

大型结冰风洞中冰晶热/力平衡特性数值研究

郭向东, 胡站伟, 丁 亮, 易 贤, 张平涛

(中国空气动力研究与发展中心 结冰与防除冰重点实验室, 四川 绵阳 621000)

摘 要: 为明晰大型结冰风洞中冰晶热/力平衡特性, 发展了基于欧拉法的冰晶运动和传热传质耦合计算方法, 模拟了典型大型结冰风洞构型内冰晶运动和传热过程, 从沉降收缩、动量平衡和热平衡三个方面, 考察了颗粒形状和体积密度的影响。结果表明: 颗粒形状和体积密度对小尺寸冰晶的热/力平衡特性无显著影响。降低颗粒球形度和体积密度会抑制大尺寸冰晶沉降收缩, 增大构型出口处冰晶云雾覆盖范围。减小颗粒球形度和体积密度会增大颗粒修正阻力系数和修正努塞尔数, 提高颗粒动量跟随性和热跟随性, 促使构型出口处大尺寸冰晶趋近动量平衡和热平衡状态。在典型大尺寸冰晶计算工况下, 构型出口处球形颗粒的速度差和温度差约为 21 m/s 和 8.6 °C, 而平板形低体积密度颗粒的参数偏差则分别约为 1 m/s 和 5.8 °C。

关 键 词: 飞机结冰; 大型结冰风洞; 冰晶; 欧拉法; 热/力平衡

中图分类号: V233.94

文献标志码: A

Numerical investigation of thermal and mechanical equilibrium characteristics of ice crystal in large icing wind tunnel

GUO Xiangdong, HU Zhanwei, DING Liang, YI Xian, ZHANG Pingtao

(Key Laboratory of Icing and Anti/De-Icing,

China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang Sichuan 621000, China)

Abstract: In order to understand the thermal and mechanical equilibrium characteristics of ice crystal in large icing wind tunnel, a numerical approach based upon the Eulerian method coupling movement and heat and mass transfer of ice crystal was developed to simulate the process of movement and heat transfer of ice crystal in the typical configuration of China Aerodynamics Research and Development Center icing wind tunnel. The effects of particle shape and bulk density were examined from three aspects of sink and contraction, momentum equilibrium and thermal equilibrium. Results showed that the particle shape and bulk density had no significant effects on the thermal and mechanical equilibrium characteristics of small size ice crystals. Decreased particle sphericity and bulk density could restrain the sink and contraction of large size ice crystals, thereby increasing the ice crystal cloud size at the exit of configuration. The decrease in particle sphericity and bulk density could increase the particle modified drag coefficient and modified Nusselt number, and then enhance particle momentum and thermal followability, thereby facilitating large size ice particles approaching the momentum equilibrium and thermal equilibrium states at the exit. Under typical computational conditions with large size ice crystal, the velocity and temperature differences of spherical particle at the exit of configuration were about 21 m/s and 8.6 °C, while those

收稿日期: 2021-04-08

作者简介: 郭向东(1989—), 男, 工程师, 硕士, 主要研究方向为结冰空气动力学。E-mail: easterkuo@163.com

引用格式: 郭向东, 胡站伟, 丁亮, 等. 大型结冰风洞中冰晶热/力平衡特性数值研究[J]. 航空动力学报, 2022, 37(3): 478-491. GUO Xiangdong, HU Zhanwei, DING Liang, et al. Numerical investigation of thermal and mechanical equilibrium characteristics of ice crystal in large icing wind tunnel[J]. Journal of Aerospace Power, 2022, 37(3): 478-491.

of plate-shaped particle with low bulk density reduced to about 1 m/s and 5.8 °C, respectively.

Key words: aircraft icing; large icing wind tunnel; ice crystal; Eulerian method; thermal and mechanical equilibrium

当飞机在冰晶云雾中飞行时,不同于过冷水滴,云雾中的冰晶颗粒因存在显著的反弹现象,难以在机翼或发动机的冷表面结冰,但会在发动机内部压气机的热表面处形成显著积冰^[1]。发动机冰晶结冰问题轻则导致发动机动力损失,重则损伤发动机核心机,严重影响飞机飞行安全。鉴于此,美国联邦航空管理局(Federal Aviation Administration, FAA)于2014年修订了适航条例33部(Airworthiness standards: aircraft engines),给出了深度对流云条件下混合相和冰晶结冰包线(附录D),并要求发动机制造商表明发动机在该结冰环境下满足适航符合性要求^[2]。

结冰风洞是一种模拟大气结冰云雾环境的重要地面试验设备,在飞机结冰研究和结冰适航取证领域发挥着重要作用^[3]。近年来,结冰风洞已经广泛应用于冰晶结冰云雾条件模拟^[4-5]和冰晶结冰机理研究^[6-7],在冰晶结冰适航取证领域存在巨大潜力。为模拟飞机飞行时遭遇的结冰云雾环境,结冰风洞通常利用喷雾系统在稳定段内形成初始喷雾,然后该喷雾经过收缩段的气流加速作用,最终在试验段内形成高速运动且热/力平衡的结冰云雾(云雾颗粒速度趋于气流速度,颗粒温度则趋于气流湿球温度)^[8]。但是不同于结冰风洞通常模拟的适航条例25部附录C中的小尺寸球形水滴,自然界中冰晶颗粒尺寸大小不一、形状千差万别、密度差异显著^[9],这些复杂的物理属性会影响结冰风洞加速流场中颗粒的运动和传热过程,可能改变冰晶颗粒在试验段内的热/力平衡状态。因此,全面模拟结冰风洞中冰晶颗粒运动和传热过程,深入分析冰晶颗粒热/力平衡特性,充分评估冰晶颗粒热/力平衡状态,对结冰风洞准确模拟附录D冰晶结冰云雾条件具有重要意义。

针对结冰风洞中冰晶颗粒运动和传热过程,国外主要结冰研究机构均开展了相关研究^[10-18]。美国NASA格林中心推进系统实验室(PSL)Bartkus等^[10-11]发展了一维冰晶、水滴和气流间热力相互作用耦合计算模型,考察了PSL高空试验台收缩段内冰晶颗粒的一维运动和传热过程,进而采用商业软件^[12]模拟了该收缩段内冰晶云雾的三维演化过程,研究了颗粒与气流间的热力相互

作用。但是限于PSL仅能模拟密度固定的球形冰晶颗粒,他们的研究中未考虑冰晶形状和密度的影响。加拿大国家研究院(NRC)Currie等^[13]发展了基于拉格朗日法的冰晶轨迹计算模型,该模型对球形阻力和传热传质模型进行了简单的非球形修正,进而模拟了NRC RATFac高空试验台内的冰晶运动、传热传质过程,考察了冰晶融化和蒸发对云雾总水含量的影响,但是他们引入的非球形修正因子针对不同形状的冰晶均为常数,难以考察颗粒形状变化对冰晶运动和传热过程的影响,并且未考虑颗粒密度变化的影响。德国布伦瑞克技术大学Baumert等^[14]采用改进的云室技术在Braunschweig结冰风洞中实现了不同形状和密度自然冰晶颗粒的试验模拟,并且初步计算了50 μm和200 μm两种尺寸颗粒在该结冰风洞内的运动轨迹,但是他们的计算模型仍采用球形颗粒假设,并未进一步对颗粒形状和密度的影响开展深入研究。此外,意大利航空研究中心(CIRA)^[15]、法国航空航天研究院(ONERA)^[16-17]和荷兰屯特大学^[18]均对自由流中的非球形冰晶颗粒的运动和传热过程开展了数值研究,发展了相应的非球形颗粒阻力和传热传质模型。

在国内,冰晶结冰研究尚处于起步阶段^[19-20],少数学者开展了初步的数值计算研究^[21-22],而对于结冰风洞中冰晶运动和传热过程的研究几乎处于空白。但是针对结冰风洞中液态水滴云雾的演化过程,中国空气动力研究与发展中心的郭向东等^[23-24]发展了基于欧拉法的云雾演化计算方法,研究了3 m×2 m结冰风洞主试验段水平收缩构型内小尺寸液滴的过冷和相变特性,进而引入液滴变形破碎模型^[8],考察了过冷大水滴云雾的演化特性。这些研究为模拟结冰风洞中冰晶颗粒运动和传热过程、开展热/力平衡特性研究奠定了基础。

综上所述,国内外相关研究主要针对高密度球形冰晶颗粒,普遍未考虑颗粒形状和密度的影响,难以全面考察自然界中真实冰晶颗粒在结冰风洞中运动和传热过程。因此,本文在文献[24]发展的计算方法基础上,首先发展了基于欧拉法的冰晶颗粒运动、传热传质耦合计算方法,模拟了

3 m×2 m 结冰风洞主试验段水平收缩构型内冰晶颗粒运动和传热过程,然后从沉降收缩特性、动量平衡特性和热平衡特性三个方面,考察了颗粒形状和体积密度对构型内冰晶颗粒热/力平衡特性的影响,最后评估了构型出口处冰晶颗粒的热/力平衡状态,为 3 m×2 m 结冰风洞准确模拟冰晶结冰条件奠定了基础。

1 计算方法

本文基于文献[24]中的气液两相传热传质耦合流动计算方法,进一步引入了非球形颗粒阻力模型和传热传质模型,发展了基于欧拉法的冰晶颗粒运动、传热传质耦合计算方法。为获得简化物理模型,对气相和颗粒相进行以下假设^[17-18,24]:①气相为理想气体,遵循理想气体法则,不考虑壁面黏性效应;②颗粒相为连续相,不考虑颗粒间的相互作用;③颗粒运动过程中处于动力学最稳定状态,忽略颗粒的聚合和破碎过程;④颗粒内温度均匀分布,仅考虑气相和颗粒相间的对流换热过程,忽略辐射换热过程;⑤考虑颗粒表面升华或凝华引起的传热和传质过程。

1.1 物理模型

1.1.1 冰晶颗粒几何形状参数

众所周知,自然界中冰晶颗粒存在多种形状,为描述这些冰晶颗粒的几何形状特征,众多形状参数被引入^[25],本文采用以下四种形状参数。

1) 颗粒体积等效直径 (particle volume equivalent diameter, d_p)

d_p 定义为与颗粒实际体积相同的球形颗粒直径,表示为

$$d_p = \sqrt[3]{\frac{6V_p}{\pi}} \quad (1)$$

式中 V_p 为颗粒体积。

2) 颗粒纵横比 (particle aspect ratio, E_p)

E_p 定义为颗粒轴向长度 b (沿旋转轴,单位为 μm) 与颗粒径向长度 a (垂直于旋转轴,单位为 μm) 之比:

$$E_p = \frac{b}{a} \quad (2)$$

3) 颗粒球形度 (particle sphericity, Φ_p)

Φ_p 定义为体积等效球形颗粒表面积 A_s 与颗粒实际表面积 A_p 之比,表示为

$$\Phi_p = \frac{A_s}{A_p} \quad (3)$$

4) 颗粒横向球形度 (particle crosswise sphericity, $\Phi_{p,\perp}$)

$\Phi_{p,\perp}$ 定义为体积等效球形颗粒的横截面积 $A_{s,\perp}$ 与颗粒的流向投影横截面积 $A_{p,\perp}$ (该面积所在平面与气流方向垂直) 之比,表示为

$$\Phi_{p,\perp} = \frac{A_{s,\perp}}{A_{p,\perp}} \quad (4)$$

针对冰晶颗粒几何形状,适航条例 33 部附录 D 并未给出具体形状信息^[2],因此,考虑到附录 D 存在的明显缺陷,近年来,在 High Altitude Ice Crystals (HAIC)^[26] 和 High Ice Water Content (HIWC)^[27] 两大国际合作冰晶结冰研究项目的支持下,针对中尺度对流系统高冰水含量区域内的冰晶微物理特征,开展了一系列冰晶云雾微物理参数飞行测量试验^[28-29],测量结果表明在这些区域内,冰晶颗粒增长机理主要以水蒸气凝华 (vapor deposition) 方式为主。不同于雪花、霰和雹等通过聚并增长方式形成的降水冰颗粒^[9],以凝华方式增长的冰晶颗粒,通常为单晶结构,形状以柱状和板状为主。因此,为准确模拟真实深度对流云内的冰晶颗粒,本文选取球形 (sphere)、平板形 (plate) 和棱柱形 (column) 三种形状的冰晶颗粒开展研究,其中平板形选取最具代表性的六角板形 (hexagonal plate),棱柱形则选取典型的长柱形 (long solid column)^[9],此外球形的引入有利于对比考察颗粒形状的影响。图 1 给出了这三种典型冰晶颗粒的形状描述,其中球形、平板形和棱柱形颗粒的流向投影形状 (灰色阴影区) 分别为圆形、正六边形和长方形。进一步,表 1 给出了典型颗粒的形状参数计算式,包括颗粒纵横比 E_p 、颗粒球形度 Φ_p 和颗粒横向球形度 $\Phi_{p,\perp}$ 三个参数,其中

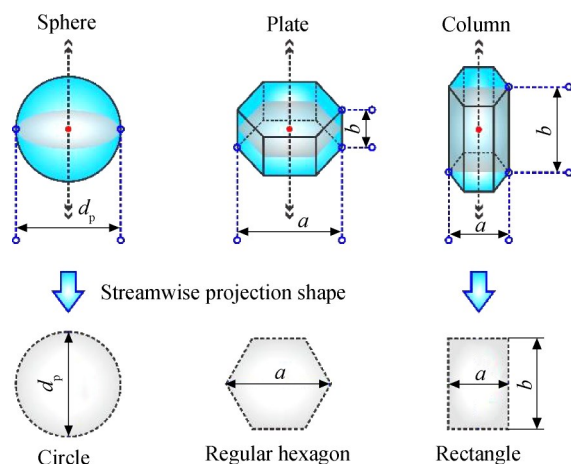


图 1 典型颗粒几何形状参数描述

Fig.1 Description of geometrical shape parameters of typical particles

表1 典型颗粒形状参数计算式

Table 1 Formulas of shape parameters of typical particles

颗粒形状	颗粒纵横比 E_p	颗粒球形度 Φ_p	颗粒横向球形度 $\Phi_{p,\perp}$
球形	1	1	1
平板形	$\frac{4\sqrt{3}\pi}{27}\left(\frac{d_p}{a}\right)^3$	$\frac{4\pi}{3\sqrt{3}+12E_p}\left(\frac{9\sqrt{3}}{4\pi}E_p\right)^{2/3}$	$\frac{2\pi}{3\sqrt{3}}\left(\frac{9\sqrt{3}}{4\pi}E_p\right)^{2/3}$
棱柱形	$\frac{4\sqrt{3}\pi}{27}\left(\frac{d_p}{a}\right)^3$	$\frac{4\pi}{3\sqrt{3}+12E_p}\left(\frac{9\sqrt{3}}{4\pi}E_p\right)^{2/3}$	$\frac{\pi}{4E_p}\left(\frac{9\sqrt{3}}{4\pi}E_p\right)^{2/3}$

平板形和棱柱形颗粒球形度 Φ_p 和颗粒横向球形度 $\Phi_{p,\perp}$ 均为颗粒纵横比 E_p 的函数。

自然界中冰晶颗粒的轴向长度 b 与径向长度 a 普遍存在一定的联系,针对不同形状的冰晶颗粒,许多学者给出了不同的经验关系式。本文采用 Davis 等给出的六角板形经验公式和 Jayaweera 等给出的长柱形经验公式分别描述平板形颗粒和棱柱形颗粒的形状特征,分别表示为^[9]

$$\begin{aligned} \text{六角板形: } b &= 1.41 \times 10^2 \left(\frac{a}{10\,000} \right)^{0.474} \\ \text{长柱形: } a &= 3.527 \times 10^2 \left(\frac{b}{10\,000} \right)^{0.437} \end{aligned} \quad (5)$$

1.1.2 冰晶颗粒阻力模型

冰晶颗粒阻力 F_d 表示为

$$F_d = \frac{1}{8} \mu_g \pi d_p Re_p C_d (\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_p) \quad (6)$$

$$K_1 = \begin{cases} \left(\frac{1}{3} + \frac{2}{3} \Phi_p^{-1/2} \right)^{-1} - \frac{2.25d_p}{d_{\text{tube}}}, & \text{等距颗粒} \\ \left(\frac{1}{3} \Phi_{p,\perp}^{-1/2} + \frac{2}{3} \Phi_p^{-1/2} \right)^{-1} - \frac{2.25d_p}{d_{\text{tube}}}, & \text{非等距颗粒} \end{cases} \quad (9)$$

$$K_2 = 10^{1.8148(-\lg \Phi_p)^{0.5743}}$$

其中 d_{tube} 为颗粒所处的管道直径,对于自由飞行颗粒, $d_{\text{tube}} \rightarrow \infty$ 。

1.1.3 冰晶颗粒传热传质模型

颗粒对流传热率 $\dot{Q}_{\text{conv}}$ 表示为

$$\dot{Q}_{\text{conv}} = \frac{Nu}{\Phi_p} \kappa_g \pi d_p (\theta_g - \theta_p) \quad (10)$$

式中 Nu 为颗粒努塞尔数, κ_g 为气相导热系数, θ_g 和 θ_p 分别为气相温度和颗粒温度。针对非球形冰晶颗粒,法国航空航天研究院 Villedieu 等^[16]基于颗粒球形度 Φ_p 给出了颗粒努塞尔数关系式,表示为

$$Nu = 2\sqrt{\Phi_p} + 0.55\Phi_p^{1/4} Pr^{1/3} \sqrt{Re_p} \quad (11)$$

式中 Pr 为普朗特数。

式中 C_d 为颗粒阻力系数, μ_g 为气相力学黏度, $\mathbf{v}_g$ 和 $\mathbf{v}_p$ 分别为气相和颗粒相速度矢量, Re_p 为颗粒相对雷诺数,表示为

$$Re_p = \frac{\rho_g |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_p| d_p}{\mu_g} \quad (7)$$

其中 ρ_g 为气相密度。颗粒阻力系数 C_d 采用 Ganser 阻力模型^[30],表示为

$$C_d = \frac{24}{Re_p K_1} \left[1 + 0.1118 (Re_p K_1 K_2)^{0.6567} \right] + \frac{0.4305 K_2}{1 + \frac{3305}{Re_p K_1 K_2}}, \quad (Re_p K_1 K_2 < 10^5) \quad (8)$$

式中 K_1 和 K_2 分别为 Stokes 形状因子和 Newton 形状因子,表示为

颗粒质量变化率 $\dot{m}_p$ 表示为

$$\dot{m}_p = \frac{Sh D_{v,a}}{\Phi_p} \cdot \frac{\pi d_p}{R_v} \left[S \frac{p_{v,s}(\theta_g)}{\theta_g} - \frac{p_{v,s}(\theta_p)}{\theta_p} \right] \quad (12)$$

式中 Sh 为颗粒舍伍德数, $D_{v,a}$ 为水蒸气在空气中的二元质量扩散系数, R_v 为水蒸气气体常数, $p_{v,s}$ 为冰晶颗粒表面饱和水气压, S 为相对湿度。Villedieu 模型^[16]同时给出了颗粒舍伍德数关系式,表示为

$$Sh = 2\sqrt{\Phi_p} + 0.55\Phi_p^{1/4} Sc^{1/3} \sqrt{Re_p} \quad (13)$$

式中 Sc 为施密特数。

1.2 控制方程组

基于以上假设和物理模型,简化后的控制方程组为

1) 气相方程组为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g) + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{v}_g) = -N_p \dot{m}_p \quad (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g \mathbf{v}_g) + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{v}_g \mathbf{v}_g) = -\nabla p_g - N_p F_d - N_p \dot{m}_p \mathbf{v}_p \quad (15)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g E_g) + \nabla \cdot [\mathbf{v}_g (\rho_g E_g + p_g)] = -N_p F_d \mathbf{v}_p - N_p \dot{Q}_{\text{conv}} - N_p \dot{m}_p \left(c_{p,v} \theta_p + \frac{v_p^2}{2} \right) \quad (16)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g w) + \nabla \cdot (\rho_g w \mathbf{v}_g) = -N_p \dot{m}_p \quad (17)$$

2) 颗粒相方程组为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\sigma_p) + \nabla \cdot (\sigma_p \mathbf{v}_p) = N_p \dot{m}_p \quad (18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\sigma_p \mathbf{v}_p) + \nabla \cdot (\sigma_p \mathbf{v}_p \mathbf{v}_p) = N_p F_d + N_p \dot{m}_p \mathbf{v}_p + \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_p} \right) \sigma_p \mathbf{g} \quad (19)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\sigma_p \theta_p) + \nabla \cdot (\sigma_p \theta_p \mathbf{v}_p) = N_p \frac{\dot{Q}_{\text{conv}}}{c_{p,i}} + N_p \dot{m}_p \left(\theta_p + \frac{L_{\text{sub}}}{c_{p,i}} \right) \quad (20)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(N_p) + \nabla \cdot (N_p \mathbf{v}_p) = 0 \quad (21)$$

式中下标 g 和 p 分别代表气相和颗粒相; p_g 为气相压力; t 为时间; 气相能量 E_g 表示为

$$E_g = c_{v,g} \theta_g + \frac{1}{2} v_g^2 \quad (22)$$

其中 $c_{v,g}$ 为气相比定容热容; σ_p 和 w 分别为颗粒水含量(定义为单位空气体积内含有的颗粒质量)和水蒸气质量分数; $\mathbf{g}$ 为重力加速度矢量, $c_{p,v}$ 和 $c_{p,i}$ 分别为水蒸气比定压热容和冰晶颗粒比定压热容; L_{sub} 为升华潜热; N_p 表示颗粒数密度, 即单位体积内颗粒个数。 ρ_p 为冰晶颗粒体积密度(bulk density, 单位为 kg/m^3), 本文采用的冰晶颗粒体积密度经验公式表示为^[9]

球形: $\rho_p = 920$

$$\text{平板形: } \rho_p = \begin{cases} 920, & a < 240 \\ 460 \times \left(\frac{a}{1000} \right)^{-0.482}, & a \geq 240 \end{cases} \quad (23)$$

$$\text{棱柱形: } \rho_p = \begin{cases} 920, & b < 28 \\ 650 \times \left(\frac{b}{1000} \right)^{-0.0915}, & b \geq 28 \end{cases}$$

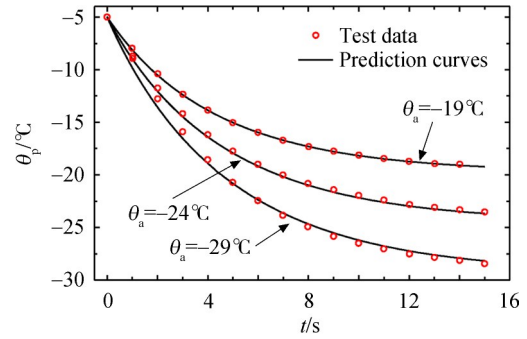
应该指出小尺寸平板形和棱柱形冰晶颗粒体

积密度为冰物理密度(约为 $920 \text{ kg}/\text{m}^3$), 随着颗粒尺寸的增大, 颗粒空化现象增强, 其体积密度则不断降低。

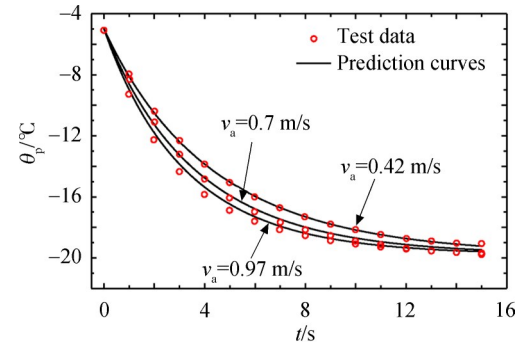
1.3 模型与计算方法验证

本文采用文献[8,24]发展的基于有限体积法的数值方法, 其中空间输运项采用二阶迎风型的 Roe 格式离散, 源项采用隐式格式。边界条件设置与文献[8]一致, 此处不再赘述。

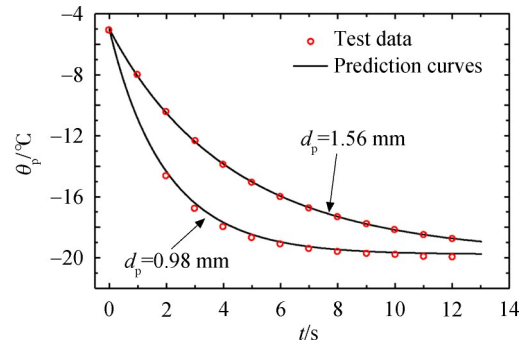
本文选取文献[31]给出的典型条件下的球形冰晶颗粒温度试验测量结果验证本文计算方法。图 2 对比了典型试验条件下冰晶颗粒温度试验数



(a) 气流温度影响($d_p=1.56 \text{ mm}$, $v_a=0.42 \text{ m/s}$)



(b) 气流速度影响($d_p=1.56 \text{ mm}$, $\theta_a=-19 \text{ }^\circ\text{C}$)



(c) 颗粒直径影响($v_a=0.42 \text{ m/s}$, $\theta_a=-19 \text{ }^\circ\text{C}$)

图 2 典型试验条件下冰晶颗粒温度试验数据与预测曲线对比

Fig.2 Comparison of test data and prediction curves of ice particle temperature under typical test conditions

据与预测曲线,从图中可以看出:在不同气流温度(θ_a)、气流速度(v_a)和冰晶直径(d_p)条件下,冰晶颗粒温度试验数据与计算结果温度偏差均小于 $1\text{ }^{\circ}\text{C}$,表明本文计算方法可以较好地模拟颗粒在气流中的传热过程。

2 计算构型与工况

计算构型选择中国空气动力研究与发展中心 $3\text{ m}\times 2\text{ m}$ 结冰风洞主试验段水平收缩构型(见图3),该构型由稳定段、收缩段和试验段三部分组成,其中构型入口截面(粉红色平面)位于稳定段喷雾靶处,出口截面(蓝色平面)位于试验段中心截面处,构型出入口间距为 18.33 m ,收缩比为 14.67 。计算坐标系满足右手定则,具体为:坐标原点(黑色空心圆圈)位于构型入口截面中心处; X 轴沿气流方向,从构型入口指向出口; Y 轴垂直于构型竖直对称面(绿色平面); Z 轴则沿重力反方向。

表2给出了计算构型入口处典型冰晶颗粒几何形状和体积密度计算参数。本文选取 $50\text{ }\mu\text{m}$ 和 $500\text{ }\mu\text{m}$ 两种体积等效直径的冰晶颗粒,设置了球形、平板形和棱柱形三种典型形状,对应的形状参

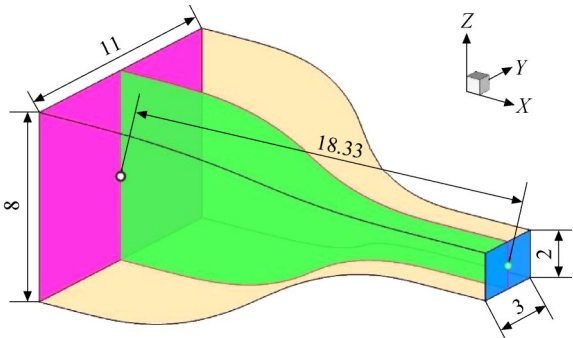


图3 $3\text{ m}\times 2\text{ m}$ 结冰风洞主试验段水平收缩构型
(单位:m)

Fig.3 Horizontal contraction configuration of the main section in $3\text{ m}\times 2\text{ m}$ icing wind tunnel (unit:m)

数根据表1和式(5)计算得到。冰晶颗粒体积密度则根据式(23)计算得到。从表2中可以看出:颗粒体积等效直径越大,平板形和棱柱形颗粒的球形度和体积密度越小;在相同体积等效直径条件下,球形、棱柱形和平板形颗粒的球形度依次减小。应该指出,为了全面考察体积密度的影响,针对平板形和棱柱形冰晶,增加了冰物理密度(920 kg/m^3)计算工况。

表3则给出了构型入口流场计算条件。表中依据典型结冰风洞试验条件,分别给出了入口颗

表2 典型冰晶颗粒几何形状和体积密度计算参数

Table 2 Computational parameters of geometrical shape and bulk density of typical ice particles							
颗粒形状	$d_p/\mu\text{m}$	$a/\mu\text{m}$	$b/\mu\text{m}$	E_p	Φ_p	$\Phi_{p,\perp}$	$\rho_p/(\text{kg/m}^3)$
球形	50			1	1	1	920
	500			1	1	1	920
平板形	50	83.2	14.57	0.18	0.622	0.437	920
	500	1 357.0	54.70	0.04	0.300	0.164	397
棱柱形	50	39.2	65.56	1.67	0.809	0.764	834
	500	196.0	2 616.00	13.33	0.494	0.382	595

表3 构型入口计算条件

Table 3 Computational conditions of the configuration inlet	
入口参数	数值
入口颗粒质量流率 $q_{m,i}/(\text{kg/s})$	1.76
入口颗粒速度 $v_{p,i}/(\text{m/s})$	20
入口颗粒温度 $\theta_{p,i}/^{\circ}\text{C}$	-5
入口气流总压 $p_{t,i}/\text{Pa}$	19 000
入口气流总温 $\theta_{t,i}/^{\circ}\text{C}$	-20
入口相对湿度 $S_i/\%$	90

粒和气流参数,其中入口颗粒质量流率参数对应的入口颗粒液态水含量为 1.0 g/m^3 ,入口气流总压为表压参数,参考压力为 $101\,325\text{ Pa}$,其对应的试验段气流速度 v_{ts} 为 160 m/s 。

3 结果与分析讨论

3.1 沉降收缩特性

图4给出了构型内冰水含量 ρ_{icw} 分布,其中图4(a)和图4(b)分别为 $50\text{ }\mu\text{m}$ 和 $500\text{ }\mu\text{m}$ 颗粒体积等效直径对应的球形、棱柱形和平板形低体积密度颗粒的计算结果。图中均给出了构型入

口、竖直对称面和出口三个典型位置处的云图,其中竖直对称面内同时给出了七根冰晶颗粒运动轨迹线(黑色实线),迹线起始位置以 1 m 为间隔等间距分布于构型对称面入口 $-3\text{ m} \leq Z \leq 3\text{ m}$ 范围内。从图中可以看出:冰晶颗粒首先在重力的影响下向构型下部沉降(稳定段内),然后在气流气动力的作用下逐渐向构型中部收缩(收缩段内),最终在构型出口处形成汇聚的冰晶云雾(试验段内)。50 μm 小粒径工况下,颗粒未出现显著的重力沉降过程,并且在构型出口处,冰晶云雾的冰水含量分布范围基本覆盖整个构型出口,未出现明显的云雾收缩汇聚现象,同时不同形状的冰晶颗粒的冰水含量分布不存在显著差异;而在 500 μm 大粒径工况下,颗粒运动轨迹线出现了显著的下

沉偏折,同时构型出口处的云雾分布范围显著减小,颗粒的重力沉降和收缩汇聚特征显著增强,其中球形颗粒的重力沉降和收缩汇聚最显著,而棱柱形和平板形颗粒则依次减弱。

根据文献[24],构型内液滴运动过程先后分为准一维阶段(quasi-1D stage)和三维收缩阶段(contraction-3D stage):在准一维阶段($0\text{ m} < X < 8\text{ m}$),气流以准一维方式低速稳定流动,此时液滴主要在重力作用下发生沉降;在三维收缩阶段($8\text{ m} < X < 18.33\text{ m}$),气流加速流动,此时液滴主要在气动力的作用下表现出收缩汇聚的运动特征。因此基于文献[24],下文将详细分析准一维阶段和三维收缩阶段内的冰晶颗粒沉降收缩特性。

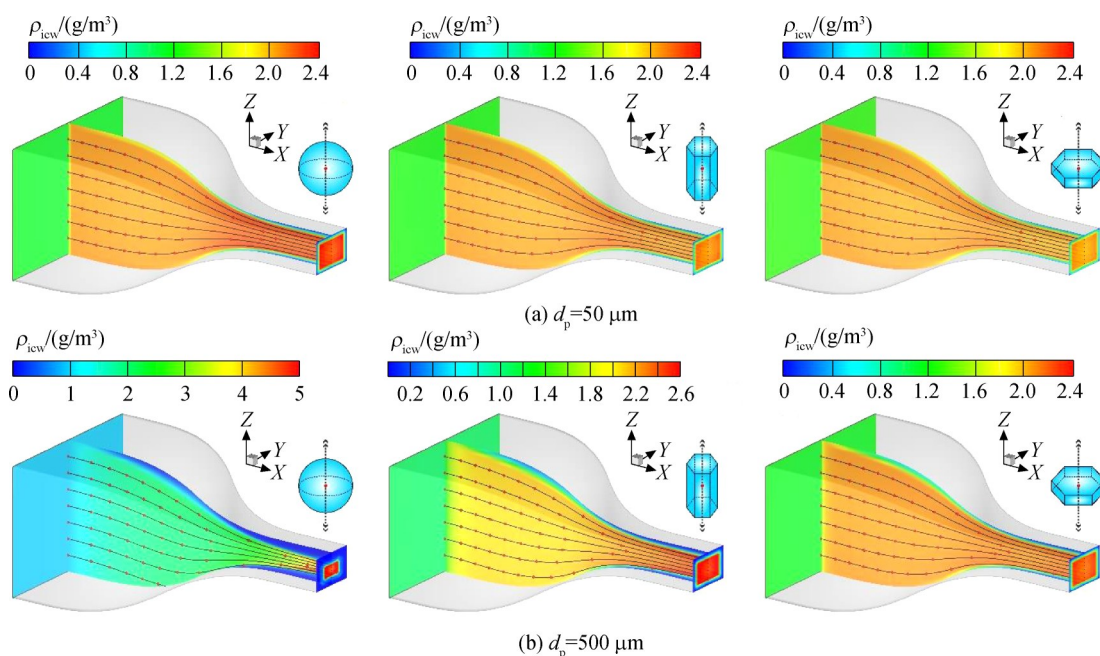


图4 构型内冰水含量分布

Fig.4 Ice water content distribution in the configuration

为揭示颗粒形状和体积密度对冰晶颗粒沉降特性的影响,图5给出了起始位置位于构型入口中心处的冰晶颗粒轨迹线,其中图5(a)和图5(b)分别为 50 μm 和 500 μm 颗粒体积等效直径对应的不同形状和体积密度的冰晶颗粒运动轨迹计算结果。从图中可以看出:50 μm 小粒径工况下,不同形状和体积密度的颗粒轨迹线并无显著形态差异,均趋于直线;而 500 μm 大粒径工况下,不同形状和体积密度的颗粒轨迹线在准一维阶段出现了较为显著的形态差异,随着颗粒球形度和体积密度的减小,颗粒轨迹线向构型下壁面的偏折程度

不断减弱,进而抑制了颗粒的沉降特性,其中在准一维阶段出口处($X=8\text{ m}$),球形颗粒的轨迹线 Z 坐标约为 -0.7 m ,而平板形低体积密度颗粒的则约为 -0.15 m 。

接着,为考察颗粒形状和体积密度对冰晶颗粒收缩特性的影响,图6给出了起始位置位于构型入口水平对称面处的冰晶颗粒轨迹线,其中图6(a)和图6(b)分别为 50 μm 和 500 μm 颗粒体积等效直径对应的不同形状和体积密度的冰晶颗粒运动轨迹计算结果,图中绿色点虚线表示气流流线,考虑到轨迹线的水平对称性,图中仅给出了初

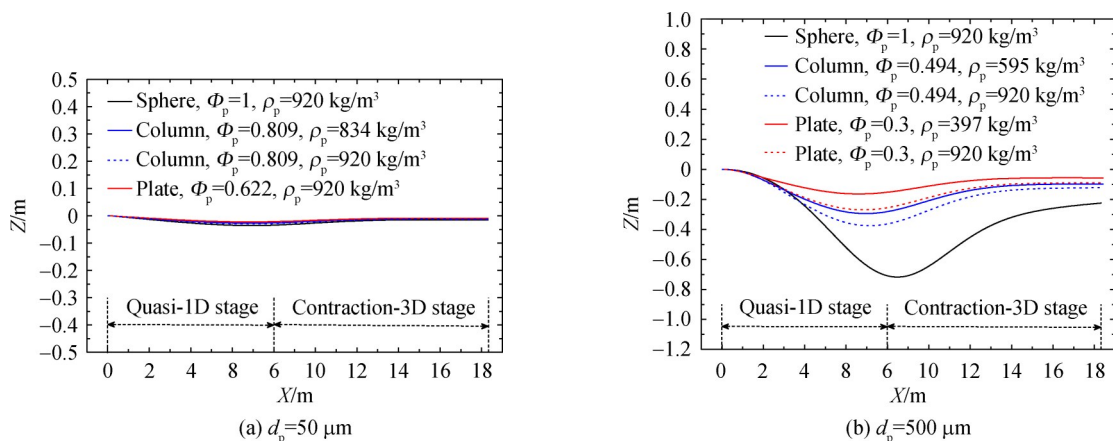


图5 起始位置位于构型入口中心处的冰晶颗粒轨迹线

Fig.5 Ice particle trajectories of initial position at the center of the configuration inlet

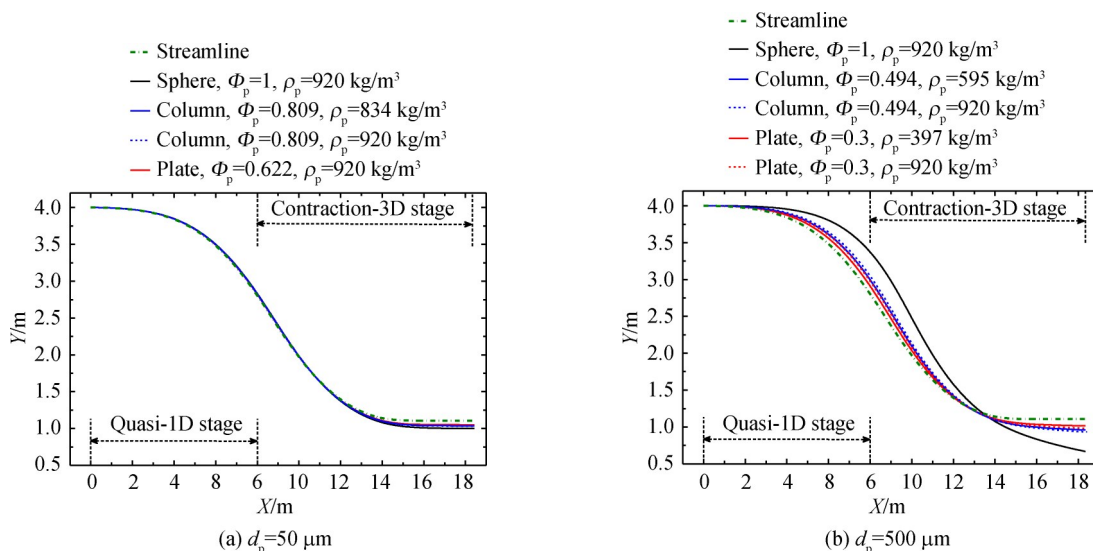


图6 起始位置位于构型入口水平对称面处的冰晶颗粒轨迹线

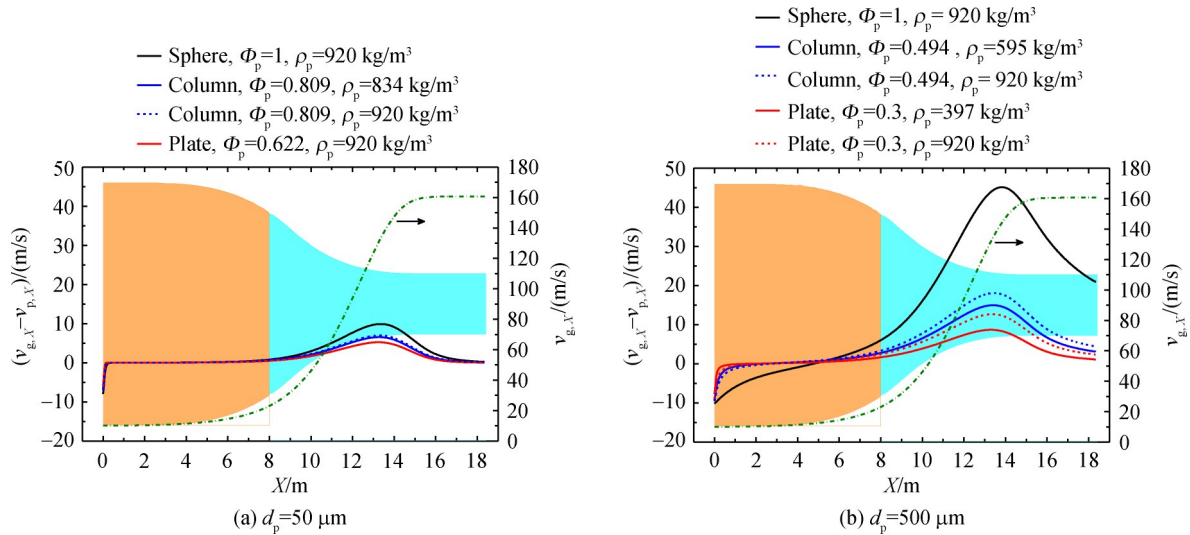
Fig.6 Ice particle trajectories of initial position in the horizontal symmetry of the configuration inlet

始位置位于 $Y=4$ m 处的颗粒运动轨迹线。从图中可以看出:在 $50\ \mu\text{m}$ 小粒径工况下,不同形状和体积密度的颗粒轨迹线并无明显差异,均趋于气流流线;而在 $500\ \mu\text{m}$ 大粒径工况下,不同形状和体积密度的颗粒轨迹线在三维收缩阶段内出现了显著差异,减小颗粒球形度和体积密度会促使颗粒轨迹线趋近气流流线,进而减弱了试验段内 ($X>14$ m) 颗粒轨迹线向构型竖直对称面的偏折程度,抑制了颗粒的收缩汇聚特性,最终增大了构型出口处冰晶云雾的覆盖范围。

3.2 动量平衡特性

当颗粒在试验段内达到动量平衡状态时,其速度将与气流速度趋于一致^[8],此时颗粒速度沿 X 方向,因此为明晰颗粒形状和体积密度对冰晶颗

粒动量平衡特性的影响,图7给出了构型入口中心颗粒轨迹线处 X 方向气流-颗粒速度差 ($v_{g,x}-v_{p,x}$),其中图7(a)和图7(b)分别为 $50\ \mu\text{m}$ 和 $500\ \mu\text{m}$ 颗粒体积等效直径对应的不同形状和体积密度的冰晶颗粒计算结果,图中绿色点虚线为构型中心线处气流速度,图中背景阴影区表示构型竖直对称面,其中黄色和青色区域分别对应准一维阶段和三维收缩阶段。从图中可以看出,在 $50\ \mu\text{m}$ 小粒径工况下,不同形状和体积密度的颗粒 X 方向气流-颗粒速度差在构型出口处均趋于零,颗粒则达到动量平衡状态,颗粒形状和体积密度并不会显著影响出口处的颗粒动量平衡状态,仅在三维收缩阶段内,减小颗粒球形度和体积密度会减弱速度差增大趋势,进而减小了速度差峰

图 7 起始位置位于构型入口中心冰晶轨迹线处 X 方向气流-颗粒速度差Fig.7 Profiles of X -velocity component difference between airflow and particle along the ice particle trajectory of initial position at the center of the configuration inlet

值(X 约为 13.5 m),其中球形颗粒最大速度差约为 10 m/s,而平板形低体积密度颗粒则减小至约 5 m/s。对于 500 μm 大粒径,减小颗粒球形度和体积密度不仅会显著减小准一维阶段内颗粒速度平衡距离(由颗粒 X 方向气流-颗粒速度平衡点的 X 坐标值表征),而且会减弱三维收缩阶段内速度差的增大趋势,显著降低速度差峰值,其中球形颗粒的速度平衡距离和最大速度差约为 4.75 m 和 45 m/s,而平板形低体积密度颗粒的速度平衡距离和最大速度差则减小至 1.4 m 和 8.7 m/s,进而在构型出口处,速度差会随着颗粒球形度和体积密度的减小而不断减小,颗粒则逐渐趋于动量平衡状态,其中球形颗粒的速度差约为 21 m/s,而平板形低密度颗粒的速度差则减小至约 1 m/s。

为进一步揭示颗粒形状和体积密度对冰晶颗粒动量平衡特性的影响机理,根据颗粒相动量方程(式(19)),颗粒 X 方向加速度表示为

$$\frac{d}{dt} v_{p,X} = \frac{3\rho_g C_d |v_g - v_p| (v_{g,X} - v_{p,X})}{4d_p \rho_p} \propto \frac{C_d}{\rho_p} \quad (24)$$

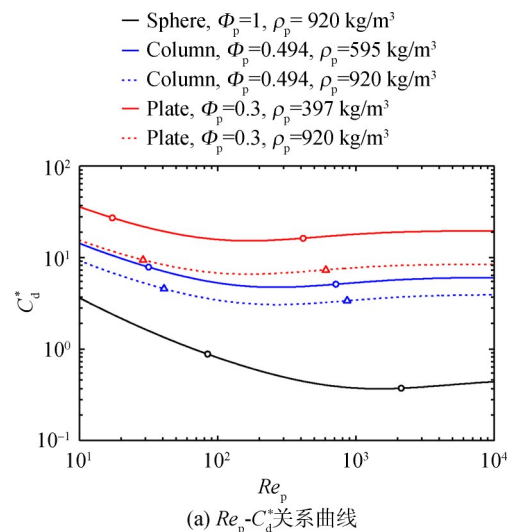
由此可见 X 方向加速度与阻力系数成正比,与体积密度成反比,考虑到颗粒形状直接影响阻力系数(见式(8)),因此,为表征颗粒形状和体积密度的综合影响,定义颗粒修正阻力系数 C_d^* 为

$$C_d^* = C_d \frac{\rho_i}{\rho_p} \quad (25)$$

式中 ρ_i 为冰物理密度,取值为 920 kg/m^3 。此外,颗粒 X 方向加速度还受 d_p 的影响,而颗粒相变过

程会影响 d_p (升华会减小 d_p ,而凝华会增大 d_p),进而间接影响颗粒加速度以及颗粒运动轨迹。但是在结冰风洞的低温环境下(本文计算条件),颗粒相变过程对 d_p 的影响较小,进而并不会显著影响颗粒运动轨迹,因此本文并未着重考察颗粒相变过程对颗粒运动轨迹的影响,但是在文中全部计算算例中,均模拟了颗粒相变造成的细微影响。

图 8 给出了构型入口中心冰晶轨迹线处颗粒修正阻力系数和颗粒相对雷诺数,其中图 8(a)、图 8(b)和图 8(c)分别为 Ganser 阻力模型对应的 Re_p - C_d^* 关系曲线、颗粒修正阻力系数 C_d^* 变化曲线和颗粒相对雷诺数 Re_p 变化曲线,图中仅对 500 μm 颗粒体积等效直径对应的不同形状和体积密度的冰晶颗粒计算结果进行讨论,且给出了准一

(a) Re_p - C_d^* 关系曲线

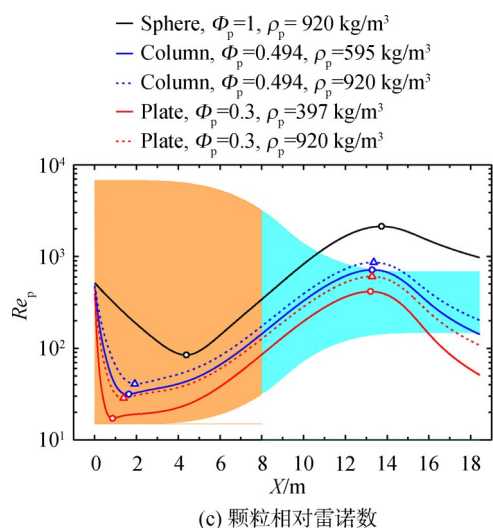
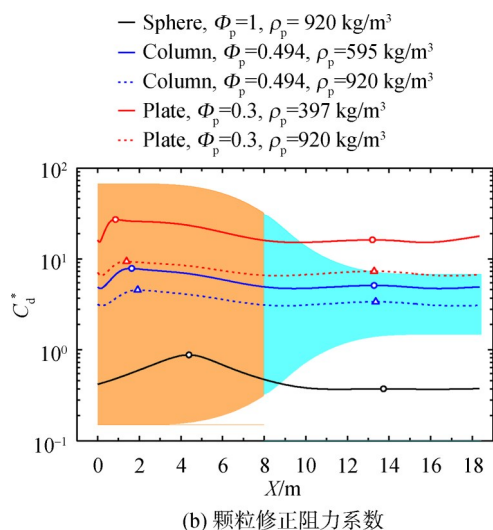


图8 起始位置位于构型入口中心冰晶轨迹线处颗粒修正阻力系数和颗粒相对雷诺数($d_p = 500 \mu\text{m}$)

Fig.8 Profiles of particle modified drag coefficient and particle relative Reynolds number along the ice particle trajectory of initial position at the center of the configuration inlet ($d_p = 500 \mu\text{m}$)

维阶段内 Re_p 最小值点(空心圆)和三维收缩阶段内 Re_p 最大值点(空心三角),背景阴影区则表示构型竖直对称面。从图中可以看出:根据 Re_p - C_d^* 关系曲线,降低颗粒球形度和体积密度会显著增大典型雷诺数范围($10 < Re_p < 10^4$)内的 C_d^* ,增大颗粒加速度,进而增强了颗粒在气流中的动量跟随性;在准一维阶段,随着颗粒球形度和体积密度的减小, C_d^* 显著增大,颗粒减速能力不断增强, Re_p 的下降趋势则显著增大,进而显著减小了准一维阶段内颗粒速度平衡距离;在三维收缩阶段,减小颗粒球形度和体积密度同样会增大 C_d^* ,进而

增强颗粒的加速性能,减弱 Re_p 的上升趋势,显著降低速度差峰值,最终减小了出口处速度差和 Re_p ,促使颗粒趋于动量平衡状态。

3.3 热平衡特性

当颗粒处于热平衡状态时,颗粒温度趋于稳定,并趋于气流湿球温度 θ_{wb} [8]。通过考察颗粒温度与气流湿球温度的偏差,可以有效评估颗粒的热平衡状态。因此,为考察颗粒形状和体积密度对冰晶颗粒热平衡特性的影响,图9给出了构型入口中心冰晶轨迹线处颗粒温度与气流湿球温度差,其中图9(a)和图9(b)分别为 $50 \mu\text{m}$ 和 $500 \mu\text{m}$ 颗粒体积等效直径对应的不同形状和体积密度的

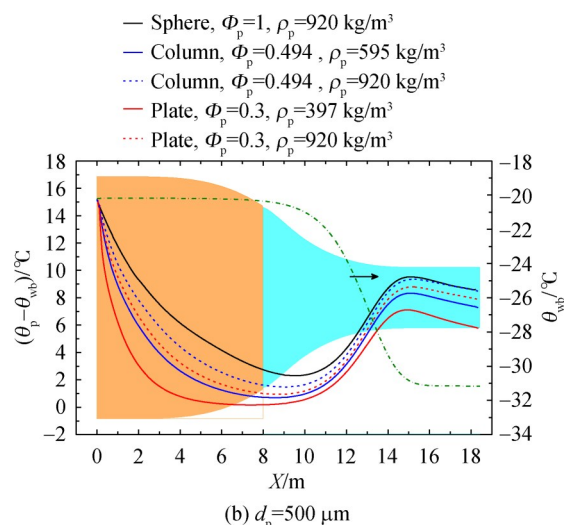
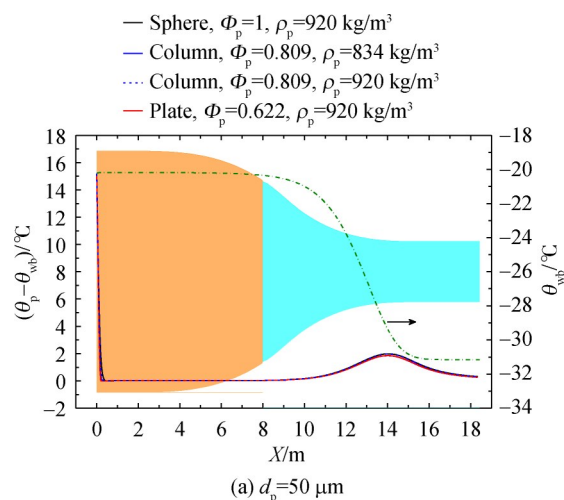


图9 起始位置位于构型入口中心冰晶轨迹线处颗粒温度与气流湿球温度差

Fig.9 Profiles of the difference between particle temperature and airflow wet-bulb temperature along the ice particle trajectory of initial position at the center of the configuration inlet

冰晶颗粒计算结果,图中绿色点虚线为构型中心线处气流湿球温度变化曲线(应该指出,气流湿球温度为气流静温和相对湿度的函数,可以通过液滴能量方程计算得到),背景阴影区则表示构型竖直对称面。从图中可以看出,在 $50\text{ }\mu\text{m}$ 小粒径工况下,不同形状和体积密度的颗粒温度与湿球温度差在整个运动过程中均无显著偏差,且出口处温度差均趋于零,颗粒均达到热平衡状态。然而,对于 $500\text{ }\mu\text{m}$ 大粒径,在准一维阶段,减小颗粒球形度和体积密度会显著提高颗粒温度差的下降趋势,促使颗粒趋近热平衡状态,其中球形颗粒在该阶段出口处($X=8\text{ m}$ 处)的温度差约为 $2.7\text{ }^{\circ}\text{C}$,而平板状低体积密度颗粒的温度差则下降至约 $0.2\text{ }^{\circ}\text{C}$;在三维收缩阶段,随着颗粒球形度和体积密度的减小,颗粒温度差的上升趋势不断减小,温度差峰值则不断降低,其中球形颗粒温度差约为 $9.5\text{ }^{\circ}\text{C}$,而平板形低密度颗粒的则减小至 $7.1\text{ }^{\circ}\text{C}$,最终减小了出口处颗粒温度差,促使颗粒趋近热平衡状态,其中球形颗粒的温度差约为 $8.6\text{ }^{\circ}\text{C}$,而平板形低体积密度颗粒的温度差则约为 $5.8\text{ }^{\circ}\text{C}$ 。

进一步,为揭示颗粒形状和体积密度对冰晶颗粒热平衡特性的影响机理,根据颗粒相能量方程(式(20)),颗粒温度变化率表示为

$$\frac{d}{dt}\theta_p = 6\frac{\dot{Q}_{\text{conv}}}{\pi d_p^3 \rho_p c_{p,i}} + 6\frac{\dot{m}_p L_{\text{sub}}}{\pi d_p^3 \rho_p c_{p,i}} \quad (26)$$

可见颗粒温度变化率由对流传热项和相变(升华和凝华)传热项组成,参考文献[8],定义对流传热温度变化率 ξ_{conv} 和相变传热温度变化率 ξ_{phase} 分别为

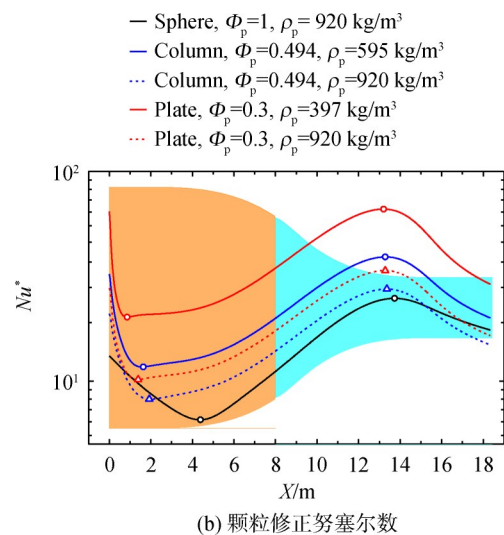
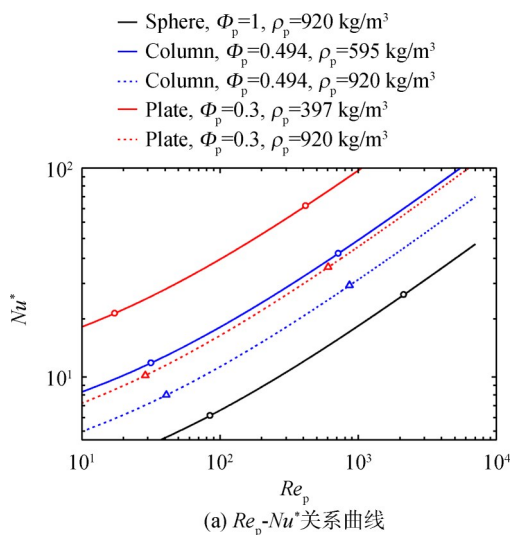
$$\begin{aligned} \xi_{\text{conv}} &= 6\frac{\dot{Q}_{\text{conv}}}{\pi d_p^3 \rho_p c_{p,i}} \propto \frac{Nu}{\Phi_p \rho_p} \\ \xi_{\text{phase}} &= 6\frac{\dot{m}_p L_{\text{sub}}}{\pi d_p^3 \rho_p c_{p,i}} \propto \frac{Sh}{\Phi_p \rho_p} \end{aligned} \quad (27)$$

式中 ξ_{conv} 和 ξ_{phase} 分别与颗粒努塞尔数和颗粒舍伍德数成正比,与颗粒球形度和颗粒体积密度成反比。考虑到颗粒形状直接影响颗粒努塞尔数、颗粒舍伍德数和颗粒球形度,因此为综合考察颗粒形状和体积密度的影响,定义颗粒修正努塞尔数 Nu^* 和颗粒修正舍伍德数 Sh^* 分别为

$$\begin{aligned} Nu^* &= \frac{Nu \rho_i}{\Phi_p \rho_p} \\ Sh^* &= \frac{Sh \rho_i}{\Phi_p \rho_p} \end{aligned} \quad (28)$$

图 10 给出了构型入口中心冰晶轨迹线处颗

粒对流传热温度变化率和颗粒修正努塞尔数,其中图 10(a)、图 10 和图 10(c)分别为 Villedieu 模型对应的 Re_p - Nu^* 关系曲线、颗粒修正努塞尔数 Nu^* 变化曲线和对流传热温度变化率变化曲线。图中仅对 $500\text{ }\mu\text{m}$ 颗粒体积等效直径对应的不同形状和体积密度的冰晶颗粒计算结果进行讨论,且给出了准一维阶段内 Re_p 最小值点(空心圆)和三维收缩阶段内 Re_p 最大值点(空心三角),背景阴影区则表示构型竖直对称面。从图中可以看出:根据 Re_p - Nu^* 关系曲线, Nu^* 随着 Re_p 的增大而增大,降低颗粒球形度和体积密度会整体增大典型雷诺数范围($10 < Re_p < 10^4$)内的 Nu^* ,进而增强了对流传热强度,提高了颗粒在气流中的热跟随性;在准一维阶段,随着颗粒球形度和体积密度的减小,构型入口处 Nu^* 增大, ξ_{conv} 则显著减小,颗粒降温能力显著增强,进而促使颗粒温度差减小,促进颗粒



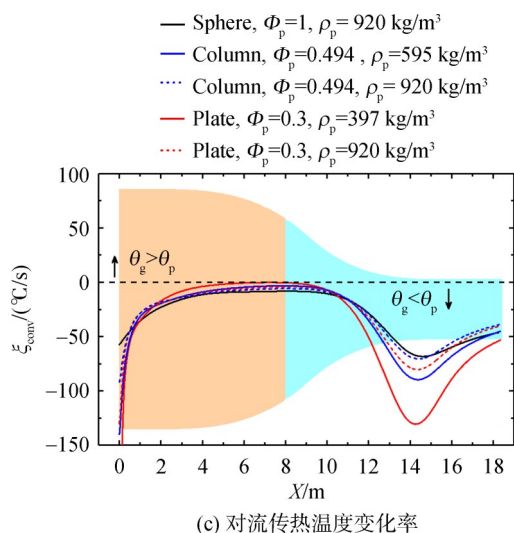


图10 起始位置位于构型入口中心冰晶轨迹线处的 ξ_{conv} 和 Nu^* ($d_p = 500 \mu\text{m}$)

Fig.10 Profiles of ξ_{conv} and Nu^* along the ice particle trajectory of initial position at the center of the configuration inlet ($d_p = 500 \mu\text{m}$)

趋近于热平衡状态;在三维收缩阶段,减小颗粒球形度和体积密度会增大 Nu^* ,增大 ξ_{conv} 的下降趋势,显著增强了颗粒降温性能,促使颗粒温度差的上升趋势不断减小,降低了温度差峰值,最终减小了出口处温度差,促使颗粒趋近热平衡状态。

图11给出了构型入口中心冰晶轨迹线处颗粒相变传热温度变化率和颗粒修正舍伍德数,其中图11(a)、图11(b)和图11(c)分别为 Villedieu 模型对应的 Re_p - Sh^* 关系曲线、颗粒修正舍伍德数 Sh^* 变化曲线和相变传热温度变化率变化曲线,图中仅对 $500 \mu\text{m}$ 颗粒体积等效直径对应的不同形状和体积密度的冰晶颗粒计算结果进行讨论,且给出了准一维阶段内 Re_p 最小值点(空心圆)和三维收缩阶段内 Re_p 最大值点(空心三角),背景阴影区则表示构型竖直对称面,此外图11(c)中还给出了构型中心线处相对湿度变化曲线(见绿色点虚线)。从图中可以看出:类似 Nu^* ,降低颗粒球形度和颗粒体积密度会整体增大典型雷诺数范围($10 < Re_p < 10^4$)内的 Sh^* ,进而增强颗粒的相变传热强度;在准一维阶段, $S < 100\%$ 且 $\xi_{\text{phase}} < 0 \text{ } ^\circ\text{C/s}$,颗粒处于升华状态,增大颗粒球形度和体积密度,会增大构型入口处 Sh^* ,进而减小 ξ_{phase} ,提高颗粒在气流中的热跟随性,增强颗粒降温能力,促使颗粒趋近于热平衡状态;在三维收缩阶段, $S > 100\%$,同时 ξ_{phase} 从负值逐渐变为正值,颗粒

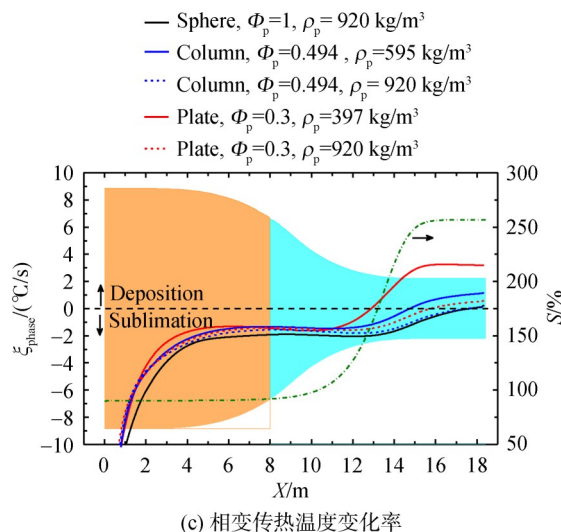
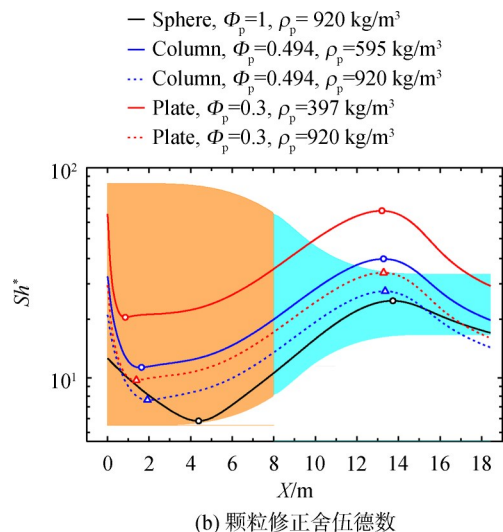
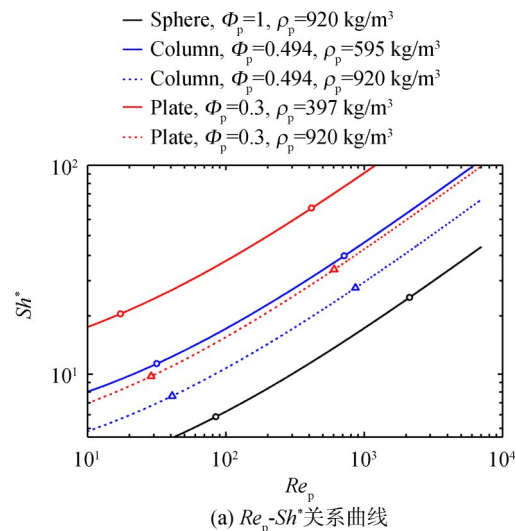


图11 起始位置位于构型入口中心冰晶轨迹线处 ξ_{phase} 和 Sh^* ($d_p = 500 \mu\text{m}$)

Fig.11 Profiles of ξ_{phase} and Sh^* along the ice particle trajectory of initial position at the center of the configuration inlet ($d_p = 500 \mu\text{m}$)

则从升华状态转换为凝华状态,此时减小颗粒球形度和体积密度同样会增大 Sh^* ,但会减小颗粒的相变转换位置(定义为 ξ_{phase} 为零时对应位置的 X 坐标),其中球形颗粒的转换位置约为 17.7 m,而平板形低体积密度颗粒的转换位置则减小至 12.9 m,促使颗粒越早转换为凝华状态,进而增大了 ξ_{phase} ,降低了颗粒热跟随性,减弱了颗粒降温能力,抑制构型出口处颗粒趋近热平衡状态。

此外,对比对流传热温度变化率和相变传热温度变化率曲线(见图 10(c)和图 11(c)),可见在三维收缩阶段, ξ_{conv} 的绝对值显著大于 ξ_{phase} ,对流传热强度则显著强于相变传热强度,表明对流传热过程是影响该阶段内颗粒温度变化的主要因素,显著影响构型出口处颗粒热平衡状态,因此减小颗粒球形度和体积密度会减小构型出口处颗粒温度与湿球温度差,促使颗粒趋近热平衡状态(见图 9)。

4 结 论

本文发展了基于欧拉法的冰晶颗粒运动、传热传质耦合计算方法,针对 3 m×2 m 结冰风洞主试验段水平收缩构型,开展了冰晶热/力平衡特性研究,主要得到以下结论:

1) 对于小粒径冰晶($d_p=50\text{ }\mu\text{m}$),颗粒形状和体积密度对其热/力平衡特性(沉降收缩特性、动量平衡特性和热平衡特性)的影响不显著,冰晶在构型出口处均可以达到热/力平衡状态。

2) 降低颗粒球形度和体积密度会抑制大粒径冰晶颗粒($d_p=500\text{ }\mu\text{m}$)的沉降收缩特性,增大构型出口处冰晶云雾的覆盖范围。

3) 减小颗粒球形度和体积密度会显著增大颗粒修正阻力系数,提高颗粒在气流中的动量跟随性,显著减小准一维阶段内颗粒速度平衡距离,降低构型出口处速度差,促使大粒径冰晶颗粒趋近动量平衡状态,在典型试验工况下($d_p=500\text{ }\mu\text{m}$, $v_{\text{is}}=160\text{ m/s}$),构型出口处球形冰晶颗粒的速度差约 21 m/s,而平板形低体积密度冰晶颗粒的速度差则减小到约 1 m/s。

4) 随着颗粒球形度和体积密度的减小,一方面会增大颗粒修正努塞尔数,增强颗粒对流传热强度,提高颗粒热跟随性,促进大粒径冰晶颗粒在构型出口处趋近热平衡状态;另一方面会增大颗粒修正舍伍德数,减小颗粒的相变转换位置,增强颗粒凝华传热强度,降低颗粒热跟随性,抑制大粒

径尺寸冰晶颗粒在构型出口处趋近热平衡状态。

5) 对流传热过程是影响构型内颗粒温度变化的主要因素,显著影响构型出口处大粒径颗粒热平衡状态,在典型试验工况下($d_p=500\text{ }\mu\text{m}$, $v_{\text{is}}=160\text{ m/s}$),构型出口处球形颗粒的温度差约为 8.6 °C,而平板形低体积密度颗粒的则减小至约 5.8 °C。

发展冰晶及混合相结冰云雾模拟能力将会是未来 3 m×2 m 结冰风洞试验能力拓展的重要方向。本文考察了冰晶颗粒在结冰风洞内的热/力平衡特性,为 3 m×2 m 结冰风洞模拟冰晶云雾提供了支撑。发展非球形冰晶融化/冻结过程模拟方法,研究结冰风洞热环境下冰晶融化特性,探索混合相云雾试验模拟方法,则是下一步的研究重点。

参考文献:

- [1] MASON J G, STRAPP L W, CHOW P. The ice particle threat to engines in flight[R]. AIAA-2006-206, 2006.
- [2] Federal Aviation Administration. Airplane and engine certification requirements in supercooled large drop, mixed phase, and ice crystal icing conditions[R]. FAA-2010-0636, 2014.
- [3] 郭向东, 张平涛, 赵照, 等. 大型结冰风洞云雾场适航应用符合性验证[J]. 航空学报, 2020, 41(10): 123879.1-123879.15. GUO Xiangdong, ZHANG Pingtao, ZHAO Zhao, et al. Airworthiness application compliance verification of cloud flow-field in large icing wind tunnel[J]. Aeronautica et Astronautica Sinica, 2020, 41(10): 123879.1-123879.15. (in Chinese)
- [4] AL-KHALIL K, IRANI E, MILLER D. Mixed-phase icing simulation and testing at the cox icing wind tunnel[R]. AIAA-2003-0903, 2003.
- [5] BAUMERT A, BANSMER S, BACHER M. Implementation of an innovative ice crystal generation system to the icing wind tunnel braunschweig[R]. AIAA-2015-1225, 2015.
- [6] BAUMERT A, BANSMER S, TRONTIN P, et al. Experimental and numerical investigations on aircraft icing at mixed phase conditions[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 123: 957-978.
- [7] KOTT B C, STRUK P M, BARTKUS T P. A study of ice-crystal icing erosion using the NASA icing research tunnel and propulsion systems laboratory[R]. AIAA-2020-2842, 2020.
- [8] 郭向东, 柳庆林, 刘森云, 等. 结冰风洞中过冷大水滴云雾演化特性数值研究[J]. 航空学报, 2020, 41(8): 123655.1-123655.18. GUO Xiangdong, LIU Qinglin, LIU Senyun, et al. Numerical study of supercooled large droplet cloud evolution characteristics in icing wind tunnel[J]. Aeronautica et Astronautica Sinica, 2020, 41(8): 123655.1-123655.18. (in Chinese)
- [9] PRUPPACHER H R, KLETT J D. Microphysics of clouds

- and precipitation[M]. New York: Kluwer Academic Publishers, 2004.
- [10] BARTKUS T P, TSAO J C, STRUK P, et al. Numerical analysis of mixed-phase icing cloud simulations in the NASA Propulsion Systems Laboratory[R]. AIAA-2017-2537, 2017.
- [11] BARTKUS T P, STRUK P M, TSAO J C, et al. Comparisons of mixed-phase icing cloud simulations with experiments conducted at the NASA Propulsion Systems Laboratory[R]. AIAA-2017-4243, 2017.
- [12] BARTKUS T P, STRUK P M. Comparisons of CFD simulations of icing wind tunnel clouds with experiments conducted at the NASA Propulsion Systems Laboratory[R]. AIAA-2020-2832, 2020.
- [13] CURRIE T, FULEKI D, DAVISON C. Simulation of ice particle melting in the NRCC RATFac mixed-phase icing tunnel[R]. SAE Technical Paper 2015-01-2107, 2015.
- [14] BAUMERT A, BANSMER S, SATTLER S, et al. Simulating natural ice crystal cloud conditions for icing wind tunnel experiments: a review on the design, commissioning and calibration of the TU Braunschweig ice crystal generation system[R]. AIAA-2016-4053, 2016.
- [15] IULIANO E, MONTREUIL E, NORDE E, et al. Modeling of non-spherical particle evolution for ice crystals simulation with an Eulerian approach[R]. SAE Technical Paper 2015-01-2138, 2015.
- [16] VILLEDIEU P, TRONTIN P, CHAUVIN R. Glaciated and mixed-phase ice accretion modeling using ONERA 2D icing suite[R]. AIAA-2014-2199, 2014.
- [17] TRONTIN P, BLANCHARD G, VILLEDIEU P. A comprehensive numerical model for mixed-phase and glaciated icing conditions[R]. AIAA-2016-3742, 2016.
- [18] NORDE E, AVAN DER WEIDE E T, HOEIJMAKERS H W M. Eulerian method for ice crystal icing[J]. AIAA Journal, 2018, 56(1):222-234.
- [19] 袁庆浩, 樊江, 白广忱. 航空发动机内部冰晶结冰研究综述[J]. 推进技术, 2018, 39(12):2641-2650.
YUAN Qinghao, FAN Jiang, BAI Guangchen. Review of ice crystal icing in aero-engine[J]. Journal of Propulsion Technology, 2018, 39(12):2641-2650. (in Chinese)
- [20] 沈浩, 韩冰冰, 张丽芬. 航空发动机中冰晶冰的研究进展[J]. 实验流体力学, 2020, 34(6):1-7.
SHEN Hao, HAN Bingbing, ZHANG Lifan. Research progress of the ice crystal icing in aero-engine[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2020, 34(6):1-7. (in Chinese)
- [21] 姜飞飞, 董威, 郑梅, 等. 冰晶在涡扇发动机内相变换热特性[J]. 航空动力学报, 2019, 34(3):567-575.
JIANG Feifei, DONG Wei, ZHENG Mei, et al. Phase change heat transfer characteristic of ice crystal ingested into turbofan engine[J]. Journal of Aerospace Power, 2019, 34(3):567-575. (in Chinese)
- [22] 卜雪琴, 李皓, 黄平, 等. 二维机翼混合相结冰数值模拟[J]. 航空学报, 2020, 41(12):124085.1-124085.11.
BU Xueqin, LI Hao, HUANG Ping, et al. Numerical simulation of mixed phase icing on two-dimensional airfoil[J]. Aeronautica et Astronautica Sinica, 2020, 41(12):124085.1-124085.11. (in Chinese)
- [23] 郭向东, 王梓旭, 李明, 等. 结冰风洞中液滴过冷特性数值研究[J]. 航空学报, 2018, 39(1):121254.1-121254.9.
GUO Xiangdong, WANG Zhixu, LI Ming, et al. Numerical study of droplet supercooling in an icing wind tunnel[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2018, 39(1):121254.1-121254.9. (in Chinese)
- [24] 郭向东, 王梓旭, 李明, 等. 结冰风洞中液滴相变效应数值研究[J]. 航空学报, 2018, 39(1):21586.1-21586.13.
GUO Xiangdong, WANG Zhixu, LI Ming, et al. Numerical investigation of phase transition effects of droplet in icing wind tunnel[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2018, 39(1):21586.1-21586.13. (in Chinese)
- [25] NORDE E. Eulerian method for ice crystal icing in turbofan engines[D]. Enschede, The Netherlands: University of Twente, 2017.
- [26] STRAPP J W, KOROLEV A, RATVASKY T, et al. The high ice water content study of deep convective clouds: report on science and technical plan[R]. Federal Aviation Administration William Hughes Technical Center, DOT/FAA/TC-14/31, 2016.
- [27] DEZITTER F, GRANDIN A, BRENGUIER J L, et al. HAIC (high altitude ice crystals)[R]. AIAA-2013-2674, 2013.
- [28] LEROY D, FONTAINE E, SCHWARZENBOECK A, et al. Ice crystal sizes in high ice water content clouds: Part I on the computation of median mass diameter from in situ measurements[J]. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 2016, 33(11):2461-2476.
- [29] LEROY D, FONTAINE E, SCHWARZENBOECK A, et al. Ice crystal sizes in high ice water content clouds: Part II statistics of mass diameter percentiles in tropical convection observed during the HAIC/HIWC project[J]. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 2017, 34(11):117-135.
- [30] GANSER G H. A rational approach to drag prediction of spherical and non-spherical particles[J]. Powder Technology, 1993, 77(2):143-152.
- [31] HINDMARSH J P, RUSSEL A B, CHEN X D. Experimental and numerical analysis of the temperature transition of a suspended freezing water droplet[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2003, 46(7):1199-1213.

(编辑:陈越)