

# 单晶合金激光熔凝过程中晶向对单晶完整性的影响\*

唐林峰<sup>1)</sup> 王楠<sup>1)†</sup> 管强<sup>2)</sup> 姚文静<sup>1)</sup>

1) (西北工业大学理学院应用物理系, 西安 710072)

2) (西安航空发动机集团有限公司, 西安 710021)

(2010 年 1 月 6 日收到; 2010 年 3 月 3 日收到修改稿)

运用几何模型对单晶合金激光熔凝过程中激光扫描方向与 $[100]$ 方向夹角 $\xi$ 变化时熔池内的枝晶生长方向和速度进行了计算, 研究了 $\xi$ 增大时不同晶向区域的分布变化规律. 发现随着 $\xi$ 的增大,  $[0\bar{1}0]$ 区域增大,  $[010]$ 区域减小, 且熔池两边不同部分速度差别增强. 根据速度变化规律, 构造出了熔池不同部位的过冷区域变化图, 说明了可能出现新晶粒的趋势变化, 并与实验结果进行了比较, 揭示了在晶向不同的交界区域产生新晶粒的内在机理.

**关键词:** 单晶合金, 激光熔凝, 晶向, 组成过冷

**PACC:** 6125M, 6470D, 4262A

## 1. 引 言

理想的单晶合金中没有亚晶界存在, 液固相变过程中, 由于表面张力和粘附动力学的各向异性, 在特定的条件下, 外延生长过程中枝晶会沿着一定的凝固晶体学方向, 即择优生长方向. 例如常见的 Ni 基单晶高温合金<sup>[1-5]</sup>, 具有面心立方结构, 其择优生长方向沿着六个 $\langle 100 \rangle$ 特定的方向<sup>[6,7]</sup>. 如果热流不是沿着单一方向, 则几个择优生长方向相互竞争, 形成几个生长方向不同的区域, 最终构成单晶组织. 图 1 给出了晶向不同的单晶材料在激光熔凝过程中热流方向不断变化时熔池中枝晶的外延生长示意图. 可以看出, 在相同热场条件下, 枝晶在熔池底部生长时将延续原有的 $[001]$ 晶向. 在熔池上半部, 由于热流方向与枝晶择优生长方向的相互作用, 出现了 $[0\bar{1}0]$ ,  $[010]$ 及 $[100]$ 等几个晶向区域. 图中所示虚线为熔池中不同晶向区域的交界线, 这几个不同晶向区域组成了一个单晶体. 值得注意的是, 在不同晶向区域及其交界处, 枝晶生长速度是变化的, 因此界面前沿的成分过冷度不同; 同时, 由于熔池内不同部分的温度梯度亦不相同, 由此导致其 CET 转变(柱状晶—等轴晶转变)能力不同<sup>[8]</sup>, 有可能在柱状晶前沿液相区内形成等轴晶, 产生新晶

粒, 破坏原有单晶体的完整性.

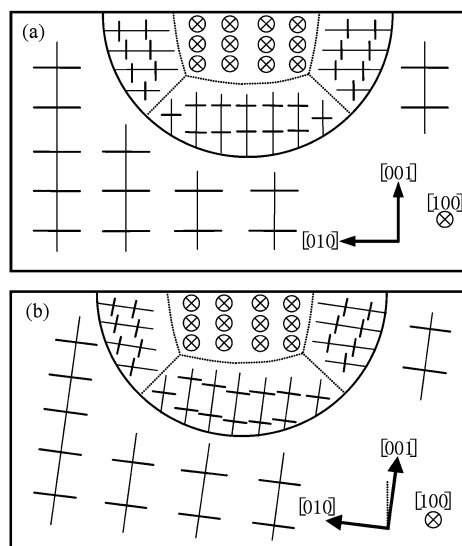


图 1 激光熔池中在 $(100)$ 面上晶向变化示意图 (a) 晶向 $[001]$ 方向沿着竖直方向; (b) 晶向 $[001]$ 方向与竖直方向有一定夹角

实际的单晶合金材料总是具有亚晶界存在, 这相当于材料内部有晶向的变化. 晶向的改变, 会改变熔池内枝晶不同晶向区域的分布, 使得其在熔池内部的生长速度分布相应改变, 枝晶生长界面前沿 CET 转变能力变得更为复杂. CET 能力随晶向的改

\* 航空科学基金(批准号:2008ZF53052), 国家自然科学基金(批准号:50871090, 50971104), 西北工业大学基础研究基金(批准号:NPU-FFR-W018108)西北工业大学科技创新基金(批准号:M450213)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: nan.wang@nwpu.edu.cn

变,有可能导致在激光熔凝过程中熔池不同部分的裂纹形成能力不同<sup>[9-11]</sup>. 而凝固裂纹的出现,对于修复作为航空发动机涡轮叶片的 Ni 基单晶高温合金来说是致命的,所以研究不同晶向对单晶完整性的作用机理很有必要.

已有对 CET 转变的研究,很少考虑到晶向改变时几个晶向区域综合作用的影响. Hunt 在定向凝固条件下,即枝晶生长方向单一且和热流方向平行时,较为系统地阐述了 CET 转变过程,建立了 CET 模型<sup>[12]</sup>. 近来 Kurz 等人在晶向不同时的定向凝固条件下模拟了 CET 转变情况,阐明了不同晶向条件下 CET 能力的不同<sup>[13]</sup>. 而对于激光熔凝过程中,熔池中几个不同晶向区域共存的复杂情况,很难找到相关报道. 实验研究已表明,激光熔凝过程中,不同晶向区域交界处较区域内部更容易产生新晶粒,到目前为止对此并无明确的解释. 本文将针对存在的问题,计算不同晶向条件下激光熔池中各晶向区域的分布转变,阐明不同部位的 CET 转变能力及过冷区域的变化情况,并与实验结果相比较,揭示晶向对于新晶粒产生的作用机理.

## 2. 模型及计算

在定向凝固过程中,枝晶生长遵从小过冷和低

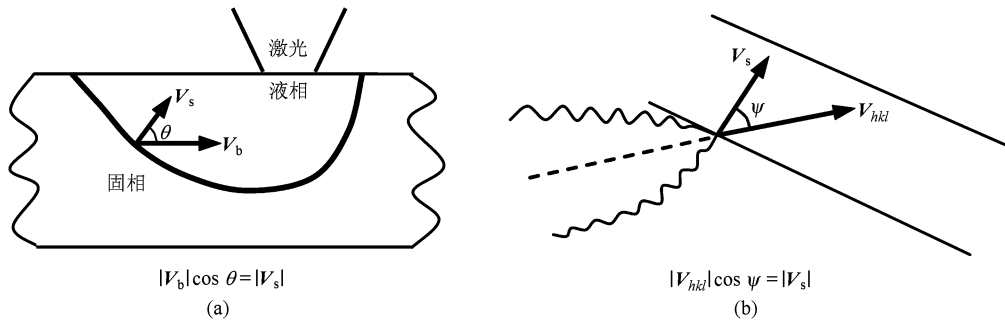


图2 激光移动速度与液固界面前沿枝晶生长速度的关系 (a)液固界面前沿生长速度  $V_s$  与激光移动速度  $V_b$  之间的关系;(b)枝晶择优生长速度  $V_{hkl}$  与液固界面前沿生长速度  $V_s$  之间的关系

这里  $\psi$  为法线方向与晶体学方向  $[hkl]$  的夹角,(1)和(2)式联立可得到枝晶生长方向与激光扫描速度的关系

$$|V_{hkl}| = |V_b| \cos \theta / \cos \psi. \quad (3)$$

在此基础上,如果立体结构中晶体学方向  $[100]$ ,  $[010]$  和  $[001]$  等与熔池基体边界任一点的法向矢量  $\mathbf{n}$  的夹角分别为  $\alpha$ ,  $\beta$  和  $\gamma$ , 如图 3(a) 所示,则枝晶在这几个方向上的速度分别为

速度选择机理,即过冷度较小或生长速度较低的枝晶最终被选择生长. 在此基础上, Rappaz 等人建立了 RDV 模型<sup>[14]</sup>, 可以计算单晶材料激光熔凝过程不同晶向区域的分布. 本文将以此为基础, 改变单晶材料(001)晶面上  $[100]$  晶向与激光方向的夹角, 计算晶向变化时激光熔池中不同晶向区域的分布及枝晶生长速度的变化, 进而得到熔池不同部分的过冷区域分布.

### 2.1. RDV 理论模型

在稳态激光熔凝过程中,激光扫描速度和温度场决定了液固界面的生长速度,亦决定了熔池的形状,因此,熔池内枝晶的生长速度可以和激光作用的速度联系起来<sup>[15]</sup>. 由于液固界面前沿的生长速度  $V_s$  总是沿着温度梯度的最大的方向,也就是垂直于液固界面,所以它与激光速度  $V_b$  的关系如图 2(a) 所示.

由图 2(a) 所示的速度关系可以得出

$$|V_s| = V_b \cdot \mathbf{n} = |V_b| \cos \theta, \quad (1)$$

式中向量  $\mathbf{n}$  指的是与液固界面相垂直的法线向量,平行于  $V_s$  的方向; $\theta$  是法线  $\mathbf{n}$  与激光方向的夹角. 沿枝晶择优生长方向  $[hkl]$ , 枝晶生长速度  $V_{hkl}$  与凝固速度的关系可以从如图 2(b) 得出

$$|V_s| = V_{hkl} \cdot \mathbf{n} = |V_{hkl}| \cos \psi, \quad (2)$$

$$|V_{100}| = |V_b| (\cos \theta / \cos \alpha), \quad (4a)$$

$$|V_{010}| = |V_b| (\cos \theta / \cos \beta), \quad (4b)$$

$$|V_{001}| = |V_b| (\cos \theta / \cos \gamma). \quad (4c)$$

最后在图 3(b) 所示的直角坐标系下定义  $\theta$  和  $\varphi$  角,其中  $\theta$  为激光移动方向与  $\mathbf{n}$  的夹角, $\varphi$  为  $y$  轴与  $\mathbf{n}$  在  $y-z$  平面上投影的夹角,在此定义下点  $(\theta, \varphi)$  和熔池中的点一一对应.

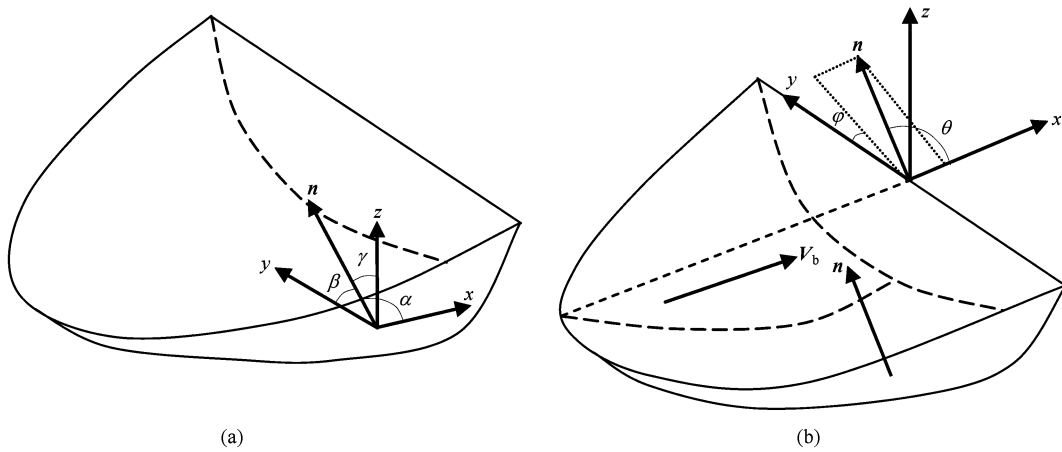


图3 熔池立体示意图 (a)夹角  $\alpha, \beta$  和  $\gamma$  的定义; (b)  $\theta$  和  $\varphi$  角的定义

对于给定的液固界面前沿方向和激光方向, 通过(4)式能够计算出面心立方结构的单晶体激光熔池中枝晶择优生长方向  $\langle 100 \rangle$  上速度的比值  $|V_{hkl}|/|V_b|$ . 因此就可以在最小生长速度标准下, 确定熔池中每一点的枝晶生长方向和速度.

2.2. 本文的计算方法

本文考虑在单晶材料(001)面上, 当激光移动的方向与晶向[100]的夹角  $\xi$  变化时的情况, 如图4所示.

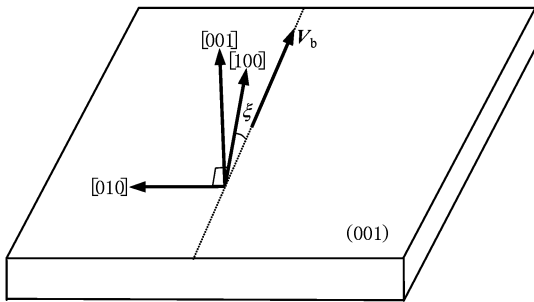


图4 计算晶向结构图, 其中  $\xi$  为(001)面上激光移动方向与晶向[100]的夹角

由图3中定义的晶体学方向和液固前沿法线方向的夹角  $\alpha, \beta$  和  $\gamma$ , 其余弦值可以表示为

$$\cos \alpha = \mathbf{n} \cdot \mathbf{u}_{100}, \tag{5a}$$

$$\cos \beta = \mathbf{n} \cdot \mathbf{u}_{010}, \tag{5b}$$

$$\cos \gamma = \mathbf{n} \cdot \mathbf{u}_{001}, \tag{5c}$$

对于法向  $\mathbf{n}$ , 用  $\theta$  和  $\varphi$  在矩阵中表示为

$$\mathbf{n} = (\cos \theta \quad \sin \theta \cos \varphi \quad \sin \theta \sin \varphi), \tag{6}$$

$\mathbf{u}_{hkl}$  为平行于  $[hkl]$  方向的单位向量, 通过坐标变换

向量  $\mathbf{u}$  可表示为

$$\mathbf{u} = \begin{pmatrix} \cos \xi & \sin \xi & 0 \\ -\sin \xi & \cos \xi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \tag{7}$$

将(6)和(7)式代入(5)式可得

$$\cos \alpha = \cos \theta \cos \xi + \sin \theta \cos \varphi \sin \xi, \tag{8a}$$

$$\cos \beta = -\cos \theta \sin \xi + \sin \theta \cos \varphi \cos \xi, \tag{8b}$$

$$\cos \gamma = \sin \theta \sin \varphi. \tag{8c}$$

当激光方向沿着与[100]夹角为  $\xi$  的方向移动时, 由(4)式和(8)式联立可得各晶向速度的表达式为

$$|V_{100}| = |V_b| (\cos \xi + \tan \theta \cos \varphi \sin \xi)^{-1}, \tag{9a}$$

$$|V_{010}| = |V_b| (-\sin \xi + \tan \theta \cos \varphi \cos \xi)^{-1}, \tag{9b}$$

$$|V_{001}| = |V_b| (\tan \theta \sin \varphi)^{-1}. \tag{9c}$$

3. 计算结果及分析

考虑  $\xi$  增大时枝晶的生长速度及不同晶向区域分布, 图5给出了  $\xi$  为  $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$  和  $45^\circ$  时的计算结果, 并且分别绘出了它们的剖面示意图. 当  $\xi$  大于  $45^\circ$  时, 枝晶的二次臂将成为主干, 计算结果与夹角为  $-\xi$  时(即激光移动的方向与晶向[100]夹角沿着顺时针方向)的情况一样, 因此在这里不作讨论.

对于某一固定的  $\xi$  角,  $\theta$  和  $\varphi$  两个变量对应着熔池内的各个点, 因此根据  $|V_{hkl}|/|V_b|$  的比值, 就可以给出理想熔池中枝晶生长速度分布及枝晶生长的不同晶向区域. 如图5所示, 可以很清楚地

看到各个区域及其边界.

当  $\xi = 0^\circ$  时, 由图 5 (a) 可以看出, 当  $\theta$  小于约  $45^\circ - 55^\circ$  时, 比值  $|V_{hkl}| / |V_b|$  在  $[100]$  方向上最小, 即在这个区域枝晶沿  $[100]$  方向生长, 和激光方

向平行. 在  $\theta$  大于  $45^\circ - 55^\circ$  时: 如果  $45^\circ < \varphi < 135^\circ$ , 比值在  $[001]$  方向上最小, 因此熔池底部以  $[001]$  方向为择优方向; 如果  $0^\circ < \varphi < 45^\circ$ , 比值在  $[010]$  方向上最小, 该区域以  $[010]$  方向为择优生长方向; 而如

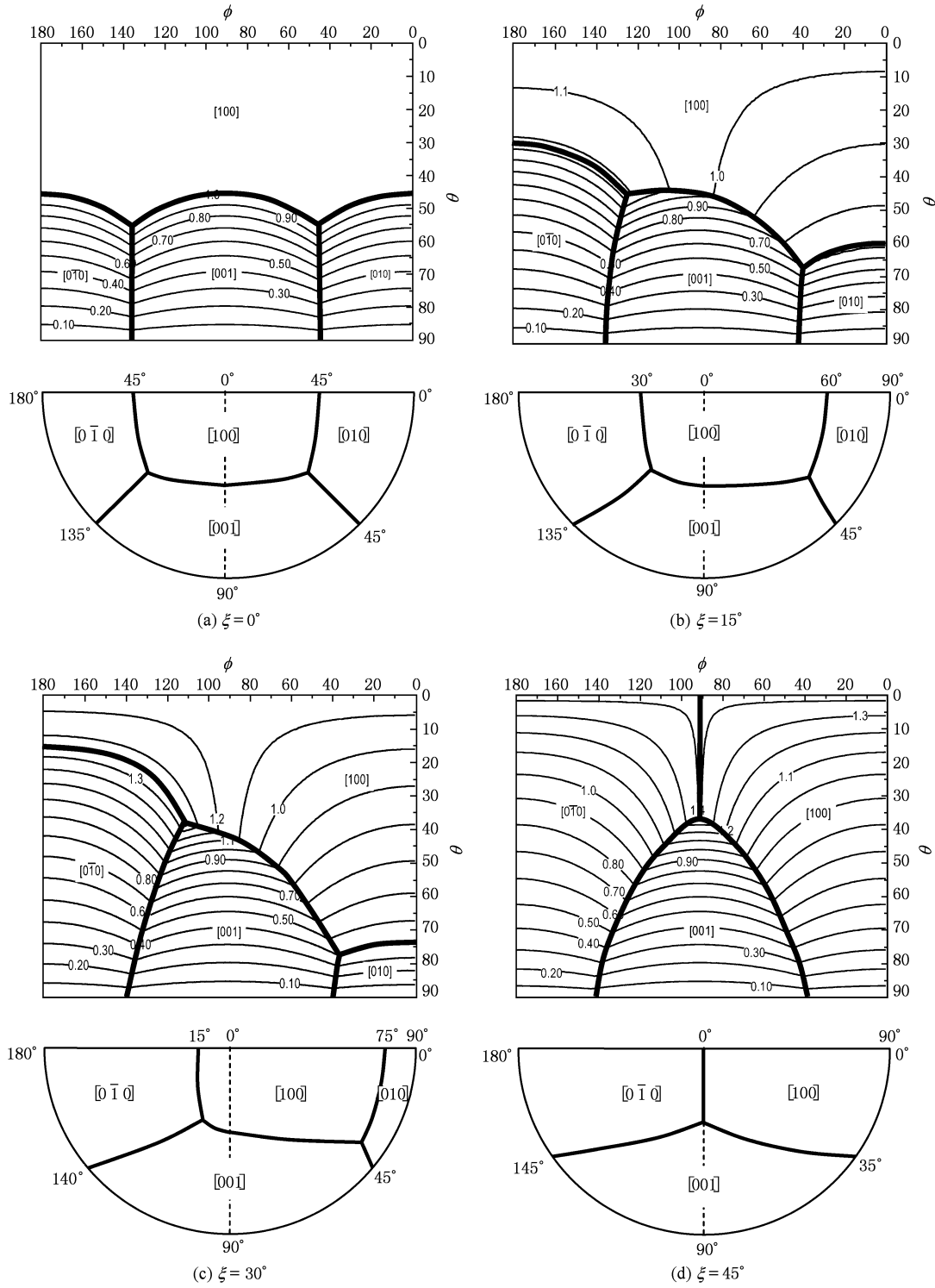


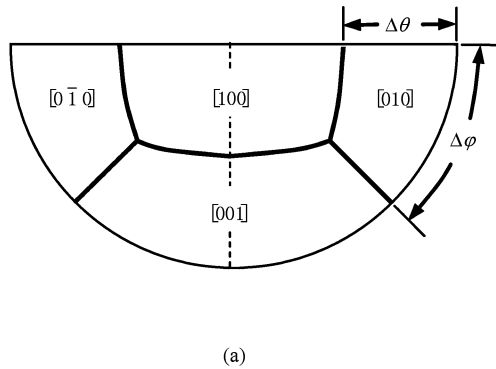
图 5 (100) 面上  $\xi$  角不同时的枝晶生长速度及晶向分布(上图为枝晶生长速度的分布, 下图为激光熔池中枝晶不同晶向区域示意图)

果  $135^\circ < \varphi < 180^\circ$ , 比值在方向  $[0\bar{1}0]$  上最小, 该区域内以  $[0\bar{1}0]$  方向为择优生长方向. 图中粗实线条表示各个不同区域的边界.

由图 5(b) 可以看出, 当激光的方向与  $[100]$  方向的夹角为  $15^\circ$  时, 熔池上半部区域变化明显, 可以看出  $[0\bar{1}0]$  区域变大,  $[010]$  区域变小,  $[100]$  区域相应右移. 用点  $(\theta, \varphi)$  表示熔池中的各点, 在点  $(45^\circ, 125^\circ)$  和  $(66^\circ, 39^\circ)$  附近为相邻三个区域的分界点.

随着  $\xi$  角的进一步增大, 为  $30^\circ$  时, 由图 5(c) 看出, 三区域交点继续右移约至  $(37^\circ, 110^\circ)$  和  $(79^\circ, 36^\circ)$  处,  $[0\bar{1}0]$  区域继续变大. 当  $\xi$  角增至  $45^\circ$  时, 如图 5(d) 所示,  $[010]$  区域消失, 被  $[100]$  区域和  $[0\bar{1}0]$  区域代替.

图 5 下方的图给出的理想半圆型熔池中枝晶不



同晶向生长区域示意图. 要注意的是实际上熔池不可能是完全半圆型的, 但是, 由于熔池包括其边界上的每一点总与某一  $(\theta, \varphi)$  相对应, 因此不管熔池形状如何, 其内每一点的枝晶生长方向及生长速度都可以由图 5 确定.

### 3.1. 不同晶向区域大小变化分析

通过对单晶体激光熔凝过程中不同激光移动方向条件下熔池中各个晶向区域分布及速度大小的计算, 可以看出, 随着  $\xi$  值的增大, 几个不同晶向区域的大小也在变化, 比较明显的是  $[0\bar{1}0]$  区域增大, 而  $[010]$  区域减小. 为了定量描述区域的大小变化, 定义  $[0\bar{1}0]$  区域  $\theta$  和  $\varphi$  角的变化量  $\Delta\theta$  和  $\Delta\varphi$ , 如图 6(a) 所示. 图 6(b) 给出了  $(\Delta\theta + \Delta\varphi)/2$  与  $\xi$  的关系.

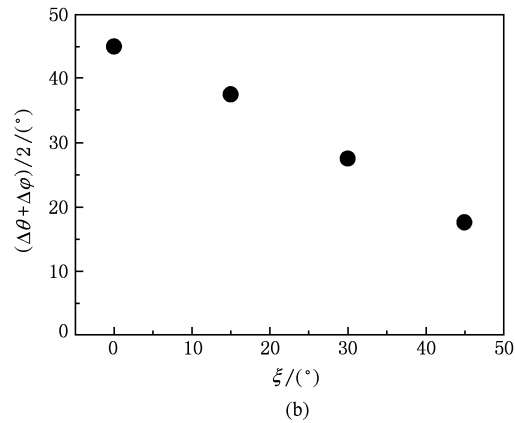


图 6 熔池区域大小变化 (a) 对  $\Delta\theta$  和  $\Delta\varphi$  定义的区域; (b)  $\xi$  角不同时  $[0\bar{1}0]$  区域大小的变化趋势

可以看出, 在图 4 所示  $\xi$  角的情况下,  $\xi$  增大时熔池左半边  $[0\bar{1}0]$  区域大于右半边  $[010]$  区域, 这主要是因为  $[0\bar{1}0]$  枝晶生长方向较  $[010]$  方向更趋近于热流方向. 由于这一区域变化, 与其相对应的界面生长速度及温度梯度都发生了相应改变, 因此有必要分析相应部分 CET 转变能力的不同.

### 3.2. CET 转变

在激光熔凝过程中, 除了在熔池底部和熔池边缘很小的区域内凝固速度接近 0 外, 熔池中凝固速度大约在  $10^{-3}$  到  $10^{-1}$  m/s, 液固界面温度梯度大约为  $10^5$  到  $10^7$  K/m. 研究表明:  $G/V$  ( $G$  为温度梯度,  $V$  为凝固速度) 的值对 CET 转变起着关键作用. 为了预测 CET 转变随外界处理条件的变化, Hunt 依据经典的凝固理论最早提出 CET 转变的确定性模型, 在假设熔体的液相成分不变的情况下发现在温度梯

度  $G$  满足

$$G < 0.61 \cdot \sqrt[3]{N_0} \cdot \left(1 - \frac{(\Delta T_n)^3}{(\Delta T_{ip})^3}\right) \cdot (\Delta T_{ip}) \quad (10)$$

时<sup>[16]</sup>, 组织将发生 CET 转变.

这里  $N_0$  为单位体积的形核数;  $\Delta T_n$  为形核过冷度;  $\Delta T_{ip}$  为枝晶尖端过冷度, 其与凝固速度的关系为  $V = (\Delta T_{ip})^n / a$ ,  $a$  和  $n$  为与合金成分有关的常数. 将  $(\Delta T_{ip})^n$  的表达式代入 (10) 式有

$$G < 0.61 \cdot \sqrt[3]{N_0} \cdot \left((aV) - \frac{(\Delta T_n)^3}{(aV)^2}\right). \quad (11)$$

由 (11) 式看出,  $G$  与  $V$  并不成线性关系, 两者对 CET 转变的影响可由图 7 表示, 即随着界面生长速度  $V$  的增加及温度梯度  $G$  的减小, 容易发生 CET 转变, 导致新晶粒的出现, 破坏原有单晶材料的单晶性.

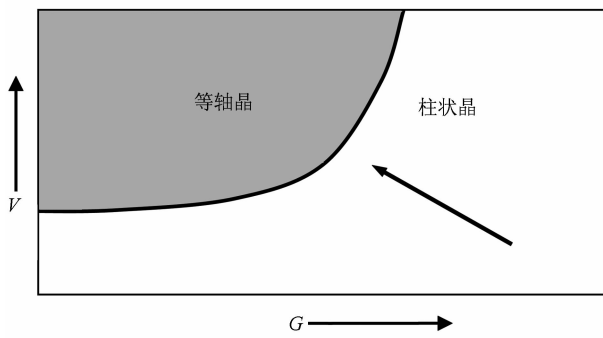


图 7 CET 转变示意图

激光熔凝过程中, 由于枝晶生长具有不同方向, 且速度不尽相同; 而且, 随着  $\xi$  角的变化, 速度分布亦发生变化, 且温度梯度也在改变, 所以每个区域都需要进行比较, 以确定 CET 转变能力的不同.

### 3.3. 熔池中成分过冷分析

从图 5 可以看出熔池中不同晶向区域内枝晶生

长速度不断地变化. 枝晶生长速度不同, 界面成分过冷度亦不同, 过冷度大的区域则有可能出现形核, 导致新晶粒的出现. 因此, 有必要讨论熔池内不同区域的发生成分过冷能力的不同. 图 8 给出  $\xi = 30^\circ$  时熔池中不同部位的过冷区域示意图, 对于  $\xi$  等于其他值时此分析过程也同样实用.

#### 3.3.1. 不同部分过冷区分析

从图 5(c) 可以看出: 在熔池左半部分  $[0\bar{1}0]$  区域内, 沿着等  $\theta$  线, 随着  $\varphi$  的减小枝晶生长速度逐渐增大, 在达到  $[0\bar{1}0]$  区域和  $[001]$  区域的交界线 (图 8 中的 AB 线) 时界面生长速度达到最大; 随后, 当  $\varphi$  继续减小至  $90^\circ$  前, 生长速度逐渐减小;  $\varphi$  从  $90^\circ$  进一步减小, 枝晶生长速度再次逐渐增大, 直至  $[001]$  区域和  $[100]$  或  $[010]$  区域的交线上; 最后在  $[100]$  区域或  $[010]$  区域界面速度又逐渐减小. 界面生长速度大的地方过冷度也相应较大, 而等温线和  $\theta$  角变化趋势相近, 因此从以上速度随  $\theta$  角和  $\varphi$  角的变化关系可知:

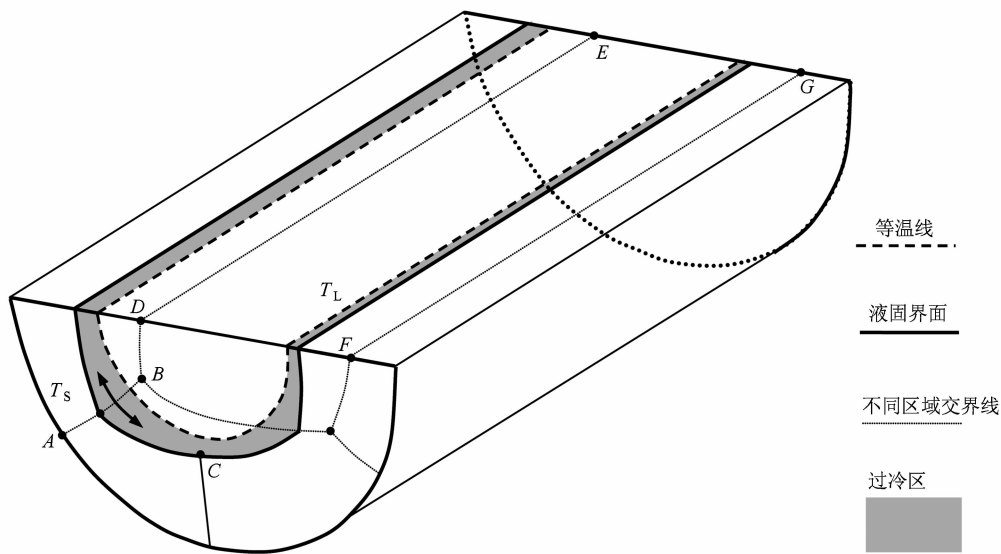


图 8 不同晶向区域边界及过冷区立体示意图

1) 两不同区域的交界线上过冷度最大. 如熔池左侧的 AB 线上过冷区最大, 沿左侧箭头方向过冷区逐渐减小直至熔池上表面. 沿右侧箭头方向过冷区也是逐渐减小, 直至熔池中部  $\varphi$  为  $90^\circ$  处 (图 8 中所示的 C 点). 熔池右侧部分具有相同的变化趋势, 但由于右侧速度较小, 其过冷区深度小于左侧.

2) 不同的交界线相比. 当  $\xi > 0^\circ$  时, 按照图 4 对  $\xi$  角的定义, 熔池左侧交界线处界面生长速度大于右侧交界线处, 因此左侧交界线处的过冷区也大于

右侧. 而且  $\xi$  越大, 差别越大. 基于同样的原理, 在熔池上表面, 即  $(001)$  面上, 左侧的过冷区域亦大于右侧. 并且随着  $\xi$  角的增大, 熔池表面区域交界 DE 线逐渐靠近熔池中线, 而区域交界 FG 线远离中线. DE 交界线附近的速度大于 FG 交界线附近的速度, 但由于 DE 线处温度梯度相比较小, 所以 DE 交界线附近更易于产生新晶粒.

3) 在交界线上, 随着  $\theta$  的减小, 即沿交界线从熔池边界指向熔池中心, 界面生长速度不断增大,

而温度梯度不断减小, 因此  $G/V$  的值减小得更快. 由上一小节的分析说明, 其 CET 转变的可能性更大.

### 3.3.2. 与实验结果的比较

从以上分析知道, 不同晶向区域的交界线处过冷度较大, 并且  $\xi > 0^\circ$  时, 左侧交界线处过冷度强于

右侧交界线处. 这种过冷度的变化从理论上说明了在这些部分容易发生 CET 转变, 产生新晶粒, 破坏原有单晶体的完整性. 为了验证这一分析, 本文以 DD3 镍基单晶高温合金为研究对象, 完成了图 4 所示的激光表面熔凝实验, 激光功率为 650 W, 光斑直径为 1.5 mm, 扫描速度为 2.5 mm/s.

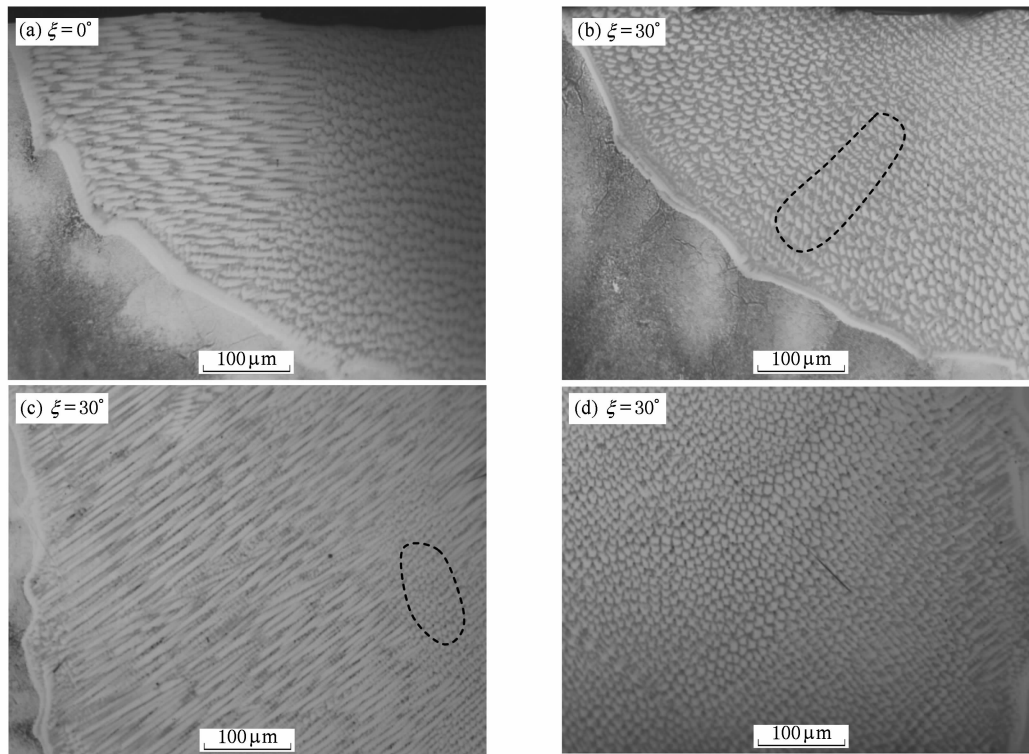


图9 激光扫描速度为 2.5 mm/s 时的凝固组织 (a)  $\xi = 0^\circ$ , 熔池横截面左侧; (b)  $\xi = 30^\circ$ , 熔池横截面左侧; (c)  $\xi = 30^\circ$ , 熔池上表面左侧; (d)  $\xi = 30^\circ$ , 熔池上表面右侧

图 9 中 (a), (b) 给出了熔池左侧横截面, 即 (100) 面的凝固组织.  $\xi = 0^\circ$  时, 如图 9 (a) 所示, 熔池左侧  $[010]$  区域和  $[001]$  区域的交界线处很难发现新晶粒, 而  $\xi = 30^\circ$  时, 该交界线处则有新晶粒产生. 图 9 中 (c), (d) 给出了  $\xi = 30^\circ$  时熔池上表面左侧和右侧的凝固组织, 图中虚线标示出来的部位为不同晶向区域交界处新晶粒产生部位, 可以看出熔池表面左侧  $[010]$  区域和  $[100]$  区域的交界线处同右侧  $[010]$  区域和  $[100]$  区域的交界线处相比, 产生更为明显的新晶粒, 实验结果和理论分析符合得很好.

## 4. 结 论

本文通过几何模型的建立和计算, 具体计算了单晶合金激光熔凝过程中枝晶的生长速度, 指出了

激光扫描方向变化对熔池中枝晶晶向的影响. 分析了温度梯度和凝固速度对合金影响下的 CET 转变以及熔池中易于产生新晶粒区域, 并与实验结果进行了比较, 得到如下几个结论:

1. 在单晶合金激光熔凝过程中, 随着激光扫描方向与晶向夹角的变化, 熔池中不同晶向区域大小也在变化, 易于产生晶界或亚晶界的位置也在变化.
2. 熔池中不同晶向区域交界线处 CET 转变能力最强, 也最容易在这些交界线处产生新晶粒, 破坏原有单晶体的完整性.
3. 通过实验结果和理论上的分析, 可以说明为了在激光熔凝过程中保持原有单晶材料的完整性, 激光扫描方向与单晶材料择优生长方向的夹角应控制在一定范围之内, 并且越小越好.

- [1] Amouyal Y, Mao Z G, Seidman D N 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 201905
- [2] Wen Y H, Zhu T, Cao L X, Wang C Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2520 (in Chinese) [文玉华、朱 毅、曹丽霞、王崇愈 2003 物理学报 **52** 2520]
- [3] Cui C Y, Gu Y F, Ping D H, Hapada H 2009 *Metall. Mater. Trans. A* **40** 282
- [4] Zhang J, Singer R F 2004 *Metall. Mater. Trans. A* **35** 1337
- [5] Geng C Y, Wang C Y, Zhu T 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1320 (in Chinese) [耿翠玉、王崇愈、朱毅 2005 物理学报 **54** 1320]
- [6] Rappaz M, David S A, Vitek J M, Boatner L A 1990 *Metall. Trans. A* **21** 1767
- [7] Kurz W, Fisher D J 1998 *Fundamentals of solidification* (Switzerland; Trans Tech Publications Ltd) p11
- [8] Kurz W, Bezencon C, Gäumann M 2001 *Sci. Technol. Adv. Mater.* **2** 185
- [9] Vitek J M 2005 *Acta Mater.* **53** 53
- [10] Wang N, Mokadem S, Rappaz M, Kurz W 2004 *Acta Mater.* **52** 3173
- [11] Rappaz M, Drezet J M, Gremaud M 1999 *Metall. Mater. Trans. A* **30** 449
- [12] Hunt J D 1984 *Mater. Sci. Eng.* **65** 75
- [13] Kurz W, Fisher D J 1981 *Acta Metall.* **29** 11
- [14] Rappaz M, David S A, Vitek J M, Boatner L A 1989 *Metall. Trans. A* **20** 1125
- [15] Rappaz M, Vitek J M, David S A, Boatner L A 1993 *Metall. Trans. A* **24** 1433
- [16] Gäumann M, Bezencon C, Canalis P, Kurz W 2001 *Acta Mater.* **49** 1051

## Effect of orientation on integrity of single crystal during laser melted single crystal\*

Tang Lin-Feng<sup>1)</sup> Wang Nan<sup>1)†</sup> Guan Qiang<sup>2)</sup> Yao Wen-Jing<sup>1)</sup>

1) (Department of Applied Physics, and Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

2) (Xi'an Aero-Engine Group Corporation, Ltd, Xi'an 710000, China)

(Received 6 January 2010; revised manuscript received 3 March 2010)

### Abstract

The geometrical model is used to investigate the orientation of dendrite growth in a laser weld single crystal and the variation of the distribution of orientation zones when angle  $\xi$  between the laser scanning direction and the  $[100]$  orientation in  $(001)$  surface changes. With the increase of  $\xi$ , the  $[\bar{0}10]$  zone increases whereas the  $[010]$  zone shrinks. Meanwhile, the growth velocities of dendrite are different in different orientation zones inside the weld pool. The undercooling region is then constructed on the basis of the calculation results. It is found that the undercoolings are larger at the boundaries than in the grains for all orientation zones, which makes the boundaries vulnerable to the CET transition and production of the new grains. Moreover, with the increase of  $\xi$ , the abilities to form the new grains are different on the two sides of the weld pool. For comparison, the DD3 single crystals are laser welded and the experimental results are in good agreement with theoretical ones.

**Keywords:** single crystal, laser remelting, orientation, constitutional undercooling

**PACC:** 6125M, 6470D, 4262A

\* Project supported by the Aviation Science Foundation (Grant No. 2008ZF53052), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50871090, 50971104), the NPU Foundation for Fundamental Research (Grant No. NPU-FFR-W018108), the NPU Scientific and Technological Innovation Foundation (Grant No. M450213).

† Corresponding author. E-mail: nan.wang@nwpu.edu.cn