

旋转与强剪切流协同作用对稀合金激光 增材制造中界面不稳定性的影响

李国璇 范海龙[†]

(内蒙古工业大学理学院, 呼和浩特 010051)

(2025年6月25日收到; 2025年7月23日收到修改稿)

为改善增材制造过程中由于界面不稳定性引发的晶体结构缺陷问题, 本文基于线性稳定性理论, 系统研究了旋转与强剪切流协同作用对快速凝固中固-液界面形态稳定性的影响机制. 通过对增材制造过程的分析, 构建了包含旋转(泰勒数)与剪切流动参数的数学物理模型, 揭示了多物理场协同作用对界面不稳定性的调控规律. 研究发现强剪切流可有效降低逆临界形态数, 稳定固-液界面; 旋转场的引入则显著缩小了系统的不稳定性区域, 尤其在小波数范围内表现出显著的稳定作用. 此外旋转与流动的耦合效应进一步增强了界面附近溶质的均匀性, 并改善了熔池内的流动形态, 提升了整体的稳定性. 同时高表面能也表现出促进界面稳定的趋势, 旋转场对此效果具有增强作用. 本文的研究结果为实现高质量晶粒结构调控和增材制造工艺的参数优化提供了一定的理论支撑.

关键词: 增材制造, 强剪切流, 旋转, 界面稳定性

PACS: 64.70.D-, 68.08.-p, 47.65.-d

DOI: 10.7498/aps.74.20250829

CSTR: 32037.14.aps.74.20250829

1 引言

增材制造 (additive manufacturing, AM) 通常被称为合金的 3D 打印, 该技术被广泛应用于航空航天^[1-3]、医疗^[4-6]、电力^[7,8]、有机化工^[9,10] 和无机化工^[11,12] 等多个领域中. 与传统制造方法相比, AM 技术具备制造复杂几何结构和超高精度零部件的能力, 同时在节省材料、缩短制造周期等方面具有显著优势. 目前 AM 在实际应用中仍面临诸多挑战, 如高精度零件的尺寸偏差、微观组织缺陷等问题亟待解决. 研究表明 AM 过程中材料微观结构的演化会受到打印参数、激光功率、材料的分布状况以及熔池内的流体动力学机制等因素的影响^[13,14]. 其中, 熔池内的流动机制在多物理场耦合作用下主导着凝固前沿处的热梯度、溶质浓度分布

及凝固速率等关键物理量, 从而对晶体生长模式与组织形貌演变起决定性作用. 通过调控熔池内热量、质量与动量的输运过程, 可实现在特定位置上溶质的富集或排除, 进而抑制杂散晶粒的形成, 促进柱晶和枝晶向等轴晶转变, 并避免等轴晶的无序分布, 从而实现晶体结构的均匀化. 例如, Kowal 和 Davis^[15] 通过线性稳定性方法, 发现施加强剪切流能够显著稳定固-液界面, 具有重要的工程应用价值. Chen 等^[16] 通过数值模拟研究了剪切流与冷却速率对柱状枝晶生长的协同影响, 并构建拟合公式揭示二者的耦合机制, 结果表明在高冷却速率下剪切流对组织演化的影响更为显著. Ma 等^[17] 首次采用有限元法计算马兰戈尼对流, 通过耦合温度场与流场模拟凝固过程, 结果表明马兰戈尼效应对微观组织稳定性具有重要影响. Jegatheesan 和 Bhattacharya^[18] 研究了二元合金凝固过程中自然

[†] 通信作者. E-mail: fanhailong_2011@163.com

对流对纳米颗粒分布的调控作用,结果显示流动不仅有助于纳米颗粒的均匀分布,同时对枝晶形貌也具有显著调控作用.

旋转在 AM 中对熔池内的流体动力学行为和溶质运输具有重要影响,有助于稳定固-液界面并促使晶体的均匀生长,从而降低晶体结构缺陷,提升材料的整体性能. Hofmann 等^[19]针对绕 x 轴旋转的激光定向能量沉积过程进行了实验研究,发现沿 x 轴旋转有助于打破传统层间沉积方向,显著提高了沉积部件的致密性与各向同性,且可有效抑制柱状晶的生长,促进等轴晶形成. Griffiths 等^[20]研究发现,在轴对称类增材制造中施加绕 z 轴的旋转可促使晶体生长方向由柱状树枝晶向等轴晶过渡,显著细化晶粒结构. Claude 等^[21]提出一种基于绕三个轴旋转沉积的新型车床式 AM 设备,并开发了适用于不同患者体型的可重复使用的设计方法. 实验结果表明,该系统具备良好的泛化能力与制造效率,有望推广应用于多样化患者群体的医疗矫形器定制生产. 这些发现为理解旋转辅助增材制造中固-液界面不稳定性控制机制提供了实验依据,也是本文所构建的旋转-流动协同稳定性理论模型的现实背景.

随着高端装备制造业的快速发展,对增材制造过程中晶体结构缺陷控制提出了更高要求. 单一物理场的调控手段在应对由多物理因素耦合作用引发的晶体缺陷问题时往往存在局限. 深入理解多物理场协同作用下各工艺参数间的相互耦合机制,不仅有助于优化晶体形态,也为材料性能的提升提供了新的路径. 此前, Zhang 等^[22]通过实验方法,将旋转辅助场和磁场相结合,揭示了该复合场在合金定向凝固过程中对显微组织演化及宏观偏析行为的影响. Zeng 等^[23]通过建立数值模型,分析了电场和磁场的协同作用对激光增材制造中熔池内流体动力学行为的影响,结果表明两者的协同作用可显著增强熔池内流体的流动速度并加剧其波动性,为激光增材制造的电磁调控提供了理论支持. 卢林^[24]研究了旋转和电场协同作用在增材制造中的应用,研究表明旋转电弧不仅有助于提高成形效率,还能有效改善沉积分布的均匀性,提升构件质量. 赵旭山^[25]通过实验方法和数值模拟,研究了纵向磁场和微区轧制这两种辅助场对电弧增材制造过程的影响,验证了多场耦合在组织控制中的可行性. Han 等^[26]则通过建立多物理场耦合模型,系统揭示了温度

场、流场及应力场在增材制造过程中的演化规律,为多场协同优化工艺参数奠定了基础.

近年来,增材制造中多物理场协同控制技术虽然已经取得了一定进展,但界面形貌调控与组织均匀性的挑战依然存在. 熔池内的流动极易引发固-液界面形貌失稳,导致成分偏析及晶粒粗化,从而制约高性能增材结构的制备效率和质量. 关于通过外加物理场调控界面扰动的机理,目前尚缺乏系统性的理论分析. 特别是在旋转辅助场耦合强剪切流作用下,熔池中流动、热传递与物质传输的多场耦合效应对界面稳定性的影响机制尚未明确阐明. 基于此,本文引入旋转以抑制熔池中由水热波诱发的界面不稳定,并通过施加强剪切流有效调控界面附近的溶质分布与热梯度,实现对固-液界面形貌及微观组织演化的精准控制.

2 理论模型

实际上,增材制造 (AM) 过程可以被视为一种高速凝固相变问题. 本文以稀二元合金的激光增材制造为研究对象,建立如图 1 所示的快速凝固模型,以分析旋转效应与流动协同作用下的界面稳定性. 在熔池上方,激光以恒定速率自右向左扫描,促使热源前方的材料熔化、后方迅速凝固. 为突出多物理场协同作用对固-液界面稳定性的核心影响,模型采用理想化的稀合金体系进行单边建模分析. 关键参数设定如下: 界面非平衡参数 β 设为 0.01—2.00,用以反映快速凝固中界面的响应行为,该取值范围符合常见相场模型与线性稳定性理论; 无量纲表面能量 Γ 取值范围为 0.01—0.1,覆盖快速凝固过程中常见的界面张力幅值; 反施密特数 \mathcal{R} 则不做固

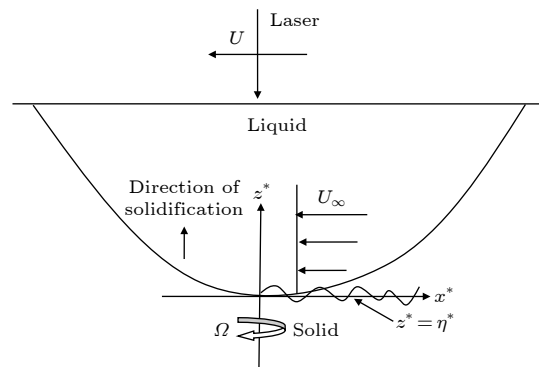


图 1 增材制造中的液体熔池凝固

Fig. 1. Solidification of the molten pool during additive manufacturing.

定设定, 可用于后期探讨不同扩散比条件下的行为差异^[15,27]. 本文将重点研究该多物理场驱动下固-液界面的稳定性演化及其对微观组织形成的影响.

2.1 控制方程

考虑熔池内的快速凝固问题, 认定两相的比热和热导率相同; 忽略固相中溶质的扩散速率、界面处的潜热以及重力的影响; 认定流体是不可压缩的牛顿流体, 材料密度不随相变而改变. 建立如图 1 所示的二维坐标系. 假定凝固开始时固-液界面 η^* 在 $z^* = 0$ 处, $z^* > \eta^*$ 表示液相区域, $z^* < \eta^*$ 表示固相区域. 在液相区施加垂直于凝固方向的强剪切流, U_∞ 为剪切流的远场速度. 同时基底绕 z 轴旋转, $\Omega = (0, 0, \Omega)$ 为旋转角速度矢量.

下面采用包含动力学过冷、毛细过冷、Gibbs-

Thomson 效应以及弯曲界面的非平衡相图约束条件^[27,28]:

$$T_1^* = T_M \left(1 + 2H^* \frac{\gamma}{L_v} \right) + m^*(V_n^*)C^* - \frac{m_E}{k_E - 1} \frac{V_n^*}{V_0}, \quad (1)$$

其中, 非平面局部界面的凝固速度 V_n^* 表示为

$$V_n^* = \frac{V + \eta_t^*}{(1 + |\nabla^* \eta^*|^2)^{1/2}}, \quad (2)$$

非平衡偏析的液相线斜率 $m^*(V_n^*)$ 是非平面局部界面凝固速度 V_n^* 的函数, 表示为

$$m^*(V_n^*) = m_E \left\{ 1 - \frac{1}{k_E - 1} \left[k_E - k^*(V_n^*) \times \left(1 - \ln \left(\frac{k^*(V_n^*)}{k_E} \right) \right) \right] \right\}, \quad (3)$$

非平衡条件下的三维平均曲率 $2H^*$ 的公式为

$$2H^* = \frac{\eta_{x^*x^*}^*(1 + \eta_{y^*y^*}^{*2}) - 2\eta_{x^*y^*}^*\eta_{y^*x^*}^*\eta_{x^*y^*}^* + \eta_{y^*y^*}^*(1 + \eta_{x^*x^*}^{*2})}{(1 + \eta_{y^*y^*}^{*2} + \eta_{x^*x^*}^{*2})^{3/2}}. \quad (4)$$

固相局部溶质浓度与液相局部溶质浓度之间的关系为

$$C_s^* = C_1^* k^*(V_n^*). \quad (5)$$

这里, 偏析系数 k^* 是非平面局部界面凝固速度 V_n^* 的函数^[27]:

$$k^*(V_n^*) = \frac{k_E + \beta_0 V_n^*}{1 + \beta_0 V_n^*}. \quad (6)$$

式中, β_0 为不平衡参数, k_E 为偏析系数, V_0 表示结晶速率的上限, γ/L_v 为毛细常数, m_E 为平衡液相线斜率, T_M 为纯物质的平衡融化温度.

在液相 $z^* > \eta^*$ 中, 系统的控制方程满足热平衡方程、溶质平衡方程、纳维-斯托克斯方程和质量平衡方程:

$$\nabla^{*2} T_1^* = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial C_1^*}{\partial t^*} - V \frac{\partial C_1^*}{\partial z^*} + \mathbf{u}^* \cdot \nabla^* C_1^* = \mathcal{D} \nabla^{*2} C_1^*, \quad (8)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}^*}{\partial t^*} - V \frac{\partial \mathbf{u}^*}{\partial z^*} + \mathbf{u}^* \cdot \nabla^* \mathbf{u}^* + 2\Omega \times \mathbf{u}^* \right) = -\nabla^* p^* + \mu \nabla^{*2} \mathbf{u}^*, \quad (9)$$

$$\nabla^* \cdot \mathbf{u}^* = 0. \quad (10)$$

在固相 $z^* < \eta^*$ 中满足热量守恒条件:

$$\nabla^{*2} T_s^* = 0. \quad (11)$$

在界面 $z^* = \eta^*(x^*, y^*, t^*)$ 上, 满足局部溶质平衡条件:

$$(C_1^* - C_s^*) V_n^* = -\mathcal{D} \frac{\partial C_1^*}{\partial n^*}, \quad (12)$$

其中 $n^* = (-\partial \eta^* / \partial x^*, \partial \eta^* / \partial y^*, 1) / \sqrt{1 + |\nabla^* \eta^*|^2}$ 表示单位法向量.

流场和溶质场在 $z^* \rightarrow \infty$ 处, 满足

$$C^* \rightarrow C_\infty, \quad (13)$$

$$\mathbf{u}^* \rightarrow U_\infty \mathbf{e}_x. \quad (14)$$

2.2 无量纲化

采用时间尺度 $t^* = \frac{D}{U_\infty^2}$, 长度尺度 $l^* = \frac{D}{U_\infty}$, 速度尺度 $u^* = U_\infty$, 并定义如下的无量纲量:

$$t = \frac{t^* U_\infty^2}{D}, \quad z = \frac{z^* U_\infty}{D}, \quad x = \frac{x^* U_\infty}{D}, \quad y = \frac{y^* U_\infty}{D}, \quad (15)$$

$$\mathbf{u} = \frac{\mathbf{u}^*}{U_\infty}, \quad p^* = \frac{\mu U_\infty^2}{D} p, \quad T = \frac{T^* - T_0}{G D / U_\infty}, \quad (16)$$

$$C = \frac{C^* - C_\infty / k_E}{C_\infty (k_E - 1) / k_E}, \quad T_0 = T_M + \frac{m_E C_\infty}{k_E}, \quad (17)$$

上述无量纲量中, G 表示温度梯度, T_0 表示平衡冻结温度.

将 (15)–(17) 式代入无量纲前的方程 (7)–方程 (14), 可得无量纲后液相的控制方程为

$$\nabla^2 T_l = 0, \quad (18)$$

$$\frac{\partial C_l}{\partial t} - \nu^{-1} \frac{\partial C_l}{\partial z} + \mathbf{u} \cdot \nabla C_l = \nabla^2 C_l, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} & \mathcal{R} \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} - \nu^{-1} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} + \sqrt{T_a} \mathbf{k} \times \mathbf{u} \right) \\ &= -\nabla p + \nabla^2 \mathbf{u}, \end{aligned} \quad (20)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (21)$$

在固相中

$$\nabla^2 T_s = 0, \quad (22)$$

流场和溶质场的远场条件为

$$C \rightarrow 1, \quad (23)$$

$$\mathbf{u} \rightarrow \mathbf{e}_x. \quad (24)$$

在界面上满足条件

$$C_s = \frac{1}{1 - k_E} + \left(C - \frac{1}{1 - k_E} \right) k(V_n), \quad (25)$$

$$(C_l - C_s)V_n = -(C_x \eta_x - C_y \eta_y + C_z)(1 + |\nabla \eta|^2)^{-1/2}, \quad (26)$$

$$\begin{aligned} T &= 2HM\Gamma - \mathcal{M}UV_n + \mathcal{M} \\ &\times \left[C_l - (1 - m(V_n)) \left(\frac{1}{1 - k_E} + C_l \right) \right], \end{aligned} \quad (27)$$

其中涉及以下 7 个无量纲参数: 无量纲表面能 Γ 、形态数 \mathcal{M} 、反施密特数 \mathcal{R} 、速度比 ν 、不平衡参数 β 、附着动力学参数 \mathcal{U} 、泰勒数 T_a , 表达式分别为

$$\Gamma = \frac{T_M \gamma U_\infty k_E}{L_v \mathcal{D} m_E (k_E - 1) C_\infty},$$

$$\mathcal{M} = \frac{m_E (k_E - 1) C_\infty U_\infty}{G \mathcal{D} k_E}, \quad \mathcal{R} = \rho \frac{\mathcal{D}}{\mu},$$

$$\nu = \frac{U_\infty}{V}, \quad \beta = \beta_0 U_\infty,$$

$$\mathcal{U} = \frac{U_\infty k_E}{(k_E - 1)^2 V_0 C_\infty}, \quad T_a = \left(\frac{2\Omega \mathcal{D}}{U_\infty^2} \right)^2.$$

此外, 凝固速度、非平衡液相线斜率、偏析系数和三维平均曲率无量纲后的表达式为

$$V_n = \frac{\nu^{-1} + \eta_t}{(1 + |\nabla \eta|^2)^{1/2}},$$

$$m(V_n) = 1 - \frac{1}{k_E - 1} \left[k_E - k(V_n) \left(1 - \ln \frac{k(V_n)}{k_E} \right) \right],$$

$$k(V_n) = \frac{k_E + \beta V_n}{1 + \beta V_n},$$

$$2H = \frac{\eta_{xx}(1 + \eta_y^2) - 2\eta_x \eta_y \eta_{xy} + \eta_{yy}(1 + \eta_x^2)}{(1 + \eta_x^2 + \eta_y^2)^{3/2}}.$$

3 稳定性分析

3.1 基态解

由系统的控制方程和边界条件, 易得其基态解为

$$\begin{aligned} T_0 &= z + \mathcal{M} \left[\frac{1}{1 - k_E} - \frac{k_E \mathcal{V}}{(k_E \mathcal{V} + \beta)(1 - k_E)} \right. \\ &\quad \left. - \frac{k_E}{(1 - k_E)^2} \ln \frac{k_E \mathcal{V} + \beta}{k_E (\mathcal{V} + \beta)} - \frac{\mathcal{U}}{\mathcal{V}} \right], \end{aligned} \quad (28)$$

$$C_0 = 1 - \frac{k_E \mathcal{V}}{k_E \mathcal{V} + \beta} e^{-z/\nu}, \quad (29)$$

$$u_0 = 1 - e^{-z\mathcal{R}/\nu}, \quad (30)$$

$$\eta_0 = v_0 = w_0 = p_0 = 0. \quad (31)$$

3.2 线性扰动方程

令 $X = (u, p, C)^T$, 并对 (18)–(27) 式做如下分解:

$$X(\mathbf{x}, t) = X_0(z) + \varepsilon X_1(z) e^{\sigma t + i\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{x}}, \quad (32)$$

$$\eta(x, y, t) = \varepsilon \eta_1 e^{\sigma t + i\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{x}}, \quad (33)$$

其中 $X_0(z)$ 表示基态解, $X_1(z)$ 表示扰动态; $\mathbf{u} = [u(z), v(z), w(z)]$, $\boldsymbol{\alpha}$ 表示水平波数, $\sigma = \sigma_R + i\omega$ 表示复增长率.

为便于分析, 对 (20) 式应用两次旋度消除压力项并忽略水平速度分量, 得到关于变量 z 的四阶扰动微分方程:

$$\begin{aligned} & \left\{ ia_1 \mathcal{R}^2 e^{-z\mathcal{R}/\nu} + \nu \left\{ \nu \frac{d^2}{dz^2} + \mathcal{R} \frac{d}{dz} \right. \right. \\ & \quad \left. \left. - \nu [a_1^2 + \sigma \mathcal{R} + ia_1 \mathcal{R} (1 - e^{-z\mathcal{R}/\nu})] \right\} \right. \\ & \quad \left. \times \left(a_1^2 - \frac{d^2}{dz^2} \right) \right\} w_1(z) - \mathcal{R} \sqrt{T_a} \nu^2 \\ & \quad \times \left(\frac{1}{ia_1} \frac{d^3}{dz^3} + ia_1 \frac{d}{dz} \right) w_1(z) = 0. \end{aligned} \quad (34)$$

同理可得扰动态的溶质守恒方程为

$$\begin{aligned} & \nu C_1''(z) + C_1'(z) - \nu C_1(z) [a_1^2 + \sigma \\ & \quad + ia_1 (1 - e^{-z\mathcal{R}/\nu})] = \frac{k_E \mathcal{V}}{k_E \mathcal{V} + \beta} w_1(z) e^{-z/\nu}, \end{aligned} \quad (35)$$

满足界面条件:

$$w_1(z) = 0, \quad (36)$$

$$w_1'(z) = ia_1 \mathcal{R} \mathcal{V}^{-1} \eta_1, \quad (37)$$

$$C_1(z)(1 - k_E) + C_1'(z)(\beta + \mathcal{V}) = \left(\frac{1}{\mathcal{V}} + \frac{\sigma \mathcal{V}^2}{k_E \mathcal{V} + \beta} \right) k_E \eta_1, \quad (38)$$

$$C_1(z) = \left[a^2 \Gamma + \sigma(\mathcal{U} - \mathcal{U}_S) + \mathcal{M}^{-1} + \frac{\Gamma_S(\beta \sigma \mathcal{V}^2 - \beta - k_E \mathcal{V})}{\mathcal{V}^2(\beta + \mathcal{V})} \right] \frac{\mathcal{U}_S(\beta + \mathcal{V})^2}{\beta \mathcal{V} \Gamma_S} \eta_1, \quad (39)$$

以及当 $z \rightarrow \infty$ 时的远场条件:

$$w_1(z) \rightarrow 0, \quad w_1'(z) \rightarrow 0, \quad C_1(z) \rightarrow 0, \quad (40)$$

其中,

$$\mathcal{U}_S = \frac{\beta k_E \mathcal{V}^3}{(\beta + \mathcal{V})(k_E \mathcal{V} + \beta)^2},$$

$$\Gamma_S = \frac{k_E \mathcal{V}^2}{(1 - k_E)(k_E \mathcal{V} + \beta)^2} \left[(k_E \mathcal{V} + \beta) \times \ln \frac{k_E \mathcal{V} + \beta}{(\beta + \mathcal{V})k_E} + (1 - k_E) \mathcal{V} \right].$$

下面求扰动系统 (34)–(40) 具有如下形式的渐近解:

$$w_1 = w_{10} + \mathcal{V}^{-1} w_{11} + \mathcal{V}^{-2} w_{12} + \dots, \quad (41)$$

$$C_1 = C_{10} + \mathcal{V}^{-1} C_{11} + \mathcal{V}^{-2} C_{12} + \dots, \quad (42)$$

$$\omega = \omega_0 + \mathcal{V}^{-1} \omega_1 + \mathcal{V}^{-2} \omega_2 + \dots, \quad (43)$$

$$\mathcal{M}^{-1} = m_0 + \mathcal{V}^{-1} m_1 + \mathcal{V}^{-2} m_2 + \dots \quad (44)$$

将表达式 (41)–(44) 代入 (34)–(40) 式可得各阶近似, 其中首阶控制方程为

$$w_{10}^{(4)}(z) + \frac{1}{ia_1} \mathcal{R} \sqrt{T_a} w_{10}'''(z) - (2a_1^2 + \mathcal{R}i\omega_0) w_{10}''(z) + \mathcal{R} \sqrt{T_a} ia_1 w_{10}'(z) + (\mathcal{R}a_1^2 i\omega_0 + a_1^4) w_{10}(z) = 0, \quad (45)$$

$$C_{10}''(z) - (a_1^2 + i\omega_0) C_{10}(z) = 0, \quad (46)$$

满足界面条件:

$$w_{10}(0) = 0, \quad w_{10}'(0) = 0, \quad (47)$$

$$C_{10}'(0) - i\omega_0 = 0, \quad C_{10}(0) = a_1^2 \Gamma + m_0 + i\mathcal{U} \omega_0, \quad (48)$$

还需满足 $z \rightarrow \infty$ 时的远场条件:

$$w_{10}(z) \rightarrow 0, \quad w_{10}'(z) \rightarrow 0, \quad C_{10}(z) \rightarrow 0. \quad (49)$$

解得

$$w_{10}(z) = 0, \quad C_{10}(z) = 0, \quad (50)$$

$$m_0 = -a_1^2 \Gamma - i\omega_0 \left(\mathcal{U} + \frac{1}{\sqrt{a_1^2 + i\omega_0}} \right). \quad (51)$$

由形态数 \mathcal{M} 的物理意义可知 m_0 为实数, 故有

$$\omega_0 \left\{ \mathcal{U} + (a_1^4 + \omega_0^2)^{-1/4} \cos \left[\frac{1}{2} \arg(a_1^2 + i\omega_0) \right] \right\} = 0, \quad (52)$$

由此可得

$$\omega_0 = 0, \quad m_0 = -a_1^2 \Gamma. \quad (53)$$

一阶扰动态的控制方程化为

$$w_{11}^{(4)}(z) + \frac{1}{ia_1} \mathcal{R} \sqrt{T_a} w_{11}'''(z) - 2a_1^2 w_{11}''(z) + \mathcal{R} \sqrt{T_a} ia_1 w_{11}'(z) + a_1^4 w_{11}(z) = 0, \quad (54)$$

$$C_{11}''(z) - a_1^2 C_{11}(z) = 0, \quad (55)$$

其满足下面的界面条件:

$$w_{11}(0) = 0, \quad w_{11}'(0) = ia_1 \mathcal{R}, \quad (56)$$

$$C_{11}'(0) = i\omega_1, \quad C_{11}(0) = i\mathcal{U} \omega_1 + m_1 - 1, \quad (57)$$

以及 $z \rightarrow \infty$ 时的远场条件:

$$w_{11}(z) \rightarrow 0, \quad w_{11}'(z) \rightarrow 0, \quad C_{11}(z) \rightarrow 0. \quad (58)$$

解得

$$w_{11}(z) = \left[\frac{-\mathcal{R}^2 \sqrt{T_a}}{2(2a_1^2 - \sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a})} - \frac{\mathcal{R}i}{2} \right] e^{-a_1 z} + \left[\frac{\mathcal{R}^2 \sqrt{T_a}}{2(2a_1^2 - \sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a})} + \frac{\mathcal{R}i}{2} \right] \times \exp \left\{ - \left[\frac{\mathcal{R} \sqrt{T_a}}{2ia_1} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a}{a_1^2}} \right] z \right\}, \quad (59)$$

$$C_{11}(z) = -ia_1^{-1} \omega_1 e^{-a_1 z}, \quad (60)$$

$$a_1(1 - m_1) = i\omega_1(a_1 \mathcal{U} + 1). \quad (61)$$

同理, 由于 m_1 为实数, 易得

$$m_1 = 1, \quad \omega_1 = 0. \quad (62)$$

二阶扰动态的控制方程为

$$w_{12}^{(4)}(z) + \frac{1}{ia_1} \mathcal{R} \sqrt{T_a} w_{12}^{(3)}(z) - 2a_1^2 w_{12}''(z) + \mathcal{R} \sqrt{T_a} ia_1 w_{12}'(z) + a_1^4 w_{12}(z) = -\mathcal{R} w_{11}^{(3)}(z) + \mathcal{R} a_1^2 w_{11}'(z) - \mathcal{R}^2 ia_1^3 z w_{11}(z) + \mathcal{R}^2 ia_1 z w_{11}''(z), \quad (63)$$

$$a_1^2 C_{12}(z) - C_{12}''(z) = C_{11}'(z) - w_{11}(z) - ia_1 \mathcal{R} z C_{11}(z), \quad (64)$$

满足界面条件:

$$w_{12}(0) = 0, \quad w_{12}'(0) = 0, \quad (65)$$

$$C_{12}'(0) = (k_E - 1)C_{11}(0) + k_E + i\omega_2, \quad (66)$$

$$C_{12}(0) = \beta/k_E + m_2 + i\mathcal{U}\omega_2, \quad (67)$$

以及 $z \rightarrow \infty$ 时的远场条件:

$$w_{12}(z) \rightarrow 0, \quad w_{12}'(z) \rightarrow 0, \quad C_{12}(z) \rightarrow 0. \quad (68)$$

解得

$$w_{12}(z) = \frac{\mathcal{R}\mathcal{B}(\lambda^3 - a_1^2\lambda)}{P(\lambda)}[-1 + (\lambda - a_1)z]e^{-a_1 z} + \frac{\mathcal{R}\mathcal{B}(\lambda^3 - a_1^2\lambda)}{P(\lambda)}e^{-\lambda z}, \quad (69)$$

$$C_{12}(z) = Ae^{-a_1 z} + \frac{1}{2a_1}\mathcal{B}ze^{-a_1 z} + \left(-\frac{a_1^2 + \sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a}}{2a_1^2 \sqrt{T_a}} + \frac{\mathcal{R}(\sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a} - a_1^2)}{2a_1^2(2a_1^2 - \sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a})}i \right) e^{-\lambda z}, \quad (70)$$

其中,

$$P(\lambda) = \lambda^4 + \frac{\mathcal{R}\sqrt{T_a}}{ia_1}\lambda^3 - 2a_1^2\lambda^2 + \mathcal{R}\sqrt{T_a}ia_1\lambda + a_1^4,$$

$$\lambda = \frac{\mathcal{R}^2\sqrt{T_a}}{2ia_1} + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a}{a_1^2}},$$

$$A = -\frac{k_E}{a_1} - \frac{i\omega_2}{a_1} + \frac{\mathcal{R}^2\sqrt{T_a}}{4a_1^2} + \frac{\sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a}(a_1^2 + \sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a})}{4a_1^4\sqrt{T_a}} + \frac{\mathcal{R}}{4a_1^2}i - \frac{\mathcal{R}^2(a_1^2 + \sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a})}{4a_1^4}i - \frac{\mathcal{R}\sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a}(\sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a} - a_1^2)}{2a_1^4(2a_1^2 - \sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a})}i,$$

$$\mathcal{B} = \frac{\mathcal{R}^2\sqrt{T_a}}{2(2a_1^2 - \sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a})} + \frac{\mathcal{R}}{2}i.$$

由此可得

$$m_2 = A - \frac{\beta}{k_E} - i\omega_2\mathcal{U} + \left[-\frac{a_1^2 + \sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a}}{2a_1^2\sqrt{T_a}} + \frac{\mathcal{R}(\sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a} - a_1^2)}{2a_1^2(2a_1^2 - \sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a})}i \right], \quad (71)$$

并且要求 m_2 是实值, 则有

$$-\frac{i\omega_2}{a_1} - i\omega_2\mathcal{U} + \frac{\mathcal{R}}{4a_1^2}i - \frac{\mathcal{R}(a_1^2 + \sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a})}{4a_1^4}i - \frac{\mathcal{R}\sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a}(\sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a} - a_1^2)}{4a_1^4(2a_1^2 - \sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a})}i + \frac{\mathcal{R}(\sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a} - a_1^2)}{2a_1^2(2a_1^2 - \sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a})}i = 0, \quad (72)$$

于是得到

$$\omega_2 = \frac{\mathcal{R}}{4a_1(a_1\mathcal{U} + 1)}, \quad (73)$$

$$m_2 = -\frac{\beta}{k_E} - \frac{k_E}{a_1} + \frac{2a_1^2\mathcal{R}^2\sqrt{T_a} - \mathcal{R}^2\sqrt{T_a}\sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a}}{4a_1^4(2a_1^2 - \sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a})} + \frac{2a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a - a_1^2\sqrt{4a_1^4 - \mathcal{R}^2 T_a}}{4a_1^4\sqrt{T_a}}. \quad (74)$$

4 讨论

由扰动态的近似解可知, ω 不为零. 这说明在强剪切流和旋转的协同作用下, 系统的两种不稳定模式 (稳态模式和振荡模式) 合并为单一的振荡模式. 下面重点讨论旋转 (泰勒数) 及流动对系统稳定性的影响.

图 2 给出了不同流速 v 下, 逆临界形态数 \mathcal{M}_c^{-1} 与泰勒数 T_a 的关系图. 从图 2 可以发现, 若泰勒数 T_a 取为定值, 则流速 v 越大逆形态数 \mathcal{M}_c^{-1} 越小, 这表明强剪切流能够稳定系统; 当流速 v 固定不变时, 逆临界形态数 \mathcal{M}_c^{-1} 随泰勒数 T_a 的增大而减小, 也就是旋转能够抑制界面的形态不稳定性. 图 2 还显示在强剪切流和旋转的协同辅助下, 可更有效地抑制界面的形态不稳定性. 在物理上, 强剪切流与旋转之间的协同作用表现为能够改善熔池内界面附近溶质的均匀性, 促使流动模式朝着更为规则的层流发展, 最终起到稳定界面形态的作用. 图 3 揭示了在不同泰勒数 T_a 下, 逆临界形态数 \mathcal{M}_c^{-1} 随流速 v^{-1} 的变化趋势. 从图 3 的中性稳定性曲线可以发现, 随着泰勒数 T_a 的增大, 系统的不稳定性区域减小了. 事实上, 当流速 v 固定时, 随着泰勒数 T_a 的增大逆临界形态数反而减小了. 这反映了旋转和流动的协同作用, 能更好地提升系统的稳定性. 由于本文的近似解是在 $v \gg 1$ 的情况下求得的, 故图 3 的结果只对实线部分是有效的. 图 4 展

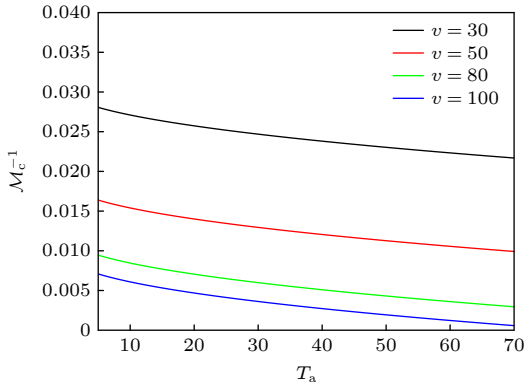


图 2 不同流速下, 逆临界形态数 \mathcal{M}_c^{-1} 随泰勒数 T_a 的变化曲线, 所用参数取值为 $\beta = 1$, $k_E = 0.5$, $\mathcal{R} = 1$, $\Gamma = 0.02$
Fig. 2. Function of inverse critical morphological number \mathcal{M}_c^{-1} with Taylor number T_a under different flow velocities, with the parameter values set to $\beta = 1$, $k_E = 0.5$, $\mathcal{R} = 1$ and $\Gamma = 0.02$.

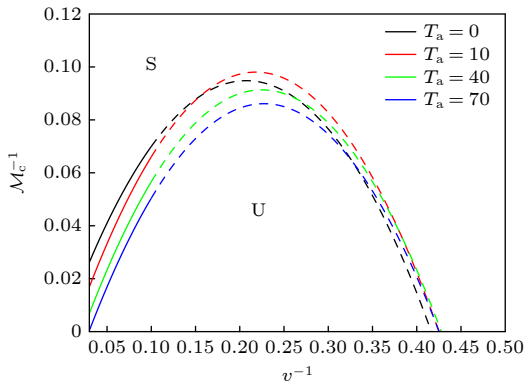


图 3 不同泰勒数 T_a 下, 逆临界形态数 \mathcal{M}_c^{-1} 随 v^{-1} 变化的函数关系, 所用参数取值为 $\beta = 1$, $k_E = 0.5$, $\mathcal{R} = 1$, $\Gamma = 0.06$
Fig. 3. Functional relationship of the inverse critical morphological number \mathcal{M}_c^{-1} with v^{-1} under different Taylor numbers T_a , with the parameter values set to $\beta = 1$, $k_E = 0.5$, $\mathcal{R} = 1$ and $\Gamma = 0.06$.

示了在不同泰勒数 T_a 下, 逆形态数随表面能的变化趋势. 从图 4 可见, 当泰勒数 T_a 固定时, 随着表面能的不断增大逆形态数呈现出逐渐递减的态势, 这意味着高表面能 Γ 可提高界面的稳定性. 当泰勒数 T_a 增大时, 曲线会整体向下移动, 这反映了旋转增强了表面能对界面的稳定效果. 图 5 展示了不同泰勒数 T_a 条件下, 在平面 $(\alpha\mathcal{V}, \mathcal{M}^{-1}\mathcal{V})$ 上的中性稳定性曲线. 该曲线呈现先单调上升后单调下降的凸形结构, 其下方对应于系统的不稳定区域. 由图 5 可以观察到在旋转的作用下中性稳定性曲线整体向右下方偏移, 表明旋转效应有助于抑制界面不稳定性, 即减小系统的不稳定区域. 这一现象在物理

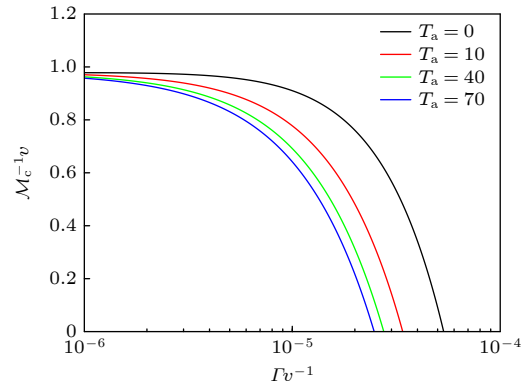


图 4 不同泰勒数 T_a 下, 逆临界形态数 \mathcal{M}_c^{-1} 随表面能 Γ 变化的函数关系, 所用参数取值为 $v = 100$, $k_E = 0.5$, $\mathcal{R} = 0.5$, $\beta = 0.01$
Fig. 4. Functional relationship of the inverse critical morphological number \mathcal{M}_c^{-1} with surface energy Γ under different Taylor numbers T_a , with the parameter values set to $v = 100$, $k_E = 0.5$, $\mathcal{R} = 0.5$ and $\beta = 0.01$.

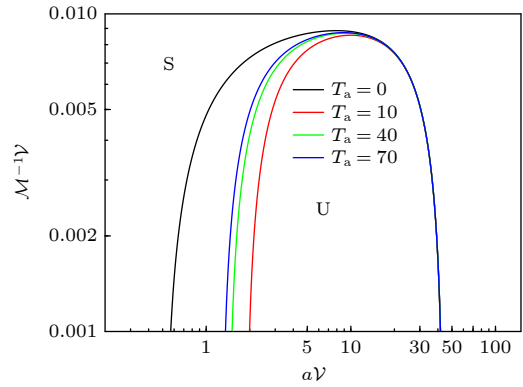


图 5 平面 $(\alpha\mathcal{V}, \mathcal{M}^{-1}\mathcal{V})$ 上的中性稳定性曲线, 所用参数取值为 $a_2 = 0$, $\beta/v = 0.01$, $k_E = 0.5$, $\mathcal{R} = 1$
Fig. 5. Neutral stability curve on plane $(\alpha\mathcal{V}, \mathcal{M}^{-1}\mathcal{V})$, with the parameter values set to $a_2 = 0$, $\beta/v = 0.01$, $k_E = 0.5$ and $\mathcal{R} = 1$.

上可以理解为, 旋转引入的科氏力会对扰动运动产生抑制作用, 尤其在低波数区域表现明显, 使得扰动难以维持, 从而增强系统的整体稳定性. 随着波数增大, 扰动波长减小, 旋转效应的影响逐渐减弱, 最终趋于无影响状态. 图 6 给出了在平面 $(\alpha\mathcal{V}, \mathcal{M}^{-1}\mathcal{V})$ 上, 不同流速对中性稳定性的影响, 其下方代表系统的不稳定区域. 可以明显看出, 随着流速的增加该不稳定区域显著缩小, 这说明强流能有效抑制界面不稳定性的发展. 其物理机制在于, 高速流动加剧了熔池中热量和质量的对流输运, 使得扰动难以积聚, 从而稳定固-液界面. 这一结论与 Kowal 和 Davis^[15] 的研究结果保持一致, 进一步验

证了强剪切流对界面稳定性的积极作用. 图 7 展示了泰勒数 $T_a = 10$ 条件下, 平面 (x, z) 上的瞬时扰动浓度场 (背景色) 与速度扰动矢量场 (白色箭头) 分布特征. 可以看出, 扰动浓度场在水平方向呈现出明显的周期性结构, 反映出界面扰动对应的振荡模式. 在靠近固-液界面的区域, 扰动速度场构成闭合或半闭合的回流单元, 流向由浓度峰值区域指向谷值区域, 表明流动有助于促进界面附近溶质分布的均匀化. 随着 z 的增加, 扰动迅速衰减, 流线趋于平直, 表明在旋转与剪切流协同作用下, 扰动主要局限于界面附近的区域. 总体上, 旋转促使扰动模式沿水平方向展现出高度的空间有序性, 有助于形成稳定的周期性结构的晶体, 同时能有效抑制扰动向纵深发展, 从而起到增强界面稳定性的作用, 有利于促使柱状晶向等轴晶转变.

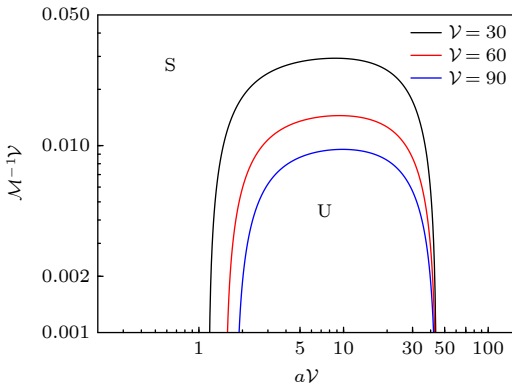


图 6 当泰勒数 $T_a = 10$ 时, 不同流速 ν 下的中性稳定性曲线, 所用参数取值为 $a_2 = 0$, $\beta = 0.01$, $k_E = 0.5$, $\Gamma = 0.001$, $\mathcal{R} = 1$

Fig. 6. Neutral stability curves under different flow velocities ν at a Taylor number of $T_a = 10$ with the parameter values set to $a_2 = 0$, $\beta = 0.01$, $k_E = 0.5$, $\Gamma = 0.001$ and $\mathcal{R} = 1$.

由上可见, 旋转与流动的协同作用在抑制快速凝固过程中的界面不稳定性方面展现出显著效果. 这种耦合作用通过调节熔池内的动力学行为, 有助于抑制扰动的发展, 从而维持界面的稳定性. 上述定量分析结果为工艺参数的优化提供了理论依据, 为实现特定界面形貌或稳定性特征提供有力指导. 具体而言, 通过合理调控旋转强度与流速, 可有效改善熔池内的传输机制, 抑制不规则晶粒的形成, 进而获得更加均匀的微观组织和更高质量的成形结构. 因此, 该研究对于增材制造过程中工艺参数的选择与调控具有重要的理论与实践意义, 有望在提升材料性能方面发挥关键作用.

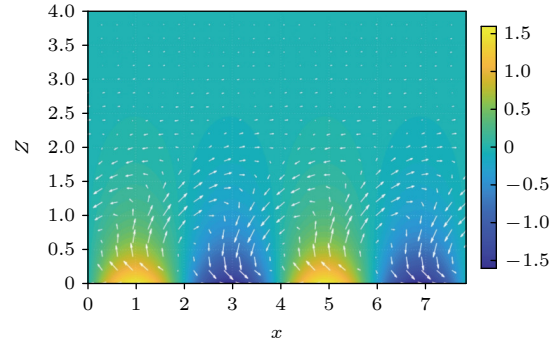


图 7 当泰勒数 $T_a = 10$ 时, 熔池内瞬时扰动浓度场与速度场分布图, 所用参数取值为 $a_1 = 1.6$, $a_2 = 0$, $\mathcal{R} = 1$. 图中彩色背景表示扰动浓度场, 白色箭头表示扰动速度矢量场

Fig. 7. Instantaneous distributions of the perturbation concentration field and velocity field in the melt pool at a Taylor number of $T_a = 10$, with parameter values set to $a_1 = 1.6$, $a_2 = 0$ and $\mathcal{R} = 1$. The colored background represents the perturbation concentration field, while the white arrows indicate the perturbation velocity vector field.

5 结 论

本文系统探讨了旋转与流动协同作用下快速凝固过程中固-液界面形态不稳定性的演化机制, 揭示了增材制造过程中多物理场耦合对微观组织调控的潜在价值. 研究结果表明以下几点.

1) 强剪切流有助于稳定固-液界面. 在流速较大的情况下, 系统的逆临界形态数显著降低, 说明流动可以抑制形态扰动, 增强界面稳定性.

2) 旋转对界面不稳定性具有稳定效应. 在旋转的作用下不稳定区域明显缩小了, 特别是在小波数区间表现更为显著.

3) 旋转与流动协同作用显著提升系统稳定性. 在协同作用下, 界面附近溶质分布趋于均匀, 流动形态更加规整, 有助于抑制界面扰动并促进晶粒细化与定向生长.

4) 旋转增强了表面能稳定固-液界面的作用. 随着表面能的增大, 系统的逆形态数逐渐减小, 说明高表面能可有效延缓界面失稳的发生, 且旋转场可进一步增强该效应.

上述分析表明旋转和流动的耦合作用为抑制熔池内界面的不稳定性、优化微观组织演化以及提升增材制造成形质量提供了有效的控制手段. 该研究为增材制造中多物理场协同调控机制的理解和工艺参数优化提供了理论支持和设计思路.

参考文献

- [1] Srinivasan D, Ananth K 2022 *J. Indian Inst. Sci.* **102** 311
- [2] Su X Z, Zhang P L, Huang Y Z 2024 *Metals* **14** 1373
- [3] Goncalves A, Ferreira B, Leite M, Ribeiro I 2023 *Sustain. Prod. Consum.* **42** 292
- [4] Priyadarshini J, Singh R K, Mishra R, Dora M 2023 *Technol. Forecast. Soc. Change* **194** 122686
- [5] Zhao Z L 2019 *M.S. Thesis* (Shijiazhuang: Hebei University of Science and Technology) (in Chinese) [赵增亮 2019 硕士学位论文 (石家庄: 河北科技大学)]
- [6] Zhang M, Qin C, Wang Y F, Hu X Y, Ma J G, Zhuang H, Xue J M, Wan L, Chang J, Zou W G, Wu C T 2022 *Addit. Manuf.* **54** 102721
- [7] Zou Z Q, Xu J K, Ren W F, Wang M F, Yu H D 2025 *J. Manuf. Processes* **135** 269
- [8] Queguineur A, Marolleau J, Lavergne A, Rückert G 2020 *Weld World* **64** 1389
- [9] Choi J, Sung K, Hyun J, Shin S C 2025 *Carbohydr. Polym.* **349** 122972
- [10] Ismail I F, Shuib R K, Ramli M R, Chia S K 2024 *J. Phys. Conf. Ser.* **2907** 012024
- [11] Chen A N, Liu K, Yan C Z 2024 *Front. Mater.* **11** 1519909
- [12] Ye Z W, Hao Z D, Dou R, Wang L, Tang W Z 2024 *Int. J. Appl. Ceram. Technol.* **21** 2824
- [13] Guo X H, Meng Y F, Yu Q X, Xu J N, Wu X, Chen H 2025 *Opt. Laser Technol.* **187** 112800
- [14] Li J F 2022 *M. S. Thesis* (Harbin: Harbin Engineering University) (in Chinese) [李继峰 2022 硕士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工程大学)]
- [15] Kowal K N, Davis S H 2019 *Acta Mater.* **164** 464
- [16] Chen B Y, Zhang Q Y, Sun D K, Wang Z J 2022 *J. Cryst. Growth* **585** 126583
- [17] Ma C Z, Zhang R J, Li Z X, Jiang X, Wang Y W, Zhang C, Yin H Q, Qu X H 2023 *Integr. Mater. Manuf. Innov.* **12** 502
- [18] Jegatheesan M, Bhattacharya A 2022 *Int. J. Heat Mass Transfer* **182** 121916
- [19] Hofmann D C, Roberts S, Otis R, Kolodziejaska J, Dillon R P, Suh J, Shapiro A A, Liu Z K, Borgonia J P 2014 *Sci. Rep.* **4** 5357
- [20] Griffiths R J, Garcia D, Song J, Vasudevan V K, Steiner M A, Cai W J, Yu H Z 2021 *Mater* **15** 100967
- [21] Claude A, Chalvin M, Campcasso S, Hugel V 2024 *Procedia CIRP* **125** 266
- [22] Zhang H J, Wu M H, Rodrigues C M G, Ludwig A, Kharicha A, Rónaföldi A, Roósz A, Veres Z, Svéda M 2022 *Acta Mater.* **241** 118391
- [23] Zeng C, Huang F, Xue J T, Jia Y, Hu J X 2024 *3D Print. Addit. Manuf.* **11** e1887
- [24] Lu L 2023 *M. S. Thesis* (Zhenjiang: Jiangsu University of Science and Technology) (in Chinese) [卢林 2023 硕士学位论文 (镇江: 江苏科技大学)]
- [25] Zhao X S 2023 *Ph. D. Dissertation* (Wuhan: Huazhong University of Science and Technology) (in Chinese) [赵旭山 2023 博士学位论文 (武汉: 华中科技大学)]
- [26] Han X, Li C, Sun H, Sun Y C 2024 *Weld. World* **68** 1707
- [27] Merchant G J, Davis S H 1990 *Acta Metall. Mater.* **38** 2683
- [28] Aziz M J 1982 *J. Appl. Phys.* **53** 1158

Synergistic effect of rotation and strong shear flow on interface instability in laser additive manufacturing of dilute alloys

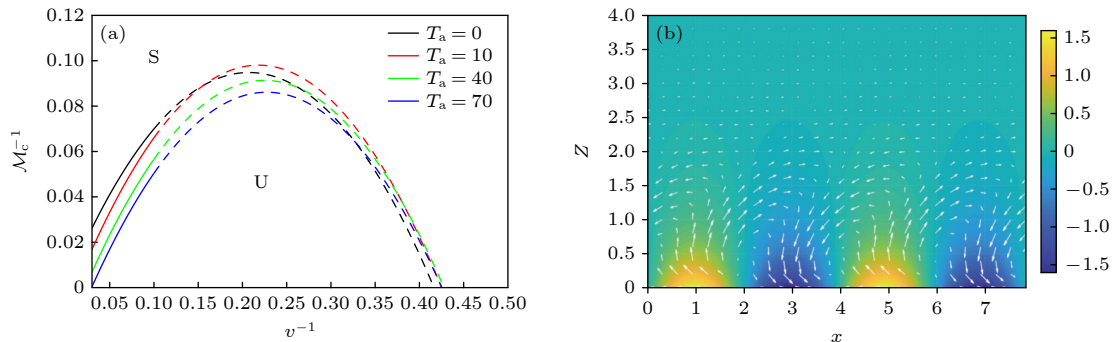
LI Guoxuan FAN Hailong[†]

(College of Science, Inner Mongolia University of Technology, Hohhot 010051, China)

(Received 25 June 2025; revised manuscript received 23 July 2025)

Abstract

To address the persistent challenge of morphological instability during laser-based additive manufacturing (AM) of dilute alloys, the coupled effects of rotation and strong shear flow on the stability of the solid–liquid interface under rapid solidification conditions are systematically investigated in this work. A comprehensive multi-physics theoretical model is established based on linear stability analysis through introducing key dimensionless parameters: Taylor number (T_a), inverse Schmidt number (\mathcal{R}), dimensionless surface energy (I), and a nonlinear shear velocity profile applied parallel to the interface. The model also accounts for the presence of a solute boundary layer. By solving the resulting perturbation equations, the growth rates of interface disturbances are obtained. The results reveal that strong shear flow markedly increases the critical morphological number, indicating enhanced interfacial stability. When rotation is introduced, the instability region in wavenumber space is significantly compressed, particularly at small wavenumbers, due to the Coriolis-induced stabilization. How the critical conditions vary with the increase of T_a and surface energy is shown in Fig. (a), while the instantaneous perturbation fields of concentration and velocity in the melt pool are exhibited in Fig. (b), where the Coriolis effect promotes symmetrical recirculation cells and suppresses disturbance penetration in the vertical direction. Moreover, the synergy of rotation and shear flow facilitates a more uniform solute distribution near the interface, mitigates compositional gradients, and supports the formation of ordered laminar flow structures. These effects contribute to suppressing constitutional undercooling and refine the microstructure. The model is dimensionless and universal, and key dimensionless groups reflect process inputs, such as solidification rate, thermal gradients, and material diffusivity. This work offers critical physical insights into rotation–flow coupling mechanisms in AM and provides a quantitative framework for optimizing process parameters to control microstructural evolution. These findings are particularly relevant to AM of symmetric components (e.g., axisymmetric gears or biomedical implants) where rotational auxiliary fields can be practically introduced.



Keywords: additive manufacturing, strong shear flow, rotation, interface stability

PACS: 64.70.D-, 68.08.-p, 47.65.-d

DOI: [10.7498/aps.74.20250829](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250829)

CSTR: [32037.14.aps.74.20250829](https://cstr.net.cn/detail/32037.14.aps.74.20250829)

[†] Corresponding author. E-mail: fanhailong_2011@163.com

旋转与强剪切流协同作用对稀合金激光增材制造中界面不稳定性的影响

李国璇 范海龙

Synergistic effect of rotation and strong shear flow on interface instability in laser additive manufacturing of dilute alloys

LI Guoxuan FAN Hailong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 196401 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250829

CSTR: 32037.14.aps.74.20250829

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250829>

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

远场来流对深胞晶界面形态稳定性的影响

Influence of far field flow on interface morphological stability of deep cellular crystal

物理学报. 2025, 74(13): 136801 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250357>

不同界面组分分布对Richtmyer–Meshkov不稳定性的影响

Influence of different interface component distributions on Richtmyer–Meshkov instability

物理学报. 2023, 72(10): 105202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222090>

界面动力学参数对深胞晶界面形态整体波动不稳定性的影响

Influence of interface kinetics parameters on the overall fluctuation instability of the interface morphology of deep cell crystal

物理学报. 2022, 71(16): 168101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220322>

背景气体对激光等离子体和外磁场界面上槽纹不稳定性的影响

Influence of background gas on flute instability produced at interface between laser plasma and external magnetic field

物理学报. 2023, 72(22): 225201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231108>

耦合界面张力的三维流体界面不稳定性的格子Boltzmann模拟

Lattice Boltzmann simulation of three-dimensional fluid interfacial instability coupled with surface tension

物理学报. 2022, 71(4): 044701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212061>

EAST反磁剪切 $q_{\min} < 2$ 条件下磁流体力学不稳定性及内部输运垒物理实验结果简述

Summary of magnetohydrodynamic instabilities and internal transport barriers under condition of $q_{\min} < 2$ in EAST tokamak

物理学报. 2023, 72(21): 215204 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230721>