + (x, k)^2 \quad (3)$$

一般讲问题是非线性的。选取能量函数

$$E[V(x)] = \int_0^+ r_e - F[V(x)]^2(k) dk \quad (4)$$

式中 $r_e, r[V(x)] = F[V(x)]$ 分别是实验及计算反射系数。当采用 Steepest descant gradient method 求解时, 我们要尽可能知道其收敛域, 计算二阶泛函 Frechet 微分得

$$^2r+ / (V(x) V(y))$$