

## 声场中气泡运动的混沌特性\*

沈壮志<sup>†</sup> 林书玉

(陕西师范大学应用声学研究所, 陕西省超声学重点实验室, 西安 710062)

(2011 年 3 月 19 日收到; 2011 年 4 月 10 日收到修改稿)

以水为工作介质, 考虑了液体的可压缩性, 研究了声场中气泡的运动特性, 模拟了声波频率、声压幅值、气泡初始半径以及液体的表面张力和黏滞系数的变化对气泡运动状态的影响. 分析了空化处理效果与气泡运动状态之间关系. 结果表明: 气泡运动处于混沌状态, 是提高声空化降解有机污染物能力的最重要因素.

**关键词:** 声空化, 混沌, 相图, 功率谱图

**PACS:** 43.35.+d, 05.45.-a, 47.55.dd, 02.30.Oz

## 1. 引言

超声空化降解水体中有机污染物, 由于不产生二次污染, 被称为“绿色水处理”, 受到了广泛的关注. 它集高温、高压、机械剪切和破碎为一体, 为物理方法进行有机污染物降解和水体净化处理创造了特殊的形式, 尤其是能够有效地降解“三致(致癌、致畸、致基因突变)”有机污染物, 更是为人们所重视, 是近十几年来发展的一种新型水处理技术<sup>[1]</sup>.

超声降解水体中的有机污染物, 是物理化学降解过程, 其主要源于声空化效应以及由此引发的物理化学变化.

超声空化降解有机污染物受多种因素的影响, 主要有: 液体自身特性、污染物自身特性、超声场参数特性. 液体自身特性包括液体的黏度<sup>[2]</sup>, 液体的表面张力<sup>[3,4]</sup>、液体的蒸汽压<sup>[5]</sup>, 液体的温度<sup>[6]</sup>和液体的 pH 值<sup>[7,8]</sup>等影响因素. 污染物自身特性包括液体的初始浓度<sup>[9,10]</sup>、污染物的挥发性、极性、形态结构等<sup>[11]</sup>等影响因素. 超声场特性包括声频率<sup>[12-15]</sup>和声强<sup>[10, 16-18]</sup>等影响因素, 此外反应器的形状也是重要的影响因素之一. 由此可见超声空化降解有机污染物是一个复杂的工程, 只有综合考虑各方面的影响因素, 才能很好地将超声空化技术运

用到实际工程中去.

超声空化降解有机污染物, 目前普遍认为高频超声(频率大于 100 kHz)具有较好的处理效果. Petrier 等<sup>[19]</sup>利用 KI 溶液研究 514 和 20 kHz 声裂解水生成 OH 自由基数量时发现, 在同样的条件下, 514 kHz 裂解水生成的 OH 数量是 20 kHz 的 3 倍多. 理由是, 气泡在 514 kHz 的声波的作用下发生崩溃的时间是  $3 \times 10^{-7}$  s, 在 20 kHz 的作用下崩溃时间是  $10^{-5}$  s. 而 OH 自由基的寿命却只有  $10^{-6}$  s<sup>[20]</sup>, 这样泡内的 OH 自由基在 514 kHz 超声作用下来不及复合而逃逸到本体溶液中与反应物发生反应, 相反泡内的 OH 自由基在 20 kHz 超声作用下有足够的时间复合, 因而逃逸在本体溶液中的 OH 自由基数量很少. 另外 Petrier<sup>[16]</sup>利用 20, 200, 500 和 800 kHz 研究苯酚的超声降解时发现, 苯酚在 200 kHz 超声作用下降解效果最好. 由于苯酚是亲水、难挥发性物质, 主要靠自由基和过氧化氢等氧化性物质在本体溶液中与其发生降解反应. 按照上述 Petrier 自我解释, 声波频率越高, 不仅气泡崩溃时间越短, 而且单位时间内, 空化发生的次数也增多, 这将有更多的自由基等氧化性物质逃逸到本体溶液中与苯酚发生降解反应, 结果应该是 500 和 800 kHz 声波降解苯酚效果好于 200 kHz, 事实上却是 200 kHz 处理效果最好. 类似的实验例子很多, 但对实验结果的解释却很空洞, 进一步给出理论依据却鲜有.

\* 国家自然科学基金(批准号: 10974127)、陕西省自然科学基金(批准号: 2011JM1002)和中央高校基本科研基金(批准号: GK200901019)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: szz6@163.com

事实上,对气泡空化研究的一个重要方面就是气泡的振荡特性. 超声空化降解有机污染物的效果是由声场中空化泡的运动特性所确定的,而空化泡的运动特性是受声波频率、声压和液体的黏度、表面张力等复杂因数的影响. 本文从声场中空化泡的运动特性着手,探讨提高声空化降解有机污染物的途径和方法.

## 2. 数学模型与数值方法

### 2.1. 空化泡动力学方程

对声场作用下空化泡的动力学特性研究,模型采用了以下假设:1)空化泡膨胀和收缩期间保持为球形,只做径向运动;2)液体主体为水,温度恒定为20℃;3)考虑液体可压缩性、液体黏滞性、表面张力及液体的蒸汽压;4)计入气泡运动时向液体辐射声波而存在的辐射阻尼项;5)不考虑热交换、水蒸汽的相变、气体质量交换及泡内的化学反应. 空化泡运动控制方程采用经 Prosperetti<sup>[21]</sup>修正的可压缩性的 Keller-Miksis<sup>[22]</sup>方程

$$\begin{aligned} & \left(1 - \frac{\dot{R}}{c}\right) R \ddot{R} + \frac{3}{2} R^2 \left(1 - \frac{\dot{R}}{3c}\right) \\ &= \left(\frac{P}{\rho}\right) + \frac{1}{\rho c} \frac{d}{dt}(RP) \\ &= \left(1 + \frac{\dot{R}}{c}\right) \frac{P}{\rho} + \frac{R}{\rho c} \frac{dP}{dt}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中  $P$  是  $(R, \dot{R}, t)$  函数

$$\begin{aligned} P(R, \dot{R}, t) = & \left(P_0 - P_v + \frac{2\sigma}{R_0}\right) \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\kappa} \\ & - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} - P_0 \\ & + P_v - P_A \sin(2\pi ft), \end{aligned} \quad (2)$$

$P_0$  为环境大气压,  $P_v$  是泡内蒸汽压,  $P(R, \dot{R}, t)$  是作用于气泡壁上液体的压力,  $\sigma$  是液体表面张力,  $\mu$  是液体的黏滞系数,  $c$  为声波在液体中的传播速度,  $\rho$  是液体密度,  $\kappa$  是泡内气体的多方指数,  $R_0$  是气泡初始半径,  $R$  为气泡任意时刻的半径,  $\dot{R}$  为气泡半径的变化率,  $\ddot{R}$  为气泡脉动速度变化率,  $P_A$  是声压幅值,  $f$  是声波频率. 之所以选择方程(1)作为空化泡的运动特性控制方程,是因为单气泡声空化所得到的实验结果与解该流体动力学的偏微分方程所得到的

结果一致,同时上述方程广泛适用于气泡的各种振幅振动<sup>[23]</sup>.

### 2.2. 数值方法与初始条件

气泡运动是在具有周期性外部声场作用下进行的动力学行为,这种非线性方程的解在经过初始阶段的暂态状态过程后,即达到一稳定的形式<sup>[24]</sup>. 为了分析这一稳定形式,本文采用相图、庞加莱映像图、功率谱图以及分岔图来研究声场中气泡的运动特性,为此,可将方程(1)中含有时间  $t$  的非线性非自治的二维二阶运动微分方程转化为不显含时间的非线性自治的三维一阶微分方程组.

$$\text{设 } x = R, y = \frac{dR}{dt}, \theta = ft,$$

则方程(1)变化为

$$\dot{x} = y, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \dot{y} = & \left[ -\frac{y^2}{2} \left(3 - \frac{y}{c}\right) + \left(1 + (1 - 3\kappa) \frac{y}{c}\right) \right. \\ & \times \left( \frac{P_0 - P_v}{\rho} + \frac{2\sigma}{\rho x_0} \right) \left( \frac{x_0}{x} \right)^{3\kappa} \\ & - \frac{2\sigma}{\rho x} - 4\mu \frac{y}{\rho x} - \left(1 + \frac{y}{c}\right) \\ & \times \left( \frac{P_0 - P_v + P_A \sin(2\pi\theta)}{\rho} \right) \\ & \left. - x \frac{2\pi f P_A}{\rho c} \cos(2\pi\theta) \right] \\ & \times \left[ \left(1 - \frac{y}{c}\right) x + \frac{4\mu}{\rho c} \right]^{-1}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\dot{\theta} = f. \quad (5)$$

采用龙格-库塔法解上述模拟空化泡的运动特性的方程组. 初始条件为:  $t = 0$  时  $R = R_0, dR/dt = 0$ . 以水作为空化介质,物性参数为:  $\rho = 998 \text{ kg/m}^3$ ,  $\sigma = 0.0725 \text{ N/m}$ ,  $\mu = 0.001 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ,  $P_0 = 1 \times 10^5 \text{ Pa}$ ,  $P_v = 2.33 \text{ kPa}$ ,  $c = 1500 \text{ m/s}$ ,  $\kappa = 4/3$ .

由于庞加莱映像图是在普通的相图上绘制的,因此在相空间  $(x, y, \theta)$  中,取  $\theta = 0$  作为庞加莱截面. 由于变量  $\theta$  是以周期函数的形式表示的,因此相曲线每隔一个外激励周期在庞加莱截面  $\theta = 0$  上留下一个点,这样根据轨迹在截面上穿过的情况,就可以简洁地判断气泡的运动状态.

功率谱分析是研究振动的一个重要手段,根据傅里叶分析,任何一个周期运动都可以展成傅里叶级数,它的物理意义是,任何形式的周期运动可以看成是基频振动和一些泛频振动的叠加. 各泛频振

动的振幅和频率的关系为分立谱.

对任何非周期运动的时间函数,由于不能展成傅里叶级数,它描述的非周期运动的频率谱是连续的<sup>[24]</sup>.

因此可通过上述数值方法,展开对空化泡运动特性的研究.

### 3. 结果与讨论

#### 3.1. 超声参数对气泡运动特性的影响

##### 3.1.1. 频率的影响

图1描述了气泡在声压幅值为290 kPa,频率分别为100,200,300 kHz的声波驱动下,气泡在相平面图上的表现形式.图1(a)表示气泡在100 kHz超声作用下,气泡的运动状态在相平面(图1(a))上形成一条封闭的曲线,它表明气泡的振荡是等幅的稳定的周期性运动<sup>[25]</sup>,其运动频率等于外界驱动频率,即气泡运动每隔一个外激励周期重复一次,具有极限环特征<sup>[26]</sup>.相应地在庞加莱截面上(图2(a))只留下一个点,表明是周期1运动.郝柏林<sup>[27]</sup>认为周期1的功率谱只呈现基频( $f_0 = 100$  kHz)和谐频( $f = nf_0$ )成分的分立谱(离散谱)特征,而功率谱图(图3(a))中也确实如此.根据Eller等<sup>[27-29]</sup>研究认为,反映空化发生的标志是看功率谱中是否

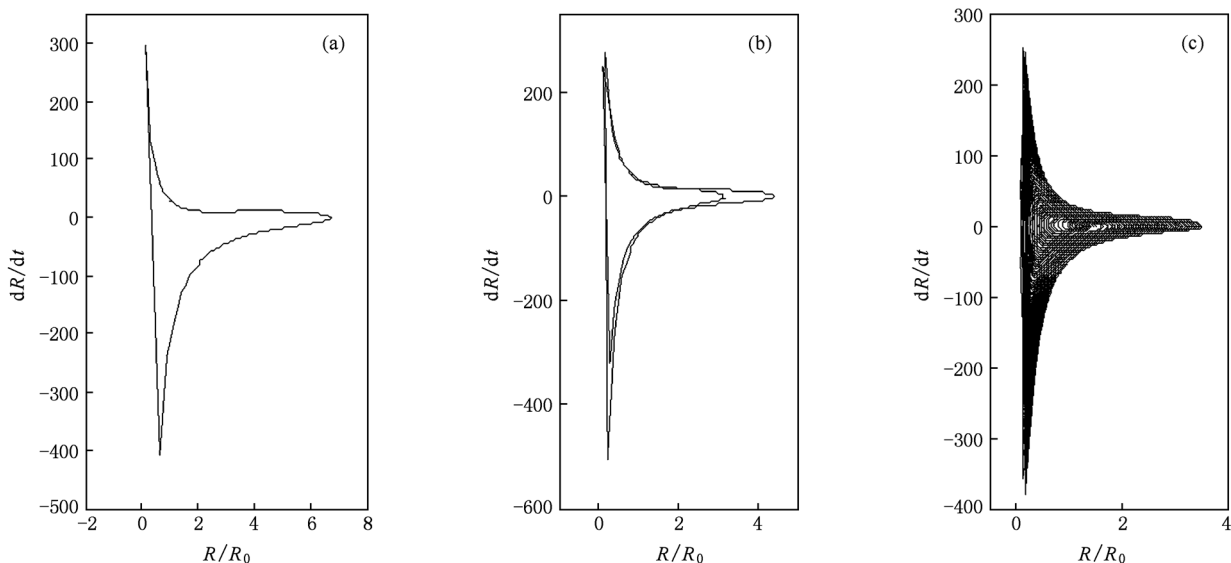


图1 频率对相图特性的影响,  $P_A = 290$  kPa,  $R_0 = 10$   $\mu\text{m}$ ,  $\mu = 0.001$  (Ns/m<sup>2</sup>),  $\sigma = 0.0725$  (N/m) (a)  $f = 100$  kHz; (b)  $f = 200$  kHz; (c)  $f = 300$  kHz

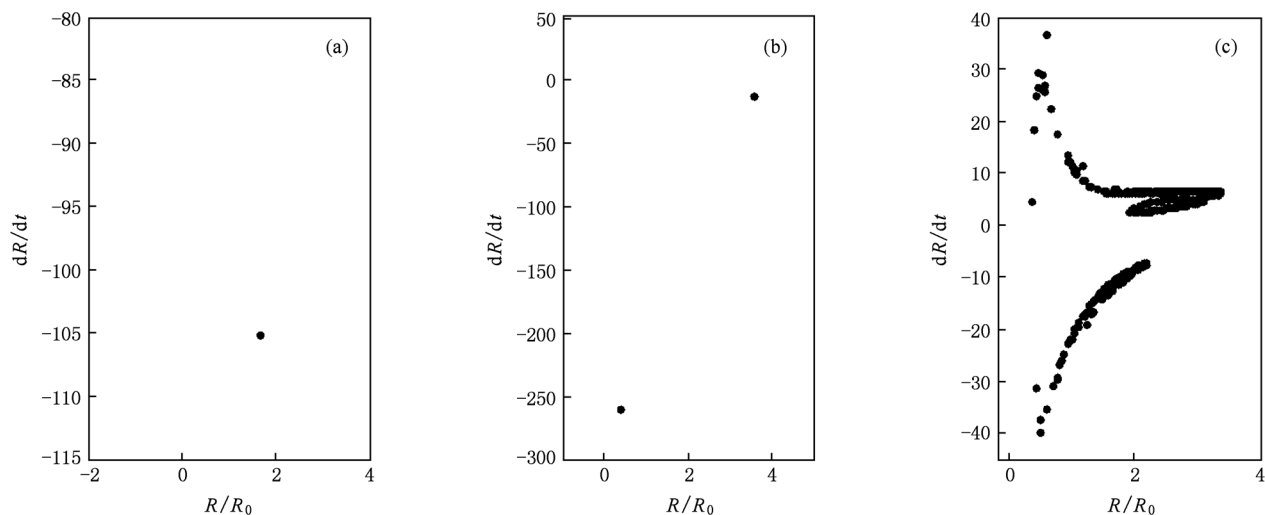


图2 频率对庞加莱映像图的影响,  $P_A = 290$  kPa,  $R_0 = 10$   $\mu\text{m}$ ,  $\mu = 0.001$  (Ns/m<sup>2</sup>),  $\sigma = 0.0725$  (N/m) (a)  $f = 100$  kHz; (b)  $f = 200$  kHz; (c)  $f = 300$  kHz

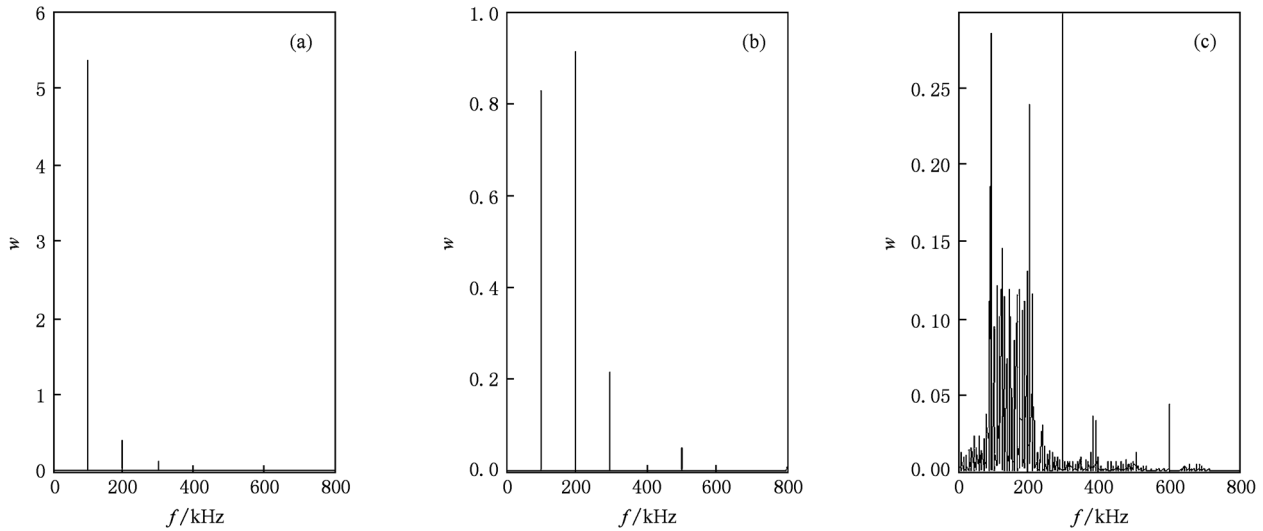


图3 频率对功率谱图的影响,  $P_A = 290$  kPa,  $R_0 = 10$   $\mu\text{m}$ ,  $\mu = 0.001$  (Ns/m<sup>2</sup>),  $\sigma = 0.0725$  (N/m) (a)  $f = 100$  kHz; (b)  $f = 200$  kHz; (c)  $f = 300$  kHz

出现分谐波如  $f = f_0/2, 5f_0/2, 9f_0/2$  等谱的成分. 显然, 图 3(a) 中并没有这些成分的频谱出现 (即使对图局部放大), 只能认为在 100 kHz 声波作用下, 气泡作稳定的周期振荡, 而不发生空化崩溃现象.

当声压幅值不变, 声波频率为 200 kHz 时, 相图 1(b) 上出现两条封闭的曲线, 它表示气泡仍作稳定的周期性的非线性振荡, 同时表明气泡振荡在两个外激励周期内才恢复原状, 然后周而复始. 在相应的庞加莱图 (图 2(b)) 上留下两个离散的稳定的点, 表明是周期 2 运动. 周期 2 对应的功率谱图 (图 3(b)) 上不仅呈现出基频 ( $f_0 = 200$  kHz,  $T = 1/f_0$ ) 和倍频  $f = nf_0$  成分的分立谱, 而且还出现了  $f = 1/(2T), 3/(2T), 5/(2T)$  等分谐波成分的高次谐波离散谱<sup>[26]</sup>. 相图和谱图都明确表明了气泡作倍周期 ( $2T$ ) 运动, 暗示着气泡运动的混沌状态快要到来了<sup>[27]</sup>. 同时  $f = f_0/2$  分谐波的出现表明: 尽管空化气泡仍作周期振荡, 但不剧烈的空化现象已经发生了<sup>[28,29]</sup>. 而剧烈的空化现象在谱图中应出现四分之一、甚至八分之一的奇数倍频谱<sup>[30,31]</sup>.

当声压幅值不变, 声波频率为 300 kHz 时, 相图 1(c) 呈现出无数个永不封闭的曲线 (漆黑一团), 已分不出相轨迹, 表明相平面不再具有极限环形式. 它看似杂乱无章, 其实运动的轨线又局限一定的区域, 具有局部的不稳定和整体稳定特性, 显露出奇怪吸引子特征, 表明气泡的振荡已是混沌状态了<sup>[27]</sup>. 按照庞加莱映射理论<sup>[32]</sup>: 如果系统运动是准周期的, 则庞加莱映射截面映射为一条封闭的曲线,

如果截面映射既不是有限点集, 也不是封闭的曲线, 则对应的运动可能是混沌. 而图 2(c) 显示, 截面上的点集不是封闭的曲线, 似乎具有有限个点集, 这说明气泡的运动可能是混沌的 (非周期运动), 也可能不是 (周期或准周期运动). 需借助功率谱图来判定.

从功率谱的图 3(c) 中可看出, 频谱已不再是一个个分立的离散谱, 而是具有连续的线状谱特征. 图中除了出现谐波和分谐波成分外, 还出现了很多无规律分布的频率成分, 它们连在一起构成连续谱. 从频谱分析的角度来看, 表明在 300 kHz 的声波作用下, 气泡的振荡具有非周期性运动特征<sup>[24]</sup>, 显示气泡运动状态已呈现混沌特性. 从空化角度来看, 频谱中出现很多低于主频 (300 kHz) 的频率成分, 它不局限于二分之一、四分之一等分谐波成分, 还出现了比它们更低的频率, 如  $f_0/10$  的分频, 表明气泡发生了强烈的空化<sup>[30-31, 33]</sup>. 因此为了提高空化处理效果, 控制参数应选择在气泡处于混沌状态的情形下, 否则超声处理效果并不理想, 甚至没有处理效果.

从上述相图上可知, 通过频率的变化, 气泡运动是按倍周期 (为节省篇幅, 本文未画 4 倍周期以上的图), 并经过足够多次的分岔途径向混沌过渡, 因此气泡空化所产生的混沌属于倍周期分岔<sup>[33]</sup>. 在倍周期分岔中, 每分岔一次, 功率谱中就出现一批对应新分频及倍频的峰, 足够多次分岔的结果是频谱连成一片构成连续谱, 所以混沌的谱是连续谱

而不是平谱<sup>[34]</sup>.

对于频率参数是如何影响气泡的运动状态的,也是为了更好地判断每种运动状态所在的区域(或范围),以提高声空化处理能力,只需作出相应的分岔图即可知道.

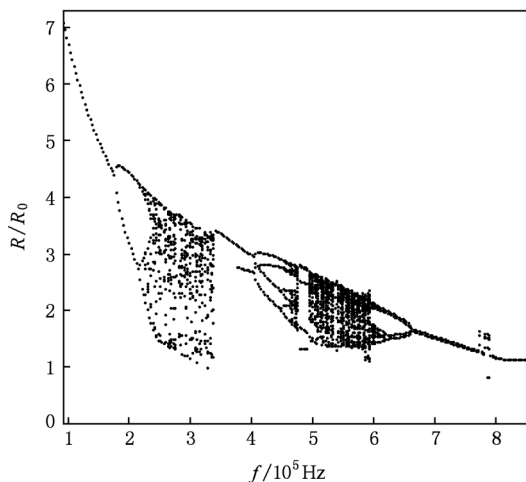


图4 频率对气泡运动状态的影响,  $P_A = 290 \text{ kPa}$ ,  $R_0 = 10 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\mu = 0.001 \text{ (Ns/m}^2\text{)}$ ,  $\sigma = 0.0725 \text{ (N/m)}$

从图4可看出,当初始条件(频率)连续增加时,气泡运动状态由周期1过渡到周期2,然后进入周期4,随后过渡进入混沌状态.随着声频率的进一步增加,气泡运动状态又进入周期1、周期2以及周期4运动等,之后再过渡到混沌状态.这种周期运动与混沌交替进行,表明初始条件严重影响着气泡的运动状态.如果对混沌区进行局部放大,会看到混沌区中嵌套着狭窄的周期窗口(如4周期、8周期、10周期等),这种全局与局部的自相似结构表明混沌区是无限多个倍周期分岔的结果.随着声波频率的进一步增加还出现倒分岔现象.从分岔图上可知,气泡作混沌运动是处在一定的区域范围内,选择在这个区域内的声频率参数,都可以发生强烈的空化,提高空化处理效果的.

### 3.1.2. 声压的影响

根据上述对气泡运动特性的分析,可知要提高空化处理效果,气泡的运动应处在混沌状态.为此在不改变频率的条件下,通过改变声功率来确定气泡的运动状态.

从图5可知,在声频率为300 kHz的作用下,通过声压幅值的变化,气泡约在  $P_A < 1.65 \times 10^5 \text{ Pa}$  的声压幅值作用下,处于稳定的周期1运动;在声压幅值范围为  $1.65 \times 10^5 < P_A < 2 \times 10^5 \text{ Pa}$  时,处于稳定

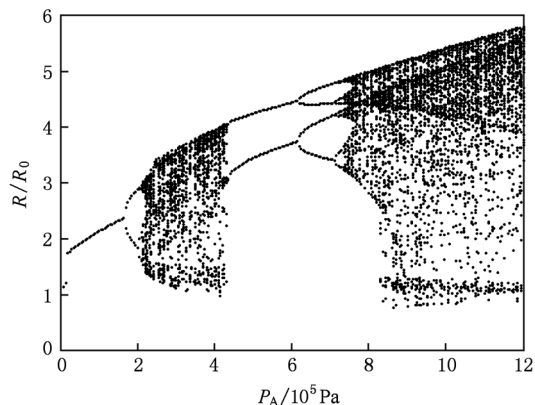


图5 声压对气泡运动状态的影响,  $R_0 = 10 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $f = 300 \text{ kHz}$ ,  $\mu = 0.001 \text{ (Ns/m}^2\text{)}$ ,  $\sigma = 0.0725 \text{ (N/m)}$

的周期2运动;在声压幅值范围为  $2 \times 10^5 < P_A < 4.3 \times 10^5 \text{ Pa}$  时,气泡已处于混沌运动状态,但对局部区域放大,仍会发现其中仍有倍周期窗口.随着声压幅值的进一步增大,约在  $4.3 \times 10^5 < P_A < 6.15 \times 10^5 \text{ Pa}$  范围,又出现周期2运动,进一步增大声压幅值,出现了周期4、周期8等运动现象,并再次达到混沌状态.

对高频超声来说,当  $P_A = 5 \times 10^5 \text{ Pa}$  时,声强按  $I = P_A^2 / (2\rho c)$  近似计算约为  $8.35 \text{ W/cm}^2$ ,液体在这么高的声强作用下,可能已经雾化了,所以高频高声强混沌区不利于降解有机污染物,应选择高频低声强混沌区.

### 3.2. 气泡初始半径对其运动状态的影响

溶于液体中的微小气泡大小是影响空化处理效果的最重要的参数之一.相对于声波的频率和声压来说,液体中的气泡初始半径很难人为地控制.要提高声空化处理效果,必须知道气泡初始半径是如何影响它的运动状态.

从图6中可看出,在声频率和声压一定的情形下,气泡的初始半径也影响着它自身的运动状态.总体上看,不同的初始半径,气泡的运动表现为不同的状态,有周期1运动、有周期2运动、有混沌运动特征.

按照气泡半径与其共振频率的关系<sup>[31]</sup>

$$f \cdot r = 3.28 \text{ kHz} \cdot \text{mm}. \quad (6)$$

对于  $f = 300 \text{ kHz}$  的频率,气泡初始半径约为  $10.9 \text{ }\mu\text{m}$ ,这时如果外界驱动频率等于气泡的共振频率,空化效果最佳,显然气泡的初始半径约在  $7.4 \text{ }\mu\text{m} < R_0 < 11.2 \text{ }\mu\text{m}$  范围内,声空化处理效果最佳,因为在

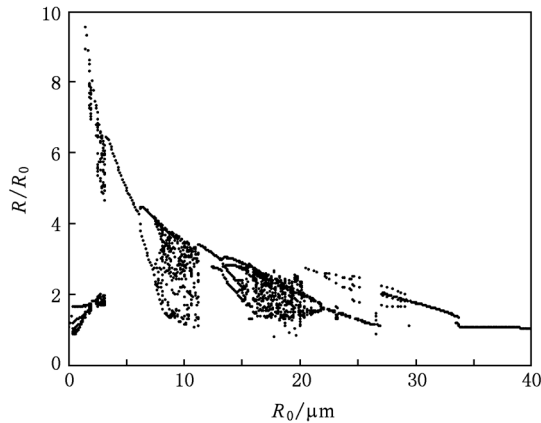


图6 初始半径对气泡运动状态的影响,  $f = 300 \text{ kHz}$ ,  $P_A = 2.9 \times 10^5 \text{ Pa}$ ,  $\mu = 0.001 \text{ (Ns/m}^2\text{)}$ ,  $\sigma = 0.0725 \text{ (N/m)}$

这个区域内,气泡的运动都处于混沌状态中. 当气泡初始半径大于  $11.2 \text{ }\mu\text{m}$  时,气泡运动又处于倍周期、周期4,以致再次到混沌状态,虽然说这时气泡处于混沌状态下,但气泡共振频率偏离了声波驱动频率,表现为声空化处理效果不佳. 因此要提高声空化处理效果,需通过物理手段,测试有机污染物中微气泡的半径范围,以便选择最佳声参数来提高降解有机污染物的能力.

### 3.3. 液体的表面张力与黏滞系数对气泡运动特性的影响

图7和8显示液体的表面张力和黏滞系数对气泡运动状态的影响是呈现倒分岔特性,说明气泡的混沌状态发生在的表面张力较小和黏滞系数较低的液体中,或者说声空化不易发生在表面张力大和黏滞系数高的液体中. 马军等<sup>[35]</sup>认为,液体的表面张力大,会使空化阈值提高,不利于超声降解. 文献<sup>[36,37]</sup>认为,高黏性液体中空化发生困难,是因为超声空化在声波膨胀相内产生的负声压要克服液体分子间的引力,因此在黏滞系数大的液体中空化较难发生. 同时当溶液黏度增加时,辐射入溶液中的有效声能减少,声能在溶液中的黏滞损耗和声能衰减加剧,导致空化阈值显著提高,空化强度减弱. 所以,高黏度液体不利于超声降解. Gutierrez 等<sup>[2]</sup>实验研究也证实了高黏度液体中,超声对聚合物PVP的降解效果差.

同样,液体的温度也影响声空化处理效果,是因为温度影响泡内的蒸汽压,进而影响气泡的运动状态.

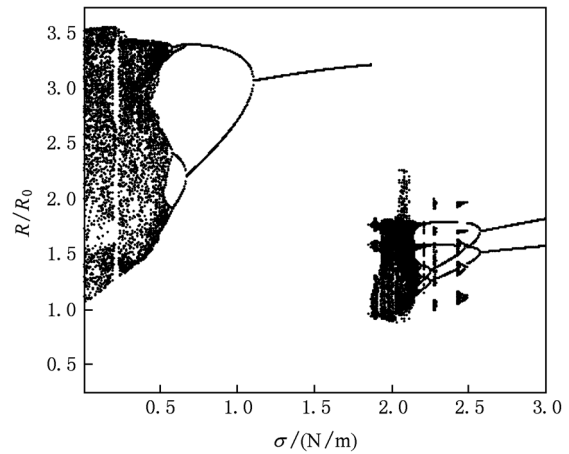


图7 液体的表面张力对气泡运动状态的影响,  $f = 300 \text{ kHz}$ ,  $P_A = 2.9 \times 10^5 \text{ Pa}$ ,  $R_0 = 10 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\mu = 0.001 \text{ (Ns/m}^2\text{)}$

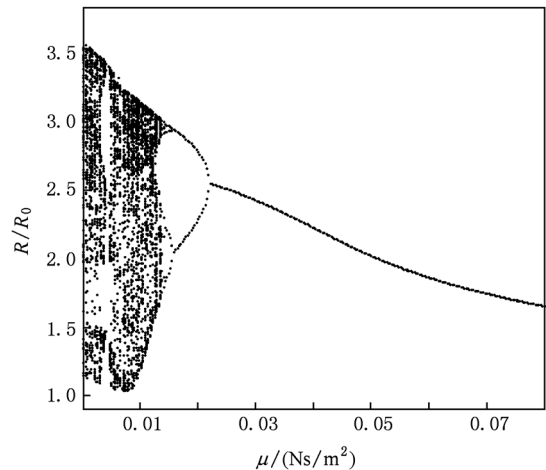


图8 液体的黏滞系数对气泡运动状态的影响,  $f = 300 \text{ kHz}$ ,  $P_A = 2.9 \times 10^5 \text{ Pa}$ ,  $R_0 = 10 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\sigma = 0.0725 \text{ (N/m)}$

## 4. 结 论

本文以水为介质,对声场作用下可压缩液体的空化泡动力学特性进行了研究,得出以下结论:气泡的运动特性是随初始条件的变化,表现为倍周期分岔和倒分岔特征;当气泡运动处于稳定等振幅的周期1状态时,功率谱图只显示离散的基频和倍频成分的信号,表明空化没有发生;当气泡运动处于周期2状态时,功率谱图显示出离散的基频、倍频以及奇数倍分频成分的信号,表明空化现象已经发生了;当气泡运动处于混沌状态时,频谱图上显示出基频以及倍频和各种奇数倍分频成

分的连续信号,表明强烈的空化已经发生了;气泡运动的混沌区域可以从分岔图上清楚显示. 从分岔图上可知,当声压幅值不变,声波频率改变时,只要频率范围处于气泡运动的混沌区域,应该是具有较好的空化处理效果. 当频率不变,声压幅值

改变时,高频低声强有利于提高空化处理效果;声波驱动频率与气泡的共振频率相等或相接近,是提高声空化处理效果的关键因素之一;液体的表面张力小和黏滞系数低,有利于提高声空化降解有机污染物能力.

- [1] Mason T J 1993 *Chem. Ind.* **18** 50
- [2] Gutierrez M, Henglein A 1998 *J. Phys. Chem.* **92** 2978
- [3] Liu Y 1999 *Appl. Acoust.* **18** 35 (in Chinese) [刘 岩 1999 应用声学 **18** 35]
- [4] Suzuki Y, Maezawa A, Uchida S 1999 *Chem. Eng. Technol.* **22** 507
- [5] Okuno H, Yim B, Mizukoshi Y 2000 *Ultrason. Sonochem.* **7** 261
- [6] Ku Y, Chen K Y, Lee K C 1997 *Water Res.* **31** 929
- [7] Jiang Y, Pétrier C, David Waite T 2002 *Ultrason. Sonochem.* **9** 163
- [8] Fu M, Gao Y, Wang X H, Ding P D 2002 *Acta Sci. Circum.* **22** 402 (in Chinese) [傅 敏、高 宇、王孝华、丁培道 2002 环境科学学报 **22** 402]
- [9] De Visscher A, Langenhove H V, Eenoo P V 1997 *Ultrason. Sonochem.* **4** 145
- [10] Ashish Bhatnagar, Michael Cheung H 1994 *Environ. Sci. Technol.* **28** 1481
- [11] Zhao B B, Wang L 2002 *Chem. Engineer* **93** 21 (in Chinese) [赵彬斌、王 丽 2002 化学工程师 **93** 21]
- [12] Drijvers D, De Baets R, De Visscher A 1996 *Ultrason. Sonochem.* **3** S83
- [13] Entezari M H, Kruus P, Otson R 1997 *Ultrason. Sonochem.* **4** 49
- [14] Petrier C, Francony A 1997 *Ultrason. Sonochem.* **4** 295
- [15] Cum G, Galli G, Gallo R, Spadaro A 1992 *Ultrasonics* **30** 267
- [16] Price G J, Matthias P, Leoz E J 1994 *Process Saf. Environ. Prot.* **72** B 27
- [17] Terese M O, Philippe F B 1994 *Water Res.* **28** 1383
- [18] Chen W, Fan J C, Chen L, Qian M L 2000 *Chin. Water Wastewater* **16** 1 (in Chinese) [陈 伟、范瑾初、陈 玲、钱梦驊 2000 中国给水排水 **16** 1]
- [19] Petrier C, Jeunet A, Luche J L, Reverdy G 1992 *J. Am. Chem. Soc.* **114** 3148
- [20] Zhang N D, Zheng W 2001 *J. Harbin Univ. Commerce Nat. Sci. Edition* **17** 22 (in Chinese) [张乃东、郑 威 2001 哈尔滨商业大学学报(自然科学版) **17** 22]
- [21] Prosperetti A 1984 *Ultrasonics* **22** 69
- [22] Keller B, Miksis M 1980 *J. Acoust. Soc. Am.* **68** 628
- [23] Prosperetti A, Lezzi A 1986 *J. Fluid Mech.* **168** 457
- [24] Liu B Z 1984 *Nonlinear Dynamic and Chaotic Foundation* p19 (Changchun: Northeast Normal University Press) (in Chinese) [刘秉正 1984 非线性动力学与混沌基础(长春:东北师范大学出版社)19]
- [25] Yu G A, Huang S W, Fang W F 2003 *Comput. Mod.* (5) 14 (in Chinese) [于国安、黄胜伟、方维凤 2003 计算机与现代化 (5) 14]
- [26] Lauterborn W, Parlitz U 1988 *J. Acoust. Soc. Am.* **84** 1975
- [27] Hao B L 1983 *Prog. Phys.* **3** 329 (in Chinese) [郝柏林 1983 物理学进展 **3** 329]
- [28] Eller A, Flynn H G, 1969 *J. Acoust. Soc. Am.* **46** 722
- [29] Neppiras E A 1969 *J. Acoust. Soc. Am.* **46** 587
- [30] Zheng J H, Qiu Y D 1991 *Appl. Acoust.* **10** 18 (in Chinese) [郑进鸿、邱永德 1991 应用声学 **10** 18]
- [31] Ma D Y 2004 *Theory of Modern Acoustic* (Beijing: Science Press) (in Chinese) p349 [马大猷 2004 现代声学理论基础(北京:科学出版社) p349]
- [32] Zhao H, Zhang D S 2003 *Res. Iron Steel* (5) 36 (in Chinese) [赵 弘、张登山 2003 钢铁研究 (5) 36]
- [33] Qian Z W 2009 *Non-linear Acoustics* (Beijing: Science Press, the Second Edition) (in Chinese) p316 [钱祖文 2009 非线性声学第二版(北京:科学出版社) 第316页]
- [34] Wang X H, XIE S S, Zhang Z W 2006 *Mod. Electron. Techn.* (10) 105 (in Chinese) [王晓辉、谢胜曙、张志伟 2006 现代电子技术(10)105]
- [35] Ma J, Zhao L 2005 *J. Nat. Sci. Heilongjiang Univ.* **22** 141 (in Chinese) [马 军、赵 雷 2005 黑龙江大学自然科学学报 **22** 141]
- [36] Bian H S, Zhang D N, Zhao Y X 2000 *Tech. Equip. Environ. Poll. Cont.* **1** 56 (in Chinese) [卞华松、张大年、赵一先 2000 环境污染治理与设备 **1** 56]
- [37] Xie W L, Zhong L 2006 *Guangdong Chem. Ind.* **33** 76 (in Chinese) [谢伟立、钟 理 2006 广东化工 **33** 76]

# Chaotic characteristics of gas bubble motion in acoustic field<sup>\*</sup>

Shen Zhuang-Zhi<sup>†</sup> Lin Shu-Yu

(*Institute of Applied Acoustics, Key Laboratory of Ultrasonics of Shaanxi Province, Shaanxi Normal University, Xi'an 710062, China*)

(Received 19 March 2011; revised manuscript received 10 April 2011)

## Abstract

Considering liquid compressibility, the dynamical behaviors of gas bubble in acoustic field are investigated by regarding water as a work medium. The effects of acoustic frequency, acoustic pressure, initial radius of gas bubble, liquid surface tension, and viscosity coefficient on bubble motion state are numerically simulated. The relationship between cavitation treatment effect and gas bubble motion state is analysed. The results show that when the gas bubble motion is in a chaotic state, it is the most important factor for enhancing acoustic cavitation degradation of organic pollutants ability.

**Keywords:** acoustic cavitation, chaos, phase diagram, power spectrum

**PACS:** 43.35.+d, 05.45.-a, 47.55.dd, 02.30.Oz

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10974127), the Natural Science Foundation of Shuanxi Province (Grant No. 2011JM1002), and the Fundamental Research Foundation for the Central Universities of China (Grant No. GK200901019).

<sup>†</sup> E-mail: szz6@163.com