

## 超声场中气泡稳态空化对枝晶生长过程的作用机制\*

张颖 吴文华 王建元<sup>†</sup> 翟薇

(西北工业大学物理科学与技术学院, 西安 710072)

(2022年6月2日收到; 2022年8月28日收到修改稿)

利用高速摄影技术, 实时记录了功率超声作用下 succinonitrile-8.3% Water(摩尔分数为 8.3%) 溶液凝固过程中稳态空化气泡与枝晶间的相互作用, 并结合数值模拟揭示了稳态空化对枝晶生长的影响机制. 结果表明, 稳态空化能够加速枝晶生长、促使枝晶臂断裂和吸附球状晶生长. 当气泡的迁移方向与枝晶生长方向一致时, 气泡振荡过程中产生的周期性高压导致周围熔体过冷, 从而加速枝晶生长. 当稳态空化气泡向固相内部迁移时, 其振荡引发枝晶臂内部产生大于屈服强度的应力, 促使枝晶臂变形和断裂. 同时悬浮于固-液界面前沿的稳态空化气泡能够在周围液相中产生局部的周期性变化流场和高剪切力, 使得邻近的枝晶碎片将吸附在其周围并以球状晶形态生长.

**关键词:** 功率超声, 稳态空化, 枝晶生长, 压力过冷**PACS:** 43.35.+d, 81.30.Fb, 81.10.Fq, 47.55.dp**DOI:** 10.7498/aps.71.20221101

## 1 引言

功率超声是一种改善合金凝固组织形态和应用性能的有效途径, 具有细化晶粒、降低孔隙率、改善微观结构及化学均匀性等一系列作用. 这主要归功于超声波在液态合金中传播时产生的空化和声流等非线性效应<sup>[1-3]</sup>. 根据气泡寿命周期及是否分裂成“子”气泡可将空化效应分为瞬态和稳态两种类型<sup>[4,5]</sup>. 瞬态空化效应, 通常是指当液体中声压超过某一临界值时, 其内部微小气泡形成、振荡和崩溃破灭过程产生的局部瞬时的高温 and 高压, 可以显著地改变液相中的热力学状态<sup>[6,7]</sup>. 基于瞬态空化效应, 研究者们提出两种机制阐明超声诱导的微观结构细化, 即空化增强形核机制<sup>[8-10]</sup>和空化诱导枝晶碎断机制<sup>[11-13]</sup>. 例如, Chow 等<sup>[9]</sup>的观测实验表明, 冰的成核温度与超声功率和气泡数量有关, 证实了超声空化可以诱导冰的成核. Zhao 等<sup>[10]</sup>

关于超声场中 Al-Si 合金的凝固实验表明, 超声空化可以改善 TiB<sub>2</sub> 颗粒与  $\alpha$ -Al 之间的润湿性, 从而促进  $\alpha$ -Al 在更多的 TiB<sub>2</sub> 颗粒上形核. Wang 等<sup>[13]</sup>利用同步辐射技术对 Al-35%Cu 合金凝固过程的观察研究表明, 空化泡内爆产生的压力是导致金属枝晶 Al<sub>2</sub>Cu 破碎的主要机制. 以上研究均是由于瞬态空化气泡剧烈溃灭产生的高温、高压和冲击波增加了熔体内形核位点的数量, 从而导致晶粒结构细化.

然而, 实际液体中由于声波衰减, 只有小范围内的气泡发生瞬态空化, 大多数气泡围绕其平衡半径作线性振荡<sup>[5]</sup>. 相较于瞬态空化, 稳态空化泡的形状稳定并且寿命较长, 其动力学过程更加稳定和可控. Wang 等<sup>[14]</sup>利用同步辐射技术对 Bi-8%Zn 合金凝固过程的实时观测表明, 稳态空化泡能够破碎初生相 Zn 颗粒及固-液界面. 因此, 当稳态空化效应发生在液态或半固态金属中时, 长达数百甚至上千周期的线性振荡可以有效地破碎和细化

\* 国家自然科学基金(批准号: 52088101, 51922089, 52130405, 51727803)、陕西省自然科学基金基础研究计划(批准号: 2021JCW-09)和陕西省重点研发计划重点产业链项目(批准号: 2020ZDLGY13-03)资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: wangjy@nwpu.edu.cn

晶粒<sup>[14,15]</sup>. 然而, 当前对于稳态空化影响金属凝固过程的作用机制尚不清楚.

因此, 本文以 succinonitrile(SCN)-8.3% Water ( $H_2O$ , 摩尔分数为 8.3%) 透明有机溶液为研究对象, 采用自行搭建的单轴超声凝固实验原位观测装置, 观测并记录了超声场中空化泡与枝晶间的相互作用, 系统地研究了稳态空化作用下枝晶的加速生长、碎断及迁移等过程. 通过求解 Rayleigh-Plesset 方程和 Clausius-Clapeyron 方程获得单个气泡线性振荡过程中的压强及过冷度变化, 并结合 Lipton-Kurz-Trivedi(LKT) 模型及枝晶碎断模型, 深入揭示稳态空化气泡对枝晶生长的作用机制.

## 2 实验和模拟方法

### 2.1 实验方法

自主设计的单轴超声凝固原位观测实验装置示意图如图 1(a) 所示. 该凝固装置主要由超声发生装置、观测台以及成像记录单元组成. 超声发生装置包括超声波发生器 (上海 FS-1800N, 20 kHz, 0—1800 W 可调) 和端面直径为 14 mm 的钛合金变幅杆. 观测装置由升降台及样品盒组成, 样品盒包括上、下两个矩形石英玻璃盒. 其中 25 mm×25 mm×25 mm 的上端玻璃盒用于容纳变幅杆以导入超声; 下端玻璃盒 25 mm×1 mm×50 mm 的厚度足够微薄, 内部枝晶可近似视为二维生长, 因此可用于观察枝晶生长. 成像记录单元由高速摄像机 (Photron Fastcam SA-Z)、微距镜头、光源 (Cosim LG-系列光纤冷光源) 及电脑显示器组成, 对凝固过程中枝晶与空化泡之间的动态相互作用进行成像并记录.

以 SCN-8.3%  $H_2O$  溶液作为研究对象, 该成分溶液由纯度大于 99.99% 的丁二腈与蒸馏水配制而成, 在相图中的位置如图 1(b) 所示. 实验过程中, 首先采用水浴法将样品加热至熔点 (约 316 K) 以上, 充分搅拌使其完全熔化, 并保温 10 min. 然后, 将溶液沿上端玻璃盒壁面缓慢倒入样品盒, 随即迅速将超声变幅杆插入溶液内 (插入深度约为 20 mm), 并启动超声换能器 (20 kHz, 360 W). 熔体内的温度梯度为竖直向上, 因此枝晶自底端开始形成并向上生长. 当枝晶尖端进入观测视野最底端时高速摄像机开始工作, 根据不同观测需求选取

$5 \times 10^3$ — $4 \times 10^4$  f/s 的图像采集速率进行记录, 直至枝晶覆盖整个观测视野时结束记录.

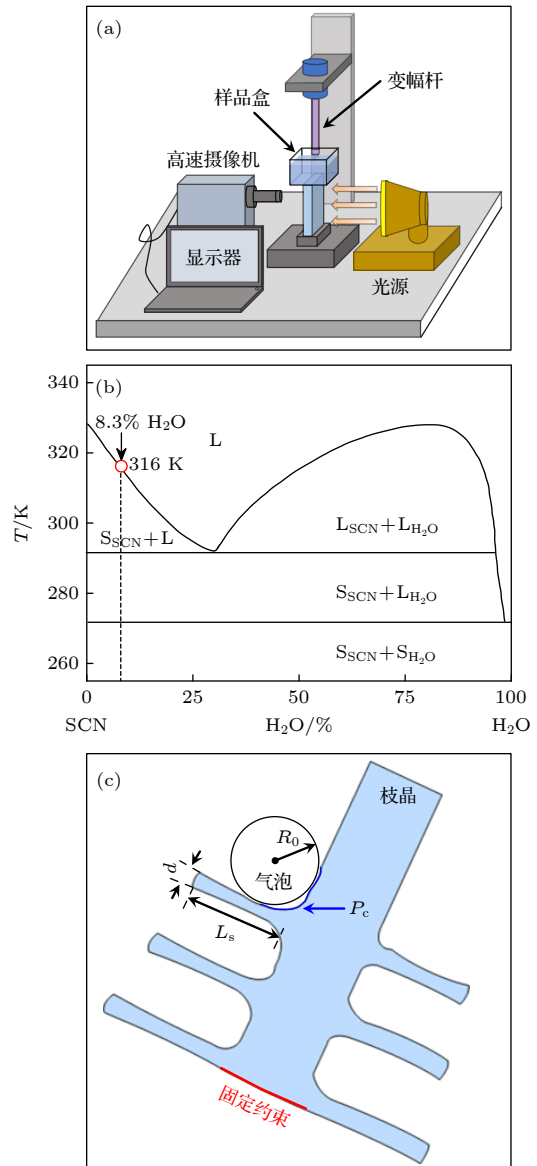


图 1 SCN- $H_2O$  溶液的超声凝固观测实验以及数值模型示意图 (a) 单轴超声凝固原位观测装置示意图; (b) SCN-8.3% $H_2O$  溶液在 SCN- $H_2O$  平衡相图中的位置, 图中 S 表示固态, L 表示液态; (c) 气泡稳态振荡作用下枝晶内部应力分布的数值模型示意图

Fig. 1. Schematic of experiment and numerical model: (a) *In situ* observation experiment setup of uniaxial ultrasonic solidification; (b) position of SCN-8.3%  $H_2O$  solution in equilibrium phase diagram; (c) numerical model of stress distribution inside dendrite under a stable bubble oscillation. a stable bubble oscillation.

### 2.2 数值模型

为揭示气泡振荡过程中半径、压力及过冷度的变化规律, 构建了超声场中单个气泡的稳态振荡

模型. 假设 SCN-8.3% H<sub>2</sub>O 溶液为不可压缩液体, 气泡在振荡过程中始终保持球形, 气泡内部气体为理想气体, 并忽略重力影响, 气泡的振荡过程可由广义 Rayleigh-Plesset 方程<sup>[16,17]</sup> 得到:

$$\dot{R}\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho_0} \left[ P_{\text{in}} - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu\dot{R}}{R} - P_{\infty} \right], \quad (1)$$

式中,  $R$  为气泡的瞬时半径,  $\dot{R} = \frac{dR}{dt}$  和  $\ddot{R} = \frac{d^2R}{dt^2}$  分别为气泡壁运动的速度与加速度;  $\rho_0$  为液体介质的密度; 气泡内部的压力为  $P_{\text{in}} = P_g + P_v$ , 其中  $P_g$  和  $P_v$  分别为气泡内不可冷凝气体与饱和蒸汽压;  $2\sigma/R$  为 Laplace 压力,  $\sigma$  为表面张力;  $4\mu\dot{R}/R$  为黏滞损耗,  $\mu$  为液体介质的黏度; 气泡外部压力为  $P_{\infty} = P_0 + P_A$ ,  $P_0$  为液体静压,  $P_A = P_a \sin(\omega t)$  为驱动声压,  $P_a$  为声压振幅, 角频率定义为  $\omega = 2\pi f$ ,  $f$  为超声频率,  $t$  为时间.

由于气泡与液体在密度上的巨大差异, 可以忽略气泡内部气体运动对压力的影响. 同时假设气泡内部压力分布均匀, 且不考虑气泡振荡过程中与周围流体的热交换, 则气泡内气体满足绝热方程:

$$P_{\text{in}} = P_{g_0} \left( \frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} + P_v, \quad (2)$$

$$P_{g_0} = P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} - P_v, \quad (3)$$

式中,  $P_{g_0}$  为气泡内不可冷凝气体的初始压强,  $R_0$  为气泡的初始半径,  $\gamma$  为气体比热系数. 进一步将声辐射阻尼损耗项  $R/(\rho_0 c_0) \cdot \{d[P_{g_0}(R_0/R)^{3\gamma} + P_v - P_A]/dt\}$  代入方程 (1), 可得到绝热状态下的气泡运动方程<sup>[18,19]</sup>:

$$\begin{aligned} & \dot{R}\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \\ &= \frac{R}{\rho_0 c_0} \frac{d}{dt} \left[ P_{g_0} \left( \frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} + P_v - P_A \right] \\ &+ \frac{1}{\rho_0} \left[ P_{g_0} \left( \frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} + P_v - \frac{2\sigma}{R} \right. \\ &\quad \left. - \frac{4\mu\dot{R}}{R} - P_0 - P_A \right], \quad (4) \end{aligned}$$

其中  $c_0$  为液体介质中的声速. 方程 (4) 为 2 阶非线性常微分方程, 本文采用四阶 Runge-Kutta 法对空化泡的运动方程进行求解, 可得到任意时刻气泡的半径  $R$  及压强  $P_w$ . 由于缺乏 SCN-8.3% H<sub>2</sub>O 溶液的相关物性参数, 除  $c_0$  采用水中声速外, 其余液

体介质均采用液态纯 SCN 代替, 上述模型计算所用参数列于表 1<sup>[4,20-25]</sup>.

表 1 数值模拟中用到的物理量数值  
Table 1. Values of parameters in numerical simulation.

物理量	数值	单位
气泡初始半径 $R_0$	45	$\mu\text{m}$
液体介质密度 $\rho_0$	970 <sup>[21]</sup>	$\text{kg}/\text{m}^3$
饱和蒸汽压 $P_v$	2330 <sup>[20]</sup>	Pa
表面张力 $\sigma$	$3.85 \times 10^{-2}$ <sup>[21]</sup>	N/m
液体介质黏度 $\mu$	$2.66 \times 10^{-3}$ <sup>[21]</sup>	Pa·s
液体介质静压力 $P_0$	$1.013 \times 10^5$ <sup>[20]</sup>	Pa
声压幅值 $P_a$	$6.59 \times 10^4$	Pa
超声频率 $f$	20	kHz
气体比热系数 $\gamma$	1.4 <sup>[20]</sup>	/
液体介质声速 $c_0$	1500 <sup>[4]</sup>	m/s
液体介质熔点 $T_L$	316	K
凝固潜热 $\Delta H_f$	3700 <sup>[23]</sup>	J/mol
体积变化 $\Delta V$	$2.23 \times 10^{-6}$ <sup>[22]</sup>	$\text{m}^3/\text{mol}$
熔化熵 $\Delta S$	11.67 <sup>[23]</sup>	$\text{J}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$
液相比热容 $C_p$	188.1 <sup>[22]</sup>	$\text{J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$
热扩散系数 $D_T$	$1.134 \times 10^{-7}$ <sup>[22]</sup>	$\text{m}^2/\text{s}$
平衡液相线斜率 $m$	1.42	K/at.%
溶质浓度 $C_0$	8.3	at.%
溶质分配系数 $k_e$	0.65 <sup>[24]</sup>	/
溶质扩散系数 $D_L$	$8.33 \times 10^{-10}$ <sup>[25]</sup>	$\text{m}^2/\text{s}$
液-固界面能 $\sigma_{\text{SL}}$	$8.94 \times 10^{-3}$ <sup>[22]</sup>	$\text{J}/\text{m}^2$
Gibbs-Thomson 系数 $\Gamma$	$6 \times 10^{-8}$	m·K

采用有限元模型模拟稳态空化气泡对邻近枝晶内部应力应变的影响, 其二维几何模型如图 1(c) 所示. 假设气泡初始半径  $R_0$  为 35  $\mu\text{m}$ ; 二次枝晶臂的宽度  $d$  与长度  $L_S$  分别为 15  $\mu\text{m}$  和 80  $\mu\text{m}$ . 并通过在气泡与枝晶的接触面施加循环力  $P_c$  模拟气泡在振荡过程中对枝晶所产生的周期性脉冲力; 熔体中枝晶底部与枝晶团簇相连, 因此可以将枝晶底部的边界条件设置为固定约束:  $\partial u/\partial n = 0$ . 由于黏性液体存在压力阻尼且振荡过程中气泡仅有部分泡壁与枝晶臂接触, 因此假设气泡作用在枝晶臂上的机械应力为振荡过程中泡壁处最大压力的 10%<sup>[11,12]</sup>. 基于以上假设, 气泡作用在枝晶臂上的循环力  $P_c$  可表示为

$$P_c = 0.1 \cdot P_w [1 + \cos(\omega t)], \quad (5)$$

其中  $P_w$  为气泡脉动过程中壁面处的最大压力, 可通过求解修正后的 Rayleigh-Plesset 方程 (4) 获得.

### 3 结果与讨论

#### 3.1 气泡稳态空化加速枝晶生长

稳态空化气泡促进枝晶生长的动态过程如图 2 所示. 图 2(a) 中一个半径约为  $45\ \mu\text{m}$  的气泡存在于枝晶“A”前沿的液相中, 并呈体积振荡模式. 当超声开始导入溶液时, 气泡向视野右上角迁移, 迁移方向  $V_A$  由白色箭头指出. 同时气泡下方的枝晶“A”开始沿着气泡迁移轨迹迅速生长, 而其他枝晶则维持既定的生长方向及速率. 直至  $t = 5.94\ \text{s}$  时, 观测到枝晶“A”的主干长度约为其他正常枝晶的 2 倍, 如图 2(d) 所示. 定义其他枝晶的主干长度为视野范围内除枝晶“A”外所有枝晶主干长度的平均值, 分别统计枝晶“A”和其他枝晶在不同时刻的主干长度, 并对枝晶主干长度随时间变化曲线作线性拟合, 所得直线的斜率即为枝晶尖端的平均生长速率, 如图 3(a) 所示. 拟合结果表明, 其他枝晶的平均生长速率约为  $0.11\ \text{mm/s}$ , 而受气泡稳态空化影响的枝晶“A”的平均生长速率则增大至  $0.20\ \text{mm/s}$ , 相较于其他枝晶增大了约 1.8 倍, 这说明当稳态空化气泡距离枝晶尖端较近, 且迁移方向与枝晶生长方向一致时, 其线性振荡能够显著地加

速枝晶生长.

超声场中气泡空化产生的周期性交变压力可以有效地提高熔体中气泡周围的局域过冷度, 其过冷度  $\Delta T$  随压强  $P_w$  的变化关系可由 Clausius-Clapeyron 方程<sup>[3,26]</sup> 求出:

$$\Delta T = \frac{T_L \Delta V}{\Delta H_f} (P_w - P_0), \quad (6)$$

其中  $T_L$  为 SCN-8.3%  $\text{H}_2\text{O}$  溶液在标准大气压下的熔点;  $\Delta V$  表示液-固转变所引起的体积变化; 压强  $P_w$  可通过求解方程 (4) 获得. 气泡一个振荡周期 (即  $50\ \mu\text{s}$ ) 内的过冷度变化规律如图 3(b) 所示. 计算结果表明, 气泡稳态空化将局域的熔点提高了约  $0.23\ \text{K}$ , 使得附近熔体过冷度大于熔体总过冷度, 从而促使枝晶尖端生长速率由  $0.11\ \text{mm/s}$  提高至  $0.20\ \text{mm/s}$ . 由于整个生长过程中枝晶尖端距离气泡始终不超过  $5\ \mu\text{m}$ , 二者间热传递所导致的热量损失可忽略不计, 因此可以近似认为气泡作用在枝晶尖端的过冷度约为  $0.23\ \text{K}$ .

为验证气泡稳态空化所引起的压力过冷能够促进枝晶生长速率由  $0.11\ \text{mm/s}$  提高至  $0.20\ \text{mm/s}$ , 通过 LKT 模型<sup>[27,28]</sup> 对枝晶尖端生长速率  $v$  与过冷度  $\Delta T$  两者间的关系进行了求解, 由 LKT 模型可知枝晶尖端总过冷度可表示为

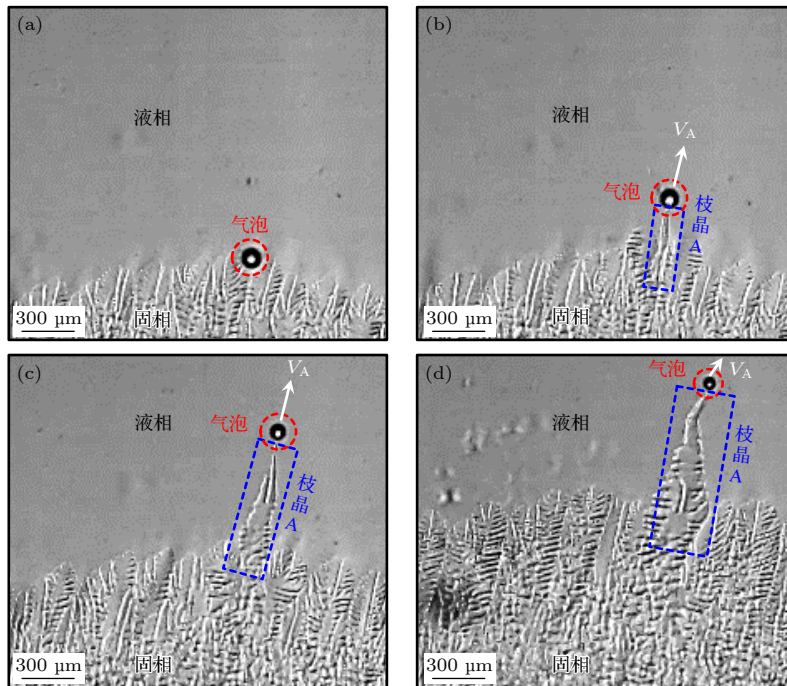


图 2 稳态空化气泡作用下枝晶生长过程 (a)  $t = 0\ \text{s}$ ; (b)  $t = 1.02\ \text{s}$ ; (c)  $t = 2.96\ \text{s}$ ; (d)  $t = 5.94\ \text{s}$

Fig. 2. *In situ* observation of dendritic growth under the action of stable cavitation: (a)  $t = 0\ \text{s}$ ; (b)  $t = 1.02\ \text{s}$ ; (c)  $t = 2.96\ \text{s}$ ; (d)  $t = 5.94\ \text{s}$ .

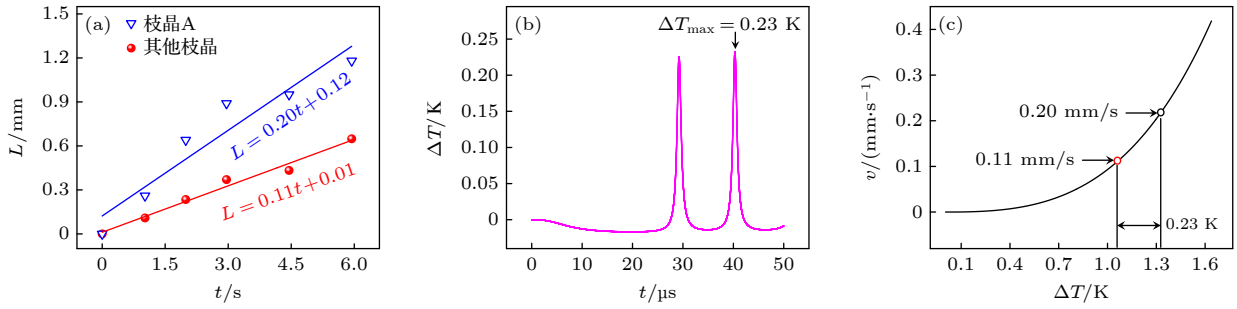


图3 气泡稳态振荡过程中枝晶生长速率的变化规律 (a) 枝晶主干长度  $L$  随时间  $t$  的变化; (b) 一个振荡周期内过冷度随时间的变化; (c) LKT 模型拟合的枝晶生长速率与过冷度的关系

Fig. 3. Influence of dendritic growth velocity induced by a stable cavitation bubble: (a) Evolution of primary dendritic length with time; (b) variation of local undercooling in one oscillation period; (c) relationship between dendritic growth velocity and undercooling by LKT model.

$$\Delta T = \frac{\Delta H_f}{C_p} I v(P_t) + \frac{2\Gamma}{r} + m C_0 \left\{ 1 - \frac{1}{1 - (1 - k_e) I v(P_c)} \right\}, \quad (7)$$

其中  $r$  为枝晶的尖端半径, 其表达式为

$$r = \frac{\Gamma/\sigma^*}{\frac{P_t \Delta H_f}{C_p} \xi_t - \frac{m P_c C_0 (1 - k_e)}{1 - (1 - k_e) I v(P_c)} \xi_c}. \quad (8)$$

(7) 式和 (8) 式中的  $I v(P)$  表示 Ivantsov 函数, 此处  $P$  代表 Péclet 值,  $P_t = v r / 2 D_T$  和  $P_c = v r / 2 D_L$  分别表示热扩散场及溶质扩散场, 而  $v$ ,  $D_T$  和  $D_L$  分别代表枝晶尖端的生长速率、热扩散系数及溶质扩散系数;  $C_p$  为液态 SCN 的比热容;  $m$  为平衡液相线斜率;  $C_0$  为无穷远处液态 SCN 的浓度;  $k_e$  为平衡溶质分配系数;  $\Gamma = \sigma_{SL} / \Delta S_f = \sigma_{SL} T_L / \Delta H_f$  为 Gibbs-Thomson 系数, 其中  $\sigma_{SL}$  为固-液界面能,  $T_L$  为液相线温度;  $\sigma^*$  为稳定性常数, 其值通常为  $1/4\pi^2$ ;  $\xi_t$  和  $\xi_c$  分别是与 Péclet 值相关的热稳定性函数和溶质稳定性函数. 以上相关物性参数由表 1 给出.

联立 (7) 式和 (8) 式, 通过迭代算法即可求得熔体中枝晶尖端生长速率和过冷度之间的关系, 如图 3(c) 所示. 计算结果表明, 局域过冷度增加 0.23 K 足以促使枝晶尖端生长速率由 0.11 mm/s 提高至 0.20 mm/s, 这与图 3(b) 中气泡振荡产生的过冷度相吻合. 该结果进一步证明, 当液相中气泡位于枝晶尖端附近时, 其稳态空化产生的周期高压能够有效地提高局域熔体过冷度, 从而促进枝晶加速生长.

### 3.2 气泡稳态空化引发枝晶碎断

超声场中气泡稳态空化破坏液-固界面并产生

大量枝晶碎片的过程, 如图 4 所示. 图 4(a) 显示的是未施加超声时, 液相中存在一个半径约为 50  $\mu\text{m}$  的静止气泡. 当导入超声后, 该气泡在超声作用下不断膨胀和收缩, 并开始向固-液界面处迁移, 迁移速率约为 50  $\mu\text{m}/\text{s}$ . 随着枝晶生长界面的推进, 振荡中的气泡与枝晶“B”相遇, 击碎了正在生长的枝晶“B”尖端, 并以微小碎片形式流动于前沿液相中. 随着气泡继续向固相中迁移和固-液界面的向上推移, 大量的枝晶碎片不断形成, 如图 4(b)—(d) 所示. 大约 5.04 s 后, 气泡停止向固相内部推进并不再产生新的碎片. 空化气泡破坏枝晶“B”的过程中, 大量碎片生成并游离于前沿液相, 同时能够作为新的胚胎颗粒继续生长为尺寸相对较小的枝晶, 如图 4(d)—(f) 中的碎片“1”和“2”即为以枝晶形态生长的典型碎片.

图 5 展示了由单个气泡稳态空化引发的疲劳效应导致二次枝晶臂的变形及断裂过程. 图 5(a) 显示的是二次枝晶臂 (如黑色箭头所指) 根部存在一个半径约为 35  $\mu\text{m}$  的稳态空化泡, 并保持周期性振荡, 以该时刻的二次枝晶臂下边界为初始位置 (即蓝色虚线), 蓝色虚线与黄色虚线分别代表弯曲前、后二次枝晶臂下边界的实时位置, 并定义两条虚线间的夹角  $\theta$  为二次枝晶臂的弯曲角度. 在稳态空化气泡持续振荡的冲击作用下, 二次枝晶臂的弯曲角度逐渐增大, 直至  $t = 8.19$  ms 时弯曲达到最大角度  $12^\circ$ , 最终在  $t = 10.11$  ms 时枝晶臂从枝晶主干脱落 (脱落部位由图 5(f) 中的蓝色箭头指出), 如图 5(b)—(f) 所示. 振荡气泡引发二次枝晶臂弯曲角度随时间的变化规律由图 6(a) 给出, 结果表明二次枝晶臂在气泡稳态空化作用下像“海藻”一样在液相中轻微地上下摆动, 其最大弯曲角

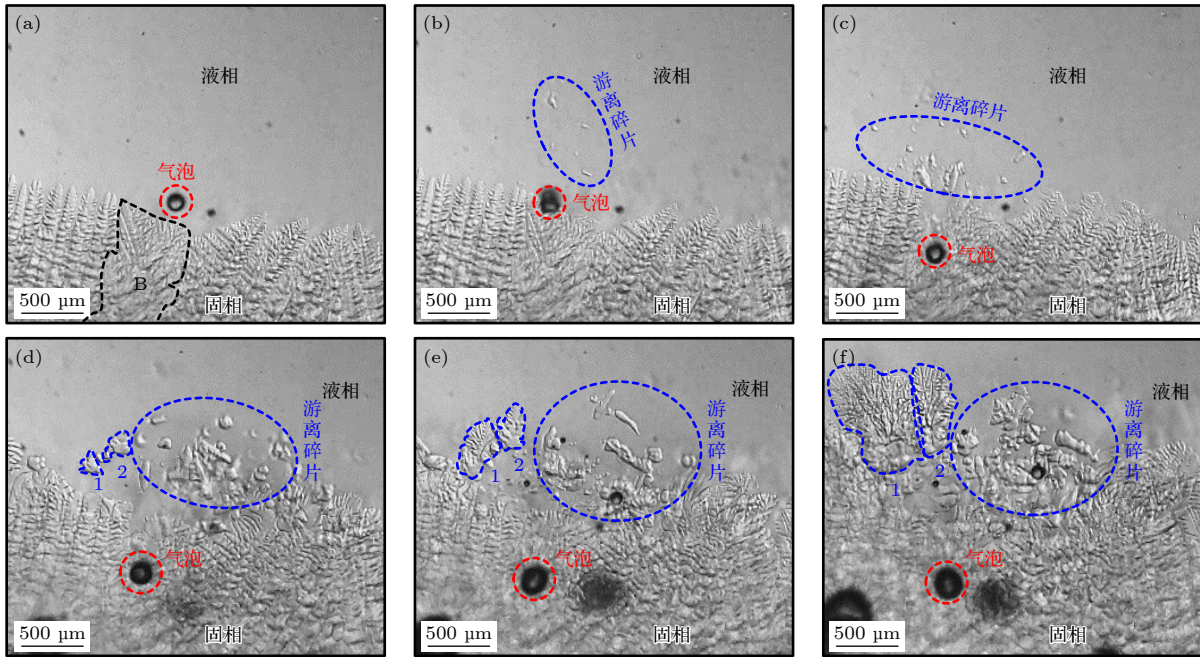


图 4 向固相内部迁移的气泡与枝晶生长的相互作用 (a)  $t = 0$  s; (b)  $t = 0.24$  s; (c)  $t = 0.82$  s; (d)  $t = 5.04$  s; (e)  $t = 7.42$  s; (f)  $t = 11.26$  s

Fig. 4. Images of the interaction between the stable bubble migrating into solid phase and growing dendrites: (a)  $t = 0$  s; (b)  $t = 0.24$  s; (c)  $t = 0.82$  s; (d)  $t = 5.04$  s; (e)  $t = 7.42$  s; (f)  $t = 11.26$  s.

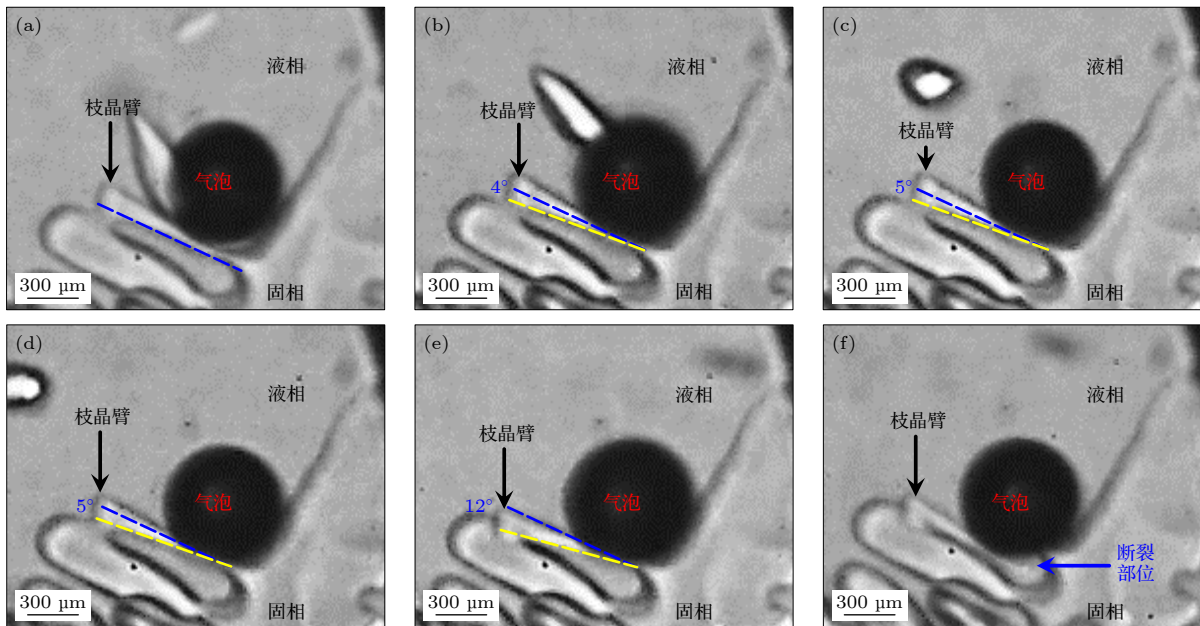


图 5 空化气泡稳态振荡导致与其接触的二次枝晶臂根部弯曲、断裂的动态过程 (a)  $t = 0$  ms; (b)  $t = 2.34$  ms; (c)  $t = 4.68$  ms; (d)  $t = 8.19$  ms; (e)  $t = 9.36$  ms; (f)  $t = 10.11$  ms

Fig. 5. Continuous bending until fragmentation of the secondary dendritic arm induced by the stable oscillation bubble: (a)  $t = 0$  ms; (b)  $t = 2.34$  ms; (c)  $t = 4.68$  ms; (d)  $t = 8.19$  ms; (e)  $t = 9.36$  ms; (f)  $t = 10.11$  ms.

度可达  $12^\circ$ ，经过长达 187 个声波周期的疲劳加载，枝晶臂最终从根部断裂、脱落。

气泡稳态振荡破坏二次枝晶臂及固-液界面的现象在熔体中普遍存在，因此深入研究枝晶臂断裂

的主要机制至关重要。通过求解绝热状态下的气泡运动方程 (4) 可以得到初始半径约为  $35 \mu\text{m}$  的气泡在一个振荡周期内 (即  $50 \mu\text{s}$ ) 半径  $R$  及压强  $P_w$  的变化规律，如图 6(b) 所示。从图 6(b) 可以看出，

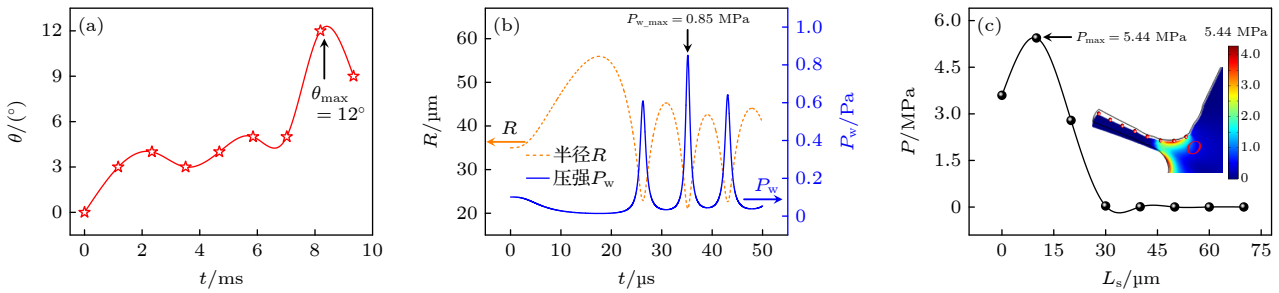


图6 稳态空化气泡对枝晶臂弯曲角度及内部应力-应变影响 (a) 二次枝晶臂弯曲角度随时间的变化规律; (b) 一个周期内初始半径为  $35\ \mu\text{m}$  的气泡振荡过程中半径及压强随时间的变化; (c) 二次枝晶臂内部不同位置的应力分布

Fig. 6. Effect of a stable oscillation bubble on stress-strain distribution inside the secondary dendritic arm: (a) Bending angle of the secondary dendritic arm changing over time; (b) radius and pressure calculated by Rayleigh-Plesset equation in one period with an initial bubble radius of  $35\ \mu\text{m}$ ; (c) stress distribution at different positions inside the secondary dendritic arm.

气泡稳态振荡过程中的最大压强与最小半径成反比, 其在一个周期内的最小半径  $R_{\min}$  约为  $21\ \mu\text{m}$ , 对应的最大压强  $P_{w\_max}$  约为  $0.85\ \text{MPa}$ . 因此由枝晶应力分布模型可知, 气泡稳态振荡过程中施加在二次枝晶臂上的循环力可表示为  $P_c = 0.1 \cdot P_{w\_max} [1 + \cos(\omega t)]$ . 计算结果如图 6(c) 所示, 在气泡稳态空化的作用下, 二次枝晶臂内部的应力主要集中在根部附近, 最大应力约为  $5.44\ \text{MPa}$ . 同时定义二次枝晶臂根部 (点  $O$ ) 为原点, 以  $10\ \mu\text{m}$  为步长取 8 个点, 定量分析了二次枝晶臂内部的应力分布规律. 结果表明, 枝晶臂内部的应力在距原点  $10\ \mu\text{m}$  处达到峰值  $P_{\max} = 5.44\ \text{MPa}$ , 随后沿远离根部方向迅速下降. 当距离原点大于  $30\ \mu\text{m}$  时, 枝晶内部应力逐渐趋于  $0\ \text{MPa}$ . 根据相关研究<sup>[1]</sup>可知, 该成分的枝晶臂屈服强度不可能超过  $1\ \text{MPa}$ , 故而超声场中气泡稳态空化导致枝晶内部产生的约为  $5.44\ \text{MPa}$  的集中应力足以引发二次枝晶臂的变形及断裂, 与实验观测到的二次枝晶臂断裂位置通常位于距根部不远处的现象吻合.

此外, 从图 5(a)–(f) 可以清晰地看出, 二次枝晶臂从弯曲到完全脱落整个过程大约持续  $10\ \text{ms}$ , 在如此短的时间内未出现因溶质或热传递引发的枝晶形态改变及溶质重新分配现象. 因此, 此处枝晶碎断的主要机制为气泡稳态空化产生的持续脉冲引发二次枝晶臂内部的机械应力集中根部附近, 使得枝晶臂因疲劳加载而机械断裂.

### 3.3 气泡稳态空化诱导球状晶形成

因气泡稳态振荡而弯曲脱落的枝晶碎片, 其中较重的一部分沉积于液-固界面处成为游离碎片, 另一部分较轻的碎片将被气泡振荡产生的局部流

场所捕获成为附着碎片. 图 7 显示了枝晶碎片被悬浮于液相中的气泡吸引并逐渐形成球状晶的过程. 从图 7(a) 可以看出, 固-液界面前沿处的液相中悬浮着一个半径约为  $65\ \mu\text{m}$  的大气泡, 其周围散落着一些尺寸分布约为  $28\text{--}80\ \mu\text{m}$  的游离碎片. 在气泡稳态振荡的作用下, 这些碎片逐渐向其靠拢, 并形成具有一定厚度的吸附层, 如图 7(b) 所示. 随着时间的推移, 在  $t = 5.45\ \text{s}$  和  $t = 6.08\ \text{s}$  时, 该气泡分别与其他微小气泡凝并形成新的大气泡, 如图 7(c) 和图 7(d) 所示. 同时气泡周围附着碎片的数量也逐渐增加, 直至  $8.40\ \text{s}$  时吸附层厚度达到  $345\ \mu\text{m}$ , 如图 7(e) 所示. 此外, 由图 7(a)–(e) 可知, 气泡周围的附着碎片均以接近球状晶的形态生长, 而散落在固-液界面前沿的游离碎片则生长成为粗大枝晶, 例如碎片“3”和“4”, 这说明气泡的稳态空化不仅可以吸附游离碎片, 还能够使其形成球状晶.

图 7 统计了气泡半径  $R$  及吸附层厚度  $d$  随时间变化的规律. 统计结果表明, 除初始时刻外,  $5.20\ \text{s}$  内气泡周围的吸附层厚度波动幅度较小, 而在气泡凝并后 ( $t = 5.45\ \text{s}$  和  $t = 6.08\ \text{s}$ ) 均出现了半径及吸附层厚度陡增. 该现象可归因于气泡凝并导致气泡半径增加, 继而扩大了气泡稳态振荡的压力作用范围, 最终使得气泡周围的附着碎片数量增加.

基于以上研究, 总结了气泡稳态振荡吸引枝晶碎片并形成球状晶的原理, 如图 8 所示. 在高压超声波作用下, 由于声稀疏相和压缩相交替影响, 液体中的微小气泡可能会呈现体积振荡, 振荡过程如图 8(a) 所示. 体积收缩和膨胀会在气泡周围产生周期性变化的流场和压力梯度, 导致邻近的碎片靠近或远离气泡<sup>[29]</sup>. 并通过计算气泡稳态空化过程中压力随半径的变化趋势, 发现气泡压缩阶段产生

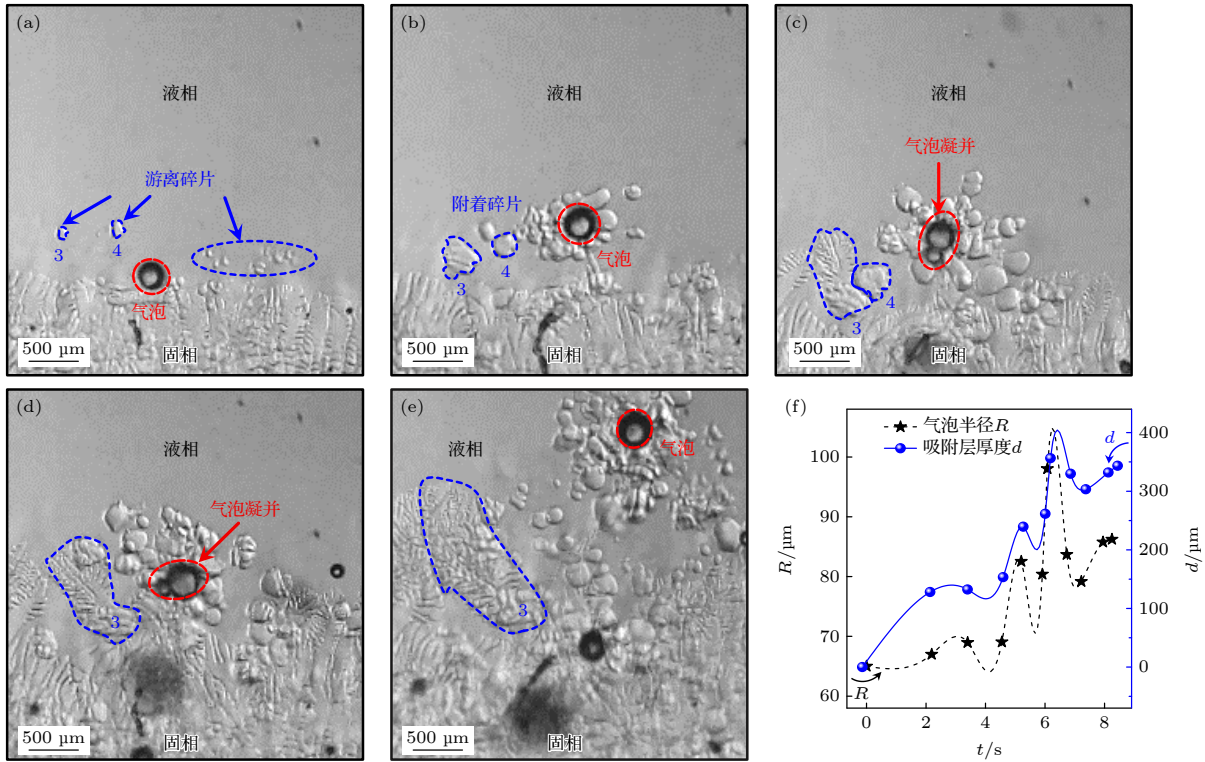


图 7 液-固界面处的游离碎片被邻近的稳态空化气泡吸引并形成球状晶的演化过程, 其中 (a)  $t = 0$  s, (b)  $t = 2.42$  s, (c)  $t = 5.20$  s, (d)  $t = 6.08$  s, (e)  $t = 8.40$  s; (f) 气泡振荡过程中半径及吸附层厚度随时间的变化规律

Fig. 7. Evolution process of the free fragments attracted by a neighboring stable bubble at liquid-solid interface with a transformation into spherical grains: (a)–(e) Images of real-time observation at  $t =$  (a) 0 s, (b) 2.42 s, (c) 5.20 s, (d) 6.08 s, (e) 8.40 s. (f) The bubble radius and adsorbed layer thickness over time.

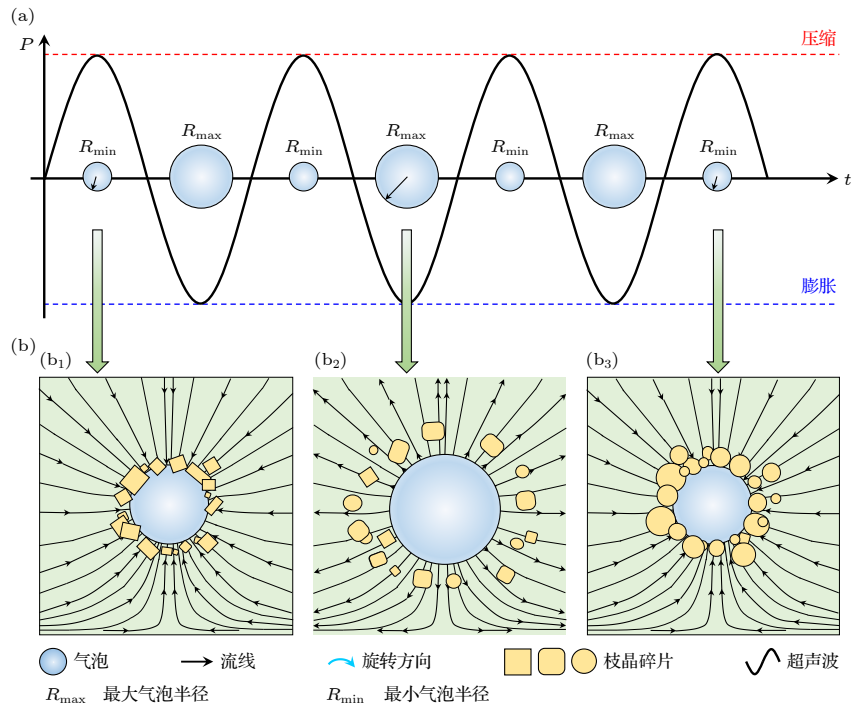


图 8 气泡稳态振荡吸引枝晶碎片并形成球状晶的原理 (a) 超声波作用下气泡的稳态振荡过程; (b) 枝晶碎片被气泡吸引并形成球状晶的示意图

Fig. 8. Principle of dendritic fragments attracted to a stable cavitation bubble with transformation into spherical grains: (a) Linearly oscillation of a steady-state bubble under the ultrasonic wave; (b) dendritic fragments attracted to a bubble and transformed into spherical grains.

的峰值压力远大于膨胀阶段,这使得枝晶碎片更加倾向于聚集在气泡周围.同时由于气泡体积振荡产生的压力沿径向呈衰减趋势,其对碎片的吸引力也沿径向衰减,因此最外层的碎片容易脱离束缚成为游离碎片,碎片吸附原理如图 8(b) 所示.区别于以粗大枝晶形态生长的游离碎片,气泡周围的附着碎片通常生长为球状晶.这是由于气泡振荡产生的周期性变化流场促使碎片在液相中反复旋转,碎片各个表面均受到了冲击波的剪切作用,使得枝晶碎片的分支逐渐消失,最终由树枝晶转变为球状晶.

## 4 结 论

本文通过透明溶液原位观测实验,系统地研究了超声作用下 SCN-8.3% H<sub>2</sub>O 溶液中稳态空化泡与枝晶生长间的相互作用过程,并结合数值模拟揭示了稳态空化气泡对枝晶生长的作用机理,主要得到以下结论:

1) 首次发现了当气泡迁移方向与枝晶生长方向一致时,能够促进枝晶快速生长.这主要是由于气泡稳态空化产生的周期性高压能够有效地提高熔体中的局域过冷度,从而显著地提升枝晶尖端的生长速率.

2) 气泡迁移方向与液-固界面推移方向相反时,稳态空化气泡引发枝晶臂内部产生大于其屈服强度的应力,足以破碎二次枝晶臂以及固-液界面.

3) 悬浮于液相中的气泡振荡过程中产生的周期性变化的流场不仅能够吸附周围的枝晶碎片,还可以通过冲击波的剪切作用促使附着碎片趋于球状,从而实现生长形态发生“枝晶-球状晶”转变.

感谢李明星和徐楠轩等同事在实验及分析过程中提供的帮助.

## 参考文献

[1] Eskin G I, Eskin D G 2014 *Ultrasonic Treatment of Light Alloy Melts* (2nd Ed.) (London: CRC Press) pp32-43

[2] Hu Y J, Wang X, Wang J Y, Zhai W, Wei B 2021 *Metall. Mater. Trans. A* **52** 3097

[3] Feng X H, Zhao F Z, Jia H M, Zhou J X, Li Y D, Li W R, Yang Y S 2017 *Int. J. Cast Metal. Res.* **30** 341

[4] Yasui K 2018 *Acoustic cavitation and bubble dynamics* (Switzerland: Springer International) pp14, 15

[5] Gielen B, Jordens J, Janssen J, Pfeiffer H, Wevers M, Thomassen L C J, Braeken L, Van Gerven T 2015 *Ultrason. Sonochem.* **25** 31

[6] Wu W H, Zhai W, Hu H B, Wei B B 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 194303 (in Chinese) [吴文华, 翟薇, 胡海豹, 魏炳波 2017 物理学报 **66** 194303]

[7] Koukouvini P, Gavaises M, Supponen O, Farhat M 2016 *Phys. Fluids* **28** 052103

[8] Feng X H, Zhao F Z, Jia H M, Li Y J, Yang Y S 2018 *Ultrason. Sonochem.* **40** 113

[9] Chow R, Blindt R, Chivers R, Povey M 2005 *Ultrasonics* **43** 227

[10] Zhao Y, Zheng Q L, Liu Z W 2020 *Mater. Lett.* **274** 128030

[11] Shu D, Sun B D, Mi J W, Grant P S 2012 *Metall. Mater. Trans. A* **43** 3755

[12] Tan D Y, Mi J W 2013 *Mater. Sci. Forum* **765** 230

[13] Wang F, Eskin D, Mi J W, Wang C N, Koe B, King Andrew, Reinhard C, Connolly T 2017 *Acta Mater.* **141** 142

[14] Wang B, Tan D Y, Lee T L, Khong J C, Wang F, Eskin D, Connolly T, Fezzaa K, Mi J W 2018 *Acta Mater.* **144** 505

[15] Todaro C J, Easton M A, Qiu D, Zhang D, Bermingham M J, Lui E W, Brandt M, Stjohn D H, Qian M 2020 *Nat. Commun.* **11** 142

[16] Xu K, Xu L, Zhou G P 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 194301 (in Chinese) [徐珂, 许龙, 周光平 2021 物理学报 **70** 194301]

[17] Omoteso K A, Roy-Layinde T O, Laoye J A, Vincent U E, McClintock P V E 2021 *Ultrason. Sonochem.* **70** 105346

[18] Lofstedt R, Barber B P, Putterman S J 1993 *Phys. Fluids A* **5** 2911

[19] Lin H, Storey B D, Szeri A J, Andrew J S 2002 *J. Fluid Mech.* **452** 145

[20] Murakami K, Yamakawa Y, Zhao J Y, Johnsen E, Ando K 2021 *J. Fluid Mech.* **924** A38

[21] Wang S, Guo Z P, Zhang X P, Zhang A, Kang J W 2019 *Ultrason. Sonochem.* **51** 160

[22] Koss M B, LaCombe J C, Tennenhouse L A, Glicksman M E, Winsa E A 1999 *Metall. Mater. Trans. A* **30** 3177

[23] Shang S, Han Z Q 2019 *J. Mater. Sci.* **54** 3111

[24] Cattaneo C A, Evequoz O P E, Bertorello H R 1994 *Scripta Metall. Mater.* **31** 461

[25] Cain J B, Clunie J C, Baird J K 1995 *Int. J. Thermophys.* **16** 1225

[26] Gao X P, Li X T, Qie X W, Wu Y P, Li X M, Li T J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1188 (in Chinese) [高学鹏, 李新涛, 郗喜望, 吴亚萍, 李喜孟, 李廷举 2007 物理学报 **56** 1188]

[27] Trivedi R, Lipton J, Kurz W 1987 *Acta Metall.* **35** 965

[28] Lipton J, Kurz W, Trivedi R 1987 *Acta Metall.* **35** 957

[29] Longuet-Higgins M S 1998 *P. Roy. Soc. A-Math. Phys.* **454** 725

# Mechanism of effect of stable cavitation on dendrite growth in ultrasonic field\*

Zhang Ying   Wu Wen-Hua   Wang Jian-Yuan<sup>†</sup>   Zhai Wei

(*School of Physical Science and Technology, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China*)

( Received 2 June 2022; revised manuscript received 28 August 2022 )

## Abstract

Ultrasonic waves used in liquid alloys can produce refined grain structures, which mainly contributes to ultrasonic cavitation and acoustic streaming. According to the bubble lifetime and whether they are fragmented into “daughter” bubbles, acoustic cavitation can be divided into transient cavitation and stable cavitation. Compared with the transient cavitation, the interaction between stable cavitation bubbles and solidifying alloys have been rarely investigated previously. In this work, the effect of stable cavitation on the dendritic growth of succinonitrile (SCN)-8.3% (mole fraction) water organic transparent alloy is systematically investigated by high-speed digital image technique and numerical simulation. It is found that when the bubble migration direction is consistent with that of dendritic growth, the periodic high pressure generated in bubble oscillation process increases the local undercooling, speeding up the dendrites growth effectively. Meanwhile, the concentrated stress inside dendrites induced by the linearly oscillation of cavitation bubble can break up dendrites into fragments. Specifically, if there exist stable cavitation bubbles suspended around the liquid-solid interface, periodically alternating flow field and high shear force in their surrounding liquid phase is produced. As a result, the nearby dendritic fragments will be attracted to those bubbles and then transformed into spherical grains.

**Keywords:** power ultrasound, stable cavitation, dendrite growth, undercooling induced by pressure

**PACS:** 43.35.+d, 81.30.Fb, 81.10.Fq, 47.55.dp

**DOI:** 10.7498/aps.71.20221101

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 52088101, 51922089, 52130405, 51727803), the Natural Science Basic Research Program of Shaanxi Province, China (Grant No. 2021JCW-09), and the Key Industrial Chain Project of Shaanxi Provincial Key Research and Development Plan, China (Grant No. 2020ZDLGY13-03).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [wangjy@nwpu.edu.cn](mailto:wangjy@nwpu.edu.cn)



## 超声场中气泡稳态空化对枝晶生长过程的作用机制

张颖 吴文华 王建元 翟薇

### Mechanism of effect of stable cavitation on dendrite growth in ultrasonic field

Zhang Ying Wu Wen-Hua Wang Jian-Yuan Zhai Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 244303 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20221101

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221101>

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

---

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

#### 深过冷条件下Co<sub>7</sub>Mo<sub>6</sub>金属间化合物的枝晶生长和维氏硬度研究

Dendrite growth and Vickers microhardness of Co<sub>7</sub>Mo<sub>6</sub> intermetallic compound under large undercooling condition

物理学报. 2018, 67(4): 046402 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172156>

#### 液态三元Fe–Cr–Ni合金中快速枝晶生长与溶质分布规律

Rapid dendrite growth mechanism and solute distribution in liquid ternary Fe–Cr–Ni alloys

物理学报. 2018, 67(14): 146101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180062>

#### 浓度相关的扩散系数对定向凝固枝晶生长的影响

Effect of concentration-dependent diffusion coefficient on dendrite growth in directional solidification

物理学报. 2019, 68(16): 166401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190603>

#### 相场模型及其在电化学储能材料中的应用

Phase-field model and its application in electrochemical energy storage materials

物理学报. 2020, 69(22): 226401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201411>

#### 机械搅拌对声空化动力学特性的影响

Effect of mechanical agitation on ultrasonic cavitation dynamics

物理学报. 2021, 70(22): 224301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211244>

#### 声场中球形空化云中气泡的耦合谐振

Coupled resonance of bubbles in spherical cavitation clouds

物理学报. 2019, 68(13): 134301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190360>