

DOI: 10.11883/bzycj-2020-0051

## 高韦伯数条件下黏性对液滴变形过程的影响\*

申 帅<sup>1,2</sup>, 李建玲<sup>1</sup>, 刘金宏<sup>2</sup>, 范 玮<sup>1</sup>

(1. 西北工业大学动力与能源学院, 陕西 西安 710129;

2. 中国工程物理研究院流体物理研究所, 四川 绵阳 621999)

**摘要:** 为探究液滴黏性对变形过程的影响, 深入了解液滴在冲击波作用下变形破碎的行为机制。采用高速阴影技术在水平激波管上拍摄了高韦伯数 ( $We=1\ 100\sim 4\ 400$ ) 条件下, 3 种黏性硅油液滴的变形过程。结果表明随着黏性的提升: 液滴演化出相应特征所需时间增大, 同时会出现新的变形特征; 液滴空间及位移特征参数的生长速率降低而变形时间、最大变形高度/位移都增大, 这是因为提升的黏性力降低了变形速率、耗散了更多的动能并延长了液滴的变形过程; 液滴表面最不稳定的 Kelvin-Helmholtz 波朝着大尺度、低生长率的方向发展, 从而实现黏性对变形过程的延缓作用。随着最大变形位移的增大, 最大变形高度首先线性增长, 之后增幅降低。

**关键词:** 激波; 液滴黏性; 变形过程; 高韦伯数; Kelvin-Helmholtz 不稳定性

中图分类号: O351 国标学科代码: 13025 文献标志码: A

## Viscous effect on the droplet deformation process under high Weber number conditions

SHEN Shuai<sup>1,2</sup>, LI Jianling<sup>1</sup>, LIU Jinhong<sup>2</sup>, FAN Wei<sup>1</sup>

(1. School of Power & Energy, Northwestern Polytechnical University, Xi'an, 710129, Shaanxi, China;

2. National Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics, Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621999, Sichuan, China)

**Abstract:** To explore the effect of droplet viscosity on the deformation process, and have a deep understanding of the mechanism of the droplet deformation and breakup process. Droplet deformation behaviors of three viscous silicone oils were experimentally captured by the high-speed shadowgraphic technique on a horizontal shock tube, the Weber number ( $We$ ) ranged between 1 100~4 400. Results show that with the increasing of droplet viscosity: new deformation characteristics appear, and the duration that the droplet evolves into the special shape increases; The growth rates of characteristic space and displacement parameters all decrease, while the duration of the deformation process, the maximum of the droplet deformation extent/displacement all increase. This is because the enlarged viscous force has slowed down the deformation rate, consumed more inertia, and extended the deformation process; The most unstable wave of Kelvin-Helmholtz instability develops toward a larger scale and a slower growth rate tendency, thus the delaying effect caused by the viscosity on the deformation process is achieved. With the increasing of the maximum of deformation displacement, the maximum of droplet deformation extent firstly shows a linear growth trend then a slower growth rate.

**Keywords:** shock wave; droplet viscosity; deformation process; high Weber number; Kelvin-Helmholtz instability

\* 收稿日期: 2020-03-02; 修回日期: 2020-06-23

基金项目: 国家自然科学基金 (11772309); NSAF 联合基金 (U1730134); 科学挑战专题 (TZ2016001); 西北工业大学博士生创新基金 (CX201949); 冲击波物理与爆轰物理重点实验室基金 (6142A03180304)

第一作者: 申 帅 (1993—), 男, 博士, [kanshui2008@163.com](mailto:kanshui2008@163.com)

通信作者: 李建玲 (1983—), 女, 博士, 教授, [lijianling@mail.nwpu.edu.cn](mailto:lijianling@mail.nwpu.edu.cn)

激波冲击下液滴的变形破碎行为在高超声速飞行器外形设计中扮演着重要角色。当高超声速飞行器在雨天飞行时,飞行器前端的脱体激波扫过液滴后,破碎的液雾会与飞行器机体表面发生作用,进而影响飞行性能<sup>[1]</sup>。以两相爆震波<sup>[2]</sup>(由激波及波后化学反应区组成)为驱动方式的爆震发动机燃烧室中也同样存在激波与液滴相互作用的现象。爆震波在燃烧室内传播时,将扫过预填充的燃油液滴,波后液滴的变形破碎行为会直接影响随后油气的掺混及燃烧过程,进而影响到发动机性能<sup>[3-4]</sup>。此外,激波作用下液滴的破碎过程涉及高速扰流、大变形和破碎、湍流混合等复杂流体力学领域所存在的共性基础问题<sup>[5]</sup>。正是由于该过程在工程和基础研究上的迫切性和重要性,因此亟需开展激波作用下液滴发生变形及破碎行为的研究。

20世纪中叶,Lane<sup>[6]</sup>便在激波管上开展了液滴破碎的研究。随后,Hinze<sup>[7]</sup>总结出了影响液滴破碎过程的3个主要因素——气动力、表面张力和液滴黏性,并用韦伯数来表征液滴所受气动力与表面张力之比: $We = \rho_g u_g^2 d_0 / \sigma$ ,其中, $\sigma$ 为表面张力, $\rho_g$ 为气流密度, $u_g$ 为气流速度, $d_0$ 为初始液滴直径(见图1);用奥内佐格数来表征液滴所受黏性力与表面张力之比: $Oh = \mu_l / (\rho_l \sigma d_0)^{1/2}$ ,其中, $\mu_l$ 为液滴的动力黏度, $\rho_l$ 为液滴密度。Reinecke等<sup>[1]</sup>在研究水液滴变形过程时发现液滴无量纲垂直气流高度 $d_c/d_0$ 的生长速率将随着韦伯数的变化而发生改变。之后,Chou等<sup>[8]</sup>指出低黏性液滴的无量纲垂直气流高度与无量纲时间 $T = t u_g (\rho_l / \rho_g)^{-0.5} / d_0$ 成线性增长关系,其中, $t$ 为真实时间,定义激波接触液滴时刻为零时刻。Hsiang等<sup>[9]</sup>理论推导了液滴变形过程中无量纲最大变形高度 $(d_c/d_0)_{max}$ 与韦伯数 $We$ 的关系,但该公式只适用于韦伯数和奥内佐格数较低的范围( $We < 100, Oh < 0.1$ )。Theofanous等<sup>[10-12]</sup>通过在多个角度布置相机拍摄变形破碎行为,指出在较高韦伯数条件下( $We > 1000$ ),Kelvin-Helmholtz(K-H)不稳定性将主导液滴的变形和破碎过程。国内方面,关于液滴变形破碎的研究相对较少。Shen等<sup>[13]</sup>在开展液滴黏性对变形过程影响时发现了垂直气流高度生长过程中的平坦及振荡现象。王超等<sup>[14]</sup>采用实验和数值模拟研究了黏性液滴的演化行为,指出黏性将抑制液滴的破碎过程。施红辉等<sup>[15]</sup>指出黏性液滴在破碎过程中其迎风面位移依旧遵循抛物线增长形式。

黏性作为流体的基础物性参数之一,所诱导的黏性力将耗散液滴的动能,在液滴的变形过程中扮演者重要角色。而液滴的变形过程是后续破碎过程的基础,它的最终变形形态将直接影响破碎后液雾分布的拓扑结构。目前,关于黏性对液滴变形过程影响的研究集中在低韦伯数( $We < 350$ )范围。受限于实验复杂程度及仪器设备的限制,高韦伯数( $We > 350$ )条件下相关黏性的研究主要存在以下不足:(1)与高韦伯数工况不匹配的时空间分辨率,当韦伯数 $We$ 增大时,变形过程急剧加速,若仍采用较低的时空分辨率将难以捕捉液滴变形过程细节;(2)相关黏性研究仍停留在特征参数描述上,缺乏理论层次的深入研究;(3)缺乏对特征参数的归一化处理,未指出变形结束时位移特征参数与空间特征参数的间的对应关系。

对黏性和韦伯数 $We$ 的函数关系的研究将有助于深入了解液滴变形过程中空间/位移特征参数的变化规律,同时方便后期对数据进行测量及校验。在已有研究的基础上,本文进一步深入系统地开展高韦伯数( $We > 1000$ )条件下液滴变形的实验,在定性及定量描述黏性对变形过程影响的基础上,尝试从K-H不稳定性理论方面解释黏性对变形过程的影响,以期详细地阐述变形过程中的黏性效应。

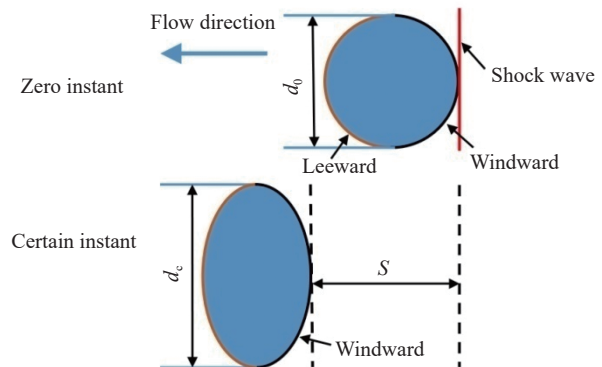


图1 液滴迎/背风面、垂直气流高度及迎风面位移的定义

Fig. 1 Definitions of windward/leeward cross-stream diameter and windward displacement

## 1 实验方法

### 1.1 实验系统

液滴变形破碎实验在水平激波管上开展, 其实验系统示意图如图 2 所示。实验系统主要由 3 部分组成: 激波管、阴影测试系统和液滴发生器。激波管由高压段、低压段、实验段和破膜装置组成, 激波管总长约 9 m, 内部为截面为 100 mm×100 mm 正方形通道。高压段和低压段之间由薄膜隔开, 实验段两侧留有光学视窗用以拍摄液滴破碎过程。采用高压放电加热电阻丝进而融化薄膜的方式实现膜片的瞬时破裂。实验时, 首先向高压段内充入一定压力的氮气; 然后通过破膜装置将膜片裂开; 膜片裂开后, 高压气体流向低压区, 并在低压段膨胀形成一道稳定的正激波; 激波在实验段中传播, 波后伴随气流将稳定持续一段时间, 液滴在气流的作用下发生变形破碎行为。

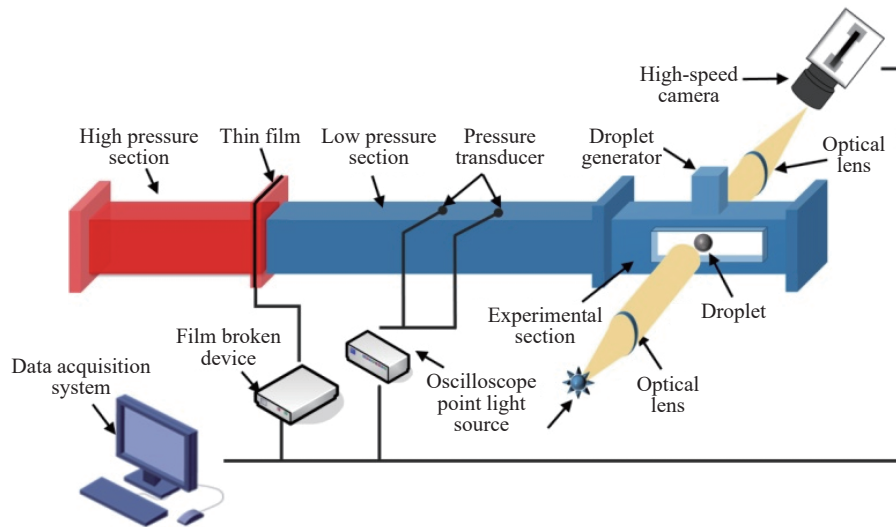


图 2 实验系统

Fig. 2 Experimental system

为更加清晰地记录液滴在高速气流作用下的变形行为, 选用了操作简单且记录相对准确的高速阴影成像方法来拍摄液滴演化过程。同时, 针对以往研究<sup>[13]</sup>中存在的缺陷及不足 ( $We > 1000$  时较低的时间分辨率无法充分捕捉液滴的变形行为), 将相机 (Phantom V2640) 的拍摄频率提升到 83 000~160 000 Hz, 单位空间分辨率提升到 29 mm<sup>-1</sup>。采用示波器记录不同位置压力传感器 (PCB11B26) 的压力信号来测量激波传播的速度, 并通过激波动力学理论计算波后气流速度及密度。

为获取球形度较好的液滴, 选用了经典的气动方法<sup>[16]</sup>产生液滴。其主要原理为, 气流对液体容腔进行挤压, 液滴串从容腔底部喷嘴处流出。通过调控挤压容腔的气流压力, 液滴串的间距将发生变化, 当间距足够大时便可认为是独立的液滴。

### 1.2 参数定义

为精确刻画液滴的变形行为, 对液滴的迎风面 (液滴表面首先与气流接触的半球面)、背风面 (与迎风面相对, 液滴的另一半球面) 进行定义, 如图 1 所示。将变形过程中液滴沿垂直气流方向所伸展长度的最大值定义为最大变形高度, 其无量纲形式为  $(d_c/d_0)_{\max}$ ; 将从零时刻起迎风面顶端所移动的距离定义为迎风面位移 ( $S$ ), 其无量纲形式为  $S/d_0$ ; 将变形结束时迎风面顶端所移动的距离定义为最大变形位移, 其无量纲形式为  $(S/d_0)_{\max}$ 。

### 1.3 实验工况及误差分析

为聚焦液滴黏性对变形过程的影响, 实验中选取了 3 种不同黏性的硅油 ( $\mu_l = 10, 50, 100$  mPa·s), 除黏性外其它物性参数基本相同。所涉及的实验参数具体如表 1 所示。为便于区分及表述, 本文将 9 中工况

分为 3 组类别: 以第 1 组代指 Case 1、2 和 3, 对应  $We=1\ 085\sim 1\ 169$ , 以第 2 组代指 Case 4、5 和 6 ( $We=2\ 386\sim 2\ 487$ ), 以第 3 组代指 Case 7、8 和 9 ( $We=4\ 060\sim 4\ 285$ )。

采用阴影方法拍摄液滴时, 液滴边界的不确定度为 1 pixel (单位空间分辨为 29 pixel/mm 条件下相当于 0.03 mm)。因此, 变形阶段垂直气流高度  $d_c/d_0$  的不确定度为 2 pixel, 相当于 0.06 mm; 迎风面位移的不确定度为 1 pixel, 相当于 0.03 mm。并且该相对误差将随着垂直气流高度  $d_c/d_0$  及迎风面位移  $S/d_0$  的增大而减小, 在液滴为球形时最大。在读数环节, 通过多次测量取平均值的方法减小误差。对总误差进行统计, 实验中垂直气流高度  $d_c/d_0$  的最大相对误差为 8.6%, 迎风面位移  $S/d_0$  的最大相对误差为 4.8%。

表 1 实验工况参数

Table 1 Parameters of experimental conditions

分组	编号	$\mu_l/(\text{mPa}\cdot\text{s})$	$\rho_l/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	$d_0/\text{mm}$	$u_g/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	$\rho_g/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	$We$	$Oh$
1	Case 1	10	917	0.90	123.95	1.65	1085	0.076
	Case 2	50	943	0.90	126.47	1.66	1136	0.375
	Case 3	100	947	0.83	132.46	1.69	1169	0.779
2	Case 4	10	917	0.79	183.20	1.92	2429	0.081
	Case 5	50	943	0.86	178.74	1.90	2487	0.383
	Case 6	100	947	0.90	172.89	1.87	2386	0.749
3	Case 7	10	917	0.86	218.07	2.08	4060	0.078
	Case 8	50	943	0.90	219.37	2.09	4285	0.375
	Case 9	100	947	0.93	211.99	2.05	4086	0.735

注:  $\sigma=0.021\ \text{N/m}$

## 2 变形过程的行为描述

### 2.1 第 1 组条件下液滴的变形过程 ( $We=1\ 100\pm 100$ )

图 3 展示了第 1 组 ( $We=1\ 100\pm 100$ ) 条件下 3 种黏性液滴的变形图像。为直观地对比黏性对变形过程的影响, 时间  $t$  都无量纲化为  $T$ 。需要指出, 在气流的作用下液滴移动的加速度约为重力加速度的上千倍, 因此在描述变形行为及定量参数分析过程中通常忽略掉重力的影响<sup>[17-18]</sup>。

图 3 中第一行图像 (Case 1) 展示了低黏性液滴 (10 mPa·s) 的变形行为, 依据液滴变形过程中所呈现的特征, 整个过程可划分为静止和压缩阶段。静止阶段 (static period), 液滴保持为球形不发生变化。压缩阶段 (Compression period), 液滴向中心压缩, 顺气流方向上液滴宽度明显减小。压缩阶段可继续划分为初始压缩阶段 (initial compression period) 和径向生长阶段 (radial growth period): 对于初始压缩阶段, 背风面逐渐演化为平面, 迎风面依旧呈现为良好的曲面形状, 液滴最终演化为蘑菇形状; 对于径向生长阶段, 迎风面和背风面沿边缘有薄片长出。薄片持续生长, 并在  $T=0.34$  时刻垂直气流高度  $d_c/d_0$  达到最大值。之后液滴经历破碎阶段 (breakup period), 小液滴从迎风面薄片处脱落, 逐渐遮盖液滴主体。

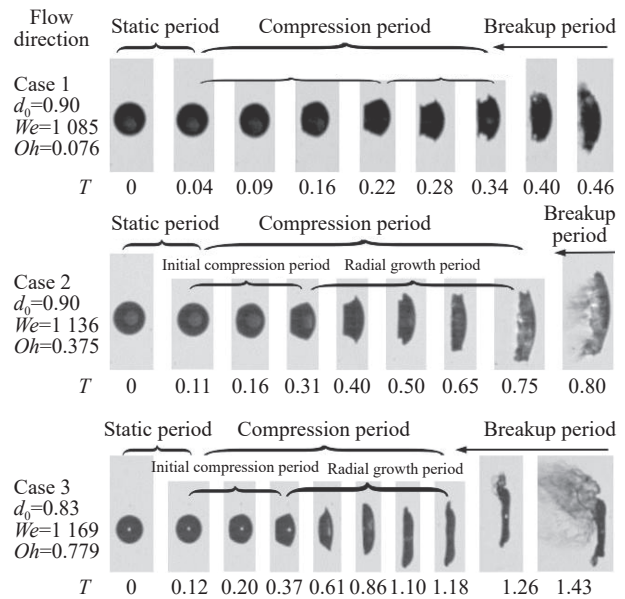


图 3 第 1 组 ( $We=1\ 100\pm 100$ ) 条件下液滴的变形过程  
Fig. 3 Deformation processes of group 1 ( $We=1\ 100\pm 100$ )

提升液滴的黏性至 50 mPa·s, 其变形破碎行为如图 3 中第 2 行图像(Case 2)所示。与 Case 1 相比, 相似性主要体现在静止阶段、初始压缩阶段以及蘑菇形状。但 Case 2 中静止阶段持续时间以及液滴到达蘑菇形状所需的时间明显增大。此外随着黏性的提升, 液滴迎风面表现为持续的生长及顺气流方向包裹液滴行为。当迎风面完全包裹液滴后, 液滴沿着径向进一步生长。

进一步提升液滴黏性, 其变形行为如图 3 中第 3 行图像(Case 3)所示。在高黏性条件下, 变形过程中的典型特征如静止阶段、初始压缩阶段以及蘑菇形状依旧存在。与 Case 2 相比, 不同之处主要集中在径向生长阶段: (1) 随着黏性的提升, 液滴变形速率进一步降低, 背风面已无明显薄片长出; (2) 液滴向中心挤压程度明显增大, 其顺气流方向液滴宽度最小值进一步减小。

### 2.2 第 2 组条件下液滴的变形过程 ( $We=2400\pm50$ )

提升液滴的韦伯数, 图 4 展示了第 2 组 ( $We=2400\pm50$ ) 条件下液滴的变形行为, 液滴黏性从上至下依次为  $\mu_1=10, 50, 100$  mPa·s。与小韦伯数低黏性工况(Case 1)相似, Case 4 同样经历了静止、初始压缩和径向生长阶段。不同之处在于破碎行为为更早地发生, 在背风面尚未有明显变形行为时, 小液滴便从迎风面边缘脱落。

提升液滴黏性至  $\mu_1=50$  mPa·s, 中黏度液滴的变形行为(Case 5)如图 4 中第二行图像所示。与 Case 4 相比, 相似性主要体现在静止阶段和蘑菇形状液滴。不同之处在于随着黏性的提升, 液滴沿着径向进一步生长, 其变形持续时间明显增大。

进一步提升液滴黏性, 高黏度液滴的变形行为(Case 6)如图 4 中第三行图像所示。与 Case 5 相似, 液滴变形过程中展现出了静止阶段、蘑菇形状、迎风面包裹液滴过程等共同特征。不同之处主要在于当迎风面包裹液滴后, 高黏度液滴继续生长而不是发生破碎。提升液滴黏性有效地推迟了液滴发生破碎行为的时间。

### 2.3 第 3 组条件下液滴的变形过程 ( $We=4150\pm150$ )

进一步提升液滴的韦伯数, 第 3 组 ( $We=4150\pm150$ ) 条件下 3 种黏性液滴的变形图像如图 5 所示。液滴黏性从上至下依次为  $\mu_1=10, 50, 100$  mPa·s。低黏度液滴的变形行为(Case 7)如图 5 中第一行图像所示, 韦伯数  $We$  的增大显著地改变了液滴的变形行为, 整个变形过程中并未观测到静止阶段及蘑菇形状等典型特征。显著特征为变形初期背风面凸起的液环、变形后期迎风面表面波结构(K-H 不稳定波)以及液

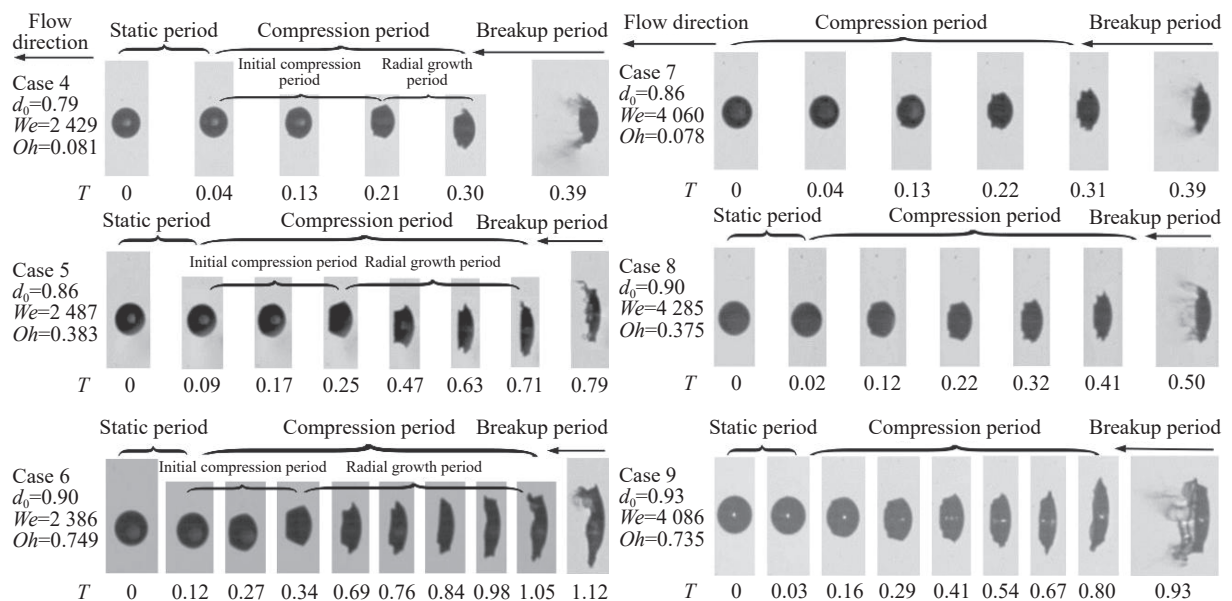


图 4 第 2 组 ( $We=2400\pm50$ ) 条件下液滴的变形过程

图 5 第 3 组条件下液滴的变形过程 ( $We=4150\pm150$ )

Fig. 4 Deformation processes of group 2 ( $We=2400\pm50$ )

Fig. 5 Deformation processes of group 3 ( $We=4150\pm150$ )

滴表面出现的多个液环。

提升液滴黏性至 $\mu_1=50\text{ mPa}\cdot\text{s}$ , 中黏度液滴的变形行为(Case 8)如图 5 第 2 行图像所示。其变形过程与 Case 7 基本相同, 共同特征如变形初期背风面凸起的液环及变形后期多个液环都依次出现。但 Case 8 的变形过程更为缓慢, 并且凸起的液环及 K-H 波特征并不明显。

进一步提升液滴的黏性, 高黏度液滴的变形行为(Case 9)如图 5 第 3 行图像所示。与 Case 8 相比, 虽然变形初期背风面存在凸起的液环, 但 K-H 波结构及凸起的特征几乎可以忽略。在变形后期( $T=0.41\sim 0.93$ ), 由于黏性的提升液滴表面未演化出凸起的液环特征, 液滴呈现为近似梭形的形状。之后液滴持续向中心压缩直至有液丝薄膜从液滴边缘脱落破碎。

与文献[5, 13]中低韦伯数和低奥内佐格数( $We<350, Oh<0.1$ )液滴变形行为相比, 第 1 组和 2 ( $We=1100, 2400$ ) 条件下的液滴依旧能观测到典型的变形特征如静止阶段和蘑菇形状, 而第 3 组 ( $We=4150$ ) 则几乎未展示相似性。随着黏性的提升, 液滴演化到相应典型特征所需时间增大, 并且 3 种工况都出现了新的变形行为。对于第 1 组和 2, 表现为液滴演化为梭形形状后经历持续压缩生长过程。而对于第 3 组, 新的行为则表现为液滴表面凸起的液环及持续压缩生长过程。

### 3 液滴变形过程的结果分析

基于拍摄到的变形图像, 对变形过程中时间及空间特征参数进行提取, 以定量阐述黏性对变形过程的影响。同时为方便对比, 具体分析时将液滴黏性无量纲化为奥内佐格数  $Oh$ 。

#### 3.1 黏性对无量纲垂直气流高度 $d_c/d_0$ 及无量纲迎风面位移的影响

图 6(a) 展示了第 1 组 ( $We=1100\pm 100$ ) 条件下无量纲垂直气流高度  $d_c/d_0$  随无量纲时间  $T$  的变化关系, 详细变形行为见图 3。对于该变化关系将分 2 个阶段展开论述(图 3 中的划分方式):

(1) 静止阶段,  $d_c/d_0$  保持不变; 增大  $Oh$ , 静止阶段持续的时间将增大;

(2) 压缩阶段,  $d_c/d_0$  随无量纲时间的增大呈单调增长趋势, 而随着  $Oh$  的增大,  $d_c/d_0$  的增长速率降低, 这是因为黏性的提升延缓了液滴的变形过程, 从而抑制了液滴的径向生长过程; 此外, 随着液滴黏性的增大, 黏性的提升将推迟小液滴的脱落过程, 使得液滴的变形时间明显增大。

图 6(b) 为第 1 组 ( $We=1100\pm 100$ ) 条件下无量纲迎风面位移  $S/d_0$  随无量纲时间  $T$  的变化关系, 位移随时间呈曲线增长形式。并且随着  $Oh$  的增大,  $S/d_0$  的增长速率明显降低。这是因为黏性的提升将耗散更多能量, 从而降低了  $S/d_0$  增长速率。同时, 对位移时间数据进行拟合分析。发现两者呈现良好的二次抛物物关系, 拟合系数的  $R^2$ (coefficient of determination, 表征拟合度的参数, 越接近 1 表明拟合程度越好)均大于 0.98。这表明液滴在气流作用下做匀加速运动。

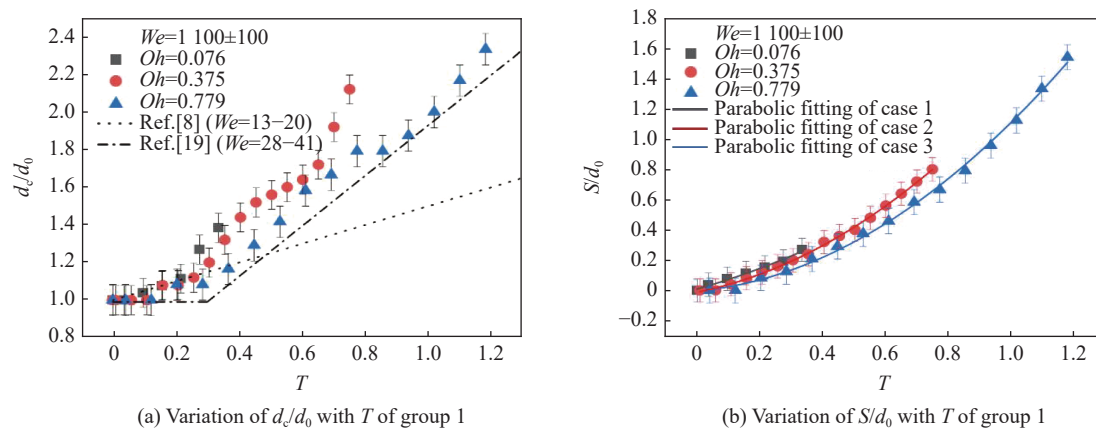


图 6 第 1 组条件下无量纲垂直气流高度  $d_c/d_0$  和无量纲迎风面位移  $S/d_0$  随无量纲时间  $T$  的变化关系

Fig. 6 Variation of dimensionless droplet cross-stream diameter ( $d_c/d_0$ ) and dimensionless windward displacement ( $S/d_0$ ) with ( $T$ ) of group 1

第 2 组 ( $We=2400\pm 50$ ) 条件下  $d_c/d_0$  随无量纲时间的变化关系如图 7(a) 所示, 具体变形过程见图 4。对该变化关系将分两个阶段展开论述(图 4 中的划分方式):

(1) 静止阶段,  $d_c/d_0$  保持不变;

(2) 压缩阶段, 低黏性液滴(Case 4)变形时间明显减小, 在  $T=0.30$  时便发生了破碎; 而随着  $Oh$  的增大,  $d_c/d_0$  的生长速率降低而变形持续的时间增大。

图 7(b) 展示了第 2 组 ( $We=2400\pm 50$ ) 条件下  $S/d_0$  随  $T$  的变化关系, 可以发现两者呈现良好的二次抛物物关系。同时随着  $Oh$  的增大,  $S/d_0$  的增长速率降低。这表明在第 2 组条件下提升液滴黏性依旧能阻碍液滴的变形过程。

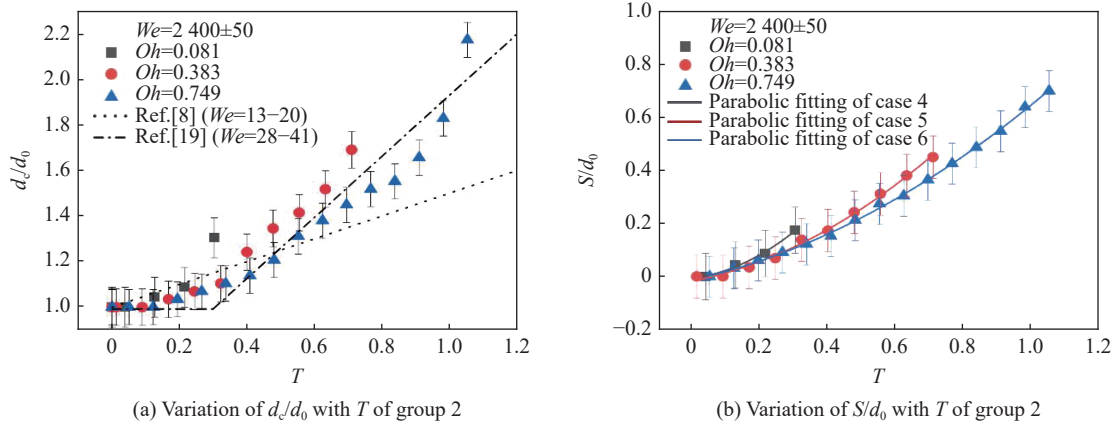


图 7 第 2 组条件下无量纲垂直气流高度  $d_c/d_0$  及无量纲迎风面位移  $S/d_0$  随无量纲时间  $T$  的变化关系

Fig. 7 Variation of dimensionless droplet cross-stream diameter ( $d_c/d_0$ ) and dimensionless windward displacement ( $S/d_0$ ) with ( $T$ ) of group 2

提升  $We$  至 4 150, 液滴的变形过程进一步加速, 高速相机记录的图片张数明显减小。第 3 组 ( $We=4150\pm 150$ ) 条件下  $d_c/d_0$  及  $S/d_0$  随的变化关系如图 8 所示。可以发现随着  $Oh$  的提升,  $d_c/d_0$  的生长速率降低而  $S/d_0$  的生长速率基本不变。这是因为随着  $We$  的提升, 周围气流的剪切作用急剧增强。由黏性提升所引起的耗散影响降低, 而提升的黏性依旧能有效地阻碍液滴的径向生长过程。

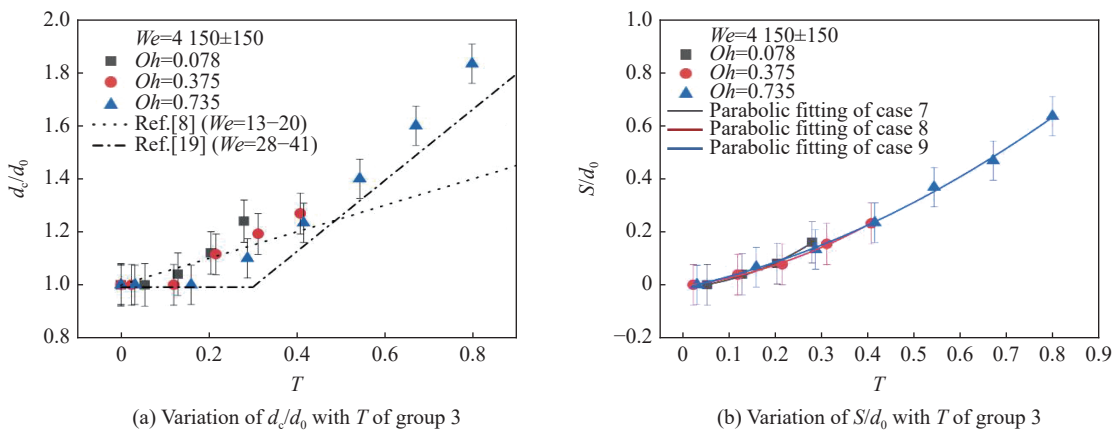


图 8 第 3 组条件下无量纲垂直气流高度  $d_c/d_0$  及无量纲迎风面位移  $S/d_0$  随无量纲时间  $T$  的变化关系

Fig. 8 Variation of dimensionless droplet cross-stream diameter ( $d_c/d_0$ ) and dimensionless windward displacement ( $S/d_0$ ) with ( $T$ ) of group 3

图 6(a)、图 7(a) 和图 8(a) 中同时列出了 Chou 等<sup>[8]</sup> 以及 Cao 等<sup>[19]</sup> 关于  $d_c/d_0$  的经验公式。其中 Cao 等<sup>[19]</sup> 所观测到静止阶段的存在与本实验结果相一致, 这侧面验证了实验结果的正确性。虽然

Chou 等<sup>[8]</sup> 和 Cao 等<sup>[19]</sup> 的经验公式适用范围远小于实验数据, 但从图中对比可知, 其经验公式仍能大致预测  $d_c/d_0$  的变化趋势。

### 3.2 黏性对无量纲最大变形高度和无量纲变形时间的影响

液滴的无量纲变形时间  $T_{ini}$  定义为从液滴开始接触气流到有小液滴脱落所经历的无量纲时间, 该参数直接反应了变形过程所持续的时间。为更加直观地表征黏性对液滴变形过程的影响, 图 9(a) 给出了不同  $We$  条件下  $(d_c/d_0)_{max}$  及  $T_{ini}$  随  $Oh$  的变化关系, 可以看出, 随着  $Oh$  的增大, 不同  $We$  工况下  $(d_c/d_0)_{max}$  和  $T_{ini}$  都呈现增大趋势。这是因为随着  $Oh$  的增大, 黏性的提升将阻碍并推迟小液滴的脱落过程, 液滴在剥落前有更多时间去生长。

图 9(b) 同时将  $T_{ini}$  与 Pilch 等<sup>[20]</sup> 的经验公式进行了对比, 可以发现当  $Oh$  较低时实验数据与公式符合较好(侧面验证了实验数据的准确性)。而随着  $We$  和  $Oh$  的增大, 实验数据明显高于经验公式。这是因为 Pich 等<sup>[20]</sup> 的经验公式拟合时主要基于低奥内佐格数 ( $Oh < 0.1$ ) 工况, 而较少的涉及  $We$  和  $Oh$  较大工况, 从而导致  $Oh$  较大工况下误差较大。

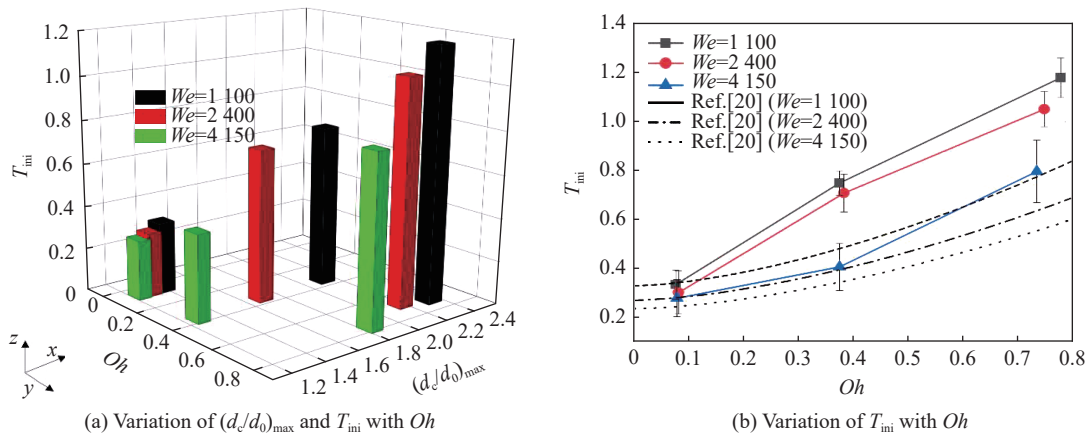


图 9 无量纲最大变形高度  $(d_c/d_0)_{max}$  及无量纲变形时间  $T_{ini}$  随奥内佐格数  $Oh$  变化的关系

Fig. 9 Variation of maximum dimensionless droplet cross-stream diameter  $((d_c/d_0)_{max})$  and dimensionless initiation time ( $T_{ini}$ ) with Ohnesorge number ( $Oh$ )

### 3.3 黏性对无量纲最大变形位移的影响

不同  $We$  条件下  $(S/d_0)_{max}$  随  $Oh$  的变化关系如图 10 所示。不同  $We$  条件下, 随着  $Oh$  的增大,  $(S/d_0)_{max}$  都呈现增大趋势。这是因为黏性的提升阻碍并推迟了小液滴的脱落过程, 液滴有更多的时间去顺气流方向移动。但  $We$  改变时,  $Oh$  对  $(S/d_0)_{max}$  的影响又有所差异。对于第 1 组和 2 ( $We=1\ 100, 2\ 400$ ),  $(S/d_0)_{max}$  随  $Oh$  的增大基本呈现线性增长趋势。但第 2 组  $(S/d_0)_{max}$  的增长幅度明显小于第 1 组。这是因为随着  $We$  的提升, 外界气流对液滴的剪切作用增强, 黏性对变形过程的影响降低, 从而导致  $(S/d_0)_{max}$  的增幅减小。对于第 3 组 ( $We=4\ 150$ ) 工况, 随着  $Oh$  的增大,  $(S/d_0)_{max}$  先缓慢增加, 之后有较大增幅。随着  $We$  的提升, 液滴周围气流的剪切力进一步增强, 黏性对液滴生长过程的影响进一步降低。因此,

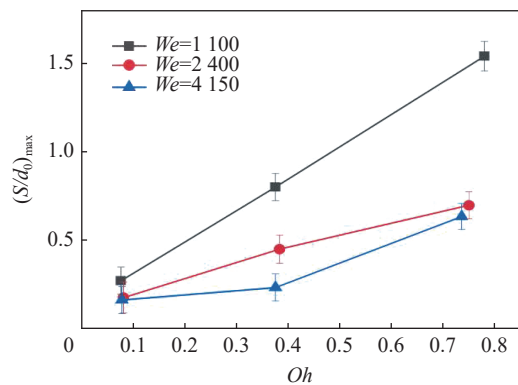


图 10 不同韦伯数  $We$  条件下无量纲最大变形位移  $(S/d_0)_{max}$  随奥内佐格数  $Oh$  的变化关系

Fig. 10 Variation of maximum dimensionless windward displacement  $((S/d_0)_{max})$  with Ohnesorge number ( $Oh$ ) under different Weber number ( $We$ )



当  $Oh$  从 0.078 增大到 0.375 时,  $(S/d_0)_{\max}$  增幅较小。而当  $Oh$  增大到 0.735 时, 提升的黏性力已经能推迟小液滴破碎过程, 使得液滴有充足时间顺气流方向流动, 因而  $(S/d_0)_{\max}$  有较大增幅。

### 3.4 位移与空间特征参数间的对应关系

由前文论述可知,  $S/d_0$  和  $d_c/d_0$  都与  $T$  存在函数关系。而作为表征液滴变形结束时刻的空间特性参数,  $(S/d_0)_{\max}$  与  $(d_c/d_0)_{\max}$  二者间的对应关系仍不清晰。不同  $We$  条件下  $(S/d_0)_{\max}$  与  $(d_c/d_0)_{\max}$  的变化关系如图 11 所示。两者首先成线性增长关系, 图 11 中用矩形背景标注出了该线性变化的区域。之后, 随着  $(S/d_0)_{\max}$  的增大,  $(d_c/d_0)_{\max}$  缓慢增加。我们认为: 在线性增长阶段  $(S/d_0)_{\max}$  增大时液滴所需变形时间相应增大, 液滴有更多的时间去径向生长; 而之后  $(d_c/d_0)_{\max}$  增长速率减缓则表明, 对于  $We$  较低而  $Oh$  较高的工况 (图 11 中右上角区域, 对应 Case 3,  $We=1\ 169$ ,  $Oh=0.779$ ), 液滴在达到破碎时其迎风面需移动更多的距离; 这可能是因为当  $Oh$  达到一定值后, 继续提升黏性已不能显著地影响液滴的变形过程, 从而导致  $(d_c/d_0)_{\max}$  缓慢增大。同时对图 11 中数据进行拟合, 所得结果如下:

$$(d_c/d_0)_{\max} = 2.34 - \frac{1.29}{1 + e^{\frac{(S/d_0)_{\max} - 0.451}{0.1853}}} \quad (1)$$

可以发现拟合曲线能较好地描述两者的变化趋势, 其  $R^2$  系数为 97.3%。

### 3.5 黏性对 K-H 不稳定性的影响

激波扫过液滴后, 液滴将处在高速流场中。在高速气流的剪切作用下液滴表面将有 K-H 不稳定波的产生, K-H 不稳定波生长的过程将直接影响液滴的变形和随后的破碎过程<sup>[11-12]</sup>。王继海<sup>[21]</sup> 在研究界面不稳定性时理论推导了 K-H 不稳定性的色散方程:

$$n = -k^2 \frac{\mu_1 + \mu_g}{\rho_1 + \rho_g} + \sqrt{\frac{\rho_1 - \rho_g}{\rho_1 + \rho_g} ka + \frac{k^2 \rho_1 \rho_g (u_{gs} - u_{ls})^2}{(\rho_1 + \rho_g)^2} - \frac{k^3 \sigma}{\rho_1 + \rho_g} + \left(\frac{\mu_1 + \mu_g}{\rho_1 + \rho_g}\right)^2} k^4 \quad (2)$$

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} \quad (3)$$

式中:  $n$  为 K-H 波增长率,  $k$  为 K-H 波波数,  $\mu_g$  为气体黏度,  $a$  为液滴质心加速度,  $u_{gs}$  为液滴表面气流速度,  $u_{ls}$  为液滴表面流体运动速度,  $\lambda$  为 K-H 波长。

实验中气流与液滴接触后将在液滴表面偏转并加速, 由式 (2) 可知 K-H 不稳定性将在气体与流体速度差最大的地方率先发生。假设气流属于无黏流动, 并且从液滴表面扫过时不发生分离现象。将坐标系建立在液滴中心处, 采用气体动力学理论进行推导, 液滴周围流场速度满足以下分布:

$$\begin{cases} u_r = u_g \cos \theta \left(1 - \frac{R^3}{r^3}\right) \\ u_\theta = -u_g \sin \theta \left(1 + \frac{R^3}{2r^3}\right) \end{cases} \quad (R \leq r, 0 \leq \theta \leq 2\pi) \quad (4)$$

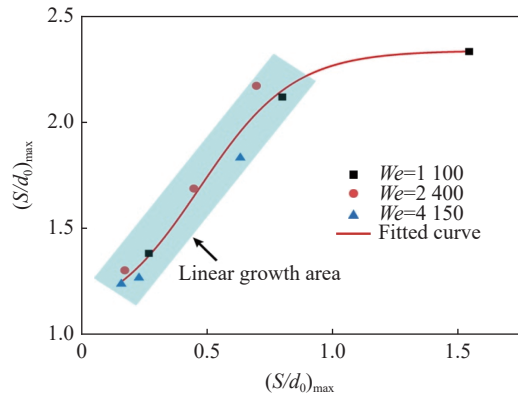


图 11 无量纲最大变形位移  $(S/d_0)_{\max}$  与无量纲最大变形高度  $(d_c/d_0)_{\max}$  的变化关系

Fig. 11 Variation of maximum dimensionless droplet cross-stream diameter  $((d_c/d_0)_{\max})$  with maximum dimensionless windward displacement  $((S/d_0)_{\max})$

式中:  $u_r$  为气流沿径向的速度,  $u_\theta$  为气流沿周向的速度,  $R$  为实际液滴半径,  $r$  为自变量。由式 (4) 可知气流在液滴赤道位置处达到最大, 约为 1.5 倍的来流速度 ( $u_{gs}=1.5u_g$ )。同时假定初始阶段液滴赤道位置处流体静止。对式 (2) 进行求解, 图 12 展示了不同  $Oh$  条件下 K-H 波生长速率随波数的变化关系, 其韦伯数  $We$  依次为 1 100、2 400 和 4 150。

可以发现在三种组别下, 随着  $Oh$  的增大, K-H 波增长率随波数变化的函数形状都发生了明显改变: 波峰整体向左下方移动; 波峰右侧增长率梯度明显减小, 函数图像变得更为平缓; 波峰左侧增长率梯度略有减小, 但随着波数的增大 K-H 波增长率依旧迅速增大直至到达波峰。波峰整体向左下方偏移表明随着液滴的黏性提升, 液滴表面 K-H 不稳定波的增长速率将降低, 不同波长的增长率差异将减小, 液滴表面 K-H 波结构将更加难以辨识(增长率越大, K-H 波越不稳定, 其结构越难辨认)。而增长率梯度的变化则表明黏性对不同尺度 K-H 波的影响存在差异, 其对较小尺度 K-H 波的抑制作用将强于大尺度 K-H 波(大尺度 K-H 波对应图 12(a)~(c) 中初始图像重合阶段)。

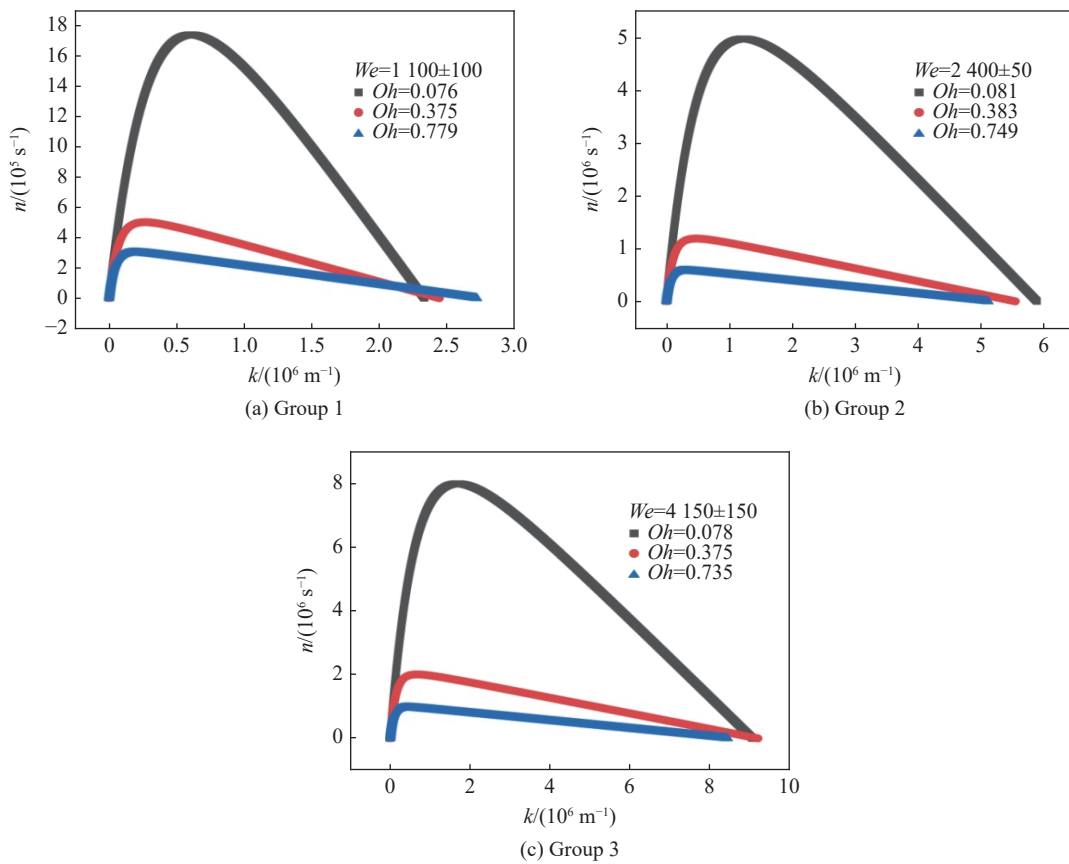


图 12 三种组别条件下 K-H 波增长率 ( $n$ ) 随波数 ( $k$ ) 的变化关系  
 Fig. 12 Variation of wave growth rate ( $n$ ) with wave number ( $k$ ) of three groups

对图 12 中波峰数据进行统计, 图 13(a) 和 (b) 分别展示了三种分组条件下无量纲最大增长率波长  $\lambda_{max}/d_0$  及最大增长率  $n_{max}$  随  $Oh$  的变化关系。随着  $Oh$  的增大,  $\lambda_{max}/d_0$  增大而所对应的  $n_{max}$  减小。表明当液滴黏性提升时, 液滴表面最不稳定的 K-H 波将朝着尺度增大、生长率降低的趋势发展(定义增长率最大的波为最不稳定的波), 从而实现黏性对变形过程的延缓作用。此外, 随着  $We$  的增大,  $\lambda_{max}/d_0$  减小, 而  $n_{max}$  将增大。这是因为 K-H 波的生长过程主要由气流与液滴间的相对速度决定。增大  $We$ , 气流与液滴间的相对速度将增大, 液滴表面最不稳定的 K-H 波朝着更小更快的方向发展, 从而加快了液滴的变形过程。

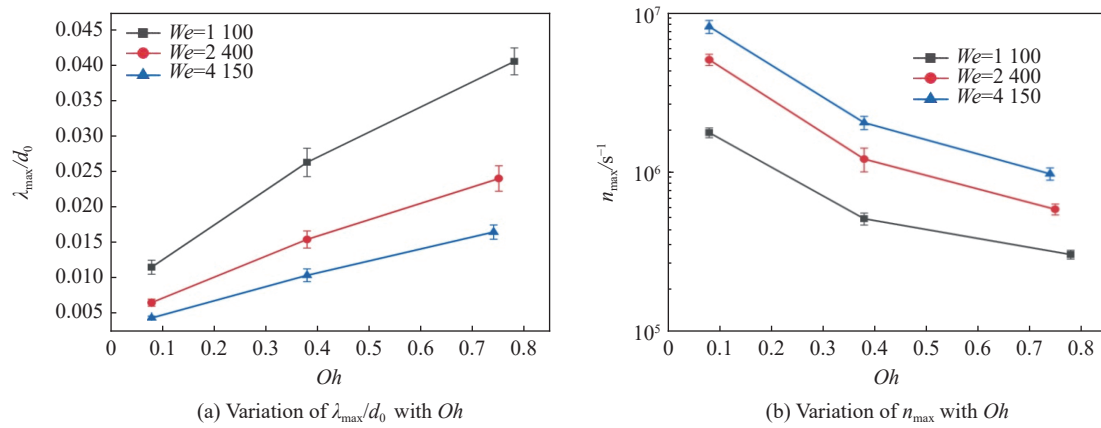


图 13 三种组别条件下无量纲最大增长率波长  $\lambda_{\max}/d_0$  及最大增长率  $n_{\max}$  随奥内佐格数  $Oh$  的变化关系

Fig. 13 Variation of dimensionless maximum wavelength ( $\lambda_{\max}/d_0$ ) and maximum increasing rate ( $n_{\max}$ ) with  $Oh$  of three groups

## 4 结 论

在水平激波管上开展了激波冲击下液滴变形过程的实验研究, 重点关注了高韦伯数条件 ( $We=1$  100~4150) 下黏性(无量纲化为奥内佐格数  $Oh$ ) 对液滴变形过程的影响, 结果表明:

(1) 韦伯数  $We$  和奥内佐格数  $Oh$  共同影响着液滴的变形行为——随着韦伯数的提升, 增强的气动力将改变变形过程中的典型特征; 而随着奥内佐格数  $Oh$  的增大, 液滴演化出相应特征所需时间增大, 同时伴随着新的特征出现;

(2) 液滴黏性的增大将延缓液滴的变形过程同时耗散更多的能量, 小液滴更难从主液滴剥离, 液滴有更多的时间去径向生长及顺气流方向移动; 因此, 随着奥内佐格数  $Oh$  的增大, 无量纲垂直气流高度  $d_c/d_0$  和迎风面位移  $S/d_0$  的生长速率降低, 无量纲最大变形高度  $(d_c/d_0)_{\max}$  和位移  $(S/d_0)_{\max}$  和无量纲变形时间  $T_{ini}$  都呈现增大趋势;

(3) 在实验条件下拟合得到了无量纲最大变形高度  $(d_c/d_0)_{\max}$  随无量纲最大变形位移  $(S/d_0)_{\max}$  变化的经验公式; 随着无量纲最大变形位移  $(S/d_0)_{\max}$  的增大, 无量纲最大变形高度  $(d_c/d_0)_{\max}$  首先呈线性增长, 之后增幅降低; 这是因为当奥内佐格数  $Oh$  达到一定值后, 提升黏性已不能显著地影响液滴的变形过程;

(4) 增大液滴黏性, 液滴表面最不稳定的 K-H 波朝着尺度增大、生长率降低的趋势发展, 从而实现黏性对变形过程的延缓作用。

## 参考文献:

- [1] REINECKE W, WALDMAN G. Shock layer shattering of cloud drops in reentry flight [C] // Pasadena, AIAA, 13th Aerospace Sciences Meeting, 1975. DOI: 10.2514/6.1975-152.
- [2] ROY G D, FROLOV S M, BORISOV A A, et al. Pulse detonation propulsion: challenges, current status, and future perspective [J]. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2004, 30(6): 545–672. DOI: 10.1016/j.pecs.2004.05.001.
- [3] LI J L, FAN W, YAN C J, et al. Experimental investigations on detonation initiation in a kerosene-oxygen pulse detonation rocket engine [J]. *Combustion Science and Technology*, 2009, 181(3): 417–432. DOI: 10.1080/00102200802612310.
- [4] LI J L, FAN W, YAN C J, et al. Performance enhancement of a pulse detonation rocket engine [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2011, 33(2): 2243–2254. DOI: 10.1016/j.proci.2010.07.048.
- [5] GUILDENBECHER D R, LÓPEZ-RIVERA C, SOJKA P E. Secondary atomization [J]. *Experiments in Fluids*, 2009, 46(3): 371–402. DOI: 10.1007/s00348-008-0593-2.
- [6] LANE W R. Shatter of drops in streams of air [J]. *Industrial & Engineering Chemistry*, 1951, 43(e): 1312–1317. DOI: 10.1021/ie50498a022.
- [7] HINZE J O. Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes [J]. *AIChE Journal*, 1955,

- 1(3): 289–295. DOI: 10.1002/aic.690010303.
- [8] CHOU W H, FAETH G M. Temporal properties of secondary drop breakup in the bag breakup regime [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 1998, 24(6): 889–912. DOI: 10.1016/s0301-9322(98)00015-9.
- [9] HSIANG L P, FAETH G M. Near-limit drop deformation and secondary breakup [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 1992, 18(5): 635–652. DOI: 10.1016/0301-9322(92)90036-g.
- [10] THEOFANOUS T G, LI G J. On the physics of aerobreakup [J]. *Physics of Fluids*, 2008, 20(5): 052103. DOI: 10.1063/1.2907989.
- [11] THEOFANOUS T G. Aerobreakup of newtonian and viscoelastic liquids [J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2011, 43: 661–690. DOI: 10.1146/annurev-fluid-122109-160638.
- [12] THEOFANOUS T G, MITKIN V V, NG C L, et al. The physics of aerobreakup: II: Viscous liquids [J]. *Physics of Fluids*, 2012, 24(2): 022104. DOI: 10.1063/1.3680867.
- [13] SHEN S, LI J L, TANG C L, et al. The viscous effect on the transient droplet deformation process under the action of shock wave [J]. *Atomization and Sprays*, 2019, 29(2): 105–121. DOI: 10.1615/AtomizSpr.2019030070.
- [14] 王超, 吴宇, 施红辉, 等. 液滴在激波冲击下的破裂过程 [J]. *爆炸与冲击*, 2016, 36: 129–134. DOI: 10.11883/1001-1455(2016)01-0129-06.
- WANG C, WU Y, SHI H H, et al. Breakup process of a droplet under the impact of a shock wave [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2016, 36: 129–134. DOI: 10.11883/1001-1455(2016)01-0129-06.
- [15] 施红辉, 刘晨, 熊红平, 等. 激波冲击下液滴变形破碎的黏性特征 [J]. *航空动力学报*, 2019, 34(9): 1962–1970. DOI: 10.13224/j.cnki.jasp.2019.09.013.
- SHI H H, LIU C, XIONG H P, et al. Viscosity characteristics of droplet deformation and breakup under shock wave [J]. *Journal of Aerospace Power*, 2019, 34(9): 1962–1970. DOI: 10.13224/j.cnki.jasp.2019.09.013.
- [16] CHENG S, CHANDRA S. A pneumatic droplet-on-demand generator [J]. *Experiments in Fluids*, 2003, 34: 755–762. DOI: 10.1007/s00348-003-0629-6.
- [17] JOSEPH D D, BELANGER J, BEAVERS G S. Breakup of a liquid drop suddenly exposed to a high-speed airstream [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 1999, 25(6–7): 1263–1303. DOI: 10.1016/s0301-9322(99)00043-9.
- [18] 孔上峰, 封锋, 邓寒玉. 高韦伯数下煤油液滴的破碎机理研究 [J]. *实验流体力学*, 2017, 31(1): 20–25. DOI: 10.11729/sytlx20160106.
- KONG S F, FENG F, DENG H Y. Breakup of a kerosene droplet at high Weber numbers [J]. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2017, 31(1): 20–25. DOI: 10.11729/sytlx20160106.
- [19] CAO X K, SUN Z G, LI W F, et al. A new breakup regime of liquid drops identified in a continuous and uniform air jet flow [J]. *Physics of Fluids*, 2007, 19(5): 057103. DOI: 10.1063/1.2723154.
- [20] PILCH M, ERDMAN C A. Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 1987, 13(16): 741–757. DOI: 10.1016/0301-9322(87)90063-2.
- [21] 王继海. 二维非定常流和激波 [M]. 北京: 科学出版社, 1994: 348–376.

(责任编辑 王小飞)