DOI: 10.11883/1001-1455(2017)05-0853-10

激波诱导高速气流中液滴的初期变形*

易翔宇,朱雨建,杨基明
(中国科学技术大学近代力学系,安徽 合肥 230027)

摘要: 基于激波管平台和高速摄影方法对平面激波诱导高速气流中液滴的早期变形现象进行实验研究。研究发现在相近的 *We* 数或 *Re* 数下,实验参数的改变可导致液滴形态发展出现显著差异。这种差异主要体现在背风面的脊状环形突起、褶皱区以及后驻点区的凹凸形态。对刚性圆球外流的数值模拟显示,液滴变形早期形态与外流场结构和表面气动力分布之间存在鲜明的对应关系。最后采用简化理论推导出一组估测液滴早期变形的表达式。将数值模拟所得气动力数据代入计算发现:导致液滴变形的主要驱动力是液滴表面不均匀压力的挤压效应,而不是界面剪切摩擦所引起的切向流动堆积效应,前者高出后者约 2 个数量级;此外,采用压力作用理论计算所得液滴外形在主要变形特征和变形量级上均可与实验图像很好地吻合。

关键词: 液滴;破碎;初期变形;高速摄影;背风面
中图分类号: O351 **国标学科代码**: 13025 **文献标志码**: A

与环境气流形成相对运动的液滴可在气流气动力作用下发生变形和破碎。这一现象广泛存在于日常生活和各类工程实践中,典型如发动机液态燃料喷射雾化中的二次破碎过程[1-2]。对这一现象的研究有着重要的学术和工程意义。

液滴在不同来流条件下的破碎被广泛研究,其破碎机制主要随韦伯数变化[3]。20 世纪大量的实验研究将液滴的破碎模式分为振荡、袋状、袋蕊、穿刺、剪切和毁灭性模式[4-5]。近十年来,T. G. Theofanous 等[6-9]通过提高拍摄分辨率、采用激光诱导荧光(LIF)和多角度同步拍摄等技术,获得了更为清晰的液滴破碎图像,并结合大量理论分析,排除了毁灭性破碎模式的独立存在,并将液滴的破碎重新划分为 Rayleigh-Taylor 穿刺(RTP)和剪切诱导夹带(shear induced entrainment, SIE)两种代表性模式和机制。

高韦伯数来流条件下,液滴迅速扁平化并被液雾笼罩,因此破碎初期的变形是破碎模式与机理分析的重要判据。同时,变形初期的形态直接决定了完成破碎时液滴的拓扑结构,因此对破碎效率有着不可忽视的影响。在初期变形研究方面,RTP 模式下液滴的初期变形已有较充分的机理分析[10-13];但对于韦伯数较高的 SIE 破碎模式,液滴在激波作用后约百微秒内即被液雾笼罩,并且变形量远小于 RTP 模式[4,9],这对实验观测和数值模拟技术提出了更高的要求[14]。对此类液滴变形细节的精细刻画仍存在一定的挑战。

SIE 模式下液滴初期变形可归纳为整体的扁平化、迎风面的 K-H 波与液滴背风面演变三个较明显的现象。其中扁平化主要是液滴前后驻点高压向中间挤压的结果[15],而迎风面的 K-H 波则与气流在对应区域的强剪切相关[12]。与前两者的单纯性相对比,液滴背风面的发展则呈现出多种不同态势。随实验条件的不同,背风面底端可呈凸、平、凹等不同形态,在赤道下游与底端之间有时可观察到一个环形褶皱区域[8-9]Ⅱ,该区域下游边缘或内部常演化出一个或多个尖锐的脊状环形突起[8-9]。对于这些现象的生成条件和发展规律目前缺乏足够的认识。T. G. Theofanous 等注意到液环与流场低压区的对应关系,但其作用机理并未得到足够详细的阐述[8]。

基于上述考虑,本文中以实验为主,结合数值模拟与理论分析,研究 SIE 条件范围内、激波诱导气流中液滴变形和破碎的早期现象,并着重关注液滴背风面的形态及其演变。实验方法上,主要通过高速

* **收稿日期**: 2016-03-24; **修回日期**: 2016-06-01
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。

摄影和同步捕捉技术,直接拍摄液滴的演变图像。为理解实验现象,进一步对相应条件下的圆球绕流进行数值模拟,考察液滴所处的流场结构与气动力特征;在此基础上,基于简化理论方法探寻造成液滴背风面特定形态的深层原因。

1 实验和数值模拟方法

1.1 实验设备和方法

本文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。实验装置示意图如图 1 所示。液滴由固定于激波管观察段上壁面的针头自由滴落形成。斜设的激光器和光电二极管组成液滴探测装置。下落的液滴扫过激光束,光电二极管检测到光强扰动并将其转化为电信号,随即触发电控破膜系统产生激波。

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(气流密度与速度)的改变通过设置不同的激波管高、低压段压力来实现。液滴发展图像由高速摄影机在强光照射下直接拍摄获取,实验照片像素密度 33～40 mm^{-1},拍摄帧率 50 000 mm^{-1},单帧曝光时间 0.37～1 μs。本实中验液滴变形与破碎的特征时间 1～2 ms,因此在实验总有效时长内可获得 50～100 幅图像。

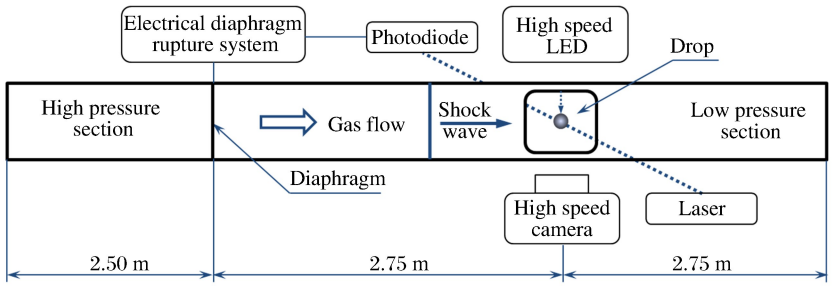

图 1 实验原理与装置示意图

Fig. 1 Schematic of experimental principle and apparatus

本实验测试激波马赫数在 1.2 至 3.0 之间,液滴直径为 2.5～4.0 mm,基于激波波后气体属性计算所得韦伯数($We=\rho_g u^2 d/\sigma$)范围为 2 000～4 000,气动雷诺数($Re=\rho_g u d/\mu_g$)在 10^4 量级;由于液滴介质相同且尺度相差不大,所有实验 Oh 数($Oh=\mu_g/(\rho_d \sigma d)^{1/2}$)基本相当,约为 2×10^{-3}。其中:ρ_g、u、μ_g 分别为正激波波后气流的密度、速度和黏性系数,ρ_d、d、μ_d 分别为液滴的密度、直径、黏性系数,σ 为水-空气表面张力系数。在 *We-Oh* 图[8]中,以上实验条件均位于 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。

1.2 数值模拟方法

为理解液滴初期变形的机理,本文中将液滴简化为同等直径的圆球,并通过轴对称外流数值模拟获得圆球绕流流场和圆球所受的气动力情况。

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[17]。该程序应用时空均为二阶精度的 MUSCL-Hancock 数值格式,当前研究中界面通量以 HLL-HLLC 混合格式进行计算[18]。模拟考虑真实气体黏性层流模型,气体热传导系数和黏性系数采用分子动力学方法计算获得[19]。

统一的量纲一计算域如图 2(a)所示。计算背景网格约为 60 000,球体壁面周向分布网格数为 320,边界层网格最小高度为 $10^{-3}R$。计算过程中,为更有效地捕捉激波和边界层细节,在背景网格基础上实施一层自适应加密。图 2(b)所示为典型实验条件下的边界层分离点附近速度场。可以看到,速度边界层厚度约 0.02R,自适应加密后,边界层内含约 40 个网格,足以刻画区域流动细节。

数值模拟过程中提取刚球表面的压力分布和摩擦力分布,用于对液滴初期变形现象的评估和分析。

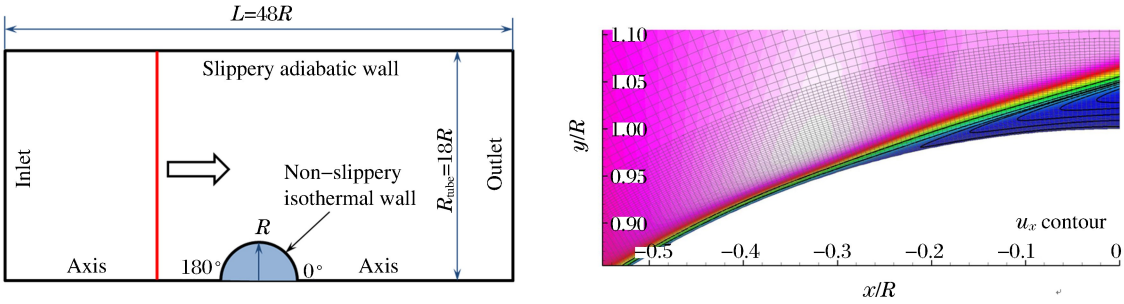

图 2　计算域和网格示意图

Fig. 2　Schematic of simulation zone and grids

2　结果与讨论

2.1　液滴初期变形实验结果

描述液滴破碎问题一般以 We 数和 Oh 数为主要控制参数。然而，在维持组合控制参数不变的基础上变动某些原始参数(如维持 We 数不变，改变气流密度、速度或液滴直径)，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。基于这一考虑，本文中选取 3 种典型工况进行对比测试，表 1 为 3 种工况的详细实验参数，其中：p_0 为初始压力，Ma 为马赫数，u_g 为波后气体速度，t_f 为外围流场发展的特征时间，t_b 为液滴破碎特征时间，t_{shock} 为激波经过液滴的时间。工况 A 与 B 的 We 数相似，而工况 B 与 C 具有相似的 Re 数。

表 1　实验参数

Table 1　Experiment parameters

工况	d/mm	p_0/kPa	Ma	u_g/(m·s^{-1})	ρ_g/(kg·m^{-3})	We	$Re/10^4$	$Oh/10^{-3}$	t_f/μs	t_b/μs	t_{shock}/μs
A	2.66	15.8	1.89	396.3	0.460	2670	1.9	2.3	6.7	312.9	4.04
B	3.76	69.1	1.37	186.2	1.312	2370	4.24	1.9	20.2	557.7	7.89
C	3.94	35.7	1.62	291.8	0.856	3990	4.1	1.9	13.5	461.4	6.99

图 3～5 分别为工况 A、B、C 的高速摄影图像，图像所示总时长约 180 μs，各帧间隔恒定为 20 μs，气流由左向右。由图 3～5 可以看出：高 We 数下液滴变形和破碎发展具有一定的共性。在 3 次实验中，激波扫过液滴的特征时间 $t_{shock}=d/u_{shock}$(u_{shock}为激波速度)均在 10 μs 量级，远小于变形所需时间。因此，在本实验来流条件下，激波与液滴相互作用过程对液滴变形的贡献并不显著。从约 40 μs(图 3(c)、4(c)和 5(c))开始，液滴迎风面和背风面分别衍生出两个明显的不光滑区域。迎风面上的不光滑区以密致的细碎波为特征(图 3(d)和图 4(e)方框内)。一般认为，该区两相界面衍生出的 K-H 不稳定性是其形成主因[12]。而背风面上的不光滑区则由一道或若干道脊状环形突起(ridges)构成(图 4(d)和 5(e))，鉴于突起所处位置，它应与上游流动分离产生的漩涡结构有关。与此同时，液滴轴向尺度减小，赤道直径增大，呈现“被压扁”的变形趋势[7,15]。80 μs(图 3(e)、4(e)和 5(e))开始，K-H 不稳定区表面液体在气流剪切夹带作用下于赤道附近被剥离抛洒出去，形成液雾(图 3(i)和 4(f))。液滴背风面的脊状突起同样成为一个破碎薄弱环节，突起部分形成径向抛射的液雾(图 4(j))。这一区域与迎风面的 K-H 不稳定区共同构成了液滴初期剪切夹带破碎的 2 个主要发源地，其中迎风面不稳定区为液雾形成的主体。除此之外，液滴前驻点周围区域气流剪切作用相对较弱，因此驻点区呈光滑状，并一直持续至液体主体分解前夕，这与 T. G. Theofanous 的 LIF 结果[9]一致。

另一方面，对比工况 A、B、C，虽然它们同属 KH-SIE 破碎机制，且控制参数可比，其液滴演变的细节仍存在明显的差异。迎风面的光滑区、K-H 不稳定区及剪切夹带形成液雾的基本形态与发展过程是

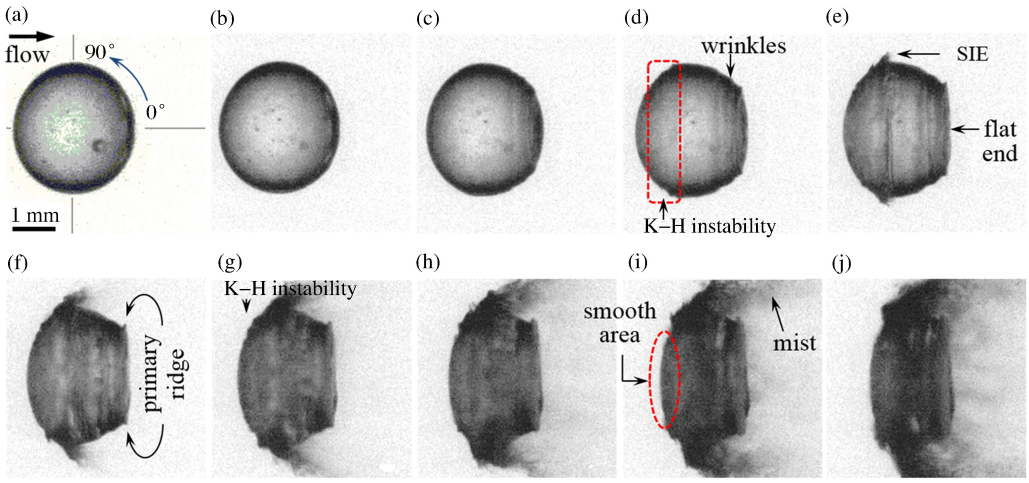

图 3 工况 A 激波作用后液滴变形和破碎图像

Fig. 3 Images of drop deformation and breakup subsequent to the interaction of a shock wave for Case A

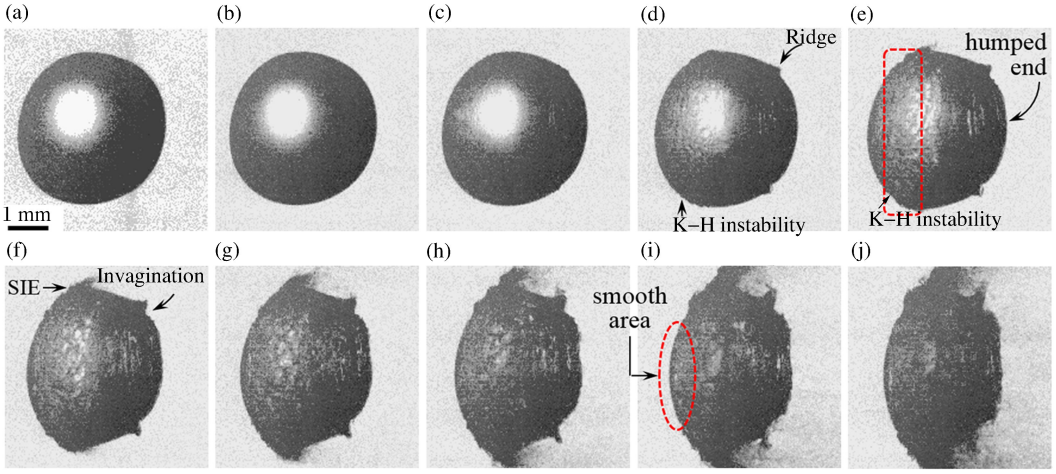

图 4 工况 B 激波作用后液滴变形和破碎图像

Fig. 4 Images of drop deformation and breakup subsequent to the interaction of a shock wave for Case B

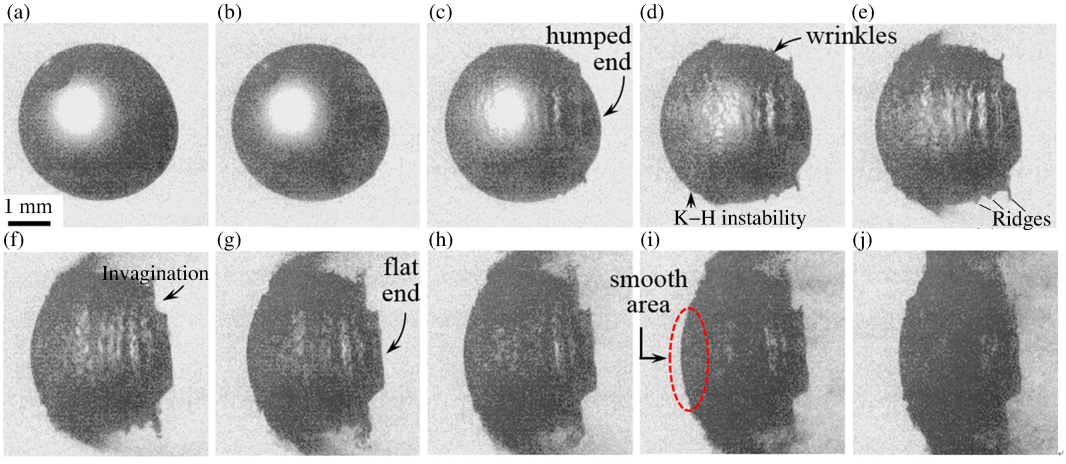

图 5 工况 C 激波作用后液滴变形和破碎图像

Fig. 5 Images of drop deformation and breakup subsequent to the interaction of a shock wave for Case C

相似的，其差异主要体现于背风面的形态。

工况 A(图 3)在 40～80 μs 间(图 3(c)～3(e))背风面出现多重环形褶皱(wrinkles)；80 μs(图 3(e))后，背风面驻点区以最右一道褶皱为边界整体坍缩变平乃至凹陷，形成一个近似圆台的结构(flat end)。圆台边缘的褶皱则顺势发展为尖锐的脊状突起(图 3(f))。脊状凸起呈外向扩展延伸趋势，但并未抛出明显的液雾。

工况 B(图 4)与工况 A 的 We 数相似，其液滴直径和气流密度高于工况 A，而气流速度低于工况 A，相应的外流 Re 数是工况 A 的 2 倍。两者背风面形态的区别主要有 3 点：首先，工况 B 背风面除一个脊状突起外未见多重褶皱(图 4(d))；其次，工况 B 背风面驻点端的坍缩显著慢于工况 A；其三，自 120 μs(图 4(g))时起，工况 B 背风面脊状环突开始抛射出明显的液雾(图 4(j))。

工况 C(图 5)与工况 B 相比，Re 数相似，液滴尺寸也相仿，但其 We 数显著高于工况 B。工况 C 液滴的初期变形兼具工况 A 和 B 的部分特征。在 60 μs(图 5(d))之前，它与工况 B 相似度较高，如主脊状突起的位置、背风面的凸形端(humped end)以及两者之间的内陷沟；但主脊状突起上游出现多道环形走向的褶皱，这一点又与工况 A 相似。60 μs(图 5(d))之后，可以看到两道褶皱的突出部也发展为脊状；而背风面的凸形端随后也在气动力作用下演变为与工况 A 类似的平台，其边缘则锐化为第 4 道脊状突起(图 5(h))。这些脊状突起随后均贡献于液雾的形成。

2.2　圆球绕流流场结构与壁面气动力分布

为理解上述实验现象，以相同直径刚球代替液滴，并在对等条件下对刚球绕流进行数值模拟。对应于工况 A、B、C 的外流数值模拟结果如图 6 所示。

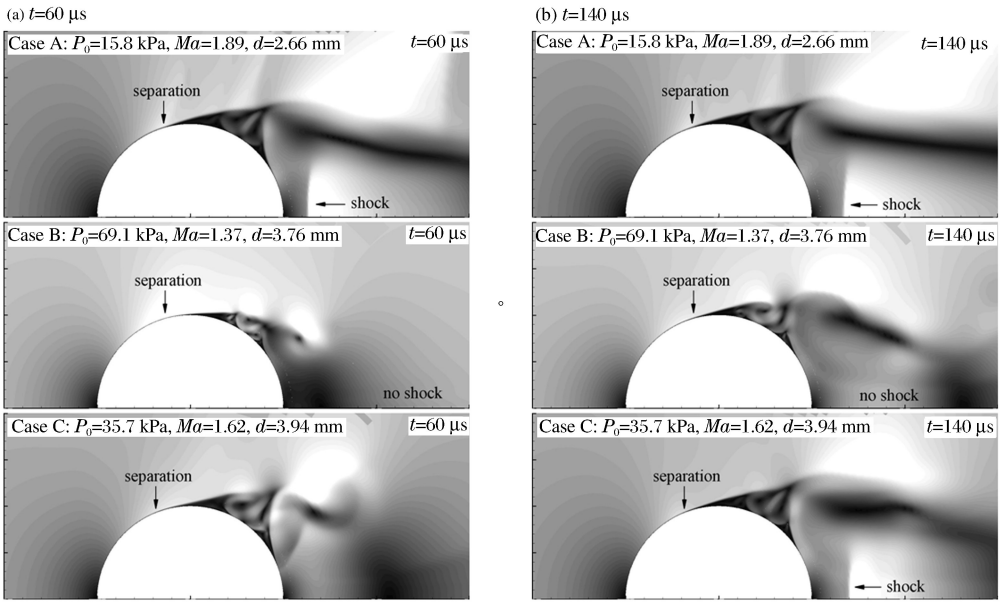

图 6　圆球外流场马赫数云图

Fig. 6　Contours of flow Mach number around a sphere

图 6 中，2 组图片分别对应 2 个不同时刻，其中：图 6(a)时刻为 60 μs，选取这一时刻是因为 3 组实验结果中 60 μs 前液滴变形均不大，仍近似维持球形，因而数值模拟结果能够相对准确地反映实际情况；图 6(b)时刻为 140 μs，这一时刻激波与液滴相干的非定常效应已消耗殆尽，流场趋于稳定。结合表 1 特征时间数据可知，以 $t_f=d/u$ 定义的外流特征时间工况 A 最短，工况 C 居中，工况 B 最长。数值模拟结果显示，实际流动演变服从上述规律。60 μs 时(图 6(a))，工况 A，下流场已经稳定；工况 C 下，分离涡流场基本建立，而球后尾流场则尚未发展充分；工况 B 下，前部的分离涡流场和球后尾流场都未能充分建立。

与实验图像(图 3～5)进行对照可以发现,外流流场部分流动结构和特征与液滴外形之间存在一定的对应关系。首先,所有液滴最初的脊状突起的产生位置一般均对应于分离涡区下游与尾迹涡的交界处。其次,工况 A、C 早期背风面的多重褶皱结构与充分建立的分离涡结构有关,工况 B 由于在液滴发生大的变形前未能充分建立分离涡流场,因此未能诱导出显著的褶皱环。再次,液滴背风面圆台结构的形成与后驻点下游附近激波盘的出现具有同步性:60 μs 时,工况 A 中,球下游出现激波盘,液滴背风端则发展为圆台(图 4(d)～(i));工况 B、C 中未出现激波盘,则液滴背风端维持凸形;而随时间进一步推进,工况 C 中逐渐发展出激波盘,液滴在后期也发展出圆台端(图 5(f)～(i))。

为进一步考察外流流场结构和流动参数与液滴初期变形之间的关系,提取上述数值模拟的相关数据进行分析。由于外流主要以气动力的形式作用于液滴,这里提取圆球边界层上的压力和剪切力分布。

以外流特征时间最长的工况 B 为示例,球面压力和剪切力分布及其随时间的演变如图 7 所示。周向方位角的定义见图 2 和图 3,0°处为球体后驻点(背风),180°处为前驻点(迎风)。可以看到,在激波扫过球面之后,压力沿球面分布(图 7(a))的极大值出现在前驻点,后驻点附近压力其次,而赤道邻域(90°处前后)压力相对较低,这使得液滴整体呈沿流向压扁的态势。球体迎风面上剪切力的最大值出现在迎风面驻点和赤道之间(120°处前后),此处正对应液滴表面 K-H 不稳定性的发生区域。在分离涡区,剪切力呈脉动状,瞬时局部剪切力值可达到或超过迎风面极值。

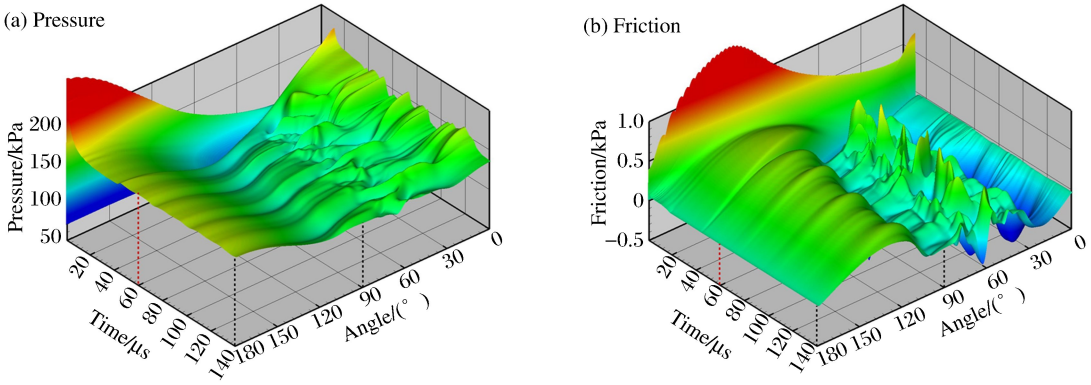

图 7 工况 B 对应球面压力与剪切力分布

Fig. 6 Pressure and friction distribution on surface of a sphere under condition of Case B

2.3 剪切力与压力诱导的变形效应

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,这种周向流动可在表面局部形成液体量的堆积或稀疏,从而影响液滴径向尺度;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。为了评估压力和剪切力如何贡献于液滴的初期变形,分别对剪切摩擦力导致的切向堆积效应和不均衡压力分布的挤压驱动效应进行简化的理论推导与分析。

2.3.1 剪切摩擦力诱导的切向堆积效应

如图 8 所示,设厚度为 δ 的薄液层位于光滑刚性球体与环境气流之间,剪切力 τ 作用于该薄液层并诱导出切向速度 u_θ,由于 u_θ 分布不均以及球面三维效应,薄液层将出现累积增厚或变薄,从而使得球体总半径以径向速度 u_r 扩张或内缩。

取角度 θ_1 与 θ_2 之间微元薄层,其半径 r 的增长速度为:

$$\frac{\Delta r}{\Delta t}=\frac{\Delta V}{S\Delta t}=\frac{(u_{\theta_2}\sin\theta_2-u_{\theta_1}\sin\theta_1)\,\delta}{-R(\cos\theta_2-\cos\theta_1)} \tag{1}$$

式中:S 为微元薄层对应液滴表面的面积,ΔV 为微元薄层的体积变化量。当 $\theta_2\to\theta_1$,有径向速度和加速度:

$$u_r(\theta,t)=\frac{\partial r}{\partial t}=-\frac{\delta}{R}\frac{\partial(u_\theta\sin\theta)}{\partial\cos\theta}=\frac{\delta}{R}\left(\frac{\partial u_\theta}{\partial\theta}+u_\theta\cot\theta\right) \tag{2}$$

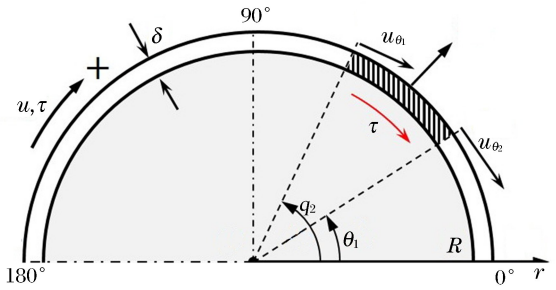

图 8 剪切力诱导表面液体堆积示意图

Fig. 8 Schematic of friction induced surficial liquid accumulation

$$a_r=\frac{\partial u_r}{\partial t}=\frac{\delta}{R}\left[\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{\partial u_\theta}{\partial t}\right)+\frac{\partial u_\theta}{\partial t}\cot\theta\right] \tag{3}$$

剪切力 τ 是诱导表面切向速度的唯一作用力，故切向加速度与剪切力诱导的径向加速度分别为：

$$a_\theta=\frac{\partial u_\theta}{\partial t}=\frac{\tau}{\rho_d\delta} \tag{4}$$

$$a_{r,\tau}=\frac{\partial u_r}{\partial t}=\frac{1}{\rho_d R}\left(\frac{\partial\tau}{\partial\theta}+\tau\cot\theta\right) \tag{5}$$

式(5)括号中第 2 项为剪切力分布不均导致的堆积效应，第 2 项为球体三维效应导致的堆积效应。将三组工况下数值模拟所得剪切力分布代入上式，得到径向加速度如图 9 所示。

2.3.3 正则压力的挤压效应

压力 p 沿球体壁面分布的不均匀同样可以诱导出径向流动。这里从基本守恒方程出发进行简化推导。在图 8 所示极坐标系下，不考虑对流输运效应，则无粘不可压缩流动控制方程组简化为：

$$\begin{cases}\dfrac{\partial u_r}{\partial t}=-\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial r}\\[2ex]\dfrac{\partial u_\theta}{\partial t}=-\dfrac{1}{\rho r}\dfrac{\partial p}{\partial\theta}\\[2ex]\dfrac{\partial u_r}{\partial r}+\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial u_\theta}{\partial\theta}+\dfrac{2u_r+u_\theta\cot\theta}{r}=0\end{cases} \tag{6}$$

对连续方程求时间偏导，并将动量方程代入替换掉所有速度项，则有：

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2}+\frac{2}{r}\frac{\partial p}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 p}{\partial\theta^2}+\frac{\cot\theta}{r^2}\frac{\partial p}{\partial\theta}=0 \tag{7}$$

通过求解这一方程，可获得液滴内部的压力分布。在 $r\approx R$ 附近，正压力驱动径向加速度为：

$$a_{r,p}=\frac{\partial u_r}{\partial t}=\frac{1}{\rho_d R}\left(\frac{\partial^2 p}{\partial\theta^2}+\frac{\partial p}{\partial\theta}\cot\theta\right) \tag{8}$$

对比式(5)与(8)可以看到，两者形式完全一致，$\partial p/\partial\theta$ 与 τ 为对等参数。

将数值模拟所得表面压力分布代入式(8)，得到 60 μs 时压力诱导径向加速度，见图 10。与剪切摩擦诱导加速度(图 9)对比，两者的分布特征基本相似；但是在具体数值上，压力诱导效应要远高于剪切诱导效应(加速度大致高出 2 个数量级)。这表明在液滴初期变形过程中，流场压力在液滴表面的不均匀分布起主导作用；剪切摩擦虽是 K-H 不稳定性和形成液雾的主要原因，但它对于液滴宏观形态的演变贡献甚微。

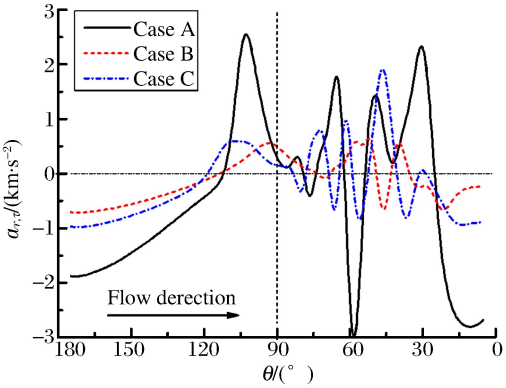

图 9 剪切力诱导液滴径向加速度

Fig. 9 Radial acceleration induced by surface friction

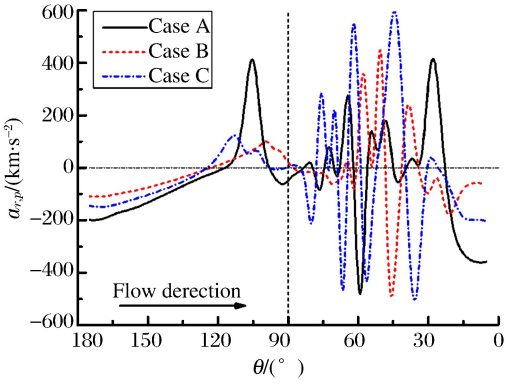

图 10 压力不均匀分布诱导液滴径向加速度

Fig. 10 Radial acceleration induced by uneven pressure distribution

2.3.3 压力诱导变形与实验结果的比对

在式(8)基础上,可进一步对径向加速度进行积分得到某一时刻液滴半径 R 沿方位角 θ 的分布,据此可对液滴初期变形的外形特征进行估测。

首先积分得到径向速度的时空分布:

$$u_{r,p}(\theta,t)=\eta\int_0^t a_{r,p}(\theta,\lambda)\,\mathrm{d}\lambda \tag{9}$$

由于理论推导过程中并未考虑表面张力、黏性力等抗拒变形的因素,因此所得液滴半径增长速率必然高于实际,因此设置系数 $\eta(\eta<1)$ 以便于与实验比对。再次积分可得到 t 时刻液滴半径分布:

$$\widetilde{R}(\theta,t)=\frac{R(\theta,t)}{R(\theta,0)}=1+\frac{\int_0^t u_{r,p}(\theta,\lambda)\,\mathrm{d}\lambda}{R(\theta,0)} \tag{10}$$

这里半径 R 按初始半径归一化。图 11 所示为 $t=60\ \mu$s 时刻按上述理论积分所得液滴半径分布与实验图像的比对,其中系数 η 统一取 0.25。

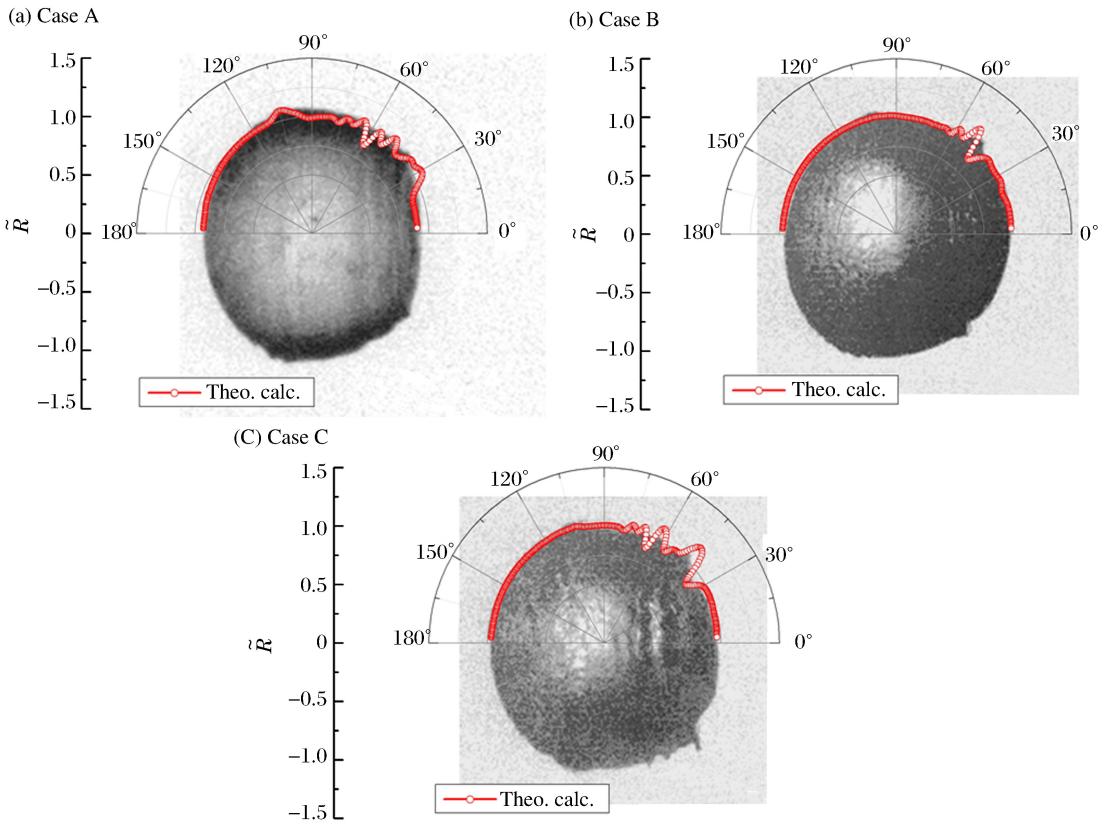

图 11 液滴初期变形理论计算结果与实验的比较

Fig. 11 Comparison of early-stage drop deformation between theoretical calculation and experiment

由图 11 可以看到,计算所得液滴变形后的形态与实验实测结果高度吻合,前文描述的大多数变形特征均在理论计算结果上有所体现。这些特征包括:工况 A 与 C 的 30°到 75°之间处的多重表面褶皱、工况 B 相对单一的脊状突起、工况 B 和 C 的凸形背风端以及它与主脊状突起结合部的内陷沟、工况 A 的平台背风端等。这种高度吻合一方面说明液滴初期变形与外部流场压力分布之间的密切相关性,另一方面也表明以上理论方法在估测液滴初期变形特征上的合理性和有效性。

3 结 论

(1) 采用高速摄影,对激波作用后的液滴初期变形特性进行了实验研究,观察结果表明:即使在维持关键控制参数(如 We 数、Oh 数、Re 数等)相似的前提下,液滴的变形和破碎在细节上仍可存在较大

差异；在 SIE 破碎机制范围内，迎风面的不稳定性和剪切夹带效应变化不大，差异主要体现于液滴背风面的脊状突起、褶皱区以及后驻点端的形态与发展。

(2) 对液滴早期形变形态进行了外流数值模拟，得到了液滴早期变形形态、外流流场结构和表面气动力分布之间的对应关系：主脊状突起一般形成于分离涡下游与尾迹涡的交界处；迅速建立的分离区涡流场可导致较大面积的环状褶皱区，这些褶皱可进一步失稳并衍生出多重脊状突起；在 SIE 破碎机制中，除迎风面 K-H 不稳定区外，液滴背风面的脊状突起是液滴介质剥离和液雾生成的另一重要发源；更高的 Re 数或 We 数均倾向于增强这种液滴背风面的液雾生成效果。

(3) 依据简化理论给出了在已知液滴表面气动力分布情况下估测液滴早期变形特征的简单表达式，计算结果显示：表面正则压力的挤压效应是液滴变形的主要驱动力，界面剪切摩擦所诱导的切向堆积效应不占主导；压力作用理论计算所得液滴外形在变形尺度上与实验结果处于同一量级，而变形特征则与实验图像高度吻合，这表明液滴初期变形与外流压力分布密切相关。

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.

[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] Hanson A R，Domich E G，Adams H S. Shock tube investigation of the breakup of drops by air blasts[J]. Physics of Fluids，1963，6(8)：1070-1080.

[4] 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.

[5] 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.

[6] 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.

[7] Theofanous T G，Li G J. On the physics of aerobreakup[J]. Physics of Fluids，2008，20(5)：052103.

[8] Theofanous T G，Mitkin V V，Ng C L，et al. The physics of aerobreakup：II[J]. Physics of Fluids，2012，24(2)：022104.

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

[10] Inamura T，Yanaoka H，Kawada T. Visualization of airflow around a single droplet deformed in an airstream[J]. Atomization and Sprays，2009，19(7)：667-677.

[11] Sichani A B，Emami M D. A droplet deformation and breakup model based on virtual work principle[J]. Physics of Fluids，2015，27(3)：032103.

[12] 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.

[13] 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.

[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(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.

[15] Burgers J M. Appendix B：Flattening of the water-drop with time[J]. Journal of Research of the National Bureau of Standards，1958，60：278.

[16] Wierzba A，Takayama K. Experimental investigation of the aerodynamic breakup of liquid drops[J]. AIAA Jour-

nal, 1988,26(11):1329-1335.

[17] 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.

[18] Nishikawa H, Kitamura K. Very simple, carbuncle-free, boundary-layer-resolving, rotated-hybrid Riemann solvers[J]. Journal of Computational Physics, 2008,227(4):2560-2581.

[19] Bird R B, Stewart W E, Lightfoot E N. Transport phenomena[M]. 2nd ed. New York: John Wiley & Sons, Inc., 2002:1-332.

Early-stage deformation of liquid drop in shock induced high-speed flow

Yi Xiangyu, Zhu Yujian, Yang Jiming

(*Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei* 230027, *Anhui, China*)

Abstract: In the present study the early-stage deformation of a liquid drop in the high-speed flow induced by a planar shock wave was experimentally investigated using the shock tube facility and high-speed photography technique. It was found that the variation of the flow and drop conditions may cause significant divergences in the morphology of the drop deformation, even though such classical dominant parameters such as the Weber number or the Reynolds number are conserved. The divergences are mainly on the lee side of the drop, involving major characteristics of the circular ridges, the wrinkle band and the concave-plane convex profile of the lee side polar zone. Numerical simulations of the flow around a sphere show evident correspondence between the deformation patterns and the flow structures as well as the aerodynamic forces distributed along the sphere surface. For further evaluation and understanding of the detailed deformation features, a set of equations were deduced from hydrodynamic theories with necessary simplification. Feeding the equations with the aerodynamic data from numerical simulations, the calculation results indicate that, the main mechanism behind the deformation on the lee side of the drop is the squeezing effect of the uneven pressure distribution, rather than the accumulation effect of the surfacial flow induced by friction, with the former about two orders higher than the latter. Moreover, the drop profiles calculated following the pressure acting theory were found to agree quite well with the real drop patterns, not only in the deformation characteristics but also in the order of deformation magnitudes.

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

(责任编辑 王小飞)