

迎风面三维积冰过程中水膜流动的计算方法

曹广州¹, 吉洪湖², 斯 仁²

(1. 南京航空航天大学 无人机研究院, 南京 210016;

2. 南京航空航天大学 能源与动力学院, 南京 210016)

摘 要: 对影响迎风面三维积冰过程的冰层表面薄水膜流动进行分析, 建立描述其流动的数学模型, 引入在水膜前锋下游预设更薄水膜的方法处理其在表面干区的流动推进过程, 提出超过临界厚度的水膜被吹除的方法处理角状冰下游局部水膜被吹离表面的现象。通过对翼型-平板结构中翼型上的冰形对比和水膜流动规律分析, 验证了该水膜流动数学模型的合理性和计算方法的可行性。研究表明: 与传统 Messinger 模型相比, 积冰模型中引入水膜流动后, 可以较好地模拟三维明冰积冰, 同时明冰极限的模拟结果也更接近试验值; 冰层表面的水膜厚度约为 10^{-5} m, 流动速度约为 10^{-2} m/s。

关 键 词: 三维积冰; 薄水膜流动; 数学模型; 计算方法; 流动前锋; 水膜吹离

中图分类号: V231.1

文献标志码: A

Computational methodology of water film flow in three dimensional ice accretion on the upwind surface

CAO Guang-zhou¹, JI Hong-hu², SI Ren²

(1. Research Institute of Unmanned aircraft,
Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China;

2. College of Energy and Power Engineering,
Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: The shallow water film flow on the ice layer affecting the three-dimensional (3-D) ice accretion on the upwind surface was analyzed. A mathematic model for simulating the flow was developed. A very thin precursor film beyond the contact line was introduced to deal with the film flow on the dry surface. To treat with the phenomenon that some film would be blew off the surface behind the ice horn, a computational method for the blew off top part of the film exceeding the critical value was introduced. The ice shape contrast and film flow analysis on the airfoil indicates the rationality of the mathematic model and the feasibility of the computational methodology. The research indicates: compared with Messinger model, the icing model involving the film flow can simulate 3-D glaze ice well and provide a better ice layer boundary than the experimental result. The water film height on the ice layer is about 10^{-5} m and its velocity is about 10^{-2} m/s.

Key words: three-dimensional ice accretion; shallow water film flow;
mathematic model; computational methodology; flow contact line;
film blow off

飞机穿过含有过冷水滴的云层时,迎风面积冰是影响其性能和安全的重要问题^[1],而明冰表面未冻结水膜流动对积冰过程有着明显影响^[2-3].当过冷水滴撞击到迎风面后,一般只有部分凝固成明冰,而未冻结的液态水将在气流的吹动下沿冰层表面流动,并在流动过程中继续冻结或被气流吹离冰层表面,从而改变积冰的分布和范围.

积冰相变和水膜流动是紧密耦合的物理过程,因此对水膜流动的模拟精度直接影响积冰模拟精度.传统积冰模拟大多基于 Messinger 模型^[4],该模型对冰层表面未冻结液态水的处理非常粗糙,即假设当前控制体中的未冻结水全部进入下一控制体,因此造成明冰的模拟不准确^[5],同时也使其很难发展成三维积冰模型^[2],制约了在三维积冰模拟中的应用^[6].

为了更好地模拟迎风面的积冰,特别是三维明冰积冰过程,国外研究者从 90 年代开始在积冰模型中引入对冰层表面水膜流动的模拟.较早开展相关工作的是 Bourgault 等^[2],所建立的积冰模型中假设冰层表面的薄水膜流动只受水膜表面气流拖曳力的影响,建立了水膜流动方程.之后,Myers 等^[3,7]建立了考虑水膜流动的三维积冰模型,其中水膜流动方程基于润滑理论.在国内,陈维建^[8]建立的二维积冰模型中,根据薄水膜流动的特点从 Navier-Stokes(N-S)方程简化得到了一维水膜流动的控制方程;本文建立的三维积冰模型也通过量级分析从 N-S 方程简化得到了冰层表面的二维水膜流动控制方程^[9].

近年来,国外开始对积/防冰过程中的薄水膜流动展开一些针对性研究. Wang, Rothmayer 等对结冰表面的薄水膜流动进行了理论研究^[10-11],并进一步模拟了结冰表面液态水撞击形成的水膜流动^[12],观察了水膜流动的发展过程并获得了水膜厚度、流动速度等信息,但研究均未涉及积冰相变的影响; Silva 等^[13-14]对防冰过程中的薄水膜流动进行了数值模拟研究,但其中未涉及积冰相变和水滴撞击.国内相关研究主要针对核电站、空调、化工等领域的热交换设备^[15-17],水膜厚度量级相对较大,目前还未针对积/防冰领域的薄水膜流动进行研究.上述研究中水膜流动的固体表面多是翼型或者平板表面,形状都是规则的.

本文针对迎风面三维复杂冰层表面上的薄水膜流动,建立描述积冰过程中水膜流动的数学模型,并结合积冰过程中的实际情况发展相应的计算方法;之后针对翼型-平板三维组合表面上积冰

相变-水膜流动过程进行数值模拟,分析冰形和水膜流动规律,说明引入水膜流动对积冰模拟的改善作用,验证本文水膜流动数学模型的合理性和计算方法的可行性.

1 积冰过程中水膜流动的物理描述

在多数来流条件下,撞击到飞机/发动机迎风面上的过冷水滴一般不会全部瞬间冻结成霜冰,而是会在部分区域形成明冰.以机翼为例,驻点附近区域往往形成明冰而两侧下游形成霜冰.在明冰积冰区域,冻结成冰的一部分液态水将释放出相变潜热,使得剩下的液态水温度提高至冰点以上,从而保持液态形式覆盖在冰层表面上.

未冻结的液态水会在气流的吹动下沿固体表面向下游流动,在流动过程中其下表面还会发生积冰相变,上表面还会伴随过冷水滴撞击.因此,冰层表面残留的未冻结液态水会对当地的积冰产生影响,而其流动又受积冰相变、空气流动和水滴撞击的影响.

飞机迎风面的积冰一般发生在起飞和降落等低速飞行阶段,此时冰层表面的水膜厚度非常小,一般在 10^{-4} m 量级以下^[2,8,18],其最大流动速度也很小,一般在 10^{-1} m/s 量级以下^[2,9],因此迎风冰层表面的水膜流动可以视为层流.

水膜在向下游流动的过程中会产生一个流动前锋,该前锋把整个表面分成湿区(有水膜覆盖)和干区(无水膜覆盖)两部分,前锋位置的移动反应了水膜覆盖范围的变化,对积冰有很大影响.在迎风面的积冰过程中,冰层一般会逐渐呈现明显的角状,角状冰的下游可能出现气流回流.在正反两个方向气流剪切力的作用下,水膜将在回流区前缘(角状冰下游)附近积聚,并可能被气流剪切力吹离表面,导致水膜流动的不连续并进一步影响积冰过程.因此在积冰相变和水膜流动的模拟过程中需要对水膜前锋在表面干区的流动以及水膜被气流吹离表面的现象进行处理.

水膜的表面张力垂直水膜表面指向其内部,因此在水膜前锋处,该力成为阻碍水膜继续向干区流动的一个因素,但是在积冰问题中,未冻结水膜厚度很小,而且在向下游流动的过程中也会进一步冻结,因此水膜流动前锋的接触角很小,此时表面张力非常小,数值模拟中可将其忽略.

2 积冰过程中水膜流动的数学模型

根据迎风面三维积冰过程中冰层表面未冻结

水膜流动的特点,提出以下假设:

1) 未冻结的液态水以连续水膜的形式残留在冰层表面上。

2) 水膜在气流剪切力和重力的作用下流动,暂不考虑表面张力的影响。

3) 水滴撞击和积冰相变都影响水膜流动的质量守恒,但因过冷水滴质量和尺寸非常小(直径一般在 μm 量级)、积冰相变沿垂直水膜流动的方向进行,因此可暂时忽略两者对水膜流动动量的影响。

4) 相变发生在冰-水交界面,该界面上的温度恒为相变温度 $T_f = 273.15\text{ K}$,水膜上表面与气流进行对流换热,暂不考虑水膜蒸发。

5) 水膜作常物性处理,冻结成冰时,物性参数瞬间转换为冰的物性参数。

沿冰层(以及未结冰固体)表面建立贴体正交坐标系 x - y - z ,其中 x - y 面沿固体表面, z 轴沿表面外法线方向.在该坐标系中建立图 1 所示典型控制体(湿区),其底层是冰层,厚度为 H_i (单位为 m),温度为 T_i (单位为 K),冰层之上是未冻结水膜,厚度为 H_w (单位为 m),流动速度为 u 和 v (单位为 m/s),温度为 T_w (单位为 K),水膜外部是空气/水滴两相流场,气流剪切力为 τ_a (单位为 Pa),空气温度为 T_a (单位为 K),过冷水滴撞击量为 m_{imp} (单位为 $\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$),水膜和气流间的表面传热系数为 h (单位为 $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$),水-冰界面上的积冰量为 m_{ice} (单位为 $\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$).对于结霜冰的干区,控制体中只有冰层和两相流两层;对于无结冰的干区,控制体中只有两相流;在某些特殊情况下,还可能不存在无结冰的湿区,此时控制体中只有水膜和两相流两层。

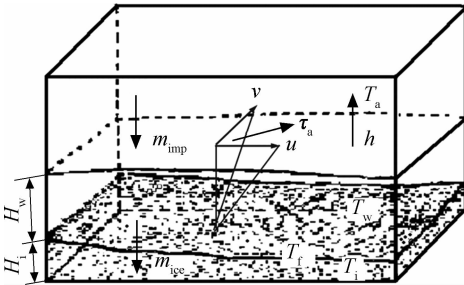


图 1 典型控制体示意图

Fig. 1 Sketch of typical control volume

2.1 水膜流动质量守恒及相关方程

水膜在 x - y 面上流动,由于其厚度很小,因此

质量守恒方程在 z 方向可采用积分(沿整个水膜厚度)形式

$$\frac{\partial H_w}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\int_0^{H_w} u dz \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\int_0^{H_w} v dz \right) = \frac{1}{\rho_w} (m_{\text{imp}} - m_{\text{ice}}) \quad (1)$$

式中等号右边为质量源项,水的密度 $\rho_w = 1000\text{ kg/m}^3$. m_{imp} 是过冷水滴撞击引起的水膜流动质量源项,可通过两相流场计算结果由下式确定:

$$m_{\text{imp}} = \alpha_w \rho_w U_{\text{nw}} \quad (2)$$

式中 α_w 和 U_{nw} 分别是过冷水滴在撞击壁面附近的局部液态水含量和法向撞击速度。

m_{ice} 是积冰相变引起的水膜流动质量源项,可通过相变过程中的能量守恒由下式确定:

$$m_{\text{ice}} = \frac{1}{L_f} \left(\lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial z} - \lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial z} \right) \quad (3)$$

式中结冰相变潜热 $L_f = 334400\text{ J/kg}$,冰和水的导热系数分别为 $\lambda_i = 2.18\text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ 和 $\lambda_w = 0.551\text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ 。

本文重点关注水膜流动,因此暂假设冰层绝热($\partial T_i / \partial z = 0$).可见为了求出 m_{ice} ,还需要确定水膜中的温度分布.由于水膜很薄,流动速度很小,因此可对对流换热微分方程进行量级分析,忽略非稳态项、对流项以及 x 和 y 方向的导热项^[19],简化得到

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial T_w}{\partial z} \right) = 0 \quad (4)$$

该方程的边界条件为

$$T_w|_{z=0} = T_f \quad (5)$$

$$-\lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial z} \Big|_{z=H_w} = h[T_w|_{z=H_w} - T_a] +$$

$$m_{\text{imp}} c_{pw} [T_w|_{z=H_w} - T_\infty] - \frac{m_{\text{imp}} U_w^2}{2} \quad (6)$$

式中水的比定压热容 $c_{pw} = 4212\text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$, T_∞ 和 U_w 分别是来流温度和水滴撞击速度。

2.2 水膜流动的动量守恒方程

冰层表面的水膜流动满足 N-S 方程

$$\frac{\partial \rho_w u_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_w u_k u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_k} + \rho_w g_k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \right) \quad (7)$$

式中 k 和 j 均代表方向.在质量守恒方程所划分的小时间步(详见第 3.1 节)内,气流流场变化非常小,因此可忽略非稳态项;水膜流动可视为不可压流动,因此方程简化为

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (u_k u_j) = -\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial x_k} + g_k + \nu \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j^2} \quad (8)$$

由于水膜厚度相比于其在流动表面上的长度很小(x, y 量级为 10^{-1} m; z 量级为 10^{-4} m), 故 $\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \ll \frac{\partial}{\partial z}$ 及 $\frac{\partial^2}{\partial x^2}, \frac{\partial^2}{\partial y^2} \ll \frac{\partial^2}{\partial z^2}$; 又水膜在 $x-y$ 面上流动, 因此水膜流动方程进一步简化为

$$-\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial x} + g_x + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \quad (9)$$

$$-\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial y} + g_y + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (11)$$

式中水的运动黏度 $\nu = 1.78 \times 10^{-6}$ m²/s, 重力加速度 $g = 9.8$ m/s².

该方程组的边界条件为

$$u|_{z=0} = 0 \quad (12)$$

$$\mu \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=H_w} = \tau_a \quad p|_{z=H_w} = p_a \quad (13)$$

式中水的动力黏度 $\mu = 1.788 \times 10^{-3}$ Pa · s, p_a 为水膜表面的气流压力.

3 积冰过程中水膜流动的计算方法

由文中第 1 节的分析可知, 冰层表面的水膜流动可以分为水膜在湿区的流动和在干区的推进两部分. 文中第 2 节的数学模型主要针对湿区水膜流动建立了方程并给出了其上下表面的边界条件, 因此采用传统数值计算方法进行离散和求解即可. 对于水膜在流动表面上的边界, 也就是水膜的流动前锋, 很难给出边界条件, 同时由于其在固体表面上的速度无滑移假设失效, 水膜流动在干区的连续性假设也被破坏, 因此在数值模拟过程中需要对水膜在干区的流动推进过程进行处理.

由文中第 2 节的分析还可以看出, 本文的数学模型尚未考虑角状冰下游回流区边缘水膜被气流吹离表面的现象. 事实上, 水膜被吹离表面除了受气流剪切力影响外, 还受表面表面张力、积冰过程、固体表面特性等因素的影响, 要从理论上建模也是比较复杂的, 因此本文暂时采用简单处理方法, 详述如下.

3.1 水膜流动在湿区的计算方法

基于结构化交错网格, 采用有限体积法对上述偏微分方程组进行离散和求解(具体方法可见文献[19]), 据此开发求解程序 NUAA-ICE-3D. 程序所需输入数据(水滴撞击率 m_{imp} 、气流压力 p_a 、气流剪切力 τ_a 以及表面传热系数 h 等)由两相流场计算(采用 CFX 软件)提供, 程序的输出结果包括水膜流动数据 H_w, u, v 和冰层厚度 H_i 等.

对方程组中的瞬态项, 离散采用全隐式方案, 求解时为了保证计算精度以准确捕捉水膜流动的非稳态性, 时间步长取值很小: Δt 量级为 0.05 s, 其具体值还要兼顾计算效率, 进一步结合来流条件决定.

3.2 水膜流动在干区的处理方法

对水膜在表面干区流动进行处理的核心是确定水膜前锋的推进过程, 即确定每个时间步水膜前锋在表面干区的新位置. 处理流动前锋在表面干区的推进过程可采用在干区表面预设一层更薄水膜^[3]的方法, 如图 2 所示, 该预设薄水膜厚度一般是主体水膜厚度的 10% 以下量级^[20]. 预设薄水膜使整个表面都成为湿区, 速度无滑移假设和连续性假设将得以确保, 因此数值计算全部按湿区方法处理即可.

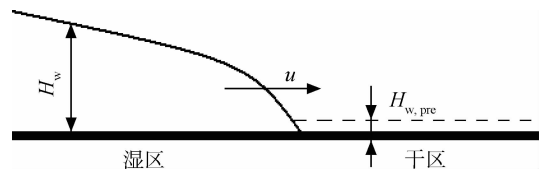


图 2 水膜前锋下游预设薄水膜示意图

Fig. 2 Sketch for thin film precede the flow contact line

为减小该预设薄水膜对主体水膜流动的影响, 其厚度取值尽量小, 但同时要能够建立水膜流动在干区的连续性. 由于冰层表面不同位置的水膜厚度值并不相同, 因此本文以驻点处的水膜厚度 $H_{w, \text{stag}}$ 为参考, 预设水膜厚度 $H_{w, \text{pre}}$ 暂取参考厚度的 3% 左右

$$H_{w, \text{pre}} = H_{w, \text{stag}} \times 3\% \quad (14)$$

在每个时间步计算结束后, 从水膜流动原前锋处的控制体单元向下游逐一判断, 若某单元求出的水膜厚度 H_w 开始小于等于预设水膜厚度 $H_{w, \text{pre}}$, 则认为该单元所在位置为水膜流动前锋的新位置, 并将其下游单元的水膜厚度恢复为 0 mm, 从而获得新时间步中的前锋位置和水膜分布.

3.3 角状冰下游水膜被吹离冰层表面的处理方法

3.3.1 角状冰对水膜流动的影响

飞机迎风面经常出现角状积冰, 如图 3 所示是迎风翼型面(NACA0012)在典型结冰条件下(文中第 4 节算例 1)冰层的发展过程^[19]. 在角状冰的下游, 流动会出现一个低能量区, 并逐步发展为气流回流区, 如图 4 所示是积冰 150 s 时冰层附近的气流速度矢量图(只显示对称面一侧), 图中

示意出了角状冰区(①区)和气流回流区(②区). 图5所示是对应不同时刻主要流动方向上的气流剪切力 τ_{ax} ,其中横坐标 S 为沿冰层表面的壁面弧长,①区和②区对应150s时的角状冰和气流回流区,可以看出,随着角状冰的发展,其下游剪切力逐渐减小并在120s后发展为负值(出现回流).

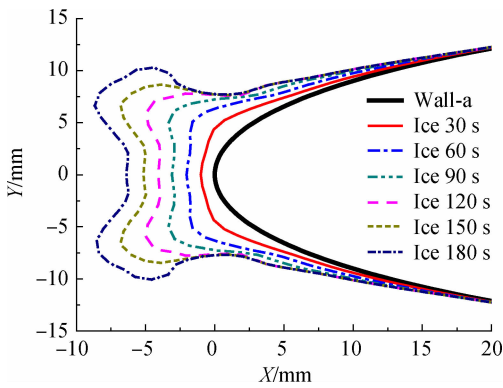


图3 NACA0012翼型表面冰形发展过程图
Fig. 3 Development of ice shape around NACA0012 airfoil

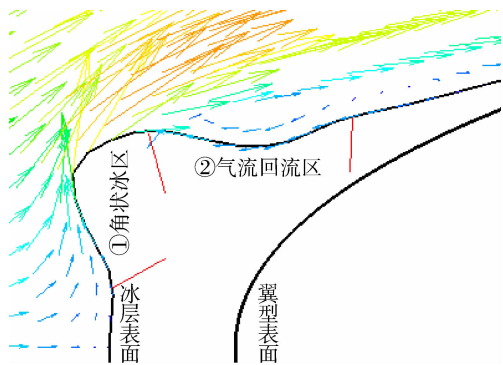


图4 角状冰附近的气流速度矢量图(150s)
Fig. 4 Air velocity around the “horn” ice (150s)

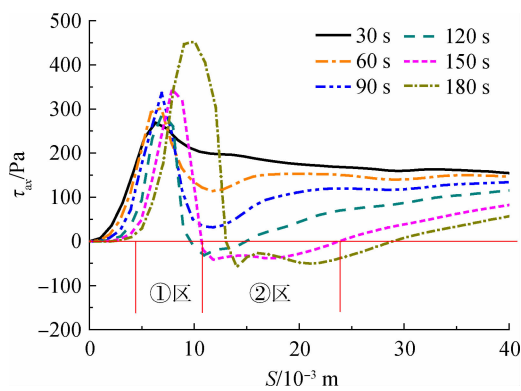
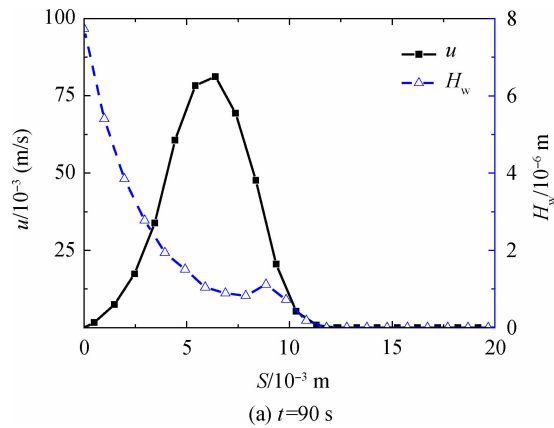
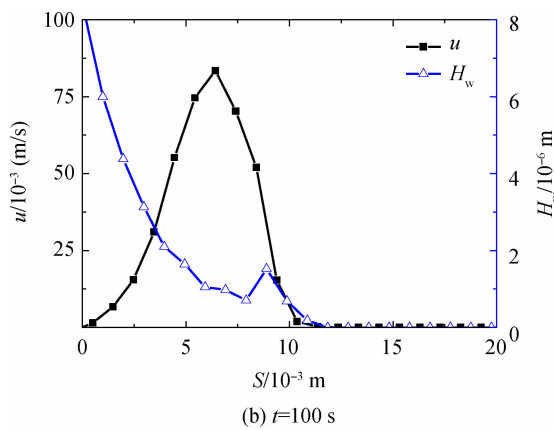


图5 角状冰附近的气流剪切力
Fig. 5 Air shear stress around the “horn” ice

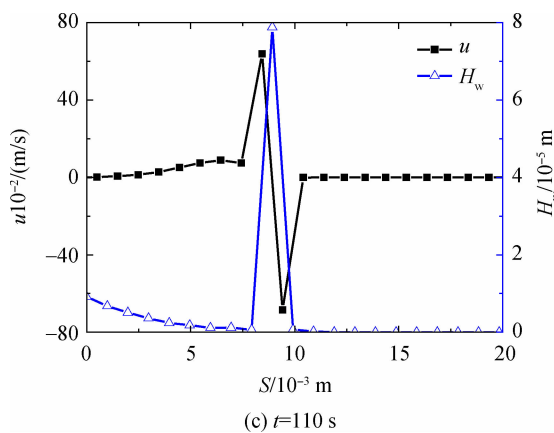
由于气流剪切力是水膜流动的主要动力,因此水膜流动将受到角状冰发展过程的影响,图6所示是90,100,110s时的水膜厚度和流动速度分布图.从图中可以看出,在角状冰下游即将出现气流回流的局部区域(即①区和②区的交界附近),逐渐出现水膜厚度的局部增大,并且迅速发展为局部极大值.造成这种现象的原因是:在此区域上游表面的水膜向下游流动且速度较大(正向剪切力引起),下游表面的水膜流动速度迅速减缓(剪



(a) $t=90\text{ s}$



(b) $t=100\text{ s}$



(c) $t=110\text{ s}$

图6 水膜厚度和流动速度图
Fig. 6 Water film height and velocity

切力迅速减小引起),甚至向上游流动(反向剪切力引起),因此此处水膜迅速“堆积”。

从物理过程分析,当局部水膜厚度堆积到一定程度后,会被气流吹离冰层表面,因此不会在局部继续增大并发展成“水柱”状,但如前所述,水膜吹离表面的机理比较复杂,本文数学模型中暂未考虑,因此数值计算过程中此处的水膜厚度会迅速增大并很快超过物理值,使数值计算发散,故需要在计算过程中对角状冰下游水膜被吹离表面的现象进行处理。

3.3.2 对水膜被吹离现象的简单处理方法

由于国内外尚未对角状冰下游气流回流区前缘可能出现的水膜被吹离冰层表面的现象进行深入研究,缺乏试验资料参考,因此本文暂时提出初步处理方法:当水膜厚度堆积超过某临界值时,超出的部分就会被气流吹除,在数值计算过程中令超出临界值部分的水膜厚度等于临界值,即当计算出的 $H_w > (H_w)_{critical}$ 时,令 $H_w = (H_w)_{critical}$ 。考虑到不同结冰条件下的水膜厚度量级一般都在 10^{-4} m 以下,因此暂取 $(H_w)_{critical} = 10^{-4}$ m。

4 翼型-平板组合表面上积冰-水膜流动的数值模拟与分析

对图 7 所示翼型-平板组合表面上三维积冰和水膜流动进行模拟,其中翼型 Wall-a 采用 NACA0012 翼型面,弦长为 c ,展长为 $L=c$;平板面 Wall-b 与翼型面相垂直,在翼型上游取半径为 $3c$ 的半圆形域,下游取 $6c \times 5c$ 的矩形域;Sym 面是对称面。选取两个典型算例进行计算,其中算例 1 气流攻角为 0° ,弦长 $c=0.3$ m,算例 2 气流攻角为 4° ,弦长 $c=0.5334$ m,表 1 给出了计算采用的来流参数^[21-22]。本文重点考察 Wall-a 表面上积冰过程中的水膜流动,其根部区域由于受到平板 Wall-b 的影响,气流流场和水撞击将呈现三维特征,从而导致积冰和水膜流动的三维性,可用于验

证本文的三维计算能力;而靠近 Sym 面的一端,由于远离 Wall-b 的影响,将呈现二维特征,可提取二维数据进行对比分析。

表 1 计算参数
Table 1 Computational parameters

算例	来流温度 T_∞ / K	来流速度 $U_\infty / (\text{m/s})$	水滴直径 $d / \mu\text{m}$	液态水含量 $\Gamma_{\text{lwc}} / (\text{g/m}^3)$
1	260.55	129.46	20	0.5
2	267.05	67.05	20	1

4.1 计算结果的验证与分析

国内外对积冰过程中水膜流动的研究处于起步阶段,缺乏可供直接对比的水膜流动试验数据。但由于水膜流动和积冰相变是紧密耦合的物理过程,因此可将水膜流动-积冰相变耦合计算时所得冰形与试验值进行对比,从侧面反映水膜流动模拟的合理性。

图 8 和图 9 分别是本文对算例 1 和算例 2 的计算冰形与 NASA 试验及计算冰形的对比,算例 1 的计算时间为 120 s,算例 2 的计算时间为 360 s,

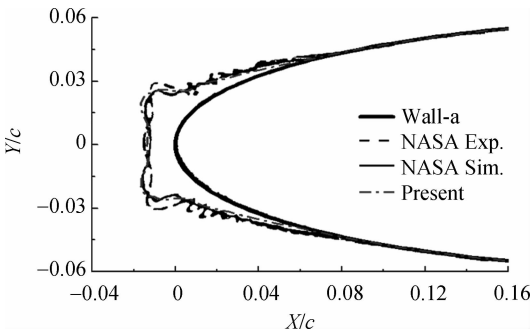


图 8 计算与试验冰形对比(算例 1)
Fig. 8 Computational ice shape versus experimental result (case 1)

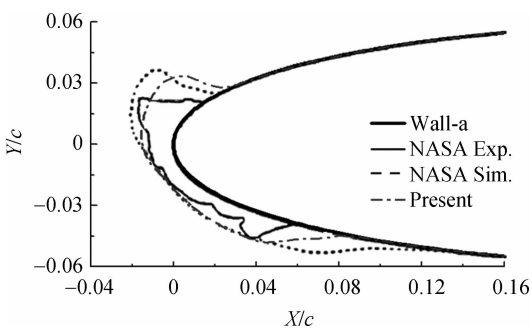


图 9 计算与试验冰形对比(算例 2)
Fig. 9 Computational ice shape versus experimental result (case 2)

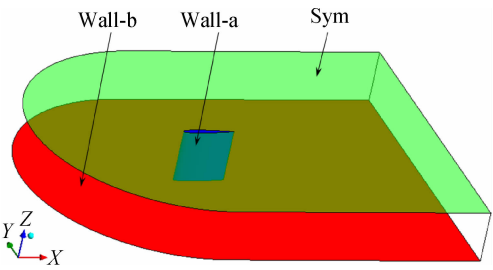


图 7 翼型-平板组合表面物理模型图
Fig. 7 Physical model of the airfoil-plane surface

其中 NASA 的冰形计算均基于传统 Messinger 模型.从图 8 可以看出,本文计算冰形与 NASA 计算结果相当,与试验结果的最大偏差在冰形的双角处,但驻点及其两侧下游都与试验值非常吻合;从图 9 可以看出,与试验结果相比,本文计算所得冰形优于 NASA 计算结果,最大偏差也出现在冰角处.

由于算例 2 温度较高,积冰冰层为典型明冰,其表面未冻结水膜的流动范围影响着积冰极限,从图 9 可以看出,本文对翼型下表面的积冰极限模拟比 NASA 更接近试验值,其主要原因是本文积冰计算中对水膜流动进行数值模拟而不是假设未凝结水膜“全部”“搬到”下一控制体;在翼型上方角冰处,本文预测的冰角没有试验突出但覆盖范围向下游扩大,其原因是试验中此处水膜可能已被吹离表面而本文计算中水膜尚未被吹除(文中第 4.2 节),更多的被保留并积冰,虽然目前仍与试验值有较大偏差,但与基于 Messinger 模型的积冰模拟相比,由于本文积冰模拟耦合了水膜流动的数值计算,因此以后可通过对水膜吹除这一具体问题的优化处理进行改善.上述分析从侧面说明引入水膜流动计算对积冰模拟的改善作用,也说明了本文水膜流动模型是合理的,引入预

设更薄水膜的方法来处理水膜在表面干区的流动是可行的,同时也指出对角状冰下游水膜被吹离表面的处理与实际过程有所偏差,尚需进一步修正.

4.2 水膜的三维分布及发展过程

图 10 所示是算例 1 中 30,60,90,120,150,160,180 s 时 Walla 面上的冰层和水膜分布图,蓝色、绿色和红色依次为 Walla、冰层和水膜表面,图中只给出了冰层和水膜覆盖的局部区域,算例 2 中的分布规律与之相似,此处不重复给出.从图中可以看出,水膜主要覆盖在冰层的前缘,随着时间的发展,水膜前锋逐渐呈波浪形,翼型根部水膜呈三维特征,150 s 和 160 s 时明显向下游干区突出,180 s 时覆盖了整个翼型根部.

图 11 和图 12 分别是算例 1 和算例 2 中 Sym 面附近的冰层和水膜发展过程图,冰层和水膜各有 6 层,图 11 中依次对应 30,60,90,120,150,180 s,图 12 中依次对应 60,120,180,240,300,360 s.可以看出,冰层表面的水膜随着冰形的发展而不断变化,当冰形呈明显角状后,水膜不仅没有继续向下游流动,反而逐渐向上游退缩,只覆盖在角状冰及其上游部分.

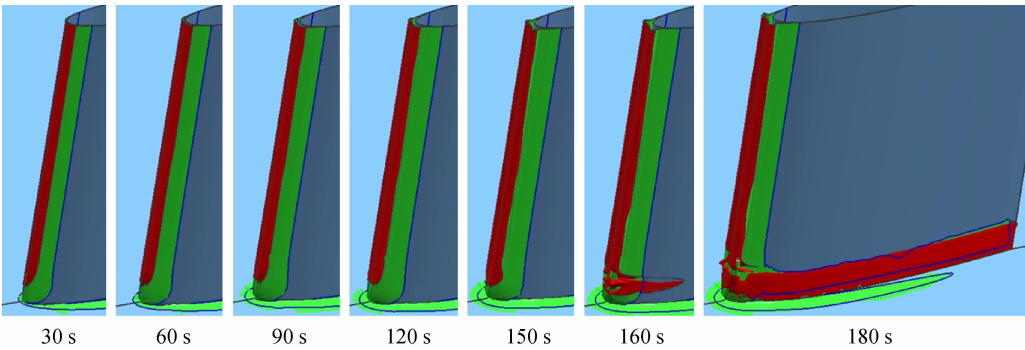


图 10 水膜分布及发展图

Fig. 10 Distributing and developing pictures of water film

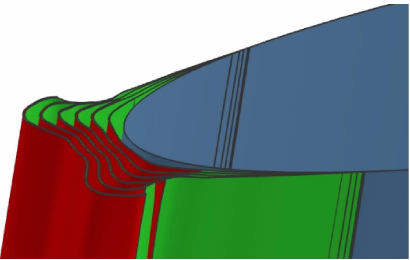


图 11 三维冰层和水膜发展过程图(算例 1)

Fig. 11 Developing pictures of 3-D ice and film (case 1)

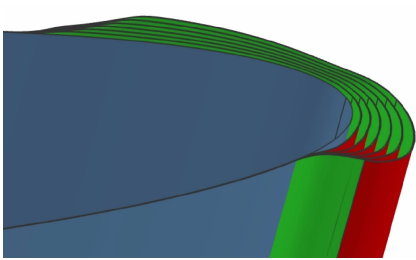


图 12 三维冰层和水膜发展过程图(算例 2)

Fig. 12 Developing pictures of 3-D ice and film (case 2)

4.3 水膜厚度和流动速度规律

图 13 和图 14 分别是算例 1 和算例 2 中 Sym 截面处的水膜厚度分布图。从图 13 可以看出,水膜厚度量级为 10^{-5} m;驻点附近的水膜厚度较大,因为此处水滴撞击量较大;翼型两侧的水膜分布基本对称,随着位置向下游推移,水膜厚度逐渐降低至零;从 120 s 开始出现水膜厚度的局部堆积,数值计算中将进行局部水膜被吹除的处理,由于所采用的 $(H_w)_{critical}$ 值远大于水膜主体厚度 H_w ,导致对冰角的模拟偏差较大,这说明文中第 3.3 节处理方法有待进一步改善。算例 2 中水膜分布规律与算例 1 相似,但由于气流存在攻角,翼型两侧水膜并不对称;由于来流速度较小且冰角不突出,在计算时间段内气流尚未出现回流,水膜未出现局部堆积及被吹除,导致图 9 中冰角向下游的覆盖范围偏大。

图 15 和图 16 分别是算例 1 和算例 2 中 Sym 截面处的水膜流动速度图,其中流动速度为水膜

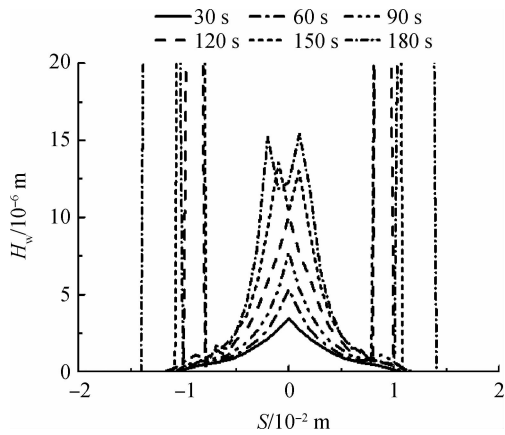


图 13 水膜厚度(算例 1)
Fig. 13 Film height (case 1)

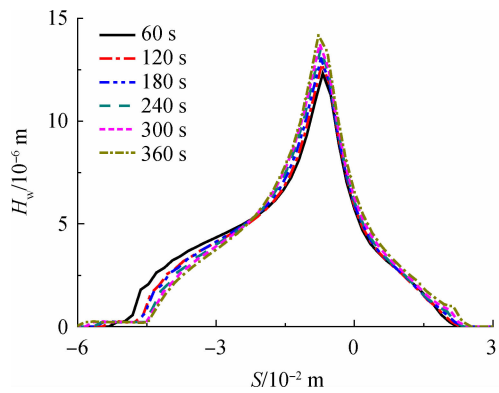


图 14 水膜厚度(算例 2)
Fig. 14 Film height (case 2)

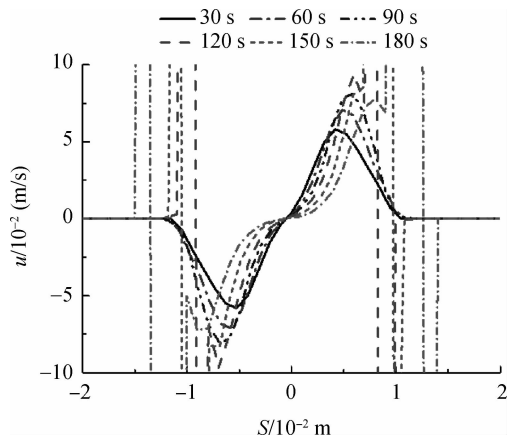


图 15 水膜流动速度(算例 1)
Fig. 15 Film velocity (case 1)

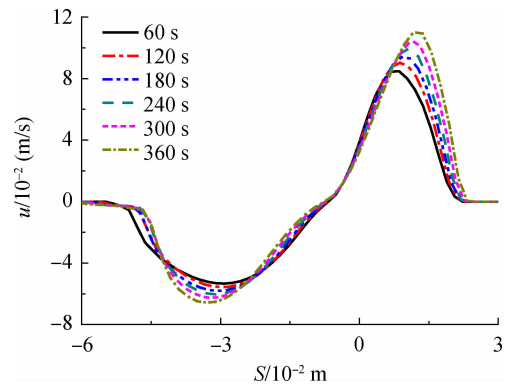


图 16 水膜流动速度(算例 2)
Fig. 16 Film velocity (case 2)

厚度方向上的平均值。从图 15 可以看出,水膜流动速度的量级为 10^{-2} m/s;驻点附近的水膜流动速度为零(因此处气流剪切力为 0);随着位置向两侧下游移动,水膜流动速度先是逐渐增大至最大值(因气流剪切力逐渐增大);之后水膜流动速度又逐渐减小到 0 m/s(因水膜厚度逐渐降低至 0 m);在水膜局部堆积的区域,流动速度也相应变大。算例 2 中的水膜流动规律与算例 1 相似,只是在翼型两侧也不对称,同时也不存在水膜局部堆积区域的速度极大值。

由上述分析可以看出,计算出的水膜厚度和流动速度规律合理,说明本文所建立的水膜流动数学模型是合理的,所发展的计算方法是可行的,但对角状冰下游水膜被吹离现象的处理有待进一步改善。

5 结 论

对本文研究工作总结如下:

1) 建立了描述迎风面三维积冰过程中冰层表面薄水膜流动的控制方程组并给出了边界

条件.

2) 发展了积冰过程中水膜流动的计算方法, 引入在水膜前锋下游预设更薄水膜的方法来处理水膜在表面干区的流动推进, 采用超过临界厚度的水膜被吹除的方法来处理角状冰下游水膜被吹离表面的现象.

3) 数值模拟了翼型-平板组合表面上的积冰-水膜流动过程, 通过对冰形的对比和对水膜流动规律的分析, 说明了在积冰模拟中引入水膜流动对积冰极限和角状冰模拟的改善作用, 验证了本文数学模型的合理性和计算方法的可行性, 同时也指出了对于角状冰下游水膜被吹离表面的处理方法仍需进一步修正和改善.

参考文献:

[1] 裘燮刚, 韩凤华. 飞机防冰系统[M]. 北京: 航空专业教材编审组, 1996.

[2] Bourgault Y, Habashi W G, Beaugendre H. Development of a shallow water icing model in FENSAP-ICE[R]. AIAA 1999-0246, 1999.

[3] Myers T G, Charpin J P, Thompson C P. Slowly accreting ice due to supercooled water impacting on a cold surface[J]. Physics of Fluids, 2002, 14(1): 240-256.

[4] Messinger B L. Equilibrium temperature of an unheated icing surface as a function of airspeed[J]. Journal of Aeronautical Science, 1953, 20(1): 29-42.

[5] Wright W B, Gent R W, Guffond D. DRA/NASA/ONERA collaboration on icing research: Part II prediction of airfoil ice accretion[R]. NASA-CR-202349, 1997.

[6] Hedde T, Guffond D. Development of a three-dimensional icing code, comparison with experimental shapes [R]. AIAA 1992-0041, 1992.

[7] Myers T G, Charpin J P, Chapman S J. The flow and solidification of a thin fluid film on an arbitrary three-dimensional surface[J]. Physics of Fluids, 2002, 14(8): 2788-2803.

[8] 陈维建. 飞机机翼结冰的数值模拟研究[D]. 南京: 南京航空航天大学, 2007.

CHEN Weijian. The investigation on the numerical simulation for airfoil ice accretion[D]. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2007. (in Chinese)

[9] 曹广州. 迎风表面三维积冰的数学模型与计算方法研究[D]. 南京: 南京航空航天大学, 2011.

CAO Guangzhou. An icing model and the corresponding calculational method for simulating three dimensional ice accretion on the upwind surface[D]. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2011. (in Chinese)

[10] Wang G, Rothmayer A P. Thin water films driven by air shear stress through roughness[J]. Computer and Fluid,

2009, 38(2): 235-246.

[11] Rothmayer A P, Hu H. Linearized solutions of three-dimensional condensed layer films[R]. San Diego, CA: 5th AIAA Atmospheric and Space Environments Conference, 2013.

[12] Zhang K, Johnson B, Rothmayer A P, et al. An experimental investigation on wind-driven rivulet/film flow over a NACA0012 airfoil by using digital image projection technique[R]. AIAA 2014-0741, 2014.

[13] Silva G A, Silvaes O M, Zerbini E J. Water film breakdown and rivulets formation effects on thermal anti-ice operation simulation[R]. AIAA 2006-3758, 2006.

[14] Silva G A, Silvaes O M, Zerbini E J. Differential boundary-layer analysis and runback water flow model applied to flow around airfoils with thermal anti-ice[R]. AIAA 2009-3967, 2009.

[15] 于意奇. 大尺度平板水膜流动行为的数值模拟和试验研究[D]. 上海: 上海交通大学, 2012.

YU Yiqi. Experimental and numerical study on film flow behavior on large scale flat plate[D]. Shanghai: Shanghai Jiao Tong University, 2012. (in Chinese)

[16] 周孝清, 陈沛霖. 竖直壁面上的水膜流动[J]. 中南工学院学报, 1996, 13(1): 1-7.

ZHOU Xiaoqing, CHEN Peilin. Characteristics of thin water film flow along a vertical plate[J]. Journal of Central-South Institute of Technology, 1996, 13(1): 1-7. (in Chinese)

[17] 张群, 童一俊, 任海刚, 等. 竖壁降膜流动特性与稳定性的数值研究[J]. 西北工业大学学报, 2013, 31(5): 733-736.

ZHANG Qun, TONG Yijun, REN Haigang, et al. Numerical investigating flow characteristics and stability of film falling down a vertical plate[J]. Journal of Northwestern Polytechnical University, 2013, 31(5): 733-736. (in Chinese)

[18] Hansman R H, Turnock S T. Investigation of surface water behavior during glaze ice accretion[J]. Journal of Aircraft, 1989, 26(2): 140-147.

[19] 曹广州, 吉洪湖, 胡娅萍, 等. 模拟飞机迎风面三维积冰的数学模型研究[J]. 航空动力学报, 2011, 26(9): 1953-1963.

CAO Guangzhou, JI Honghu, HU Yaping, et al. An icing model for simulating three dimensional ice accretion on the upwind surface of a plane[J]. Journal of Aerospace Power, 2011, 26(9): 1953-1963. (in Chinese)

[20] Moriarty J A, Schwartz L W. Unsteady spreading of thin liquid films with small surface tension[J]. Phys. Fluids A, 1991, 3(5): 733-742.

[21] Ruff G A, Berkowitz B M. User's manual for the NASA Lewis ice accretion prediction code (LEWICE)[R]. NASA CR-185129, 1990.

[22] Shin J, Bond T H. Results of an icing test on a NACA0012 airfoil in the NASA Lewis icing research tunnel [R]. AIAA-92-0647, 1992.