

声空化气泡内部的高温和高压分布*

应崇福

安字

(中国科学院声学研究所,北京100080)

(清华大学物理系,北京100084)

摘要 对声空化气泡内部气体情况的认识,近几年来不断深化。对单一泡内气体中的温度、压强、密度、质点速度等变量,从早期一个著名的计算案例(C. C. Wu和P. H. Roberts, 1993)出发,通过分别引进几种物理概念上的修正,循序计算了这些泡内变量在气泡高速坍塌前后的时间变化和空间分布,直到获得符合目前认识水平的理论值。其中关于最高温度,我们的结论是万度的量级。

关键词 声空化 单一气泡 内部温度分布 内部压强分布

声空化是声能在液体中众多应用的物理基础,众多应用包括近年“复兴”的声化学。在超声的激励下,液体中的小气泡产生脉动,脉动中特别是在急剧压缩时,气泡内部产生高温和高压,气泡外部产生冲击波,是超声作用的主要根源。多年来超声在液体中引发的是成群的空化气泡,而约10年前国外发表了连续脉动的单一气泡的实验结果^[1];微米级半径的单个气泡,由驻波声场悬浮在液体中,经超声驱动,能成亿万次连续脉动,时钟般准确地闪光,形象动人。不久后又有人经过计算,论证气泡内气体中出现内爆和在泡中心反射的冲击波,从而气体温度最高可达 10^8 K ^[2]。由此声空化现象引起声学外物理学、流体力学、化学等各界的浓厚兴趣,一时成为众多关注的焦点^[3]。(我们这里不介绍湮没30余年的我国的一次性单一气泡实验工作^[4]。有机会时将另讨论这项研究。)

由于气泡微小,泡内的温度和压强无法直接测量,声致发光现象于是成为显示气泡内部状态的重要窗口,几年来对声致发光特征的实测和理论分析成为研究声空化的重点。大量研究集中,因此认识进展迅速,经过国际努力,目前已有初步共识,认为声致发光起源于气泡内的高温导致了气体电离化,并由此产生轫致辐射^[5~7]。但最近有认为,泡内应当储有水蒸气,从而对现有的具体计算结果提出质疑^[8]。

随着分析的深入,对气泡内的温度峰值的估计,也逐步“降温”。目前估计,低的不足万度;也有少数作者仍维护泡内存在冲击波的观点,如果这样,温度峰值应仍在几万或几十万度的量级。泡内温度和压强是声空化的基本特征,声致发光和声化学反应都是其后果,因此对泡内温度和压强的了解应是声空化的根本课题。(泡外液体中也会出现冲击波,本文不涉及。)

本文将对上述泡内温、压问题进行系统的数字计算,不仅要得出最高温度和最高压强,而且要得出温度和压强在气泡内部的空间分布和时间变化,说时间变化是因为气泡半径随时间

2001-10-16 收稿

* 国家自然科学基金重点基金资助项目(批准号: 19934001)

在不断变化。我们从最早报道 10^8 K 高温, 在当时颇具影响的文献[2]中算例和计算模型出发, 系统地逐步对其计算模型加以修正, 循序计算, 直到最后算出按照最近观点的随时间变化温度分布和压强分布。特别注意到气泡内冲击波是否出现的问题, 因为这个因素密切影响气泡内温度的高低。

1 原始算例: 对原始计算模型^[2]在力学方面的单项修正

文献[2]分析了水中悬浮的空气气泡, 设气泡始终保持球形对称。在几个气泡例中有一个例是设气泡的初始半径 R_0 为 $4.5 \mu\text{m}$, 环境气压 P_0 是 $1.01325 \times 10^4 \text{ Pa}$, 环境水温 T_0 是 300 K 。又设驱动声场的声频为 26.5 kHz , 声压幅值为 $1.29 \times 10^5 \text{ Pa}$ 。本文将主要讨论这样的气泡及同样的处境, 当有自然的或人为的改变时将加说明。

文献[2]的计算模型如下: 泡内气体的流动方程是

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

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

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

式中 t 是时间, r 是从气泡中心算起的距离, $\rho(r, t)$ 是密度, $v(r, t)$ 是速度的径向分量, $p(r, t)$ 是压强, E 是能量密度 ($E = \frac{1}{2} \rho v^2 + \rho e$), e 是内能。

泡内气体的物态方程设为 Van der Waal's 方程:

$$p = \frac{\bar{R}T}{V - b} \quad e = c_v T = \frac{V - b}{\gamma - 1} p \quad S = c_v l_n [p(V - v)^\gamma] + \text{const.} \quad (4)$$

这里 \bar{R} 是气体常数, T 是温度, $b \approx \frac{1}{\rho_m}$ 是 Van der Waal's 挥斥体积, ρ_m 是最大可能密度(对于空气, $\rho_m \approx 794 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, 因此 $b \approx 1.26 \times 10^{-3} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$), c_v 是定体比热容, γ 是比热容比(对于空气, $\gamma = 1.4$)。

气泡壁的运动方程取为 Rayleigh-Plesset 方程:

$$R \ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R} = \frac{1}{\rho_w} [p(R, t) - P_a(t) - P_0] + \frac{R}{\rho_w c_w} \frac{d}{dt} [p(R, t) - P_a(t)] - 4v_w \frac{\dot{R}}{R}, \quad (5)$$

这是 $R = R(t)$ 是气泡的半径, ρ_w , c_w 和 v_w 分别是水的密度, 水中声速和水的运动黏度, 后 3 个量分别取 $10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, 1481 ms^{-1} 和 $7 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ (文献[2]误作 10^{-5})。驱动声压 $P_a(t) = -P'_a \sin \omega_a t$ 。

文献[2]采用了 Lax-Friedrich 的算法。文献还简单考虑了发光问题, 假设了空气被电离并轫致辐射。有鉴于后人的分析表明, 气体的电离和光辐射耗费能量较少, 不明显影响气泡内的温度分布和压强分布, 而我们注意的焦点是后二分布, 我们因此将忽略文献[2]有关发光的内容。

文献[2]通过数字计算, 得出了泡内显著的冲击波内聚和反射图像, 并由此得出了温度可高达约 10^8 K 的结果。引起了各界的广泛兴趣, 包括核聚变工作者的兴趣, 影响长达数载。

但随后的深入研究工作表明, 文献[2]的推算结论究竟只是一种理论估计。由于当时对自然认识的局限性, 理论估计在某一阶段选择的计算模型会不同程度地偏离实情。本文将根据几年来国际上对声空化认识的逐步深入, 先后对文献[2]的计算模型作3次修正, 并进行计算。本节所作首先的修正是关于力学方面的某项修改。

查看前面所列文献[2]的控制方程, 全文只包含泡内气体和泡外液体的力学运动, 而没有考虑, 例如, 气体的膨胀和压缩会产生温度的降升, 从而会引发热量的输运。即使我们暂时不计入这些方面的修正, 只关注力学方面的因素, 会发现, 文献[2]也包含了一些近似, 例如没有考虑气体的黏性、液体的表面张力和液体的可压缩性^[9]。为了寻求问题的重点, 我们只考虑一项可能是比较关键的修正, 就是改认液体是可压缩的, 然后察看它的影响。原来(5)式的Rayleigh-Plesset(简称 RP)方程几乎完全忽略了液体的可压缩性, 为此, 我们的修正是改用修正过的气泡壁的运动方程。这类方程有好几个, 都是在同一近似级上修正的^[10], 我们试用过其中的3个, 它们是 Prosperetti 和 Lezzi, Keller 和 Miksis 以及 Gilmore 方程。由于这些修正式导致的修改结果类似, 而 Gilmore 式相对讲要影响大些, 下面将只提这个式(简称 Gm 式)的修改结果。上面讲到只提出一项修正, 这是说只用 Gm 式来代替式(5)的 RP 式, 而保持其它控制方程, 所有参量以及算法都不变。至于 Gm 式, 它是相当熟知的, 是

$$(1 - M) R \ddot{R} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{M}{3}\right) \dot{R}^2 = (1 + M) H_b + \frac{R}{c_l} (1 - M) \frac{d}{dt} H_b, \quad (6)$$

其中 $M = \frac{\dot{R}}{c_l}$, $H_b = \int_{P_0}^P \frac{dP}{\rho_1}$, ρ_l 和 c_l 分别是水的密度和水中声速, 但它们现在已不是常数, 因此用下标 l 来表示。 c_l 由式 $c_l^2 = \frac{dp_l}{d\rho_l}$ 确定, P 由修正的 Tait 方程确定, 后者是^[9]

$$\frac{P + B}{P_0 + B} = \left(\frac{\rho_l}{\rho_w}\right)^n \quad (7)$$

并取 $B = 3049.13 \times 10^5 \text{ Pa}$, $n = 7.15$ 。

图 1(b)绘出按 Gm 方程在上述 $R_0 = 4.5 \mu\text{m}$, $f_a = 26.5 \text{ kHz}$, $P'_a = 1.29 \times 10^5 \text{ Pa}$ 情况下计算所得泡内 p , ρ , v 和 T 各量的时间变化和空间分布曲线。该图的横坐标是泡内离中心的距离 r , 不同曲线 $a \sim h$ 是当气泡在最小半径附近迅速坍塌和反跳时在顺序的不同瞬间的诸变量值, 这些时间变化和半径变化的联系见最下面的附图。为了对比, 在图 1(a)中给出了按 RP 方程计算所得的相应曲线, 这些曲线和文献[2]中的图 2 非常相似, 冲击波明显。

比较图 1(a)和(b), 可眼看出两分图中诸变量的对应曲线群显著不一样。在图 1(a)中明显的冲击波在图 1(b)中全都消失。在图 1(b)中 P , ρ , v 的曲线有一些特征, 这我们将在后面讨论。这里值得特别指出的是, 图 1(b)中的温度峰值比图 1(a)中的低了约 4 个数量级。

温度峰值的大幅度下降和冲击波的没有出现显然有关, 而我们这里所作的不过是把 RP 方程改为 Gm 方程。为了进一步说明这单项修正的影响, 我们计算了在气泡坍塌到最小半径前两个气泡壁运动方程各自导致的气泡壁在气体一侧的 Mach 数, 即气泡壁的径向压缩速度除以紧贴泡壁气体的声速(是 $\sqrt{\frac{\gamma p}{\rho(1 - b\rho)}}$), 得到了图 2 的下面两根 Mach 数随时间变化的曲线, 标着“RP $1.29 \times 10^5 \text{ Pa}$ ”和“Gm $1.29 \times 10^5 \text{ Pa}$ ”, 图中同时画出相应的气泡半径随时间变化的曲线, 标有“ R ”。由这两根 Mach 数曲线可见, 根据 RP 方程计算的泡壁 Mach 数最高可达 1.25, 而

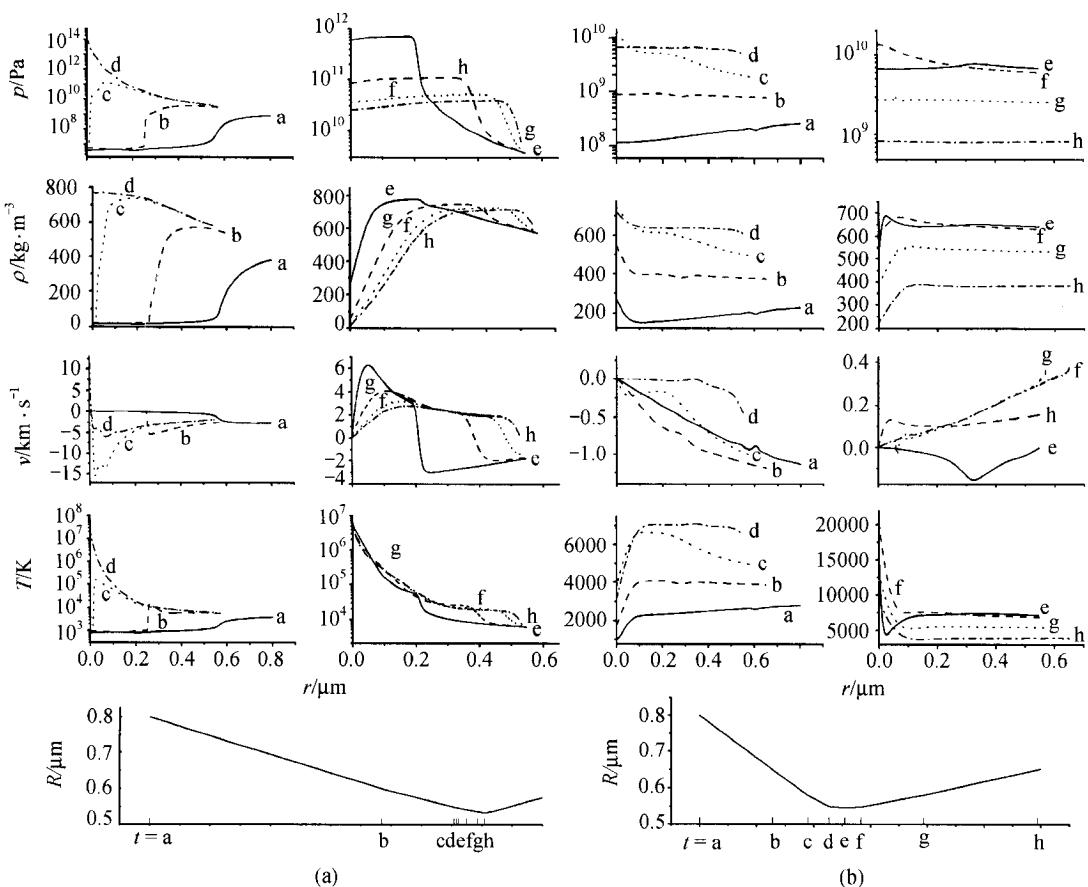


图1 在 $P'_a = 1.29 \times 10^5$ Pa, $f_a = 26.5$ kHz 的情况下, $R_0 = 4.5$ μm 的空气气泡 p , ρ , v 和 T 各量在最小半径附近的时间变化和空间分布

(a)完全沿用文献[2]的计算模型,(b)把 RP(5)式改为 Gm(6)式

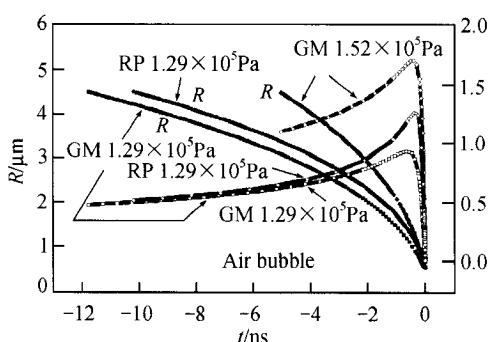


图2 在不同的 P'_a , 分别按 RP 方程和 Gm 方程计算的气泡壁在气体一侧的 Mach 数和气泡壁半径随时间的变化. 泡内充空气, $R_0 = 4.5$ μm , $f_a = 26.5$ kHz

根据 Gm 方程计算的泡壁 Mach 数总小于 1.0. 这似乎可以解释在图 1(b)中为什么不出现冲击波.

我们还计算了比 $P'_a = 1.29 \times 10^5$ Pa 更强的驱动声场作用下的情况,发现当 P'_a 增强到一定程度后,对于目前所研究的气泡,即使改用对水的可压缩性修正的泡壁运动方程,气泡内仍然会出现冲击波,从而仍会出现较高温度峰值,例如当 $P'_a = 1.52 \times 10^5$ Pa,按 Gm 方程计算,温度峰值稍许超过 10^6 K,同时冲击波显著. 这时计算气泡壁在气体一侧的 Mach 数,得出图 2 所示最上面的一根 Mach 数曲线,可看到这根曲线的峰值约 1.75. 不过,从这个相当强的驱动声场例看,只要考虑了液体的可压缩性,就难以得出泡内温度会高到 10^7 K 或

10^8 K 的结论.

2 对原始泡内含气的修正和对原始计算模型在热学方面的修正

在上一节, 我们对文献[2]所讨论的一例空气气泡, 对计算模型中的一项力学方面近似作了修正. 前面还曾提到, 文献[2]的模型采用近似甚多, 一个重大类别的近似是完全忽略了热的输运问题, 这包括忽略了气体内和液体内部的热传导, 以及气体和液体之间的热交流^[11]. 现在我们来附加操作对这些热学方面的修正. 下面我们将同时增补对气体黏滞性的考虑. 还有一项更重要的额外修正, 其起因是, 在 1997 年前后, 人们认识到^[12], 气泡内的空气, 经过多次气泡脉动, 特别是经过多次气壁压缩, 会因高温、高压等作用而起化学反应, 以致空气中的氧气和氮气, 合成为 $\text{NO}_2, \text{HNO}_2, \text{OH}$ 等等化学物, 逐渐溶入气泡周围的水中, 从而退出气泡, 在气泡内只留下空气中化学性质稳定、不易溶进水的氩气. 于是我们新的修正还包含把气泡内的空气修正为氩气, 这是自然变异的结果.

总结上述考虑, 现在的控制方程变为^[9,11], 在气体内部,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho v r^2) = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho v^2 r^2) + \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \tau_{\pi\pi} + \frac{\tau_{\pi}}{r} \right), \quad (9)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [(E + p) v r^2] = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \left(\nu t_{\pi\pi} + k \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right], \quad (10)$$

式中 $\tau_{\pi\pi} = \frac{4\mu}{3} \left(\frac{\partial \nu}{\partial r} - \frac{\nu}{r} \right)$, μ 是气体的动力黏度, k 是气体的热导率. μ 取 $2.25793 \times 10^{-5} \frac{T}{T_0} \text{ kg} \cdot \text{ms}^{-1}$, k 取 $0.01764 \frac{T}{T_0} \text{ Wm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, $T_0 = 300 \text{ K}$. 气体的物态方程仍取(4)式, 但由于现在气泡内剩留的是氩气, 所以现在 $b = 8.04 \times 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$, $\gamma = \frac{5}{3}$. 对于液体, 对它的能量方程, 也就是热输运方程, 取不可压缩液体的近似形式:

$$\frac{\partial T_l}{\partial t} + \nu_l \frac{\partial T_l}{\partial r} = \frac{k_l}{\rho c_{p,l}} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T_l}{\partial r} \right) \quad (11)$$

这里下标 l 如前表示液体里的量, $c_{p,l}$ 是液体的 c_p , 取 $4179 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. 对 k_l 取 $0.609 \text{ Wm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ (文献[9]引用数值有误). 式中的 $\nu_l = \frac{R^2 \dot{R}}{r^2}$, $R = R(t)$ 是气泡的半径. 对液体的固态方程, 照前取式(7)的修正 Tait 的方程.

对气泡壁的运动方程仍取 RP 方程式(5)和 Gm 方程式(6), 进行对比. 在气泡壁, 现在有如下的热学边界条件:

$$T_l(r, t)|_{r=R} = T(r, t)|_{r=R}, \quad (12)$$

$$k_l \frac{\partial T_l}{\partial r}|_{r=R} = k \frac{\partial T}{\partial r}|_{r=R}, \quad (13)$$

在远处, 则有

$$T_l(r, t)|_{r=\infty} = T_0. \quad (14)$$

用 TVD 算法^[9,13], 对水中氩气气泡的计算结果示于图 3 中, 气泡的参数仍是 $R_0 = 4.5 \mu\text{m}$, $f_a = 26.5 \text{ kHz}$, 但 P'_a 高达 $1.52 \times 10^5 \text{ Pa}$ 。图 3 的(a)和(b)是没有考虑热输运时的计算结果,(a)中采用 RP 方程,(b)中采用稍许改进了的 Gm 方程, 下面简写作 MGm 方程^[14](这时, 对(6)式, 当 $M = \frac{\dot{R}}{c_l} > 0$ 时, 取 $1 - M \equiv \frac{1}{1 + M}$; 当 $M < 0$ 时, 取 $1 + M \equiv \frac{1}{1 - M}$)。图 3(c)和(d)则是考虑了热输运时的计算结果,(c)和(d)分别采用 RP 方程和 MGm 方程。查看图 3(a)和(b)可见, 在氩气气泡中, 即使不考虑热输运的影响, 当 P'_a 大到 $1.52 \times 10^5 \text{ Pa}$, 只把 RP 方程修正为 MGm 方程, 已经抑制了冲击波的出现。这可能是因为氩气的 $\gamma = \frac{5}{3}$ 大于空气的 $\gamma = 1.4$, 导致气泡在坍塌过程中, 氩气内温度甚高于空气内的温度, 使紧贴泡壁的氩气声速加大, 氩气泡壁的 Mach 数减小。我们曾作了具体的计算, 发现, 按 MGm 方程, 当 $P'_a = 1.52 \times 10^5 \text{ Pa}$, 类似图 2 的 Mach 数曲线, 对于图 3(b)的情况, 它在 $t \approx 0$ 时的峰值, 大于 1 但大得不多, 约为 1.14。

再看图 3(d), 在施加 MGm 修正和考虑热输运的情况, 冲击波更完全消失, 最高温度现在是 10^5 K 的量级。图 3(d)中温度的空间曲线有很陡的梯度, 这样的梯度将产生声速的陡峭“逆”梯度, 不利于冲击波的形成^[15]。

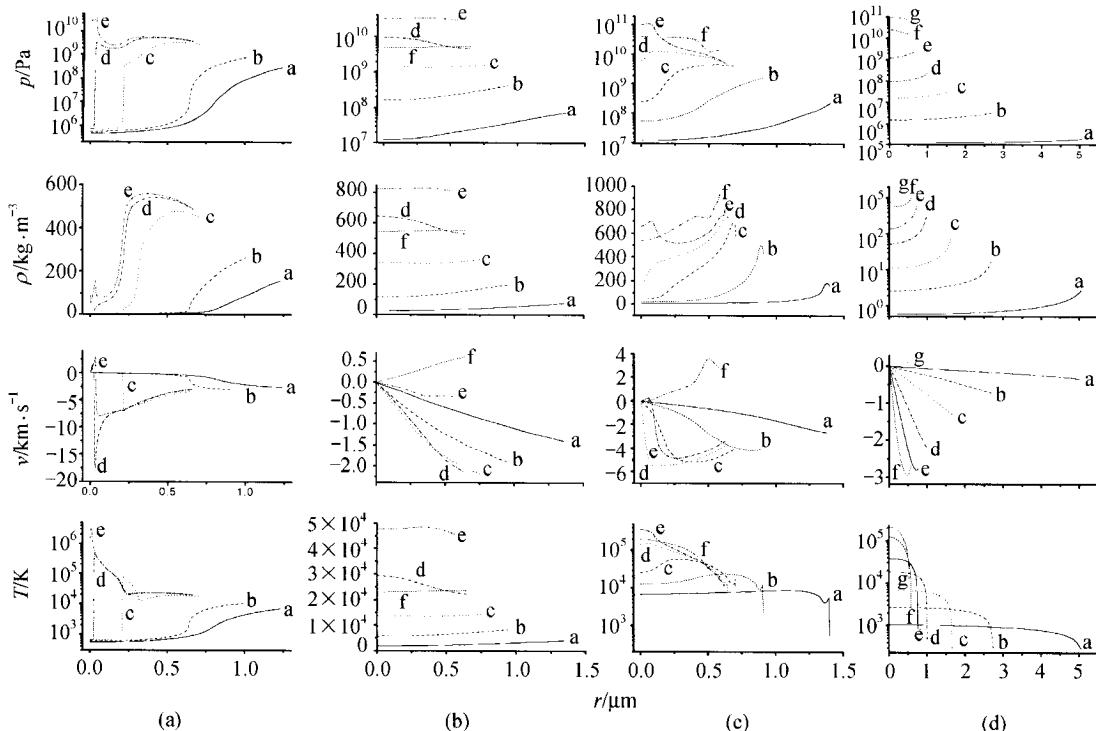


图 3 查看热输运对 $R_0 = 4.5 \mu\text{m}$ 氩气气泡内 p, ρ, v 和 T 等量的影响。 $P'_a = 1.52 \times 10^5 \text{ Pa}$, $f_a = 26.5 \text{ kHz}$ 。
(a) 和 (b) 没有考虑热输运, (c) 和 (d) 考虑了热输运; (a) 和 (c) 采用 RP 方程, (b) 和 (d) 采用 MGm 方程

3 对计算模型附加气泡内存在水蒸气的修正

在上一节我们把气泡内原来的空气“整流”成氩气。最近两年则趋向于认为(有待进一步

验证), 气泡壁会向泡内蒸发出一定量的水蒸气, 不可忽略, 因为水的蒸发会吸收不少的热能, 以此对气泡内的温度颇有影响。为此, 我们在本节再加水中气泡内储有水蒸气的修正。

气泡内现在有两种气体共存, 其中氩气的质量不变, 但水蒸气的含量却不断变动, 这是因为在气泡的脉冲过程, 泡壁的运动速度和泡内的气压和温度总在不断变化, 特别在坍塌时, 变化急剧。这时泡内气体运动和泡壁运动的控制方程变得相当复杂。这方面的有关资料很多, 但为节省篇幅, 我们这里只引用近期的一篇^[16], 从这一篇可以引出其他许多篇, 同时将马上看到, 我们要利用这一篇的部分结果。

在计入水蒸气的存在时, 我们仍希望得出类似图1和3那样的泡内诸变量的分布曲线组, 为此我们想找一个比较简便的计算式。我们注意到, 文献[16]所讨论的气泡, 参数为泡内含氩气和水蒸气, $R_0 = 4.5 \mu\text{m}$, 声压幅值是 $1.2 \times 10^5 \text{ Pa}$, 声频是 26.5 kHz , 就是说, 这些参数和本文所讨论的很相近。文献[16]根据复杂的控制方程计算出的结果有, 气泡膨胀和压缩时, 泡内水蒸气的含量不断变化。但是, 计算还指出, 在气泡压缩到最小体积的前后, 水蒸气含量的变化却很小。(我们自己也作了些验证。)于是, 我们在下面的计算中, 采用了一个简化的假设, 即假设在所计算的靠近气泡体积最小的时间段内, 水蒸气含量不变, 以致泡内总气体的含量不变。此外, 鉴于氩气和水蒸气的分子质量比较接近, 我们又假设这两种气体的偏析可以忽略。这样, 我们可以不改变泡内所采用的固定质量单种气体的控制方程, 而只对气体的一些参数采用两种气体的平均值。由此得出图4所示的计算结果, 图中采用了MGm方程和考虑了热输运。

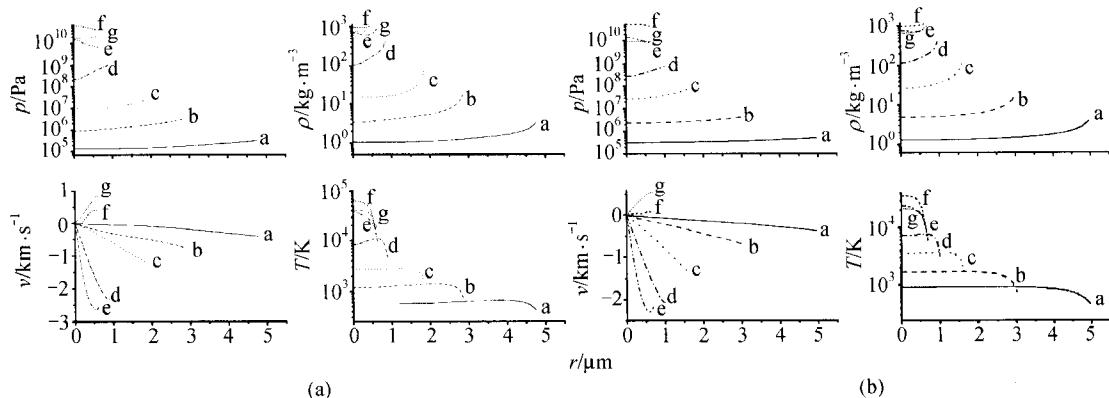


图4 含氩气气泡内蒸发有水蒸气时, 在最小体积附近的 p , ρ , v 和 T 的时间变化和空间分布

$R_0 = 4.5 \mu\text{m}$, $P'_a = 1.52 \times 10^5 \text{ Pa}$, $f_a = 26.5 \text{ kHz}$ 。考虑了水的可压缩性和热的输运。(a)假设在计算的时间段内水蒸气的摩尔分数是 20%, (b)假设相应的分数是 50%

图4(a)中假设水蒸气的摩尔分数是 20%。可以看出, 图4(a)中曲线组的形状很接近图3(d), 只是在数量上有差异, 比如图4(a)中的最高温度比图3(d)中的要低一个数量级。这种形状相似显然是固定质量单种气体的粗略假设所引发的。为了查看一下水蒸气摩尔分数的影响, 在图4(b)中计算了大概不很现实的 50% 大摩尔分数的情况, 这时曲线组的形状依然变化不大, 而温度峰值又降了一个数量级。

值得指出, 当泡内有水蒸气时, 泡内会同时发生化学反应, 比如产生水的自由基。这时的情况和声致发光的情况不一样。在分析声致发光时, 气体电离化和光辐射所耗费的能量小, 以

致在计算温度时可以忽略它们的影响。但化学反应吸热一般较大，所以它们对温度的影响会较大，将导致可查觉的进一步降温。我们在这里没有考虑这个因素。

4 讨论和结论

在 20 世纪 90 年代之初，实现了连续脉动的单一气泡实验，声空化由此成了热门课题。在研究单一气泡声致发光的机理的同时，泡内气体的压强、密度、质点速度、温度的状态实质上成为关注的焦点，尤其在一度曾预计温度可高达 10^8 K 之后。本文根据近年来的逐步了解，采取循序的修正步骤，定量算出逐步改进的近似下气泡内的物理情况。这些计算结果，目前还难以直接实验验证。

本文计算的结果可以对比一个多年来常用的简化气泡模型。早在 1988 年，文献[17]即着手证明，在小气泡和小泡壁 Mach 数的情况下，泡内的压强可以近似为空间均匀的，即泡内压强只是时间的函数，而与泡内的位置无关。这种模型简称均匀结构模型，并常被引用。这种模型从来没有直接证实过。查看本文的图 1(b)，图 3(b) 和 (d) 以及图 4，可以看出，在我们所计算的例子中，在所计算的时间段内，压强的空间均匀近似在一定精度内是适用的。从图 3(d) 和图 4 还可看出，气体的密度几乎也是空间均匀的，但温度曲线在气泡边缘下降陡而大。至于气度速度的空间曲线则接近斜直线。

从本文计算的终端结果看，对于所计算的例子，水中气泡内的压强和密度一般较高，而温度比早期设想的低许多，最高只是几万度或更低。同时，冲击波存在的可能性不大。这个结论应当可以说适用于一般的稳定单一气泡，因为前面讨论的是典型的这类气泡。

不过，泡内的温度情况有可能人为地在一定程度上加以改变。即使对于稳定的单一气泡，也可以在一定范围内改变气泡的环境，例如降低液体的温度，使用非挥发性的液体，变动声场的波形或频率等等；这些环境的控制，适当时可能会提高泡内的温度。此外，人们还可以运用瞬态的单一气泡，以至习常的瞬态多气泡，这些气泡的环境又可以是多种类的。它们内部的温度情况有待更多、更深入的了解。

另一方面，应当看到，在小小的气泡内能够轻易地产生万度的高温和十万个大气压的高压，并不是一件寻常的事。目前的问题是否能高效地、和多方式地利用这种现象。多年来一直有多种假说，认为泡内可能存在强电场；如果证实，这将进一步增强声空化的潜力。

参 考 文 献

- 1 Gaitan D F, Crum L A, Church C C, et al. Sonoluminescence and bubble dynamics for a single, stable cavitation bubble. *J Acoust Soc Am*, 1992, 91(6): 3166 ~ 3183
- 2 Wu C C, Roberts P H. Shock-wave propagation in a sonoluminescing gas bubble. *Phys Rev Lett*, 1993, 70(22): 3424 ~ 3427
- 3 Barber B P, Hiller R A, Lofstedt R, et al. Defing the unknowns of sonoluminescence. *Phys Rep*, 1997, 281: 65 ~ 143
- 4 汪承灏, 张德俊. 单一空化气泡的电磁辐射和光辐射. 声学学报, 1964, 1(2): 59 ~ 68
- 5 Xu N, Wang L, Hu X. Numerical study of electronic impact and radiation in sonoluminescence. *Phys Rev E*, 1998, 57(20): 1615 ~ 1620
- 6 Moss W C, Young D A, Harte J A, et al. Computed optical emissions from a sonoluminescing bubble. *Phys Rev E*, 1999, 59(3): 2986 ~ 2992

- 7 Hilgenfeldt S, Grossmann S, Lohse D. Sonoluminescence light emission. *Phys Fluids*, 1999, 11(6): 1318 ~ 1330
- 8 Coluss A J, Hoffmann M R. Vapor Supersaturation in collapsing bubbles. Relevance to the mechanism of sonochemistry and sonoluminescence. *J Phys Chem A*, 1999, 103(51): 11336 ~ 11339
- 9 Yuan L, Cheng H Y, Chu M C, et al. Physical parameters affecting sonoluminescence: A self-consistent hydrodynamic study. *Phys Rev E*, 1998, 57(4): 4265 ~ 4280
- 10 Prosperetti A, Lezzi A. Bubble dynamics in a compressible fluid. Part 1, First-order theory. *J Fluid Mech*, 1986, 168: 457 ~ 478
- 11 Vuong V Q, Szeri A J. Sonoluminescence and diffusive transport. *Phys Fluids*, 1996, 8(9): 2354 ~ 2364
- 12 Lohse D, Brenner M, Dupont T F, et al. Sonoluminescing air bubble rectify argon. *Phys Rev Lett* 1997, 78(7): 1359 ~ 1362
- 13 水鸿寿. 一维流体力学差分方法. 北京: 国防工业出版社, 1998
- 14 Prosperetti A, Hao Y. Modelling of spherical gas bubble oscillations and sonoluminescence. *Phil Trans R Soc Lond A*, 1999, 357: 203 ~ 223
- 15 Vuong V Q, Szeri A J, Young D A. Shock formation within sonoluminescence bubbles. *Phys Fluids*, 1999, 11(1): 10 ~ 17
- 16 Storey B D, Szeri A J. Water vapour, sonoluminescence and sonochemistry. *Proc R Soc Lond A*, 2000, 456: 1685 ~ 1709
- 17 Prosperetti A, Crum L A, Commander K W. Nonlinear bubble dynamics. *J Acoust Soc Am*, 1988, 83(2): 502 ~ 514