

doi:10.3788/gzxb20184708.0847016

液体激光诱导转移的格子玻尔兹曼仿真研究

黄亚军^{1,2}, 蔡文莱^{1,2}, 陈英怀^{1,2}, 黄志刚^{1,2}

(1 广东工业大学 机电工程学院, 广州 510006)

(2 广州市非传统制造技术及装备重点实验室, 广州 510006)

摘 要:采用介观尺度的格子玻尔兹曼方法,结合气-液两相流模型,对藻酸盐溶液的激光诱导液体转移进行了三维模拟.为获取气-液两相流模型的入口条件,引入 Rayleigh-Plesset 方程对等离子体气泡的演化进行计算.数值模拟结果与之前的实验结果吻合,反映了气泡形状变化和液体的向前向后转移现象.仿真研究表明液体的激光诱导转移机制主要与气泡动力学有关,气泡的快速膨胀将引发向前转移,而气泡的剧烈收缩是形成向后转移的主要原因.

关键词:激光诱导转移;格子玻尔兹曼方法;激光诱导等离子体;数值仿真;两相流模型

中图分类号:TN249

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2018)08-0847016-8

Lattice Boltzmann Simulation of Laser-induced Transfer of Liquid

HUANG Ya-jun^{1,2}, CAI Wen-lai^{1,2}, CHEN Ying-huai^{1,2}, HUANG Zhi-gang^{1,2}

(1 School of Electro-mechanical Engineering, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510006, China)

(2 Guangzhou Key Laboratory of Nontraditional Machining and Equipment, Guangzhou 510006, China)

Abstract: The mesoscopic lattice Boltzmann method and the gas-liquid two-phase flow model are used to simulate the Laser-induced Forward Transfer (LIFT) of liquid. Rayleigh-Plesset equation is introduced to calculate the evolution of the plasma bubble, so as to obtain the inlet boundary conditions for the two-phase LBM model of the LIFT. The simulation results agree well with former experimental observations. The evolution of bubble shape, the forward and backward ejections are all faithfully represented, which suggests that the dynamics of the laser-induced bubble is mainly responsible for the material transfer in LIFT. The forward liquid ejection is related to the fast expansion of the laser-induced bubble, while the backward ejection is caused by the collapse of the bubble.

Key words: Laser-induced forward transfer; Lattice Boltzmann method; Laser-induced plasma; Numerical simulation; Two-phase flow model

OCIS Codes: 140.3390; 350.5030; 140.3340; 160.3710

0 引言

激光诱导向前转移(Laser-induced Forward Transfer, LIFT)是一种高分辨率直写的印刷技术,由于其无需掩膜,可以用来转移固态金属材料、半导体材料、粘性液态材料、生物组织等,具有适用材料范围广等优点而备受关注^[1-4].其中液体的诱导转移在电子行业、生物技术等方面有重要的应用.液体的 LIFT 转移过程受激光材料相互作用、等离子体行为和流体动力学等复杂因素的影响,其具体机制仍不完全清楚.对于激光与材料的作用机理以及激光诱导等离子在各种介质中的传播特性,国内外很多学者在实验和理论上已做了大量的研究^[5-6].激光辐照材料时,一部分被材料反射或直接透过材料,其余能量则被材料吸收并激发产生作

基金项目:国家自然科学基金(Nos.11172072,51175091)资助

第一作者:黄亚军(1991-),男,硕士研究生,主要研究方向为纳秒激光诱导加工.Email:604616986@qq.com

导师(通讯作者):黄志刚(1975-),男,教授,博士,主要研究方向为微观与多尺度计算及其在微细加工过程的仿真.Email:huangzg@gdut.edu.cn

收稿日期:2018-07-05;录用日期:2018-08-20

<http://www.photon.ac.cn>

用于环境介质的等离子体.本文将采用格子玻尔兹曼方法对激光诱导液体的转移过程进行研究.

在 LIFT 和激光与材料的作用实验中,FREEMAN J R 等通过实验和模拟研究材料受激光作用后,在不同的压强及介质环境中等离子体与激光冲击波的传播方式和特点^[7].BRUJAN 等在近壁面用激光产生等离子空泡来研究激光产生等离子体空泡的动力学行为^[8].王雨虹等用水听器探测 LPP 空泡的声波,反推得到空泡的半径随时间变化的数据,并将实验结果与用 Rayleigh - Plesset 方程对空泡进行数值仿真的结果进行对比,结果十分吻合^[9].事实上,LIFT 的原理就是利用等离子体的传播作为驱动力使材料进行转移,通过控制激光参数和选择不同的材料来获得各式各样的转移效果,包括靶材向前水柱喷射、液滴喷射和沉积等.GRUENE M 等研究粘性溶液的转移实验,在实验中发现激光诱导向前转移的同时还伴随着有向后转移的现象^[10].也有学者通过仿真来研究 LIFT 的过程机理,BROWN M S 等利用实验获得的经验数据,在 CFD 软件中用 VOF 模型模拟仿真靶材的转移运动^[11].一般能够正常模拟激光诱导向前转移现象,然而鲜有向后转移的仿真模拟报道.

本文研究的激光诱导等离子体和激光诱导液滴转移涉及了两相的动力学:气体相和液体相.用传统的计算流体动力学方法处理多相流可压缩流体比较困难.近年来格子玻尔兹曼法(Lattice Boltzmann Method, LBM)在流体计算,特别是微介观流体计算领域受到了广泛的关注.由于 LBM 是从微观层面上描述气泡的运动,所以一些微观变量可以很容易地计入到所建立的物理模型中.而且 LBM 具有方案简单、冲击波计算分辨率高和可压缩性等优点,特别适合处理复杂多相流、悬浮液和粘弹性流体等问题^[12].本文利用格子玻尔兹曼方法建立液体 LIFT 转移过程的三维两相流模型,得到激光诱导转移形成的三维瞬态结果,在数值模型中演示了 LIFT 中的向前向后转移现象.模拟结果不仅对解释液体的 LIFT 转移机制具有重要作用,而且可以为激光参数和材料参数的选择提供指导.

1 数学物理模型

1.1 激光诱导液体转移的基本原理

在激光诱导转移的实验中,激光透过约束层(石英玻璃)辐照靶材层(液体靶材)表面,当入射激光大于一定强度时,靶材材料吸收足够的能量,表面温度急剧上升产生汽化甚至等离子化.在约束层和流体靶材之间产生高温高压的等离子体气泡,气泡由于内部高压向外膨胀,膨胀的过程受到流体粘滞力、表面张力和环境压强的共同影响.在膨胀过程中,流体粘滞力表现为一个阻碍的作用,是一种被动的力;而流体表面张力和环境压强则表现为一个约束力的作用,是一种主动的力.随着气泡的膨胀,气泡体积逐渐变大,根据理想气体状态方程,其内部的压强逐渐减小,所以膨胀的趋势将逐渐减缓.当气泡内部压强不足以抵抗流体表面张力和环境压强时,气泡就会收缩使其内部压强变大.这时粘滞力就表现为阻碍气泡收缩,所以这就产生了一个气泡膨胀收缩交替进行且势头逐步衰减的脉动过程.气泡膨胀会推动靶材向前转移并沉积在接收基底上,如图 1 所示.

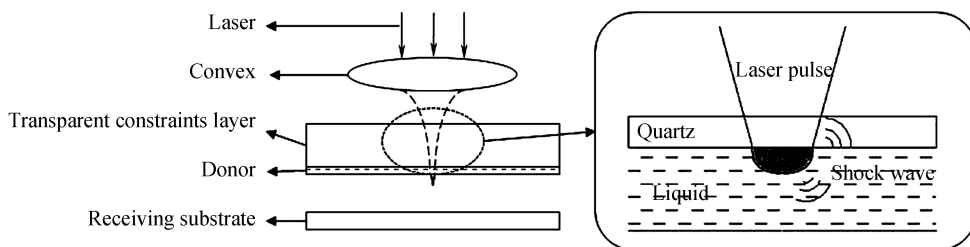


图 1 液体靶材的激光诱导转移原理

Fig.1 Principle of laser induced transfer of liquid target

不失一般性,本文对激光诱导藻酸盐溶液的转移过程进行数值模拟仿真,激光与材料参数的选择与文献[11]一致,以便对仿真结果进行对比验证.在激光诱导藻酸盐转移实验中,用金作为牺牲层,牺牲层在激光诱导向前转移过程中只起到吸收激光能量的作用,所以在仿真模型中不考虑牺牲层对流场的影响.具体的加工参数包括激光参数、材料参数和环境参数等如表 1 所示.

表 1 模型参数
Table 1 Model parameter

Parameters	Value
Laser spot radius, r	50 μm
Laser energy, E	10~150 μJ
Laser wavelength, λ	1 064 nm
Laser pulse width, T_p	10 ns
Absorption rate, α	10%
Solid impact resistance, Z_{solid}	$2.1 \times 10^6 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
Fluid impact resistance, Z_{fluid}	$0.165 \times 10^6 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
Adiabatic coefficient, γ	1.3
Kinematic viscosity, ν	$0.148 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$
Surfacetension, σ	0.045 N/m
Fluid density, ρ	1 023 kg/m^3
Fluid thickness, d	60 μm
Air phase density, ρ_{air}	1.225 kg/m^3

1.2 格子玻尔兹曼仿真方法

1.2.1 格子玻尔兹曼计算原理

格子玻尔兹曼法根据玻尔兹曼分布率和元胞自动机原理,求解流体流动问题^[13].LBM的思想是将原宏观上表现为连续流动的流体假设为一系列的流体微团组成,采用微观概率密度分布函数描述微团的运动,在时间和空间上将其划分为离散单元,微团根据特定方式在规则的格子上迁移和碰撞,如图2所示.由于LBM是从微观层面上描述气泡的运动,所以一些微观变量很容易地被计入到所建立的物理模型中,而且LBM具有方案简单、冲击波计算分辨率高和可压缩性等优点,特别适合计算复杂多相流、悬浮液和粘弹性流体.微团的碰撞运动可根据微观分布函数的变化进行描述^[14],即

$$f_i(x+c\Delta t, t+\Delta t) - f_i(x, t) = -\Omega[f_i(x, t) - f^{\text{eq}}(x, t)] \quad (1)$$

式中, f_i 表示微团 i 的微观分布函数, x 表示格子上的格点, c 表示流体微团的离散速度集合, Δt 表示离散时间步长, Ω 表示碰撞矩阵, f^{eq} 表示平衡态分布函数.碰撞方程可在动量空间中,采用碰撞和迁移两个基本步骤进行数值求解.目前多采用多松弛模型以降低数值震荡,即

$$f_i(x+c\Delta t, t+\Delta t) - f_i(x, t) = -\mathbf{M}^{-1}\mathbf{S}[m(x, t) - m^{\text{eq}}(x, t)] \quad (2)$$

式中, $m(x, t)$ 和 m^{eq} 表示动量矢量, $\mathbf{M} = (m_0, m_1, m_2, \dots, m_n)^T$, 松弛矩阵 \mathbf{S} 是一个对角矩阵.最后通过统计学知识获取微团的局部流动行为来得到流体流动的整体宏观现象,建立起介观与宏观之间的联系,以模拟流体在介观层面上的运动状态.

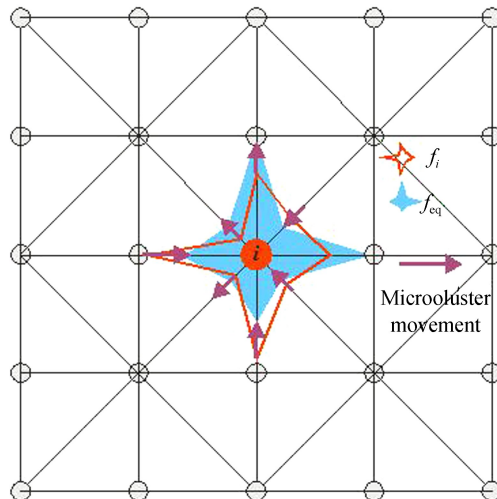


图2 格子玻尔兹曼法计算原理:流体微团在空间网格上碰撞、迁移示意图

Fig.2 Lattice Boltzmann calculation principle: collision and migration of fluid micelles on a spatial grid

1.2.2 格子玻尔兹曼气-液两相流仿真模型

在模拟激光诱导向前向后转移实验的模型中,包括两种物相:激光诱导产生的等离子气体相和目标靶材的流体相.该模型涉及复杂的气-液两相流界面演化和流动,空间尺度处于介观水平.本文采用格子玻尔兹曼法来求解激光诱导的液体转移,不需要对流场进行网格划分,只需要设置流场的格子分辨率,综合模型求解需要,设定均匀格子分布,分辨率为 $1 \mu\text{m}$.模型的左右两边和下面的边界条件设置为压力出口,压强为一个标准大气压.上面表示靶材所依附的石英玻璃,边界条件设置为壁面,如图 3 所示.关于等离子气泡的影响,模型中用流量入口进行描述,通过流量入口条件表示等离子体气泡的体积变化.下节将对激光诱导液体转移中的等离子体动力学进行分析,以此确定格子玻尔兹曼两相流模型的入口条件.

1.3 激光诱导液体转移中的等离子体动力学

激光诱导产生的等离子体实际上是一个高压气泡,在脉冲激光辐射停止时,可产生最大的压强^[15],以此时的状态作为等离子体动力学的初始状态.气泡受到溶液和约束层的约束,气泡的初始压强可估算为

$$P(0) = 0.01 \sqrt{\frac{aZ I_0}{2a+3}} \quad (3)$$

式中, $P(0)$ 是初始压强(单位 Gpa); a 是牺牲层对激光的吸收率; I_0 是激光的能量强度, $I = E / (\pi r^2 T_p)$, 单位为 GW/cm^2 , E 是激光脉冲的能量, T_p 是激光脉冲宽度; Z 是约化冲击阻抗,由式(4)计算得出

$$\frac{2}{Z} = \frac{1}{Z_{\text{fluid}}} + \frac{1}{Z_{\text{solid}}} \quad (4)$$

式中, Z_{fluid} 和 Z_{solid} 分别是溶液和石英玻璃的冲击阻抗.材料冲击阻抗的大小与密度 ρ_i 和声速 D_i 有关^[16], 即 $z_i = \rho_i D_i$.公式及下文中未标注物理量的含义及单位参见表 1.

考虑到溶液的厚度 ($60 \mu\text{m}$) 远大于气泡的初始半径(约 $5 \mu\text{m}$), 可忽略周围空气环境,认为气泡沉浸于单纯的液体之中,空气环境的影响可通过环境气压表示.之前的实验观测表明^[17], 气泡扩张的初期,其形状近似为半球形,因此,可以通过 Rayleigh-Plesset(RP) 方程来描述壁面处气泡半径随时间的演化过程^[9].气泡壁的运动过程受到气泡内压、溶液粘滞力、表面张力和大气环境压强的共同影响为

$$R \ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 + 4\nu \frac{\dot{R}}{R} + 2 \frac{\sigma}{\rho R} = \frac{P_R(t) - P_\infty(t)}{\rho} \quad (5)$$

式中, P_∞ 环境压强; P_R 是气泡的压力; R 是气泡的半径; \dot{R} 是气泡半径的变化速度; \ddot{R} 是气泡半径变化的加速度; ρ 是液体的密度; σ 是表面张力; ν 是运动粘度.由于环境液体具有较大的比热容,假定液体处于恒温状态,其表面张力和粘度取恒定值(见表 1).

激光诱导等离子体气泡的动态过程中,热量的损失主要有两部分组成:一是气泡与环境的对流;二是气泡与约束层的热传导.其中对流损失的热量远小于热传导损失的热量,热传导损失的热量为 $E_1 = \lambda_1 \pi r^2 T_p T/D$; 其中 λ_1 是石英玻璃的导热系数,约为 $2 \text{ J}/\text{m} \cdot \text{s} \cdot ^\circ\text{C}$; D 是石英玻璃的厚度,约为 1 mm . 计算得出热传导损失的热量 $E_1 = 1.57 \times 10^{-7} \mu\text{J}$, 而气泡吸收的热量 $E_0 = E \times 10\%$ 远大于热传导损失的热量,因此假定激光诱导等离子体气泡的动态过程没有热量的损失,将这个动态过程视为绝热过程, $PV^\gamma = \text{const}$ ^[18], 因此气泡的压强公式为

$$P(t) = P(0) \left[\frac{V(0)}{V(t)} \right]^\gamma = P(0) \left[\frac{R(0)}{R(t)} \right]^{3\gamma} \quad (6)$$

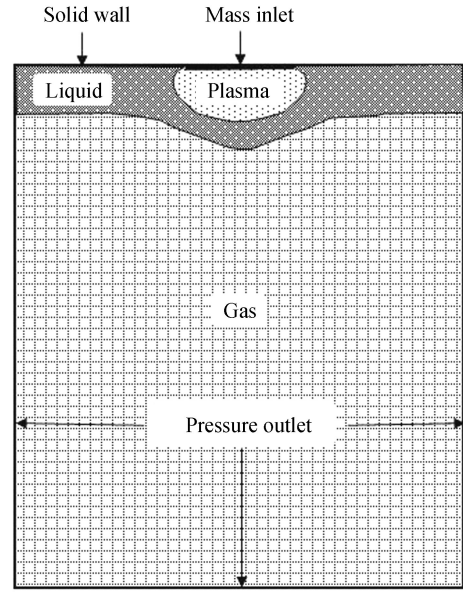


图 3 激光诱导转移的 LBM 气-液两相流模型
Fig.3 LBM two-phase flow model of laser-induced transfer

式中, V 为半球形气泡的体积, $V = (2/3)\pi R^3$; γ 为绝热系数^[19], 对于水蒸气, $\gamma = 1.3$; $R(0)$ 为初始的气泡半径, 可通过热分析进行计算, 根据本文的实验条件, $R(0)$ 为 5×10^{-6} m.

在激光诱导液体转移的 LBM 模型中, 等离子体气泡体积变化通过流量入口 F_{in} 描述, 流量入口的参数为

$$F_{in}(R) = \rho_{air} \frac{dV}{dt} = 2\pi R^2 \dot{R} \rho_{air} \quad (7)$$

式中, $F_{in}(R)$ 为流量入口 (Kg/s); ρ_{air} 为气相密度; R 与 \dot{R} 由式 (5) 和 (6) 计算得到.

2 结果分析

2.1 入口条件

对 RP 方程式 (5) 进行数值求解, 得到了在不同的激光脉冲能量下等离子体气泡的半径 R 随时间的演化过程, 结果如图 4 所示. 在气泡产生的初期, 由于气泡内部极高的初始压强, 气泡剧烈膨胀. 气泡膨胀到一定体积时, 内部的压强与外部作用力 (包括环境压强和表面张力) 达到平衡, 然而由于惯性作用, 气泡壁将继续向外扩张而产生过冲, 使气泡内部形成一定的负压. 在表面张力和负压的作用下, 气泡开始收缩. 到气泡运动的后期, 气泡半径变小, 表面张力迅速增大, 气泡收缩的速度逐渐加剧, 直到气泡溃灭. 整个气泡的生命周期很短, 随着激光脉冲能量的增加, 气泡的生命周期逐渐增大.

根据 RP 方程在不同激光脉冲能量下的求解结果, 通过式 (7) 计算得到 LBM 两相流模型的入口边界条件, 如图 5 所示. 在气泡扩张阶段, 气泡体积不断增大, 入口流量为正. 而在气泡塌缩阶段, 体积变小, 与此相应, 入口流量为负.

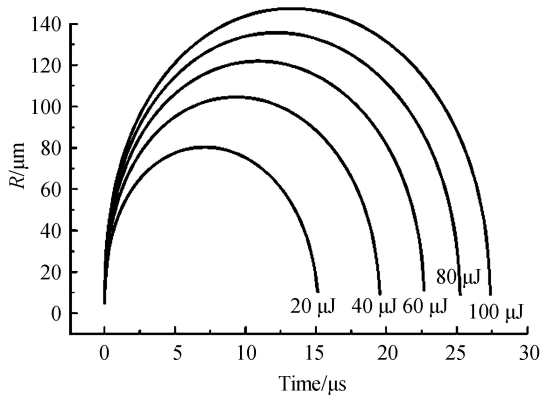


图 4 不同激光脉冲能量下等离子体气泡半径随时间的变化
Fig.4 The plasma bubble radius change with time at different laser pulse energy

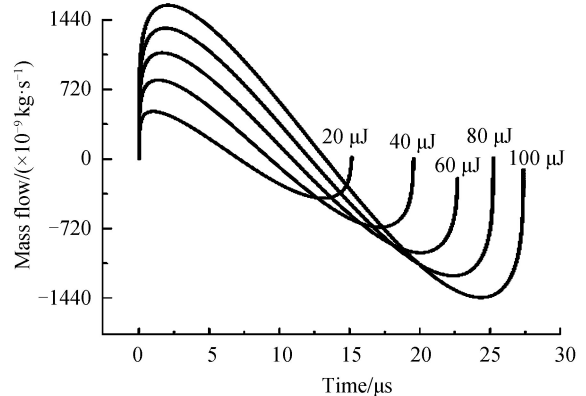


图 5 不同激光脉冲能量下入口流量随时间的变化
Fig.5 Inlet mass flow rate change over time under different laser pulse energy

2.2 激光诱导液体转移过程的仿真结果

通过仿真发现, 在不同的激光脉冲能量作用下, 液体靶材的转移状态大致分为三种: 无转移、稳定转移和喷溅. 在激光脉冲能量较小时, 等离子体气泡膨胀引起的推动力较小, 导致靶材液的初始速度较低, 无法抵消粘滞力的影响, 靶材不能向前转移, 仅形成乳状凸起. 随着激光脉冲能量的增大, 气泡膨胀产生的推动力增加, 靶材达到的初始速度增大, 粘滞力不足以抵消液体向前的冲力, 靶材向前转移并形成一条稳定的细长液柱. 当激光脉冲能量过大时, 气泡剧烈膨胀, 使靶材发生不稳定的喷溅. 激光能量越大, 喷溅越剧烈, 喷溅液柱的数量和方向都难以预测.

本文更关注激光诱导液体的稳定转移过程, 对转移的不同阶段及其作用机制进行了仔细分析. 以本文所选的参数为例, 当 $E = 60 \mu\text{J}$ 时可得到稳定的转移结果, 如图 6 所示. 在 $11.5 \mu\text{s}$ 之前, 等离子体气泡产生的初期, 气泡迅速膨胀并推动溶液层向前转移. 该阶段的气泡膨胀剧烈, 使得溶液获得一个较大的向前转移的速度, 气泡底部受粘滞作用的影响, 附着于约束层上, 速度接近为零, 而气泡顶端则可获得较大的向前速度, 速度最高达到 74 m/s , 如图 7 所示. 由于速度的不均匀分布, 使气泡形状偏离球形, 形成一个近似倒圆锥的形状. 当气泡的体积达到极大值后, 气泡开始收缩, 收缩的动力主要来源于溶液的表面张力和环境的大气压力. 不过由于惯性作用, 顶端的液体将继续向前运动, 逐渐与气泡的主体分离, 形成一条明显的向前射流. 有趣的

是,到 $22.5 \mu\text{s}$ 之后,随着气泡的加速收缩,向后转移的速度最大在 250 m/s 以上.气泡顶端的液体形成了两条方向相反的射流,外部的液体由于惯性向前转移,而内部的液体受气泡壁加速收缩的带动,发生向后的转移.观察 $18.5 \mu\text{s}$ 时的结果发现,向前转移的液体中包含着气体,有可能是气泡收缩时,溶液向中间聚合,气泡前端部分气体来不及逃逸出来就被溶液包裹进去,相关结果有待实验验证.

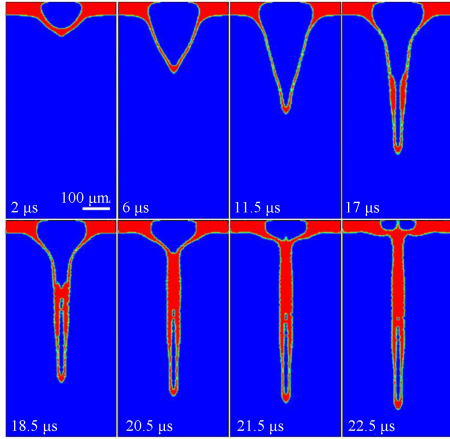


图6 激光诱导转移的仿真流场随时间演化结果
Fig.6 Simulation of flow field of LIFT over time

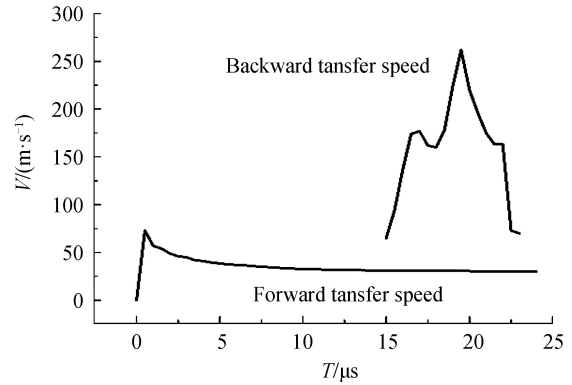
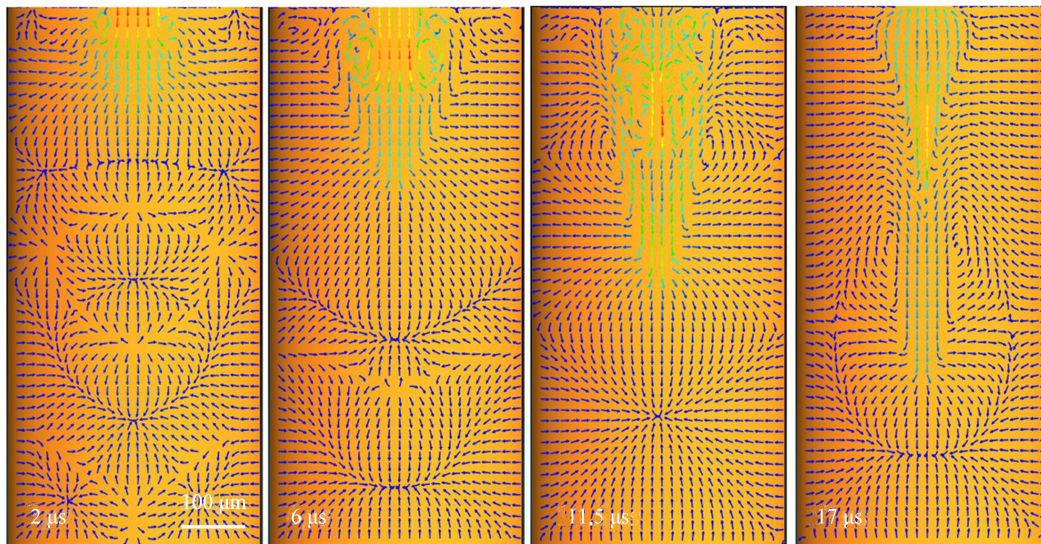


图7 激光诱导液体转移向前向后转移的速度随时间的变化
Fig.7 The rate of laser-induced liquid transfer forward and backward transfer with time

目前关于向后喷射的机理,一般有两种解释.一是气泡膜中流体的汇集和碰撞,将在气泡的顶端同时引发向前和向后的射流,此时向前和向后喷射的速度大致相同^[20];二是气泡的剧烈非对称塌缩,引起气泡顶端后部的流体向后喷射,而前部的流体由于惯性,则继续向前喷射.本文的仿真中未发现气泡膜中流体的强烈汇集运动,且向后喷射的喷射速度远大于向前喷射,图8是激光诱导转移的仿真流场速度随时间演化结果,因此气泡动力学可能是引起向前向后喷射的主要原因.前人的实验观测中,也揭示了激光诱导向后喷射与气泡动力学之间的关联^[10].实际上,固体壁面附近,由于气泡的非对称塌缩,引起指向壁面的射流(本文中的向后喷射),在其他条件下已经有人观测到^[21],本文的研究证实,激光诱导向前转移中同时产生的向后喷射现象,也是由类似的气泡动力学机理引起.



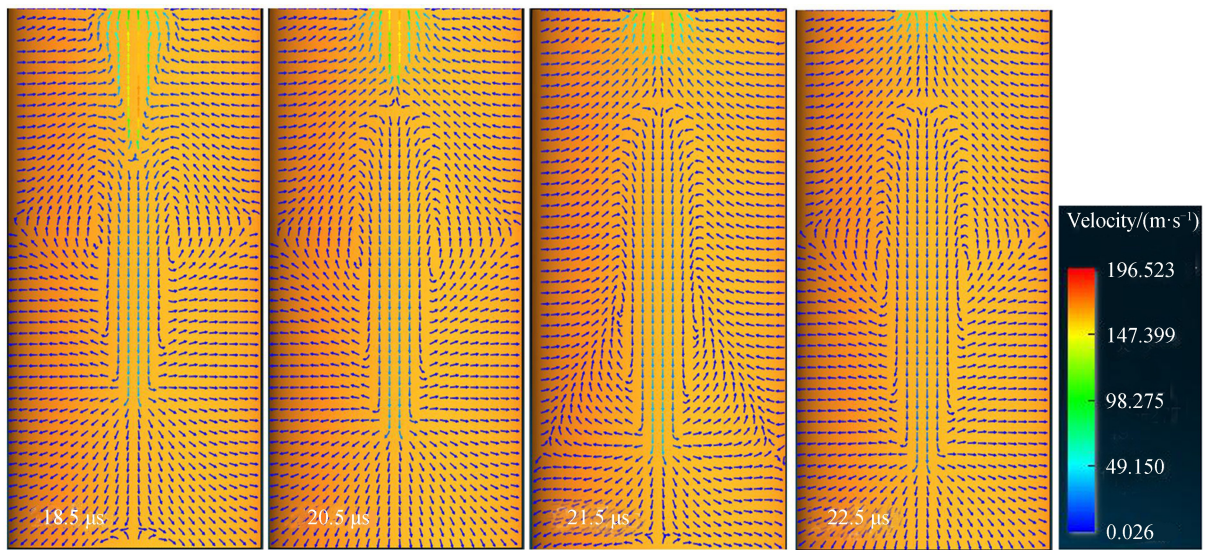


图8 激光诱导转移的仿真流场速度随时间演化结果
Fig.8 Simulation of flow field velocity of LIFT over time

在液体的 LIFT 转移过程中,激光诱导的等离子体将推动靶材向前运动,转移到接收基底上.近年来 GRUENE M 等的实验表明,单个激光脉冲有可能同时引发向前和向后的材料转移^[10],这就为液体 LIFT 的精确控制带来了更多挑战.而关于向前尤其是向后转移产生的机制,至今尚未有定论.比较常见的两种理论是:1)基于热应力的流体变形机制;2)基于等离子体气泡扩张的流体推动机制^[22].目前对液体 LIFT 的理论与仿真研究,大多能够反映液体的向前转移,然而遗憾的是,向后转移的仿真重现鲜有报道.本文的仿真结果与 GRUENE M 等实验观测的吻合程度较高,不仅气泡形状的变化与观测结果一致,而且也正确反映了液体的向前与向后转移,如图 9 所示.由此我们认为,液体的激光诱导转移机制主要与气泡动力学有关,气泡的快速膨胀将引发向前转移,而气泡的剧烈收缩是形成向后转移的主要原因.

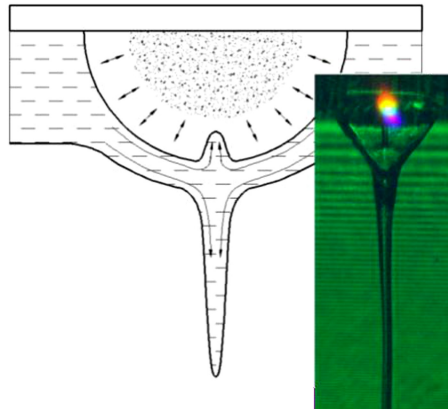


图9 激光诱导液体向前向后转移的原理与观测结果
Fig.9 Principle and observation of laser induced liquid forward and backward transfer

3 结论

本文针对激光诱导等离子体气泡与液体靶材之间的相互作用和激光诱导液体转移机制,采用格子玻尔兹曼方法建立了激光诱导液体转移的三维两相流数值仿真模型,并引入了 Rayleigh-Plesset 方程来描述在不同激光脉冲能量情况下等离子体气泡半径演化过程,获得了气-液两相流模型的流量入口条件.通过改变流量入口的变化来控制模型中气泡的膨胀与收缩,模拟了激光诱导等离子体气泡与藻酸盐溶液之间的相互作用及其流场演化过程,并对流场随时间的演化过程进行分析.数值仿真结果与之前的实验结果基本吻合,不仅气泡形状的变化与观测结果一致,而且反映了气泡形状变化和液体的向前向后转移现象.结果表明液体的

激光诱导转移机制主要与气泡动力学有关,气泡的快速膨胀将引发向前转移,而气泡的剧烈收缩是形成向后转移的主要原因.相关研究可为精确控制 LIFT 过程提供参考.

参考文献

- [1] ZENOU M, SA'AR A, KOTLER Z. Laser jetting of femto-liter metal droplets for high resolution 3D printed structures [J]. *Scientific Reports*, 2015, **5**: 17265.
- [2] INUI T, MANDAMPARAMBIL R, ARAKI T, *et al.* Laser-induced forward transfer of high-viscosity silver precursor ink for non-contact printed electronics[J]. *Rsc Advances*, 2015, **5**(95): 77942-77947.
- [3] KOUNDOURAKIS G, ROCKSTUHL C, PAPAZOGLU D, *et al.* Laser printing of active optical microstructures[J]. *Applied Physics Letters*, 2001, **78**(7): 868-870.
- [4] SKARDAL A, ATALA A. Biomaterials for integration with 3-D Bioprinting[J]. *Annals of Biomedical Engineering*, 2015, **43**(3): 730-746.
- [5] FARID N, HARILAL S S, DING H, *et al.* Emission features and expansion dynamics of nanosecond laser ablation plumes at different ambient pressures[J]. *Journal of Applied Physics*, 2014, **115**(3): 277.
- [6] LI Ming, ZHANG Hong-chao, SHEN Zhong-hua, *et al.* Physical analyses of optical breakdown and plasma formation in water induced by laser[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(11): 1610-1614.
李明, 张宏超, 沈中华, 等. 激光导致水击穿和等离子体形成过程的物理分析[J]. 光子学报, 2005, **34**(11): 1610-1614.
- [7] FREEMAN J R, HARILAL S S, DIWAKAR P K, *et al.* Comparison of optical emission from nanosecond and femtosecond laser produced plasma in atmosphere and vacuum conditions[J]. *Spectrochimica Acta Part B Atomic Spectroscopy*, 2013, **87**(9): 43-50.
- [8] BRUJAN E A, NAHEN K, SCHMIDT P, *et al.* Dynamics of laser-induced cavitation bubbles near an elastic boundary used as a tissue phantom[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2001, **433**(433): 251-281.
- [9] HILGENFELDT S, BRENNER M P, GROSSMANN S, *et al.* Analysis of Rayleigh-Plesset dynamics for sonoluminescing bubbles[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2017, **365**(365): 171-204.
- [10] GRUENE M, UNGER C, KOCH L, *et al.* Dispensing pico to nanolitre of a natural hydrogel by laser-assisted bioprinting[J]. *Biomedical Engineering*, 2011, **10**(1): 19.
- [11] BROWN M S. Experimental and numerical study of laser-induced forward transfer printing of liquids[M]. Dissertations & Theses - Gradworks, 2011.
- [12] SHI Dong-yan, WANG Zhi-kai, ZHANG A-man. A modified lattice boltzmann model for simulating gas-liquid two-phase flow[J]. *Journal of Mechanics*, 2014, **46**(2): 224-233.
史冬岩, 王志凯, 张阿漫. 一种模拟气液两相流的格子波尔兹曼改进模型[J]. 力学学报, 2014, **46**(2): 224-233.
- [13] GUO Zhao-li. The principle and application of lattice Boltzmann method[M]. Science Press, 2009.
郭照立. 格子 Boltzmann 方法的原理及应用[M]. 科学出版社, 2009.
- [14] MOHANMAD A A. Lattice Boltzmann method: fundamentals and engineering applications with computer codes[M]. London Springer, 2011: 15- 17.
- [15] MAO X, WEN S B, RUSSO R E. Time resolved laser-induced plasma dynamics[J]. *Applied Surface Science*, 2007, **253**(15): 6316-6321.
- [16] SANO Y, MUKAI N, OKAZAKI K, *et al.* Residual stress improvement in metal surface by underwater laser irradiation[J]. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research*, 1997, **121**(1): 432-436.
- [17] FABBRO R, FOURNIER J, BALLARD P, *et al.* Physical study of laser - produced plasma in confined geometry[J]. *Journal of Applied Physics*, 1990, **68**(2): 775-784.
- [18] BODNAR R J. A method of calculating fluid inclusion volumes based on vapor bubble diameters and P-V-T-X properties of inclusion fluids[J]. *Economic Geology*, 1983, **78**(3): 535-542.
- [19] LI Geng-lai, CHEN Hong-mei. Gas adiabatic index calculation method[J]. *Oil and Gas Field Surface Engineering*, 1997, (5): 15-16.
李更生, 陈红梅. 气体绝热指数的计算方法[J]. 油气田地面工程, 1997, (5): 15-16.
- [20] INOGAMOV N A, ZHAKHOVSKII V V, KHOKHLOV V A. Jet formation in spallation of metal film from substrate under action of femtosecond laser pulse[J]. *Journal of Experimental & Theoretical Physics*, 2015, **120**(1): 15-48.
- [21] BRENNEN CE. Cavitation and bubble dynamics[M]. Oxford University Press, 1995.
- [22] YANG G W. Laser ablation in liquids: applications in the synthesis of nanocrystals[J]. *Cheminform*, 2007, **38**(38): 648-698.

Foundation item: The National Natural Science Foundation of China(Nos.11172072, 51175091)

引用格式: HUANG Ya-jun, CAI Wen-lai, CHEN Ying-huai, *et al.* Lattice Boltzmann Simulation of Laser-induced Transfer of Liquid[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2018, **47**(8): 0847016

黄亚军, 蔡文莱, 陈英怀, 等. 液体激光诱导转移的格子波尔兹曼仿真研究[J]. 光子学报, 2018, **47**(8): 0847016