DOI: 10.11883/bzycj-2016-0269 文章编号: 1001-1455(2018)03-0525-09

相近韦伯数条件下激波波后液滴初期变形的影响机制*

易翔宇[1,2],朱雨建[1],杨基明[1]
(1.中国科学技术大学近代力学系,安徽 合肥 230027;
2.中国航天空气动力技术研究院,北京 100074)

摘要: 以实验结合数值模拟与理论分析的方法,研究韦伯数在 2 100～2 700 区间内,不同组合流动参数对液滴破碎初期变形的影响与作用机制。实验中通过高速摄影捕捉到一系列具有明显差异的液滴变形模态,表明在相近韦伯数下液滴的初期变形仍受到气流速度、密度等具体流动参数的显著影响。以刚性球体替代液滴进行外流数值模拟,利用球体表面气动力分布推算出的液滴表面变形趋势与实际变形形态吻合,表明液滴的初期变形特征与外流流动分离和涡特征具有一致性。对流场和理论变形数据的分析显示,流动分离发展阶段和稳定阶段对液滴作用力以及它们所诱导的液滴变形特征存在很大差异;分离发展与液滴变形过程的特征时间之比可由气液密度比的平方根表示,它决定了液滴早期变形的基本形态。分离发展阶段所占时间比例越高,即实验中气液密度比越高,则液滴更倾向于发展出单个显著的环形突起,反之则趋于形成多个相对均衡的突起。

关键词: 液滴;破碎;初期变形;高速摄影;背风面
中图分类号: O354.5 **国标学科代码**: 13025 **文献标志码**: A

在激波诱导的高速气流中,液滴会在气流气动力作用下发生变形和破碎;这是高速两相流研究中的一个典型问题。同时液滴的气动破碎广泛存在于各类工程实践中,如发动机液态燃料喷射雾化中的二次破碎[1-2]和飞行器表面的雨滴侵蚀防护等。因此,对这一现象的研究具有重要学术价值和工程意义。

已有大量研究工作对不同来流条件下液滴的破碎机理进行了讨论。液滴的破碎机理通常以韦伯数 $We=\dfrac{\rho_g u_g^2 d_0}{\sigma}$ 和奥内佐格数 $Oh=\dfrac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \sigma d_0}}$ 同时作为控制参数,式中 ρ_g、u_g 分别为正激波波后气流的密度和速度,ρ_l、d_0、μ_l 分别为液滴的密度、直径、黏性系数,σ 为气-液界面张力系数。其中,关于 $We>350$,$Oh<0.1$ 的液滴变形与破碎现象存在争议。早期的实验研究认为,这一参数区间内液滴边缘的剪切伴随着中心附近的 Rayleigh-Taylor(RT)波穿刺现象。随着近年来实验技术的不断发展,Theofanous 等[3-6]、Chang 等[7]通过提高拍摄分辨率、采用激光诱导荧光和多角度同步拍摄等技术,获得了更清晰的液滴破碎图像,清楚地揭示了在高韦伯数情况下液滴迎风面驻点存在光滑区域,及出现于迎风面 45°附近区域的 Kelvin-Helmholtz(KH)波。同时结合大量理论分析,Theofanous 等[3-6]、Chang 等[7]指出剪切诱导夹带(shear induced entrainment,SIE)是高韦伯数条件下液滴的破碎机理。

高韦伯数条件下,液滴迅速变形并被液雾笼罩,破碎初期未被液雾遮挡的液滴变形图像是研究液滴破碎机理的重要依据。另一方面,液滴变形初期的形态直接决定了完成破碎时液滴的拓扑结构,对破碎效率有着不可忽视的影响。在 SIE 机制下的液滴破碎实验中,液滴整体形状的演化过程并不单一,而是呈现出多种不同的模态。一般认为,在完全破碎前,液滴主要呈现出一种扁平的椭球形或碟形[8-9];Wierzba 等[10]以激光干涉法捕捉液滴变形流场则揭示出更复杂的液滴变形形态:在液滴的背风面出现

* **收稿日期**: 2016-09-09; **修回日期**: 2016-12-28
基金项目: 国家自然科学基金项目(11102204,11572313)
第一作者: 易翔宇(1988—),男,博士研究生; **通信作者**: 朱雨建,yujianrd@ustc.edu.cn。

一个环形的脊状突起，并在其顶端有液雾生成。在此后的相关研究中，类似的背风面突起形态被多次观测和描述，而随实验条件的不同，这些突起形态也有所差异[5]。到目前为止，对液滴破碎初期变形的研究多集中于低韦伯数条件[11]或高韦伯数条件下液滴表面的不稳定性现象[7,12]，对于高韦伯数条件下液滴初期变形不同模态出现的原因以及揭示液滴初期变形对液滴破碎效率影响的研究工作相对较少。

本文中通过实验，对韦伯数在 2 100～2 700 区间内液滴破碎的初期变形进行观测，获得在不同实验条件下具有显著差异的液滴变形图像。在已有工作[13]的基础上，利用数值模拟结合理论分析，解析液滴周围流场的发展过程，探讨不同变形模态的形成原因。

1 研究方法

1.1 实验设备和方法

实验在设有电控破膜系统的矩形截面(40 mm×70 mm)水平激波管中进行[13]。通过激光束和光电二极管探测下落的液滴，并经同步控制系统触发电控破膜装置产生激波，保证液滴与激波在观察窗预设区域内相互作用并发生破碎，从而尽可能地提高实验照片的时间及空间分辨率。实验照片像素密度为 33～40 pixels/mm，拍摄速率为 5×10^4 s^{-1}，单帧曝光时间为 0.37～1.00 μs。本实验液滴破碎的特征时间为 0.5～1.0 ms，其中受液雾干扰较小、变形图像较清晰的初期破碎过程持续 0.15～0.20 ms；因此在实验总有效时长内可获得 25～50 幅图像，其中初期变形图像 7～10 幅。

表 1 实验参数

Table 1 Experimental parameters

Cases	d_0/mm	Ma_s	u_g/(m·s^{-1})	ρ_g/(kg·m^{-3})	We	Re	Oh	$t_{s,0}$/μs	$t_{d,0}$/μs	κ
I	3.76	1.37	186.2	1.312	2 370	4.2×10^4	1.9×10^{-3}	20.2	557.7	3.62×10^{-2}
II	2.66	1.89	396.3	0.460	2 670	1.9×10^4	2.3×10^{-3}	6.7	312.9	2.14×10^{-2}
III	2.82	1.91	399.6	0.346	2 142	1.5×10^4	2.2×10^{-3}	7.1	379.5	1.87×10^{-2}
IV	3.04	2.36	560.3	0.162	2 118	8.9×10^3	2.1×10^{-3}	5.4	426.9	1.26×10^{-2}
V	2.61	2.60	641.0	0.164	2 421	8.3×10^3	2.3×10^{-3}	4.1	317.7	1.29×10^{-2}

实验液滴介质为纯净水，与室温空气之间的表面张力系数约为 70 mN/m。气流参数(气流密度和速度)的改变通过设置不同的激波管高、低压段压力来实现。表 1 给出了本文实验工况的具体参数，表中雷诺数 $Re=\rho_g u_g d_0/\mu_g$，Ma_s 为运动激波马赫数，$t_{s,0}$、$t_{d,0}$ 和 κ 分别为分离发展特征时间、液滴变形特征时间及两者的比值，定义式由后文给出。测试激波马赫数为 1.37～2.60，液滴直径为2.6～3.8 mm，基于激波波后气体属性计算所得韦伯数范围为2 100～2 700，气动雷诺数在 10^4 量级；由于液滴介质相同且尺度相差不大，所有实验奥内佐格数基本相当，约为2×10^{-3}。参数的调整主要体现在气流密度和速度的改变，其中密度范围为0.16～1.31 kg/m^3，速度范围为186～641 m/s。图 1 中给出了本文实验的 *We*-*Oh* 参数范围。参照 Theofanous 等[5]关于液滴破碎模式与 *We*-*Oh* 的依赖关系图，本文实验条件均位于 KH-SIE 破碎机制(以界面 KH 不稳定性和剪切诱导夹带为特征)区间内。相比于 Joseph 等[8]、Theofanous 等[3]的研究工作，本文实验的 *We* 与 *Oh* 均处于一个变化较小的区间内。

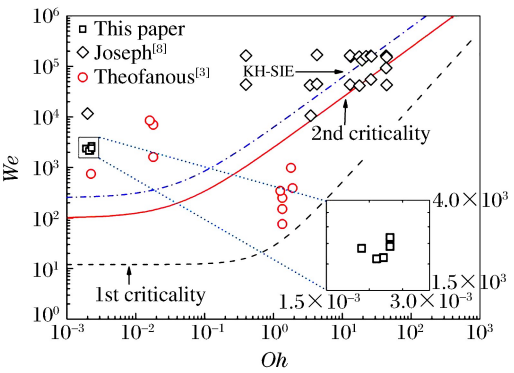


图 1 实验 *We*-*Oh* 参数范围

Fig. 1 *We*-*Oh* scopes of experiments

1.2 数值模拟方法

为解释液滴呈现不同变形模态的原因，本文中将破碎初期，变形尺度相对不大的液滴，近似看作一个同等直径的刚性球体；通过轴对称外流流场的数值模拟，获得圆球表面气动压力分布和摩擦力(切应

力)分布的演化过程，用于对液滴初期变形现象进行评估、分析和预测。

外流模拟采用一套成熟的、基于有限体积方法的二维可压缩数值模拟程序—VAS2D[14]。计算域如图 2(a)所示。计算总网格数约为 40 000，在球体壁面周向分布的网格数为 300，边界层网格最小高度为 1 μm。图 2(b)给出了典型实验条件下边界层分离点附近的速度场。从图中可知，速度边界层厚度为 30～50 μm，含 15～20 个网格，足以刻画边界层内部及分离发生的流动细节。

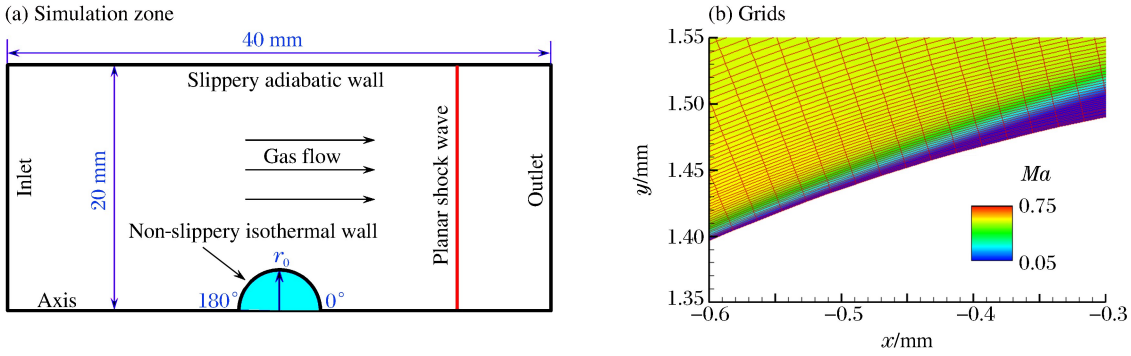


图 2　计算域和网格示意图

Fig. 2　Schematic of simulation zone and grids

1.3　液滴变形理论

激波扫过液滴后，流动分离流场在液滴下游建立并发展稳定。外流气动力对液滴初期变形的驱动机制可分为 2 类：一是界面上的剪切摩擦诱导出液滴表面(液滴内部边界层)的周向流动，在表面局部形成液体量的堆积或稀疏；二是表面压力分布的不均衡，对液滴构成局部挤压和拉伸效应。2 种驱动机制在液滴表面形成的径向加速度，可分别用下式：

$$a_{r,\tau}=\frac{\partial u_{r,\tau}}{\partial t}=\frac{\eta_\tau}{\rho_l r_0}\left(\frac{\partial \tau}{\partial \theta}+\tau\cot\theta\right),\qquad a_{r,p}=\frac{\partial u_{r,p}}{\partial t}=\frac{\eta_p}{\rho_l r_0}\left(\frac{\partial^2 p}{\partial \theta^2}+\frac{\partial p}{\partial \theta}\cot\theta\right)\tag{1}$$

表示[13]。在本文所涉及的参数范围内，压力拉伸所诱导生成的加速度比剪切堆积所诱导生成的加速度高约 2 个数量级，因此在下文的分析中，对液滴变形的预估忽略剪切堆积的影响，即任意时刻 t_1 液滴表面 θ 位置的径向速度和变形量由：

$$u_r(\theta,t_1)=u_{r,p}(\theta,t_1)=\int_0^{t_1}a_{r,p}\,\mathrm{d}t=\int_0^{t_1}\frac{\eta_p}{\rho_l r_0}\left(\frac{\partial^2 p}{\partial \theta^2}+\frac{\partial p}{\partial \theta}\cot\theta\right)\mathrm{d}t,\qquad r(\theta,t_1)-r_0=\int_0^{t_1}u_r(\theta,t)\,\mathrm{d}t\tag{2}$$

给出。式(1)～(2)中 τ、p 分别为 t 时刻液滴表面 θ 位置的瞬态摩擦和压力，r_0 为液滴初始半径。η_τ、η_p 为修正参数，用以修正因黏性和表面张力导致的液滴变形量的减小。

2　结果与讨论

2.1　液滴的初期变形

对液滴变形和破碎现象的描述一般以 We 和 Oh 为主要控制参数。然而，在维持组合控制参数(即 We 和 Oh)不变的基础上变动某些原始参数(改变气流密度、速度或液滴直径)，其所得实验现象的细节实际也不尽相同，对于这种差异当前仍缺少充分的认识[13]。基于这一考虑，本文中进行了一组液滴破碎实验，一方面将实验的 We 和 Oh 维持在一个变化较小的区间内，以保证液滴的破碎遵循相同的破碎机制；另一方面通过调整来流的密度和速度，获得不同的液滴变形图像。

在对液滴变形的考察中，对液滴变形形态的对比应基于相同的变形发展阶段和破碎阶段。在流动参数差异不大的条件下，液滴表面变形驱动力 $F\propto p_d d_0^2$，液滴质量 $m_l\propto\rho_l d_0^3$，因此液滴变形的特征加速度可以表示为：

$$a_0=p_d/(\rho_l d_0)\tag{3}$$

则变形特征时间可定义为：

$$t_{\mathrm{d},0}=\sqrt{r_0/a_0}=(d_0/u_{\mathrm{g}})\sqrt{\rho_{\mathrm{l}}/\rho_{\mathrm{g}}} \tag{4}$$

式中：p_{d}为激波后气流动压。因此，在不同工况下，选取 $t/t_{\mathrm{d},0}$相同的时刻进行比较，可以保证液滴处在相同的变形阶段。另一方面，Pilch 等[9]、Thefanous 等[6]给出了 SIE 机制下液滴破碎时间：

$$t_{\mathrm{b}}\propto(d_0/u_{\mathrm{g}})\sqrt{\rho_{\mathrm{l}}/\rho_{\mathrm{g}}} \tag{5}$$

式(4)和(5)中所定义的液滴变形与液滴破碎特征时间具有相同的形式，因此相同的变形阶段也对应相同的破碎阶段。在本文中，统一采用 $t/t_{\mathrm{d},0}\sim0.2$ 时刻进行不同工况下液滴变形的比较。一方面，该时刻的液滴已发生较明显的变形，易于对不同模态加以区分；另一方面，液滴赤道附近产生的液雾尚未对液滴背风面的发展图像产生明显的遮蔽，整个背风面的形态清晰可见。

图 3 给出了 5 种实验条件下，$t/t_{\mathrm{d},0}\sim0.2$ 时刻的液滴变形照片。基于背风面变形发展模态的区别，液滴的变形可明显地分为 2 类：(a)实验 I 中，液滴背风面存在孤立的环形突起，并向外发展至较大尺度。在后续发展中，该突起顶部会因气流剪切形成液雾。(b)在气流密度较低的几次实验(II～V)中，液滴背风面存在 3 个环形突起，且高度较平均。在变形的中期，受表面张力约束，这些突起均难以进一步向外扩展，因此对液雾的形成几乎没有贡献。

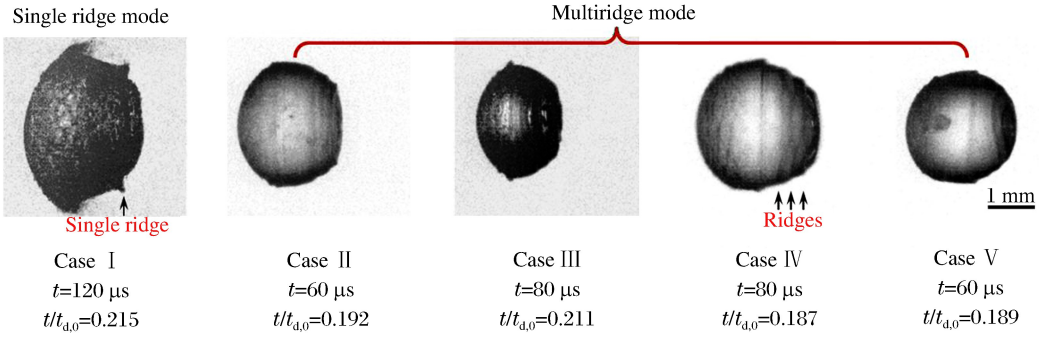


图 3 $t/t_{\mathrm{d},0}\sim0.2$ 时刻相近 We 条件下的液滴变形图像

Fig. 3 Deformation images of water drops under limited We conditions at $t/t_{\mathrm{d},0}\sim0.2$

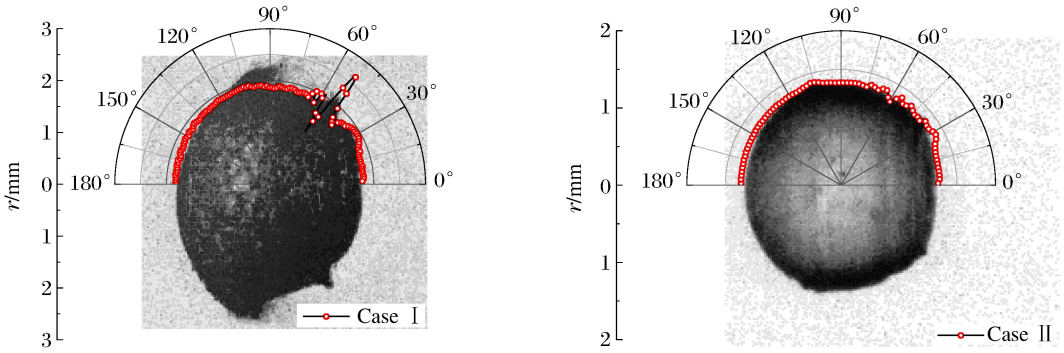


图 4 基于外流数值模拟不同变形形态的理论预测

Fig. 4 Theoretical prediction of different deformation patterns based on numerical simulation of outer flow

利用 1.2 节中的数值模拟和 1.3 节中的理论方法，可以对破碎初期的液滴变形进行模拟和估算。图 4 给出了实验 I 和 II 中，液滴实际变形与数值模拟的对比，计算中修正参数 $\eta_p=0.05$。2 种来流条件下，液滴背风面上突起的数量发展幅度均可以得到刻画。为探索液滴出现不同形态的原因，本文下一节对液滴背风面流场的形成和压力特征进行总结和分析。

2.2 环形突起形态差异的原因分析

从 2.1 节可知，在相近的 We 条件下，液滴背风面环形突起的发展会呈现出不同的模态，导致破碎前液滴整体的形状具有较大差别。这种突起发展模态的差异主要受密度的影响：发展程度较高的孤立突起，多出现于气流密度较高的实验中；气流密度较低时，突起发展幅度较平均。由式(2)可知，利用等

直径刚性球体压力数据可以预测液滴变形。因此，本节中通过归纳球体表面分离形成过程中的压力演化，对突起发展呈现的多种模态进行解释。

2.2.1　液滴背风面分离的发展过程

为说明激波作用后球体（液滴）附近流场建立和稳定的过程，本文中给出了典型工况下（实验工况 I）圆球表面的摩擦力（切应力）和压力演化 θ-t 图（图 5）。图中量纲一切应力 $\tau^* = \tau\sqrt{Re}/p_d$，压力系数 $C_p = (p - p_\infty)/p_d$，p_∞ 为激波后气流的静压。依据流场发展的特征现象，这一过程可分为 3 个阶段：激波绕射阶段、分离形成阶段和整体稳定阶段。

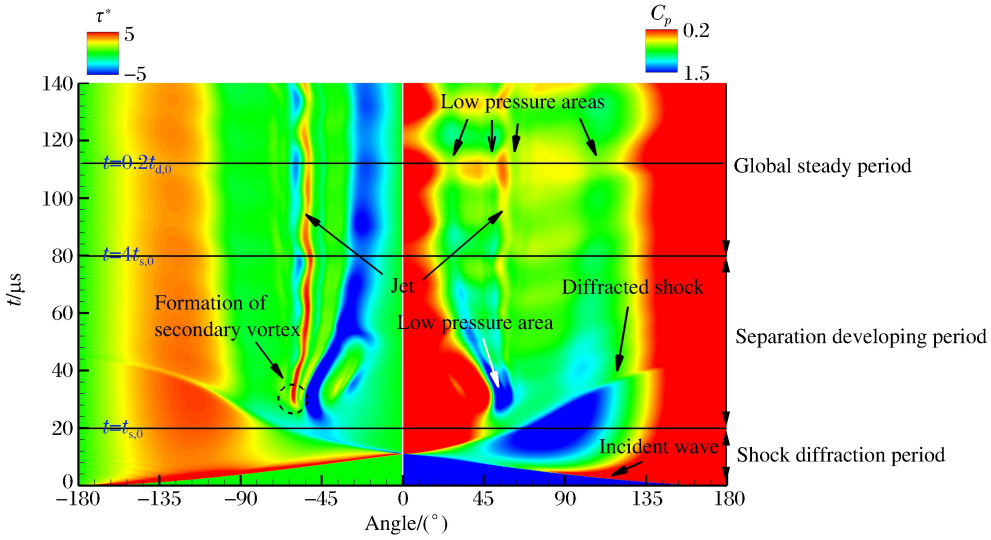


图 5　圆球表面剪切与压力发展过程

Fig. 5　Development of shear stress and pressure distribution on the sphere surface

图 6 给出了激波绕射阶段中，圆球附近流场的发展过程。图中利用 $x^* = x/d_0$，$y^* = y/d_0$ 进行长度参数的归一化。入射激波在球体表面发生常规反射，并在接近圆球赤道附近时转变为马赫反射。随后弯曲的马赫杆扫过圆球背风面，在后驻点处相交并向迎风面移动，强度减弱直至完全耗散。这一阶段持续时间较短，通常小于 20 μs。本文条件下，激波绕射阶段液滴表面无明显变形发生。

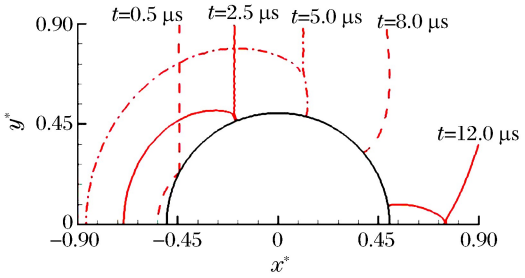


图 6　流场建立初期的激波绕射

Fig. 6　Shock diffraction in the early stage of flow field establishment

激波扫过圆球表面后，回流区内的复杂流场逐渐发展形成并趋于稳定，稳定后的流场具有 3 个层次的涡结构。图 7 给出了圆球附近分离形成和发展的过程。马赫杆相交于背风面驻点后向上游移动，在边界层内诱发形成强烈的逆压梯度，并形成一个主涡（涡 A）。在圆球背风面的流动中，涡 A 逐渐占据主导地位，其中心附近压力最低。此时圆球表面存在 2 个明显的低压区域，如图 8 虚线所示。随后涡 A 内部形成二次涡（涡 B），并向外发展，将主涡 A 分割为 A1 和 A2 两段，见图 7(c)。此后流场结构趋于稳定，涡系结构没有显著变化。稳定阶段圆球表面的低压点有 4 个，分别位于迎风面分离点附近，以及涡 A1、B 与 A2 的内部，如图 8 实线所示。A1 和 B 内部可能形成尺度更小的三次涡，但对圆球表面压力分布影响不大。上述背风面流场结构，与文献[15]中的 α 和 sub-α 模式吻合。

对应图 8 中圆球表面的压力分布，图 9 给出了与压力分布曲线一一对应的液滴表面法向加速度曲线。从图中可以看出，压力较低的区域与液面法向加速度大体一致。在分离过程中，加速度具有 2 个相对孤立的峰值；在分离稳定后，加速度有 4 个较明显的峰值，对应实验中尺度差异相对较小的 4 个突起。

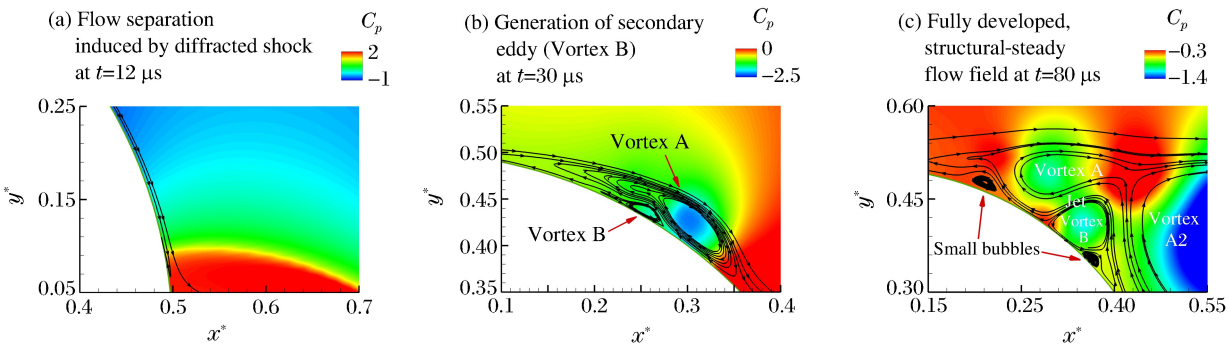


图 7 分离流场形成过程(工况 I)

Fig. 7 Establishment of flow separation in Case I

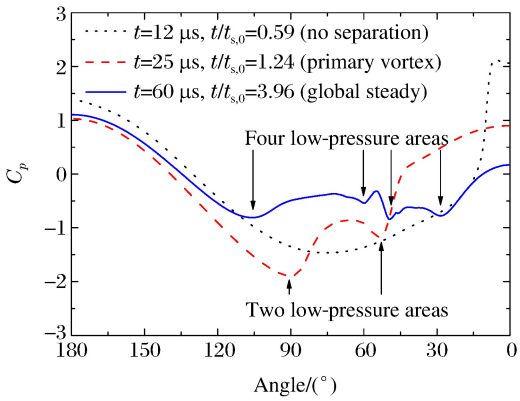


图 8 分离发展过程中球体表面压力系数分布(工况 I)

Fig. 8 Pressure coefficient distribution on the sphere surface in the flow field establishment of Case I

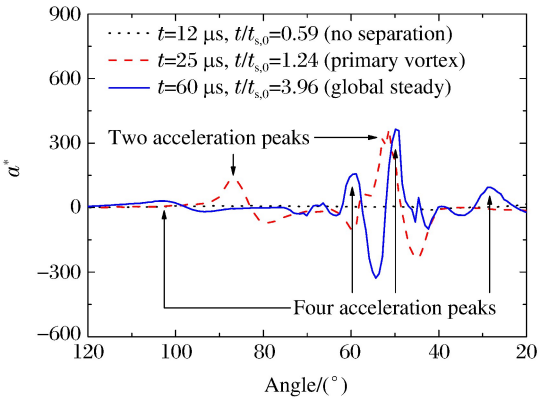


图 9 分离发展过程中液滴表面径向加速度分布(工况 I)

Fig. 9 Radial acceleration distribution on the sphere surface in the flow field establishment of Case I

2.2.2 分离发展特征时间

从 2.2.1 节可知,在分离发展的不同阶段,外部流场在液滴表面施加的压力具有 2 种典型的分布形态,并诱导出不同的法向加速度分布。2 种压力分布形态分别对应分离产生过程(主涡 A 主导)和分离完全稳定后(主涡 A1、A2 和二次涡 B 共同作用)。2 个阶段的作用时间决定了 2 种压力分布对于液滴变形影响的主次关系,因此,本节中对分离产生和稳定的速度进行讨论。

分离形成过程中,二次涡 B 的出现是一个可量化的时间节点。从激波经过到二次涡 B 出现的时间间隔,可以认为正比于分离发展的特征时间。图 10 给出了不同来流条件下,从激波经过到二次涡 B 出现的间隔时间。从图中可以看出,利用:

$$t_{s,0}=d_0/u_g \tag{6}$$

进行归一化,则次涡 B 出现于 $t/t_{s,0}\approx 0.92$。

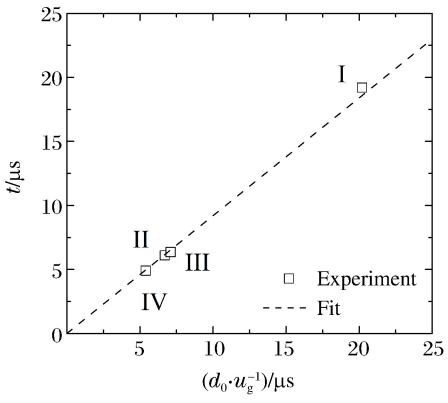


图 10 不同流动条件下二次涡(涡 B)的出现时间

Fig. 10 Occurrence time of secondary eddy (eddy B) in different flow conditions

将式(4)与(6)进行对比可知,分离生成的特征时间 $t_{s,0}$ 与液滴变形的特征时间 $t_{d,0}$ 之比为密度比的平方根,因此定义时间比:

$$\kappa=t_{s,0}/t_{d,0}=\sqrt{\rho_g/\rho_l} \tag{7}$$

这一量纲一数标志着分离过程对于突起生成的贡献程度。图 3 列出的 5 个实验工况各自的 $t_{s,0}$、$t_{d,0}$ 和 κ 值均在表 1 中给出。显然，由于实验中液体密度恒定，气流密度较大时 κ 也较大，图 8 中虚线给出的 2 个低压区会在液滴表面持续相对较长的时间，因此在 50°处的突起会发展至相对更大的幅度。

2.2.3　环形突起发展的归一化

量纲一化后分离发展过程主要受雷诺数和气流马赫数影响，并具有高度的相似性。利用这一流动特征，液滴外部流场演化可以被拆分为 $t/t_{s,0}<4$ 的非定常过程和 $t/t_{s,0}>4$ 的近似定常过程，并分别进行参数归一化。液滴的整体变形，可以看作 2 阶段影响的线性叠加。量纲一加速度叠加时的叠加系数，即 2 阶段分别持续时间的不同，将导致液滴形态上的区别。利用这一方法，κ 对液滴变形的影响可以得到直接的体现。通过这一阶段划分方法，并将整体稳定阶段的流动假设为定常，使式(2)给出的液滴在 $t/t_b=0.2$ 内发生的变形可以由：

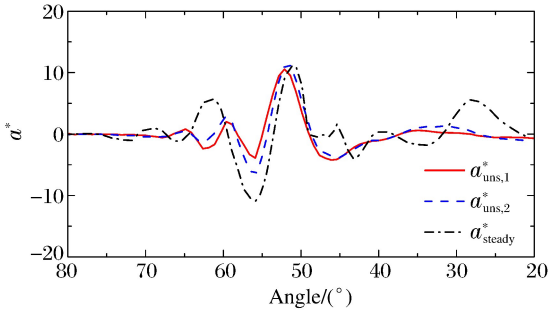


图 11　工况 I 条件下变形各组分的量纲一加速度

Fig. 11　Non-dimensional acceleration of deformation components in Case I

$$r-r_0=\Delta r_{\text{un steady}}+\Delta r_{\text{steady}},\qquad \Delta r_{\text{steady}}=\int_{4t_{s,0}}^{0.2t_{d,0}}\left(\int_{4t_{s,0}}^{t_1}a_{r,p}\,\mathrm{d}t\right)\mathrm{d}t_1=a_0t_{d,0}^2(0.2-4\kappa)^2a^*_{\text{steady}}$$

$$\Delta r_{\text{un steady}}=\Delta r_{\text{uns},1}+\Delta r_{\text{uns},2}=\int_0^{4t_{s,0}}\left(\int_0^{t_1}a_{r,p}\,\mathrm{d}t\right)\mathrm{d}t_1+(0.2t_{d,0}-4t_{s,0})\left(\int_0^{4t_{s,0}}a_{r,p}\,\mathrm{d}t\right)=$$

$$a_0t_{d,0}^2\left[16\kappa^2a^*_{\text{uns},1}+4\kappa(0.2-4\kappa)a^*_{\text{uns},2}\right]\tag{8}$$

分解为 2 部分：$\Delta r_{\text{unsteady}}$ 和 Δr_{steady} 分别为非定常过程所诱导产生的变形和稳定后壁面压力诱导的变形。式中 a_0 为式(3)中定义的突起发展的特征加速度，3 项量纲一加速度：

$$a^*_{\text{uns},1}=\frac{\int_0^{4t_{s,0}}\left(\int_0^{t_1}a_{r,p}\,\mathrm{d}t\right)\mathrm{d}t_1}{(4t_{s,0})^2a_0},\qquad a^*_{\text{uns},2}=\frac{\int_0^{4t_{s,0}}a_{r,p}\,\mathrm{d}t}{4t_{s,0}a_0},\qquad a^*_{\text{steady}}=\frac{\int_{4t_{s,0}}^{0.2t_{d,0}}a_{r,p}\,\mathrm{d}t}{a_0(0.2t_{d,0}-4t_{s,0})}$$

分别对应非定常过程中的变形、非定常过程产生初速度在稳定阶段形成的变形及稳定阶段加速度产生的变形。图 11 给出了典型条件下(工况 I)，液滴表面量纲一加速度的分布情况。3 项量纲一加速度分布均会受气流马赫数和雷诺数的影响，此处不进行深入讨论；但在本文参数范围内，加速度极值的个数和相对大小在不同气流马赫数 Ma_g 和 Re 条件下具有相同的规律。图 12 给出了实验 I 与 II 中，在 $t/t_{d,0}=0.2$ 时刻，非定常和定常过程分别产生的变形量。从该图可以看出，气流密度的降低(即 κ 的减小)会削弱非定常组分的影响，使流场稳定后的压力所诱导的变形占据主导地位。在 $We=2\,370$，$Re=4.2\times10^4$，$Ma_g=0.483$ 的条件下，通过改变液滴直径和气流密度对 κ 进行调节，液滴的变形由图 13 给出。在

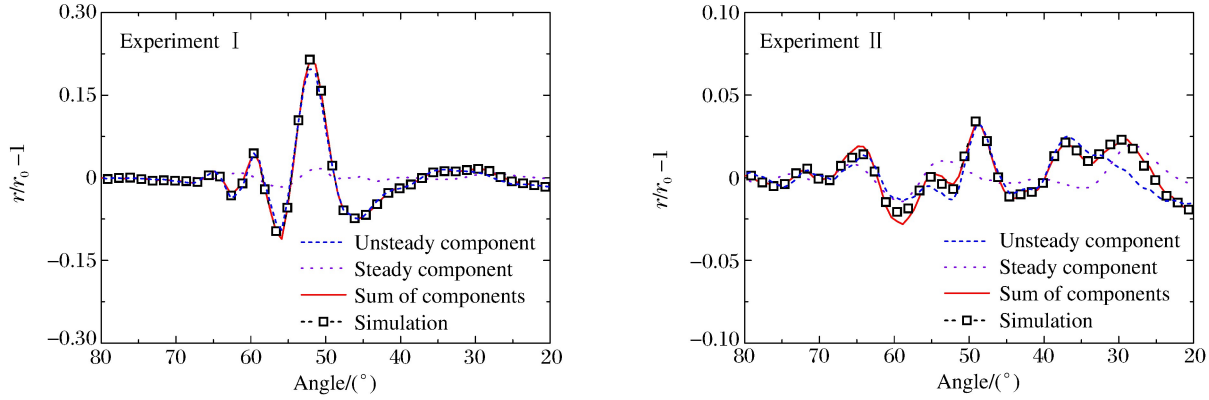


图 12　实验 I 与 II 中液滴变形的组分构成

Fig. 12　Deformation components in Experiments I and II

背风面 50°附近，环形突起的尺度受 κ 影响较小；而其余位置突起高度与 κ 呈明显的正相关趋势。因此，在 κ 较低的条件下，突起尺度较平均；κ 较高时，50°附近区间内会形成尺度较大的孤立突起。这一趋势与实验现象一致。

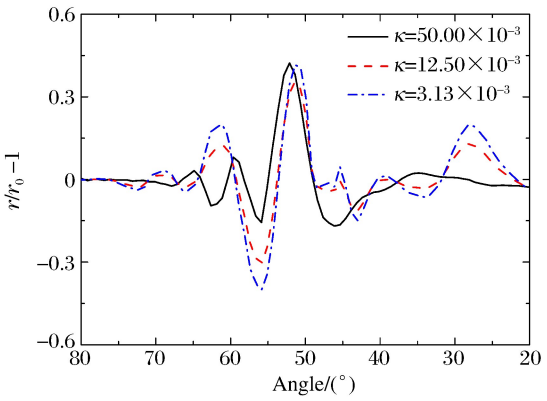


图 13 κ 对液滴变形的影响($We=2\ 370$，$Re=4.2\times10^4$，$Ma_g=0.483$，对应实验工况 I)

Fig. 13 Influence of κ on drop deformation patterns ($We=2\ 370$, $Re=4.2\times10^4$, $Ma_g=0.483$, corresponding to Case I)

3 结 论

(1)通过实验对相近 We 条件下的液滴变形和破碎过程进行观测，实验结果表明，尽管 We 相近，不同实验条件下液滴的变形仍呈现出不同的模态，其主要区别在于表面隆起液环位置和发展速度的不同。

(2)从分离的生成到稳定，液滴表面的低压区域由 2 个向 4 个演化。对应的液滴表面加速度峰值也由 2 个变为 4 个。这一过程可以用 $t_{s,0}$ 进行时间归一化。

(3)液滴呈现出不同的变形模态，其主要原因是分离形成过程在液滴变形中的参与程度不同。在来流密度较小的条件下，分离过程较快结束，稳定的分离主导了液滴的变形；在来流密度较大的条件下，分离过程对液环形成影响显著。分离与变形特征时间之比 κ 标志着分离发展过程对液环形成的贡献程度。

(4)液环形成可以看作分离发展阶段变形、初速度诱导后期变形与稳定阶段变形 3 个组分之和。3 个组分均可以进行较好的参数归一化，并具有鲜明的单峰值/多峰值特征。以 κ 作为各部分变形的权重，将归一化后的参数进行线性叠加，即可预测不同来流条件下液滴的变形情况。这进一步说明了气液密度比对液滴变形的影响机理。

参考文献：

[1] 费立森. 煤油在冷态超声速气流中喷射和雾化现象的初步研究[D]. 合肥：中国科学技术大学，2007：1-12.

[2] 万云霞，黄勇，朱英. 液体圆柱射流破碎过程的实验[J]. 航空动力学报，2008，23(2)：208-214.
WAN Yunxia, HUANG Yong, ZHU Ying. Experiment on the breakup process of free round liquid jet[J]. Journal of Aerospace Power, 2008, 23(2): 208-214.

[3] THEOFANOUS T G, LI G J, DINH T N. Aerobreakup in rarefied supersonic gas flows[J]. Journal of Fluids Engineering, 2004, 126(4): 516-527.

[4] THEOFANOUS T G, LI G J. On the physics of aerobreakup[J]. Physics of Fluids, 2008, 20(5): 052103.

[5] THEOFANOUS T G, MITKIN V V, NG C L, et al. The physics of aerobreakup: II[J]. Physics of Fluids, 2012, 24(2): 022104.

[6] THEOFANOUS T G. Aerobreakup of Newtonian and viscoelastic liquids[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2011, 43: 661-690.

[7] CHANG C H, DENG X, THEOFANOUS T G. Direct numerical simulation of interfacial instabilities: A consistent, conservative, all-speed, sharp-interface method[J]. Journal of Computational Physics, 2013, 242: 946-990.

[8] 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): 1263-1303.

[9] 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(6): 741-757.

[10] WIERZBA A, TAKAYAMA K. Experimental investigation of the aerodynamic breakup of liquid drops[J]. AIAA Journal, 1988, 26(11): 1329-1335.

[11] 金仁瀚，刘勇，朱冬清，等. 初始直径对单液滴破碎特性影响的试验[J]. 航空动力学报，2015，30(10)：2401-2409.
JIN Renhan，LIU Yong，ZHU Dongqing，et al. Experiment on impact of initial diameter on breakup characteristic of single droplet[J]. Journal of Aerospace Power，2015，30(10)：2401-2409.

[12] 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(1)：129-134.
WANG Chao，WU Yu，SHI Honghui，et al. Breakup process of a droplet under the impact of a shock wave[J]. Explosion and Shock Waves，2016，36(1)：129-134.

[13] 易翔宇，朱雨建，杨基明. 激波诱导高速气流中液滴的初期变形[J]. 爆炸与冲击，2017，37(5)：853-862.
YI Xiangyu，ZHU Yujian，YANG Jiming. Early-stage deformation of liquid drop in shock induced high-speed flow[J]. Explosion and Shock Waves，2017，37(5)：853-862.

[14] SUN M，SAITO T，TAKAYAMA K，et al. Unsteady drag on a sphere by shock wave loading[J]. Shock Waves，2005，14(1/2)：3-9.

[15] KALITA J C，SEN S. Unsteady separation leading to secondary and tertiary vortex dynamics：The sub-α- and sub-β-phenomena[J]. Journal of Fluid Mechanics，2013，730：19-51.

Mechanism of early-stage drop deformation in shock induced flow at limited Weber numbers

Yi Xiangyu[1,2]，ZHU Yujian[1]，YANG Jiming[1]

(1. *Department of Modern Mechanics，University of Science and Technology of China，Hefei* 230027，*Anhui*，*China*；
2. *China Academy of Aerospace Aerodynamics*，*Beijing* 100074，*China*)

Abstract：Early-stage deformation of water drops under Weber numbers ranging from 2 100 to 2 700 is investigated by experimental，numerical and theoretical methods，to reveal the influences of primary flow parameters on drop deformation as well as the mechanism behind them. Images of the drop deformation with noteworthy differences under different test conditions are captured with high-speed photography technique，demonstrating that though the Weber numbers are similar，drop deformation can be largely affected by the involved primary flow parameters，such as gas velocity，gas density and drop diameter. By substituting the liquid drop with a rigid sphere body，the gas flow field is numerically simulated，and the aerodynamic forces acting on sphere surface are distilled based on which the drop deformation is theoretically computed. The results show a good agreement between the theoretical and experimental deformation trends. The early-stage deformation of the drop is found to be in coherence with the flow separation and vortex distribution characteristics of the gas flow. Evolution of the gas flow field can be divided into a transient separation developing period and a following globally steady period. The pressure distribution exerted by the gas flow and the radial acceleration induced by it exhibit large differences in the two periods. The characteristic time of the separation development relative to the drop deformation，which can be represented by the square root of gas-liquid density ratio，is found to be a dominant parameter determining the drop deformation pattern in early stage of aero-breakup. A higher gas density leads to a higher occupation of the separation developing period in the whole drop deformation process，and the drop tends to develop a single ridge on its rear surface；on the contrary，multiple ridges with similar amplitude are more likely to happen when the gas density is lower，reflecting the characteristics of the outer flow in the globally stable period.

Keywords：drop；aero-breakup；early-stage deformation；high-speed photography；drop rear-surface

(责任编辑　张凌云)