

强脉冲电子束辐照材料表面形貌演化的模拟

喻晓 沈杰 钟昊玟 张洁 张高龙 张小富 颜莎 乐小云

Simulation on surface morphology evolution of metal targets irradiated by intense pulsed electron beam

Yu Xiao Shen Jie Zhong Hao-Wen Zhang Jie Zhang Gao-Long Zhang Xiao-Fu Yan Sha Le Xiao-Yun

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 216102 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.216102

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.216102>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphys.ac.cn/CN/Y2015/V64/I21>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于 $1/f$ 噪声的 NPN 晶体管辐照感生电荷的定量分离

Quantitative separation of radiation induced charges for NPN bipolar junction transistors based on $1/f$ noise model

物理学报.2015, 64(13): 136104 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.136104>

栅控横向 PNP 双极晶体管基极电流峰值展宽效应及电荷分离研究

The base current broadening effect and charge separation method of gate-controlled lateral PNP bipolar transistors

物理学报.2014, 63(11): 116101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.116101>

氦离子低温预辐照对不锈钢中氦泡生长抑制作用的 Monte Carlo 模拟研究

Inhibition effect of low-temperature pre-irradiation of helium ions on the growth of helium bubble in stainless steel: a Monte Carlo simulation

物理学报.2014, 63(10): 106102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.106102>

300 eV--1 GeV 质子在硅中非电离能损的计算

Numerical investigation of non-ionizing energy loss of proton at an energy range of 300 eV to 1 GeV in silicon

双极电压比较器电离辐射损伤及剂量率效应分析

Analyses of ionization radiation damage and dose rate effect of bipolar voltage comparator

物理学报.2014, 63(2): 026101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.026101>

强脉冲电子束辐照材料表面形貌演化的模拟*

喻晓¹⁾ 沈杰¹⁾ 钟昊玟¹⁾ 张洁¹⁾ 张高龙¹⁾ 张小富¹⁾
颜莎²⁾ 乐小云^{1)†}

1)(北京航空航天大学, 物理科学与核能工程学院, 北京 100191)

2)(北京大学, 重离子物理研究所, 北京 100871)

(2015年4月16日收到; 2015年6月30日收到修改稿)

在回顾和总结强脉冲电子束表面改性实验的基础上, 利用有限元数值计算方法对强脉冲电子束辐照铝和304不锈钢产生的温度场进行模拟, 给出了靶的近表面区域流体状态存在的特征尺度和特征时间, 并对不同材料特性下熔坑的产生原因进行了讨论. 采用两相流模型, 通过水平集方法和有限元方法结合的计算流体力学模拟了熔坑和表面突起形貌在表面处于熔融状态下的运动特征, 通过和实验数据相对比, 验证了对于高黏度, 高表面张力的高熔点金属, 表面处于流体状态下的张力驱动效应是熔坑等表面形貌演化的重要原因.

关键词: 强脉冲电子束, 表面形貌, 流场, 表面张力

PACS: 61.80.-x, 52.59.-f, 44.10.+i, 47.61.-k

DOI: 10.7498/aps.64.216102

1 引言

强脉冲电子束(IPEB)作用于固体材料表面时, 可以在 μs 或亚 μs 的时间范围内在材料表层 μm 尺度的深度范围内形成极高的功率密度场, 导致材料表面温度剧烈地上升和下降, 伴随产生熔化、汽化、烧蚀羽流和冲击应力等现象^[1]. 通过这些效应, 可以对材料表面进行改性处理, 达到提高材料表面硬度, 提高抗腐蚀能力, 消除表面机械划痕等效果^[2,3]. 而IPEB的辐照也可以在材料的表面产生 μm 尺度的喷发熔坑, 这对于材料的机械性能具有不利的影响, 故研究熔坑的产生和演化机理对于IPEB表面改性技术具有重要的意义.

与IPEB材料表面处理相类似的强脉冲离子束(IPIB)辐照金属与合金材料的研究中也发现了熔坑的存在, 除 μm 尺度的离子团簇对靶表面的撞击可以导致熔坑产生外^[4,5], 晶界的存在也会诱发熔坑产生^[5]. 有研究者认为, IPIB入射时, 离子可以

引发空位产生, 空位聚集并受到晶界阻碍形成低密度区域, 最终可以造成局部过热和喷发^[6]. 与之相类似, 对于IPEB的实验研究表明, 电子的入射会形成大量非平衡态空位及其他缺陷^[7], 这种缺陷被认为可能是熔坑的成因^[8]. 但由于空位聚集所产生缺陷的尺寸比熔坑尺寸要小几个量级, 所以这种定性的解释显得较为牵强. 空位模型的另一个不足是, 在强脉冲束入射的过程中, 靶的表面在快速升温的过程中很有可能已经处于液态^[9-11], 而此时空位和晶界等概念已经不再适用. 为了解释熔坑的形成和演化机理, 传热和热应力模型被用于分析IPEB引发的靶表面的温度场和应力场^[9-11], 通过传热模型可以对IPEB入射材料表面之后温度场的分布和演化计算, 并由此定性描述熔坑的产生. 亦有研究认为, IPEB会造成材料表面区域温度的剧烈变化, 产生冲击热应力而导致熔坑产生^[11]. 这些理论研究加深了对于熔坑形成机理的认识, 但其不足在于, 当IPEB入射使材料温度高于熔点之后, 材料的表面实际处于液态, 而以往的模型并未考虑

* 国家自然科学基金(批准号: 11175012)和国家科技重大专项(批准号: 2013 GB109004)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xyle@buaa.edu.cn

流体性质,如张力和黏度等因素的影响,所以在解释IPEB辐照材料表面引发的熔坑的形貌和运动趋势时存在一定的困难.

总结过去IPEB辐照不同材料表面形貌的分析结果,可以发现喷发型的熔坑依据其形貌可大致分为两类:一类是在钢^[12,13]、镍^[14]、钛^[15]、铜^[12]、钼^[16]、硅^[17]、镍基高温合金^[18]等材料表面,产生的熔坑具有清晰的圆形边缘;另一类是在铝^[12]、镁及其合金^[19,20]的表面,产生的熔坑通常具有喷溅状的不规则边界.就总的发展趋势而言,在大量实验中观测到熔坑会随着辐照次数增加而变浅并最终形成波浪状表面^[13,19,20].这些现象单纯通过传热或者应力效应难以说明,但在考虑由IPEB形成的表面熔融金属和烧蚀气体的流体动力学特性之后,可以得到合理的解释.

本文结合以往的实验观测结果,利用有限元方法(FEM)计算IPEB辐照铝和304不锈钢产生的温度场,并据此估计表面融化区域的空间范围和持续时间.在此基础上,采用水平集方法(LSM)模拟低压气体环境下熔融不锈钢表面的熔坑和微突起形貌在表面张力驱动下的运动特性,解释IPEB辐照下金属表面形貌的演化过程.

2 温度分布和流场分析的物理模型

2.1 温度分布物理模型

入射电子的绝大部分能量会随着电子在靶中的慢化而转化为热能并使靶的温度升高.根据传热学理论,IPEB作用于材料表面的热过程可以通过含有热源的傅里叶传热方程描述:

$$\rho C_V \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \nabla^2 T + P, \quad (1)$$

其中 ρ , C_V 和 λ 为材料的密度、比热容和热导率,它们是与温度相关的函数,取自AHM公司的材料数据库(Material Property Database). P 为IPEB在材料中产生的功率密度分布.由于在数 μs 的时间范围内,IPEB引发的热场的横向传热效应远弱于沿深度方向的传热,所以对于这个时间范围的热场研究,可以采用一维近似.对于一维条件下的热源函数 $P(z, t)$,其形式为

$$P(z, t) = W \cdot d(z) \cdot g(t), \quad (2)$$

其中, $d(z)$ 为归一化的电子阻止本领,

$$d(z) = \frac{\left(\frac{dE}{dz}\right)(z)}{\int_0^{\text{ion range}} \left(\frac{dE}{dz}\right)(z) dz}. \quad (3)$$

对于 $\left(\frac{dE}{dz}\right)(z)$,通过蒙特卡罗电子输运程序Casino计算.对于爆炸发射型的IPEB发生装置(如Nagezhda-2^[1-3]),其电子束发射遵循空间电荷限制并可以通过查尔德朗缪尔定律(亦称三分之二次方定律)进行描述:

$$J_e = \frac{4\varepsilon_0 \sqrt{2e}}{9\sqrt{m_e}} \cdot \frac{U^{3/2}}{(d_0 - v \cdot t)^2}, \quad (4)$$

其中 J_e 为电子流密度, U 为电子束二极管工作电压, d 为初始的二极管阴阳极间距, ε_0 为真空介电常数, v 为二极管阴极等离子体的扩散速度, m_e 为电子质量, e 为电子电荷.该定律说明,在二极管工作电压较高时,会产生较强的电子流密度,且此时发射的电子被较高的电压加速,这意味着IPEB中高能量电子的比例较高.本文对IPEB采用单能近似.

$g(t)$ 为归一化的时间演化函数,在这里我们采用高斯脉冲近似.通过量纲分析,可以发现 W 的量纲为每单位面积的能量,即IPEB的横向能量分布,可以使用量热器或者红外方法测量获得.

初始条件为

$$T(z, 0) = T_0, \quad (5)$$

T_0 为靶的初始温度,取298 K.

对于边界条件,为了衡量辐射损失,取斯特藩-玻尔兹曼边界条件

$$j = \varepsilon \sigma (T^4 - T_0^4), \quad (6)$$

其中 j 为辐射功率密度通量, ε 为辐射系数,对光洁金属表面取0.3, σ 为斯特藩-玻尔兹曼常数, T 为靶表面的温度, T_0 为环境温度,取靶的初始温度298 K.方程使用有限元程序Comsol Multiphysics进行求解.

2.2 液体金属流动物理模型

IPEB产生的表面熔融液体金属的运动近似为不可压缩层流,可以通过纳维-斯托克斯方程描述其运动:

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} - \nabla \cdot \mu (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T)$$

$$+ \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} + \nabla p = \mathbf{F}, \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (8)$$

其中 ρ 为流体的密度, \mathbf{u} 为流场速度矢, μ 为流体的动态黏度, p 为流体压强, \mathbf{F} 为源项, 本文由流体界面的表面张力产生. 计算中, 液体不锈钢密度 ρ_l 取 7.93 g/cm^3 , 动态黏度 μ_l 取 $6 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$; 低压背景气体的密度 ρ_g 取 $1.293 \times 10^{-7} \text{ g/cm}^3$ (对应 0.01 Pa 的气压), 动态黏度 μ_g 取 $1.67 \times 10^5 \text{ Pa}\cdot\text{s}$; 界面张力系数取 1.7 N/m .

2.3 水平集方程

LSM 通过标量函数 $\phi(x, y)$ 描述两相流的界面 [21]. 通过计算计算区域中各点的 ϕ 值, 可以得到其到相界面的距离. ϕ 为常数 (通常为零), 即所谓边界零水平集:

$$\Gamma = \{x | \phi(x, t) = 0\}. \quad (9)$$

在流体运动中, ϕ 遵循

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \phi = 0, \quad (10)$$

其中 \mathbf{u} 为流场速度矢.

界面两侧流体性质的不同可以通过 ϕ 表征, 流体密度和黏度在界面两侧的过渡可以描述为

$$\rho = \rho_g + H(\phi)(\rho_l - \rho_g), \quad (11)$$

$$\mu = \mu_g + H(\phi)(\mu_l - \mu_g), \quad (12)$$

其中 $H(\phi)$ 为平滑阶跃函数, 其形式为

$$H(\phi) = (1 + \tanh(-\phi/n))/2. \quad (13)$$

在上式中, $H(\phi)$ 的值在液相取 0, 在固相取 1. n 是定义过渡区间宽度的函数.

界面处的表面张力作为计算的源项依照如下形式定义:

$$\mathbf{F}_{\text{ST}} = \gamma k \delta(\phi) \mathbf{n}, \quad (14)$$

其中 \mathbf{F}_{ST} 为纳维斯托克斯方程中由张力引起的体积力源项, γ 为表面张力系数, k 为界面曲率, $\delta(\phi)$ 为狄拉克函数, \mathbf{n} 为界面处的单位法向矢. $\delta(\phi)$ 近似为

$$\delta(\phi) = \frac{n_2}{\sqrt{\pi}} e^{-n_2^2 \cdot \phi^2}. \quad (15)$$

\mathbf{n} 和 k 可以通过 ϕ 表示为

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|}, \quad (16)$$

$$k = \nabla \cdot \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|}. \quad (17)$$

为了保持 ϕ 的距离函数性质, 采用文献 [21] 的方法进行时间离散的迭代重新初始化. 求解的迭代方法为, 通过初始化得到时间节点 t_n 的水平集函数 $\phi(x, t_n)$, 然后通过求解水平集方程得到下一时间节点水平集函数 $\phi(x, t_{n+1})$ 在整个求解域中的值, 此时水平集函数已经不再满足符号距离函数的特性. 对方程进行重新初始化, 进行离散化求解, 采用迭代方法, 得到最小的 ϕ 值作为水平集函数的值. 然后通过计算区域内 ϕ 值求解流体的控制方程, 得到 t_{n+1} 时刻物理量的值, 确定这个时刻的速度场的压力场.

3 计算结果与讨论

图 1 中的两条曲线为通过蒙特卡罗程序 Casino 计算的 27 keV 的电子在不锈钢和铝中的归一化能损函数. 能量沉积约在最大射程的 $1/3$ 处达到最大值, 然后逐渐下降. 由于电子阻止本领的差异, 电子在不锈钢中的射程只有在铝中射程的约 $1/3$. 这意味着同样的 IPEB 辐照不锈钢时, 在表面产生的功率密度要远高于铝.

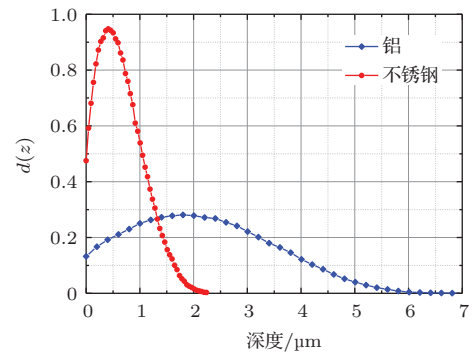


图 1 (网刊彩色) 27 keV 电子在不锈钢和铝中的深度归一化能损函数

Fig. 1. (color online) Depth-normalized energy loss function of 27 keV electrons in stainless steel and aluminum.

图 2 和图 3 分别为电子能量为 27 keV , 束流横截面能量密度为 2 J/cm^2 和 3 J/cm^2 , 脉冲长度为 800 ns 的 IPEB 辐照铝靶和 304 不锈钢靶后 $2 \mu\text{s}$ 内的温度分布. 计算采用的靶的厚度为 $80 \mu\text{m}$, 图像只选取了有明显温度变化的区域进行展示. 可以发现, 由于铝中的电子射程和导热系数都较大, 所以同样的 IPEB 在铝中的温度影响区要远深于钢; 而钢中由于导热系数小且电子射程短, 所以表面区域的温度上升幅度要高于铝.

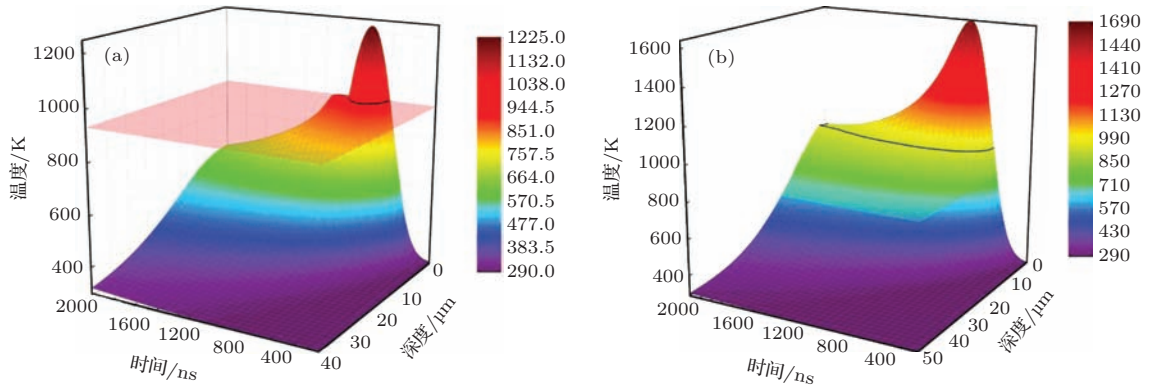


图2 (网刊彩色) 800 ns, 2 J/cm² (a) 和 3 J/cm² (b) IPEB 辐照铝靶引发的温度分布和演变
 Fig. 2. (color online) Temperature distribution and evolution in aluminum target induced by 800 ns, 2 J/cm² (a) and 3 J/cm² (b) IPEB.

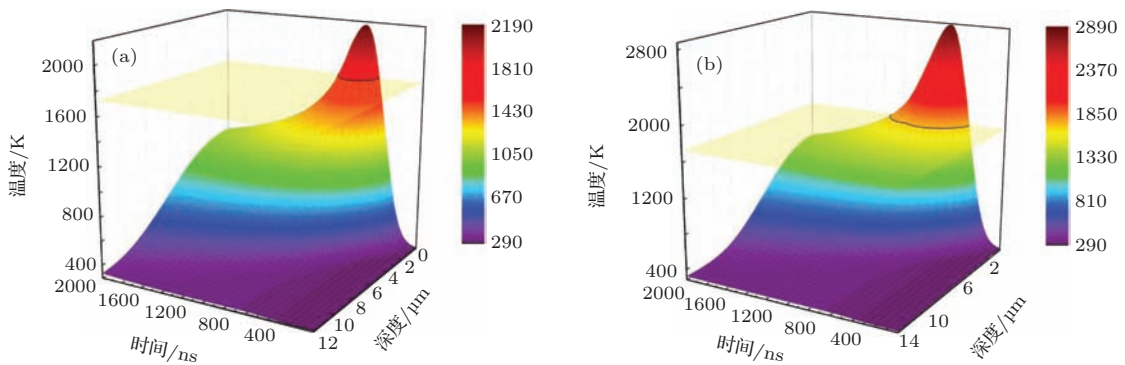


图3 (网刊彩色) 800 ns, 2 J/cm² (a) 和 3 J/cm² (b) IPEB 辐照 304 不锈钢引发的温度分布和演变
 Fig. 3. (color online) Temperature distribution and evolution in 304 stainless steel target induced by 800 ns, 2 J/cm² (a) and 3 J/cm² (b) IPEB.

图2和图3中通过熔点温度平面和靶中温度场的截面表征 IPEB 辐照之后融化区域的特征深度和持续时间. 当 IPEB 能通量为 2 J/cm² 时, 铝的表面熔融的时间超过 400 ns, 熔融区深度达到接近 5 μm; 不锈钢表面的熔融时间亦可达到近 400 ns, 但熔融区深度只有不到 2 μm. 当 IPEB 能通量提到高到 3 J/cm² 时, 铝的表面熔融时间接近 2 μs, 熔融区的深度接近 8 μm; 而此时不锈钢的表面熔融时间达到 800 ns, 熔融区深度接近 3 μm. 而当 IPEB 能通量提高时, 靶表面的最高温度也会有显著的提升. 考虑到液态金属的黏度会随着温度的上升而降低, 在使用更高能通量的 IPEB 进行辐照时, 不仅材料表面融化区的持续时间更长、深度更大, 而且由于液体的流动性更强, 质量迁移的幅度也会更大. 一维传热方程假定 IPEB 的横截面分布和材料结构和物性的分布是均匀的. 但在实际的脉冲高能束材料处理中, 在相同的实验参数下, 多晶材料表

面产生的熔坑密度远高于单晶材料, 这表明晶界的存在会促使熔坑产生. 晶界对于熔坑产生可能影响为: 晶界在不同相之间形成界面热阻, 导致热量的不均匀传递而使局部区域优先达到沸点, 形成喷发中心并生成微米尺度的熔坑. 高温状态下的铝、镁等金属熔沸点低, 容易达到沸点并产生喷发气体, 而且其黏度和表面张力系数均较低, 烧蚀气流与液态金属互相作用时容易造成液体张力约束的局部破缺而造成具有不规则边界的喷溅状熔坑. 而对不锈钢、铜、钛等熔沸点较高的金属, 由于局部的汽化相对较弱, 液态金属由于黏度和张力系数较高而可以通过张力约束形成边界较为清晰的圆形熔坑.

图4为处于熔融状态不锈钢表面的凸起由于张力的牵引作用而产生的质量移动. 可以看到, 处于液体状态时, 表面曲率较大的部位会存在较高的应力. 应力的牵引会导致周围质量的迁移, 随之产生应力的释放和表面曲率减小. 在实验上会表现为

表面凸起和划痕会变得更加平缓. 传热分析说明, 单次 IPEB 脉冲产生的表面流场存在的时间可以长达数百 ns. 这可以解释, 在实验中, 能量较高的单次的 IPEB 脉冲即可使表面的划痕等形貌得到很大程度的消除.

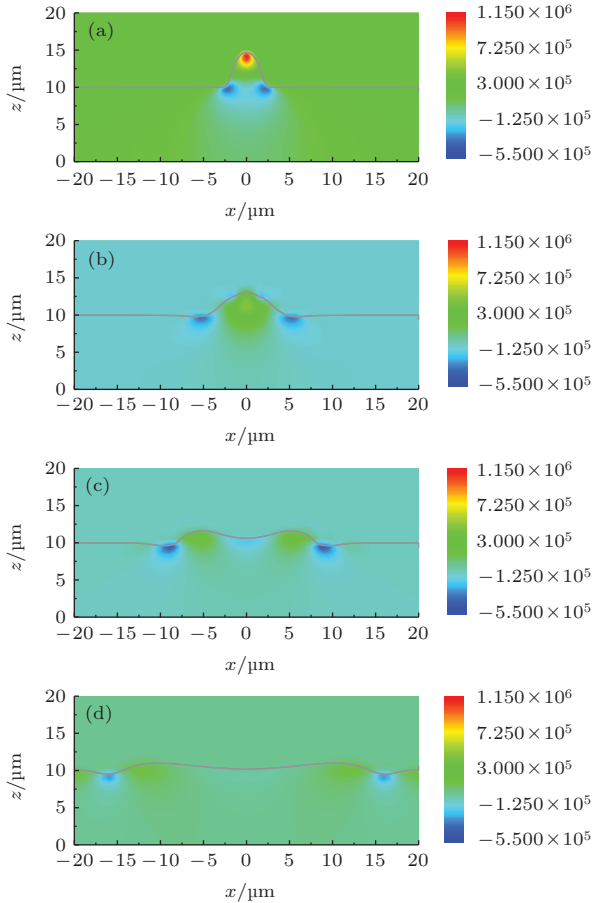


图4 (网刊彩色) 液态 304 不锈钢表面微凸起的界面 (图中灰线) 演化和应力分布 (Pa) (a) 0 s; (b) 200 ns; (c) 500 ns; (d) 1000 ns

Fig. 4. (color online) Interface (the grey line) evolution and pressure distribution (Pa) of liquid protuberance at (a) 0 s, (b) 200 ns, (c) 500 ns, (d) 1000 ns in 304 stainless steel.

图5为使用二维轴对称模型计算的不锈钢表面深 $1\ \mu\text{m}$, 半径约为 $5\ \mu\text{m}$ 的熔坑在流体状态下界面和应力分布的演化. 可以看到, 熔坑的边缘部分两侧会产生反向应力, 这种作用会使得熔坑的边缘同时产生向心和背心运动, 并使熔坑中心区域和外部区域之间形成一个过渡区并不断扩张. 扩张的结果是熔坑面积增大和深度变浅^[13]. 向心运动使质量向熔坑中心区域移动并产生一个逐渐减小的圆形区域. 质量向中心的聚集会产生应力在中心部位的集中, 并使得质量重新向外扩张, 形成同心环状熔坑.

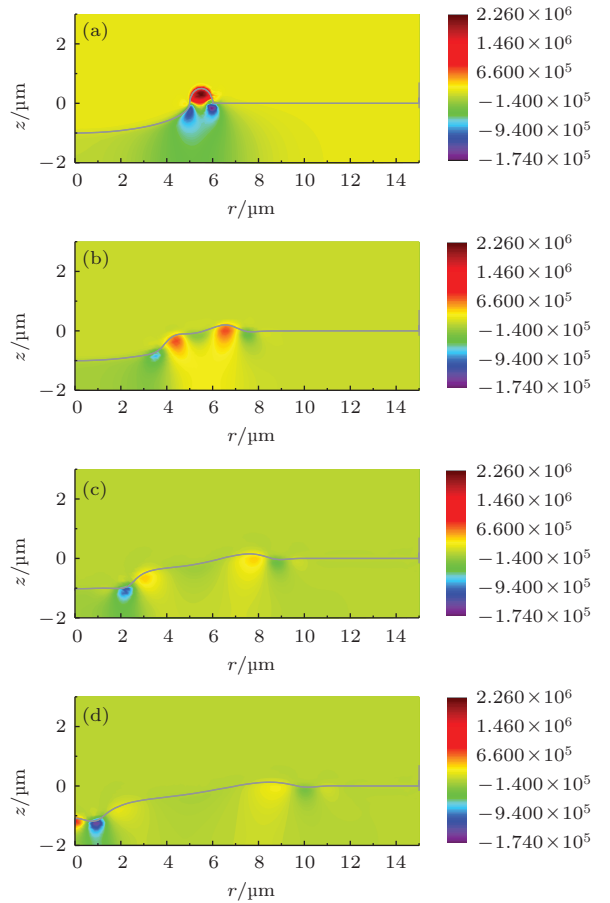


图5 (网刊彩色) 液态 304 不锈钢表面熔坑 (二维轴对称切面) 的界面 (图中灰线) 演化和应力分布 (Pa) (a) 0 s; (b) 50 ns; (c) 100 ns; (d) 150 ns

Fig. 5. (color online) Interface (the grey line) evolution and pressure (Pa) distribution of 2-D axisymmetric crater simulation at (a) 0 s, (b) 50 ns, (c) 100 ns, (d) 150 ns in 304 stainless steel.

图6为通过图5得到的熔坑的三维形貌. 可以看到, 张力引发的质量向心迁移可能在中心部分形成一个较小的平面区域或缩小为一个缩孔, 这在实验中已经被观测到^[15]. 实际材料表面上的熔坑不是孤立存在的, 大量熔坑受到 IPEB 辐照后边缘在扩散的过程中会发生交叠和干涉. 熔坑的扩散和变浅使得材料表面产生较为平缓的波浪状形貌^[13,19,20]. 在表面的平均曲率减小之后, 由于张力的释放, 表面在处于液体状态时, 张力产生的牵引作用会减弱. 这在实验上通常表现为, 在经过 30—50 次脉冲之后, 材料表面形成较为平缓的波浪状形貌, 当继续进行辐照时, 表面形貌的演化速度减慢而难以观测到明显的变化. 就材料本身的性质而论, 黏度系数和表面张力系数会产生不同的效应: 黏度系数越大, 液体的流动性就越差; 表面张力系数越大, 张力驱动效应就越明显, 处于液体状

态时表面形貌的演化就会越快. 在温度上升时, 由于黏度系数的下降通常比张力系数更快, 在使用高功率密度的电子束辐照时, 由于热效应更加强烈, 材料表面的流动效应会更加明显.

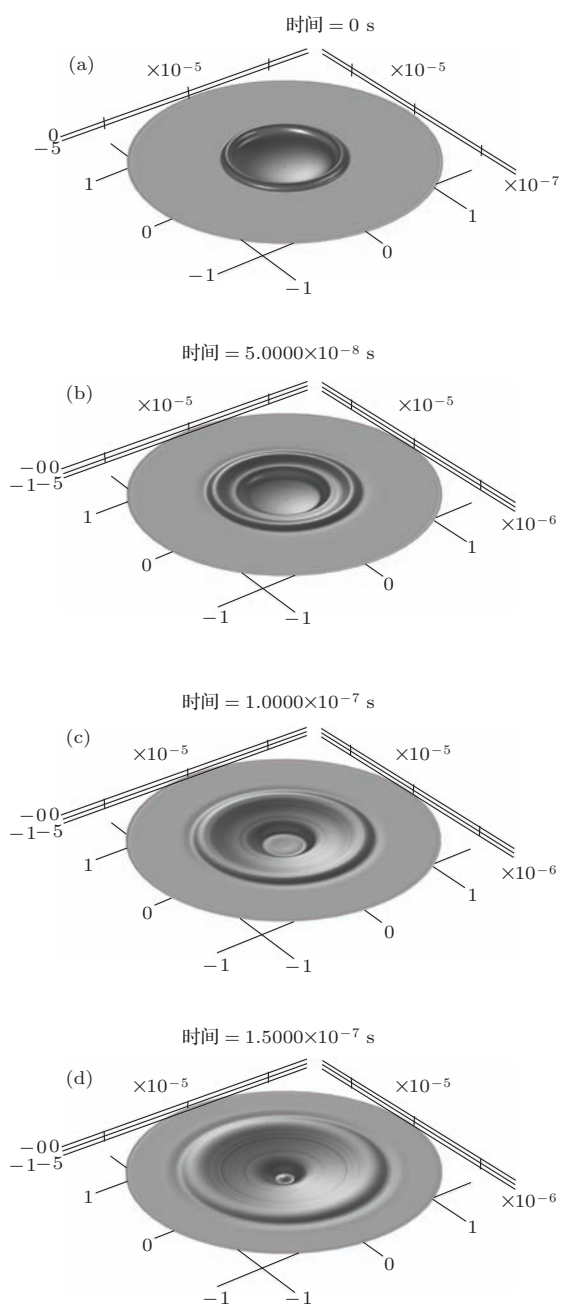


图6 (网刊彩色) 304 不锈钢表面熔坑形貌的演化 (a) 0 s; (b) 50 ns; (c) 100 ns; (d) 150 ns

Fig. 6. (color online) Simulated crater morphology evolution at (a) 0 s, (b) 50 ns, (c) 100 ns, (d) 150 ns on 304 stainless steel.

在以上流体计算中假定液体金属上方的气体环境保持在高真空状态, 即电子束辐照时不产生剧烈蒸发气体. 对于不锈钢、铜、镍等金属, 由于在高温状态下黏度较高, 液体的张力效应不容易受到

气流扰动的影响, 在上述近似下, 熔坑的运动趋势和形态可以得到较好的描述. 但对于铝、镁等低熔点金属, 较低的注入功率即可使其表面温度达到沸点, 产生剧烈的表面蒸发; 同时由于其黏度较低, 气流的剧烈扰动会破坏张力的约束作用产生喷溅状的熔坑或多孔表面. 在这种情况下, 必须在模型中引入蒸发气流作用进行修正.

4 结 论

通过模拟 IPEB 表面改性过程中温度场和表面流场的分布和演化, 分析了 IPEB 在铝和不锈钢表面产生的表面流场的存在特征深度和时间. 流场分析表明, 对于具有较高黏度和表面张力系数的金属材料, 在不产生剧烈局部喷发的情况下, 金属表面张力的约束作用可以使材料表面的微熔坑呈圆形. 张力引发的质量迁移会使材料表面曲率下降并使表面起伏程度降低. 而在产生剧烈局部喷发情况下, 低黏度低张力系数金属可能由于张力的约束作用受到扰动而使产生喷溅状表面熔坑.

感谢托木斯克综合技术大学的 G. E. Remnev 教授和 A. I. Pushkarev 教授在电子束诊断实验方面的指导和帮助.

参考文献

- [1] Proskurovsky D I, Rotshtein V P, Ozur G E, Ivanov Yu F, Markov A B 2000 *Surf. Coat. Technol.* **125** 49
- [2] Dong C, Wu A, Hao S, Zou J, Liu Z, Zhong P, Zhang A, Xu T, Chen J, Xu J, Liu Q 2003 *Surf. Coat. Technol.* **163** 620
- [3] Proskurovsky D I, Rotshtein V P, Ozur G E, Markov A B, Nazarov D S, Shulov V A, Ivanov Yu F, Buchheit R G 1998 *J. Vac. Sci. Technol. A* **16** 2480
- [4] Shulov V A, Nochovnaya N A 1999 *Nucl. Instrum. Meth. B* **148** 154
- [5] Wood B P, Perry A J, Bitteker L J, Waganaar W J 1998 *Surf. Coat. Technol.* **108-109** 171
- [6] Yan S, Le X Y, Zhao W J, Xue J M, Wang Y G 2005 *Surf. Coat. Technol.* **193** 69
- [7] Pogrebnyak A D, Bratushka S, Boyko V I, Shamanin I V, Tsvintarnaya Yu V 1998 *Nucl. Instrum. Meth. B* **145** 373
- [8] Pogrebnyak A D, Mikhailov A D, Pogrebnyak N A, Tsvintarnaya Yu V, Laverntiev V I, Iljashenko M, Valyaev A N, Bratushka S, Zecca A, Sandrik R 1998 *Phys. Lett. A* **241** 357
- [9] Qin Y, Zou J, Dong C, Wang X, Wu A, Liu Y, Hao S, Guan Q 2004 *Nucl. Instrum. Meth. B* **225** 544
- [10] Grosdidier T, Zou J X, Stein N, Boulanger C, Hao S Z, Dong C 2008 *Scripta. Mater.* **58** 1061

- [11] Hao S, Yao S, Guan J, Wu A, Zhong P, Dong C 2001 *Curr. Appl. Phys.* **1** 203
- [12] Fetzner R, Mueller G, An W, Weisenburger A 2014 *Surf. Coat. Technol.* **258** 549
- [13] Zhang K., Zou J, Grosdidier T, Dong C, Yang D 2006 *Surf. Coat Technol.* **201** 1393
- [14] Cheng D Q, Guan Q F, Zhu J, Qiu D H, Cheng X W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7300 (in Chinese) [程笃庆, 关庆丰, 朱健, 邱东华, 程秀围, 王雪涛 2009 物理学报 **58** 7300]
- [15] Li Y, Cai J, Lv P, Zou Y, Wan M Z, Peng D J, Gu Q Q, Guan Q F 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 56105 (in Chinese) [李艳, 蔡杰, 吕鹏, 邹阳, 万明珍, 彭冬晋, 顾倩倩, 关庆丰 2012 物理学报 **61** 56105]
- [16] Ji L, Yang S Z, Cai J, Li Y, Wang X T, Zhang Z Q, Hou X L, Guan Q F 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 236103 (in Chinese) [季乐, 杨盛志, 蔡杰, 李艳, 王晓彤, 张在强, 侯秀丽, 关庆丰 2013 物理学报 **62** 236103]
- [17] Gao Y, Qin Y, Dong C, Li G 2014 *Appl. Surf. Sci.* **311** 413
- [18] Su Y, Li G, Niu L, Yang S, Cai J, Guan Q 2015 *J. Nanomater.* **501** 876539
- [19] Hao S, Gao B, Wu A, Zou J, Qin Y, Dong C, An J, Guan Q 2005 *Nucl. Instrum. Meth. B* **240** 646
- [20] Gao B, Hao S, Zou J, Wu W, Tu G, Dong C 2007 *Surf. Coat. Technol.* **201** 6297
- [21] Sussman M, Smereka P, Osher S 1994 *J. Comput. Phys.* **114** 146

Simulation on surface morphology evolution of metal targets irradiated by intense pulsed electron beam*

Yu Xiao¹⁾ Shen Jie¹⁾ Zhong Hao-Wen¹⁾ Zhang Jie¹⁾ Zhang Gao-Long¹⁾
Zhang Xiao-Fu¹⁾ Yan Sha²⁾ Le Xiao-Yun^{1)†}

1) (School of Physics and Nuclear Energy Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

2) (Institute of Heavy Ion Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

(Received 16 April 2015; revised manuscript received 30 June 2015)

Abstract

Based on the review of previous experimental and theoretical studies on the surface processing by a pulsed intense electron beam, the induced temperature field in aluminum and 304 stainless steel is simulated by the finite element method (FEM) to estimate the existing time and depth of molten metal flow field on the irradiated surface. The generation of craters is attributed to the thermal resistance formed by the grain boundaries, and the influence of material properties on the mechanism of crater evolution is also discussed. Two-phase flow field simulation on molten metal is carried out with a combination of level-set method and FEM to estimate the mass transfer behavior at the craters and surface protuberance. It is revealed that the mass transfer effect driven by surface tension is an important factor for the formation and evolution of round-shaped craters on the surface of metals with high melting point, viscosity and surface tension coefficient. However, for metals with low melting point, due to the strong disturbance by ablating gas plume and low surface tension effect, the craters are more likely to have irregular splashing edges.

Keywords: intense pulsed electron beam, surface morphology, flow field, surface tension

PACS: 61.80.-x, 52.59.-f, 44.10.+i, 47.61.-k

DOI: 10.7498/aps.64.216102

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11175012), and the National Science and Technology Major Project of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 2013 GB109004).

† Corresponding author. E-mail: xyle@buaa.edu.cn