

文章编号:1000-8055(2011)09-1953-11

模拟飞机迎风面三维积冰的数学模型

曹广州, 吉洪湖, 胡娅萍, 庞黎刚, 斯 仁, 冯晓星
(南京航空航天大学 能源与动力学院, 南京 210016)

摘 要: 针对飞机迎风面的积冰建立了三维积冰模型,给出了模型的求解方法和求解步骤.该模型不但可以模拟明冰积冰、霜冰积冰和不结冰三种情况下的冰层生长,还可以模拟未凝结水膜在冰层表面的流动,而且在求解过程中可以自动判断过冷水滴撞击到迎风面以后的积冰形态.利用该模型数值模拟了翼型与平板相正交而形成的简单三维结构上的积冰过程,并将所得结果中翼型上三维冰形的二维截面与美国航空航天局(NASA)的冰形进行了对比,获得了较好的一致性,证实了所建立的积冰模型是合理的.

关 键 词: 三维积冰; 积冰模型; 明冰; 霜冰; 薄水膜流动

中图分类号: V231.1

文献标志码: A

An icing model for simulating three dimensional ice accretion on the upwind surfaces of a plane

CAO Guang-zhou, JI Hong-hu, HU Ya-ping, PANG Li-gang,
SI Ren, FENG Xiao-xing

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

Abstract: A three-dimensional (3-D) icing model was built for the ice accretion on the upwind surfaces of the plane. The methods and steps for solving the model were also presented. The model can simulate both the ice accretion in the glaze ice, rime ice and no ice conditions and the water film flow on the ice surface. The model can also estimate which kind of ice accretion occurs when the super-cooled water droplets impinge on the surfaces. The 3-D ice accretion on airfoil-plane intersecting wall was simulated with the model. The two-dimensional (2-D) section of the 3-D ice on the airfoil was compared with National Aeronautics and Space Administration's (NASA's) ice shape. Good agreement proves the icing model is logical.

Key words: three-dimensional (3-D) ice accretion; icing model; glaze ice;
rime ice; shallow water film flow

当飞机穿过含有过冷水滴的云层时,撞击到迎风面上的过冷水滴会发生结冰现象,其中尤以机翼和发动机进口的结冰最为显著.机翼结冰会导致升力的下降和阻力的升高,发动机进口的结冰会导致其内部气动特性的恶化和推力的下降.若冰层脱落,还可能会打伤其它部件,造成更严重

的后果^[1].

过冷水滴撞击到迎风面以后有两种典型结冰形态:霜冰和明冰.当云层温度较低、液态水含量较低、飞行速度较慢时,倾向于结霜冰,即所有撞击到迎风面上的水滴瞬间全部凝结.反之,当环境温度较高、液态水含量较高、飞行速度较快时,倾

收稿日期:2010-10-21; 修订日期:2011-02-19

作者简介:曹广州(1981—),男,江苏赣榆人,博士生,主要从事航空发动机传热传质学研究.

向于结明冰,即撞击到结冰表面上的液态水只有一部分凝结成冰,而未凝结的水将在冰层表面流动并可能在流动过程中继续凝结。

数值模拟一直是研究结冰过程的重要手段,经过多年的研究,国外于上世纪80年代开发了很多二维结冰数值模拟软件,其中以美国的LEWICE软件^[2]最为典型。这些软件一般是围绕机翼结冰展开的,可以较好地模拟二维霜冰的结冰过程,但是对于二维明冰结冰的模拟都有一定的偏差,其主要原因是没有很好地处理明冰表面的水膜流动。传统的结冰模拟一般采用Messinger结冰模型^[3],该模型中假设某个控制体中未凝结的液态水全部流入“下游”的控制体中,这与实际情况不符,尤其对明冰“双角”附近流场有回流的地方更是如此。

对于三维明冰结冰,要利用Messinger模型进行模拟将更加困难:因为每个控制体的“上游”和“下游”都不是只有一个控制体,所以控制体中流进和流出的未凝结水的方向和流量都难以确定。为了模拟三维机翼上的结冰,传统做法是采用“半三维”的结冰模拟方法,其具体过程是:计算三维的流场和水滴撞击特性,并由流场结果计算出机翼表面的流线,沿流线方向重新划分结冰网格,这样每个控制体的“上游”和“下游”就只有一个控制体了,从而可以利用Messinger模型模拟出沿流线方向上的二维冰形,然后再利用这些二维冰形构建出整个机翼上的三维冰形。许多结冰软件都根据这种做法进行了升级,具有了三维模拟能力^[4-6]。显然,这种做法的计算量很大,尤其是对复杂的三维表面^[4],另外,它也只能模拟机翼上三维特征不明显的中间区域,无法模拟三维特征十分明显的翼根和翼尖等区域的结冰。

为了模拟翼根、翼尖、传感器探头以及发动机进口等三维特征明显的明冰结冰过程,需要发展相应的三维结冰模型,该模型必须能更好地处理明冰表面的水膜流动。Bourgault等^[7]假设冰层表面的水膜流动只受水膜表面拖曳力的影响,求解了水膜在冰层表面上的二维流动,之后对控制体整体进行质量和能量平衡分析,建立了结冰模型,该模型仍采用Messinger模型中的平衡温度的假设,即没有考虑水膜和冰层中的温度分布,模型求解时需要利用结冰相变与温度的相容关系。Myers等^[8]发展了一个考虑水膜流动的结冰模型,该模型基于润滑理论建立了薄水膜流动的动量方程和连续方程,并分别针对霜冰结冰和明冰结冰建

立了能量平衡方程,其中考虑了冰层和水膜中的温度梯度,之后利用该模型模拟了平板上的三维积冰,但到目前还没有利用该模型模拟飞机迎风面的积冰。

除了结冰模型外,结冰数值模拟还需要进行建模、网格划分、两相流场计算和冰形构建等相关工作。在三维结冰模拟中,这几项工作的难度和工作量都比较大,由于近年来相关领域商业软件的功能得到了很大的提升,因此很多研究者已开始充分利用这些软件来完成相关工作^[9-11]。

本文将根据飞机迎风面上明冰结冰的特点及冰层表面水膜流动的特点,建立能够较好地模拟水膜流动的三维积冰数学模型,并据此开发了三维结冰模拟程序。利用该程序数值模拟典型结构(三维翼型壁面与平板壁面相正交)上的三维结冰过程,模拟过程中分别采用ICEM软件和CFX软件进行网格划分和流场计算,三维冰形则采用自开发程序构建。之后将翼型壁面上远离角区的横截面上的二维冰形与美国航空航天局(NASA)相同条件下的试验结果和计算结果进行对比,以验证结冰模型的合理性。

1 结冰模型的基本假设

根据飞机迎风面积冰过程中的一些特点,提出三维结冰模型的几点基本假设:

1) 空气、水膜、冰层均作常物性处理;水凝结成冰时,物性参数瞬间转换为冰的物性参数;模拟过程中来流条件保持不变。

2) 由于冰层的生长速度较小,因此在结冰时间不是很长的情况下,冰层厚度比较小,一般在mm量级^[8]。

3) 由于水膜厚度和流动速度都很小,分别在0.0001m和0.1m/s量级甚至更小^[7,12],因此水膜流动视为层流。

4) 假设未结冰的液态水以连续水膜的形式平铺在冰层表面上^[8],水膜长度的量级约为0.1m。

5) 不考虑水膜的表面张力。

6) 由于过冷水滴的尺寸很小,一般在10 μ m量级,因此不考虑水滴撞击对水膜流动的影响。

7) 假设结冰发生在冰-水交界面上,此界面上的温度恒为结冰相变温度;不考虑水膜外表面的蒸发和冰表面的升华;基底表面(未结冰固体表面或已有冰层表面)上采用绝热边界。

8) 由于冰层的生长速度、水膜厚度的变化速度和水膜流动速度都很小,因此在每个结冰时间

步中都忽略积冰和水膜流动对两相流场的影响。

2 积冰模型的建立

首先建立积冰模型中所使用的贴体直角坐标系 x - y - z :其中 x - y 面建立在冰层表面上(对不结冰情况,在水膜下表面), z 轴沿冰层表面的外法线方向(即冰层的生长方向),起点在冰层表面上。以典型的明冰积冰为例,建立图 1 所示的积冰控制体,该控制体与两相流场近壁区第一层网格同高,控制体中包括冰层、流动水膜和空气/水滴两相流场三层结构。

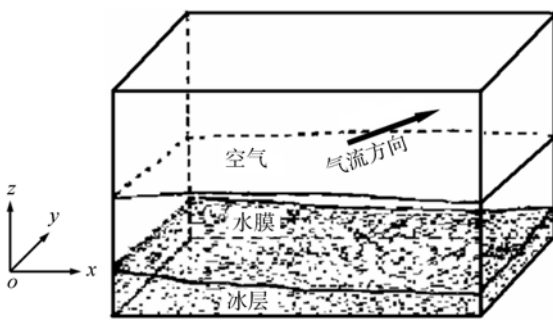


图 1 积冰控制体及坐标系

Fig. 1 Ice control volume and the reference frame

对该控制体在积冰过程中所包含的物理过程进行简单的分析,如图 2 所示。

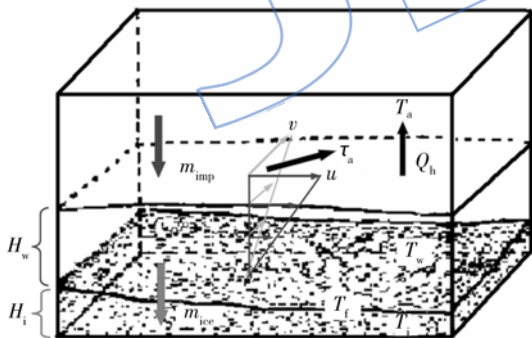


图 2 积冰控制体中的质量、动量和能量守恒示意图

Fig. 2 Mass, momentum and energy equilibrium in the ice control volume

控制体底部是冰层,其厚度为 H_i (m),其中的温度为 T_i (K);冰层之上是未凝结液态水形成的水膜,其厚度为 H_w (m),流动速度为 u , v 和 w (m/s),其中的温度为 T_w (K);水膜之上是两相流场,其温度为 T_a (K)。控制体处的局部水收集系数为 β ,即气-水界面上单位面积的过冷水滴质量

撞击率为 $m_{imp} = \beta \cdot \gamma_{lwc} \cdot U_\infty$,其中 γ_{lwc} (kg/m^3) 为来流中的液态水滴含量, U_∞ (m/s) 为来流速度,水膜在气流剪切力 τ_a (Pa) 的拖动下流动,水膜和气流间有对流换热 Q_h ,其表面传热系数为 h ($\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$);水-冰界面上有液态水凝结成冰,单位面积上的质量积冰率为 $m_{ice} = \rho_i (\partial H_i / \partial t)$,其中 ρ_i 是冰的密度,取 $\rho_i = 900 \text{ kg}/\text{m}^3$,积冰界面上的温度恒为结冰相变温度 T_i ,取 $T_i = 273.15 \text{ K}$ 。

积冰模型的核心任务是模拟冰层的生长过程,即确定冰层的生长速度。只要确定了冰层的生长速度,就可以获得每个时间步的冰层厚度并构建冰形。在明冰积冰时,未凝结水膜的流动会对积冰过程产生较大的影响,因此积冰模型还需要较好地模拟冰层表面的水膜流动。

控制体中的冰层生长速度主要取决于两个方面:一是其中的结冰能力;二是其中的液态水收集量。结冰能力主要由控制体中的能量传递过程决定,比如当气流温度较低、气-水界面上的对流换热能力较大时,控制体中的结冰能力就较大。液态水收集量包括控制体上表面的水滴撞击量和 x - y 面上水膜流动引起的进出量之差两个部分。当控制体中的结冰能力大于或等于水收集量时,该控制体中将发生霜冰积冰;当控制体中的结冰能力小于水收集量时,该控制体中将发生明冰积冰;而当控制体中的结冰能力为零时,其中将不发生积冰相变,即不结冰。

以下针对上述三种情况建立积冰模型,该积冰模型将同时考虑冰层的生长过程和未凝结水膜的流动过程两个方面。

2.1 冰层生长过程的模拟

冰层生长过程的模拟主要是确定每个积冰控制体中的冰层生长速度,即确定控制体中的冰层厚度随积冰时间的变化。

2.1.1 明冰积冰

明冰积冰时控制体中包括两相流、水膜和冰层三层。为了确定控制体中的冰层生长速度,下面分析其中的能量传递过程。由于本文采用 CFX 软件求解两相流场,其中的能量方程此处不再赘述,因此接下来先分析水膜和冰层中的能量传递过程,在此基础上再建立冰层的生长速度方程。

2.1.1.1 水膜流动的能量方程

由于水膜的厚度很小,其中的流动速度也很小,因此在每个积冰时间步中,都可以把水膜中的传热过程处理为稳态过程,满足能量方程

$$\frac{\partial(u_l T_w)}{\partial x_l} = a_w \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\frac{\partial T_w}{\partial x_l} \right) \quad (1)$$

式中 u 和 T_w 分别是水膜的流动速度和温度, a_w 是水的热扩散率, 取 $a_w = 1.3 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, 下标 l 代表方向, 即当 $l=1, 2, 3$ 时, $x_l = x, y, z$; $u_l = u, v, w$.

由于水膜的流动速度很小, 因此可以忽略对流项, 方程(1)简化为

$$\frac{\partial}{\partial x_l} \left(\frac{\partial T_w}{\partial x_l} \right) = 0 \quad (2)$$

又由于水膜厚度很小, 因此 $\frac{\partial^2}{\partial x^2} \sim \frac{\partial^2}{\partial y^2} \ll \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, 进一步舍去其中量级较小的各项, 从而得到水膜流动的能量方程

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial T_w}{\partial z} \right) = 0 \quad (3)$$

由于方程中已无对流项, 因此当前控制体中的水膜温度不受周围控制体中水膜温度的影响.

水-冰界面上的温度恒为结冰相变温度, 水-气界面上有对流换热和水滴撞击所引起的能量交换, 因此该方程的边界条件为

$$T_w|_{z=0} = T_f \quad (4)$$

$$-\lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial z} \Big|_{z=H_w} = h[T_w|_{z=H_w} - T_a] + m_{\text{imp}} c_{pw} [T_w|_{z=H_w} - T_\infty] - \frac{m_{\text{imp}} U_\infty^2}{2} \quad (5)$$

式中 λ_w 和 c_{pw} 分别是水的导热系数和比定压热容, $\lambda_w = 0.551 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$, $c_{pw} = 4212 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$, T_∞ 和 U_∞ 分别是来流温度和来流速度.

2.1.1.2 冰层中的能量方程

按照同样的方法, 可得冰层中的能量方程

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial T_i}{\partial z} \right) = 0 \quad (6)$$

冰-水界面的温度恒为结冰相变温度, 冰-基底界面采用绝热边界, 因此该方程的边界条件为

$$T_i|_{z=0} = T_f \quad (7)$$

$$\lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial z} \Big|_{z=-H_i} = 0 \quad (8)$$

式中 λ_i 是冰的导热系数, 取 $\lambda_i = 2.18 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$.

2.1.1.3 冰层的生长速度方程

冰-水界面上结冰所散发的潜热首先导入界面两侧的水膜和冰层中, 然后分别向气流和基底进一步传递, 因此控制体中的冰层生长速度主要取决于水膜和冰层中的传热能力. 由于水膜和冰层中的温度分布都只是自身厚度的函数, 因此冰层的生长速度可由下述 Stefan 条件决定

$$\frac{\partial H_i}{\partial t} = \frac{1}{\rho_i L_f} \left[\lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial z} - \lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial z} \right] \quad (9)$$

式中 L_f 是结冰相变潜热, 取 $L_f = 334400 \text{ J}/\text{kg}$.

2.1.2 不结冰

当控制体中的结冰能力为零时, 其中的冰层生长速度为零, 即冰层厚度不发生变化

$$\frac{\partial H_i}{\partial t} = 0 \quad (10)$$

虽然未凝结的液态水流到下游以后有可能会发生明冰结冰, 但是方程(3)表明控制体中的水膜温度不受上游控制体的影响, 因此此处可以不分析不结冰情况下未凝结水膜中的温度分布.

2.1.3 霜冰结冰

当控制体中的结冰能力足够大时, 其中将发生霜冰结冰, 即所有撞击到控制体中的液态水滴都凝结, 因此冰层生长速度可以表示为

$$\frac{\partial H_i}{\partial t} = \frac{m_{\text{imp}}}{\rho_i} \quad (11)$$

由于基底界面采用绝热边界, 因此当前时间步中的冰层温度不会影响下一时间步的结冰过程, 因此此处也可以不分析霜冰结冰情况下冰层中的温度分布.

以上给出了三种结冰情况下控制体中的冰层生长速度, 均是以冰层厚度 H_i 表达的偏微分方程, 通过积分即可获得每个时间步结束时控制体中的冰层厚度.

2.2 冰层表面水膜流动的模拟

对于明冰结冰或不结冰情况, 未凝结水膜将在冰层表面流动, 并且可能在流动到下游以后发生凝结, 因此下面需要分析结冰过程中的水膜流动情况. 水膜上表面可能有水滴撞击进入, 下表面可能有积水相变离开, 因此对结冰过程中水膜流动的模拟要同时兼顾以上各种可能.

2.2.1 考虑结冰和水滴撞击的水膜流动

连续方程

以未凝结水膜为对象, 考虑其在流动过程中的质量平衡

“上表面”有过冷水滴撞击进入, 其撞击量为

$$m_{\text{top}} = m_{\text{imp}} dx dy \quad (12)$$

“下表面”有水凝结成冰, 积冰量为

$$m_{\text{bot}} = \rho \frac{\partial H_i}{\partial t} dx dy \quad (13)$$

“左表面”和“右表面”分别有水膜流进和流出, 质量流量分别为

$$m_x = \rho_w \left(\int_0^{H_w} u dz \right) dy \quad (14)$$

$$m_{x+\Delta x} = m_x + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho_w \left(\int_0^{H_w} u dz \right) \right] dx dy \quad (15)$$

“前表面”和“后表面”也有水膜流进和流出,质量流量分别为

$$m_y = \rho_w \left(\int_0^{H_w} v dz \right) dx \quad (16)$$

$$m_{y+\Delta y} = m_y + \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho_w \left(\int_0^{H_w} v dz \right) \right] dx dy \quad (17)$$

控制体中水膜的质量变化率为

$$m_t = \rho_w \frac{\partial H_w}{\partial t} dx dy \quad (18)$$

根据质量守恒原理可得连续方程

$$\frac{\partial H_w}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\int_0^{H_w} u dz \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\int_0^{H_w} v dz \right) = \frac{m_{imp}}{\rho_w} - \frac{\rho_i}{\rho_w} \frac{\partial H_i}{\partial t} \quad (19)$$

式中 ρ_w 是水的密度: $\rho_w = 1000 \text{ kg/m}^3$. 该连续方程是以水膜厚度 H_w 为未知量进行表达的偏微分方程,其中还含有水膜的流动速度 u 和 v ,因此接下来需要建立水膜流动的动量方程.

2.2.2 水膜流动的动量方程

水膜流动主要受气流剪切力等因素的影响. 由于冰层的生长速度较小,在较小的时间段内,水膜表面附近的两相流场剪切力等都变化不大,因此在每个积冰时间步中,也可以把水膜流动视为稳态. 又由于水膜作常物性处理,其流动为层流,而且不考虑水滴撞击的影响,因此水膜流动满足不可压缩稳态层流 Navier-Stokes (N-S) 方程,其张量形式为

$$\frac{\partial (u_k u_l)}{\partial x_l} = - \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial x_k} + g_k + \nu \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} \right) \quad (20)$$

式中下标 k 和 l 均表示方向, ν 是水的运动黏度,取 $\nu = 1.78 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$.

采用与 2.1.1.1 节中相同的量级分析方法,可以得到水膜流动的动量方程

$$- \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial x} + g_x + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \quad (21)$$

$$- \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial y} + g_y + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = 0 \quad (22)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (23)$$

水膜流动在冰层表面上采用速度无滑移假设,水-气界面上的气流剪切力是水膜流动的主要

动力,因此该动量方程组的边界条件为

$$u|_{z=0} = 0 \quad (24)$$

$$\mu \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=H_w} = \tau_a \quad p|_{z=H_w} = p_a \quad (25)$$

式中 μ 是水的动力黏度, p_a 和 τ_a 分别是水膜上表面的气流压力和剪切力.

以上建立了描述过冷水滴撞击到飞机迎风面后发生积冰的数学模型,分别由方程(9)~(11)描述明冰积冰、不结冰和霜冰积冰情况下的冰层生长速度,由方程(19)和(21)~(23)描述未凝结水膜的流动情况.在明冰积冰时,还考虑了水膜和冰层中的温度,分别由方程(3)和(6)描述.冰层生长速度方程和水膜流动的连续方程中都有对积冰时间 t 的偏导数,因此可以模拟冰层生长和水膜流动的非稳态过程.

3 积冰模型的离散及求解

本节对积冰模型中的偏微分方程组进行离散,并对其中一些比较简单的方程进行求解.

离散过程中采用交错网格:在 x - y 面上,水膜流动速度 u 和 v 的控制体均与标量控制体有半个网格步长的错位,标量主要包括水膜厚度 H_w 、温度 T_w 和冰层厚度 H_i 和温度 T_i 等.当前标量控制体的标号为 (K, L) , u 控制体的标号为 (k, L) , v 控制体的标号为 (K, l) ,如图 3 所示.

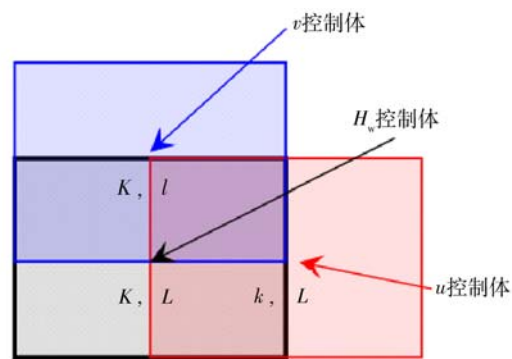


图3 交错网格示意图

Fig. 3 Staggered grid for H_w , u and v

3.1 冰层生长速度方程的求解

控制体中有液态水收集时才有可能产生积冰,因此对有过冷水滴撞击($m_{imp} > 0$)或者有水膜覆盖($H_w > 0$)的控制体求解冰层生长速度方程.

3.1.1 明冰积冰

对于有水膜覆盖的积冰控制体,沿水膜厚度方向积分能量方程(3)并带入相应的边界条件方

程(4)和(5),可得水膜中的温度分布

$$T_w = T_f + \frac{0.5 m_{\text{imp}} U_{\infty}^2 - h(T_f - T_a) - m_{\text{imp}} c_{pw}(T_f - T_{\infty})}{\lambda_w + (h + m_{\text{imp}} c_{pw}) H_w} z \quad (26)$$

同理,可得到冰层中的温度分布

$$T_i = T_f \quad (27)$$

由于水膜和冰层的厚度都很小,因此冰层生长方程(9)可以离散为

$$\frac{\rho_i (H_i - H_i^{\text{old}})}{\Delta t} L_f = \lambda_i \frac{T_i|_{z=0} - T_i|_{z=-H_i}}{H_i} - \lambda_w \frac{T_w|_{z=H_w} - T_w|_{z=0}}{H_w} \quad (28)$$

式中 H_i^{old} 是上一时间步结束时的冰层厚度,积冰时间步长取值较小: $\Delta t \sim 0.05 \text{ s}$.

分别将水膜和冰层上下表面的温度代入方程(28)可得明冰积冰情况下该时间步结束时控制体中的冰层厚度

$$H_i = H_i^{\text{old}} + \frac{\lambda_w}{\rho_i \cdot L_f} \cdot \frac{h(T_f - T_a) + m_{\text{imp}} c_{pw}(T_f - T_{\infty}) - 0.5 m_{\text{imp}} U_{\infty}^2}{\lambda_w + (h + m_{\text{imp}} c_{pw}) H_w} \cdot \Delta t \quad (29)$$

3.1.2 不结冰

积分方程(10)可得不结冰情况下该时间步结束时控制体中的冰层厚度

$$H_i = H_i^{\text{old}} \quad (30)$$

3.1.3 霜冰积冰

积分方程(11)可得霜冰积冰情况下该时间步结束时控制体中的冰层厚度

$$H_i = H_i^{\text{old}} + \frac{m_{\text{imp}}}{\rho_i} \Delta t \quad (31)$$

3.2 水膜流动方程组的离散和求解

水膜厚度和水膜速度是耦合的,下面首先求解动量方程以获得水膜流动速度,然后将其代入连续方程进而求解水膜厚度.

3.2.1 动量方程的求解

对于每个有水膜覆盖的积冰控制体,沿水膜厚度方向积分水膜流动的动量方程(21)~(23)并代入相应的边界条件方程(24)和(25),即可得到水膜中的速度和压力分布

$$u = \frac{\frac{\partial p}{\partial x} - \rho_w g_x}{2\mu} z^2 + \frac{\tau_{a,x} - \left[\frac{\partial p}{\partial x} - \rho_w g_x \right] H_w}{\mu} z \quad (32)$$

$$v = \frac{\frac{\partial p}{\partial y} - \rho_w g_y}{2\mu} z^2 + \frac{\tau_{a,y} - \left[\frac{\partial p}{\partial y} - \rho_w g_y \right] H_w}{\mu} z \quad (33)$$

$$p = p_a \quad (34)$$

3.2.2 连续方程的离散及求解

水膜厚度很小,此处将水膜中的速度分布方程(32)和(33)沿厚度方向积分然后取平均,从而得到水膜流动的平均速度

$$\bar{u} = \frac{1}{H_w} \int_0^{H_w} u dz = \frac{\tau_{a,x}}{2\mu} H_w - \frac{\frac{\partial p}{\partial x} - \rho_w g_x}{3\mu} H_w^2 \quad (35)$$

$$\bar{v} = \frac{1}{H_w} \int_0^{H_w} v dz = \frac{\tau_{a,y}}{2\mu} H_w - \frac{\frac{\partial p}{\partial y} - \rho_w g_y}{3\mu} H_w^2 \quad (36)$$

将水膜流动的连续方程用平均速度表示

$$\frac{\partial H_w}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u} H_w) + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v} H_w) = \frac{m_{\text{imp}}}{\rho_w} - \frac{\rho_i}{\rho_w} \frac{\partial H_i}{\partial t} \quad (37)$$

将该式在积冰控制体中进行离散,可得

$$\begin{aligned} & \frac{H_w - H_w^{\text{old}}}{\Delta t} \cdot \Delta s + \\ & [(\bar{u} \cdot H_w \cdot \Delta y)_{k,L} - (\bar{u} \cdot H_w \cdot \Delta y)_{k-1,L}] + \\ & [(\bar{v} \cdot H_w \cdot \Delta x)_{K,l} - (\bar{v} \cdot H_w \cdot \Delta x)_{K,l-1}] = \\ & \left[\frac{m_{\text{imp}}}{\rho_w} - \frac{\rho_i}{\rho_w} \frac{H_i - H_i^{\text{old}}}{\Delta t} \right] \Delta s \end{aligned} \quad (38)$$

式中 H_w^{old} 是上一时间步结束时的水膜厚度, Δs 和 Δx 和 Δy 分别是当前积冰控制体在 x - y 面内的面积和边长. 采用交错网格时, $\bar{u}$ 和 $\bar{v}$ 储存在积冰控制体的界面上,而水膜厚度 H_w 则储存在控制体的中心,因此本文利用 QUICK 延迟修正法^[13] 插值得到界面上的水膜厚度 H_w .

在求解水膜流动的过程中还有一点需要说明:由于明冰积冰一般发生在迎风面前缘较小的区域内,因此水膜一般也只存在于迎风面的前缘区域内;在气流剪切力的作用下,该水膜可能会向壁面的下游推进,在推进过程中存在一个流动前锋,该前锋把整个壁面分成两部分:湿区(有水膜覆盖)和干区(无水膜覆盖). 在壁面干区,由于连续性不能满足,方程(38)不再适用,因此数值求解时将在干区预设一层很薄的水膜^[14],这样方程(38)就适用于整个壁面;在求出水膜流动前锋的新位置后,再将水膜前锋下游的预设水膜去掉,这样就可以模拟水膜在整个壁面上的流动及推进过

程了。

4 积冰模型的求解步骤

对积冰模型制定图4所示求解步骤,该步骤可大致分成四个部分,即:

1) 设定初始条件

积冰模拟是从未结冰的光滑壁面开始的,因此初始条件为: $t=0$ 时, $H_i^{\text{old}}=0$, $H_w^{\text{old}}=0$ 。

2) 起始步的模拟

在积冰模拟刚开始进行时,并不知道迎风面上那些区域积哪种形态的冰。由于明冰积冰最具有典型性,因此进行初始步的模拟时,假设所有含有水滴撞击的控制体中均是明冰积冰,由方程(29)求出冰层厚度 H_i 。

若所得 H_i 满足 $0 \leq H_i \leq m_{\text{imp}} \cdot \Delta t / \rho_i$, 则表明控制体中是明冰积冰,其中 $H_i=0$ 代表明冰积冰

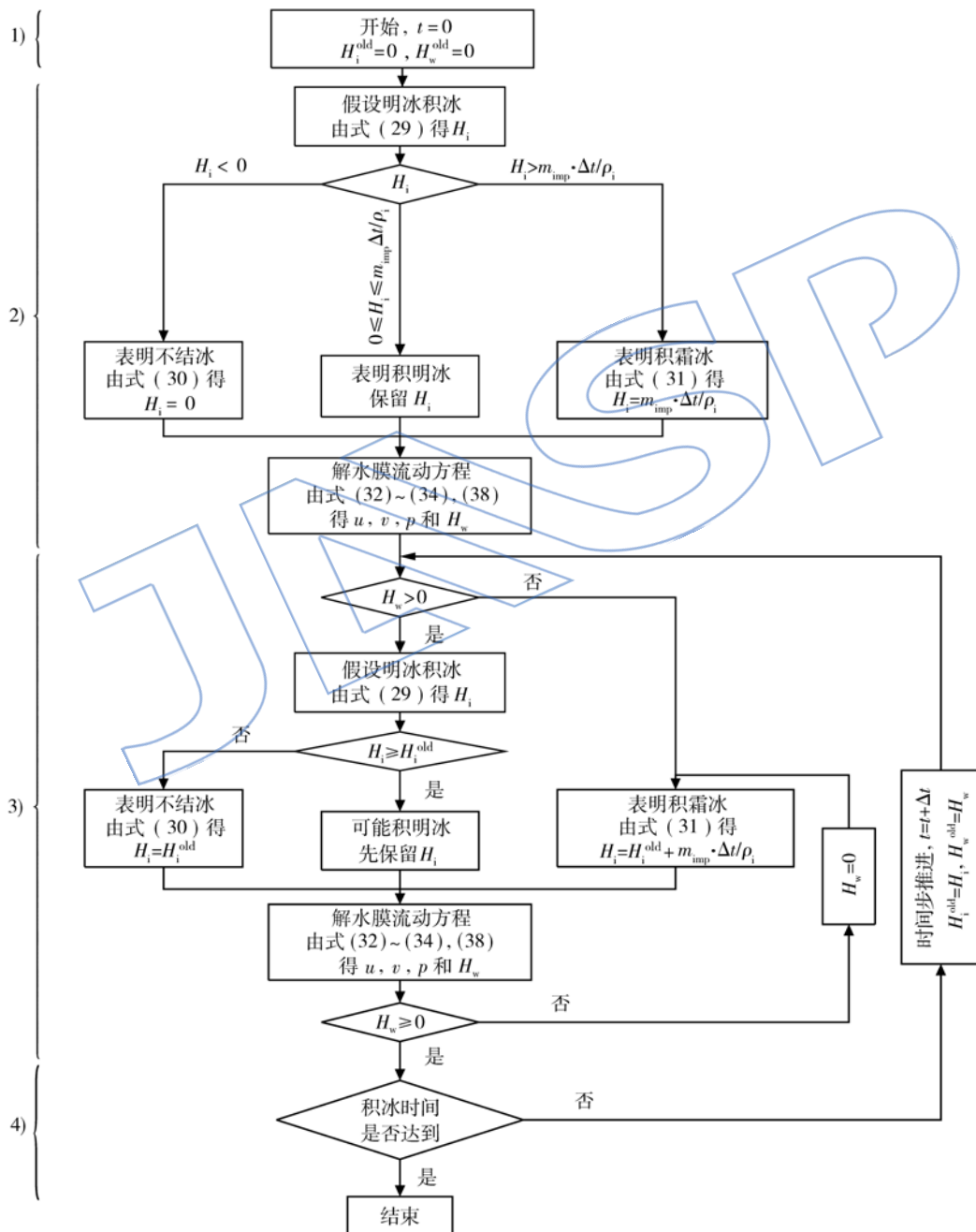


图4 积冰模型的求解步骤

Fig. 4 Steps for solving the icing model

量刚好为零,是明冰积冰的下限,即明冰积冰向不结冰转变的过渡状态,而 $H_i = m_{\text{imp}} \cdot \Delta t / \rho_i$ 则代表所有撞击进来的液态水刚好全部凝结,是明冰积冰的上限,即明冰积冰向霜冰积冰的过渡状态.若所得 $H_i < 0$,则表明控制体中并无积冰,此时由方程(30)可得 $H_i = 0$.若所得 $H_i > m_{\text{imp}} \cdot \Delta t / \rho_i$,则表明控制体中是霜冰积冰,此时由方程(31)可得 $H_i = m_{\text{imp}} \cdot \Delta t / \rho_i$.

利用以上所确定的积冰量,模拟未凝结水膜在冰层表面上的流动,得到每个控制体中的水膜厚度 H_w .

3) 后继步的模拟

在第一步模拟结束后,初步得到了迎风面上冰层和水膜的分布情况,在此之后的计算中,都认为上一步结束时没有水膜覆盖的控制体中将发生霜冰积冰,而有水膜覆盖的将发生明冰积冰,分别由方程(31)和(29)求出冰层厚度 H_i .

对于有水膜覆盖的控制体,若所得 $H_i < H_i^{\text{old}}$,则表明其中不是明冰积冰.造成这种情况的原因是来流能量(T_∞, U_∞ 和 m_{imp})过大,导致控制体中的结冰能力为零甚至为负.此时可能有两种情况:其一,若 $H_i^{\text{old}} = 0$,则表明控制体中一直都没有结冰,由方程(30)可得 $H_i = H_i^{\text{old}}$ (即 $H_i = 0$);其二,若 $H_i^{\text{old}} > 0$,则表明该时间步中冰层厚度减小了,即过大的来流能量融化了原有冰层,但是,若积冰模拟时的来流条件保持不变(事实上,绝大多数的积冰模拟均做此处理,本文也如此处理),则这种情况不会出现.

利用所得 H_i 值,进一步模拟冰层表面的水膜流动,得到每个控制体中的 H_w 值.若所得 $H_w \geq 0$,则表明该控制体中确实是明冰积冰,若所得 $H_w < 0$,则表明该控制体在该时间步结束时并无水膜,即控制体中的结冰能力大于其中的水收集量,因此认为其中是霜冰积冰,利用方程(31)重新确定冰层厚度 H_i ,由于各控制体中的水膜厚度是相互关联的,因此此时需要利用新确定的 H_i 值重新模拟冰层表面的水膜流动.

$H_w < 0$ 的情况发生在水膜流动前锋处的一个或一排控制体中,即当水膜向下游干区表面推进时,发生在水膜边缘的干区控制体中,该控制体中刚有少量水膜流进,加上本时间步的撞击水量,仍然不足以抵消较大的结冰能力而形成剩余水膜;当水膜向湿区内部收缩时(比如双角明冰的角区之后流场产生回流的地方),发生在水膜前锋的湿区控制体中,该控制体中原有的水量加上本时

间步的撞击水量,也不足以抵消较大的结冰能力而形成剩余水膜.

4) 时间推进

若模拟时间达不到积冰总时间,则积冰时间步推进,继续求解步骤3),构成数值模拟过程的循环.

5 算例验证及结果分析

5.1 模型及结冰参数

为了验证本文积冰模型的合理性,对图5所示翼型-平板两相交壁面上的三维积冰过程进行模拟.其中翼型 Wall-a 采用 NACA0012 翼型面,弦向沿笛卡儿坐标系的 X 轴,弦长为 $c=300\text{mm}$,展向沿 Z 轴,展长为 $L=c$;平板面 Wall-b 与翼型面相垂直,这两个壁面相交形成了典型的三维特征,可以模拟机翼-机身以及发动机中的支板-整流罩等结构;Symmetry 面是对称面.翼型面上游取半径为 $3c$ 的半圆形域,下游取 $6c \times 5c$ 的矩形域.

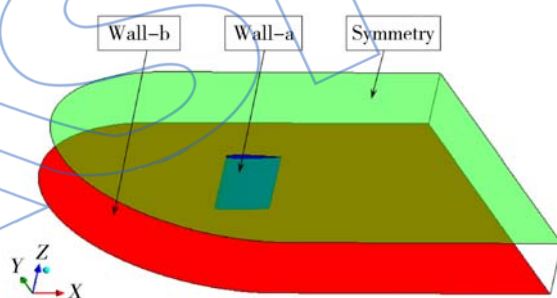


图5 三维模型示意图

Fig. 5 Sketch of the three-dimensional model for ice simulation

本文将取翼型上端 Symmetry 面上的二维冰形截面与 NASA 的 Ruff 等^[2]通过试验和计算所得的二维冰形进行对比,该截面上的流场受平板壁面的影响较小,具有较好的二维性.为了对比,建模时所选用的翼型型面和弦长以及计算中采用的边界条件和结冰参数(见表1)都与 Ruff 等所采

表1 边界条件及结冰参数

Table 1 Boundary conditions and icing weather conditions

飞行速度 $U_\infty / (\text{m/s})$	环境压力 T_∞ / K	液态水含量 $\gamma_{\text{wv}} / (\text{g/m}^3)$	过冷水滴直径 $d / \mu\text{m}$
129.46	260.55	0.5	20

用的参数相同,模拟过程中暂时也不考虑重力的影响。

5.2 数值模拟过程

积冰的数值模拟包括建模和网格划分、两相流场和水滴撞击特性计算、冰层生长和水膜流动模拟、冰形构建等几个模块的循环。积冰模型主要是模拟冰层生长和水膜流动;在求解积冰模型之前,本文分别利用 ICEM 软件和 CFX 软件对计算域进行网格划分和两相流场计算,为积冰模型提供所需要的水撞击率 m_{imp} 、气流压力 p_a 、剪切力 τ_a 以及表面传热系数 h 等参数;在求解积冰模型后,利用自开发程序进行三维冰形构建,然后利用商业软件 UG 更新固体边界以进行下一个时间步的循环。由于篇幅的限制,除积冰模型之外的其它几个部分的工作将另撰文章详述。图 6 所示是两壁面上的网格和计算域的边界类型。

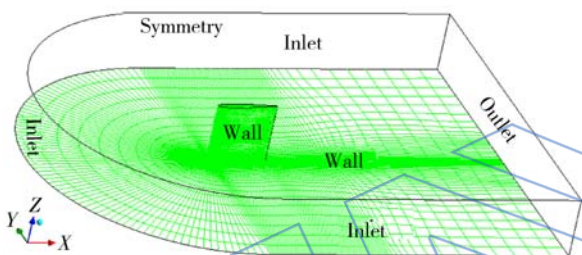


图 6 壁面上的网格及计算域边界类型示意图

Fig. 6 Mesh on the walls and the b. c. types of the domain

5.3 结果及分析

5.3.1 二维冰形的对比

图 7 是 Symmetry 面上的二维冰形截面与 NASA 的 Ruff 等在相同条件下试验和计算结果的对比,模拟时间都是 120 s。图中 Wall-a 是未结冰前的翼型壁面,Present 是利用本文积冰模型模拟所得结果,Ruff simulation 和 Ruff experimental 分别是 Ruff 等的计算结果和试验结果。从图中可以看出,本文模拟所得二维冰形的大致趋势与 Ruff 相同,但局部细节略有不同:冰形前缘的“双角”更明显,而冰形后部的积冰量略小。这说明本文建立的积冰模型是合理的,不过需要进一步的完善。

5.3.2 三维冰形的分析

图 8 是两壁面上的三维冰形图,其中图 8(b)是图 8(a)中红线框部分的局部放大。可以看出,

两个壁面上均有积冰,角区的积冰具有明显的三维特征。在翼型面上,根部的积冰量较少且冰形呈规则的近流线型;随着高度 Z 的增加,积冰量和积冰范围都急剧增加,当高度 $Z \approx 8 \text{ mm}$ 时二者都达到最大值,并开始向“双角”状冰转变;在此高度之上的积冰均为典型“双角”冰,而且积冰量和冰形都不再随高度变化。平板壁面上的积冰大多分布在翼型壁面的两侧附近,尤其在驻点附近的积

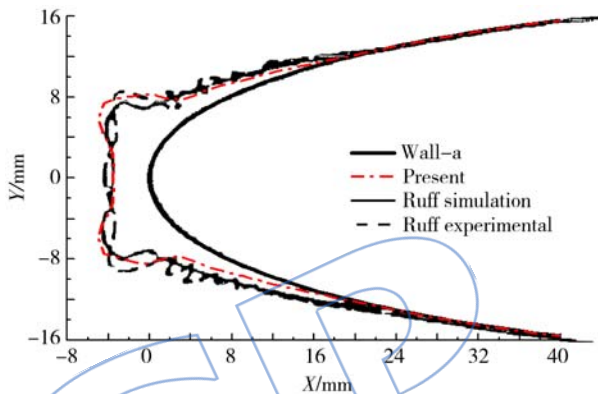


图 7 二维冰形与 NASA 结果的对比

Fig. 7 Two-dimensional ice shape versus NASA's results

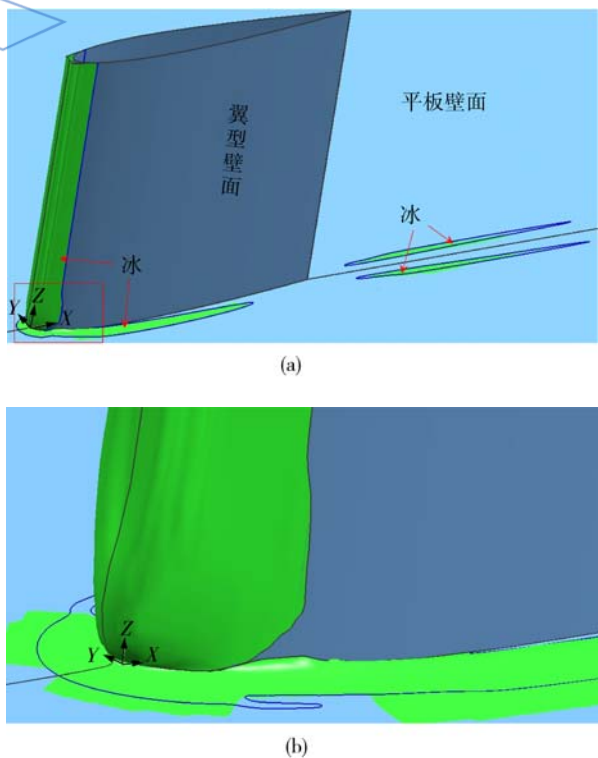


图 8 三维冰形图

Fig. 8 Three-dimensional ice shape

冰量最大,在翼型的下游也有一些积冰。

图 9 是三维冰形及冰层表面水膜图,其中图 9(b)是图 9(a)中红线框部分的局部放大。从图中可以看出,平板壁面上并无水膜覆盖,是霜冰积冰;翼型壁面上既有霜冰积冰也有明冰积冰:其根部较小高度范围内($Z \approx 0 \sim 8 \text{ mm}$)没有水膜,是霜冰积冰;在此高度之上,冰形前缘有水膜覆盖,是典型的“双角”状明冰积冰,而明冰下游则又过渡到霜冰积冰。

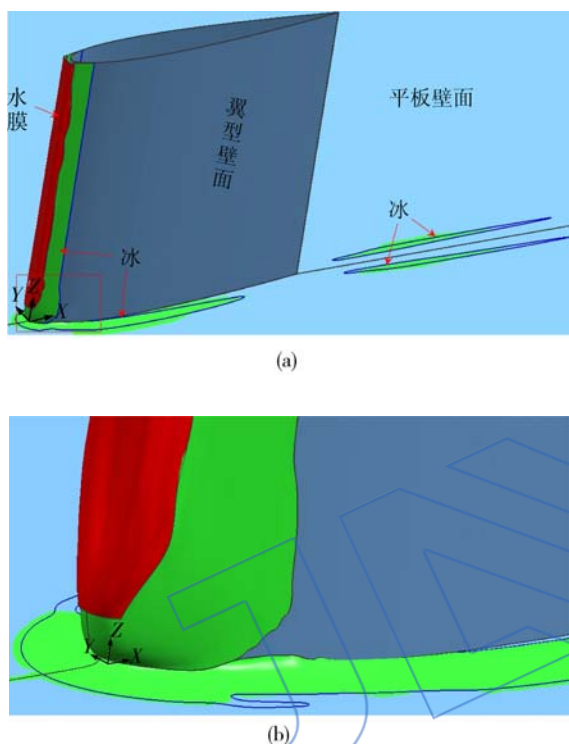


图 9 冰形及冰层表面水膜图

Fig. 9 Ice and the water film on ice

5.3.3 积冰过程

图 10 所示是冰形生长过程图,其中图 10(a)和图 10(b)分别是 Symmetry 面上和从两壁面相交处正视的积冰生长过程,每种颜色代表积冰时间每推进 10 s 后的冰形。从 Symmetry 面上看,由于冰形前缘部分是典型的明冰积冰,因此随着时间的推进,冰形逐渐由规则的近流线型向明显的“双角”状转变;明冰下游是典型的霜冰积冰,因此冰形一直都比较规则,而且随着时间的推进,其积冰量逐渐趋于稳定,这表明冰形后半部分逐渐进入遮蔽区^[1]。从两壁面相交处看,虽然翼型根部和平板上都是霜冰积冰,但冰形一直都呈现明显的三维特征。

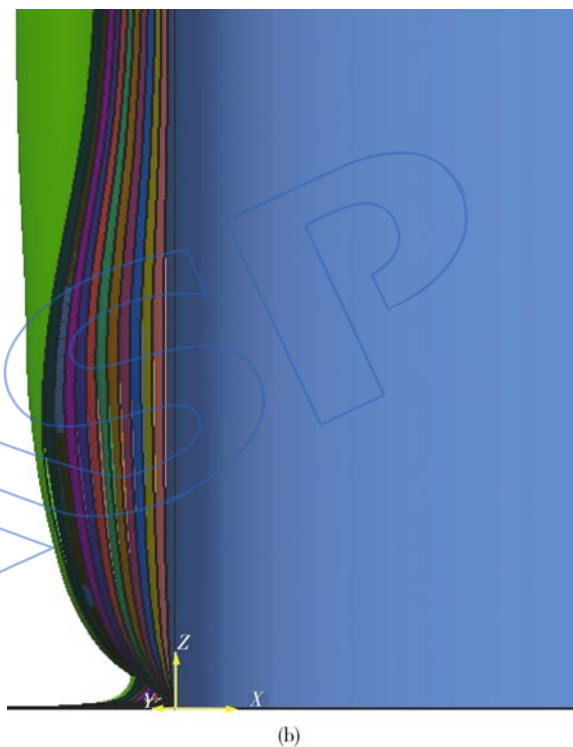
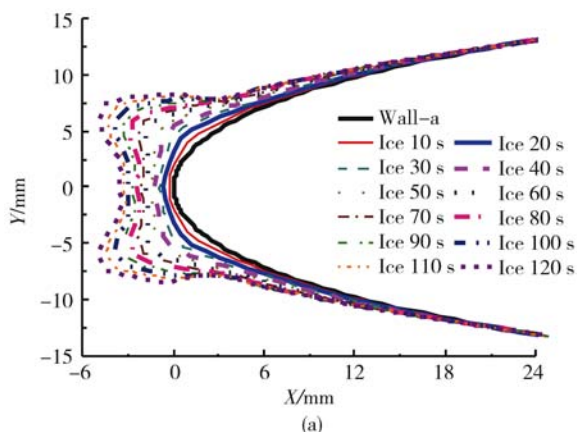


图 10 冰形生长过程图

Fig. 10 Ice accretion process

6 结 论

本文根据三维积冰及冰层表面薄水膜流动的特点,发展了相应的积冰模型。利用该模型模拟了翼型-平板两相交壁面在典型积冰条件下的三维积冰过程,并将所得三维冰形中的二维冰形截面与 NASA 的冰形进行了对比。通过研究,可以得到以下结论:

1) 本文的积冰模型综合了明冰积冰、霜冰积冰和不结冰三种情况,考虑了水滴撞击、水膜流动和积冰相变等物理过程,不仅能模拟明冰和霜冰冰层的非稳态生长过程,而且还能模拟冰层表面的薄水膜流动。

2) 翼型-平板两壁面上的积冰都呈现典型的三维特征,尤其在两壁面相交处.平板上的积冰主要分布在翼型的两侧附近.翼型根部较小高度范围内的积冰量较小且冰形规则;随着高度的增加,积冰量迅速增加,冰形也向“双角”状转变;在根部以上,积冰量和冰的“双角”状都不再随高度变化.

3) 翼型-平板两壁面上的积冰形态不同:平板上是典型的霜冰积冰,冰层表面没有水膜;翼型上同时有霜冰积冰和明冰积冰,其根部较小高度范围内是霜冰,在此高度之上,冰形前缘是“双角”状明冰,而明冰下游则又过渡到霜冰.

4) 将模拟结果中翼型上端 Symmetry 面上的冰形截面与 NASA 的二维冰形进行了对比,获得了良好的一致性,证明了本文所发展的三维积冰模型是合理的,据此所开发的积冰模拟程序也是可行的.

参考文献:

- [1] 袁燮纲,韩风华.飞机防冰系统[M].北京:航空专业教材编审组,1996.
- [2] Ruff G A, Berkowitz B M. User's manual for the NASA Lewis ice accretion prediction code(LEWICE)[R]. NASA CR-185129, 1990.
- [3] 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.
- [4] Hedde T, Guffond D. Development of a three-dimensional icing code, comparison with experimental shapes[R]. AIAA-1992-0041, 1992.
- [5] Potapczuk M G, Bidwell C S. Numerical simulation of ice growth on a MS-317 swept wing geometry[R]. AIAA-1991-0263, 1991.
- [6] Hedde T, Guffond D. Improvement of the ONERA 3D icing code, comparison with experimental shapes[R]. AIAA-1993-0169, 1993.
- [7] Bourgault Y, Beaugendre H, Habashi W G. Development of a shallow-water icing model in FENSAP-ICE[R]. AIAA-1999-0246, 1999.
- [8] 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.
- [9] Da Silveira R A, Maliska C R, Estivam D A, et al. Evaluation of collection efficiency methods for icing analysis[R]. Sao Paulo: Proceedings of 17th International Congress of Mechanical Engineering, 2003.
- [10] Wirogo S, Srirambhatla S. An Eulerian method to calculate the collection efficiency on two and three dimensional bodies[R]. AIAA-2003-1073, 2003.
- [11] 卜雪琴, 林贵平. 基于 CFD 的水收集系数及防冰表面温度预测[J]. 北京航空航天大学学报, 2007, 33(10): 3810-3813.
- [12] BU Xueqin, LIN Guiping. Predictions of collection efficiency and anti-icing surface temperature[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2007, 33(10): 3810-3813. (in Chinese)
- [13] 王福军. 计算流体力学分析[M]. 北京: 清华大学出版社, 2006.
- [14] Moriarty J A, Schwartz L W, Tuck E O. Unsteady spreading of thin liquid films with small tension[J]. Physics of Fluids, 1991, 3(5): 733-742.