

单泡声致发光现象——气泡的稳定性*

钱梦霖, 彭若龙

(上海同济大学声学所, 上海 200092)

摘要: 被水中驻波声压捕获在声压波腹的单个气泡, 能周期地发出宽度 50ps~140ps 的光脉冲, 这种现象称为单泡声致发光。稳定的单泡声致发光的参数主要由振荡形状稳定性、质量扩散平衡、组分的化学平衡和高的能量集聚等条件确定。文章将根据上述四条件对气泡的动力学稳定性作简单讨论。

关键词: 单泡声致发光; 形状稳定性; 扩散平衡; 分解假设。

中图分类号: O426.3

文献标识码: A

Phenomenon of single bubble sonoluminescence and its stability

QIAN Meng-lu, PENG Ruo-long

(Institute of Acoustics, Tongji University, Shanghai 200092, China)

Abstract: A single bubble trapped at the antinode of an acoustic standing wave field in water can emit 50ps~140ps light pulses. This is called "single bubble sonoluminescence" (SBSL). The parameter space of a stable SBSL is mainly determined by stable shape oscillation, diffusive equilibrium of mass, chemical equilibrium of components, and high energy focusing in its interior. Based on these four conditions, the dynamic stability of the bubble is briefly discussed in this paper.

Key word: single bubble sonoluminescence; shape stability; diffusive equilibrium; dissociation hypothesis

在一定强度的超声作用下, 液体中会发生微小气泡的产生、生长和急剧崩溃的空化现象, 并伴随激波的产生以及声化学和发光等一系列物理、化学效应。由声波产生光辐射的现象最早是 1933 年由 Marinesco 和 Trillet 发现的, 他们发现浸在液体超声场中的照相底片被爆光了。1934 年, 德国科隆大学的 Frenzel 和 Schultes 在研究空化现象时发现了瞬时的闪光。于是, 把这一由声波产生的光辐射现象称为声致发光(Sonoluminescence, SL)。

声致发光现象按照气泡的数目可分为多泡声致发光(MBSL)和单泡声致发光(SBSL)。

早期的声致发光, 主要是由超声在液体中形成的大量空化气泡而产生的, 故称为多泡声致发光。由于整个发光系统的复杂性, 使声致发光和空化机理的研究难以深入。1990 年, Gaitan 等^[1]在声悬浮的实验中发现, 处在驻波场声压波腹处的单个气泡能连续发光几个小时。由于这种单泡声致发光(SBSL)系统十分简单, 而且 SBSL 现象在时间和空

间上是确定、可重复的, 因此立即引起科学家们的极大关注。1991 年, Barber 和 Putterman^[2]发现 SBSL 的光脉冲与超声信号的周期精确同步。脉冲宽度约为 50ps 量级, 而光谱在近紫外到近红外是连续的。这些结果表明, 空化泡从最大半径 $R_{\max}$ ($\sim 50\mu\text{m}$) 迅速塌缩直到发光, 能量密度提高了 10^{12} 量级, 并且在泡内形成上万度的高温和上千大气压的高压。1996 年, Moss 等^[3]的数值计算结果表明, 气泡急剧塌缩形成的内聚激波可产生 103atm 的高温 and 10^4K $\sim 10^6\text{K}$ 的高温, 如果再适当施加一定的压力脉冲, 泡内有可能会达到产生氘-氦核聚变反应的温度。2002 年 3 月 8 日, "Science" 上发表了美国橡树岭国家实验室 Taleyarkham 等的“声空化期间产生核辐射的证据”一文, 更引起国际科学界的关注与争论。由于声致发光时泡内的高温高压环境也有利于分子合成, 因而也有助于地球上生命起源的探索。因此, 这个小小的发光空化泡已成为开展极端条件下(高温高压, 纳米尺度)声学、流体力学、量子光学、惯性核聚变以及生命科学等研究的神奇实验室。

单泡声致发光是一个声能转换成光能的能量转换过程, 气泡相当于一个“换能器”, 而换能元件是泡内的惰性气体。SBSL 的研究也可以大致分为: 单泡、声致和发光三部分。即形成稳定的单泡和发光

收稿日期: 2003-03-03; 修回日期: 2003-05-04

基金项目: 本文得到国家自然科学基金(19934001)和教育部博士点(2000 年 024706)基金的资助

作者简介: 钱梦霖(1942-), 男, 浙江上虞人, 教授, 博士生导师, 从事激光超声学、检测声学、扫描电子声显微技术以及声空化、声致发光等研究工作。

的参数空间,单泡在声场激励下的动力学特性以及发光机理。本文主要对形成稳定的单泡和发光的平衡条件作一些讨论。其余部分将在以后的文章中陆续介绍。

1 单泡声致发光实验

我们的单泡声致发光实验系统如图 1 所示。将充分去气的蒸馏水注入球形(或圆柱形、矩形)烧瓶。烧瓶两侧中心对称地贴上两压电陶瓷片。两者并联后与电感 L 串联,作为功放负载,小电阻 R ($\approx 1\Omega$) 用于观察调整谐振频率 f , 仔细调节 HP3325A 信号发生器,使球腔内形成基频谐振的驻波场,而后用电源 JWY-302 通过电加热方法在水中注入气泡。当声压不太大,驻波声场产生的辐射压力不足以克服不断长大的气泡的浮力,结果气泡会浮出水面而破裂。当声压增大到驻波声场可以捕获气泡的下限值时,注入的气泡会进入球瓶中心的声压波腹处而振荡,但经过一段时间就会消失。继续增大声压,气泡就会在波腹附近不规则地前后上下跳动,这称之为“dancing”。当声压继续增大到 1.2atm 时,气泡开始稳定,并随声压增大而突然变小,而后开始发光。此时增大声压,气泡亮度随之增强。当声压增加到 1.5atm~1.6atm 时,气泡振荡出现很强的非线性,并开始不稳定。再增大声压时,气泡就突然消失。一般而言,可以形成稳定的 SBSL 的声压幅值为 1.2atm~1.6atm。它与液体的性质,液体的含氧量、水温、静压、超声频率等环境参数有关。而形成稳定单泡声致发光的所有参数的可能组合,称为稳定 SBSL 的相空间。

单泡声致发光强度 ISBSL 与超声频率和超声激励电压的实验结果如图 2 和图 3 所示^[4]。SBSL

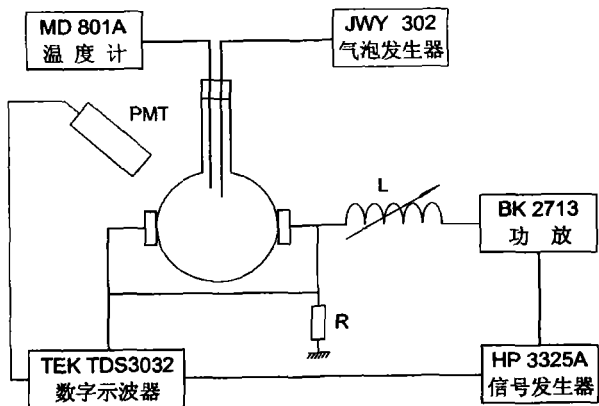


图 1 单泡声致发光实验系统

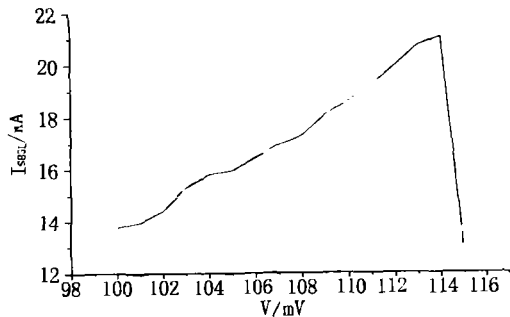


图 2 SBSL 光强与超声激励电压的关系

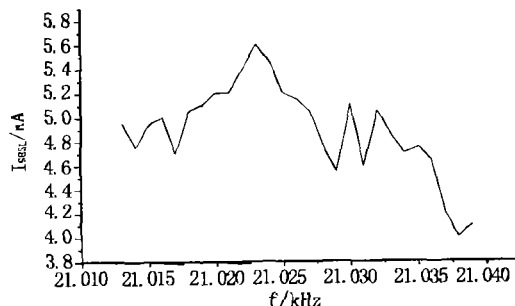


图 3 SBSL 光强与激励超声频率的关系

的光强是用 SDS-II 型高灵敏光辐射计测量。光接收器与烧瓶壁的距离为 20mm。在信号发生器输出电压 $U=100\text{mV}$, 功放增益 $G=49.7\text{dB}$ 不变时, 改变信号发生器的频率 f , 测得谐振基频 $f_0=21.023\text{kHz}$, 而可以获得稳定 SBSL 的频率变化范围为 $\Delta f=\pm 15\text{Hz}$ 。这表明超声激励频率的稳定精确度要达到 $\Delta f/f_0=7.1\times 10^{-4}$ 量级。

图 3 是在固定的超声频率 $f_0(21.100\text{kHz})$ 和功放增益 $G(49.0\text{dB})$ 时, 改变信号发生器输出电压时, 实际测量的 SBSL 光强度与电压间的变化曲线。结果清楚表明, SBSL 的强度在一定范围内随激励声压的增大而增大。当 $U=115\text{mV}$ 时, 气泡消失。用激光干涉法测得波腹处的 $P_a=1.47\text{atm}$, 这相对于 SBSL 激励声压的上限。

图 4 是纯氩气单泡在水中含氩浓度 C_∞ 与激励声压 P_a 相空间中的相图^[5]。可以发现, 只有一个很狭小的 $C_\infty-P_a$ 的空间中才有可能得到稳定的声致发光。

另外, 实验表明, 当环境温度(水温)越低, 所需的驱动声压 P_a 越大, 气泡也越稳定。目前认为这主要是由于降低水温后, 水的粘度、气体溶解度和蒸汽压都会作相应的变化, 这使得气泡可以在较高声场下稳定, 因而发光也就更亮。

上述一些实验结果表明, 形成稳定的单泡声致发光的实验参数空间是非常狭小的。故对影响单泡

声致发光稳定性的因素进行探讨是十分必要的。

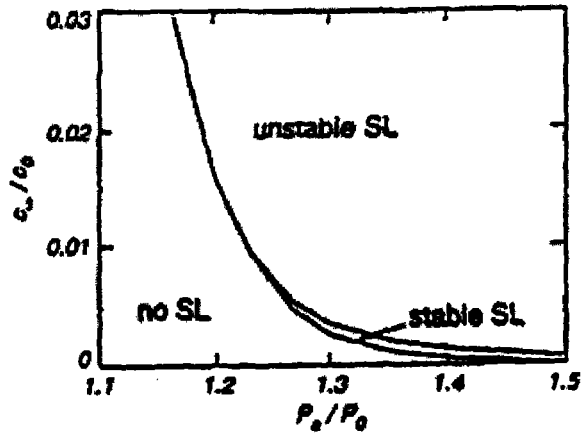


图4 纯氩气泡在 $C_\infty - P_a$ 相空间中的相图

2 形状稳定性

在稳定的 SBSL 中,单个气泡可以进行几百万次甚至几十亿次的振荡发光而不破裂。因此,气泡在形状上必须保持稳定。对于一个与球形半径 $R(t)$ 有微小偏离的气泡,其半径 $r(t)$ 可以表示为:

$$r(t) = R(t) + a_n(t)Y_n(\theta, \varphi) \quad (1)$$

式中: $a_n(t)$ 是第 n 阶畸变的幅值, $Y_n(\theta, \varphi)$ 是第 n 阶球谐函数。

由能量守恒及流体力学理论,在不可压缩粘滞流体中,该气体的 $R(t)$ 和 $a_n(t)$ 满足以下方程^[6]:

$$R + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{1}{\rho} \left[P_0 + P_a \sin \omega t - P_v - P_{g_0} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \right] + \frac{2\sigma}{\rho R} + \frac{4\mu\dot{R}}{\rho R} = 0, \quad (2)$$

$$\ddot{a}_n + \left[3\frac{\dot{R}}{R} + \frac{2(n+2)(2n+1)\mu}{\rho R^2} \right] \dot{a}_n - A_n a_n = 0 \quad (3)$$

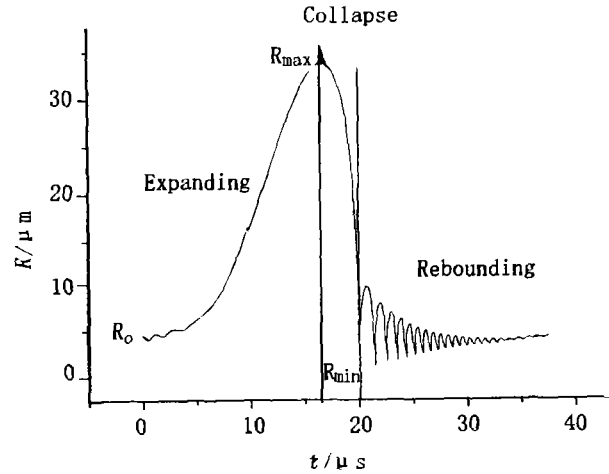
其中,

$$A_n = (3n-1)\frac{\dot{R}}{R} + 2n\frac{\dot{R}^2}{R^2} - \frac{4\mu\dot{R}}{\rho R^3}(n^2+n-1) - \frac{\sigma}{\rho R^3}(n-1)(n+1)(n+2) \quad (3a)$$

式中, $P_0 (= 1 \text{ atm})$ 是水中的静压, P_a 是激励声压的幅值, P_v 是泡内的蒸汽压, P_{g_0} 是气泡半径为环境半径 R_0 时泡内的气压。 ρ 、 σ 和 μ 分别是液体(水)的密度、表面张力和粘滞系数。联立求解式(2)和式(3),就可以得到 $a_n(t)$ 。如果某个 $a_n(t)$ 随时间而增长,那么气泡形状就是不稳定的。

利用龙格-科塔法可数值求解式(2),得到一个声周期中气泡半径 $R(t)$ 曲线,如图5所示。它表

示气泡的运动可分为惯性膨胀、崩溃塌缩和回弹振荡三个阶段。显然,在崩溃塌缩和回弹振荡这两个阶段最容易发生形状不稳定,并分别称为 Rayleigh-Taylor(RT)不稳定和回弹不稳定。



$$R_0 = 4.5 \mu\text{m}, P_0 = 1 \text{ atm}, P_a = 1.325 \text{ atm}, \\ f = 26.5 \text{ kHz}, \rho = 10^3 \text{ kg/m}^3, \mu = 0.001 \text{ kg/m}\cdot\text{s}, \\ c = 1481 \text{ m/s}, \gamma = 1.4, R_0/h = 8.5$$

图5 一个声周期内水中空气泡的 $R(t)$ 曲线

最强烈的形状不稳定性发生在气泡半径达到最小的时刻。这时,由于气泡急剧压缩而喷出的气体的加速度是非常大的。对于水中的空气泡,这一 RT 不稳定的发生时间为 $t_{RT} \sim h/c$, 其中 $h = R_0/8.86$ 是范德瓦尔斯核的半径,而 c 是水中声速。因此 $t_{RT} \sim 10^{-9} \sim 10^{-10}$ 秒。显然,在稳定 SBSL 的声压幅值的上限(1.5 atm ~ 1.6 atm)附近, RT 不稳定是主要的。

在较低声压幅值 P_a 时,气泡的崩溃还不足以使它破裂的话,那么,进一步的不稳定就可能发生在回弹阶段。在回弹阶段,气泡主要是以环境半径 R_0 的固有频率 ω_0 而作阻尼振荡^[6]:

$$\omega_0 = \frac{1}{R_0} \left[\frac{3\gamma P_{g_0}}{\rho} - \frac{2\sigma}{\rho R_0} - 4 \left(\frac{\mu}{\rho R_0} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4)$$

对于水中的空气泡,对应的振荡周期 $T_0 \sim (\rho R_0^2 / P_0)^{1/2} \sim 1 \mu\text{s}$, 如果依赖粘滞作用而使崩溃阶段产生的畸变衰减掉,由于这段时间太短而使得在几个回弹振荡后,气泡仍会破裂,这就是回弹不稳定。

除了上述两种不稳定性外,还有一种参数形状不稳定,它是一个超声周期中产生的净的非球形扰动,经过许多声场周期积累,使非球形扰动不断增加而使气泡破裂。

这三种在不同时间尺度上形成的形状不稳定,

最终都将导致气泡喷射出微泡,这些微泡都会直接溶解于水中消失,但却有可能再合并成一个小气泡。同时,由于喷射微泡的反作用,使得该气泡发生不规则的前后上下窜动(Dancing)。

3 扩散平衡

气泡在声场中作膨胀和压缩的振荡运动时,必然会和周围的流体进行质量交换。因此,稳定的 SBSL 必须满足质量扩散平衡,每个周期中泡内质量的净增加为零,以保持其环境半径 R_0 的稳定。

在静压 P_0 , 表面张力 σ 的液体中, 一个稳定气泡的半径 R_0 必须满足:

$$P_{in} = P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \quad (5)$$

式中: P_{in} 是泡内的气压, 对于半径大于 R_0 的气泡, 由于液体中气体不断扩散进入气泡而长大并浮到水面而破裂。而半径小于 R_0 的气泡, 由于泡内气体不断扩散进入液体而缩小, 最后消失。

当液体存在声场时, 液体中气泡将在声波作用下作受迫振动, 同时也受到一个平均的直流力(辐射压力)而定向移动。

对于一个纯径向振动的气泡, 可等效于一质量 $m = 4\pi\rho R^3$, 劲度 $K = 12\pi R/P_m$ 的振子, 其共振频率 f_b 为:

$$f_b = \frac{1}{2\pi R} \left[\frac{3\gamma}{\rho} \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R} \right) \right]^{1/2} \quad (6)$$

在水中, $P_0 = 1\text{atm}$, 半径 $R = 5\mu\text{m}$, 气泡共振频率 $f_b = 745\text{kHz}$, 远大于通常 SBSL 中的超声频率 ($f \leq 20\text{kHz}$)。因此, 小气泡将随声波而周期性的膨胀、压缩。而泡内质量的变化率可表示为:

$$m = 4\pi R^2 D \frac{\partial C_\infty}{\partial r} \bigg|_{R(t)} \quad (7)$$

式中: D 和 C_∞ 分别是液体中气体的扩散系数 ($D \approx 2 \times 10^{-9} \text{m}^2/\text{s}$) 和质量浓度。由于气泡振荡周期中的膨胀相时间大于压缩相的时间。所以, 每个声周期泡内气体的质量会有一个小增量。在适当的气体浓度 C_∞ , 声压 P_a , 静压 P_0 等参数下, 小气泡经过足够的扩散过程而达到一个稳定的环境半径 R_0 。图 6 是一个典型的扩散平衡的相图^[7]。图中不同的 C_∞ 曲线的实线部分斜率为正, 代表的是稳定的扩散平衡。曲线上的点对应于在浓度 C_∞ 下, 声压 P_a 时气泡可以稳定的半径 R_0 。而曲线的虚线部分斜率为负代表不稳定的扩散平衡。而图上方的虚线和点划线分别是形状不稳定的实验和理论阈值。显然,

声学技术

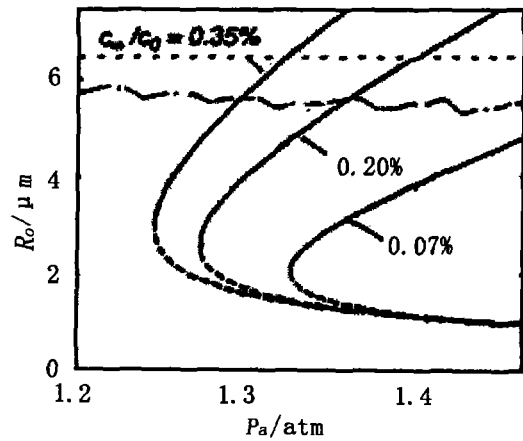


图 6 氩气泡在 $P_a - R_0$ 相空间扩散平衡的相图

R_0 随 P_a 和 C_∞ 的增加而增大, 当达到形状不稳定阈值时, 气泡就不能稳定发光了。图 6 也表明了在高气压水中更易获得稳定的 SBSL。因为 C_∞ 越小就可以在更大的 P_a 范围内产生稳定的扩散平衡而得到稳定的 SBSL。

声波对气泡另一个作用是单向辐射压力:

$$F = \left\langle -\frac{4}{3} \pi R^3 \nabla P(t) \right\rangle \quad (8)$$

式中 $\langle \rangle$ 表示对时间取平均。由于 $R(t)$ 和 $P(t)$ 都随时间振荡, 两者在一个声周期中会形成一定方向的平均力(直流力)。在驻波场中, 它将把半径远小于谐振半径(对于 $f \leq 20\text{kHz}$ 的声波, 谐振半径约为 $100\mu\text{m}$)的气泡推向声压波腹, 气泡被驻波场捕获而产生声致发光。

4 化学平衡

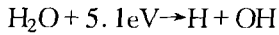
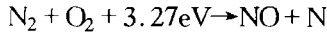
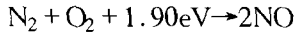
一个形状稳定, 扩散平衡的气泡要发光, 还需具备两个条件, 一个是气泡崩溃时, 要形成足够高的能量聚集, 使泡内温度高达上万度, 另一个是泡内必须含有某种惰性气体。

声致发光的发光机理目前还在研究中, 但根据实测的 SBSL 光谱及现有理论, 目前热点模型是较为认可的发光模型。该模型认为气泡崩溃时产生内聚激波而形成泡内的高温高压。由弱电离气体的韧致辐射及黑体辐射而发出光脉冲。

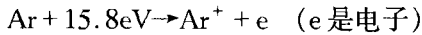
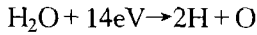
但实验发现, 纯的 N_2 、 O_2 或 ($\text{N}_2 + \text{O}_2$) 混合气体的气泡是没有发光的。而氩气浓度含量低于 $0.004 C_0^{\text{Ar}}$ 水中的纯氩气泡(或其它纯 Xe 、 Kr 、 He 、 Ne 惰性气体泡), 则可以产生稳定的 SBSL^[8]。而对于空气泡, 水中含气量 $C_\infty^{\text{air}} = 0.2 C_0^{\text{air}}$ 时, 就可以产生稳定的 SBSL^[9]。而且实验还发现空气泡开始发光

前,气泡会突然减少质量而半径变小^[10]。这些与气泡扩散平衡不一致的动力学特性,预示存在一个非质量流的平衡机理。

Hilgenfeldt 等首先提出了化学分解假设理论^[5],认为这个未知的机理本质是声化学反应。对于一个空气泡,泡内可能发生以下化学反应^[11]:



$\text{N}_2 + \text{M} + 9.76\text{eV} \rightarrow 2\text{N} + \text{M}$ (M 是泡内生成的某种自由基)

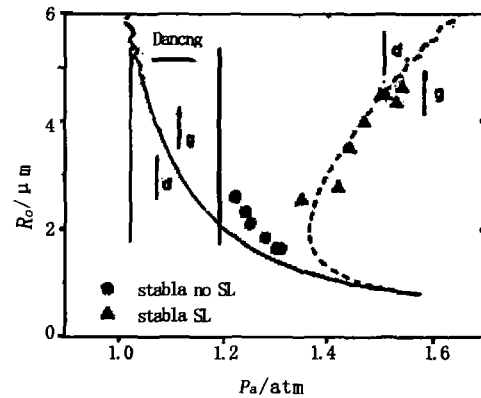


因此泡内含有的 N_2 , O_2 和 H_2O 等成分在高温下陆续分解成自由基 N, O, H, 和 OH 等。它们相互反应而形成易溶于水的 NO_2 , NO 等而排出气泡。当声压 P_a 不断增大而使气泡温度超过双原子分子的分解温度 ($\sim 9000\text{K}$) 时,由整流扩散平衡流入气泡的 N_2 等就会被“烧光”而主要留下惰性气体。对于含气量 $C_{\infty}^{\text{air}} = 0.2C_0^{\text{air}}$ 水中的空气泡,由于空气中含有 1% 的氩,所以化学反应后泡内含有的氩气浓度正好对应于水中的含氩量 $C_{\infty}^{\text{Ar}} = 0.002C_0^{\text{Ar}}$ 时纯氩气泡的浓度。于是氩气泡此时便转换成一纯氩气泡,就遵循纯氩气泡的扩散平衡而产生稳定的声致发光。

图 7 是由扩散平衡和分解假设理论计算得到的空气泡在 $R_0 - P_a$ 空间中的相图^[5]。曲线 A 是空气泡的扩散平衡曲线。曲线 C 是纯氩气泡 ($C_{\infty}^{\text{air}} = 0.002C_0^{\text{air}}$) 的扩散平衡曲线。而曲线 B 是整流扩散引起的泡内气体的质量增加与化学反应消耗的质量相

平衡的曲线。图中箭头方向表示该区域内的环境半径的变化方向。

当气泡参数 (R_0, P_a) 处于曲线 A 左边的区域时,气泡是不稳定的。气泡将不断缩小而消失。当 (R_0, P_a) 处于曲线 A 与 B 之间的区域,气泡在整流扩散作用下不断长大。在一定的 P_a 范围内最终与曲线 B 相交。这时再增大 P_a ,气泡将喷出微泡而使气泡半径 R_0 变小而进入“Dancing”区域。图为曲线 B 的斜率是负的不稳定线。当声压 P_a 继续增加而使泡内温度高达足以使双原子分子(如 N_2)分解时,由中间 9000K 的曲线可知,它的斜率很大,声压 P_a 一个极小的增量就会使 R_0 发生突变。于是,在实验中观察到气泡会突然失去部分质量而变小。当 P_a 超过曲线 9000K 和曲线 C 的交点所对应的声压 P_{av} 时,泡内的 N_2 等气体几乎“烧尽”,只留下氩气是主要成分时,气泡发光。由于这时 9000K 曲线的斜率是负的(对应于化学平衡,但不稳定),而曲线 C 的斜率是正的。因此,当 P_a 变化时,气泡的 R_0 将沿斜率为正的曲线 C 而变化。但若 P_a 小于曲线 C 拐点对应的声压 P_{aL} 时,气泡就熄灭,停止发光。



$C_{\infty}^{\text{air}} = 0.2C_0^{\text{air}}$ 水中空气泡在 $R_0 - P_a$ 空间中的理论相图

混合气体的单色声致发光的分解假设,得到部分实验证实^[12-13]。图 8 是空气泡在 $R_0 - P_a$ 相空间的结果。气泡的 $R_{\text{max}} (\pm 1.1\mu\text{m})$, $R_0 (\pm 0.9\mu\text{m})$ 是用光学 Mie 散射技术进行测量的。而声压 P_a 使用式 2 的 $R - P$ 方程与实测的 R_{max} 和 R_0 相拟合得到。实验结果与理论相图的一致性,表明分解假设理论对声致发光机理的解释是成功的。

然而有关声致发光的理论仍在不断发展。最近有文章提出,由于泡内存在水蒸气,在声化学反应中会消耗大量的能量,结果泡内温度不足以高达使双原子分子离解温度^[14]。同时,又有文章认为,由于

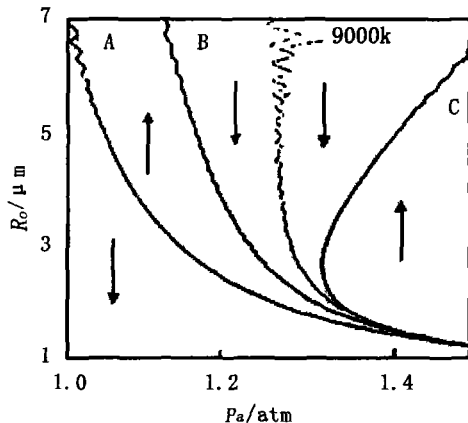


图 7 $C_{\infty}^{\text{air}} = 0.02C_0^{\text{air}}$ 水中空气泡在 $R_0 - P_a$ 空间中理论的相图

剩余的未分解水分子的存在,它们占有泡内一定体积而有利于提高泡内温度而达到上万度^[15]。

总之,从已有实验及理论研究而言,由声能转换成光能的稳定单泡声致发光现象,要求气泡在振荡中必须保持它的形状稳定、扩散平衡、化学平衡以及足够强的能量聚集。这些条件把 SBSL 的一些物理参数:水的含气量 C_∞ ,声压 P_a ,环境半径 R_0 ,水的静压 P_0 及温度 T 等限制在一个较为狭小的相空间中。一般而言,小的含气量 C_∞ 和大的声压 P_a 容易获得稳定的单泡声致发光。

参考文献:

- [1] Gaitan, D. F., Crum, L. A., Church, C. C., Roy, R. A. . Sonoluminescence and bubble dynamics for a single, stable, cavitation bubble[J]. J. Acoust. Soc. Am., 1992, 91(6): 3166-3183.
- [2] Barber, B. P., Putterman, S. J. . Observation of synchronous picosecond Sonoluminescence [J]. Nature, 1991, 352: 318.
- [3] Moss, M. c., Clarke, D. B., White, J., Young, D. A. . Sonoluminescence and prospects for table-top micro-thermonuclear fusion[J]. Phys. Lett. A, 1996, 211: 69-74.
- [4] 李同保,葛曹燕,程茜等. 单色声致发光研究[J]. 同济大学学报, 2002, 30(4): 504-509.
- [5] Lohse, D., Brenner, M. P., Dupont, T. F., Hilgenfeldt, S., Johnston, B. . Sonoluminescing air bubble vorticity argon[J]. Phys. Rev. Lett., 1997, 78(7): 1359-1362.
- [6] Qian Menglu, Cheng Qian, Ge Caoyan . Dynamic be-

havior of gas bubble in single bubble sonoluminescence vibrator model[J]. Chinese J. of Acoustics, 2002, 21(4): 296-306.

- [7] Hammer, D., Frommhold, L. Sonoluminescence: how bubbles grow[J]. J. of Modern Optics, 2001, 48(2): 239-277.
- [8] Hiller, R., Weninger, K., Putterman, S. J., Barber, B. P. . Effect of noble gas doping in single-bubble sonoluminescence[J]. Science, 1994, 266: 248.
- [9] Gaitan, D. F. . An Experimental investigation of acoustic cavitation in gaseous liquids[D]. PhD. Thesio, The University of Mississippi, 1990.
- [10] Barber, B. P., Weninger, K., Iofstedt, R., Putterman, S. J. . Observation of a new phase of sonoluminescence at low partial pressures[J]. Phys. Rev. Lett., 1995, 74: 5276-5279.
- [11] Storey, B. D., Sgeri, A. J. . Argon rectification of the cause of light emission in single-bubble sonoluminescence [J]. Phys. Rev. Lett., 2002, 88(7): 074301-1-074301-3.
- [12] Ketterling, J. A., Apfel, R. E. . Experimental Validation of the Dissociation Hypothesis for single bubble sonoluminescence[J]. Phys. Rev. Lett., 1998, 81(22): 4991-4994.
- [13] Simon, G., Csabai, I., Horvath, A., Szalai, F. . Sonoluminescence and phase diagrams of single bubbles at low dissolved air concentrations[J]. Phys. Rev. E, 2001, 63(2): 026301-1-026301-8.
- [14] Didenko, Y. T., Suslick, K. S. . The energy efficiency of formation of photons radicals and ions during single-bubble cavitation[J]. Nature, 2002, 418: 394-397.
- [15] Toegle, R., Hilgenfeldt, S., Lohse, D. . Suppressing dissociation in sonoluminescence bubbles: the effect of excluded volume[J]. Phys. Rev. Lett., 2002, 88(3): 034301-1-034301-4.

编者按:

“单泡稳态声致发光现象”的研究起始于1988年,这不仅是由于这一声能转换为光能的奇异现象吸引了众多的科技工作者,而且由于这一小小的气泡可以成为人们研究极端条件下超快速的非线性过程的神奇实验室。它使人们有可能进一步揭示声空化、声化学等现象的本质,为此,编辑部请钱梦騄教授根据国内外的研究动态,结合他们的工作,对单泡声致发光现象分为:声致发光现象、Mie 散射以及气泡的动力学特性三部分作一些介绍。本刊将从今年第2期起陆续刊出。

(上接第 119 页)

参考文献:

- [1] 杨广慧,张彦. 纳米氧化锆的制备及应用[J]. 化工新型材料 01999, 27(5): 21-23.
- [2] de la Rosa F N, Esquivias L, Craievich A F, et al. Structural study of silica sonogels[J]. J Non-Cryst Solids, 1990, 121: 211-215.

- [3] Chaumont D, Craievich A, Zarzycki A. Effect of ultrasound on the formation of ZrO_2 sols and wet gels[J]. J Non-Cryst Solids, 1992, 147-148: 41-46.
- [4] 郑忠. 胶体科学导论[M]. 北京: 高等教育出版社, 1989. 306.
- [5] 冯若,李化茂. 声化学及其应用[M]. 合肥: 安徽科学技术出版社, 1992. 24-25.
- [6] 丁东. 声化学——新的学科领域[J]. 声学技术. 1992, 11(2): 41-44.