

文章编号 : 0258-7025(2001)03-0225-04

# 液体中光声热弹光穿透效应的研究

王三德<sup>1</sup> 张小安<sup>2</sup> 尚志远<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> 陕西师范大学应用声学研究所 西安 710062; <sup>2</sup> 咸阳师范专科学校物理系 咸阳 712000)

**提要** 从光声热弹性的基本方程出发,在理论和实验上研究了液体在激光直接照射下产生超声波时,光穿透深度对声源的影响。在二维情况下,忽略热扩散效应,利用汉克尔积分变换法和最陡下降法解热扩散方程和波动方程,得出位移的解析表达式。讨论了光穿透深度对声源指向性的影响,并用数值计算方法和绘图软件画出光穿透深度对声源指向性影响的理论曲线图。最后,利用实验验证了理论结果。

**关键词** 光穿透深度,汉克尔积分变换,位移

**中图分类号** O 426.3; O 426.4 **文献标识码** A

## Study on Effect of Optical Penetration on the Thermoelastic Ultrasound Generated by Laser in Liquid

WANG San-de<sup>1</sup> ZHANG Xiao-an<sup>2</sup> SHANG Zhi-yuan<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> Applied Acoustic Institute, Shanxi Normal University, Xi'an 710062  
<sup>2</sup> The Department of Physics, Xianyang Teacher's College, Xianyang 712000)

**Abstract** The sound source which is generated by laser in liquid is studied theoretically and experimentally on the basis of the thermoelastic equation. The influence of the optical penetration depth on the ultrasonical source is considered. In two-dimensional model, the thermal diffusion effect is neglected. From the thermal diffusion equation and wave equation, the general expression of displacement is given. The influence of the optical penetration depth on the sound directivity is analyzed. The theoretical curve of the sound directivity vs the optical penetration depth is drawn. In the end, the experiments testify the theoretical results.

**Key words** optical penetration depth, Hankel transform, displacement

## 1 引言

利用激光照射液体以激励声波,在理论和实验上已有过很多报道<sup>[1~4]</sup>。在脉冲激光激励超声的过程中,被照射液体吸收光能,并把光能转化为热能,使受照射液体温度升高而产生周期性的涨缩,形成超声源。到目前为止,对液体中激光激励超声的研究多集中在建立一种超声模型及对假设超声模型的验证上<sup>[1~3]</sup>;或者利用压电换能器或 PVDF 换能器来研究液体中激光超声源产生的声压波形和声源指向性<sup>[5]</sup>;在 90 年代,许多学者研究了利用高强激光照射液体,在发生介质光击穿情况下的发声机制和声源特性<sup>[6]</sup>。但有关光穿透深度对声源的影响,迄今为止还没有见到有关理论和实验上的报道。本文在考虑电致伸缩效应的基础上针对液体中存在的光

穿透效应,从理论上分析了光穿透深度对声波指向性的影响。利用两种不同光吸收系数的液体,实验验证了光穿透深度对声源指向性的影响。

## 2 基本原理

对装在吸声水槽中的液体,可看作半无限大各向同性的液体,液体占  $z \geq 0$  的空间,激光垂直入射在  $z = 0$  的平面上。

在热弹性问题中,温度和位移可由热扩散方程和热弹位移方程给出<sup>[7,10]</sup>

$$\nabla^2 \theta - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \theta}{\partial t} = - \frac{Q}{K} \quad (1)$$

$$\nabla^2 U - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = \beta \nabla \theta - \frac{\nabla F}{B} \quad (2)$$

式中,  $\theta$  为温度增量,  $t$  为时间,  $K$  为热传导率,  $\alpha$  为热扩散率,  $Q$  为单位时间内单位体积液体吸收的热量,  $U$  为位移矢量,  $v$  为液体中的声速,  $\beta$  为线性热膨胀

系数  $F$  为电致伸缩力,  $B$  为液体的体积模量。

对激光入射, 热源的功率密度可表示为

$$Q(x, y, z, t) = bI_0 e^{-bz} [g(x, y)f(t)] \quad (3)$$

式中  $b$  为液体的光吸收系数,  $I_0$  为进入液体表面 ( $z = 0$ ) 的激光强度,  $g(x, y)$  为激光强度在横截面的空间分布,  $f(t)$  为激光强度的时间分布。

### 3 二维模型

假设激光强度在横截面内均匀分布, 而且具有轴对称性。因此, 利用柱坐标系比较方便。在柱坐标系 ( $r, \theta, z$ ) 中, 由于轴对称性, 因而温度  $\theta$  和位移  $U$  只与  $r$  及  $z$  有关, 而与环量  $\theta$  无关。因此, 三维问题可化为二维问题。热源功率密度函数可化为

$$Q(r, z) = bI_0 e^{-bz} g(r) e^{i\omega t} \quad (4)$$

式中  $g(r)$  为激光强度的横截面分布函数

$$g(r) = \begin{cases} 0 & r > a \\ 1 & r \leq a \end{cases} \quad (5)$$

其中  $a$  为入射激光束半径。

由于液体的热传导率一般都比较小, 因此, 可以忽略热扩散效应, 在热扩散方程中忽略  $\nabla^2 \theta$  项, 利用 (1) 和 (4) 式可得

$$\theta = \int \frac{Q}{\rho c_v} dt = \theta_0 g(r) e^{i\omega t - bz} \quad (6)$$

式中  $\theta_0 = \frac{bI_0}{i\omega\rho c_v}$ , 其中  $c_v$  为比热。

假设液体为理想液体 (不考虑液体的粘滞性), 因而在液体中只能产生纵波而不能产生横波, 引入位移标量  $\varphi$ , 即  $U = \nabla \varphi$ , 代入 (2) 式得

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \beta\theta - \frac{F}{B} \quad (7)$$

式中  $F = \frac{\gamma^e \rho}{2nc_0} I$  为电致伸缩力<sup>[10]</sup>,  $I$  为入射激光强度。

把 (6) 式代入 (7) 式得

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = (\beta\theta_0 - K_E I_0) g(r) e^{i\omega t - bz} \quad (8)$$

式中  $K_E = \frac{\gamma^e}{2nc_0 v^2}$ ,  $\gamma^e$  为电致伸缩系数,  $n$  为折射率,  $c_0$  为光在真空中的速度,  $v = \sqrt{B/\rho}$  为声波在液体中的速度,  $b$  为光吸收系数。

在  $z = 0$  液面处, 因为液体表面是自由的, 应力  $\sigma$  为零, 则在液面处的边界条件为

$$\sigma \Big|_{z=0} = B \frac{\partial U}{\partial z} - B\beta\theta + \frac{\gamma^e \rho}{2nc_0} I \Big|_{z=0} = 0 \quad (9)$$

假设位移势的稳态解为  $\varphi = \tilde{\varphi} e^{i\omega t}$ , 把此式代入 (8) 式, 并对 (8) 和 (9) 式进行汉克尔积分变换, 得

$$\frac{\partial^2 \tilde{\varphi}^{H_0}}{\partial z^2} - \gamma^2 \tilde{\varphi}^{H_0} = (\beta\theta_0 - K_E I_0) \frac{aJ_1(\xi a)}{\xi} e^{-bz} \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{\varphi}^{H_0}}{\partial z^2} - (\beta\theta_0 - K_E I_0) \frac{aJ_1(\xi a)}{\xi} e^{-bz} \Big|_{z=0} = 0 \quad (11)$$

式中  $\tilde{\varphi}^{H_0}$  为位移势  $\tilde{\varphi}$  的零阶汉克尔变换,  $\gamma^2 = \xi^2 - k_a^2$ ,  $J_1(\xi a)$  为一阶贝塞尔函数。

利用 (10) 和 (11) 式可求出位移势的汉克尔变换表达式

$$\tilde{\varphi}^{H_0} = \frac{(\beta\theta_0 - K_E I_0) a J_1(\xi a)}{(b^2 - \gamma^2) \xi} \{ e^{-bz} - e^{-\gamma z} \} \quad (12)$$

对 (12) 式进行反汉克尔变换, 并把柱坐标 ( $r, z$ ) 化为极坐标 ( $R, \phi$ ),  $\phi$  为偏离  $z$  轴的角度, 利用最陡下降法求出位移势近似表达式

$$\tilde{\varphi} = i \frac{(\beta\theta_0 - K_E I_0) a^2}{R} G_{(\phi)} M_{(\phi)} e^{-jk_a R} \quad (13)$$

式中  $G_{(\phi)} = \frac{J_1(k_a a \sin \phi)}{k_a a \sin \phi}$ ,  $M_{(\phi)} = \frac{k_a \cos \phi}{b^2 + k_a^2 \cos^2 \phi}$

因极坐标系中的 ( $R, \phi$ ) 代换了柱坐标系中的 ( $r, z$ ), 则声场中径向位移分布表达式可表示为

$$U_R(R, \phi) = \frac{\partial \varphi}{\partial R} = \frac{(\beta\theta_0 - K_E I_0) a^2}{R} G_{(\phi)} M'_{(\phi)} e^{i(\omega t - k_a R)} \quad (14)$$

式中  $M'_{(\phi)} = \frac{k_a^2 \cos \phi}{b^2 + k_a^2 \cos^2 \phi}$

由径向位移分布函数可得出在远场的声压分布表达式

$$R_{(R, \phi)} = i\omega v \frac{(\beta\theta_0 - K_E I_0) a^2}{R} G_{(\phi)} M'_{(\phi)} e^{i(\omega t - k_a R)} \quad (15)$$

### 4 实验装置图

实验装置如图 1 所示, Nd:YAG 激光器输出波长为  $1.06 \mu\text{m}$ , 脉冲宽度为  $8 \sim 10 \text{ ns}$ , 脉冲重复频率为  $10 \text{ Hz}$  的红外光。经分光镜后, 光束被分为两束: 一束被光电二极管接收, 作为同步信号与示波器连接; 另一束直接照射到吸声水槽内的液体中, 在液体中使用水听器作为声学信号检测器, 接收到的信号经前置放大器放大后, 直接接到脉冲毫伏表上, 在脉冲毫伏表两端接一台示波器, 以便监视和观察脉冲声信号的大小和波形。

### 5 实验结果及讨论

由 (15) 式可以看出, 在距离声源一段距离  $R$

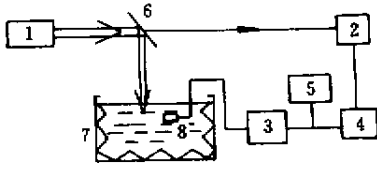


图 1 实验装置图

1 : Nd: YAG 激光器 ; 2 : 光电二极管 ; 3 : DHF-4 前置放大器 ; 4 : SBM-10 型示波器 ; 5 : HFM-1 型脉冲毫伏表 ; 6 : 分光镜 ; 7 : 吸水水槽 ; 8 : 水听器

Fig.1 Experimental apparatus diagram

1 : Nd: YAG laser ; 2 : photodiode ; 3 : amplifier type DHF-4 ; 4 : oscilloscope type SMB-10 ; 5 : pulse tester type HFM-1 ; 6 : optical splitter ; 7 : water trough ; 8 : hydrophone

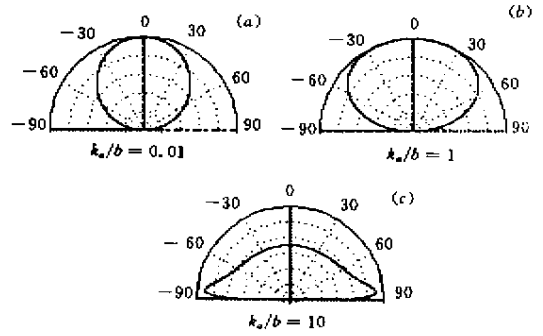


图 2  $k_a a \ll 1$  时声压指向性图

Fig.2 Directivity pattern of sound pressure ( $k_a a \ll 1$ )

处 , 声压振幅随极角  $\phi$  变化而变化 , 即声压振幅由  $G(\phi)$  ,  $M'(\phi)$  决定。而  $G(\phi)$  实际上受激光光束半径和声波波长的影响 ,  $M'(\phi)$  实际受光吸收系数与声波波长的影响。当  $k_a a \ll 1$  时 , 即激光光束半径远小于声波波长时 ,  $G(\phi)$  近似为常数项 , 声波的指向性只取决于  $M'(\phi)$  项。其表达式为

$$D(\phi) = \frac{\left[ 1 + \left( \frac{k_a}{b} \right)^2 \right] \cos \phi}{1 + \left( \frac{k_a}{b} \right)^2 \cos^2 \phi} \quad (16)$$

(16) 式中 , 波数  $k_a$  与光吸收系数  $b$  的比值是一个决定因素 , 直接影响到  $D(\phi)$  , 根据 (16) 式我们进行了数值计算并绘出了不同  $k_a/b$  值下的  $D(\phi)$  随极角  $\phi$  变化的图案。

显然 , 图 2 中  $k_a/b$  的值直接影响到声压的指向性。随着  $k_a/b$  值的增大 , 声源逐渐由表面声源转化为体声源 , 其指向性随之发生了不同程度的变化。在  $k_a/b = 0.01$  时 , 光能只在液体表面被吸收 ( 因为光穿透深度很小 ) , 从而形成表面声源。从图中可以看出能量主要集中在  $\phi = 0^\circ$  的方向上 , 同时指向性图与偶极声源相同<sup>[8]</sup> , 这与单个点声源放在液面下的情况相似<sup>[9]</sup>。在  $k_a/b$  逐渐增大的过程中 , 曲线的中间部分逐渐降低 , 即在  $0^\circ$  方向上能量辐射降低。  $k_a/b = 10$  时 , 光穿透深度已远大于声波波长 , 此时已形成了体声源 , 能量辐射主要集中在接近  $\pm 90^\circ$  的方向上。

实验溶液为水和若丹明溶液 , 在实际测量中 , 不改变入射激光能量 , 在距离入射点 25 mm 处 , 使水听器绕入射激光束旋转接收声信号 ( 水听器和激光束位置关系如图 3 所示 ) , 每隔  $5^\circ$  通过脉冲毫伏表测量该点的光声信号的电压值。实验结果如表 1 和表

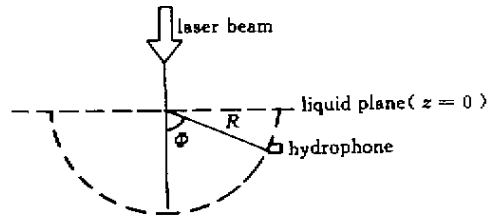


图 3 激光束传播方向和水听器相对位置示意图

Fig.3 Schematic diagram of relative location between hydrophone and propagating direction of laser beam

2 所示。根据表 1 , 表 2 列出的数据 , 画出两种情况下的指向性图 ( 见图 4 ( a ) ( b ) )。

实验中激光束半径远远小于液体中的声波波长 , 所用的若丹明溶液对波长为  $1.06 \mu\text{m}$  红外光的光吸收系数远远大于水对此波长的光吸收系数。对照图 2 与图 4 , 可以得出若丹明溶液中光声源的指向性图与  $k_a/b = 0.01$  的情况相似 , 在  $0^\circ$  方向能量辐射较大。由于若丹明溶液的光吸收系数较大 , 光能只在液体表面被吸收 , 形成表面声源 , 这与  $k_a/b = 0.01$  的情况相符。由于水的光吸收系数较小 , 在水中形成柱状光声源 , 此时声源的指向性图与  $k_a/b = 10$  的情况相似。因此 , 实验证明了理论的正确性。

表 1 样品为水时不同角度光声信号的电压值

Table 1 Voltage of photoacoustic signal at different angle in water

Angle/deg.	0	5	10	15	20	25	30	35	40	45
Voltage/mV	1.2	1.3	1.675	1.775	2.5	2.4	1.92	1.74	1.5	1.66
Angle/deg.	50	55	60	65	70	75	80	85	90	
Voltage/mV	1.74	1.76	1.9	2.02	3.5	4.25	3.96	3.2	1.78	

表 2 样品为若丹明溶液时不同角度光声信号的电压值

Table 2 Voltage of photoacoustic signal at different angle in the rhodamine solution

Angle/deg.	0	5	10	15	20	25	30	35	40	45
Voltage/mV	3.82	3.9	3.62	3.74	3.66	3.92	3.6	3.54	2.98	2.56
Angle/deg.	50	55	60	65	70	75	80	85	90	
Voltage/mV	2.15	2.18	2.25	2.28	2.46	2.92	2.72	2.80	0.86	

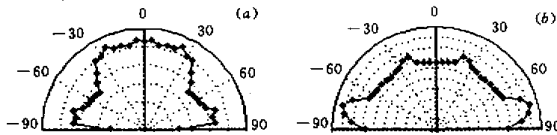


图 4 光声源在若丹明溶液( a )和水中( b )的指向性图

Fig.4 Directivity pattern of photoacoustic source in the rhodamine solution( a )and in water( b )

## 参 考 文 献

- 1 S. M. Park. Photoacoustic effect in strongly absorbing fluids. *Ultrasonics* ,1991 ,**29**( 1 ) :63 ~ 67
- 2 K. M. Quan. Photoacoustic generation in liquid with low optical absorption. *Ultrasonics* ,1994 ,**32**( 3 ) :181 ~ 186
- 3 Chia-Lun Hu. Spherical model of an acoustical wave generated by rapid laser heating in a liquid. *The Journal of the Acoustic Society of America* ,1996 ,**40**( 3 ) :728 ~ 736
- 4 H. M. Lai. Theory of the pulsed optoacoustic technique. *The Journal of the Acoustic Society of America* ,1982 ,**72**( 6 ) :2000 ~ 2007
- 5 S. J. Womrowski, E. M. Eying. Pulse shapes of nanosecond photoacoustic signals in liquids detected by piezoelectric foil. *J. Appl. Phys.* ,1987 ,**62**( 7 ) :3066 ~ 3069
- 6 Qi Yirang . Directivity of sound field generated through mechanism of laser induced liquid breakdown in water. *Chinese J. Acoustics* ( 声学学报 ) ,1991 ,**16**( 2 ) :145 ~ 151 ( in Chinese )
- 7 A. Rosencwaig. Photoacoustics and Photoacoustic Spectrum. Beijing : Science Press ,1986. 95 ~ 116 ( in Chinese )
- 8 Du Gonghuan. Foundation of Acoustics. Shanghai : Shanghai Science and Technology Press ,1986. 78 ~ 80 ( in Chinese )
- 9 L. M. Lyamshev, L. V. Sedov. Optical generation of sound in a liquid : thermal mechanism. *Sov. Phys. Acoustics* ,1981 ,**27**( 1 ) :4 ~ 18
- 10 P. R. Longaker, M. M. Litvar. Perturbation of the refractive index of absorbing media by a pulsed laser beam. *J. Appl. Phys.* ,1969 ,**40**( 10 ) :4033 ~ 4041