

# 不同热源模型对选区激光熔化 18Ni300 温度场计算结果的影响

罗心磊<sup>1</sup>, 刘美红<sup>1</sup>, 黎振华<sup>2\*</sup>, 李淮阳<sup>2</sup>, 申继标<sup>2</sup>

<sup>1</sup>昆明理工大学机电工程学院, 云南 昆明 650500;

<sup>2</sup>昆明理工大学材料科学与工程学院, 云南 昆明 650500

**摘要** 为了明确不同热源模型对选区激光熔化 18Ni300 成形过程温度场模拟计算的适用性,使用 ANSYS APDL 对单层单道激光熔化成形过程进行了温度场计算,比较高斯面热源和双椭球热源两种热源模型计算的 18Ni300 金属粉末熔道的温度场和熔池尺寸。结果表明,双椭球热源模型计算结果的准确性优于高斯面热源模型的计算结果,与试验结果吻合良好。在选区激光熔化过程中,熔池尺寸不仅与激光功率、扫描速度有关,还与激光能量在粉末中的扩散有关。扫描速度对熔池宽度和深度的影响是非线性的。当激光能量密度相同时,高激光功率和高扫描速度下获得的熔池的深度和宽度大于低功率和低扫描速度下获得的。

**关键词** 激光技术; 温度场; 选区激光熔化; 双椭球热源; 高斯面热源; 熔池尺寸

中图分类号 TN249

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202148.1402005

## 1 引言

选区激光熔化成形是使用高能激光束在瞬间熔化金属粉末,熔体逐点逐层凝固累积获得成形件的增材制造技术<sup>[1]</sup>。在选区激光熔化成形过程中,温度场分布是影响成形件质量的关键,直接决定粉末熔化、熔池形成和凝固过程,进而影响成形件的致密度、组织、性能和应力应变状态。明确这一过程中温度场的形成和演变规律,是优化工艺参数、获得致密成形件、实现组织性能调控、控制应力应变的基础<sup>[1-5]</sup>。然而,在选区激光熔化成形过程中,作用在金属粉末上的激光能量高、光斑移动速度快,熔池形成和凝固时间短,难以通过试验手段准确检测温度场和熔池的实时变化<sup>[6]</sup>。

数值模拟方法的发展为解决上述问题提供了途径。近年来,数值模拟在选区激光熔化温度场研究中的应用日益受到研究者的重视<sup>[1-3]</sup>。温度场数值模拟通常采用热源模型描述激光对金属材料的作

用,依据能量守恒建立传热控制方程,通过有限元方法借助有限元软件进行求解<sup>[2]</sup>,计算结果可为优化选区激光熔化成形工艺参数提供依据。

高斯面热源、双椭球体热源等是选区激光熔化温度场研究中常用的热源模型<sup>[2]</sup>,不少研究者使用高斯面热源或双椭球体热源分别对各种材料选区激光熔化过程中的温度场进行了研究,如:戴冬华等<sup>[1]</sup>使用高斯面热源对 W-Cu 合金选区激光熔化成形过程中的温度场和速度场进行了分析,他们基于模拟计算结果分析了不同工艺参数条件下钨颗粒在熔池中的受力情况和运动机制;沈以赴等<sup>[4]</sup>使用高斯面热源初步建立了选区激光烧结过程的传热模型,对成形过程的温度场进行了求解,最后对模拟结果进行了试验验证,验证结果表明模拟结果与试验结果较为吻合;Liu 等<sup>[5]</sup>使用高斯面热源对 AlSi10Mg 金属粉末材料多激光束选区熔化成形过程的温度场进行了模拟,分析了激光重熔对熔池最高温度、宽度和深度的影响。上述这些研究侧重于模拟计算,并取

收稿日期: 2020-12-29; 修回日期: 2021-01-16; 录用日期: 2021-01-21

基金项目: 国家自然科学基金(51961017)、云南省重点研发计划(2018BA064)、(云南省基础研究重点项目 202101AS070017)

通信作者: \*lzhkust@sina.com

得了较好的结果。袁景光等<sup>[6]</sup>使用高斯面热源对 Cu-Sn 合金选区激光熔化成形过程的温度场进行了模拟仿真,仿真结果与试验结果差距较大,但变化趋势一致;Hocine 等<sup>[7]</sup>使用单椭球、双椭球和圆柱体热源等不同体热源模型对 Ti6Al4V 选区激光熔化成形过程进行了计算,结果表明,各种热源模型计算得到的熔池尺寸与试验结果都存在一定偏差;段成红等<sup>[8]</sup>使用双椭球热源对 316L 不锈钢选区激光熔化成形过程的温度场进行了模拟,他们认为,熔池的宽度、深度与试验结果吻合较好。这些研究进展为选区激光熔化成形过程数值模拟仿真的进一步开展奠定了基础,也表明了热源模型对计算结果的影响还需要进一步深入研究。鉴于此,本文以 18Ni300 马氏体钢为研究对象,使用 ANSYS APDL 软件分别对两种热源模型下的激光单道熔化温度场进行计算,并将计算结果与试验结果进行比较,以期选择合适的热源模型进行模拟计算并提高模拟计算的可靠性提供参考。

## 2 计算条件与有限元模型

### 2.1 温度场

金属粉末选区激光熔化成形传热过程可用传热方程进行描述<sup>[4,7-10]</sup>,即

$$Q = \rho C \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left( k_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left( k_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad (1)$$

式中:  $Q$  为内热源;  $\rho$  为材料密度;  $C$  为材料的比热容;  $T$  为热力学温度。为求解该方程,需要明确初始条件和边界条件。在选区激光熔化成形过程中,初始条件为已知初始时刻的温度分布,即

$$T|_{\Gamma_1} = T(x, y, z, t), \quad (2)$$

式中:  $t$  为时间,  $\Gamma_1$  为熔池边缘。边界条件包括粉末与媒介接触处的温度和换热系数[如(3)式所示]以及粉末边界、基板边界与环境发生的热辐射作用[如(4)式所示]。

$$k_x \frac{\partial T}{\partial x} n_x \Big|_{\Gamma_2} + k_y \frac{\partial T}{\partial y} n_y \Big|_{\Gamma_2} + k_z \frac{\partial T}{\partial z} n_z \Big|_{\Gamma_2} = \alpha(T - T_f), \quad (3)$$

$$k_x \frac{\partial T}{\partial x} n_x \Big|_{\Gamma_3} + k_y \frac{\partial T}{\partial y} n_y \Big|_{\Gamma_3} + k_z \frac{\partial T}{\partial z} n_z \Big|_{\Gamma_3} = \sigma_{SB} \epsilon (T^4 - T_f^4), \quad (4)$$

式中:  $k_x$ 、 $k_y$ 、 $k_z$  分别表示  $x$ 、 $y$ 、 $z$  方向的热导率;  $n_x$ 、 $n_y$ 、 $n_z$  为边界外法线的方向余弦;  $\Gamma_2$  和  $\Gamma_3$  分别为对流边界和辐射边界;  $\alpha$  为对流换热系数;  $T_f$  为介质温度;  $\epsilon$  为辐射系数;  $\sigma_{SB}$  为斯蒂芬-玻尔兹曼常数。边界条件应该满足

$$\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 = \Gamma, \quad (5)$$

式中:  $\Gamma$  为域内全部边界。

### 2.2 热源模型

#### 1) 高斯面热源模型

该模型设定激光能量为正态分布,激光中心的能量最高,越靠近中心激光能量越大,离中心位置越

远,能量越小。该模型表达式为<sup>[2,4]</sup>

$$q(r) = \frac{2AP}{\pi\omega^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2}\right), \quad (6)$$

式中:  $A$  为金属粉末对激光的吸收率;  $P$  为激光功率;  $\omega$  为激光半径;  $r$  为到光源中心的距离,  $r^2 = x^2 + y^2$ 。能量分布模型如图 1(a) 所示。

#### 2) 双椭球热源模型

双椭球热源模型是在高斯面热源模型的基础上,进一步考虑金属粉层对激光能量吸收的体热源模型。该模型使用两个具有相同短轴但不同长轴的半椭球体来近似描述,如图 1(b) 所示,其表达式为<sup>[2]</sup>

$$q(x, y, z) = \begin{cases} \frac{6\sqrt{3}AP}{\pi\sqrt{\pi}a_rbc} \exp\left\{-3\left[\left(\frac{x^2}{a_r^2}\right) + \left(\frac{y^2}{b^2}\right) + \left(\frac{z^2}{c^2}\right)\right]\right\}, & (x < 0) \\ \frac{6\sqrt{3}AP}{\pi\sqrt{\pi}a_fbc} \exp\left\{-3\left[\left(\frac{x^2}{a_f^2}\right) + \left(\frac{y^2}{b^2}\right) + \left(\frac{z^2}{c^2}\right)\right]\right\}, & (x \geq 0) \end{cases}, \quad (7)$$

式中:  $a_r$ 、 $a_f$ 、 $b$ 、 $c$  分别代表双椭球模型在不同方向的半轴长。

### 2.3 材料的热物性参数与相变潜热

模拟中选用平均粒径为 30  $\mu\text{m}$  的 18Ni300 金属粉末,基板材料选择 ANSYS 材料库中的结构钢,两者的热物性参数如表 1 和表 2 所示<sup>[11]</sup>。

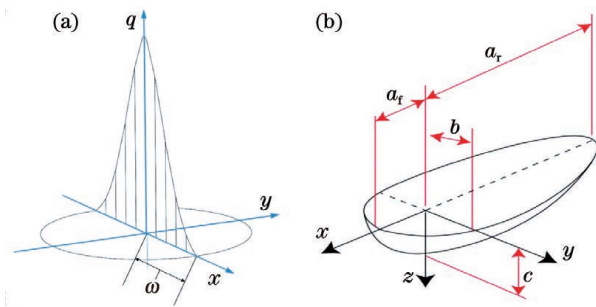


图 1 热源模型图。(a)高斯面热源能量分布示意图；  
(b)双椭球热源模型<sup>[2]</sup>

Fig. 1 Sketches of different heat source models.  
(a) Energy distribution of Gaussian surface heat source; (b) double ellipsoid heat source model<sup>[2]</sup>

表 1 18Ni300 金属粉末的热导率及比热容

Table 1 Thermal conductivity and specific heat capacity of 18Ni300 metal powder

Temperature /K	Thermal conductivity / ( $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ )	Specific heat capacity / ( $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$ )
21	14.3	474.6
537	14.3	474.8
815	20.1	575.3
982	25.1	629.4
1093	26.4	661.9
1300	28.6	720.0

表 2 结构钢的热物性参数

Table 2 Thermophysical parameters of structural steel

Density / ( $kg \cdot m^{-3}$ )	Thermal conductivity / ( $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ )	Specific heat capacity / ( $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$ )
7850	60.5	434

使用热焓法处理相变潜热,用焓值变化对相变过程中吸收或者放出的热量进行等效代替,即通过密度与比热容的乘积对温度进行积分来确定焓值,表达式为

$$H = \int \rho C(T) dT. \quad (8)$$

## 2.4 模型描述

基板模型尺寸为  $20 \text{ mm} \times 30 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ ,粉层的长和宽分别为  $2 \text{ mm}$  和  $10 \text{ mm}$ ,铺粉厚度为  $40 \mu\text{m}$ 。使用 ANSYS 自带的建模功能建立模型,选用 SOLID 70 三维实体分析单元。粉层部分使用

尺寸为  $40 \mu\text{m}$  的六面体网格,基板过渡区域使用小端靠近粉层端的渐进四面体网格,其余部分使用  $400 \mu\text{m}$  的六面体网格进行划分,如图 2(a)所示。由于模型尺寸与网格尺寸差别较大,故列出了有限元局部放大图,如图 2(b)所示。

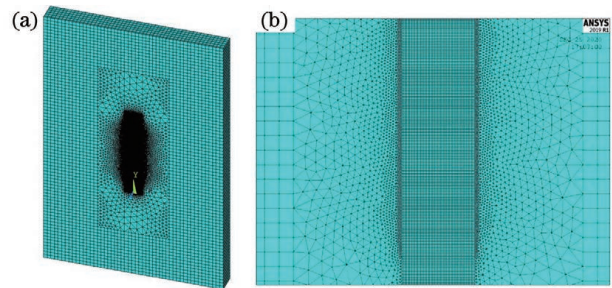


图 2 有限元模型。(a)基板与粉层的有限元网格；  
(b)局部放大图

Fig. 2 Finite element model. (a) Finite element mesh for substrate and powder; (b) local enlargement

## 2.5 计算过程与约束条件

使用 ANSYS APDL 控制热源的移动,采用牛顿全约束法进行迭代求解,分别使用高斯面热源模型和双椭球热源模型计算不同激光功率和扫描速度下,  $10 \text{ mm}$  长单道熔池温度场的分布;根据温度场分布,以熔点作为判据分析熔池尺寸。

进行计算时,激光光斑半径  $D$  设定为  $50 \mu\text{m}$ ,总扫描时间为激光扫描总长与扫描速度的比值,时间步长为粉层单元体长度  $40 \mu\text{m}$  与扫描速度的比值。外部节点约束条件:环境对流换热系数为  $30 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ ,环境温度为  $25 \text{ }^\circ\text{C}$ ,辐射系数设为  $1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ 。将双椭球热源模型及高斯面热源模型通过 ANSYS 公式编辑器加载到粉层表面,最后进行计算。

## 3 不同热源对计算结果的影响

### 3.1 不同热源对温度场计算结果的影响

在激光功率为  $210 \text{ W}$ 、扫描速度为  $1000 \text{ mm/s}$  的条件下,分别使用双椭球热源和高斯面热源计算温度场的分布情况,计算结果如图 3 所示。可见,两种热源计算获得的温度场分布图形都呈现拖尾状,且双椭球热源计算获得的拖尾在宽度、长度上都要大于高斯面热源作用下的拖尾。这是由于采用高斯面热源计算时,能量分布于粉层表面,大部分热量通过环境散失,熔池和粉层吸收的热量少;而采用双椭球体热源计算时,能量分布深入粉层,在热源移动过程中,能量经金属粉末传递后在粉层中扩散,形成更

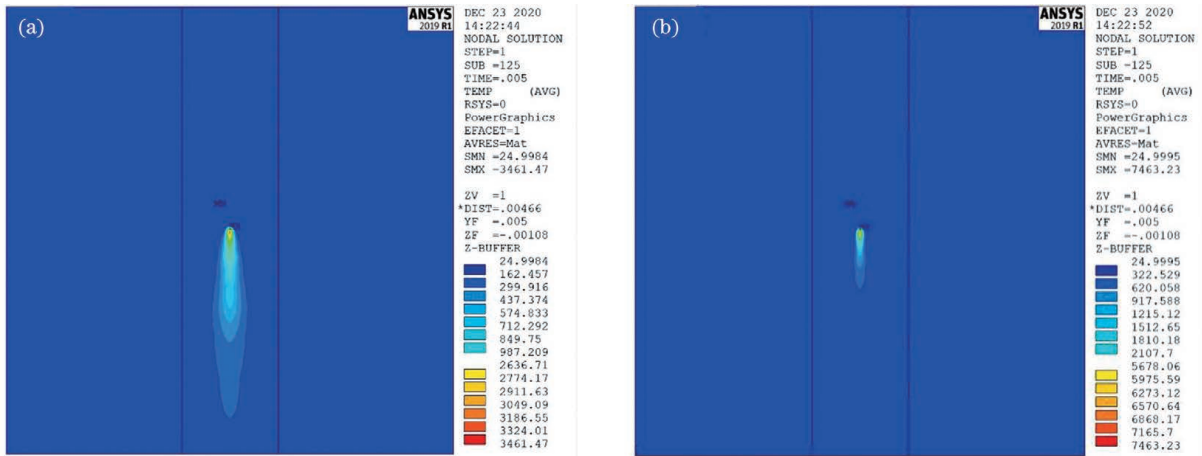


图 3 两种热源的温度场计算结果。(a) 双椭球热源;(b) 高斯面热源

Fig. 3 Calculated temperature fields by different heat source models. (a) Double ellipsoid heat source; (b) Gaussian surface heat source

大的拖尾形状。计算结果中还显示,采用高斯面热源模型计算得到的最高温度为 7463.23 °C,远大于双椭球热源模型计算得到的 3461.47 °C,这表明热量通过粉层扩散的速度快于通过环境扩散的速度,导致双椭球热源模型计算得到的熔池表面的最高温度较低。

为了分析激光移动路径上不同位置处的温度变

化情况,取粉层表面沿  $y$  轴移动方向上的 3 个节点进行分析,节点编号分别为 19436、19502、19564,分别对应计算的单道 10 mm 扫描长度的 1/4、1/2 和 3/4 位置,如图 4(a)所示。图 4(b)是不同热源条件下计算获得的 3 个节点处的温度循环情况。可见:不同热源条件下计算获得的温度曲线的变化趋势基本一致,对应节点处的温度峰值出现的时间一致,但

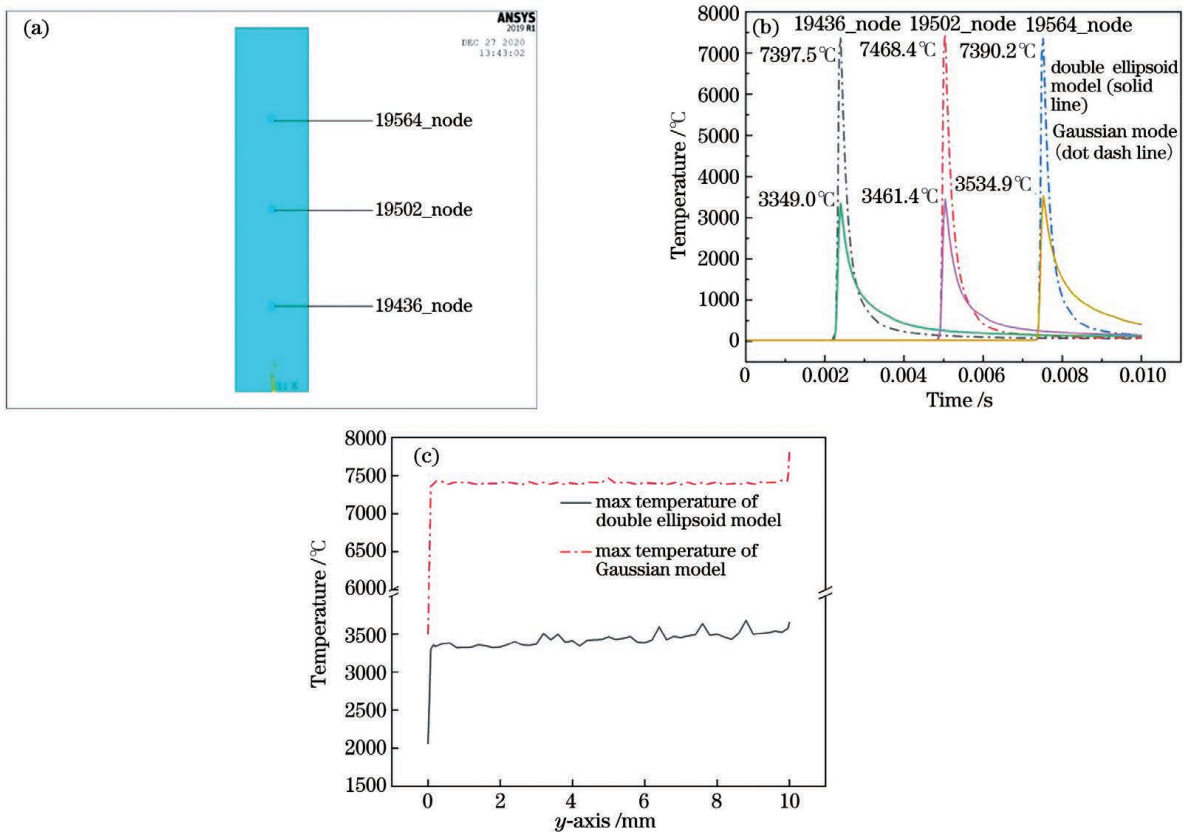


图 4 不同热源模型计算的节点温度。(a) 节点位置;(b)节点处的温度循环曲线;(c) 扫描线上各点的温度峰值

Fig. 4 Calculated temperature of different nodes by different heat source models. (a) Location of nodes; (b) calculated temperature cycle curves of different nodes; (c) calculated maximum temperature of nodes in scanning line

采用高斯面热源计算获得的温度峰值较双椭球热源计算获得的温度峰值更高。

此外,在双椭球热源计算结果中,3 个节点处的温度峰值在激光移动路径上呈现出较为明显的波动,19436 节点处的温度峰值为 3349.0 °C,19502 节点处的温度峰值为 3461.4 °C,19564 节点处的温度峰值为 3534.9 °C;而在高斯面热源计算结果中,3 个节点处的温度峰值在激光移动路径上的变化较小,19436 节点、19502 节点、19564 节点处的温度峰值依次为 7397.5、7468.4、7390.2 °C,如图 4(b)所示。

图 4(c)是采用不同热源模型计算获得的整个单道扫描长度上各节点位置的峰值温度,由图可见:采用双椭球热源模型计算获得的峰值温度低且波动较大,沿扫描方向呈缓慢上升的趋势;采用高斯面热源模型计算获得的峰值温度高且波动变化小,在扫描方向上的变化趋势不明显。出现这一现象的原因是节点处的峰值温度取决于热量输入和散失。在采用双椭球热源模型计算时,热流在粉层内部扩散,一

方面节点的温度受到相邻节点扩散传递而来的热流的影响,另一方面节点处获得的激光能量也以较快的速度向相邻节点扩散,峰值温度是上述两方面作用累积叠加和平衡的结果,最终导致节点峰值温度在扫描方向上逐渐累积,缓慢提高。而高斯热源模型则不同,它没有考虑激光能量在金属粉末层穿透深度上的吸收,计算节点峰值温度时只考虑了激光能量在粉末表面的作用以及热流在表面、环境中的扩散,从而使得计算结果的波动小于双椭球热源的计算结果,且在扫描方向上各节点的温度峰值受前一节点的影响不大,温度变化趋势不明显。

### 3.2 不同热源条件下计算获得的熔池

在激光功率为 210 W、扫描速度为 1000 mm/s 的条件下分别使用两种热源计算获得了熔池深度和宽度,计算结果如图 5 所示。熔池所处位置为单道扫描区域的中心点(单道扫描区域的长度为 10 mm)。熔池区域是温度超过 18Ni300 和结构钢熔点的区域。由图 5 可以看出,采用两种热源计算获得的熔池区域均为椭球形,但尺寸存在较大差别。

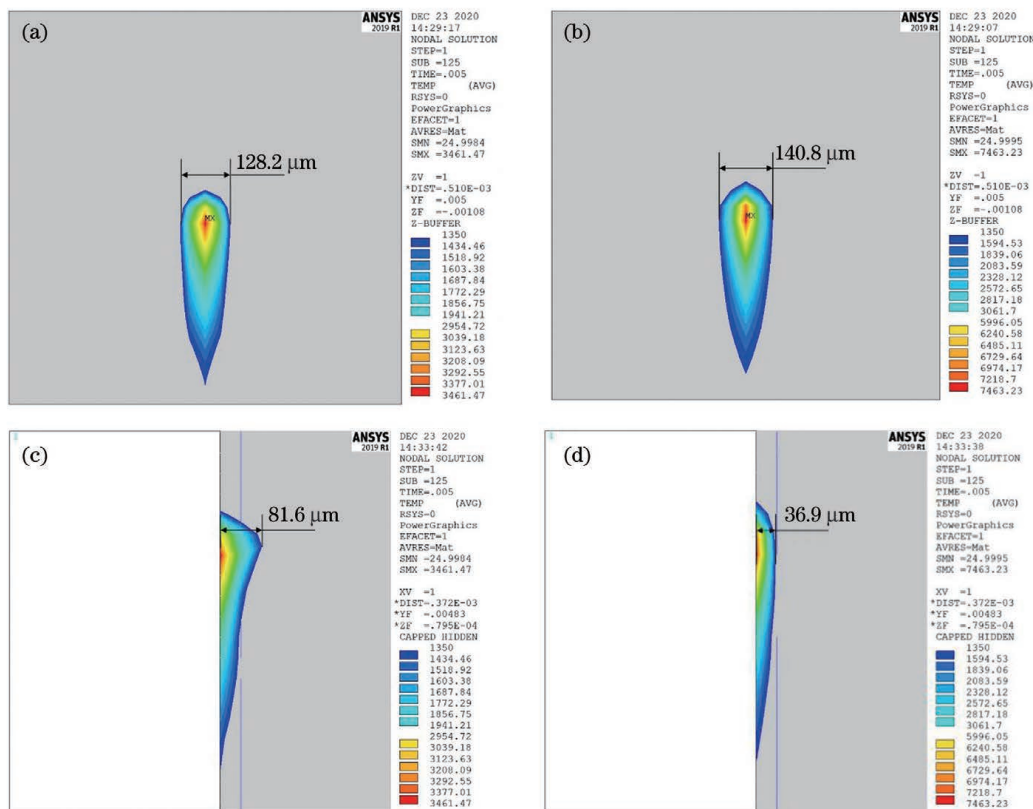


图 5 采用不同热源模型计算得到的熔池尺寸。(a) 采用双椭球热源模型计算获得的熔池宽度;(b) 采用高斯面热源模型计算获得的熔池宽度;(c) 采用双椭球热源模型计算获得的熔池深度;(d) 采用高斯面热源模型计算获得的熔池深度

Fig. 5 Calculated molten pool sizes by different heat source models. (a) Calculated molten pool width by double ellipsoid heat source model; (b) calculated molten pool width by Gaussian surface heat source model; (c) calculated molten pool depth by double ellipsoid heat source model; (d) calculated molten pool depth by Gaussian surface heat source model

由图 5 可见,采用高斯面热源计算获得的熔池宽度为  $140.8 \mu\text{m}$ ,大于采用双椭球热源计算获得的熔池宽度( $128.2 \mu\text{m}$ )。这是由于采用高斯面热源计算时,热量散失慢,计算获得的温度高于采用双椭球热源计算获得的温度,影响区域大。采用高斯面热源计算获得的熔池长度要小于采用双椭球热源计算获得的熔池长度,这是因为采用双椭球热源计算时,热量的扩散较快,在相同的扫描速度下,热量的影响区域要大于高斯面热源计算获得的温度的影响区域。采用双椭球热源计算获得的熔池深度为  $81.6 \mu\text{m}$ ,远大于采用高斯面热源计算获得的熔池深度( $36.9 \mu\text{m}$ ),这也是由高斯面热源能量分布于粉末表面,而双椭球热源能量分布深入粉层导致的。

### 3.3 工艺参数对熔池尺寸计算结果的影响

图 6 为两种热源条件下计算获得的不同激光功率、不同扫描速度下的单道熔池宽度和熔池深度的对比,熔池所处位置为单道扫描区域的中心点。由图可见:在激光功率为 150、180、210、240、270 W 的条件下,当扫描速度分别为 125、250、300、400、500、600、700、800、900、1000、1100、1200、1300、1400、1500、1600、1700、1800、1900、2000 mm/s 时,采用两种热源计算得到的结果均能够反映出,在相同的激光功率下,随着扫描速度增大,熔池宽度和熔池深度均不断减小;在相同的条件下,采用双椭球热源计算获得的熔池深度均较对应的高斯热源计算获得的熔池深度大。

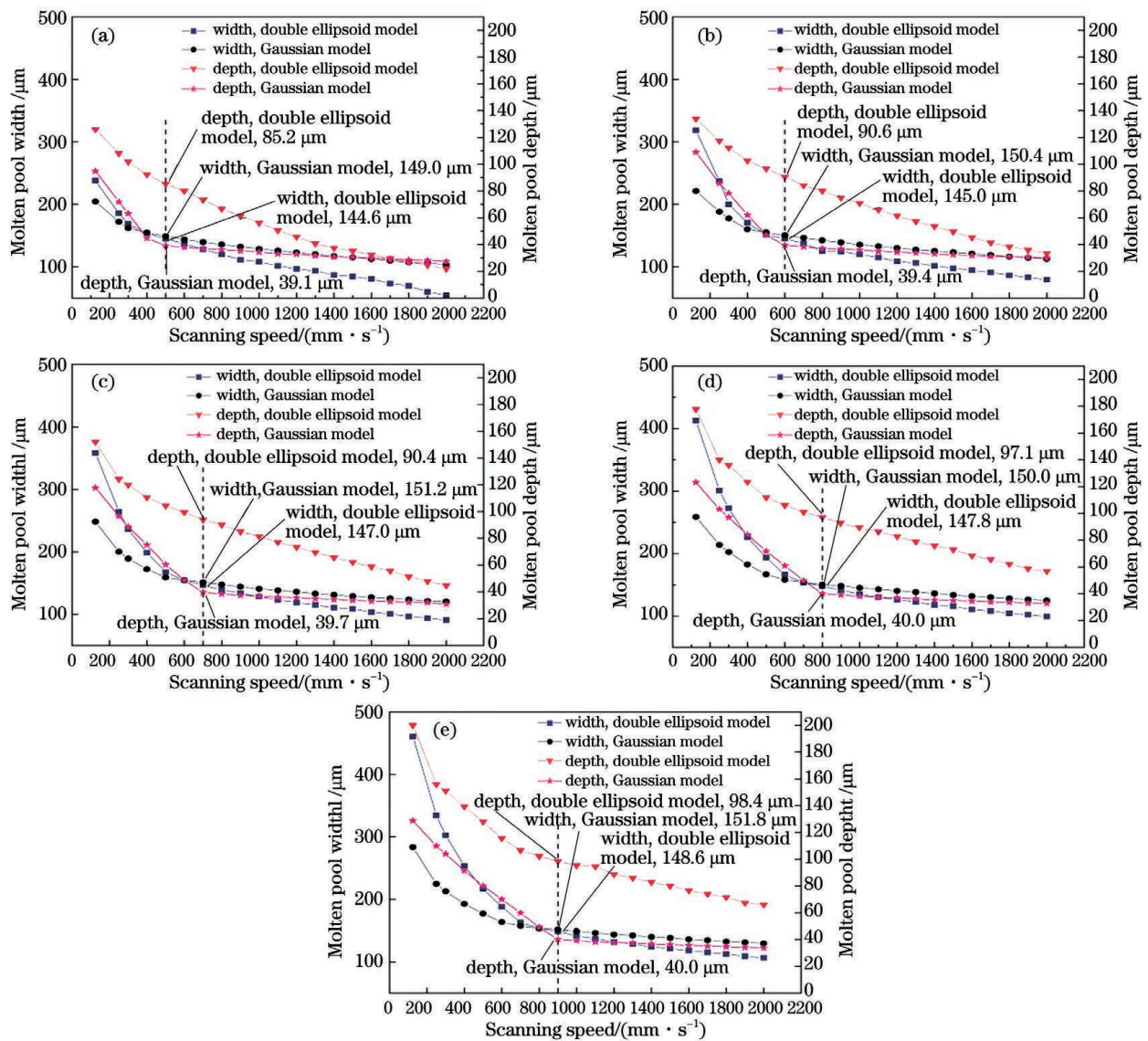


图 6 不同激光功率下采用两种热源计算得到的熔池尺寸。(a)150 W;(b)180 W;(c)210 W;(d)240 W;(e)270 W  
Fig. 6 Molten pool sizes obtained by two kinds of heat sources under different laser powers. (a) 150 W; (b) 180 W; (c) 210 W; (d) 240 W; (e) 270 W

图 6 表明,采用高斯热源模型计算得到的熔池宽度随速度的变化趋势要比采用双椭球热源模型计算得到的更为平缓。扫描速度较低时,采用双椭球热源模型计算得到的熔池宽度大于采用高斯热源模型计算的结果,而扫描速度较高时,规律则相反。将双椭球热源模型计算得到的熔宽等于高斯热源模型计算结果时的扫描速度记为临界速度。随着激光功率增加,临界速度增加。例如:在激光功率为 150 W 的条件下,当扫描速度小于 400 mm/s 时,采用双椭球热源计算获得的熔池宽度大于采用高斯热源计算获得的结果;当扫描速度大于 400 mm/s 时,采用双椭球热源模型计算获得的熔池宽度小于采用高斯热源模型计算获得的熔池宽度。当激光功率为 180 W 时,这一转变的临界速度为 500 mm/s;当激光功率增加到 210、240、270 W 时,临界速度分别提高到 600、700、800 mm/s。当扫描速度小于临界速度时,采用双椭球热源模型计算获得的熔池宽度大于采用高斯热源模型计算获得的熔池宽度;当扫描速度大于临界速度时,采用双椭球热源模型计算获得的熔池宽度小于采用高斯热源模型计算获得的熔池宽度。这是由于双椭球热源模型与高斯面热源模型相比,考虑了激光能量在粉末中的扩散。

这一结果表明,在选区激光熔化成形时,熔池宽度不仅与激光功率、扫描速度有关,还与激光能量在粉末中的扩散有关。当扫描速度较慢时,粉末导热

表 3 相同线能量密度下不同激光功率  $P$  和扫描速度  $v$  对熔池宽度和深度计算结果的影响

Table 3 Effect of laser power and scanning speed on calculated molten pool width and depth under the same line energy density

$P/v$ (line energy density) / ( $W \cdot mm^{-1} \cdot s$ )	$P$ (laser power) / W	$v$ (scanning speed) / ( $mm \cdot s^{-1}$ )	Width obtained by double ellipsoid model/ $\mu m$	Depth obtained by double ellipsoid model/ $\mu m$	Width obtained by Gaussian model/ $\mu m$	Depth obtained by Gaussian model/ $\mu m$
0.3	150	500	144.6	85.2	149.0	39.1
0.3	180	600	145.0	90.6	150.4	39.4
0.3	210	700	147.0	94.0	151.2	39.7
0.3	240	800	147.8	97.1	150.0	40.0
0.3	270	900	148.6	98.4	151.8	40.0

#### 4 试验验证

使用德国 EOS M290 3D 打印机对 18Ni300 金属粉末进行单道多层选区激光熔化成形,以成形后的薄片厚度验证计算获得的熔池宽度,进而验证不同热源模型模拟计算结果的准确性。试验条件如下:激光功率分别为 150、180、210、240、270 W,扫描速度设定为 125、250、300、400、500、600、700、800、

使得输入的激光能量扩散到粉层中,在激光光斑周围较大尺寸范围内的粉末温度超过了熔点,形成了较大尺寸的熔池;当扫描速度超过临界值后,激光能量在粉层中扩散导致温度无法达到粉末的熔点,不足以熔化粉末,且靠近激光光斑的热量散失较快,从而导致熔池尺寸小于不考虑粉末导热时计算获得的熔池尺寸。由于熔池的大小主要取决于激光光斑附近区域获得的能量是否足以熔化粉末,因此,随着输入激光功率的增加,这一临界速度值不断变大。

图 6 还表明,无论是使用高斯热源模型还是双椭球热源模型进行计算,获得的扫描速度与熔池宽度、深度之间的关系是指数关系而非线性关系。因此,在相同的激光线能量密度下,熔池的宽度并不相同。例如,在 150 W 激光功率 + 500 mm/s 扫描速度组合、180 W 激光功率 + 600 mm/s 扫描速度组合、210 W 激光功率 + 700 mm/s 扫描速度组合、240 W 激光功率 + 800 mm/s 扫描速度组合、270 W 激光功率 + 900 mm/s 扫描速度组合情况下,线能量密度均为 0.3,但其对应的用两种热源模型计算得到的熔池宽度和深度均呈逐渐递增的趋势,如图 6 和表 3 所示。其中,采用双椭球热源模型计算得到的熔池宽度,尤其是熔池深度,在相同的线能量密度下,随着扫描速度增加而增大的规律性更为明显。这意味着在选区激光熔化成形过程中,仅以激光线能量密度作为工艺参数优化的依据,存在一定的局限性。

900、1000、1100、1200、1300、1400、1500、1600、1700、1800、1900、2000 mm/s,铺粉厚度为 40  $\mu m$ ,基板预热温度 40  $^{\circ}C$ 。

成形后的薄片的宏观形貌如图 7(a)所示,部分薄片的扫描电镜(SEM)形貌如图 7(b)所示。测量 3 个不同位置处的宽度,取其平均值作为薄片的宽度,以此作为熔池宽度值,将其与两种热源条件下计算获得的结果进行比较。

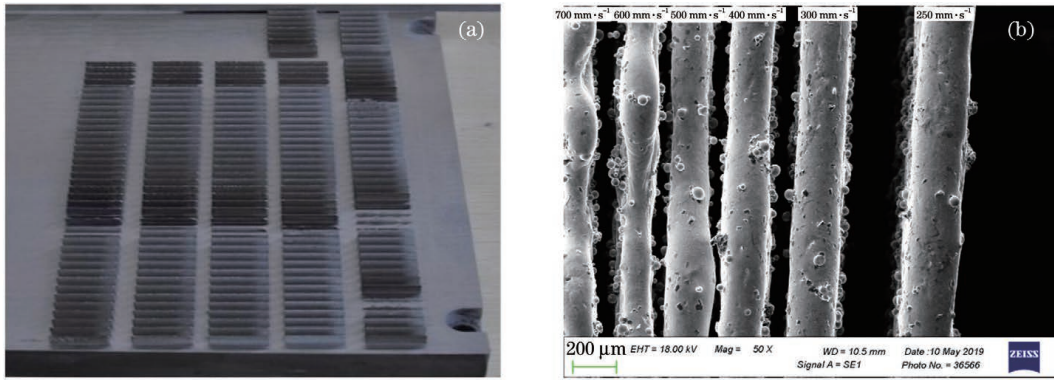


图 7 选区激光熔化单道薄片。(a)宏观形貌;(b)不同扫描速度下单道薄片的 SEM 形貌(激光功率 210 W)  
 Fig. 7 Slices of single-pass selective laser melting. (a) Macro morphology; (b) SEM image of the slices formed at different scanning speeds (laser power of 210 W)

图 8 给出了采用两种热源模型计算获得的熔池宽度与试验所得熔池宽度的比较,可见,采用双椭球

热源模型计算所得熔池宽度与试验数据吻合得较好,而采用高斯面热源模型计算所得熔池宽度与试

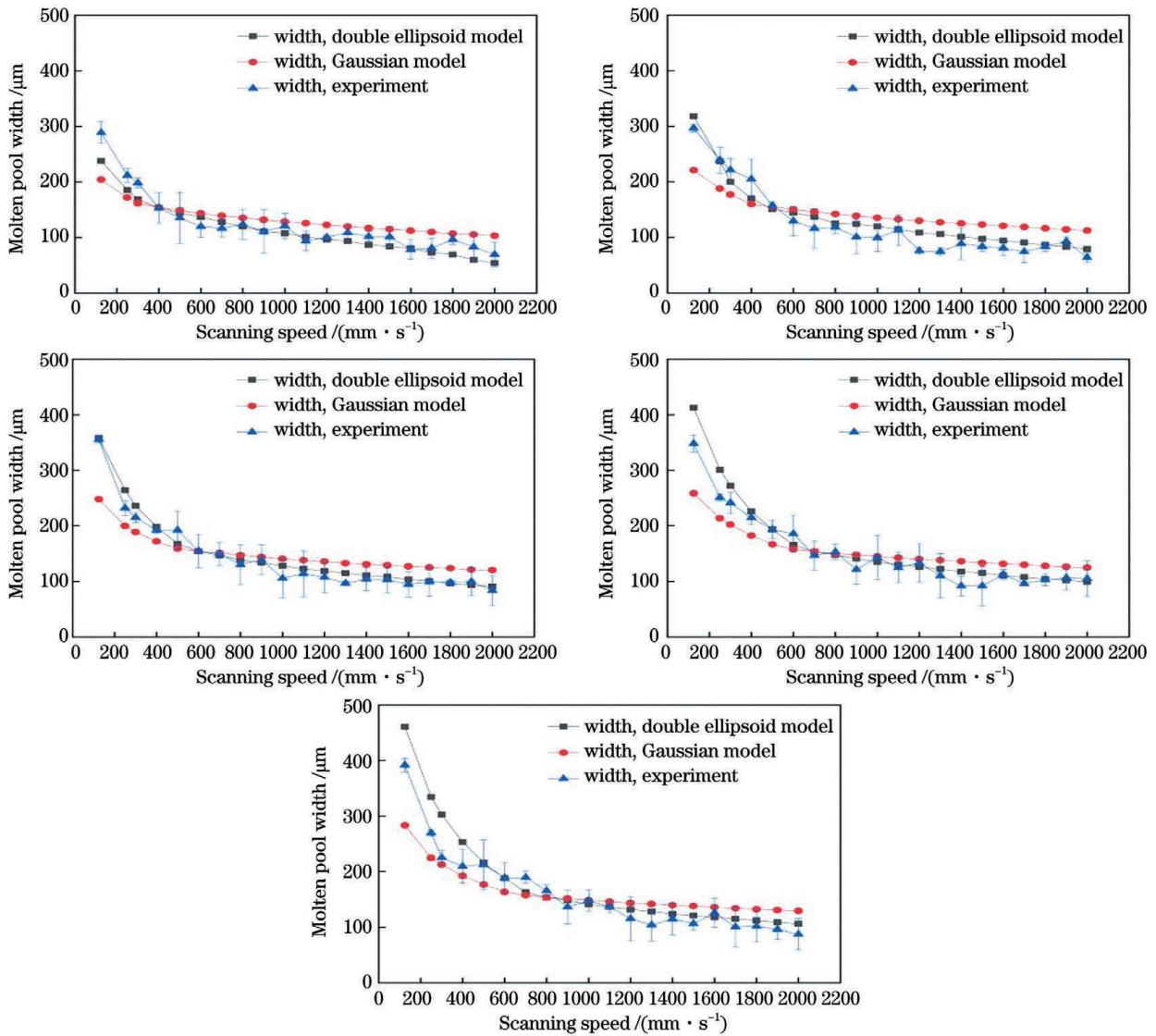


图 8 采用不同热源模型计算获得的熔池宽度与试验结果的比较。(a)150 W;(b)180 W;(c)210 W;(d)240 W;(e)270 W  
 Fig. 8 Comparison between the molten pool width obtained by different heat source models and experimental results.  
 (a) 150 W; (b) 180 W; (c) 210 W; (d) 240 W; (e) 270 W



验数据偏差较大。

采用两种热源模型计算得到的熔池深度的模拟结果存在较大差异。在绝大部分工艺参数下,采用高斯面热源模型计算获得的熔池深度都较小。如图 6(e)所示,在激光功率为 270 W 和扫描速度为 900 mm/s 时,采用高斯热源模型计算获得的熔池深度为 40.0  $\mu\text{m}$ 。由于熔池边界线确定和熔池深度的测定较为困难,因此本次试验未能获得准确的熔池深度。文献[12]的试验结果表明,在相近的工艺参数(激光功率为 285 W,扫描速度为 960 mm/s)下,18Ni300 的熔池深度为 95.52  $\mu\text{m}$ ,远大于采用高斯热源模型计算的结果,但与双椭球模型的计算结果较为接近。

此外,图 6(c)还表明,当激光功率为 210 W、扫描速度为 700 mm/s 时,采用高斯面热源模型计算得到的熔池深度仅为 39.7  $\mu\text{m}$ ,小于粉层厚度,薄片无法成形。然而,图 7(b)所示的单道多层薄片试验结果表明,当铺粉厚度为 40  $\mu\text{m}$ 、激光功率为 210 W 时,在 700 mm/s 的扫描速度下薄片成形完整,说明此条件下的熔池深度大于 40  $\mu\text{m}$ 。

综上,采用高斯面热源模型计算得到的熔池深度存在较大误差,将双椭球热源模型应用于选区激光熔化成形过程温度场的模拟,结果会更加准确可靠。

## 5 结 论

以 18Ni300 为对象,使用 ANSYS APDL 对选区激光熔化成形过程中的单道熔池温度场进行了计算分析,并进行了试验验证。结果表明:

1) 双椭球热源模型考虑了激光能量在粉末中的扩散,计算结果的准确性优于高斯面热源模型的计算结果,能够更好地反映选区激光熔化成形过程中温度场的演变和熔池尺寸。

2) 在进行选区激光熔化成形时,熔池宽度不仅与激光功率、扫描速度有关,还与激光能量在粉末中的扩散有关。扫描速度对熔池宽度、熔池深度的影响是非线性的,在相同的激光能量密度下,高激光功率和高速扫描条件下获得的熔池深度和宽度更大。

3) 采用双椭球热源模型计算获得的熔宽与试验所得熔宽结果吻合良好,能够为选区激光熔化成形工艺优化提供依据。

## 参 考 文 献

- [1] Dai D H, Gu D D, Li Y L, et al. Numerical simulation of metallurgical behavior of melt pool during selective laser melting of W-Cu composite powder system[J]. Chinese Journal of Lasers, 2013, 40(11): 1103001.  
戴冬华, 顾冬冬, 李雅莉, 等. 选区激光熔化 W-Cu 复合体系熔池熔体运动行为的数值模拟[J]. 中国激光, 2013, 40(11): 1103001.
- [2] Chen J W, Xiong F Y, Huang C Y, et al. Numerical simulation on metallic additive manufacturing [J]. Scientia Sinica Physica, Mechanica & Astronomica, 2020, 50(9): 104-128.  
陈嘉伟, 熊飞宇, 黄辰阳, 等. 金属增材制造数值模拟[J]. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50(9): 104-128.
- [3] Chen D N, Liu T T, Liao W H, et al. Temperature field during selective laser melting of metal powder under different scanning strategies [J]. Chinese Journal of Lasers, 2016, 43(4): 0403003.  
陈德宁, 刘婷婷, 廖文和, 等. 扫描策略对金属粉末选区激光熔化温度场的影响[J]. 中国激光, 2016, 43(4): 0403003.
- [4] Shen Y F, Gu D D, Yu C Y, et al. Simulation of temperature field in direct metal laser sintering processes[J]. China Mechanical Engineering, 2005, 16(1): 67-73.  
沈以赴, 顾冬冬, 余承业, 等. 直接金属粉末激光烧结成形过程温度场模拟[J]. 中国机械工程, 2005, 16(1): 67-73.
- [5] Liu B, Li B Q, Li Z H, et al. Numerical investigation on heat transfer of multi-laser processing during selective laser melting of AlSi10Mg [J]. Results in Physics, 2019, 12: 454-459.
- [6] Yuan J G, Li Y, Liu J N, et al. Online detection of molten pool temperature during metal forming based on selective laser melting [J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(3): 0302008.  
袁景光, 李宇, 刘京南, 等. 选区激光熔化金属成型熔池温度的在线检测[J]. 中国激光, 2020, 47(3): 0302008.
- [7] Hocine S, van Swygenhoven H, van Petegem S. Verification of selective laser melting heat source models with *operando* X-ray diffraction data [J]. Additive Manufacturing, 2021, 37: 101747.
- [8] Duan C H, Hao X J, Luo X P. Study on temperature field of selective laser melting 316L [J]. Applied Laser, 2018, 38(5): 748-753.  
段成红, 郝晓杰, 罗翔鹏. 选区激光熔化 316L 温度场研究[J]. 应用激光, 2018, 38(5): 748-753.
- [9] Hussein A, Hao L, Yan C Z, et al. Finite element simulation of the temperature and stress fields in single layers built without-support in selective laser

[1] Dai D H, Gu D D, Li Y L, et al. Numerical

- melting[J]. *Materials & Design*, 2013, 52: 638-647.
- [10] Ma C, Wei X S, Yan B, et al. Numerical simulation of moving heat flux during selective laser melting of AlSi<sub>25</sub> alloy powder [J]. *Metals*, 2020, 10 (7): 877.
- [11] Feng Y Q. Thermal field and flow behavior research of selective laser melting[D]. Dalian: Dalian University of Technology, 2019.
- 冯一琦. 选区激光熔化温度场与熔池流动行为研究[D]. 大连: 大连理工大学, 2019.
- [12] Majeed M, Vural M, Raja S, et al. Finite element analysis of thermal behavior in maraging steel during SLM process[J]. *Optik*, 2020, 208: 164128.

## Effect of Different Heat-Source Models on Calculated Temperature Field of Selective Laser Melted 18Ni300

Luo Xinlei<sup>1</sup>, Liu Meihong<sup>1</sup>, Li Zhenhua<sup>2\*</sup>, Li Huaiyang<sup>2</sup>, Shen Jibiao<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *School of Mechanical and Electrical Engineering, Kunming University of Science and Technology, Kunming, Yunnan 650500, China;*

<sup>2</sup> *School of Materials Science and Engineering, Kunming University of Science and Technology, Kunming, Yunnan 650500, China*

### Abstract

**Objective** Heat-source models play a key role in the numerical simulation of the selective laser melting process. To examine the applicability of the double ellipsoid and Gaussian surface heat-source models on simulation, the temperature field of a single-pass selective laser melted 18Ni300 metal powder was calculated using the two heat-source models and compared with experimental data.

**Methods** The ANSYS APDL commercial software was used to establish a three-dimensional finite element model and to simulate the temperature field of the selective laser melting process. The double ellipsoid and Gaussian surface heat-source models were defined and applied to an 18Ni300 metal powder. Single-pass selective laser melted 18Ni300 samples were fabricated using EOS M290 by applying different laser power levels and scanning speeds. The sample widths were measured using scanning electron microscopy to determine the width of molten pools. In the calculated temperature fields, the sizes of molten pools of the single-pass selective laser melted 18Ni300 were analyzed and compared with experimental results.

**Results and Discussions** The shapes of the temperature field distribution calculated using the double ellipsoid and the Gaussian surface heat-source models are all ellipsoidal after applying a 210 W laser power and a 1000 mm/s scanning speed. However, their width, length, and trail calculated using the double ellipsoid heat-source model are larger than those calculated using the Gaussian surface heat-source model (Fig. 3). This is due to the difference in the energy distribution of the two heat-source models. In the Gaussian surface heat-source model, the energy is distributed on the surface of the powder layer, whereas in the double ellipsoid heat-source model, the energy is distributed deep into the powder layer. Moreover, the maximum temperature calculated using the Gaussian surface heat-source model is much higher than that calculated using the double ellipsoid heat-source model. This indicates that the diffusion speed of heat through the powder layer is faster than that through the surrounding environment, resulting in a lower maximum calculated temperature of the molten pool surface using the double ellipsoid heat-source model.

Along with the laser scanning, the peak temperature calculated using the double ellipsoid heat-source model is lower than that calculated using the Gaussian surface heat-source model and fluctuates significantly with a rising trend. In contrast, the peak temperature calculated using the Gaussian surface heat-source model is higher and fluctuates slightly with small variations (Fig. 4).

The sizes of the molten pools calculated by applying a 210 W laser power and a 1000 mm/s scanning speed using the two heat-source models show that the width of the molten pool calculated using the Gaussian surface heat-source model is larger than that calculated using the double ellipsoid heat-source model. In contrast, the length and depth of the molten pool calculated using the double ellipsoid heat-source model are larger than those calculated using the

Gaussian surface heat-source model (Fig. 5).

However, under different processing parameters, the calculated sizes of the molten pools using the two models exhibit different trends. Although the calculated width and depth of the molten pool using the two heat-source models decrease as the scanning speed increases (for the same laser power), the decreasing trend of the results calculated using the Gaussian surface heat-source model is slower than that calculated using the double ellipsoid heat-source model (Fig. 6). It is confirmed that the depth of the molten pool calculated using the double ellipsoid heat-source model is larger than that calculated using the Gaussian surface heat-source model. The width of the molten pool is not only related to the laser power and scanning speed, but also to the diffusion of the laser energy in the powder. Since the Gaussian surface heat-source model does not take into account the energy diffusion in the powder, the width of the molten pool calculated using the Gaussian surface heat-source model is smaller than that calculated using the double ellipsoid heat-source model when the scanning speed is low, but it is larger when the scanning speed is high. The scanning speed has an exponential rather than linear effect on the width and depth of the molten pool. As a result, the width and depth of the molten pools are not the same under the same laser energy density. The width and depth of the molten pools obtained using high laser power and high scanning speed are larger than those obtained using low laser power and low scanning speed, although the same laser energy density was used.

The experimental results confirm that the simulation results obtained using the double ellipsoid heat-source model are more accurate and reliable than those obtained using the Gaussian surface heat-source model in the simulation of the 18Ni300 selective laser melting process (Fig. 8).

**Conclusions** The double ellipsoid heat-source model takes into account the laser energy diffusion in the powder, and its calculated-results accuracy is better than that of the Gaussian surface heat-source model in the simulation of the 18Ni300 selective laser melting process. Thus, the double ellipsoid heat-source can describe the temperature field evolution and molten pool size during the selective laser melting process better than the Gaussian surface heat-source model. The width of the molten pool is not only related to the laser power and scanning speed, but also to the laser energy diffusion in the powder. The effect of the scanning speed on the width and depth of the molten pool is nonlinear. Under the same laser energy density, the depth and width of the molten pool obtained using high laser power and high scanning speed are larger. The width calculated using the double ellipsoid heat-source model is in good agreement with the experimental data, thus providing a basis for the optimization of the selective laser melting process.

**Key words** laser technique; temperature field; selective laser melting; double ellipsoid heat source; Gaussian surface heat source; molten pool size

**OCIS codes** 140.6810; 140.3390; 160.3900