

基于扰动波的 HVAS 液滴耦合振动特性分析

陈彬*, 刘阁

(重庆工商大学 废油资源化技术与装备教育部工程研究中心,重庆 400067)

摘要:高速电弧喷涂过程中熔融金属液滴的振动特性对喷涂涂层性能具有决定性作用,但限于实验技术很难检测液滴的动力学行为,因而利用扰动波理论建立了气流和液滴的耦合振动方程组,并数值求解获得了喷涂气流最不稳定波数,与 Bradley 的数据曲线进行了比较,二者呈现出较好的吻合性,误差在±2%之间,验证了所建立的 HVAS 小扰动液滴模型是有效的;根据 HVAS 液滴耦合振动模型分析了不同喷涂气流及其速度对不同熔融金属的相应 HVAS 液滴振动特性。结果表明,HVAS 过程中用 N_2 具有一定的优势,且增加气流速度有利于提高喷涂涂层的结合强度,从而为 HVAS 过程中的材料选择与工艺控制提供了基本的理论依据。

关键词:HVAS 液滴;扰动波;耦合振动;振动特性

中图分类号:TH13;O32 **文献标志码:**A

1 引言

高速电弧喷涂技术 HVAS (High Velocity Arc Spray)是 20 世纪 90 年代开发出的先进热喷涂技术,以第二炮兵工程学院的王汉功教授和装甲兵工程学院的徐滨士院士^[1]为代表,采用拉伐尔喷嘴技术,成功研制的高速电弧喷涂和超音速电弧喷涂技术,大大提高了电弧喷涂涂层的质量。国内外学者对熔融丝材破碎为一定粒径液滴过程的动力学特性进行了理论探讨^[2-6],为汽车、水轮机和废油处理装备等大型轴类零件选择喷涂工艺参数、掌握高速电弧喷涂涂层组织的形成与演变机制提供了理论基础。Taylor^[7]和 Bradley^[8]等认为雾化是由于液流与气流相互作用在液流表面引起的波的形成、增长及剥离所致,因此液流破碎的过程可用波理论来描述。D. Liu 等^[9]认为熔化的液滴群呈圆锥形,大颗粒液滴分布在圆锥的轴线附近,液滴直径越小距离圆锥轴线越远。由于受实验技术的限制,很难用实测方法获得液滴速度、粒径以及液滴形成机制等过程参量,因而通常采用理论模型进行数值模拟分析,来探讨熔融丝材形成液滴的动力学

特性问题^[10]。本文利用质量守恒、动量守恒的原则,通过建立气流和液滴耦合的相应变形控制体的连续性方程和运动方程组,导出在扰动波作用下气流最不稳定波数和液滴增长速率的表达式;并对 HVAS 液滴的振动特性进行分析,探讨了 HVAS 过程参数对液滴特性的影响,对于 HVAS 过程的材料合理选择与工艺控制具有重要的理论意义。

2 高速电弧喷涂过程的耦合振动方程

电弧喷涂过程中熔融液滴的形成受多个因素的影响,如电弧区温度场、气流速度、气流压力、机体温度和喷涂气氛等,涉及到气体动力学、多相流体力学、冶金热力学和传热学等诸多领域。因此,HVAS 过程的耦合振动方程的建立基于如下假设^[11,12]。

(1) 高速喷枪的放置位置是水平的,雾化气体和喷涂粒子的耦合运动为一维定常流动。

(2) 熔融流体为不可压缩流体,液滴呈球形,其形成是在受到气流的扰动瞬间完成的。

(3) 液滴之间不发生碰撞和粘附。

(4) 将流场分解为平均流场与扰动流场的叠加,即速度场和压力场可以表示为 $V+v$ 及 $P+p$,大写字母表示平均量,小写字母表示脉动量,并认为平均流场与扰动流场分别满足 Navier-Stokes 方程。

(5) 液滴的形成成为小扰动问题,忽略 Navier-Stokes 方程中的非线性项。

收稿日期:2011-05-25;修改稿收到日期:2011-11-15.

基金项目:重庆市自然科学基金计划(cstc2011jjA90001);重庆市教委科技(KJ100722);重庆市科技攻关重点(CSTC,2009AB3234);重庆高校创新团队(KJTD201019)资助项目.

作者简介:陈彬*(1972-),男,副教授,博士
(E-mail:hustcb@163.com).

在柱坐标系下,假定喷嘴半径为 R ,射流初速度为 V_0 气体喷入静止熔融金属液中,气液两相的运动粘度分别为 ν_1 和 ν_2 ,气流界面处的表面张力为 σ ,下标 $j=(1,2)$ 分别指液滴和气流物理量。根据质量守恒和动量守恒的原则,可得相应变形控制体的连续性方程和运动方程,即线性化射流扰动控制方程,无量纲化处理后的

$$\frac{\partial v_{fj}}{\partial x} + \frac{1}{r} v_{rj} + \frac{\partial v_{rj}}{\partial r} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_{fj}}{\partial \tau} + \frac{V_{0j}}{V_0} \frac{\partial v_{fj}}{\partial x} + \frac{\rho_j}{\rho_j} \frac{\partial p_j}{\partial x} = \frac{1}{Re_j} \left[\frac{\partial^2 v_{fj}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_{fj}}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_{fj}}{\partial x^2} \right] \quad (2)$$

$$\frac{\partial v_{rj}}{\partial t} + \frac{V_{0j}}{V_0} \frac{\partial v_{rj}}{\partial x} + \frac{\rho_j}{\rho_j} \frac{\partial p_j}{\partial r} = \frac{1}{Re_j} \left[\frac{\partial^2 v_{rj}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_{rj}}{\partial r} - \frac{v_{rj}}{r^2} + \frac{\partial^2 v_{rj}}{\partial x^2} \right] \quad (3)$$

设气液两相的流速和压力解具有如下形式:

$$v_{fj}(x, r, \tau) = V_{fj}(r) e^{\lambda \tau + ikx} \quad (4)$$

$$v_{rj}(x, r, \tau) = V_{rj}(r) e^{\lambda \tau + ikx} \quad (5)$$

$$p_j(x, r, \tau) = P_j(r) e^{\lambda \tau + ikx} \quad (6)$$

式中 k 为振动波数, λ 为系统的特征值。将式(1~3)进行消元处理,且不考虑重力场的影响,则可认为压力分布满足 Laplace 方程,即

$$\nabla^2 p_j = 0 \quad (7)$$

式中 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial x^2}$, 将式(6)代入得

$$\nabla^2 p(x, r, \tau) = \left[\frac{\partial^2 P_j(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial P_j(r)}{\partial r} - k^2 P_j(r) \right] e^{\lambda \tau + ikx} \quad (8)$$

压力的解形式为

$$P_j(r) = A_{1j} I_0(kr) + B_{1j} K_0(kr) \quad (9)$$

式中 A_{1j} 和 B_{1j} 为待定系数, $I_0(kr)$ 为零阶 Bessel 函数, $K_0(kr)$ 为零阶 Macdonale 函数。

对于液相,因在 $r=0$ 处 p_1 有限,对于气相,因在 $r=\infty$ 处 p_2 有限,有

$$P_j(r) = \begin{cases} A_{11} I_0(kr), & j=1 \\ B_{12} K_0(kr), & j=2 \end{cases} \quad (10)$$

将式(4~6)和式(9)代入流体控制方程,即式(1~3),由 $I'_0(kr) = k I_1(kr)$, $K'_0(kr) = -k K_1(kr)$, 经过复杂的推导,对于熔化的喷涂金属液体,即 $j=1$ 时,有

$$v_{r1}(x, r, \tau) = \left[-A_{31} \frac{\sqrt{k^2 + Re_1 \lambda}}{ik} I_0(\sqrt{k^2 + Re_1 \lambda} r) - \frac{ik}{\lambda} A_{11} I_0(kr) \right] e^{\lambda \tau + ikx} \quad (11)$$

$$v_{r1}(x, r, \tau) = \left[A_{31} I_1(\sqrt{k^2 + Re_1 \lambda} r) - \frac{k}{\lambda} A_{11} I_1(kr) \right] e^{\lambda \tau + ikx} \quad (12)$$

$$p_1(x, r, \tau) = A_{11} I_0(kr) e^{\lambda \tau + ikx} \quad (13)$$

式中 $Re_1 = V_0 R / \nu_1$, $We_1 = \rho_f (V_0^2 R / \sigma)$ 。

对于高速气体,即 $j=2$ 时,有

$$v_{r2}(x, r, \tau) = \left[B_{32} \frac{\sqrt{k^2 + Re_2(\lambda + ik)}}{ik} K_0(\sqrt{k^2 + Re_2(\lambda + ik)} r) - [ik/\rho(\lambda + ik)] B_{12} K_0(kr) \right] e^{\lambda \tau + ikx} \quad (14)$$

$$v_{r2}(x, r, \tau) = \left[B_{32} K_1(\sqrt{k^2 + Re_2(\lambda + ik)} r) + [k/\rho(\lambda + ik)] B_{12} K_1(kr) \right] e^{\lambda \tau + ikx} \quad (15)$$

$$p_2(x, r, \tau) = B_{12} K_0(kr) e^{\lambda \tau + ikx} \quad (16)$$

式中 $Re_2 = (V_0 R / \nu_2)$, $We_2 = \rho_g (V_0^2 R / \sigma)$ 。

3 HVAS 过程色散方程

取气液界面的控制体 CV, P_j 为气、液的静态压力, ρ_{fj} ($j=1,2$) 表示液、气的密度,扰动波的位移 $\eta(x, t) = \eta_0 e^{\lambda t + ikx}$, η_0 为初始扰动波幅。经过无量纲化得到气液界面的边界扰动方程:

$$v_{rj}(x, r, \tau) - \partial \eta(x, \tau) / \partial \tau - \partial \eta(x, \tau) / \partial x = 0 \quad (17)$$

$$p_1 - p_2 = \frac{2}{Re_1} \frac{\partial v_{r1}}{\partial r} - \frac{2\rho}{Re_2} \frac{\partial v_{r2}}{\partial r} - \frac{1}{We_1} \left[\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \eta \right] \quad (18)$$

$$\frac{\partial v_{f1}}{\partial r} + \frac{\partial v_{r1}}{\partial x} = \frac{\partial v_{f2}}{\partial r} + \frac{\partial v_{r2}}{\partial x} = 0 \quad (19)$$

将式(11~16)代入式(17,18)得

$$A_{31} I_1(\sqrt{k^2 + Re_1 \lambda} r) - \frac{k}{\lambda} A_{11} I_1(kr) - \eta_0(\lambda + ik) = 0 \quad (20)$$

$$B_{32} K_1(\sqrt{k^2 + Re_2(\lambda + ik)} r) + \frac{k}{\rho(\lambda + ik)} B_{12} K_1(kr) - \eta_0(\lambda + ik) = 0 \quad (21)$$

$$A_{11} I_0(kr) - B_{12} K_0(kr) = \frac{2}{Re_1} \times \left[\sqrt{k^2 + Re_1 \lambda} A_{31} I'_1(\sqrt{k^2 + Re_1 \lambda} r) - \frac{k^2}{\lambda} A_{11} I'_1(kr) \right] - \frac{2\rho}{Re_2} \left[\sqrt{k^2 + Re_2(\lambda + ik)} B_{32} K'_1(\sqrt{k^2 + Re_2(\lambda + ik)} r) + \frac{k^2}{\rho(\lambda + ik)} B_{12} K'_1(kr) \right] - \frac{(1-k^2)}{We_1} \eta_0 \quad (22)$$

$$\left[-A_{31} \frac{k^2 + Re_1 \lambda}{ik} I_1(\sqrt{k^2 + Re_1 \lambda} r) - \frac{ik^2}{\lambda} A_{11} I_1(kr) \right] + \left[ik A_{31} I_1(\sqrt{k^2 + Re_1 \lambda} r) - \frac{ik^2}{\lambda} A_{11} I_1(kr) \right] = 0 \quad (23)$$

$$\left[-B_{32} \frac{k^2 + \text{Re}_2(\lambda + ik)}{ik} K_1(\sqrt{k^2 + \text{Re}_2(\lambda + ik)} r) + \frac{ik^2}{\rho(\lambda + ik)} B_{12} K_1(kr) \right] + \left[ik B_{32} K_1(\sqrt{k^2 + \text{Re}_2(\lambda + ik)} r) + \frac{ik^2}{\rho(\lambda + ik)} B_{12} K_1(kr) \right] = 0 \quad (24)$$

式(20,23,24)是一关于 5 个未知数 (A_{11} 、 A_{31} 、 B_{12} 、 B_{32} 、 η_0) 的线性代数方程组。对射流问题这 5 个数不全为零,从而该线性代数方程组的系数行列式必为零,即为所要推导的描述射流界面扰动发展的色散关系,又称扰动发展特征方程。因其结构非常复杂,是含有多个变量 (k 、 Re_1 、 Re_2 、 λ 、 ρ 、 We_1) 的复变函数。

根据气液界面的特点 $r = 1$, 令该线性代数方程组的系数行列式为零:

$$\frac{\text{Re}_2(\lambda + ik)}{\rho} \frac{s_1^2 + k^2}{k} \frac{I_0(kr)}{I_1(kr)} + \frac{\text{Re}_2(\lambda + ik)}{\rho} \frac{2k}{\lambda} \frac{s_1^2 + k^2 - 2ks_1}{\text{Re}_1} \times \frac{I'_1(s_1 r)}{I_1(s_1 r)} + \text{Re}_1 \frac{(s_2^2 + k^2)(\lambda + ik)}{k} \frac{K_0(kr)}{K_1(kr)} - \text{Re}_1 \frac{2k(s_2^2 + k^2 - 2ks_2)}{\text{Re}_2} \frac{K'_1(kr)}{K_1(kr)} - \frac{\text{Re}_1 \text{Re}_2}{\rho} \frac{(1 - k^2)}{\text{We}_1} = 0 \quad (25)$$

高速电弧喷涂过程中,气流的速度可达音速甚至超音速,因而需要考虑气体的压缩性。由于在气、液界面形成的气流波的波长短,因此,可进一步简化为

$$\lambda^2 + \left[\frac{2k^2}{\text{Re}_1} - \rho \frac{2k^2}{\text{Re}_2} \right] \lambda - \rho k^2 - \frac{(1 - k^2)k}{\text{We}_1} = 0 \quad (26)$$

由式(26)可得金属熔体破碎的增长速率为

$$\lambda_{1,2} = \left[\frac{\rho}{\text{Re}_2} - \frac{1}{\text{Re}_1} \right] k^2 + \sqrt{\left[\frac{1}{\text{Re}_1} - \frac{\rho}{\text{Re}_2} \right]^2 k^4 + \left[\rho k^2 + \frac{(1 - k^2)k}{\text{We}_1} \right]} \quad (27)$$

令 $\lambda_{1,2} = 0$, 可得

$$k_{1,2} = \frac{1}{2} \rho \text{We}_1 \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\rho \text{We}_1)^2 + 4} \quad (28)$$

可见,如果 $k < k_1$, $k > k_2$ 则金属熔体破碎的增长速率为一个负值或是一个复数,此时界面扰动的波数也将不可能获取。如果 $k_1 < k < k_2$, λ_1 将是一个正实数,界面扰动的波数的变化规律是随着时间的增加而呈指数规律变化。

当扰动波在气、液界面形成时,随着时间的延长,波的振幅逐渐增大;当振幅达临界振幅时,熔融

液滴形成。定义具有最快增长速率的波的波数叫最不稳定波数,对应的增长速率叫最大增长速率。通过对式(27)求导并令其等于 0, 得到最不稳定波数如下。

$$\frac{\partial \lambda}{\partial k} = 2 \left[\frac{\rho}{\text{Re}_2} - \frac{1}{\text{Re}_1} \right] k_m + \frac{1}{2} \times \frac{4(1/\text{Re}_1 - \rho/\text{Re}_2)^2 k_m^3 + (2\rho k_m + (1 - 3k_m^2)/\text{We}_1)}{\sqrt{(1/\text{Re}_1 - \rho/\text{Re}_2)^2 k_m^4 + (\rho k_m^2 + (1 - k_m^2)k_m/\text{We}_1)}} = 0 \quad (29)$$

4 模型验证

假定高速氮气的作用下喷涂用的液态金属为钛,设定高速气流的初始速度 $V_0 = (100, 120, 150)$ m/s, 将相应 HVAS 参数(见表 1)代入数学模型中,利用 MATLAB 编写求解程序,就可得到用氮气对液态钛进行高速喷涂时的扰动波数与增长因子之间的关系。

绘制出氮气对液态钛进行高速喷涂时的扰动波数与增长因子之间的关系曲线如图 1 所示。从图 1 可以看出,扰动波数与增长因子之间在不同气流速度的作用下,其变化规律基本一致,每一条曲线都存在一个极值点 k_m ; 在 $k < k_m$ 范围内金属熔体破碎的增长速率随着波数的增大而呈上升趋势,当 $k > k_m$ 时,金属熔体破碎的增长速率随着波数的增大而呈下降趋势;在 $k = k_m$ 点,扰动振幅达临界振幅时,液体破碎,这一点对应的是具有最快增长速率的波最易导致液体破碎,即最不稳定波数,对应的增长速率叫最大增长速率;且有气流的初始速度越大,对应的最不稳定波数以及最大增长速率也越大,它们对应的具体数值列入表 2。

为了验证模型的有效性,按照以上建立 HVAS 耦合振动的数学模型,以高速空气喷涂水的过程为例进行数值模拟,即喷涂用的液态物质为水,在高速空气的作用下雾化,将相应参数代入数学模型中,利用 MATLAB 编写程序求解就可得到用空气对液态水进行高速喷涂时的最大扰动波数与气流速度之间的关系,得到的曲线如图 2 所示。从图 2 可以看出,随着气流速度的增加,气液界面的扰动波的波数呈指数上升趋势,液态水形成液滴的振动能量大幅提高,有助于喷涂液滴的细化,增加涂层

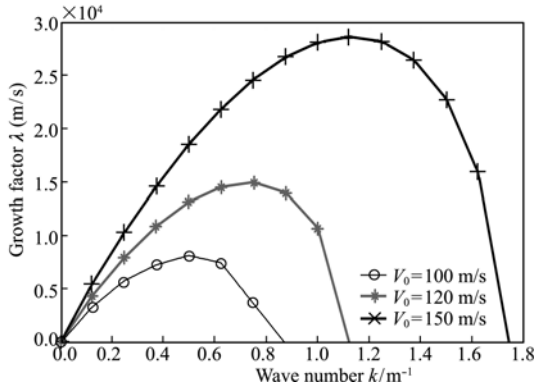


图1 扰动波数与增长因子之间的关系曲线
Fig.1 The relationship between the disturbance wave number and the growth rate

表1 数值模拟所用参数

Tab.1 Parameters used in numerical simulation

Parameter	Description	Value
Gas	γ Specific heat ratio	1.4
	T_0 Gas exit temperature	298 K
	P_0 Pressure of gas	6.5×10^5 Pa
	R Gas constant	$287.06 \text{ kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
	ρ_g Density of gas	1.225 kg/m^3
	μ_g Viscosity of gas	$2.1 \times 10^{-5} \text{ kg/m/s}$
	V_0 initial velocity of gas	m/s
Liquid	R_0 Nozzle exit radius	$4.35 \times 10^{-3} \text{ m}$
	R_t Nozzle throat radius	$4.0 \times 10^{-3} \text{ m}$
	σ Surface tension	1.65 N/m
	ρ_{f1} Density of Ti	4110 kg/m^3
	μ_{f1} Viscosity of Ti	$5.2 \times 10^{-3} \text{ kg/m/s}$
	ρ_{f2} Density of water	995.3 kg/m^3
	μ_{f2} Viscosity of water	$9.1 \times 10^{-7} \text{ kg/m/s}$

的结合强度。与 Bradley 的数据曲线^[3] 进行了比较,二者具有较好的吻合性,所对应的波数误差在 $\pm 2\%$ 之间,因此本文所建立的 HVAS 小扰动液滴模型是可行的。

5 仿真分析

对高速喷涂过程进行数值模拟,喷涂用的液态金属为钛,在高速氮气的小扰动作用下,将最不稳定性波数及最大增长速率代入气流的轴向速度式中,并取第二类虚宗量的贝塞尔函数的前两项,可得轴向气流速度为

$$v_{f2}(x, r, \tau) = -\frac{ikRe_1\lambda}{Re_2(\lambda+ik)(k^2+s_1^2)} \times \left[-2ks_2K_0(s_2r) + \frac{k^2+s_2^2}{\rho(\lambda+ik)}K_0(kr) \right] e^{\lambda\tau+ikx} = \frac{ik}{\rho(\lambda+ik)} \left[\left[\ln \frac{kr}{2} + \gamma \right] + \left[\ln \frac{kr}{2} + \gamma - 1 \right] \left[\frac{kr}{2} \right]^2 \right] e^{\lambda\tau+ikx} \quad (30)$$

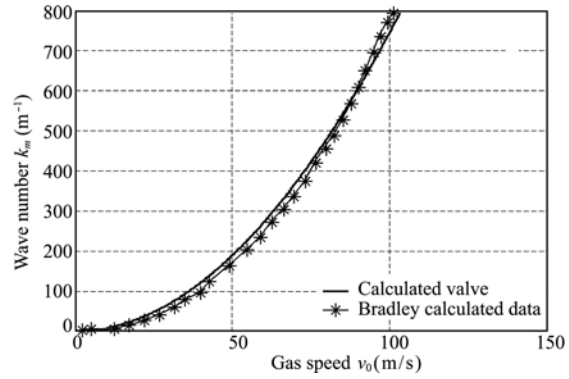


图2 最大扰动波数与气流速度之间的关系
Fig.2 The relationship between the disturbance wave number and initial velocity of gas

表2 最不稳定性波数以及最大增长速率与初始速度的对应关系

Tab.2 The relationship between maximum wave number, maximum growth rate and initial velocity of gas

Initial velocity of gas (m/s)	Maximum wave number (m ⁻¹)	Maximum growth rate (m/s)
100	5000	8032
120	7500	14950
150	11250	28690

将表1中相应参数代入式(30)中,利用 MATLAB 编写程序求解得到气流的扰动速度随着时间和喷涂距离的变化曲线如图3所示。从图3可以看出,气流的扰动速度随着喷涂时间的延长,由最初的相对静止($0 \mu\text{s} \sim 6 \mu\text{s}$) 逐渐产生振动,振动的频率一定,而振动幅值呈指数趋势增加,在 $10 \mu\text{s}$ 时幅值达到 82 m/s 。从而通过耦合振动的作用引起喷涂熔液的振动,形成喷涂液滴。由于是高速电弧喷涂过程,气流的速度较大,在一定的喷涂距离($0 \text{ m} \sim 0.5 \text{ m}$)下,气流的扰动速度在距离上变化不是很明显,在工程上通常忽略不计。

同理,对于熔化的喷涂金属液体,将最不稳定性波数、最大增长速率代入熔液的轴向速度式中,并取第一类虚宗量的贝塞尔函数的前两项,可得 HVAS 液滴轴向振动速度为

$$v_{f1}(x, r, \tau) = -ik \left[\frac{2ks_1}{k^2+s_1^2} I_0(s_1r) + \frac{1}{\lambda} I_0(kr) \right] e^{\lambda\tau+ikx} = -ik \left[\frac{2ks_1}{k^2+s_1^2} + \frac{1}{\lambda} + \frac{2ks_1}{k^2+s_1^2} \left(\frac{s_1r}{2} \right)^2 + \frac{1}{\lambda} \left(\frac{kr}{2} \right)^2 \right] e^{\lambda\tau+ikx} = -\frac{ik}{\lambda} \left[1 + \left(\frac{kr}{2} \right)^2 \right] e^{\lambda\tau+ikx} \quad (31)$$

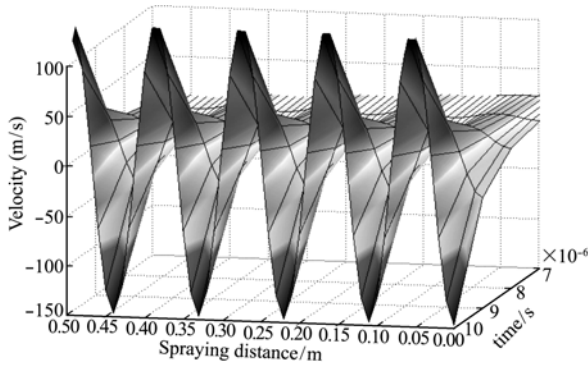


图3 气流的扰动速度随着时间和喷涂距离的变化曲线
Fig. 3 The change curve of the disturbance velocity of gas with spraying time and distance

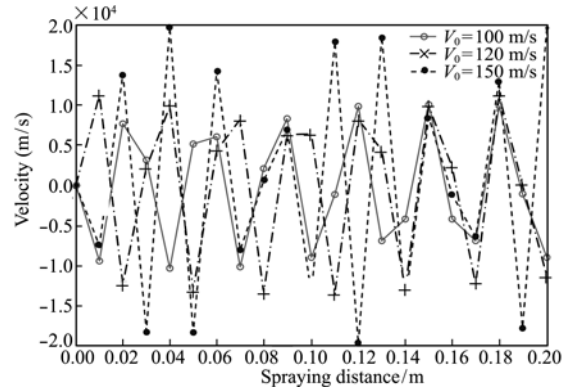


图4 在不同氮气速度的小扰动作用下钛液滴的振动特性
Fig. 4 The vibration characteristics of Ti droplets by N₂ gas at different gas velocity

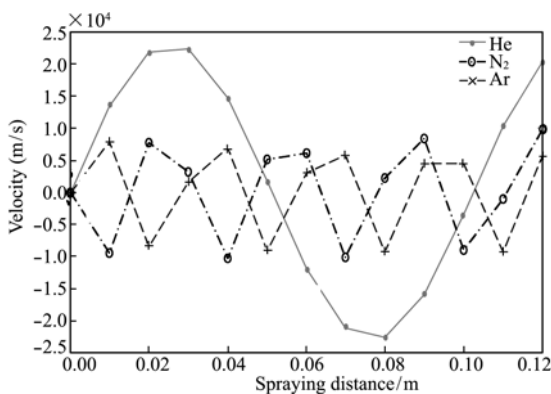


图5 He、N₂、Ar 气喷涂钛熔液时液滴的振动特性曲线
Fig. 5 The vibration characteristics of Ti droplets for different spraying gas

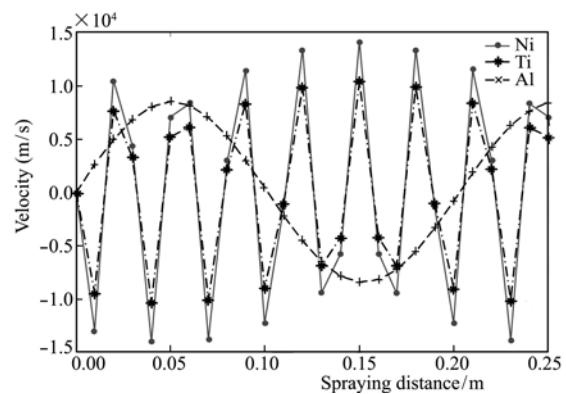


图6 N₂ 气喷涂金属镍、钛、铝时液滴振动特性
Fig. 6 The vibration characteristics of different metallic droplets by N₂ spraying gas

(1) 气流初始速度对液滴振动特性的影响

在不同氮气速度的小扰动作用下钛液滴的振动特性如图4所示。可以看出,随着氮气初始速度的增加,钛液滴在最大扰动波数作用下,振动幅值上升很快,在 V_0 为150 m/s时,幅值可达20 km/s,且振动频率呈增加趋势;速度较大时,与正弦曲线较接近,即形成的液滴的尺寸就越均匀,有利于提高喷涂涂层的结合强度。

(2) 不同喷涂气体对液滴振动特性的影响

在气流初始速度为100 m/s时,He、N₂、Ar气喷涂钛熔液时液滴的振动特性曲线如图5所示。可以看出,用He气作喷涂气流时钛液滴的振动幅值最大为22 km/s,而用N₂或Ar气作喷涂气体时所得到的振动幅值比用He气时的振动幅值约小1个数量级;且液滴的振动频率用He气时最小,用Ar和N₂气时较大。这主要是因为用He气和N₂气时的最不稳定波数较小,在相同的气流速度下,密度越小,气流的扰动波冲击作用越小,液滴受到的耦合振动的作用就越差。

(3) 不同喷涂熔液对液滴振动特性的影响

不同的喷涂丝材有不同的物理性质,图6给出了用初始速度为100 m/s的N₂气喷涂金属镍、钛、铝时液滴振动特性的变化情况。从图6可以看出,喷涂金属镍时形成的液滴的振动幅值最大,钛次之,铝最小,喷涂钛和镍时液滴的振动频率基本一致,而铝液滴的振动频率也最小,这是由于气流扰动波对铝液滴的增长速率高于金属钛和镍时的增长速率,铝液滴的最不稳定波数也高于钛和镍液滴。

6 结 论

(1) 根据高速电弧喷涂过程气流与熔融金属液体在小扰动作用下相互耦合的基础上,利用质量守恒和动量守恒的原则,建立了气流和液滴耦合的相应变形控制体的连续性方程和运动方程组,推导了在扰动波作用下气流最不稳定波数和液滴增长速率的表达式。

(2) 利用数值求解获得了气流速度与最大扰

动波数的关系,与Bradley的数据曲线进行比较,二者具有较好的吻合性,所对应的波数误差在 $\pm 2\%$ 之间,验证了所建立的 HVAS 小扰动液滴模型是有效的。

(3) 结合耦合振动模型对 HVAS 液滴的振动特性进行分析,探讨了不同氮气速度的小扰动作用下钛液滴的振动特性;随着氮气初始速度的增加,钛液滴在最大扰动波数作用下,振动幅值呈上升趋势,但是振动频率呈衰减趋势,表明气流速度增加,有利于提高喷涂涂层的结合强度。

(4) 以 He、N₂、Ar 气为例,分析了它们喷涂钛熔液时液滴的振动特性曲线,用 He 气作喷涂气流时钛液滴的振动幅值最大,用 N₂ 或 Ar 气作喷涂气体时所得到的振动幅值比用 He 气时的振动幅值约小 1 个数量级,且液滴的振动频率用 He 气时最小,因而 HVAS 过程中用 N₂ 作喷涂气流具有一定的优势。

(5) 用不同的喷涂丝材镍、钛、铝分析了在初始速度为 100 m/s 的 N₂ 气时相应液滴振动特性的变化情况。喷涂金属镍时形成的液滴的振动幅值最大,钛次之,铝最小,喷涂钛和镍时液滴的振动频率基本一致,而铝液滴的振动频率也最小。

参考文献 (References):

- [1] Xu B S, Liang X B, Chen Y X, et al. Development of automatic high velocity arc spraying process and new coating materials[A]. The 4th Asian Thermal Spray Conference[C]. Xi'an, China, 2009, 10.
- [2] 朱子新, 刘 燕, 徐滨士, 等. 高速电弧喷涂雾化熔滴传热过程数值分析 II. 工艺参数对熔滴传热过程的影响[J]. 焊接学报, 2005, **26**(2): 5-8. (ZHU Zi-xin, LIU Yan, XU Bin-shi, et al. Numerical analysis of heat transfer behavior of atomized droplets during high velocity arc spraying II. Influence of process parameters on heat transfer behavior of droplets[J]. *Welding Technology*, 2005, **26**(2): 5-8. (in Chinese))
- [3] 田保红, 徐滨士, 马世宁, 等. 高速电弧喷涂 3Cr13 钢雾化粒子温度和飞行速度数值模拟[J]. 机械工程学报, 2005, **41**(7): 169-173. (TIAN Bao-hong, XU Bin-shi, MA Shi-ning, et al. Numerical simulation for temperature and flight velocity of atomized droplet of high velocity arc spraying 3Cr13 stainless steel[J]. *Mechanical Engineering*, 2005, **41**(7): 169-173. (in Chinese))
- [4] Newbery A P, Grant P S. Droplet splashing during arc spraying of steel and the effect on deposit microstructure[J]. *Journal of Thermal Spray Technology*, 2000, **9**(2): 250-258.
- [5] 朱子新, 徐滨士, 马世宁, 等. 高速电弧喷涂雾化熔滴的热传输行为[J]. 中国表面工程, 2003, **59**(2): 1-4. (ZHU Zi-xin, XU Bin-shi, MA Shi-ning, et al. Heat transfer behavior of atomized droplets during high velocity arc spraying[J]. *Surface Engineering*, 2003, **59**(2): 1-4. (in Chinese))
- [6] 王伊卿, 孙 琨, 周宏志, 等. 电弧喷涂锌合金液滴飞行过程数值分析[J]. 中国有色金属学报, 2001, **12**(3): 1083-1088. (WANG Yi-qing, SUN Kun, ZHOU Hong-zhi, et al. Numerical simulation of temperature field during arc spray coating[J]. *Chinese Journal of Nonferrous Metals*, 2001, **12**(3): 1083-1088. (in Chinese))
- [7] Taylor G I. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes [A]. *Proc Royal Soc A*[C]. 1950, 201-192.
- [8] Bradley D. On the atomization of a liquid by high velocity gases[J]. *J Phys D: Appl Phys*, 1973, **6**(14): 1724-1736.
- [9] Liu D, Zhao J, Ye H. Modeling of the solidification of gas-atomized alloy droplets during spray forming[J]. *Mater Sci and Eng A*, 2004, **372**(1-2): 229-234.
- [10] 白长青, 周进雄, 闫桂荣. 截锥型薄壁结构声振耦合动力特性分析[J]. 应用力学学报, 2010, **27**(1): 28-32. (BAI Chang-qing, ZHOU Jin-xiong, YAN Gui-rong. Dynamic characteristics analysis of a truncated conical thin-walled shell with acoustic-structure coupling[J]. *Chinese Journal of Applied Mechanics*, 2010, **27**(1): 28-32. (in Chinese))
- [11] 朱伟亮, 杨庆山. 薄膜结构风致耦合作用数值初探[J]. 计算力学学报, 2010, **27**(3): 422-427. (ZHU Wei-liang, YANG Qing-shan. Numerical investigation on fluid-structure interaction of membrane structure [J]. *Chinese Journal of Computational Mechanics*, 2010, **27**(3): 422-427. (in Chinese))
- [12] 陈 彬, 刘 阔. 化工管路系统的耦合振动的主动控制研究 [J]. 振动与冲击, 2009, **28**(8): 158-162. (CHEN Bin, LIU Ge. Active control of coupled vibration of chemical piping system[J]. *Journal of Vibration and Shock*, 2009, **28**(8): 158-162. (in Chinese))

(下转第 771 页)

Effects of skew and load on propeller non-cavitation and cavitation hydrodynamic performances

YANG Qiong-fang^{*1}, WANG Yong-sheng¹, ZHANG Zhi-hong²

(1. School of Naval Architecture and Marine Power, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China;

2. School of Science, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China)

Abstract: Effects of skew and load on propeller non-cavitation and cavitation hydrodynamic performances were presented to quantitative analysis of the effects on cavitation inception speed. Exactly, the cavitating breakdown performances, cavitation inception characteristics, and the forward, backward and crashbacking open water performances under non-cavitation conditions of both NSRDC4381 no skew propeller and 4383 100% skewed propeller were simulated with improved Sauer cavitation model and modified shear stress transport turbulence model. Results show that calculated open water performances and thrust and torque coefficients versus advance ratio over a range of cavitation indices for both of the two propellers are all got successful validation against experiment. The effects of skew on forward and crashback open water performances and cavitating breakdown characteristics are negligible over the range of moderately loads ($J=0.5\sim 0.9$), but substantially declines the backward performances. Under heavy and light loading conditions, the skew can both elevate the inception performances significantly. Given the skew, the load will directly influence the wake turbulent velocity fluctuation and vortex center, and the axial velocity streamtube shape, so to the non-cavitation and cavitation propulsion performances.

Key words: propeller; cavitation initial inception; thrust breakdown; skew; load

~~~~~  
(上接第 752 页)

## Analysis wave-like disturbance of coupling vibration characteristic of HVAS droplets

CHEN Bin<sup>\*</sup>, LIU Ge

(Engineering Research Centre for Waste Oil Recovery Technology and Equipment,  
Ministry of Education, Chongqing Technology and Business University, Chongqing 400067, China)

**Abstract:** Vibration characteristics of molten metal droplets are the decisive effects to performances of high velocity arc sprayed coating, but it is hardly to test the dynamic action of liquid droplets owing to the limitation of experimental technique. Though it established the sprayed gas and liquid droplet coupling vibration system of equations based on wave-like disturbance, numerical solutions for the governing equation, a fastest-growing wave number is derived. Comparing of predicted fastest-growing wave number and data of Bradley, the deviation within the  $\pm 2\%$  limits, its efficiency is validated to the gas liquid droplet coupling vibration system of equations. Using the coupling vibration system of equations, analyzed the effects of different gas type, different gas velocity and different molten metal type to vibration characteristics of HVAS droplets. The results show that  $N_2$  gas is better selected as sprayed gas, adhesive strength of the spraying coating increase with an increase in the gas velocity, thereby provides theoretical evidence for choice of spraying materials and control processing parameters of HVAS.

**Key words:** HVAS droplets; wave-like disturbance; coupling vibration; vibration characteristics