

声致发光气泡内水蒸气的影响^{*}

谢崇国¹⁾ 安 宇^{1)†} 应崇福²⁾

¹⁾ 清华大学物理系, 北京 100084)

²⁾ 中国科学院声学研究所, 北京 100080)

(2002 年 3 月 21 日收到, 2002 年 6 月 13 日收到修改稿)

提出了一个单气泡声致发光的简单计算模型. 这个模型是在均匀压强近似下, 考虑质量和温度在气泡内的非均匀分布, 同时考虑了水蒸气在气泡壁上的凝结与蒸发以及水蒸气在气泡内相对惰性气体的质量扩散. 通过 Saha 方程估算气体电离密度, 利用电子与离子、电子与中性粒子的韧致辐射, 电子与离子的复合辐射公式估算气泡的辐射强度. 不考虑化学反应, 计算了不同水温时的气泡发光强度. 发现当水温在 0 °C 时韧致辐射发光模型比较符合实验结果. 水温升高时, 如水温为 20 °C 或以上, 韧致辐射发光模型的计算与实验结果出现数量级差别. 考虑化学反应, 韧致辐射发光模型的计算则总是比实验结果低 2 个数量级.

关键词: 声致发光, 水蒸气, 韧致辐射

PACC: 4325

1. 引 言

周期性的声场驱动可以使一个气泡陷在水中声场的速度节点处脉动. 在合适的条件下, 脉动气泡会在每一个声场周期产生一个很短的光脉冲, 此即单气泡声致发光现象^[1]. 这里面有很多研究课题, 如气泡稳定性问题^[2]以及怎样增强气泡的发光强度^[3]等, 但本文只讨论气泡的发光机理问题. 波段在可见光附近的辐射被认为是韧致辐射. Hilgenfeldt 等人利用韧致辐射模型很好地再现了光脉冲半高宽^[4], 但由于在他们的计算中忽略了水蒸气的效应, 所以这个模型与最近的实验结果矛盾^[5]. 实际上, 水的饱和蒸汽压随水温升高很快, 所以当水温为室温或更高时, 水蒸气的影响将变得很大. Yasui 提出了一个考虑水蒸气的均匀模型^[6], 所有的参量在气泡内都是均匀分布的, 如压强、温度、水蒸气的密度、氩气的密度等, 在气泡被压缩时还考虑化学反应. 发光机理则采用与 Hilgenfeldt 等人类似的韧致辐射模型. 利用上述模型 Yasui 对 20 °C 和 34 °C 水温时气泡发光实验进行了数值模拟, 结果量级上与实验结果符合^[7], 但是我们发现, Yasui 还在估算电子电离密度时, 采用了在高温、高压环境里原子电离能降低的物理效

应. 这种效应虽然存在, 但通常很小, 即使在 10 万度以上的高温下也只能有 10% 的降低, 而根据 Yasui 采用的公式, 在 1 万度左右的气泡内原子电离能竟然能降低 30% 以上, 如氩原子电离能从 15.8 eV 可降低到 10 eV 左右. 我们认为 Yasui 采用的某些参量不合理. 如果不这样选择参量, 文献 [7] 无法得到足够的电离电子, 也就不能得到与 20 °C 和 34 °C 水温时气泡发光实验相符的发光强度. 而且, 如果对 0 °C 水温时气泡内气体用同样的电离能降低公式 (文献 [7] 没有对 0 °C 时的情况进行计算), 我们的估算发现, 发光强度将远远大于实验结果. 所以, 对水蒸气的效应以及气泡的发光机理有必要做进一步的研究. 本文介绍一个水蒸气并非均匀分布的模型, 压强在气泡内是均匀的, 但温度、水蒸气的密度、氩气的密度在气泡内都是非均匀分布的. 在这个模型里, 考虑了水蒸气在气泡内部相对氩气的扩散, 水蒸气在气泡壁处的蒸发与凝结^[8]. 结合这个模型与韧致辐射来研究在单气泡声致发光过程中水蒸气的影响.

2. 模 型

我们考虑一个含有氩气和水蒸气的气泡. 气泡壁的运动可用改进的 R-P 方程描述. 气泡内部的运

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 10174045 和 19934001) 资助的课题.

[†] 通讯作者.

动情况可用流体力学方程组来描述,包括质量守恒的扩散方程、动量守恒方程、能量方程.

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 (\rho_1 v + J_D)] = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho v r^2) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho v^2 r^2) + \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 (E + p)v + r^2 q] = 0, \quad (4)$$

其中 r 表示到气泡中心的距离, ρ_1 水蒸气密度, ρ_2 氩气密度, $\rho = \rho_1 + \rho_2$ 气体总密度, E 气体的总能量, v 气体的径向速度, p 气体的压强, q 热运动能量通量, J_D 气体质量通量. 上面的方程组比通常的流体力学方程组多考虑了不同气体组分的相对扩散效应, 给方程组求解增加了难度.

在考虑热传导和液体的可压缩性后, 近年来许多人计算发现, 气泡中没有激波出现, 只有压缩波存在, 压强也总是近似地均匀^[9, 10], 为此我们提出了压强均匀近似下的近似模型.

2.1. 简化后的方程组

在压强均匀的假设下, 我们对描述气泡的流体力学方程组, 包括质量方程、动量方程、能量方程进行化简, 得到

$$\frac{\partial \rho_1 R}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [\rho_1 v + J_D - \rho_1 x \dot{R}] = - \frac{\chi (\rho_1 v + J_D)}{x}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho_2 R}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [\rho_2 v - J_D - \rho_2 x \dot{R}] = - \frac{\chi (\rho_2 v - J_D)}{x}, \quad (5)$$

以及

$$\dot{p} = - \frac{(S_R + p) \left(\dot{R} + \frac{\dot{m}}{\rho_R} \right) + q_R + \dot{R} \left(3 \int_0^1 x^2 S dx - S_R \right) + R \int_0^1 x^2 S_2 dx}{R \int_0^1 x^2 S_1 dx}. \quad (7)$$

两个偏微分方程 (5) 和 (6) 描述气泡内部的不同组分的气体的扩散运动情况. 常微分方程 (7) 描述压强随时间变化的情况. 这里采用相对坐标 $x = r/R$, $0 \leq x \leq 1$. 气泡壁的运动情况可利用 (7) 式求解改进的 R-P 方程得到, 然后与 (5) (6) 式联立, 就可以把气泡内的质量分布和温度分布求出. 改进的 R-P 方程采用与文献 [4] 完全一样的形式, 在这里不重复列出, 方程考虑了液体的压缩性和水蒸气在泡壁的蒸发和凝结. 以上方程中, R 是气泡的半径, 下标 R 表示有关量在气泡壁处的值, S 内能密度, \dot{m} 气泡壁上的水蒸气的相变速度. S_1 和 S_2 定义为

$$\frac{\partial S}{\partial t} = S_1 \dot{p} + S_2. \quad (8)$$

S, S_1, S_2, J_D, q, v 等量分别由下列诸式确定:

$$S = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right) J_D^2 + \left[\frac{3}{2} n_2 + n_1 \left(3 + \sum_{j=1}^3 \frac{\Theta_{H_2O_j}/T}{\exp(\Theta_{H_2O_j}/T) - 1} \right) \right] kT, \quad (9)$$

$$S_1 = \frac{\partial S}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial p}, \quad (10)$$

$$S_2 = \sum_{i=1}^2 \left[\frac{\partial S}{\partial n_i} \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial S}{\partial \left(\frac{\partial n_i}{\partial x} \right)} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial n_i}{\partial t} \right) \right] + \frac{\partial S}{\partial R} \dot{R} - S_1 \frac{\partial p}{\partial n} \frac{\partial n}{\partial t}, \quad (11)$$

其中 n_1, n_2 分别为水蒸气和氩气的粒子数密度, $n = n_1 + n_2$ 为总的粒子数密度, T 为气泡内的温度, k 是 Boltzmann 常数, Θ_{H_2O} 水蒸气的特征振动温度, 下标 j 表示不同的振动模式,

$$J_D = - \frac{nm_1 m_2}{\rho} \frac{D_{12}}{R} \times \left[\left(\frac{n_2}{n} - \frac{k_T}{1 - nb} \right) \frac{\partial n_1}{\partial x} - \left(\frac{n_1}{n} + \frac{k_T}{1 - nb} \right) \frac{\partial n_2}{\partial x} \right], \quad (12)$$

$$q = - \lambda_{\text{mix}} \frac{1}{R} \frac{\partial T}{\partial x} + \left[p k_T \frac{\rho}{\rho_1 \rho_2} + \frac{5}{2} kT \left(\frac{1}{m_1} - \frac{1}{m_2} \right) \right] J_D, \quad (13)$$

$$v = \frac{1}{S+p} \left[-q + \dot{R} \left(xS - \frac{3}{x^2} \int_0^x x^2 S dx \right) - \frac{R}{x^2} \left(\int_0^x x^2 (\dot{p} S_1 + S_2) dx \right) \right]. \quad (14)$$

由(14)式得到的速度 v 基本上是 x 的线性函数. m_1, m_2 分别为水分子和氩原子的质量, D_{12} 表示二元扩散系数, k_T 热扩散比, λ_{mix} 混合热传导系数. 这些量可在刚球模型的近似下, 利用气体输运理论得到^[11]

$$D_{12} = \frac{3}{4n(d_1 + d_2)^2} \left[\frac{2kT}{\pi} \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

$$k_T = \frac{105}{118} \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} \frac{n_1 n_2}{n^2}, \quad (16)$$

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_{\text{mix}}}} = \frac{x_1}{\sqrt{\lambda_1}} + \frac{x_2}{\sqrt{\lambda_2}}, \quad (17)$$

$$\lambda_i = \frac{25}{32d_i^2} \left(\frac{kT}{\pi m_i} \right)^{\frac{1}{2}} C_v^i, \quad i = 1, 2, \quad (18)$$

其中 d_1, d_2 分别为水分子和氩原子的直径, λ_1, λ_2 分别为水蒸气和氩气的热传导系数, C_v^1, C_v^2 分别为水蒸气和氩气的单位数量分子比热, x_1, x_2 分别为水蒸气和氩气所占的分子数百分比.

若考虑化学反应, 并采用与 Yasui 一样的化学反应模型^[6], 则气泡内气体的组成成分由原来的两种变为 10 种, 分别为 Ar, H, O, H₂, O₂, O₃, OH, H₂O, HO₂, H₂O₂. 由于化学反应发生的时间很短, 我们认为 Ar 的密度 $\rho_2(t, x)$ 仍可由方程(6)求出, 而其余气体的总密度 $\rho_1(t, x)$ 也可由方程(5)求出, 至于每一种气体(不包括 Ar)在其中所占的比例则可由具体的化学反应速率方程得到. 同时, 因气体的粒子数发生了变化, 故 S 的形式应做修改, 变成所有组分的内能之和, 即

$$S = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right) J_D^2 + \left[\frac{3}{2} (n_2 + n_H + n_O) + \sum_{i=1}^7 n_i \left(\frac{c_i}{2} + \sum_{j=1}^{K_i} \frac{\Theta_{ij} T}{\exp(\Theta_{ij}/T) - 1} \right) \right] kT, \quad (19)$$

其中, n_i 为不同气体组分的粒子数密度, c_i 为气体分子的平动和转动自由度之和, 下标 $i = 1, 2, \dots, 7$ 分别代表 Ar, H, O 以外的七种气体. 对于双原子分子 $c_i = 5$, 对于多原子分子 $c_i = 6$. K_i 表示振动模式的个数, 对于双原子分子, $K_i = 1$, 对于三原子非线性分子, $K_i = 3$, 对于四原子非线性分子, $K_i = 6$.

在气泡塌陷到最低点附近时, 气泡内的平均粒子数密度均达到了 $10^{28}/\text{m}^3$ 左右. 在此数量级上, 如利用 van der Waals 硬核体积计算, 所得结果与实验上测到的硬核体积相差很大, 所以在本文中, 都采用与实验结果符合得相当好的 RK 气体状态方程中的硬核体积^[12].

$$p = \frac{nkT}{1 - nb}, \quad (20)$$

$$b = 0.08664 kT_c / P_c, \quad (21)$$

其中 T_c 是气体的临界温度, P_c 气体的临界压强.

2.2. 边界条件

求解方程组(5)–(7)及改进的 R-P 方程需要边界条件, 以确定气泡中心处和气泡壁上诸量的值. 气泡中心处的速度为 0, 导致 $q, J_D, \partial T / \partial x, \partial n_1 / \partial x, \partial n_2 / \partial x$ 在气泡中心处的值都为 0.

在气泡壁上, 水蒸气质量流的连续条件给出 \dot{m} 与 J_D 的关系为

$$\dot{m} = \left(1 + \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) J_D \Big|_{r=R}. \quad (22)$$

\dot{m} 还可以通过水蒸气的蒸发与凝结过程来计算^[8], 即

$$\dot{m} = \left(\frac{m_1}{2\pi k} \right)^{\frac{1}{2}} \sigma \left(\frac{\Gamma p_1}{\sqrt{T}} - \frac{p_{\text{sat}}}{\sqrt{T_w}} \right), \quad (23)$$

$$\Gamma(a) = \exp(-a^2) + a\sqrt{\pi} [1 + \text{erf}(a)], \quad (24)$$

$$a = \frac{\dot{m}}{n_1 m_1} \sqrt{\frac{m_1}{2kT}}, \quad (25)$$

式中 σ 是气液相变系数, 是很关键的一个量, 我们采用别人曾经用过的值^[13], 取为 0.4. T_w 为环境温度即水温, p_1 为水蒸气在气泡壁处的分压, p_{sat} 为温度为 T_w 时的水的饱和蒸气压. 将方程(22)–(25)联立求解, 即可确定气泡壁上的水蒸气的密度值.

在气泡与水的交界处, 可假设从气泡壁到水中有一个薄的边界层, 气泡与水的热交换通过这个层, 而这个层以外的水温依然等于 T_w . 边界层的厚度 l_w 可近似取作^[14]

$$l_w = \sqrt{\frac{D_w}{2\omega}}, \quad (26)$$

其中 $D_w = k_w / \rho_w c_{pw}$ 为水的热扩散系数, k_w 为水的热导率, ρ_w 为水的密度, c_{pw} 为水的热容, ω 为驱动声场的角频率. 在气泡壁上, 由热流连续条件可得

$$\lambda_{\text{mix}} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R} = k_w \frac{T_w - T}{l_w}. \quad (27)$$

2.3. 电离与发光

气泡发光基本上采用韧致辐射模型,因而电子密度起决定作用. 作为估算,气泡内电子密度可用 Saha 方程来近似计算

$$n_e = \sqrt{4\lambda_e^{-3} \sum_i g_i n_i e^{-\epsilon_i/kT}}, \quad (28)$$

其中 $\lambda_e = h/\sqrt{2\pi m_e kT}$ 为电子的热德布罗意波长, ϵ_i 气泡内每种气体的电离势, g_i 为电离时原子或分子的统计权重因子.

电子与离子在静电力相互作用下,发生库仑碰撞,电子被加速,发出电磁波辐射;电子被离子捕获时,失去的能量会以辐射的形式发射出来. 利用与文献 [4] 相同的公式,我们只考虑波长在 $0.2\text{--}0.7\mu\text{m}$ 辐射的贡献,我们发现单位时间内这两种辐射光子数之和可写成(对整个气泡积分)

$$P_{\text{Br, ion}} = \int 1.29 \times 10^{-17} n_e^2 / T^{1/2} dV. \quad (29)$$

电子与中性原子的碰撞也会产生韧致辐射,单位时

间内辐射光子数的计算公式为^[15]

$$P_{\text{Br, atom}} = \int \frac{6.0 \times 10^{18} n_e \sum_i n_i \kappa_i dV}{e^{2.878 \times 10^4 / \lambda T} - 1}, \quad (30)$$

其中 κ 为原子的吸收系数,波长 λ 用微米单位. 由于缺乏必要的数据,我们取 $0.5\mu\text{m}$ 时的吸收系数作为 $0.2\text{--}0.7\mu\text{m}$ 波段的平均值来估算其发光贡献,由此得到 (30) 式.

3. 结 果

3.1. 模型检验

为了检验压强在气泡内近似均匀分布的假设,我们利用上述模型在不考虑电离与化学反应时,计算了 Putterman 等人的实验中水温为 $34\text{ }^\circ\text{C}$,初始半径为 $5\mu\text{m}$ 的例子^[5],我们发现无论在什么时候,氩气的分压也近似保持均匀,而水蒸气的分压在边界附近有很大的梯度(如图 1 所示).

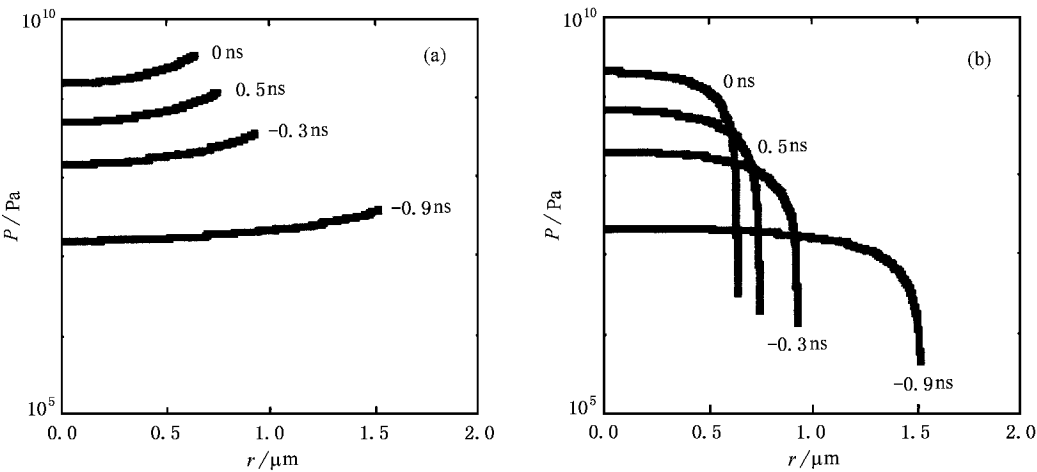


图 1 水温为 $34\text{ }^\circ\text{C}$,初始半径为 $5\mu\text{m}$ 含氩气泡^[5]在塌陷前后 (a)氩气的分压图,0 ns 代表塌陷到最低点 (b)水蒸气的分压图

表 1 本文模型计算得到的水蒸气含量与 S-S 的完全偏微分方程组求解模型^[13]的对比

初始半径 $R_0/\mu\text{m}$	驱动压强 $P_a/10^5\text{ Pa}$	环境水温 T_w/K	驱动频率 f_a/kHz	气泡中心处的水蒸气含量/%		气泡内的水蒸气总含量/%	
				S-S	本文	S-S	本文
4.5	1.2	300	26.5	27	28	14	13
6.0	1.4	293.15	20.6	56	59	33	33
4.0	1.32	293.15	20.6	48	51	27	28
2.1	1.29	293.15	20.6	41	41	22	23

在本模型中,一开始假设了气泡内总压强在空间上是均匀分布的. 为了考察这个压强均匀的近似

是否合理,我们把本模型不考虑化学反应时得到的部分计算结果与 Storey 和 Szeri (S-S)在同样情况下

的完全偏微分方程组求解模型^[13]的相应结果进行了比较,如表 1 所示.从表 1 中可以看出,对于塌陷到最低点时气泡中水蒸气含量的计算,两种模型得到的结果符合得相当好.

对于表 1 中第一行所选参量,S-S 计算得到的最高温度为 9700K,本文得到的为 9744K.如果进一步考虑化学反应,S-S 计算得到的最高温度下降为 7000K,本文得到的是 7100K,而且,各种化学产物的量也比较接近.

3.2. 韧致辐射发光强度计算与实验的比较

我们利用韧致辐射模型计算气泡的发光情况,并与实验数据进行比较.考虑水蒸气相变,但不考虑化学反应,首先对比了文献[5]图 2 中的部分实验点,如表 2 所示.在 Putterman 等人的实验中, R_0 是指气泡内压强为 $P_0 = 1\text{atm}$ 时气泡的半径值,在本文

中 R_0 是指气泡内压强等于 $P_0 + p_{\text{st}}$ (p_{st} 是因表面张力产生的压强)时气泡的半径值.换算到本文中的定义方式时, R_0 的值略有改变,二者之间只是定义方式不同而已,不影响计算结果.从表 2 中可以看出在水温较低(如 $0\text{ }^{\circ}\text{C}$)时,水的饱和蒸气压较低,水蒸气的影响较小,这时气泡内温度便较高,计算得到的光子数较大,与实验结果数量级相同.这说明在气泡内塌陷达到的温度较高时,主要的发光机制很可能是电子与离子的辐射和电子与氩原子的韧致辐射;而对于水温较高(如 $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ 或以上)时,水的饱和蒸气压较大,水蒸气对温度的影响变大,气泡塌陷时达到的温度较低,这时韧致辐射产生的发光强度比实验结果低太多,水温 $34\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时韧致辐射模型则根本无法接近实验结果,表明韧致辐射似乎不是主要的发光机制.

表 2 计算结果与文献[5]图 2 中的部分实验点的比较

$R_0/\mu\text{m}$	P_a/atm	$R_{\text{max}}/\mu\text{m}$	$R_{\text{min}}/\mu\text{m}$	水温/ $^{\circ}\text{C}$	饱和蒸汽压 /Pa	泡内最高温度 / 10^4 K	计算得到的 光子数	实验测得的 光子数	气泡最小时 水蒸气含量/%
8.0	1.54	61.5	1.15	0	610	1.83	4.5×10^6	1.7×10^6	8.5
3.5	1.55	49.2	0.44	0	610	1.78	1.3×10^5	5.0×10^5	18.7
6.0	1.44	48.1	0.81	10	1228	1.38	9.0×10^4	7.0×10^5	13.2
5.0	1.34	37.4	0.67	20	2339	1.06	2.0×10^3	6.0×10^4	16.5
5.0	1.33	37.4	0.65	27	3565	0.92	2.6×10^2	—	22.9
5.0	1.31	37.4	0.64	34	5319	0.82	3.6×10^1	1.2×10^4	30.4

为了进一步分析发光机理,我们还计算了文献[5]图 3 中的所有水温为 $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ 的实验点,如图 2 所示.我们发现,如果不考虑化学反应,计算得到的光子数(图 2 中 + 点)与实验符合得比较好,尽管在低驱动压强时有一些偏离,这种偏离可能是由于我们采用的一些参数不十分可靠,如水蒸气气液相变系数取 0.4;另一方面,如果考虑化学反应,即使水温为 $0\text{ }^{\circ}\text{C}$,气泡在最小小时泡内所能达到的最高温度降低,使发光强度计算与实验数据差得比较远(见图 2 中 \times 点).这个结果暗示两种可能,一是在气泡压缩时化学反应可能被某种尚不了解的原因抑制住了,文献[16]曾谈到过这个观点;另一个是如果化学反应的计算可靠的话,就意味着气泡内最高温度只有几千度,而且主要发光机理不是韧致辐射.

4. 结 论

在单气泡声致发光过程,水蒸气效应对气泡最

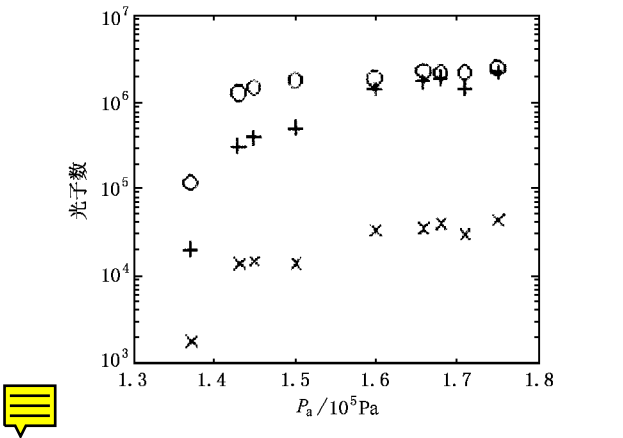


图 2 本文模型拟合了文献[5]图 3 中的所有水温为 $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ 的实验点(气泡的 R_0 相应各异, \circ 表示实验数据,+ 表示不考虑化学反应时得到的光子数, \times 表示考虑化学反应时得到的光子数)

小时泡内最高温度有影响,这种影响的大小则与蒸汽压大小有关.蒸汽压对水温很敏感,所以水温从 $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ 到 $34\text{ }^{\circ}\text{C}$ 变化时,气泡内最高温度变化,导致发

光强度有很大变化.当水温为 $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时,蒸汽压比较小,气泡内温度虽然受水蒸气影响,但最高温度仍能产生足够多的电离电子,这时可用韧致辐射模型解释声致发光现象,这说明在水温比较低,蒸汽压相对小的时候,主要辐射机理是电子与离子的自由辐射,电子与氩原子的韧致辐射.当水温增高时,蒸汽压迅速增大,在气泡脉动过程中,气泡壁水蒸气蒸发与凝结的数量增大,大大降低气泡压缩到最小时的温度,一般水温在 $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ 或更高时,气泡内温度不能产生足够多的电离电子,发射足够强的光,所以不能用韧致辐射模型完全解释实验结果,也许在这个时候韧致

辐射以外的机理逐渐占主导地位.以上是没有考虑化学反应时的讨论,如果考虑化学反应,则无论水温高低,残留在气泡内的水蒸气由于化学反应将大大降低气泡的最高温度,从而无法用韧致辐射模型解释实验结果.这表示要么气泡内化学反应在气泡压缩到最小时因不明原因受到抑制,从而对于水温 $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ 情况可用韧致辐射模型解释实验结果,但水温为 $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ 或更高时,单纯韧致辐射模型仍不能解释实验结果,要么气泡内化学反应能够进行,使得气泡最小时的最高温度真的只有几千度,从而发光机理不是韧致辐射,而是其他某种机理起作用.

-
- [1] Gaitan D F ,Crum L A ,Roy R A and Church C C 1992 *J. Acoust. Soc. Am.* **91** 3166
 - [2] Li L L , An Y and Ying C F 2001 *Chin. Phys. Lett.* **18** 1523
 - [3] Qian Z W 2001 *Chin. Phys.* **10** 636
 - [4] Hilgenfeldt S ,Grossman S and Lohse D 1999 *Nature* **398** 402
 - [5] Vazquez G E and Putterman S J 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3037
 - [6] Yasui K 1997 *Phys. Rev. E* **56** 6750
 - [7] Yasui K 2001 *Phys. Rev. E* **64** 01630
 - [8] Carey V P 1992 *Liquid-vapor phase change phenomena* (Washington , D.C. : Hemisphere Pub. Corp.) p112
 - [9] Yuan L ,Cheng H Y ,Chu M C and Leung P T 1998 *Phys. Rev. E* **58** 4265
 - [10] Ying C F and An Y 2002 *Science in China A* **4** 305 (in Chinese) [应崇福、安宇 2002 中国科学 A **4** 305]
 - [11] Ying C T 1990 *Transport theory of gases and its application* (Beijing : Tsinghua University Press) p149 (in Chinese) [应纯同 1990 气体输运理论及应用 (北京 : 清华大学出版社) 第 149 页]
 - [12] Xu X S and Zhang W X 1986 *An introduction to practical equations of state* (Beijing : Science Press) p87 (in Chinese) [徐锡申、张万箱 1986 实用物态方程理论导引 (北京 : 科学出版社) 第 87 页]
 - [13] Storey B D and Szeri A J 2000 *Proc. R. Soc. Lond. A* **456** 1685
 - [14] Lu Y and Cheng L 1997 *Heat transfer principle and its analysis* (Beijing : Science Press) p85 (in Chinese) [陆煜、程林 1997 传热原理与分析 (北京 : 科学出版社) 第 85 页]
 - [15] Sydney Geltman 1973 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* **13** 601
 - [16] Toegel R , Gompf B , Pecha R and Lohse D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3165

Effect of water vapor in sonoluminescing bubble^{*}

Xie Chong-Guo¹⁾ An Yu¹⁾ Ying Chong-Fu²⁾

¹⁾(*Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

²⁾(*Institute of Acoustics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*)

(Received 21 March 2002 ; revised manuscript received 13 June 2002)

Abstract

A simple model of single-bubble sonoluminescence (SBSL) is proposed. The model is based on the approximation of pressure uniformity, while the mass and the temperature in the bubble remain nonuniform. The water vapor evaporation and condensation at the bubble wall and the water vapor diffusion versus the noble gas inside the bubble are also considered. The number density of electrons is estimated by the Saha equation, and in evaluating the light emission from bubbles, bremsstrahlung from electron-neutral particle and electron-ion collisions, as well as recombination radiation, are accounted for. The intensity of light emission at different water temperature is calculated. It has been found that the results obtained using the bremsstrahlung model at a water temperature of 0 °C agree with the experimental data. When the water temperature increases, for example at 20 °C or above 20 °C, the calculated results differ from the experimental data in magnitude. If chemical reactions are taken into account, the results by using bremsstrahlung model are always lower than the experimental data by 2 order of magnitude.

Keywords : sonoluminescence, water vapor, bremsstrahlung

PACC : 4325

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10174045 and 19934001).