

水滴动力学行为对其撞击特性影响

刘森云^{1,2}, 朱程香¹, 朱春玲¹, 王 桥², 王梓旭², 肖京平², 张 泉³

(1. 南京航空航天大学 航空宇航学院, 南京 210016;

2. 中国空气动力研究与发展中心 低速空气动力研究所, 四川 绵阳 621000;

3. 中国航空工业集团有限公司 陕西飞机工业(集团)有限公司 环控救生所, 陕西 汉中 723213)

摘 要: 设计了一种压电式等径离散水滴发生器,利用高速摄影的手段对水滴变形现象进行了实验研究。建立了水滴变形后的非球形阻力模型,同时引入了水滴破碎和飞溅模型,采用欧拉法对不同条件下水滴撞击 NACA23012 翼型的过程进行了数值模拟,并与传统模型下水滴撞击特性计算进行了对比。研究表明:水滴变形会导致其阻力系数增大,水滴阻力系数曲线在雷诺数大于 500 时逐渐脱离球形阻力曲线,不断增大接近圆盘阻力系数;水滴阻力特性的改变会影响水滴运动轨迹,增强水滴的气流跟随性;水滴飞溅会造成水滴质量损失,减小翼型表面局部水收集系数,这与实验数据更加吻合。

关 键 词: 动力学行为; 撞击特性; 水滴飞溅; 水滴轨迹; 局部水收集系数

中图分类号: V211.3

文献标志码: A

Effect of dynamic behaviour on its impingement characteristics for droplets

LIU Senyun^{1,2}, ZHU Chengxiang¹, ZHU Chunling¹,

WANG Qiao², WANG Zixu², XIAO Jingping², ZHANG Quan³

(1. College of Aerospace Engineering,

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

2. Low Speed Aerodynamics Research Institute,

China Aerodynamics Research and Development Center,

Mianyang Sichuan 621000, China;

3. Institute of Environment Controlling and Life Saving,

Shaanxi Aircraft Industry (Group) Corporation Limited,

Aviation Industry Corporation of China Limited, Hanzhong Shaanxi 723213, China)

Abstract: A piezoelectric mono-dispersed droplet generator was designed to study the deformation of droplets under the aerodynamic force by the high speed imaging system. The non-spherical drag model was established for the deformed water droplets. The process of water droplets impinging on the NACA23012 airfoil was simulated while the breakup model

收稿日期: 2016-08-29

基金项目: 国家重点基础研究发展计划(2015CB755800); 国家自然科学基金(11372335, 11402114);

江苏高校优势学科建设工程资助项目

作者简介: 刘森云(1986—), 男, 博士生, 主要从事水滴动力学及飞机结冰研究。

通讯作者: 朱春玲(1968—), 女, 教授、博士生导师, 博士, 主要从事飞行器环境控制、飞机结冰与防除冰技术研究。

E-mail: clzhu@nuaa.edu.cn

引用格式: 刘森云, 朱程香, 朱春玲, 等. 水滴动力学行为对其撞击特性影响[J]. 航空动力学报, 2018, 33(3): 581-589. LIU Senyun, ZHU Chengxiang, ZHU Chunling, et al. Effect of dynamic behaviour on its impingement characteristics for droplets[J]. Journal of Aerospace Power, 2018, 33(3): 581-589.

and splash model were introduced into Eulerian model. The simulated results were compared with the results from traditional model. It was found that the drag coefficient of water droplets increased because of the deformation. When the Reynolds number was larger than 500, water drag coefficient curve broke away with the spherical drag curve gradually and grew close to the disc drag coefficient curve. The droplet trajectory was affected because of the change of the drop's drag properties, making the droplet follow with the air. The mass loss from splashing decreased the local collection coefficient on the airfoil, which was in good agreement with the experiment data.

Key words: dynamic behaviour; impingement characteristics; droplet splash; droplet trajectory; local collection coefficient

飞机在穿越含有过冷水滴云层时,其迎风部件会发生结冰现象。迎风面结冰会改变飞机气动外形,影响飞机气动特性和操纵特性,威胁飞行安全^[1]。在已往的结冰研究中,研究人员主要关注直径小于 $50\mu\text{m}$ 的过冷小水滴(supercooled small droplet, SSD),适航条例 FAR25 部附录 C 也规定飞机结冰适航认证水滴直径范围为 $15\sim 40\mu\text{m}$ 。然而随着航空运输量的日益增加和气象条件限制的逐步放宽,飞机遭遇的结冰环境超出适航规范条件的概率在不断增加。1994 年美国鹰航 ATR72 飞机发生空难,事故调查表明飞机遭遇了尺寸超过 $50\mu\text{m}$ 的过冷大水滴(supercooled large droplet, SLD),发生了严重结冰,导致飞机操控失效而坠毁^[2]。随后,在 1996~1997 年冬季 NASA-Lewis 研究中心联合美国国家大气研究中心(NCAR)和美国联邦航空管理局(FAA)进行了结冰云中水滴直径测量的飞行实验,在 29 次飞行实验中出现了 3 次 SLD 环境^[3]。加拿大国家研究委员会(NRC)开展了同样的飞行实验,实验表明 SLD 出现概率达到 8%,水滴直径覆盖了 $50\sim 3\,000\mu\text{m}$ ^[4]。此后,国外相继出现了关于 SLD 研究的报道。

在结冰数值模拟中,有两个最基本的假设^[5-6]:一是水滴的刚性球假设,即水滴在运动过程中始终保持球形,不发生变形和破碎行为,水滴阻力计算采用经典的球形阻力模型;二是水滴在碰撞固壁后不发生飞溅行为,即水滴撞击量与结冰量守恒。以上两个假设忽略了水滴的动力学效应,针对 SSD 条件,实验和计算均验证了假设的合理性。但是, Gunn 等^[7]观测了大水滴的降落过程,发现水滴由圆球形变成椭球形,并严重地影响着水滴下降速度。这说明大水滴在下落运动中会发生变形现象,变形会导致水滴阻力特性的变

化。Tan 等^[8]通过实验手段观测到了 SLD 在靠近机翼的过程中会发生变形和破碎行为,在碰撞机翼时会发生飞溅现象。因此在 SLD 的结冰模型建立中必需要考虑水滴的变形、破碎、飞溅等动力学效应。

Gunn 等^[7]对自由下落的水滴最终稳定速度进行了测量,并计算了水滴变形后的阻力系数,由于自由下落水滴变形有限,所得的阻力系数范围较小。Luxford^[9]对 Gunn 等测得的自由下落水滴阻力系数曲线进行了外推,并与球形阻力模型相关联,给出了水滴变形后的阻力系数计算修正因子。Jung 等^[10]通过对球形阻力系数和圆盘阻力系数进行插值,并将内插因子与韦伯数关联,给出了水滴阻力系数计算模型。针对水滴破碎模型研究较多,包括 Lane、Wolfe、Pilch 等^[11-13];但由于实验设备和条件不同,所得水滴破碎临界判则以及水滴破碎模型均不相同。Trujillo 等^[14]、Bai 等^[15]对水滴撞击固壁的飞溅和反弹现象进行了实验研究,给出了水滴铺展、反弹和飞溅的模型。Papadakis 等^[16-17]开展了 SLD 撞击机翼的风洞实验研究,讨论水滴动力学行为对水收集系数的影响。白俊强等^[18]提出了考虑过冷水滴飞溅和反弹效应的欧拉方法并用于过冷大水滴情况下的积冰数值模拟。王超等^[19]开发了基于欧拉法的二维算法程序,将 LEWICE 飞溅模型和 FENSAP 飞溅模型耦合到水滴流场计算中,进行了过冷大水滴飞溅特性数值分析。

本文首先搭建了 SLD 动力学行为实验台,研制了压电式等径离散水滴发生器,利用高速摄像系统对水滴运动过程的变形行为进行了拍摄,计算拟合出了水滴阻力系数曲线。同时引入了水滴破碎和飞溅模型,对 SLD 撞击特性进行了数值计算,希望为飞机 SLD 结冰研究提供参考。

1 水滴变形实验

1.1 实验设备和方法

如图 1 所示,整个实验平台是在某 $0.3\text{ m}\times 0.2\text{ m}$ 结冰风洞驻室基础上进行改造搭建。风道采用竖直形式设计,利用透光率超过 90% 的有机玻璃制成。水滴的变形过程主要发生在收缩段,风道收缩段采用二元维多辛斯基曲线设计,收缩比为 4;收缩段长为 0.2 m ,其入口尺寸为 $0.3\text{ m}\times 0.3\text{ m}$,出口尺寸为 $0.3\text{ m}\times 0.075\text{ m}$ 。实验段长为 0.24 m ,其截面尺寸为 $0.3\text{ m}\times 0.075\text{ m}$ 。

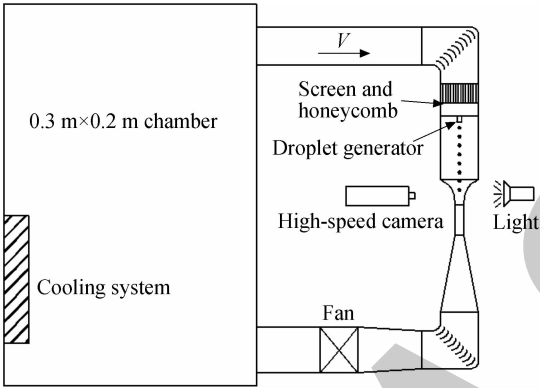


图 1 实验系统

Fig. 1 Illustration of experimental system

根据 Plateau-Rayleigh 不稳定原理,水柱会自然地趋向不稳定,发生振荡破碎,形成不同大小的水滴。压电式等径离散水滴发生器(如图 2 所示)的原理是向水柱引入一个固定的初始扰动,该扰动随着水柱的运动继续传播,最终会打断水柱形成等径离散的水滴。水滴的大小和速度可以通过调节水压、孔口直径、压电片振动频率联合控制。图 3 为不同条件下生成的不同直径的等径水滴串。直径小于 1 mm 的水滴可以通过压电式水滴发生器生成,大于 1 mm 的水滴直接由医用输

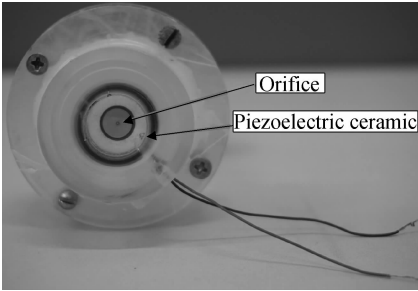


图 2 压电式等径离散水滴发生器

Fig. 2 Piezoelectric mono-dispersed droplet generator

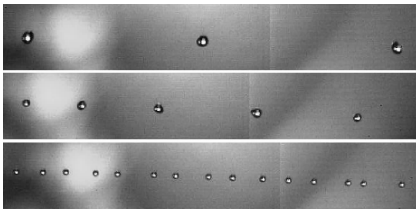


图 3 不同直径的等径离散水滴

Fig. 3 Mono-dispersed droplet for different diameters

液器获得,其直径大小可通过更换不同大小的针头和改变风道风速进行调节。

收缩段和实验段的气流速度分布是利用空速管对稳定段风速进行测量,再利用数值模拟的方法计算获得;同时进行了实验段入口速度测量,对数值模拟结果进行验证。图 4 为电动机转速 $n=2800\text{ r/min}$ 时收缩段和实验段中心截面的速度云图及等值线,图中 x 为到收缩段入口的距离,由图可见实验段的速度均匀性较好,速度值在 36.5 m/s 左右;实验段入口计算值约为 36.3 m/s ,与实测值 35.89 m/s 吻合较好。图 5 为电动机转速 $n=2800\text{ r/min}$ 时收缩段和实验段中心线气流湍流强度,由图可知气流湍流强度均低于 10%。

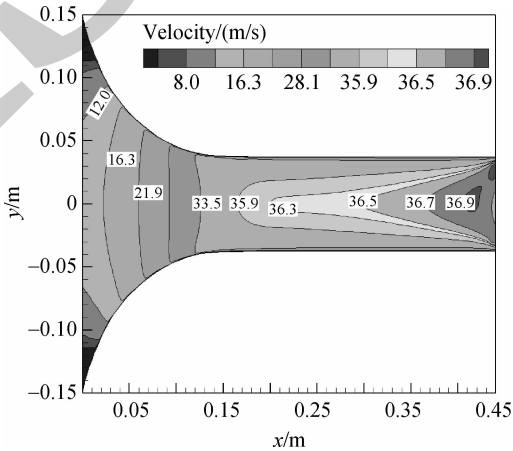


图 4 中心截面的速度分布($n=2800\text{ r/min}$)

Fig. 4 Velocity distribution of center section ($n=2800\text{ r/min}$)

水滴的运动过程利用 HG-100K 高速相机进行拍摄,相机参数选取 $1024\text{ 像素}\times 1024\text{ 像素}$,帧数为 1500 帧/s 。拍摄前首先对水滴进行对焦,然后将标尺固定在水滴焦平面进行定标拍摄,利用标尺建立单位像素与单位长度的关系。水滴图片经过处理后利用图片中的像素信息可以计算出水滴的各项所需参数。

实验的误差主要由摄影技术和图像处理两个方面因素造成:一是曝光时间过长,水滴图像出现

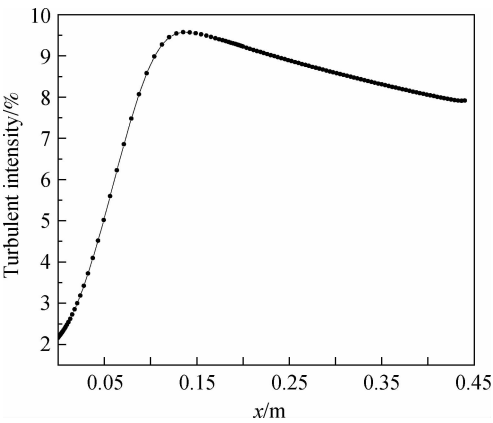


图 5 中心线的湍流强度($n=2800\text{ r/min}$)
Fig. 5 Turbulent intensity of center line
($n=2800\text{ r/min}$)

了残影,进而影响水滴形态和运动的分析;二是水滴边缘提取,水滴边缘像素的确定会影响水滴直径大小,进而影响后期的分析计算。以直径为 1 mm 水滴为例,实验中每个像素长度值大约为 $50\text{ }\mu\text{m}$,假如边缘提取时向外多提取了一个像素点,则水滴直径测量误差为 10% 。本文采用多次分段拍摄的方法获得大量实验数据,利用统计法减小各种误差带来的影响。

针对同一实验工况进行了重复性实验,对水滴沿程韦伯数(We)进行了计算(如图 6 所示),实验工况见表 1。表中 D 为水滴直径, T_0 和 T_∞ 分别为水滴温度和气流温度。由图 6 可知,两次重复实验水滴沿程 We 吻合很好。

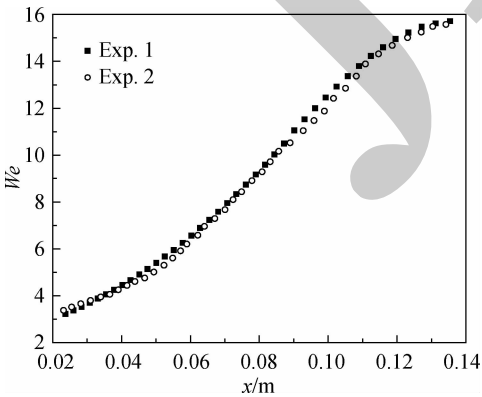


图 6 重复性实验结果对比
Fig. 6 Comparison of repetitive experiment results

表 1 实验工况
Table 1 Experiment conditions

$n/(\text{r/min})$	D/m	T_0/K	T_∞/K
2000	0.0027	286.65	286.65

1.2 水滴阻力系数

阻力是物体在流体中相对运动所产生与相对运动方向相反的力。本实验中气流对水滴具有加速作用,气流的速度大于水滴速度,水滴相对于气流向上运动,因此水滴所受阻力向下,阻力也是水滴加速运动的动力。对水滴进行受力分析,利用牛顿第二定律有

$$mg + C_d \frac{\rho_a U^2}{2} \pi \left(\frac{D_x}{2} \right)^2 = ma \tag{1}$$

其中 m 为水滴质量; g 为重力加速度; C_d 为水滴阻力系数; ρ_a 为空气的密度; U 为气流与水滴速度差; D_x 为水滴迎风面直径; a 为水滴加速度。

由式(1)可得出水滴阻力系数计算表达式

$$C_d = \frac{4}{3} \cdot \frac{\rho_d D_a^3}{\rho_a U^2 D_x^2} (a - g) \tag{2}$$

其中 ρ_d 为水的密度, D_a 为水滴平均有效直径。水滴的阻力主要是由水滴迎风面与背风面的表面压力差产生。水滴变形会增大其迎风面的面积,变形后迎风面曲率的增大会促进水滴后缘更早的流动分离,导致水滴的阻力增大。球形阻力系数^[20]、圆盘阻力系数^[21]、自由下落水滴阻力系数^[7]与本文所得水滴阻力系数与相对雷诺数(Re)关联对比如图 7 所示。 Re 计算式如下:

$$Re = \frac{\rho_a U D_x}{\mu_a} \tag{3}$$

其中 μ_a 为空气动力黏度。

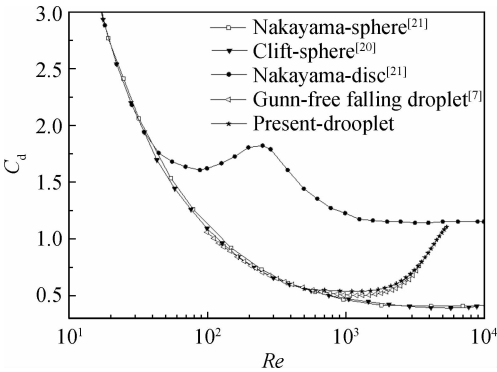


图 7 各种阻力系数与 Re 对比
Fig. 7 Comparison of various drag coefficients against Re

由图 7 可知,水滴阻力系数在 $Re \leq 500$ 时与球形阻力系数吻合较好,当 $Re > 500$ 时水滴阻力系数开始偏离球形阻力系数,并不断增大至圆盘形阻力系数,这与水滴变形形状相对应。本文测得的水滴阻力系数与 Gunn 等^[7]测得的自由下落

水滴阻力系数相当接近,并很好地扩展到了邻近圆盘阻力系数。

结合 Clift 等^[20]的球形阻力系数和本文测得

$$C_d = \begin{cases} \frac{3}{16} + \frac{24}{Re} & Re \leq 0.01 \\ \left(\frac{24}{Re}\right)(1 + 0.1315Re^{(0.82-0.05s)}) & 0.01 < Re \leq 20 \\ \left(\frac{24}{Re}\right)(1 + 0.1935Re^{0.6305}) & 20 < Re \leq 260 \\ 10^{(1.6435-1.1242s+0.1558s^2)} & 260 < Re \leq 500 \\ -170.48 + 206.65s - 92.29s^2 + 18s^3 - 1.29s^4 & Re > 500 \end{cases} \quad (4)$$

其中 $s = \lg Re$ 。

2 数值计算模型

2.1 控制方程

水滴撞击过程的运动轨迹采用欧拉法计算,其连续性方程与动量方程分别为^[22]

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_d \varphi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_d \varphi \mathbf{V}) &= 0 \\ \frac{\partial(\rho_d \varphi \mathbf{V})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_d \varphi \mathbf{V} \mathbf{V}) &= \rho_d \varphi K (\mathbf{V}_a - \mathbf{V}) + \rho_d \varphi \mathbf{G} \end{aligned} \quad (5)$$

其中 φ 为水滴体积分,即单位体积内水滴所有量; t 为时间; $\mathbf{V}$ 为水滴速度矢量; $\mathbf{V}_a$ 为气流速度矢量; $\mathbf{G}$ 为作用在水滴上的重力加速度矢量; K 为惯性参数,其具体表达式如下:

$$K = \frac{18\mu_a f_d}{\rho_d D^2} \quad (6)$$

其中 f_d 为水滴阻力函数,其具体计算式如下:

$$f_d = \frac{C_d Re}{24} \quad (7)$$

2.2 阻力系数模型

在 SSD 结冰计算中对水滴采用了刚性球假设,其阻力系数采用经典球形阻力系数模型计算,具体表达式如下^[22]:

$$C_d = \begin{cases} \frac{24(1 + 0.15Re^{0.687})}{Re} & Re \leq 1000 \\ 0.44 & Re > 1000 \end{cases} \quad (8)$$

然而针对 SLD,水滴变形对其阻力系数影响较大,为此需要采用带动力学行为影响的阻力系数模型,其具体表达式如式(4)所示。

2.3 破碎模型

水滴破碎判则较多,常用的是采用 We 作为破碎判据参数,计算式如下:

的变形后水滴阻力系数,给出考虑水滴变形的水滴阻力系数计算模型

$$We = \frac{\rho_a U^2 D}{\sigma} \quad (9)$$

其中 σ 为水滴表面张力系数。

本文利用较为经典的 HAF(Hsiang and Fae-th)模型^[23]对水滴破碎现象进行建模,即当 $We \geq 12$ 时水滴发生破碎行为,水滴破碎后子水滴直径可根据下式计算:

$$d_c = 6.2D \left(\frac{\rho_d}{\rho_a}\right)^{0.25} \left(\frac{\mu_d}{D\rho_d|U|}\right)^{0.5} \quad (10)$$

其中 d_c 为子水滴直径; μ_d 为水滴动力黏度。

2.4 飞溅模型

水滴撞击固壁的飞溅行为主要受水滴直径、入射角度、入射速度和固壁表面特性的影响。飞溅现象由飞溅因子 K_c 判定,当 $K_c > 200$ 时水滴发生飞溅行为^[24]

$$K_c = \frac{\sqrt{K_m} f_{non}^{-0.375}}{(\sin \theta)^{1.25}} \quad (11)$$

其中 K_m 为蒙多参数^[25]; f_{non} 为水滴无量纲频率; θ 为水滴入射速度与壁面的夹角。

蒙多参数 K_m 可由下式计算:

$$K_m = \left[\frac{\rho_d^3 D^3 V_{n,d}^5}{\sigma^2 \mu_d}\right]^{0.25} \quad (12)$$

其中 $V_{n,d}$ 为水滴沿固壁法向速度。

水滴无量纲频率 f_{non} 可由下式计算^[24]:

$$f_{non} = 1.5 \left(\frac{\rho_{lwc}}{\rho_d}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (13)$$

其中 ρ_{lwc} 为液态水含量。

水滴飞溅会造成水滴质量损失,导致局部水收集系数的减小,水滴质量损失率 f_m 可用于表征水滴飞溅过程中的质量损失大小^[24]

$$\begin{aligned} f_m &= 0.7(1 - \sin \theta) \cdot \\ &\{1 - \exp[-0.0092(K_c - 200)]\} \end{aligned} \quad (14)$$

从而考虑水滴飞溅损失的局部水收集系数可

通过下式计算：

$$\beta = (1 - f_m)\beta_t \tag{15}$$

其中 β_t 为不考虑水滴飞溅现象的局部水收集系数。

3 结果与分析

利用前文介绍的数值方法，选取弦长为 0.914 m 的 NACA23012 翼型为计算对象，计算攻角选取 2.5° ，来流速度选取 78.23 m/s，其他条件和计算模型见表 2，进行了水滴动力学行为对水滴运动轨迹、水滴飞溅质量损失和局部水收集系数的影响研究。

表 2 计算条件
Table 2 Calculation conditions

参数	工况			
	Case 1	Case 2	Case 3	Case 4
p/Pa	101325			
T/K	299			
$D_{mv}/\mu\text{m}$	20	20	154	154
$\rho_{twc}/(\text{g}/\text{m}^3)$	0.19	0.19	1.44	1.44
模型	SSD	SLD	SSD	SLD

表 2 中 p 为静压， T 为静温， D_{mv} 为平均容积直径(MVD)， ρ_{twc} 为液态水含量；模型项中 SSD 表示采用经典球形阻力模型(式(8))，未引入破碎和飞溅模型；SLD 表示采用考虑变形的水滴阻力模型(式(4))，同时引入了水滴破碎(式(9))和飞溅模型(式(11))。

3.1 水滴动力学行为对其运动轨迹的影响

首先分别利用 SSD 模型和 SLD 模型对 SSD 范围内的 $20\text{ }\mu\text{m}$ 直径水滴运动情况进行了计算。计算结果选取了翼型上缘绕流、翼型前缘撞击和翼型下缘绕流三条典型流线进行对比，其结果如图 8 所示，其中 point 1、point 2、point 3 分别代表水滴经过计算域远场坐标为 $(-5,-0.25)\text{ m}$ ， $(-5,-0.31)\text{ m}$ ， $(-5,-0.37)\text{ m}$ 的流线。由于在定常流动情况下，流线与迹线在几何上重合，由图可知两种模型计算的水滴轨迹几乎相同，这说明水滴动力行为对 SSD 运动轨迹影响很小。究其原因主要是因为小水滴并未发生显著的变形和破碎现象，水滴始终保持球形状态完成了翼型的绕流和撞击，这与以往的 SSD 结冰模型假设相吻合。

利用 SSD 模型和 SLD 模型对 SLD 范围内的

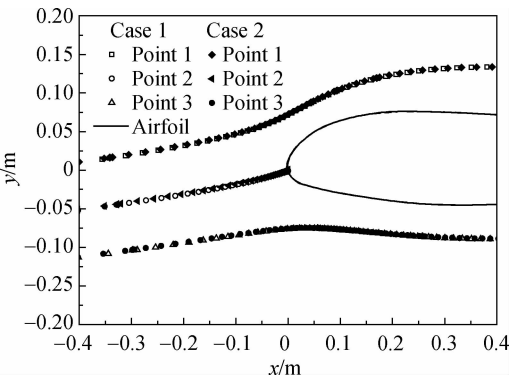


图 8 水滴轨迹对比($D_{mv}=20\text{ }\mu\text{m}$)
Fig. 8 Comparison of droplet trajectories
($D_{mv}=20\text{ }\mu\text{m}$)

$154\text{ }\mu\text{m}$ 直径水滴运动情况进行了计算。计算结果如图 9 所示，其中 point 4、point 5、point 6 分别代表水滴经过计算域远场坐标为 $(-5,-0.12)\text{ m}$ ， $(-5,-0.32)\text{ m}$ ， $(-5,-0.5)\text{ m}$ 的流线。为了方便分析，图中同时给出了经过对应点气流的流线。由图可知水滴动力学行为开始生效，并对水滴运动轨迹有显著的影响。观察发现 SLD 模型计算的水滴轨迹更接近对应的气流轨迹，这是因为气流和水滴在流向机翼时，气流能够较轻松地绕过机翼，而水滴由于其较大的惯性力会保持原有运动方向，此时水滴相对于气流运动方向是背向气流的绕流方向，因此水滴受到的阻力方向是指向气流的，即水滴所受阻力是促进水滴跟随气流的力；由于水滴变形后其阻力将大于球形水滴阻力，这就导致 SLD 模型下水滴轨迹相比于 SSD 模型更接近于气流轨迹。

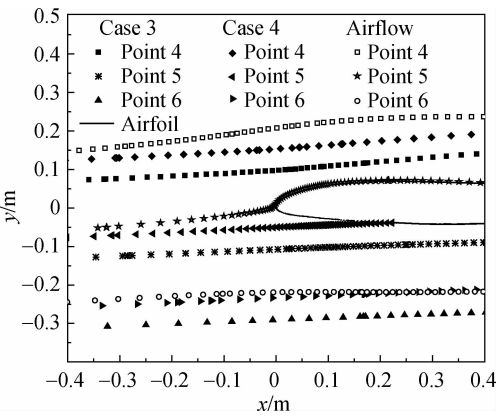


图 9 水滴轨迹对比($D_{mv}=154\text{ }\mu\text{m}$)
Fig. 9 Comparison of droplet trajectories
($D_{mv}=154\text{ }\mu\text{m}$)

3.2 水滴飞溅质量损失

水滴撞击固壁是否发生飞溅现象由飞溅因子

K_c 判定,而 K_c 受水滴直径、入射速度、入射角度和液态水含量等多因素影响。图 10 给出了飞溅因子 K_c 沿翼型表面弧线在水滴收集区内的分布情况,其中横坐标 $S=0\text{ m}$ 表示翼型前缘气动驻点位置,正负方向分别表示翼型上表面和下表面。当水滴 MVD 为 $20\text{ }\mu\text{m}$ 时(case 2),翼型下表面飞溅因子 K_c 均小于 200,水滴不发生飞溅现象;上表面有少量靠近撞击极限位置的飞溅因子 K_c 大于 200,这主要是因为计算攻角为 2.5° ,水滴在上缘绕流靠近撞击极限位置几乎沿翼型表面切线方向撞击翼型,导致了水滴入射角很小,发生了飞溅现象。水滴 MVD 为 $154\text{ }\mu\text{m}$ 时(case 4),除了前缘驻点位置附近 K_c 小于 200 水滴不发生飞溅外,其余位置均发生了飞溅现象。这说明 SLD 比 SSD 更容易发生飞溅行为。

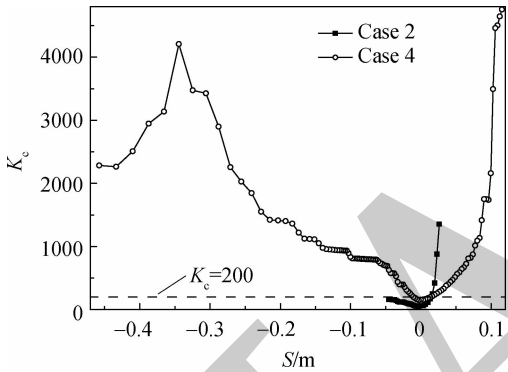


图 10 K_c 沿翼型表面分布

Fig. 10 Distribution of K_c on airfoil surface

水滴撞击固壁发生飞溅现象时会造成水滴质量的损失,水滴质量损失率 f_m 表示水滴飞溅脱离撞击表面的质量占撞击水滴总质量的比例。由式(14)可知,水滴质量损失率 f_m 主要由入射角 θ 和飞溅因子 K_c 决定。图 11 给出了水滴质量损失率 f_m 沿翼型表面弧线在水滴收集区范围内的分布情况。当水滴 MVD 为 $20\text{ }\mu\text{m}$ 时(case 2),由于翼型下表面未发生飞溅现象, $f_m=0$;翼型上表面靠近撞击极限位置 f_m 达到最大值 0.66。水滴 MVD 为 $154\text{ }\mu\text{m}$ 时(case 4),水滴在前缘驻点位置处不发生飞溅现象, $f_m=0$;在翼型上表面 f_m 沿弧线迅速增大,在上表面撞击极限位置 $S=0.115$ 处达到最大值(0.676);在翼型下表面 f_m 沿弧线先迅速增大,然后缓慢趋向于一个稳定的最大值为 0.65。对于 SLD 水滴飞溅造成了大量的质量损失,这将对水滴收集系数造成较大的

影响。

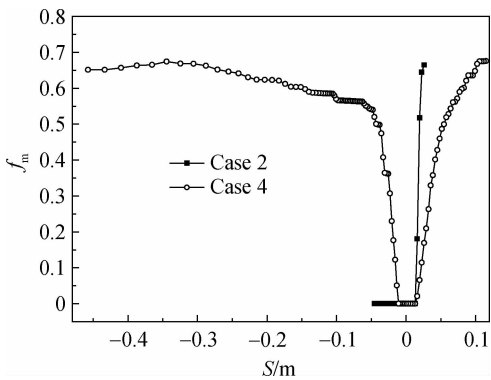


图 11 f_m 沿翼型表面分布

Fig. 11 Distribution of f_m on airfoil surface

3.3 水滴动力学行为对局部水收集系数的影响

局部水收集系数 β 是指翼型表面微元上的实际水收集率与该微元表面上最大可能的水收集率之比,它表征了该微元表面的水收集能力。水滴动力学行为对结冰数值模拟来说最直接的影响就是对 β 的影响。水滴 MVD 为 $20\text{ }\mu\text{m}$ 情况下翼型表面局部水收集系数分布如图 12 所示。Case 1 和 case 2 结果十分相近,且均与实验结果吻合较好,这是因为水滴直径较小,水滴几乎保持球形运动直至撞击翼型表面,并且在撞击的过程中只有上缘临近撞击极限位置发生了少量飞溅现象,因此 SSD 模型与 SLD 模型计算结果相差较小。Case 3 和 case 4 计算条件下翼型表面局部水收集系数分布如图 13 所示。由图可知在 Case 3 条件下,翼型上下表面 β 的计算远大于实验测量值;引入动力学行为模型后, β 曲线与实验结果的吻合度得到了大幅提高。

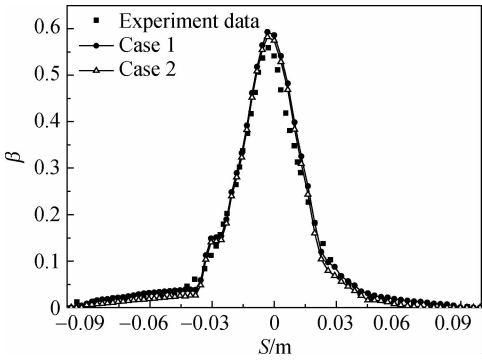


图 12 β 对比 ($D_{mv}=20\text{ }\mu\text{m}$)

Fig. 12 Comparison of β ($D_{mv}=20\text{ }\mu\text{m}$)

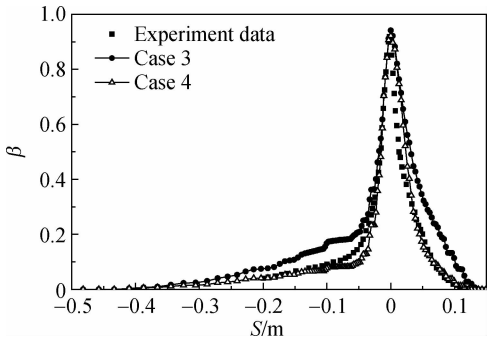


图 13 β 对比 ($D_{mv}=154\mu\text{m}$)

Fig. 13 Comparison of β ($D_{mv}=154\mu\text{m}$)

4 结 论

本文通过实验的方法测算了水滴变形后的阻力系数,结合水滴破碎、飞溅模型引入到水滴撞击计算中,研究了水滴动力学行为对其撞击特性的影响,结论如下:

1) SLD 在气动力作用下会发生变形现象,水滴变形会导致其阻力系数增大; $Re\leq 500$ 时,水滴阻力系数曲线与球形阻力系数曲线吻合较好,当 $Re>500$ 时阻力系数曲线逐渐偏离球形阻力系数并不断增大至圆盘阻力系数,这与其变形过程相一致。

2) 水滴动力学行为对 SSD 运动轨迹影响较小;对 SLD 运动轨迹有较大的影响,考虑动力学影响后水滴的轨迹会更接近同一释放位置的气流轨迹,即水滴具有更好的气流跟随性。

3) 水滴飞溅会导致质量的损失,在 SSD 条件下水滴仅在上表面临近撞击极限位置发生了少量的飞溅现象,水滴收集质量相对撞击质量损失非常小;在 SLD 条件下水滴飞溅现象明显,损失率在翼型上下表面从前缘向后沿弧线不断增大,最大局部损失率均超过了 0.6。

4) 水滴动力学行为对 SSD 的局部水收集系数影响较小,对 SLD 影响较大;SLD 在加入水滴动力学模型后其局部水收集系数与实验数据的吻合度得到了较大的提高。

参考文献:

[1] PAPADAKIS M, RACHMAN A, WONG S C, et al. Experimental study of supercooled large droplet impingement effects[R]. Springfield, US: National Technical Information Service (NTIS), DOT/FAA/AR-03/59, 2003.

[2] PEREIRA C M. Status of NTSB aircraft icing certification-related safety recommendations issued as a result of the 1994 ATR-72 accident at Roselawn, IN[R]. AIAA 97-

0410, 1997.

[3] MILLER D, RATVASKY T, BERNSTEIN B, et al. NASA/FAA/NCAR supercooled large droplet icing flight research: summary of winter 96-97 flight operations[R]. AIAA 98-0577, 1998.

[4] COBER S G, ISAAC G, SHAH A D, et al. Defining characteristic cloud droplet spectra from in-situ measurements[R]. AIAA-2003-0561, 2003.

[5] HONSEK R, HABASHI W G. FENSAP-ICE: Eulerian modeling of droplet impingement in the SLD regime of aircraft icing[R]. AIAA-2006-465, 2006.

[6] JUNG S K, KIM J H, MYONG R S. Numerical model for Eulerian droplet impingement in supercooled large droplet conditions[R]. AIAA-2013-0244, 2013.

[7] GUNN R, KINZER G D. The terminal velocity of fall water droplets in stagnant air[J]. Journal of Atmospheric Sciences, 1949, 6(4): 243-248.

[8] TAN S C, BARTLETT P G. An experimental study of droplet break-up using a wind tunnel[R]. AIAA-2003-0391, 2003.

[9] LUXFORD G. Experimental and modelling investigation of the deformation, drag and break-up of drizzle droplets subjected to strong aerodynamics forces in relation to SLD aircraft icing[D]. Bedfordshire, UK: Cranfield University, 2005.

[10] JUNG S K, KIM J H, MYONG R S. Numerical model for Eulerian droplet impingement in supercooled large droplet conditions[R]. AIAA-2013-0244, 2013.

[11] LANE W R. Shatter of drops in streams of air[J]. Industrial and Engineering Chemistry, 1951, 43(6): 1312-1317.

[12] WOLFE H E, ANDERSEN W H. Kinetics, mechanism, and resultant droplet sizes of the aerodynamic breakup of liquid drops[R]. Rancho Cordova, US: Aerojet General Corporation Research and Engineering Division, No. 0395-04(18) SP, 1964.

[13] PILCH M, ERDMAN 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.

[14] TRUJILLO M F, MATHEWS W S, LEE C F, et al. Modeling and experiment of impingement and atomization of a liquid spray on a wall[J]. International Journal of Engine Research, 2000, 1(1): 87-105.

[15] BAI C, GILDEIN H, BREITLING T. Numerical studies of an impingement-conditioned small direct-injection diesel engine[J]. Journal of Automobile Engineering, 1999, 213(4): 379-390.

[16] PAPADAKIS M, HUNG K E, VU G T, et al. Experimental investigation of water droplet impingement on airfoils, finite wings, and an S-duct engine inlet[R]. NASA/TM2002-211700, 2002.

[17] PAPADAKIS M, RACHMAN A, WONG S C, et al. Water

droplet impingement on simulated glaze, mixed, and rime ice accretions[R]. NASA/TM2007-213961, 2007.

[18] 白俊强,李鑫,华俊,等. 过冷大水滴情况下的结冰数值模拟[J]. 空气动力学学报, 2013, 31(6): 801-811.

BAI Junqiang, LI Xin, HUA Jun, et al. Ice accretion simulation in supercooled large droplets regime[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2013, 31(6): 801-811. (in Chinese)

[19] 王超,常士楠,吴孟龙,等. 过冷大水滴飞溅特性数值分析[J]. 航空学报, 2014, 35(4): 1004-1011.

WANG Chao, CHANG Shinan, WU Menglong, et al. Numerical investigation of splashing characteristics in supercooled large droplet regime[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2014, 35(4): 1004-1011. (in Chinese)

[20] CLIFT R, GRACE J R, WEBER M E. Bubbles, drops and particles[M]. New York: Dover Publications, 2005: 111-112.

[21] NAKAYAMA Y, BOUCHER R F. Introduction to fluid mechanics[M]. London: Reed Educational and Professional Publishing Limited, 1999: 153-161.

[22] BOURGAULT Y, HABASHI W G, DOMPIERRE J, et al. An Eulerian approach to supercooled droplets impingement calculations[R]. AIAA 97-0176, 1997.

[23] HSIANG L P, FAETH G M. Near-limit drop deformation and secondary breakup[J]. International Journal of Multiphase Flow, 1992, 18(5): 635-652.

[24] IULIANO E, MINGIONE G, PETROSINO F. Eulerian modeling of SLD physics towards more realistic aircraft icing simulation[R]. AIAA-2010-7676, 2010.

[25] MUNDO C, TROPEA C, SOMMERFELD M. Numerical and experimental investigation of spray characteristics in the vicinity of a rigid wall[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 1980, 3(1): 80-86.

(编辑:陈 越)