

# 受激布里渊散射和超声空化\*

孟绍贤 杨镜新 于海武

(中国科学院上海光机所, 上海 201800)

**提要** 激光场诱导介质电致伸缩, 结果受激布里渊散射和超声波同时产生, 由超声空化引起液体击穿。

**关键词** 电致伸缩, 受激布里渊散射, 超声空化

## 1 引言

在我们利用  $\text{CCl}_4$  进行后向布里渊脉冲宽度压缩实验时, 常听到爆裂声音, 并且  $1.06 \mu\text{m}$  剩余光透过窗口经常被打坏。原因是什么呢? 沈元壤曾指出, 它的细微机理还不清楚<sup>[1]</sup>。

在这篇文章中, 我们将对此进行探讨和给予完整解释。

在强光电场作用下, 物质将产生电致伸缩, 引起介质整体的力学振动, 振动频率可从声频到特超声频。这种弹性变形亦引起折射率变化。入射光波将被这个可变折射率的光栅衍射, 从而形成布里渊散射的放大。在此过程中, 布里渊散射和超声同时产生, 并相干放大。介质在超声波场作用下, 将引起空化现象。使介质中小空泡达到几千度高温和几千个大气压的高压, 形成放电和声致发光。巨大的声压使窗口玻璃破碎。

下面将对其理论和实验给以详细的讨论。

## 2 理论模型

在受激布里渊散射和超声产生过程可用方程<sup>[1]</sup>

$$\nabla^2 E - \frac{\epsilon_0}{C} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{C^2} \frac{\tau}{\rho_0} \frac{\partial^2 (\rho E)}{\partial t^2} \quad (1)$$

$$\frac{1}{v_s^2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\alpha_s}{v_s} \frac{\partial \rho}{\partial t} - \nabla^2 \rho = \frac{1}{v_s^2} \frac{\gamma}{8\pi} \nabla^2 (E^2) \quad (2)$$

来描述强光场与介质内电致伸缩声波场之间的相互作用<sup>[2]</sup>。

方程(1)右端表示在声波场作用下由密度起伏引起的光弹性效应对介质内电场的影响。方程(2)右端表示在电场作用下电致伸缩效应对介质声波场的贡献。

这里  $v_s$  为声波在介质内的传播速度,  $\alpha_s$  为声波在介质内的衰减系数,  $\rho_0$  为介质平均密度。 $\epsilon$

\* 国家高技术 863 基金资助。

为介质的介电常数,  $\gamma$  为介质的电致伸缩系数。

而产生超声频率为

$$\omega_s = 2\omega_0 \frac{nv_s}{c} \sin(\theta/2) \quad (3)$$

这里  $\omega_0$  为入射激光频率,  $n$  为介质的折射率,  $\theta$  为散射角。而在  $\theta = \pi$  时, 后向布里渊散射和最大的超声频率同时产生, 并相干放大。

考虑后向布里渊散射频率约为声频的  $10^4$  倍因而声强大约比光强小  $10^4$  倍。声强是声波的能流密度, 即单位时间内通过垂直于声波传播方向单位面积的声波能量。声强等于

$$I = \frac{1}{2} \frac{P_m^2}{\rho v_s} \quad (4)$$

$P_m$  是声压, 它是介质中有声波传播时的压力与无声波时的静压力之间的差。由于声波是疏密波, 在稀疏区域, 实际压力小于原来静压力, 在稠密区域, 实际压力大于原来静压力, 前者声压为负值, 后者声压为正值。

这个声压的张弛作用将引起液体击穿, 一般来说液体击穿必须使相邻分子间隔拉开到二倍距离, 单位面积最小功等于击穿强度, 使液体保持最大拉伸应力<sup>[3]</sup>,

$$P_t \approx 2\sigma/R \quad (5)$$

这里,  $R$  为气泡半径,  $\sigma$  为液体表面张力。取  $R \approx 2 \times 10^{-8}$  m, 对于水 ( $\sigma = 75$  dyn/cm), 我们得到  $P_t \approx 1000$  atm。

若由于温度波动, 在液体中形成自发气泡, 则

$$P_t = P_r - 44 \sqrt{\sigma^2/T} \quad (6)$$

$T$  为液体温度。此时, 水的击穿阈值约  $10^3$  atm。

然而, 液体中, 特别在液固边界处, 往往存在一些小空泡, 这些小泡可能是真空的, 也可能含有小量气体或蒸气。小泡压力

$$P_g = P_0 - P_r + 2\sigma/R_0 \quad (7)$$

这里  $P_0$  是流体静力学压力,  $P_r$  是液体饱和蒸气压。

在超声波通过液体时, 具有适宜尺寸的小泡发生共振现象。大于共振尺寸的小泡, 在超声作用下驱出液外。小于共振尺寸的小泡, 在超声作用下逐渐变大, 接近共振尺寸时, 声波的稀疏阶段使小泡迅速涨大, 然后在声波的压缩阶段中, 小泡又突然被绝热压缩直至湮灭。在湮灭过程中, 小泡内部可达几千度的高温和几千个大气压的高压。在小泡涨大时, 由于摩擦而产生的电荷, 也在湮灭过程中产生放电发光现象。在小泡突然被压缩时, 液体以极大的速度来填充空穴, 因而使小泡附近的液体或固体都受到上千个大气压的高压, 造成击穿和破坏。

### 3 实验结果与分析

实验装置如图 1。振荡器采用调 Q Nd:YAG 激光器, 工作频率可达 10 Hz。调 Q 染料采用 BDN 溶于二氯乙烷中, 它有好的光学稳定性。为了获得较短的调 Q 脉冲, 我们采用腔长 40~60 cm, 输出腔板采用反射率为 20% 的平板, 为使输出有好的偏振特性, 染料盒成布儒斯特角放置。在此情况下, 振荡器输出能量为 80 mJ, 脉宽为 5~6 ns。这个激光脉冲经过格兰棱镜进一步起偏, 由  $\lambda/4$  波片变为圆偏振光。然后经过  $f = 50$  cm 的透镜聚焦于长 80 cm 含有四氯化碳的布里渊盒中。由四氯化碳产生后向布里渊散射, 返回四分之一波片后, 结果由圆偏振光再次

变为线偏振光,其偏振方向相对于入射光转了  $90^\circ$ 。结果后向布里渊散射由格兰棱镜分出。实验表明后向布里渊散射能量转换效率大于  $70\%$ 。

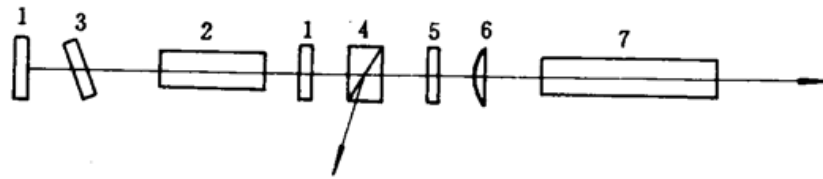


Fig. 1 Experimental setup for stimulated Brillouin scattering

1; Mirror; 2; Nd:YAG; 3; Dye cell; 4; Glan prism; 5;  $\lambda/4$  wave plate; 6; Lens; 7; Brillouin cell

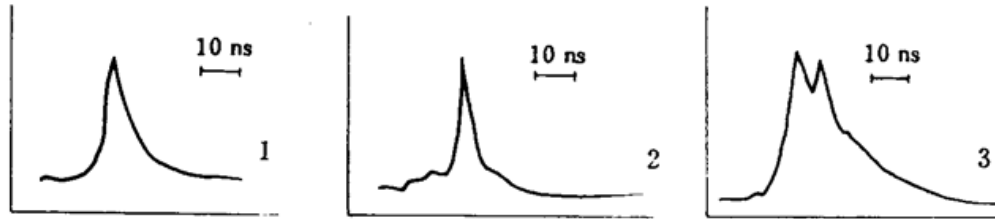


Fig. 2 Various places waveshape of a Brillouin pulse compressor

1; pump pulse; 2; Backward Brillouin pulse; 3; transmitted laser pulse

我们用高速示波器观测了不同点的波形如图 2。可以看出振荡器输出脉宽为  $6\text{ ns}$ 。由透过布里渊盒的光脉冲与后向布里渊光脉冲比较看出,当泵浦光脉冲达到一定阈值时,后向布里渊光脉冲产生,并急剧放大和变窄,而倒空泵浦光,结果透过布里渊盒的泵浦光形成一个凹陷。此时布里渊光脉冲很窄,在示波器分辨范围内。

对于四氯化碳( $20^\circ\text{C}$ ),它的密度为  $1.590\text{ kg/m}^3$ ,声速为  $940\text{ m/s}$ 。利用(3)式,可求出最大超声频率为  $2.56 \times 10^9\text{ Hz}$ ,超声波长为  $367\text{ nm}$ 。用  $\tau_L = 10^{-13}\text{ s}$  激光脉冲激励超声,其极限频率  $\nu_s \sim 10\text{ THz}$ ,超声波长约为  $0.5\text{ nm}$ <sup>[5]</sup>。由于声子能量比布里渊散射的光子能量小  $10^4$  量级,若泵浦光强为  $10^9\text{ W/cm}^2$ ,则超声强度可为  $10^4\text{ W/cm}^2$ 。利用(4),我们可求出相干超声压力幅度  $P_m = 1.73 \times 10^7\text{ N/m}^2 \approx 173\text{ atm}$ 。

在超声场作用下,气体小空泡半径变化满足于 Noltingk-Neppiras 方程<sup>[4]</sup>

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{1}{\rho_0} \left[ P_0 - P_r - P_m \sin \omega_s t + \frac{2\sigma}{R} - \left( P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left( \frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \right] = 0 \quad (8)$$

这里,  $P_m$  为超声声压振幅,  $\omega_s$  为超声圆频率,  $\rho_0$  为液体密度,  $\sigma$  为表面张力,对于  $20^\circ\text{C}$  的四氯化碳  $\sigma = 26.95\text{ dyn/cm}$ ,  $R_0$  为小泡起始半径,  $\gamma$  称为多熵系数,在等温情况  $\gamma = 1$ ,在绝热情况  $\gamma = 4/3$ 。

改变超声压力和超声频率,在空化过程中,存在最小和最大气泡半径。

对应于最小气泡半径的超声压力

$$P_t \approx P_0 - P_r + \frac{2}{3\sqrt{3}} \sqrt{\frac{(2\sigma/R_0)^3}{P_0 - P_r + 2\sigma/R_0}} \quad (9)$$

对应于最大气泡半径的超声共振频率为

$$f = \frac{1}{2\pi R_0} \sqrt{\frac{3r}{\rho_0} \left( P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right)} \quad (10)$$

对于四氯化碳,我们计算压力与小泡半径,频率与小泡半径的关系如图 3。由图看出对应

于 173 atm, 最小气泡半径为  $10^{-7}$  cm, 已与分子半径接近。而相应于  $2.56 \times 10^9$  Hz 的最大气泡半径为  $10^{-6}$  cm。

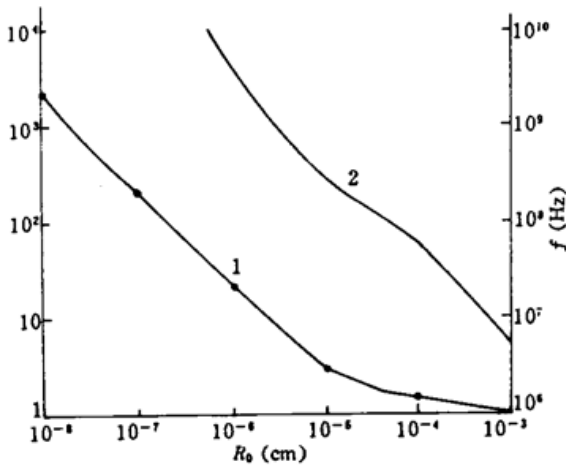


Fig. 3 Theoretical strength of Carbon tetrachloride as a function of the radius of the bubble nucleus

1: Without regard for the acoustic frequency;

2: Resonance bubble radius

在超声作用下,小泡附近液体或固体都受到上千个大气压的高压,从而造成击穿和破坏,布里渊盒透过残余  $1.06 \mu\text{m}$  的窗口外壁将产生炸裂。这是很容易理解的。四氯化碳与玻璃窗口之间反射系数

$$r = \left( \frac{v_1 \rho_1 - v_2 \rho_2}{v_1 \rho_1 + v_2 \rho_2} \right)^2 \quad (11)$$

这里  $v_1, \rho_1$  为四氯化碳的声速和密度,  $v_2, \rho_2$  为石英窗口的声速和密度。  $v_1 = 940 \text{ m/s}$ ,  $\rho_1 = 1.590 \text{ kg/m}^3$ ,  $v_2 = 5740 \text{ m/s}$ ,  $\rho_2 = 2200 \text{ kg/m}^3$ 。求出  $r = 62\%$ , 而石英窗口和空气界面反射率  $R = 99\%$ 。因而,石英窗口外表面易坏。为了防止破坏,我们采用弹性膜做窗口。

### 参 考 文 献

- 1 Y. R. Shen. *The Principles of Nonlinear Optics*. New York: Wiley, 1984. 187
- 2 L. D. Rozenberg. *High-intensity Ultrasonic Field*. Plenum press. New York-London, 1971. 205
- 3 孟绍贤, 杨镜新, 钱列加等. 用级联脉冲压缩器产生皮秒光脉冲. *中国激光*, 1992, 19(11): 842
- 4 B. E. Noltingk, E. A. Neppiras. Cavitation produced by ultrasonic. *Proc. Phys. Soc.*, 1950, 63B: 675; 1951, 64B: 1032
- 5 S. A. Akhmanov, V. E. Gusev. Laser excitation of ultrashort acoustic pulses. *Sov. Phys. Usp.*, 1992, 33(3): 53

## Stimulated Brillouin Scattering and Ultrasonic Cavitation

Meng Shaoxian Yang Jingxin Yu Haiwu

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

**Abstract** A laser field induced an electrostriction of the medium studied. Stimulated Brillouin scattering and an ultrasonic wave are produced simultaneously. A breakdown of the liquid is initiated by ultrasonic cavitation.

**Key words** electrostriction, stimulated Brillouin scattering, ultrasonic cavitation