

文章编号:1000-8055(2011)03-0570-06

粗糙壁面表面传热数值计算比较

杨胜华, 林贵平, 宋 馨

(北京航空航天大学 航空科学与工程学院, 北京 100191)

摘 要: 为了计算冰形模拟中的表面传热系数,给出了三种粗糙壁面表面传热系数计算方法,即传统的边界层积分法、基于 $k-\epsilon$ 湍流模型及标准壁面函数的计算方法($k-\epsilon$ 法)和基于 Spalart-Allmaras 湍流模型在粗糙壁面扩展的计算法(S-A 扩展法). 计算了直径为 15 cm、表面等效沙粒粗糙高度为 1.35 mm 的圆柱,在 Re 分别为 8.8×10^5 , 2.8×10^5 和 4.8×10^4 时的表面传热系数. 结果表明 S-A 扩展法与边界层积分法具有相同的趋势,在驻点附近表现出了层流特征,并与试验值吻合. 在随后的湍流区域中预测值均偏大,但 S-A 扩展法相对更接近试验值. 而 $k-\epsilon$ 法在驻点附近预测值偏大.

关 键 词: 壁面粗糙度; 表面传热系数; 数值计算; 飞机结冰; 湍流

中图分类号: V211.3

文献标识码: A

Comparative study on the numerical computation of convective heat transfer over rough surfaces

YANG Sheng-hua, LIN Gui-ping, SONG Xin

(School of Aeronautics Science and Engineering,

Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: To compute the convective heat transfer coefficient in the ice shape simulation process, three different methods that take wall roughness into account were presented, namely, the traditional integral boundary layer (IBL) method, a method based on $k-\epsilon$ turbulence model plus standard wall function ($k-\epsilon$ method) and a method based on extension of the Spalart-Allmaras turbulence model (S-A method). The convective heat transfer coefficients were calculated for a 15 cm diameter cylinder with an equivalent sand grain roughness height of 1.35 mm under Reynolds numbers of 8.8×10^5 , 2.8×10^5 and 4.8×10^4 respectively. Comparisons show that IBL and S-A method have the same trends. Near the stagnation point, the predicted results show laminar features, and coincide with experimental data. Both methods overpredict the heat transfer in the following turbulent region, but S-A method agrees better with the experiment. The $k-\epsilon$ method overpredicts the heat transfer near stagnation region.

Key words: wall roughness; convective heat transfer coefficient; numerical computation; aircraft icing; turbulence

飞机结冰是影响飞行安全的一个重要因素. 结冰可使飞机的升力减小、阻力增大、失速攻角减小以及操纵性降低,严重时可直接导致坠机. 因此,在飞机设计过程中就需要对结冰后的气动性

能进行研究. 获得冰形的方法包括冰风洞试验、结冰试飞以及数值模拟等. 相比试验,数值模拟具有成本低廉、不受气象条件影响等优势.

冰形的计算大多基于 Messinger 的质量和能

收稿日期:2009-12-26; 修订日期:2010-03-03

作者简介:杨胜华(1981—),男,湖南道县人,博士生,主要研究方向为飞机防冰技术.

量守恒模型^[1],其中最主要的两项热流是周围空气对水滴(液膜)的冷却,以及水蒸发所带走的热量.对流项主要涉及表面传热系数的计算,蒸发项往往通过比拟理论,建立传质系数与表面传热系数的关系,最终转化为表面传热系数的求解.过冷水滴结冰后,结冰表面将变得粗糙,并会增强对流换热,因此需要研究粗糙壁面的表面传热系数的计算问题.

目前冰形模拟中粗糙壁面表面传热系数的计算方法主要是边界层积分法^[2-5],边界层积分法是在过去计算资源有限,求解 Navier-Stokes (N-S) 方程太过昂贵的背景下产生的.它的流场一般由无黏的势流模型求出,边界层由驻点开始,分为层流区和湍流区,转捩点由基于等效沙粒粗糙高度的经验公式确定.该方法的优点是计算量较小,对于二维简单表面有较好的准确度,且有较成熟的工业应用,经典的冰形模拟软件如 LEWICE^[2], CANICE^[4]等都使用边界层积分法计算表面传热系数.但势流模型对于复杂形状的流场难以准确模拟,边界层积分法的特点使得它不适于三维情况的计算.

随着计算机及计算流体动力学(CFD)的发展,求解雷诺平均的 N-S 方程已不再困难,因此使用 CFD 方法求解表面传热系数越来越普遍^[6]. FLUENT^[7]可以使用 $k-\epsilon$ 湍流模型结合粗糙壁面函数来计算表面传热系数,该方法计算简便,同时能适用于三维情况.但该方法要求贴壁网格中心至壁面的距离大于壁面粗糙高度,这使得解是网格相关的,而非网格无关.并且该限制条件与壁面函数对数率的适用条件($30 < y^+ < 300$)在某些情况下往往冲突,从而可能造成计算误差.

近年来,还有一些研究学者提出了一些新的湍流模型扩展或壁面函数^[8-11],以适应粗糙壁面的计算,这些模型一般还尚未包含在通用 CFD 软件中.其中 Spalart 提出的 Spalart-Allmaras (简称 S-A)湍流模型扩展,主要针对航空领域空气动力学,具有计算简单、与试验结果吻合较好等优点. S-A 是一个低雷诺数湍流模型,与光滑壁面一样,粗糙壁面也无需壁面函数,而是基于等效沙粒粗糙高度,通过对壁面条件进行做相应的修改来模拟粗糙度带来的影响.本文将研究:①边界层积分法;② $k-\epsilon$ 湍流模型结合粗糙壁面函数法(简称 $k-\epsilon$ 法);③ S-A 湍流模型在粗糙壁面的扩展方法(简称 S-A 扩展法)三种方式计算表面传热系数的情况.

1 数学模型

1.1 边界层积分法

边界层积分由驻点开始积分,从驻点至转捩点认为是层流,转捩点之后为湍流区域.转捩的标准为表面当地的粗糙雷诺数 Re_k 大于 600^[3]

$$Re_k = \frac{u_e k_s}{\nu} \geq 600 \quad (1)$$

式中 k_s 为等效沙粒粗糙高度, u_e 为边界层外边界的速度,由势流方程或无黏的欧拉方程求得.

边界层动量厚度由下两式计算:

$$\theta_{lam}(s) = \frac{0.664\nu^{0.5}}{u_e^{2.84}} \left(\int_0^s u_e^{4.68} ds \right)^{0.5} \quad (2)$$

$$\theta_{turb}(s) =$$

$$\left[\frac{0.0156\nu^{0.25}}{u_e^{4.11}} \int_{s_{tr}}^s u_e^{3.86} ds + \theta_{lam}^{5/4}(s_{tr}) \left(\frac{u_{e,tr}}{u_e} \right)^{4.11} \right]^{0.8} \quad (3)$$

式中 ν 为流体的运动黏度, s_{tr} 为转捩点位置,由式(1)确定.

驻点的表面传热系数单独计算

$$h_{stag} = \frac{\lambda_{stag}}{c} \cdot$$

$$\left[0.246 \frac{u_{\infty} c}{\nu_{\infty}} \frac{d(u_e/u_{\infty})}{d(s/c)} \bigg|_{s=s_{stag}} \right]^{0.5} \quad (4)$$

式中 c 为机翼弦长, u_{∞} 为自由流速度, λ 为流体的导热系数.

从驻点至转捩点的层流区域,表面传热系数根据 Smith 和 Spaulding 的计算式^[2]确定

$$h_{lam}(s) = 0.296 \frac{\lambda}{\sqrt{\nu}} \left[u_e^{-2.88} \int_0^s u_e^{1.88} ds \right]^{-1/2} \quad (5)$$

如果当地为湍流,表面传热系数由下式计算:

$$h_{turb}(s) = St \rho u_e c_p \quad (6)$$

$$St = \frac{c_f/2}{Pr_t + \sqrt{c_f/2}(1/St_k)} \quad (7)$$

Pr_t 一般取为常数 0.9. St_k 由下式计算:

$$St_k = 1.156 (u_e k_s / \nu)^{-0.2} \quad (8)$$

剪切速度 u_{τ} 为

$$u_{\tau} = u_e \sqrt{c_f/2} \quad (9)$$

表面摩擦系数 c_f 由下式计算:

$$\frac{c_f}{2} = \frac{0.168}{[\ln(864\theta_{turb}/k_s)]^2} \quad (10)$$

1.2 $k-\epsilon$ 湍流模型+壁面函数

表面传热系数由下式求得:

$$h = \frac{q}{T_w - T_{\infty}} \quad (11)$$

式中 T_w 为壁面温度, q 为表面换热热流密度.

在层流区域

$$q = \lambda_f \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{\text{wall}} \quad (12)$$

在湍流区域, 定义

$$T^* \equiv \frac{(T_w - T_p) \rho c_p C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{q} \quad (13)$$

温度壁面律为

$$T^* = \begin{cases} Pr y^* & (y^* < y_T^*) \\ Pr_t \left[\frac{1}{\kappa} \ln(E y^*) + P \right] & (y^* > y_T^*) \end{cases} \quad (14)$$

速度壁面律为

$$U^* = \begin{cases} y^* & (y^* < 11.225) \\ \frac{1}{\kappa} \ln(E y^*) - \Delta B & (y^* \geq 11.225) \end{cases} \quad (15)$$

$$U^* \equiv \frac{u_p C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\tau_w / \rho} \quad (16)$$

$$y^* \equiv \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p}{\mu} \quad (17)$$

其中 k_p 为 p 点的湍流动能, p 点即贴壁网格的中心点, y_p 为 p 点到壁面的距离, u_p 为 p 点的时均速度, τ_w 为壁面剪切应力, μ 为流体的动力黏度, ρ 为流体的密度, T_p 为 p 点的温度, $\kappa = 0.4187$, $E = 9.793$, Pr_t 为湍流 Prandtl 数 ($= 0.85$), y_T^* 为温度壁面律(14)上下两式的交点.

光滑壁面的 P 函数由 Jayatilleke 公式计算

$$P = 9.24 \left[\left(\frac{Pr}{Pr_t} \right)^{3/4} - 1 \right] \cdot [1 + 0.28 e^{-0.007 Pr / Pr_t}] \quad (18)$$

粗糙表面由下式计算:

$$P_{\text{rough}} = 3.15 Pr^{0.695} \cdot \left[\left(\frac{1}{E'} - \frac{1}{E} \right)^{0.359} + \left(\frac{E'}{E} \right)^{0.6} P \right] \quad (19)$$

$$E' = E / f_\tau \quad (20)$$

式(15)中的 ΔB 反映了粗糙度的影响, ΔB 可用下式表示:

$$\Delta B = \frac{1}{\kappa} \ln f_\tau \quad (21)$$

对于均匀粗糙颗粒的情形, ΔB 通常与无量纲粗糙度 K_s^+ 相关

$$K_s^+ = \rho k_s C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} / \mu \quad (22)$$

根据 K_s^+ 的不同, 可分为三个区域: 光滑区 ($K_s^+ \leq 2.25$)、过渡区 ($2.25 < K_s^+ \leq 90$) 和粗糙区 ($K_s^+ > 90$). 在光滑区 $\Delta B = 0$, 但在冰形模拟中, 绝大部分情况属于粗糙区, ΔB 的计算式为

$$\Delta B = \frac{1}{\kappa} \ln(1 + C_s K_s^+) \quad (23)$$

C_s 与粗糙度的类型有关, 对于均匀沙粒粗糙度, 且使用 $k-\epsilon$ 湍流模型计算时, C_s 可取为 0.5.

1.3 Spalart-Allmaras 湍流模型扩展

Aupoix 和 Spalart^[11] 分别提出了 S-A 湍流模型的两种扩展, Boeing 扩展和 ONERA (Office National d'Études et de Recherches Aéronautiques) 扩展, 来考虑壁面粗糙度的影响. 两种扩展的计算结果基本一致, 在此采用 Boeing 扩展.

在最初的 Spalart-Allmaras 湍流模型^[12] 中, 雷诺时均 Navier-Stokes 方程的雷诺应力由下式求得:

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (24)$$

其中

$$\begin{cases} \mu_t = \rho \tilde{\nu} f_{v1}, & f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^6}, \\ \chi \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \end{cases} \quad (25)$$

$\tilde{\nu}$ 由输运方程给出

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \tilde{\nu}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \tilde{\nu} u_i) = \\ C_{b1} \rho \tilde{S} \tilde{\nu} - C_{w1} \rho f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 + \\ \frac{1}{\sigma_v} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \rho \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right] + C_{b2} \rho \left(\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right)^2 \right\} \end{aligned} \quad (26)$$

$$\tilde{S} \equiv S + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2} \quad (27)$$

$$f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \quad (28)$$

其中 C_{b1} 和 κ 为常数, d 是网格点到壁面的距离, S 的定义如下:

$$\begin{cases} S \equiv \sqrt{2 \Omega_{ij} \Omega_{ij}} \\ \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \end{cases} \quad (29)$$

函数 f_w 为

$$f_w = g \left[\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right]^{1/6} \quad (30)$$

$$\begin{cases} g = r + C_{w2} (r^6 - r) \\ r \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} \kappa^2 d^2} \end{cases} \quad (31)$$

该模型中各常数的值为

$$C_{b1} = 0.1355, \quad C_{b2} = 0.622,$$

$$\sigma_v = 2/3, \quad C_{v1} = 7.1, \quad \kappa = 0.4187,$$

$$C_{w1} = C_{b1} / \kappa^2 + (1 + C_{b2}) / \sigma_v,$$

$$C_{w2} = 0.3, \quad C_{w3} = 2.0.$$

粗糙壁面的 S-A 湍流模型做了如下改变:

首先 d 函数变为

$$d = d_{\min} + 0.03k_s \quad (32)$$

其次,壁面上边界条件不再是 $\bar{v} = 0$, 而是

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial n} = \frac{\bar{v}}{d} \quad (33)$$

最后

$$\chi \equiv \frac{\bar{v}}{\nu} + C_{r1} \frac{k_s}{d} \quad (34)$$

相应地

$$f_{v2} = 1 - \frac{\bar{v}}{\nu + \bar{v}f_{v1}} \quad (35)$$

常数 C_{r1} 取为 0.5.

求解表面传热系数还需求解能量方程以获得温度分布

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i}[u_i(\rho E + p)] = \\ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\lambda + \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i(\tau_{ij})_{\text{eff}} \right] \end{aligned} \quad (36)$$

式中 E 为流体的总能, $u_i(\tau_{ij})_{\text{eff}}$ 项代表了黏性扩散. 最后, 表面传热系数可由式(11)和(12)求得.

2 结果及验证

算例的计算条件取自文献[13], 计算对象为二维圆柱, 其直径 $d = 15 \text{ cm}$, 边界条件为等壁温 $T_w = 320 \text{ K}$, 环境温度 T_∞ 为 300 K , 三种不同 Re 数分别为 8.8×10^5 , 2.8×10^5 和 4.8×10^4 , 等效沙粒粗糙高度 k_s 为 1.35 mm . 各符号的定义如下:

$$\begin{cases} Re = \frac{u_\infty d}{\nu}, & Nu = \frac{hd}{\lambda}, \\ F_r = \frac{Nu}{\sqrt{Re}} \end{cases} \quad (38)$$

由于 $k-\epsilon$ 法依靠壁面函数处理近壁区, 因此与贴壁网格的疏密关系较大, 如图 1 所示. 图中 H 为贴壁网格的高度, p 点为网格中心, $H \approx 2y_p$. 在使用壁面函数时, 为获得理想的结果, 应使 p 点落入壁面函数对数率的合理适用范围之内, 即 $30 < y^+ < 300$. 而对于粗糙壁面而言, 为获得有物理意义的结果, 应使 $y_p > k_s$. 在实际计算过程中, 这两个条件有可能不能同时满足.

图 2 显示了两种不同网格在使用 $k-\epsilon$ 法计算时的结果. 图 2(a) 的网格高度 H 为 0.5 mm , 因此网格中心至壁面的距离 y_p 约为 0.25 mm , 不满足 $y_p > k_s$ 这一要求, 但壁面 y^+ 值在 $30 \sim 170$ 之间,

满足了 $30 < y^+ < 300$ 这一条件. 图 2(b) 则相反, y_p 约为 1.5 mm , 满足 $y_p > k_s$, 但壁面 y^+ 值在 600 以上, 不满足 $30 < y^+ < 300$. 从预测结果来看, 图 2(a) 预测得更佳, 这说明虽然从物理意义来讲, 应使贴壁网格中心至壁面的距离大于粗糙高度, 但实际上不一定需要遵守, 特别是在与壁面函数对数率的合理范围发生矛盾时, 应优先使壁面 y^+ 值落入对数率的合理范围内.

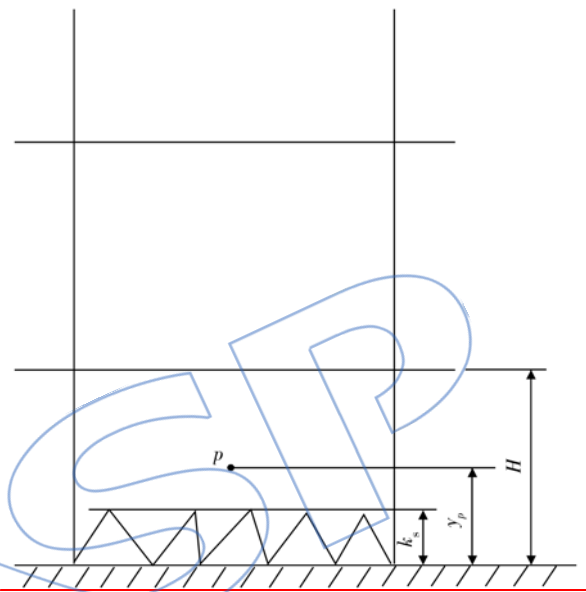


图1 壁面附近粗糙高度与网格高度示意图

Fig. 1 Demonstration of roughness height and wall-adjacent cell height

如果使用 S-A 扩展法计算, 则没有网格疏密的问题. 因为 S-A 模型为低雷诺数湍流模型, 采用比较细密的网格直接解析黏性底层, 通过网格加密能最终获得一个网格无关解.

图 3~图 5 分别显示了三种不同雷诺数下, 三种不同方法计算的对流换热情况. 其中边界层积分法的结果由虚线表示. 实线为 S-A 扩展法计算的结果. 点划线是 FLUENT 软件采用 $k-\epsilon$ 法计算的结果, 而实心小点显示了 $k-\epsilon$ 法相应的壁面 y^+ 值. 试验数据来自文献[13].

图 3 显示了雷诺数 8.8×10^5 时的计算结果. 由图可知, 在驻点(角度 0°)附近, 边界层积分法和 S-A 扩展法预测的结果接近于 1, 这是合理的, 因为驻点附近流态为层流. 试验值偏大主要是由于试验传感器自身具有一定的厚度, 从而造成了测量误差[13]. 边界层积分法在 3° 左右发生转捩, 比试验转捩位置 $5^\circ \sim 10^\circ$ 之间靠前. S-A 扩展法的结果与边界层积分法具有类似的趋势. 在驻点附近 $0^\circ \sim 10^\circ$ 之间的计算结果表现出了层流的特征.

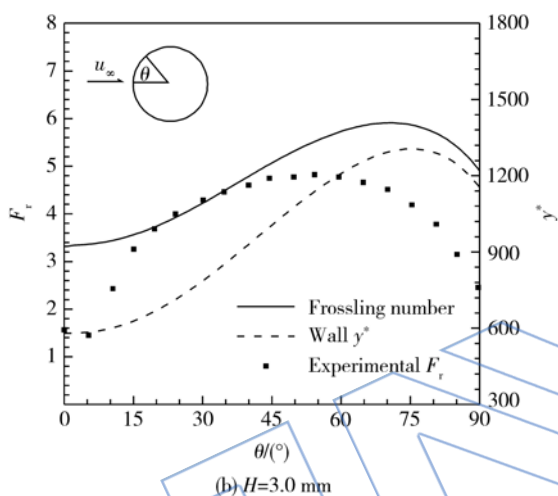
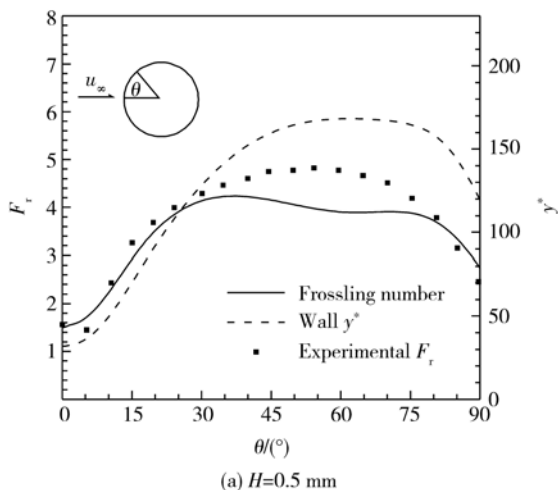


图2 网格高度对 $k-\epsilon$ 法计算结果的影响
($Re=8.8 \times 10^5$)

Fig. 2 Effects of wall-adjacent cell height
when using $k-\epsilon$ method
($Re=8.8 \times 10^5$)

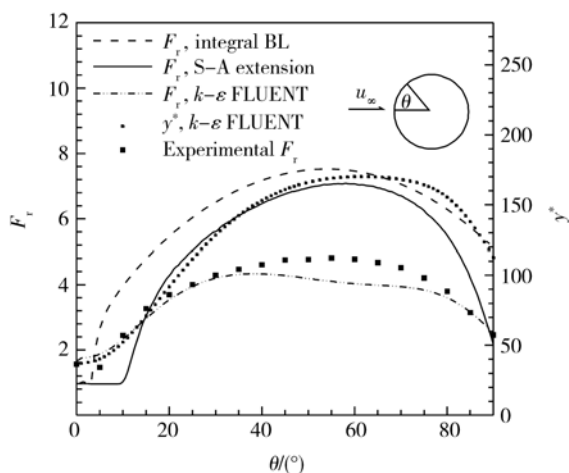


图3 Re 为 8.8×10^5 时的计算结果

Fig. 3 Computational results under $Re=8.8 \times 10^5$

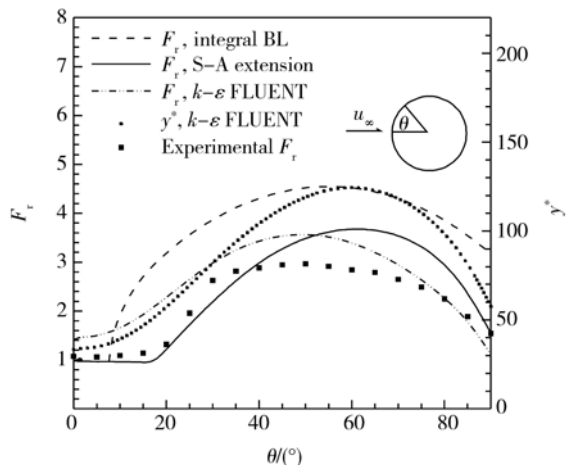


图4 Re 为 2.8×10^5 时的计算结果

Fig. 4 Computational results under $Re=2.8 \times 10^5$

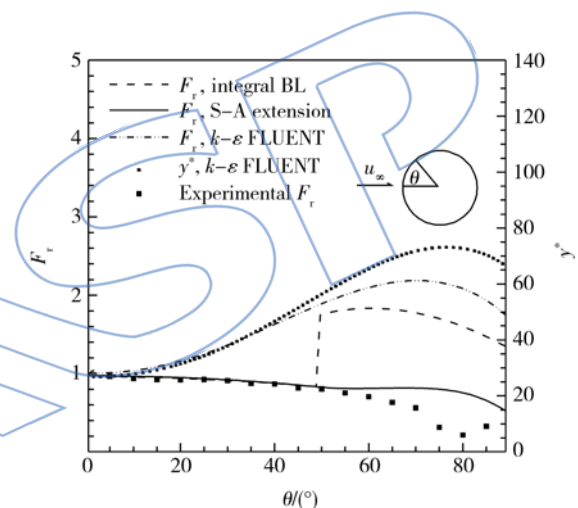


图5 Re 为 4.8×10^4 时的计算结果

Fig. 5 Computational results under $Re=4.8 \times 10^4$

而 S-A 扩展法的模型实际上是一个湍流模型,也并未包含任何层流、过渡区等分区处理的方式. 计算结果出现类似层流区的现象,主要是因为该区域计算出来的湍动黏度 μ_t 远小于其层流黏度(分子黏度) μ , 因此湍流的影响可以忽略. S-A 扩展法在 10° 附近发生类似“转捩”的现象, 同样, S-A 扩展模型本身并不包含转捩点位置的预测, 出现类似转捩的现象可能是由于湍动黏度 μ_t 在此处迅速增大, 使湍流占据了主导地位. 边界层积分法与 S-A 扩展法的峰值位置均出现在 55° 左右, 与试验峰值位置基本吻合(峰值位置往往决定了冰角生长的位置). 峰值大小均比试验值偏高, 但相对而言 S-A 扩展法比边界层积分法有一定改善. $k-\epsilon$ 法计算的结果没有出现层流区, 这是合理的, 因为 $k-\epsilon$ 模型是一个高雷诺数的湍流模型, 并且壁面

y^* 值在壁面函数的对数率区间,该区间内的流动为充分发展的湍流。 $k-\epsilon$ 法的计算结果总体而言与试验值吻合,但在驻点附近偏大,而峰值预测则偏小。

图4显示了雷诺数为 2.8×10^5 时的对流换热结果。该条件下使用 S-A 扩展法计算的 F_r 数,在 45° 之前与试验数据吻合非常好。边界层积分法转捩点位于 8° 左右, S-A 扩展法的“转捩”点位于 17° 左右,相比雷诺数 8.8×10^5 时的转捩位置,均有所靠后,这也是符合规律的。在层流区域,边界层积分法与 S-A 扩展法仍具有相同的结果,但边界层积分法转捩点要靠前,转捩之后边界层积分法比试验值偏大。边界层积分法与 S-A 扩展法峰值位置相近,峰值大小均偏大,但 S-A 扩展法比边界积分法更接近试验值。 $k-\epsilon$ 法计算的结果呈现明显的湍流特征,在驻点附近的一段区域内预测结果偏大较多。对于结冰模拟而言,驻点附近的区域正是水滴撞击的主要区域,因此该区域内表面传热系数预测的准确性将直接影响到结冰的形状。如果表面传热系数偏大较多,可能容易将明冰预测为霜冰。这一组算例, S-A 扩展法预测的结果最佳。

图5为雷诺数为 4.8×10^4 时的对流换热情况。边界层积分法在 50° 位置产生了明显的转捩,但在转捩之前,边界层积分法与 S-A 扩展法几乎重合,并且与试验值吻合得很好。 $k-\epsilon$ 法计算的结果仍然偏大。这一组算例, S-A 扩展法预测的结果与试验值最为接近。

3 结 论

$k-\epsilon$ 法与网格疏密程度有很大的关系,因此无法获得一个“网格无关解”。为获得有物理意义的结果,应使贴壁网格中心距壁面的距离 y_p 大于壁面的粗糙高度 k_s ,参见图1。但从计算结果来看不一定要遵守这个约束,特别是在与壁面函数对数率的合理区间 ($30 < y^* < 300$) 冲突时,应优先使网格满足 $30 < y^* < 300$ 。S-A 扩展法通过加密网格可以获得网格无关解。

S-A 扩展法的计算结果与边界层积分法具有相似的趋势,在驻点附近呈现出层流的特征,再往后发展成完全湍流状态。S-A 扩展法和边界层积分法在“层流区”的表面传热系数预测值几乎相同,并且与试验值非常吻合。在湍流区两者预测均

偏大,但 S-A 扩展法相对更接近试验值。因此 S-A 扩展法可能可以代替边界层积分法用于二维和三维的冰形模拟。

$k-\epsilon$ 法计算的结果呈现完全湍流,在驻点附近的一段区域内预测值偏大较多,可能较容易将角冰预测为霜冰。

参考文献:

- [1] Messinger B L. Equilibrium temperature of an unheated icing surface as a function of airspeed[J]. Journal of the Aeronautical Sciences, 1953, 20(1): 29-42.
- [2] Ruff G A, Berkowitz B M. Users manual for the NASA Lewis ice accretion prediction code (LEWICE) [R]. NASA/CR-1990-185129, 1990.
- [3] Stefanini L M, Silveira O M, Silva G A L, et al. Boundary-layers integral analysis-airfoil icing[R]. AIAA 2008-474, 2008.
- [4] Fregeau M, Saeed F, Paraschivoiu I. Surface heat transfer study for ice accretion and anti-icing prediction in three dimension[R]. AIAA 2004-63, 2004.
- [5] 张强,曹义华,胡利.翼型表面明冰的数值模拟[J].航空动力学报, 2009, 24(1): 91-97.
ZHANG Qiang, CAO Yihua, HU Li. Numerical simulation of glaze ice accretions on an airfoil[J]. Journal of Aerospace Power, 2009, 24(1): 91-97. (in Chinese)
- [6] Wang Q. On the prediction of convective heat transfer coefficients using general-purpose CFD codes [R]. AIAA 2001-0361, 2001.
- [7] Fluent Inc. FLUENT 6.3 user's guide[M]. Penn., USA: Fluent Inc., 2006.
- [8] Hellsten A. Extension of the $k-\omega$ SST turbulence model for flows over rough surfaces[R]. AIAA 97-3577, 1997.
- [9] Durbin P A, Medic G, Seo J M, et al. Rough wall modification of two layer $k-\epsilon$ [J]. Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME, 2001, 123(1): 16-21.
- [10] Suga K, Craft T J, Iacovides H. An analytical wall-function for turbulent flows and heat transfer over rough walls[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2006, 27(5): 852-866.
- [11] Aupoix B, Spalart P R. Extensions of the Spalart-Allmaras turbulence model to account for wall roughness[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2003, 24(4): 454-462.
- [12] Spalart P R, Allmaras S R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows[R]. AIAA 92-0439, 1992.
- [13] Achenbach E. The effect of surface roughness on the heat transfer from a circular cylinder to the cross flow of air [J]. Int. J. Heat Mass Transfer, 1977, 20(4): 359-369.