

# 激 光 声 源

Л. М. Лямшев, Л. В. Седов, К. А. Наугольных

光辐射照射到物质上时,由于与物质发生作用,会在物质中引起声波。声波的发生主要同光辐射释放到物质中去的能量体积密度的大小和释放的方式有关。光辐射发声的机理有热膨胀、电致伸缩、爆发式沸腾、表面汽化和光击穿等多种形式。

光辐射发声现象早在十九世纪末叶已为物理学家所注意。1881年 Bell 首先观察了光声效应——密闭容器内的气体受经过调制的红外辐射的照射时会引起压力脉动。他提出利用这种效应来研究光在气体和蒸汽中的吸收光谱。

二十世纪 40 年代初,光声效应在混合气体的定性和定量分析以及光辐射接收器的研制方面获得了广泛的应用,后来还在固体和液体的光声谱方面得到了应用。但由于光变成声的转换效率很低,故只是在研制成大功率激光发生器后,才开始广泛和深入地研究光发声,光发声才具有实际意义,并有可能进一步探讨光学声源或即所谓光声源。这种声源比传统的声源有一系列的优点:声源实质上就是在其中传播声波的介质本身,可以用任意速度——亚声速或超声速,在介质中运动而不致引起绕流;同时还可方便地改变光声源的几何参数和发射频率。此外,由于热张力的惯性非常小,故光发声具有非常宽的频带,可达特超声频。

目前,已有大量有关光发声的文章刊行,其中大多是讨论热膨胀机理的。这里我们分别就线性热膨胀机理和非线性热膨胀机理,以及表面汽化、爆发式沸腾和光击穿等非线性发声理论与实验研究进行综述,而主要讨

论的是液体中发声。

## 一、线性理论

文中以讨论液体中的光发声为限。中等强度的光在大多数场合下所引起的一些现象,其基本规律可用线性理论描述。释放到液体中的能量密度小时,发热区的膨胀速度总是小于介质中的声速,因此可以利用线性流体力学方程式。此外,在大多数实际情况下,发声过程中的热传导可以忽略不计(即  $l \gg \chi/C$ , 这里  $l$  是液体中发热区的特征长度,  $\chi$  是导热系数,  $C$  是声速)。同样,声的衰减也可忽略不计。

### 1. 光发声的方程

在忽略热传导和粘滞效应的条件下,光发声的非齐次波动方程为:

$$\Delta p - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = - \frac{\chi}{C_p} \frac{\partial Q}{\partial t} \quad (1)$$

式中  $p$  为声压,  $\chi$  为体积热膨胀系数,  $C_p$  为水的比热,  $Q = -\text{div} \bar{E}$  是热膨胀声源的功率密度函数,  $\bar{E}$  为水中激光的平均能量密度。方程(1)是光发声在热膨胀机理下讨论边值问题的基本方程。

初期的研究工作讨论了一些简单的情况:例如具有绝对软界面和硬界面的水中光发声的一维问题,柱对称问题,以及矩形激光脉冲具有球对称性时的解等。近期的一些工作,由于考虑实际的条件,所讨论的理论模型则显得更为复杂。

激光强度受单频调制时的光发声,具有很大意义。设函数  $I(t)$  是描述激光强度的时

间函数

$$I(t) = I_0(1 + m\cos\omega_0 t), \quad t \geq 0 \quad (2)$$

这里  $m$  为调制指数,  $\omega_0$  为激光的调制频率。

我们认为介质中局部热张力的惯性很小, 所以热膨胀声源的功率密度随时间的变化应与激光强度变化一样。

$$\vec{Q}(\vec{r}, t) = \vec{Q}(\vec{r})(1 + m\cos\omega_0 t), \quad t \geq 0$$

式中  $\vec{Q}(\vec{r})$  只是空间坐标的函数。

设在  $Z \geq 0$  的半空间内充满液体(见图1), 激光沿  $Z$  轴作正向传播, 故

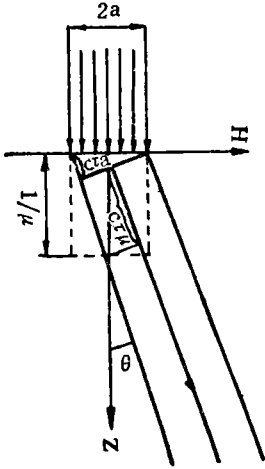


图1 几何位置图

$$\vec{Q}(\vec{r}) = A\mu I(x, y)\exp(-\mu Z), \quad Z \geq 0$$

式中  $A$  为光通过液面的透射系数,  $\mu$  为光在液体中的吸收系数,  $I(x, y)$  为光束截面上光强的分布函数。

声压谱分量  $p_\omega$  的 Helmholtz 方程可写为:

$$\Delta p_\omega + k^2 p_\omega = -A \frac{\chi}{C_p} I(x, y) \mu \exp(-\mu Z) \left(1 + \frac{m\omega}{\omega^2 + \omega_0^2}\right) \quad (3)$$

式中  $k = \omega/C$  为波数。这时液面为绝对软界面, 故  $Z=0$  处,  $p_\omega = 0$ 。

求解方程(3)可得远场处单频声的振幅

$$p(r_0) = A \frac{m\chi C}{2\pi C_p r_0} P \frac{\mu k_0 \cos\theta}{\mu^2 + k_0^2 \cos^2\theta} f(\theta, \varphi) \quad (4)$$

式中  $r_0$  为观察点的径矢量,  $k_0 = \omega_0/C$ ,  $P$  为激光的功率,

$$f(\theta, \varphi) = \frac{1}{P} \iint I(x, y) \exp[-ik_0 \sin\theta$$

$$(x\cos\varphi + y\sin\varphi)] dx dy$$

是激光光束截面上强度分布函数所定义的功能,  $\theta$  为  $Z$  轴与观察点径矢量之间的夹角,  $\varphi$  为  $x$  轴与径矢量在  $(x, y)$  平面上投影之间的夹角。在高斯分布情况下,  $I(x, y) = I_0 \exp[-(x^2 + y^2)/a^2]$ , 这里  $a$  为光束截面的半径, 函数  $f(\theta, \varphi)$  可写为:

$$f(\theta, \varphi) = \exp\left(-\frac{k_0^2 a^2 \sin^2\theta}{4}\right) \quad (5)$$

若光束的宽度比声的波长小,  $k_0 a \ll 1$ ; 则当  $k_0 \mu^{-1} \ll 1$  时, 指向性图中的极大将位于激光束的方向上 ( $\theta = 0$ ), 而当  $k_0 \mu^{-1} > 1$  时, 极大的方向则为  $\theta = \arccos(\mu/k_0)$ 。在  $k_0 \mu^{-1} \ll 1$  时, 光发声的指向性图将与偶极子声源相同(见图2a)。这种情况与单个点声源放在自由液面下是一样的。另一极端情况 ( $k_0 \mu^{-1} \gg 1$ ) 时的指向性则十分窄, 声实际上沿液面发射(见图2b)。如果激光束的宽度比波长大 (即  $k_0 a \gg 1$ ), 则发射的声在激光轴上有极大值并具有开角量级为  $1/k_0 a$  的指向性(见图2b)。

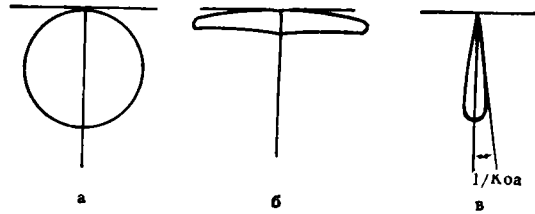


图2 一些特殊情况下光一声源的指向性图

无疑, 对于光能转变为声能的效率, 大家是关心的。效率可定义为声能与光能之比。根据公式(4), 当光强分布服从高斯律的宽光束 ( $k_0 a \gg 1$ ) 时, 可算出发声的效率为:

$$D = \frac{C}{\rho} \left( \frac{Am\chi}{2C_p} \frac{\mu k_0}{\mu^2 + k_0^2} \right)^2 I_0$$

式中  $\rho$  为液体的密度。当  $\mu = k_0$  时, 效率达最大值

$$D_{\max} = \frac{C}{\rho} \left( \frac{Am\chi}{4C_p} \right)^2 I_0$$

故转换效率正比于光强。就水而言,最大效率  $D_{\max} \approx 5 \cdot 10^{-12} I_0$  ( $I_0$  的单位为瓦/厘米<sup>2</sup>)。

增大光强显然可提高液体中发声的效率,但这个规律显然只是在吸收光能之后不致使液体沸腾才正确。

根据上述讨论,由于光在液体中发生吸收,当光强受调制时便成为声源。这种声源称作光-声源,其特性可通过改变光量子发生器参数的方法来加以控制。

## 2. 激光脉冲激发的声

在激光脉冲发声的热学机理方面,已经进行了不少理论的和实验的研究。鉴于初期的理论工作只考虑简单的模型,因此在一系列实验观察中,发现与理论上所预期的有很大的差别是毫不奇怪的。而详尽的理论分析,则指出发声的热学机理是正确的。

我们探讨一下远场情况下的声场,即观察点对发热区的有效尺寸以及对声信号谱中的上界频率而言,是位于夫琅和费区。而这一上界频率对远场中的观察点说,则同激光脉冲谱无关,因为在任何实际的液体中都有声吸收,而且一般而言都随频率增高而增大。利用傅里叶变换和上述声振动的解可写出声压谱的表达式如下:

$$P_{10} = - \frac{A I_0 \chi a^2}{2 C_p} \frac{\exp(i k r_0)}{r_0} \frac{\omega^2 \tau_\mu}{1 + \omega^2 \tau_\mu^2} \exp\left(-\omega^2 \frac{\tau_a^2}{4}\right) F(\omega) \quad (6)$$

式中  $\tau_\mu = \cos\theta / \mu C$ ,  $\tau = a \sin\theta / C$  为离发热元的声在时间上滞后的特征时间。这些发热元分别位于相应有效发热区的垂直截面(由液体中的有效吸收长度  $1/\mu$  决定)和水平截面(由光束半径  $a$  决定)(参见图 1)。  $F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t) \exp(i \omega t) dt$  为激光脉冲的谱,其最大强度为  $I_0$ , 函数  $g(t)$  描述强度随时间的变化。

液体中激光脉冲产生的声脉冲谱是激光脉冲谱和另一频率函数之积,这个函数同激光脉冲的形状无关,而只受制于有效发热区

的几何参数。根据关系式(6)求反傅里叶变换,我们求得这场中液体声压的表达式

$$f = - \frac{A I_0 \chi a^2}{4 \pi C_p r_0 \tau_\mu^2} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-u^2 \frac{S^2}{4} + i \mu \gamma\right) F(u/\tau_\mu) du - \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-u^2 \frac{S^2}{4} + i \mu \gamma\right) \frac{F(u/\tau_\mu) du}{1 + u^2} \right\} \quad (7)$$

式中  $u = \omega \tau_\mu$ ,  $\gamma = (r_0 / C - t) / \tau_\mu$ ,  $S = \tau_a / \tau_\mu$ 。

根据式(7),我们看到积分号下的函数具有的谱宽度与特征时间尺度( $\tau$ ,  $\tau_a$  和  $\tau_\mu$ )有关。只要给定这些特征时间之间的关系,无需具体考虑激光脉冲的形状,就能完全确定声脉冲的形状和持续时间。

针对不同光吸收系数值的液体,用不同光束宽度和不同激光脉冲宽度作了许多实验,实验结果表明上述理论对发声的实际过程是适用的。

气泡在液体中对光致发声脉冲有很大的影响,只要有少量的气泡就能显著地改变声场的特征。这是因为含气泡液体的压缩性有了强烈的变化。气泡对声场参数影响的程度,取决于气泡的共振周期与激光脉冲宽度之间的关系。

## 3. 运动的光-声源

研究运动的光-声源的发声过程,是极为有趣的。源体的运动可使光-声发射器具有各种不同的几何参数和不同的指向性图。光-声源是唯一可能的真实声源,它能以任意速度运动而不引起源体运动在介质中的绕流。

不论从理论上或实验上已有不少工作对运动光-声源作了研究。现在我们讨论位于液面上有限区间内运动的光-声源,并分析其对这一区间尺寸来说是远场处的声场特征。设光斑按一定轨迹  $x_0(t)$ ,  $y_0(t)$  在液面上运动,假定光强沿光束截面的分布为高斯分布,这时声压谱的表示式为

$$p_{\omega} = -\frac{A\chi I_0 a^2}{2C_p} \frac{\exp(ikr_0)}{r_0} \frac{\omega^2 \tau_{\mu}}{1 + \omega^2 \tau_{\mu}^2} \exp\left(-\omega^2 \frac{\tau_a^2}{4}\right) \tilde{F}(\omega) \quad (8)$$

式中  $\tilde{F}(\omega)$  可用表述激光脉冲包络的函数  $g(t)$  加以描述如下:

$$\tilde{F}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t) \exp\{i\omega t - ik \sin\theta [x_0(t) \cos\varphi + y_0(t) \sin\varphi]\} dt \quad (9)$$

把式(8)和静止脉冲光-声源所产生的声压谱表达式(6)作比较,二者的不同仅在于:激光脉冲的谱密度在式(6)中为  $F(\omega)$ ,而在(8)式中为  $\tilde{F}(\omega)$ 。它不仅与激光脉冲的波形有关,还与激光光斑沿液面运动的特征有关。设光斑沿  $x$  轴以速度  $V$  作匀速直线运动,即  $x_0(t) = Vt, y_0(t) = 0$ , 这时函数  $\tilde{F}(\omega)$  为:

$$\tilde{F}(\omega) = F[(1 - \tilde{M})\omega] \quad \tilde{M} = \frac{V}{C} \sin\theta \cos\varphi \quad (10)$$

由公式(8)、(10)可知,匀速直线运动的脉冲光-声源发射的声和静止的一样,但激光脉冲会«压缩»  $|1 - \tilde{M}|$  倍。若  $1 - \tilde{M} < 0$  (超声速运动),则有效脉宽不仅受压缩,而且在时间上反转。

有一个重要的情况就是切连柯夫方向上的声辐射,这时

$$(V/C) \sin\theta \cos\varphi = 1, \quad \tilde{F}(\omega) = F(0)$$

这样,在切连柯夫方向上声信号包络的形状既不与激光脉冲的波形有关,亦不与脉宽有关,而只与有效发热区的几何参数、 $1/\mu$ 、 $a$  和观察角有关。

另一种特殊情况,是激光沿  $x$  轴按规律  $x_0(t) = b \sin \Omega t, y_0(t) = 0$  作振动。设激光脉冲宽度大于光线的运动周期  $\tau \gg 2\pi/\Omega$ , 则这种运动源所产生的声信号的谱基本上是运动频率的倍频所组成。就声辐射的特征而言,在  $\omega_1 = \Omega$  的频率下,在指向性方面将比静止的单频光-声源多一乘数;而在运动平面上声压的幅度则比静止的大 20%。同时还需指出,振动着的光-声源只有在最大振速大于

液体中的声速时才能有效地发射声,而且声场集中在运动平面附近,在垂直运动的方向上则没有声场。

总之,可以认为:在光辐射的作用不改变介质的凝聚状态条件下,光发声理论完全可以用来描述所产生的现象。大量的研究表明,有可能在液体中形成光-声源或光-声发射器,这些发射器可以在很宽的频率范围内工作(声频到特超声频)。改变光学系统(激光),可以遥控液体中声场的频率、指向性和强度。光发声理论已有坚实的实验基础,使得人们可根据实际问题所需解决的目的,来选择光量子发生器在凝聚介质中发声。

## 二、非线性理论

当大能量激光辐射时,在介质中激光释放的能量远大于气化热所需的能量,因此光发声的图象将十分复杂。在介质的凝聚态尚未发生变化的情况下,所产生的现象仍属于热膨胀机理,但具有非线性的特征,介质中光吸收系数将随光强而变化。当有表面汽化,爆发式沸腾和光击穿时,介质的平衡状态受到强烈的扰动,并伴随有相变和强烈的流体动力学现象,这时发声效应显然是非线性的。从流体动力学来看,不能应用声学近似,而应采用描述强爆炸的近似理论。

### 1. 物质热膨胀引起的光发声、非线性效应

在激光于介质中吸收产生热膨胀而激发声的线性波动方程式(1)中,其右边的项  $-\chi/C_p \partial Q/\partial t$  内的热膨胀系数  $\chi$ , 如果随温度而异,则可看到显著的非线性效应。但当热膨胀系数  $\chi$  随温度的变化不是很大时,可用下述近似表达式

$$\chi(T) = \chi(T_0) + \chi_1(T_0)(T - T_0) \quad (11)$$

式中  $\chi_1(T_0) = \left(\frac{\partial \chi}{\partial T}\right)_{T_0}$ ; 这种情况下,量  $N$

$$= \frac{\chi_1(T_0)E}{\chi C_p \rho V} \text{ 可以用来估计非线性效应的大}$$

小。不同非线性参数值下远场声信号的波形示于图3。这里观察点位于Z轴上(见图1)。在N值较小时,非线性引起的修正不大(图3.1);当N增大时,非线性效应也增大;而当N很大时,就变得更为显著(图3.3)。图中纵坐标为声压的相对值,横坐标为无量纲时间,虚线为线性理论下的波形,实线为非线性理论下的波形。

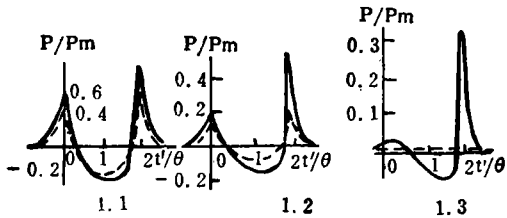


图3 非线性参数值不同时远场中声信号的波形  
(1)  $N=0.08$  (2)  $N=0.35$  (8)  $N=\infty$

定性地说,非线性效应是使声信号的《尾》部增大。因在释放能量的过程中,介质变热使热膨胀系数变大,故在激光脉冲结束时发声效率提高。

水在 $4^{\circ}\text{C}$ 时, $\alpha$ 等于零,所以只有在考虑到非线性效应时才有可能发生光发声。这时,光能转化成声能将正比于能量密度的三次方。为了比较起见,我们指出,光发声线性理论的转换系数是与能量密度成正比的。

除热膨胀有非线性效应外,当激发的声强度大时,则还有非线性声学现象。由于液体中光发声源的尺寸要比因声学非线性积累而形成断裂的距离小得多,在这样的情况下,非线性声学效应并不影响光发声的过程。于是便可将问题分为二个阶段:1)根据热膨胀机理计算光发声;2)计算声信号的非线性效应。

## 2. 激光脉冲使物质发生表面汽化而激发声

在光照射的物质表面层中,由于吸收使辐射来的光大量释放能量,而释放的能量密度能导致物质表面汽化而激发声时,在这种情况下,如物质的温度仅在激光脉冲结束时达到沸点,则由汽化机理激发的声只出现在

介质热膨胀而激发出的声的尾部。实验中曾观察到这种现象,发现声信号波形的尾部有一很弱的第二个极大峰。

释放的能量密度增大时,这个极大峰也变大,而且变得很明显。一般情况下,这种实验都采用 $\text{CO}_2$ 激光,因为波长长的红外辐射在液体中的吸收强,例如水中这种波长的光吸收系数为 $800\text{厘米}^{-1}$ 。

汽化机理发声的过程中的一些信息,可用快速阴影法照相来获得,其法是在垂直于激光投射的方向上并在相应的光照下摄取空气-液体分界面。图4即是这种情况下拍得的照片,此时激光照射到液面处的强度为 $5 \cdot 10^8\text{瓦/厘米}^2$ 。从图中可明显看到汽化蒸汽流(4)和空气中的压缩波(5)以及水中的压缩波(2)的波前。图5的情况如下:当光照射在液体表面上时,表面层发生强烈的汽化,从表面层中迸喷出来的蒸汽流冲向激光。由于汽

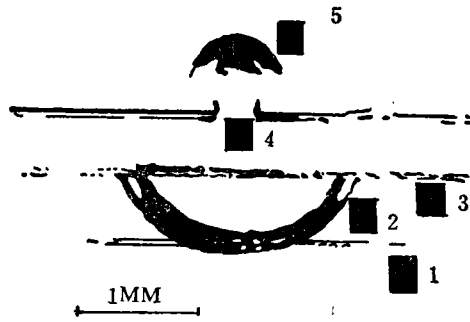


图4 激光脉冲作用下表面汽化时水中声波和空气中激波的阴影法相片  
1, 2—水中的压缩波 3—界面  
4、蒸汽流 5、空气中的激波

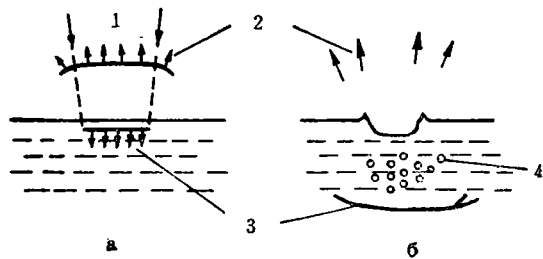


图5 表面汽化时液体中压缩波的产生  
1—激光光线 2—蒸汽流  
3—水中的压缩波 4—空化

流以很大的速度冲入空气之中,因而在空气中产生强大的激波,而作用于液面上的脉冲则在液体中产生压缩波(图5a)。激光脉冲结束后,由于压缩脉冲在自由界面上反射,就形成稀疏波从而在液体表面附近发生空化,出现气泡(图5b)。

能量为1.67焦耳,半宽为75毫微秒的CO<sub>2</sub>激光脉冲照射于水表面上,光束的直径为0.8厘米,故在过程的初始阶段,水中和空气中的波前可看作为平面。实验表明,在水中波的传播速度实际上等于声速,而空气中的波速在过程的初始阶段则大大超过声速。空气中的初始波速为2220米/秒,约为声速的6.4倍。这说明在空气中形成了强激波。

强激光作用于液体表面上所产生的压缩波的特征,可直接用宽带水听器来监测。CO<sub>2</sub>激光照射离光源2—3厘米处的水面上,在水中所激发的压缩波的压力约是几个大气压。这时激光脉冲的能量约为几焦耳,激光的脉宽在1到30微秒之间,光束的直径为10<sup>-1</sup>厘米。

上述情况下的汽化物质的蒸汽中不发生光击穿现象,蒸汽层对光而言仍属是透明的。这时光强不超过10<sup>7</sup>瓦/厘米<sup>2</sup>。当光强度甚大,在10<sup>7</sup>—10<sup>8</sup>瓦/厘米<sup>2</sup>情况下,照射到金属表面会在金属的汽化蒸汽中发生光击穿,而形成对光的吸收很强烈的等离子体,于是就发生爆轰波,迎着激光而传播,在波前上从光吸收中获得能量。

一般说来,强功率激光作用于凝聚态物质的表面上,激发声的过程可分作三种类型—按光强强弱为序:1)弱汽化,这时能量释放密度接近于汽化热;2)强汽化或沸腾,这时释放的能量密度大大超过汽化热,但不发生光击穿,不形成等离子体;3)等离子状态,这时光强十分强烈,在汽化生成物中产生光击穿,形成爆轰波吸收激光辐射并遮盖物质的表面。

### 3. 液体中发生光击穿

把激光聚焦于液体之中,释放的能量可以很大,使液体产生爆发式沸腾,同时所产生

的蒸汽腔快速膨胀,从而形成压缩波。当液体中的光能量更大时就发生光击穿,在焦点区内产生等离子汽泡。这时,产生的声级很高。液体中的光击穿不同于激光在气体中聚焦时所产生的现象。实验研究指出:当激光强度超过光强阈值(对水此值约为10兆瓦/厘米<sup>2</sup>)时,水中焦点区内将出现小汽泡,其中充满发光的等离子体。激光的能量被浓密的等离子体所吸收,而释放更多的能量于等离子腔中。在压力增大的作用下,等离子腔热膨胀,并发射激波。激光脉冲结束后,则不再有能量释放给等离子腔,腔的进一步扩大使其中的气体变冷,发光终止而形成汽泡,脉动几次后消失。这种实验大多用0.01—0.5焦耳、脉宽2~3·10<sup>-8</sup>秒的红宝石激光进行,用以研究初始击穿机理、激光放电大小、成腔的动力学、放电时的光辐射、闭合汽泡的截面以及腔发射的压缩波等。

光击穿的一个重要特性是具有阈值。光强阈值的大小与液体性质有关。液体中有微粒时,将显著地影响光击穿的阈值。因此阈值是多变的。实验中发现激光脉冲在水中多次实验时,击穿的光强阈值会增大。如若把工作液体在容器间倾倒几次之后,则又将恢复到原有的阈值。

把工作液体置于真空中仔细地清洁后,则击穿的阈值将上升得很多;而在打开之后,使之同室内空气接触,阈值就降到原来的数值。由此可见,这种固体微粒子在触发光击穿时所起的作用。

等离子腔膨胀引起强的压缩波。对能量为0.1焦耳的红宝石激光聚焦于水中时所记录到的声,在2400兆赫带宽内距击穿处0.3厘米处的峰值压力 $p=50.0$ 兆帕。这种压缩波的传播数据,证实了压缩波谱中的高频成份衰减得比线性理论估计的要慢,看来这是非线性的影响。

不同液体(水、二氧化碳、苯)中,光击穿引起的压缩波接近球状,在击穿后3—15微

秒之内传播速度接近声速。但作更仔细的测量后,则发现有差别。用能量为5焦耳、脉宽150毫微秒的CO<sub>2</sub>激光脉冲在二氧化碳中激发的压缩波,激波速度比声速快0.52毫米/微秒,这时相应的波前峰值为10<sup>8</sup>兆帕。

图6所示,是由一种能量为0.1焦耳、脉宽为30毫微秒的红宝石激光脉冲在水中发生光击穿时所激发出的压缩波的波形,我们看到r=2.5厘米处峰值压力大致等于0.8兆帕。

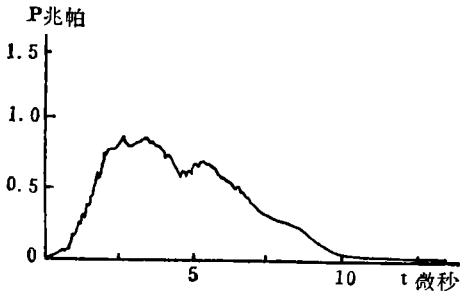


图6 离焦点2.5厘米处光击穿产生的压缩波的波形

为要对高强度激光辐射作用于凝聚态介质的发声现象作一严格的分析,则看来应基

(上接第18页)

调试过程中,对台口主扬声器给以30毫秒延迟,结果发现在正厅7—8排处可以使头顶感大为减弱。而感到声源来自舞台,我们是利用台上一人读报来进行试听的。对于1—3排听众,即使不用延迟声亦能使人感到声源来自台上,但稍后几排约7、8排以后,则会因直接声的减弱,和扬声器来的声音时间不够大,而有明显的头顶感。看来上述作法是解决“声象”方向感的较好办法,较之目前在台唇处或乐池栏杆处装以小扬声器,效果要好得多。

5. 语言清晰度 清晰度试验系按照南京大学声学研究所提供的简化划字字音表的方法进行的,发音人由河南省广播局播音员担任,分男声和女声两表测验,厅内女声平均声级为75~80dBA,而男声为71~75dBA,观众厅内的背景噪声为63~65dBA。参加测验者分散坐在楼上楼下前中后各个座席上,

于求出气体动力学的非平稳方程、流体力学的、光学的和汽化运动学的非平稳方程之解的这一基础上。尽管在物理学中对大功率激光辐射与物质的作用已有广泛的研究,但对于在作用时物质状态发生强烈扰动条件下激光发声过程的研究,则尚未作过系统的讨论。有些重大的问题,例如对液体汽化表面上形成亚稳态的可能性,就未曾作过研究。理论上的估计指出,由于汽化前沿的热不稳定性不可能有亚稳状态存在,但直接的经验则未能确认这个估计,而有待我们作进一步的研究。

(冯绍松摘译)

据 Л. М. Лямшев, Л. В. Седов. Оптическое Возбуждение звуковых волн акустических Журнал 1981, Т.27 No.1

Л. М. Лямшев, К. А. Наугольных, Оптическая генерация звука. Нелинейные эффекты Акустический Журнал 1981 Т.27 No.5

参考文献从略

根据对75人的统计结果,清晰度达90%左右。1982年4月我们又作了第二次满场语言清晰度测试,方法和条件基本相同,所得结果也完全一致。在一次会议时实测了观众席的声级,结果如下(厅内观众噪声55dBA左右):

位 置	一般声级	最大声级
楼下14排中	70~75dB(A)	80~85dB(A)
18排中	75—80	88
楼上横走道9排中		85—87
末排(延迟未用)	70—75	78

从两年多来开会实际效果反映,本厅清晰度是很高的。

附记:参加本工程声学设计的有河南省建筑设计院(邱铨、周成元等)河南省广播局(马福魁等)。参加电声安装和调试的有上海市广播局、天津市广播局和湖南省广播局援外组的同志,还有中央广播局设计室同志和我室其他同志也参加了前后两次调试工作。