

初始直径对单液滴破碎特性影响的试验

金仁瀚, 刘 勇, 朱冬清, 冯志鹏, 王锁芳

(南京航空航天大学 能源与动力学院

江苏省航空动力系统重点实验室, 南京 210016)

摘 要: 为了获得均匀横向气流中单液滴变形、破碎特性,采用高速摄像机对液滴的变形、破碎过程进行了测量.通过试验获得了液滴初始直径对液滴破碎模式、变形时间、变形与破碎总时间、无量纲索太尔平均直径的影响.在试验设计工况下所得结果表明:液滴破碎临界韦伯数随液滴初始直径的增加而增加;液滴初始直径增加使得液滴由单一的破碎模式转变成多种破碎模式共生的混合型破碎模式;相同韦伯数下,在初始直径尺寸较大的区域液滴变形时间、变形与破碎总时间都比尺寸较小的区域要大,变形时间随韦伯数增加呈先减小后不变的线性变化关系,而变形与破碎总时间随韦伯数增加呈先减小后增加再减小的线性变化关系;液滴初始直径对无量纲索太尔平均直径的影响能力要强于气液初始相对速度对其影响.

关 键 词: 液滴初始直径;液滴破碎;雾化;喷雾;高速摄像机

中图分类号: V231.2

文献标志码: A

Experiment on impact of initial diameter on breakup characteristic of single droplet

JIN Ren-han, LIU Yong, ZHU Dong-qing,

FENG Zhi-peng, WANG Suo-fang

(Jiangsu Province Key Laboratory of Aerospace Power System,

College of Energy and Power Engineering,

Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: The high-speed camera was applied to measure droplet deformation and breakup in the continuous and uniform air jet flow. Impacts of the initial diameter on breakup mode, deformation time, deformation and breakup total time and non-dimensional Sauter mean diameter were obtained. Result shows that, critical Weber number increases with the increasing initial diameter. The breakup model is changed into hybrid breakup model constituted by many single breakup models with the increasing initial diameter. Under the same Weber numbers, the deformation time and deformation and breakup total time in the region of larger diameter are both larger than the region of the smaller diameter; as the Weber number increased, the deformation time shows the linear variation of first decreasing and then keeping the same, and the deformation and breakup total time shows the linear variation of first decreasing then increasing and decreasing again. The impact of the initial diameter is stronger than the impact of initial relative velocity of gas-liquid on non-dimensional Sauter mean diameter.

Key words: initial diameter of droplet; droplet breakup; atomization;
spray; high-speed camera

在以喷雾燃烧系统为主的航空发动机领域,液滴二次破碎在增加气液间有效接触面积与强化气液间的传热传质方面起着及其重要的作用.对单液滴的二次破碎机理进行研究已经变得越来越重要.许多不同的试验方法被用于研究液滴的二次破碎过程,主要的包括激波管法^[1]、气流连续喷射法^[2]、液滴塔法.

大量的实验研究表明^[3],液滴破碎模式的转变主要变取决于韦伯数 We ($We = \rho_a U_0^2 d_0 / \sigma$, 其中 ρ_a 为气流密度、 d_0 为液滴初始直径、 U_0 为气液初始相对速度、 σ 为表面张力系数) 与奥内佐格数 Oh ($Oh = \mu_l / (\rho_l d_0 \sigma)^{0.5}$, 其中 μ_l 为液体黏度), 而与密度比、雷诺数等其他参数相关性较小. Oh 小于 0.1 时, 液滴的破碎模式主要由 We 决定, 不同破碎模式的所对应的 We 范围如表 1 所示^[4]. 但液滴破碎模式与 We 的关系并不是唯一确定, 实验方法及研究内容不同会对其划分产生影响.

表 1 不同液滴破碎模式的 We 范围 ($Oh < 0.1$)

Table 1 Range of We with different breakup modes of droplet ($Oh < 0.1$)

破碎模式	We 范围
振荡破碎	$0 < We < 11$
袋状破碎	$11 < We < 35$
多模式破碎	$35 < We < 80$
剪切破碎	$80 < We < 350$
爆炸破碎	$We > 350$

到目前为止,在连续气流与激波管中进行了大量的液滴破碎特性试验研究. Dai 等分别对袋状破碎^[5]、多模式破碎^[6]、剪切破碎^[7] 3 种破碎模式下液滴二次破碎的时间特性进行了试验研究,分析了无量纲时间与 We 、父液滴速度之间的关系以及 We 对无量纲平均直径的影响. 文献[8]通过对均匀连续气流中液滴在袋状破碎特性进行了试验研究,建立了液滴破碎临界 We 上与 Oh 之间数学关系.

文献[9]对具有较大初始直径液滴在气流中的破碎过程进行了试验研究,发现了不同于较小初始直径液滴的破碎模式,即液滴在完成了多模式破碎后,液滴继续在气流中发生了袋状破碎. 研究结果表明,液滴初始直径对液滴破碎特性有着显著影响,具有较高的研究的价值.

本文运用高速摄像机对横向均匀气流中单液滴的变形、破碎过程进行了测量并结合油雾场图

像分析软件^[10-11],试验研究了液滴初始直径对液滴破碎模式、变形时间、变形与破碎总时间和无量纲索太尔平均直径 (D_{sm}/d_0 , 其中 SMD 表示索太尔平均直径,量符号记为 D_{sm}) 的影响.

1 试验装置及测量方法

1.1 试验系统

如图 1 所示,由一台螺杆式空气压缩机提供的气流从截面为 $4\text{ cm} \times 4\text{ cm}$ 的矩形端口进入方形长管中,液滴由自行设计的液滴发生器产生(如图 2 所示),液滴从测量段上方的小孔进入测量区域内,在气流的作用下液滴发生了变形与破碎. 高速摄像机通过测量区域对液滴的变形、破碎过程进行拍摄,图片通过数据采集系统传输到计算机中. 通过自编写的油雾场图像分析软件对实验图片进行处理,获得破碎后子液滴的尺寸分布,从而对单液滴破碎后的平均直径进行研究.

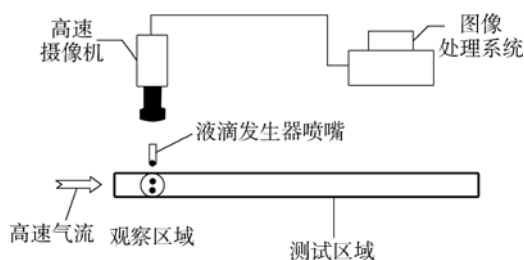


图 1 连续气流中液滴变形、破碎过程试验系统简图
Fig. 1 System schematic diagram of droplet deformation and breakup process experiment in continuous airflow

文献[12]研究表明液滴的直径由毛细管直径、毛细管振动频率与毛细管中液体流量决定,并在在毛细管直径为 $100\text{ }\mu\text{m}$ 时获得的液滴发生器产生液滴直径与液体流量、毛细管振动频率的关系

$$d = \left(\frac{6Q}{\pi f} \right)^{1/3} \quad (1)$$

式中 d 为液滴直径, Q 为液体流量, f 为毛细管振动频率. 此基础上建立了如图 2 所示的可控温度的液滴发生器. 通过 24 V 直流电动机 1 与中的可伸缩凸轮 2、变频调速器 3 控制毛细管振动频率,通过速度为 $0 \sim 500\text{ mL/h}$ 注射泵 4 控制液体流量,通过铜管加热装置 5 控制液滴温度. 通过调节注射泵流量、电动机转速、毛细管直径 ($0.5 \sim 2\text{ mm}$) 控制液滴发生器出口液滴直径.

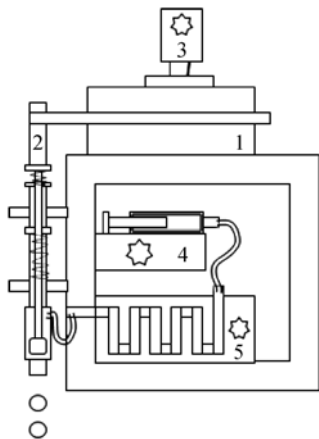


图 2 液滴发生器机构简图

Fig. 2 Schematic diagram of droplet generator system

1.2 数据处理方法

将获得初始时刻液滴的实验图像导入自编数字图像处理程序,通过分段线性灰度变换(GST)处理技术对液滴图像进行灰度处理(如图 3 所示),从而提高图像信息区域分辨率;对经过灰度化处理的液滴图像中像素长度与液滴真实长度进行比例标定(如图 4 所示);采用 Roberts 边缘检测算法提取液滴边缘信息,该法是一种利用局部差分算子寻找液滴边缘算子,其液滴边缘像素可表示为^[13]

$$g(x, y) = \{ [f(x, y) - f(x+1, y+1)]^2 + [f(x+1, y) - f(x, y+1)]^2 \}^{1/2}$$

式中 $f(x, y)$ 为输入图像的像素值, $g(x, y)$ 为输出图像的像素值,利用上式在对图像中每一像素进行处理后,再进行阈值化处理和数量统计,就可完成对目标的边缘提取(如图 5 所示),从而获得液滴的索太尔平均直径。

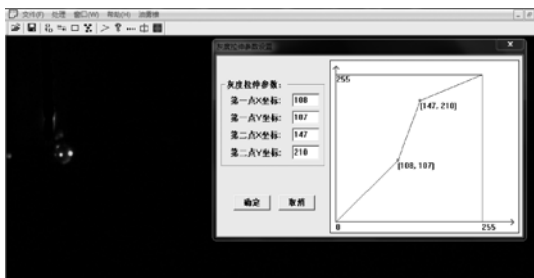


图 3 液滴分段线性灰度变换处理方法

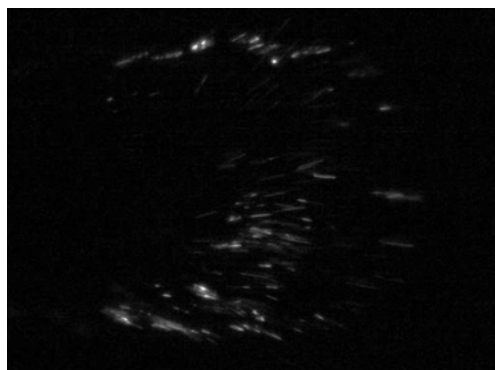
Fig. 3 Treatment method of droplet piecewise linear gray level transition

试验所有的液滴参数与空气参数如表 2 所示。

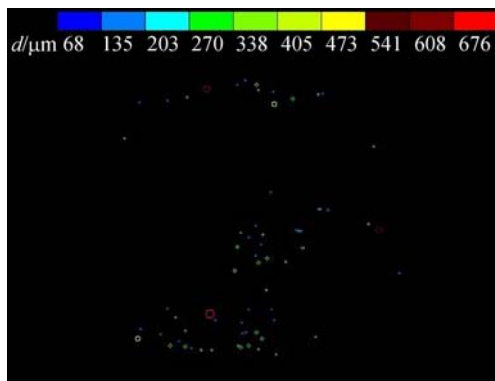


图 4 液滴像素比例标定

Fig. 4 Pixel scale calibration of droplet



(a) 液滴分布的原始数字图像



(b) 经数字图像处理后不同粒径液滴分布

图 5 液滴尺寸处理方法

Fig. 5 Treatment method of droplet size

表 2 试验工况表 ($Oh < 0.1$)Table 2 Experimental working condition list ($Oh < 0.1$)

液滴 类型	液滴直径 d/mm	表面张力系 数/ (N/m)	密度/ (kg/m^3)	We
航空煤油	2.0~3.75	0.024	775	15~60

2 试验结果及分析

2.1 液滴初始直径对临界 We 与破碎模式的影响

如图 6~图 8 所示,液滴在 $We=15$, $d_0=2.0$

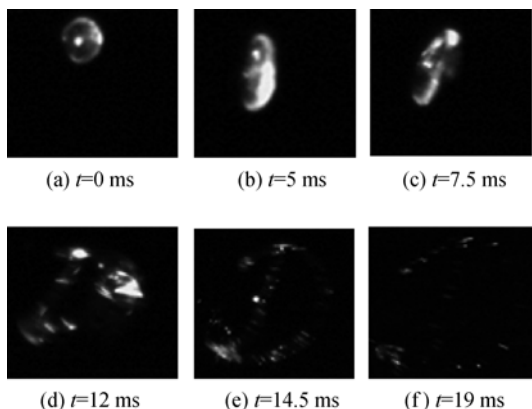


图6 $We=15$, $d_0=2.0$ mm, $U_0=11.6$ m/s, 液滴变形、破碎过程

Fig. 6 Droplet deformation and breakup process when $We=15$, $d_0=2.0$ mm and $U_0=11.6$ m/s

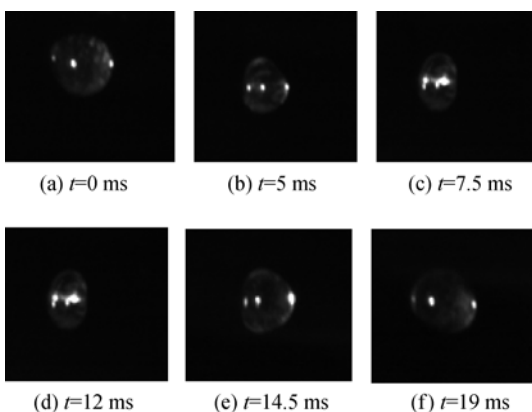


图7 $We=15$, $d_0=2.6$ mm, $U_0=10.7$ m/s, 液滴变形、破碎过程

Fig. 7 Droplet deformation and breakup process when $We=15$, $d_0=2.6$ mm and $U_0=10.7$ m/s

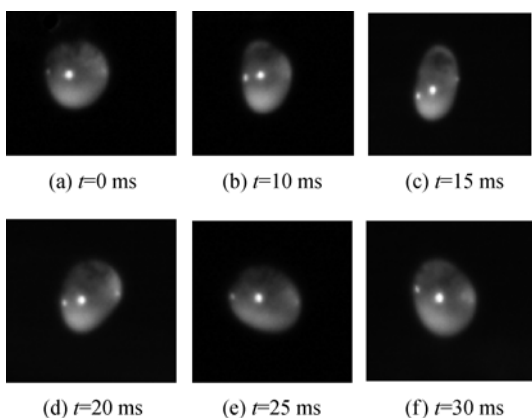


图8 $We=20$, $d_0=3.2$ mm, $U_0=11.2$ m/s, 液滴变形、破碎过程

Fig. 8 Droplet deformation and breakup process when $We=20$, $d_0=3.2$ mm and $U_0=11.2$ m/s

mm 时发生了袋状变形、破碎过程, 而液滴在 $We=15$, $d_0=2.6$ mm 与 $We=20$, $d_0=3.2$ mm 时却都只发生振荡变形而没有发生袋状破碎. 图中所示的现象说明了液滴初始直径增加导致了在破碎 We 范围内的液滴只发生变形过程.

由 Oh 的表达式可知, Oh 随液滴初始直径的增加而减小, 相对于表面张力, 液滴的黏性力可以忽略, We 仍是划分液滴破碎过程能否发生以及破碎模式转变的无量纲参数. We 是气动力与液滴表面张力的比值, 反应了液滴变形、破碎过程中动力与阻力相对强弱, 而液滴变形、破碎过程不仅是动力与阻力抗争的过程, 也是能量传递的过程. 液滴在气流中变形、破碎过程需要气体向液体传递能量. We 相同, 液滴初始直径增加, 液滴表明张力系数不变, 则气流的速度必然减小. 虽然作用于液滴的气体动力与液滴表面张力的相对强弱相同, 但是气流作用在单位面积上的气动能降低, 气流为液滴提供用于变形、破碎的能量降低. 由于液滴在气流中变形破碎的能量不足, 从而导致了相同 We 下, 液滴初始直径增加, 使得液滴由能发生破碎到只发生变形而不破碎的转变.

如图9所示, 液滴在 $t < 20.5$ ms 内发生了多模式破碎, 在 20.5 ms $< t < 26.5$ ms 范围内, 中间液核在气流的作用下继续变形并发生了袋状破碎, 这一现象与文献[9]中所研究新破碎模式相

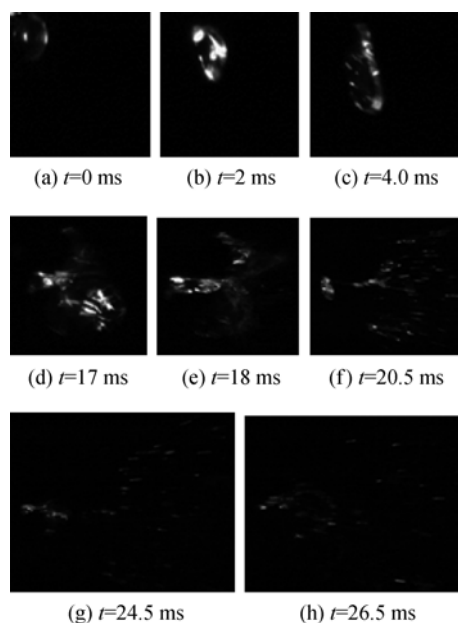


图9 $We=35$, $d_0=2.6$ mm, $U_0=15.7$ m/s, 液滴变形、破碎过程

Fig. 9 Droplet deformation and breakup process when $We=35$, $d_0=2.6$ mm and $U_0=15.7$ m/s

同. 液滴变形、破碎过程中连续发生多模式破碎、袋状破碎,是由于液滴初始直径较大而引起的. 液滴初始直径较小时,液滴经过多模式破碎后,中间液核直径较小,且气、液相对速度也较小,不足以进一步破碎过程的发生;液滴初始直径较大时,经过多模式破碎后中间液核直径较大,液核与气流的相对速度较大,足以让液核进一步发生袋状破碎.

如图 10 所示, $We=45$ 、液滴初始直径 $d_0=3.75\text{ mm}$,液滴在气流作用下发生了多个袋状破碎连续发生的过程. 多袋破碎模式可以分为以下 3 个阶段:①液滴由球形变成薄盘形;②液滴部分区域发生了明显的袋状破碎;③液滴剩余部分继续变形,发生一个袋状破碎或多个袋状破碎.

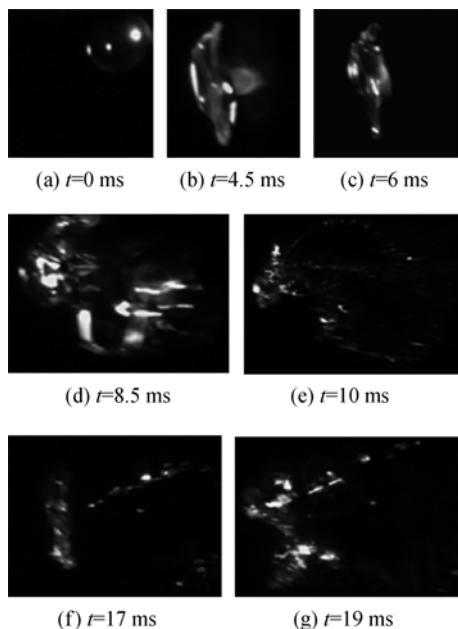


图 10 $We=45$, $d_0=3.75\text{ mm}$, $U_0=16.5\text{ m/s}$,液滴变形、破碎过程

Fig. 10 Droplet deformation and breakup process when $We=45$, $d_0=3.75\text{ mm}$ and $U_0=16.5\text{ m/s}$

多袋状破碎模式主要是由于液滴初始直径较大而产生的一种新的破碎模式. 在气动力与重力的作用下,较大直径的球形液滴形成了上部较厚、下部较薄且厚度不均匀差异不可忽略的薄盘形液滴. 液滴较薄的下半部分先于较厚的上半部分达到袋状破碎条件,从而在液滴下半部分先进行袋状破碎. We 随着液滴下半部分的破碎而减小,液滴上半部分在相对较小的 We 下进行了一个或多个袋状破碎.

在图 11 中,不同液滴初始直径的破碎模式

($15 \leq We \leq 60$) 主要有以下 8 种:袋状破碎、类似于袋状破碎的多模式破碎(多模式破碎 1)、类似于剪切破碎的多模式破碎(多模式破碎 2)、多模式破碎 2 与振荡破碎混合破碎模式、多模式破碎 2 与袋状破碎混合破碎模式、多袋状破碎模式、袋状破碎与多模式破碎 1 混合破碎模式、袋状破碎与多模式破碎 2 混合破碎模式.

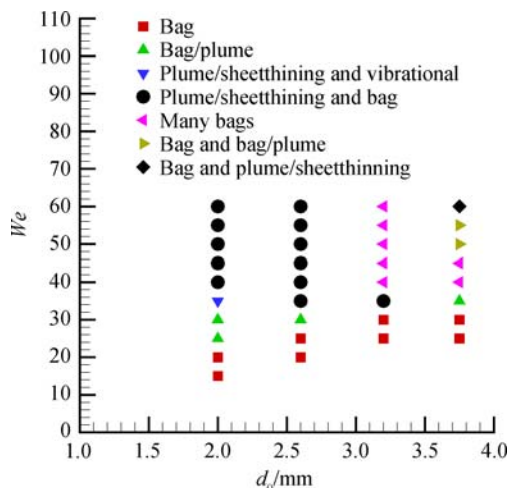


图 11 液滴破碎模式分布

Fig. 11 Distribution of droplet breakup modes

液滴初始直径较大,液滴的破碎模式由尺寸较小时单一的破碎模式转变成几种模式混合的组合型破碎模式,且液滴初始直径越大组合破碎模式种类越多,各组合破碎模式之间 We 的转换区域也随之变小.

上述实验中液滴的变形、破碎过程表明,液滴的初始直径对液滴变形、破碎过程有着极其重要的影响. 液滴初始直径增加使得液滴破碎的临界 We 变大,说明了液滴变形、破碎过程需要满足以下两个条件:破碎的驱动力与阻力的比值要达到一定的要求;气流为液滴提供的能量要满足液滴变形、破碎过程所需的最小能量. 液滴初始直径较大,液滴的破碎模式由尺寸较小时单一的破碎模式转变成几种模式混合的组合型破碎模式,且液滴初始直径越大组合破碎模式种类越多,说明了在液滴初始直径较大区域内以 $We(Oh \ll 0.1)$ 为液滴破碎状态的划分存在一定的局限性,对于转换 We 的确定需要相应的直径修正.

2.2 液滴初始直径对无量纲变形时间、变形与破碎总时间的影响

液滴的变形、破碎过程是一个具有时间特性的过程,因此液滴变形时间(液滴进入气流开始到

液滴破碎发生的这段时间)、变形破碎总时间(液滴进入气流开始至已无液滴发生破碎为止)是液滴二次破碎研究的重点之一。为了便于研究,变形时间、变形与破碎总时间经常通过式(2)进行无量纲化。

文献[14]首次通过公式

$$T = d_0 t / U_0 (\rho_l / \rho_g)^{1/2} \quad (2)$$

对液滴的变形时间、变形与破碎总时间进行了无量纲化,式(2)中 d_0, U_0 分别表示液滴的初始直径与气液初始相对速度, ρ_l, ρ_g 分别表示液体密度与气体密度, t 为液滴变形过程与破碎过程各阶段对应的实际时间。文献[15]通过试验研究,分别建立了无量纲变形时间 T_{ini} 与 We , Oh 以及临界 We 的数学关系式以及无量纲变形与破碎总时间 T_{tot} 与 We 的数学关系。通过试验研究,同样建立了不同于文献[15]的 T_{ini}, T_{tot} 与 Oh 的数学关系。文献[16]通过对液滴破碎后液核与气液初始相对速度的研究,建立了相对速度、曳力系数、 T_{tot} 之间的方程。

如图12所示,液滴初始直径尺寸大小区域不

$$\begin{cases} T_{ini} = -1.12We/10 + 5.336 & (15 \leq We \leq 35, 2 \text{ mm} \leq d_0 \leq 2.6 \text{ mm}) \\ T_{ini} = 1.21 & (35 \leq We \leq 60, 2 \text{ mm} \leq d_0 \leq 2.6 \text{ mm}) \\ T_{ini} = -0.975We/10 + 5.65 & (25 \leq We \leq 40, 3.2 \text{ mm} \leq d_0 \leq 3.75 \text{ mm}) \\ T_{ini} = -0.335We/10 + 3.09 & (40 \leq We \leq 55, 3.2 \text{ mm} \leq d_0 \leq 3.75 \text{ mm}) \\ T_{ini} = 1.25 & (55 \leq We \leq 60, 3.2 \text{ mm} \leq d_0 \leq 3.75 \text{ mm}) \end{cases} \quad (3)$$

在试验条件下,液滴初始直径对 T_{ini} 的影响主要有以下3个方面:①相同 We 下,在初始直径尺寸较大的区域 T_{ini} 比尺寸较小的区域要大;②在初始直径尺寸较小的区域, T_{ini} 随 We 的变化梯度较大;③初始直径尺寸较小的区域在相对较小的 We 下 T_{ini} 达到定值。从图9中还可以发现,液滴初始直径较大的区域内, T_{ini} 随 We 的变化呈现出两种不同梯度(随 We 的增加而减小)的线性

$$\begin{cases} T_{tot} = -0.8We/10 + 5.75 & (15 \leq We \leq 50, 2 \text{ mm} \leq d_0 \leq 2.6 \text{ mm}) \\ T_{tot} = 0.635We/10 - 1.7 & (50 \leq We \leq 60, 2 \text{ mm} \leq d_0 \leq 2.6 \text{ mm}) \\ T_{tot} = -1.42We/10 + 7.9 & (25 \leq We \leq 35, 3.2 \text{ mm} \leq d_0 \leq 3.75 \text{ mm}) \\ T_{tot} = 0.77We/10 + 0.2 & (35 \leq We \leq 50, 3.2 \text{ mm} \leq d_0 \leq 3.75 \text{ mm}) \\ T_{tot} = -1.1We/10 + 9.4 & (50 \leq We \leq 60, 3.2 \text{ mm} \leq d_0 \leq 3.75 \text{ mm}) \end{cases} \quad (4)$$

如图13所示,相同 We 下,初始直径尺寸较大的区域 T_{tot} 比尺寸较小的区域要大。试验设计工况下,在初始直径尺寸较大的区域, T_{tot} 随 We 的变化呈现先减小后增大再减小的变化趋势,而在初始直径尺寸较小区域, T_{tot} 随 We 的变化只呈现出先减小后增大的趋势。

不同于 T_{ini} 随 We 的变化趋势, T_{tot} 随 We 变

同,液滴的无量纲变形时间随 We 的变化呈现出不同的线性变化关系。 T_{ini} 与 We 关系式如式(3)所示

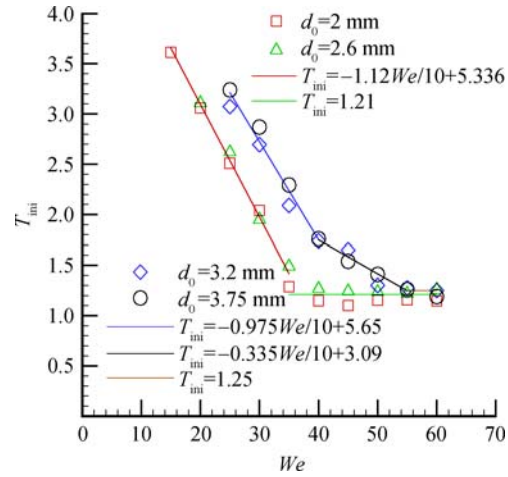


图12 不同液滴初始直径无量纲变形时间随 We 变化关系

Fig. 12 Non-dimensional deformation time as We in different initial diameters of droplet

化关系。在试验 We 范围内,不同初始直径液滴的 T_{ini} 都在1附近达到稳定值,说明了液滴的变形是一个具有时间下限的变形过程,不可能随 We 的增加而无限减小。

如图13所示,同样液滴初始直径尺寸区域范围不同,液滴的 T_{tot} 随 We 的变化呈现出不同的线性变化关系。 T_{tot} 与 We 关系式如式(4)所示

化不再是单一的减小变化趋势。液滴从初始时刻到破碎完成的过程由变形阶段与破碎阶段组成。在液滴的变形阶段, We 增加降低了液滴的变形时间,直至趋于某一稳定的值,而变形与破碎总时间却出现增加的变化趋势,说明了,在 We 的某一范围内气液初始相对速度的增加使得破碎阶段的时间有所增加。气液初始相对速度增加,在减小

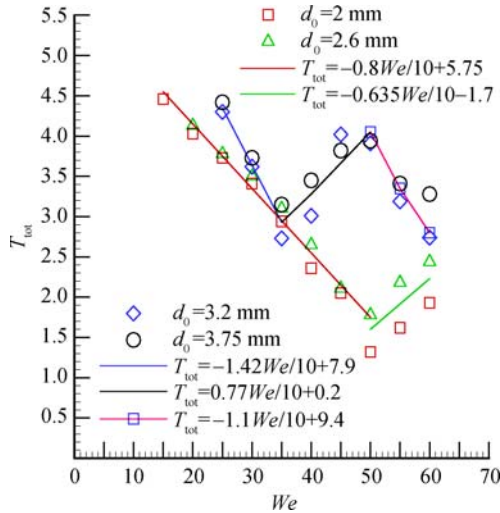


图 13 不同液滴初始直径无量纲变形与破碎总时间随 We 变化关系

Fig. 13 Non-dimensional deformation and breakup total time as We in different initial diameters of droplet

液滴变形时间的同时也减小了破碎完成时母液滴的最小直径,从而在 We 的某一范围延长了液滴破碎阶段的时间。

2.3 液滴初始直径对无量纲索太尔平均直径的影响

上述研究表明,相同 We 下,液滴初始直径与气液初始相对速度对液滴的变形、破碎过程影响作用不同,对液滴初始直径及气液初始相对速度对液滴破碎特性影响作用相对强弱进行研究有助于进一步的认识液滴二次破碎过程。

文献[17]运用各个参数的影响能力均相同的模糊数学理论对液滴破碎的难易程度进行了成功的预测。模糊数学理论的核心思想是,按各个参数对研究对象起促进与阻碍作用的不同进行分类,确定各参数对研究对象的影响强度,选择合适的模糊数学模型进行计算,通过计算结果获得研究对象的优、劣。本文也利用相似的模糊数学模型对液滴初始直径与气流速度对无量纲索太尔平均直径(D_{sm}/d_0)的影响进行研究。根据实验获得无量纲索太尔平均直径数据,在知道结果的前提下逆向运用模糊数学理论,从而获得液滴初始直径与气液初始相对速度对液滴破碎特性的影响因数。

2.3.1 选取指标及建立指标特征矩阵

影响液滴破碎后无量纲索太尔平均直径因素很多,如:初始气液相对速度、液滴初始直径、液滴表面张力系数、液体运动黏度等。根据本文研究内

容将选取初始气液相对速度、液滴初始直径建立指标特征矩阵。

设 n 个液滴,以气液初始相对速度、液滴初始直径这两个指标对液滴无量纲索太尔平均直径进行评估,则 n 个液滴的 2 个指标特征值矩阵为

$$\mathbf{X} = [x_{ij}]_{2 \times n} \quad (5)$$

式中 x_{ij} 为液滴 j 指标 i 的特征值。

2.3.2 隶属度矩阵 $\mathbf{T}$

指标矩阵的中各指标根据其对研究对象的影响不同,而分别采用效益型隶属度、相对隶属度方式进行处理。根据相对隶属度的定义,对于越大越优型指标,取液滴 j 的指标 i 的标准最大特征值 x_{ij} 对优的指标相对隶属度为 1,取指标标准特征值最小值对优的指标相对隶属度为 0,从而构成指标连续统一的两级。对于起积极作用的参数使用效益型相对隶属度计算公式

$$r_{ij} = \frac{x_{ij} - x_{\min}}{x_{\max} - x_{\min}} \quad (6)$$

根据相对隶属度的定义,对于越小越优型指标,取液滴 j 的指标 i 的标准最大特征值 x_{ij} 对优的指标相对隶属度为 1,取指标标准特征值最大值对优的指标相对隶属度为 0,从而构成指标连续统一的两级。对于起消极作用的参数使用相对隶属度计算公式

$$r_{ij} = \frac{x_{\min} - x_{ij}}{x_{\max} - x_{\min}} \quad (7)$$

利用上述处理方法,将指标特征矩阵转化为隶属度矩阵 $\mathbf{T}$

$$\mathbf{T} = [t_{ij}]_{2 \times n} \quad (8)$$

根据实验结果,液滴初始直径、初始气液相对速度对液滴的无量纲索太尔平均直径的影响都是越大越有利其值减小,所以在数据处理过程中只选用效益型相对隶属度进行计算。

2.3.3 选取合适的权重矩阵

指标特征矩阵中各指标对研究对象的影响程度不同,有些指标影响大一些,而有些指标影响较小一些。因此,指标的权重对模型的计算结果影响极大。根据指标影响程度的不同建立权重矩阵,对于权重矩阵中同一列的不同指标的权重值需要进行归一化处理。

$$\mathbf{W} = \begin{bmatrix} w_{11} & w_{12} & \cdots & w_{1n} \\ w_{21} & w_{22} & \cdots & w_{2n} \end{bmatrix} = [w_{ij}]_{2 \times n} \quad (9)$$

根据指标权重值代表的物理意义,结合实验结果与计算结果进行合理的逆向处理,可以获得各个指标的权重值,从而获得各个指标参数对研

研究对象变化过程中影响程度. 本文就是根据该指导思想, 通过实验获得的无量纲索太尔平均直径的变化趋势, 通过对模糊数学模型的逆运用, 从而获得液滴初始直径、气液初始相对速度对液滴破碎后无量纲索太尔平均直径的影响强度.

2.3.4 两级模糊式识别模型

选取两级模糊模式识别模型对权重矩阵及隶属度矩阵进行计算. 液滴 j 与优、劣液滴的广义海明权距离分别为

$$d_{jg} = \sum_{i=1}^m \omega_j (1 - r_{ij}) = 1 - \sum_{i=1}^m \omega_j r_{ij} \quad (10)$$

$$d_{jb} = \sum_{i=1}^m \omega_j (r_{ij} - 0) = \sum_{i=1}^m \omega_j r_{ij} \quad (11)$$

设液滴 j 对优的相对隶属度以 u_j 表示; 对劣的相对隶属度以 u_j^c 表示, 按模糊集合的余集定义, 有

$$u_j^c = 1 - u_j \quad (12)$$

由模糊集合论中广义权重的定义, 液滴 j 对优液滴之间的权距离为

$$D_{jg} = u_j d_{jg} \quad (13)$$

液滴 j 对劣液滴之间的权距离为

$$D_{jb} = (1 - u_j) d_{jb} \quad (14)$$

为求解液滴 j 相对优的隶属度的最优值, 建立优化准则为: 液滴 j 的加权距劣距离平方的总和最小, 则指标函数为

$$u_j = \frac{1}{1 + \left[\frac{1 - \sum_{i=1}^m \omega_j r_{ij}}{\sum_{i=1}^m \omega_j r_{ij}} \right]^2} = \frac{1}{1 + \left[\frac{d_{jg}}{d_{jb}} \right]^2} \quad (15)$$

通过计算可以得到 We 在 20~60 范围内, 液滴初始直径 d_0 的权重系数 W_{d_0} 与气液初始相对速度 U_0 的权重系数 W_{U_0} , 即对破碎后 D_{sm}/d_0 影响程度大小.

如图 14、图 15 所示, We 在 20~40 的范围内, We, d_0 的变化对权重系数影响不大, 液滴初始直径的平均权重系数 (约为 0.53) 比气液初始相对速度的平均权重系数略大 (约为 0.47). 结果表明, We 较低区域 (20~40) 内, d_0, U_0 对 D_{sm}/d_0 的影响程度比较稳定.

随着 We 的增加 (40~60), We, d_0 的变化对权重系数影响较大, 随液滴初始直径的增加, 液滴初始直径对 D_{sm}/d_0 分布的影响强度下降, 而气液初始相对速度的影响强度随之增强, 但整体上液

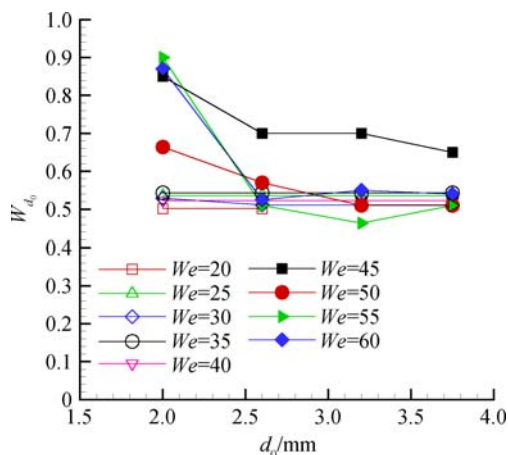


图 14 液滴初始直径的权重系数分布

Fig. 14 Distribution of weight coefficient in different initial diameters of droplet

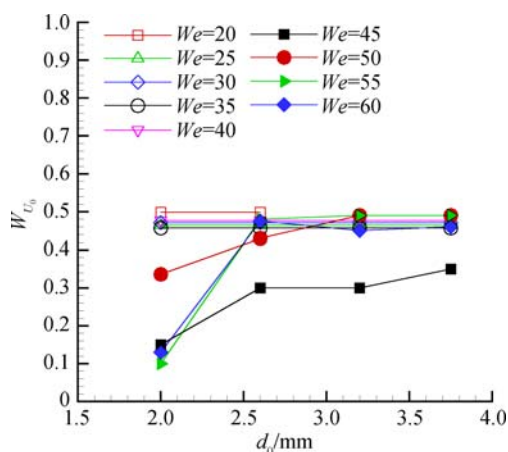


图 15 气液初始相对速度的权重系数分布

Fig. 15 Distribution of weight coefficient in different initial relative velocities of gas-liquid

滴初始直径对 D_{sm}/d_0 的影响程度要大于气液初始相对速度. 结果表明, We 较低区域 (40~60) 内, 液滴初始直径、气液初始相对速度对 D_{sm}/d_0 的影响程度波动较大.

D_{sm}/d_0 的值反映了液滴的破碎完成程度, 其值越小液滴破碎的程度越好, 反之则越差. 在试验工况下, 液滴初始直径对 D_{sm}/d_0 的影响能力比气液初始相对速度要强, 可以通过改变液滴初始直径为主, 从而较好地改善液滴破碎程度.

3 结论

本文利用高速摄像机测量技术与油雾场图像分析软件相结合的方法对均匀气流中单液滴的变形、破碎过程进行了试验研究, 结果表明:

1) 液滴初始直径较大区域内, 液滴直径增加一方面增加了液滴变形所需的能量, 另一方面降

低了气液初始相对速度(同一 We 下)从而使得环境流体提供给液滴用于变形、破碎的气动能减小。因此,在液滴初始直径尺寸较大的区域内,液滴初始直径的增加使得液滴发生破碎的临界 We 增加。液滴初始直径增加使得液滴破碎的临界 We 变大,说明了液滴变形、破碎过程需要满足以下两个条件:①破碎的驱动力与阻力的比值要达到一定的要求;②气流为液滴提供的能量要满足液滴变形、破碎过程所需的最小能量。

2) 液滴初始直径较大时,由于重力对其作用越趋明显(上部液滴的变形速率小于下部液滴)使得液滴上、下变形、受力不均,从而导致液滴上、下破碎步调不一致;同时液滴完成初次破碎后其液核或子液滴尺寸仍然较大,在当地较大气/液相对速度的作用下仍然可以继续发生变形、破碎。因此,液滴初始直径增加使得液滴破碎模式由单一的破碎模式转变为多种模式组合的混合型破碎模式。液滴直径越大组合破碎模式种类越多,组合破碎模式之间 We 的区域也随之变小。不同模式之间转换 We 应考虑液滴初始直径的修正。

3) 相同 We 下,气液初始相对速度随液滴直径的增加而减小,液滴变形速度减小、破碎过程延长。因此,在试验条件下,相同 We 下,在初始直径尺寸较大的区域 T_{ini} , T_{tot} 都比尺寸较小的区域要大。 T_{ini} , T_{tot} 与 We 在不同区域内呈不同的线性变化关系:① T_{ini} 随 We 增加呈先减小后不变的变化趋势;② T_{tot} 随 We 增加呈先减小后增加再减小的变化趋势。

4) 液滴的稳定性随其直径的增加而减小,当气流提供满足液滴变形、破碎要求的能量,直径较大的液滴破碎完成度将好于尺寸较小的液滴。因此,在本文试验设计范围内,液滴初始直径对 D_{sm}/d_0 的影响能力比气液初始相对速度要强,可以通过改变初始液滴直径为主,从而较好地改善液滴破碎程度。

参考文献:

- [1] Theofanous T G, Li G J, Dinh T N. Aerobreakup in rarefied supersonic gas flows[J]. Journal of Fluids Engineering-Transactions of the Asme, 2004, 126(4): 516-527.
- [2] Guildenbecher D R, Sojka P E. Secondary breakup of electrically charged newtonian drops[R]. International Mechanical Engineering Congress and Exposition, IMECE2007-4189, 2007.
- [3] Guildenbecher D R, Lopez-Rivera C, Sojka P E. Secondary atomization[J]. Experiments in Fluids, 2009, 46(3): 371-402.
- [4] Hsiang L P, Faeth G M. Near-limit drop deformation and secondary breakup[J]. International Journal of Multiphase Flow, 1992, 18(5): 635-652.
- [5] 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.
- [6] Chou W H, Hsiang L P, Faeth G M. Temporal properties of drop breakup in the shear breakup regime[J]. International Journal of Multiphase Flow, 1997, 23(4): 651-669.
- [7] Dai Z, Faeth G M. Temporal properties of secondary drop breakup in the multimode breakup regime[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2001, 27(2): 217-236.
- [8] Zhao H, Liu H F, Cao X K, et al. Breakup characteristics of liquid drops in bag regime by a continuous and uniform air jet flow[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2011, 37(5): 530-534.
- [9] Cao X K, Sun Z G, Li W F, et al. A new breakup regime for liquid drops identified in a continuous and uniform air jet flow[J]. Physics of Fluids, 2007, 19(5): 057103. 1- 057103. 8.
- [10] 徐榕, 赵坚行, 刘勇, 等. TAPS/MLDI 低污染燃烧室油雾特性[J]. 航空动力学报, 2012, 27(11): 2241-2248.
XU Rong, ZHAO Jianxing, LIU Yong, et al. Fuel spray characteristic of TAPS/MLDI low emission combustor [J]. Journal of Aerospace Power, 2012, 27(11): 2241-2248. (in Chinese)
- [11] 金仁瀚, 刘勇, 冯志鹏, 等. 双旋流燃烧室单头部油雾特性实验研究[J]. 航空动力学报, 2014, 29(2): 250-258.
JIN Renhan, LIU Yong, FENG Zhipeng, et al. Experimental investigations of spray characteristic of single head of dual-swirl dup combustor[J]. Journal of Aerospace Power, 2014, 29(2): 250-258. (in Chinese)
- [12] Sung W P, Sayop K, Chang S L. Effect of mixing ratio of biodiesel on breakup mechanisms of monodispersed droplets[J]. Energy & Fuels, 2006, 20: 1709-1715.
- [13] 杨淑莹. VC++ 图像处理程序设计[M]. 北京: 清华大学出版社, 2005.
- [14] Ranger A A, Nicholls J A. Aerodynamic shattering of liquid drops[J]. AIAA Journal, 1969, 7(2): 285-290.
- [15] 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.
- [16] Hsiang L P, Faeth G M. Drop properties after secondary breakup[J]. International Journal of Multiphase Flow, 1993, 19(5): 721-735.
- [17] 胡春波, 王坤, 曾卓雄, 等. 液滴破碎模糊计算研究[J]. 西北工业大学学报, 2003, 21(5): 536-539.
HU Chunbo, WANG Kun, ZENG Zhuoxiong, et al. On applying fuzzy mathematical theory to computing breakup of droplets[J]. Journal of Northwestern Polytechnical University, 2003, 21(5): 536-539. (in Chinese)

(编辑: 王碧琚)