

高能超声制备碳纳米管增强AZ91D复合材料的声场模拟

赵福泽 朱绍珍 冯小辉 杨院生

Sound field simulation of ultrasonic processing to fabricate carbon nanotubes reinforced AZ91D composites

Zhao Fu-Ze Zhu Shao-Zhen Feng Xiao-Hui Yang Yuan-Sheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 144302 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.144302

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.144302>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I14>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

大气风场和温度对无线电声波探测系统探测高度影响的数值研究

A numerical study of effects on detection height of a radio acoustic sounding system influenced by atmospheric wind and temperature

物理学报.2015, 64(10): 100205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.100205>

轴对称构件受力分析的插值粒子法

Interpolating particle method for mechanical analysis of space axisymmetric components

物理学报.2015, 64(10): 100204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.100204>

超声造影剂微泡非线性动力学响应的机理及相关应用

Mecanism and applications of the nonlinear dynamic response to ultrasound contrast agent microbubbles

物理学报.2015, 64(9): 094306 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094306>

镁基合金自由枝晶生长的相场模拟研究

Phase-field modeling of free dendritic growth of magnesium based alloy

物理学报.2015, 64(6): 060201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.060201>

水下强声波脉冲负压的产生和空化气泡运动

Generation of negative pressure of underwater intensive acoustic pulse and cavitation bubble dynamics

物理学报.2012, 61(18): 184302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.184302>

高能超声制备碳纳米管增强 AZ91D 复合材料的声场模拟*

赵福泽¹⁾ 朱绍珍¹⁾²⁾ 冯小辉¹⁾ 杨院生^{1)†}

1) (中国科学院金属研究所, 沈阳 110016)

2) (东北大学材料与冶金学院, 沈阳 110819)

(2014 年 12 月 30 日收到; 2015 年 1 月 27 日收到修改稿)

建立了高能超声制备碳纳米管增强 AZ91D 复合材料的声场计算模型, 并采用有限元方法计算了 20 kHz 超声直接作用下 AZ91D 熔体的声场分布, 熔体声场呈辐射状分布, 距离声源越远, 声压幅值越低. 采用超声作用下单气泡变化模型描述超声作用下 AZ91D 熔体中的空化效应, 通过对 Rayleigh-Plesset 方程的求解, 得到了不同声压作用下气泡的变化规律, 获得了声压幅值与熔体空化效应的关系, 声压幅值越大, 气泡溃灭半径阈值越小, 熔体发生空化效应越容易. 计算了固定坩埚尺寸、不同超声探头没入熔体深度情况下的声场, 得到了超声探头最优没入深度为 30 mm 左右. 将声场计算结果以及 AZ91D 熔体中空化效应的发生规律进行综合分析, 得到了超声功率对有效空化区域的影响规律, 超声功率较大时, 有效空化区域体积随超声功率近似成线性增大. 最后, 通过甘油水溶液超声处理实验, 验证了模拟计算的准确性.

关键词: 超声处理, 声场, 空化效应, 模拟计算

PACS: 43.35.-c, 43.35.Ei, 02.60.Cb, 81.20.-n

DOI: 10.7498/aps.64.144302

1 引言

碳纳米管(carbon nanotubes, CNT)具有较低的密度、超高的弹性模量和强度, 可以作为一种优异的纳米增强体^[1]. 镁及其合金具有结构材料中最低的密度, 在航空、航天、交通领域具有良好的应用前景. 为进一步提高镁及其合金的性能, 拓展其应用范围, 将 CNT 作为增强体制备镁基复合材料是一种良好的选择. 然而, 由于 CNT 具有较大的长径比(长度几到几十微米, 外径几到几十纳米), 极易形成团簇, 且镁熔体与 CNT 的润湿性较差, 通过简单的铸造方式很难得到较好的分散结果. 因此, 一些新型材料制备技术被应用于制备 CNT 增强镁基复合材料, 如 Disintegrated Melt Deposition (DMD) 方法^[2,3]、粉末冶金法^[4,5]. 同时, 已证明超声熔体处理技术能促进熔体中的纳米增强相的

分散^[6], 且已经被用于制备 CNT 增强镁基复合材料^[7-9]. 现有的研究结果显示, 超声熔体处理过程中产生的空化效应对复合材料中纳米增强相的分散起重要作用, 而熔体空化效应与熔体中的声场分布密切相关. 然而, 由于镁熔体超声处理温度在镁凝固点以上, 声场的直接测量较为困难, 因此, 采用模拟计算方法对镁熔体超声处理过程中的声场分布以及空化效应具有实际意义.

镁熔体的超声处理在有限容器内进行, 目前针对这种固定容器内部的声场模拟计算主要依赖于对描述声波传播的赫姆霍兹方程的求解, 当前最普遍的求解软件为 COMSOL Multiphysics(原 FEMLAB)^[10]. Sáez 等^[11]将容器壁设为无限硬界面, 采用 FEMLAB 软件计算了 20 kHz 下声化学反应器内的水声场. Klíma 等^[12]采用了同样的软件, 而将容器壁面设为无限软界面, 计算了不同几何尺

* 国家自然科学基金(批准号: 51274184)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ysyang@imr.ac.cn

寸的容器内的水声场, 认为通过调整容器尺寸以及超声探头的位置, 可以使容器内部的声强得到增强, 其结论通过观察水中空化气泡位置得到证实. 邵志文等^[13,14]对镁合金的超声净化过程以及细化过程中的声场进行了计算模拟, 并通过凝固后的组织进行了侧面验证.

关于超声作用下整个介质中空化效应的直接模拟目前未见报道, 通常的研究手段为将超声简化为外部压力变化来研究气泡的变化规律. 目前的研究对象已由单一气泡向多气泡或气泡团发展^[15,16]. 为便于分析本文研究的问题, 仍采用单一气泡模型.

本文对 20 kHz 的超声作用下 AZ91D 熔体中的声压分布、空化效应情况进行了模拟计算, 分析了 AZ91D 熔体超声处理过程中探头没入深度对熔体声场的影响, 并对超声功率与熔体空化区域的关系进行了研究, 最后采用甘油水溶液超声处理实验对模拟结果进行了验证.

2 计算模型

2.1 熔体超声处理过程以及数值模拟参数定义

图 1 为 CNT 增强 AZ91D 复合材料的熔体超声处理示意图. 超声波换能器将电能转换为声能并

通过没入熔体的超声探头将超声波直接传入熔体进行超声处理. CNT 已预先通过半固态搅拌等方式加入到 AZ91D 熔体中. 为利于 CNT 的分散, AZ91D 熔体温度常保持在凝固点以上, 且为防止燃烧, 超声处理过程中熔体始终处于 $\text{SF}_6 + \text{CO}_2$ 保护气氛中. 表 1 为数值模拟中用到的符号定义, 表 2 为部分模拟计算采用的参数取值. 由于 CNT 含量较少, 数值模拟计算中采用 AZ91D 熔体的物性参数近似表示复合材料熔体的物性参数.

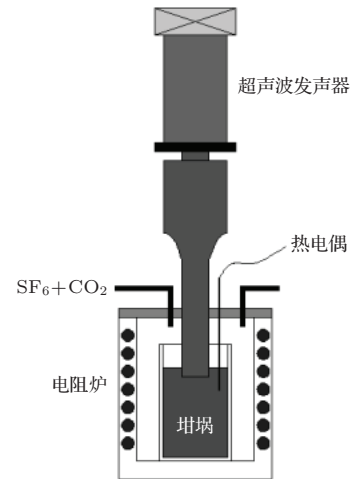


图 1 AZ91D 熔体的超声处理示意图

Fig. 1. Schematic diagram of ultrasonic processing for AZ91D melt.

表 1 数值模拟用到的符号定义
Table 1. Nomenclature for numerical simulation.

符号	定义	符号	定义
A_1	钛合金超声探头截面位移振幅	$\dot{R}$	气泡壁的速度
A_2	熔体声源位移振幅	$\ddot{R}$	气泡壁的加速度
a	半径为 R_0 的气泡中总气体分子等效半径	R_0	气泡初始半径
c_1	超声探头中的声速	R_{ef}	声波反射系数
c_2	熔体中的声速	S	超声探头端面面积
h	有限元网格划分步长	T_{ra}	声波透射系数
I	声强	t	时间
k	波数	U_1	超声探头振动速度
P	声压	W_{all}	总电功率
P_0	大气压力	W_{out}	探头端面处超声功率
P_{m}	声压幅值	η	功率系数
P_{v}	蒸汽压力	μ	熔体黏度
P_1	超声波探头声压	ρ_1	钛合金超声探头密度
P_2	熔体声源声压	ρ_2	熔体密度
p_0	熔体声源声压振幅	σ	熔体表面张力
R	气泡半径	ω	超声角频率

表2 部分数值模拟使用的参数取值
Table 2. Some parameters for numerical simulation.

参数	取值	参数	取值
a	$0.082R_0$	η	0.7
$c_1/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	4980	$\mu/\text{Pa}\cdot\text{s}$ [18]	$1.33\cdot 10^{-3}$
$c_2/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ [17]	4100	$\rho_1/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	4430
P_0/atm	1	$\rho_2/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ [18]	1660
P_v/atm	0	$\sigma/\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$ [19]	0.62
S/m^2	$0.015^2\pi$	$\omega/\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$	40000π

2.2 超声功率-熔体声源振幅换算

超声波换能器将电能转换成声能并传播到钛合金探头端面的过程中存在介电损耗以及机械损耗, 传播到探头端面时的功率 W_{out} 与总电功率 W_{all} (超声设备上的功率显示值, 为方便描述, 本文将其视为超声功率) 之间存在如下关系:

$$W_{\text{out}} = W_{\text{all}} \cdot \eta, \quad (1)$$

η 为功率系数. 超声波沿钛合金探头的长度方向传播, 可视为单方向传播的平面波, 探头端面上各处质点振动速度视为一致, 其质点振动速度 U_1 、声压 P_1 可表示为

$$U_1 = \omega A_1 \sin(\omega t), \quad (2)$$

$$P_1 = \rho_1 c_1 \omega A_1 \sin(\omega t), \quad (3)$$

其中, ω 为超声波角频率, A_1 为钛合金探头端面位移振幅, ρ_1 为钛合金探头的密度, c_1 为钛合金探头中的声速. t 时刻探头端面上单位面积传播的功可以用声强 I 表示为 [20]

$$I = P_1 U_1, \quad (4)$$

则超声传播到钛合金探头端面时的功率 W_{out} 可以表示为声强 I 与探头截面积 S 的乘积的时均值

$$W_{\text{out}} = \overline{IS}. \quad (5)$$

根据 (2)—(5) 式, 得到探头端面上超声功率 W_{out} 的表达式为

$$W_{\text{out}} = \rho_1 c_1 \omega^2 A_1^2 S / 2. \quad (6)$$

超声波经过探头与镁熔体界面时会发生反射与透射, 其反射系数 R_{ef} 、透射系数 T_{ra} 分别为 [21]

$$R_{\text{ef}} = \frac{\rho_1 c_1 - \rho_2 c_2}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2}, \quad (7)$$

$$T_{\text{ra}} = \frac{2\rho_2 c_2}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2}, \quad (8)$$

其中, ρ_1 , ρ_2 分别为钛合金超声探头与熔体的密度; c_1 , c_2 分别为钛合金探头与熔体中的声速. 界面处熔体声源声压 P_2 与超声波探头声压 P_1 的关系为

$$P_2 = P_1 T_{\text{ra}}. \quad (9)$$

与 (3) 式类似, 熔体声源声压 P_2 可以用熔体声源位移振幅 A_2 表示为

$$P_2 = \rho_2 c_2 \omega A_2 \sin(\omega t), \quad (10)$$

由 (1), (3), (9), (10) 式可以得到熔体声源位移振幅 A_2 与总功率 W_{all} 的关系为

$$A_2 = \frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2} T_{\text{ra}} \sqrt{\frac{2\eta \cdot W_{\text{all}}}{\rho_1 c_1 \omega^2 S}}. \quad (11)$$

图2为20 kHz的超声作用下, 超声功率 W_{all} 与熔体声源位移振幅 A_2 的关系.

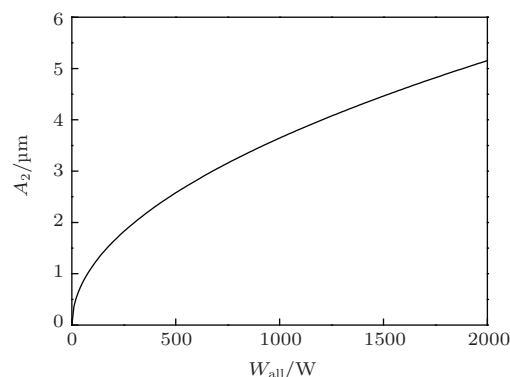


图2 超声功率 W_{all} 与熔体声源位移振幅 A_2 的关系
Fig. 2. The relationship between ultrasonic power W_{all} and acoustic source amplitude A_2 .

2.3 熔体声场计算方法

线性声波理论中, 忽略流体中的切应力, 声压 P 满足波动方程 [21]

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - c_2^2 \nabla^2 P = 0, \quad (12)$$

其中 c_2 为熔体声速. 假设镁合金熔体中超声波为时间谐波, 即声压 P 满足

$$P(r, t) = p(r) e^{i\omega t}, \quad (13)$$

其中, ω 为超声波角频率. 则声压中与位置相关部分 $p(r)$ 满足赫姆霍兹方程

$$\nabla^2 p + \frac{\omega^2}{c_2^2} p = 0. \quad (14)$$

因此, 声场的计算转化为求解赫姆霍兹方程满足边界条件的解.

赫姆霍兹方程可通过有限元方法求解, 其中有有限元网格划分步长 h 通常满足经验公式^[22]

$$kh = \text{constant}. \quad (15)$$

然而, 当波数 $k = \omega/c$ 较大时, 选用上述经验公式作为步长划分判据, 有限元求解赫姆霍兹方程过程中的误差会随波数 k 的增大而剧增^[23]. 对于固定频率为 20 kHz 的超声作用下 AZ91D 熔体中的声场求解问题, 波数 k 为定值, 适当减小步长 h 有利于减小有限元计算的误差.

图 3 为有限元计算 AZ91D 熔体声压场的模型以及网格划分. AZ91D 熔体直径为 D , 高度为 H , 超声探头直径为 d , 插入熔体深度为 L . 采用三角单元进行有限元网格划分. 边界条件设置如下:

1) $p = p_0$ 表示声源, 如超声探头端面与 AZ91D 熔体接触面, 其中 p_0 为超声探头端面处声压幅值, 可以由 $p_0 = \rho_2 c_2 \omega A_2$ 表示;

2) $p = 0$ 表示全反射界面, 如 AZ91D 熔体与空气接触面以及熔体与坩埚接触壁面以及底面; 事实上, 在 $\text{CO}_2 + \text{SF}_6$ 保护气氛下, 熔体上表面会生成致密的保护膜来防止熔体与空气接触发生燃烧, 在此忽略保护膜对超声的作用, 且考虑到 AZ91D 熔体的声阻抗 (ρc) 与空气存在较大差异, 反射系数 R_{ef} 趋近于 0, 可视为全反射界面; 由于坩埚壁厚远小于超声波的波长, 在此忽略坩埚壁以及坩埚底面, 熔体壁面以及熔体底面均可视为全反射界面;

3) $\partial p / \partial n = 0$ 表示刚性面, 如超声探头侧面与熔体接触面.

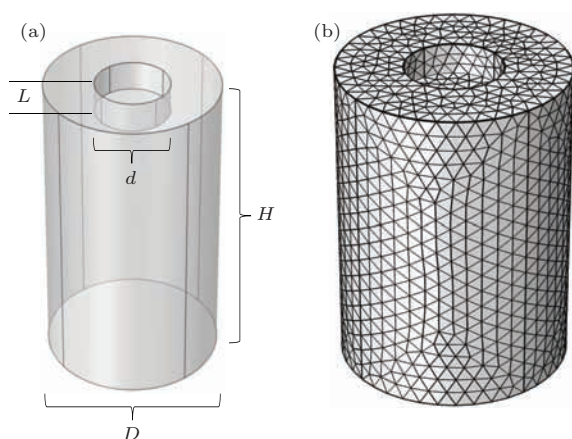


图 3 AZ91D 熔体声压场有限元计算模型 (a) 以及网格划分 (b)

Fig. 3. The finite element computing model (a) for sound field of AZ91D melt and its mesh generation (b).

赫姆霍兹方程采用多物理场分析软件 COMSOL Multiphysics 进行求解.

2.4 熔体空化效应模型

超声作用下的液体会发生惯性空化效应, 液体中形成微气泡并在超声作用下振荡, 当超声声压足够高时, 气泡长大并迅速溃灭^[24]. 而这些空化气泡的溃灭会放出能量以及微扰动, 有利于复合材料中增强相的分散. 因此, 研究气泡在超声作用下的变化规律具有重要意义. 在此, 忽略气泡之间的相互作用, 单一气泡在超声作用下的半径变化可以用 Rayleigh-Plesset 方程来描述^[25]:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho_2} \left[\left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0^3 - a^3}{R^3 - a^3} \right) - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} - P_0 + P_v - P_m \sin(\omega t) \right], \quad (16)$$

其中, R 为气泡半径, $\dot{R}$ 为气泡壁运动速度, $\ddot{R}$ 为气泡壁加速度, R_0 为气泡平衡态半径, ρ_2 为熔体密度, σ 为熔体表面张力, μ 为熔体黏度, a 为半径为 R_0 的气泡中气体等效半径, P_0 为大气压力, P_v 为蒸汽压力, P_m 为超声声压幅值, 超声波简化为正弦波. 通过 Matlab 软件对 Rayleigh-Plesset 方程的求解, 可以得到不同声压幅值 P_m 、不同气泡初始半径 R_0 条件下气泡的变化规律, 有助于分析熔体中空化效应.

3 计算结果

3.1 熔体声场计算结果

取模型尺寸为 $H = 100 \text{ mm}$, $L = 20 \text{ mm}$, $D = 70 \text{ mm}$, $d = 30 \text{ mm}$, 熔体声场计算结果如图 4 所示 (归一化处理, 即以 p/p_{max} 表示声压幅值). 整体声场呈辐射状, 超声探头端面附近区域声压幅值较大, 离探头端面距离越远, 声压幅值越小. 超声探头端面中心竖直方向上的声压幅值分布如图 4 (b) 所示, 其中实线为有限元计算结果, 虚线为采用自由场下平面声源轴线声压衰减公式^[26]

$$p/p_{\text{max}} = \frac{2 \sin \left[\frac{k}{2} (\sqrt{r^2 + z^2} - z) \right]}{\sin \left(\frac{k}{2} \right)} \quad (17)$$

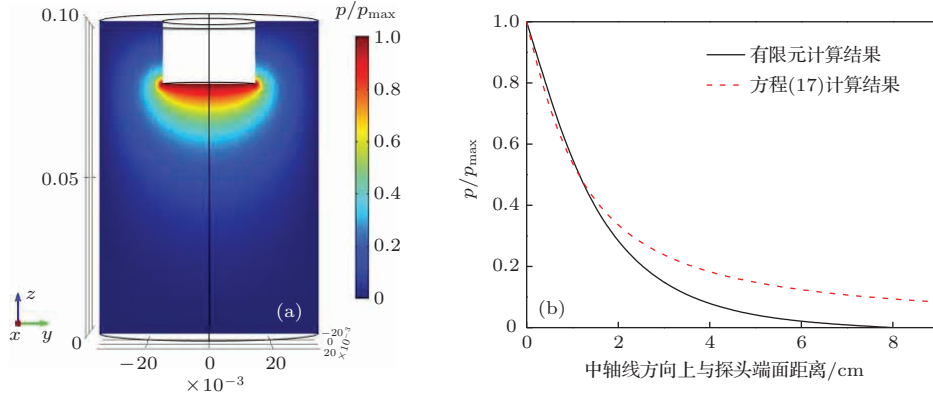


图4 (网刊彩色) AZ91D 声场有限元计算结果 (a) 以及探头中心线方向声压分布 (b)

Fig. 4. (color online) The finite element computing result of AZ91D sound field (a) and the pressure amplitude along the center line (b).

计算得到的结果, 其中 r 为圆形探头半径, z 为探头中轴线方向上与探头端面的距离. 在探头端面垂直距离小于 1 cm 范围内, 有限元计算 z 轴方向的声压幅值略微大于自由场计算结果; 探头端面垂直距离大于 1 cm, 有限元计算中轴线方向的声压幅值小于自由场计算结果, 且随着距离的增大差异逐渐增大, 距离为 2 cm 时自由场计算结果为 0.33, 有限元计算结果为 0.28, 距离为 8 cm 时 (底面边界所在位

置), 有限元计算结果显示声压幅值为 0, 自由场仍存在最大值的 0.094 倍的声压幅值.

3.2 熔体空化效应计算结果

代入不同气泡初始半径 R_0 、不同的声压幅值 P_m 以及 AZ91D 熔体的物性参数, 微分方程 (16) 的计算结果如图 5 所示. 图 5 (a) 为气泡原始半径 R_0 为 2 μm 、超声声压振幅 P_m 为 1—5 atm 的条件下气

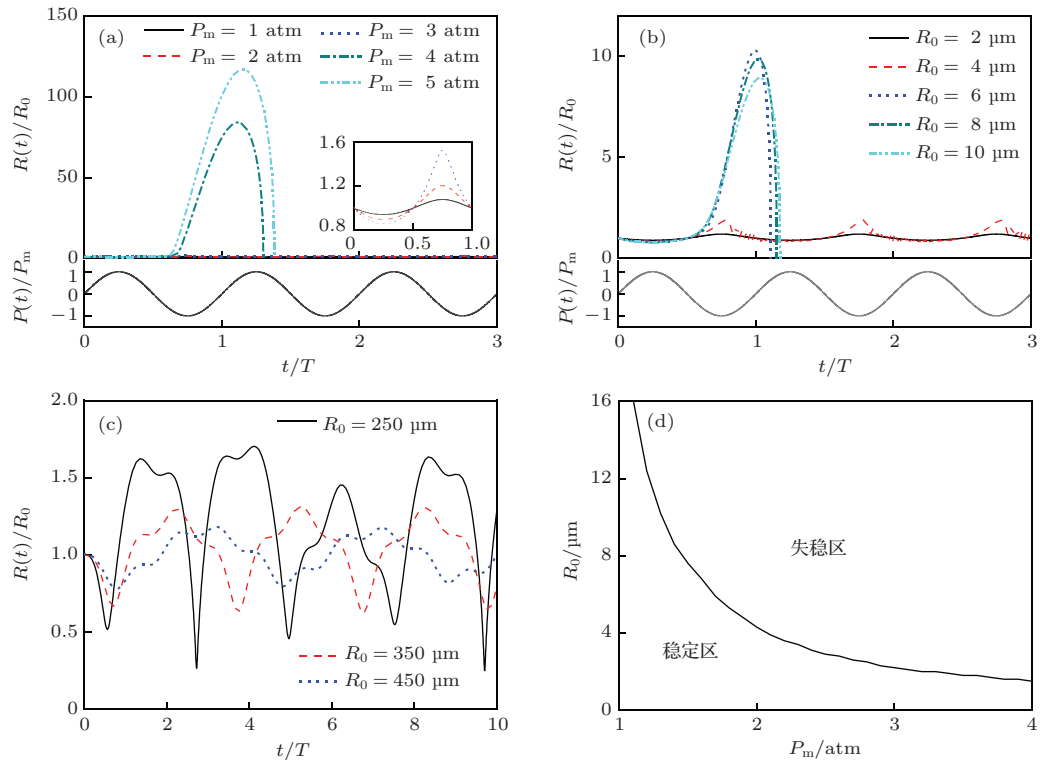


图5 (网刊彩色) AZ91D 熔体中超声空化效应计算结果 (a) $P_m = 1, 2, 3, 4, 5$ atm, $R_0 = 2 \mu\text{m}$; (b) $P_m = 2$ atm, $R_0 = 2, 4, 6, 8, 10 \mu\text{m}$; (c) $P_m = 2$ atm, $R_0 = 250, 350, 450 \mu\text{m}$; (d) 气泡稳定的 (P_m, R_0) 参数取值

Fig. 5. (color online) Calculation results of the cavitation in AZ91D melt caused by ultrasonic: (a) $P_m = 1, 2, 3, 4, 5$ atm, $R_0 = 2 \mu\text{m}$; (b) $P_m = 2$ atm, $R_0 = 2, 4, 6, 8, 10 \mu\text{m}$; (c) $P_m = 2$ atm, $R_0 = 250, 350, 450 \mu\text{m}$; (d) stability conditions for a bubble in (P_m, R_0) parameter space.

泡半径随时间的变化曲线, 横轴为周期数 t/T , 纵轴为气泡瞬时半径与原始半径之比 $R(t)/R_0$. 由图 5(a) 可知, 当 P_m 为 1—3 atm 时, R_0 为 2 μm 的气泡随声压 $P(t)$ 的变化而变化, 在声压为正的半周期内表现为缩小, 在声压为负的半周期内表现为长大; 且随着声压振幅的增大, 气泡的半径变化幅度也增大; 当声压振幅进一步增大且超过一个阈值后, 如 P_m 为 4, 5 atm 时, 气泡经过一个周期的长大后迅速发生溃灭, 且溃灭前最大半径随着 P_m 的增大而增大. 为进一步分析超声声压幅值以及气泡原始半径对气泡溃灭与否的关系, 计算了 P_m 恒定为 2 atm、 R_0 分别为 2—10 μm 的条件下气泡半径随时间的变化情况. 如图 5(b) 所示, R_0 为 2, 4 μm 的气泡随声压的变化而变化, 正压时表现为缩小, 负压表现为长大, 且 R_0 为 4 μm 的气泡其最大半径变化率 $R(t)/R_0$ 大于 R_0 为 2 μm 的气泡; R_0 为 6—10 μm 的气泡发生溃灭, 溃灭前最大半径变化率 $R(t)/R_0$ 随 R_0 的增大反而减小. 然而, 当气泡初始半径 R_0 进一步增大时, 气泡表现为多周期数低幅度的振荡 (图 5(c)). 最后, 经过大量的计算, 最终得到了气泡发生溃灭时的超声声压幅值与气泡半径的关系, 如图 5(d) 所示, 曲线下为气泡稳定区间, 曲线上方为气泡失稳发生溃灭的区间, 总体表现为声压幅值越大, 发生溃灭的最小气泡半径越小. 因此, 可以得到如下结论: 熔体中声压幅值越大, 气泡临界溃灭半径越小, 气泡越容易溃灭, 且溃灭前气泡半径变化率越大, 该处的空化效应也越剧烈.

4 分析与讨论

4.1 探头没入深度对声场的影响

AZ91D 熔体超声处理过程中, 熔体坩埚尺寸一般固定不变, 而超声探头没入熔体深度易于调节. 为了研究探头插入深度对声场的影响, 分别计算了模型尺寸为 $H = 100 \text{ mm}$, $D = 70 \text{ mm}$, $d = 30 \text{ mm}$, 超声探头没入深度 L 分别为 10, 30, 50 以及 80 mm 情况下熔体声场分布 (图 6). 由图 6(a), 图 6(c), 图 6(e), 图 6(g) 可知, 熔体声场随探头没入深度的变化而变化, 但其声压幅值均随距离声源位置 (即超声探头端面) 的增长而减小. 图 6(b), 图 6(d), 图 6(f), 图 6(h) 为声压梯度图, 若以 $p/p_{\text{max}} \geq 0.1$ 的区域为超声有效区域, 则当探头

没入深度为 30 mm 时, 有效区域最大, 80 mm 时最小. 因此, 在该模型尺寸下, AZ91D 熔体超声处理过程中, 探头没入深度为 30 mm 附近较为适宜.

4.2 超声功率对熔体空化效应区域的影响

超声熔体空化效应有利于复合材料中纳米增强相的分散, 因此, 研究熔体空化效应区域具有重要意义. 熔体中气泡均质形核过程中自由能变化为 [27]

$$\Delta G = 4\pi R^2 \sigma - \frac{4}{3}\pi R^3 P_b, \quad (18)$$

R 为气泡半径, σ 为熔体表面张力, P_b 为气泡内部压力, 可表示为

$$P_b = P_0 + P_h + P_s = P_0 + \rho_2 gh + \frac{2\sigma}{R}, \quad (19)$$

忽略重力造成的压力 P_h 的影响, 根据 $d\Delta G/dR = 0$ 得到气泡均质形核临界半径 R_c , 可表示为

$$R_c = \frac{2\sigma}{3P_0}. \quad (20)$$

代入 AZ91D 熔体的表面张力以及大气压强, 得到 AZ91D 熔体中气泡均质形核临界半径约为 6.12 μm . 若以气泡均质形核临界半径为熔体中普遍存在的原生气泡大小, 由图 5(d) 得到该半径的气泡溃灭时所需最低超声声压幅值为 0.17 MPa. 令声压幅值大于 0.17 MPa 的熔体区域为有效空化区域, 联合声场计算结果, 可以得到不同超声功率作用下 AZ91D 熔体有效空化区域 (图 7). 其中模型尺寸为 $H = 100 \text{ mm}$, $D = 70 \text{ mm}$, $L = 30 \text{ mm}$, $d = 30 \text{ mm}$. 由图 7 可知, 随着超声功率的增大, 熔体空化区域相应增大. 事实上, 由赫姆霍兹方程 (14) 式可知, 增大声源处的声压幅值, 造成的声场变化仅为各处声压幅值同比例增大, 即在不改变模型尺寸条件下, 单纯改变探头端面声源声压幅值, 将计算得到的声场结果进行归一化处理后, 其结果仍不变. 同样, 不同超声功率对应的超声探头中轴线声压幅值归一化结果相同. 因此, 若定义空化区域最低点到超声探头端面距离为有效空化区域半径 R_{ca} , 则可以根据超声功率与声源声压幅值关系 (图 2(b)) 以及轴线声压幅值分布 (图 4(b)), 得到超声功率与空化区域半径曲线, 如图 8 所示. 由图 8 可知, 有效空化区域半径 R_{ca} 随超声功率的增大而增大, 其增长幅度逐渐降低, 2000 W 超声功率作用下 AZ91D 熔体中有效空化区域半径约为 4.8 cm; 图 8 中虚线为 R_{ca}^3 , 可近似表示有效空化区

域的体积, 其变化趋势为, 当超声功率较小时, 有效空化区域随超声功率的增长幅度较大, 而当超

声功率较大时, 有效空化区域随超声功率近似呈线性增长.

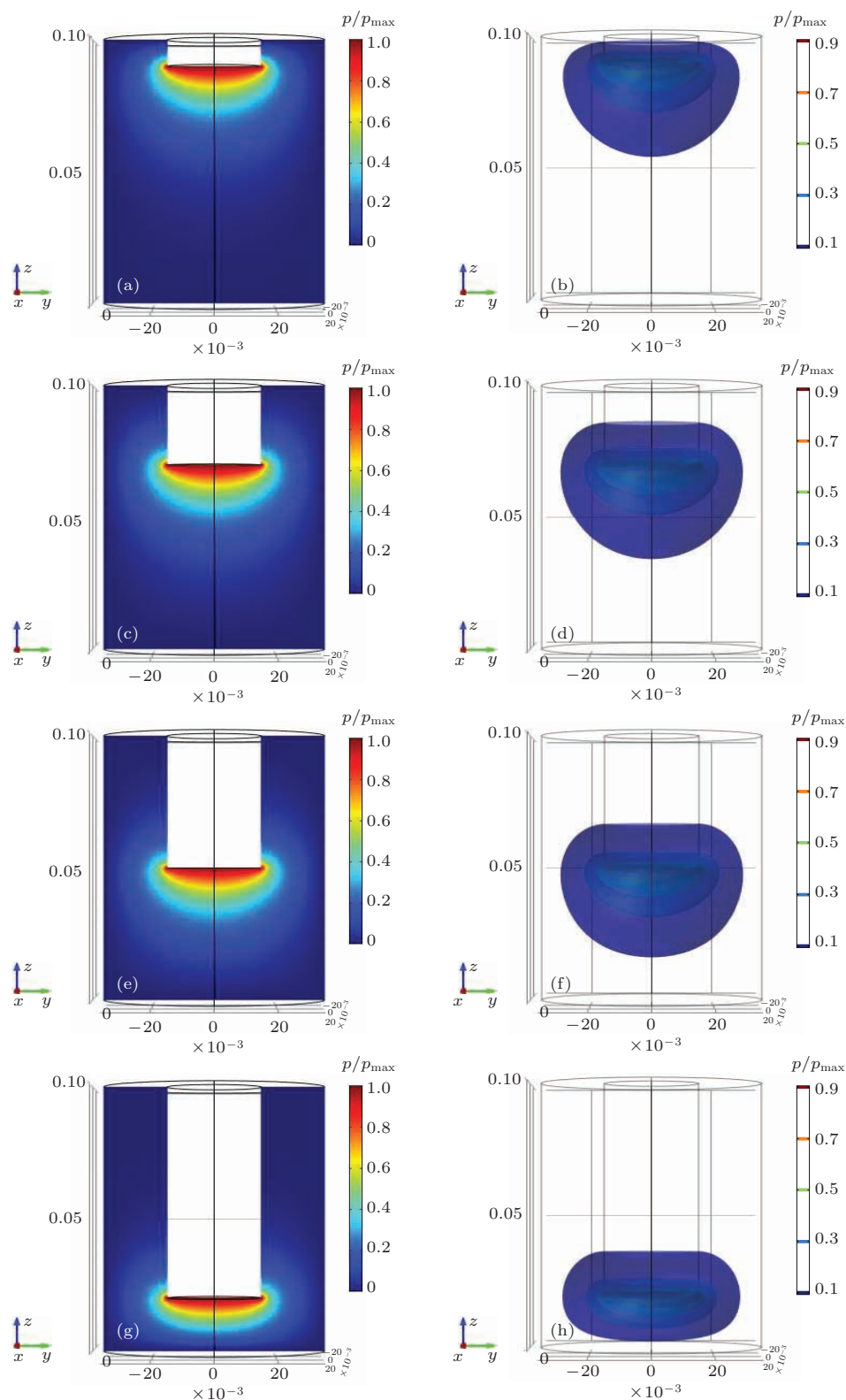


图6 (网刊彩色) 探头不同没入深度情况下熔体声场云图 (a), (c), (e), (g) 以及相应的等值图 (b), (d), (f), (h): (a), (b) $L = 10$ mm; (c), (d) $L = 30$ mm; (e), (f) $L = 50$ mm; (g), (h) $L = 80$ mm

Fig. 6. (color online) The nephogram (a), (c), (e), (g) and isogram (b), (d), (f), (h) of the sound field with different probe depth: (a), (b) $L = 10$ mm; (c), (d) $L = 30$ mm; (e), (f) $L = 50$ mm; (g), (h) $L = 80$ mm.

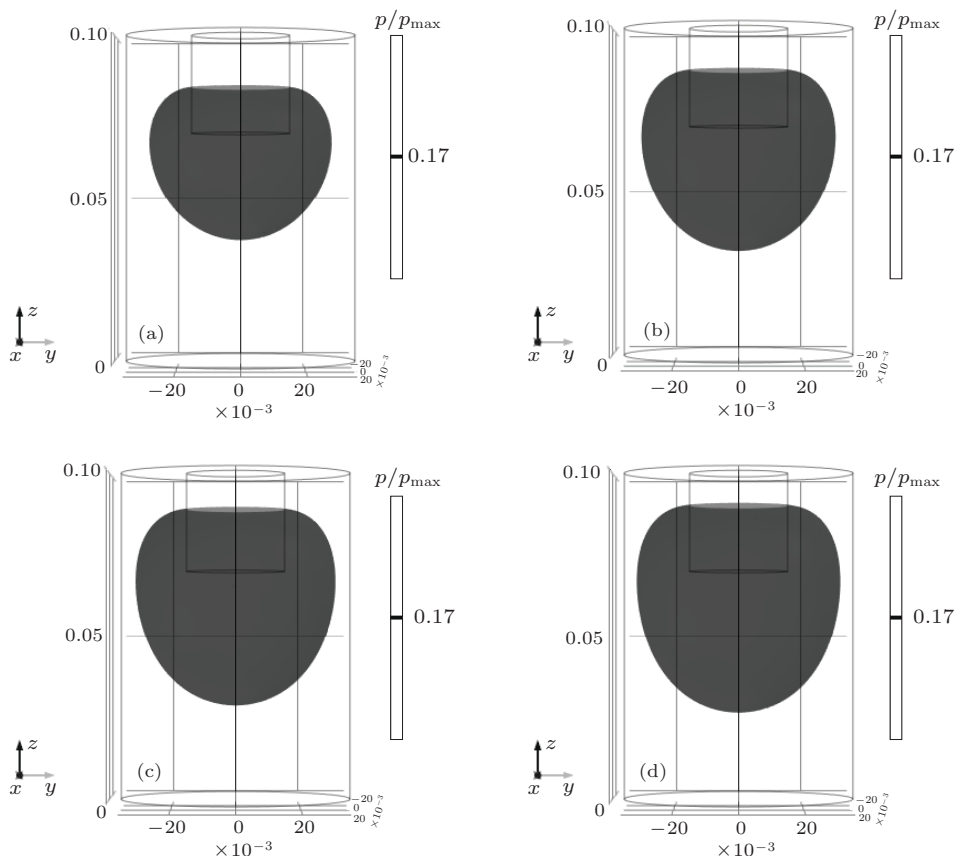


图7 不同超声功率条件下AZ91D熔体有效空化区域 (a) $W_{\text{all}} = 200 \text{ W}$; (b) $W_{\text{all}} = 400 \text{ W}$; (c) $W_{\text{all}} = 600 \text{ W}$; (d) $W_{\text{all}} = 800 \text{ W}$

Fig. 7. The effective cavitation zone of the AZ91D melt under different ultrasonic power: (a) $W_{\text{all}} = 200 \text{ W}$; (b) $W_{\text{all}} = 400 \text{ W}$; (c) $W_{\text{all}} = 600 \text{ W}$; (d) $W_{\text{all}} = 800 \text{ W}$.

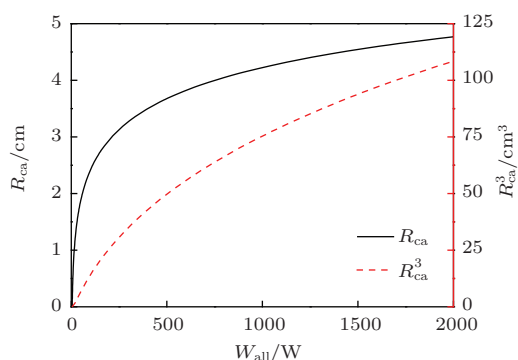


图8 (网刊彩色) 超声功率 W_{all} 对有效空化半径以及有效空化体积的影响

Fig. 8. (color online) The influence of ultrasonic power W_{all} on the effective cavitation radius R_{ca} and volume R_{ca}^3 .

4.3 数值模拟结果的验证

为验证模拟计算结果的正确性,进行了超声处理过程的实验观察.为便于观察,选用50 wt.%的甘油水溶液作为观察对象,选取量程为300 mL烧杯作为容器.超声功率为600 W,频率为20 kHz,溶液高度为70 mm,超声探头没入溶液深度为

18 mm.室温20 °C下50 wt.%甘油水溶液密度、声速^[28]分别取1126 kg/m³,1750 m/s.将模型尺寸以及物性参数代入有限元计算模型中,经过计算得到了实验条件下的声压分布结果.图9为甘油水溶液超声处理实验观察结果与声场模拟结果的对比,由于实际超声处理时溶液中存在声流,空化气泡位置有波动,选取空化气泡处于极限位置时的实际观察结果与声场模拟结果进行了对比.对比结果显示,无论是极限位置1(图9(a))还是极限位置2(图9(b)),空化气泡均位于超声探头端面下方靠近中心位置的溶液中,而声场模拟结果表明该区域恰为溶液中的高声压幅值区域,模拟计算的正确性得到证明.

5 结 论

1)有限元模拟计算结果显示20 kHz的超声作用下AZ91D熔体声场呈辐射状分布,超声探头端面处声压幅值最大,与探头端面距离越远的区域,其声压幅值越小.

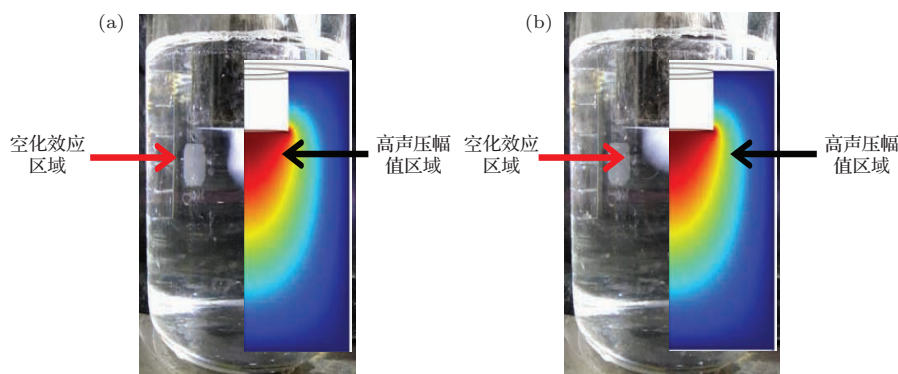


图9 (网刊彩色) 甘油水溶液超声处理实验观察结果与声场模拟结果对比 (a) 极限位置1; (b) 极限位置2

Fig. 9. (color online) The comparison between the experimental observation and simulation result of glycerol-water solution under ultrasonic: (a) limit position one; (b) limit position two.

2) 通过对 Rayleigh-Plesset 方程的求解, 得到了 20 kHz 的超声作用下 AZ91D 熔体中的气泡变化规律: 超声声压幅值越大, 气泡溃灭半径阈值越小, 气泡溃灭前半径变化越大. 而气泡溃灭与熔体空化效应密切相关, 因此, 可以得到如下结论: 超声声压幅值越大, 空化效应越容易进行, 且空化效应越剧烈.

3) 比较了不同超声探头没入深度条件下的 AZ91D 熔体声场分布, 获得了超声探头最优没入熔体深度为 30 mm 左右. 虽然该最优没入深度是特定的坩埚模型尺寸下的结果, 但仍可以通过同样的计算方法得到不同模型状况下的最优没入深度, 对实际的超声处理过程具有一定的指导意义.

4) 将熔体声场计算结果以及空化效应计算结果进行了综合分析, 定义了超声处理过程中 AZ91D 熔体的有效空化区域, 并得到了超声总功率对有效空化区域的影响关系: 超声总功率越大, AZ91D 熔体中有效空化区域越大, 且当超声总功率较大时, 有效空化区域随超声总功率近似呈线性增大.

5) 甘油水溶液超声处理实验观察结果与模拟计算结果符合较好, 证明了模拟计算的准确性.

参考文献

- [1] Demczyk B G, Wang Y M, Cumings J, Hetman M, Han W, Zetl A, Ritchie R O 2002 *Mat. Sci. Eng. A: Struct.* **334** 173
- [2] Paramsothy M, Chan J, Kwok R, Gupta M 2011 *Compos. Part. A: Appl. S.* **42** 180
- [3] Paramsothy M, Tan X H, Chan J, Kwok R, Gupta M 2013 *Mater. Design* **45** 15
- [4] Carreño-Morelli E, Yang J, Coutrau E, Hernadi K, Seo J W, Bonjour C, Forró L, Schaller R 2004 *Phys. Status Solidi A* **201** R53
- [5] Shimizu Y, Miki S, Itoh I, Todoroki H, Hosono T, Sakaki K, Hayashi T, Kim Y A, Endo M, Morimoto S, Koide A 2008 *Scripta Mater.* **58** 267
- [6] Lan J, Yang Y, Li X C 2004 *Mat. Sci. Eng. A: Struct.* **386** 284
- [7] Liu S Y, Gao F P, Zhang Q Y, Zhu X, Li W Z 2010 *Trans. Nonferr. Metal. Soc.* **20** 1222
- [8] Li C D, Wang X J, Liu W Q, Wu K, Shi H L, Ding C, Hu X S, Zheng M Y 2014 *Mat. Sci. Eng. A: Struct.* **597** 264
- [9] Li C D, Wang X J, Liu W Q, Shi H L, Ding C, Hu X S, Zheng M Y, Wu K 2014 *Mater. Design* **58** 204
- [10] Tudela I, Sáez V, Esclapez M D, Díez-García M I, Bonete P, González-García J 2014 *Ultrason. Sonochem.* **21** 909
- [11] Saez V, Frías-Ferrer A, Iniesta J, González-García J, Aldaz Z, Riera E 2005 *Ultrason. Sonochem.* **12** 59
- [12] Klíma J, Frías-Ferrer A, González-García J, Ludvík J, Sáez V, Iniesta J 2007 *Ultrason. Sonochem.* **14** 19
- [13] Shao Z W, Le Q C, Cui J Z, Zhang Z Q 2010 *Trans. Nonferr. Metal. Soc.* **20** s382
- [14] Shao Z W, Le Q C, Zhang Z Q, Cui J Z 2011 *Trans. Nonferr. Metal. Soc.* **21** 2476
- [15] Wang C H, Cheng J C 2013 *Chin. Phys. B* **22** 014304
- [16] Daemi M, Taeibi-Rahni M, Massah H 2015 *Chin. Phys. B* **24** 024302
- [17] Blairs S 2006 *J. Colloid. Interf. Sci.* **302** 312
- [18] Takamichi I D, Roderick I L G (translated by Xian A P, Wang L W) 2005 *The Physical Properties of Liquid Metals* (Beijing: Science Press) pp50–74 (in Chinese) [Takamichi I D, Roderick I L G 著, 洗爱平, 王连文 译 2005 液态金属的物理性能 (北京: 科学出版社) 第 50—74 页]
- [19] Keene B J 1993 *Int. Mater. Rev.* **38** 157
- [20] Lighthill J 2010 *Waves in Fluids Reprint* (Beijing: Beijing World Publishing Corporation) pp11–17
- [21] Rienstra S W, Hirschberg A 2014 *An Introduction to Acoustics* (Eindhoven: Eindhoven University of Technology) pp65–67
- [22] Babuška I, Ihlenburg F, Paik E T, Sauter S A 1995 *Comput. Method Appl. M.* **128** 325
- [23] Ihlenburg F, Babuška I 1995 *Comput. Math. Appl.* **30** 9

- [24] Noltingk B E, Neppiras E A 1950 *Proc. Phys. Soc. B* **63** 674
- [25] Hilgenfeldt S, Brenner M P, Grossmann S, Lohse Detlef 1998 *J. Fluid Mech.* **365** 171
- [26] Du G H, Zhu Z M, Xi X F 2012 *Fundamentals of acoustics (the third edition)* (Nanjing: Nanjing University Press) pp223–230 (in Chinese) [杜功焕, 朱哲民, 裘秀芳 2012 声学基础 (第三版) (南京: 南京大学出版社) 第223—230 页]
- [27] Zhang H W, Li Y X 2007 *Acta Phy. Sin.* **56** 4864 (in Chinese) [张华伟, 李言祥 2007 物理学报 **56** 4864]
- [28] Glycerine Producers' Association 1963 *Physical Properties of Glycerine and Its Solutions* (Glycerine: Glycerine Producers' Association) pp3–24

Sound field simulation of ultrasonic processing to fabricate carbon nanotubes reinforced AZ91D composites*

Zhao Fu-Ze¹⁾ Zhu Shao-Zhen¹⁾²⁾ Feng Xiao-Hui¹⁾ Yang Yuan-Sheng^{1)†}

¹⁾ (Institute of Metal Research, Chinese Academy of Sciences, Shenyang 110016, China)

²⁾ (College of Materials and Metallurgy, Northeastern University, Shenyang 110819, China)

(Received 30 December 2014; revised manuscript received 27 January 2015)

Abstract

The sound field in the melt processed by 20 kHz ultrasonic to fabricate CNT-AZ91D is investigated by numerical simulation. Firstly, the distribution of sound pressure in the AZ91D melt is calculated by the finite element method after the model of the sound field of the ultrasonic processing has been built. The simulation results show that a radial sound field forms under the ultrasonic probe, which means that the sound pressure decreases with increasing distance from the sound source. After the sound field is revealed, we study the ultrasonic cavitation in the AZ91D melt with a single-bubble-change model and examine the bubble change rule under different sound pressures by solving the Rayleigh-Plesset equation. The relationship between sound pressure amplitude and the ultrasonic cavitation in the melt is also discovered. The higher the sound pressure amplitude, the smaller the threshold radius for the bubble collapse is, and thus the ultrasonic cavitation in AZ91 melt happens more easily. Secondly, the sound fields of the melt with different immersed depths of the ultrasonic probe are calculated. The results show the optimal immersed depth is about 30 mm for the same crucible size used in the present study. Furthermore, the corresponding optimal immersed depth can be calculated for different crucible sizes or different melts by the present numerical method, which is important for the practical ultrasonic processing. After analyzing the calculated results for sound field and the cavitation rule of in the AZ91D synthetically, we find that the volume of the effective cavitation zone rapidly increases with the smaller ultrasonic power and then rises almost linearly with the ultrasonic power larger than 500 W. Finally, to verify the simulation method of the sound field, the contrast study between the simulation and experiment of ultrasonic processing using glycerol-water solution is performed. The simulation result of the sound field in glycerol-water solution is similar to that in AZ91D melt. The highest sound pressure occurs near the end face of ultrasonic probe, while the experimental observation shows that the strongest cavitation also happens near the end face of ultrasonic probe, which indicates that the highest sound pressure occurs in the zone.

Keywords: ultrasonic processing, sound field, cavitation, numerical simulation

PACS: 43.35.-c, 43.35.Ei, 02.60.Cb, 81.20.-n

DOI: 10.7498/aps.64.144302

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51274184).

† Corresponding author. E-mail: ysyang@imr.ac.cn