

## 纳米流体内光驱流动实验及其解析解

刘哲 王雷磊 时朋朋 崔海航

### Experiments and analytical solutions of light driven flow in nanofluid droplets

Liu Zhe Wang Lei-Lei Shi Peng-Peng Cui Hai-Hang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 064701 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20191508

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191508>

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

流体黏性及表面张力对气泡运动特性的影响

Influence of viscosity and surface tension of fluid on the motion of bubbles

物理学报. 2017, 66(23): 234702 <https://doi.org/10.7498/aps.66.234702>

夸克介子模型的相图和表面张力

Phase structure and surface tension in quark meson model

物理学报. 2019, 68(18): 181101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190798>

表面活性剂对气-液界面纳米颗粒吸附规律的影响

Effect of surfactants on adsorption behavior of nanoparticles at gas-liquid surface

物理学报. 2020, 69(2): 026801 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190756>

纳米颗粒聚集形态对纳米流体导热系数的影响

Effect of aggregation morphology of nanoparticles on thermal conductivity of nanofluid

物理学报. 2019, 68(5): 054401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181740>

关于非均匀系统局部平均压力张量的推导及对均匀流体的分析

On the derivation of local mean pressure tensor for nonuniform systems and the analysis of uniform fluid

物理学报. 2019, 68(15): 156801 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182189>

# 纳米流体内液滴内的光驱流动实验及其解析解\*

刘哲<sup>1)</sup> 王雷磊<sup>1)</sup> 时朋朋<sup>3)4)†</sup> 崔海航<sup>2)3)‡</sup>

1) (西安建筑科技大学环境与市政工程学院, 西安 710055)

2) (西安建筑科技大学建筑设备科学与工程学院, 西安 710055)

3) (西安建筑科技大学力学技术研究院, 西安 710055)

4) (西安建筑科技大学土木工程学院, 西安 710055)

(2019年10月6日收到; 2019年12月16日收到修改稿)

在光透过性的流体介质中添加具有高光响应特性的纳米颗粒, 可以形成光驱动纳米流体, 实现对光能的高效利用. 本文针对光驱纳米流体流动行为开展实验观察和理论分析研究, 这是实现光驱纳米流动精确调控的理论基础. 首先利用粒子图像测速技术对液滴中直径为 300 nm 的  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒在不同光源照射下受 Marangoni 效应诱导的运动进行了实验观测, 研究光能向动能的高效转化机制. 实验结果表明, 当颗粒浓度大于临界数密度时, 可诱导出垂向具有对称结构的涡, 在液滴底部颗粒由四周向中心运动, 顶部则由中心向四周运动, 光源频率和颗粒数密度是这一过程的主导因素. 随后, 针对光强高斯分布的紫外光驱动下大颗粒数密度、特征流速约 mm/s 的光驱纳米流体, 通过 Stokes 方程和表面张力梯度边界条件实现了其流场分布的解析求解, 理论获得的流场分布解析解与实验测量结果保持一致, 证实定量理论分析的有效性. 最后, 讨论了引入表面张力与在液滴底部引入表面压力及体相中集中引入光辐射力的不同驱动模式之间的相关性. 这一研究成果为光微流控系统中流动行为的精确调控及光能的高效转化等提供了理论支持.

**关键词:** 纳米流体, 粒子图像测速, Marangoni 效应, 表面张力, 光辐射力

**PACS:** 47.10.ad, 47.15.G-, 47.20.Dr

**DOI:** 10.7498/aps.69.20191508

## 1 引言

光是最重要的能源形式之一, 光能的高效利用一直受到人们的广泛关注. 在基于流体介质的光能利用问题中, 流体通常都具有较好的透过性, 大部分光能直接穿过介质, 无法被加以利用, 只有在大幅提高光强后, 如采用激光束来驱动流体, 才能观察到显著的流动<sup>[1]</sup>. 将纳米颗粒加入液体后得到的性质稳定的悬浮液称为“纳米流体”<sup>[2]</sup>, 由于纳米流体具有良好的导热性能, 已被大量用于与强化换热有关的过程中. 理论上, 如果在流体中加入具有良

好光吸收性能的纳米颗粒, 利用纳米颗粒对光源的高吸收, 截留大量的光源能量, 是实现光能转化和高效利用的前提.

利用光驱动悬浮在液体中的纳米颗粒, 获得特定的运动功能, 是微尺度传热<sup>[3]</sup>、微混合<sup>[4]</sup>及微流控<sup>[5]</sup>等领域的关键问题. 目前, 相关研究多以实验为主, 主要集中在如何形成光源与纳米颗粒的有效作用, 以及观察所生成的不同运动形式, 如平动<sup>[6]</sup>、旋转<sup>[7]</sup>、集聚<sup>[8]</sup>等. Ibele 等<sup>[9]</sup>利用具有高斯分布的紫外光 (320—380 nm, 2.5 W/cm<sup>2</sup>) 驱动氯化银颗粒, 观察到颗粒在去离子水中呈现群聚现象, 速度可达 100  $\mu\text{m/s}$ . 之后, Xuan 等<sup>[7]</sup>利用均匀的近红

\* 陕西省自然科学基金研究计划 (批准号: 2018JM1029) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [shipengpeng@xjtu.edu.cn](mailto:shipengpeng@xjtu.edu.cn)

‡ 通信作者. E-mail: [cuihaihang@xauat.edu.cn](mailto:cuihaihang@xauat.edu.cn)

外光 (808 nm,  $70.3 \text{ W/cm}^2$ ) 驱动一侧涂覆 Au 的介孔二氧化硅纳米颗粒, 观察到颗粒在去离子水中的速度达  $47.5 \mu\text{m/s}$ . 此外, Mou 等<sup>[10]</sup> 利用  $\text{TiO}_2\text{-Pt}$  型 Janus 颗粒, 在具有高斯分布的紫外光 ( $368 \text{ nm}$ ,  $1 \text{ W/cm}^2$ ) 照射下, 驱动颗粒发生了一定的群聚现象, 速度约为  $21 \mu\text{m/s}$ . Bricard 等<sup>[11]</sup> 利用甲基丙烯酸甲酯颗粒, 观察到了类似的群聚现象, 研究还对出现的旋涡流动现象进行了研究. 上述研究从实验角度证明了光与颗粒之间会存在显见的相互作用, 但这些研究对光驱动机理的阐述仍不一致.

如何形成高效的光驱动纳米颗粒的运动, 涉及到复杂的多物理场耦合作用, 对此类问题的分析仍存在很多困难, 特别是缺少有关颗粒运动及流场的理论分析模型. 鉴于此, 本文利用具有高吸收且结构稳定的  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  纳米颗粒, 研究了非均匀高斯光束入射下颗粒的运动及所诱导的环形涡流. 第 2 节介绍了实验材料、实验流程及图像处理方法; 第 3 节分析了实验观测到的光诱导颗粒运动行为及影响流动的主要因素及液滴上表面的温度分布; 随后, 第 4 节通过引入表面张力梯度效应和流函数实现了光驱动纳米流体中 Stokes 流动现象的理论建模和解析求解, 对理论获得的流场分布解析解与实验测量结果进行了比较, 证实了定量理论分析的有效性. 最后, 针对此光驱动流体问题中涉及的三种涡流诱导机制的联系进行了讨论, 讨论了本文建立的理论模型的适用性.

## 2 实验方法

### 2.1 纳米颗粒

可选择具有高吸收且结构稳定的纳米颗粒用于形成稳定的光驱流动. 图 1(a) 为本文所使用的  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒 (苏州纳微科技有限公司), 其平均直径约  $300 \text{ nm}$ , 粒径的分散性较好. 特别的是, 颗粒的整体结构为核壳型结构, 以  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  为核,  $\text{SiO}_2$  均匀地包覆在  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒外部, 防止  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  氧化, 并能有效防止颗粒的团聚, 保持良好的单分散性, 从而提高了实验的重复性. 图 1(b) 为  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒在不同波长光下的吸收光谱. 在短波长区域 (紫外及部分可见光区域) 具有较好的光吸收能力, 其中在紫外区域吸收能力最强, 随着光波长的增加, 颗粒对光的响应能力则不断下降.

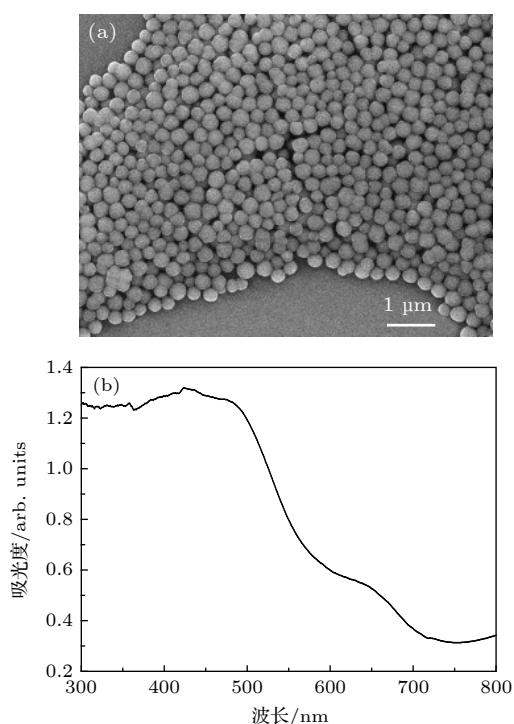


图 1  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  纳米颗粒的扫描电子显微镜形貌图 (a) 及 UV-Vis 吸收光谱 (b)

Fig. 1. Scanning electron microscopy image (a) and UV-Vis absorption spectrum (b) of  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  nanoparticle.

### 2.2 实验系统及实验流程

本实验采用装配有高速电荷耦合器件 (CCD) 的显微成像系统进行  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒的光驱动行为的实验研究. 图 2(a) 为实验系统的示意图, 主要包括 Nikon Eclipse Ti-S 型倒置荧光显微镜、红外相机 (Optris, PI 640)、Phantom VEO 710S 高速 CCD (Vision Research, Inc.). CCD 的分辨率为  $1280 \text{ pixel} \times 800 \text{ pixel}$ , 在  $20\times$  物镜下单像素尺寸为  $0.96 \mu\text{m}$ , 相应的物理视场范围约为  $1228 \mu\text{m} \times 768 \mu\text{m}$ . 拍摄帧率为  $1000 \text{ fps}$ , 对应的曝光时间为  $990 \mu\text{s}$ . 实验所用明场光源为白光, 激发光由  $100 \text{ W}$  汞灯经滤波片产生, 不同的滤波片可分别产生紫外光 (Ultraviolet (UV),  $\lambda_{E1} \in (380\text{—}420 \text{ nm})$ ), 光强  $I = 94.8 \text{ W/m}^2$ 、蓝光 (Blue,  $\lambda_{E2} \in (450\text{—}490 \text{ nm})$ ), 光强  $I = 112 \text{ W/m}^2$  和绿光 (Green,  $\lambda_{E3} \in (510\text{—}560 \text{ nm})$ ), 光强  $I = 750 \text{ W/m}^2$ .

图 2(b) 为光强具有高斯分布的光束照射到液滴后形成流动的示意图. 这里将液滴内的流动简化为一极小圆柱内的黏性流动, 采用柱坐标系 ( $e_r, e_\theta, e_z$ ) 进行描述, 原点  $o$  位于光轴与基底 ( $z = 0$ ) 的交点处. 光强在水平截面具有沿着  $z$  轴的对称性, 光

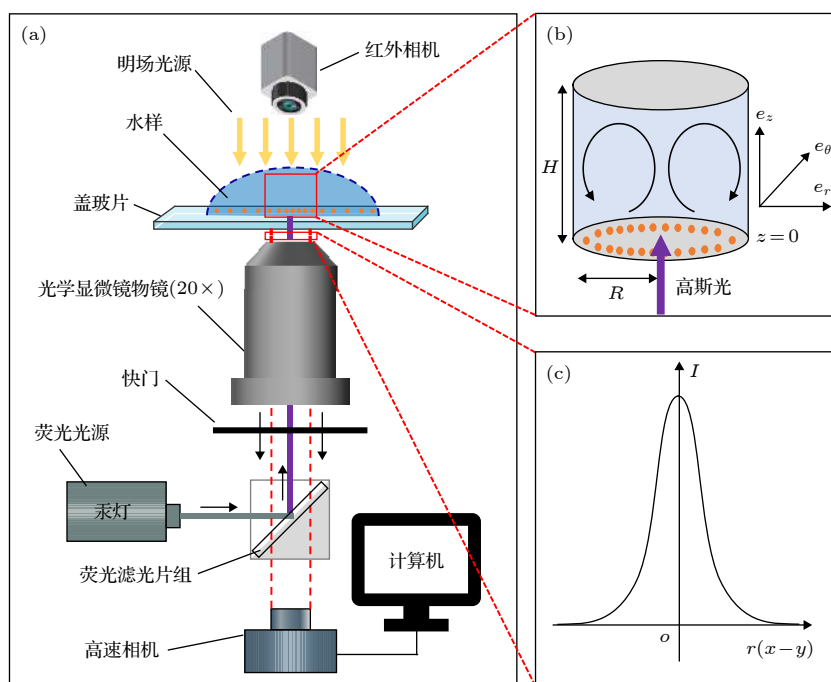


图 2 (a) 液滴内光驱流动实验装置示意图; (b) 液滴薄层内的流动示意图; (c) 水平截面为高斯分布的光强分布示意图

Fig. 2. (a) Schematic diagram of experimental system for light driven flow in droplet; (b) flow in a thin layer of droplet; (c) light intensity with Gaussian distribution in horizontal section.

强峰值位于中心处, 随偏离对称轴距离的增大光强逐渐衰减, 形成由外向内的光强梯度<sup>[12]</sup> (图 2(c)).

实验中, 首先配置高颗粒浓度的原液 (颗粒浓度约为 20 g/L), 随后将溶液与超纯水混合, 采用逐级稀释法得到不同浓度的稀释溶液. 每次实验前通过超声振荡保证形成单分散状态的  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒溶液, 然后取 50  $\mu\text{L}$  溶液滴在盖玻片上, 待溶液稳定后使用配有高速 CCD 的倒置荧光显微镜进行光驱流动实验, 对不同浓度溶液、三种激发光 (UV, Blue, Green) 进行光驱流动实验, 拍摄视频图像进行后续处理, 实验温度一般为 20  $^\circ\text{C}$ . 对于不同颗粒浓度的液滴, 我们将无法观测到有效流动的临界浓度记为  $C_0$  (约为 16.7 mg/L), 则可以根据稀释的倍率确定出其他高浓度液滴的相对浓度. 在拍摄视频图像的同时, 可以使用红外相机测量液滴表面的温度分布.

在录制实验视频后, 用 Phantom 高速 CCD 自带的软件 PCC 及 ImageJ, PIV, Matlab 等对上述实验视频进行处理分析. 首先, 在 PCC 中导出光驱流动颗粒在一定时段的多帧序列图像; 然后, 在 ImageJ 中将其转为灰度图, 这样有助于排除杂质、团聚颗粒的干扰; 之后, 通过开源程序 PIVlab<sup>[13]</sup> 对流场进行分析, 得到  $xoy$  平面上的速度云图及速

度矢量图; 最后, 通过 Matlab 处理相关信息, 绘制出颗粒的运动特性曲线.

## 3 实验结果

### 3.1 涡流流动

首先, 给出典型的  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒溶液 ( $C = 120C_0$ ) 在不同光源下的运动现象. 图 3 为在三种光源下  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒不同时刻的空间分布图, 焦平面为液层底部平面. 图 3(a) 为对照组, 即明场下  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒的运动行为, 此时并没有显见的运动发生, 仅为单颗粒的随机运动. 当切换至 UV 光源, 原本均匀分布在基底的颗粒在短时间 0.5 s 内向中心聚集, 并持续运动, 图 3(b) 和图 3(c) 分别对应 3 s 和 6 s 的流动图像; 升高焦平面至顶部自由液面, 发现此处的颗粒由中心向四周流动; 上下调整焦平面, 发现光轴中心处的颗粒浓度几乎一致. 可见, 由于颗粒和流体的相互作用, 颗粒的运动诱导了液层底部流体由四周向中心流动, 同时由于流动的连续性, 流体带动颗粒形成三维的环形涡流. 图 3(d)—(g) 分别为切换至蓝光 (图 3(d) 和图 3(e)) 和绿光 (图 3(f) 和图 3(g)) 时呈现的类似颗粒聚集行为, 流场的整体结构类似, 但驱动速度均有不同程度的下降.

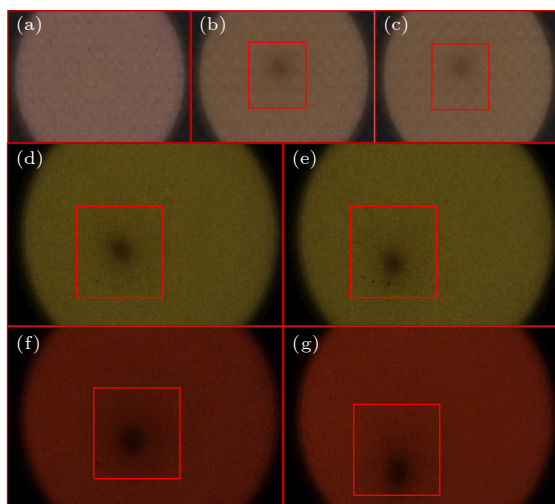


图3 不同光源驱动下  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒的空间分布 (a) 明场; (b) UV 照射 3 s; (c) UV 照射 6 s; (d) Blue 照射 3 s; (e) Blue 照射 6 s; (f) Green 照射 3 s; (g) Green 照射 6 s  
 Fig. 3. The spatial distribution of  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  particles driven by different light sources: (a) Bright field; (b) UV irradiation, 3 s; (c) UV irradiation, 6 s; (d) blue irradiation, 3 s; (e) blue irradiation, 6 s; (f) green irradiation, 3 s; (g) green irradiation, 6 s.

为了给出流场的定量特征, 对  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒的运动图像进行处理. 图4给出了  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒在不同光源驱动下的速度分布图. 从运动方向上看, 颗粒在底部平面上表现为由四周向中心的聚集行为; 从速度的幅值上可以看出颗粒的水平速度分量在中心处接近零, 意味着颗粒在中心附近转向垂向运动. 对比不同的光源, 可以看出 UV 驱动下颗粒的最大速度为 6.5 mm/s, 远大于蓝光和绿光的 0.85 和 0.5 mm/s. 另外, 改变激发光源的位置, 会影响流场的中心位置.

### 3.2 浓度及光源的影响

为研究不同浓度的  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  溶液的运动特性, 同时又保证颗粒的数密度足够大, 本文采用浓度分别为  $24C_0$ ,  $30C_0$ ,  $40C_0$ ,  $60C_0$ ,  $120C_0$  进行实验. 图5为颗粒浓度对驱动效果的影响. 可见随着溶液浓度的增大, 颗粒的最大运动速度也随之增大. 在 UV 照射下, 当颗粒溶液浓度  $24C_0 < C < 40C_0$  时, 随着颗粒浓度的快速增大, 运动速度与浓度呈线性关系; 而当颗粒浓度  $C > 40C_0$  时, 颗粒的最大运动速度增长率有所降低. 而在蓝光和绿光照射下, 随着颗粒浓度的增大, 颗粒的最大运动速度基本一致且总体呈线性增大, 但相应的颗粒最大运动速度增长率都较小.

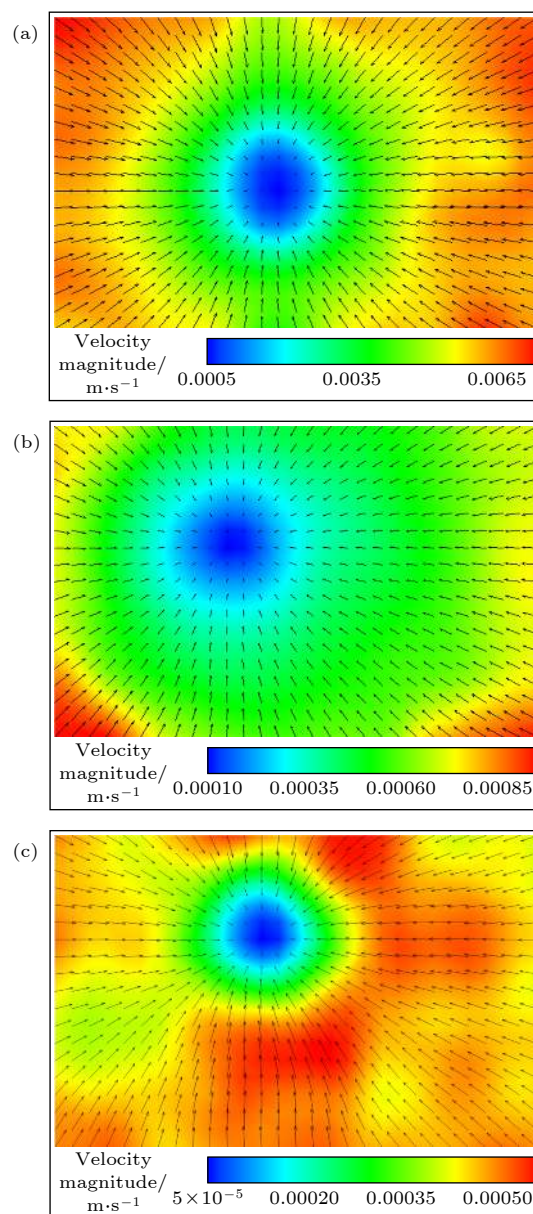


图4 不同光源驱动下  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒的速度分布 (a) UV 照射 3 s; (b) Blue 照射 3 s; (c) Green 照射 3 s  
 Fig. 4. The velocity field of  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  particles driven by different light sources: (a) UV irradiation, 3 s; (b) blue irradiation, 3 s; (c) green irradiation, 3 s.

图5同时给出了光源对  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒运动行为的影响. 当颗粒浓度不是很高时 ( $C = 24C_0$ ), 三种光源驱动  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒的最大运动速度量级基本一致, 速度量级为  $\mu\text{m/s}$  量级; 随着颗粒浓度继续增大 ( $C > 24C_0$ ), UV 驱动  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒溶液的最大运动速度要远大于蓝光和绿光驱动的颗粒溶液, 此时, UV 光源驱动颗粒的最大运动速度由  $\mu\text{m/s}$  迅速增大至  $\text{mm/s}$  量级. 这一点与吸收光谱相对应, 说明对于高效光能的转化途径, 需要引入高吸收性的颗粒材料或针对同一颗粒选择合适的激发光源.

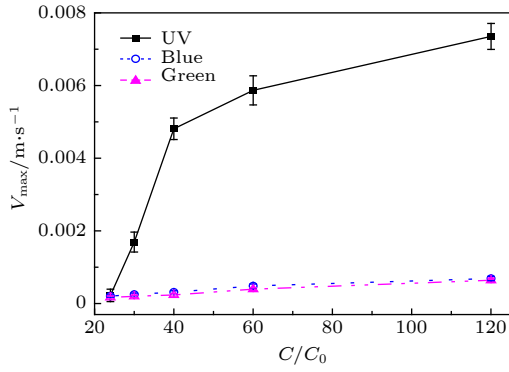


图 5 不同光源及浓度溶液下  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒的最大运动速度  
Fig. 5. Maximum velocity of  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  particles under different light source and concentration.

### 3.3 温度场测量

使用红外温度相机测得光照条件下液滴上表面的温度分布, 约 5 s 后温度分布稳定, 图 6(a) 为稳定后液滴上表面的温度分布, 这种温度变化使得液滴上表面产生 Marangoni 效应, 诱导流体涡流

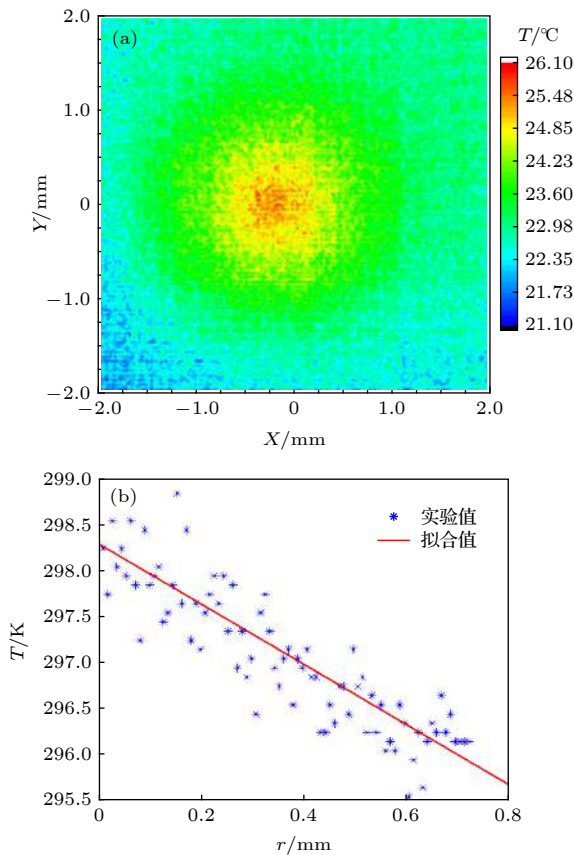


图 6 UV 光下液滴上表面的温度分布图 (a) 和温度随半径变化图 (b)

Fig. 6. Temperature field (a) and the change of temperature with radius (b) on the surface of droplets under UV light.

运动, 进一步诱导颗粒运动. 图 6(b) 为液滴上表面温度随半径的变化趋势, 随着半径的增大, 液滴上表面温度下降较快, 约 3000 K/m. 接下来可建立理论模型定量研究温度变化对颗粒运动的影响.

## 4 物理问题的建模与分析

### 4.1 问题描述与基本方程

为了定量研究温度变化对颗粒运动的影响, 需考虑液滴表面张力变化这一重要因素, 而表面张力系数和温度可用多项式近似, 进一步可将表面张力系数随位置的关系式写成

$$\sigma = ar^2 + br + c, \quad (1)$$

其中  $a = -242.6 \text{ N}\cdot\text{m}^{-3}$ ,  $b = 0.6683 \text{ N}\cdot\text{m}^{-2}$ ,  $c = 0.07191 \text{ N}\cdot\text{m}^{-1}$ . 而在液滴上表面处, 表面张力系数满足的平衡条件为<sup>[14]</sup>

$$\mu \frac{\partial u_r}{\partial z} = -\frac{d\sigma}{dT} \frac{dT}{dr}. \quad (2)$$

这里进一步化简, 在上表面处有如下关系式:

$$\frac{\partial u_r}{\partial z}(r, z = H) = \frac{\partial \sigma}{\mu \partial r} = Ar + B, \quad (3)$$

这里  $A = 2a/\mu$ ,  $B = b/\mu$ . 需要说明的是, (3) 式可以作为上表面  $z = H$  处的一个边界条件.

根据实验中的光驱流动特征参数, 可以计算得到流动的雷诺数  $Re$ ,

$$Re = \rho u H / \mu \sim 10^{-2}, \quad (4)$$

其中  $u$  为流体流速 ( $u \sim 10^{-4} \text{ m/s}$ ),  $H$  为液滴特征厚度 ( $R/H = 3$ ,  $H = 0.3 \text{ mm}$ ),  $\rho$  为水的密度 ( $\rho = 10^3 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ),  $\mu$  为水的黏度 ( $\mu = 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ ). 可见为黏性为主的低  $Re$  数流动. 由于流体中的温度变化不大, 因而可认为流体的黏度  $\mu$  为常数, 在连续介质假设下, 流体满足质量守恒及 Stokes 方程组:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0; \quad (5)$$

$$0 = -\nabla p + \mu \Delta \mathbf{u}; \quad (6)$$

这里  $p$  是忽略重力后的广义压强.

考虑液滴表面张力作用, 边界条件为

$$z = 0: u_r(r, z = 0) = 0, \quad (7)$$

$$z = 0: u_z(r, z = 0) = 0, \quad (8)$$

$$z = H: \frac{\partial u_r}{\partial z}(r, z = H) = Ar + B, \quad (9)$$

$$z = H: u_z(r, z = H) = 0. \quad (10)$$

### 4.2 速度场求解

鉴于高斯光束具有空间的对称性, 仅会引起轴对称的流动, 为了求解方程 (5) 和 (6), 通过构造流函数来对液体层中发生的流动问题进行解析求解<sup>[15]</sup>.

$$\mathbf{u} = \nabla \times \frac{\psi(r, z)}{r} \mathbf{e}_\theta. \quad (11)$$

通过计算, 可以得到方程 (6) 的通解为

$$\begin{aligned} \psi(r, z) = & \sum_{n=1}^{\infty} (A_n e^{\lambda_n z} + B_n e^{-\lambda_n z} + C_n z e^{\lambda_n z} \\ & + D_n z e^{-\lambda_n z}) r J_1(\lambda_n r) \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} (A'_n e^{\lambda_n z} + B'_n e^{-\lambda_n z} + C'_n z e^{\lambda_n z} \\ & + D'_n z e^{-\lambda_n z}) r Y_1(\lambda_n r), \end{aligned} \quad (12)$$

这里  $J_1$  和  $Y_1$  分别是第一和第二类的 1 阶贝塞尔函数,  $A_n, B_n, C_n, D_n$  为待求参数, 由边界条件确定. 值得注意的是, 对称轴处的速度必须是有限值, 由于  $r \rightarrow 0$  时,  $Y_1(\lambda_n r) \rightarrow -\infty$ , 因此忽略 (12) 式中的  $Y_1(\lambda_n r)$  项. 方程 (6) 的通解形式最终可写为

$$\begin{aligned} \psi(r, z) = & \sum_{n=1}^{\infty} (A_n e^{\lambda_n z} + B_n e^{-\lambda_n z} + C_n z e^{\lambda_n z} \\ & + D_n z e^{-\lambda_n z}) r J_1(\lambda_n r). \end{aligned} \quad (13)$$

根据方程 (5) 可得  $\frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}$  和  $\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}$ , 因此, 速度分量可以推导为

$$\begin{aligned} u_r(r, z) = & -\sum_{n=1}^{\infty} [A_n \lambda_n e^{\lambda_n z} - B_n \lambda_n e^{-\lambda_n z} \\ & + C_n (e^{\lambda_n z} + z \lambda_n e^{\lambda_n z}) \\ & + D_n (e^{-\lambda_n z} - z \lambda_n e^{-\lambda_n z})] J_1(\lambda_n r), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} u_z(r, z) = & \sum_{n=1}^{\infty} (A_n e^{\lambda_n z} + B_n e^{-\lambda_n z} + C_n z e^{\lambda_n z} \\ & + D_n z e^{-\lambda_n z}) \lambda_n J_0(\lambda_n r). \end{aligned} \quad (15)$$

至此, 已经求得分速度的解析解表达式, 接下来, 将边界条件 (7)—(10) 式代入 (14) 和 (15) 式中, 解出  $A_n, B_n, C_n, D_n$ , 代回 (14) 和 (15) 式即可精确求得速度场.

### 4.3 模型验证与分析

图 7(a) 为涡流运动中的  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒的理论速

度和实验速度的对比图. 以 UV 驱动的  $120C_0$  浓度的  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒溶液为例, 蓝点为实验值, 通过 PIV 测得  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒由中心至最大边缘处的速度分布, 此时焦平面在液滴底部; 红线为涡流运动在底部 ( $z = 0.1H$ ) 的速度分布理论值. 受限於实验条件的影响, 很难得到整个涡流区域内的速度大小. 将实验速度与理论速度进行分析对比可以发现, 二者在一定程度上呈现较好吻合, 验证了模型的正确性. 同时, 从中心到最大边缘处, 水平速度均从零迅速增大至最大速度然后减小为零, 且速度增大过程中梯度约为  $14 \text{ s}^{-1}$ . 为了更直观地显示流体的流动方式, 图 7(b) 给出了理论模型对应的速度分布及流线图, 图中红色闭合曲线显示出在流体内部诱导出垂向的涡结构, 因而理论的流动模式和实验流动模式是一致的, 这进一步验证了模型的适用性.

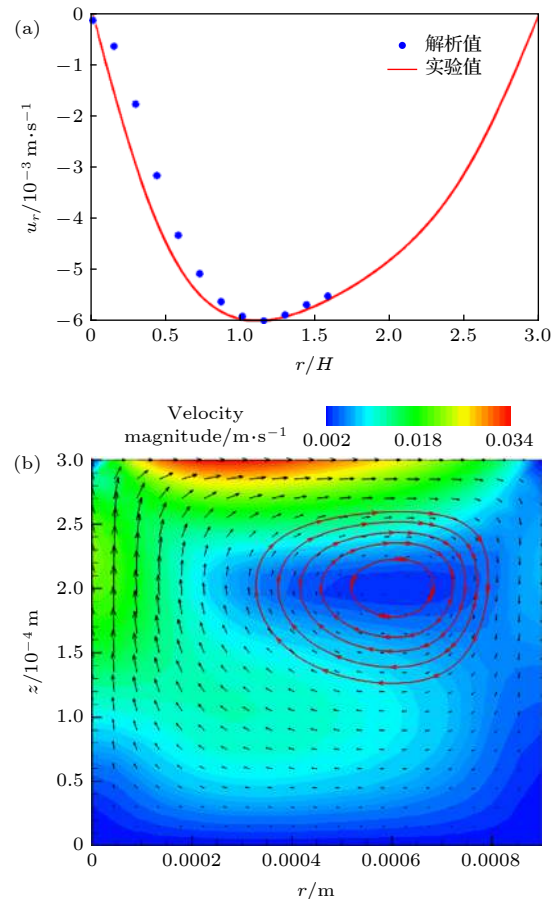


图 7 (a)  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒的理论速度和实验速度的对比; (b) 理论模型对应的速度分布及流线图

Fig. 7. (a) A comparison between theoretical and experimental velocities of  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  particles; (b) velocity distribution and streamline corresponding to theoretical model.

#### 4.4 模型讨论

微纳尺度物体的高效控制在药物靶向运输<sup>[16,17]</sup>、动态自组装与图案化<sup>[18,19]</sup>等领域具有广阔的应用前景. 本文研究了高斯光驱动下纳米流体中  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒的运动以及所诱导的流体涡流运动. 这种具有对称漩涡结构的流场在微流体应用中具有重要的作用, 可用于克服层流分层实现快速的混合.

基于我们已建立的模型对表面张力驱动涡流的问题进行了讨论, 认为微尺度流动中, 具有对称涡流的流动可由表面张力作用而产生. 此外, 通过其他的驱动系统也可以实现类似的流动, 例如光辐射力所诱导的压力流动<sup>[20]</sup>、电渗流的界面滑移诱导的流动<sup>[21]</sup>, 这些均可以用在流体边界中添加合适的等效作用力来进行描述. 图 8 给出了可诱导涡流的三种等效作用力示意图. 图 8(c) 为顶部施加的由中心指向四周的作用力 (如表面张力作用); 如图 8(b) 所示, 当光强的高斯分布梯度较大时, 即“瘦高型分布”, 集中的光辐射力可等效为对称轴线的集中力; 图 8(c) 所示为底部指向中心处的切向力 (如电渗流的界面滑移), 亦可驱动颗粒运动, 并引起类似的涡流运动. 需要说明, 区别于顶部表面张力, 液滴底部指向中心的力可以理解为表面压力, 实际问题中可由带电离子来产生.

综上, 本文提出的模型可以适用于图 8 所描述三类不同的等效作用力诱导的涡流运动行为的

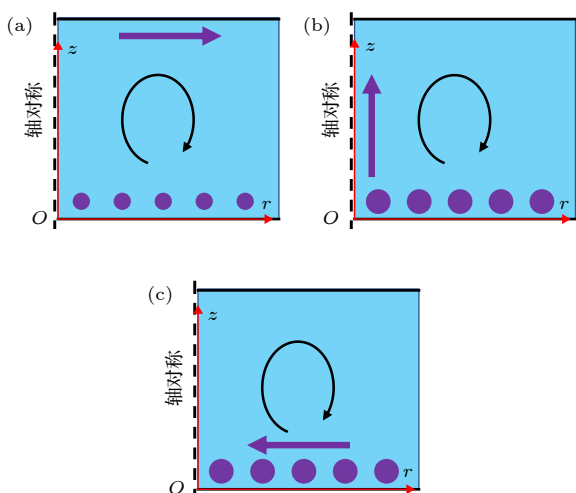


图 8 可诱导涡流的三种等效作用力 (a) 表面张力作用; (b) 集中体力作用; (c) 表面压力作用

Fig. 8. Three equivalent forces that induce vortex: (a) Surface tension; (b) concentrating physical strength; (c) surface pressure.

分析. 对于此类问题, 均可使用本文的物理模型进行描述和求解, 但具体问题需考虑不同的边界条件和相关参数, 这对模型的求解影响较大.

#### 5 结论

水是典型的光透过性的流体介质, 其截取的光能的总量限制了光能的利用. 本文通过引入纳米  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  颗粒来提高流体介质对光的吸收率, 随后进一步研究了影响光驱液滴内部流动的主要因素. 给出了 UV 激发光、光强高斯分布、控制颗粒浓度产生快速流动的方法, 这种快速流动是由 Marangoni 效应引起的, 实现了光能向机械能的有效转化. 但仍需对能量的具体转化途径进行精确调控. 本文通过高斯光束实现了微尺度下的快速响应及运动, 主要研究了不同浓度以及不同光源下的颗粒的运动特性:

1) 通过分析不同浓度的纳米流体溶液实验, 颗粒浓度对光驱动颗粒的最大运动速度影响显著, 随着颗粒浓度的增大, 颗粒的最大运动速度整体呈线性增大.

2) 通过分析不同光源下纳米流体溶液的驱动实验, 当颗粒溶液浓度相对较低时, 三种光源的最大驱动速度量级基本相同; 当颗粒溶液浓度相对较高时, UV 驱动的最大运动速度要远大于蓝光及绿光驱动的速度.

3) 对于高斯光束引起的涡流运动, 通过分析其运动特性, 建立了理论分析模型并实现了解析求解, 得出底部边界处附近的速度分布, 表面张力梯度这一边界条件的引入可以很好地解释光诱导的涡流运动特性.

综上, 本文通过高斯光驱动实现了微纳尺度下颗粒的快速运动, 且颗粒运动的光响应较快, 通过控制颗粒浓度和光源, 可实现颗粒运动速度量级的精确调控, 同时基于实验建立的物理模型可对这类涡流运动进行很好的描述. 这为实现微纳尺度下的快速运动提供了一种可行途径.

#### 参考文献

- [1] Rivière D, Selva B, Chraïbi H, Delabre U, Delville J P 2016 *Phys. Rev. E* **93** 023112
- [2] Zhao S, Yin J B, Zhao X P 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3302 (in Chinese) [赵晟, 尹剑波, 赵晓鹏 2010 物理学报 **59** 3302]
- [3] Vela E, Hafez M, Régnier S 2009 *Int. J. Optomechatronics* **3**



- [4] Lee C Y, Chang C L, Wang Y N, Fu L M 2011 *Int. J. Mol. Sci.* **12** 3263
- [5] Liu G L, Kim J, Lu Y, Lee L P 2006 *Nat. Mater.* **5** 27
- [6] Kajorndejnkul V, Sukhov S, Dogariu A 2015 *Sci. Rep.* **5** 14861
- [7] Xuan M, Wu Z, Shao J, Dai L, Si T, He Q 2016 *J. Am. Chem. Soc.* **138** 6492
- [8] Dervaux J, Resta M C, Brunet P 2017 *Nat. Phys.* **13** 306
- [9] Ibele M, Mallouk T E, Sen A 2009 *Angew. Chem. Int. Ed. Engl.* **48** 3308
- [10] Mou F Z, Kong L, Chen C R, Chen Z H, Xu L L, Guan J G 2016 *Nanoscale* **8** 4976
- [11] Bricard A, Caussin J B, Desreumaux N, Dauchot O, Bartolo D 2013 *Nature* **503** 95
- [12] Li Y M, Yao K 2015 *Optical Tweezers Technology* (Beijing: Science press) pp23, 24 (in Chinese) [李银妹, 姚焜 2015 光镊技术 (北京: 科学出版社) 第23, 24页]
- [13] Thielicke W, Stamhuis E J 2014 *J. Open Res. Software* **2** e30
- [14] Peng X F, Lin X P, Wang B X 1998 *J. Eng. Thermophys.* **19** 715 (in Chinese) [彭晓峰, 林雪萍, 王补宣 1998 工程热物理学报 **19** 715]
- [15] Yan Z Y 2002 *Low Reynolds Number Flow Theory* (Beijing: Peking University Press) pp73–77 (in Chinese) [严宗毅 2002 低雷诺数流理论 (北京: 北京大学出版社) 第73—77页]
- [16] Kagan D, Laocharoensuk R, Zimmerman M, Clawson C, Balasubramanian S, Kang D, Bishop D, Sattayasamitsathit S, Zhang L, Wang J 2010 *Small* **6** 2741
- [17] Gao W, Kagan D, Pak O S, Clawson C, Campuzano S, Chuluun-Erdene C, Shipton E, Fullerton E E, Zhang L F, Lauga E, Joseph W 2012 *Small* **8** 460
- [18] Manesh K M, Balasubramanian S, Wang J 2010 *Chem. Commun.* **46** 5704
- [19] Manesh K M, Campuzano S, Gao W, Lobocastañón M J, Shitanda I, Kiantaj K, Wang J 2013 *Nanoscale* **5** 1310
- [20] Chraïbi H, Wunenburger R, Lasseux D, Petit J, Delville J P 2011 *J. Fluid Mech.* **688** 195
- [21] Morgan H, Green N 2002 *AC Electrokinetics: Colloids and Nanoparticles* (England: Research Study Press) pp144–147

# Experiments and analytical solutions of light driven flow in nanofluid droplets\*

Liu Zhe<sup>1)</sup> Wang Lei-Lei<sup>1)</sup> Shi Peng-Peng<sup>3)4)†</sup> Cui Hai-Hang<sup>2)3)‡</sup>

1) (*School of Environment and Municipal Engineering, Xi'an University of Architecture and Technology, Xi'an 710055, China*)

2) (*School of Building Services Science and Engineering, Xi'an University of Architecture and Technology, Xi'an 710055, China*)

3) (*Institute of Mechanics and Technology, Xi'an University of Architecture and Technology, Xi'an 710055, China*)

4) (*School of Civil Engineering, Xi'an University of Architecture and Technology, Xi'an 710055, China*)

( Received 6 October 2019; revised manuscript received 16 December 2019 )

## Abstract

Adding nanoparticles with high light response characteristics to a light-transmitting fluid medium can form a light-driven nanofluid and achieve efficient use of light energy. This paper conducts the experimental observation and theoretical analysis of the light driven nanofluid flow behavior, which is the theoretical basis for achieving the precise control of optical drive nanofluid. To realize the efficient conversion of light energy into kinetic energy, here, the motion of  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  particles with a diameter of 300 nm in droplets induced by the Marangoni effect is studied under different light sources by using the particle image velocimetry (PIV). The experimental results show that when the number density of particles is higher than the critical value, the vertical vortices with symmetrical structure can be induced. At the bottom of the droplet, the particles move from the periphery to the center of droplet, and at the top of the droplet, the particles move from the center to the periphery of droplet. In addition, the frequency of light source and the number density of particles are the dominant factors in this process. Subsequently, for the light driven nanofluid experiment in this paper, the analytical solution of the flow field distribution is achieved by using the Stokes equation and the surface tension gradient boundary condition. The analytical solution of the flow field distribution obtained here is consistent with the experimental results, confirming the validity of the quantitative theory. Finally, the correlation between various driving modes, including surface tension at the top surface, surface pressure at the bottom surface or concentrated light radiation force in bulk phase, is discussed. This research provides theoretical support for the precise regulation of flow behavior and efficient conversion of light energy in the optical microfluidic system.

**Keywords:** nanofluids, particle image velocimetry, Marangoni effect, surface tension, light radiation force

**PACS:** 47.10.ad, 47.15.G–, 47.20.Dr

**DOI:** 10.7498/aps.69.20191508

\* Project supported by the Natural Science Foundation of Basic Research Plan of Shaanxi Province, China (Grant No. 2018JM1029).

† Corresponding author. E-mail: [shipengpeng@xjtu.edu.cn](mailto:shipengpeng@xjtu.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [cuihaihang@xauat.edu.cn](mailto:cuihaihang@xauat.edu.cn)